



## Teoretyczna analiza właściwości heterozłącza $pP^+$ w temperaturze pokojowej za pomocą zaawansowanej symulacji komputerowej

WALDEMAR GAWRON, KRZYSZTOF JÓŻWIKOWSKI,  
MAŁGORZATA KOPYTKO

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Nowych Technologii i Chemii,  
Instytut Fizyki Technicznej, 00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2,  
wgawron@wat.edu.pl, kjozwikowski@wat.edu.pl, mkopytko@wat.edu.pl

**Streszczenie.** Artykuł przedstawia wyniki obliczeń teoretycznych parametrów heterozłącza  $pP^+$  w temperaturze pokojowej wykonanych za pomocą zaawansowanej symulacji komputerowej. Dla porównania przedstawiono także wyniki obliczeń parametrów heterozłącza  $N^+p$ . Wszystkie obliczenia wykonane są dla temperatury 300 K przy oświetlaniu złącza od strony obszaru silnie domieszkozanego promieniowaniem o długości fali 10,6  $\mu\text{m}$ . Wykorzystano oryginalne metody i programy komputerowe opracowane w Zakładzie Fizyki Ciała Stałego.

**Słowa kluczowe:** detektory podczerwieni, HgCdTe, heterozłącza

### 1. Wstęp

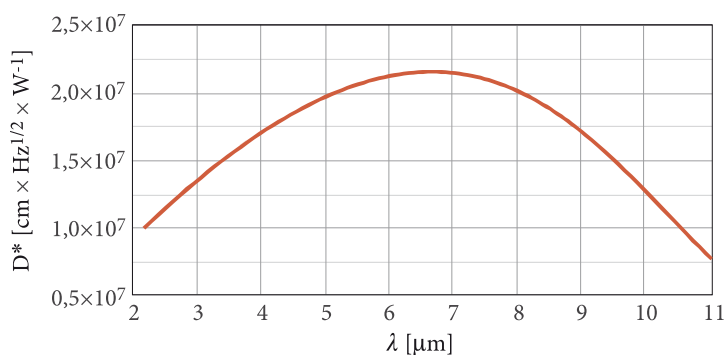
Tellurek kadmowo-rtęciowy  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (HgCdTe) jest unikalnym materiałem, którego właściwości umożliwiają konstrukcję detektorów optymalizowanych dla dowolnej długości fali w zakresie bliskiej, średniej i dalekiej podczerwieni [1-3 i inne prace tam przytoczone]. Badania nad HgCdTe były i są dalej prowadzone w najbardziej rozwiniętych krajach świata w ramach często bardzo kosztownych projektów badawczych. Stała sieci w tellurku kadmowo-rtęciowym słabo zależy od składu molowego. Umożliwia to otrzymywanie struktur o złożonym profilu przerwy energetycznej, które są podstawą konstrukcji przyrządów o najwyższych parametrach.

Jednym z najważniejszych kierunków badań jest polepszenie parametrów detektorów pracujących bez chłodzenia kriogenicznego — niechłodzonych lub chłodzonych za pomocą prostych, tanich i wygodnych chłodziarek termoelektrycznych [1, 3-5]. Znaczenie tego kierunku badań wynika z możliwości obniżenia kosztów produkcji urządzeń techniki podczerwieni i zwiększenia ich funkcjonalności, a przez to rozszerzenie zastosowań w przemyśle, eksperymentach naukowych, medycynie i ochronie środowiska, a szczególnie w zastosowaniach militarnych, w których chłodzenie kriogeniczne jest niemożliwe lub bardzo utrudnione.

Najbardziej perspektywicznym typem wysokotemperaturowego detektora podczerwieni jest detektor fotowoltaiczny, który nie wymaga zasilania elektrycznego ani pola magnetycznego, nie wydzielą ciepła i nie generuje szumów niskoczęstotliwościowych. Niestety, nie mogą tu być zastosowane konwencjonalne konstrukcje detektorów fotowoltaicznych [6-9]. Podstawowe ograniczenia to:

- niska wydajność kwantowa powodowana małą długością drogi dyfuzji nośników mniejszościowych i relatywnie słabym pochłanianiem promieniowania podczerwonego. Efektywne pochłanianie promieniowania może być osiągnięte na grubości  $\approx 1/\alpha$ , znacznie większej od drogi dyfuzji. Nie jest więc spełniony warunek  $L_d > 1/\alpha$  ( $\alpha$  to współczynnik absorpcji), umożliwiający dobre zbieranie generowanych optycznie nośników ładunku;
- jeszcze większym ograniczeniem jest niewielka rezystancja złącza, co powoduje, iż pasożytnicze rezystancje detektora mogą być od niej większe.

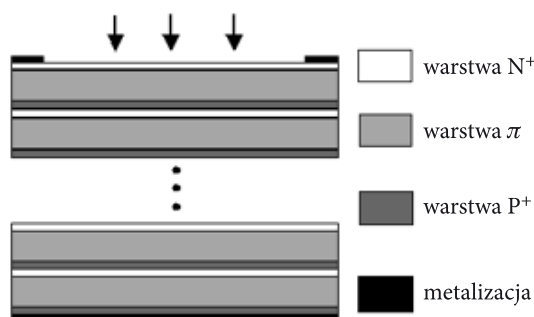
Propozycje rozwiązania tych problemów zostały sformułowane jeszcze w 1994 roku [10]. Polegają one na użyciu połączonych szeregowo komórek fotowoltaicznych rozmieszczonych wzdłuż powierzchni fotoczułej lub w stosie. Rozwiązanie z połączonymi szeregowo komórkami fotowoltaicznymi rozmieszczonymi wzdłuż powierzchni fotoczułej zostało wdrożone do produkcji jeszcze pod koniec ubiegłego wieku i detektory tego typu (seria PVM i PVM1) [11] są produkowane w znacznych ilościach do chwili obecnej w Polsce i eksportowane do niemal wszystkich krajów wysokorozwiniętych.



Rys. 1. Wykrywalność detektora wielokrotnego w 300 K [11]

Ich wykrywalność jest jednak ciągle daleka od fundamentalnych granic, mają niejednorodny rozkład czułości po powierzchni, silne zależności kątowe, często wykazują trudne do interpretacji charakterystyki widmowe. Na rysunku 1 pokazano przykład charakterystyki widmowej wykrywalności niechłodzonego detektora wielokrotnego o polu powierzchni  $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ , pracującego w temperaturze pokojowej (300 K), optymalizowanego na  $10,6\text{ }\mu\text{m}$ , a produkowanego w VIGO System S.A.

Pokonanie ograniczeń dotyczących detektorów z połączonymi szeregowo komórkami fotowoltaicznymi rozmieszczonymi wzdłuż powierzchni fotoczułej jest możliwe w detektorach wielozłączowych drugiej generacji, ze stosem heterostruktur fotowoltaicznych [6-7, 9, 12]. Jego idea została przedstawiona na rysunku 2. Promieniowanie przechodzi przez kolejne komórki fotowoltaiczne połączone szeregowo, co powoduje, że napięcia fotowoltaiczne sumują się. Optymalne parametry zostaną osiągnięte, jeżeli grubości każdego absorbera będą bliskie lub mniejsze od drogi dyfuzji, a sumaryczna grubość absorberów bliska drodze absorpcji. Wartości te i fundamentalne granice parametrów detektorów można wyznaczyć za pomocą prostych zależności analitycznych. Do analizy złożonych heterostruktur konieczne jest zastosowanie zaawansowanych symulacji komputerowych, uwzględniających unikalne cechy HgCdTe jako półprzewodnika wąskoprzewodowego.



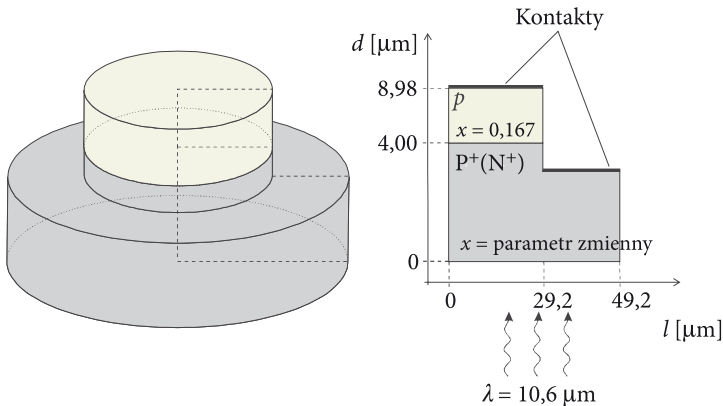
Rys. 2. Idea detektora wielozłączowego ze stosem komórek fotowoltaicznych

Podstawą konstrukcji komórek fotowoltaicznych rozmieszczonych wzdłuż powierzchni fotoczułej są heterozłącza  $P^+p$  z HgCdTe. Występują one także w komórkach fotowoltaicznych rozmieszczonych w stosie, ale w tym przypadku cała komórka jest już bardziej złożona, np.  $N^+pP^+$ . W tej pracy skupiliśmy się na analizie właściwości heterozłącza typu  $P^+p$ .

## 2. Obliczenia numeryczne

Celem prowadzonych obliczeń była teoretyczna analiza właściwości heterozłącza  $pP^+$  w temperaturze pokojowej, przeprowadzona za pomocą zaawansowanej

symulacji komputerowej. Dla porównania przedstawiono także wyniki obliczeń parametrów heterozłącza  $N^+p$ . Na rysunku 3 przedstawiono strukturę heterozłącza stosowanego w obliczeniach. Wszystkie obliczenia wykonane są dla temperatury 300 K przy oświetlaniu złącza od strony obszaru silnie domieszkowanego światłem o długości fali  $10,6 \mu\text{m}$ . Wykorzystano oryginalne metody i programy komputerowe opracowane przez K. Jóźwikowskiego [13-18].



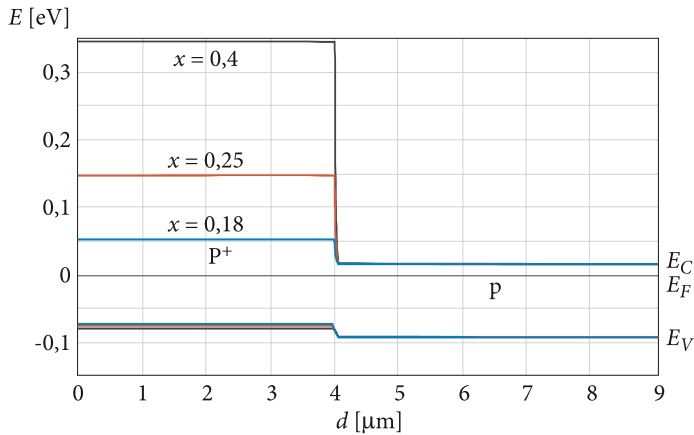
Rys. 3. Przekrój poprzeczny struktury

## 2.1. Model złącza z przejściem liniowym

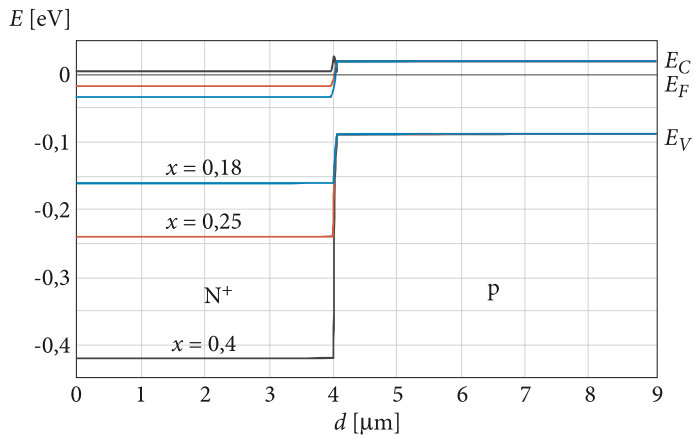
Wykonano symulację złącza z przejściem liniowym  $P^+p$  o stałych parametrach obszaru nisko domieszkowanego  $p$  (skład:  $x = 167$ ; koncentracja akceptorów:  $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ; koncentracja donorów:  $N_d = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) oraz zmiennych parametrach obszaru silnie domieszkowanego  $P^+$ . Dla porównania obliczenia powtórzono dla złącza  $N^+p$  o takich samych parametrach obszaru  $p$ .

Na rysunkach 4 i 5 przedstawiono strukturę pasmową złącz  $P^+p$  oraz  $N^+p$  przy zadanych parametrach obszaru silnie domieszkowanego dla trzech wartości składu w tym obszarze.

Zmiana składu molowego warstwy silnie domieszkowanej  $P^+$  wpływa na zmianę położenia dolnej krawędzi pasma przewodnictwa, zaś położenie górnej krawędzi pasma wolencyjnego nie ulega zmianie. Natomiast w złączu  $N^+p$  (rys. 5) skład warstwy silnie domieszkowanej wpływa silniej na zmiany krawędzi pasma wolencyjnego, ale i zmiana położenia krawędzi pasma przewodnictwa jest również zauważalna. Szczegółowe zachowanie się pasma przewodnictwa na granicy złącza  $N^+p$  dla różnych wartości składu warstwy silnie domieszkowanej przedstawiono na rysunku 6. Dla większych wartości składu w paśmie przewodnictwa pojawia się nieciągłość energii, która tworzy barierę potencjału o wysokości  $\Delta E_C$  (dla  $x = 0,40 \rightarrow \Delta E_C = 2,32 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$ ).



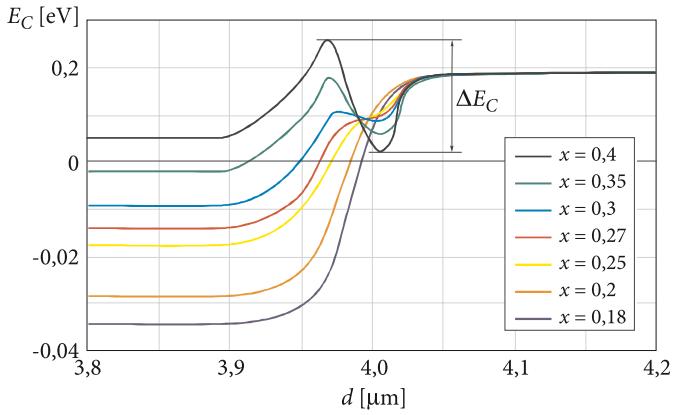
Rys. 4. Struktura pasmowa liniowego złącza  $P^+p$  dla trzech wartości składu (przy koncentracji domieszek warstwy  $P^+ N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )



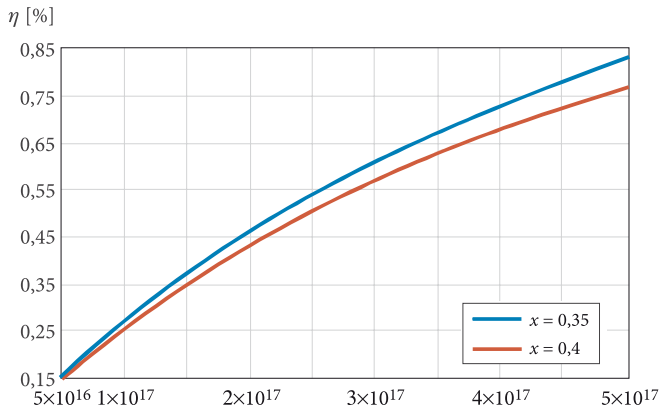
Rys. 5. Struktura pasmowa liniowego złącza  $N^+p$  dla trzech wartości składu warstwy  $N^+$  (przy koncentracji domieszek warstwy  $N^+ N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )

Następnie obliczono zależności wydajności kwantowej  $\eta$  oraz iloczynu  $R_0A$  złącz  $P^+p$  oraz  $N^+p$  w zależności od koncentracji akceptorów  $N_a$  w obszarze  $P^+$  oraz koncentracji donorów  $N_d$  w obszarze  $N^+$  dla dwóch wartości składu w tym obszarze. Na podstawie otrzymanych wyników z zależności (1) wyliczono wykrywalność znormalizowaną  $D^*$ . Wyniki przedstawiono na rysunkach 7-12.

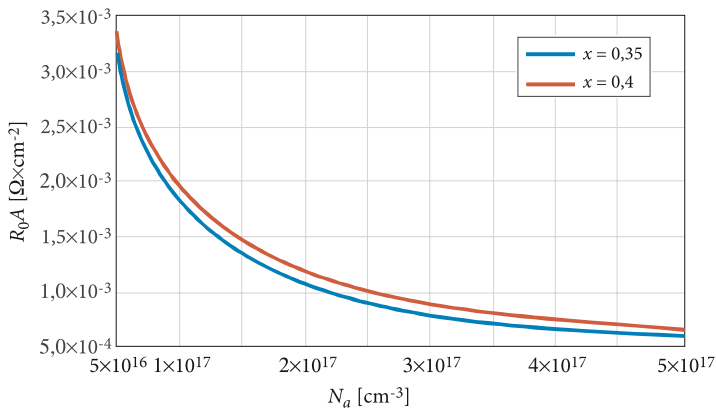
Dla złącza  $P^+p$  wyliczone parametry ( $R_0A$ ) w bardzo małym stopniu zależą od koncentracji domieszki w warstwie  $P^+$  dla wartości powyżej  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , to jest powyżej koncentracji akceptorów w warstwie p. Poniżej tej wartości wpływ koncentracji jest znacznie większy. Wydajność kwantowa, od koncentracji  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  do  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , spada o ok. 40%, a do koncentracji  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  o ok. 80%.



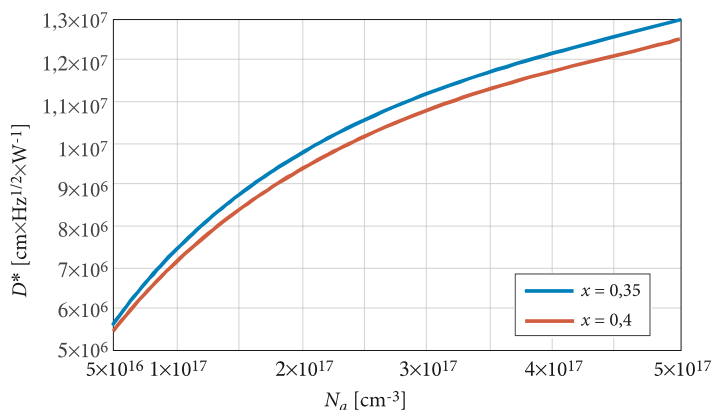
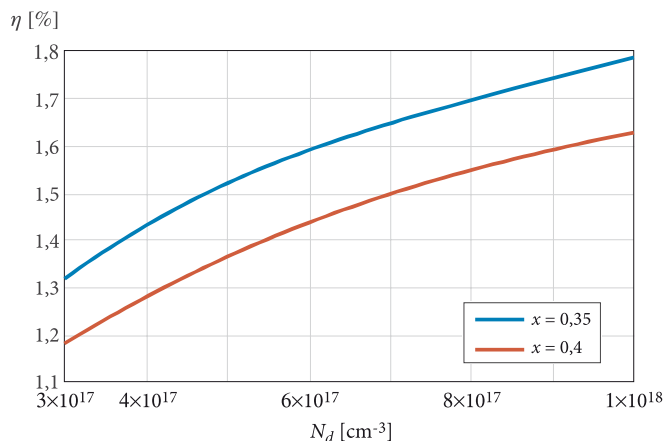
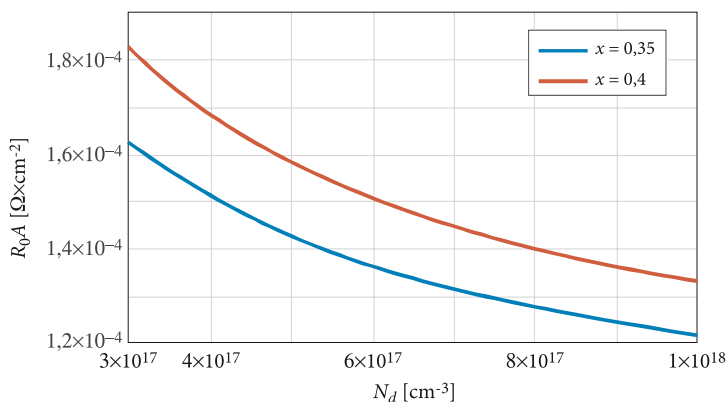
Rys. 6. Zachowanie się pasma przewodnictwa liniowego złącza  $N^+p$  dla różnych wartości składu (przy koncentracji domieszek warstwy  $N^+ N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )

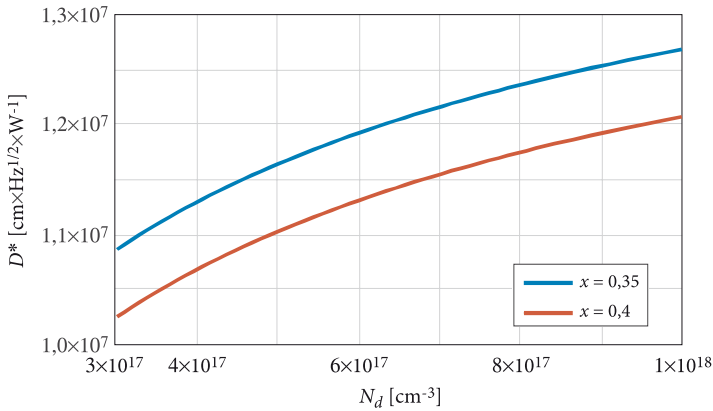


Rys. 7. Wydajność kwantowa liniowego złącza  $P^+p$  w funkcji koncentracji akceptorów w obszarze  $P^+$



Rys. 8.  $R_0A$  liniowego złącza  $P^+p$  w funkcji koncentracji akceptorów w obszarze  $P^+$

Rys. 9.  $D^*$  liniowego złącza P<sup>+</sup>p w funkcji koncentracji akceptorów w obszarze P<sup>+</sup>Rys. 10. Wydajność kwantowa liniowego złącza N<sup>+</sup>p w funkcji koncentracji nośników w obszarze N<sup>+</sup>Rys. 11.  $R_0A$  liniowego złącza N<sup>+</sup>p w funkcji koncentracji nośników w obszarze N<sup>+</sup>

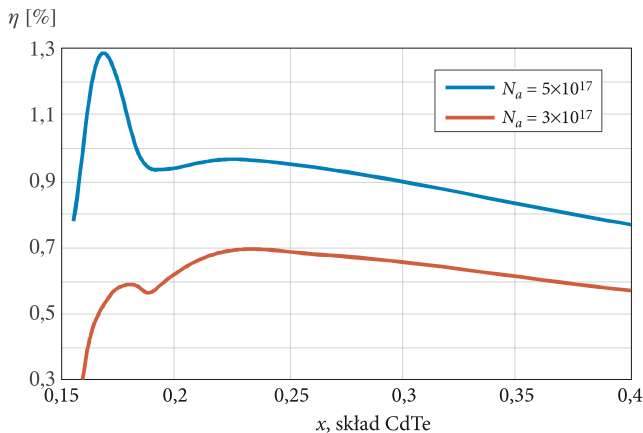


Rys. 12.  $D^*$  liniowego złącza  $N^+p$  w funkcji koncentracji nośników w obszarze  $N^+$

Dla złącza  $N^+p$  obliczone parametry ( $R_0A$ ) w bardzo małym stopniu zależą od koncentracji donorów w warstwie  $N^+$ . Natomiast ze spadkiem koncentracji donorów maleje wydajność kwantowa, która przy koncentracji donorów  $N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  warstwy  $N^+$  spada o 30% w porównaniu z koncentracją  $N_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . W następstwie ma to podobny wpływ na wykrywalność znormalizowaną.

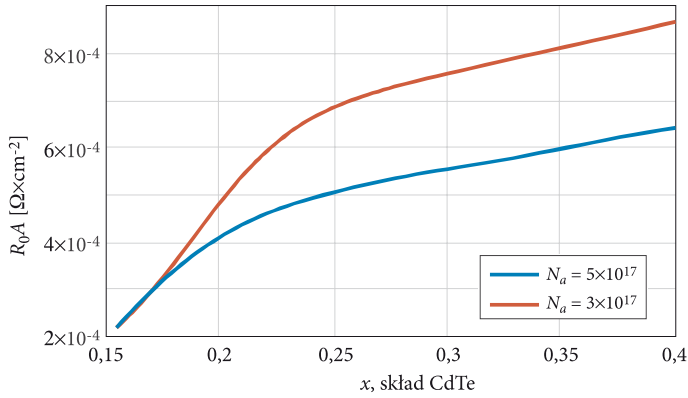
Wykonano również obliczenia zależności wydajności kwantowej,  $R_0A$  i  $D^*$  dla liniowych złączy  $P^+p$  oraz  $N^+p$  od składu obszaru szerokoprzerwowego. Wyniki przedstawiono na rysunkach 13-18.

Dla złącza  $P^+p$  wydajność kwantowa, przy koncentracji domieszki możliwie maksymalnej do osiągnięcia w procesie technologicznym, maksymalną wartość osiąga w okolicy składu  $x = 0,23$ . W podobny sposób przebiega wykrywalność znormalizowana, z maksymalnymi wartościami dla składu od 0,23 do 0,30.

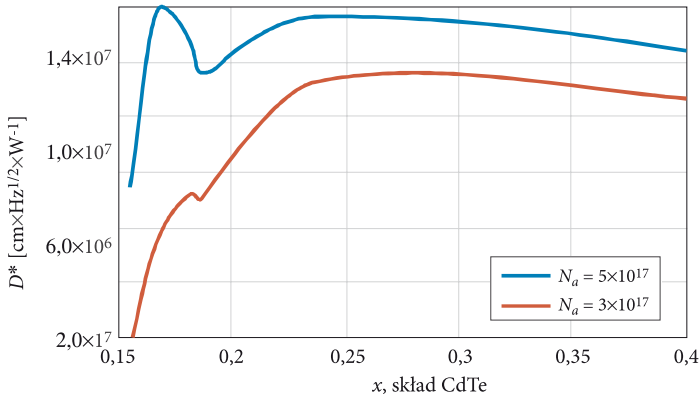


Rys. 13. Wydajność kwantowa liniowego złącza  $P^+p$  w funkcji składu obszaru  $P^+$  (dla różnych wartości domieszki warstwy  $P^+$ :  $N_a = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  oraz  $N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )

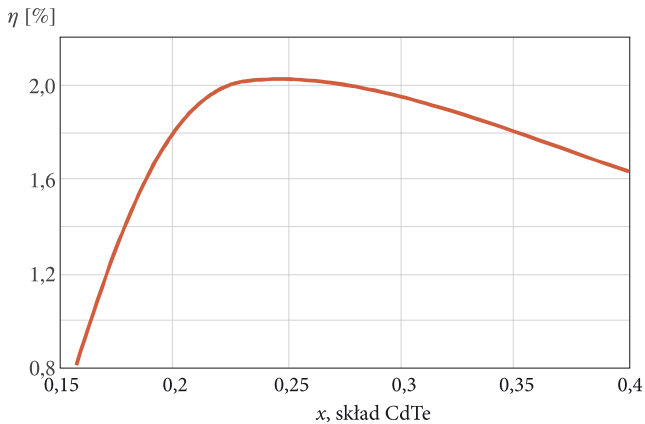




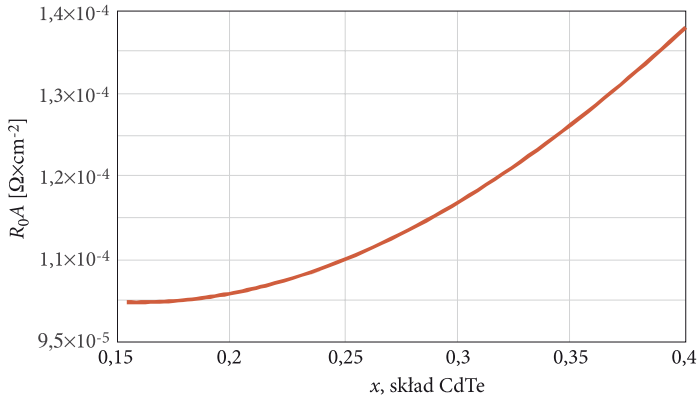
Rys. 14.  $R_0A$  liniowego złącza  $P^+p$  w funkcji składu warstwy  $P^+$  (dla różnych wartości domieszkowania warstwy  $P^+$ :  $N_a = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  oraz  $N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )



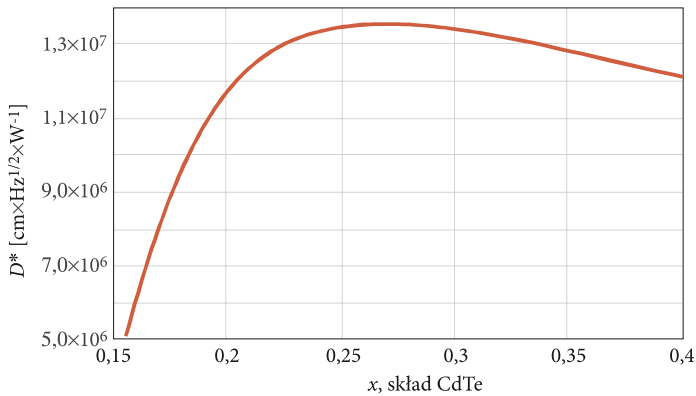
Rys. 15.  $D^*$  liniowego złącza  $P^+p$  w funkcji składu warstwy  $P^+$  (dla różnych wartości domieszkowania warstwy  $P^+$ :  $N_a = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  oraz  $N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )



Rys. 16. Wydajność kwantowa liniowego złącza  $N^+p$  w funkcji składu warstwy  $N^+$  (dla koncentracji domieszki warstwy  $N^+$ :  $N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )



Rys. 17.  $R_0A$  liniowego złącza  $N^+p$  w funkcji składu warstwy  $N^+$  ( $N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )



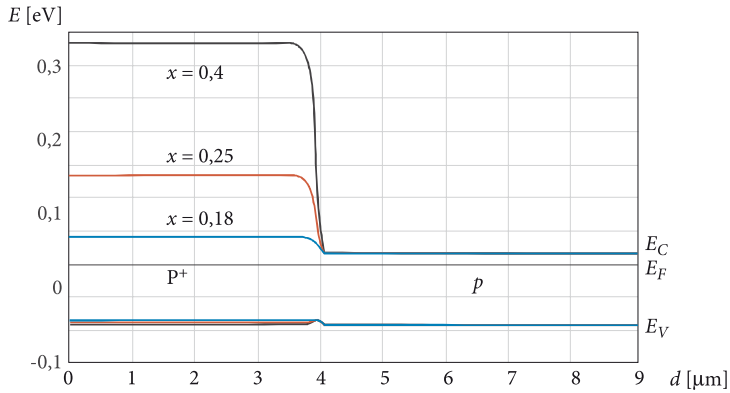
Rys. 18.  $D^*$  liniowego złącza  $N^+p$  w funkcji składu warstwy  $N^+$  ( $N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )

Podobnie jak dla złącza  $P^+p$  wydajność kwantowa w złączu  $N^+p$  osiąga maksymalne wartości dla  $x = \sim 0,23$ , a wykrywalność znormalizowana dla  $x = \sim 0,26$ .

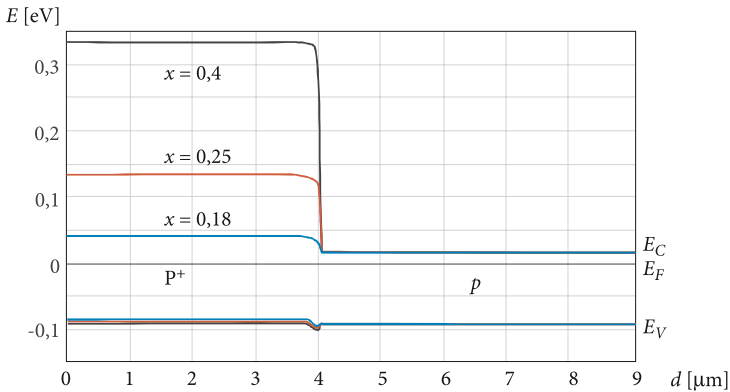
## 2.2. Złącza z gradientami składu i domieszkowania

Poniżej przedstawiono odpowiednio struktury pasmowe złącz  $P^+p$  z gradientem składu — przy liniowym rozkładzie domieszki (rys. 19), z gradientem domieszki — przy liniowym rozkładzie składu (rys. 20) oraz z gradientem składu i domieszki jednocześnie (rys. 21).

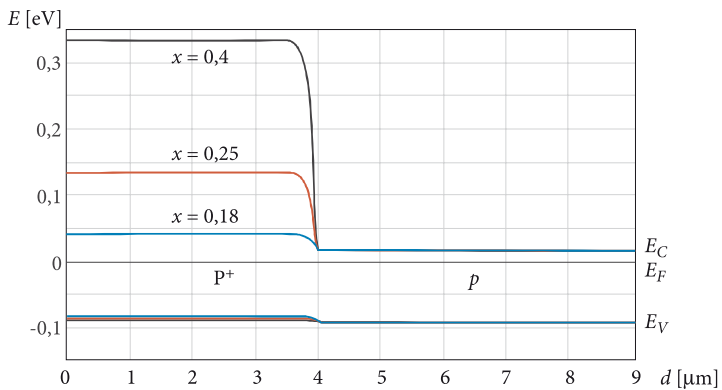
Dla złącza  $P^+p$  z przejściem liniowym (rys. 4) skład warstwy silnie domieszkowanej nie miał wpływu na kształt pasm, natomiast dla trzech powyższych przypadków w paśmie walencyjnym zauważalna jest niewielka nieciągłość energii, która zmniejsza się dla mniejszych wartości składu.



Rys. 19. Struktura pasmowa złącza  $P^+p$  z gradientem składu dla trzech wartości składu warstwy  $P^+$  (przy koncentracji domieszek warstwy  $P^+ N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )



Rys. 20. Struktura pasmowa złącza  $P^+p$  z gradientem domieszki dla trzech wartości składu warstwy  $P^+$  (przy koncentracji domieszek warstwy  $P^+ N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )

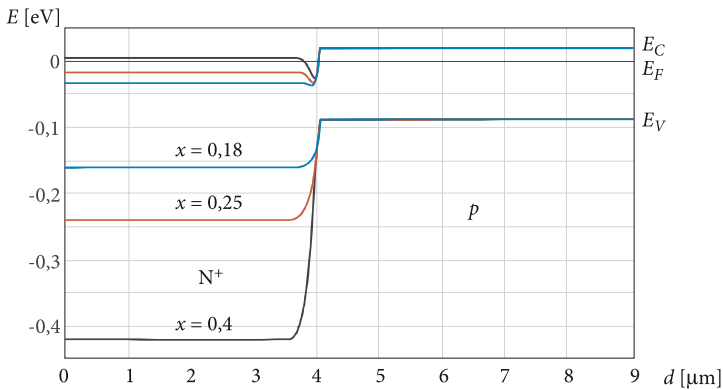


Rys. 21. Struktura pasmowa złącza  $P^+p$  z gradientem składu i domieszki dla trzech wartości składu warstwy  $P^+$  (przy koncentracji domieszek warstwy  $P^+ N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )

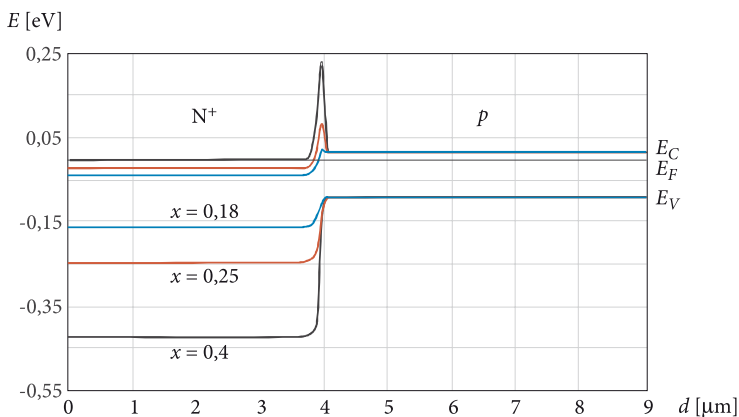
Na rysunkach 22-24 przedstawiono odpowiednio strukturę pasmową złącza  $N^+p$  z gradientem składu — przy liniowym rozkładzie domieszki, z gradientem domieszki — przy liniowym rozkładzie składu oraz z gradientem składu i domieszki jednocześnie.

W przypadku złącza  $N^+p$  wpływ składu warstwy silnie domieszkowanej na kształt pasm jest zdecydowanie bardziej widoczny. Tak jak dla złącza  $N^+p$  z przejściem liniowym (rys. 5) dla większych wartości składu w paśmie przewodnictwa pojawia się nieciągłość energii.

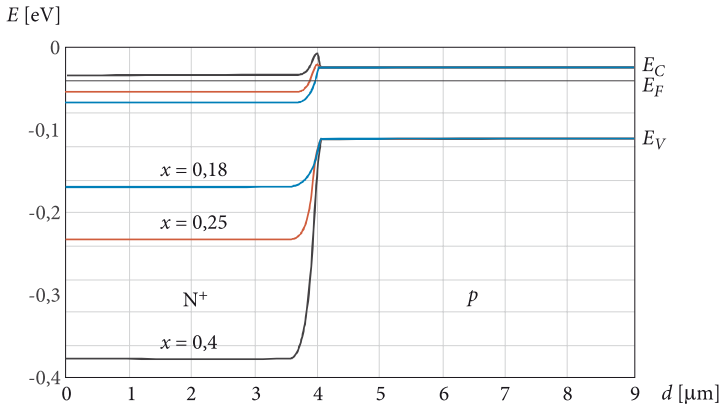
Dla złącza z gradientem składu pasmo przewodnictwa zagina się w stronę pasma walencyjnego, co — zwłaszcza dla mniejszych wartości składu — może doprowadzić do zwarcia złącza.



Rys. 22. Struktura pasmowa złącza  $N^+p$  z gradientem składu dla trzech wartości składu warstwy  $N^+$  (przy koncentracji domieszek warstwy  $N^+ N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )



Rys. 23. Struktura pasmowa złącza  $N^+p$  z gradientem domieszki dla trzech wartości składu warstwy  $N^+$  (przy koncentracji domieszek warstwy  $N^+ N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )



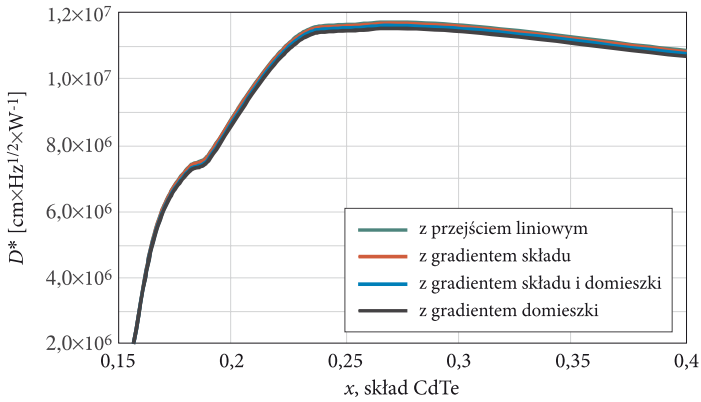
Rys. 24. Struktura pasmowa złącza  $N^+p$  z gradientem składu i domieszki dla trzech wartości składu warstwy  $N^+$  (przy koncentracji domieszek warstwy  $N^+ N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )

Natomiast w przypadku złącza z gradientem domieszki, pasmo przewodnictwa zagina się w górę, tworząc barierę potencjału, dla większych wartości składu niemożliwą do pokonania (dla  $x = 0,40 \rightarrow \Delta E_C = 2,15 \cdot 10^{-1} \text{ eV} > h\nu = 1,17 \cdot 10^{-1} \text{ eV}$ ), co w następstwie prowadzi do pogorszenia się parametrów (wydajności kwantowej i wykrywalności).

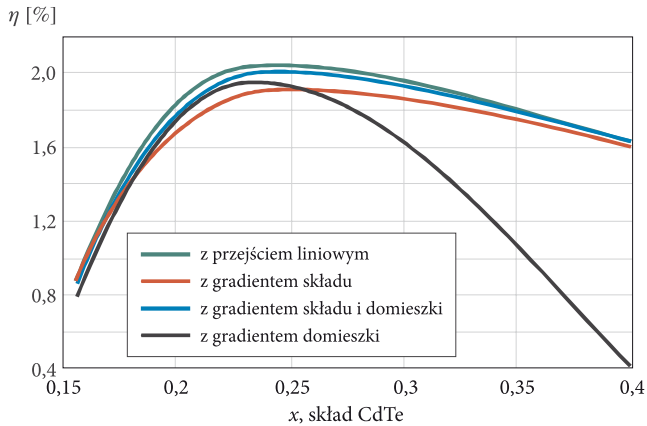
W przypadku złącza z gradientem składu i domieszki, wyżej opisane zjawiska w paśmie przewodnictwa kompensują się, tworząc, dla pewnych wartości składu (podobnie jak dla złącza z przejściem liniowym), ciągłą zmianę energii. Ma to również odzwierciedlenie w poszczególnych charakterystykach obu złącz, które przebiegają niemalże identycznie. Wysokość bariery potencjału  $\Delta E_C$  dla  $x = 0,40$  wynosi  $2,14 \cdot 10^{-2} \text{ eV} < h\nu = 1,17 \cdot 10^{-1} \text{ eV}$ .

Dokonano porównania zależności wydajności kwantowej,  $R_0A$  oraz wykrywalności znormalizowanej złącz  $P^+p$  oraz  $N^+p$  (dla złącz liniowych, z gradientem składu i o liniowym rozkładzie domieszki, z gradientem domieszki i liniowym składzie, oraz z gradientem składu i domieszki jednocześnie) obliczonych w funkcji składu, dla zadanych koncentracji nośników w obszarze szerokoprzerwowym. Wyniki przedstawiono na rysunkach 25-28. Jak widać na rysunku 25, charakter złącza  $P^+p$  ma mały wpływ na wykrywalność znormalizowaną. Ponieważ nie ma on wpływu również na pozostałe badane parametry, ich wykresy nie zostały zamieszczone.

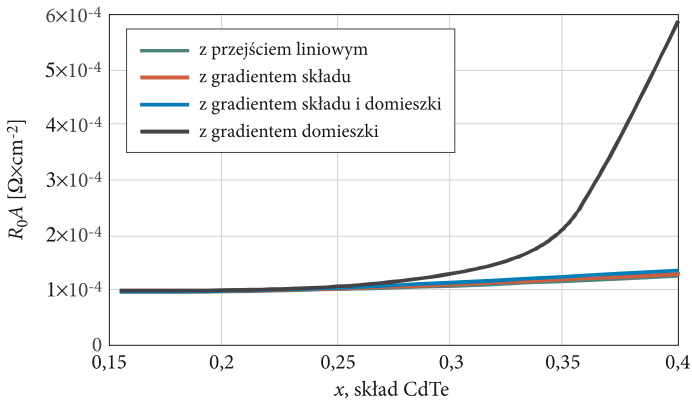
Dla złącza  $N^+p$  profil składu i domieszkowania ma widoczny wpływ na jego właściwości fotoelektryczne. Wraz ze wzrostem składu najbardziej zmieniają się charakterystyki dla złącza z gradientem domieszkowania przy liniowej zmianie składu.



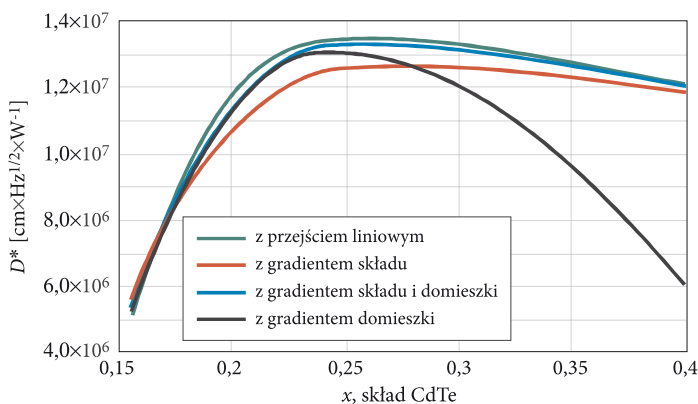
Rys. 25.  $D^*$  złącza  $P^+p$  w funkcji składu w obszarze  $P^+$  (przy domieszkowaniu warstwy  $P^+$ :  $N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )



Rys. 26. Wydajność kwantowa złącza  $N^+p$  w funkcji składu w obszarze  $N^+$  ( $N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )



Rys. 27.  $R_0A$  złącza  $N^+p$  w funkcji składu obszaru  $N^+$  ( $N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )



Rys. 28.  $D^*$  złącza  $N^+p$  w funkcji składu obszaru  $N^+$  ( $N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )

### 3. Podsumowanie

Przeprowadzone obliczenia wskazują, że dwuwarstwowe heterozłącza jako komórki fotowoltaiczne cechuje niska wydajność kwantowa i bardzo mały parametr  $R_0A$ . Możliwe do uzyskania wykrywalności są porównywalne dla heterozłącza  $P^+p$  i  $N^+p$ . Jednak dla heterozłącza  $P^+p$  można uzyskać większe wartości  $R_0A$  niż dla heterozłącza  $N^+p$ , nawet o rząd wielkości (rys. 8 i 11). Dlatego też w konstrukcji komórek fotowoltaicznych rozmieszczonych wzdłuż powierzchni fotoczułej korzystniejsze jest stosowanie heterozłącza  $P^+p$ .

Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2007-2010 jako projekt badawczy.

Artykuł wpłynął do redakcji 27.10.2010 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w grudniu 2010 r.

#### LITERATURA

- [1] J. PIOTROWSKI, W. GALUS, M. GRUDZIEN, *Near room-temperature IR photo-detectors*, Infrared Phys., 31, 1990, 1-48.
- [2] A. ROGALSKI, K. ADAMIEC, J. RUTKOWSKI, *Narrow-gap semiconductor photodiodes*, SPIE Press, Bellingham, 2000.
- [3] J. PIOTROWSKI, A. ROGALSKI, *High-Operating-Temperature Infrared Photodetectors*, ed., SPIE, Bellingham, 2007.
- [4] J. PIOTROWSKI, J. PAWLUCZYK, A. PIOTROWSKI, W. GAWRON, M. ROMANIS, K. KŁOS, *Uncooled MWIR and LWIR photodetectors in Poland*, Opto-Electron. Rev., 18, 3, 2010, 24-33.
- [5] J. PIOTROWSKI, A. PIOTROWSKI, W. GAWRON, *Uncooled Mid-IR Photodetection*, Materiały konferencyjne 4th International Symposium on Optronics in Defence and Security; OPTRO, 2010.
- [6] J. PIOTROWSKI, W. GAWRON, *Extension of longwavelength IR photovoltaic detector operation to near room-temperatures*, Infrared Physics & Technology, 36, 1995, 1045-1051.

- [7] W. GAWRON, *Metody poprawy właściwości detektorów podczerwieni pracujących bez chłodzenia kriogenicznego*, rozprawa doktorska, WAT, Warszawa, 1996.
- [8] J. PIOTROWSKI, M. GRUDZIĘŃ, Z. NOWAK, Z. ORMAN, J. PAWLUCZYK, M. ROMANIS, W. GAWRON, *Uncooled photovoltaic Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te LWIR detectors*, Proc. SPIE, 4130, 2000, 175-184.
- [9] J. PIOTROWSKI, P. BRZOZOWSKI, K. JÓŻWIKOWSKI, *Stacked multijunction photodetectors of long wavelength radiation*, J. Electron. Mat., 32, 2003, 672-676.
- [10] W. GAWRON, J. PIOTROWSKI, *Practical near room-temperature, long-wavelength IR photovoltaic detectors*, Opto-Electronics Review, 2, 1994, 91-94.
- [11] [www.vigo.com.pl](http://www.vigo.com.pl)
- [12] J. PIOTROWSKI, W. GAWRON, *Ultimate performance of infrared photodetectors and figure of merit of detector material*, Infrared Physics & Technology, 38, 1997, 63-68.
- [13] K. JÓŻWIKOWSKI, *Badanie zjawisk fotoelektrycznych i fluktuacyjnych w półprzewodnikach o wąskiej przerwie energetycznej*, rozprawa habilitacyjna.
- [14] K. JÓŻWIKOWSKI, A. ROGALSKI, A. JÓŻWIKOWSKA, *Numerical modelling of fluctuation phenomena in semiconductors and detailed noise study of mid-wave infrared HgCdTe heterostructure devices*, J. Electron. Mater., 31, 2002, 677-682.
- [15] K. JÓŻWIKOWSKI, W. GAWRON, J. PIOTROWSKI, A. JÓŻWIKOWSKA, *Enhanced numerical modeling of non-cooled long-wavelength multi-junction (Cd,Hg)Te photodiodes*, IEEProc. Circuits, Devices and Systems, 150, 1, 2003, 65-71.
- [16] R. SEWELL, C. A. MUSCA, J. M. DELL, L. FARAONE, K. JÓŻWIKOWSKI, A. ROGALSKI, *Minority carrier lifetime and noise in abrupt molecular-beam epitaxy-grown HgCdTe heterostructures*, J. Electron. Mater., 32, 2003, 639-644.
- [17] J. PIOTROWSKI, P. BRZOZOWSKI, K. JÓŻWIKOWSKI, *Stacked Multijunction Photodetectors of Long-Wavelength Radiation*, J. Electron. Mater., 32, 2003, 672-676.
- [18] A. JÓŻWIKOWSKA, K. JÓŻWIKOWSKI, J. RUTKOWSKI, Z. ORMAN, A. ROGALSKI, *Generation-recombination effects in high temperature HgCdTe heterostructure photodiodes*, Opto-Electron. Rev., 12, 2004, 417-428.

W. GAWRON, K. JÓŻWIKOWSKI, M. KOPYTKO

### Theoretical analysis of near-room temperature pP+ HgCdTe heterojunction using an advanced numerical method

**Abstract.** We report on the results of theoretical calculation of near-room temperature HgCdTe pP+ heterojunction. The calculated parameters of pP+ junction were compared with parameters of N+p junction. All the analyses were done under 300 K temperatures after illuminating the structure from a highly doped layer by the light with a wavelength of 10.6  $\mu\text{m}$ . We have taken advantage of original methods of numerical simulation using computer programmes prepared at the Institute of Applied Physics.

**Keywords:** infrared detectors, HgCdTe, heterojunctions