

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Andrzej Janaszek

Detektory podczerwieni
z plazmonicznym wzmocnieniem absorpcji

Rozprawa doktorska

Praca wykonana pod kierunkiem
dr. hab. Rafała Kotyńskiego,
dr. Piotra Wróbla oraz
prof. dr. hab. Józefa Piotrowskiego,
we współpracy z VIGO Photonics S.A.
w ramach programu „Doktorat wdrożeniowy”

Warszawa, wrzesień 2025 r.

Streszczenie

Problemem wysokotemperaturowych fotodetektorów długofalowej podczerwieni jest ich niska czułość wynikająca z niskiego współczynnika absorpcji i krótkiej drogi dyfuzji w półprzewodnikach wąskoprzerwowych. Bardzo potrzebne jest zatem wzmocnienie absorpcji w takich przyrządach, prowadzące do zwiększenia czułości i jednocześnie, dzięki zmniejszeniu grubości absorbera, obniżenia szumów. W niniejszej pracy zbadano możliwość wzmocnienia absorpcji w detektorach podczerwieni poprzez zastosowanie powierzchniowych plazmonów-polarytonów, wnęk optycznych i falowodów planarnych. Wytworzono i scharakteryzowano dwa typy detektorów opartych na cienkich absorberach z supersieci InAs/InAsSb: heterostrukтурalną fotodiodę z matrycą podfalowych otworów w metalizacji wierzchniej oraz detektor typu nBn z wysokodomieszkowanym półprzewodnikiem typu N++ oraz matrycą mikrometrycznych wysp metalicznych na powierzchni aktywnej. W drugim z nich zaobserwowano plazmoneczne wzmocnienie czułości o 55% dla długości fali 10.3 μm oraz mody wnękowe zwiększające czułość ponad czterokrotnie i podnoszące wykrywalność do poziomu $6.3 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ dla długości fali 8 μm i temperatury pracy 200 K. Wykonane w ramach pracy symulacje metodami FDTD (ang. *finite-difference time-domain*) i PWAM (ang. *plane wave admittance method*) pozwoliły na poznanie natury modów i optymalizację struktur. Kluczową rolę we wzmocnieniu absorpcji odgrywa półprzewodnik typu N++, który dzięki bardzo wysokiej koncentracji domieszki uzyskuje własności metaliczne opisywane modelem Drudego i ujemną przenikalność elektryczną w zakresie długofalowej podczerwieni.

Słowa kluczowe

detektor podczerwieni, fotodetektor, fotodioda, podczerwień, InAsSb, supersieć, plazmonika, plazmon, wnęka optyczna, falowód, wzmocnienie absorpcji

Tytuł pracy w języku angielskim

Plasmon-enhanced infrared photodetectors

SPIS TREŚCI

1	Wstęp	7
2	Detektory podczerwieni	9
2.1	Rodzaje detektorów podczerwieni.....	10
2.2	Właściwości detektorów podczerwieni.....	14
2.3	Problemy fotonowych detektorów podczerwieni.....	19
2.4	Materiały do fotonowych detektorów podczerwieni	20
3	Sposoby wzmocnienia pola elektromagnetycznego	23
3.1	Zwierciadło.....	23
3.2	Soczewka immersyjna	23
3.3	Powierzchniowe plazmony-polarytyny.....	24
3.4	Wnęka optyczna.....	30
3.5	Falowód planarny.....	32
4	Detektory podczerwieni ze wzmocnieniem absorpcji	34
4.1	Przegląd literatury	34
4.2	Projekty detektorów realizowane w pracy.....	38
5	Metody	40
5.1	Symulacje	40
5.1.1	Symulacje FDTD.....	40
5.1.2	Symulacje PWAM.....	42
5.2	Wytwarzanie detektorów podczerwieni	44
5.2.1	Epitaksja MBE.....	44
5.2.2	Processing.....	45
5.2.3	Montaż	47
5.3	Charakteryzacja materiałów i struktur	48
5.3.1	Elipsometria.....	48
5.3.2	Pomiary widm transmisji i odbicia	49
5.4	Charakteryzacja detektorów podczerwieni	50
5.4.1	Pomiary charakterystyk prądowo-napięciowych	50
5.4.2	Pomiary spektralnych charakterystyk czułości prądowej	51

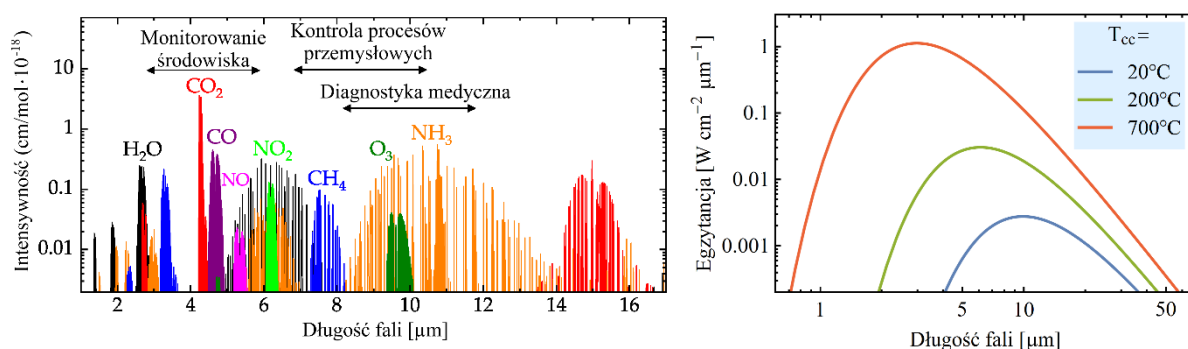
6	Wyniki.....	54
6.1	Symulacje i pomiary matrycy otworów podfalogowych w metalizacji na podłożu dielektrycznym	54
6.2	Optymalizacja projektu detektora z matrycami otworów podfalogowych w metalizacji.....	63
6.2.1	Grubość absorbera.....	63
6.2.2	Kształt i rozmiary otworów w metalizacji	66
6.3	Pomiary elipsometryczne materiałów składowych.....	68
6.3.1	Wyniki pomiarów elipsometrycznych absorbera	68
6.3.2	Wyniki pomiarów elipsometrycznych warstw typu p+ i p++	70
6.3.3	Wyniki pomiarów elipsometrycznych warstwy typu N++	72
6.3.4	Wyniki pomiarów elipsometrycznych bariery	74
6.4	Symulacje i pomiary matrycy otworów podfalogowych w metalizacji na heterostrukturze półprzewodnikowej.....	76
6.5	Symulacje i pomiary detektorów z matrycami otworów podfalogowych	78
6.5.1	Detektor z warstwą typu p na wierzchu.....	78
6.5.2	Detektory z warstwą typu n na wierzchu	87
6.6	Symulacje i pomiary detektorów z wysokodomieszkowaną warstwą N++.....	92
7	Podsumowanie.....	109
8	Bibliografia.....	112

1 WSTĘP

Promieniowanie elektromagnetyczne ma duże znaczenie dla człowieka nie tylko ze względu na energię i niską entropię, jakie nam dostarcza ze słońca, ale także ze względu na bogactwo przenoszonych przez nie informacji. Dotyczy to nie tylko światła widzialnego, którym posługujemy się na co dzień do obserwacji świata, ale także pozostałych zakresów widmowych, w szczególności podczerwieni. W podczerwieni bowiem można zaobserwować wiele ważnych zjawisk niewidocznych gołym okiem.

Większość gazów, które w zakresie widzialnym są przezroczyste, w podczerwieni ma swoje „kolory” – charakterystyczne linie absorpcyjne pozwalające na identyfikację i pomiar stężeń w ramach metod spektroskopowych. Dzięki temu podczerwień może być stosowana m.in. do wykrywania wycieków gazów z instalacji, kontroli bezpieczeństwa w kopalniach czy pomiarów zanieczyszczeń powietrza. Swoją „odcisk palca” (ang. *fingerprint*) w podczerwieni zostawia także wiele cieczy i ciał stałych, co pozwala na jej zastosowanie w analizie medycznej, kontroli czystości wody czy sortowaniu odpadów.

Podczerwień umożliwia też bezkontaktowy pomiar temperatury, jako że obiekty o temperaturach, z jakimi mamy regularnie do czynienia (od kilku do kilkuset stopni Celsjusza), emitują promieniowanie właśnie w tym zakresie (Rysunek 1). Otwiera to szerokie pole do zastosowań [1] np. w pomiarach temperatury ciała człowieka, gaszeniu pożarów w zarzewiu, wykrywaniu usterek w pociągach wysokich prędkości, ocenie termoizolacji budynków czy precyzyjnym naprowadzaniu rakiet na cel. Promieniowanie podczerwone jest również szeroko stosowane w przemyśle poprzez wykorzystanie laserów CO₂, które emitują fotony właśnie w tym zakresie spektralnym.



Rysunek 1. Zastosowania detektorów podczerwieni. **Z lewej:** Widma absorpcji wybranych gazów w średniej podczerwieni z zaznaczeniem obszarów zastosowań [2]. **Z prawej:** Rozkład Plancka promieniowania termicznego ciała doskonale czarnego – egzytancja (moc wypromieniowana z jednostkowej powierzchni w jednostkowy przedział długości fali) w funkcji długości fali. Kolorami oznaczono krzywe dla ciał o różnych temperaturach.

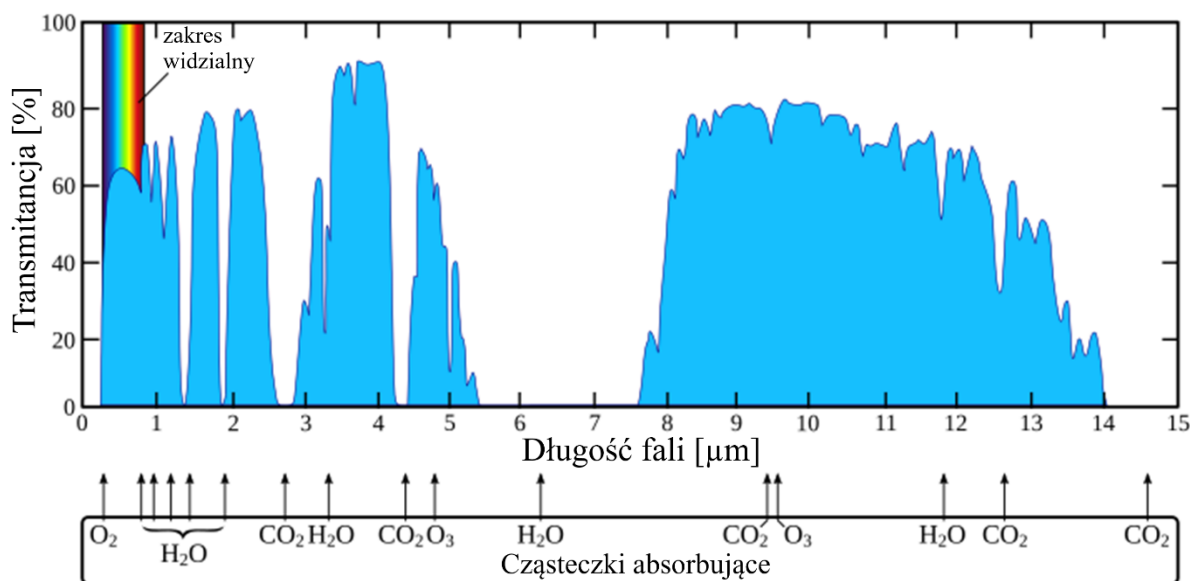
Wszystkie powyższe zastosowania podczerwieni wymagają detektorów czułych na ten zakres widmowy, wśród których wyróżniającą pozycję zajmują detektory fotonowe ze względu na ich szybkość działania i wysoką wykrywalność. Aby ograniczyć szumy przeszkadzające w detekcji i zapewnić wystarczającą dokładność pomiaru fotodetektory podczerwieni przez długi czas wymagały chłodzenia ciekłym azotem. Duże gabaryty i niewygodna obsługa takich urządzeń eliminowała je jednak z wielu zastosowań. Prowadzone są zatem prace nad

ulepszaniem detektorów, aby mogły one pracować w temperaturze pokojowej lub nieznacznie niższej, osiągalnej przy użyciu miniaturowych chłodziarek termoelektrycznych. Głównymi wyzwaniem jest zmniejszanie szumów związanych z termiczną generacją nośników ładunku w detektorze oraz zapewnienie wysokiej czułości. Ten drugi cel jest szczególnie problematyczny w zakresie LWIR (ang. *long-wavelength infrared*, 8-15 μm), gdzie ze względu na krótką drogę dyfuzji oraz niski współczynnik absorpcji niemożliwe jest uzyskanie wysokiej czułości przy zastosowaniu tradycyjnych konstrukcji fotodetektorów. Poszukiwane są zatem metody jej zwiększenia poprzez wzmocnienie absorpcji promieniowania w detektorze. Jedną z nich może być wykorzystanie plazmonów powierzchniowych – fal rozchodzących się na granicy metalu i dielektryka, które dzięki powierzchniowej lokalizacji przejawiają silne pole elektromagnetyczne. Realizacja koncepcji wzbogaconej absorpcji pozwoli nie tylko na zwiększenie czułości detektorów, ale także, dzięki zastosowaniu cieńszych absorberów, na zredukowanie szumów oraz zwiększenie szybkości działania.

Lepsze poznanie zjawisk umożliwiających wzmocnienie pola elektrycznego, zaproponowanie konstrukcji detektorów ze wzbogaconą absorpcją i ostatecznie wytworzenie i zbadanie prototypowych detektorów o ulepszonym działaniu stanowi cel tej pracy. Jej zakres obejmuje krytyczną analizę literatury dotyczącej przyrządów ze wzbogaconą absorpcją, projektowanie i modelowanie struktur detekcyjnych a wreszcie wytworzenie prototypowych detektorów, ich charakteryzację i analizę wyników. Praca rozpoczyna się od wprowadzenia tematyki detektorów podczerwieni – ich rodzajów, podstawowych właściwości, głównych problemów w ich konstrukcji oraz materiałów, z jakich są wytwarzane. Następnie przedstawiam wybrane metody wzmocnienia pola elektromagnetycznego, analizuję literaturę dotyczącą detektorów ze wzmocnioną absorpcją i przedstawiam projekty detektorów, jakie są realizowane w pracy. Kolejny rozdział poświęcony jest wykorzystywanym metodom, zarówno modelowania, wytwarzania jak i pomiarów detektorów. Wreszcie, w głównej części pracy, omawiam wyniki przeprowadzonych badań, zarówno w zakresie modelowania jak i eksperymentów sprawdzających możliwość wzmocnienia pola elektromagnetycznego w strukturach detekcyjnych i ulepszenia działania detektorów. Na końcu podsumowuję pracę, przedstawiam płynące z niej wnioski i zamieszczam bibliografię. Sumarycznie postaram się pokazać, że dzięki zastosowaniu metod wzmocnienia absorpcji możliwe jest istotne podwyższenie parametrów detektorów podczerwieni. Wyniki pracy będą podstawą do szczegółowego opracowania i wdrożenia do produkcji i sprzedaży nowych detektorów podczerwieni odpowiadających na konkretne potrzeby rynkowe.

2 DETEKTORY PODCZERWIENI

Detektor podczerwieni to przyrząd, który pod wpływem promieniowania podczerwonego generuje sygnał łatwy do dalszego przetwarzania, przede wszystkim sygnał elektryczny, i w ten sposób umożliwia wykrywanie i pomiar mocy padającego promieniowania. Podczerwień obejmuje fale elektromagnetyczne o długości od 750 nm do 1 mm, z których tradycyjnie wydziela się mniejsze zakresy (Tabela 1) wyróżnione przez okna atmosferyczne (Rysunek 2). W tej pracy zajmuję się zakresami MWIR (ang. *mid-wavelength infrared*, 3-8 μm) i przede wszystkim LWIR (ang. *long-wavelength infrared*, 8-15 μm).



Rysunek 2. Widmo transmisji atmosfery w zakresie widzialnym i podczerwonym [3].

Nazwa (ang.)	Akronim	Zakres spektralny	Podstawowe zastosowania
<i>Near-infrared</i>	NIR	0.75-1.4 μm	Noktowizja
<i>Short-wavelength infrared</i>	SWIR	1.4-3 μm	Telekomunikacja światłowodowa
<i>Mid-wavelength infrared</i>	MWIR	3-8 μm	Wykrywanie gorących obiektów, wykrywanie gazów (CO_2 , CO , CH_4)
<i>Long-wavelength infrared</i>	LWIR	8-15 μm	Pomiar temperatury bliskiej pokojowej, spektroskopia gazów, monitorowanie laserów CO_2
<i>Far-infrared</i>	FIR	15-1000 μm	Astronomia

Tabela 1. Podział podczerwieni na podzakresy spektralne [3], [4].

2.1 RODZAJE DETEKTORÓW PODCZERWIENI

Wyróżniamy dwie główne kategorie detektorów podczerwieni: termiczne i fotonowe [5]. W detektorach termicznych absorpcja padającego promieniowania powoduje wzrost temperatury materiału aktywnego, który w wyniku ogrzania zmienia swoje właściwości, np. siły termoelektrycznej, rezystancji czy pojemności elektrycznej [1], co skutkuje powstaniem sygnału elektrycznego. Odpowiedź takiego detektora zależy jedynie od mocy padającego promieniowania, nie zależy natomiast od jego długości fali w bardzo szerokim zakresie, zwłaszcza że promieniowanie może być pochłaniane w dodatkowej czarnej powłoce (absorberze) z której ciepło przekazywane jest do materiału aktywnego (termometru). Podstawowe typy detektorów termicznych to termopary, bolometry i detektory piroelektryczne. Z detektorów termicznych, w szczególności mikrobolometrów, konstruowane są matryce termowizyjne. Główną zaletą detektorów termicznych jest relatywnie niski koszt ich wytwarzania, co sprawia, że są najbardziej powszechnie stosowane. Główną wadą natomiast – niska szybkość odpowiedzi.

Drugą grupę, której poświęcona jest ta praca, stanowią detektory fotonowe. W przyrządach tego typu absorpcja padającego fotonu skutkuje wygenerowaniem nośnika ładunku w wyniku wzbudzenia elektronu do wyższego poziomu energetycznego. Wzbudzenie to może zachodzić pomiędzy pasmem walencyjnym i przewodnictwa w półprzewodniku objętościowym, pomiędzy stanami w studni kwantowej lub pomiędzy minipasmami (elektronów i ciężkich dziur) w supersieci. Aby do niego doszło, energia fotonu musi być równa różnicy pomiędzy stanami energetycznymi, a więc nie mniejsza od przerwy energetycznej. Z drugiej strony po przekroczeniu tego progu dalsze zwiększanie energii fotonu nie powoduje wzrostu liczby wzbudzonych elektronów a więc także sygnału elektrycznego. W konsekwencji detektory fotonowe wykazują selektywną spektralnie czułość. Ich odpowiedź jest proporcjonalna do liczby padających fotonów, których energia przekracza przerwę energetyczną. Detektory fotonowe cechuje wysoki stosunek sygnału do szumu oraz bardzo szybka odpowiedź. Jednak ich działanie przez wiele lat wymagało chłodzenia kriogenicznego, aby ograniczyć szumy wynikające z termicznej generacji nośników. Prowadzone prace nad fotonowymi detektorami podczerwieni mają na celu w dużej mierze wyeliminować tę potrzebę, aby przyrządy te stały się mniejsze, łatwiejsze w obsłudze, tańsze a przez to – bardziej dostępne. Aby to umożliwić, niezbędne jest zapewnienie odpowiedniej wydajności w wysokich temperaturach pracy (ang. HOT – *Higher Operating Temperature*), czyli w temperaturze pokojowej lub w temperaturach osiągalnych przy użyciu niedużych chłodziarek termoelektrycznych 200-300 K.

1. Fotorezystory

Najprostszym w konstrukcji detektorem fotonowym jest fotorezystor. Jego zasada działania opiera się na zmianie koncentracji nośników, a w konsekwencji przewodnictwa materiału aktywnego, w wyniku absorpcji promieniowania. Wykorzystanie tego przyrządu polega na przyłożeniu do niego napięcia i rejestrowaniu zmian prądu, lub przepuszczaniu stałego prądu i mierzeniu zmian napięcia na detektorze. Fotorezystory pracują zatem jedynie z zasilaniem, co skutkuje występowaniem szumów $1/f$ ograniczających przydatność tych przyrządów do pracy z niskimi częstotliwościami. W klasycznych fotorezystorach przepływ prądu odbywa się w płaszczyźnie detektora (prostopadle do kierunku padania promieniowania), przez co przy zachowaniu tego samego kształtu (np. kwadratowego) rezystancja nie zależy od powierzchni aktywnej. Stanowi to ważną zaletę fotorezystorów ponieważ umożliwia tworzenie przyrządów o dużej powierzchni z zachowaniem dobrej współpracy ze wzmacniaczem.

2. Fotodiody

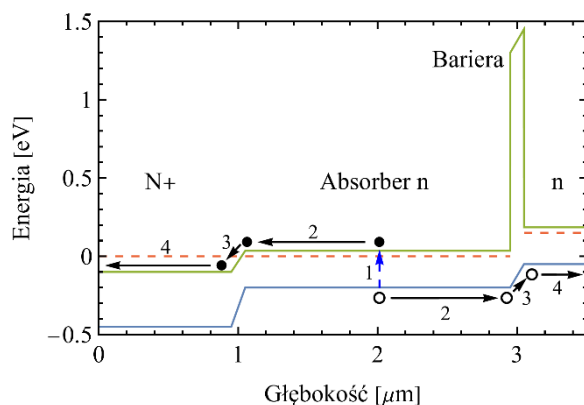
Drugą ważną grupę stanowią detektory fotowoltaiczne, z których najpowszechniej stosowanym jest dioda półprzewodnikowa oparta na złączu p-n [1]. W najprostszym przypadku (homozłącze) zbudowana jest ona z dwóch warstw takiego samego półprzewodnika, różniących się jedynie typem domieszkowania: jedna warstwa domieszkowana jest na typ p, a druga na typ n. W wyniku dyfuzji i rekombinacji nośników na styku warstw powstaje obszar ładunku przestrzennego, w którym występuje wbudowane pole elektryczne. Umożliwia ono separację nośników, które zostały wygenerowane optycznie w pobliżu złącza i dotarły do niego w wyniku dyfuzji – elektrony przenoszone są na jedną stronę złącza, a dziury na drugą, dzięki czemu docierają do przeciwnych kontaktów i generują fotoprąd nawet jeśli do detektora nie zostało przyłożone zewnętrzne napięcie. Możliwość działania bez zasilania jest dużą zaletą fotodiod, ponieważ upraszcza to układy do przetwarzania sygnału oraz zmniejsza wydzielanie ciepła w samym detektorze. Przyrządy tego typu cechują się także wysoką wykrywalnością i szybkością odpowiedzi [1]. Jako że fotodiody są najczęściej przyrządami wertykalnymi (fotoprąd płynie prostopadle do powierzchni aktywnej), ich rezystancja jest odwrotnie proporcjonalna do pola powierzchni detektora, które w efekcie nie może być zbyt duże aby zachować dobrą współpracę ze wzmacniaczem.

Najczęściej fotodiody konstruuje się tak, aby promieniowanie podlegające detekcji zaabsorbowane było tylko po jednej stronie złącza, w warstwie nazywanej absorberem. W tym celu poszerza się przerwę energetyczną warstwy sąsiadującej – powstaje zatem heterozłącze. Aby ograniczyć prąd ciemny w detektorach fotowoltaicznych stosuje się dodatkowo bariery unipolarne [6], czyli warstwy o szerokiej przerwie energetycznej blokujące przepływ tylko jednego typu nośników. Umieszcza się je w obszarach złącz, dzięki czemu ogranicza się generację Shockley'a Read'a Halla (SRH) zachodzącą pod wpływem wbudowanego pola elektrycznego. Ponadto, w celu wytworzenia wysokiej jakości kontaktów omowych oraz zapewnienia dobrego transportu nośników, stosuje się wysokodomieszkowane warstwy podkontaktowe.

3. Detektory nBn

Innym rodzajem fotonowego detektora podczerwieni jest przyrząd typu nBn, zaproponowany w 2006 r. [7]. Składa się on z absorbera domieszkowanego na typ n, szerokoprzerwowej, niedomieszkowanej warstwy barierowej i cienkiej warstwy podkontaktowej typu n (Rysunek 3). Aby poprawić transport lateralny nośników oraz własności kontaktu metal-półprzewodnik pod absorberem stosuje się najczęściej jeszcze wysokodomieszkowaną dolną warstwę podkontaktową N+. W tradycyjnym przyrządzie, bez wzmocnienia absorpcji, grubość absorbera powinna być porównywalna z długością drogi absorpcji (odwrotnością współczynnika absorpcji). Grubość bariery musi być dobrana tak, aby zapobiec tunelowaniu przez nią elektronów, np. 50-100 nm. Jej wysokość jest natomiast na tyle duża (>1 eV), aby zapobiec termicznej generacji nośników większościowych ponad nią. Wierzchnia warstwa kontaktowa ma grubość kilkudziesięciu nanometrów. Składy i domieszkowania materiałów są tak dobrane, aby jedynie w paśmie przewodnictwa występowała bariera potencjału, natomiast pasmo walencyjne było jej pozbawione. Rolą bariery jest bowiem blokowanie przepływu nośników większościowych (elektronów), umożliwiając jednocześnie transport nośników mniejszościowych (dziur), na których opiera się działanie przyrządu.

Mechanizm powstawania fotoprądu w detektorze nBn polega na optycznym wzbudzeniu par elektron-dziura w warstwie absorbera a następnie ich dyfuzyjnym transporcie (Rysunek 3). Ze względu na występowanie bariery elektrony mogą zostać odebrane jedynie na dolnym kontakcie, podczas gdy dziury mogą przepłynąć pod barierą w kierunku górnego kontaktu i na nim zrekombinować. Ich przepływ w kierunku dolnego kontaktu jest z kolei utrudniony przez nachylenie pasm na złączu absorbera typu n i dolnej warstwy podkontaktowej typu N+. Detektory nBn przeznaczone są przede wszystkim do pracy z zasilaniem, po którego przyłożeniu pole elektryczne lokalizuje się w obszarze niedomieszkowanej bariery stymulując jednokierunkowy przepływ nośników mniejszościowych, jednak bez zasilania również mogą przejawiać czułość ze względu na różne grubości absorbera i górnej warstwy podkontaktowej skutkujące nierównowagą generacji optycznej pomiędzy jednym i drugim obszarem oraz występowanie bariery dla dziur na granicy absorbera i dolnej warstwy podkontaktowej.



Rysunek 3. Schemat pasm energetycznych detektora nBn. Zieloną linią oznaczony jest poziom dna pasma przewodnictwa, niebieską – pasma walencyjnego, przerywaną, pomarańczową linią – poziom Fermiego. Czarne punkty symbolizują elektrony, pierścień – dziury. Numery oznaczają poszczególne zjawiska zachodzące przy powstawaniu sygnału: 1 – optyczne wzbudzenie nośników w absorberze, 2 – dyfuzyjny transport nośników, 3 – przepływ nośników pod wpływem pola elektrycznego, 4 – transport nośników w warstwach kontaktowych.

W bardzo podobny sposób co fotoprąd powstaje także składowa dyfuzyjna prądu ciemnego. Jedyną różnicą jest sposób generacji par elektron-dziura w absorberze – termiczny w miejsce optycznego. Wkład do prądu dyfuzyjnego wnoszą każdy rodzaj generacji termicznej w absorberze, a w szczególności generacja Auger dominująca w wysokich temperaturach. W detektorach typu nBn zminimalizowana jest natomiast składowa prądu ciemnego związana z generacją Shockley’a Read’a Halla (SRH) w obszarze złącza, która odgrywa dużą rolę w fotodiodach, zwłaszcza w temperaturach poniżej 200 K. Gęstość prądu pochodząca z tego źródła wyraża się wzorem [8]:

$$J_{SRH} = q \frac{n_i}{\tau_{SRH}} W_{dep}, \quad (1)$$

gdzie q – ładunek elementarny, n_i – koncentracja samoistna, τ_{SRH} – czas życia nośników mniejszościowych związany z generacją SRH, W_{dep} – szerokość obszaru zubożonego.

Ze względu na zlokalizowanie obszaru zubożonego w barierze koncentracja samoistna jest tam bardzo niska, przez co również generacja SRH w tym obszarze nie wnosi istotnego wkładu do prądu ciemnego. Może ona mieć znaczenie jedynie w przypadku wnikiwania obszaru zubożonego do absorbera spowodowanego np. domieszkowaniem bariery na typ p [9].

Detektory typu nBn mają często niższe prądy ciemne od fotodiod [10], ale ich wadą jest konieczność zasilania w celu uzyskania wysokiej czułości, które z kolei może prowadzić do pogorszenia wykrywalności dla niskich częstotliwości ze względu na szumy $1/f$.

2.2 WŁAŚCIWOŚCI DETEKTORÓW PODCZERWIENI

1. Czułość

Podstawowym parametrem detektorów jest czułość, w szczególności czułość prądowa R_i zdefiniowana jako stosunek natężenia fotoprądu I_{ph} do mocy promieniowania Φ_e padającego na detektor:

$$R_i = \frac{I_{ph}}{\Phi_e} \quad (2)$$

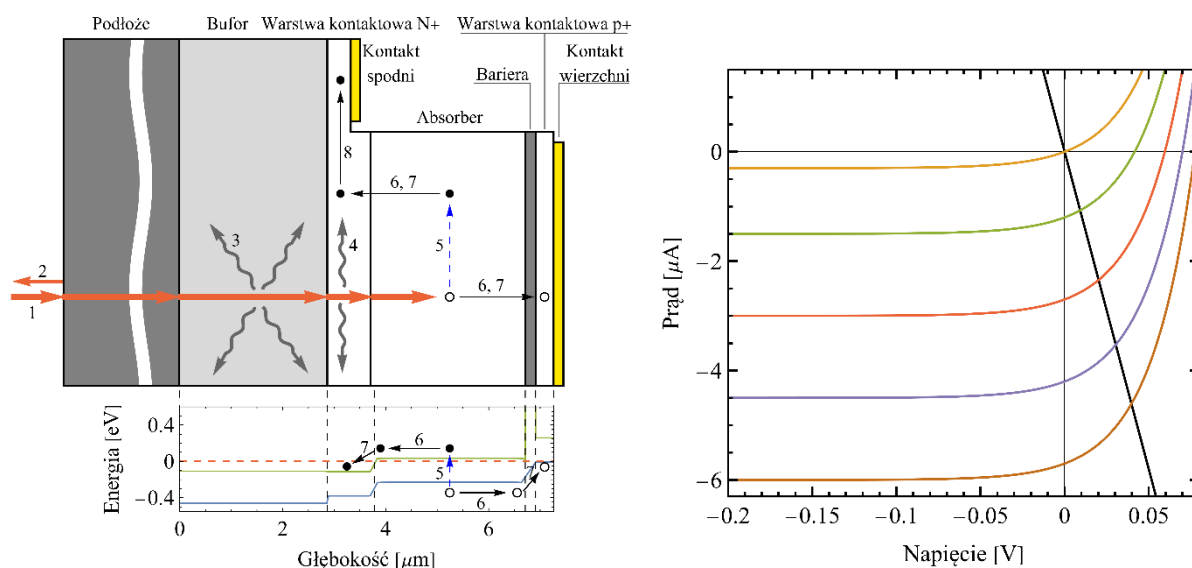
Moc promieniowania padającego równa jest iloczynowi energii jednego fotonu hc/λ i liczby fotonów padających na detektor w jednostce czasu n_{ph} , natomiast natężenie fotoprądu równe jest liczbie elektronów n_e , które przepłynęły pomiędzy kontaktami detektora w jednostce czasu, pomnożonej przez ładunek elementarny q . Stosunek liczby elektronów do liczby fotonów określa zewnętrzną wydajność kwantową detektora $\eta = n_e/n_{ph}$ i jest równy iloczynowi absorptancji w absorberze A_{abs} (stosunkowi mocy promieniowania zaabsorbowanego w absorberze do mocy promieniowania padającego na detektor) oraz wydajności fotoelektrycznej g (stosunek liczby elektronów, które przepłynęły przez kontakty, do liczby elektronów wzbudzonych optycznie w absorberze). W efekcie czułość prądową można przedstawić równaniem:

$$R_i = \frac{q\lambda}{hc} A_{abs}(\lambda) g. \quad (3)$$

Absorptancja w absorberze (według powyższej definicji) zależy przede wszystkim od jego grubości i współczynnika absorpcji materiału, z jakiego jest zbudowany, ale także od konstrukcji detektora i właściwości optycznych pozostałych warstw. Współczynnik absorpcji α powiązany jest ze współczynnikiem ekstynkcji κ równaniem $\alpha = 4\pi\kappa/\lambda$.

W przypadku idealnego fotodetektora, zwanego licznikiem fotonów, absorptancja jest stuprocentowa dla fotonów o energii wyższej od przerwy energetycznej i zerowa dla fotonów o energii niższej. W efekcie czułość takiego przyrządu rośnie proporcjonalnie do długości fali aż do długości fali odcięcia $\lambda_{cut-off}$, odpowiadającej przerwie energetycznej, powyżej której spada do zera. Rzeczywiste detektory są mniej lub bardziej odległe od tego ideału. W szczególności, w przypadku klasycznej fotodiody oświetlanej od strony podłoża, absorptancja w absorberze jest zredukowana ze względu na odbicie części promieniowania na wejściu do detektora (od okna, od podłoża), absorpcję w warstwach poprzedzających absorber na drodze optycznej oraz niepełne pochłonięcie przy pierwszym przejściu przez absorber, natomiast zwiększona poprzez odbicie od wierzchniej metalizacji, dzięki któremu fala przechodzi przez absorber dwukrotnie. W rzeczywistych detektorach obserwujemy również rozmycie długofalowej krawędzi czułości zwane ogonem Urbacha [11], [12], [13]. Wykorzystanie wierzchniej metalizacji w roli zwierciadła jest bardzo prostym, ale niezbyt wydajnym sposobem na wzmocnienie absorpcji w absorberze. Celem tej pracy jest opracowanie sposobów dających dużo silniejszy efekt.

Aby wzbudzony optycznie elektron wniósł wkład do fotoprądu musi zostać jeszcze przetransportowany do kontaktu detektora. Wydajność tego procesu, tj. stosunek liczby elektronów, które przepłynęły przez obwód, do liczby elektronów wzbudzonych optycznie w absorberze, opisywana jest parametrem g . W przypadku fotorezystorów może być on większy od jedności (i w związku z tym nazywany jest wzmocnieniem fotoelektrycznym). Dzieje się tak, gdy ze względu na odpowiednio silną polaryzację czas przejścia elektronu przez obwód detektora jest mniejszy od czasu życia nośników. Wówczas elektron zdąży przejść przez obwód detektora więcej niż jednokrotnie zanim zrekombinuje z dziurą. W niniejszej pracy rozważam jedynie detektory, w których takie wzmocnienie nie występuje i parametr g jest mniejszy od jedności, nazywam go zatem wydajnością fotoelektryczną.



Rysunek 4. Z lewej: schemat powstawania sygnału w detektorze na przykładzie fotodiody. W górnej części: schemat struktury urządzenia uwzględniający poszczególne warstwy osadzone w procesie epitaksjalnym oraz najważniejsze efekty procesingu – trawienie mes oraz metalizację. W dolnej części: diagram pasm energetycznych odpowiadający poszczególnym warstwom struktury (bez przyłożonego napięcia). Zieloną linią oznaczony jest poziom dna pasma przewodnictwa, niebieską – pasma walencyjnego, przerywaną, pomarańczową linią – poziom Fermiego. Pomarańczowe strzałki symbolizują promieniowanie podczerwone, szare, falujące strzałki – absorpcję nie dającą wkładu do fotoprądu, niebieskie przerywane – wzbudzenie par elektron-dziura, czarne – przemieszczanie nośników ładunku. Czarne punkty symbolizują elektrony, pierścienie – dziury. Numery oznaczają poszczególne zjawiska zachodzące przy powstawaniu sygnału: 1 – padające promieniowanie, 2 – odbicie promieniowania od podłoża, 3 – absorpcja w warstwie buforowej, 4 – absorpcja w warstwie kontaktowej N+, 5 – absorpcja w absorberze i wzbudzenie nośników, 6 – dyfuzyjny transport nośników do złącza, 7 – przepływ nośników przez złącze pod wpływem wbudowanego pola elektrycznego, 8 – transport elektronów do kontaktu w warstwie N+. Z prawej: wykres ilustrujący redukcję sygnału w wyniku obciążenia diody rezystancją szeregową, której odpowiada nachylenie czarnej prostej. Kolorowymi liniami przedstawiono charakterystyki prądowo-napięciowe diody z coraz większym fotoprądem. Punkt przecięcia czarnej prostej z kolorowymi krzywymi wyznacza prąd, jaki popłynie przez detektor obciążony rezystancją szeregową.

Najczęściej (w szczególności w przypadku niezasilanych czy słabo zasilanych fotodiod i detektorów typu nBn) wydajność fotoelektryczna jest jednak mniejsza od jedności, co wynika z częściowej rekombinacji nośników przed ich dotarciem do kontaktów. W fotodiodach i detektorach barierowych pole elektryczne zlokalizowane jest najczęściej poza absorberem, przez co transport nośników w tym materiale odbywa się poprzez dyfuzję, której zasięg opisywany jest poprzez długość drogi dyfuzji L . Aby zapewnić dobre zbieranie nośników i przez to wysoką (bliską 100%) wydajność fotoelektryczną grubość absorbera powinna być mniejsza od długości drogi dyfuzji. Opisany powyżej mechanizm powstawania sygnału w detektorze został zilustrowany na przykładzie fotodiody (Rysunek 4).

Istotnym czynnikiem redukującym czułość detektora jest rezystancja szeregową R_{ser} . W przypadku detektorów niezasilanych, w szczególności fotodiod, jej występowanie skutkuje odłożeniem się na złączu napięcia, a w konsekwencji powstaniem składowej prądu płynącej przeciwnie do fotoprądu I_{ph} . W efekcie sygnał I_s (i analogicznie czułość diody) jest zredukowany na zasadzie dzielnika napięcia:

$$I_s = I_{ph} \frac{R_{d0}}{R_{d0} + R_{ser}}, \quad (4)$$

gdzie R_{d0} – rezystancja dynamiczna diody w 0 V (bez rezystancji szeregowy).

Powyższy wzór jest przybliżeniem dla fotoprądów znacznie mniejszych od prądu nasycenia diody. W ogólności efekt ten jest nieliniowy i prowadzi do nasycania detektora, co wygodnie jest uzasadnić graficznie na wykresie charakterystyk prądowo-napięciowych diody zawierających fotoprąd o różnych natężeniach i przecinających się z prostą przedstawiającą napięcie polaryzacji wynikające z rezystancji szeregowy (Rysunek 4).

2. Szumy

Odczyt sygnału detektora utrudniony jest przez szumy. Objawiają się one jako losowe zmiany prądu (lub napięcia) przepływającego przez detektor a ich przyczyną może być termiczna generacja nośników w absorberze, fotoprąd wywołany promieniowaniem tła oraz fluktuacje mocy padającego promieniowania (szum fotonowy). Trzeci czynnik wynika z kwantowej natury samego promieniowania i jest niezależny od detektora. Szum fotoprądu od tła może być zredukowany poprzez ograniczenie kąta akceptacji (stosowanie zimnych przesłon - ang. *cold-shield*) do minimum niezbędnego do detekcji sygnału. Najbardziej problematycznym źródłem szumu w przypadku detektorów podczerwieni jest jednak generacja i rekombinacja termiczna. W półprzewodnikach wąskoprzerwowych wyróżnia się trzy główne procesy generacji i rekombinacji termicznej: promienistą, Shockley'a Read'a Halla (SRH) i Augera.

Generacja promienista (radiacyjna) jest wynikiem absorpcji wewnętrznie wygenerowanych fotonów a rekombinacja przeciwnie – związana jest z wypromieniowaniem fotonu. Procesy radiacyjne, choć fundamentalne, nie wnoszą istotnego wkładu do szumu wysokotemperaturowych detektorów podczerwieni, a zwłaszcza detektorów LWIR [5].

Generacja i rekombinacja SRH polega na przejściach odbywających się za pośrednictwem stanów pułapkowych w przerwie energetycznej, których obecność związana jest z niedoskonałością materiału – występowaniem defektów, zanieczyszczeń i domieszek. W przypadku generacji SRH elektron najpierw wzbudzany jest z pasma walencyjnego do stanu pułapkowego, a następnie ze stanu pułapkowego do pasma przewodnictwa. Procesy SRH nie mają fundamentalnej natury lecz związane są z jakością technologiczną. Obecnie stanowią jednak istotne ograniczenie, zwłaszcza w przypadku detektorów chłodzonych poniżej 250 K [5].

Generacja Augera polega na jednoczesnej zmianie stanów energetycznych dwóch elektronów pomiędzy którymi przekazywana jest energia. Przejście jednego z nich odbywa się wewnątrz pasma (np. wewnątrz pasma przewodnictwa w przypadku procesu Auger 1 lub pomiędzy pasmem dziur ciężkich i lekkich w przypadku procesu Auger 7) a drugiego –

międzypasmowo [5]. W efekcie, pomimo zachowania łącznej energii obu elektronów, koncentracja nośników swobodnych w materiale ulega zmianie.

Przedstawione mechanizmy generacji i rekombinacji termicznej wpływają na prąd ciemny i rezystancję dynamiczną, które z kolei przekładają się na szum detektora. W przypadku detektorów fotowoltaicznych i nBn dominującą rolę odgrywają szumy Johnsona-Nyquista oraz śrutowy związane odpowiednio z rezystancją dynamiczną oraz prądem płynącym przez detektor zawierający barierę potencjału. Ich widmo jest płaskie w przeciwieństwie do szumu $1/f$, którego widmowa gęstość mocy jest odwrotnie proporcjonalna do częstotliwości f . Szum $1/f$ ma charakter technologiczny – związany jest z nieomowością kontaktów elektrycznych, fluktuacjami prądu upływności i występowaniem barier potencjałów [1]. Jego moc rośnie w przybliżeniu kwadratowo z prądem płynącym przez detektor, więc ma on znaczenie głównie w przypadku detektorów zasilanych. Dla odpowiednio wysokiej częstotliwości można go jednak pominąć. Wówczas spektralna gęstość szumu prądowego detektorów fotowoltaicznych i nBn wyraża się wzorem:

$$i_{n,det} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R_d} + 2q|I|}, \quad (5)$$

gdzie: R_d – rezystancja dynamiczna, I – natężenie prądu.

3. Wykrywalność

Parametrem mierzącym zdolność detektora do wykrywania słabych sygnałów optycznych bądź niewielkich różnic w sygnale jest wykrywalność. Zdefiniować ją można jako stosunek czułości do wartości skutecznej szumu albo innymi słowy – odwrotność mocy równoważnej szumom (ang. NEP - *noise equivalent power*). Zaobserwowano jednak, że dla większości detektorów tak zdefiniowana wykrywalność jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka z szerokości pasma i pierwiastka z powierzchni detektora [14]. W związku z tym, aby umożliwić porównywanie detektorów o różnych powierzchniach i zmierzonych w pasmach o różnej szerokości, wprowadza się wykrywalność znormalizowaną zdefiniowaną wzorem:

$$D^* = \frac{R_i \sqrt{A}}{i_{n,det}}, \quad (6)$$

gdzie: D^* – wykrywalność znormalizowana wyrażana w $\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, A – powierzchnia detektora, $i_{n,det}$ – spektralna gęstość szumu prądowego.

Pierwiastkową normalizację do powierzchni detektora stosuje się aby umożliwić porównanie struktur półprzewodnikowych niezależnie od powierzchni detektorów, dla jakich dokonano charakteryzacji. Przy doborze detektora do konkretnej aplikacji ważniejszy staje się jednak bezwzględny stosunek sygnału do szumu. Aby go zmaksymalizować, powierzchnia detektora powinna być nie mniejsza od przekroju wiązki promieniowania podlegającego detekcji, a z drugiej strony – promieniowanie powinno być maksymalnie skoncentrowane (np. poprzez użycie soczewki) w celu zredukowania powierzchni i przez to szumów detektora.

W dalszej części tej pracy przez wykrywalność będę rozumiał właśnie wykrywalność znormalizowaną, co będzie znajdowało potwierdzenie w stosowanej jednostce $\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$.

4. Współpraca detektora ze wzmacniaczem

Sygnały elektryczne generowane przez detektory podczerwieni wymagają wzmocnienia aby umożliwić ich dalsze wygodne przetwarzanie. W tym celu stosuje się wzmacniacze, a w szczególności – wzmacniacze transimpedancyjne. Urządzenia te, poza wzmocnianiem sygnału i szumu detektora, generują także szum własny. Z punktu widzenia użytkownika od wykrywalności samego detektora ważniejsza staje się wykrywalność modułu detekcyjnego D_m^* zawierającego poza detektorem także wzmacniacz. W uproszczeniu można ją opisać wzorem:

$$D_m^* = \frac{R_i \sqrt{A}}{\sqrt{i_{n,det}^2 + \frac{e_{n,amp}^2}{R_d^2} + i_{n,amp}^2 + \frac{4k_b T_{amp}}{R_f}}}, \quad (7)$$

gdzie: $i_{n,amp}$, $e_{n,amp}$ – prądowy i napięciowy szum wzmacniacza, R_f – transimpedancja (wzmocnienie) wzmacniacza, T_{amp} – temperatura wzmacniacza.

W powyższym wzorze na szczególną uwagę zasługują składnik $e_{n,amp}^2/R_d^2$ ze względu na jego zależność od rezystancji dynamicznej detektora – jej maksymalizacja jest istotna nie tylko w celu ograniczania szumów samego detektora $i_{n,det}$ (wzór 5), ale także w celu ograniczania szumu powstającego we współpracy detektora ze wzmacniaczem. Co więcej, ten drugi składnik zależy od rezystancji dynamicznej silniej (bo w dwukrotnie wyższej potęgze), przez co zaczyna dominować nad szumem detektora gdy jego rezystancja przesadnie spadnie. Jest to silny argument za podwyższaniem rezystancji detektora nawet gdy nie przynosi to znaczącej poprawy wykrywalności samego detektora – może bowiem zwiększyć wykrywalność modułu zawierającego ten detektor.

2.3 PROBLEMY FOTONOWYCH DETEKTORÓW PODCZERWIENI

Podstawowym wyzwaniem w konstrukcji fotonowych detektorów podczerwieni na zakres MWIR i LWIR jest ograniczenie szumów związanych z termiczną generacją i rekombinacją w absorberze, co realizuje się w pierwszej kolejności poprzez wybór i optymalizację materiału aktywnego (czemu poświęcony jest rozdział 2.4). Wykrywalność detektorów podczerwieni ograniczona jest bowiem przez współczynniki generacji i rekombinacji termicznej G i R absorbera [15]:

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{A_o}{A_e}} \frac{\eta}{\sqrt{2t(G + R)}}, \quad (8)$$

gdzie: A_o – powierzchnia optyczna detektora, A_e – powierzchnia elektryczna detektora, t – grubość absorbera.

Zawarty w powyższym wzorze stosunek A_o/A_e wskazuje na korzyść płynącą z koncentracji promieniowania np. poprzez wykorzystanie soczewek immersyjnych. Natomiast dla ustalonej geometrii detektora A_o/A_e i długości fali λ najwyższa wydajność może być uzyskana poprzez maksymalizację stosunku wydajności kwantowej do pierwiastka z sumy współczynników generacji i rekombinacji przemnożonej przez grubość absorbera. Oznacza to, że wysoką wydajność kwantową należy uzyskiwać przy zachowaniu możliwie cienkiego absorbera [5].

Dodatkowym problemem w konstrukcji wysokotemperaturowych detektorów średniej podczerwieni jest krótka droga dyfuzji w materiałach wąskoprzerwowych. Dla supersieci InAs/InAsSb optymalizowanej na zakres MWIR i temperaturę 300 K wynosi ona ok. 0.4 μm [16], a dla zakresu LWIR prawdopodobnie jest jeszcze krótsza [17]. Jednocześnie współczynnik absorpcji tego materiału jest niski – dla długości fali 8 μm wynosi 700 cm^{-1} [18], [19], a zatem jego odwrotność – droga absorpcji – równa jest ok. 14 μm , czyli ponad rząd wielkości więcej, niż droga dyfuzji. Niewiele lepsze pochłanianie występuje w przypadku supersieci InAs/GaSb [20]. W konsekwencji detektor z absorberem o dużej grubości, niezbędnej do wydajnego pochłonięcia promieniowania, wykazuje niską czułość, ponieważ wygenerowane optycznie nośniki rekombinują przed dotarciem do kontaktów. Efektywne zbieranie nośników możliwe jest tylko przy zastosowaniu cienkiego absorbera, tj. o grubości porównywalnej lub mniejszej od drogi dyfuzji, jednak wtedy absorpcja jest słaba, co znowu skutkuje niską czułością. Aby ją zwiększyć konieczne jest wzbogacenie absorpcji przy zachowaniu niewielkiej grubości absorbera. W tym celu niezbędne jest wzmocnienie pola elektrycznego padającego promieniowania podczerwonego, czemu w dużej mierze poświęcona jest niniejsza praca.

2.4 MATERIAŁY DO FOTONOWYCH DETEKTORÓW PODCZERWIENI

1. HgCdTe

Wiodącym materiałem do budowy fotonowych detektorów podczerwieni był dotychczas tellurek kadmowo rtęciowy (HgCdTe) ze względu na pokrycie bardzo szerokiego zakresu spektralnego (1-25 μm) [21]. Ponadto, jego stała sieci jest niemal niezależna od składu, co bardzo ułatwia tworzenie heterostruktur o wysokiej jakości krystalicznej [6]. Materiał ten nie jest jednak wolny od wad, z których najważniejsze to toksyczność rtęci i kadmu skutkująca ograniczeniem ich użycia dyrektywą RoHS [22], niejednorodność na dużych powierzchniach, kosztowność wzrostu epitaksjalnego i wymagający processing (termin zdefiniowany w rozdziale 5.2.2) [21].

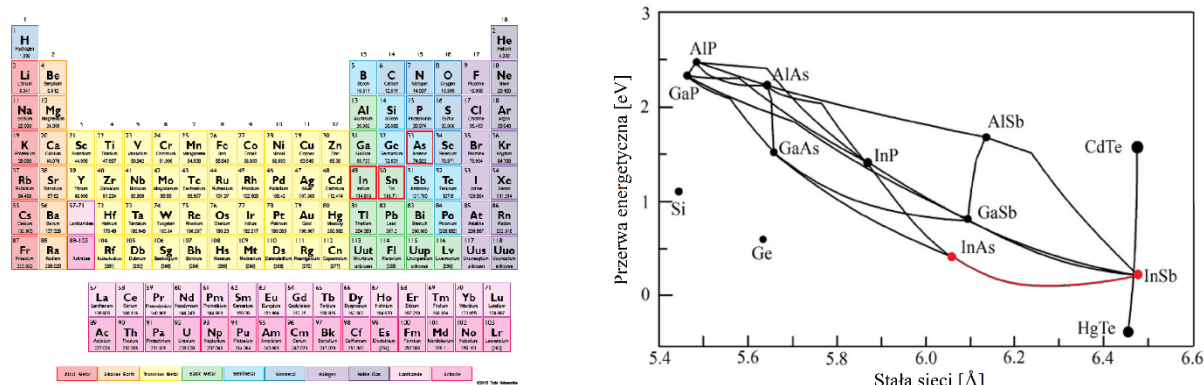
2. InAsSb

Toksyczność oraz niska stabilność HgCdTe skłaniają do wytwarzania fotodetektorów ze związków III-V. Spośród materiałów objętościowych III-V najlepszym kandydatem jest InAsSb (Rysunek 5), jako że ma on najmniejszą przerwę energetyczną [23] pozwalającą na pokrycie zakresu średniej podczerwieni [5], niską masę efektywną oraz niski współczynnik generacji Auger [24]. Zależność przerwy energetycznej InAs_{1-x}Sb_x od składu oraz temperatury opisywana jest wzorem [5], [25], [26]:

$$E_g(x, T) = 0.411 - \frac{3.4 \cdot 10^{-4} T^2}{210 + T} - 0.876x + 0.70x^2 + 3.4 \cdot 10^{-4} xT(1 - x) \quad (9)$$

gdzie: E_g – przerwa energetyczna wyrażona w eV, T – temperatura wyrażona w K

Absorbory z InAsSb są najczęściej domieszkowane na typ n, w szczególności w przypadku detektorów typu nBn, jednak w przypadku fotodiod korzystniejsze może być domieszkowanie na typ p ze względu na wyższą ruchliwość nośników mniejszościowych przekładającą się na wyższą wydajność kwantową [27].



Rysunek 5. Z lewej: Położenie indu, arsenu i antymonu w układzie okresowym (zaznaczone czerwonymi ramkami) [28]. Z prawej: Przerwa energetyczna w funkcji stałej sieci półprzewodników [29]. Czerwonym kolorem wyróżniono arsenek indu i antymonek indu, na których oparte są detektory omawiane w tej pracy.

Detektorom z objętościowego InAsSb nie udało się nigdy osiągnąć poziomu przyrządów z HgCdTe głównie ze względu na niską jakość krystaliczną (brak idealnego podłoża dopasowanego strukturalnie do InAsSb o wysokiej zawartości antymonu), niskie czasy życia SRH i względnie wysoką koncentrację domieszkowania tła [5]. W związku z tym w ostatnim czasie prace nad materiałami III-V do detekcji podczerwieni koncentrują się na supersieciach.

3. Supersieci drugiego rodzaju

Supersieć, wynaleziona w 1970 roku [30], to materiał powstały poprzez jednowymiarową periodyzację monokrystalicznego półprzewodnika wywołaną zmianą jego składu z okresem rzędu 10 nm. Gdy okres ten jest mniejszy niż średnia droga swobodna elektronu w materiale, periodyzacja skutkuje powstaniem serii wąskich pasm energetycznych, których rozłożenie może być regulowane poprzez zmianę składu i grubości warstw umożliwiając tym samym dostosowanie materiału do oczekiwanego zakresu spektralnego z zachowaniem dopasowania średniej stałej sieci do podłoża. Szczególną pozycję wśród materiałów tego typu zajmują supersieci drugiego rodzaju [31], w których dolna krawędź pasma przewodnictwa zlokalizowana jest w jednym materiale, a górna krawędź pasma walencyjnego – w drugim, co umożliwia niezależne sterowanie położeniem obu pasm [32]. Dzięki zastosowaniu takiej inżynierii przerwy energetycznej w supersieci drugiego rodzaju możliwe jest zredukowanie rekombinacji Auger w porównaniu do materiałów objętościowych, np. HgCdTe [33]. Co więcej, ze względu na większą masę efektywną nośników mogą one przejawiać także niższe tunelowanie niż objętościowy HgCdTe [33]. Do supersieci drugiego rodzaju stosowanych do detekcji podczerwieni można zaliczyć InAs/GaSb [34], InAs/InAsSb [35] oraz InGaAs/InAsSb [36]. Supersieć InAs/InAsSb charakteryzuje najdłuższy czas życia nośników mniejszościowych i prądy ciemne na poziomie poniżej 5-krotności reguły '07 [37] w wysokich temperaturach, podczas gdy dla supersieci InAs/GaSb i InGaAs/InAsSb osiągają one wartości poniżej 10-krotności tej reguły [38]. W niższych temperaturach (150 K) prądy ciemne detektorów z supersieci InAs/InAsSb są jeszcze bliższe reguły '07 [39]. Z kolei supersieć InGaAs/InAsSb charakteryzuje o ok. 30% wyższy współczynnik absorpcji niż InAs/InAsSb [36]. W temperaturach kriogenicznych supersieć InAs/InAsSb przejawia o rząd wielkości mniejszą generację Auger niż HgCdTe [40] oraz wyraźnie dłuższy czas życia nośników mniejszościowych w porównaniu do supersieci InAs/GaSb [41], [42]. Czas życia pozostaje wysoki (>850 ns) także w wyższych temperaturach (do 250 K) [42]. W związku z powyższym detektory omawiane w tej pracy oparto właśnie na supersieci InAs/InAsSb. Pod względem technologicznym głównym wyzwaniem w osadzaniu epitaksjalnym supersieci InAs/InAsSb jest minimalizacja segregacji antymonu w celu zachowania precyzyjnej kontroli nad składem materiału w funkcji głębokości [43], [44].

4. Bariera AlGaAsSb

W celu ograniczenia prądu ciemnego do konstrukcji fotonowych detektorów podczerwieni wprowadza się bariery unipolarne, tj. blokujące przepływ tylko jednego typu nośników. Dotyczy to zarówno detektorów typu nBn jak i fotodiod (nBp). Najbardziej odpowiednim materiałem na barierę w detektorach z absorberem z supersieci InAs/InAsSb jest AlAsSb ze względu na dużą przerwę energetyczną, dopasowanie stałej sieci do podłoża lub bufora GaSb (a przez to, co ważniejsze, do absorbera) oraz niewielkie przesunięcie wierzchołka pasma walencyjnego (ang. *valence band offset* – VBO) względem InAsSb [6]. Aby jeszcze lepiej wyrównać poziom pasma walencyjnego z supersiecią InAs/InAsSb do bariery wprowadza się dodatek galu, tworząc czteroskładnikowy stop AlGaAsSb [45]. Poza materiałami objętościowymi w roli bariery stosuje się niekiedy także supersieci [46].

5. Podłoża, bufor: GaAs, GaSb

Pod względem strukturalnym najodpowiedniejszym materiałem podłożowym do osadzania struktur do detekcji podczerwieni jest antymonek galu (GaSb) ze względu na dopasowanie krystaliczne do wąskoprzerwowych związków III-V [5] – jego stała sieci jest równa stałej sieci InAsSb o odpowiednim składzie, oraz bliska stałym sieciowym InAs i AlSb (Rysunek 5). Wadą tego materiału jest jednak niezaniechana ekstynkcja w średniej podczerwieni [47], która uniemożliwia oświetlanie detektorów od strony podłoża. W związku z tym jako podłoże stosuje się także arsenku galu (GaAs), którego pochłanianie w średniej podczerwieni jest znikome. Materiał ten ma jednak znacznie mniejszą stałą sieci od związków wąskoprzerwowych, przez co konieczne jest osadzenie warstwy buforowej z GaSb - wystarczająco grubej do zrelaksowania naprężeń i wygaszenia defektów, a jednocześnie cienkiej na tyle, że absorpcja w niej nie przeszkadza w działaniu detektora.

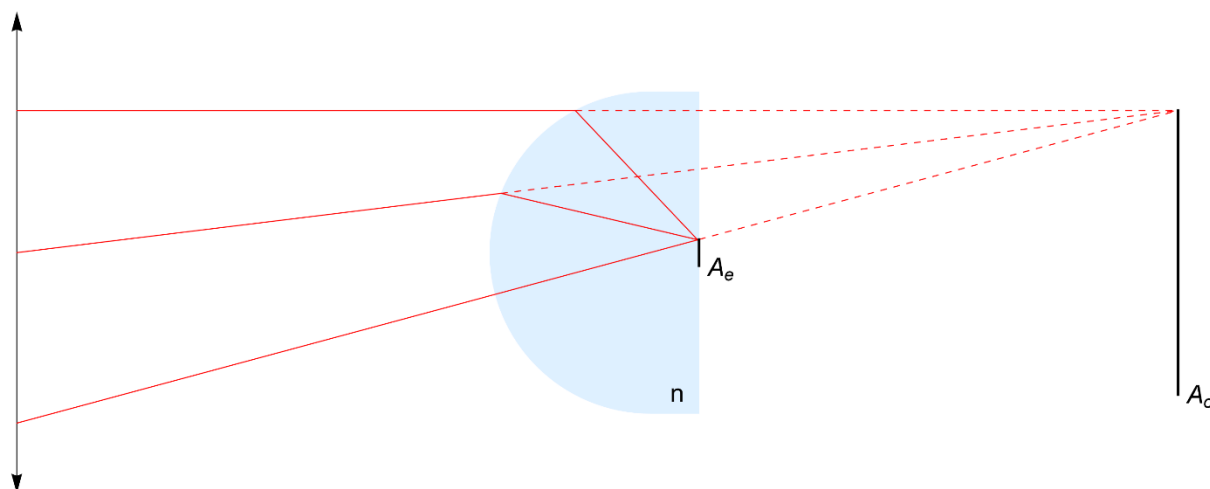
3 SPOSOBY WZMOCNIENIA POLA ELEKTROMAGNETYCZNEGO

3.1 ZWIERCIADŁO

Najprostszym sposobem wzmocnienia pola elektromagnetycznego i absorpcji w detektorze jest zastosowanie zwierciadła na jednym końcu struktury. Możliwe jest to zwłaszcza w detektorach oświetlanych od strony podłoża. W ich przypadku promieniowanie padające na detektor przechodzi przez wszystkie warstwy, w szczególności przez absorber, po czym odbija się od metalizacji wierzchniej (Rysunek 4) i ponownie przechodzi przez warstwę aktywną. Umożliwia to uzyskanie maksymalnie dwukrotnego wzmocnienia absorpcji w porównaniu do jednokrotnego przejścia. Zwierciadło takie powinno być wykonane z materiału który z jednej strony charakteryzuje się wysokim współczynnikiem odbicia promieniowania w danym zakresie spektralnym, a z drugiej ma wysokie przewodnictwo elektryczne i tworzy z półprzewodnikiem omowy kontakt o niskiej rezystancji. Wymagania te spełnia np. złoto i ind.

3.2 SOCZEWKA IMMERSYJNA

Dobrym narzędziem koncentracji promieniowania w detektorze jest soczewka immersyjna, czyli bezpośrednio przylegająca do struktury detekcyjnej. Jej wytworzenie możliwe jest poprzez obróbkę podłoża np. szlifowanie lub wytrawienie. W przypadku soczewki hiperhemisferycznej, czyli mającej kształt ponad połowy sfery, promieniowanie pierwotnie skupione na powierzchni optycznej A_o w wyniku przejścia przez powierzchnię soczewki ogniskowane jest na powierzchni A_e mniejszej o czynnik n^4 , gdzie n jest współczynnikiem załamania materiału soczewki (Rysunek 6). O taki sam czynnik można zatem zmniejszyć powierzchnię elektryczną detektora przy zachowaniu tej samej powierzchni optycznej, co przekłada się na n^2 -krotny wzrost wykrywalności, a więc w przypadku soczewki z arsenku galu ($n=3.3$) – o ponad rząd wielkości. Zastosowanie soczewek immersyjnych ma jednak wady, z których najważniejsze to ograniczenie kąta akceptacji oraz wysoki koszt wytworzenia.



Rysunek 6. Schemat działania hiperhemisferycznej soczewki immersyjnej (przekrój wzdłuż osi optycznej). Czarną dwustronną strzałką oznaczono zewnętrzną optykę skupiającą, czerwonymi ciągłymi liniami – bieg promieni, czerwonymi przerywanymi liniami – bieg promieni w przypadku braku soczewki hiperhemisferycznej, czarnymi liniami – powierzchnię elektryczną A_e oraz optyczną A_o .

3.3 POWIERZCHNIOWE PLAZMONY-POLARYTONY

Plazmonami nazywamy kwanty oscylacji plazmy, czyli gazu elektronów swobodnych występującego głównie w metalach. W szerokim zakresie częstotliwości własności optyczne metali można opisać modelem plazmowym, w którym gas swobodnych elektronów porusza się względem naładowanych dodatnio atomów unieruchomionych w sieci krystalicznej [48]. W odpowiedzi na pole elektromagnetyczne elektrony oscylują a ich ruch jest tłumiony poprzez kolizje opisywane charakterystyczną częstotliwością $\gamma = 1/\tau$, gdzie τ jest czasem relaksacji gazu elektronów rzędu 10^{-14} s. Ruch ten opisuje równanie:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\vec{r}}{dt} = -q\vec{E}, \quad (10)$$

gdzie m jest masą elektronu. Zakładając pole elektryczne w postaci $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ otrzymujemy rozwiązanie:

$$\vec{r}(t) = \frac{q}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \vec{E}(t), \quad (11)$$

Biorąc pod uwagę, że makroskopowa polaryzacja metalu o koncentracji elektronów swobodnych n wynosi $\vec{P} = -nq\vec{r}$ i związana jest z polem elektrycznym równaniem $\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon - 1)\vec{E}$ otrzymujemy względną przenikalność elektryczną metalu [48]:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{\epsilon_0 m(\omega^2 + i\gamma\omega)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (12)$$

gdzie $\omega_p = \sqrt{nq^2/\epsilon_0 m}$ nazywamy częstością plazmową. Dla większości typowych metali częstość plazmowa wypada w nadfiolecie $5 \text{ eV} < \hbar\omega_p < 15 \text{ eV}$ [49]. Powyższy wzór na funkcję dielektryczną gazu swobodnych elektronów znany jest także jako model Drudego optycznej odpowiedzi metali [50].

W dalszej części rozważę propagację fali elektromagnetycznej w metalu lub na jego powierzchni. Podstawą opisu fal elektromagnetycznych są równania Maxwella, a więc kolejno prawa Gaussa dla elektryczności i magnetyzmu, prawo Faradaya i prawo Ampère'a-Maxwella:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (14)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (15)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (16)$$

gdzie: $\vec{E}$ – natężenie pola elektrycznego, $\vec{D} = \epsilon\epsilon_0\vec{E}$ – indukcja pola elektrycznego, $\vec{H}$ – natężenie pola magnetycznego, $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$ – indukcja pola magnetycznego, ϵ – względna przenikalność elektryczna ośrodka, ϵ_0 – przenikalność elektryczna próżni, μ – względna przenikalność magnetyczna ośrodka, μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni, ρ – gęstość ładunku, $\vec{j}$ – gęstość prądu swobodnego.

W przypadku ośrodka niemagnetycznego ($\mu = 1$) w którym nie płynie prąd ($\vec{j} = 0$) z powyższych praw można wyprowadzić równanie falowe:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (17)$$

gdzie $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ jest prędkością światła w próżni. Analogiczne równanie obowiązuje dla pola magnetycznego.

Jeśli zmienność przestrzenna przenikalności elektrycznej jest zaniedbywalna w skali długości fali rozwiązaniem równania (17) są fale postaci:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}, \quad (18)$$

w których wektor falowy $\vec{k}$ jest powiązany z częstością ω odpowiednią relacją dyspersyjną. Dla fal poprzecznych $\vec{E} \perp \vec{k}$ propagujących się w jednorodnym, izotropowym ośrodku o przenikalności elektrycznej $\varepsilon(\omega)$ wyraża się ona wzorem:

$$k^2 = \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (19)$$

natomiast dla fal podłużnych $\vec{E} \parallel \vec{k}$ otrzymujemy:

$$\varepsilon(\omega) = 0, \quad (20)$$

co oznacza, że fale podłużne mogą się propagować jedynie dla częstości, dla których przenikalność elektryczna jest równa zeru. W przypadku fal podłużnych dywergencja pola elektrycznego jest niezerowa, a zatem ich występowanie związane jest z oscylacjami gęstości ładunku. Fale takie nie mają natomiast składowej magnetycznej, ze względu na zerową rotację pola elektrycznego.

Dla wysokich częstotliwości $\omega \gg \gamma$, dla których można zaniedbać tłumienie we wzorze (12), równanie (19) prowadzi do następującej dyspersji fali elektromagnetycznej w metalu:

$$\omega = \sqrt{\omega_p^2 + c^2 k^2}, \quad (21)$$

Natomiast dla niskich częstotliwości $\omega \ll \gamma$ w przenikalności elektrycznej metalu dominuje część urojona. Oznacza to, że w objętości metalu fale propagować mogą się jedynie z częstością większą od częstości plazmowej ω_p , a dla częstotliwości niższych są silnie pochłaniane ze współczynnikiem absorpcji [48]:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\omega_p^2 \tau \omega}{c^2}}. \quad (22)$$

Pole elektromagnetyczne fali spadnie o czynnik e po pokonaniu w metalu drogi δ , zwanej głębokością wnikania (ang. *skin depth*) [48]:

$$\delta = \frac{2}{\alpha} = \sqrt{\frac{2c^2}{\omega_p^2 \tau \omega}} = \sqrt{\frac{\lambda c}{\pi \omega_p^2 \tau}}. \quad (23)$$

Dla złota i długości fali 10 μm wynosi ona ok. 28 nm [51]. Powyższy wzór jest poprawny dopóki obliczona zgodnie z nim głębokość wnikania jest znacznie większa od średniej drogi swobodnej

elektronów w metalu [52], warunek ten jest jednak spełniony dla typowych metali w wysokich temperaturach.

W przypadku rzeczywistych metali, w szczególności metali szlachetnych, wkład do polaryzacji mają także elektrony z powłok d, co należy uwzględnić we wzorze (12) poprzez zastąpienie jednostki stałą dielektryczną ε_∞ , która mieści się zazwyczaj w zakresie 1-10 [48]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (24)$$

Równania (19-21) stosują się do ośrodków jednorodnych. Inne rozwiązanie można otrzymać gdy rozważy się propagację fali po powierzchni rozgraniczającej metal i dielektryk. W takim przypadku równanie falowe (17) należy rozwiązać w obu ośrodkach i uzgodnić rozwiązania poprzez zastosowanie warunków zszycia, tj. zapewnić ciągłość składowych pól $\vec{E}$ i $\vec{H}$ równoległych do powierzchni oraz ciągłość składowych indukcji $\vec{D}$ i $\vec{B}$ prostopadłych do powierzchni [53]. Przyjmijmy, że propagacja następuje wzdłuż kierunku x , a oś z jest prostopadła do powierzchni styku materiałów ($z = 0$) i wskazuje w stronę dielektryka (Rysunek 7). Wówczas pole elektryczne przyjmuje postać $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(z)e^{i(k_x x - \omega t)}$ (a pole magnetyczne analogiczną) natomiast równanie falowe sprowadza się do [48]:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - k_x^2) \vec{E} = 0, \quad (25)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - k_x^2) \vec{H} = 0, \quad (26)$$

gdzie $k_0 = \omega/c$ to liczba falowa w próżni. Powyższe równania mają dwa rozwiązania. Pierwsze z nich, zwane TM (ang. *transverse magnetic*), zachowuje niezerowe składowe E_x , H_y i E_z :

$$E_x = \text{sgn}(z) i \frac{H_s k_s}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_s} e^{i(k_x x - \omega t)} e^{-k_s |z|}, \quad (27)$$

$$H_y = H_s e^{i(k_x x - \omega t)} e^{-k_s |z|}, \quad (28)$$

$$E_z = -\frac{H_s k_x}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_s} e^{i(k_x x - \omega t)} e^{-k_s |z|}, \quad (29)$$

gdzie indeks s oznacza stronę powierzchni i przyjmuje wartość m dla metalu i d dla dielektryka. Ze względu na warunki zszycia pól H_y i $D_z = \varepsilon_0 \varepsilon_s E_z$ otrzymujemy, że $H_m = H_d$, natomiast ciągłość składowej E_x powoduje że:

$$\frac{k_d}{k_m} = -\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m}. \quad (30)$$

Aby fala zlokalizowana była na powierzchni metalu (i nie wybuchała z oddalaniem od niej) części rzeczywiste k_d i k_m muszą być dodatnie. Dochodzimy zatem do wniosku, że warunkiem zaistnienia fali powierzchniowej są przeciwne znaki części rzeczywistej przenikalności elektrycznej obu materiałów, z czym mamy do czynienia np. gdy jeden z nich jest metalem, a drugi – dielektrykiem (co do tej pory było postulatem, a nie założeniem). Podstawiając pole H_y w obu materiałach (wzór (28)) do równania falowego (wzór (26)) uzyskujemy [48]:

$$k_m^2 = k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_m, \quad (31)$$

$$k_d^2 = k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_d. \quad (32)$$

Z trzech powyższych równań (30-32) otrzymujemy relację dyspersyjną fali, zwanej powierzchniowym plazmonem-polarytonem:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}. \quad (33)$$

Dla wysokich częstotliwości $\omega \geq \omega_p$ relacja ta sprowadza się do dyspersji w objętości metalu (wzór (21)).

Drugie rozwiązanie równań falowych (25-26), zwane TE (ang. *transverse electric*), ogranicza się do składowych H_x , E_y i H_z :

$$H_x = \text{sgn}(z) i \frac{E_s k_s}{\omega \mu_0} e^{i(k_x x - \omega t)} e^{-k_s |z|}, \quad (34)$$

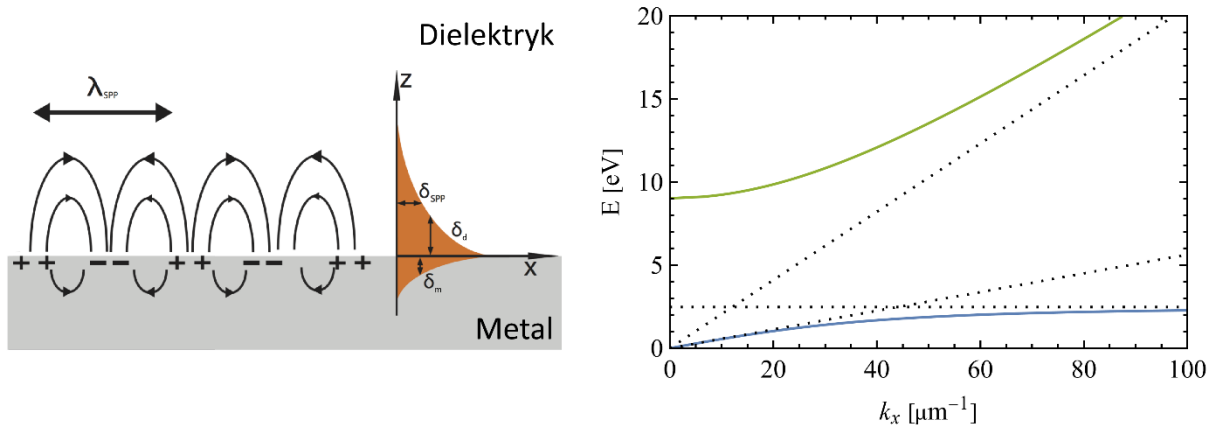
$$E_y = E_s e^{i(k_x x - \omega t)} e^{-k_s |z|}, \quad (35)$$

$$H_z = \frac{E_s k_x}{\omega \mu_0} e^{i(k_x x - \omega t)} e^{-k_s |z|}. \quad (36)$$

I w tym przypadku indeks s oznacza stronę powierzchni i przyjmuje wartość m dla metalu i d dla dielektryka. Z ciągłości składowej E_y otrzymujemy równość $E_m = E_d$, natomiast zszycie pola H_x na powierzchni granicznej prowadzi do warunku:

$$E_m(k_m + k_d) = 0. \quad (37)$$

Ponieważ ze względu na lokalizację fali na powierzchni oczekujemy, że części rzeczywiste k_m i k_d będą dodatnie, jedynie podstawiając $E_m = E_d = 0$ można spełnić powyższy warunek. Oznacza to, że nie istnieją mody powierzchniowe dla polaryzacji TE – powierzchniowe plazmony polarytony istnieją tylko dla polaryzacji TM.



Rysunek 7. Plazmony powierzchniowe. **Z lewej:** schemat układu, w którym następuje propagacja plazmonów powierzchniowych z oznaczeniem przyjętego układu współrzędnych [54]. **Z prawej:** dyspersja fal elektromagnetycznych rozchodzących się w objętości metalu (zielona krzywa) oraz na powierzchni rozgraniczającej metal i dielektryk (niebieska krzywa). Przyjęto częstotliwość plazmową $\hbar\omega_p = 9$ eV jak dla złota, $\epsilon_\infty = 1$, $\gamma = 0$ i $\epsilon_d = 12.3$ jak dla InAs. Kropkowanymi prostymi oznaczono asymptoty, kolejno od największego do najmniejszego nachylenia względem osi poziomej: linia światła w próżni rozchodzącego się w kierunku x , linia światła w dielektryku, energia rezonansu plazmonowego $\hbar\omega_{sp}$.

Rysunek 7 przedstawia dyspersję fal elektromagnetycznych rozchodzących się w objętości metalu (zielona krzywa) oraz na powierzchni rozgraniczającej metal i dielektryk (niebieska krzywa). Tę drugą falę nazywamy powierzchniowym plazmonem-polarytonem. Na potrzeby ilustracji przyjęto częstotliwość plazmową $\hbar\omega_p = 9$ eV jak dla złota, $\epsilon_\infty = 1$, $\gamma = 0$ i $\epsilon_d = 12.3$ jak dla

InAs. Dla częstości $\omega \geq \omega_p$ promieniowanie elektromagnetyczne może propagować się w metalu dążąc asymptotycznie do linii światła wraz ze wzrostem częstości. Dla niskich energii obserwujemy natomiast krzywą dyspersyjną odpowiadającą powierzchniowym plazmonom-polarytonom. Dla częstości odpowiadających średniej podczerwieni $\hbar\omega_p < 0.5$ eV jest ona bardzo bliska linii światła w dielektryku a pole elektryczne rozciąga się głęboko w dielektryk [48]. W tym rejonie powierzchniowe plazmony-polarytony zwane są falami Sommerfelda-Zennecka [55].

Dla większych częstości krzywa dyspersyjna plazmonów powierzchniowych wypłaszcza się dążąc asymptotycznie do poziomej linii wyznaczonej przez częstość rezonansu plazmonowego:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_d + \epsilon_\infty}}. \quad (38)$$

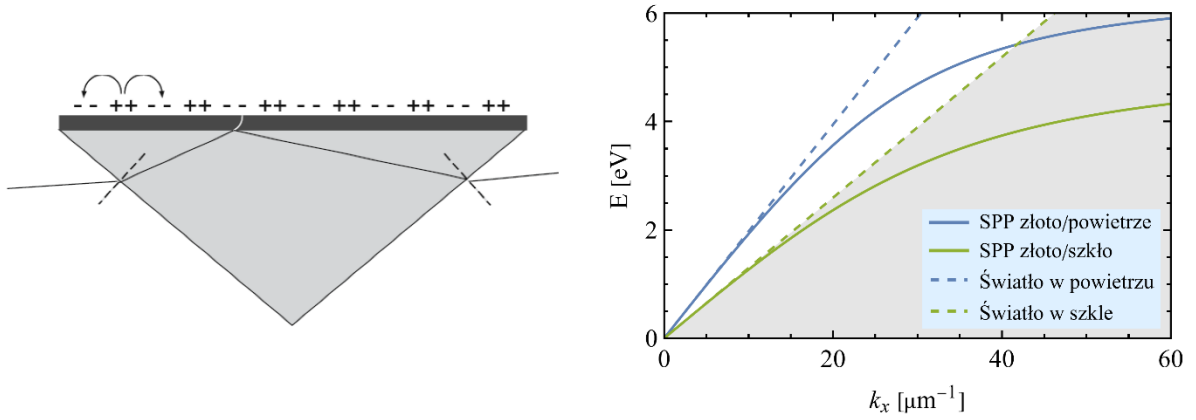
Przy zaniedbywalnym tłumieniu wektor falowy dąży wówczas do nieskończoności a prędkość grupowa do zera, przez co fala w tym rejonie uzyskuje elektrostatyczny charakter i nazywana jest plazmonem powierzchniowym.

W rzeczywistości ze względu na tłumienie drgań elektronów w metalu powierzchniowe plazmony-polarytony ulegają wygaszeniu z drogą propagacji δ_{spp} rzędu 1 mm dla częstości odpowiadających podczerwieni, przy czym droga ta rośnie wraz z długością fali [48]. W kierunku prostopadłym do powierzchni rozgraniczającej metal i dielektryk pole zanika wykładniczo, na co wskazuje postać funkcji opisujących falę (27-29). Głębokość wnikania w dielektryk $\delta_d = 1/k_d$ jest rzędu długości fali w próżni odpowiadającej częstości plazmonu [48]. Natomiast w metalu pole zanika na długości ok. 20 nm w zakresie podczerwieni.

Przy założeniu braku tłumienia $\gamma = 0$ pomiędzy częstością rezonansu plazmonowego ω_{sp} a częstością plazmową ω_p rozwiązania mają charakter czysto urojony, co oznacza że w tym zakresie niemożliwa jest propagacja fal elektromagnetycznych.

Krzywa dyspersyjna powierzchniowego plazmonu-polarytonu znajduje się, choć blisko, to jednak w całości na prawo od linii światła. Promieniowanie padające z zewnątrz, nawet pod bardzo dużym kątem, nie może zatem bezpośrednio oddziaływać z plazmonem ze względu na niedopasowanie wektora falowego. Aby wzbudzić powierzchniowy plazmon-polaryton przy użyciu padającego promieniowania niezbędne są specjalne techniki korygujące wektor falowy.

Jedna z takich metod opiera się na wykorzystaniu pryzmatu, na którym napyłona została cienka warstwa metalu (Rysunek 8). Promieniowanie wprowadzone do pryzmatu pod odpowiednim kątem dociera do granicy szkła i metalu. Ze względu na niedopasowanie pędowe nie jest w stanie wzbudzić plazmonu po stronie szkła, ale może po stronie powietrza, gdzie ze względu na niższy współczynnik załamania tej samej energii plazmonu odpowiada krótszy wektor falowy (Rysunek 8). Warunkiem jest zastosowanie warstwy metalu cieńszej od głębokości wnikania, dzięki czemu pole ewanescentne powstałe w metalu w wyniku całkowitego wewnętrznego odbicia fali padającej od strony szkła dosięgnie granicy metalu z powietrzem. Opisana metoda użycia pryzmatu do wzbudzenia powierzchniowych plazmonów-polarytonów nosi nazwę konfiguracji Kretschmanna [56]. Nieco inna geometria układu wykorzystana jest w konfiguracji Otto [57], w której pryzmat oddzielony jest od metalu cienką warstwą powietrza, przez którą pole tuneluje aby wzbudzić plazmon na jej granicy z metalem.



Rysunek 8. Wzbudzenie powierzchniowych plazmonów-polarytonów przy użyciu pryzmatu w konfiguracji Kretschmanna. **Z lewej:** schemat układu [48]. **Z prawej:** dyspersja plazmonów i światła po obu stronach metalu. Przyjęto częstość plazmową $\hbar\omega_p = 9$ eV jak dla złota, $\varepsilon_\infty = 1$, $\gamma = 0$ i współczynnik załamania szkła $n = 1.52$. Białym tłem oznaczono obszar dostępny do wzbudzeń optycznych w tej konfiguracji a szarym – niedostępny.

Niedopasowanie pędowe padającego promieniowania z powierzchniowym plazmonem-polarytonem może być też skompensowane poprzez periodyczną strukturyzację metalu w postaci zagłębień, wypustek lub otworów. W przypadku jednowymiarowej siatki rowków o okresie p uzgodnienie wektorów falowych fotonu k i powierzchniowego plazmonu-polarytonu k_{spp} zachodzi gdy [48]:

$$k_{spp} = k \sin \theta \pm l \frac{2\pi}{p}, \quad (39)$$

gdzie θ jest kątem padania, $k = n_d k_0$ to wektor falowy fotonu w dielektryku, a $l \in \mathbb{N}$ to rząd ugięcia siatki.

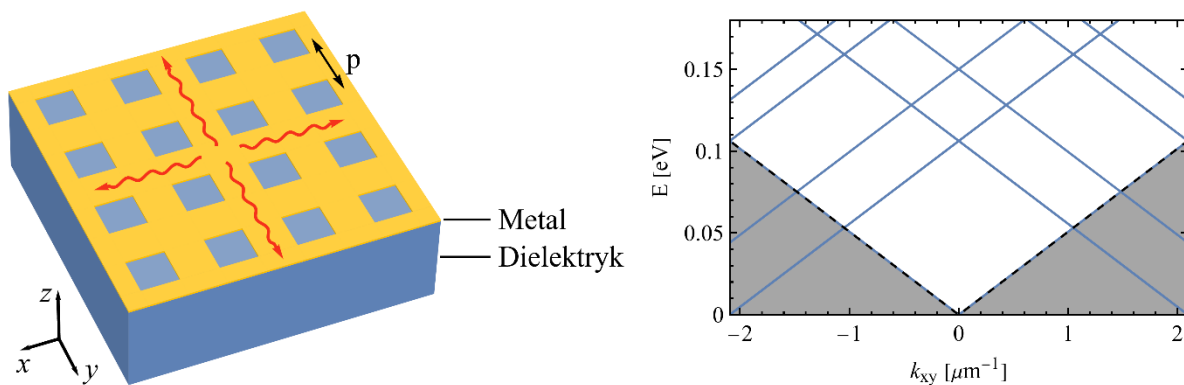
Jeśli równość ta jest spełniona, możliwe staje się oddziaływanie, czyli w szczególności wzbudzenie powierzchniowego plazmonu-polarytonu przez padające promieniowanie bądź przeciwnie – wyemitowanie fotonu przez plazmon.

W przypadku dwuwymiarowej siatki otworów o okresie p wkład do pędu może być przekazywany w obu kierunkach. Dla padania prostopadłego prowadzi to do następującego warunku wzbudzenia powierzchniowych plazmonów-polarytonów przez promieniowanie o długości fali λ [58]:

$$\lambda = \frac{p}{\sqrt{l^2 + m^2}} \operatorname{Re} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \right). \quad (40)$$

gdzie $l, m \in \mathbb{Z}$ to rzędy ugięcia siatki w obu kierunkach.

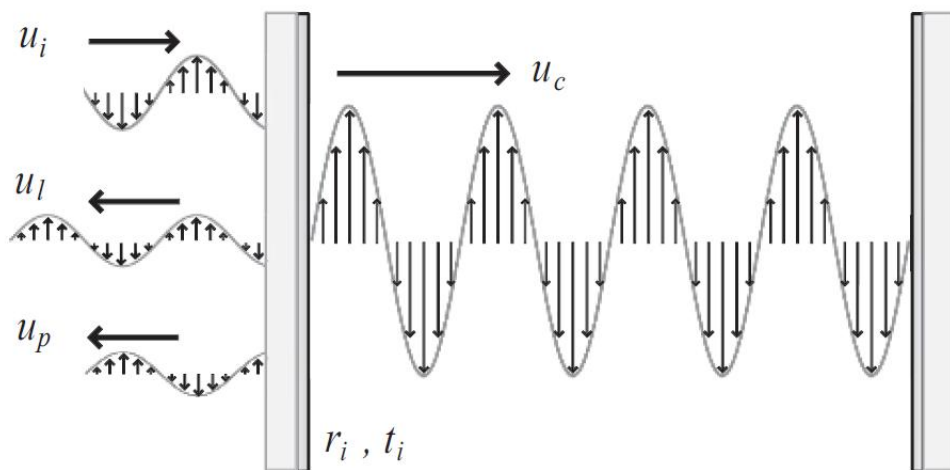
Przekazywanie pędu przez siatkę można zilustrować jako periodyzację relacji dyspersyjnej plazmonów zachodzącą jako efekt periodyzacji powierzchni metalu (niejako w analogii do struktury pasmowej ciał stałych). Wówczas w rejonie dostępnym dla padającego promieniowania pojawiają się stany plazmonowe powstałe w wyniku przesunięcia dyspersji bazowej plazmonu powierzchniowego o wektor falowy w postaci $2\pi/p \cdot (l\hat{e}_x + m\hat{e}_y)$ (Rysunek 9).



Rysunek 9. Wzbudzenie plazmonów przy użyciu periodycznej strukturyzacji metalu. **Z lewej:** schemat dwuwymiarowej siatki otworów w warstwie metalu na podłożu dielektrycznym. **Z prawej:** dyspersja plazmonów powierzchniowych (niebieskie linie) speriodyzowana w wyniku zastosowania dwuwymiarowej matrycy otworów w metalizacji. Czarnymi przerywanymi liniami oznaczono linie światła w dielektryku rozchodzącego się w płaszczyźnie xy , białym tłem oznaczono obszar dostępny do interakcji ze światłem, szarym – niedostępny.

Zlokalizowanie plazmonów przy powierzchni i wykładnicza zależność natężenia pola od odległości od granicy ośrodków powoduje, że w pobliżu tego interfejsu pole może być wielokrotnie silniejsze od pola promieniowania padającego. Wzbudzenie powierzchniowych plazmonów-polarytonów jest zatem metodą na wzmocnienie pola elektrycznego w dielektryku (lub w półprzewodniku, który pod względem optycznym ma właściwości zbliżone do dielektryka).

3.4 WNĘKA OPTYCZNA



Rysunek 10. Schemat wnęki optycznej [59].

Innym układem optycznym umożliwiającym wzmocnienie fali elektromagnetycznej jest wnęka optyczna (Rysunek 10). W najprostszym przypadku składa się ona z dwóch lusterek równoległych do siebie, między którymi fala odbija się i konstruktywnie interferuje [59]. Przynajmniej jedno z nich (zwane zwierciadłem wejściowym) jest częściowo przepuszczalne, aby umożliwić wprowadzenie lub wyprowadzenie fali z wnęki na zewnątrz. Zwierciadła mogą być wykonane z metalu ale także z dielektryka, np. zwierciadła Bragga. Klasycznym warunkiem

konstruktywnej interferencji jest aby długość wnęki stanowiła całkowitą wielokrotność połowy długości fali w materiale, jakim wypełniona jest wnęka [59]:

$$L = \frac{m\lambda_n}{2} = \frac{m\lambda_0}{2n}, \quad (41)$$

gdzie $m \in \mathbb{N}$, λ_n jest długością fali w ośrodku wnęki, n współczynnikiem załamania tego materiału a λ_0 długością fali w próżni.

Powyższa relacja pomija znaczenie fazy amplitudowych współczynników odbicia, co jest uzasadnione w przypadku zastosowania klasycznego zwierciadła metalicznego. Jednak gdy zamiast niego wykorzystany zostanie materiał umożliwiający kontrolę fazy na granicy wnęki, jej szerokość może być inna od wynikającej z powyższego wzoru.

Na skutek interferencji wewnątrz wnęki powstaje fala stojąca z węzłami na brzegach wnęki. Natomiast fala odbita od zwierciadła wejściowego u_p interferuje destruktywnie z falą wychodzącą z wnęki przez to zwierciadło u_t , dzięki czemu dochodzi do akumulacji mocy optycznej wewnątrz wnęki. Równowaga energetyczna zostanie osiągnięta dopiero gdy promieniowanie wewnątrz wnęki będzie na tyle silne, że moc fali wychodzącej osłabionej przez destruktywną interferencję z falą odbitą zrówna się z mocą promieniowania padającego pomniejszoną o straty zachodzące wewnątrz wnęki. Przy pominięciu tych ostatnich i założeniu pełnego odbicia od zwierciadła końcowego wzmocnienie pola we wnęce jest wtedy równe [59]:

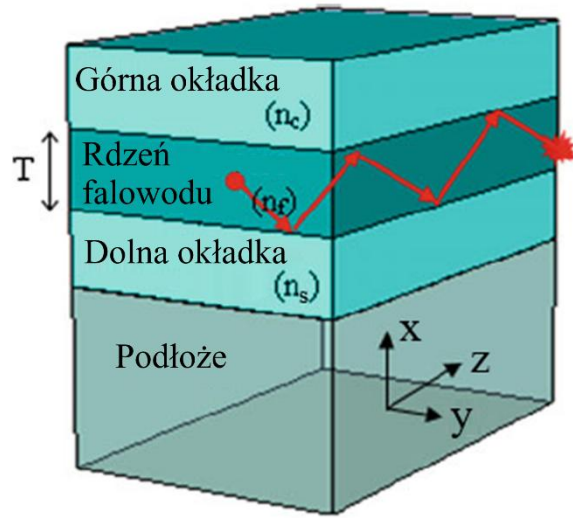
$$\frac{u_c}{u_i} = \frac{r_i + 1}{t_i}, \quad (42)$$

gdzie: u_i – amplituda fali padającej, u_c – amplituda fali wewnątrz wnęki, r_i – amplitudowy współczynnikiem odbicia promieniowania na wejściu do wnęki, t_i – amplitudowy współczynnikiem transmisji promieniowania na wyjściu z wnęki.

Wnęki rezonansowe są stosowane głównie w laserach, gdzie są niezbędne aby zapewnić akcję laserową poprzez wymuszoną emisję fotonów, ale mogą być wykorzystywane również w innych celach, m.in. do wzmocnienia absorpcji w detektorach podczerwieni. Przykładowo, umieszczenie struktury detekcyjnej nBn opartej na absorberze z supersieci InAs/InAsSb we wnęce ze zwierciadeł AlAsSb/GaSb zwiększyło wydajność kwantową 5.5-krotnie do poziomu 84%, a wykrywalność do $2.1 \cdot 10^{11} \text{ cmHz}^{0.5}/\text{W}$ dla długości fali $4.4 \text{ }\mu\text{m}$ i temperatury 180 K [60]. Podobne wyniki uzyskiwane są w symulacjach – zastosowanie wnęki w supersieciowym detektorze pozwoliło na 9-krotne wzmocnienie absorpcji do poziomu 54% w zakresie MWIR [61]. Ulepszenie detektorów dzięki wykorzystaniu wnęk optycznych możliwe jest też w zakresie LWIR – obłożenie supersieciowej struktury typu nBn zwierciadłami z metalu z jednej strony i wysokodomieszkowanego półprzewodnika z drugiej pozwoliło na zwiększenie wydajności kwantowej do 25% a wykrywalności do $1.7 \cdot 10^9 \text{ cmHz}^{0.5}/\text{W}$ dla długości fali $10.8 \text{ }\mu\text{m}$ i temperatury 180 K [62]. Zastosowanie wnęki optycznej do struktury epitaksjalnej z gradientem grubości umożliwia wytworzenie liniowych matryc detektorów, w których każdy element czuły jest na inną długość fali, co umożliwia konstrukcję miniaturowego spektrofotometru [63]. Poza detekcją, struktury wnękowe wspierają także emisję podczerwieni. Przykładowo, zastosowanie zwierciadeł bragg po dwóch stronach diody ze studnią kwantową AlInAs/InAsSb umożliwiło 85-krotny wzrost emisji na długości fali $4.5 \text{ }\mu\text{m}$ i 13-krotny wzrost wypromieniowywanej mocy w całym zakresie spektralnym [64].

3.5 FALOWÓD PLANARNY

Falowód planarny to struktura optyczna o symetrii translacyjnej w dwóch wymiarach, która umożliwia prowadzenie fali elektromagnetycznej w płaszczyźnie falowodu yz z lokalizacją pola elektromagnetycznego w kierunku x [65], [66]. W najprostszym przypadku jest on złożony z płaskiej warstwy o stałym współczynniku załamania, zwanej rdzeniem, graniczącej z obu stron z materiałami o niższym współczynniku załamania, zwanymi okładkami. Taki falowód zwany jest w języku angielskim *step-index planar waveguide*. Jeśli górna i dolna okładka mają te same właściwości optyczne, mówimy o falowodzie symetrycznym, a jeśli różne – asymetrycznym (Rysunek 11). Najprostszym przykładem falowodu asymetrycznego jest warstwa materiału o współczynniku załamania n_f osadzona na podłożu o niższym współczynniku załamania n_s granicząca od drugiej strony z powietrzem, pełniącym rolę górnej okładki (n_c). Istnieją także falowody gradientowe (ang. *graded index planar waveguide*), w których współczynnik załamania rdzenia zmienia się na kierunku x prostopadłym do warstwy.



Rysunek 11. Schemat asymetrycznego falowodu planarnego.

Charakterystyczną cechą falowodów jest zdolność do propagowania jedynie wybranych fal bazowych, zwanych modami prowadzonymi, oraz ich superpozycji. W zależności od liczby modów możliwych do propagacji wyróżniamy falowody jedno i wielomodowe. Same mody można natomiast podzielić na TE (ang. *transverse electric*), w których niezerowe są jedynie składowe H_x , E_y i H_z , oraz TM (ang. *transverse magnetic*) w którym niezerowe pozostają tylko składowe E_x , H_y i E_z .

Lokalizacja fali w falowodzie planarnym opiera się na zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia – całkowitym odbiciu promieniowania padającego w ośrodku o współczynniku załamania n_f na granicę z ośrodkiem o współczynniku załamania $n_c < n_f$, jeśli kąt padania θ jest większy od kąta granicznego θ_c :

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_c}{n_f} \right). \quad (43)$$

W układach planarnych rozwiązania równań Maxwella rozprzęgają się na dwie polaryzacje: TE oraz TM. Dla falowodu asymetrycznego w którym rdzeń graniczy z górną okładką dla $x = 0$ a z dolną dla $x = -d$ pole elektryczne modu TE propagującego się w kierunku z przyjmuje postać [65]:

$$E_y = e^{i(k_z z - \omega t)} \begin{cases} Ae^{-\gamma_c x} & x \geq 0 \\ Be^{iK_f x} + Ce^{-iK_f x} & -d < x < 0. \\ De^{\gamma_s x} & x \leq -d \end{cases} \quad (44)$$

Parametry γ_c , K_f i γ_s zdefiniowane są równaniami [65]:

$$\gamma_c^2 = k_z^2 - k_0^2 n_c^2 \quad (45)$$

$$K_f^2 = k_0^2 n_f^2 - k_z^2, \quad (46)$$

$$\gamma_s^2 = k_z^2 - k_0^2 n_s^2 \quad (47)$$

gdzie $k_0 = \omega/c$ to liczba falowa, λ_0 to długość fali w próżni a k_z to składowa wektora falowego w kierunku propagacji zwana często stałą propagacji β , która podlega warunkowi całkowitego wewnętrznego odbicia (związanym z równaniem (43)):

$$\max(n_s, n_c) < k_z/k_0 < n_f. \quad (48)$$

Stosunek k_z/k_0 nazywany jest efektywnym współczynnikiem załamania modu. Funkcje (44) opisujące pole elektryczne modu muszą dodatkowo spełniać warunki zszycia na granicy ośrodków ($x = 0$ i $x = -d$), a więc w szczególności ciągłość składowej E_y oraz ciągłość pochodnej dE_y/dx [65]. W konsekwencji otrzymujemy relację dyspersyjną modu [65]:

$$\tan(K_f + m\pi) = \frac{\frac{\gamma_c}{K_f} + \frac{\gamma_s}{K_f}}{1 - \frac{\gamma_c \gamma_s}{K_f K_f}}. \quad (49)$$

gdzie $m \in \mathbb{N}$ jest rzędem modu.

Powyższe równanie wyznacza mody prowadzone TE, a więc częstości ω oraz wektory falowe k_z , które mogą być propagowane asymetrycznym falowodem o zadanej grubości rdzenia d oraz współczynnikach załamania rdzenia n_f oraz okładek n_s i n_c . Gdy ma ono tylko jedno rozwiązanie dla $m = 0$, falowód taki nazywamy jednomodowym, a gdy jest ich więcej – wielomodowym.

W przypadku modów TM postać funkcji jest analogiczna do modu TE (równanie (44)), natomiast relacja dyspersyjna wyraża się wzorem [65]:

$$\tan(K_f + m\pi) = \frac{\frac{1}{\gamma_1} \frac{\gamma_c}{K_f} + \frac{1}{\gamma_2} \frac{\gamma_s}{K_f}}{1 - \frac{1}{\gamma_1 \gamma_2} \frac{\gamma_c \gamma_s}{K_f K_f}}, \quad (50)$$

gdzie:

$$\gamma_1 = (n_s/n_f)^2, \quad (51)$$

$$\gamma_2 = (n_c/n_f)^2. \quad (52)$$

Podobnie jak w przypadku plazmonów, sprzężanie światła do falowodu wymaga zastosowania specjalnych metod, np. siatki dyfrakcyjnej na powierzchni struktury, dzięki której fala padająca prostopadle uzyska składową wektora falowego w płaszczyźnie falowodu niezbędną do propagacji. Lokalizacja fali w rdzeniu skutkować może w takim wypadku znacznym wzmocnieniem pola elektromagnetycznego względem fali padającej.

4 DETEKTORY PODCZERWIENI ZE WZMOCNIENIEM ABSORPCJI

4.1 PRZEGLĄD LITERATURY

Wytworzenie niewielkich otworów w warstwie metalu prowadzi do wielu nieoczekiwanych zjawisk związanych z rezonansami elektronowymi, które mogą być kontrolowane poprzez rozmiar i geometrię otworów [67]. Jednym z nich jest silnie wzmocniona transmisja [68], [69], [70], która oparta jest na przekrywaniu się ewanescentnych pól z modów plazmonicznych występujących po obu stronach cienkiej warstwy metalu [71] oraz rezonansach falowodowych zlokalizowanych wewnątrz otworów [72]. Podfalogwe struktury metaliczne umożliwiają także wzmocnienie absorpcji w sąsiadującym z nimi półprzewodniku, co może wspomagać detekcję podczerwieni. Detektor wykorzystujący absorpcję na kropkach kwantowych InAs przejawia o 120% wyższą czułość, gdy wyposażony jest w heksagonalną matrycę okrągłych otworów w metalizacji złotej [73]. Zastosowanie w kamerze opartej na kropkach kwantowych w studni (ang. quantum-dots-in-a-well) dwuwymiarowej matrycy okrągłych otworów podfalogwych w metalizacji złotej pozwoliło na zwiększenie wykrywalności o 160% dla długości fali $6.1\text{ }\mu\text{m}$ w temperaturze 77 K [74]. Jeszcze większe, bo nawet 40-krotne wzmocnienie, zostało uzyskane w chłodzonych detektorach LWIR z kropkami kwantowymi InAs oświetlanych od strony podłoża [75]. Tak duży wzrost związany jest jednak z niskim poziomem odniesienia wynikającym z silnego ograniczenia grubości absorbera z kropkami kwantowymi przez naprężenia w strukturze [75]. Oba sposoby oświetlania, od strony metalizacji z matrycą otworów (od góry) i od strony podłoża (od dołu), porównano w pracy poświęconej detektorom z kropkami kwantowymi z InGaAs [76]. Wyniki jednoznacznie wskazują na oświetlanie od strony podłoża, które przynosi kilkukrotnie silniejszą absorpcję i ponad dwukrotnie wyższą wykrywalność w porównaniu do oświetlania od strony struktury periodycznej [76].

Położenie rezonansów wzmocnienia czułości detektorów z matrycami otworów podfalogwych w metalizacji uzależnione jest od kąta padania promieniowania. W przypadku detektorów opartych na kropkach kwantowych z germanu zaobserwowano przesunięcie szczytu wzmocnienia z $4.6\text{ }\mu\text{m}$ dla padania prostopadłego do $5.1\text{ }\mu\text{m}$ dla padania pod kątem 35° [77]. Inna praca poświęcona takim detektorom wskazuje na wyraźne rozszczepienie rezonansu dla polaryzacji TM pod wpływem rosnącego kąta padania i nieznaczne przesunięcie w kierunku krótszych fal dla polaryzacji TE [78].

Z kolei zależność długości fali rezonansu od okresu matrycy stwarza duży potencjał takich struktur do zastosowania w spektroskopii poprzez konstrukcję miniaturowych spektrometrów. Na bazie matrycy o szerokim spektrum czułości utworzony został multispektralny detektor poprzez nałożenie filtrów – warstwy metalu z matrycami otworów podfalogwych o różnych okresach dla poszczególnych pikseli [79]. Podobne w działaniu urządzenie można skonstruować bazując nie na anomalnej transmisji przez matrycę otworów, ale na rezonansowym wzmocnieniu absorpcji w materiale do matrycy przylegającym. Tego typu realizację stanowi struktura z tlenku krzemu obłożonego z jednej strony matrycą wysp aluminiowych a z drugiej ciągłym metalem, w której dochodzi do selektywnej spektralnie

absorpcji prowadzącej do wzrostu temperatury rejestrowanego przez sąsiadującą termoparę [80]. Urządzenie tego typu można skonstruować też na bazie detektorów fotonowych, których przewagą będzie bardziej bezpośrednia generacja sygnału i szybsza odpowiedź.

Poza matrycami otworów podfaliowych w metalizacji do wzmacniania absorpcji posłużyć mogą także matryce wysp metalicznych na powierzchni. Oba rozwiązania porównane zostały w pracy poświęconej chłodzonym ciekłym azotem detektorom opartym na kropkach kwantowych z germanu zanurzonych w krzemie [81]. Uzyskano tam wzmocnienie 3.7-krotne dla matrycy wysp i 11-krotne dla matrycy otworów w metalizacji, zwiększające czułość do poziomu 0.35 A/W dla długości fali 4.2 μm .

Poprawa działania dzięki zastosowaniu dwuwymiarowej matrycy otworów podfaliowych w metalizacji obserwowana jest także w detektorach MWIR z absorberem z objętościowego InAsSb pracujących w temperaturze pokojowej, które przejawiają ponad trzykrotne wzmocnienie czułości i wykrywalność $8 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ [82]. Podobny detektor pracujący w zakresie SWIR osiągnął ponad dwukrotne wzmocnienie i wykrywalność $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ [83]. Zamiast otworów stosowane są także wgłębienia w metalizacji (patrząc od strony półprzewodnika) powstałe w wyniku naniesienia metalu na periodycznie ułożone wyspy z dielektryka, np. germanu [84]. W detektorze nBn wykorzystującym taką strukturę oraz absorber z InAsSb uzyskano w temperaturze 210 K wzmocnienie czułości o 50% dla długości fali 3.4 μm i wydajność kwantową sięgającą 35% [85]. Z kolei użycie na powierzchni półprzewodnika periodycznie ułożonych wysp metalicznych w kształcie litery H poskutkowało niemal 3-krotnym wzrostem czułości i osiągnięciem wykrywalności równej $1.7 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ w temperaturze pokojowej, przy zasilaniu -0.3 V, dla długości fali 2.7 μm [86]. Jeszcze większą wykrywalność ($3.3 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$) uzyskano umieszczając na takim detektorze eliptyczne dyski złote ułożone w strukturę periodyczną o symetrii czterokrotnej [87] a podobne ułożenie przerwanych pierścieni metalicznych pozwoliło na uzyskanie 11-krotnego wzrostu czułości [88]. Zastosowanie skomplikowanych kształtów metalicznych zwiększa także absorpcję na wolnych nośnikach w detektorach krzemowych – toroidalne struktury złote umożliwiły wzrost wykrywalności do poziomu $7.1 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ dla długości fali 3 μm [89], [90]. Poprawę wydajności kwantowej detektorów MWIR z absorberem z InAsSb przynosi także naniesienie na powierzchni aktywnej jednowymiarowych struktur w postaci pasków z germanu pokrytych złotem [91], jednak obserwowany wówczas 25-40% wzrost jest słabszy niż przy zastosowaniu wspomnianych wcześniej matryc dwuwymiarowych.

Wzmocnienie absorpcji dzięki naniesieniu na powierzchni detektora matrycy wysp metalicznych może być uzyskane także w detektorach HgCdTe z grubym (6 μm) absorberem, jednak wtedy jest ono słabsze (czynniki 1.35 [92]) niż w przypadku użycia cieńszych absorberów z InAsSb (czynniki 3-4 [82]). Połączenie w jednej strukturze matrycy otworów w metalizacji z periodycznie ułożonymi dyskami złotymi zagłębionymi w absorberze o grubości 870 nm ograniczonym złotym zwierciadłem pozwala natomiast na uzyskanie 100% absorpcji dla długości fali 4.4 μm , na co wskazują symulacje FDTD [93]. Przy odpowiednio zaprojektowanej strukturze plazmonicznej wzmocnienie czułości może być kontrolowane poprzez napięcie przyłożone do detektora. Taki efekt uzyskano w przypadku fotodiody n-i-p z absorberem z InAsSb z matrycą otworów podfaliowych w metalizacji, w której przyłożenie

napięcia wstecznego prowadzi do przekrycia plazmonicznie wzmocnionego pola elektromagnetycznego z obszarem zubożonym, co skutkuje wzrostem wykrywalności do poziomu $8 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ [94].

Zastosowanie matrycy wysp metalicznych na powierzchni detektora daje jeszcze lepszy efekt, gdy od drugiej strony absorber sąsiaduje z materiałem o metalicznych właściwościach, np. bardzo wysokodomieszkowanym półprzewodnikiem. Taka konfiguracja umożliwia wzbudzenie plazmonów o polu elektromagnetycznym silnie wnikałym w absorber, czego efektem jest wysoka wykrywalność $4 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ dla długości fali $10.4 \text{ }\mu\text{m}$ w temperaturze 195 K [46], [95], [96].

Plazmoniczne wzmocnienie absorpcji wykorzystano także w detektorach pojedynczych fotonów opartych na nadprzewodzących nanorurkach z azotku niobu uzyskując absorptancję powyżej 90% w zakresie bliskiej podczerwieni [97]. Ale periodyczne struktury metaliczne mogą usprawnić działanie nie tylko detektorów fotonowych, ale także termicznych. Przykładowo, w detektorze piroelektrycznym z ZnO do rezonansowego wzmocnienia czułości wykorzystano heksagonalną matrycę okrągłych otworów w metalizacji uzyskując blisko 100% absorptancję na długości fali $3.7 \text{ }\mu\text{m}$ [98].

Do sprzęgania powierzchniowych plazmonów-polarytonów mogą posłużyć także struktury o innej geometrii, niż dwuwymiarowe matryce. Symulacje FDTD przewidują, że koncentrycznie ułożone pierścienie metaliczne otaczające nanoantennę z radialnie ułożonych pręcików złotych zwiększą wykrywalność detektora grafenowego nawet 32-krotnie dla długości fali $10.84 \text{ }\mu\text{m}$ [99]. Podobną strukturę – koncentryczne zagłębienia w metalizacji złotej otaczające aperturę – zastosowano z powodzeniem w krzemowej diodzie Schottky’ego uzyskując silne wzmocnienie czułości [100]. Koncentrację promieniowania w płaszczyźnie równoległej do struktury – alternatywnie do konwencjonalnych soczewek – można uzyskać także poprzez zastosowanie matrycy podfalowych słupków, których średnica zmienia się wraz odległością od osi detektora w celu uzyskania rosnącej zmiany fazy i dzięki temu ugięcia promieniowania. Rozwiązanie takie zastosowano z powodzeniem do detektorów MWIR z supersieci InAs/GaSb uzyskując 6-krotną koncentrację promieniowania o długości fali $4 \text{ }\mu\text{m}$ [101]. Obliczenia metodą elementów skończonych wskazują natomiast, że w przypadku detektora podczerwieni opartego na studniach kwantowych zastosowanie pułapki fotonów w postaci metalicznej struktury dyfrakcyjnej na wierzchu i ciągłego zwierciadła od spodu może zwiększyć wydajność kwantową do poziomu 71% [102].

Plazmonika umożliwia także detekcję polaryzacji promieniowania podczerwonego. W oparciu o studnie kwantowe GaAs/AlGaAs wytworzono wieloelementowy detektor ze złotymi paskami ułożonymi pod różnym kątem na poszczególnych pikselach, uzależniającymi absorpcję promieniowania od jego polaryzacji i w efekcie umożliwiającymi jej obrazowanie z wysokim kontrastem (ang. *polarization extinction ratio*) osiągającym wartość 136 [103].

Zastosowanie powierzchniowych plazmonów-polarytonów pozwala również na detekcję promieniowania terahercowego wykorzystującą w roli absorbera materiały o znacznie szerszej przerwie energetycznej [104], [105]. Zastosowanie podfalowych otworów w metalizacji może wzmacniać nie tylko detekcję promieniowania, ale także inne zjawiska optyczne, takie jak

fluorescencja w zakresie widzialnym wykorzystywana w czujnikach biologicznych [106], [107]. Plazmoneiczne nanoanteny stosowane są także w powierzchniowo wzmochnionej spektroskopii absorpcyjnej w podczerwieni (ang. SEIRA spectroscopy), przykładowo jednowymiarowa matryca pasków z InAsSb pozwala na wzmochnienie absorpcji o niemal dwa rzędy wielkości, z możliwością dopasowania do modów wihracyjnych badanych molekuł przez zmian domieszkowania materiału i szerokości anteny [108]. Wzmochnienie plazmoneiczne wykorzystywane jest także w spektroskopii Ramana poprzez zastosowanie nieperiodyczne ułożonych nanocząstek typu core-shell [109]. Struktury plazmoneiczne mogą wzmacnia nie tylko absorpcj ale także emisj z materiału sąsiadującego – zastosowanie matrycy podfaloowych wysp ze złota spowodowało 5-krotny wzrost fotoluminescencji kropek kwantowych z tellurku kadmu naniesionych na powierzchni struktury [110].

Z przedstawionego powyżej przegładu można wnioskować, że w zakresie wzmochnienia absorpcji w detektorach podczerwieni najwięcej uwagi poświęcono do tej pory chłodzonym ciekłym azotem detektorom opartym na kropkach kwantowych, dla których jest to szczególnie korzystne ze wzgedu na niskie pochłanianie bazowe. Z drugiej strony sporym zainteresowaniem cieszą się niechłodzone detektory MWIR oparte goownie na materiałach objętościowych. Niewiele jest natomiast prac poświęconych wzmochnieniu czułości detektorów na zakres LWIR pracujących w wysokich, tj. osiągalnych przy użyciu chłodziarek termoelektrycznych, temperaturach. Jednocześnie w tym zakresie potrzeba ulepszenia jest znacznie silniejsza niż dla zakresu MWIR, ze wzgedu na krosz drog dyfuzji nośników w materiałach o węższej przerwie energetycznej, która skutkuje trudnością w uzyskaniu wysokiej czułości. W związku z tym w mojej pracy skoncentrowałem się na poszukiwaniu wzmochnienia absorpcji w wysokotemperaturowych detektorach na zakres LWIR.

4.2 PROJEKTY DETEKTORÓW REALIZOWANE W PRACY

W ramach pracy podejmuję realizację dwóch projektów detektorów ze wzmocnieniem absorpcji (Rysunek 12). Pierwszy z nich oparty jest na architekturze fotodiody wykorzystującej absorber z supersieci InAs/InAsSb o przerwie energetycznej odpowiadającej zakresowi LWIR i zoptymalizowanej do pracy w wysokich temperaturach 200-300 K. Materiał ten wybieram ze względu na niską generację termiczną nośników ładunku, w szczególności niską generację Augera. Przyrząd taki wyposażony jest w barierę dla elektronów, która ogranicza prąd ciemny, a także wysokodomieszkowane warstwy kontaktowe typu N+ i p+ umożliwiające wykonanie kontaktu omowego o niskiej rezystancji. Cała struktura osadzona będzie na podłożu z arsenku galu, transparentnym dla średniej podczerwieni. Wierzchnia metalizacja złota, w przeciwieństwie do tradycyjnego przyrządu, w którym jest ona ciągła, wyposażona będzie w dwuwymiarową matrycę otworów podfalowych o okresie dopasowanym do długości fali zgodnie z wzorem:

$$\lambda_{lm} = \frac{p}{\sqrt{l^2 + m^2}} \operatorname{Re} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \right). \quad (53)$$

gdzie: λ_{lm} – długość fali, dla której występuje wzmocnienie, p – okres matrycy otworów, ε_m – przenikalność elektryczna metalu, ε_d – przenikalność elektryczna dielektryka, l, m – indeksy całkowite numerujące rząd ugięcia siatki złotej użytej do sprzęgania plazmonów.

Biorąc pod uwagę własności optyczne złota oraz wykorzystanego półprzewodnika, aby uzyskać wzmocnienie w zakresie LWIR okres matrycy będzie zawierać się w zakresie 2-4 μm . Otwory będą kwadratowe o szerokości bliskiej połowie okresu lub okrągłe. Metalizacja z matrycą otworów, nazywana w dalszej części pracy także siatką, będzie stanowić jednocześnie górny kontakt detektora.



Rysunek 12. Projekty detektorów realizowane w pracy. **Z lewej:** schemat detektora fotowoltaicznego z matrycą otworów podfalowych w metalizacji wierzchniej. **Z prawej:** schemat detektora nBn z wysokodomieszkowanym półprzewodnikiem N++ i matrycą wysp metalicznych na powierzchni.

Detektor oświetlany będzie od strony podłoża. Oczekuję, że padające promieniowanie wzbudzi na granicy metalizacji z matrycą otworów i półprzewodnika powierzchniowe plazmony-polarytony, których silne pole elektryczne wnikać będzie w głąb struktury, obejmując w szczególności absorber, wewnątrz którego będzie absorbowane prowadząc do intensywnej generacji par elektron-dziura, które z kolei dyfuzyjnie docierać będą do kontaktów tworząc fotoprąd. W detektorze zastosowany zostanie cienki, submikrometrowy absorber, który

umożliwi efektywne zbieranie nośników pomimo krótkiej drogi dyfuzji w materiale supersieci. Jednocześnie dzięki plazmonicznemu wzmocnieniu pola absorpcja pozostanie wysoka pomimo cienkiej warstwy aktywnej. W efekcie przyrząd powinien cechować się wysoką czułością, a z drugiej strony – niskim prądem ciemnym dzięki niewielkiej grubości absorbera. W połączeniu obu powyższych zalet detektor będzie charakteryzować się wysoką wykrywalnością, znacznie przewyższającą osiągi standardowych konstrukcji. Ponadto, dzięki ułatwionej niewielką grubością absorbera dyfuzji nośników przyrząd cechować będzie wysoka szybkość działania (niski czas odpowiedzi).

W celu umożliwienia oświetlania od spodu, struktura detekcyjna zostanie zamontowana na podkładce szafirowej metodą flip-chip, a następnie umieszczona na czterostopniowej chłodziarce termoelektrycznej umożliwiającej schłodzenie do 200 K. W związku z fotowoltaiczną architekturą detektor będzie mógł pracować bez zasilania.

Alternatywny projekt detektora opiera się na architekturze nBn. Absorber i w tym przypadku wykonany będzie z supersieci InAs/InAsSb ze względu na jej dobre właściwości elektryczne, a jego grubość wyniesie jedynie kilkaset nanometrów w celu poprawy transportu dyfuzyjnego nośników i ograniczenia prądu ciemnego. Bezpośrednio pod absorberem umieszczona będzie wysokodomieszkowana warstwa N++. Koncentracja donorów (a w konsekwencji także elektronów) będzie w niej na tyle wysoka, że materiał ten uzyska właściwości metaliczne dla promieniowania z zakresu LWIR, tj. ujemną część rzeczywistą przenikalności elektrycznej. Dzięki temu na granicy warstwy N++ i absorbera będą mogły występować powierzchniowe plazmony-polarytony. Aby je wzbudzić niezbędne będzie jednak ugięcie padającego od góry promieniowania, co odbędzie się przy użyciu siatki dyfrakcyjnej – dwuwymiarowej matrycy podfalowych wysp złotych naniesionych na powierzchnię detektora. Wyspy będą miały kształt kwadratów lub kół o rozmiarach bliskich połowie okresu matrycy. Ze względu na różnice we współczynnikach załamania warstwy N++, absorbera i bariery, możliwe będzie wzbudzenie w tej strukturze także modów wnękowych, które również mogą przyczynić się do wzmocnienia absorpcji. Naokoło wysp naniesiona zostanie ramka ze złota pełniąca rolę kontaktu górnego. Tak skonstruowana struktura detekcyjna zamontowana zostanie na czterostopniowej chłodziarce termoelektrycznej w celu charakteryzacji w temperaturach od 200 K do 300 K. Ze względu na architekturę typu nBn detektor ten przeznaczony będzie przede wszystkim do pracy z zasilaniem, które ułatwia transport wygenerowanych optycznie ładunków. Jednak biorąc pod uwagę większą grubość absorbera od wierzchniej warstwy podkontaktowej również i bez przyłożonego napięcia możliwe powinno być zaobserwowanie sygnału w wyniku dyfuzyjnego transportu wygenerowanych optycznie nośników do kontaktów.

5 METODY

5.1 SYMULACJE

5.1.1 SYMULACJE FDTD

Metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu (ang. *finite-difference time-domain* - FDTD) [111], [112] jest uniwersalną metodą rozwiązywania równań Maxwella w skomplikowanych układach [113]. Bezpośrednio dostarcza ona rozwiązań w dziedzinie czasu i przestrzeni, natomiast dzięki wykorzystaniu transformaty Fouriera umożliwia także obliczenie zależności od częstotliwości. W niniejszej pracy do symulacji metodą FDTD wykorzystano oprogramowanie Ansys Lumerical FDTD [114].

W niemagnetycznym ośrodku, w którym nie płynie prąd, równania Maxwella opisujące zmienne w czasie pole elektromagnetyczne (15-16) sprowadzają się do postaci:

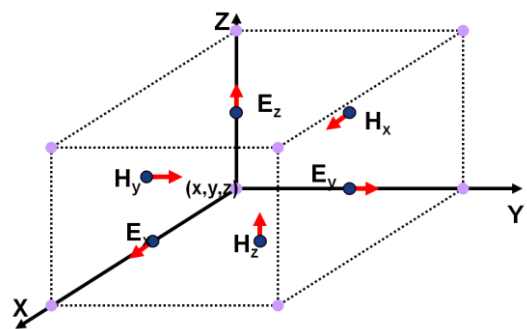
$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H}, \quad (54)$$

$$\vec{D}(\omega) = \varepsilon(\omega) \varepsilon_0 \vec{E}(\omega), \quad (55)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{E}. \quad (56)$$

Metoda FDTD służy ich numerycznemu rozwiązywaniu. Na potrzeby obliczeń pola są zdyskretyzowane czasowo i przestrzennie, tj. określane w wybranych punktach czasu i przestrzeni indeksowanych liczbami naturalnymi. Aby ułatwić rozwiązywanie równań (54 i 56) poszczególne składowe pól elektrycznych i magnetycznych pierwotnie oblicza się w nieco innych położeniach wewnątrz komórki elementarnej (Rysunek 13), jednak na koniec symulacji są one interpolowane aby finalny wynik zawierał wszystkie składowe pól w tych samych punktach. Podobnie czas, dla którego obliczane są pola elektryczne i magnetyczne, jest przesunięty o połowę kroku symulacji.

Wykorzystywana w symulacjach siatka jest kartezjańska, co oznacza, że komórka elementarna w kształcie prostopadłościanu powielana jest periodycznie w prostopadłych kierunkach x, y i z. Możliwe jest lokalne zagęszczenie siatki poprzez zmniejszenie odległości pomiędzy definiującymi ją płaszczyznami w wybranych miejscach. Jest to potrzebne w sytuacji, gdy w jakimś rejonie spodziewamy się szybko zmiennych pól wymagających większej rozdzielczości przestrzennej do poprawnego uwzględnienia.



Rysunek 13. Komórka elementarna typu Yee [113], [130] wykorzystywana do obliczeń metodą FDTD.

Aby wygenerować w symulacji falę elektromagnetyczną niezbędne jest umieszczenie jej źródła. Realizuje się to poprzez dodanie w wybranych punktach przestrzeni składników pola elektromagnetycznego odpowiadających fali źródłowej. W funkcji czasu fala ta ma postać

impulsu – rozpoczyna się stopniowo, osiąga maksimum, po czym jest wygaszana. W tej pracy korzystano z fali płaskich, których źródła miały postać płaszczyzny z zadaniem kierunkiem propagacji.

Ze względu na skończone zasoby obliczeniowe obszar symulacji musi być ograniczony, do czego niezbędne są warunki brzegowe. W przypadku struktur o symetrii periodycznej, a z takie właśnie są rozpatrywane w tej pracy, najkorzystniejsze jest zastosowanie warunków periodycznych, które polegają na zrównaniu pól na jednym końcu obszaru symulacji z polami na końcu przeciwnym. Jeśli zadana geometria symulacji ma symetrię lustrzaną, można dodatkowo zastosować warunki symetryczne lub antysymetryczne, co ogranicza zasoby obliczeniowe nawet czterokrotnie.

Na kierunku, na którym symulowana struktura nie przejawia symetrii okresowej, niezbędne jest wygaszenie fali docierających do krawędzi obszaru symulacji, aby uniknąć powrotnego jej odbicia i kumulowania w strukturze. W tym celu stosuje się absorbujące warunki brzegowe, których najbardziej wydajną i uniwersalną realizacją jest PML (ang. *perfectly matched layer*) [111]. Polega ona na wprowadzeniu na brzeg symulowanego obszaru dodatkowej warstwy o fikcyjnych przenikalnościach elektrycznych i magnetycznych, które dobrane są tak, aby odbicie było bliskie zeru, a cała docierająca fala ulegała pochłonięciu. W celu skutecznego pochłonięcia fal w szerokim zakresie spektralnym, w praktyce warstw takich wprowadza się wiele ułożonych jedna za drugą.

Symulacja FDTD polega na cyklicznym rozwiązywaniu równań (54-56). Wykorzystując rozkład pola magnetycznego z poprzedniej chwili czasu i równanie (54) obliczana jest zmiana indukcji pola elektrycznego i w konsekwencji jego nowy rozkład. Następnie niezbędne jest przeliczenie indukcji na natężenie pola elektrycznego zgodnie z wzorem (55), co stanowi pewne wyzwanie jako że jest on sformułowany w dziedzinie częstotliwości. Jeżeli rozważany materiał jest dyspersyjny, równanie (55) trzeba przekształcić do postaci zależnej od czasu, co odbywa się przy użyciu odwrotnej transformaty Fouriera i wartości pola elektrycznego we wszystkich poprzednich chwilach obejmowanych symulacją. Wreszcie, na podstawie obliczonego już rozkładu natężenia pola elektrycznego, obliczana jest nowa postać pola magnetycznego przy użyciu wzoru (56), po czym cykl jest powtarzany. Symulacja kończy się gdy energia pozostała w strukturze spadnie poniżej pewnego progu, najczęściej 10^{-5} energii źródła, lub po osiągnięciu limitu czasu upływającego wewnątrz symulacji. Wówczas zależność czasowa pól w każdym punkcie przestrzeni przeliczana jest na widmo częstotliwościowe przy użyciu transformaty Fouriera i odnoszona do widma fali źródłowej. Na podstawie obliczonych w symulacji rozkładów pól możliwe jest wyznaczenie m.in. widm transmisji przez zadane płaszczyzny, absorpcji w zadanej objętości czy rozkładu wektora Poyntinga określającego przepływ energii wewnątrz struktury.

5.1.2 SYMULACJE PWAM

W niniejszej pracy do symulacji fotonicznych wykorzystano także metodę admitancyjną fal płaskich (ang. *plane wave admittance method* – PWAM) [115], która stosuje się do układów o symetrii okresowej w dwóch kierunkach (x, y) i strukturze warstwowej w trzecim (z). Wykorzystuje ona periodyczne warunki brzegowe (rozwiązanie Blocha) na kierunkach (x, y) oraz absorbujące warunki brzegowe PML na kierunku z i pozwala na modelowanie materiałów o dowolnej dyspersji z diagonalną anizotropią.

W ramach tej metody równania Maxwella (15-16) przekształcane są do macierzowej formy GTL (ang. *generalized transmission line*) opisującej składowe pól w płaszczyźnie warstw:

$$\partial_z \bar{\mathbf{E}} \equiv \partial_z \begin{bmatrix} -E_y \\ E_x \end{bmatrix} = -i \frac{\eta_0}{k_0} \begin{bmatrix} \partial_z \varepsilon_z^{-1} \partial_y + \mu_x k_0^2 & -\partial_y \varepsilon_z^{-1} \partial_x \\ -\partial_x \varepsilon_z^{-1} \partial_y & \partial_x \varepsilon_z^{-1} \partial_x + \mu_y k_0^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \equiv -i \bar{\mathbf{R}}_{\mathbf{H}} \bar{\mathbf{H}}, \quad (57)$$

$$\partial_z \bar{\mathbf{H}} \equiv \partial_z \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = -i \frac{1}{\eta_0 k_0} \begin{bmatrix} \partial_x \mu_z^{-1} \partial_x + \varepsilon_y k_0^2 & \partial_x \mu_z^{-1} \partial_y \\ \partial_y \mu_z^{-1} \partial_x & \partial_y \mu_z^{-1} \partial_y + \varepsilon_x k_0^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -E_y \\ E_x \end{bmatrix} \equiv -i \bar{\mathbf{R}}_{\mathbf{E}} \bar{\mathbf{E}}, \quad (58)$$

gdzie $k_0 = \omega/c = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ jest znormalizowaną częstotliwością, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ impedancją próżni, a ∂_ξ oznacza pochodną cząstkową w kierunku ξ .

Składowe z wyrażają się natomiast wzorami:

$$E_z = -i \frac{\eta_0}{k_0} [\varepsilon_z^{-1} \partial_y \quad \varepsilon_z^{-1} \partial_x] \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \quad (59)$$

$$H_z = -i \frac{1}{\eta_0 k_0} [\mu_z^{-1} \partial_x \quad \varepsilon_z^{-1} \partial_y] \begin{bmatrix} -E_y \\ E_x \end{bmatrix}. \quad (60)$$

Pola rozwijane są w ortogonalnej bazie fal płaskich $|\varphi_{\mathbf{G}}\rangle$:

$$\Psi = \sum_{\mathbf{G}} \Psi^{\mathbf{G}} |\varphi_{\mathbf{G}}\rangle, \quad (61)$$

$$|\varphi_{\mathbf{G}}\rangle = e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}_{\parallel}}, \quad (62)$$

gdzie Ψ może być jednym z pól $E_x, -E_y, H_x, H_y$, $\Psi^{\mathbf{G}}$ jest współczynnikiem rozwinięcia, $\mathbf{r}_{\parallel}$ - pozycją w płaszczyźnie xy , a $\mathbf{G}$ wektorem sieci odwrotnej.

Zgodnie z twierdzeniem Blocha, w strukturach periodycznych składowe pola elektromagnetycznego mogą być wyrażone jako $\Psi(\mathbf{r}_{\parallel}) = \Phi(\mathbf{r}_{\parallel})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_{\parallel}}$, gdzie $\mathbf{k}$ jest składową wektora falowego w płaszczyźnie (x, y) a $\Phi(\mathbf{r}_{\parallel})$ pewną funkcją okresową. Dzięki temu rozwinięcie funkcji (61) przyjmuje postać:

$$\Psi(\mathbf{r}_{\parallel}) = \sum_{\mathbf{G}} \Psi^{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{G}+\mathbf{k})\cdot\mathbf{r}_{\parallel}} = \sum_{\mathbf{G}} \Psi^{\mathbf{G}} |\varphi_{\mathbf{G}+\mathbf{k}}\rangle, \quad (63)$$

Dzięki ortogonalności bazy fal płaskich równania (57) i (58) można zapisać jako:

$$\partial_z \begin{bmatrix} -E_y^{\mathbf{G}} \\ E_x^{\mathbf{G}} \end{bmatrix} = -i \frac{\eta_0}{k_0} \sum_{\mathbf{G}'} \begin{bmatrix} \langle \varphi_{\mathbf{G}+\mathbf{k}} | \partial_z \varepsilon_z^{-1} \partial_y + \mu_x k_0^2 \\ \langle \varphi_{\mathbf{G}+\mathbf{k}} | -\partial_x \varepsilon_z^{-1} \partial_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\partial_y \varepsilon_z^{-1} \partial_x \\ \partial_x \varepsilon_z^{-1} \partial_x + \mu_y k_0^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x^{\mathbf{G}'} \\ H_y^{\mathbf{G}'} \end{bmatrix}, \quad (64)$$

$$\partial_z \begin{bmatrix} H_x^{\mathbf{G}} \\ H_y^{\mathbf{G}} \end{bmatrix} = -i \frac{1}{\eta_0 k_0} \sum_{\mathbf{G}'} \begin{bmatrix} \langle \varphi_{\mathbf{G}+\mathbf{k}} | \partial_x \mu_z^{-1} \partial_x + \varepsilon_y k_0^2 \\ \langle \varphi_{\mathbf{G}+\mathbf{k}} | \partial_y \mu_z^{-1} \partial_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial_x \mu_z^{-1} \partial_y \\ \partial_y \mu_z^{-1} \partial_y + \varepsilon_x k_0^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -E_y^{\mathbf{G}'} \\ E_x^{\mathbf{G}'} \end{bmatrix}. \quad (65)$$

Rozwinięciu w tej samej bazie podlegają także parametry materiałowe:

$$\varepsilon_{x/y}(\mathbf{r}_{\parallel}) = \sum_{\mathbf{G}''} \varepsilon_{x/y}^{\mathbf{G}''} |\varphi_{\mathbf{G}''}\rangle, \quad (66)$$

$$\mu_{x/y}(\mathbf{r}_{\parallel}) = \sum_{\mathbf{G}''} \mu_{x/y}^{\mathbf{G}''} |\varphi_{\mathbf{G}''}\rangle, \quad (67)$$

$$\varepsilon_z^{-1}(\mathbf{r}_{\parallel}) = \sum_{\mathbf{G}''} \kappa^{\mathbf{G}''} |\varphi_{\mathbf{G}''}\rangle, \quad (68)$$

$$\mu_z^{-1}(\mathbf{r}_{\parallel}) = \sum_{\mathbf{G}''} \gamma^{\mathbf{G}''} |\varphi_{\mathbf{G}''}\rangle, \quad (69)$$

co prowadzi do finalnej postaci równań GTL:

$$\partial_z \begin{bmatrix} E_y^G \\ E_x^G \end{bmatrix} = -i \frac{\eta_0}{k_0} \sum_{\mathbf{G}'} \begin{bmatrix} -(G_y + k_y)(G'_y + k_y) \kappa^{G-G'} + k_0^2 \mu_x^{G-G'} & (G_y + k_y)(G'_x + k_x) \kappa^{G-G'} \\ (G_x + k_x)(G'_y + k_y) \kappa^{G-G'} & -(G_x + k_x)(G'_x + k_x) \kappa^{G-G'} + k_0^2 \mu_y^{G-G'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x^{G'} \\ H_y^{G'} \end{bmatrix}, \quad (70)$$

$$\partial_z \begin{bmatrix} H_x^G \\ H_y^G \end{bmatrix} = -i \frac{1}{\eta_0 k_0} \sum_{\mathbf{G}'} \begin{bmatrix} -(G_x + k_x)(G'_x + k_x) \gamma^{G-G'} + k_0^2 \varepsilon_y^{G-G'} & -(G_x + k_x)(G'_y + k_y) \gamma^{G-G'} \\ -(G_y + k_y)(G'_x + k_x) \gamma^{G-G'} & -(G_y + k_y)(G'_y + k_y) \gamma^{G-G'} + k_0^2 \varepsilon_x^{G-G'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^{G'} \\ E_y^{G'} \end{bmatrix}, \quad (71)$$

przy czym dla uproszczenia notacji przyjęto, że $-E_y = \sum_{\mathbf{G}} E_y^{\mathbf{G}} |\varphi_{\mathbf{G}}\rangle$.

W wyniku połączenia wzorów (57) i (58) otrzymujemy równania różniczkowe drugiego rzędu na pole elektryczne i magnetyczne:

$$\partial_z^2 \bar{\mathbf{E}} = -\bar{\mathbf{Q}}_E \bar{\mathbf{E}}, \quad (72)$$

$$\partial_z^2 \bar{\mathbf{H}} = -\bar{\mathbf{Q}}_H \bar{\mathbf{H}}, \quad (73)$$

gdzie $\bar{\mathbf{Q}}_E = \bar{\mathbf{R}}_H \bar{\mathbf{R}}_E$ oraz $\bar{\mathbf{Q}}_H = \bar{\mathbf{R}}_E \bar{\mathbf{R}}_H$. Aby je rozwiązać należy przekształcić pole do osi głównych $\bar{\mathbf{E}} = -\mathbf{T}_E \bar{\mathbf{E}}$ oraz $\bar{\mathbf{H}} = -\mathbf{T}_H \bar{\mathbf{H}}$, co sprowadza się do rozwiązania problemu własnego macierzy $\bar{\mathbf{Q}}_E$ i $\bar{\mathbf{Q}}_H$, których wektory własne tworzą macierze $\mathbf{T}_E$ i $\mathbf{T}_H$. Otrzymujemy wówczas diagonalną macierz $\bar{\mathbf{\Gamma}}^2 = \mathbf{T}_E^{-1} \bar{\mathbf{Q}}_E \mathbf{T}_E = \mathbf{T}_H^{-1} \bar{\mathbf{Q}}_H \mathbf{T}_H$ umożliwiającą zapisanie równań (72) i (73) w nowych współrzędnych:

$$\partial_z^2 \bar{\bar{\mathbf{E}}} = -\bar{\mathbf{\Gamma}}^2 \bar{\bar{\mathbf{E}}}, \quad (74)$$

$$\partial_z^2 \bar{\bar{\mathbf{H}}} = -\bar{\mathbf{\Gamma}}^2 \bar{\bar{\mathbf{H}}}, \quad (75)$$

Równania te mają analityczne rozwiązania w postaci:

$$\bar{\bar{\mathbf{E}}} = \mathbf{A} \cos(\bar{\mathbf{\Gamma}}z) + \mathbf{B} \sin(\bar{\mathbf{\Gamma}}z), \quad (76)$$

$$\bar{\bar{\mathbf{H}}} = \mathbf{C} \cos(\bar{\mathbf{\Gamma}}z) + \mathbf{D} \sin(\bar{\mathbf{\Gamma}}z). \quad (77)$$

Parametry $\mathbf{A}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{C}$ i $\mathbf{D}$, wyznaczone są przez warunki zszycia pól na granicy ośrodków przy użyciu procedury transferu admitancyjnego [116], która bazuje na wyznaczeniu dla każdej warstwy macierzy $\bar{\mathbf{Y}}^n(k_0, \mathbf{k})$, takiej że:

$$\bar{\mathbf{H}}^n = \bar{\mathbf{Y}}^n(k_0, \mathbf{k}) \bar{\mathbf{E}}^n, \quad (78)$$

gdzie n jest numerem warstwy a $\bar{\mathbf{E}}^n$ i $\bar{\mathbf{H}}^n$ polami na granicy między warstwami o indeksach n i $n + 1$. Oblicza się je w sposób iteracyjny:

$$\bar{\mathbf{Y}}^n = \mathbf{T}_H^n \{ \bar{\mathbf{y}}_2^n [\bar{\mathbf{y}}_1^n - (\mathbf{T}_H^n)^{-1} \bar{\mathbf{Y}}^{n-1} \mathbf{T}_E^n]^{-1} \bar{\mathbf{y}}_2^n - \bar{\mathbf{y}}_1^n \} (\mathbf{T}_E^n)^{-1}, \quad (79)$$

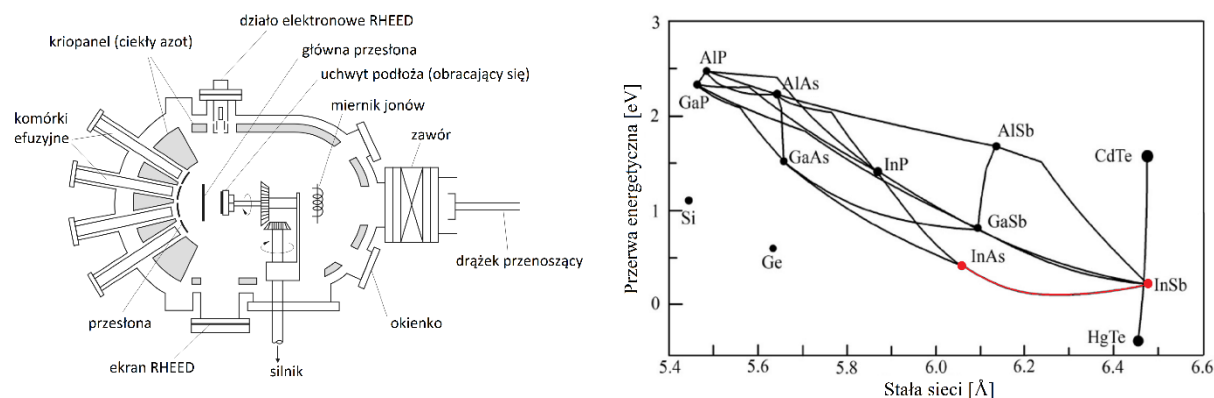
gdzie $\bar{\mathbf{y}}_1^n = -i \bar{\mathbf{\Gamma}}^n \tan^{-1}(\bar{\mathbf{\Gamma}}^n d^n)$ oraz $\bar{\mathbf{y}}_2^n = i \bar{\mathbf{\Gamma}}^n \sin^{-1}(\bar{\mathbf{\Gamma}}^n d^n)$, natomiast $\bar{\mathbf{\Gamma}}^n$, $\mathbf{T}_E^n$ i $\mathbf{T}_H^n$ są macierzami dla n -tej warstwy o grubości d^n . Aby rozpocząć iterację przyjmuje się, że pole elektryczne na brzegu obszaru symulacji znika $\bar{\mathbf{E}}^0 = 0$, a jeśli założenie to jest niefizyczne, wprowadza się absorbujące warunki brzegowe (PML [112]). Metoda PWAM przewyższa często FDTD pod względem wydajności przy zachowaniu zbieżności i zgodności wyników.

5.2 WYTWARZANIE DETEKTORÓW PODCZERWIENI

Detektory omawiane w niniejszej pracy wytwarzane były w procesie składającym się z trzech, opisanych poniżej etapów: epitaksji MBE, processingu oraz montażu.

5.2.1 EPITAKSJA MBE

Epitaksja z wiązek molekularnych (ang. *molecular beam epitaxy* – MBE) jest metodą wytwarzania warstwowych struktur półprzewodnikowych poprzez osadzanie na podłożu pierwiastków składowych. Proces odbywa się w komorze o bardzo wysokiej próżni, którą uzyskuje się przy użyciu pomp oraz dodatkowo schłodzeniu wewnętrznych ścian komory ciekłym azotem. Na środku reaktora umieszczone jest podłoże na obrotowym uchwycie, na które kierowane są wiązki molekularne pochodzące z komórek efuzyjnych zamontowanych naokoło (Rysunek 14). W wyniku podgrzania do bardzo wysokiej temperatury (rzędu 1000°C) materiały składowe ulegają sublimacji i w postaci gazowej przemieszczają się do środka komory. Dzięki bardzo niskiemu ciśnieniu w komorze (poniżej 10^{-7} Pa) docierają bez rozproszeń do podłoża, na którym osadzają się, częściowo reagując z pierwiastkami dostarczonymi z innych komórek. W celu uzyskania lepszej jakości krystalicznej podłoże jest podgrzewane do temperatury rzędu kilkuset stopni Celsjusza, znacznie niższej jednak od temperatury komórek efuzyjnych. Regulując temperaturę komórek efuzyjnych oraz czas otwarcia przysłon możliwe jest uzyskanie pożądanego składu warstwy, a obracanie podłoża w trakcie wzrostu zwiększa jej jednorodność.



Rysunek 14. Z lewej: Schemat reaktora MBE [117]. Z prawej: Przerwa energetyczna w funkcji stałej sieci półprzewodników [29]. Czerwonym kolorem wyróżniono arsenek indu i antymonek indu, na których oparte są detektory omawiane w pracy.

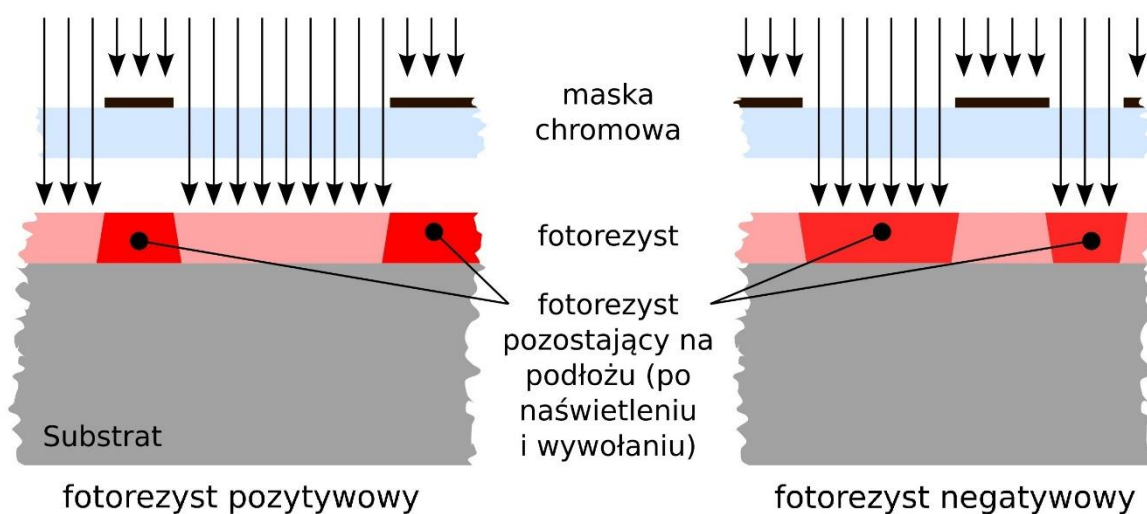
Reaktor MBE wyposażony jest system RHEED (ang. *reflection high-energy electron diffraction*) umożliwiający pomiar struktury krystalicznej osadzonego materiału w trakcie trwania procesu (łac. *in-situ*). Składa się on z działła elektronów, które kierowane są pod niewielkim kątem na podłoże, gdzie ulegają dyfrakcji po czym są rejestrowane przez detektor umieszczony po przeciwnej stronie komory.

Na potrzeby tej pracy wykorzystano reaktor MBE Riber Compact 21 DZ, w którym na półizolacyjnym podłożu z arsenku galu osadzane były materiały z grup III-V. W celu uzyskania stałej sieci bliższej InAsSb (Rysunek 14), na podłożu osadzana była warstwa uforowa GaSb. Domieszkę donorową stanowił krzem, natomiast akceptorową – beryl.

5.2.2 PROCESSING

Processing jest to szereg czynności wykonywanych na podłożu z osadzonymi epitaksjalnie warstwami lub wydzielonej z niego płytce, których celem jest zdefiniowanie powierzchni aktywnej detektora, wytworzenie kontaktów elektrycznych oraz fragmentacja płytki na pojedyncze kostki - struktury detekcyjne. Operacje te ograniczone są do obszarów wyznaczonych przez litografię, najczęściej optyczną (UV), a w przypadkach wymagających dużej rozdzielczości – elektronową.

Litografia składa się z nałożenia rezystu przy użyciu wirówki, suszenia w podwyższonej temperaturze naświetlania i wywołania w odpowiednim odczynniku. W przypadku fotolitografii naświetlanie odbywało się przy użyciu naświetlarki SUSS MA6 z lampą UV oraz masek fotolitograficznych z chromu na szkle definiujących kształt. Promieniowanie przechodzące przez maskę powoduje zmianę struktury fotorezystu – wzrost lub spadek jego rozpuszczalności w wywoływaczu odpowiednio dla fotorezystów pozytywowych i negatywowych (Rysunek 15). W przypadku litografii elektronowej naświetlanie odbywa się natomiast poprzez skanowanie płytki zogniskowaną wiązką elektronów, co również powoduje zmianę rozpuszczalności rezystu (dedykowanego do elektronolitografii, często dwuwarstwowego). W fazie wywoływania fotorezyst o większej rozpuszczalności jest zmywany, a rezyst pozostały na płytce definiuje wzór następnej operacji.

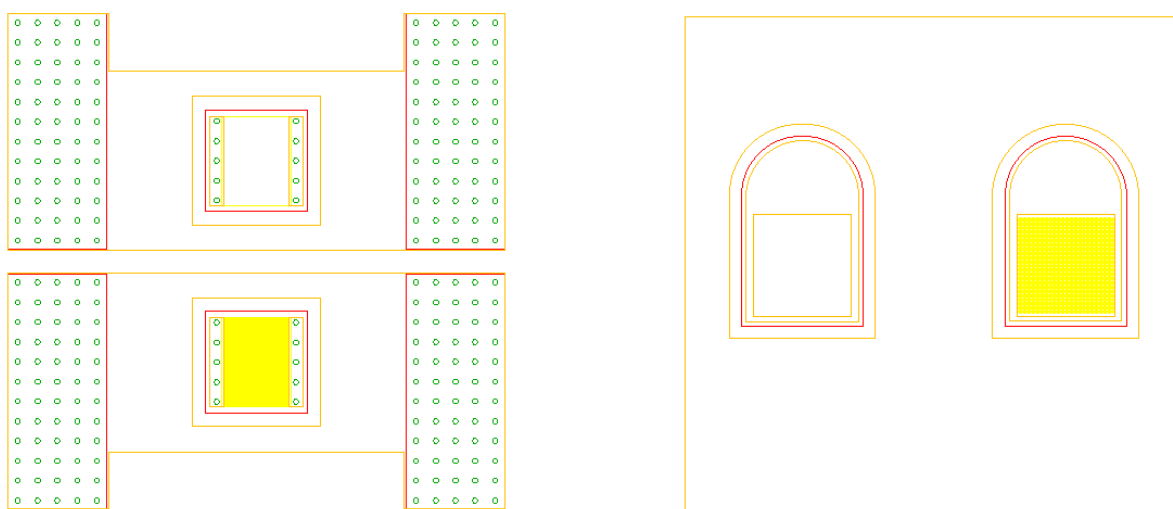


Rysunek 15. Schemat działania fotolitografii z wykorzystaniem fotorezystu pozytywowego (z lewej) i negatywowego (z prawej) [118]. Strzałkami oznaczono padające promieniowanie ultrafioletowe.

Główną operacją wykonywaną w ramach processingu jest wytrawienie kształtu typu mesa, który pełni rolę elementu aktywnego. Trawienie to odbywa się na głębokość dolnej warstwy kontaktowej (najczęściej typu N+), z zachowaniem znacznej części jej grubości (min. 300 nm) aby zapewnić dobry transport nośników w płaszczyźnie płytki. W ramach niniejszej pracy trawienie odbywało się na mokro w roztworze składającym się z kwasu cytrynowego, kwasu ortofosforowego, nadtlenu wodoru oraz kwasu solnego. Dodatkowo do trawienia warstwy AlGaAsSb wykorzystywano roztwór kwasu solnego.

Po wytrawieniu mes na płytkach nanoszona była metalizacja kontaktowa o strukturze tytan-złoto lub platyna-tytan-platyna-złoto. Jej osadzanie odbywało się w wysokiej próżni (<

$3 \cdot 10^{-9}$ Bar) przy użyciu napyłarki PVD Angstrom Nexdep wykorzystującej termiczne odparowywanie materiałów pod wpływem wiązki elektronów. Parowanie poprzedzone było trawieniem jonowym wykonywanym w tej samej maszynie po odpompowaniu w celu oczyszczenia powierzchni przeznaczonej do metalizacji. Następnie w odczynniku TechniStrip MLO-07 wykonywany był lift-off – proces zmycia rezystu wraz z leżącą na nim warstwą metali. W przypadku detektorów oświetlanych od strony podłoża dodatkowo napyłana była jeszcze metalizacja indowa umożliwiającą wykonanie montażu odwróconego flip-chip. Proces ten odbywał się w osobnej napyłarce PVD Angstrom Nexdep.



Rysunek 16. Projekty masek fotolitograficznych przeznaczonych do processingu detektorów fotowoltaicznych z matrycami otworów w metalizacji (z lewej) oraz detektorów nBn z wysokodmieszkowaną warstwą N++ i matrycą wysp metalicznych (z prawej). Kolorem czerwonym oznaczono kontur trawienia, pomarańczowym – metalizacji kontaktowej, żółtym – metalicznych struktur periodycznych, zielonym – metalizacji indowej.

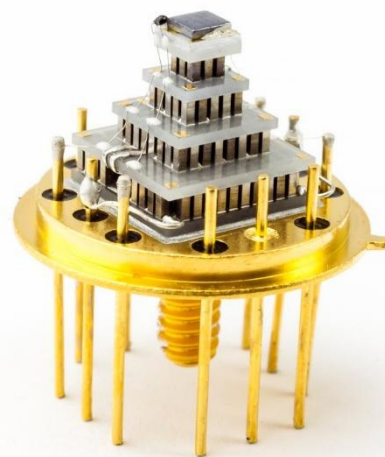
Metalizacja struktur periodycznych o rozmiarach mikrometrycznych wykonywana była w osobnym procesie od metalizacji kontaktowej ze względu na wymaganą większą rozdzielczość a z drugiej strony mniejszą grubość metalizacji. Definiowanie jej kształtu odbywało się głównie przy użyciu litografii elektronowej, choć testowano także inne rozwiązania, jak wysokorozdzielcza fotolitografia DUV (ang. *Deep Ultraviolet*) czy fotolitografia laserowa. Struktury periodyczne wykonywane były ze złota poprzedzonego warstwą adhezyjną tytanu.

Na koniec processingu płytki były cięte na fragmenty o rozmiarach ok. $1 \times 1 \text{ mm}^2$ zawierające po dwa elementy aktywne – jeden z metaliczną strukturą periodyczną i drugi bez niej, stanowiący referencję.

5.2.3 MONTAŻ

Struktury detekcyjne montowane były na chłodziarkach termoelektrycznych przylutowanych do podstawek TO8 (Rysunek 17) aby zapewnić wygodną charakteryzację w temperaturach 200-300 K. Pierwszym etapem montażu, występującym wyłącznie w przypadku detektorów oświetlanych od strony podłoża, był flip-chip – połączenie struktury detekcyjnej z podkładką za pośrednictwem indu. Celem tego procesu jest, poza zorientowaniem struktury podłożem do góry, umożliwienie wykonania połączeń drutowych metodą *wire bonding*. Podkładki wykonane były z szafiru, na którym naniesiona została metalizacja chrom/złoto ukształtowaną w ścieżki elektryczne, kończące się z jednej strony polem pokrytym indem służącym do połączenia ze strukturą, a z drugiej polem wychodzącym poza obrys struktury i przeznaczonym do wirebondingu. Korzystając z urządzeń Finetech FINEPLACER lambda lub femto 2 struktura detekcyjna pobierana była chwytakiem próżniowym kontaktującym się z nią od strony podłoża, pozycjonowana względem podkładki, po czym dociskana do niej z siłą 3 N. W efekcie kolumnienki (ang. *bumps*) indowe znajdujące się na strukturze wciskane były w ind naparowany na podkładkach. Proces ten przeprowadzany jest w podwyższonej temperaturze 40-60°C w atmosferze kwasu mrówkowego, który usuwa tlenki z powierzchni indu. Następnie połączenie zabezpieczane jest mechanicznie klejem EPO-TEK 920 umieszczonym w kilku punktach na stykach krawędzi struktury z podkładką. Wcześniej pomiędzy strukturą a podkładkę wprowadzany może być wypełniacz MasterSil 971-LO w celu chemicznego zaizolowania elementu aktywnego.

Struktury detekcyjne (na podkładkach szafirowych w przypadku detektorów oświetlanych od strony podłoża) przyklejane były do górnego stopnia czterostopniowej chłodziarki termoelektrycznej przy użyciu lakieru srebrowego L-121. Wykorzystane chłodziarki przylutowane były do 12-pinowych podstawek TO8 zapewniających wygodny montaż w uchwytach pomiarowych. Do górnego stopnia chłodziarki montowano także termistor w celu kontroli temperatury detektora. Następnie wykonywano połączenia drutowe metodą *wire bonding* po stronie struktury (lub podkładki) detekcyjnej oraz lutowania do pinów. Dodatkowo druty zabezpieczane były przed zerwaniem poprzez przyklejenie ich do pośrednich stopni chłodziarki klejem Torr Seal. Tak przygotowane detektory poddawane były charakteryzacji z wykorzystaniem uchwytu pomiarowego pełniącego także rolę radiatora odprowadzającego ciepło generowanego przez chłodziarkę. W celu schłodzenia otoczenie detektora było odpompowywane przy użyciu kapturka pomiarowego z oknem BaF₂ oraz pompy turbomolekularnej. Po pomiarach wybrane detektory były hermetyzowane obudowami z oknem ZnSe, w celu zabezpieczenia i ewentualnej dodatkowej charakteryzacji.

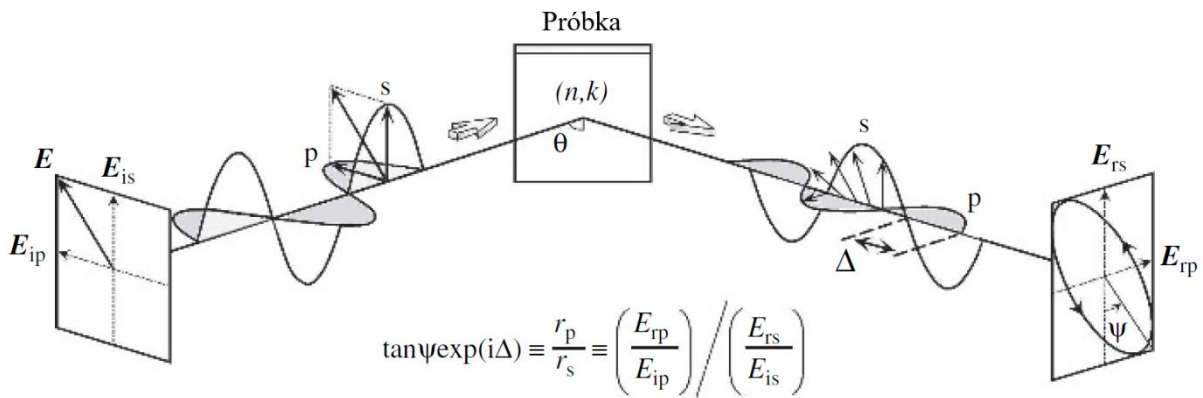


Rysunek 17. Struktura detekcyjna zamontowana na czterostopniowej chłodziarce termoelektrycznej.

5.3 CHARAKTERYZACJA MATERIAŁÓW I STRUKTUR

5.3.1 ELIPSOMETRIA

Elipsometria jest optyczną techniką charakteryzacji opartą o pomiar odbicia lub transmisji próbek. Jej kluczową cechą jest uwzględnienie polaryzacji światła odbitego (lub przechodzącego) i wnioskowanie na jej podstawie na temat badanych materiałów [119]. W metodzie tej próbka oświetlana jest pod kątem światłem spolaryzowanym liniowo, zawierającym zgodne w fazie (i najczęściej równie silne) składowe o polaryzacji s i p . Amplitudowe współczynniki odbicia dla polaryzacji s i p różnią się istotnie ze względu na własności materiałów, przez co w wiązce odbitej składowe o polaryzacji s i p przejawiają różnice w amplitudzie i fazie – obserwowana jest polaryzacja eliptyczna.



Rysunek 18. Schemat przedstawiający zasadę działania elipsometrii [119].

W elipsometrii definiuje się dwa podstawowe parametry, ψ i Δ , mówiące odpowiednio o różnicy w amplitudzie oraz fazie pomiędzy składowymi o polaryzacji s i p [119]:

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{|r_p|}{|r_s|} \right) = \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{R_p}{R_s}} \right), \quad (80)$$

$$\Delta = \arg \left(\frac{r_p}{r_s} \right), \quad (81)$$

gdzie: r_s, r_p – amplitudowe współczynniki odbicia próbki dla polaryzacji s i p ,
 R_s, R_p – natężeniowe współczynniki odbicia próbki dla polaryzacji s i p .

W najprostszym przypadku próbki składającej się wyłącznie z jednego materiału stosunek amplitud ψ mówi o jego współczynniku załamania natomiast różnica w fazie Δ – o współczynniku ekstynkcji. W przypadkach wielowarstwowych jest natomiast potrzebne bardziej zaawansowane modelowanie.

Eksperyment elipsometryczny polega na oświetlaniu próbki sekwencyjnie pod różnymi kątami przy użyciu polaryzacji s i p , pomiarze amplitudy i fazy odbitych wiązek dla polaryzacji s i p i wyznaczaniu na ich podstawie wartości parametrów ψ i Δ . W przypadku elipsometrii spektroskopowej pomiar wykonywany jest dla wielu długości fal, np. poprzez wykorzystanie szerokopasmowego źródła i spektrofotometru Fouriera (którego zasadę działania omówiono

w rozdziale 5.4.2). W efekcie uzyskiwane są charakterystyki $\psi_\theta(\lambda)$ oraz $\Delta_\theta(\lambda)$ dla różnych kątów padania θ , do których dopasowuje się krzywe teoretyczne wynikające z przyjętego modelu próbki oraz własności optycznych jej materiałów składowych. Parametry dopasowania są równocześnie parametrami funkcji opisujących współczynniki załamania i ekstynkcji, a więc uzyskując zgodność krzywych teoretycznych z pomiarowymi otrzymujemy także charakterystyki współczynników załamania badanego materiału. Są one jednak obarczone niepewnością związaną nie tylko z niedoskonałym dopasowaniem krzywych, ale także liczbą stopni swobody w modelu, którą należy ograniczać w celu uzyskania jak najbardziej wiarygodnych wyników. W związku z tym do pomiaru własności optycznych najlepiej służą próbki warstwowe, w których własności tylko jednego materiału podlegają badaniu, a pozostałych są znane. Również grubości warstw, choć mogą być wywnioskowane z modelowania, powinny być zmierzone inną metodą, aby dostarczyć punktu wyjściowego do dopasowania i zweryfikować jego poprawność. Próbki muszą też charakteryzować się niewielką chropowatością, poniżej 30% mierzonej długości fali, ponieważ chropowatość obniża intensywność odbitego światła, na podstawie którego określany jest stan polaryzacji [119].

W ramach tej pracy pomiary elipsometryczne wykonywane były przy użyciu elipsometru Woollam IR-VASE Mark II wykorzystującego spektrofotometr Fouriera i umożliwiającego charakteryzację w zakresie od 1.7 do 30 μm z rozdzielczością od 1 do 64 cm^{-1} . Próbki do badań wytworzone zostały zgodnie z wytycznymi przedstawionymi powyżej, tj. na podłożu o znanych własnościach optycznych osadzano warstwę badanego materiału z zachowaniem niskiej chropowatości powierzchni. Do pomiarów odbicia spód próbki był celowo zmatowiony, aby uniknąć zaburzenia pomiaru charakterystyk spektralnych przez niekontrolowane przesunięcia fazowe i zmiany amplitudy prowadzące do depolaryzacji wiązki lub gęste oscylacje spowodowane wielokrotnymi przejściami promieniowania wewnątrz podłoża o grubości znacznie większej od grubości badanych warstw.

5.3.2 POMIARY WIDM TRANSMISJI I ODBICIA

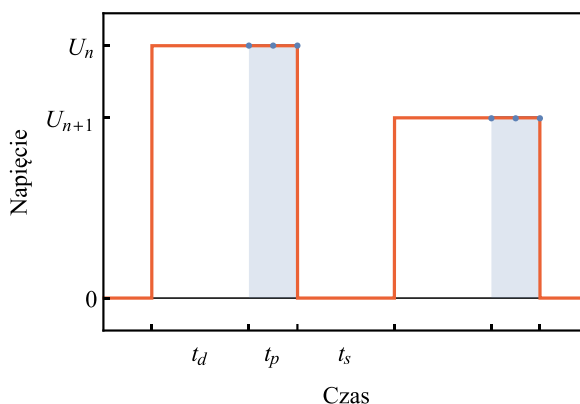
Pomiary widm transmisji wykonywane były przy użyciu spektroskopii fourierowskiej, opisanej szerzej w rozdziale 5.4.2. W przypadku padania prostopadłego do charakteryzacji wykorzystano spektrofotometr Newport MIR8035 [120] oraz detektor fotowoltaiczny PVI-4TE-8-1x1-TO8-wZnSeAR-36 produkcji VIGO Photonics, natomiast dla padania pod kątem 0-60° – elipsometr Woollam IR-VASE Mark II z wbudowany detektorem DTGS. To drugie urządzenie posłużyło także do pomiarów odbicia dla padania pod kątem od 35 do 60° i umożliwiło kontrolę polaryzacji wiązki padającej i mierzonej. We wszystkich przypadkach zastosowana była równoległa bądź słabo zbieżna wiązka.

5.4 CHARAKTERYZACJA DETEKTORÓW PODCZERWIENI

5.4.1 POMIARY CHARAKTERYSTYK PRĄDOWO-NAPIĘCIOWYCH

Charakterystyki prądowo-napięciowe mierzone były przy użyciu charakteryzatora zbudowanego w VIGO Photonics. Pomiar odbywał się metodą impulsową (Rysunek 19). Po przyłożeniu napięcia do detektora rejestracja natężenia prądu rozpoczynała się z opóźnieniem t_d w celu ustabilizowania się prądu, który przez pewien czas może oscylować ze względu na pojemność i indukcyjność detektora. Pomiar natężenia prądu mógłby być wykonywany kilkakrotnie przez czas próbkowania t_p . Po jego zakończeniu napięcie na detektorze spadało do zera i następowała przerwa t_s przed następnym impulsem w celu elektrycznego

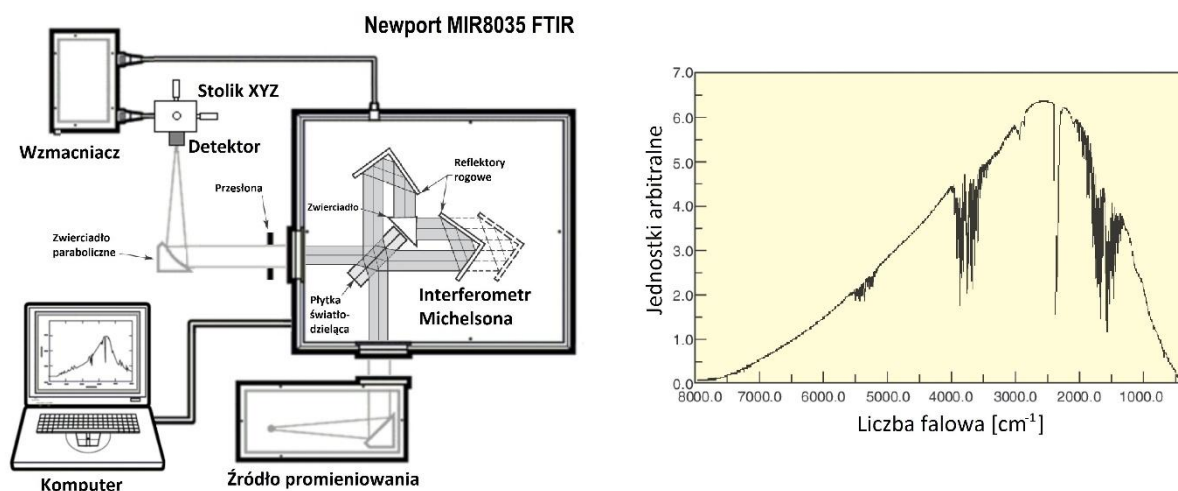
rozładowania oraz uniknięcia ogrzewania detektora, do jakiego może dochodzić przy pomiarze ciągłym. Wykorzystane urządzenie obsługuje zakres napięć od -3 V do 3 V oraz prądów od -25 mA do 25 mA. W ramach niniejszej pracy charakterystyki prądowo-napięciowe mierzone były w zakresie od -0.8 V do 0.2 V w przypadku fotodiod i -0.8 V do 0.8 V w przypadku detektorów nBn, w obu przypadkach z krokiem 5 mV. Pomiar rozpoczynał się od napięć dodatnich (kierunek przewodzenia w przypadku diody), a kończył na ujemnych.



Rysunek 19. Pomiar charakterystyki prądowo-napięciowej metodą impulsową. Czerwoną linią oznaczono przebieg napięcia przyłożonego do detektora. Szare pole oznacza czas próbkowania, a niebieskie punkty – kolejne pomiary napięcia i natężenia prądu [121].

5.4.2 POMIARY SPEKTRALNYCH CHARAKTERYSTYK CZUŁOŚCI PRĄDOWEJ

Spektralne charakterystyki czułości prądowej mierzone były przy użyciu spektrofotometru Fouriera, którego działanie opiera się na interferometrze Michelsona. Urządzenie wyposażone jest w źródło termiczne – rozgrzany do wysokiej temperatury węgiel krzemu o niewielkich rozmiarach, którego widmo przedstawione jest na Rysunek 20. Emitowane przez źródło rozbieżne promieniowanie pada na zwierciadło paraboliczne, które przekształca je w niemal równoległą wiązkę o średnicy 34.5 mm i rozbieżności 1° [120]. Następnie promieniowanie wprowadzane jest do spektrofotometru, gdzie pada na płytkę światłodziącą, na której rozdzielane jest na dwie wiązki. Obydwie zawracane są na zwierciadłach rogowych, przy czym jedno z nich jest ruchome w celu wprowadzenia zmiennej różnicy dróg optycznych pomiędzy wiązkami. Zastosowanie zwierciadeł rogowych unieważnia wiązki na przesunięcie i przechylenie luster [120]. Zawrócone wiązki przechodzą ponownie przez płytkę światłodziącą, łączą się i opuszczają spektrofotometr. Wiązka wyjściowa przechodzi przez przesłonę o zmiennej średnicy umożliwiającą regulowanie mocy promieniowania a następnie jest ogniskowana na detektorze przy użyciu zwierciadła parabolicznego pokrytego złotem. Zastosowanie zwierciadeł zamiast soczewek związane jest z wysoką ceną oraz ograniczoną transmisją soczewek w zakresach MWIR i LWIR [120]. Detektor umieszczony jest na stoliku XYZ umożliwiającym ustawienie elementu aktywnego w ognisku wiązki, którego średnica wynosi ok. 1 mm, co oznacza że plamka obejmuje całą powierzchnię czułą detektorów badanych w tej pracy.

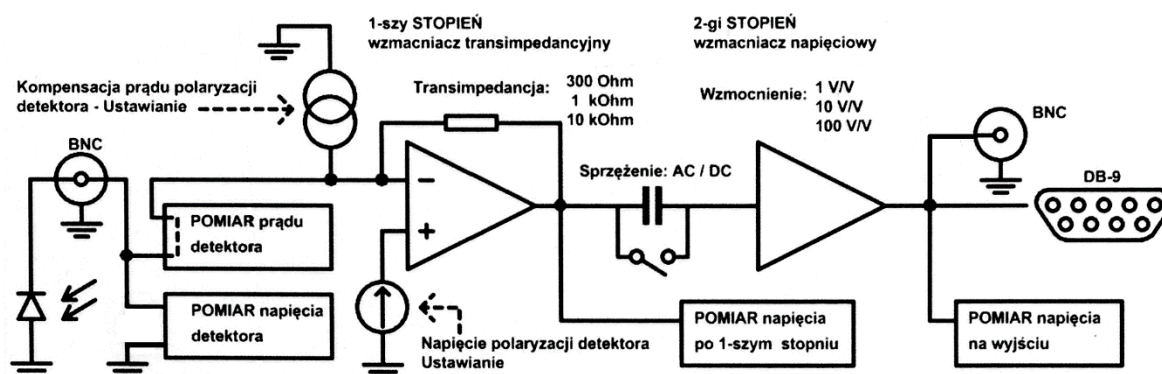


Rysunek 20. Z lewej: Schemat układu do pomiarów spektralnych charakterystyk czułości prądowej [120]. Z prawej: widmo promieniowania termicznego węgla krzemowego użytego jako źródło w spektrofotometrze [120].

Sygnał prądowy generowany przez detektor w odpowiedzi na padające promieniowanie odbierany jest przez wzmacniacz transimpedancyjny konstrukcji VIGO Photonics (Rysunek 21). Charakteryzuje się on bardzo niskimi szumami własnymi oraz zanedbywalną rezystancją wejściową, dzięki czemu mierzony sygnał detektora równy jest prądowi zwarcia. Wzmacniacz posiada dwa stopnie wzmocnienia: pierwszy transimpedancyjny o możliwych wzmocnieniach 300 Ω , 1 k Ω i 10 k Ω , oraz drugi, napięciowy, umożliwiający dodatkowe wzmocnienie o czynnik 1 V/V, 10 V/V lub 100 V/V. Ponadto wzmacniacz umożliwia przyłożenie napięcia do detektora, kompensację prądu płynącego przez detektor oraz wybór sprzężenia AC lub DC.

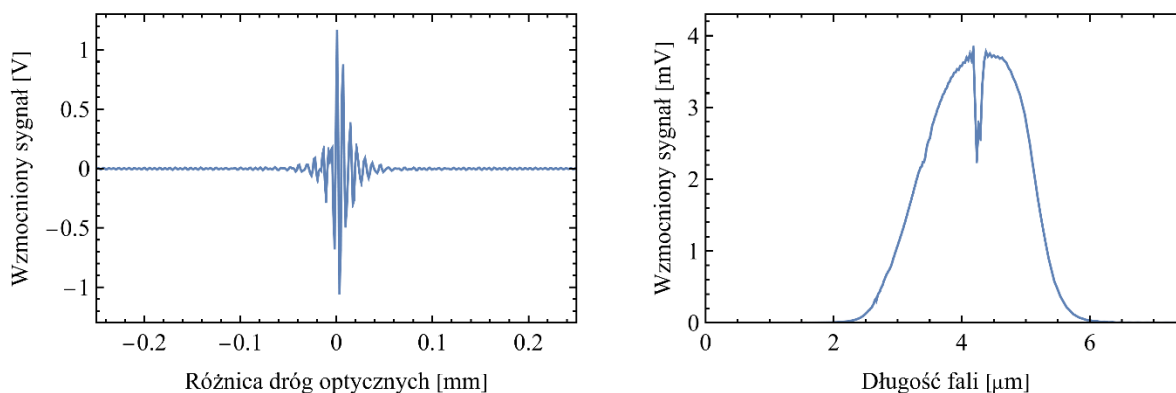
Wzmocniony sygnał przekazywany jest do spektrofotometru, gdzie jest próbkowany i parowany z różnicą dróg optycznych pomiędzy wiązkami, która z kolei mierzona jest przy użyciu laserowej wiązki referencyjnej, biegnącej równolegle do wiązki pomiarowej. Różnica dróg optycznych próbkowana jest z rozdzielczością równą długości fali lasera, albo dwukrotnie lub czterokrotnie częściej, co określa się terminem *oversampling* i umożliwia poszerzenie zakresu pomiaru w kierunku krótszych długości fali.

Do spektralnych pomiarów czułości zrealizowanych w tej pracy wykorzystano dwa spektrofotometry: Newport MIR8035, którego konstrukcję omówiono powyżej, oraz Perkin Elmer FT-IR Frontier, działający w bardzo podobny sposób.



Rysunek 21. Schemat wzmacniacza transimpedancyjnego wykorzystanego do pomiarów czułości prądowej [121].

Na podstawie próbkowanego sygnału powstaje interferogram – zależność wzmocnionego sygnału od różnicy dróg optycznych (Rysunek 22). Dla zerowej różnicy dróg optycznych osiąga ona maksimum, ze względu na konstruktywną interferencję obu wiązek dla każdej długości fali. Gdy drogi optyczne obu wiązek mają różną długość, fale o niektórych długościach interferują konstruktywnie, a o innych – negatywnie. W efekcie wraz ze wzrostem różnicy dróg optycznych sygnał oscyluje z malejącą amplitudą, dążąc do wartości stałej. Poddając interferogram dyskretnej transformacji Fouriera otrzymujemy zależność sygnału od liczby falowej $\tilde{\nu}$, którą z kolei przelicza się na długość fali $\lambda = 1/\tilde{\nu}$ (Rysunek 22).



Rysunek 22. Z lewej: przykładowy interferogram uzyskany w pomiarach sygnału detektora metodą FTIR [121]. Z prawej: widmo sygnału detektora uzyskane poprzez poddanie przedstawionego z lewej strony interferogramu dyskretnej transformacji Fouriera [121].

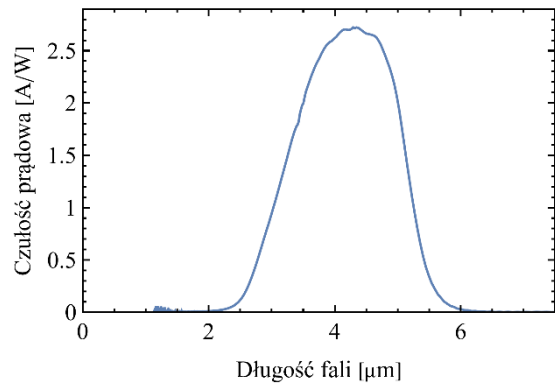
Sygnał prądowy detektora oblicza się dzieląc sygnał wzmacniony przez transimpedancję wzmacniacza (iloczyn wzmacnienia pierwszego i drugiego stopnia). W celu uzyskania czułości należy podzielić sygnał detektora w funkcji długości fali przez widmo mocy promieniowania padającego na detektor. Ze względu na niestabilność źródła termicznego w czasie, moc tę określa się przy użyciu skalibrowanego detektora wzorcowego. Finalnie czułość badanego detektora $R_i^{det}(\lambda)$ obliczana jest przy użyciu wzoru:

$$R_i^{det}(\lambda) = \frac{U_{ph}^{det}(\lambda)}{R_{tr}} \frac{A_{ref} R_u^{ref}(\lambda)}{A_{det} U_{ph}^{ref}(\lambda)}, \quad (82)$$

gdzie: $U_{ph}^{det}(\lambda)$ – wzmacniony sygnał detektora badanego, $U_{ph}^{ref}(\lambda)$ – sygnał detektora wzorcowego, R_{tr} – transimpedancja wzmacniacza, $R_u^{ref}(\lambda)$ – czułość detektora wzorcowego, A_{det} – powierzchnia detektora badanego, A_{ref} – powierzchnia detektora wzorcowego.

Rozdzielczość pomiarów fourierowskich równa jest odwrotności maksymalnej możliwej różnicy dróg optycznych. Wykorzystane urządzenia umożliwiały pomiar z rozdzielczością 0.5 cm^{-1} , jednak tak wysoka dokładność nie była potrzebna do tej pracy a skutkowałaby spowolnieniem pomiarów, dlatego w niniejszej pracy używano rozdzielczości 16 cm^{-1} .

Na odcinku pomiędzy spektrofotometrem i detektorem wiązka promieniowania propaguje się w powietrzu, co skutkuje częściową absorpcją promieniowania dla długości fal odpowiadających liniom absorpcyjnym gazów atmosferycznych, w szczególności dwutlenku węgla, co widoczne jest w postaci wcięcia na charakterystyce sygnału dla długości fali ok. $4.3 \mu\text{m}$ (Rysunek 22). Jako że efekt ten dotyczy zarówno detektora badanego jak i wzorcowego, nie powinien mieć wpływu na finalną charakterystykę czułości (Rysunek 23), pod warunkiem zachowania stałego składu powietrza w układzie optycznym. Stężenie dwutlenku węgla może się jednak nieznacznie zmieniać, m.in. ze względu na wydychanie go przez ludzi obecnych w laboratorium, przez co charakterystyki spektralne w okolicy $4.3 \mu\text{m}$ są obarczone większym błędem pomiarowym niż w pozostałym zakresie.

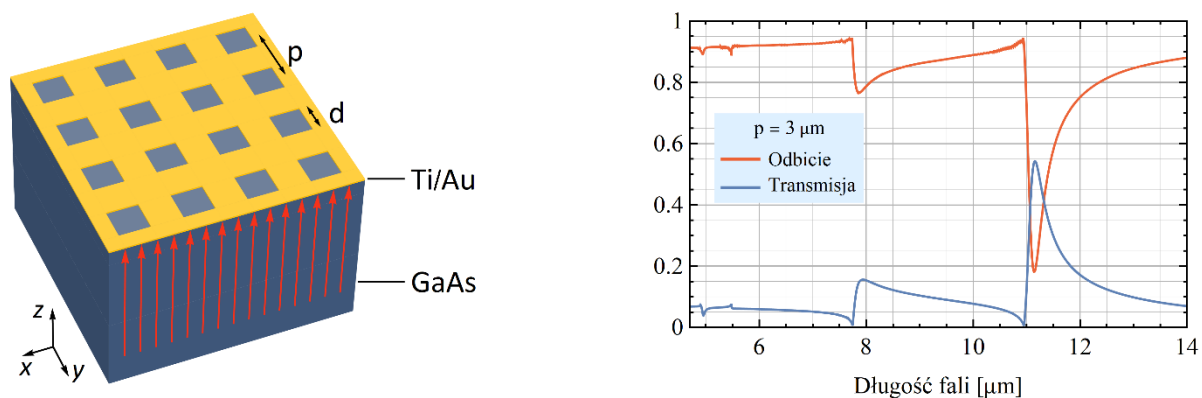


Rysunek 23. Przykład spektralnej charakterystyki czułości prądowej [121].

6 WYNIKI

6.1 SYMULACJE I POMIARY MATRYCY OTWORÓW PODFALOWYCH W METALIZACJI NA PODŁOŻU DIELEKTRYCZNYM

Badanie możliwości wzbudzania plazmonów powierzchniowych przy użyciu periodycznej struktury metalicznej rozpoczęto od prostego przypadku matrycy otworów podfaliowych w metalizacji złotej na podłożu z arsenku galu, który w rozważanym zakresie spektralnym 2-14 μm ma własności dielektryczne – nie absorbuje promieniowania. Pomiedzy warstwą złota o grubości 50 nm a podłożem umieszczono jeszcze warstwę tytanu o grubości 5 nm w celu zachowania dobrej adhezji złota do arsenku galu. Wykonano symulacje numeryczne metodą FDTD dla matrycy otworów o rozmiarach 1.5 μm x 1.5 μm ułożonych z okresem 3 μm w obu kierunkach x, y i oświetlenia od strony podłoża (Rysunek 24). Wykorzystano dane materiałowe pochodzące z bazy danych CRC [122] w przypadku metali i z książki E. Palika [123] dla arsenku galu, do których dopasowano krzywe dyspersyjne przy użyciu wielomianowego modelu wielowspółczynnika. Ze względu na symetrię czterokrotną oraz periodyczność struktury zastosowano komórkę elementarną o rozmiarach 1.5 μm x 1.5 μm , której róg umieszczony jest w środku otworu. Na granicach komórki w kierunku z zastosowano absorbujące warstwy typu PML. Aby uniknąć zaburzenia wyników poprzez wielokrotne odbicia od granic ośrodków, dolna granica obszaru symulacji wraz z warstwami PML zawarta została wewnątrz podłoża, podobnie jak źródło promieniowania, które umieszczono na głębokości 2 μm pod metalizacją. Źródłowe pole elektryczne spolaryzowane było w kierunku x , w związku z czym na kierunku x zastosowano antysymetryczne warunki brzegowe (dla których w płaszczyźnie symetrii składowe równoległe pola elektrycznego i składowa normalna pola magnetycznego są równe zeru) natomiast na kierunku y – symetryczne (dla których w płaszczyźnie symetrii składowe równoległe pola magnetycznego i składowa normalna pola elektrycznego są równe zeru). W kierunkach x i y źródło rozciągało się poza obszar symulacji, dzięki czemu uzyskano falę płaską padającą normalnie na strukturę. W symulacjach zastosowano zmienną gęstość siatki, której rozdzielczość wahała się od 50 nm w podłożu do 1 nm w pobliżu powierzchni metalu.

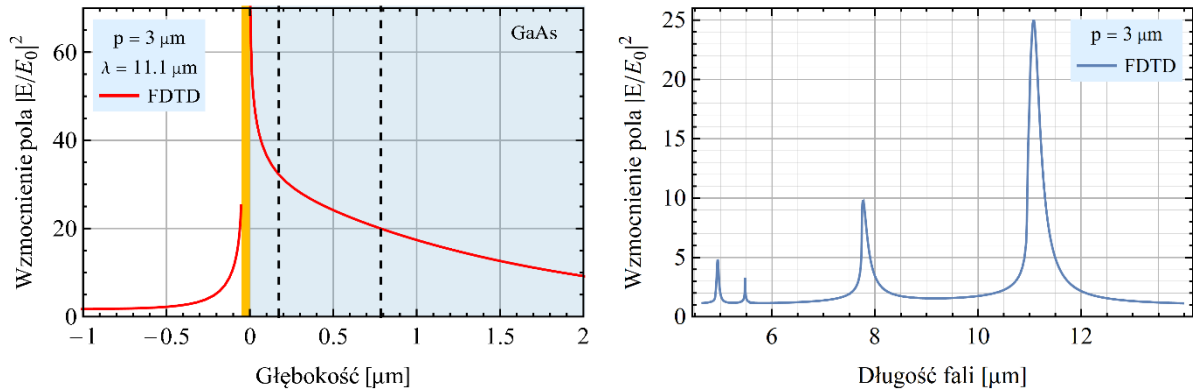


Rysunek 24. Symulacje FDTD dwuwymiarowej matrycy otworów podfaliowych w metalizacji złotej na podłożu z arsenku galu. **Z lewej:** Schemat struktury poddanej symulacjom. Czerwonymi strzałkami oznaczono padające promieniowanie. **Z prawej:** obliczone widma odbicia i transmisji przez matrycę otworów podfaliowych.

W ten sam sposób realizowano symulacje kolejnych struktur omawianych w tej pracy o tej samej symetrii.

W obliczonym widmie transmisji (Rysunek 24) widoczne są charakterystyczne wzniesienia o ostrej krawędzi krótkofalowej i łagodniej opadającym zboczach długofalowym. Ich maksima przypadają dla długości fali 11.15 μm oraz 7.95 μm , w pierwszym przypadku osiągając wartość 0.54 znacznie przekraczając udział otworów w całej powierzchni próbki (0.25). Jest to anomalnie wysoka transmisja związana z indukowaniem na powierzchni metalu plazmonów, które wypromieniowywane są na drugą stronę metalizacji. W widmie odbicia widoczne są wcięcia komplementarne względem krzywej transmisji. Suma obu widm jest nieco mniejsza od jedności ze względu na absorpcję części promieniowania w warstwie złota.

Obliczono także rozkłady pola elektromagnetycznego w strukturze. Dla długości fali 11.1 μm pole elektryczne przejawia silne wzmocnienie przy powierzchni metalu. Po uśrednieniu w płaszczyźnie xy równoległej do metalizacji stosunek kwadratu modułu pola lokalnego do pola źródłowego osiąga na granicy metalizacji i arsenku galu wartości powyżej 70, która wraz z oddaleniem się od powierzchni metalu spada wykładniczo (Rysunek 25). Aby zbadać zależność wzmocnienia od długości fali (Rysunek 25) pole uśredniono w obszarze, w którym umieszczony jest absorber w planowanej architekturze fotodiody.



Rysunek 25. Wzmocnienie pola elektrycznego uzyskanego w symulacjach FDTD dwuwymiarowej matrycy otworów podfalowych w metalizacji złotej na podłożu z arsenku galu. **Z lewej:** zależność wzmocnienia pola elektrycznego uśrednionego po powierzchni poziomej xy od głębokości z . Długość fali 11.1 μm . Przerywanymi liniami zaznaczono obszar, w którym umieszczona jest warstwa absorbera w planowanej architekturze fotodiody. **Z prawej:** zależność wzmocnienia uśrednionego po obszarze ograniczonym przerywanymi liniami na wykresie z lewej strony od długości fali.

Obserwujemy szereg ostrych pików wzmocnienia pola z największym przypadającym dla długości fali 11.07 μm i mniejszymi dla fal krótszych. Położenia λ_{lm} pików uzyskanych w symulacjach są bliskie do przewidywanych wzorem:

$$\lambda_{lm} = \frac{p}{\sqrt{l^2 + m^2}} \text{Re} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \right). \quad (83)$$

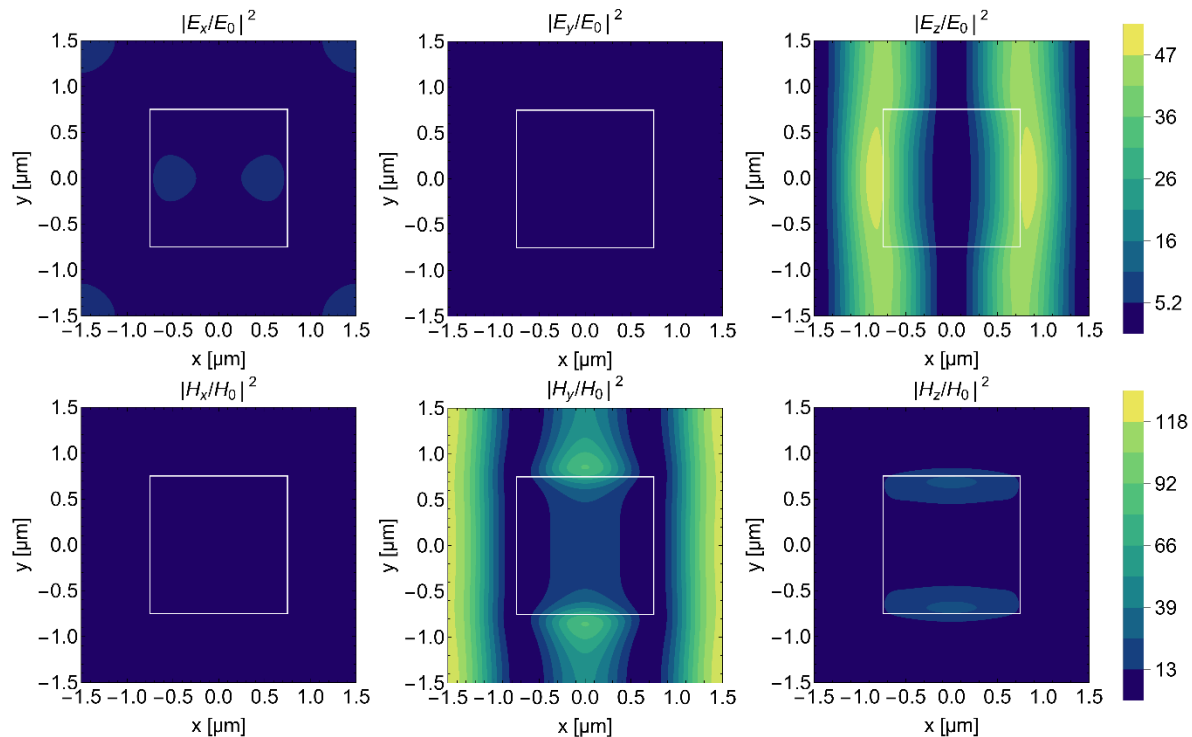
gdzie: p – okres matrycy otworów, ε_m – przenikalność elektryczna metalu, ε_d – przenikalność elektryczna dielektryka, l, m – indeksy naturalne numerujące rząd ugięcia siatki.

W praktyce ze względu na zależność przenikalności elektrycznej od długości fali równanie to ma charakter uwikłany. Obliczone przy jego użyciu długości fal wzbudzających tryby plazmonowe zestawiono z wartościami uzyskanymi w symulacjach FDTD (Tabela 2).

l	m	λ_{Au} [μm]	λ_{Ti} [μm]	λ_{FDTD} [μm]	$ E/E_0 ^2_{FDTD}$
1	0	10.97	11.10	11.09	24.95
1	1	7.78	7.94	7.77	9.84
2	0	5.51	5.71	5.48	3.30
2	1	4.94	5.13	4.94	4.83

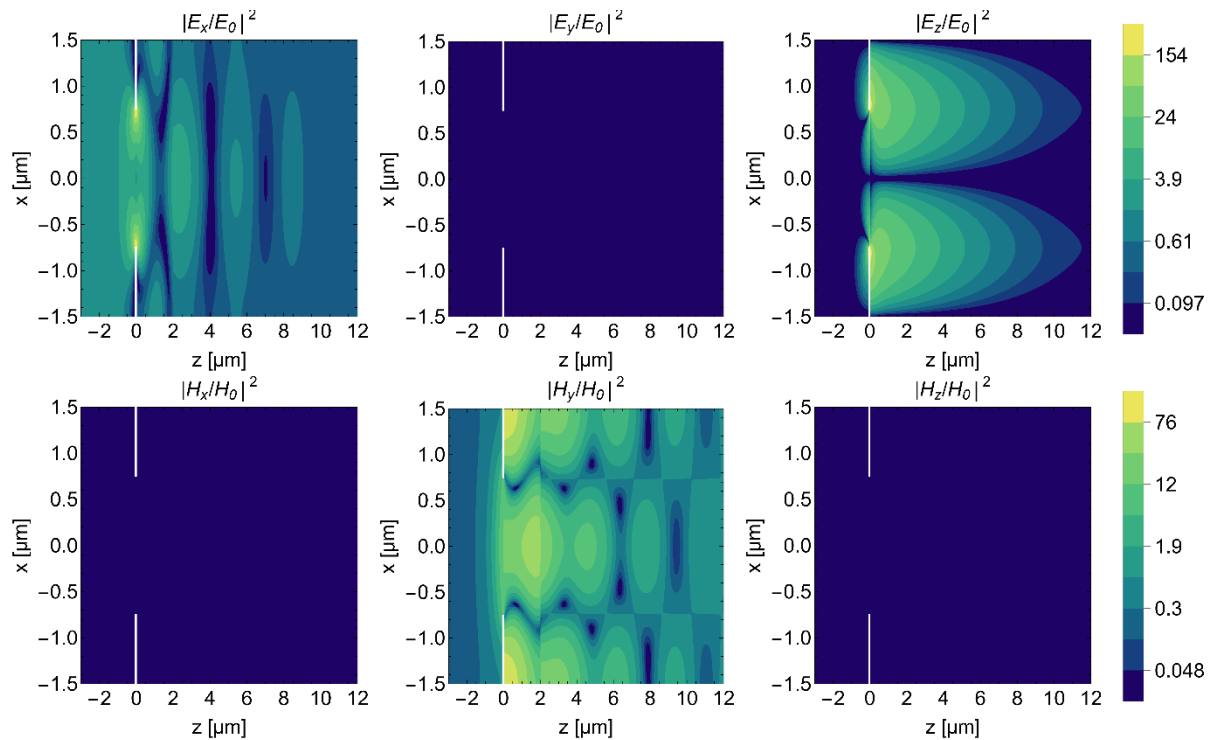
Tabela 2. Położenia i wielkości maksimum wzmocnienia pola w strukturze z matrycą (okres 3 μm) otworów podfaliowych w metalizacji na podłożu z arsenku galu. Rząd modów oznaczono literami l, m . W kolejnych kolumnach odpowiednio: długość fali modu obliczona z wzoru (83) dla metalizacji złotej, dla metalizacji tytanowej, obliczona w symulacjach FDTD oraz wielkość wzmocnienia pola (stosunek kwadratu modułu pola uśrednionego po obszarze planowanego absorbera do kwadratu modułu pola źródłowego).

Położenia modów bardziej krótkofalowych ($\lambda < 8 \mu\text{m}$) uzyskanych w symulacjach bardzo dobrze zgadzają się z rozwiązaniami równania (83) dla metalizacji złotej. Natomiast dla długofalowego modu jeszcze lepszą zgodność daje użycie we wzorze przenikalności elektrycznej tytanu, prawdopodobnie ze względu na płytsze wnikanie długofalowego promieniowania w metal, przez co relatywnie bardziej czułe jest ono na ciekłą warstwę adhezyjną tytanu.



Rysunek 26. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w strukturze z matrycą otworów podfaliowych (zaznaczone białą ramką) w metalizacji złotej o okresie 3 μm na podłożu z arsenku galu obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xy , na głębokości $z = 0.467 \mu\text{m}$, dla długości fali 11.1 μm odpowiadającej maksimum wzmocnienia (przedstawionym na Rysunek 25). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów liniowa.

Nieco dokładniejszy obraz wzbudzonych modów dają rozkłady dwuwymiarowe pola elektrycznego i magnetycznego w strukturze. W przekroju równoległym do powierzchni metalizacji, na głębokości odpowiadającej planowanej warstwie absorbera (Rysunek 26) obserwujemy rozkład w postaci pasów równoległych do kierunku y rozsuniętych o połowę okresu matrycy, przy czym sąsiadujące pasy mają przeciwną fazę. Dominuje składowa z pola elektrycznego oraz y pola magnetycznego, są one jednak rozsunięte w kierunku x o ćwierć okresu matrycy, co oznacza że mamy do czynienia z falą stojącą będącą złożeniem dwóch przeciwbieżnych fal propagujących się w kierunku x . Pole magnetyczne znajdujące się w pasie leżącym pod otworem w metalizacji jest na tej głębokości słabsze ze względu na destruktywną interferencję z polem wiązki padającej i odbitej od powierzchni struktury, co lepiej widać w przekroju prostopadłym do metalizacji (Rysunek 27).

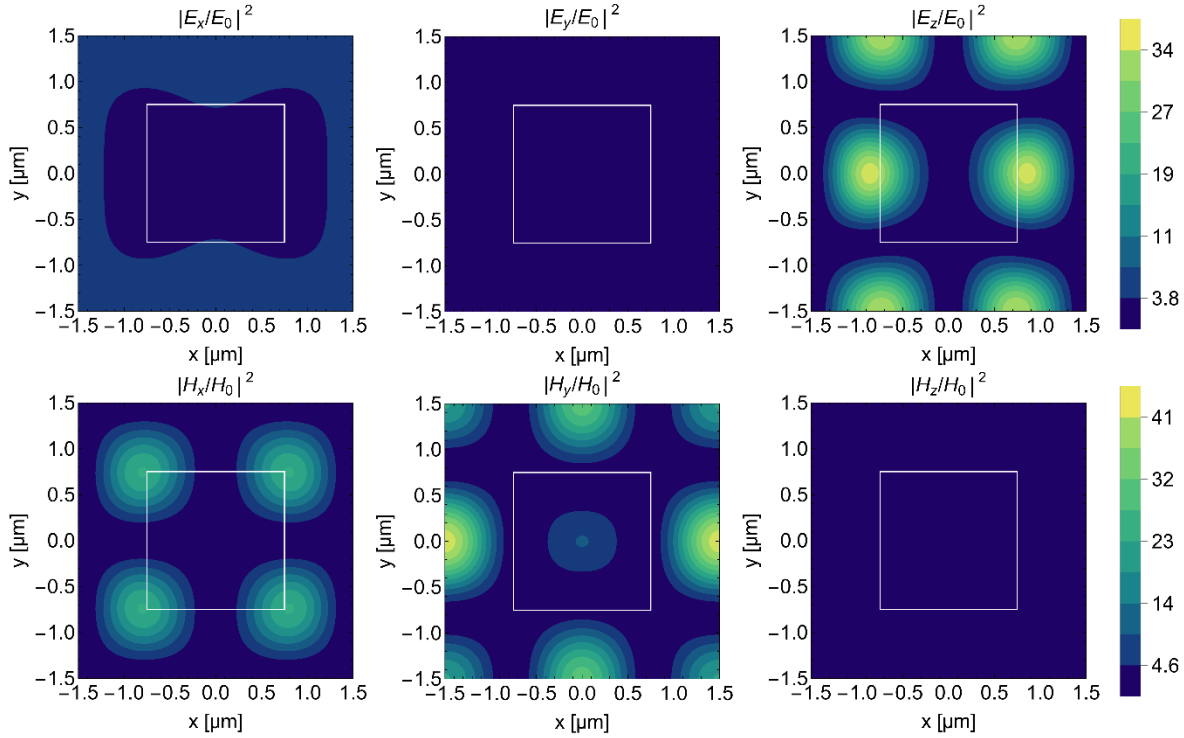


Rysunek 27. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w strukturze z matrycą otworów podfaliwowych w metalizacji złotej (zaznaczona białymi liniami, okres $3\ \mu\text{m}$) na podłożu z arsenku galu obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xz , w przekroju przez środek otworu $y = 0\ \mu\text{m}$, dla długości fali $11.1\ \mu\text{m}$ odpowiadającej maksimum wzmocnienia (patrz Rysunek 25). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów logarytmiczna.

W przekroju xz prostopadłym do metalizacji (Rysunek 27) widzimy wykładniczy zanik pola E_z wraz z głębokością (spadek kwadratu modułu o czynnik e^2 z odległością $3.23\ \mu\text{m}$). W przypadku składowej E_x obserwujemy interferencję fali padającej, odbitej od metalu oraz plazmonów zlokalizowanych na krawędziach otworu. Pole magnetyczne występuje wyłącznie w kierunku y , a więc jest prostopadłe zarówno do kierunku propagacji fali padającej (z) jak i kierunku rozchodzenia się fal plazmonowych wzbudzonych na powierzchni metalu (x). Mamy zatem do czynienia z modem TM (Transverse Magnetic).

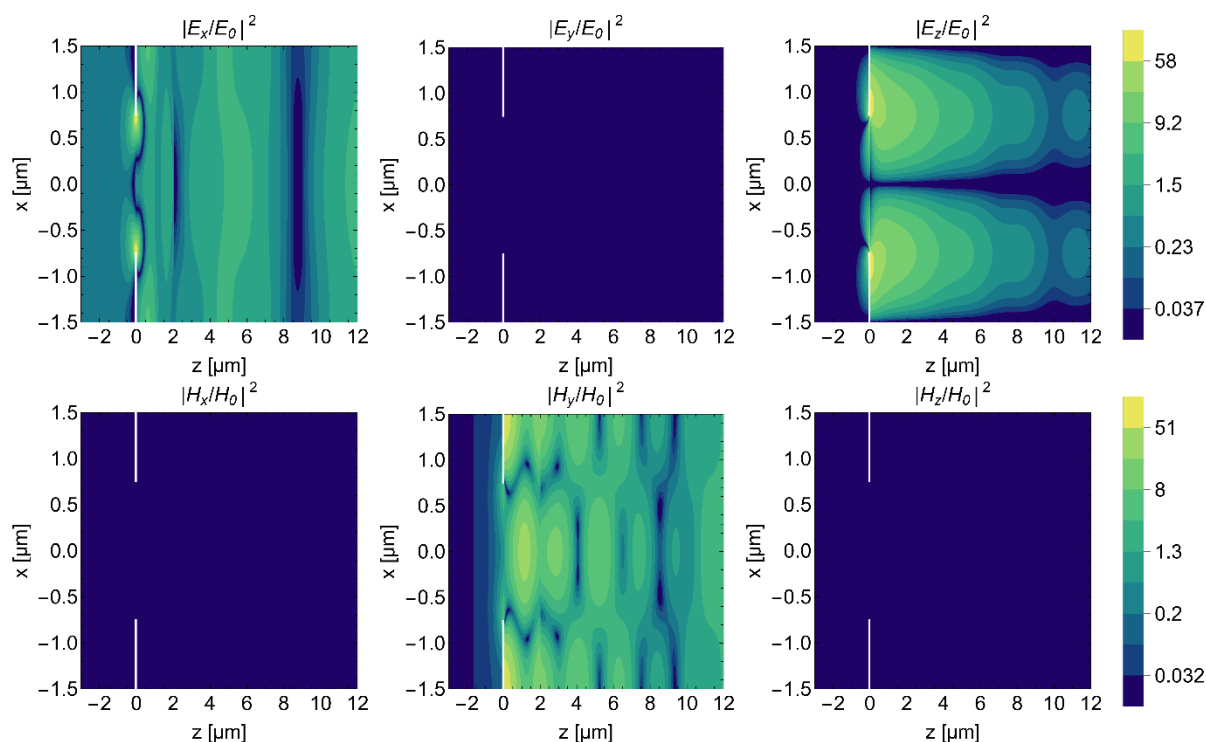
W przypadku modu $(1, 1)$ występującego dla długości fali $7.77\ \mu\text{m}$ rozkłady pól w płaszczyźnie równoległej do metalizacji mają charakter kwadrupolowy (Rysunek 28).

Pole elektryczne i w tym przypadku zdominowane jest przez składową z , natomiast pole magnetyczne występuje nie tylko w kierunku y , jak w przypadku modu podstawowego (1, 0), ale także x . Związane to jest z kierunkiem rozchodzenia się fali plazmonowej, który w przypadku tego modu jest ukośny, a zatem ma on składową zarówno y jak i x .



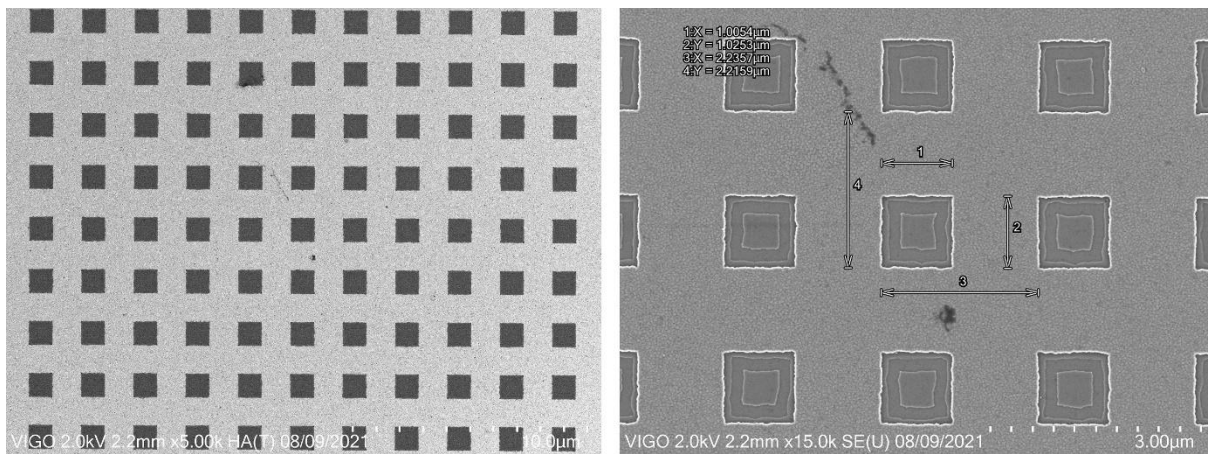
Rysunek 28. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w strukturze z matrycą otworów podfaliowych (zaznaczone białą ramką) w metalizacji złotej o okresie $3\ \mu\text{m}$ na podłożu z arsenku galu obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xy , na głębokości $z = 0.464\ \mu\text{m}$, dla długości fali $7.78\ \mu\text{m}$ odpowiadającej lokalnemu maksimum wzmocnienia (patrz Rysunek 25). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów liniowa.

W przekroju xz prostopadłym do metalizacji rozkłady pól dla modu (1, 1) wyglądają podobnie jak dla modu podstawowego (1, 0) – obserwujemy wykładniczy zanik składowej z pola elektrycznego oraz interferencję fali padającej, odbitej i plazmonowej na kierunku x (Rysunek 29).



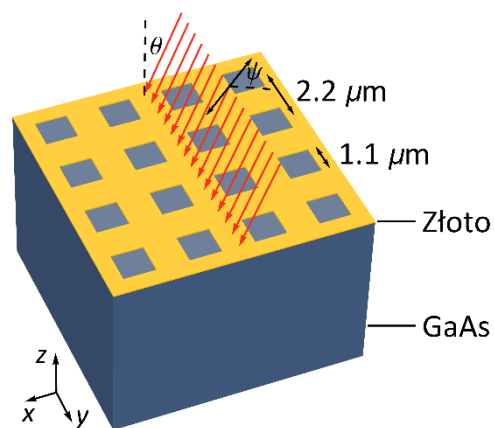
Rysunek 29. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w strukturze z matrycą otworów podfaliowych w metalizacji złotej (zaznaczona białymi liniami, okres $3\ \mu\text{m}$) na podłożu z arsenku obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xz , w przekroju przez środek otworu $y = 0\ \mu\text{m}$, dla długości fali $7.78\ \mu\text{m}$ odpowiadającej maksimum wzmocnienia (patrz Rysunek 25). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów logarytmiczna.

Metodą litografii elektronowej wykonano dwuwymiarową matrycę otworów podfaliowych w metalizacji tytan/złoto na podłożu GaAs, charakteryzującą się relatywnie dużym polem powierzchni ($2 \times 2\ \text{mm}^2$), która umożliwiła wykonanie pomiarów optycznych w wiązce równoległej (bądź słabo zbieżnej), odpowiadającej warunkom symulacji. Wykonane przy użyciu skaningowej mikroskopii elektronowej (SEM) zdjęcia ujawniły dobrą jakość wykonanej struktury: podłoże było wolne od zanieczyszczeń (zaobserwowano jedynie delikatne zagłębienia w podłożu GaAs, prawdopodobnie związane z procesem czyszczenia przed metalizacją), krawędzie metalizacji dość gładkie, a rozmiary struktury zbliżone do zamierzonych kwadratów o boku $1.1\ \mu\text{m}$ rozmieszczonych periodycznie co $2.2\ \mu\text{m}$ (Rysunek 30).

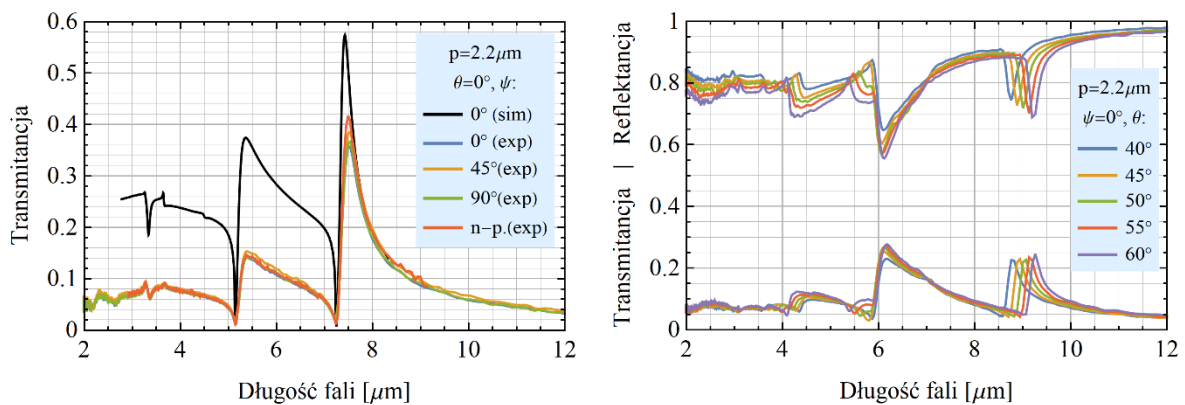


Rysunek 30. Zdjęcia SEM dwuwymiarowej matrycy otworów podfaliowych w metalizacji tytan/złoto na podłożu GaAs wykonanej przy użyciu litografii elektronowej. **Z lewej:** zdjęcie wykorzystujące detekcję elektronów wysokokątowo wstecznie rozproszonych, zapewniającą wysoki kontrast ze względu na materiał. **Z prawej:** zdjęcie wykorzystujące detekcję elektronów wtórnych, zapewniającą wysoki kontrast ze względu na topografię, z oznaczonymi rozmiarami.

Następnie wykonano pomiary widm odbicia i transmisji w zależności od kąta padania i polaryzacji oraz symulacje FDTD tychże widm dla struktury odpowiadającej tej wytworzonej. Dla padania prostopadłego uzyskane eksperymentalnie widma transmisji przejawiają wysoką zgodność z wynikami symulacji – położenie rezonansów jest jednakowe w obu przypadkach a kształt krzywych bardzo zbliżony (Rysunek 32). Jedynie bezwzględna wartość transmisji odbiega od oczekiwań, zwłaszcza dla krótszych fal, co może wynikać z niedoskonałości struktury. Zgodny z przewidywaniami jest natomiast brak zależności widma od polaryzacji, ze względu na symetrię układu przy prostopadłym padaniu promieniowania. Wraz ze zwiększaniem kąta padania widzimy przesuwanie się rezonansów w sposób lustrzany dla widm transmisji i odbicia (Rysunek 32). Wysoka zgodność danych pomiarowych z przeprowadzonymi symulacjami stanowi pozytywną weryfikację przyjętych modeli i metod numerycznych.

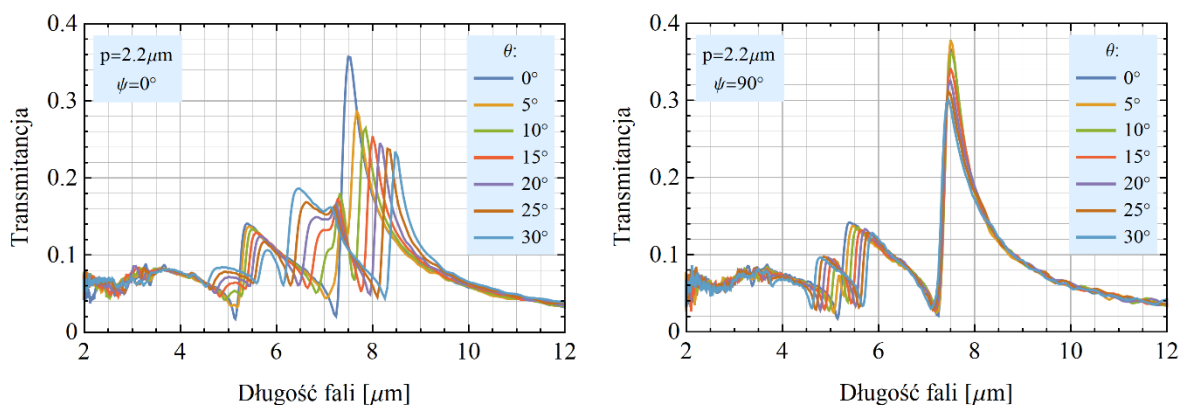


Rysunek 31. Schemat pomiarów transmisji i odbicia matrycy otworów podfaliowych w metalizacji na podłożu z arsenku galu. Czerwonymi strzałkami oznaczono padające promieniowanie.



Rysunek 32. Wyniki pomiarów optycznych matrycy otworów podfalowych w metalizacji tytan/złoto na podłożu GaAs (period $p = 2.2 \mu\text{m}$). **Z lewej:** zmierzone (oznaczone „exp”) widma transmisji przez strukturę dla padania prostopadłego $\theta = 0^\circ$ i różnych kątów polaryzacji ψ (n-p oznacza światło niespolaryzowane) w porównaniu z wynikami symulacji FDTD (oznaczone „sim”) takiej struktury. **Z prawej:** zmierzone widma transmisji i odbicia struktury dla wyższych kątów padania θ oraz polaryzacji TM ($\psi = 0^\circ$).

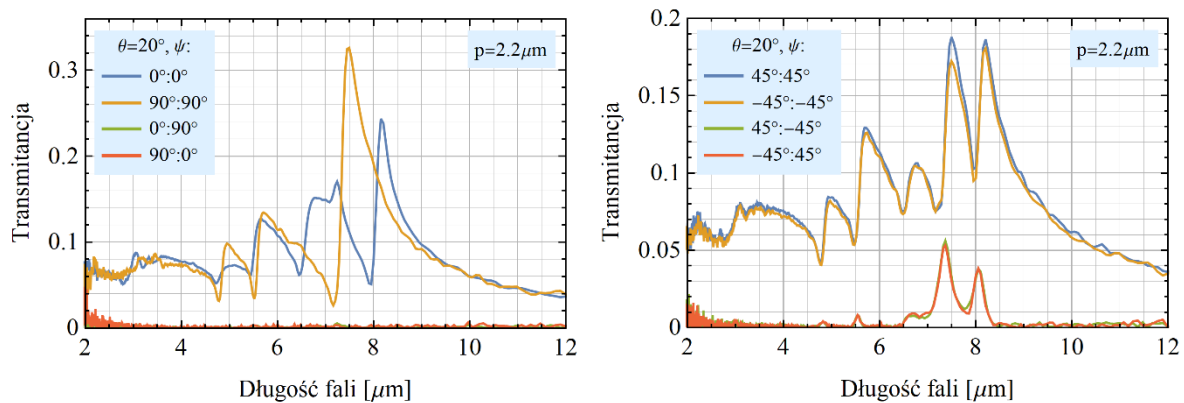
Zależność widm transmisji od polaryzacji pojawia się dla nieprostopadłego padania (Rysunek 33). Dla polaryzacji TM ($\psi = 0^\circ$) obserwujemy rozszczepienie głównego rezonansu powiększające się wraz ze wzrostem kąta padania, podczas gdy w przypadku polaryzacji TE ($\psi = 90^\circ$) pozycja głównego modu (występującego dla długości fali $\lambda \approx 7.5 \mu\text{m}$) nie zmienia się istotnie, ulega on jedynie lekkiemu osłabieniu. Jest to zgodne z przewidywaniem, ponieważ przy polaryzacji TM składowa wektora falowego promieniowania zawarta w płaszczyźnie struktury jest równoległa do wektora falowego odpowiedniego plazmonu, więc nieprostopadłe padanie zaburza symetrię między plazmonami propagującymi się w przeciwnych kierunkach, co przekłada się na rozszczepienie głównego modu w widmie transmisji dla polaryzacji $\psi = 0^\circ$. Dla polaryzacji TE natomiast składowa wektora falowego promieniowania zawarta w płaszczyźnie struktury jest prostopadła do wektora falowego plazmonu, więc nieprostopadłe padanie nie zaburza symetrii między plazmonami propagującymi się w przeciwnych kierunkach i w konsekwencji główny mod nie ulega rozszczepieniu w widmie transmisji dla polaryzacji $\psi = 90^\circ$.



Rysunek 33. Wyniki pomiarów transmisji przez matrycę otworów podfalowych w metalizacji tytan/złoto na podłożu GaAs (period $p = 2.2 \mu\text{m}$) dla różnych kątów padania θ . **Z lewej:** widma transmisji dla polaryzacji TM ($\psi = 0^\circ$). **Z prawej:** widma transmisji dla polaryzacji TE ($\psi = 90^\circ$).

Dotychczas omówione pomiary dotyczyły podstawowej konfiguracji, w której polaryzator ustawiony za źródłem zorientowany jest równoległe do polaryzatora umieszczonego przed detektorem. Ciekawe wyniki przyniosły natomiast pomiary

w konfiguracji krzyżowej, w której polaryzator źródła ustawiony jest prostopadłe do polaryzatora detektora (Rysunek 34). Dla zwykłego, izotropowego materiału transmisja w takiej konfiguracji powinna być zerowa. Jednak w przypadku naszej struktury, dla konfiguracji $45^\circ: -45^\circ$ i $-45^\circ: 45^\circ$ obserwujemy wyraźną transmisję dla długości fali rezonansu. Można to tłumaczyć następującym mechanizmem. Promieniowanie o polaryzacji $\psi = 45^\circ$ można traktować jako złożenie polaryzacji 0° oraz 90° . Składowa o polaryzacji 0° wzbudza na strukturze plazmony w kierunku zgodnym symetrią translacyjną sieci, które następnie wyświecają po drugiej stronie struktury falę o polaryzacji 0° , która częściowo przechodzi przez polaryzator -45° dzięki czemu podlega detekcji. Identyczne rozumowanie stosuje się do polaryzacji 90° zamiast 0° . Otwartym pozostaje pytanie dlaczego nie obserwujemy transmisji w konfiguracjach $0^\circ: 90^\circ$ i $90^\circ: 0^\circ$, skoro w strukturze plazmonicznej powinny występować nie tylko mody podstawowe, odpowiadające plazmonom propagującym się wzdłuż podstawowych kierunków symetrii, ale także mody wyższych rzędów, odpowiadające plazmonom propagującym się po przekątnych.

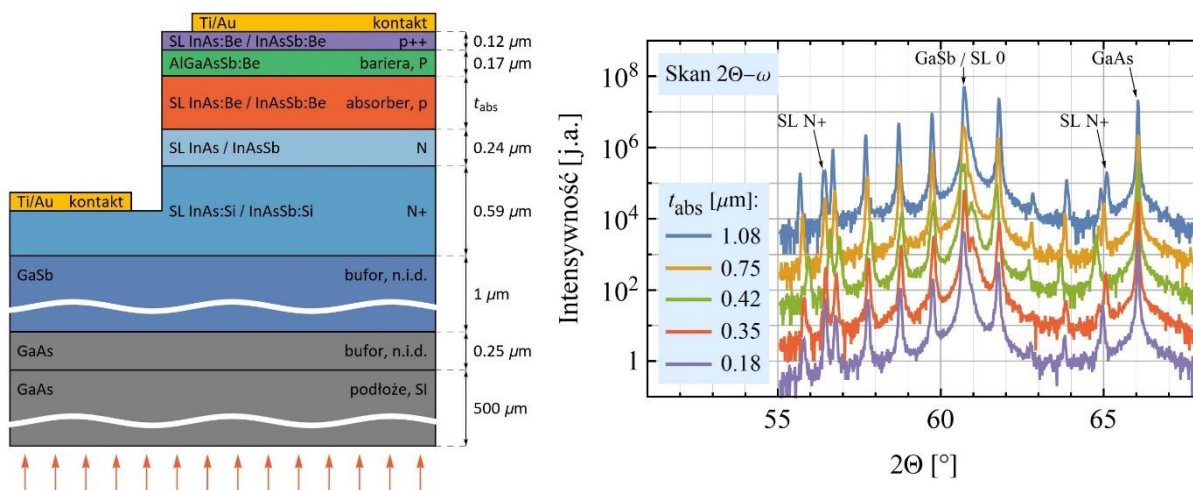


Rysunek 34. Wyniki pomiarów transmisji przez matrycę otworów podfalowych w metalizacji tytan/złoto na podłożu GaAs (period $p = 2.2 \mu\text{m}$) dla różnych konfiguracji polaryzacji ψ promieniowania padającego i rejestrowanego: wartość przed dwukropkiem oznacza kąt, pod jakim ustawiony jest polaryzator umieszczony za źródłem promieniowania, natomiast wartość po dwukropku oznacza kąt, pod jakim ustawiony jest polaryzator umieszczony przed detektorem promieniowania. **Z lewej:** pomiary dla polaryzacji $0^\circ / 90^\circ$. Krzywa zielona pokrywa się z czerwoną. **Z prawej:** pomiary dla polaryzacji $45^\circ / -45^\circ$.

6.2 OPTYMALIZACJA PROJEKTU DETEKTORA Z MATRYCAMI OTWORÓW PODFALOWYCH W METALIZACJI

6.2.1 GRUBOŚĆ ABSORBERA

Istotnym założeniem poczynionym przy formułowaniu koncepcji detektora z plazmonicznym wzmocnieniem czułości była proporcjonalna zależność prądu ciemnego (i odwrotnie proporcjonalna rezystancji dynamicznej) od grubości absorbera. Stanowi ona dodatkowy argument za zmniejszaniem grubości absorbera i pośrednio za stosowaniem plazmonicznego wzmocnienia czułości. Istnieją jednak zjawiska, takie jak generacja termiczna w obszarze zubożonym, które mogą zaburzyć tę zależność, dlatego też wskazane jest zweryfikować ją eksperymentalnie. W tym celu metodą epitaksji z wiązek molekularnych (MBE) osadzono na podłożach GaAs szereg heterostruktur fotowoltaicznych na bazie supersieci drugiego rodzaju (T2SL) InAs/InAsSb o architekturze przedstawionej na Rysunek 35, z absorberami o różnej grubości. Wyniki pięciu z nich przedstawione są poniżej. Struktury zostały scharakteryzowane za pomocą wysokorozdzielczej dyfraktometrii rentgenowskiej (HRXRD, Rysunek 35).



Rysunek 35. Z lewej: schemat architektury fotodiod LWIR z supersieci InAs/InAsSb z zaznaczonym wytrawieniem kształtu typu mesa oraz kontaktami metalicznymi. Z prawej: Dyfraktogramy refleksu 004 heterostruktur o różnej grubości absorbera. Oznaczono piki satelitarne warstwy supersieciowej N+, pozostałe piki satelitarne pochodzą od supersieci absorbera oraz p+. Dyfraktogramy dla kolejnych heterostruktur rozsunęto w kierunku pionowym w celu lepszej wizualizacji.

Wykorzystano absorbery i warstwy kontaktowe z supersieci oraz $\text{Al}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.06}\text{Sb}_{0.94}$ jako warstwę barierową. Heterostrukturey osadzono na podłożach GaAs z buforem GaSb i absorberem domieszkowanym berylem o koncentracji akceptorów $N_a \approx 1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Dolna warstwa podkontaktowa typu N+ ($N_d \approx 1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) jest wykonana z supersieci o większej przerwie energetycznej niż absorber, dzięki czemu nie pochłania promieniowania o długości fali, na którą optymalizowany jest detektor. Między absorberem typu p a warstwą N+ zastosowano niedomieszkowaną, szerokoprzerwową supersieć o jednakowej konstrukcji jak N+ - warstwę N. Dzięki temu rozwiązaniu, mniejsza część wąskoprzerwowego absorbera jest zubożona, co przyczynia się do zmniejszenia generacji Shockleya-Reada-Halla (SRH).

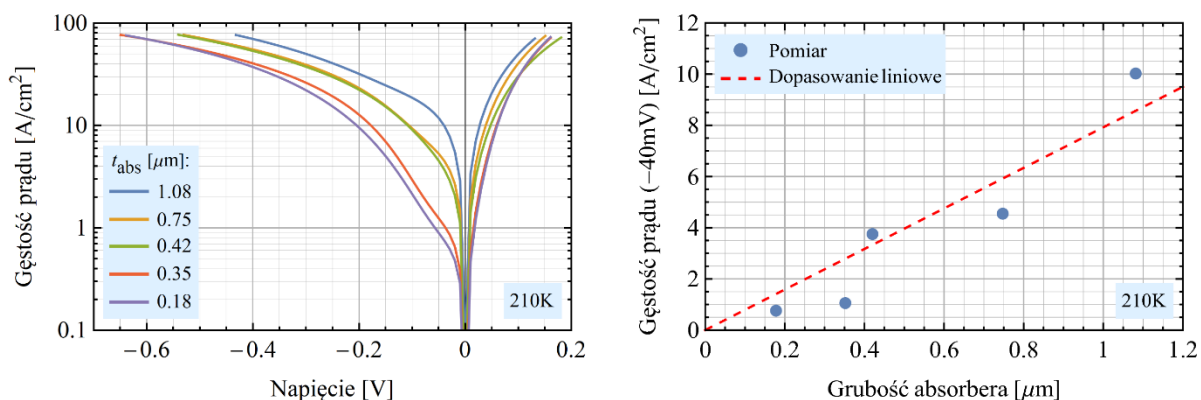
W heterostrukturach zastosowano między absorberem a górną warstwą podkontaktową p++ unipolarną barierę z AlGaAsSb domieszkowaną berylem ($N_a > 5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$), której rolą jest blokowanie elektronów i przepuszczanie jedynie dziur optycznie wygenerowanych w absorberze. Na wierzchu osadzono warstwę kontaktową p++ o gradientowo rosnącym domieszkowaniu $N_a \approx 1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3} \rightarrow 2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Dzięki zastosowaniu tak wysokiej koncentracji akceptorów możliwe było wykorzystanie podtrawienia jonowego przed metalizacją bez ryzyka konwersji na typ n, a w konsekwencji uzyskanie dobrej adhezji metalu do półprzewodnika.

Z dyfraktogramów (Rysunek 35) wyznaczono parametry strukturalne poszczególnych warstw supersieciowych (Tabela 3), uzyskując wyniki bardzo podobne dla wszystkich omawianych procesów. Struktury charakteryzują się niskim niedopasowaniem do warstwy GaSb, o czym świadczy pokrycie się pików bufora oraz SL 0.

Numer procesu	Grubość absorbera [μm]	Parametry SL warstw N+ i N	Parametry SL warstw absorbera i p+
11424	0.18	1.44 nm InAs / 0.92 nm InAs _{0.76} Sb _{0.24}	7.76 nm InAs / 2.44 nm InAs _{0.645} Sb _{0.355}
11425	0.75	1.44 nm InAs / 0.92 nm InAs _{0.76} Sb _{0.24}	7.68 nm InAs / 2.41 nm InAs _{0.645} Sb _{0.355}
11426	1.08	1.44 nm InAs / 0.92 nm InAs _{0.76} Sb _{0.24}	7.61 nm InAs / 2.39 nm InAs _{0.645} Sb _{0.355}
11427	0.35	1.46 nm InAs / 0.93 nm InAs _{0.76} Sb _{0.24}	7.72 nm InAs / 2.46 nm InAs _{0.655} Sb _{0.345}
11430	0.42	1.53 nm InAs / 0.98 nm InAs _{0.76} Sb _{0.24}	7.97 nm InAs / 2.53 nm InAs _{0.650} Sb _{0.350}

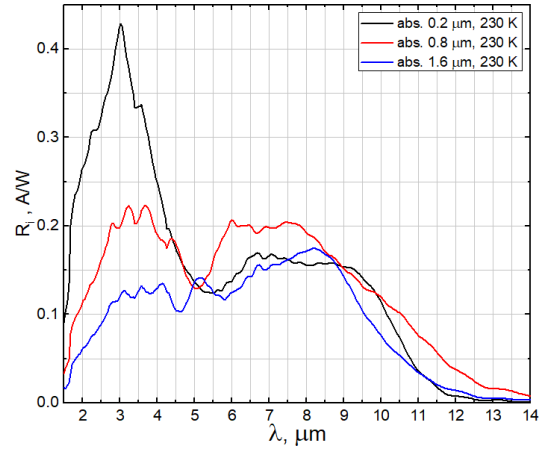
Tabela 3. Parametry warstw składowych supersieci wykorzystanych w heterostrukturach.

Z heterostruktur wykonano detektory testowe, które poddano pomiarom charakterystyk prądowo-napięciowych. Zaobserwowano wzrost prądu ciemnego wraz z grubością absorbera (Rysunek 36). Zależność ta jest w przybliżeniu proporcjonalna, co potwierdza założenie przyjęte na etapie projektowania, że generacja termiczna nośników odbywa się głównie w neutralnej elektrycznie części absorbera. Odstępstwa od tendencji wynikają głównie z niewielkich różnic w składach oraz grubościach podwarstw wykorzystanych supersieci.



Rysunek 36. Z lewej: Charakterystyki prądowo-napięciowe testowych struktur. Z prawej: zależność prądu ciemnego od grubości absorbera.

Zmierzono także odpowiedź spektralną detektorów przy użyciu spektrometrii fourierowskiej. Wszystkie struktury wykazują podobny poziom czułości w zakresie długofalowym, jednakże różnią się położeniem długofalowej granicy czułości o około 1.5 μm . Przyczyną tych rozbieżności mogą być minimalne różnice w strukturze supersieci absorbera oraz różnice w grubości absorbera. Dla struktur z cienkim absorberem (0.2 oraz 0.8 μm) występuje podbicie czułości dla długości fali ok. 3 μm , co związane jest najprawdopodobniej z absorpcją promieniowania w warstwie N, która ma relatywnie dużą grubość (0.24 μm). Na podstawie rezystancji dynamicznej wyznaczonej dla 0 V obliczono wykrywalność detektorów testowych.



Rysunek 37. Charakterystyki spektralne czułości prądowej testowych struktur dla pracy bez zasilania.

Dla długości fali poniżej 10.5 μm najwyższą wykrywalność wykazuje struktura z najcieńszym absorberem, ze względu na najniższe prądy ciemne i w konsekwencji najwyższą rezystancję $R_0 A \approx 1 \Omega\text{mm}^2$. Dla większych długości fali przeważa struktura z absorberem 0.8 μm , ze względu na silniejsze pochłanianie promieniowania długofalowego.

Przeprowadzono numeryczną optymalizację architektury detektora pod kątem maksymalnej wykrywalności poprzez wykonanie symulacji absorpcji w warstwie absorbera dla różnej jej grubości (Rysunek 38). Przy obliczaniu wykrywalności przyjęto, że generacja termiczna nośników odbywa się głównie w neutralnej elektrycznie części absorbera i jest proporcjonalna do jego całkowitej grubości (wskazują na to wyniki eksperymentalne przedstawione powyżej), a zatem rezystancja diody jest odwrotnie proporcjonalna do grubości absorbera. Uwzględniono także rezystancję szeregową, która ogranicza czułość detektora. Ostatecznie wykrywalność obliczona została według wzoru:

$$D^*(t_{abs}) = \frac{R_i}{i_n} = \frac{\frac{R_0 A(t_{abs})}{R_0 A(t_{abs}) + R_s A} \frac{q\lambda}{hc} (1 - R_{GaAs}) \eta_{abs}}{\sqrt{\frac{4k_B T}{R_0 A(t_{abs}) + R_s A}}}, \quad (84)$$

gdzie:

D^* – wykrywalność znormalizowana, t_{abs} – grubość absorbera, R_i – czułość prądowa,

i_n – szum prądowy znormalizowany do pasma i powierzchni detektora,

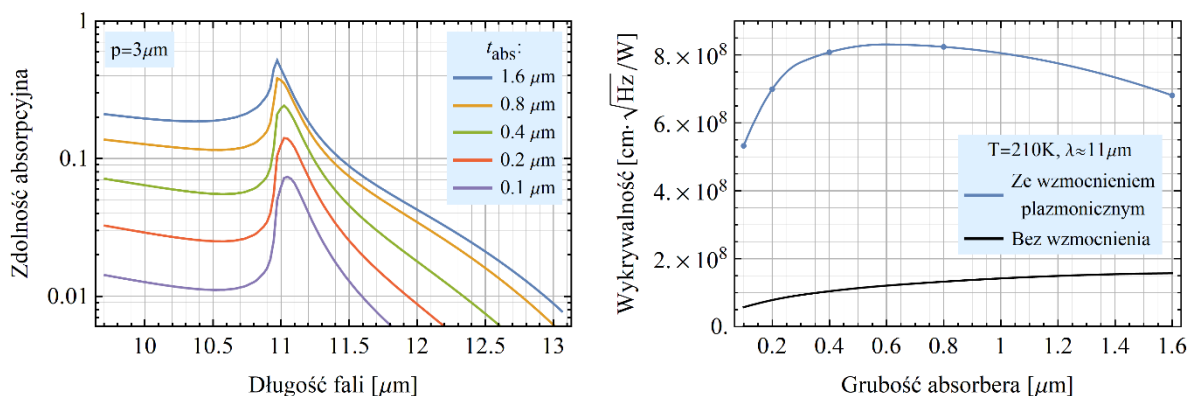
$R_0 A(t_{abs}) = 2 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2 \cdot 0.8 \mu\text{m} / t_{abs}$ – rezystancja właściwa diody,

$R_s A = 1 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ – rezystancja szeregową właściwa (rezystancja właściwa kontaktów),

q – ładunek elementarny, $\lambda = 11 \mu\text{m}$ – długość fali, h – stała Plancka, c – prędkość światła,

$R_{GaAs} = 0.29$ – współczynnik odbicia od arsenku galu, η_{abs} – wydajność absorpcji,

k_B – stała Boltzmanna, $T = 210 \text{ K}$ – temperatura detektora

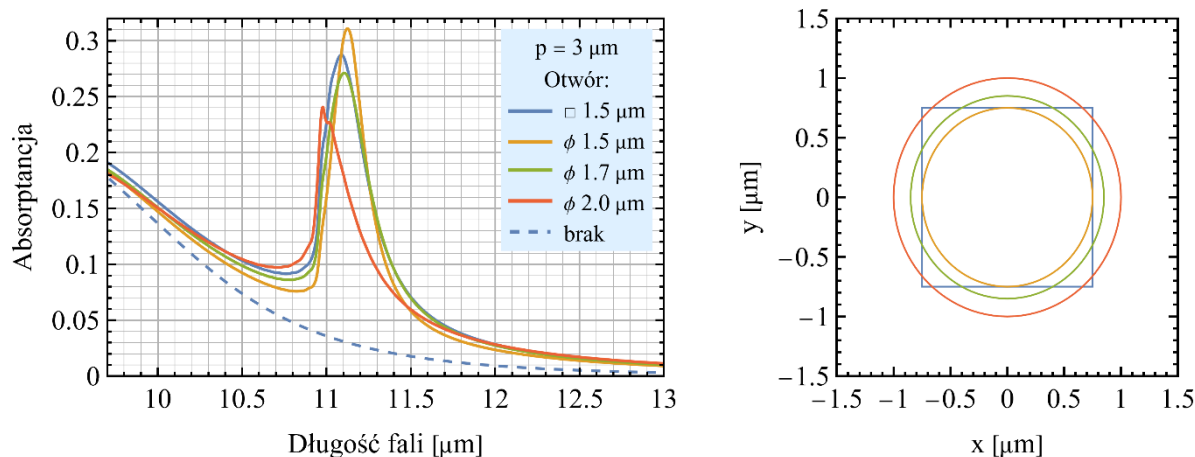


Rysunek 38. Optymalizacja grubości absorbera pod kątem wykrywalności detektora z plazmonicznym wzmocnieniem absorpcji. **Z lewej:** wyniki symulacji FDTD absorpcji w warstwie absorbera o różnych grubościach przy zastosowaniu matrycy otworów podfaliowych o okresie $p = 3 \mu m$. **Z prawej:** wykrywalność w funkcji grubości absorbera obliczona na podstawie wyników symulacji absorpcji oraz przyjętego modelu elektrycznego.

Uzyskane wyniki wskazują, że detektor fotowoltaiczny z matrycą otworów podfaliowych w metalizacji najwyższą wykrywalność (na poziomie $8 \cdot 10^8 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz/W}}$) może uzyskać dla grubości absorbera w zakresie 0.4-1 μm.

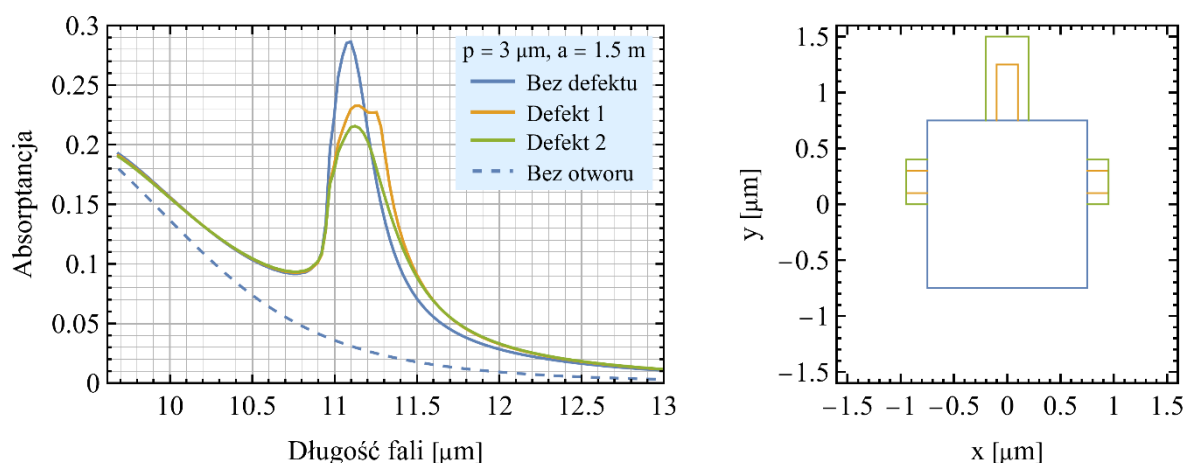
6.2.2 KSZTAŁT I ROZMIARY OTWORÓW W METALIZACJI

W celu sprawdzenia wpływu kształtu i rozmiaru otworu na działanie detektorów z matrycami otworów podfaliowych wykonano symulacje FDTD struktur z matrycami o okresie 3 μm i otworami w kształcie kwadratu o boku 1.5 μm oraz kół o średnicach 1.5 μm, 1.7 μm i 2.0 μm (Rysunek 39). Obliczono widma absorpcji struktur w zakresie długości fali, w którym występuje mod podstawowy, i zaobserwowano niewielkie różnice pomiędzy różnymi otworami (Rysunek 39). Największe maksimum uzyskano dla otworu okrągłego o średnicy 1.5 μm, jednak pik ten jest węższy niż w przypadku otworu kwadratowego i powierzchnia pod nim jest mniejsza. Dla otworu okrągłego o średnicy 2 μm absorpcja jest już zauważalnie słabsza w porównaniu do otworu kwadratowego. Można zatem wnioskować, że zarówno otwory kwadratowe jak i okrągłe umożliwiają uzyskanie podobnie silnego wzmocnienia absorpcji pod warunkiem, że współczynnik wypełnienia będzie bliski 25%.



Rysunek 39. Symulacje FDTD detektora z matrycą otworów podfalowych w metalizacji o okresie $3\ \mu\text{m}$ i różnych kształtach i rozmiarach otworów: kwadratowym o boku $1.5\ \mu\text{m}$ oraz okrągłych o średnicach $1.5\ \mu\text{m}$, $1.7\ \mu\text{m}$ i $2.0\ \mu\text{m}$. **Z lewej:** widmo absorpcji w warstwie absorbera struktur z różnymi otworami (linie ciągłe) oraz struktury bez otworów w metalizacji (referencja – linia przerywana). **Z prawej:** schemat otworów wykorzystanych w symulacjach. Kolory konturów odpowiadają krzywym z lewej strony.

Ze względu na ewentualne niedoskonałości technologiczne sprawdzono także wpływ defektów kształtu otworów na działanie struktur periodycznych. Wykonano symulacje FDTD struktur z matrycami o okresie $3\ \mu\text{m}$ i otworami w kształcie kwadratu o boku $1.5\ \mu\text{m}$ bez defektu oraz z defektami w dwóch różnych rozmiarach (Rysunek 40). W przypadku otworów zdefektowanych zaobserwowano obniżenie i poszerzenie pików absorpcji w absorberze (Rysunek 40), nadal jednak zachowując wyraźne wzmocnienie. Można zatem oczekiwać, że niewielkie defekty kształtu otworów nie będą niweczyły działania struktury, a co najwyżej nieznacznie je osłabiają.



Rysunek 40. Symulacje FDTD detektora z matrycą otworów podfalowych w metalizacji o okresie $3\ \mu\text{m}$ z defektami kształtu otworów oraz bez defektów. **Z lewej:** widmo absorpcji struktur z różnymi otworami (linie ciągłe) oraz struktury bez otworów w metalizacji (referencja – linia przerywana). **Z prawej:** schemat otworów wykorzystanych w symulacjach. Kolory konturów odpowiadają krzywym z lewej strony.

6.3 POMIARY ELIPSOMETRYCZNE MATERIAŁÓW SKŁADOWYCH

W kolejnych rozdziałach przedstawiono wyniki symulacji i pomiarów rzeczywistych struktur detekcyjnych opartych na heterostrukturach półprzewodnikowych. W celu uzyskania jak największej zgodności między modelowaniem a eksperymentem zbadano własności optyczne poszczególnych materiałów wykorzystanych w heterostrukturach epitaksjalnych. Metodą elipsometrii spektroskopowej zmierzono współczynniki załamania i ekstynkcji warstw absorbera, warstw podkontaktowych o różnym typie i koncentracji domieszkowania oraz warstwy barierowej a uzyskane rezultaty przedstawione są poniżej. Zmierzone próbki poza badanymi materiałami składały się także z podłoża z arsenku galu oraz bufora z antymonku galu. Na potrzeby modelowania wyników pomiarów elipsometrycznych współczynniki załamania i ekstynkcji GaAs i GaSb zaczerpnięto z bazy danych Woollam [124].

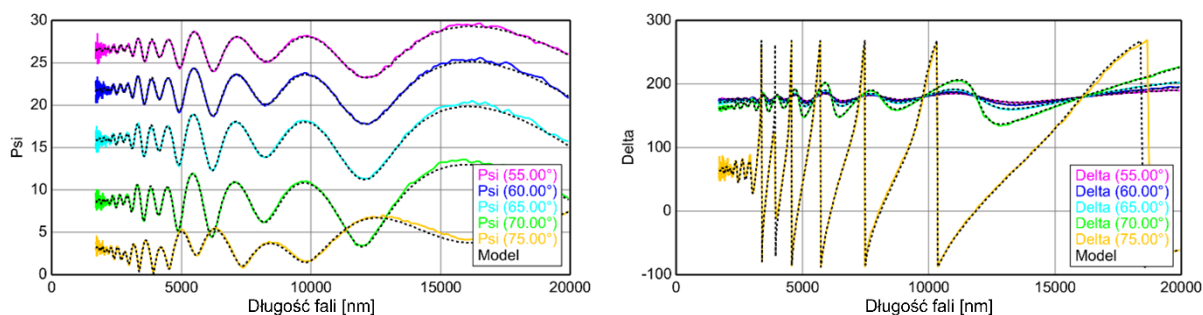
6.3.1 WYNIKI POMIARÓW ELIPSOMETRYCZNYCH ABSORBERA

Pomiarom elipsometrycznym poddano próbkę absorbera z supersieci składającej się z 255 par warstw: InAs o grubości 7.09 nm oraz InAsSb o grubości 2.23 nm. Materiał ten osadzony został metodą MBE na podłożu GaAs z warstwą buforową GaSb. Szczegółowa architektura próbki przedstawiona poniżej (Tabela 4).

Typ	Grubość [μm]	Materiał	Skład (x)	Grubość podwarstwy [nm]	Domieszka [cm^{-3}]
Podłoże	1100	GaAs			
U (bufor)	0.250	GaAs			
U (bufor)	1.192	GaSb			
p (absorber)	2.377	InAs		7.09	Be, $2.0 \cdot 10^{16}$
		InAs _{1-x} Sb _x	0.355	2.23	Be, $2.0 \cdot 10^{16}$

Tabela 4. Architektura próbki absorbera z supersieci InAs/InAsSb poddanej pomiarom elipsometrycznym.

Wyniki pomiarów poddano modelowaniu pod kątem własności optycznych absorbera. Ze względu na małą grubość podwarstw supersieci w porównaniu do długości fali w rozpatrywanym zakresie spektralnym 2-20 μm układ ten modelowany był jako pojedyncza warstwa o efektywnym współczynniku załamania. W analizie rozważono trzy modele, jeden izotropowy, zakładający niezależność współczynnika załamania warstwy od kierunku, anizotropowy różnicowy, w którym nadzwyczajny współczynnik załamania wyznaczany jest jako różnica względem zwyczajnego, i anizotropowy, gdzie każdy ze współczynników załamania wyznaczany jest oddzielnie. Zastosowanie modelu izotropowego pozwoliło na dopasowanie do wyników pomiarów parametrów ψ i Δ (wyrażonych w stopniach) ze średnim błędem kwadratowym (MSE) równym 5.519 (Rysunek 41).

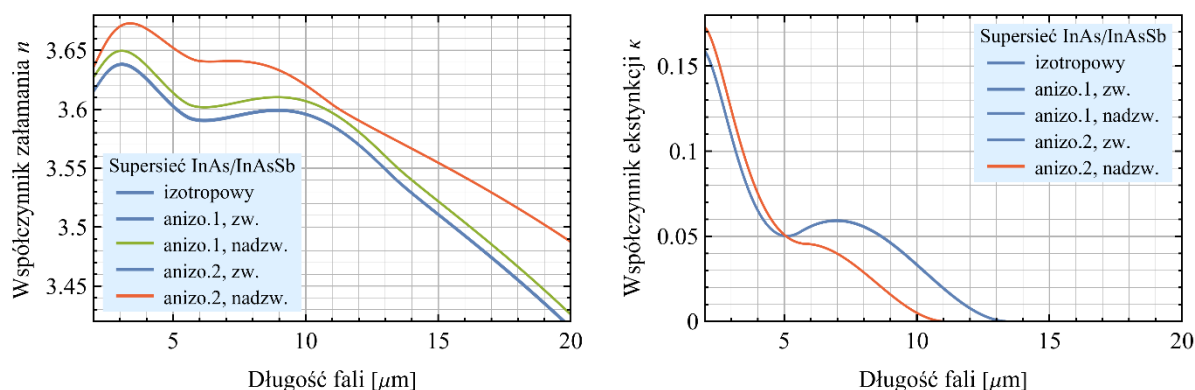


Rysunek 41. Dopasowanie modelu izotropowego do wyników pomiarów elipsometrycznych próbki absorbera.

W drugim rozważonym modelu założono jednoosiową anizotropię materiału ze zwyczajnym współczynnikiem załamania na kierunku równoległym do warstwy oraz nadzwyczajnym na kierunku prostopadłym do warstwy. Nadzwyczajny współczynnik załamania jest przesunięty względem zwyczajnego a modelowana jest jedynie różnica pomiędzy nimi. Zastosowanie tego modelu pozwoliło na dopasowanie ze średnim błędem kwadratowym równym 5.503.

W trzecim analizowanym modelu również założono anizotropię jednoosiową, przy czym współczynniki załamania zwyczajny i nadzwyczajny były modelowane niezależnie. Dopasowanie z jego wykorzystaniem charakteryzuje się średnim błędem kwadratowym równym 5.446. Krzywe współczynnika załamania i ekstynkcji uzyskane w wyniku dopasowania wszystkich trzech modeli przedstawione są poniżej (Rysunek 42).

Dopasowania wszystkich trzech modeli cechuje bardzo podobny średni błąd kwadratowy. Gdyby próbka przejawiała anizotropię, błąd dopasowania powinien być wielokrotnie mniejszy w przypadku zastosowania modelu anizotropowego, jako że zawiera on więcej parametrów dopasowania. Ze względu na brak istotnej redukcji błędu dopasowania przy zmianie z modelu izotropowego na anizotropowy badany materiał należy traktować jako izotropowy. W dalszych badaniach wykorzystano zatem przenikalność elektryczną ϵ (i wynikający z niej zespolony współczynnik załamania $\tilde{n} = n + i\kappa = \sqrt{\epsilon}$) uzyskaną przy zastosowaniu modelu izotropowego.



Rysunek 42. Zespolony współczynnik załamania absorbera z supersieci InAs/InAsSb uzyskany w wyniku pomiarów elipsometrycznych i zastosowania trzech różnych modeli: izotropowego, anizotropowego (1) z modelowaną różnicą pomiędzy współczynnikiem zwyczajnym i nadzwyczajnym i anizotropowego (2) z modelowanym niezależnie współczynnikiem zwyczajnym i nadzwyczajnym. Współczynniki na kierunku zwyczajnym, a także współczynnik ekstynkcji na kierunku nadzwyczajnym dla modelu anizotropowego (1), pokrywają się ze współczynnikami uzyskanymi w modelu izotropowym, przedstawiono je więc tym samym kolorem. **Z lewej:** współczynnik załamania. **Z prawej:** współczynnik ekstynkcji.

6.3.2 WYNIKI POMIARÓW ELIPSOMETRYCZNYCH WARSTW TYPU P+ I P++

Wierzchnią warstwę podkontaktową w architekturze fotodiody wykorzystywanej w tej pracy stanowi supersieć InAs/InAsSb o konstrukcji (składzie i grubościach podwarstw) takiej jak absorber, ale z wyższym domieszkowaniem na typ p. W celu uzyskania z jednej strony dobrego dopasowania pasm do poprzedzających warstw a z drugiej zapewnienia dobrego kontaktu elektrycznego do metalizacji materiał ten był domieszkowany gradientowo – od strony spodniej koncentracja akceptorów jest niższa a od wierzchu – wyższa. Ze względu na trudność w pomiarze i modelowaniu materiału gradientowego, własności optyczne warstw typu p+ zmierzono dla dwóch skrajnych przypadków – o koncentracji $2.0 \cdot 10^{17}$ oraz $2.0 \cdot 10^{19}$. Próbki służące do pomiaru osadzone zostały w MBE na podłożu GaAs z buforem GaSb (Tabela 5 dla domieszkowania $2.0 \cdot 10^{17}$ i Tabela 6 dla domieszkowania $2.0 \cdot 10^{19}$).

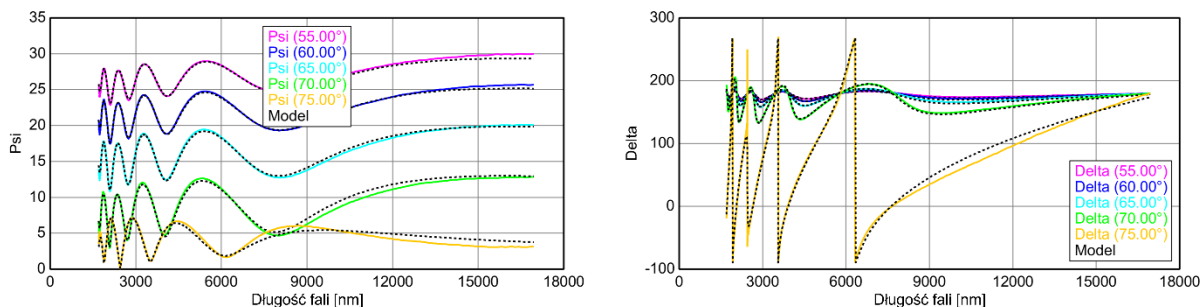
Typ	Grubość [μm]	Materiał	Skład (x)	Grubość podwarstwy [nm]	Domieszka [cm^{-3}]
Podłoże	1100	GaAs			
U (bufor)	0.250	GaAs			
U (bufor)	0.931	GaSb			
p+	0.205	InAs		7.54	Be, $2.0 \cdot 10^{17}$
		InAs _{1-x} Sb _x	0.4	2.36	Be, $2.0 \cdot 10^{17}$

Tabela 5. Architektura próbki supersieci InAs/InAsSb typu p+ (koncentracja akceptorów $2.0 \cdot 10^{17}$) poddanej pomiarom elipsometrycznym.

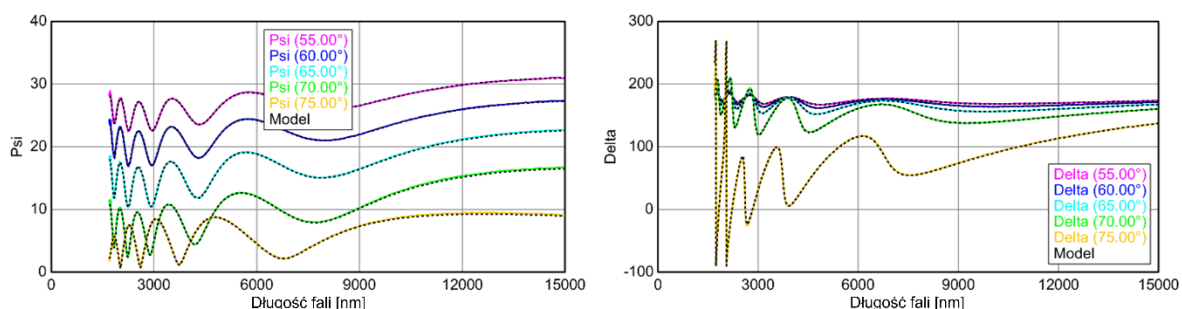
Typ	Grubość [μm]	Materiał	Skład (x)	Grubość podwarstwy [nm]	Domieszka [cm^{-3}]
Podłoże	1100	GaAs			
U (bufor)	0.250	GaAs			
U (bufor)	1	GaSb			
p++	0.218	InAs		7.54	Be, $2.0 \cdot 10^{19}$
		InAs _{1-x} Sb _x	0.4	2.36	Be, $2.0 \cdot 10^{19}$

Tabela 6. Architektura próbki supersieci InAs/InAsSb typu p++ (koncentracja akceptorów $2.0 \cdot 10^{19}$) poddanej pomiarom elipsometrycznym.

Próbki poddano pomiarom elipsometrycznym (odbicie w funkcji kąta padania) oraz transmisji dla padania prostopadłego. Wyniki zamodelowano przy założeniu izotropowości materiałów (Rysunek 43, Rysunek 44).

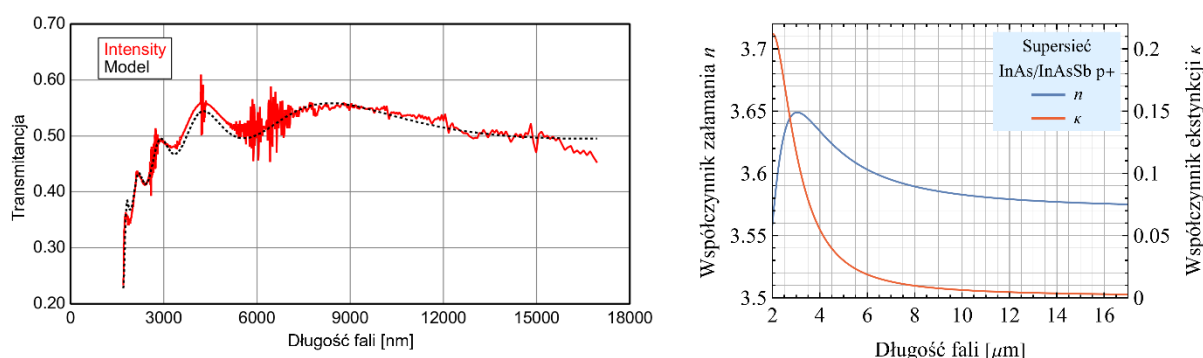


Rysunek 43. Dopasowanie modelu izotropowego do wyników pomiarów elipsometrycznych supersieci InAs/InAsSb typu p+ (koncentracja akceptorów $2.0 \cdot 10^{17}$).

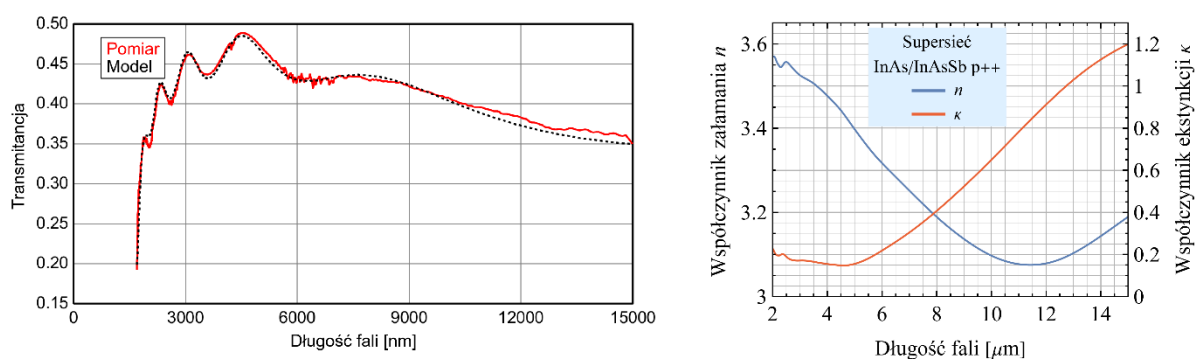


Rysunek 44. Dopasowanie modelu izotropowego do wyników pomiarów elipsometrycznych supersieci InAs/InAsSb typu p+ (koncentracja akceptorów $2.0 \cdot 10^{19}$).

Na podstawie pomiarów i modelowania wyznaczono charakterystyki współczynnika załamania i ekstynkcji supersieci o obu koncentracjach akceptorów. W przypadku domieszkowania $2.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ współczynnik załamania zawiera się w zakresie 3.55-3.65 natomiast współczynnik ekstynkcji jest niski, zwłaszcza w zakresie LWIR, gdzie spada poniżej 0.01 (Rysunek 45). Własności materiału silniej domieszkowanego ($2.0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) różnią się wyraźnie – współczynnik załamania spada wraz z długością fali do poziomu ok. 3.1, natomiast współczynnik ekstynkcji silnie rośnie przekraczając wartość 0.6 dla długości fali 10 μm (Rysunek 46). Świadczy to o silnym pochłanianiu promieniowania w tym materiale, o ponad rząd wielkości mocniejszym niż w absorberze (Rysunek 42).



Rysunek 45. Z lewej: widmo transmisji próbki supersieci InAs/InAsSb typu p+ (koncentracja akceptorów $2.0 \cdot 10^{17}$) uzyskane w pomiarach (czerwona, ciągła krzywa) oraz w dopasowaniu modelu elipsometrycznego (czarna, kropkowana krzywa). Z prawej: współczynniki załamania i ekstynkcji supersieci InAs/InAsSb typu p+ uzyskane w wyniku pomiarów elipsometrycznych z zastosowaniem modelu izotropowego.



Rysunek 46. Z lewej: widmo transmisji próbki supersieci InAs/InAsSb typu p++ (koncentracja akceptorów $2.0 \cdot 10^{19}$) uzyskane w pomiarach (czerwona, ciągła krzywa) oraz w dopasowaniu modelu elipsometrycznego (czarna, kropkowana krzywa). Z prawej: współczynniki załamania i ekstynkcji supersieci InAs/InAsSb typu p++ uzyskane w wyniku pomiarów elipsometrycznych z zastosowaniem modelu izotropowego.

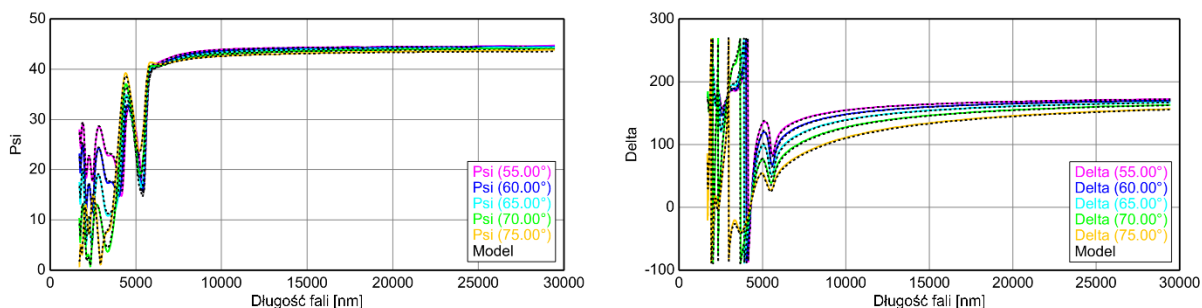
6.3.3 WYNIKI POMIARÓW ELIPSOMETRYCZNYCH WARSTWY TYPU N++

Do wzbudzania modów plazmonicznych i falowodowych w detektorach może posłużyć półprzewodnik typu N o bardzo wysokiej koncentracji domieszki. Materiał tego typu wytworzono na bazie supersieci InAs/InAsSb o szerszej przerwie energetycznej od materiału absorbera i warstwy kontaktowej p+. Próbkę do pomiarów elipsometrycznych osadzono metodą MBE na podłożu GaAs z buforem GaSb (Tabela 7). W pomiarze efektu Halla stwierdzono koncentrację elektronów (a więc także donorów krzemowych) na poziomie $5.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Typ	Grubość [μm]	Materiał	Skład (x)	Grubość podwarstwy [nm]	Domieszka [cm^{-3}]
Podłoże	1100	GaAs			
U (bufor)	0.25	GaAs			
U (bufor)	0.9	GaSb			
N++	0.56	InAs		1.67	Si, $5.8 \cdot 10^{19}$
		InAs _{1-x} Sb _x	0.22	0.67	Si, $5.8 \cdot 10^{19}$

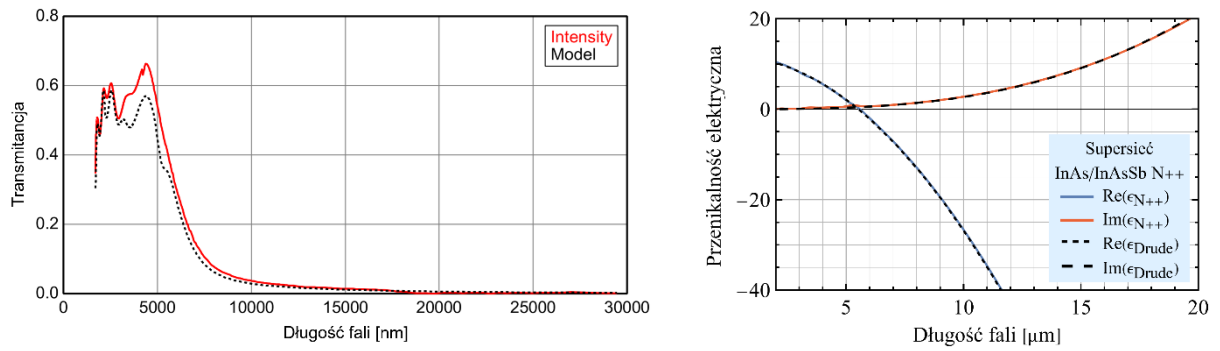
Tabela 7. Architektura próbki supersieci InAs/InAsSb typu N++ (koncentracja donorów $5.8 \cdot 10^{19}$) poddanej pomiarom elipsometrycznym.

Próbkę poddano pomiarom elipsometrycznym w zakresie odbicia (Rysunek 47) i transmisji (Rysunek 48) a następnie modelowaniu przy założeniu izotropowości próbki.



Rysunek 47. Dopasowanie modelu izotropowego do wyników pomiarów elipsometrycznych supersieci InAs/InAsSb typu N++ (koncentracja donorów $5.8 \cdot 10^{19}$).

Wyniki pomiarów wskazują na niską transmisję i wysokie odbicie próbki dla fal o długości powyżej $5.5 \mu\text{m}$. Znajduje to wyjaśnienie w krzywych przenikalności elektrycznej uzyskanych w wyniku modelowania (Rysunek 48). Część rzeczywista przenikalności jest dodatnia jedynie dla krótkich fal, dla długości fali $5.5 \mu\text{m}$ przechodzi przez 0 i dla dłuższych fal gwałtownie spada osiągając silnie ujemne wartości w zakresie LWIR. Część urojona natomiast rośnie wraz z długością fali.



Rysunek 48. Z lewej: widmo transmisji próbki supersieci InAs/InAsSb typu N++ uzyskane w pomiarach (czerwona, ciągła krzywa) oraz w dopasowaniu modelu elipsometrycznego (czarna, kropkowana krzywa). Z prawej: przenikalność elektryczna supersieci InAs/InAsSb typu N++ uzyskana w wyniku pomiarów elipsometrycznych z zastosowaniem modelu izotropowego. Niebieskim kolorem oznaczono część rzeczywistą, czerwonym – część urojoną, a czarnymi przerywanymi liniami – dopasowanie modelu Drudego do otrzymanych krzywych.

Takie zachowanie bardzo dobrze opisuje model Drudego oddziaływania wolnych nośników ładunku elektrycznego z promieniowaniem. Zgodnie z nim, przenikalność elektryczna ε w funkcji częstości kołowej ω opisana jest równaniem:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (85)$$

gdzie ε_{∞} – stała dielektryczna, ω_p – częstość plazmowa, γ – współczynnik tłumienia.

Funkcję opisaną wzorem (85) dopasowano do wyników pomiarów elipsometrycznych (Rysunek 48). Uzyskana wysoka zgodność modelu Drudego z wynikami eksperymentalnymi pozwala przewidywać własności optyczne supersieci o tej samej konstrukcji (składzie i grubości podwarstw), ale innej koncentracji domieszki donorowej, którą można określić w pomiarach efektu Halla. Częstość plazmowa zależy bowiem pierwiastkowo od koncentracji elektronów n_e :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad (86)$$

gdzie c – prędkość światła, m_e – masa efektywna elektronu, ε_0 – przenikalność elektryczna próżni.

Uzyskane w dopasowaniu wartości parametrów modelu Drudego przedstawione są poniżej (Tabela 8). Otrzymana masa efektywna elektronu w supersieci jest wyraźnie wyższa od wartości podawanych w literaturze dla jej materiałów składowych InAs i InSb [125], co jest jednak zgodne z przewidywaniami ze względu na strukturę pasmową supersieci [126].

n_e	ε_{∞}	ω_p	m_e	γ
$5.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	11.8	$1.17 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$	$0.13 \cdot m_0$	$1.32 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$

Tabela 8. Parametry modelu Drudego przenikalności elektrycznej i ich wartości uzyskane przez dopasowanie do wyników pomiarów elipsometrycznych supersieci InAs/InAsSb typu N++.

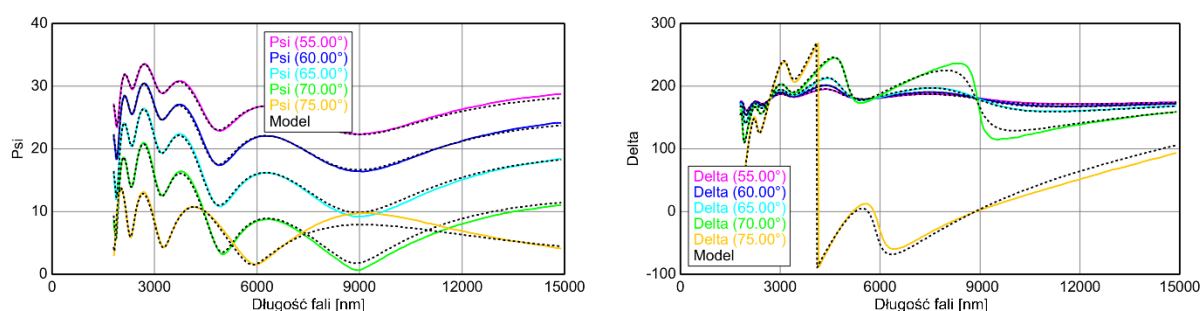
6.3.4 WYNIKI POMIARÓW ELIPSOMETRYCZNYCH BARIERY

W rozważanych w niniejszej pracy detektorach rolę bariery dla elektronów pełni czteroskładnikowy półprzewodnik $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$. Jego własności optyczne zmierzono przy użyciu elipsometrii spektroskopowej na próbce osadzonej metodą MBE i składającej się z podłoża GaAs, bufora GaSb, samej bariery oraz ponownie warstwy GaSb pełniącej rolę osłony ze względu na skłonność AlGaAsSb do utleniania się w kontakcie z powietrzem. Szczegółowe dane próbki podane są poniżej (Tabela 9).

Typ	Grubość [μm]	Materiał	Skład (x)	Skład (y)	Domieszka [cm^{-3}]
Podłoże	1100	GaAs			
U (bufor)	0.250	GaAs			
U (bufor)	0.916	GaSb			
P (bariera)	0.205	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$	0.17	0.94	Be, $1.0 \cdot 10^{18}$
u (osłona)	0.916	GaSb			

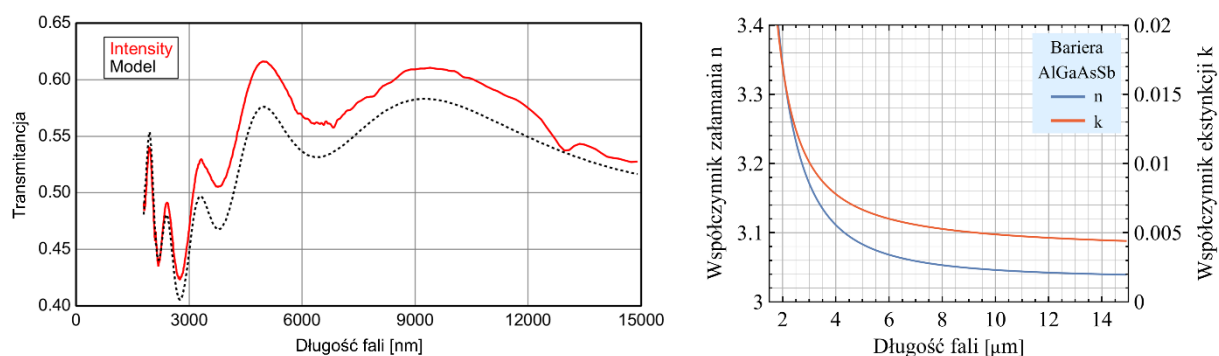
Tabela 9. Architektura próbki bariery AlGaAsSb poddanej pomiarom elipsometrycznym.

Wykonano pomiary widm odbicia w funkcji kąta padania oraz transmisji dla padania prostokątnego. Uzyskane wyniki poddano modelowaniu pod kątem własności optycznych bariery AlGaAsSb przy założeniu izotropowości tego materiału. Dopasowanie do danych eksperymentalnych przedstawiono poniżej (Rysunek 49, Rysunek 50). Nieznaczne przesunięcie dopasowanego widma transmisji w porównaniu do wyników pomiarów związane jest z wykorzystaniem próbki o bardziej złożonej architekturze, zawierającej dodatkową wierzchnią warstwę. Jednak zachowanie charakteru i pozycji oscylacji świadczy o poprawności wyznaczenia współczynników załamania i ekstynkcji.



Rysunek 49. Dopasowanie modelu izotropowego do wyników pomiarów elipsometrycznych próbki bariery.

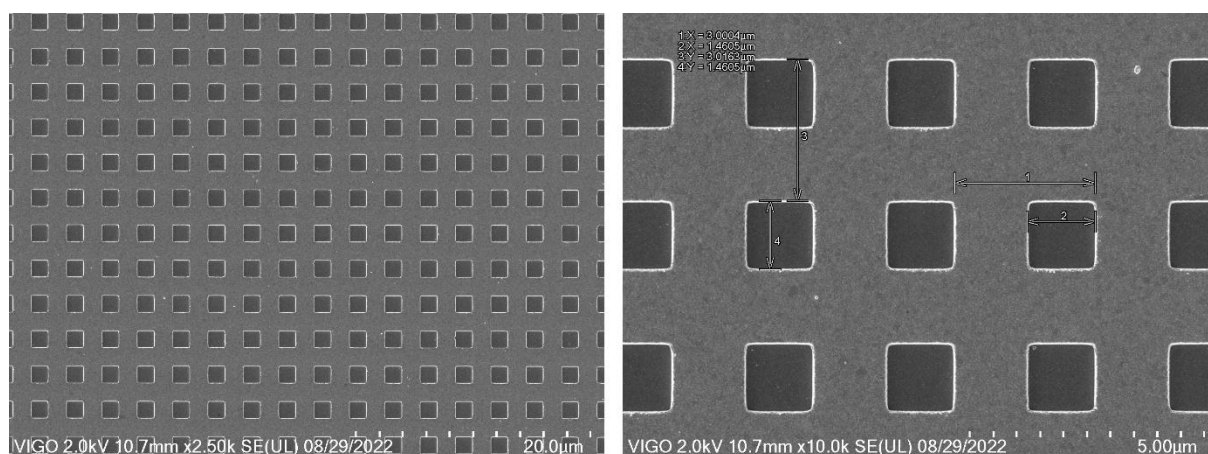
Zastosowane modelowanie pozwoliło wyznaczyć współczynniki załamania i ekstynkcji bariery AlGaAsSb (Rysunek 50). Zgodnie z oczekiwaniem, materiał ten jest wysoce transparentny w zakresie średniej podczerwieni, o czym świadczy niska wartość współczynnika ekstynkcji (<0.01). Współczynnik załamania wynosi ok. 3.1 dla długości fali 10 μm , a dla fal krótszych rośnie.



Rysunek 50. Z lewej: widmo transmisji próbki bariery uzyskane w pomiarach (czerwona, ciągła krzywa) oraz w dopasowaniu modelu elipsometrycznego (czarna, kropkowana krzywa) . Z prawej: współczynniki załamania i ekstynkcji materiału bariery AlGaAsSb uzyskane w wyniku pomiarów elipsometrycznych z zastosowaniem modelu izotropowego.

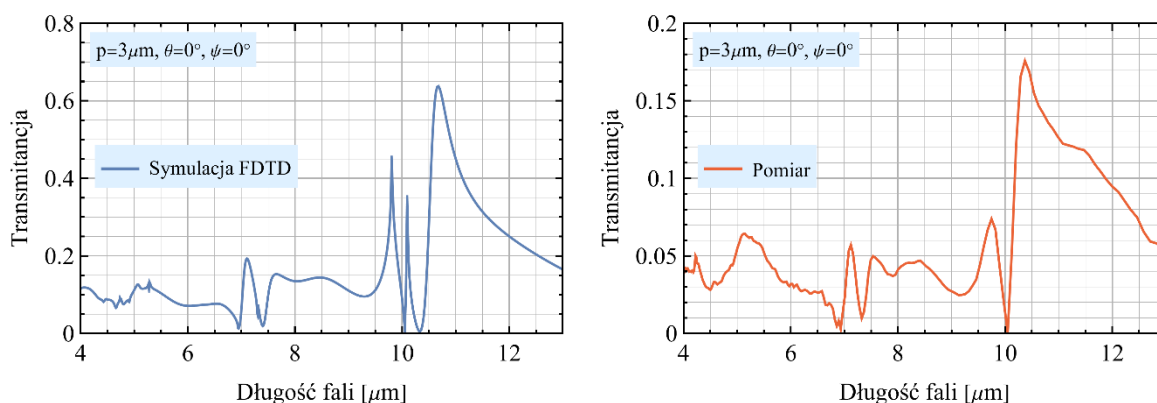
6.4 SYMULACJE I POMIARY MATRYCY OTWORÓW PODFALOWYCH W METALIZACJI NA HETEROSTRUKTURZE PÓŁPRZEWODNIKOWEJ

Na heterostrukturze półprzewodnikowej wykonano matrycę otworów podfaliowych o relatywnie dużej powierzchni ($2 \times 2 \text{ mm}^2$) umożliwiającą wykonanie pomiarów transmisji w wiązce równoległej (bądź słabo zbieżnej), odpowiadającej warunkom symulacji. Zdjęcia SEM struktury (Rysunek 51) potwierdziły dobrą jakość wykonania matrycy – rozmiary otworów ($1.46 \text{ }\mu\text{m}$) są bliskie zamierzonym ($1.5 \text{ }\mu\text{m}$) a krawędzie ostre, z niewielkimi zaokrągleniami w rogach. Strukturę poddano charakteryzacji optycznej – zmierzono transmisję i odbicie. Schemat pomiarów przedstawiony jest na Rysunek 53.



Rysunek 51. Zdjęcia SEM matrycy otworów w metalizacji złotej na heterostrukturze półprzewodnikowej wykonanej metodą litografii elektronowej.

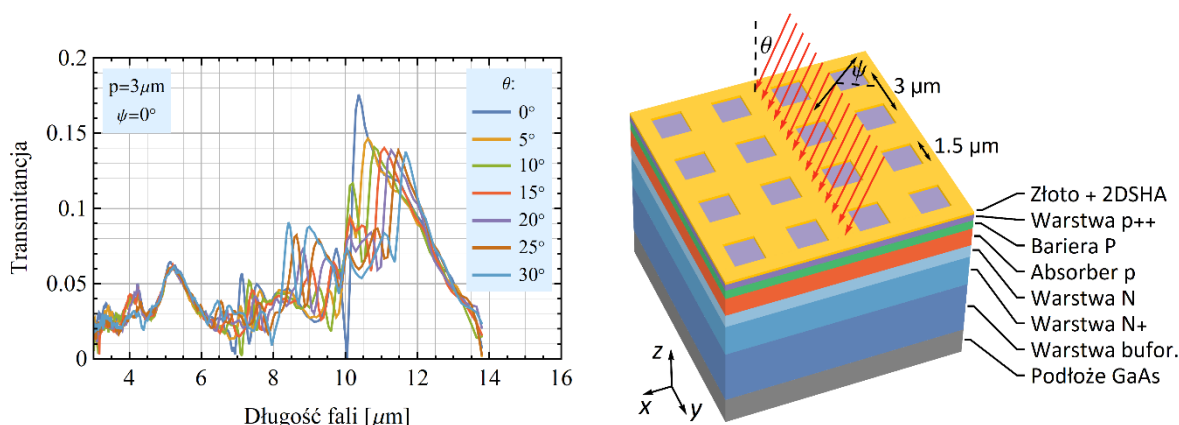
Eksperymentalnie uzyskane widmo transmisji dla padania prostopadłego porównano z analogicznym wynikiem symulacji (Rysunek 52). Kształt krzywych w obu przypadkach jest bardzo podobny, w szczególności zauważalny jest wyraźny rezonans w okolicy $10.5 \text{ }\mu\text{m}$, odpowiadający podstawowemu modowi plazmonicznemu (1;0). Można zatem wnioskować, że w mierzonej próbce doszło do wzbudzenia plazmonów powierzchniowych.



Rysunek 52. Transmitancja matrycy otworów w metalizacji złotej na heterostrukturze półprzewodnikowej zdefiniowana jako stosunek transmisji przez matrycę otworów w metalizacji do transmisji przez samą heterostrukturę. **Z lewej:** wyniki symulacji FDTD. **Z prawej:** wyniki pomiarów.

Pomimo zgodnego kształtu widm, transmitancja eksperymentalna jest znacznie (3.6-krotnie) niższa w porównaniu do tej uzyskanej w symulacjach. Do możliwych przyczyn rozbieżności można zaliczyć różnice w oświetleniu – w przypadku symulacji zastosowano idealną falę płaską o polaryzacji w kierunku symetrii siatki, podczas gdy w pomiarach wiązka była lekko zbieżna a próbka mogła nie być ustawiona w pełni zgodnie z kierunkiem polaryzacji. Ponadto chropowatość powierzchni i nieregularność otworów mogą obniżać wydajność wzbudzenia plazmonów i ich zasięg i w efekcie wartość nadzwyczajnej transmisji.

Pomiary transmisji wykonano także dla innych kątów padania (Rysunek 53). Dla polaryzacji TM ($\psi = 0^\circ$) obserwujemy przesunięcie głównego rezonansu w kierunku dłuższych fal wraz ze wzrostem kąta padania, podobne jak w przypadku matrycy otworów w metalizacji na podłożu z czystego arsenku galu, którą omawiano w rozdziale 6.1. Efekt ten jest charakterystyczny dla plazmonów powierzchniowych więc świadczy o ich wzbudzeniu w próbce.

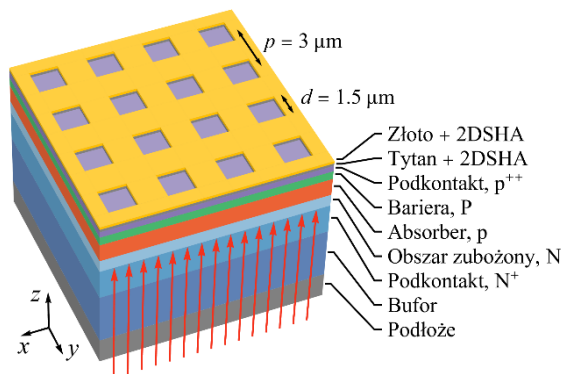


Rysunek 53. Pomiary transmisji przez matrycę otworów w metalizacji złotej na heterostrukturze półprzewodnikowej. **Z lewej:** wyniki pomiarów dla polaryzacji TM ($\psi = 0^\circ$) oraz różnych kątów padania θ . **Z prawej:** schemat próbki poddawanej pomiarom z oznaczonym kątem padania θ , kierunkiem pola elektrycznego i kątem polaryzacji pola elektrycznego ψ . Czerwonymi strzałkami oznaczono padające promieniowanie.

6.5 SYMULACJE I POMIARY DETEKTORÓW Z MATRYCAMI OTWORÓW PODFALOWYCH

6.5.1 DETEKTOR Z WARSTWĄ TYPU P NA WIERZCHU

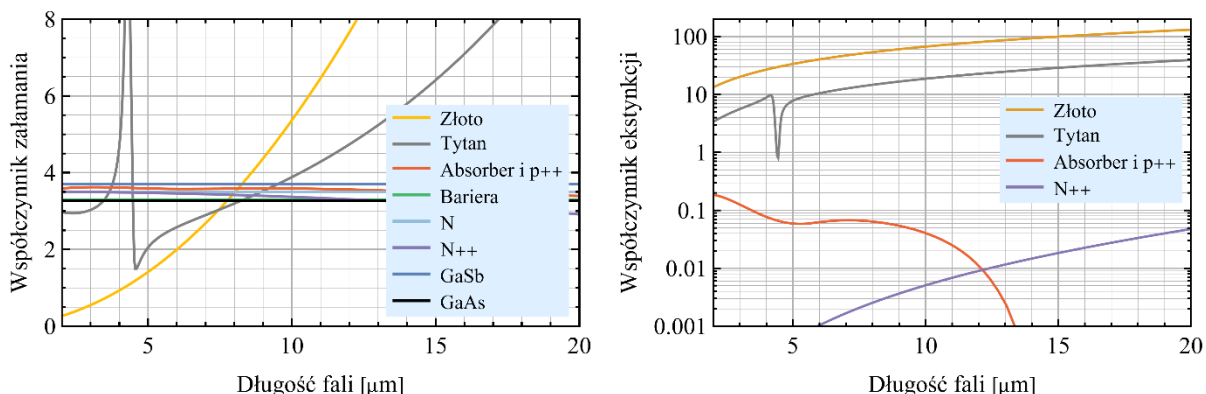
Wykorzystując architekturę heterostruktury epitaksjalnej nr 11427 (Tabela 10) oraz właściwości optyczne materiałów składowych uzyskane w pomiarach elipsometrycznych (Rysunek 55) wykonano modelowanie numeryczne detektora z matrycą otworów podfaliowych w metalizacji o okresie $3\ \mu\text{m}$ (Rysunek 54). W pierwszych symulacjach przyjęto, że własności optyczne warstwy kontaktowej p++ są takie same jak absorbera ze względu na taką samą przerwę energetyczną obu materiałów, zaniehbując wpływ domieszkowania. Metalizacja składa się z tytanu (5 nm) i złota (50 nm), a otwory w niej mają kształt kwadratów o boku $1.5\ \mu\text{m}$.



Rysunek 54. Schemat struktury detektora fotowoltaicznego z matrycą otworów podfaliowych poddanej symulacjom FDTD. Czerwonymi strzałkami oznaczono padające promieniowanie.

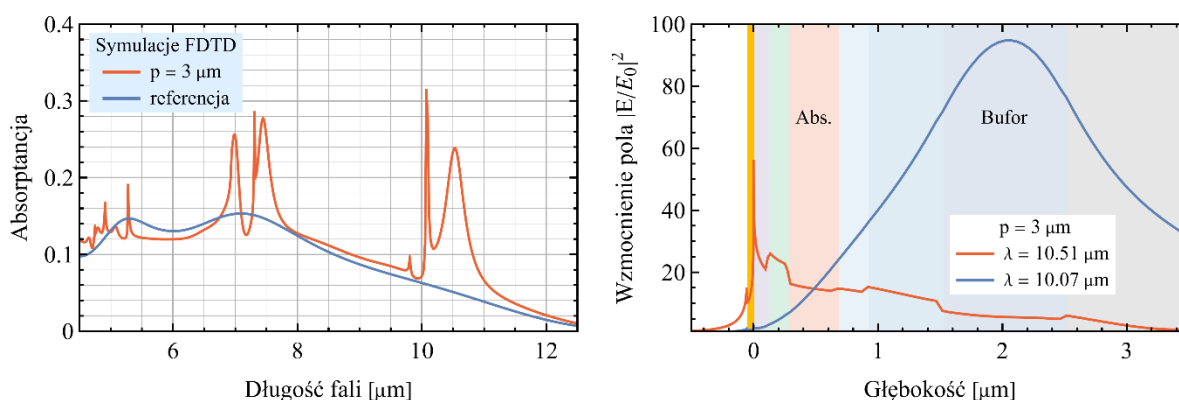
Rola	Typ	Materiał	Grubość [μm]	Domieszkowanie
Metalizacja z otworami		Au	0.05	n.d.
Metalizacja z otworami		Ti	0.005	n.d.
Warstwa podkontaktowa	p++	InAs:Be / InAsSb:Be	0.12	$2 \cdot 10^{19} \rightarrow 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$
Bariera	U	AlGaAsSb	0.17	$> 5 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$
Absorber	p	InAs:Be / InAsSb:Be	0.39	$10^{16}\ \text{cm}^{-3}$
Warstwa zubożona	N	InAs / InAsSb	0.24	n.i.d.
Warstwa podkontaktowa	N+	InAs:Si / InAsSb:Si	0.60	$10^{18}\ \text{cm}^{-3}$
Bufor	U	GaSb	0.99	n.i.d.
Bufor	U	GaAs	0.25	n.i.d.
Podłoże	U	GaAs	500	SI

Tabela 10. Architektura półprzewodnikowa heterostruktury fotowoltaicznej nr 11427 wykorzystana do detektorów z matrycami otworów podfaliowych w metalizacji. Domieszkowanie warstwy podkontaktowej typu p++ jest gradientowe – przy granicy z barierą koncentracja wynosi $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ po czym rośnie do wartości $2 \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ na powierzchni struktury.



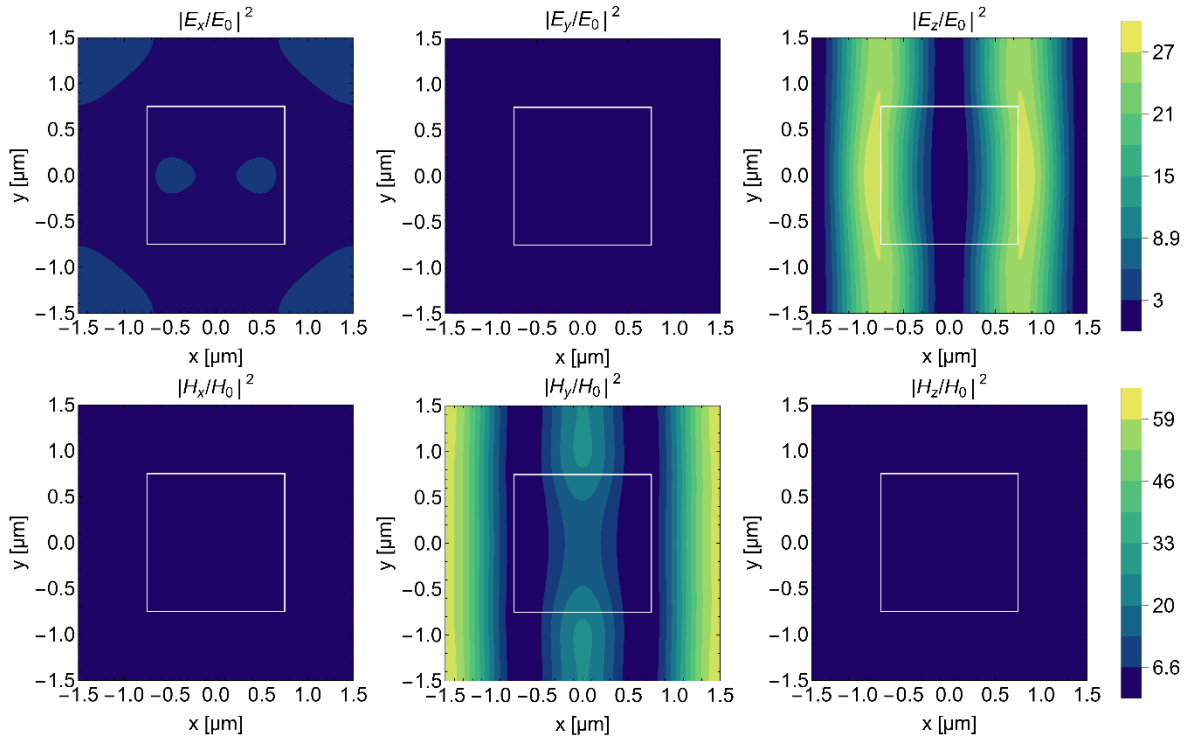
Rysunek 55. Współczynniki załamania i ekstynkcji materiałów składowych detektora fotowoltaicznego z matrycą otworów podfaliowych użyte w symulacjach numerycznych. **Z lewej:** współczynnik załamania. **Z prawej:** współczynnik ekstynkcji. Barierę, warstwę zubożoną typu N, antymonek galu i arsenek galu potraktowano jako materiały czysto dielektryczne, więc ich współczynnik ekstynkcji równy zero nie został przedstawiony na wykresie.

W symulacjach numerycznych FDTD obliczono widmo transmisji (Rysunek 52) oraz absorptancji w warstwie absorbera (Rysunek 56). Uzyskane charakterystyki są bardziej skomplikowane od tych uzyskanych dla matrycy otworów na podłożu dielektrycznym (Rysunek 24) czy uproszczonej strukturze absorbującej (Rysunek 38). Nadal występuje w nich główny mod plazmoniczny (maksimum absorpcji dla długości fali $\lambda = 10.51 \mu\text{m}$), ale dodatkowo pojawił się jeszcze jeden, znacznie węższy mod dla długości fali $\lambda = 10.07 \mu\text{m}$. Zależność wzmocnienia pola uśrednionego w warstwie absorbera od głębokości (Rysunek 56) obliczona dla tych dwóch długości fal ujawnia położenie obu modów: pierwszy ($\lambda = 10.51 \mu\text{m}$) występuje głównie przy granicy metalu i półprzewodnika i wykładniczo zanika z głębokością, natomiast drugi ($\lambda = 10.07 \mu\text{m}$) zlokalizowany jest głównie w warstwie bufora GaSb, ale wnika także do warstw sąsiadujących. Sugeruje to różną naturę obu modów: plazmoniczną w pierwszym przypadku i falowodową w drugim, spowodowaną większym współczynnikiem załamania warstwy bufora GaSb od sąsiadujących warstw – zarówno podłoża GaAs, jak i warstwy zubożonej N czy absorbera (Rysunek 55).



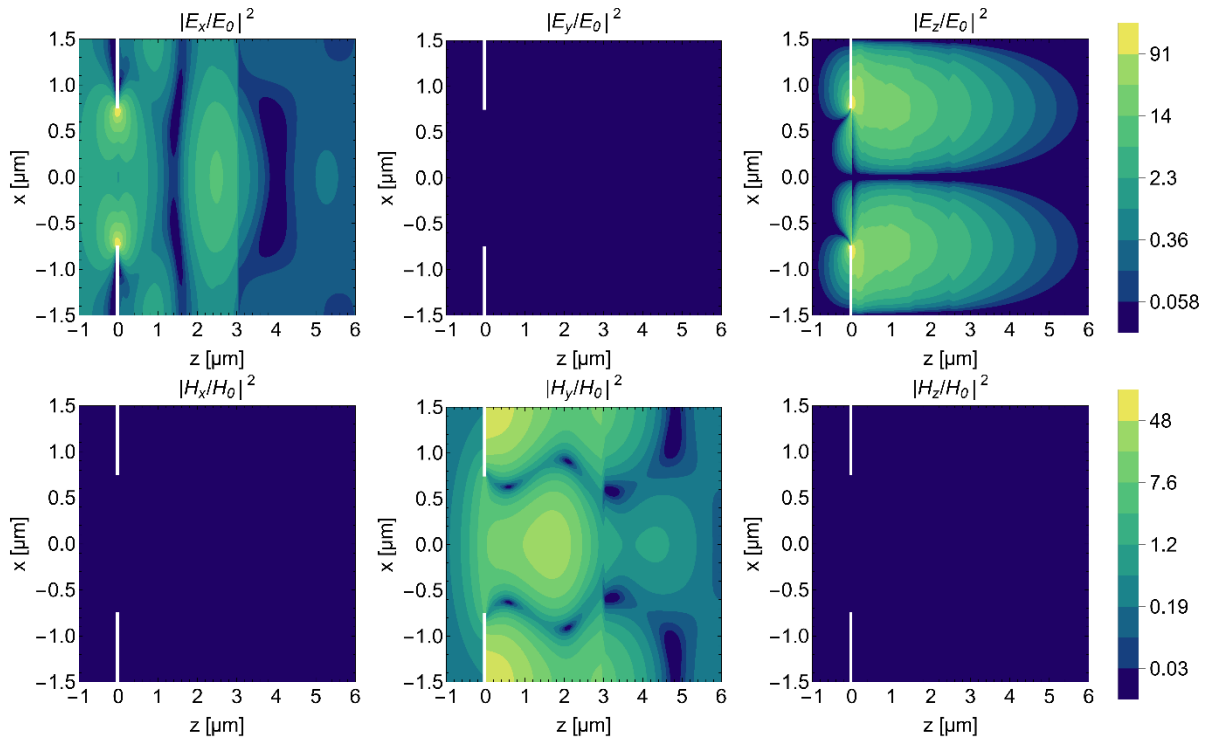
Rysunek 56. Symulacje FDTD detektora fotowoltaicznego z matrycą otworów podfalowych. **Z lewej:** widmo absorpcji w absorberze w strukturze z matrycą otworów podfalowych w metalizacji o okresie $3 \mu\text{m}$ oraz w strukturze referencyjnej bez otworów w metalizacji. **Z prawej:** wzmocnienie pola elektrycznego (stosunek kwadratów modułów) uśrednione w płaszczyźnie równoległej do powierzchni próbki w funkcji głębokości – porównanie rozkładów dla modu plazmonicznego przypadającego dla długości fali $\lambda = 10.51 \mu\text{m}$ oraz falowodowego występującego dla $\lambda = 10.07 \mu\text{m}$.

Hipotezę tę potwierdzają obliczone w symulacjach rozkłady pola elektromagnetycznego. Dla długości fali $\lambda = 10.51 \mu\text{m}$ w przekroju równoległym do powierzchni w połowie głębokości absorbera ($z = 0.5 \mu\text{m}$) dominuje składowa z pola elektrycznego ułożona w formie pasów równoległych do kierunku y (Rysunek 57) oscylujących na kierunku x z okresem odpowiadającym okresowi matrycy $p = 3 \mu\text{m}$ (widoczny na rysunku okres jest dwa razy mniejszy ze względu na nieuwzględnienie fazy). Pole magnetyczne również rozkłada się w formie pasów równoległych do kierunku y , jednak zdominowane jest przez składową y i przesunięte w fazie o $\frac{1}{4}$ okresu. Uwzględniając kierunek polaryzacji fali padającej (pole elektryczne w kierunku x) oznacza to, że mamy do czynienia z falą TM propagującą się w kierunku x , a dokładniej z interferencją dwóch takich fal propagujących się przeciwnie do siebie.



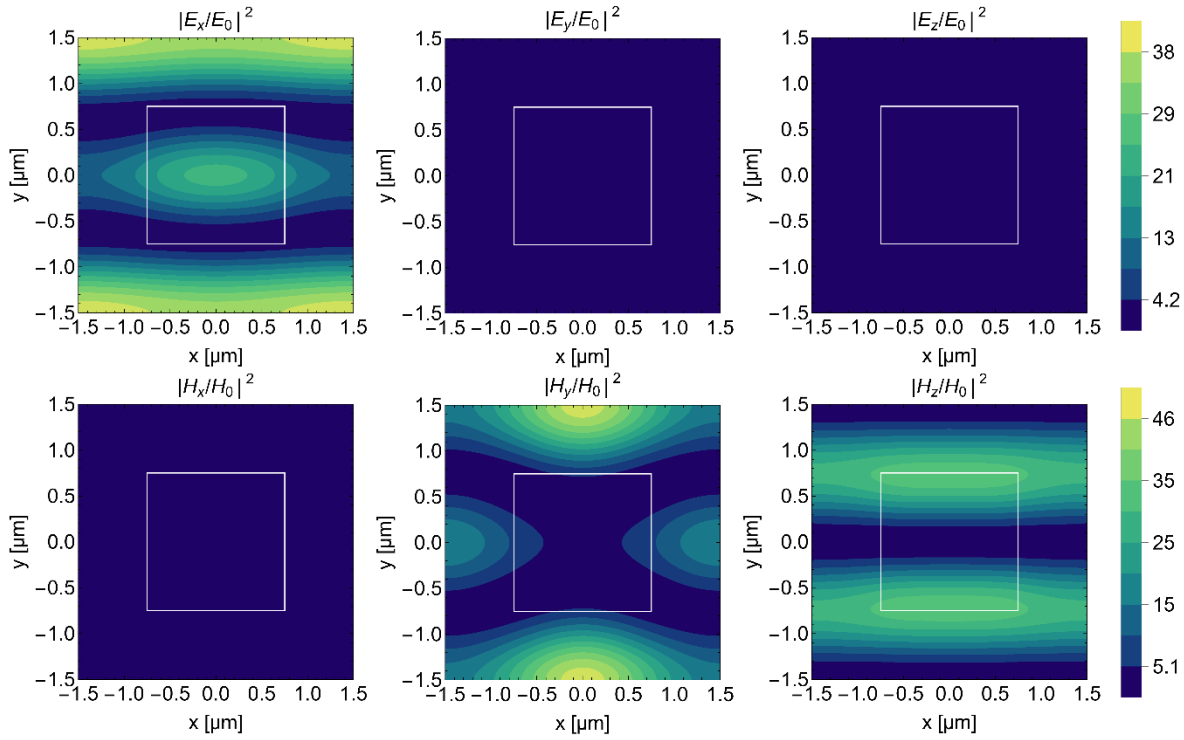
Rysunek 57. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w heterostrukturze detekcyjnej z matrycą otworów podfaliowych (zaznaczone białą ramką) w metalizacji złotej o okresie $3\ \mu\text{m}$ obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xy , na głębokości $z = 0.5\ \mu\text{m}$, dla długości fali $10.51\ \mu\text{m}$ odpowiadającej jednemu z maksimum wzmacnienia (Rysunek 56). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów liniowa.

W przekroju zx prostopadłym do powierzchni struktury przechodzącym przez środek otworu $y = 0$ (Rysunek 58) również widoczne są oscylacje składowej z pola elektrycznego na kierunku x , a ponadto także jej wykładniczy zanik w kierunku z wraz z odległością od metalizacji. Rozkłady te są charakterystyczne dla plazmonów powierzchniowych, więc należy wnioskować, że taki właśnie charakter ma mod o maksimum absorpcji przypadającym dla długości fali $\lambda = 10.51\ \mu\text{m}$. Ze względu na warunki zszycia na granicy ośrodków (ciągłość składowych natężenia pól E i H równoległych do powierzchni granicznej oraz składowych indukcji pól D i B prostopadłych do granicy) w rozkładzie składowej E_z obecne są uskoki równoległe do kierunku x (Rysunek 58) widoczne także w jednowymiarowym rozkładzie pola uśrednionego (Rysunek 56) w związku z dominacją składowej z w całkowitym polu elektrycznym. Rozkład pola magnetycznego w przekroju zx jest bardziej skomplikowany ze względu na interferencje pól fali padającej i wzbudzonej – plazmonicznej (Rysunek 58).



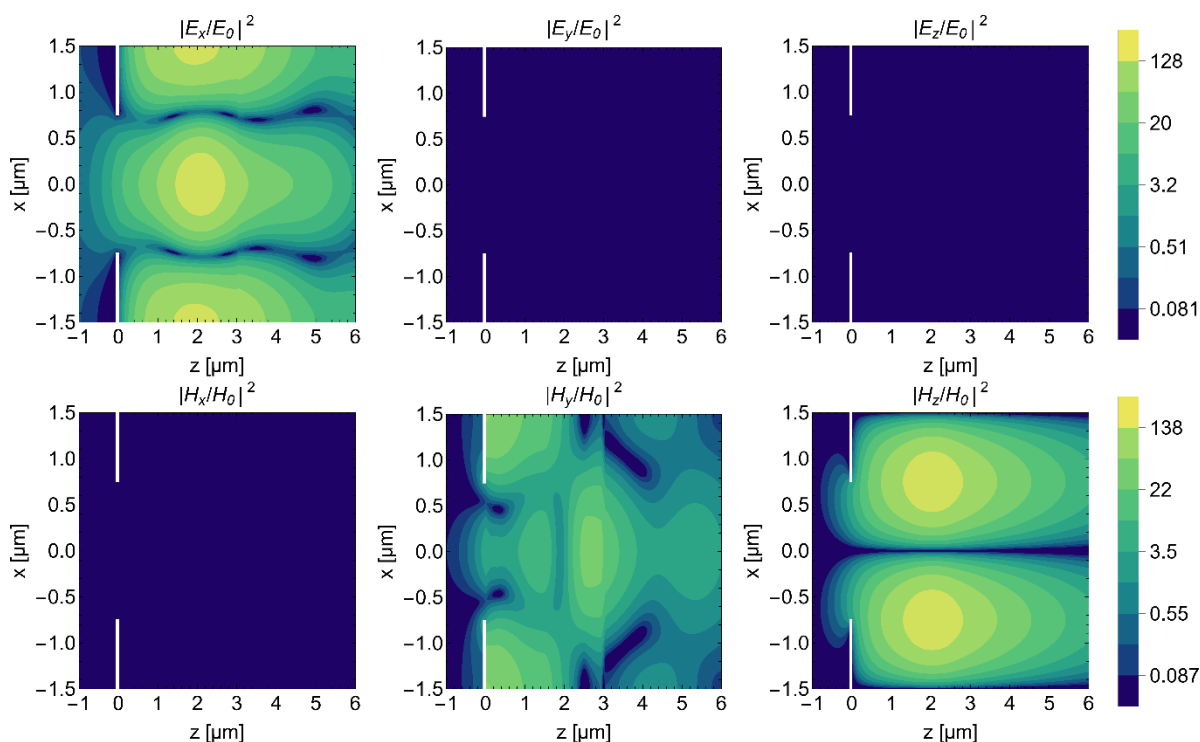
Rysunek 58. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w heterostrukturze detekcyjnej z matrycą otworów podfalowych w metalizacji złotej (zaznaczona białymi liniami, okres $3\ \mu\text{m}$) obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xz , w przekroju przez środek otworu $y = 0\ \mu\text{m}$, dla długości fali $10.51\ \mu\text{m}$ odpowiadającej jednemu z maksimów wzmocnienia (Rysunek 56). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów logarytmiczna.

Dla długości fali $\lambda = 10.07\ \mu\text{m}$ pole elektryczne zdominowane jest przez składową x . W przekroju xy równoległym do metalizacji (Rysunek 59) ułożone jest ono w pasy równoległe do kierunku x i oscyluje wzdłuż kierunku y z okresem odpowiadającym okresowi matrycy $p = 3\ \mu\text{m}$ (na rysunku okres jest dwa razy mniejszy ze względu na nieuwzględnienie fazy). Tak samo zorientowane pasy występują w przypadku pola magnetycznego, które jednak skierowane jest w osi z i przesunięte w fazie o $\frac{1}{4}$ okresu. Mamy zatem do czynienia z interferencją dwóch fal TE propagujących się na kierunku y przeciwnie do siebie.



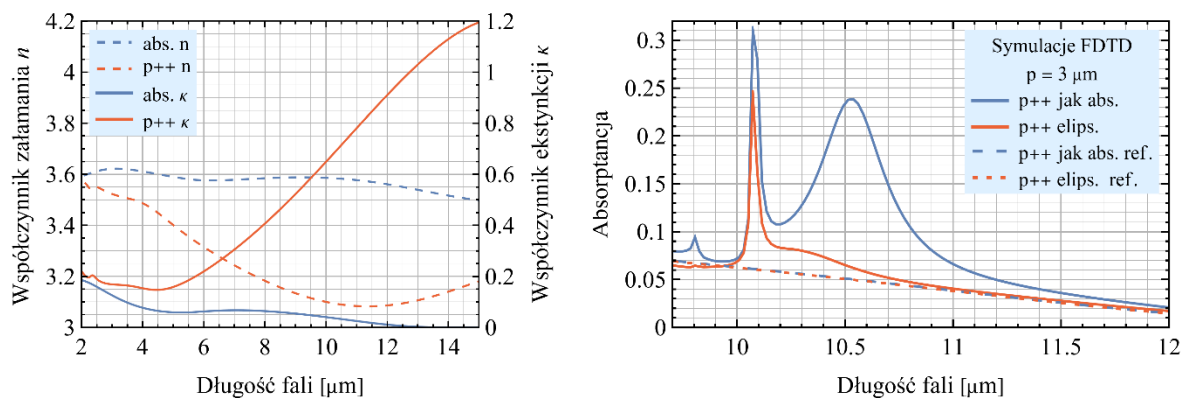
Rysunek 59. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w heterostrukturze detekcyjnej z matrycą otworów podfalowych (zaznaczone białą ramką) w metalizacji złotej o okresie $3\ \mu\text{m}$ obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xy , na głębokości $z = 0.5\ \mu\text{m}$, dla długości fali $10.07\ \mu\text{m}$ odpowiadającej jednemu z maksimum wzmocnienia (Rysunek 56). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów liniowa.

W przekroju zy prostopadłym do struktury przechodzącym przez środek otworu $x = 0$ poza oscylacjami składowych E_x i H_z na kierunku y widzimy także, że pola te swoje maksimum osiągają w buforze GaSb ($z = 2\ \mu\text{m}$) i stopniowo zanikają przy wnikanii w sąsiednie warstwy. Zachowanie takie jest charakterystyczne dla modów falowodowych, a więc taką naturę należy przypisywać wzbudzeniu związanemu z maksimum absorpcji na długości fali $10.07\ \mu\text{m}$. W przypadku tego modu nie obserwujemy uskoków pola elektrycznego (Rysunek 56 i Rysunek 60), ponieważ dominuje w nim składowa równoległa do granicy ośrodków. Uskoki mogłyby występować w rozkładzie składowej H_z , jednak nie są widoczne ze względu na pomijalnie małe różnice w przenikalności magnetycznej poszczególnych materiałów. Rozkład składowej y pola magnetycznego jest podobny jak dla długości fali $10.51\ \mu\text{m}$ (Rysunek 58), co wynika z szerokości spektralnej modu plazmonicznego przekrywającego się częściowo z modem falowodowym.

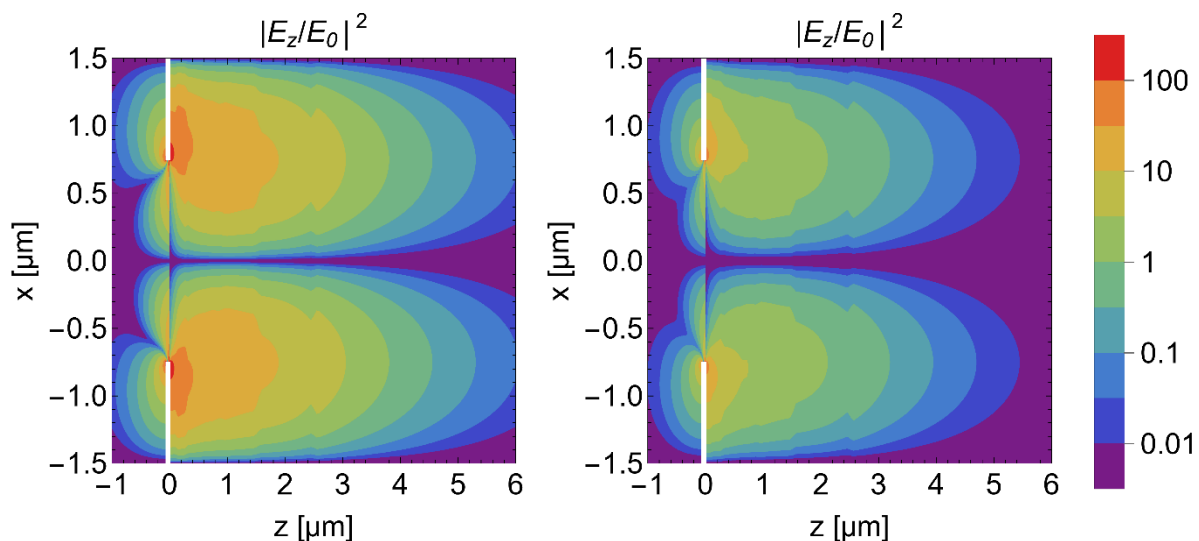


Rysunek 60. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w heterostrukturze detekcyjnej z matrycą otworów podfaliowych w metalizacji złotej (zaznaczona białymi liniami, okres 3 μm) obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xy , w przekroju przez środek otworu $x = 0 \mu\text{m}$, dla długości fali 10.07 μm odpowiadającej jednemu z maksimum wzmocnienia (Rysunek 56). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów logarytmiczna.

W celu uzyskania niskiej rezystancji kontaktowej oraz dobrego dopasowania pasm walencyjnych w heterostrukturze, warstwa podkontaktowa $p++$ w zaproponowanej architekturze (Tabela 10) jest domieszkowana gradientowo - przy granicy z barierą koncentracja akceptorów wynosi 10^{18} cm^{-3} po czym rośnie do wartości $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ na powierzchni struktury. Ze względu na trudność w modelowaniu gradientowego materiału symulacje wykonano dla dwóch skrajnych przypadków. W pierwszym, którego wyniki przedstawiono powyżej, zaniedbano wpływ podwyższonego domieszkowania w warstwie $p++$ i przyjęto, że jej własności optyczne (współczynnik załamania i ekstynkcji) są takie same, jak dla absorbera. W drugim, przedstawionym poniżej (Rysunek 61), dla warstwy podkontaktowej $p++$ użyto współczynnika załamania i ekstynkcji uzyskanego w pomiarach elipsometrycznych materiału o jednorodnym domieszkowaniu $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Przypadki te różnią się istotnie współczynnikami ekstynkcji, który ze względu na zjawisko absorpcji na wolnych nośnikach w przypadku materiału o koncentracji $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ rośnie wraz z długością fali i w zakresie LWIR jest o ponad rząd wielkości większy w porównaniu do materiału niskodomieszkowanego.



Rysunek 61. Wpływ wysokiego domieszkowania warstwy podkontaktowej typu p++ na wzbudzenie modów w heterostrukturze detekcyjnej z matrycą otworów podfaliowych w metalizacji złotej. **Z lewej:** współczynniki załamania ekstynkcji absorbera (o domieszkowaniu jednorodnym 10^{18} cm^{-3}) i warstwy p++ (o domieszkowaniu jednorodnym $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) uzyskane w pomiarach elipsometrycznych. **Z prawej:** wyniki symulacji FDTD absorpcji w warstwie absorbera przy zastosowaniu dla warstwy podkontaktowej danych współczynnika załamania i ekstynkcji takich jak dla absorbera, bądź uzyskanych w pomiarach elipsometrycznych warstwy o jednorodnym domieszkowaniu $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

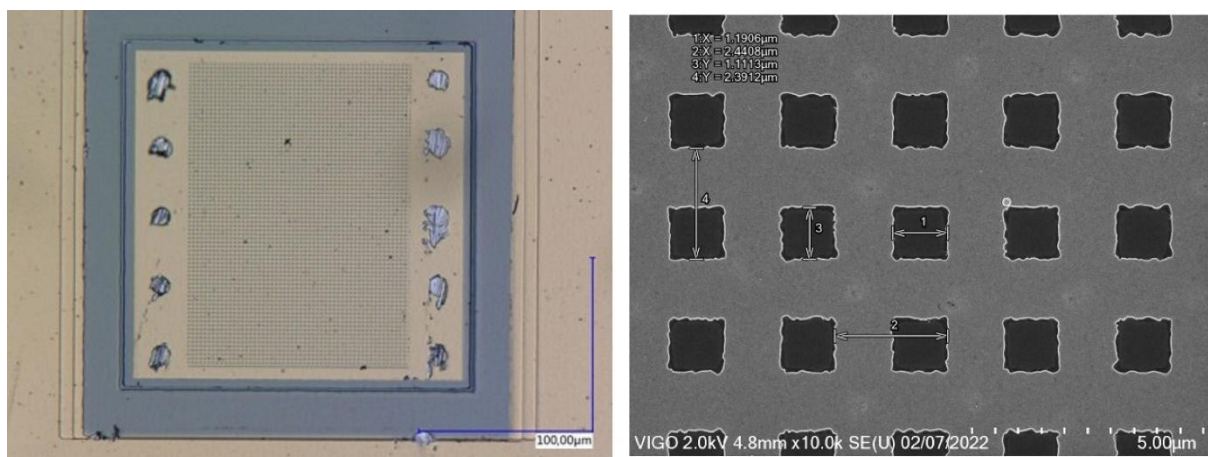


Rysunek 62. Rozkłady składowej z pola elektrycznego w przekroju zx prostopadłym do powierzchni struktury i przechodzącym przez środek otworu w metalizacji obliczone długości fali $10.51 \mu\text{m}$. **Z lewej:** wyniki symulacji FDTD z zastosowaniem takich samych współczynników załamania i ekstynkcji dla warstwy podkontaktowej p++ co dla absorbera. **Z prawej:** wyniki symulacji FDTD z zastosowaniem dla warstwy podkontaktowej p++ współczynników załamania i ekstynkcji uzyskanych w pomiarach elipsometrycznych materiału o koncentracji akceptorów $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Wpływ domieszkowania na własności optyczne przekłada się znacząco na intensywność wzbudzanych modów. Po uwzględnieniu wysokiego domieszkowania warstwy podkontaktowej mod faliowodowy (długości fali ok. $10.07 \mu\text{m}$) ulega osłabieniu o ok. 25% przy zachowaniu położenia, natomiast mod plazmoniczny (długości fali ok. $10.51 \mu\text{m}$) niemalże przestaje być widoczny na charakterystyce spektralnej absorpcji (Rysunek 61). Rozkład pola elektrycznego dla długości fali $10.51 \mu\text{m}$ (Rysunek 62) pod względem jakościowym jest podobny w przypadku obu podejść do warstwy p+, jednak wzmocnienie pola jest o rząd wielkości niższe przy uwzględnieniu wysokiego domieszkowania warstwy p++, po uśrednieniu w objętości absorbera nieznacznie przekraczając jedność, co skutkuje niską absorpcją. Plazmony powierzchniowe są zatem wzbudzane, jednak znacznie słabiej niż w przypadku potraktowania warstwy podkontaktowej tak jak absorbera. Wskazuje to na dużą rolę kontrastu współczynnika

ekstynkcji pomiędzy materiałami, na granicy których ma być wzbudzony plazmon – musi być on bardzo wysoki, aby wzbudzenie było efektywne. Najsilniejsze wzmocnienie pola (ok. 25-krotne po uśrednieniu po objętości odpowiadającej warstwie absorbera) obserwujemy, gdy metalizacja z matrycą otworów położona jest na podłożu całkowicie dielektrycznym (Rysunek 25). Gdy z metalem sąsiaduje warstwa o niezerowym, ale niezbyt silnym pochłanianiu (przypadek potraktowania warstwy podkontaktowej jak absorbera) wzmocnienie absorpcji jest ok. 5-krotne, natomiast gdy warstwa podkontaktowa jest silnie absorbująca (przypadek symulacji z dedykowanymi danymi materiałowymi warstwy podkontaktowej) wzrost wynosi już tylko ok. 30%.

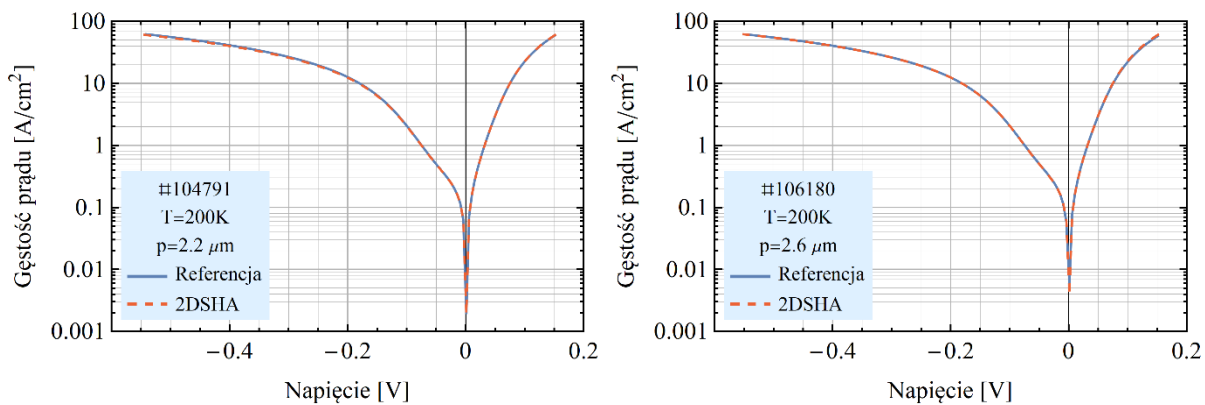
Wykorzystując jedną z osadzonych heterostruktur półprzewodnikowych (z absorberem o grubości $0.35\ \mu\text{m}$) wykonano processing w celu wytworzenia detektorów z plazmonicznym wzmocnieniem absorpcji. Dwuwymiarowe matryce otworów podfalowych w metalizacji o okresach 2.2, 2.4, 2.6, 2.8 i $3.0\ \mu\text{m}$ wytworzone zostały przy wykorzystaniu litografii elektronowej. Zdjęcia jednej z nich wykonane mikroskopem optycznym oraz elektronowym przedstawione są poniżej (Rysunek 63).



Rysunek 63. Dwuwymiarowa matryca otworów podfalowych w metalizacji wytworzona metodą litografii elektronowej na heterostrukturze półprzewodnikowej. **Z lewej:** zdjęcie z mikroskopu optycznego przedstawiające matrycę na wytrawionej mesie. Po jej bokach widoczne są kolumnienki (ang. bumps) indowe służące do montażu odwróconego (ang. flip-chip). Naokoło widoczna jest metalizacja spodnia diody. **Z prawej:** zdjęcie ze skaningowego mikroskopu elektronowego (ang. SEM) przedstawiające matrycę w powiększeniu wraz z oznaczonymi rozmiarami otworów i okresami.

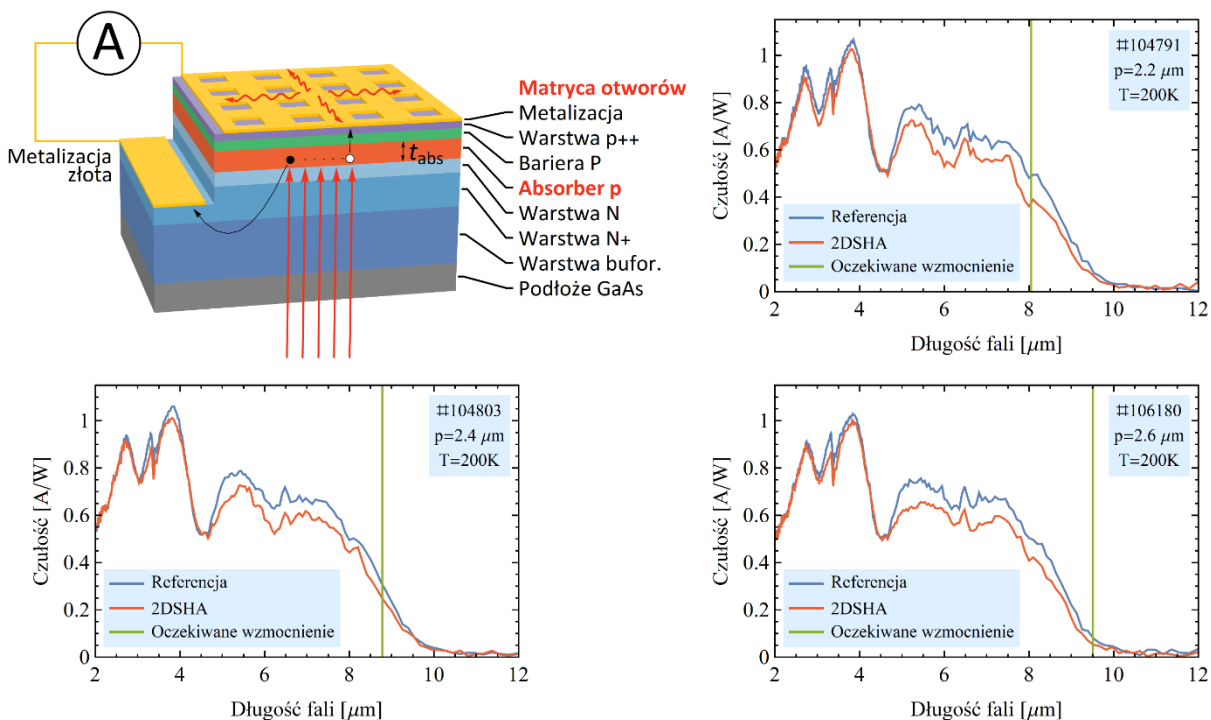
Zdjęcia matrycy ujawniają jej akceptowalną jakość – rozmiar i kształt otworów są zbliżone do zamierzonych, nie widać pozostałości niepożądanych substancji (np. rezystu, co niekiedy bywa problemem), uzysk procesu lift-off jest wysoki, tzn. złoto zostało skutecznie usunięte ze zdecydowanej większości otworów w metalizacji.

Wytworzone w ten sposób struktury detekcyjne zamontowane zostały na czterostopniowych chłodziarkach termoelektrycznych a następnie scharakteryzowane elektrycznie i optycznie w temperaturze 200 K. Zmierzone charakterystyki prądowo-napięciowe detektorów z matrycami otworów podfalowych są zgodne z oczekiwaniami oraz identyczne do charakterystyk detektorów referencyjnych (Rysunek 64), co świadczy o prawidłowym wykonaniu detektorów.



Rysunek 64. Charakterystyki prądowo-napięciowe detektorów z dwuwymiarowymi matrycami otworów podfalowych w metalizacji (2DSHA) o różnych okresach oraz detektorów referencyjnych zmierzone w temperaturze 200 K. Widoczne niemal całkowite pokrycie obu krzywych świadczy o prawidłowym wytworzeniu detektorów z matrycą otworów podfalowych w metalizacji.

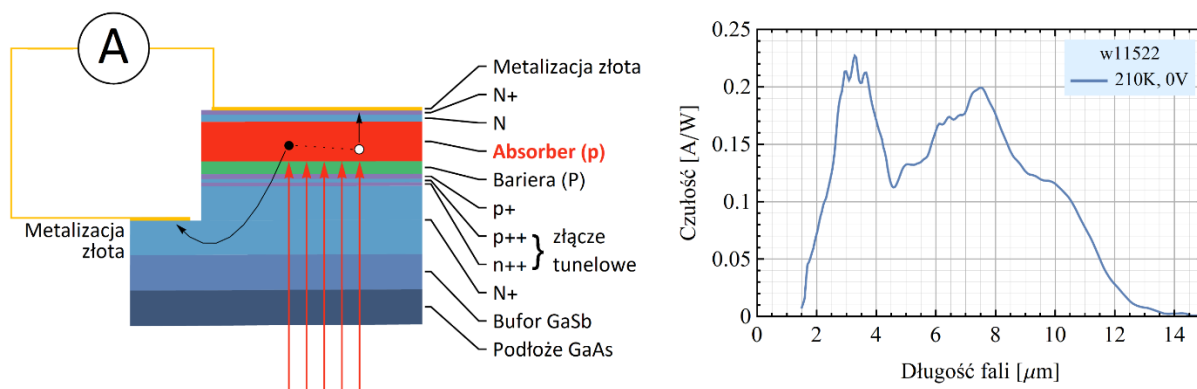
Detektorom zmierzono także spektralne charakterystyki czułości prądowej (Rysunek 65). Niestety, wbrew oczekiwaniom nie wykazują one rezonansowego wzmocnienia plazmonicznego. Czułości detektorów z matrycami otworów podfalowych są w szerokim zakresie spektralnym nieznacznie niższe od czułości detektorów referencyjnych, co prawdopodobnie wynika ze zmniejszonego współczynnika odbicia nieciągłej metalizacji w porównaniu z ciągłą.



Rysunek 65. Z lewej u góry: schemat detektora fotowoltaicznego z dwuwymiarową matrycą otworów podfalowych w metalizacji. Na pozostałych pozycjach: spektralne charakterystyki czułości prądowej detektorów fotowoltaicznych z dwuwymiarowymi matrycami otworów podfalowych w metalizacji (2DSHA) o różnych okresach oraz detektorów referencyjnych zmierzone w temperaturze 200 K. Zielonymi liniami zaznaczono długości fali, dla których oczekiwano wzmocnienia czułości na podstawie modelowania.

6.5.2 DETEKTORY Z WARSTWĄ TYPU N NA WIERZCHU

Z uzyskanych wyników pomiarów transmisji matrycy otworów w metalizacji na strukturze półprzewodnikowej (rozdział 6.4) można wnioskować, że własności warstwy p++ nie blokują generacji plazmonów, choć ją osłabiają. Prawdopodobnie zaobserwowany problem braku wzmocnienia czułości (rozdział 6.5.1) polega zatem nie na samym wzbudzaniu plazmonów, ale na słabym wnikaniu związanego z nimi pola elektrycznego w głąb struktury półprzewodnikowej, w szczególności w głąb absorbera. Wskazują na to także wyniki symulacji FDTD uwzględniających wpływ wysokiego domieszkowania na własności optyczne warstwy p++. Może być to związane nie tylko z własnościami warstwy p++ ale także bariery AlGaAsSb.



Rysunek 66. Fotodioda o odwróconej architekturze. **Z lewej:** schemat architektury detektora. **Z prawej:** czułość detektora testowego (z ciągłą metalizacją, bez matrycy otworów).

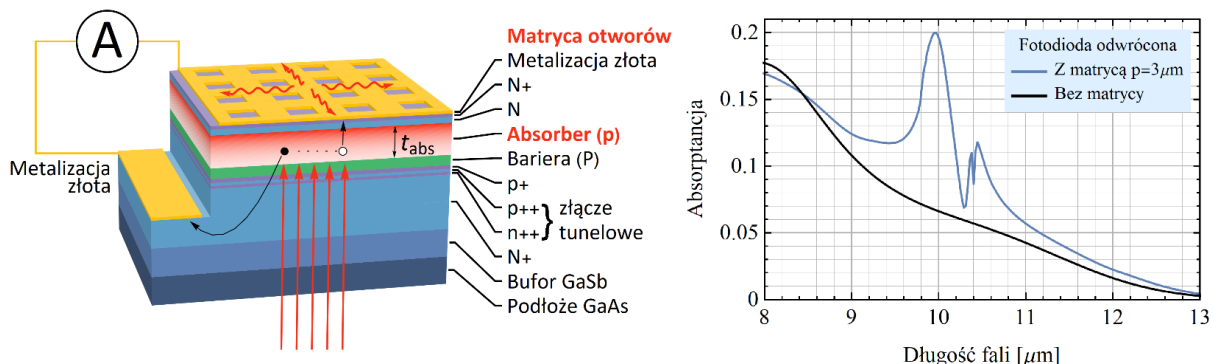
Rola	Typ	Materiał	Grubość [μm]	Domieszkowanie
Metalizacja z otworami		Au	0.05	n.d.
Metalizacja z otworami		Ti	0.005	n.d.
Warstwa podkontaktowa	N+	InAs:Si / InAsSb:Si	0.06	10^{18} cm^{-3}
Warstwa zubożona	N	InAs / InAsSb	0.10	n.i.d.
Absorber	p	InAs:Be / InAsSb:Be	0.56	10^{16} cm^{-3}
Bariera	p	AlGaAsSb	0.17	$> 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
Złącze tunelowe	p+	InAs:Be / InAsSb:Be	0.06	10^{18} cm^{-3}
	p++	InAs:Be / InAsSb:Be	0.05	10^{19} cm^{-3}
	n++	InAs:Si / InAsSb:Si	0.05	10^{19} cm^{-3}
Warstwa podkontaktowa	N+	InAs:Si / InAsSb:Si	1.03	10^{18} cm^{-3}
Bufor	U	GaSb	1.88	n.i.d.
Bufor	U	GaAs	0.25	n.i.d.
Podłoże	U	GaAs	500	SI

Tabela 11. Architektura półprzewodnikowa heterostruktur fotowoltaicznej o odwróconej kolejności warstw wykorzystana do detektorów z matrycami otworów podfalowych w metalizacji.

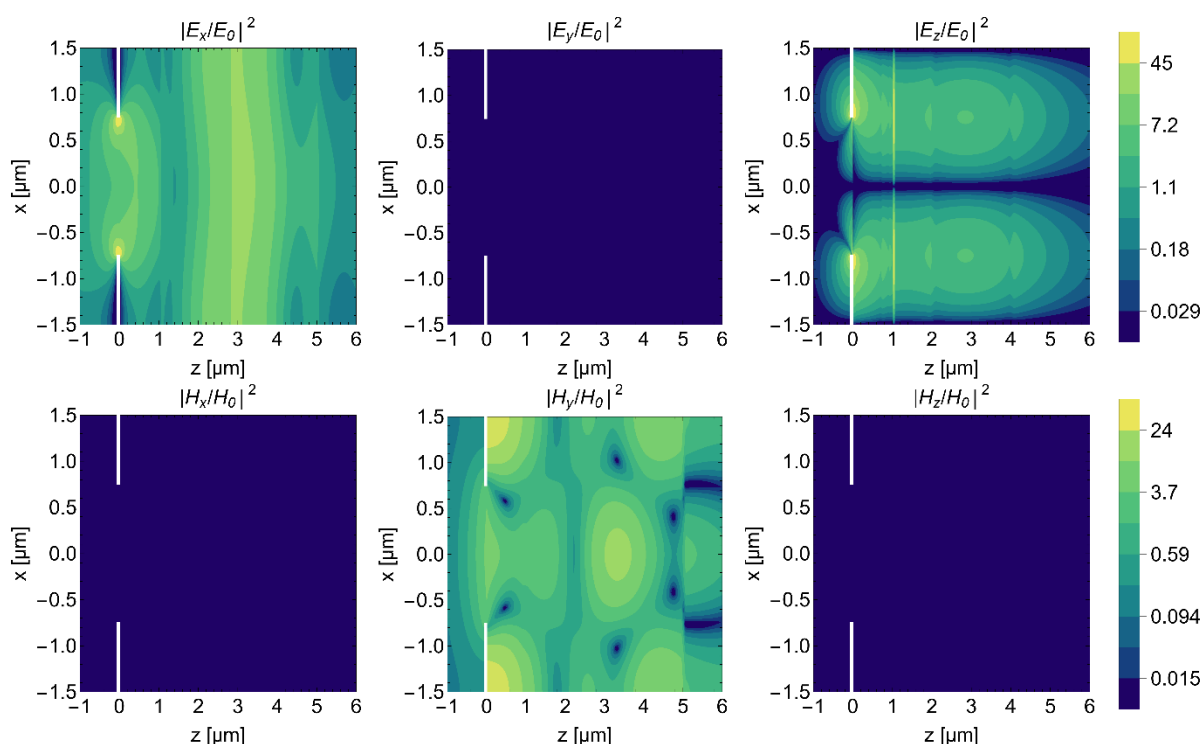
W przypadku, gdyby za brak plazmonicznego wzmocnienia czułości odpowiedzialne były warstwy p++ i barierowa usytuowane w sąsiedztwie metalizacji z matrycą otworów, rozwiązaniem może być odwrócenie architektury detektora – tak, aby między absorberem i metalizacją z matrycą otworów znajdowała się jedynie warstwa N+, natomiast warstwy barierowa i p+ położone były po jego drugiej stronie. Aby nie doprowadzić do dużego wzrostu rezystancji szeregowej, takie rozwiązanie wymaga dodatkowo zastosowania złącza tunelowego – tak, aby transport lateralny do dolnego kontaktu odbywał się w warstwie N+, o znacznie wyższej przewodności niż p++ ze względu na ruchliwość nośników. Heterostruktura o takiej architekturze (Tabela 11) została więc osadzona oraz wstępnie scharakteryzowana (Rysunek 66) – uzyskana na detektorze testowym czułość jest porównywalna z wynikami uzyskanymi dla

oryginalnej architektury, a więc heterostruktura ta nadaje się do dalszego wykorzystania - wytworzenia detektorów z matrycą otworów w metalizacji i sprawdzenia, czy w takiej konfiguracji dojdzie do plazmonicznego wzmocnienia czułości.

Wykorzystując wyznaczone elipsometrycznie dyspersje współczynników załamania i ekstynkcji materiałów wykonano symulacje FDTD struktury o odwróconej architekturze z matrycą otworów podfaliowych o okresie 3 μm . Uzyskane wyniki wykazują wyraźne, około trzykrotne wzmocnienie pochłaniania w absorberze dla długości fali 9.97 μm (Rysunek 67).



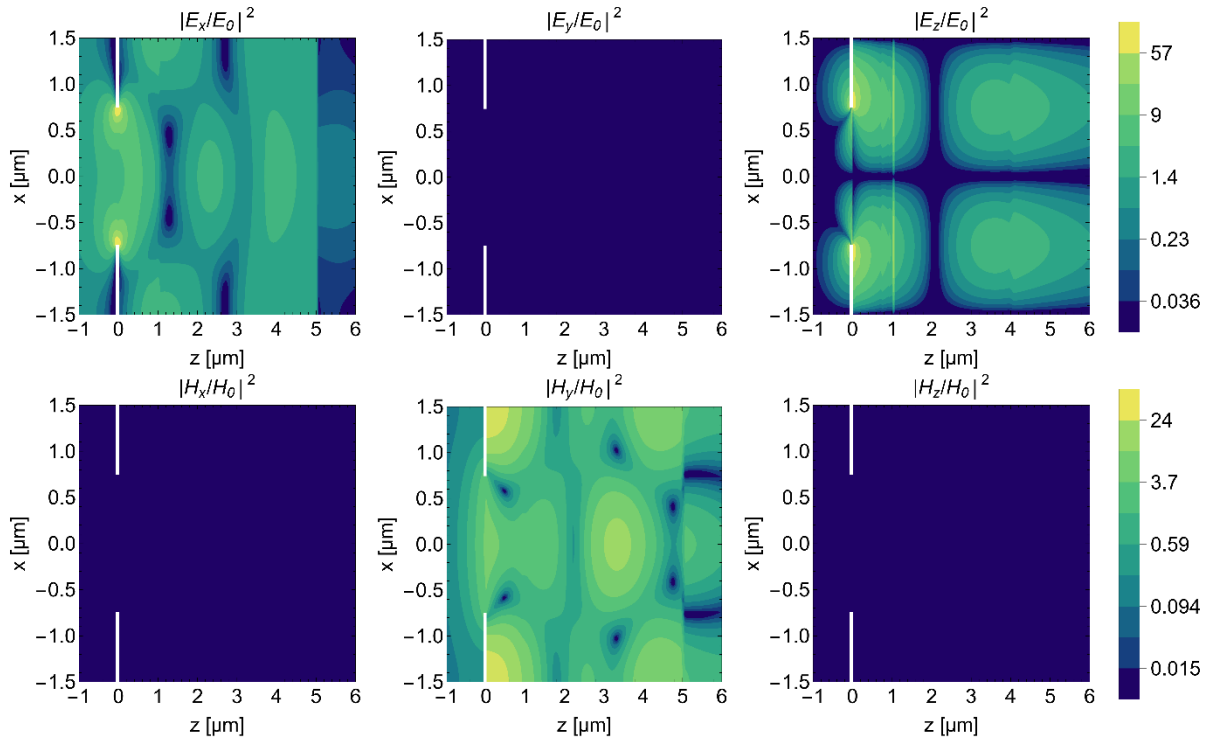
Rysunek 67. Modelowanie fotodiody o odwróconej kolejności warstw, wyposażonej w matrycę otworów podfaliowych w metalizacji. **Z lewej:** schemat detektora. **Z prawej:** wyniki symulacji absorpcji w warstwie absorbera detektora z i bez otworów w metalizacji.



Rysunek 68. Rozkład pola elektromagnetycznego w heterostrukturze detekcyjnej o odwróconej kolejności warstw z matrycą otworów podfaliowych w metalizacji złotej (zaznaczona białymi liniami, okres 3 μm) obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie xz , w przekroju przez środek otworu $y = 0 \mu\text{m}$, dla długości fali 10.5 μm odpowiadającej jednemu z maksimum wzmocnienia (Rysunek 67). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów logarytmiczna.

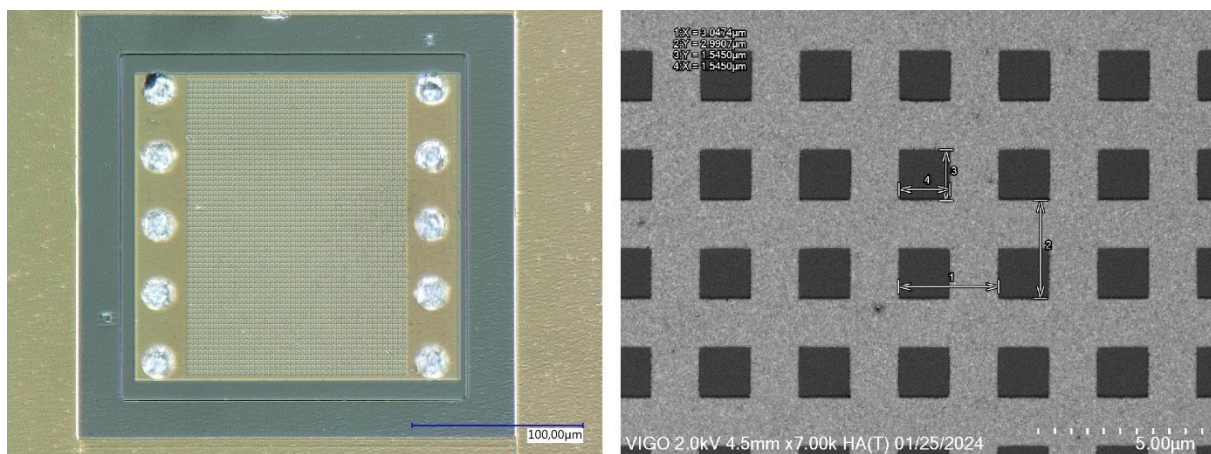
Dla długości fali 10.5 μm występuje drugie, słabsze maksimum, odpowiadające około dwukrotnemu wzmocnieniu. Rozkład pola elektromagnetycznego dla tego modu (Rysunek 68) jest bardzo podobny, jak dla detektora o standardowej kolejności warstw (Rysunek 58) – w przekroju zx prostopadłym do metalizacji przechodzącym przez środek otworu obserwujemy silne wzmocnienie składowej z pola elektrycznego na granicy metalu z półprzewodnikiem, wykładniczo zanikające wraz z głębokością w półprzewodniku i oscylujące w kierunku x równoległym do metalizacji.

Inaczej wygląda natomiast rozkład pola elektrycznego, w szczególności składowej z , obliczony dla długości fali 9.97 μm , dla której wzmocnienie absorpcji jest najsilniejsze. Wykładniczy zanik jest zaburzony na głębokości 2.08 μm , gdzie natężenie pola elektrycznego w kierunku z spada do zera i dochodzi do zmiany fazy na przeciwną (Rysunek 69). Głębokość ta odpowiada granicy dolnej warstwy kontaktowej N^{++} oraz bufora GaSb. Efekt ten prawdopodobnie wynika z interferencji dwóch modów – plazmonicznego, oraz falowodowego TM, zlokalizowanego w warstwie buforowej GaSb, która ma wyższy współczynnik załamania, niż sąsiadująca z nim supersieć oraz podłoże GaAs.



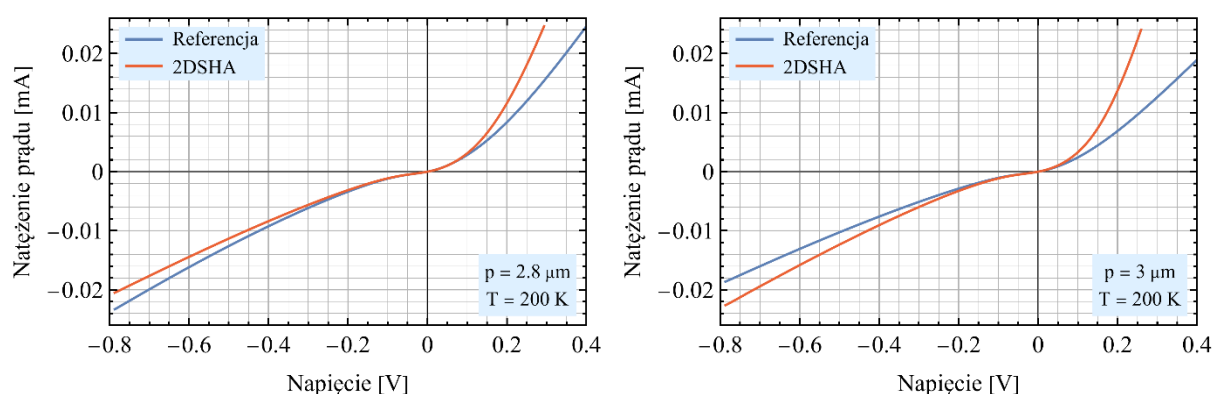
Rysunek 69. Rozkład pola elektromagnetycznego w heterostrukturze detekcyjnej o odwróconej kolejności warstw z matrycą otworów podfalowych w metalizacji złotej (zaznaczona białymi liniami, okres 3 μm) obliczony w symulacjach FDTD w płaszczyźnie zx , w przekroju przez środek otworu $y = 0$ μm , dla długości fali 9.97 μm odpowiadającej jednemu z maksimum wzmocnienia (Rysunek 67). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a x jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Skala kolorów logarytmiczna.

Wykorzystując heterostrukturę fotowoltaiczną o odwróconej kolejności warstw przedstawioną na początku tego podrozdziału (Rysunek 66, Tabela 11) wykonano detektory z matrycami otworów w metalizacji o okresach 2.4, 2.6, 2.8, 3.0 i 3.2 μm i szerokości otworu równej połowie okresu. Siatki metaliczne wykonane zostały metodą litografii elektronowej, parowania tytanu (5 nm) i złota (150 nm) oraz lift-offu, a następnie zobrazowane mikroskopem optycznym i elektronowym



Rysunek 70. Dwuwymiarowa matryca otworów podfalowych w metalizacji wytworzona metodą litografii elektronowej na heterostrukturze półprzewodnikowej o odwróconej kolejności warstw. **Z lewej:** zdjęcie z mikroskopu optycznego przedstawiające matrycę na wytrawionej mesie. Po jej bokach widoczne są kolumnienki (ang. bumps) indowe służące do montażu odwróconego (ang. flip-chip). Naokoło widoczna jest metalizacja spodnia diody. **Z prawej:** zdjęcie ze skaningowego mikroskopu elektronowego (ang. SEM) przedstawiające matrycę w powiększeniu wraz z oznaczonymi rozmiarami otworów i okresami.

Zdjęcia pokazują wysoką jakość struktur – kształt otworów jest bardzo bliski kwadratowego, rozmiary zgodne z planowanymi, krawędzie gładkie, a powierzchnia aktywna pozbawiona defektów (Rysunek 70). Struktury detekcyjne, zawierające po dwa elementy aktywne – jeden z otworami w metalizacji i drugi, referencyjny, bez otworów – zamontowane zostały na czterostopniowych chłodziarkach termoelektrycznych, zahermetyzowane i scharakteryzowane w temperaturze 200 K, a wyniki dla dwóch wybranych okresów przedstawiono poniżej (Rysunek 71, Rysunek 72).

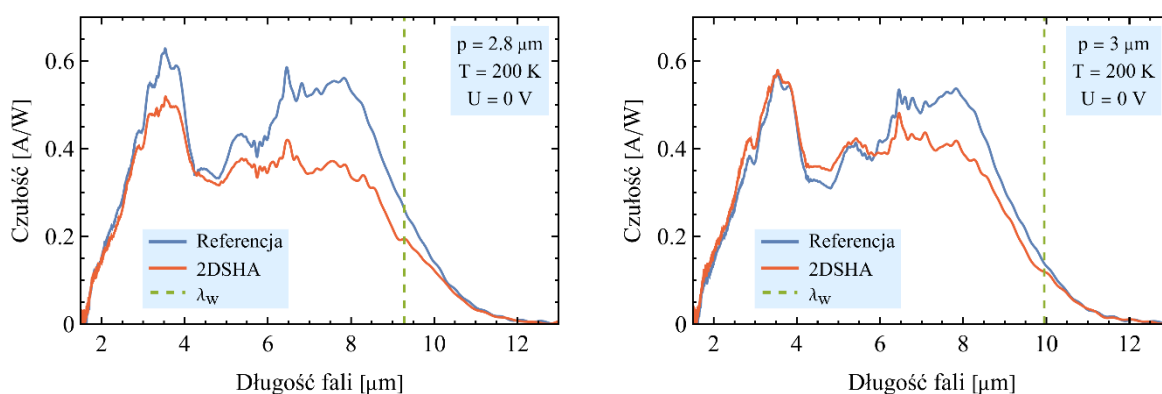


Rysunek 71. Charakterystyki prądowo-napięciowe detektorów fotowoltaicznych o odwróconej kolejności warstw z dwuwymiarowymi matrycami otworów podfalowych w metalizacji (2D SHA) zmierzone w temperaturze 200 K. **Z lewej:** wyniki dla detektora z matrycą o okresie 2.8 μm i detektora referencyjnego. **Z prawej:** wyniki dla detektora z matrycą o okresie 3.0 μm i detektora referencyjnego.

Charakterystyki prądowo-napięciowe są podobne dla struktur z otworami w metalizacji i struktur referencyjnych (Rysunek 71), obserwujemy jedynie różnicę w rezystancji szeregowej, która jest większa w przypadku struktur referencyjnych, co objawia się w kierunku przewodzenia odchyleniem charakterystyki ku wyższym napięciom. Wynika to z wytwarzania obu metalizacji w osobnych procesach – w przypadku metalizacji referencyjnej prawdopodobnie powierzchnia nie była wystarczająco czysta przed naparowaniem metalizacji,

co poskutkowało podwyższoną rezystancją kontaktową oraz pogorszoną adhezją (na części struktur doszło do oderwania metalizacji referencyjnej od półprzewodnika).

Detektory poddano także pomiarom spektralnym (Rysunek 72). Niestety nie zaobserwowano wyraźnego wzmocnienia czułości prądowej, jakie przewidywały symulacje (Rysunek 67). Dla większości okresów czułość elementów z otworami w metalizacji jest niższa od referencji, co wynika prawdopodobnie z niższego współczynnika odbicia nieciągłej metalizacji. Dla długości fali, dla których oczekiwano wzmocnienia, widać niewielkie wzniesienia charakterystyk detektorów z matrycami otworów, jednak są one słabsze od wspomnianego osłabienia i trudno jednoznacznie stwierdzić, czy pochodzą od wzbudzonych w strukturze plazmonów.



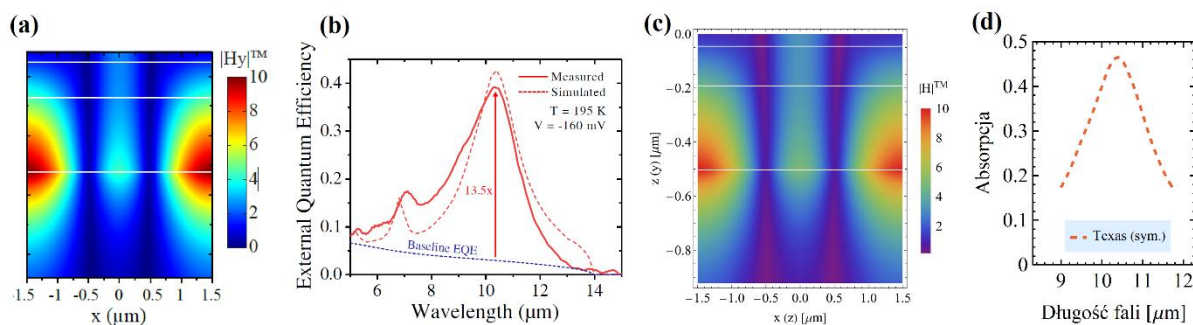
Rysunek 72. Spektralne charakterystyki czułości prądowej detektorów fotowoltaicznych o odwróconej kolejności warstw z dwuwymiarowymi matrycami otworów podfalowych w metalizacji (2DSHA) zmierzone w temperaturze 200 K bez przyłożonego napięcia. Zielonymi, przerywanymi liniami zaznaczono długości fali λ_w , dla których oczekiwano wzmocnienia czułości. **Z lewej:** czułość detektora z matrycą o okresie 2.8 μm i detektora referencyjnego. **Z prawej:** czułość detektora z matrycą o okresie 3.0 μm i detektora referencyjnego.

Poza rolą warstwy kontaktowej p++, hipotetycznym powodem braku wzmocnienia czułości w wynikach pomiarów pomimo jego występowania w symulacjach był także wpływ kleju typu *underfiller* wypełniającego przestrzeń między strukturą detekcyjną a podkładką krzemową. Ze względu na zmianę współczynnika załamania po zewnętrznej stronie matrycy otworów podfalowych mógł on zaburzać jej działanie. Hipoteza ta została jednak wykluczona eksperymentalnie poprzez wytworzenie detektorów pozbawionych *underfillera*, w których struktura detekcyjna była przymocowana do podkładki jedynie na brzegach, pozostawiając pustą przestrzeń w sąsiedztwie matrycy – przyrządy te również nie wykazały wzmocnienia czułości. Powodem rozbieżności pomiędzy wynikami symulacji i eksperymentów może być też trochę inne oświetlenie – w symulacjach idealną, spolaryzowaną falą płaską generowaną przez źródło umieszczone w podłożu, natomiast w pomiarach czułości – wiązką lekko zbieżną i niespolaryzowaną, pochodzącą z zewnątrz detektora.

6.6 SYMULACJE I POMIARY DETEKTORÓW Z WYSOKODOMIESZKOWANĄ WARSTWĄ N++

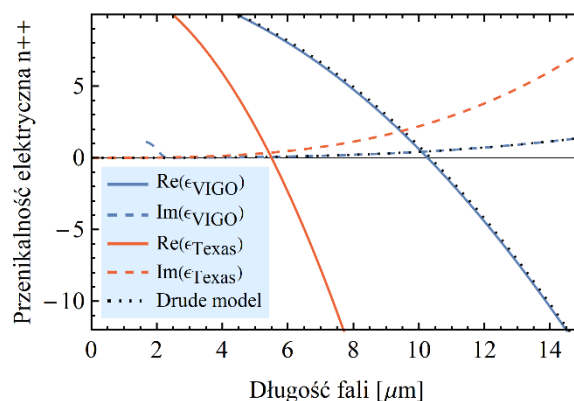
W związku z negatywnymi wynikami detektorów z matrycami otworów podfalowych w metalizacji rozważono alternatywną koncepcję detektora podczerwieni z plazmonicznym wzmocnieniem czułości zaproponowaną na Uniwersytecie Tekszańskim w Austin [46], [95], [96]. Jest to przyrząd typu nBn wyposażony w siatkę wysp metalicznych na wierzchu i oświetlany od góry. Podobnie jak omawiana wcześniej fotodioda bazuje on na supersieci InAs/InAsSb, jednak w przypadku tego detektora plazmony indukowane są na granicy absorbera oraz warstwy N++, której domieszkowanie jest na tyle wysokie (ok. $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), że w rozważanym zakresie długości fal posiada ona własności metaliczne. Siatka wysp metalicznych służy natomiast do sprzęgania plazmonów, tj. wprowadzania składowej pędu równoległej do powierzchni detektora niezbędnej do wzbudzenia plazmonów.

Prace nad tym detektorem rozpoczęto od próby odtworzenia wyników przedstawionych w artykule [95]. Wykonano symulacje FDTD opisanej struktury bazując na danych z publikacji [95] i uzyskano wyniki niemal identyczne do tych uzyskanych przez grupę z Austin (Rysunek 73), co stanowi potwierdzenie poprawności użycia wybranych metod numerycznych. Następnie przystąpiono do wykonania takiego detektora w laboratoriach VIGO Photonics. Kluczowym elementem tego przyrządu a jednocześnie największym wyzwaniem technologicznym jest wysoko domieszkowany półprzewodnik n++ (w przytoczonej pracy koncentracja donorów wynosiła $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), który charakteryzuje się własnościami metalicznymi dla zakresu LWIR (ujemna część rzeczywista przenikalności elektrycznej dla długości fali powyżej $5.5 \mu\text{m}$).



Rysunek 73. Wyniki symulacji detektora PIQUE. **(a, b)** Wyniki symulacji przedstawione w publikacji grupy z Uniwersytetu Tekszańskiego w Austin [95] - rozkład pola magnetycznego oraz charakterystyka spektralna wydajności kwantowej. **(c, d)** Wyniki uzyskane przez doktoranta - rozkład pola magnetycznego i widmo absorpcji.

Podjęto próby wytworzenia powyżej opisanego półprzewodnika typu n++ w laboratoriach VIGO. Przy pierwszym podejściu uzyskano koncentrację donorów $1.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Materiał scharakteryzowano przy użyciu elipsometrii spektroskopowej i uzyskano charakterystyki przenikalności elektrycznej, które bardzo dobrze opisywane są modelem Drudego (Rysunek 74). Niestety, przejście części rzeczywistej przenikalności elektrycznej przez 0 występuje dla długości fali powyżej 10 μm , a więc zbyt dużej, aby uzyskać efekt plazmoniczny w okolicach 10.6 μm . W kolejnej próbie udało się zwiększyć koncentrację donorów do poziomu $2.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, niestety kosztem pogorszenia morfologii i jakości krystalograficznej. Dzięki zastosowaniu dwukrotnie niższej prędkości wzrostu (0.2 $\mu\text{m/h}$) oraz obniżeniu temperatury wzrostu do 400°C w trzecim podejściu udało się uzyskać koncentrację donorów $6.0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ przy zachowaniu dobrej jakości strukturalnej materiału.



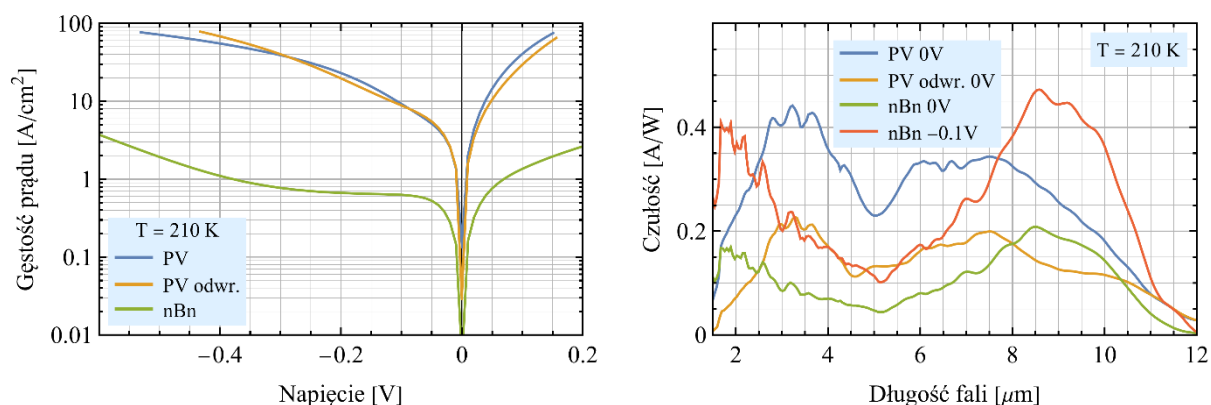
Rysunek 74. Przenikalność elektryczna supersieci InAs/InAsSb wysokodomieszkowanej na typ n. Linie ciągłe – część rzeczywista, linie przerywane – część urojona. Czerwonymi liniami oznaczono wyniki przedstawione w publikacji [95]. Niebieskimi liniami przedstawiono wyniki uzyskane w VIGO. Czarnymi kropkowanymi liniami oznaczono dopasowanie modelu Drudego.

Następnie wytworzono kompletną heterostrukturę typu nBn (Tabela 12). Tak jak w przypadku detektora z publikacji absorber oraz warstwy kontaktowe skonstruowane zostały z supersieci InAs/InAsSb, natomiast za barierę posłużył objętościowy materiał AlGaAsSb, co odróżnia detektor wykonany w VIGO od literaturowego. W pierwszej próbie (nr 11645) długofalowa krawędź czułości ($\lambda_{\text{cut-off}} 10\%$) w temperaturze 210 K wyniosła ok. 8.5 μm , a więc wyraźnie mniej niż oczekiwano. Dokonano zatem korekty supersieci absorbera (wzrost nr 11735), przesuwając krawędź czułości do 11.5 μm . Finalnie supersieć absorbera składała się z 29 naprzemiennych powtórzeń warstwy InAs o grubości 7.3 nm i warstwy InAs_{0.625}Sb_{0.375} o grubości 2.4 nm. Materiał N++ z kolei zbudowany był z 300 powtórzeń warstwy InAs o grubości 3.2 nm na zmianę z warstwą InAs_{0.76}Sb_{0.24} o grubości 1.2 nm. Za barierę posłużył natomiast czteroskładnikowy stop Al_{0.17}Ga_{0.83}As_{0.94}Sb_{0.06}. Z heterostruktury wykonano detektor testowy według procedur processingu oraz montażu opracowanych w firmie VIGO, a składających się z fotolitografii, trawienia mokrego, galwanicznego osadzania metalizacji, fragmentacji na pojedyncze struktury, wykonania połączeń elektrycznych metodą bondingu oraz montażu na chłodziarce termoelektrycznej. Detektor ten przeznaczony był do oświetlania od góry (tj. od strony osadzonej struktury), jego wierzchnia metalizacja miała zatem formę pierścienia.

Rola	Typ	Materiał	Grubość	Domieszkowanie
Warstwa kontaktowa	u (n)	InAs _{0.89} Sb _{0.11}	0.04 μm	n.i.d.
Bariera	U	AlGaAsSb	0.16 μm	n.i.d.
Absorber	u (n)	InAs / InAsSb	0.28 μm	n.i.d.
Warstwa kontaktowa	N+	InAs:Si / InAsSb:Si	1.31 μm	$5.38 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Bufor	U	GaSb	1.75 μm	n.i.d.
Bufor	U	GaAs	0.2 μm	n.i.d.
Podłoże	U	GaAs	500 μm	SI

Tabela 12. Architektura półprzewodnikowa heterostruktury typu nBn wykorzystanej do wytwarzania detektorów z matrycami wysp złotych.

Tak otrzymane przyrządy poddano charakteryzacji elektrooptycznej (pomiarom charakterystyk prądowo-napięciowych oraz czułość prądowej - Rysunek 75) w celu oceny parametrów heterostruktur. W ramach charakteryzacji elektrycznej heterostruktur zmierzono rezystancję dynamiczną dla napięcia 0 V. Po znormalizowaniu do powierzchni elektrycznej detektorów uzyskano $6.4 \Omega\text{mm}^2$ dla detektora typu nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ i absorberem o grubości $0.28 \mu\text{m}$. Jest to wartość znacznie wyższa, niż wyniki uzyskane dla detektora fotowoltaicznego pierwotnego projektu ($5.9 \Omega\text{mm}^2$ przy grubości absorbera $0.75 \mu\text{m}$) oraz dla detektora fotowoltaicznego o odwróconej kolejności warstw ($0.66 \Omega\text{mm}^2$ z absorberem o grubości $0.56 \mu\text{m}$), co częściowo wynika z zastosowania cieńszego absorbera.

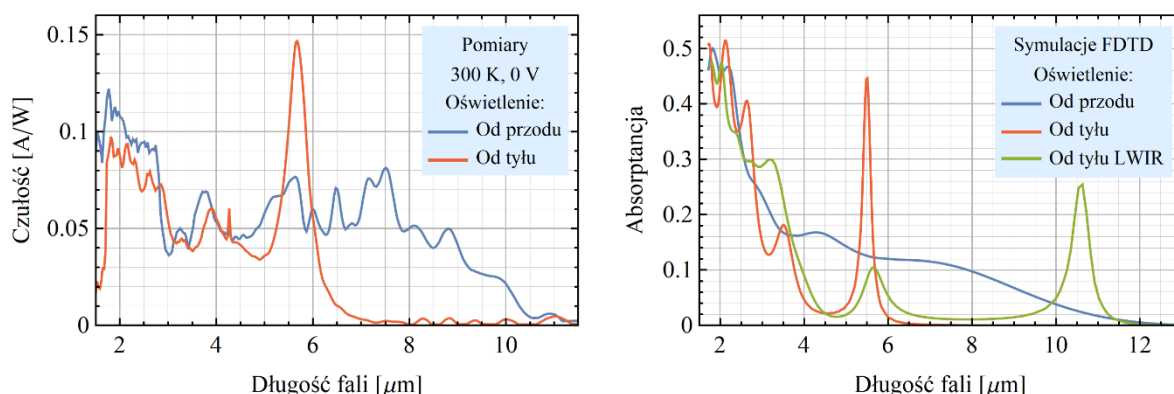


Rysunek 75. Porównanie wyników pomiarów różnych typów heterostruktur detekcyjnych: fotowoltaicznej o grubości absorbera $0.75 \mu\text{m}$ (PV, nr 11425), fotowoltaicznej o odwróconej kolejności warstw z absorberem o grubości $0.56 \mu\text{m}$ (PV odwr., nr 11522) oraz struktury typu nBn z wysokodomieszkowaną warstwą typu N++ i absorberem o grubości $0.28 \mu\text{m}$ (nBn, nr 11735). Dwie pierwsze oświetlane są od strony podłoża, natomiast ostatnia – od strony osadzonych warstw. **Z lewej:** wyniki pomiarów charakterystyk prądowo-napięciowych w temperaturze 210 K. **Z prawej:** wyniki pomiarów czułości prądowej. Przedstawiono wyniki pomiarów bez zasilania wszystkich trzech detektorów i dodatkowo czułość detektora typu nBn z zasilaniem $-0.1 V$.

Czułość detektora typu nBn dla długości fali ok. $10 \mu\text{m}$ i napięcia 0V jest porównywalna do tej zmierzonej dla detektorów fotowoltaicznych w obu architekturach – wszystkie wynoszą ok. $0.15 A/W$ (rysunek 5). Mniejsza czułość detektora fotowoltaicznego o odwróconej kolejności warstw wynika najprawdopodobniej z mniejszej grubości absorbera ($0.56 \mu\text{m}$) w porównaniu do standardowej architektury ($0.75 \mu\text{m}$), co przekłada się na słabsze pochłanianie promieniowania. Obserwowany dla detektora typu nBn wzrost czułości powyżej długości fali $5 \mu\text{m}$ związany jest z wysokodomieszkowaną warstwą N++, która odbijając promieniowanie długofalowe prowadzi do jego wydajniejszego pochłaniania w warstwie absorbera. Efekt ten nie występuje dla krótszych długości fal (poniżej $5 \mu\text{m}$), dla których warstwa ta jest przezroczysta. Czułość detektora typu nBn rośnie znacznie wraz z zasilaniem osiągając niemal $0.4 A/W$ dla napięcia $-0.1 V$ i długości fali $10 \mu\text{m}$.

Poza opisanym wcześniej detektorem przeznaczonym do oświetlania góry (tj. od strony osadzonej struktury), z metalizacją wierzchnią w postaci pierścienia, z heterostruktury nBn wytworzono także detektor z ciągłą metalizacją na wierzchu mesy, przeznaczony do oświetlania od dołu (tj. od strony podłoża). Zmierzone charakterystyki czułości obu przyrządów różnią się znacząco (Rysunek 76), pomimo wykonania ich z tej samej heterostruktury, co spowodowane jest właściwościami warstwy N++. Czułość detektora oświetlanego od tyłu sięga znacznie bliżej ($\lambda_{\text{cut-off } 10\%} = 6.5 \mu\text{m}$) niż detektora oświetlanego od przodu ($\lambda_{\text{cut-off } 10\%} = 8.5 \mu\text{m}$), ponieważ warstwa N++ nie przepuszcza promieniowania o długości fali dłuższej od $6.5 \mu\text{m}$. Jednocześnie

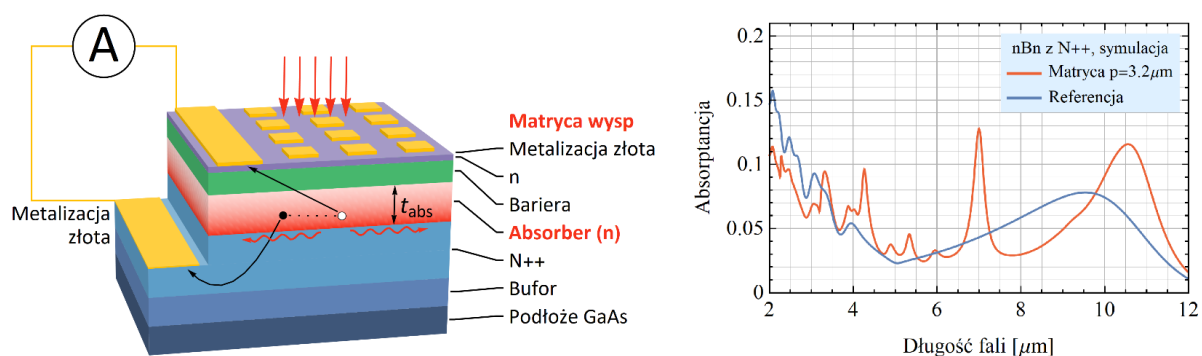
dla detektora oświetlanego od tyłu występuje wyraźne wzmocnienie czułości dla długości fali ok. 5.7 μm , co spowodowane jest powstaniem wnęki rezonansowej pomiędzy częściowo przepuszczalną warstwą N^{++} a całkowicie odbijającym złotem na powierzchni mesy. Wyniki te, choć nie były oczekiwane, są zgodne z wykonanymi symulacjami FDTD, które również wykazują rezonans w charakterystyce spektralnej dla zbliżonej długości fali (Rysunek 76). Sterując grubościami poszczególnych warstw oraz domieszkowaniem warstwy N^{++} możliwe jest przesunięcie rezonansu w kierunku dłuższych fal i wykorzystanie go jako alternatywną do efektów plazmonicznych metodę wzmocnienia absorpcji (Rysunek 76).



Rysunek 76. Z lewej: wyniki pomiarów spektralnych czułości detektorów nBn wykorzystujących wysokodomieszkowany półprzewodnik typu n^{++} (heterostruktura nr 11645) oświetlanych od przodu oraz od tyłu. Z prawej: wyniki symulacji FDTD absorpcji w warstwie absorbera struktury nBn z półprzewodnikiem typu n^{++} dla oświetlania od przodu i od tyłu wraz z dodatkową krzywą odpowiadającą strukturze z rezonansem przesuniętym do zakresu LWIR.

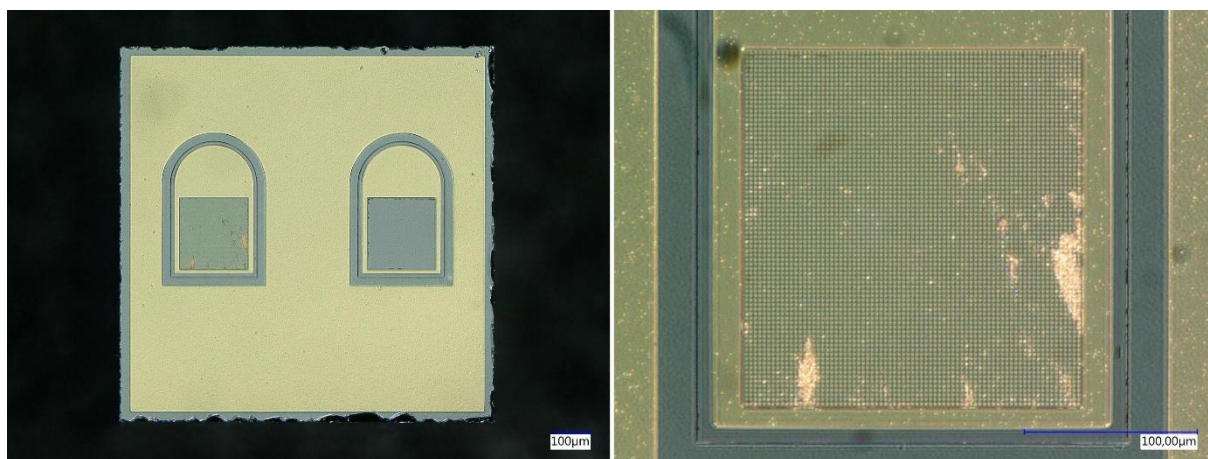
Dysponując heterostrukturą typu nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N^{++} przystąpiono do opracowania detektora z matrycą wysp metalicznych, umożliwiającą sprzężanie modów. Raz jeszcze wykonano symulacje numeryczne, tym razem wykorzystując jednak dane materiałowe pochodzące nie z publikacji, a z własnych pomiarów elipsometrycznych.

Symulacje wykonane metodą FDTD (Rysunek 77) przewidują kilka modów wzmocnienia absorpcji, z czego najsilniejsze występują dla długości fali 10.6 μm (ok. 2-krotne wzmocnienie absorpcji) oraz 7 μm (ok. 3-krotne wzmocnienie absorpcji). Wielkość wzmocnienia byłaby jeszcze większa, gdyby za referencje przyjąć detektor nie tylko bez siatki, ale także bez podwyższonego domieszkowania warstwy N^{++} , które samo w sobie istotnie zwiększa pochłanianie promieniowania w warstwie absorbera.



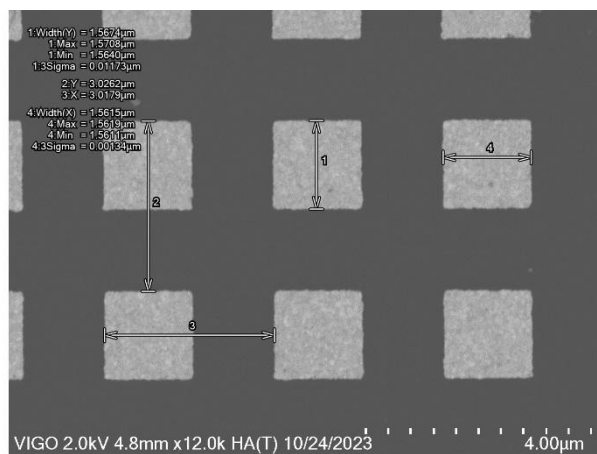
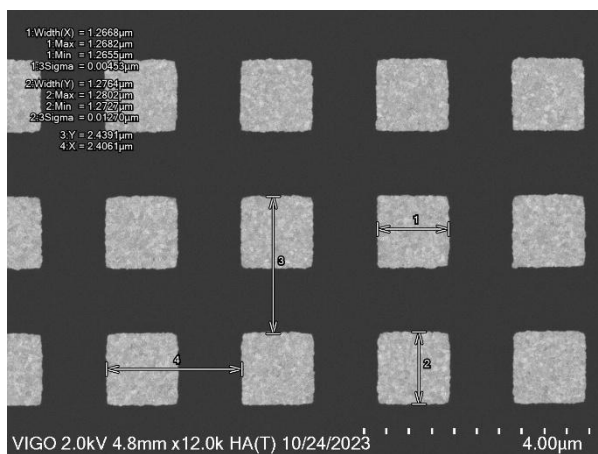
Rysunek 77. Modelowanie detektora typu nBn z wysokodemieszkowaną warstwą N++ i matrycą wysp metalicznych. **Z lewej:** schemat detektora. **Z prawej:** wyniki symulacji absorpcji w warstwie absorbera detektora z matrycą wysp metalicznych oraz bez niej (referencja).

Następnie wykorzystując osadzone heterostruktury typu nBn z wysokodemieszkowaną warstwą N++ wykonano detektory z matrycą złotych wysp na wierzchu. Matrycę wysp złotych wykonano z wykorzystaniem litografii elektronowej, ale tym razem złoto zostało osadzone metodą galwaniczną. W wyniku niejednorodności zarodkowania powierzchni złotem w niektórych miejscach złoto narosło w większej ilości, łącząc wyspy w większe konglomeraty (Rysunek 78).



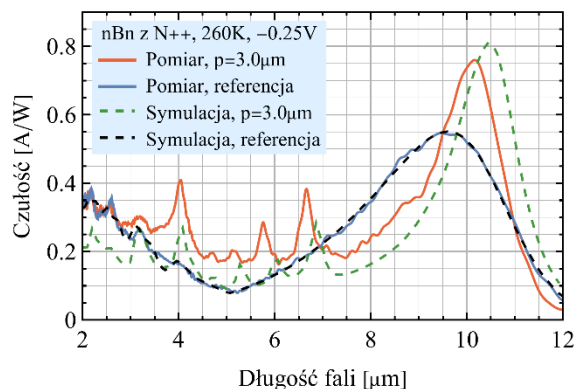
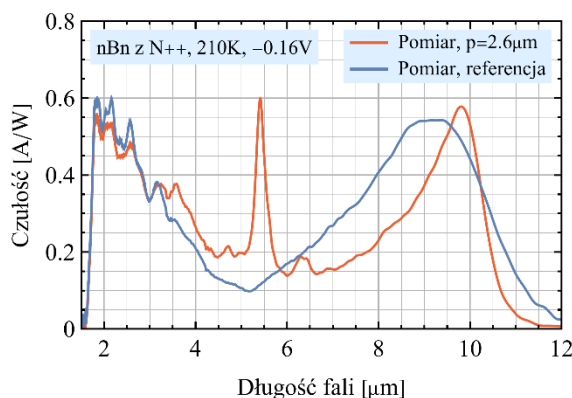
Rysunek 78. Zdjęcia mikroskopowe struktury detekcyjnej z matrycą wysp złotych o okresie 2.6 μm wykonaną przy użyciu litografii elektronowej i galwanicznego osadzania złota. **Z lewej:** zdjęcie obejmujące całą strukturę zawierającą dwa elementy czułe – z lewej strony element wyposażony w matrycę wysp metalicznych, a z prawej element referencyjny bez matrycy wysp. **Z prawej:** zdjęcie w powiększeniu przedstawiające matrycę wysp złotych.

Na większości próbki wyspy są jednak odwzorowane prawidłowo, z zachowaniem zamierzonych rozmiarów i kształtów, co widać na poniższych zdjęciach ze skaningowego mikroskopu elektronowego (Rysunek 79). Następnie wyodrębniono elementy czułe poprzez trawienie mokre i naporowano na nie wielowarstwową metalizację kontaktową Pt/Ti/Pt/Au z kwadratowym otworem o rozmiarach 200 μm x 200 μm na padające promieniowanie. Każda struktura detekcyjna zawierała jeden element z matrycą wysp złotych wypełniającą otwór w metalizacji kontaktowej oraz jeden element bez matrycy, w roli referencji (Rysunek 78). Na potrzeby pomiarów struktury zamontowane zostały na czterostopniowych chłodziarkach termoelektrycznych.



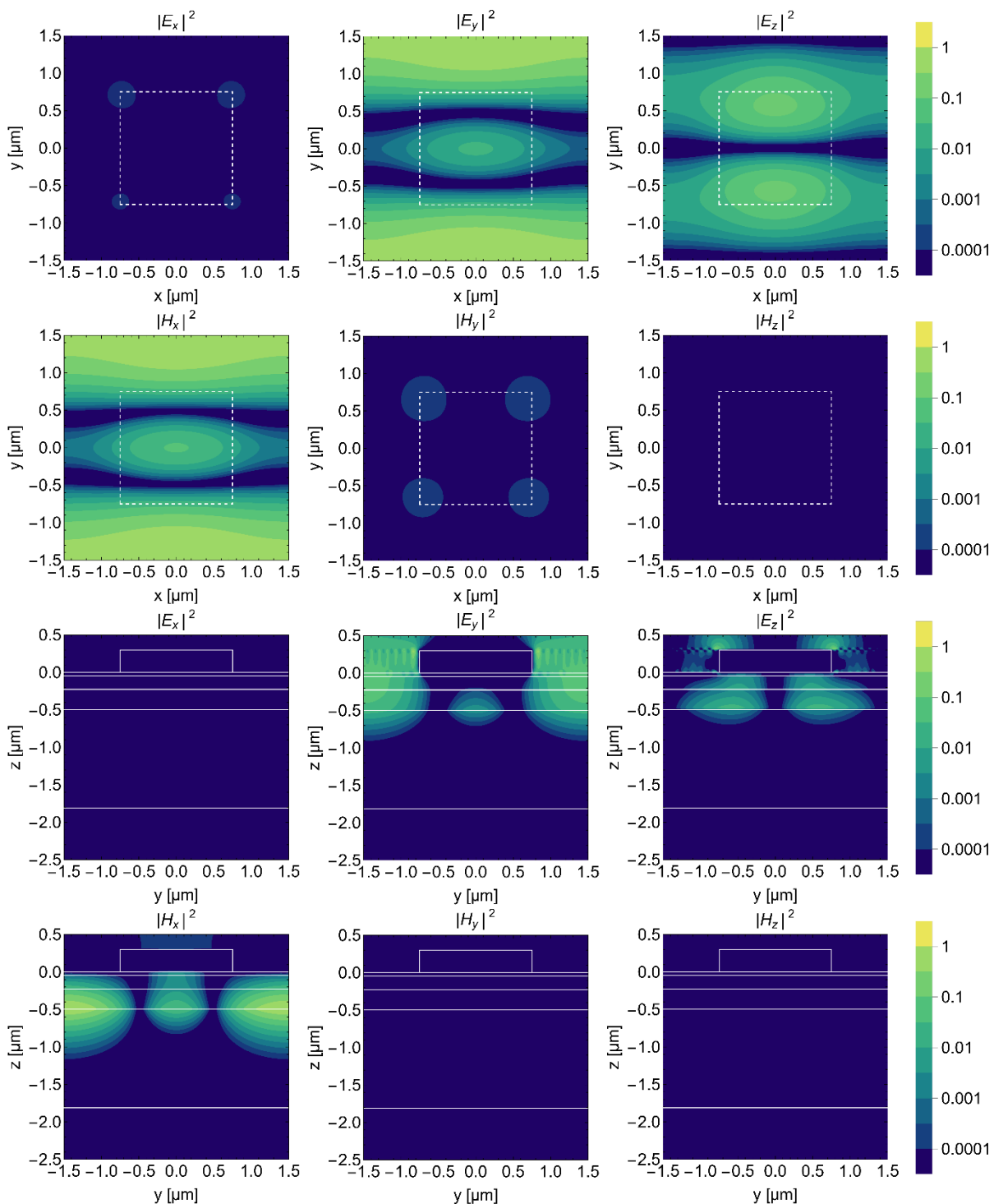
Rysunek 79. Zdjęcia SEM matryc wysp złotych o okresie 2.4 μm (z lewej) oraz 3 μm (z prawej) wykonanych przy użyciu litografii elektronowej i galwanicznego osadzania złota.

Wykonano pomiary spektralnej czułości prądowej przy użyciu spektrofotometru Fouriera. Zaobserwowano wyraźny, nawet 6-krotny wzrost czułości w wyniku wzbudzenia modów w strukturze z siatką w porównaniu do detektora bez siatki (Rysunek 80 i Rysunek 82). Długość fali wzbudzonego modu rośnie wraz z periodem siatki natomiast natężenie zmienia się niemonotonicznie. Wzmocnienie nie zależy natomiast od temperatury i zasilania detektora.



Rysunek 80. Wyniki pomiarów czułości detektorów nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ oraz matrycami wysp metalicznych oraz detektorów referencyjnych (bez matryc). **Z lewej:** czułość detektora o okresie matrycy 2.6 μm zmierzonego w temperaturze 210 K z zasilaniem -0.16 V. **Z prawej:** czułość detektora o okresie matrycy 3.0 μm w temperaturze 260 K z zasilaniem -0.25 V – porównanie wyników pomiarów i symulacji.

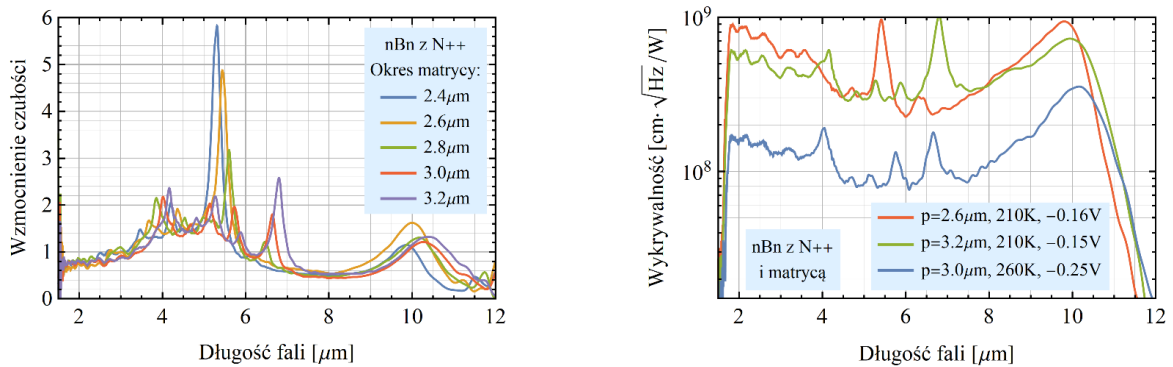
Obserwowanych jest kilka modów, w szczególności w okolicach długości fal 5.5, 6.5 oraz 10 μm . Ze względu na zależność przerwy energetycznej od temperatury, najbardziej długofalowy z modów nie zawsze pokrywa się ze szczytem czułości detektora referencyjnego. Dla wykorzystanej heterostruktury najbardziej optymalne pod tym względem warunki uzyskać można w wyższych temperaturach (260-300 K). Charakterystyki czułości zmierzone w 260 K zestawiono z wynikami symulacji PWAM (Rysunek 80) uzyskując dobrą zgodność – w obu przypadkach obserwujemy bardzo podobne wzmocnienia, w szczególności długofalowy mod ze szczytem w okolicy 10.2-10.4 μm , przy czym w symulacji są one nieznacznie (o ok. 0.2 μm) przesunięte w kierunku dłuższych fal.



Rysunek 81. Rozkład pola elektromagnetycznego w detektorze nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ i matrycą wysp złotych o okresie $3 \mu\text{m}$ obliczony w symulacjach PWAM dla długości fali $10.4 \mu\text{m}$ odpowiadającej maksimum czułości dla tego okresu (Rysunek 80). W pierwszych dwóch wierszach przedstawiono odpowiednio pole elektryczne i magnetyczne w płaszczyźnie xy na głębokości $z = 0.357 \mu\text{m}$ odpowiadającej połowie głębokości absorbera, a w kolejnych dwóch pola w płaszczyźnie yz dla $y = 0$, czyli w przekroju pionowym przez środek złotej wyspy. Promieniowanie źródłowe pada w kierunku z a jego pole elektryczne spolaryzowane jest w kierunku y. Białymi ciągłymi liniami zaznaczono granicę między materiałami, a przerywanymi – pozycję złotej wyspy w płaszczyźnie xy. Skala kolorów logarytmiczna. Jednostki pól umowne.

W symulacjach PWAM obliczono także rozkład pola elektromagnetycznego dla długofalowego modu, przypadającego dla długości fali ok. $10.4\ \mu\text{m}$ (Rysunek 81). W przekroju xy widać, że pole rozciąga się wzdłuż kierunku x a oscyluje na kierunku y z okresem równym okresowi matrycy, przy czym składowa E_z rozsunięta jest względem składowej H_x o ćwierć okresu, co świadczy o występowaniu dwóch modów TM propagujących się przeciwstawnie na kierunku y . W przekroju pionowym widzimy natomiast, że składowe te zlokalizowane są na granicy absorbera i wysokodomieszkowanej warstwy N^{++} . Obie te cechy są charakterystyczne dla powierzchniowych plazmonów-polarytonów. Można zatem wnioskować, że w omawianym detektorze wzbudzone zostały fale powierzchniowe tego typu i dzięki temu uzyskano plazmoneczne wzmocnienie absorpcji i w konsekwencji wzrost czułości o 55% dla długości fali $10.3\ \mu\text{m}$ (Rysunek 80).

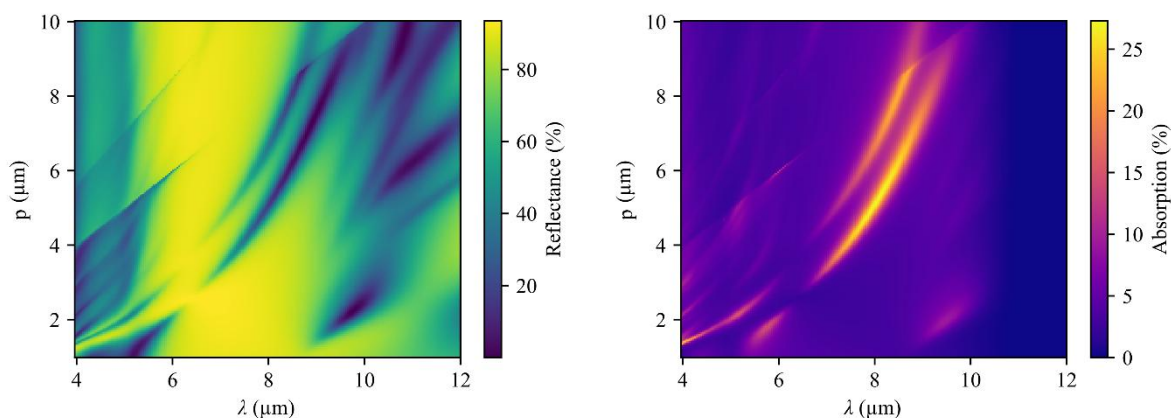
W rozkładach pól widoczna jest ponadto silna składowa E_y . W przekroju xy zlokalizowana jest ona podobnie jak składowa H_x , natomiast w przekroju pionowym widać ich rozsunięcie na kierunku z , można zatem wnioskować że składowa E_y związana jest z falami padającą i odbitą od wysokodomieszkowanej warstwy N^{++} , które propagują się na kierunku z .



Rysunek 82. Z lewej: wzmocnienie czułości detektorów nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N^{++} oraz matrycami wysp metalicznych w porównaniu do detektorów bez matryc. **Z prawej:** wykrywalność znormalizowana detektorów nBn z N^{++} oraz matrycami wysp metalicznych.

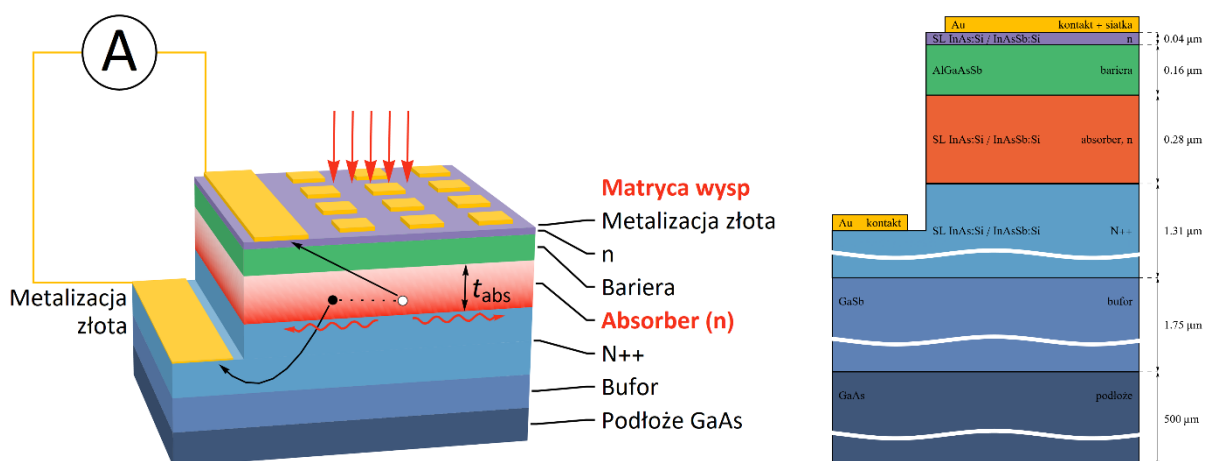
W temperaturze 210 K wykrywalność osiągnęła poziom $1 \cdot 10^9\ \text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ (Rysunek 82). Wszystkie detektory wykazują szybką odpowiedź - ich stałe czasowe są mniejsze od 3 ns zarówno z jak i bez polaryzacji.

Jak pokazano powyżej, detektory nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N^{++} i matrycami wysp złotych o okresach $2.4\text{--}3.2\ \mu\text{m}$ przejawiają wzmocnienie czułości, jednak jest ono najsilniejsze (blisko 6-krotne) dla długości fali w zakresie $5\text{--}6\ \mu\text{m}$, dla której podstawowa czułość (tj. uzyskiwana dla detektora bez matryc) jest bardzo niska. Nasuwa się zatem pytanie, czy byłoby możliwe przesunięcie tego wzmocnienia w rejon dłuższych fal ($8\text{--}10\ \mu\text{m}$), na które optymalizowany był absorber i dla których bazowa czułość detektora jest znacznie wyższa. Symulacje numeryczne wykonane metodą PWAM potwierdziły to przypuszczenie (Rysunek 83), wskazując na możliwość przesunięcia maksimum absorpcji z długości fali $6.86\ \mu\text{m}$ dla okresu matrycy $3.2\ \mu\text{m}$ na długości fali $8.33\ \mu\text{m}$ dla okresu matrycy $6\ \mu\text{m}$, zwiększając jednocześnie wielkość absorpcji z 13.3% do 26.1%.



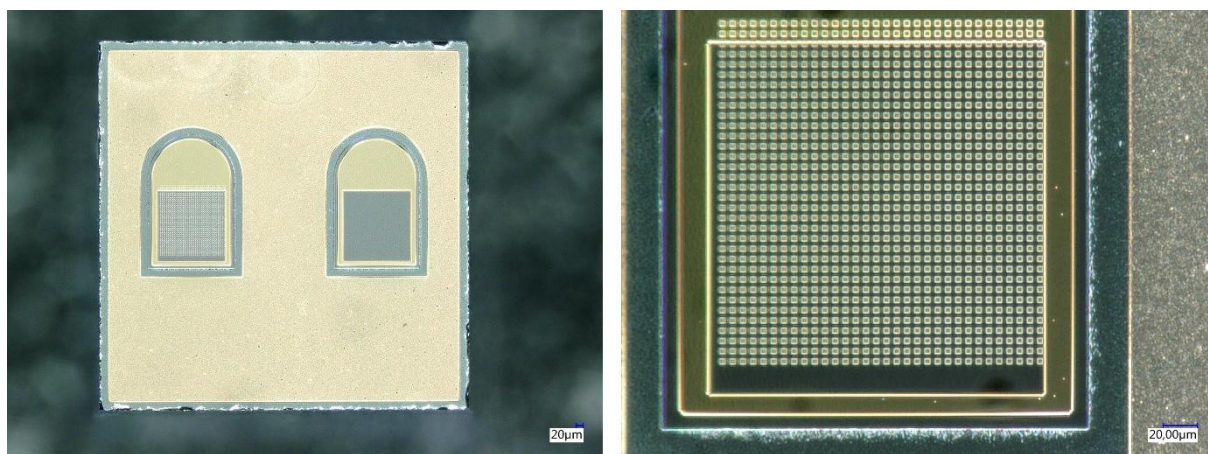
Rysunek 83. Symulacje PWAM struktur nBn z wysokodomeszkowaną warstwą N++ i matrycami wysp złotych o okresach 1-10 μm dla oświetlania od strony matrycy. **Z lewej:** mapa odbicia od struktury w funkcji długości fali λ i okresu matrycy p. **Z prawej:** mapa absorpcji w warstwie absorbera w funkcji długości fali λ i okresu matrycy p.

Aby zweryfikować wyniki symulacji oraz zbadać wzmocnienie w szerszym zakresie okresów matrycy wykonano struktury detekcyjne z matrycami o okresach 1-10 μm i wyspami w kształcie kwadratów o boku równemu połowie okresu. Wykorzystano do tego ten sam materiał półprzewodnikowy, co w przypadku poprzednich struktur o mniejszych okresach – heterostrukturę nBn opartą na supersieci InAs/InAsSb (Tabela 12, Rysunek 83).



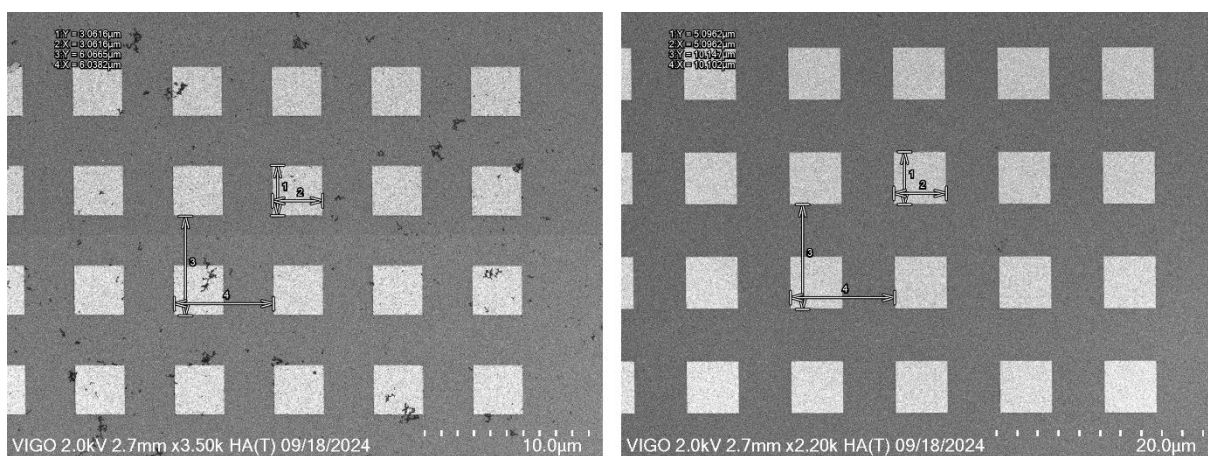
Rysunek 84. Schemat detektora nBn z wysokodomeszkowaną warstwą N++ i matrycami wysp złotych. **Z lewej:** schemat ideowy detektora. **Z prawej:** schemat architektury heterostruktur półprzewodnikowej.

Matryce wykonane zostały poprzez litografię elektronową, naparowanie warstwy złota o grubości 150 nm poprzedzonej cienką (5 nm) warstwą adhezyjną tytanu oraz lift-off metalizacji. Każda struktura detekcyjna zawierała dwa elementy czułe – jeden wyposażony w matrycę wysp złotych i drugi, referencyjny, bez matrycy (Rysunek 85). Na wierzchu każdego elementu wykonano metalizację kontaktową Pt/Ti/Pt/Au (grubości odpowiednio 5/40/40/400 nm) z kwadratowym otworem na padające promieniowanie, wewnątrz którego umieszczona jest matryca wysp złotych. Niestety ze względu na niedokładność pozycjonowania podczas wykonywania matrycy uległa ona rozsunięciu względem otworu, co pogorszyło nieznacznie wyniki i zostało uwzględnione w dalszej analizie.



Rysunek 85. Zdjęcia mikroskopowe struktury detekcyjnej z matrycą wysp złotych o okresie $6\ \mu\text{m}$ wykonaną przy użyciu litografii elektronowej i parowania metalizacji. **Z lewej:** zdjęcie obejmujące całą strukturę zawierającą dwa elementy czułe – z lewej strony element wyposażony w matrycę wysp metalicznych, a z prawej element referencyjny bez matrycy wysp. **Z prawej:** zdjęcie w powiększeniu przedstawiające matrycę wysp złotych.

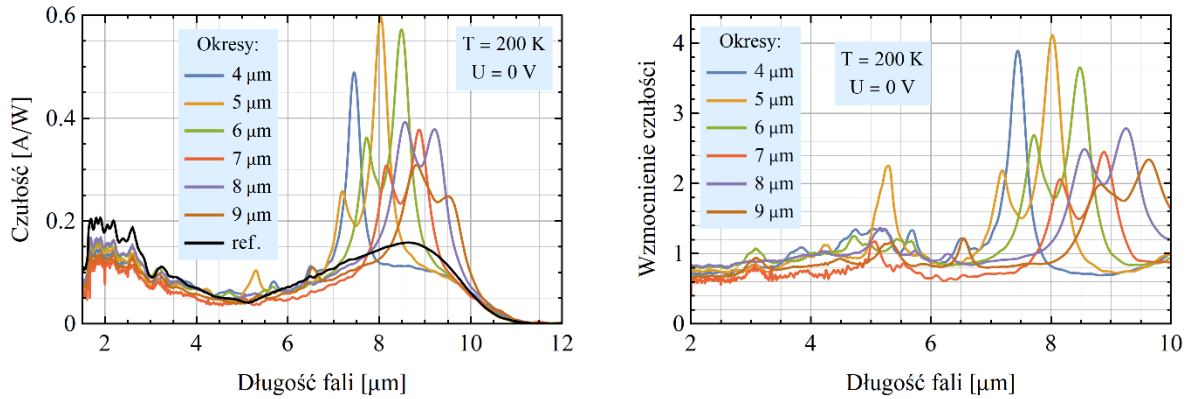
Matryce zobrazowano przy użyciu skaningowego mikroskopu elektronowego. Na zdjęciach (Rysunek 86) widać poprawne odwzorowanie kwadratowego kształtu wysp, ich szerokości z dokładnością do 2% oraz okresu z dokładnością do 1%. Na niektórych strukturach widoczne były drobne zanieczyszczenia, najprawdopodobniej organiczne biorąc pod uwagę ciemny kolor świadczący o niskiej masie atomowej. Zabrudzenia te nie miały istotnego wpływu na działanie detektorów.



Rysunek 86. Zdjęcia SEM matryc wysp złotych o okresie $6\ \mu\text{m}$ (z lewej) oraz $10\ \mu\text{m}$ (z prawej).

Struktury detekcyjne zamontowano na czterostopniowych chłodziarkach termoelektrycznych i zmierzono ich czułość spektralną przy użyciu spektrofotometru Fouriera (Rysunek 87). Charakterystyki detektorów bez matrycy wysp złotych były do siebie bardzo zbliżone, a drobne różnice między nimi nie były systematyczne, więc ich wyniki zostały uśrednione na potrzeby dalszej analizy. Czułość detektorów z matrycami wysp metalicznych o okresach $4\text{--}9\ \mu\text{m}$ charakteryzuje się wyraźnym wzmocnieniem przypadającym dla długości fali $7\text{--}9.5\ \mu\text{m}$ rosnącej wraz z okresem matrycy. Udało się zatem dopasować spektralnie wzmocnienie do maksimum czułości bazowej, optymalizując tym samym wydajność detektora. Maksymalnie uzyskano 4-krotne wzmocnienie dla matrycy o okresie $4\ \mu\text{m}$ i długości fali $8\ \mu\text{m}$.

Poza głównym maksimum zaobserwowano także drugie, sąsiednie, przypadające dla długości fali krótszej o ok. 0.8 μm .



Rysunek 87. Wyniki pomiarów charakterystyk spektralnych detektorów nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ oraz matrycami wysp metalicznych o okresach 4-9 μm wykonanych w temperaturze 200 K bez polaryzacji. **Z lewej:** czułość detektorów z matrycami (kolorowe linie) oraz detektora bez matrycy jako referencji (czarna linia). **Z prawej:** wzmocnienie czułości równe stosunkowi czułości detektorów z matrycami wysp do czułości detektora bez matrycy.

W celu lepszego zrozumienia uzyskanych wyników wykonano modelowanie detektorów z wykorzystaniem symulacji numerycznych metodą PWAM. Dane materiałowe metali i podłoża zaczerpnięto z literatury [123], natomiast dla materiałów specyficznych – supersieci InAs/InAsSb o różnym stopniu domieszkowania (absorber i warstwa N++) oraz bariery AlGaAsSb – wykonano pomiary elipsometryczne w temperaturze pokojowej otrzymując charakterystyki spektralne współczynników załamania i ekstynkcji. Następnie wyniki uzyskane dla materiału absorbera zostały dodatkowo skorygowane, aby uwzględnić wpływ temperatury na przerwę energetyczną a tym samym na długość fali odcięcia absorpcji. Przenikalność elektryczna ε materiału absorbera opisana została modelem dwuoscylatorowym (wzory (87-88), poniżej) z parametrami przedstawionymi w Tabeli 13.

$$\varepsilon(E) = \left(\varepsilon_{\infty} + \frac{A_{mpUV}}{En_{UV}^2 - E^2} + \frac{A_{mpIR}}{E^2} \right) + i \sum_{k=1}^2 \varepsilon_k, \quad (87)$$

gdzie E oznacza energię fotonu, natomiast składowe urojone odpowiadające poszczególnym oscylatorom opisane są wzorem:

$$\varepsilon_k(E) = \begin{cases} \frac{Amp_k Br_k E o_k (E - E g_k)^2}{(E^2 - E o_k^2)^2 + Br_k^2 E^2} \cdot \frac{1}{E} & E \geq E g_k \\ 0 & E \leq E g_k \end{cases} \quad (88)$$

Parametr	ε_{∞}	A_{mpUV}	En_{UV}	A_{mpIR}	Amp_1	Br_1	$E o_1$	$E g_1$	Amp_2	Br_2	$E o_2$	$E g_2$
Jednostka	-	e^2V^2	eV	e^2V^2	e^2V^2	eV	eV	eV	eV	eV	eV	eV
Wartość	12.8	141	55.4	0.04	2.88	0.359	0.568	0.224	0.958	0.162	0.124	0.112

Tabela 13. Parametry modelu dwuoscylatorowego wykorzystane do opisu przenikalności elektrycznej materiału absorbera. Porównanie wartości uzyskanych poprzez dopasowanie do wyników pomiarów elipsometrycznych w temperaturze pokojowej z wartościami uzyskanymi w dopasowaniu do wyników pomiarów czułości w 200 K z wykorzystaniem symulacji PWAM.

Wartości początkowe parametrów modelu wielooscylatorowego uzyskano poprzez dopasowanie do wyników pomiarów elipsometrycznych w temperaturze pokojowej. Następnie zostały one skorygowane tak, aby uzyskać maksymalną zgodność krzywej czułości uzyskanej w symulacjach z charakterystyką zmierzoną dla detektora bez matrycy wysp złotych w temperaturze 200 K (Rysunek 88). W ramach tego modelowania czułość prądowa $R_i(\lambda)$ w funkcji długości fali obliczana była według wzoru (13):

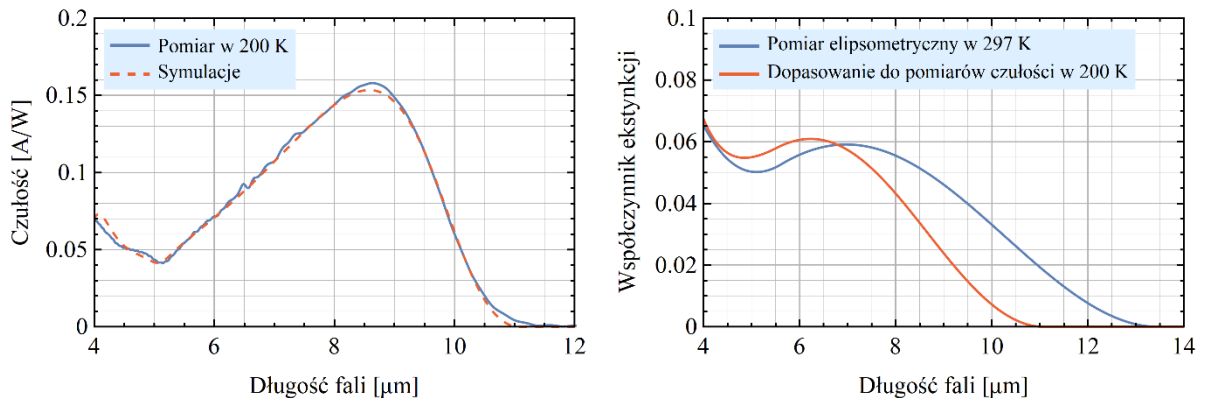
$$R_i(\lambda) = A_{abs}(\lambda)g \frac{q\lambda}{hc}, \quad (89)$$

gdzie:

$A_{abs}(\lambda)$ – widmo absorptancji w warstwie absorbera obliczane w symulacjach PWAM,

g – wydajność fotoelektryczna, q – ładunek elementarny, λ – długość fali, h – stała Plancka, c – prędkość światła w próżni.

Wydajność fotoelektryczna była w tym przypadku parametrem dopasowania i wyniosła 0.4. Uzyskane wartości parametrów modelu dwuoscyłatorowego przedstawione są w Tabeli 13. W praktyce celem i efektem przeprowadzonej korekty było przesunięcie długofalowej granicy absorpcji w kierunku krótszych fal ze względu na zmniejszenie przerwy energetycznej materiału absorbera (Rysunek 88). W przypadku bariery oraz wysokodomieszkowanej warstwy N++ zaniedbano zmianę współczynników związaną z obniżeniem temperatury. W przypadku bariery jest to uzasadnione ze względu na bardzo niski współczynnik ekstynkcji, którego niewielka zmiana nie byłaby istotna dla wyników symulacji. Z kolei własności optyczne materiału wysokodomieszkowanego bardzo dobrze opisuje model Drudego (rozdział 6.3.3, wzór (85)).



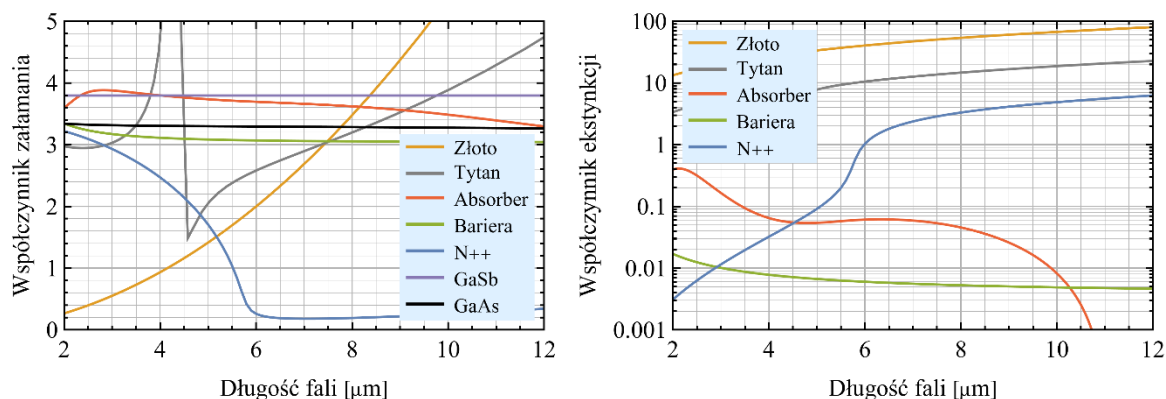
Rysunek 88. Wyznaczanie współczynnika ekstynkcji absorbera w 200 K. **Z lewej:** czułość detektora nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ bez matrycy wysp metalicznych zmierzona w temperaturze 200 K bez polaryzacji (niebieska ciągła linia) oraz charakterystyka obliczona numerycznie (czerwona przerywana linia) i dopasowana do wyników pomiarów poprzez modyfikację współczynnika załamania i ekstynkcji absorbera przyjętego w obliczeniach.

Wartości parametrów modelu Drudego wykorzystane w modelowaniu detektorów z wysokodomieszkowanym półprzewodnikiem przedstawione są poniżej (Tabela 14). Parametry ϵ_∞ i γ zachowano takie jak uzyskano w pomiarach elipsometrycznych próbki 11643 (Tabela 8), natomiast częstość plazmową ω_p przeskalowano proporcjonalnie do pierwiastka z koncentracji elektronów n_e (wzór (85)), która w przypadku materiału N++ wykorzystanego w detektorach nBn wynosiła $5.38 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$, czyli nieco mniej niż w przypadku próbki 11643 ($5.86 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$).

n_e	ϵ_∞	ω_p	γ
$5.38 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	11.8	$1.12 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$	$1.32 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$

Tabela 14. Parametry modelu Drudego wykorzystane do opisu przenikalności elektrycznej wysokodomieszkowanego półprzewodnika N++ użytego w detektorach nBn z matrycami wysp metalicznych.

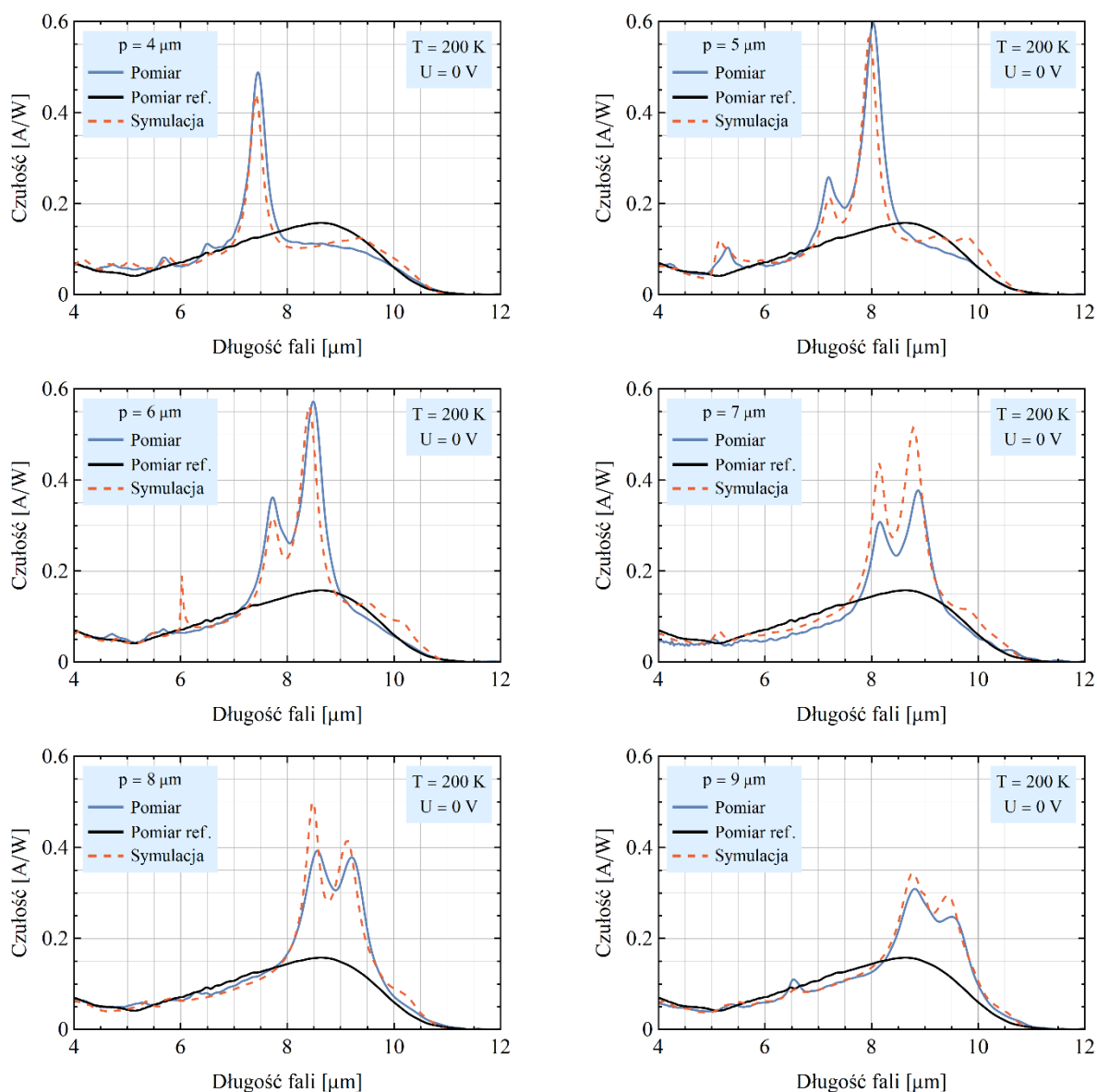
Koncentracja elektronów w obu rozważanych temperaturach równa jest koncentracji domieszki, w związku z tym nie należy się spodziewać istotnej zmiany przenikalności elektrycznej materiału wysokodomieszkowanego w wyniku schłodzenia do 200 K.



Rysunek 89. Współczynniki załamania i ekstynkcji materiałów składowych detektora nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ użyte w symulacjach numerycznych. **Z lewej:** współczynnik załamania. **Z prawej:** współczynnik ekstynkcji.

Finalne, wykorzystane w dalszych symulacjach charakterystyki współczynnika załamania i ekstynkcji absorbera jak oraz wszystkich pozostałych materiałów składowych przedstawione są na wykresie (Rysunek 89). W oparciu o te dane materiałowe wykonano modelowanie czułości detektorów nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ i matrycami wysp metalicznych o okresach 4-9 μm (Rysunek 90). Czułość obliczana była wg wzoru (89). Absorptancję w warstwie absorbera uzyskano w wyniku symulacji metodą PWAM. Wydajność fotoelektryczną przyjęto równą 0.4 - taką samą jak dla detektorów bez matrycy wysp złotych, jako że pod względem elektrycznym przyrządy te nie różnią się między sobą.

W wyniku modelowania uzyskano krzywe bardzo podobne do eksperymentalnych – widoczne jest wyraźne wzmocnienie czułości, którego maksima wypadają w zakresie 7-9.5 μm , dla fal nieznacznie (ok. 70 nm) krótszych w porównaniu do danych pomiarowych. Wielkość maksimów jest w większości przypadków (okresy 4, 5, 6 μm) bardzo zbliżona w pomiarach i modelowaniu, w niektórych (okresy 7 i 8 μm) widoczne są pewne odstępstwa. Detektor z matrycą o okresie 7 μm ma obniżoną czułość w porównaniu nie tylko do modelowania, ale także do innych detektorów, co najprawdopodobniej wynika z defektu elektrycznego. Świadczy o tym też fakt, że po pomiarach detektor ten uległ całkowitej degradacji (rozwarciu). W wynikach symulacji poza głównymi wzmocnieniami widać także mniejsze wzniesienia, zlokalizowane dla długości fali 9.5-10.5 μm , które nie są widoczne w charakterystykach zmierzonych. Mogą być to mody plazmoneczne, analogiczne do zaobserwowanych wcześniej w pomiarach struktur o krótszych okresach matryc (Rysunek 80). Wąskie maksimum występujące w wynikach symulacji detektora dla okresu matrycy 6 μm i takiej samej długości fali jest artefaktem numerycznym.

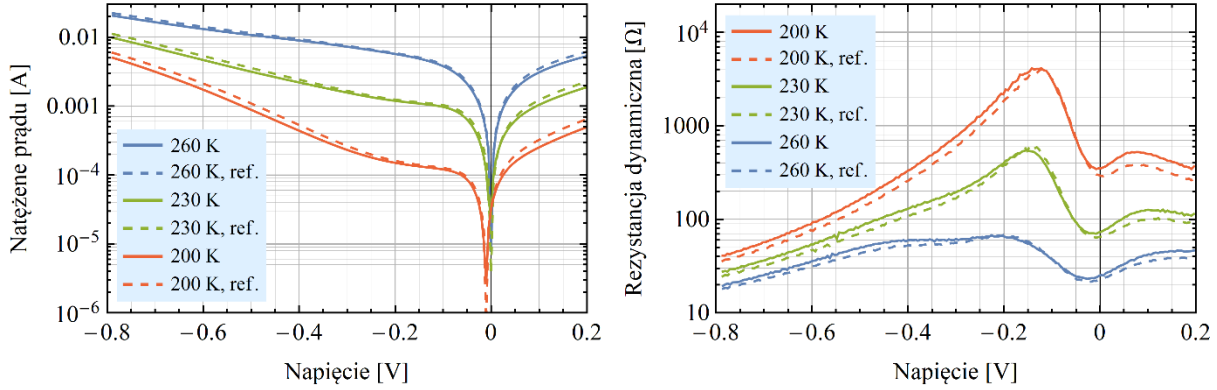


Rysunek 90. Czułość detektorów nBn z wysokodemieszkowaną warstwą N++ oraz matrycami wysp metalicznych o okresach 4-9 μm w temperaturze 200 K, bez polaryzacji. Niebieską ciągłą linią oznaczono wyniki pomiarów dla detektorów z matrycami wysp, czarną ciągłą linią – wynik pomiaru dla detektora referencyjnego bez matrycy wysp a czerwoną przerywaną linią – wyniki symulacji dla detektorów z matrycami wysp.

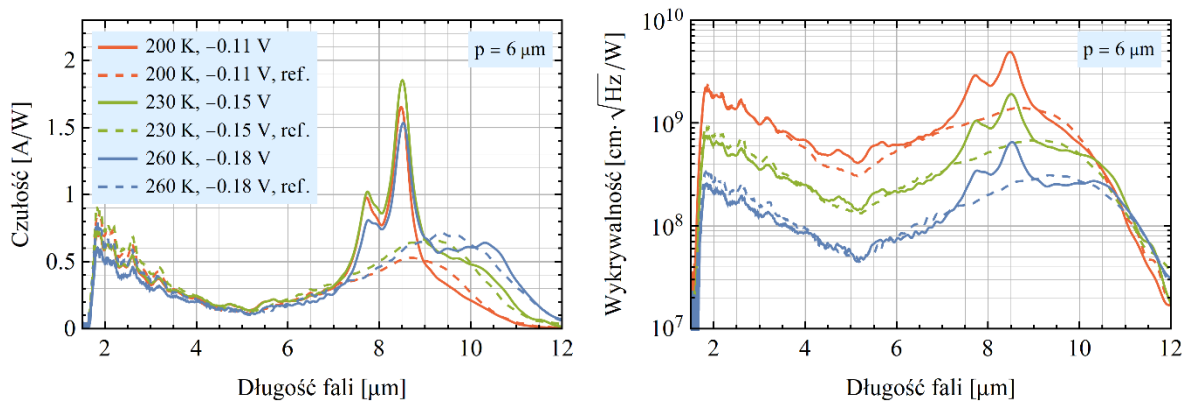
Przeanalizowane powyżej charakterystyki czułości pochodziły z pomiarów bez polaryzacji elektrycznej. W przypadku detektorów typu nBn zasilanie powoduje zazwyczaj wyraźne zwiększenie czułości dzięki usprawnionemu transportowi optycznie wygenerowanych nośników z absorbera do kontaktów oraz zniwelowaniu pasożytniczej roli rezystancji szeregowej, co razem przekłada się na wzrost wydajności fotoelektrycznej g . Przy doborze optymalnego napięcia zasilania warto skorzystać z pomiarów charakterystyk prądowo-napięciowych detektora oraz wynikających z nich zależności rezystancji dynamicznej od napięcia. Charakterystyki takie zmierzono w temperaturach 260 K, 230 K i 200 K (Rysunek 91).

Zgodnie z oczekiwaniem charakterystyki I-V detektorów z i bez matryc wysp złotych są bardzo zbliżone do siebie, choć można zauważyć, że w detektorach z matrycami prądy ciemne są nieznacznie niższe, a rezystancje dynamiczne nieznacznie wyższe niż w przypadku detektorów bez matryc. Na charakterystykach, zwłaszcza w niższych temperaturach, widzimy

delikatne nasycenie prądu w okolicy -0.15 V, co skutkuje wystąpieniem tam maksimum rezystancji dynamicznej. To właśnie w tym punkcie można spodziewać się optymalnej pracy detektora pod względem czułości i szumów. W związku z tym wykonano pomiary czułości detektorów z zasilaniem -0.11 V, -0.15 V i -0.18 V odpowiednio dla temperatur 200 K, 230 K i 260 K (Rysunek 92).



Rysunek 91. Pomiary elektryczne detektorów nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ w temperaturach 260 K, 230 K i 200 K. Ciągłymi liniami zaznaczono wyniki detektora z matrycą wysp metalicznych o okresie 6 μm , liniami przerywanymi – wyniki detektora bez matrycy (referencyjnego). **Z lewej:** charakterystyki prądowo-napięciowe. **Z prawej:** charakterystyki rezystancji dynamicznej w funkcji napięcia obliczona na podstawie charakterystyk prądowo-napięciowych.



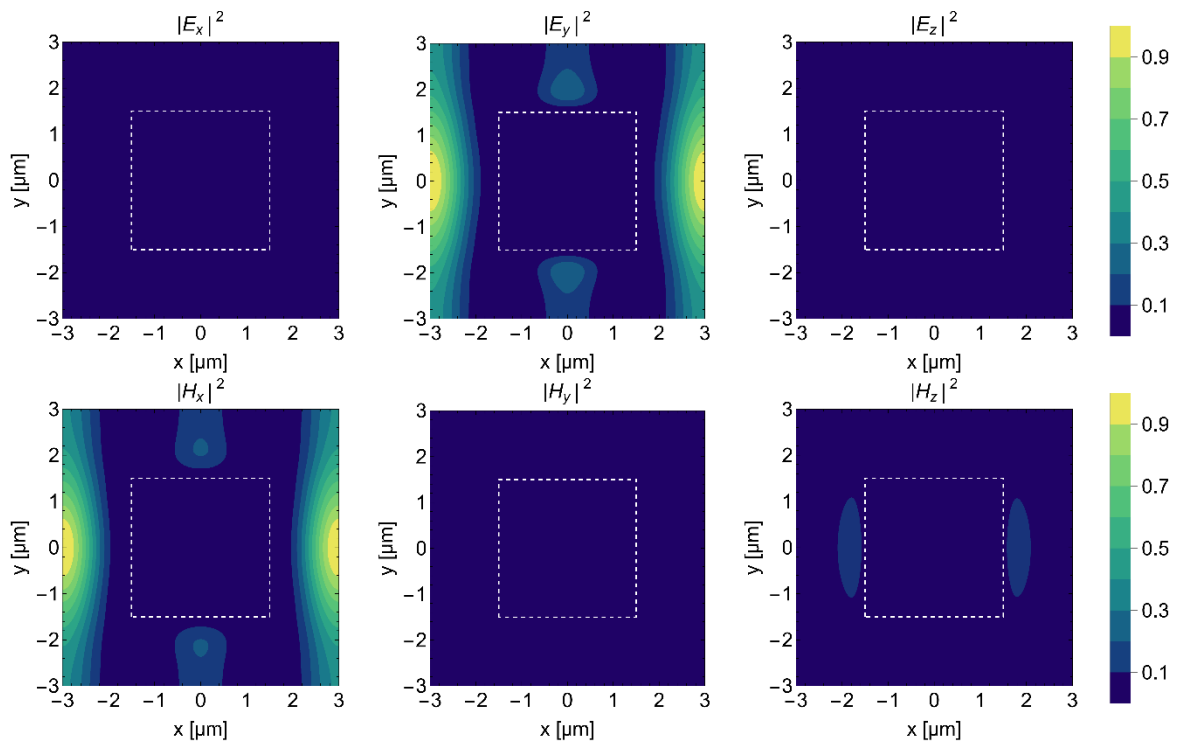
Rysunek 92. Wyniki pomiarów spektralnych detektorów nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ wykonanych w temperaturach 200 K, 230 K i 260 K z zasilaniem odpowiednio -0.11 V, -0.15 V i -0.18 V. Ciągłymi liniami zaznaczono charakterystyki detektora z matrycą wysp metalicznych o okresie 6 μm , liniami przerywanymi – charakterystyki detektora bez matrycy. **Z lewej:** czułość prądowa. **Z prawej:** wykrywalność znormalizowana (oznaczenia krzywych jak dla czułości).

Na przykładzie detektora z matrycą o okresie 6 μm widzimy, że przy pomiarach z polaryzacją temperatura ma wpływ jedynie na długofalową krawędź czułości ze względu na zmianę przerwy energetycznej materiału absorbera, co widoczne jest zarówno dla detektorów z jak i bez matryc. Czułość wzmocniona rezonansowo nie przejawia natomiast znacznej podatności na temperaturę – zarówno położenie maksimum jak i ich wielkość są zbliżone we wszystkich trzech temperaturach. Wykorzystując zmierzone charakterystyki prądowo-napięciowe oraz czułości obliczona została wykrywalność znormalizowana (Rysunek 92) zgodnie z następującym wzorem:

$$D^* = \frac{R_i}{j_n} = \frac{R_i}{\sqrt{\frac{4k_B T}{R_d A} + \frac{2q|I|}{A}}} \quad (90)$$

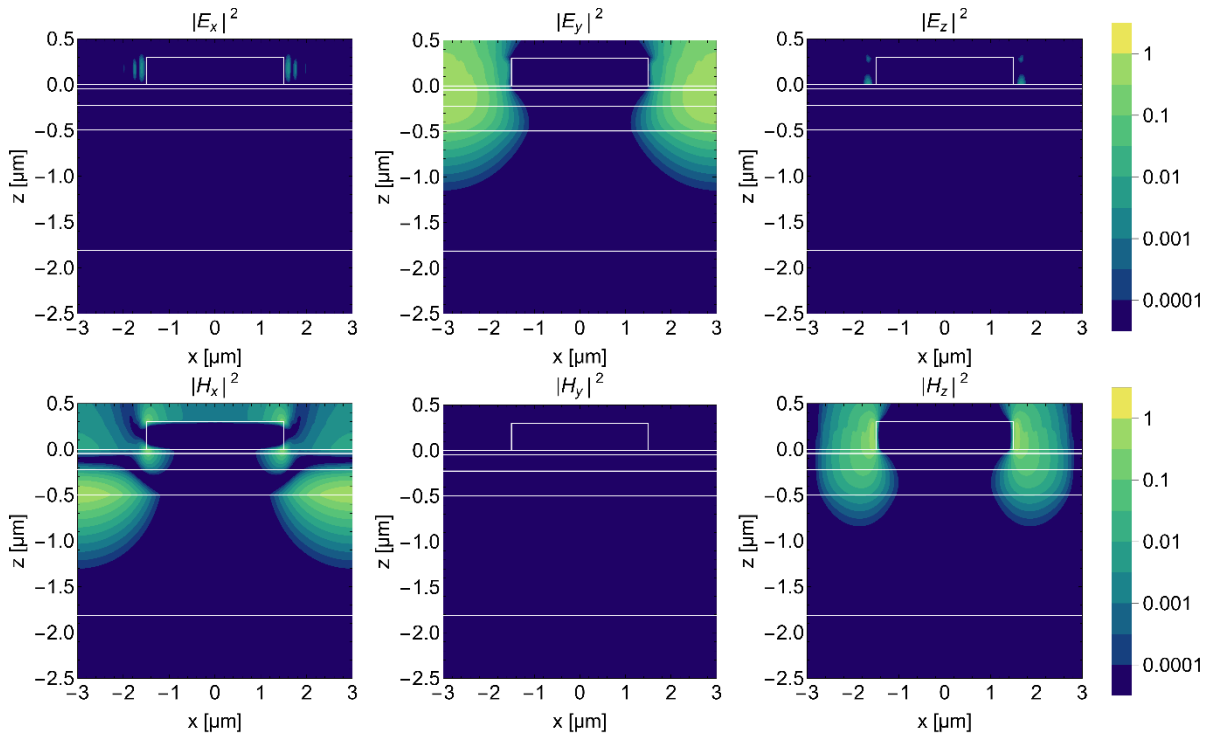
gdzie: D^* – wykrywalność znormalizowana wyrażana w $\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, R_i – czułość prądowa, j_n – gęstość szumów (znormalizowana do jednostkowego pasma oraz powierzchni detektora), R_d – rezystancja dynamiczna, I – prąd, A – powierzchnia detektora.

Przeprowadzone metodą PWAM symulacje umożliwiły zbadanie natury poszczególnych modów poprzez analizę rozkładów pól elektromagnetycznych w strukturze detekcyjnej. W płaszczyźnie xy równoległej do powierzchni próbki rozkład pola elektromagnetycznego dla okresu matrycy $6\ \mu\text{m}$ i długości fali $8.42\ \mu\text{m}$ ma charakter dipolowy z głównymi maksimami ulokowanymi (zarówno dla pola elektrycznego jak i magnetycznego) dla $x = \pm 3\ \mu\text{m}$ i $y = 0\ \mu\text{m}$, a więc pośrodku między wyspami złotymi (Rysunek 93). Pole elektryczne skierowane jest wyłącznie w kierunku y , natomiast w przypadku pola magnetycznego dominuje składowa x , z niewielkim dodatkiem składowej z zlokalizowaną jednak bliżej brzegów wyspy.



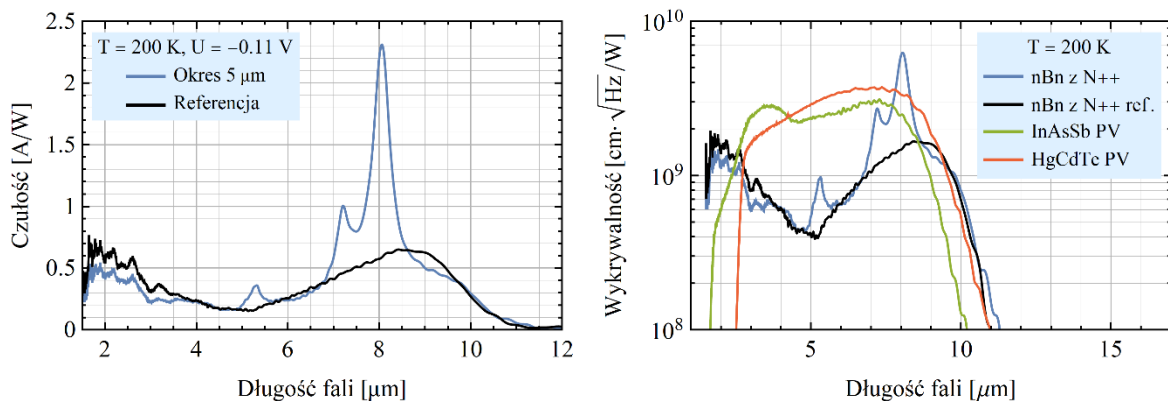
Rysunek 93. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu odpowiedniej składowej) w detektorze nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ i matrycą wysp złotych (zaznaczone białą, przerywaną ramką) o okresie $6\ \mu\text{m}$ obliczony w symulacjach PWAM w płaszczyźnie xy , na głębokości $z = 0.357\ \mu\text{m}$ odpowiadającej połowie głębokości absorbera, dla długości fali $8.42\ \mu\text{m}$ odpowiadającej maksimum czułości uzyskanej w symulacjach (Rysunek 90). W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x , y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a y jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Białymi przerywanymi liniami zaznaczono pozycję złotych wysp w płaszczyźnie xy . Jednostki pól umowne.

W przekroju pionowym (Rysunek 94) dla tego samego modu widzimy separację przestrzenną pól – pole elektryczne zlokalizowane jest w warstwie bariery ($z = 3.42\ \mu\text{m}$), natomiast magnetyczne na granicy absorbera i warstwy wysokodomieszkowanej N++ ($z = 3.06\ \mu\text{m}$). Oznacza to, że analizowany mod ma charakter fali stojącej powstałej w wyniku złożenia dwóch przeciwbieżnych fal propagujących się w kierunku z . Powstaje on dzięki wnęce rezonansowej ograniczonej z jednej strony przez matrycę wysp metalicznych z drugiej przez wysokodomieszkowany półprzewodnik, którego granica z absorberem pozwala na kontrolowanie fazy odbitego promieniowania, dzięki czemu możliwe jest uzyskanie wzmocnienia we wniecie o grubości znacznie niższej, niż $\lambda_0/(2n)$.



Rysunek 94. Rozkład pola elektromagnetycznego (kwadrat modułu) w detektorze nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ i matrycą wysp złotych o okresie 6 μm obliczony w symulacjach PWAM w płaszczyźnie xz, w pozycji $y = 0$, czyli w przekroju przez środek złotej wyspy, dla długości fali 8.42 μm . W kolejnych wierszach przedstawiono rozkład pola elektrycznego i magnetycznego a w kolejnych kolumnach składowe x, y i z pól, gdzie z jest kierunkiem padania promieniowania i prostopadłym do powierzchni struktury, a y jest kierunkiem polaryzacji pola elektrycznego fali padającej. Białymi liniami zaznaczono granicę między materiałami. Jednostki pól umowne.

Największą czułość uzyskano dla detektora z matrycą o okresie 5 μm w temperaturze 200 K z zasilaniem -0.11 V (Rysunek 95) – dla długości fali 8.06 μm osiąga ona wartość 2.3 A/W, co odpowiada wydajności kwantowej na poziomie 36%. Jest to bardzo wysoki wynik biorąc pod uwagę, że absorber ma jedynie 0.28 μm grubości. Przekłada się to też na bardzo dobrą wykrywalność: $6.3 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ to wartość przewyższająca wyniki najlepszych alternatyw spośród nieimmersyjnych (tj. niewykorzystujących soczewek immersyjnych) detektorów optymalizowanych na 8 μm i pracujących w temperaturze 200 K (Rysunek 95).



Rysunek 95. Z lewej: charakterystyki spektralne czułości detektora nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ i matrycą wysp złotych o okresie 5 μm (niebieska linia) oraz detektora bez matrycy (czarna linia) zmierzone w temperaturze 200 K przy zasilaniu -0.11 V. Z prawej: wykrywalność znormalizowana detektora nBn z wysokodomieszkowaną warstwą N++ i matrycą wysp złotych o okresie 5 μm (niebieska linia) w porównaniu do najlepszych alternatywnych detektorów. Pomiary w temperaturze 200 K.

7 PODSUMOWANIE

W niniejszej pracy zbadano możliwość wzmocnienia absorpcji w fotonowych detektorach średniej podczerwieni, które jest potrzebne ze względu na słabą czułość przyrządów o tradycyjnej konstrukcji wynikającą z niskiego współczynnika absorpcji i krótkiej drogi dyfuzji w półprzewodnikach wąskoprzerwowych. Jest ono pożądane także w celu redukcji szumów detektora wynikającej ze zmniejszenia grubości absorbera, które przy wzmocnionej absorpcji nie powoduje pogorszenia czułości.

Dokonano przeglądu zjawisk i rozwiązań umożliwiających wzmocnienie pola elektrycznego w detektorze, z których za najbardziej perspektywiczne uznano powierzchniowe plazmony-polarytony, wnęki optyczne i struktury falowodowe. Zaproponowano dwa projekty detektorów, które mogą wykorzystywać wspomniane efekty w celu zwiększenia czułości: heterostrukтурalną fotodiodę z matrycą podfalowych otworów w metalizacji wierzchniej oraz detektor typu nBn z wysokodomieszkowanym półprzewodnikiem typu N++ oraz matrycą wysp metalicznych na powierzchni aktywnej. Oba przyrządy oparto o cienkie absorbery z supersieci InAs/InAsSb ze względu na niską generację Auger w tym materiale pozwalającą na zminimalizowanie prądów ciemnych a tym samym szumów detektora. Własności optyczne supersieci o różnych domieszkowaniach oraz bariery AlGaAsSb zbadane zostały przy użyciu elipsometrii spektroskopowej, dzięki czemu uzyskano charakterystyki spektralne współczynników załamania i ekstynkcji tych materiałów niezbędne do dokładnego modelowania detektorów.

Możliwość wzbudzania plazmonów przy użyciu matrycy otworów podfalowych w metalizacji została zweryfikowana eksperymentalnie w pomiarach transmisji i odbicia takiej struktury wykonanej z tytanu i złota na podłożu z arsenku galu. W eksperymentach uzyskano widma bardzo zbliżone do obliczonych metodą FDTD i zawierające charakterystyczne dla plazmonów maksima transmisji przypadające dla długości fal zgodnych z przyjętym modelem teoretycznym, w tym anomalnie wysoką transmisję przekraczającą udział otworów w powierzchni całej struktury. Zgodność jakościową pomiarów transmisji z symulacjami uzyskano także dla matrycy otworów podfalowych w metalizacji złotej naniesionej na heterostrukturę półprzewodnikową fotodiody.

Przy użyciu metody FDTD wykonano modelowanie detektora fotowoltaicznego z matrycą podfalowych otworów w metalizacji wierzchniej. W wynikach symulacji zaobserwowano kilkukrotne wzmocnienie absorpcji w zakresie LWIR w postaci dwóch maksimów – węższego dla krótszej ($10.1\ \mu\text{m}$) i szerszego dla dłuższej fali ($10.5\ \mu\text{m}$). Na podstawie obliczonych rozkładów pól stwierdzono, że szerszy mod pochodzi od powierzchniowych plazmonów-polarytonów wzbudzonych na granicy metalu z półprzewodnikiem, natomiast węższe maksimum absorpcji pochodzi od modu falowodowego zlokalizowanego w buforze GaSb i wnikającego częściowo do absorbera. Detektory fotowoltaiczne z matrycami matrycami podfalowych otworów w metalizacji wierzchniej o okresach $2.2\text{-}3.0\ \mu\text{m}$ zostały wytworzone i scharakteryzowane. W pomiarach nie zaobserwowano jednak wzmocnienia czułości,

prawdopodobnie ze względu na absorbujące własności warstwy kontaktowej p++. Jak pokazały symulacje FDTD, drastycznie osłabiają one wzbudzenie powierzchniowych plazmonów-polarytonów i związane z nimi pole elektryczne.

Znacznie lepsze wyniki uzyskano w przypadku detektorów nBn z wysokodomieszkowanym półprzewodnikiem typu N++ oraz matrycami wysp metalicznych na powierzchni. Wytworzono takie przyrządy z okresami matryc 1-10 μm i otrzymano w pomiarach wyraźne wzmocnienie czułości – wiele maksimów dla różnych długości fal uzależnionych od okresu struktury. Wykonano także symulacje metodą PWAM uzyskując wyniki zgodne z eksperymentem, co umożliwiło identyfikację natury modów oraz optymalizację struktury. Obliczone rozkłady pól wskazują, że najbardziej długofalowy mod, skutkujący wzmocnieniem czułości o 55% dla okresu matrycy 3 μm i długości fali 10.3 μm , ma charakter plazmoniczny – związany jest ze wzbudzeniem powierzchniowych plazmonów-polarytonów na granicy wysokodomieszkowanego półprzewodnika typu N++ i absorbera. Jest ono możliwe, ponieważ stosunek przenikalności elektrycznych absorbera i warstwy N++ spełnia model Drudego i jest ujemny w zakresie LWIR. Silniejsze, blisko sześciokrotne wzmocnienie uzyskano jednak dla bardziej krótkofalowych modów o charakterze wnękowym. Ich położenie zależy od okresu matrycy wysp metalicznych – zwiększenie go do 5 μm umożliwiło przesunięcie wzmocnienia w rejon najsilniejszej odpowiedzi bazowej detektora, dzięki czemu uzyskano czułość 2.3 A/W, co odpowiada wydajności kwantowej na poziomie 36% - bardzo wysokiej jak dla absorbera o grubości jedynie 280 nm. Wysoka czułość i niski prąd ciemny otrzymany dzięki użyciu cienkiego absorbera pozwoliły uzyskać wykrywalność $6.3 \cdot 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ dla długości fali 8 μm i temperatury pracy 200 K, co jest najwyższym jak dotąd wynikiem dla detektorów bez soczewek immersyjnych.

Możliwość wzbudzenia modów we wnęce o grubości znacznie mniejszej od połowy długości fali w ośrodku wynika z unikalnych własności interfejsu pomiędzy absorberem i wysokodomieszkowanym półprzewodnikiem typu N++. Dzięki metalicznemu charakterowi warstwy N++, której częstość plazmową można regulować domieszkowaniem, jej granicę z absorberem cechuje wysoki współczynnik odbicia Fresnela z możliwością kontroli fazy odbitej fali poprzez okres siatki. Użycie jako zwierciadła wysokodomieszkowanego półprzewodnika ma znaczne przewagi w porównaniu do zastosowania w tej roli typowych metali lub dielektryków. W przypadku okładek dielektrycznych mod jest słabiej zlokalizowany w rdzeniu wnęki (którego rolę pełni absorber), natomiast zwierciadła z klasycznych metali mają znacznie bardziej ograniczoną możliwość sterowania fazą poprzez współczynniki Fresnela. Ponadto umieszczenie bezpośrednio pod absorberem warstwy wysokodomieszkowanego półprzewodnika jest znacznie łatwiejsze technologicznie.

Podsumowując, w ramach pracy zaprojektowano, wytworzono i zbadano detektory z plazmonicznym oraz wnękowym wzmocnieniem absorpcji, przy czym ten drugi efekt okazał się znacznie silniejszy i bardziej perspektywiczny w zastosowaniu – pozwala na uzyskanie wysokiej czułości i wykrywalności przewyższającej konkurencyjne rozwiązania. Otwiera to drogę do wdrożenia do produkcji i sprzedaży nowej rodziny detektorów podczerwieni, nie tylko jednoelementowych ale także wieloelementowych z czułością przestrajaną dla kolejnych elementów poprzez zmianę okresu matrycy.

UDZIAŁ DOKTORANTA W WYKONANYCH PRACACH

Doktorant zaplanował projekt badawczy zmierzający do opracowania detektorów ze wzmocnieniem absorpcji i kierował jego realizacją, w tym koordynował prace zespołu projektowego i raportował do instytucji dofinansowujących (NCBR, MNiSW). Dokonał przeglądu literatury i na jego podstawie zaprojektował detektory. Wykonał wszystkie symulacje metodą FDTD oraz pomiary transmisji i odbicia. Zaprojektował wszystkie eksperymenty realizowane w ramach pracy. Przeanalizował wyniki pomiarów i symulacji. Był pierwszym autorem publikacji powstałych w ramach doktoratu [127], [128], [129]. Zaprezentował wyniki badań na konferencji naukowej i seminariach. Napisał pracę doktorską.

PODZIĘKOWANIA

Bardzo dziękuję firmie VIGO Photonics S.A. za umożliwienie wykonania mi tej pracy poprzez udostępnienie laboratoriów i aparatury oraz oddelegowanie współpracowników do realizacji projektu badawczego powiązanego ściśle z tym doktoratem. W szczególności dziękuję moim przełożonym, Dariuszowi Wojnowskiemu i Piotrowi Warzybokowi, za pomoc organizacyjną, Karolinie Ogrodnik za przesłanie artykułu naukowego kluczowego dla tej pracy, zespołowi MBE (dr Łukasz Kubiszyn, dr Krystian Michalczewski, dr Bartłomiej Seredyński) za wytworzenie heterostruktur półprzewodnikowych, Agacie Ornoch za pracę nad technologią wysokorozdzielczej litografii oraz, przede wszystkim, profesorowi Józefowi Piotrowskiemu za pomysł na projekt i opiekę merytoryczną. Dziękuję Jakubowi Polaczyńskiemu i Instytutowi Fizyki PAN za wykonanie procesów litografii elektronowej na części próbek. Dziękuję zespołowi Tureckiemu z Uniwersytetu Sabancı (dr Ömer Ceylan, prof. Yaşar Gürbüz) za owocną współpracę w ramach projektu polsko-tureckiego i wykonanie litografii elektronowej na wielu próbkach. Dziękuję współpracownikom z Politechniki Łódzkiej – profesorowi Maciejowi Demsowi oraz Marcelowi Mochalskiemu – za symulacje metodą PWAM. Dziękuję wreszcie moim promotorom z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego – profesorowi Rafałowi Kotyńskiemu i doktorowi Piotrowi Wróblowi – za wytrwałe i cierpliwe wsparcie na drodze do celu. Doktorowi Piotrowi Wróblowi dziękuję dodatkowo za wykonanie pomiarów elipsometrycznych. Bardzo dziękuję także mojej Rodzinie, w szczególności Rodzicom, za duże wsparcie jakie od niej otrzymywałem przez cały okres pracy nad doktoratem.

8 BIBLIOGRAFIA

- [1] Z. Bielecki i A. Rogalski, *Detekcja sygnałów optycznych*. Warszawa: Wydawnictwa Naukowo Techniczne, 2001.
- [2] D. Popa i F. Udrea, "Towards integrated mid-infrared gas sensors," *Sensors*, vol. 19, no. 9, pp. 1–15, 2019, doi: 10.3390/s19092076.
- [3] "Infrared - Wikipedia.", <https://en.wikipedia.org/wiki/Infrared>
- [4] J. Byrnes, *Unexploded Ordnance Detection and Mitigation*. 2009. doi: 10.1007/978-1-4020-9253-4.
- [5] A. Rogalski, M. M. Kopytko i P. Martyniuk, *Antimonide-based Infrared Detectors: A New Perspective*. SPIE, 2018. doi: 10.1117/3.2278814.
- [6] P. Martyniuk, M. Kopytko i A. Rogalski, "Barrier infrared detectors," *Opto-Electronics Rev.*, vol. 22, no. 2, pp. 1–18, 2014, doi: 10.2478/s11772-014-0187-x.
- [7] S. Maimon i G. W. Wicks, "nBn detector, an infrared detector with reduced dark current and higher operating temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 15, 2006, doi: 10.1063/1.2360235.
- [8] A. Rogalski, "New ternary alloy systems for infrared detectors," in *Liquid and Solid State Crystals: Physics, Technology and Applications*, J. Zmija, Ed., SPIE, 1993, pp. 52–60. doi: 10.1117/12.156938.
- [9] D. R. Rhiger, E. P. Smith, B. P. Kolasa, J. K. Kim, J. F. Klem i S. D. Hawkins, "Analysis of III–V Superlattice nBn Device Characteristics," *J. Electron. Mater.*, vol. 45, no. 9, pp. 4646–4653, 2016, doi: 10.1007/s11664-016-4545-y.
- [10] J. F. Klem, J. K. Kim, M. J. Cich, S. D. Hawkins, T. R. Fortune i J. L. Rienstra, "Comparison of nBn and nBp mid-wave barrier infrared photodetectors," *Quantum Sens. Nanophotonic Devices VII*, vol. 7608, p. 76081P, 2010, doi: 10.1117/12.842772.
- [11] F. Urbach, "The long-wavelength edge of photographic sensitivity and of the electronic Absorption of Solids [8]," *Phys. Rev.*, vol. 92, no. 5, p. 1324, 1953, doi: 10.1103/PhysRev.92.1324.
- [12] W. Martienssen, "Über die excitonenbanden der alkalihalogenidkristalle," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 2, no. 4, pp. 257–267, 1957.
- [13] C. Ayik, I. Studenyak, M. Kranjec i M. Kurik, "Urbach Rule in Solid State Physics," *Int. J. Opt. Appl.*, vol. 4, no. 3, pp. 76–83, 2014, doi: 10.5923/j.optics.20140403.02.
- [14] R. C. Jones, "Performance of Detectors for Visible and Infrared Radiation," *Adv. Electron. Electron Phys.*, vol. 5, no. C, pp. 1–96, 1953, doi: 10.1016/S0065-2539(08)60683-6.
- [15] A. Rogalski, *Infrared and Terahertz Detectors, Third Edition*. 2019. doi: 10.1201/b21951.
- [16] Y. Zhou, J. Chen, Z. Xu i L. He, "High quantum efficiency mid-wavelength interband cascade infrared photodetectors with one and two stages," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 31, no. 8, pp. 0–6, 2016, doi: 10.1088/0268-1242/31/8/085005.
- [17] L. Lei *et al.*, "Long wavelength interband cascade infrared photodetectors operating at high temperatures," *J. Appl. Phys.*, vol. 120, no. 19, 2016, doi: 10.1063/1.4967915.
- [18] D. Z. Ting *et al.*, "InAs/InAsSb Type-II Strained-Layer Superlattice Infrared

- Photodetectors,” *Micromachines*, vol. 11, no. 11, p. 958, Oct. 2020, doi: 10.3390/mi11110958.
- [19] P. Klipstein, “Depletion-Less Photodiode With Suppressed Dark Current and Method for Producing the Same,” 2005, <http://www.google.com/patents/US7928473>
 - [20] P. C. Klipstein *et al.*, “Modeling InAs/GaSb and InAs/InAsSb superlattice infrared detectors,” *J. Electron. Mater.*, vol. 43, no. 8, pp. 2984–2990, 2014, doi: 10.1007/s11664-014-3169-3.
 - [21] H. Li *et al.*, “A calibration method for group V fluxes and impact of V/III flux ratio on the growth of InAs/InAsSb type-II superlattices by molecular beam epitaxy,” *J. Cryst. Growth*, vol. 378, pp. 145–149, 2013, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2012.12.144.
 - [22] European Parliament and the Council of the European Union, “Restriction of Hazardous Substances (RoHS),” 2011. Accessed: Aug. 01, 2024., <https://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/TXT/?uri=CELEX:32011L0065>
 - [23] W. L. Sarney, S. P. Svensson, Y. Xu, D. Donetsky i G. Belenky, “Bulk InAsSb with 0.1 eV bandgap on GaAs,” *J. Appl. Phys.*, vol. 122, no. 2, pp. 0–7, 2017, doi: 10.1063/1.4993454.
 - [24] D.-M. Geum *et al.*, “Room temperature operation of mid-infrared InAs 081 Sb 019 based photovoltaic detectors with an In 02 Al 08 Sb barrier layer grown on GaAs substrates ,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 5, p. 6249, 2018, doi: 10.1364/oe.26.006249.
 - [25] A. Rogalski i J. Piotrowski, *High-operating-temperature Infrared Photodetectors*. Bellingham, 2007.
 - [26] M. A. Kinch, *State-of-the-Art Infrared Detector Technology*. Bellingham: SPIE, 2014. doi: 10.1117/3.1002766.
 - [27] L. K. Casias *et al.*, “Carrier concentration and transport in Be-doped InAsSb for infrared sensing applications,” *Infrared Phys. Technol.*, vol. 96, no. November 2018, pp. 184–191, 2019, doi: 10.1016/j.infrared.2018.11.024.
 - [28] “Periodic table of elements.”, <https://sciencenotes.org/printable-periodic-table/>
 - [29] T. E. Downs, Chandler; Vandervelde, “Progress in Infrared Photodetectors Since 2000,” *Sensors*, vol. 13, no. 4, pp. 5054–5098, 2013.
 - [30] L. Esaki i R. Tsu., “Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors *,” vol. 1856, no. January, pp. 61–65, 1970, doi: <https://doi.org/10.1147/rd.141.0061>.
 - [31] G. A. Saihalasz, R. Tsu, L. Esaki, G. A. Sai-Halasz, R. Tsu i L. Esaki, “A new semiconductor superlattice,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 30, no. 12, pp. 651–653, 1977, doi: 10.1063/1.89273.
 - [32] T. Semiconductor and Q. W. Photodetectors, *Advances in Infrared Photodetectors*, vol. 84. 2011. doi: 10.1016/B978-0-12-381337-4.00004-8.
 - [33] J. Pellegrino i R. DeWames, “Minority carrier lifetime characteristics in type II InAs/GaSb LWIR superlattice n + π p + photodiodes ,” *Infrared Technol. Appl. XXXV*, vol. 7298, p. 72981U, 2009, doi: 10.1117/12.819641.
 - [34] R. Müller *et al.*, “High operating temperature InAs/GaSb type-II superlattice detectors on GaAs substrate for the long wavelength infrared,” *Infrared Phys. Technol.*, vol. 96, pp. 141–144, Jan. 2019, doi: 10.1016/j.infrared.2018.10.019.
 - [35] W. Gawron, L. Kubiszyn, K. Michalczewski, J. Piotrowski i P. Martyniuk, “Demonstration of the Longwave Type-II Superlattice InAs/InAsSb Cascade Photodetector for High

Operating Temperature," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 43, no. 9, pp. 1487–1490, 2022, doi: 10.1109/LED.2022.3188909.

- [36] G. Ariyawansa *et al.*, "InGaAs/InAsSb strained layer superlattices for mid-wave infrared detectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 2, 2016, doi: 10.1063/1.4939904.
- [37] W. E. Tennant, "'Rule 07' revisited: Still a good heuristic predictor of p/n HgCdTe photodiode performance?," *J. Electron. Mater.*, vol. 39, no. 7, pp. 1030–1035, 2010, doi: 10.1007/s11664-010-1084-9.
- [38] E. H. Steenberg *et al.*, "A recent review of mid-wavelength infrared type-II superlattices: carrier localization, device performance, and radiation tolerance," *Quantum Sens. Nano Electron. Photonics XIV*, vol. 10111, p. 1011104, 2017, doi: 10.1117/12.2266040.
- [39] M. Kopytko *et al.*, "Comparison of type II superlattice InAs/InAsSb barrier detectors operating in the mid-wave infrared range," *J. Appl. Phys.*, vol. 136, no. 1, 2024, doi: 10.1063/5.0202170.
- [40] B. V. Olson *et al.*, "Auger recombination in long-wave infrared InAs/InAsSb type-II superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, no. 26, 2015, doi: 10.1063/1.4939147.
- [41] D. Donetsky, S. P. Svensson, L. E. Vorobjev i G. Belenky, "Carrier lifetime measurements in short-period InAs/GaSb strained-layer superlattice structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 21, 2009, doi: 10.1063/1.3267103.
- [42] B. V. Olson *et al.*, "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, pp. 1–5, 2012, doi: 10.1063/1.4749842.
- [43] H. J. Haugan, F. Szmulowicz, K. Mahalingam, G. J. Brown, S. L. Bowers i J. A. Peoples, "Compositional control of the mixed anion alloys in gallium-free InAs/InAsSb superlattice materials for infrared sensing," *Infrared Sensors, Devices, Appl. V*, vol. 9609, p. 960906, 2015, doi: 10.1117/12.2186188.
- [44] J. Lu, E. Luna, T. Aoki, E. H. Steenberg, Y. H. Zhang i D. J. Smith, "Evaluation of antimony segregation in InAs/InAs_{1-x}Sb_x type-II superlattices grown by molecular beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, vol. 119, no. 9, 2016, doi: 10.1063/1.4942844.
- [45] G. Deng *et al.*, "Upside-down InAs/InAs_{1-x}Sb_x type-II superlattice-based nBn mid-infrared photodetectors with an AlGaAsSb quaternary alloy barrier," *Opt. Express*, vol. 28, no. 9, p. 13616, 2020, doi: 10.1364/oe.387297.
- [46] L. Nordin, P. Petluru, A. Kamboj, A. J. Muhowski i D. Wasserman, "Ultra-thin plasmonic detectors," *Optica*, vol. 8, no. 12, p. 1545, 2021, doi: 10.1364/optica.438039.
- [47] S. Adachi, "Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, Al_xGa_{1-x}As, and In_{1-x}Ga_xAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 66, no. 12, pp. 6030–6040, 1989, doi: 10.1063/1.343580.
- [48] Stefan A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer New York, 2007.
- [49] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 7th ed. Wiley, 1995.
- [50] P. Drude, "Zur Elektronentheorie der Metalle," *Ann. Phys.*, vol. 306, no. 3, pp. 566–613, 1900, doi: 10.1002/andp.19003060312.
- [51] S. Foteinopoulou, G. C. R. Devarapu, G. S. Subramania, S. Krishna i D. Wasserman, *Phonon-polaritons: Enabling powerful capabilities for infrared photonics*, vol. 8, no. 12. 2019. doi:

10.1515/nanoph-2019-0232.

- [52] M. P. Marder, *Condensed Matter Physics*. New York: John Wiley & Sons / Wiley-Interscience, 2000.
- [53] R. P. Feynman, *Feynmana wykłady z fizyki. Tom II*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe (PWN), 1970.
- [54] "Surface plasmon - Wikipedia.", https://en.wikipedia.org/wiki/Surface_plasmon
- [55] G. Goubau, "Surface waves and their application to transmission lines," *J. Appl. Phys.*, vol. 21, no. 11, pp. 1119–1128, 1950, doi: 10.1063/1.1699553.
- [56] E. Kretschmann i H. Raether, "Radiative Decay of Non Radiative Surface Plasmons Excited by Light," *Zeitschrift fur Naturforsch. - Sect. A J. Phys. Sci.*, vol. 23, no. 12, pp. 2135–2136, 1968, doi: 10.1515/zna-1968-1247.
- [57] A. Otto, "Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection," *Zeitschrift für Phys.*, vol. 216, no. 4, pp. 398–410, 1968, doi: 10.1007/BF01391532.
- [58] H. Raether, *Surface Plasmons*. Berlin: Springer, 1988.
- [59] A. M. Gretarsson, "Optical Cavities," in *A First Course in Laboratory Optics*, Cambridge University Press, 2021, pp. 133–151.
- [60] V. Letka, A. Bainbridge, A. P. Craig, F. Al-Saymari i A. R. J. Marshall, "Resonant cavity-enhanced photodetector incorporating a type-II superlattice to extend MWIR sensitivity," *Opt. Express*, vol. 27, no. 17, p. 23970, 2019, doi: 10.1364/oe.27.023970.
- [61] Q. Feng *et al.*, "Resonant-cavity-enhanced infrared detector incorporating an ultra-thin type-II superlattice: design and simulation," *Appl. Opt.*, vol. 62, no. 18, pp. 4786–4792, 2023, doi: 10.1364/AO.491566.
- [62] P. Petluru *et al.*, "All-epitaxial resonant cavity enhanced long-wave infrared detectors for focal plane arrays," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 122, no. 2, 2023, doi: 10.1063/5.0131628.
- [63] A. Bainbridge, L. A. Hanks, A. P. Craig i A. R. J. Marshall, "Resonant cavity-enhanced photodiode array for miniaturised spectroscopic sensing," *Opt. Express*, vol. 30, no. 3, p. 3230, 2022, doi: 10.1364/oe.444547.
- [64] F. A. Al-Saymari, A. P. Craig, Q. Lu, A. R. J. Marshall, P. J. Carrington i A. Krier, "Mid-infrared resonant cavity light emitting diodes operating at 4.5 μm ," *Opt. Express*, vol. 28, no. 16, p. 23338, 2020, doi: 10.1364/oe.396928.
- [65] A. Dutta, B. Deka i P. Pratim Sahu, *Planar Waveguide Optical Sensors*. 2016., <http://public.eblib.com/choice/publicfullrecord.aspx?p=4661655%0Ahttp://link.springer.com/10.1007/978-3-319-35140-7>
- [66] G. Lifante, *Integrated Photonics: Fundamentals*. Wiley, 2003., <https://books.google.pl/books?id=Uq924mcshMkC>
- [67] C. Genet i T. W. Ebbesen, "Light in tiny holes," *Nature*, vol. 445, no. 7123, pp. 39–46, 2007, doi: 10.1038/nature05350.
- [68] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio i P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature*, vol. 391, no. 6668, pp. 667–669, Feb. 1998, doi: 10.1038/35570.
- [69] S. M. Williams *et al.*, "Scaffolding for nanotechnology: Extraordinary infrared

transmission of metal microarrays for stacked sensors and surface spectroscopy,” in *Nanotechnology*, 2004. doi: 10.1088/0957-4484/15/10/001.

- [70] K. J. K. Koerkamp, S. Enoch, F. B. Segerink, N. F. Van Hulst i L. Kuipers, “Strong influence of hole shape on extraordinary transmission through periodic arrays of subwavelength holes,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 18, pp. 18–21, 2004, doi: 10.1103/PhysRevLett.92.183901.
- [71] Z. Fan, L. Zhan, X. Hu i Y. Xia, “Critical process of extraordinary optical transmission through periodic subwavelength hole array: Hole-assisted evanescent-field coupling,” *Opt. Commun.*, vol. 281, no. 21, pp. 5467–5471, 2008, doi: 10.1016/j.optcom.2008.07.077.
- [72] Z. Ruan i M. Qiu, “Enhanced transmission through periodic arrays of subwavelength holes: The role of localized waveguide resonances,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, no. 23, pp. 1–4, 2006, doi: 10.1103/PhysRevLett.96.233901.
- [73] C. C. Chang *et al.*, “A surface plasmon enhanced infrared photodetector based on InAs quantum dots,” *Nano Lett.*, vol. 10, no. 5, pp. 1704–1709, 2010, doi: 10.1021/nl100081j.
- [74] S. J. Lee *et al.*, “A monolithically integrated plasmonic infrared quantum dot camera,” *Nat. Commun.*, vol. 2, no. 1, p. 286, 2011, doi: 10.1038/ncomms1283.
- [75] G. Gu, J. Vaillancourt, P. Vasinajindakaw i X. Lu, “Backside-configured surface plasmonic structure with over 40 times photocurrent enhancement,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 10, 2013, doi: 10.1088/0268-1242/28/10/105005.
- [76] S. C. Lee, S. Krishna i S. R. J. Brueck, “Light direction-dependent plasmonic enhancement in quantum dot infrared photodetectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 2, pp. 2010–2013, 2010, doi: 10.1063/1.3454776.
- [77] A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, A. A. Bloshkin, A. V. Dvurechenskii i D. E. Utkin, “Mid-infrared optical resonances in quantum dot photodetectors coupled with metallic gratings with different aperture diameters,” *Curr. Appl. Phys.*, vol. 20, no. 7, pp. 877–882, Jul. 2020, doi: 10.1016/j.cap.2020.04.009.
- [78] A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, V. A. Armbrister, A. A. Bloshkin i A. V. Dvurechenskii, “Surface plasmon dispersion in a mid-infrared Ge/Si quantum dot photodetector coupled with a perforated gold metasurface,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, no. 17, 2018, doi: 10.1063/1.5029289.
- [79] A. Wang i Y. Dan, “Mid-infrared plasmonic multispectral filters,” *Sci. Rep.*, vol. 8, no. 1, pp. 1–7, 2018, doi: 10.1038/s41598-018-29177-0.
- [80] S. Ogawa *et al.*, “Multi-spectral uncooled infrared sensors fabricated using encapsulated metal-insulator-metal plasmonic metamaterial absorbers,” in *Infrared Technology and Applications XLIX*, D. Z. Ting, G. F. Fulop i L. L. Zheng, Eds., SPIE, Jun. 2023, p. 43. doi: 10.1117/12.2662904.
- [81] A. I. Yakimov, V. V. Kirienko i A. V. Dvurechenskii, “Comparison of two-dimensional arrays of gold disks and holes for plasmonic enhancement of Ge/Si quantum dot mid-infrared photodetectors,” *Opt. Mater. Express*, vol. 8, no. 11, p. 3479, 2018, doi: 10.1364/ome.8.003479.
- [82] J. Tong, L. Y. M. Tobing, S. Qiu, D. H. Zhang i A. G. Unil Perera, “Room temperature plasmon-enhanced InAs_{0.91}Sb_{0.09}-based heterojunction n-i-p mid-wave infrared photodetector,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 113, no. 1, Jul. 2018, doi: 10.1063/1.5018012.
- [83] J. Tong, L. Y. M. Tobing, Y. Luo, D. Zhang i D. H. Zhang, “Single Plasmonic Structure Enhanced Dual-band Room Temperature Infrared Photodetection,” *Sci. Rep.*, vol. 8, no. 1,

p. 1548, 2018, doi: 10.1038/s41598-018-20028-6.

- [84] E. M. Jackson *et al.*, "Two-dimensional plasmonic grating for increased quantum efficiency in midwave infrared nBn detectors with thin absorbers," *Opt. Express*, vol. 26, no. 11, p. 13850, 2018, doi: 10.1364/oe.26.013850.
- [85] J. A. Nolde *et al.*, "Enhancement of quantum efficiency in nBn detectors with thin absorbers using plasmonic gratings," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2019, p. 76. doi: 10.1117/12.2508730.
- [86] J. Tong, F. Suo, L. Qian i D. H. Zhang, "Asymmetric Split H-Shape Resonator Array for Enhancement of Midwave Infrared Photodetection," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 55, no. 6, pp. 1–6, 2019, doi: 10.1109/JQE.2019.2947616.
- [87] J. Tong, F. Suo i D. H. Zhang, "Elliptical cylinder metallic array for enhancing room-temperature midwave infrared photodetection," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 52, no. 47, p. ab3b72, 2019, doi: 10.1088/1361-6463/ab3b72.
- [88] J. Tong, F. Suo, L. Y. M. Tobing, Z. Xu, Y. Xiong i D. H. Zhang, "Rotated fourfold U-shape metasurface for polarization-insensitive strong enhancement of mid-infrared photodetection," *Opt. Express*, vol. 28, no. 3, p. 4225, 2020, doi: 10.1364/oe.383678.
- [89] A. Ahmadvand, B. Gerislioglu i Z. Ramezani, "Generation of magnetoelectric photocurrents using toroidal resonances: A new class of infrared plasmonic photodetectors," *Nanoscale*, vol. 11, no. 27, pp. 13108–13116, 2019, doi: 10.1039/c9nr04312h.
- [90] B. Gerislioglu, A. Ahmadvand i J. Adam, "Infrared plasmonic photodetectors: the emergence of high photon yield toroidal metadevices," *Mater. Today Chem.*, vol. 14, Dec. 2019, doi: 10.1016/j.mtchem.2019.100206.
- [91] J. A. Nolde *et al.*, "Resonant quantum efficiency enhancement of midwave infrared nBn photodetectors using one-dimensional plasmonic gratings," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 26, 2015, doi: 10.1063/1.4923404.
- [92] K. Tappura, "Enhancing the Performance of Commercial Infrared Detectors by Surface Plasmons," *Proceedings*, vol. 2, no. 13, p. 63, 2018, doi: 10.3390/proceedings2130063.
- [93] A. Safaei, S. Modak, A. Vázquez-Guardado, D. Franklin i D. Chanda, "Cavity-induced hybrid plasmon excitation for perfect infrared absorption," *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 24, p. 6001, 2018, doi: 10.1364/ol.43.006001.
- [94] J. Tong, L. Y. M. Tobing i D. H. Zhang, "Electrically controlled enhancement in plasmonic mid-infrared photodiode," *Opt. Express*, vol. 26, no. 5, p. 5452, 2018, doi: 10.1364/oe.26.005452.
- [95] L. Nordin, P. Petluru, A. Kamboj, A. J. Muhowski i D. Wasserman, "Ultra-Thin All-Epitaxial Plasmonic Detectors," 2021,, <http://arxiv.org/abs/2107.04143>
- [96] L. Nordin, A. J. Muhowski i D. Wasserman, "High operating temperature plasmonic infrared detectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 120, no. 10, 2022, doi: 10.1063/5.0077456.
- [97] M. Csete, Á. Sipos, A. Szalai, F. Najafi, G. Szabó i K. K. Berggren, "Improvement of infrared single-photon detectors absorptance by integrated plasmonic structures," *Sci. Rep.*, vol. 3, pp. 1–10, 2013, doi: 10.1038/srep02406.
- [98] T. D. Dao *et al.*, "Hole Array Perfect Absorbers for Spectrally Selective Midwavelength Infrared Pyroelectric Detectors," *ACS Photonics*, vol. 3, no. 7, pp. 1271–1278, 2016, doi: 10.1021/acsp Photonics.6b00249.

- [99] N. Sefidmooye Azar, V. R. Shrestha i K. B. Crozier, "Bull's eye grating integrated with optical nanoantennas for plasmonic enhancement of graphene long-wave infrared photodetectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 114, no. 9, p. 91108, 2019, doi: 10.1063/1.5082664.
- [100] T. Ishi, J. Fujikata, K. Marita, T. Baba i K. Ohashi, "Si nano-photodiode with a surface plasmon antenna," *Japanese J. Appl. Physics, Part 2 Lett.*, vol. 44, no. 12–15, pp. 364–366, 2005, doi: 10.1143/JJAP.44.L364.
- [101] J. Yue *et al.*, "Enhancing mid-wavelength InAs/GaSb type II superlattice infrared detector with monolithically integrated metalens," *Opt. Express*, vol. 33, no. 15, p. 30948, Jul. 2025, doi: 10.1364/OE.568141.
- [102] K. K. Choi, J. Sun, E. A. Decuir, K. A. Olver i P. Wijewarnasuriya, "Electromagnetic modeling and resonant detectors and arrays," *Infrared Phys. Technol.*, vol. 70, pp. 153–161, 2015, doi: 10.1016/j.infrared.2014.09.009.
- [103] Y. W. Zhou *et al.*, "High extinction ratio super pixel for long wavelength infrared polarization imaging detection based on plasmonic microcavity quantum well infrared photodetectors," *Sci. Rep.*, vol. 8, no. 1, 2018, doi: 10.1038/s41598-018-33432-9.
- [104] J. Tong, W. Zhou, Y. Qu, Z. Xu, Z. Huang i D. H. Zhang, "Surface plasmon induced direct detection of long wavelength photons," *Nat. Commun.*, vol. 8, no. 1, pp. 1–8, 2017, doi: 10.1038/s41467-017-01828-2.
- [105] J. Tong, Y. Qu, F. Suo, W. Zhou, Z. Huang i D. H. Zhang, "Antenna-assisted subwavelength metal-InGaAs-metal structure for sensitive and direct photodetection of millimeter and terahertz waves," *Photonics Res.*, vol. 7, no. 1, p. 89, 2019, doi: 10.1364/prj.7.000089.
- [106] Y. Liu, J. Bishop, L. Williams, S. Blair i J. Herron, "Biosensing based upon molecular confinement in metallic nanocavity arrays," *Nanotechnology*, vol. 15, no. 9, pp. 1368–1374, 2004, doi: 10.1088/0957-4484/15/9/043.
- [107] H. Rigneault *et al.*, "Enhancement of single-molecule fluorescence detection in subwavelength apertures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 11, 2005, doi: 10.1103/PhysRevLett.95.117401.
- [108] M. J. Milla *et al.*, "Surface-enhanced infrared absorption with Si-doped InAsSb/GaSb nano-antennas," *Opt. Express*, vol. 25, no. 22, p. 26651, 2017, doi: 10.1364/oe.25.026651.
- [109] M. C. Suster, A. Szymańska, T. J. Antosiewicz, A. Królikowska i P. Wróbel, "Nanogap-Engineered Core-Shell-Like Nanostructures for Comprehensive SERS Analysis," *ACS Appl. Mater. Interfaces*, vol. 17, no. 15, pp. 23076–23093, 2025, doi: 10.1021/acsami.5c00716.
- [110] A. A. Sergeev *et al.*, "Tailoring spontaneous infrared emission of HgTe quantum dots with laser-printed plasmonic arrays," *Light Sci. Appl.*, vol. 9, no. 1, pp. 2047–7538, 2020, doi: 10.1038/s41377-020-0247-6.
- [111] D. M. Sullivan, "Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method," 2010. doi: 10.1109/9780470544518.
- [112] A. Taflove i S. C. Hagness, *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*, 3rd ed. Norwood: Artech House, 2005. doi: 10.1201/9781003337669.
- [113] "Finite Difference Time Domain (FDTD) solver introduction.", <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360034914633-Finite-Difference-Time-Domain-FDTD-solver-introduction>
- [114] "Ansys Lumerical FDTD.", <https://www.ansys.com/products/optics/fdtd>

- [115] M. Dems, R. Kotynski i K. Panajotov, "Plane Wave Admittance Method - a novel approach for determining the electromagnetic modes in photonic structures," *Opt. Express*, vol. 13, no. 9, p. 3196, 2005, doi: 10.1364/opex.13.003196.
- [116] O. Conradi, S. Helfert i R. Pregla, "Comprehensive modeling of vertical-cavity laser-diodes by the method of lines," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 7, pp. 928–935, 2001, doi: 10.1109/3.929594.
- [117] "MBE.", <http://www.eee.manchester.ac.uk/our-research/research-groups/sisp/research-areas/emds/molecular-beam-epitaxy/>
- [118] "Fotorezyst - Wikipedia.", <https://pl.m.wikipedia.org/wiki/Fotorezyst>
- [119] H. Fujiwara, *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications*. 2007. doi: 10.1002/9780470060193.
- [120] "Newport FTIR.", <https://www.newport.com/f/mir8035-ft-spectrometer-scanners>
- [121] A. Janaszek, "Fotowoltaiczne detektory podczerwieni wytworzone na bazie InAsSb: modelowanie i charakteryzacja," Uniwersytet Warszawski, 2017.
- [122] W. M. Haynes, *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 93rd Edition*. in 100 Key Points. Taylor & Francis, 2016. doi: 10.1201/b12286.
- [123] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1997.
- [124] J.A. Woollam Co. Inc., "Woollam Optical Constants Database," *Lincoln, NE, USA*.
- [125] I. Vurgaftman, J. R. Meyer i L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 11 I, pp. 5815–5875, 2001, doi: 10.1063/1.1368156.
- [126] T. Manyk, J. Rutkowski, M. Kopytko i P. Martyniuk, "Determination of the Strain Influence on the InAs/InAsSb Type-II Superlattice Effective Masses," *Sensors*, vol. 22, no. 21, 2022, doi: 10.3390/s22218243.
- [127] A. Janaszek *et al.*, "Plasmon-enhanced high operating temperature infrared photodetectors," *Proc. SPIE*, vol. 12568, no. 125680R, Jun. 2023, doi: 10.1117/12.2665259.
- [128] A. Janaszek *et al.*, "Rigorous optical modelling of long-wavelength infrared photodetector with 2D subwavelength hole array in gold film," *Opto-Electronics Rev.*, vol. 32, no. 1, 2024, doi: 10.24425/opelre.2024.148831.
- [129] A. Janaszek *et al.*, "Absorption enhancement in LWIR detector via waveguide and plasmonic modes engineering," *Opt. Open*, 2025, doi: 10.1364/opticaopen.29867258.v2.
- [130] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, 1966, doi: 10.1109/TAP.1966.1138693.