

# Niechłodzone detektory fotonowe z (Hg,Cd)Te promieniowania 10,6 μm

JEL: L97 DOI: 10.24136/atest.2018.500

Data zgłoszenia: 19.11.2018 Data akceptacji: 15.12.2018

W artykule dokonano analizy niechłodzonych ( $T=300K$ ) fotodiod (PC) i detektorów magnetoekskluzyjnych (EMCD) promieniowania 10,6 μm. Obliczenia wykazały, że optymalne parametry fotodiod takie jak grubość czy domieszkowanie dla struktury na podłożu z poszerzoną przerwą energetyczną są inne niż dla konstrukcji z kontaktami omowymi na obu jej końcach. Ustalono optymalne parametry detekcyjne elementów dla fotodiod i detektorów magnetoekskluzyjnych z (Hg,Cd)Te pracujących w temperaturze pokojowej.

**Słowa kluczowe:** photon detectors, high-temperature infrared detectors.

## Wstęp

Najwyższe parametry detekcyjne detektorów fotonowych uzyskuje się chłodząc elementy półprzewodnikowe [1-4]. Uzyskano wykrywalności ograniczone szumem termicznym promieniowania tła (BLIP – Background Limited Infrared Photodetector) zarówno w zakresie średniej podczerwieni (3-5,5 μm w temperaturze 200K), jak i w zakresie dalekiej podczerwieni (8-14 μm w temperaturze ciekłego azotu). Chłodzenie do niskich temperatur wymaga jednak stosowania dodatkowych urządzeń, które zwiększają koszt modułu detekcyjnego oraz powodują niewygodę jego użycia. Stąd ważnym jest podniesienie temperatury pracy detektorów przy zachowaniu ich wysokich parametrów detekcyjnych.

Półprzewodnik (Hg,Cd)Te o wąskiej przerwie energetycznej, jest obecnie podstawowym materiałem stosowanym do konstrukcji fotonowych detektorów podczerwieni [5]. Głównym ograniczeniem parametrów tego typu detektorów w temperaturach zbliżonych do temperatury pokojowej jest szum wywołany procesami generacyjno-rekombinacyjnymi Augera. Badacze brytyjscy [6-10] zaproponowali dwie metody nierównowagowego tłumienia generacji Augera. Metody te opierają się na znanych zjawiskach fizycznych w półprzewodnikach: ekskluzji nośników mniejszościowych w złączu n<sup>+</sup>-v lub p<sup>+</sup>-π, kombinacji ekskluzji i ekstrakcji nośników w strukturze n<sup>+</sup>-v-p lub p-π-n<sup>+</sup>.

Innym sposobem tłumienia procesów generacyjno-rekombinacyjnych Augera jest wykorzystanie zjawiska magnetoekskluzyjii [11-13].

Najwyższe parametry detekcyjne typowych fotodiod z Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te zakresu średniej i dalekiej podczerwieni osiągane są w temperaturze ciekłego azotu. Stąd równolegle z badaniami nad zastosowaniem fotodiod w postaci matryc dwuwymiarowych prowadzone są intensywne prace nad podniesieniem temperatury ich pracy.

Działanie fotodiod w podwyższonych temperaturach było opisywane w licznych pracach [14-19]. Wysokie parametry w detekcji promieniowania 10,6 μm osiąga się w temperaturach poniżej 200 K. W temperaturze zbliżonej do temperatury pokojowej wartość rezystancji złącza n<sup>+</sup>-p jest bardzo mała, a często nawet niższa od rezystancji pasożytniczej. Stąd nawet detektory o małej powierzchni (50x50 μm<sup>2</sup>) wykazują w temperaturze 200 K bardzo niewielką rezystancję (< 40 Ω). W związku z powyższym w temperaturach zbliżonych do temperatury pokojowej, tradycyjne obecnie proponowane fotodiody zakresu długofalowego ustępują fotorezystorom.

Ten stan rzeczy może być zmieniony dzięki zastosowaniu specjalnych konstrukcji. Zastosowanie immersji optycznej powoduje zwiększenie powierzchni optycznej (50x50 μm<sup>2</sup>) detektora dzięki czemu można zmniejszyć jego rzeczywiste wymiary, a tym samym podnieść jego rezystancję [18].

Celem niniejszej pracy jest określenie optymalnych konstrukcji elementów fotoczułych dla niechłodzonych ( $T=300K$ ) fotodiod typu n<sup>+</sup>-p z (Hg,Cd)Te i detektorów magnetoekskluzyjnych promieniowania 10,6 μm.

## 1 Fotodiody z (Hg,Cd)Te

W celu osiągnięcia wysokich parametrów detekcyjnych fotodiod dla elementów fotoczułych muszą być spełnione dwa podstawowe warunki [14-16]:

- musi mieć miejsce całkowita absorpcja promieniowania wewnątrz aktywnego obszaru fotodiody;
- muszą być stworzone warunki niskiej generacji termicznej nośników.

Aktywny obszar fotodiody ograniczony jest drogami dyfuzji nośników mniejszościowych po obu stronach złącza. Aby osiągnąć wysoką wydajność kwantową, droga dyfuzji nośników mniejszościowych musi być znacznie większa od głębokości wnikania promieniowania ( $L_D \gg 1/\alpha$ ).

Sytuacja komplikuje się w temperaturach bliskich temperaturze pokojowej. Droga dyfuzji jest znacznie krótsza i mniejsza jest również absorpcja promieniowania (większa głębokość wnikania promieniowania). W tej sytuacji niemożliwy jest do spełnienia warunków  $L_D \gg 1/\alpha$ . Co prawda, można zwiększyć drogę dyfuzji poszerzając przerwę energetyczną, ale spowoduje to obniżenie współczynnika absorpcji ( $\alpha$ ). Oznacza to, że osiągnięcie wydajności kwantowej bliskiej jedności w tych warunkach jest praktycznie niemożliwe.

Kolejnym problemem jest bardzo niska rezystancja złącza. Szum pochodzący od pasożytniczej impedancji i od przedwzmacniacza może być większy od detekowanego sygnału. To tłumaczy również, dlaczego do tej pory praca fotodiod w zakresie długofalowym była ograniczona tylko do pracy w niskich temperaturach. Dopiero dokładne poznanie zjawisk fizycznych zachodzących w nietypowych strukturach, wskazanie optymalnego rozwiązania konstrukcyjnego oraz precyzyjne określenie parametrów takiego detektora, pozwoli ocenić jego przydatność.

### 1.1 Model fotodiody

Podstawowe parametry detekcyjne fotodiod można analizować korzystając z dwóch równań transportu nośników prądu [5, 14-17]:

$$J_h = -qD_h \frac{dp}{dx} - q\mu_{hp} \frac{d\Psi}{dx} \quad (1.1)$$

$$J_e = qD_e \frac{dn}{dx} - q\mu_{en} \frac{d\Psi}{dx} \quad (1.2)$$

dwóch równań ciągłości

$$\frac{dJ_e}{dx} + q(G - R) = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{dJ_h}{dx} - q(G - R) = 0 \quad (1.4)$$

oraz równania Poissona

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s\epsilon_0}(N_d - N_a + p - n) \quad (1.5)$$

Szybkość generacji i rekombinacji w temperaturze pokojowej wyrazić można w postaci:

$$G_A - R_A = \frac{n_i^2 - np}{2n_i^2} \left( \frac{n}{(1 + \alpha n)\tau_{A1}^i} + \frac{p}{(1 + \beta p)\tau_{A7}^i} \right) \quad (1.6)$$

gdzie:  $\tau_{A1}^i$  i  $\tau_{A7}^i$  czas Augera 1 oraz Augera 7 w materiale samoistnym o koncentracji  $n_i$

Rozwiązanie równań (1-6) przy generacji optycznej

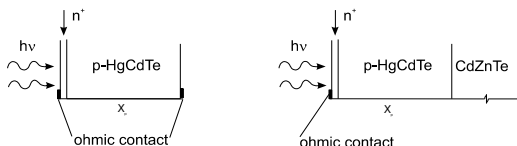
$$G_0(y) = \frac{P_0(1 - r_1)}{A} \frac{\lambda \exp(-\alpha y)}{hc} \quad (1.7)$$

pozwalają obliczyć czułość prądową ( $R_i$ ) oraz wykrywalność znormalizowaną ( $D^*$ ) fotodiod.

$$D^* = \frac{R_i(A\Delta f)^{1/2}}{I_n} \quad (1.8)$$

## 1.2 Parametry detekcyjne fotodiod

Graniczne parametry fotodiod z (Hg,Cd)Te zakresu długofalowego ( $\lambda=10,6\mu\text{m}$ ), pracujące w temperaturach bliskich pokojowej ( $T=300\text{K}$ ), analizowano na przykładzie modeli struktur detekcyjnych typu n<sup>+</sup>-p zilustrowanych na rys. 1.



**Rys. 1.** Schemat struktury fotodiod typu n<sup>+</sup>-p z (Hg,Cd)Te: a) struktura A z kontaktami omowymi na obu jej końcach, b) struktura B z kontaktem omowym tylko od strony n<sup>+</sup>

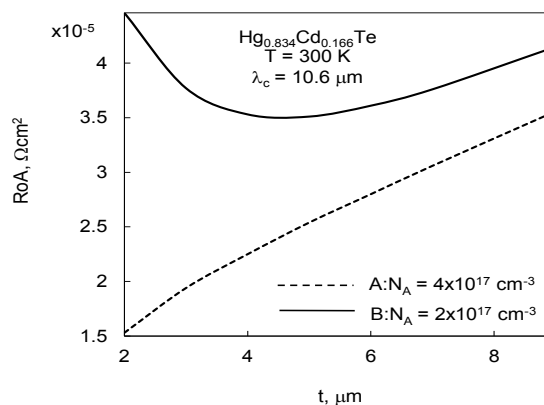
Model struktury detekcyjnej fotodiody przedstawiony na rys.1.a (struktura A) posiada na obu końcach kontakty omowe, natomiast na rys.1.b (struktura B) jest obecnie powszechnie stosowaną strukturą na podłożu o poszerzonej przerwie energetycznej.

Rola cienkiej warstwy typu n<sup>+</sup> (grubość 1  $\mu\text{m}$ ) sprowadza się jedynie do formowania złącza w materiale bazowym typu p. Z powodu silnego efektu Burstein'a-Moss'a w zdegenerowanej warstwie typu n<sup>+</sup>, promieniowanie o interesującej nas długości fali praktycznie przenika przez tą warstwę bez strat. Z powodu niskiego współczynnika wzmocnienia fotoelektrycznego oraz silnej degeneracji tego obszaru, również termiczna generacja Augera nie wnosi istotnego wkładu w prąd ciemny detektora.

Obszar typu p jest aktywnym obszarem fotodiody. Grubość tego obszaru, szerokość przerwy zabronionej oraz poziom domieszki powinny być tak dobrane, aby uzyskać jak najwyższą wydajność kwantową i jak najmniejszy prąd ciemny fotodiody. W temperaturach zbliżonych do pokojowej, termiczna generacja i rekombinacja jest zdominowana przez procesy Augera.

Podstawowe parametry detekcyjne niechłodzonych ( $T=300\text{K}$ ) fotodiod z (Hg,Cd)Te promieniowania dalekiej podczerwieni (10,6  $\mu\text{m}$ ) prezentowane są dla struktur detekcyjnych zilustrowanych na rys. 1.

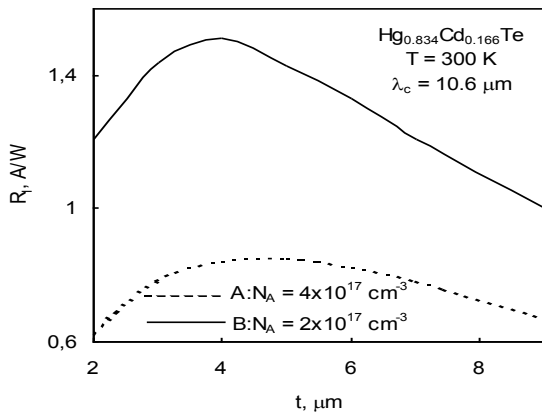
Na rys. 2. przedstawiono rezystancję znormalizowaną ( $R_0A$ ) fotodiody typu n<sup>+</sup>-p z  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  promieniowania 10,6  $\mu\text{m}$  w funkcji grubości obszaru typu p wykonanej na podłożu o poszerzonej przerwie energetycznej (struktura B - linia ciągła) oraz z kontaktami omowymi na obu jej końcach (struktura A - linia przerywana) dla temperatury 300 K (dla struktury A -  $N_a = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , dla struktury B -  $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )



**Rys. 2.** Rezystancja znormalizowana ( $R_0A$ ) niechłodzonych ( $T=300\text{K}$ ) fotodiod typu n<sup>+</sup>-p z  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  promieniowania 10,6  $\mu\text{m}$  w funkcji grubości obszaru typu p

Rezystancja znormalizowana fotodiody jest sumą rezystancji złącza (obszaru ładunku przestrzennego) i rezystancji szeregowej - pochodzącej od obszaru neutralnego. Jest ona ściśle powiązana z szerokością przerwy energetycznej, poziomem domieszki, geometrią i temperaturą elementu fotoczułego. W przypadku struktury A większą rezystancję wykazują elementy fotoczułe grubsze. W tych warunkach duże znaczenie ma rezystancja szeregową, która jest wprost proporcjonalna do grubości półprzewodnika. Natomiast w fotodiodach zbyt cienkich, ujawnia się wpływ termicznej generacji na kontaktach omowych, powodująca obniżenie wartości rezystancji. W przypadku struktury B zależność rezystancji od grubości obszaru typu p nie jest krzywą monotoniczną. Osiąga ona wyraźne minimum dla grubości ok. 5  $\mu\text{m}$  w temperaturze 300 K. Taki charakter krzywych jest wynikiem wyeliminowania negatywnego wpływu kontaktu od strony p. Początkowo rezystancja maleje ze wzrostem grubości obszaru typu p, co jest związane ze wzrostem generacji termicznej będącej w zasięgu złącza, po czym zaczyna rosnać ujawniając wpływ rezystancji szeregowej. W przypadku cienkich elementów fotoczułych rezystancja struktury A może być nawet kilka razy większa od rezystancji struktury B. Dla grubych elementów fotoczułych fotodiod, różnice między strukturami się zacierają, ponieważ dominująca staje się rezystancja szeregową.

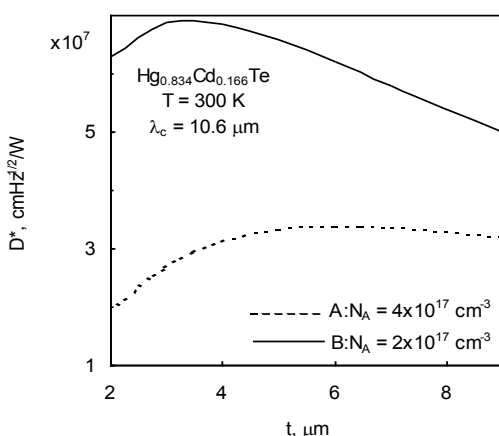
Na rysunku 3 przedstawiono czułość prądową ( $R_i$ ) fotodiod typu n<sup>+</sup>-p z  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  zakresu 10,6 $\mu\text{m}$  w funkcji grubości obszaru typu p wykonanego na podłożu o poszerzonej przerwie energetycznej (struktura B - linia ciągła) oraz z kontaktami omowymi na obu jej końcach (struktura A - linia przerywana) dla temperatury 300 K (struktura A -  $N_a = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , struktura B -  $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ).



**Rys. 3.** Czulość prądowa ( $R_i$ ) niechłodzonych ( $T=300K$ ) fotodiod typu  $n^+p$  z  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  promieniowania  $10,6 \mu m$  w funkcji grubości obszaru typu  $p$

Czulość prądowa ( $R_i$ ) fotodiody początkowo rośnie wraz z grubością obszaru typu  $p$ , osiąga maksimum dla grubości nieco większej od drogi dyfuzji nośników mniejszościowych, po czym – dla coraz większych grubości maleje. Taki przebieg krzywej wskazuje na to, że nie tylko generacja nośników w pobliżu złącza wpływa na prąd fotodiody. Istotne znaczenie ma również generacja w pobliżu kontaktów, stąd dla większych grubości elementu fotoczułego czulość prądowa maleje. Kontakt omowy, w niewielkim stopniu wpływa na grubość, przy której  $R_i$  osiąga maksimum, wpływa natomiast istotnie na wartość czulości prądowej. Dla temperatury  $T=300K$  czulość prądowa jest ok. 2-krotnie większa dla fotodiod na podłożu o poszerzonej przerwie energetycznej (struktura B).

Na rysunku 4 zilustrowano wykrywalność znormalizowaną ( $D^*$ ) fotodiod typu  $n^+p$  z  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  promieniowania  $10,6 \mu m$  w funkcji grubości obszaru typu  $p$  wykonanej na podłożu o poszerzonej przerwie energetycznej (struktura B - linia ciągła) z kontaktami omowymi na obu jej końcach (struktura A - linia przerywana) dla elementu fotoczułego o temperaturze  $300 K$  (struktura A -  $N_a = 4 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ , struktura B -  $N_a = 2 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ )



**Rys. 4.** Wykrywalność znormalizowana ( $D^*$ ) niechłodzonych ( $T=300K$ ) fotodiod typu  $n^+p$  z  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  promieniowania  $10,6 \mu m$  w funkcji grubości obszaru typu  $p$

W obliczeniach wykrywalności znormalizowanej uwzględniono tylko dominujący w tych warunkach szum Johnsona - Nyquista. Maksymalna wartość tego parametru zdecydowała o wyborze optymalnego domieszkowania i grubości obszaru typu  $p$ . Optymalna konstrukcja fotodiody silnie zależy od szybkości rekombinacji powierzchniowej od strony półprzewodnika typu  $p$ . W przypadku struktury B (linia ciągła) optymalna grubość jest zbliżona do długości drogi dyfuzji nośników mniejszościowych, a domieszkowanie kształtuje się na poziomie  $N_a \approx \gamma^{1/2} \cdot n_i$ . W przypadku struktury A (linia przerywana) optymalna grubość oraz domieszkowanie obszaru typu  $p$  są znacznie większe. Tak wysoka koncentracja nośników większościowych może być przyczyną powstania prądu tunelowego, który nie był uwzględniany, a który może powodować znaczne pogorszenie parametrów detektora. Problem ten można ominąć przez zastosowanie struktury  $n^+i-p$  (lub  $n^+-\pi-p$ ), tzn. stosując cienką warstwę samoistną (lub słabo domieszkowaną typu  $\pi$ ) pomiędzy obszarami  $n^+$  i  $p$  w celu redukcji dużej wartości pola elektrycznego w obszarze ładunku przestrzennego. Jednocześnie grubość tej warstwy buforowej powinna być na tyle mała, aby nie wnosić istotnego wkładu do termicznej generacji nośników.

## 2 Detektor magnetoekskluzyjny z (Hg,Cd)Te

Podstawowym parametrem charakteryzującym detektor fotonowy jest wykrywalność znormalizowana ( $D^*$ ). Dla prostego modelu detektora, wykonanego z jednorodnego elementu półprzewodnikowego o powierzchni  $A$  i grubości  $d$ , wykrywalność znormalizowaną można przedstawić w postaci [1]:

$$D^* = \frac{\eta \lambda}{hc[2(G + R)d]^{1/2}} \quad (2.1)$$

gdzie:  $\eta$  - wydajność kwantowa,  $\lambda$  - długość fali,  $h$  - stała Plancka,  $c$  - prędkość światła,  $G$  - szybkość generacji termicznej,  $R$  - szybkość rekombinacji.

W detektorach zakresu dalekiej podczerwieni pracujących w temperaturach zbliżonych do temperatury pokojowej o procesach generacji i rekombinacji decyduje mechanizm Augera. Szybkość tych procesów określają poniższe równania:

$$G = \frac{n_0 p_0}{2n_i^2} \left( \frac{n}{\tau_{A1}^i} + \frac{p}{\tau_{A7}^i} \right) \quad (2.2)$$

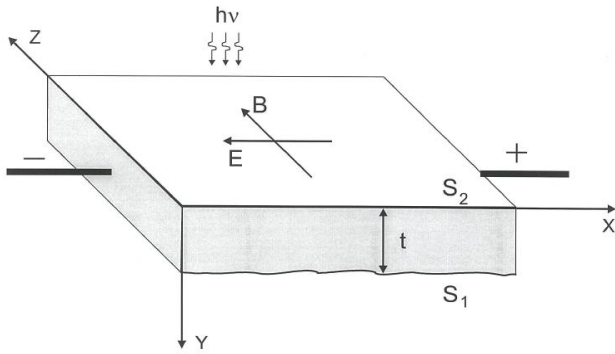
$$R = \frac{np}{2n_i^2} \left( \frac{n}{\tau_{A1}^i} + \frac{p}{\tau_{A7}^i} \right)$$

gdzie:  $n$ ,  $p$  – koncentracja elektronów i dziur,  $n_i$  – koncentracja nośników w materiale samoistnym,  $\tau_{A1}^i$ ,  $\tau_{A7}^i$  – czasy życia nośników związane z mechanizmem Augera w materiale samoistnym.

Z równań (1) i (2) wynika, że nierównowagowe obniżenie koncentracji nośników spowoduje wzrost wykrywalności znormalizowanej. Efekt ten można uzyskać wykorzystując znane zjawisko magnetoekskluzyjne (EMCD - magnetokoncentracyjne).

### 2.1 Model detektora

Ideę detektora magnetoekskluzyjnego [5, 11-15] przedstawiono na rys. 5.



Rys. 5. Schemat detektora magnetoekskluzyjnego (EMCD)

Cienka płytko półprzewodnikowa, na której wytworzono na jednej powierzchni małą ( $s_2 \sim 0$ ), a na drugiej wysoką ( $s_1 \sim 10^5 \text{ms}^{-1}$ ) szybkość rekombinacji powierzchniowej, umieszczona jest w jednorodnym polu magnetycznym o dużej indukcyjności ( $B=2\text{T}$ ) oraz odpowiednio spolaryzowana polem elektrycznym ( $-E_x, 0, 0$ ). Na płynące w polu elektrycznym nośniki prądu (elektrony i dziury) działa siła Lorentza wywołana prostopadłym polem magnetycznym, powodując ich odchylenie w kierunku powierzchni o dużej szybkości rekombinacji, gdzie ulegają rekombinacji. W rezultacie prowadzi to do obniżenia koncentracji nośników w dużej części elementu fotoczułego w pobliżu powierzchni oświetlonej. Szybko ustala się stan równowagi, ponieważ nieskończonemu zubażaniu elementu fotoczułego w nośniki przeciwstawia się proces dyfuzji wywołany gradientem koncentracji nośników oraz ciągła generacja optyczna i termiczna w całej objętości elementu.

Przy założeniu odpowiednio dużych wymiarów elementu fotoczułego w kierunku x i z ( $\gg L_e, L_h$ , gdzie  $L_e$  i  $L_h$  są odpowiednio długościami dróg dyfuzji elektronów i dziur) można zaniedbać wpływ kontaktów omowych oraz powierzchni bocznych. Wówczas składowe gęstości prądu dziurowego ( $J_h$ ) i elektronowego ( $J_e$ ) można przedstawić w postaci [13]:

Przy założeniu odpowiednio dużych wymiarów elementu fotoczułego w kierunku x i z ( $\gg L_e, L_h$ , gdzie  $L_e$  i  $L_h$  są odpowiednio długościami dróg dyfuzji elektronów i dziur) można zaniedbać wpływ kontaktów omowych oraz powierzchni bocznych. Wówczas składowe gęstości prądu dziurowego ( $J_h$ ) i elektronowego ( $J_e$ ) można przedstawić w postaci [13]:

$$J_{hx} = q\mu_h E_x + \mu_h B J_{hy} \quad (2.3)$$

$$J_{hy} = q\mu_h E_y - \mu_h B J_{hx} - qD_h \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.4)$$

$$J_{ex} = q\mu_e E_x - \mu_e B J_{ey} \quad (2.5)$$

$$J_{ey} = q\mu_e E_y + \mu_e B J_{ex} + qD_e \frac{\partial n}{\partial y} \quad (2.6)$$

gdzie:  $D_e$  i  $D_h$  są odpowiednio współczynnikami dyfuzji elektronów i dziur.

Korzystając z równania ciągłości i zanikania prądu na powierzchni swobodnej, rozkład koncentracji nośników prądu w głąb elementu fotoczułego można opisać zwyczajnym równaniem różniczkowym drugiego rzędu:

$$\frac{d^2 p}{dy^2} = \frac{u_e + u_h}{nu_e + pu_h} \cdot \frac{N_a - N_d}{n+p} \left( \frac{dp}{dy} \right)^2 - q \frac{BE_x}{kT} \frac{n^2 u_e + p^2 u_h}{(n+p)(nu_e + pu_h)} \frac{u_e + u_h}{n+p} \frac{dp}{dy} + (G - R) \frac{q}{kT} \frac{nu_e + pu_h}{u_e u_h (n+p)} \quad (2.7)$$

z niejawnymi warunkami brzegowymi:

$$J = -qs_2 \frac{n(0)p(0) - n_i^2}{2n_i} \quad \text{dla } y=0 \quad (2.8)$$

$$J = qs_1 \frac{n(d)p(d) - n_i^2}{2n_i} \quad \text{dla } y=d$$

Rozwiązując numerycznie równanie (2.7) można wyznaczyć charakterystykę prądowo-napięciową oraz szereg użytecznych parametrów fotoelektrycznych detektora, takich jak: rezystancję różniczkową ( $R_d = \frac{dV}{dI}$ ), czułość prądową ( $R_I = \frac{\Delta J}{P_O}$ ), wartość skuteczną prądu szumu ( $I_n^2 = I_J^2 + I_G^2$ ) oraz wykrywalność znormalizowaną

$$D^* = \frac{R_I (A_e \Delta f)^{1/2}}{I_n} \quad (2.9)$$

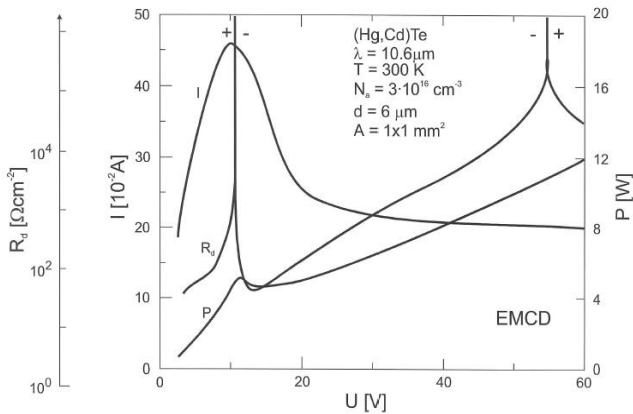
## 2.2 Parametry detekcyjne detektora EMCD

Rozwiązanie równania (2.7) z niejawnymi warunkami brzegowymi (2.8) można łatwo otrzymać stosując metodą Rungego-Kutty czwartego rzędu. Otrzymane rozkłady koncentracji nośników wykorzystano do obliczeń charakterystyk prądowo-napięciowych, wzmocnienia fotoelektrycznego i szumów prądowych w elementach fotoczułych.

Możliwości detekcyjne niechłodzonych ( $T=300\text{K}$ ) detektorów EMCD przy dużej ( $5\text{W/mm}^2$ ) gęstości mocy rozpraszanej w elemencie fotoczułym przedstawiono na rys. 6 i rys. 7. Natomiast przy małej ( $0,5\text{W/mm}^2$ ) gęstości mocy rozpraszanej na rys. 8 i rys. 9.

Na rys. 6 przedstawiono rezystancję różniczkową ( $R_d$ ), charakterystykę prądowo-napięciową ( $I-U$ ), i moc ( $P$ ) rozpraszaną w elemencie fotoczułym w funkcji napięcia polaryzującego ( $U$ ).

W charakterystyce prądowo-napięciowej ( $I-U$ ) można wyróżnić dwa charakterystyczne obszary. Przy małych napięciach polaryzujących detektor EMCD zachowuje się jak zwykły fotorezystor (PC) - prąd rośnie proporcjonalnie do przykładanego napięcia. Dla większych napięciach prąd ulega nasyceniu w związku z efektem magnetoekskluzyjnym i zaczyna maleć. Takie zachowanie jest wynikiem zubażania półprzewodnika w nośniki prądu. Dalsze zwiększenie napięcia polaryzującego powoduje niewielki spadek płynącego prądu. Koncentracja elektronów przy dużym napięciu polaryzującym ustala się na poziomie domieszki, a spadek koncentracji dziur nie jest już tak znaczny.

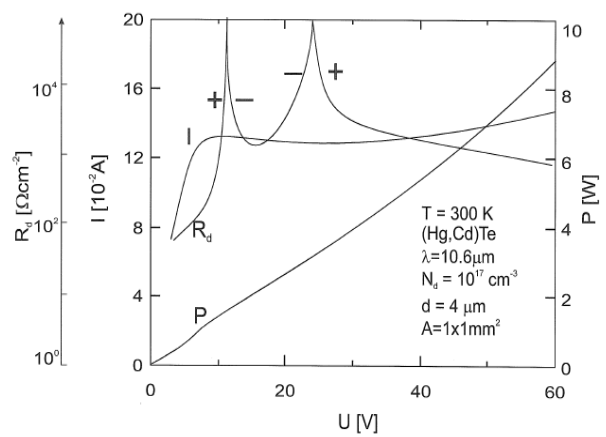


**Rys. 6.** Rezystancja dynamiczna ( $R_d$ ), prąd ( $I$ ), oraz moc rozpraszana ( $P$ ) w funkcji napięcia polaryzującego ( $U$ ) detektor magnetoekskluzyjny (przy dużej ( $5W/mm^2$ ) dopuszczalnej gęstości mocy rozpraszanej)

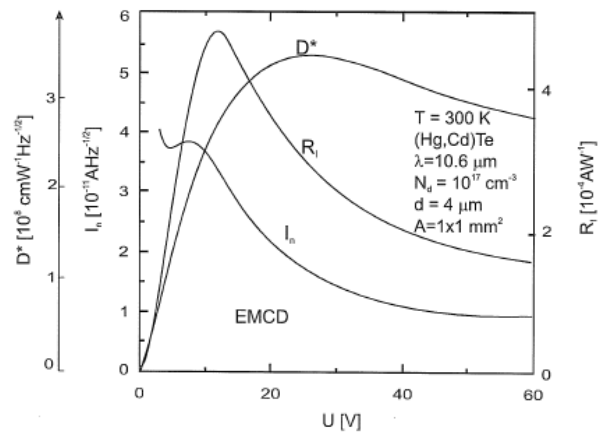
Przebieg rezystancji dynamicznej ( $R_d$ ) w funkcji napięcia polaryzującego ( $U$ ) jest konsekwencją charakterystyki prądowo-napięciowej ( $I-U$ ). W charakterystyce  $R_d$  można wyróżnić dwa obszary o dodatniej wartości rezystancji, pomiędzy którymi znajduje się obszar o ujemnej rezystancji. W miejscach, gdzie rezystancja zmienia znak, wartość jej dąży do nieskończoności.

Gęstość mocy rozpraszanej ( $P$ ) w elemencie fotoczułym w całym analizowanym zakresie napięć rośnie prawie liniowo. Dla małych napięć widać niewielkie odstępstwo od liniowości, co jest wywołane efektem magnetoekskluzyjnym.

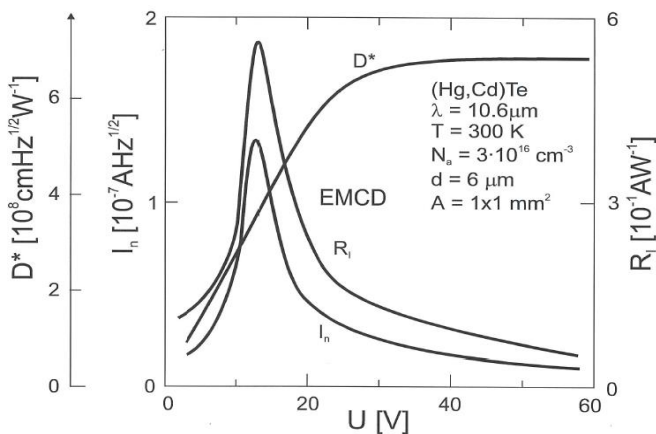
Kolejny rysunek (rys. 7) przedstawia wykrywalność znormalizowaną ( $D^*$ ), wartość skuteczną prądu szumów ( $I_n$ ) oraz czułość prądową ( $R_i$ ) w funkcji napięcia polaryzującego ( $U$ ).



**Rys. 8.** Rezystancja dynamiczna ( $R_d$ ), prąd ( $I$ ), oraz mocy rozpraszana ( $P$ ) w funkcji napięcia polaryzującego ( $U$ ) detektor magnetoekskluzyjny (przy dopuszczalnej małej ( $0,5W/mm^2$ ) gęstości mocy rozpraszanej)



**Rys. 9.** Wykrywalność znormalizowana ( $D^*$ ), wartość skuteczną prądu szumów ( $I_n$ ) oraz czułość prądową ( $R_i$ ) w funkcji napięcia polaryzującego ( $U$ ) detektor magnetoekskluzyjny (przy dopuszczalnej małej ( $0,5W/mm^2$ ) gęstości mocy rozpraszanej)



**Rys. 7.** Wykrywalność znormalizowana ( $D^*$ ), wartość skuteczną prądu szumów ( $I_n$ ) oraz czułość prądową ( $R_i$ ) w funkcji napięcia polaryzującego ( $U$ ) detektor magnetoekskluzyjny (przy dopuszczalnej dużej ( $5W/mm^2$ ) gęstości mocy rozpraszanej)

Prąd szumów ( $I$ ) początkowo gwałtownie rośnie wraz z przykładanym napięciem polaryzującym aż do osiągnięcia maksimum, po czym zaczyna obniżać swoją wartość. Podobny przebieg ma czułość prądowa. Jednak maksymalna wartość osiągana jest przy większym napięciu polaryzującym. Wykrywalność znormalizowana osiąga wartość maksymalną dla dużych napięć polaryzujących element fotoczuły.

Na rys. 8 i rys. 9 przedstawiono parametry detekcyjne detektora EMCD przy małej ( $0,5W/mm^2$ ) dopuszczalnej gęstości mocy rozpraszanej w elemencie fotoczułym.

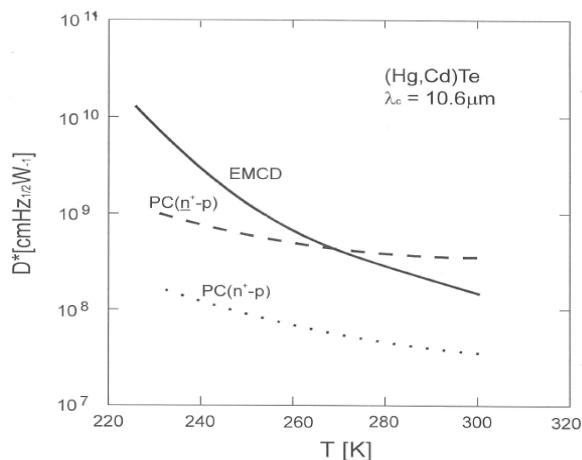
Niechłodzony ( $T=300K$ ) detektor EMCD z ( $Cd,Hg$ )Te charakteryzuje się wyższymi parametrami detekcyjnymi niż niechłodzona heterozłączowa fotodiody.

Wzrost parametrów detekcyjnych detektora można uzyskać zwiększając napięcie polaryzujące. W przypadku dużego elementu półprzewodnikowego powodowałoby to jego grzanie, jednak dla małych elementów fotoczułych, gdzie odprowadzanie ciepła jest trójwymiarowe, dopuszcza się gęstość mocy rozpraszanej nawet do  $10 W/mm^2$  [21].

Na rys. 10 porównano wykrywalność detektora magnetoekskluzyjnego z wykrywalnościami fotodiod homo- i heterozłączowych z ( $Hg,Cd$ )Te pracujących w temperaturach powyżej 200K.

Zilustrowano parametry optymalnie domieszkowanej fotodiody homołączkowej  $n^+p$  z kontaktami omowymi na obu jej końcach (linia kropkowana) oraz fotodiody heterozłączkowej  $n^+p$  o poszerzonej przerwie energetycznej po obu stronach obszaru aktywnego (typ  $p$  - linia przerywana). Grubość obszaru typu  $p$  w obu przypadkach przyjęto równą  $10 \mu m$  (w przybliżeniu odpowiada to odwrotności współczynnika absorpcji dla długości fali  $10,6 \mu m$ ). W temperaturze pokojowej ( $T=300K$ ) detektory magnetoekskluzyjne osiągają wyższe parametry od fotodiod homołączkowych. Jednak współczesne technologie pozwalają wytwarzać precyzyjnie detekcyjne heterostuktury, o dokładnie zaprojektowanych obszarach. Tak skonstruowana fotodiody heterozłączowa posiada potencjalnie znacznie

lepsze parametry od proponowanego detektora magnetoekskluzyjnego pracującego w temperaturze pokojowej ( $T=300\text{K}$ ). Detektory magnetoekskluzyjne są atrakcyjniejsze od fotodiod zarówno homozłączowych jak i heterozłączowych w niskich ( $T<270\text{K}$ ) temperaturach.



**Rys.10.** Wykrywalności znormalizowana ( $D^*$ ) detektora magnetoekskluzyjnego (EMCD), fotodiody (PC) homozłączowej  $n^+p$  i fotodiody (PC) heterozłączowej  $n^+p$  w funkcji temperatury

## Podsumowanie

Z przeprowadzonych analiz wynika, że wykrywalność znormalizowana fotodiod w analizowanych strukturach z  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  jest porównywalna z wykrywalnością osiąganą w fotorezystorach pracujących w podobnych warunkach. Fotodiody posiadają jednak istotne zalety: nie wymagają zasilania, przez co ogranicza się rozpraszanie mocy oraz charakteryzują się znacznie większą szybkością działania. Zastosowanie struktury na podłożu o poszerzonej przerwie energetycznej powoduje ok. 2-krotny wzrost wykrywalności. Optymalne parametry fotodiody - takie jak grubość, czy domieszkowanie - dla struktury na podłożu z poszerzoną przerwą energetyczną, są inne niż dla konstrukcji z kontaktami omowymi na obu jej końcach. Uzyskane wyniki teoretyczne zostały potwierdzone wynikami eksperymentalnymi.

Dalsza poprawa parametrów fotodiody zakresu długofalowego pracującej w temperaturze zbliżonej do pokojowej, może być osiągnięta przez zastosowanie immersji optycznej [18].

Zaprezentowano detektor magnetoekskluzyjny pracujący w temperaturze pokojowej ( $T=300\text{K}$ ) przy dopuszczalnej dużej ( $5\text{W/mm}^2$ ) i małej ( $0,5\text{W/mm}^2$ ) gęstości mocy rozpraszanej w elemencie fotoczułym. Optymalizowano grubość elementu fotoczułego i rodzaj poziomu domieszkowania (dla  $5\text{W/mm}^2$ , optymalna grubość to  $6\text{ }\mu\text{m}$ , a domieszkowanie  $N_a = 3 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ ). Porównano parametry tego typu detektora z detektorem przy dopuszczalnej małej ( $0,5\text{W/mm}^2$ ) gęstości mocy rozpraszanej w elemencie fotoczułym i stwierdzono, że jego element fotoczuły jest nieco grubszy i ma niższy optymalny poziom domieszkowania. Przebiegi charakterystyk detekcyjnych detektorów z  $(\text{Hg,Cd})\text{Te}$  optymalizowanych dla dużych jak i dla małych mocy rozpraszanych są podobne.

W temperaturze pokojowej detektor magnetoekskluzyjny o dopuszczalnej gęstości mocy rozpraszanej  $5\text{W/mm}^2$  osiąga dwa razy większą wykrywalność znormalizowaną niż heterozłączowa fotodioda z  $(\text{Hg,Cd})\text{Te}$ .

## Bibliografia:

1. Niedziela T.: Detektory fotonowe w warunkach pracy równowagowej, *Autobusy, Efektywność transportu*, 12, 2016, s. 708-713.

2. Niedziela T.: Detektory fotonowe w warunkach pracy nierównowagowej, *Autobusy, Efektywność transportu*, 12, 2017, s. 611-615.
3. Niedziela T.:  $(\text{Hg,Zn})\text{Te}$  photon detectors of thermal radiation, *Electrical Review*, nr. 7, 2014, s. 48-54.
4. Niedziela T.: Graniczne parametry detekcyjne detektorów fotonowych z  $(\text{Hg,Zn})\text{Te}$ , *Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej, Transport*, z. 92, 2013, s. 123-143.
5. Niedziela T.: Near-room temperature narrow-bandgap infrared photon detectors. *Research Works of Air Force Institute of Technology, Warsaw*, 1996, s.1-300.
6. White A.M., The characteristics of minority-carrier exclusion in narrow direct gap semiconductors, *Infrared Phys.*, **25**, 1985, s. 729-741.
7. Ashley T., Elliott C. T. and White A. M.: Non-equilibrium devices for infrared detection," *SPIE 572, Infrared Technology XI*, 1985, s. 123-132.
8. Ashly T., Elliott C.T., Harker A.T.: Non-equilibrium mode of operation for infrared detectors, *Infrared Phys.*, **26**, 1986, s. 303-315.
9. White A.M.: Negative resistance with Auger suppression in near-intrinsic low-band gap photo-diode structure, *Infrared Phys.*, **27**, 1987, s. 361-369.
10. Ashly T., Elliott C.T.: Operation and properties of narrow-gap semiconductor devices near room temperature using non-equilibrium techniques, *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1991, s. 199199-105.
11. Davis A.P., Elliott C.T., White A.M.: Current gain photodiode structures, *Infrared Phys.*, **31**, 1991, s. 575-577.
12. Niedziela T., Ciupa R., Piotrowski J.:  $(\text{Cd,Hg})\text{Te}$  10.6 $\mu\text{m}$ , radiation magnetoexclusion detectors operating at near-room temperatures. *Journal of Technical Physics*, 40, 4, 1999, s. 505-514.
13. Niedziela T., Ciupa R.: Photon detectors in nonequilibrium conditions. *Electron Technology*, 32, 4, 1999, s. 373-377.
14. Niedziela T.: Ambient-temperature magneto-exclusion  $(\text{Cd,Hg})\text{Te}$  detector of 10.6 $\mu\text{m}$  radiation. *Electron Technology*, 26, 4, 1993, s. 65-74.
15. Niedziela T., Ciupa R.: Ultimate parameters of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  and  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$   $n^+p$  photodiodes. *Solid-State Electronics*, 45, 2001, s. 41-46.
16. Niedziela T., Ciupa R.: Optimization of parameters of  $(\text{Hg,Cd})\text{Te}$   $n^+p$  photodiodes for 10.6 $\mu\text{m}$  spectral region operating at near-room temperatures. *Electron Technology*, 33, 4, 2000, s. 542-547.
17. Józwickowski K., Niedziela T.: High-temperature  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  photodiodes employing nonequilibrium effects. *Electron Technology*, 32, 4, 1999, s. 378-383.
18. Piotrowski J.: New ways to improve the performance of near-room temperature photodetectors, *Optoelectronics Rev.*, **1**, 1992, s. 9-12.
19. Piotrowski J.: Optical immersion of IR photodetectors as an effective way to reduce cooling requirements, *Optica Appl.*, **23**, 1993, s. 85-90.
20. Piotrowski J., Gawron W. and Djuric Z.: New generation of near room-temperature photodetectors, **33**, 1994, s. 1413-1421.
21. Djuric Z., Piotrowski J., Room temperature IR Detector with electromagnetic carriers depletion. *Kongres Optyki, Haga* (1991).

---

**Noncooled (Hg,Cd)Te IR photo detectors in range of 10.6  $\mu\text{m}$  wavelength**

In range of 10.6  $\mu\text{m}$  IR radiation an analysis of noncooled ( $T = 300$  K) (PC) photodiodes and (EMCD) magnetoexclusion detectors with (Hg,Cd)Te was made. The basic detection parameters of these devices are limited by the noise resulting from statistical processes of thermal generation and carrier recombination. The parameter evaluation of related photodiodes demonstrates that the optimal parameters such as: thickness or structure doping on the substrate with a widened energy gap differs each other for structures with

ohmic contacts at both ends. In the paper, for photodiodes and magnetoexclusion detectors with (Hg,Cd)Te the research results : optimal photosensitive detection parameters are presented for the room temperature ( $T=300$  K) and acceptable large as well as small (5 and 0.5 W /  $\text{mm}^2$ ) densities of the dissipated power.

---

**Keywords:** photon detectors, high-temperature infrared detectors.**Autor:**

prof. dr hab. inż. **Tadeusz Niedziela** – Uniwersytet Techniczno-Humanistyczny w Radomiu, Wydział Transportu i Elektrotechniki, Zakład Elektrotechniki i Energetyki.