

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

**Półprzewodnikowe Detektory Promieniowania**  
Warszawa, 7—8 luty 1972  
Materiały Konferencji



TOM XXIII

ZESZYT 4

---

1972

ZARZĄD

Przewodniczący  
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący  
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
czł. rzecz. PAN

Prof. dr ANDRZEJ TRAUTMAN  
czł. koresp. PAN

Sekretarz  
Doc. dr HALINA CHEĆCIŃSKA

Skarbnik  
Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu  
Prof. dr JULIAN AULEYTNER  
Prof. dr KAROLINA LEIBLER  
Prof. dr MACIEJ SUFFCZYŃSKI  
Doc. dr JAN PETYKIEWICZ  
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)  
Doc. dr JERZY DERA (*Gdańsk*)  
Doc. dr BOLESŁAW WYSŁOCKI (*Gliwice*)  
Doc. dr ANDRZEJ PAWLIKOWSKI (*Katowice*)  
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Koszalin*)  
Prof. dr JERZY RAYSKI (*Kraków*)  
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)  
Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)  
Dr JÓZEF KUSZ (*Opole*)  
Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)  
Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ (*Rzeszów*)  
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)  
Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)  
Doc. dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)  
Doc. dr ZBIGNIEW SIDORSKI (*Wrocław*)

P O L S K I E   T O W A R Z Y S T W O   F I Z Y C Z N E

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXIII, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1972

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa),  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków), Jerzy Pietruszka (Kraków)

*Adres Redakcji:* Kraków, Reymonta 4  
tel. 363-80, wewn. 442

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2616 + 99 egz. Ark. wyd. 9,0. Ark. druk. 8  
Papier rotograw. kl. III. 70 × 100, 90 g.  
Oddano do składania w kwietniu 1972  
Podpisano do druku w sierpniu 1972  
Druk ukończono w sierpniu 1972  
Zam. 368/72. O-2. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

W dniach 7 i 8 lutego 1972 r. w Warszawie odbyła się, zorganizowana przez Instytut Fizyki PAN i Instytut Badań Jądrowych, Ogólnokrajowa Konferencja poświęcona Półprzewodnikowym Detektorom Promieniowania. Celem Konferencji było przedyskutowanie zagadnień związanych z wytwarzaniem, własnościami i zastosowaniami półprzewodnikowych detektorów promieniowania podczerwonego oraz promieniowania jądrowego. W czasie Konferencji zostało wygłoszonych sześć referatów przeglądowych. Referaty te dotyczyły materiałów stosowanych w technologii półprzewodnikowych detektorów promieniowania, podstawowych parametrów oraz ich zastosowania. Prócz referatów przeglądowych zostało także wygłoszonych dziesięć komunikatów z prac własnych. Większość tych komunikatów dotyczyła zagadnień otrzymywania detektorów i ich parametrów. Jeden referat traktował o metodach chłodzenia półprzewodnikowych detektorów. W dziedzinie detektorów promieniowania podczerwonego, uwaga Konferencji była głównie zwrócona na detektory wykonywane z mieszanych kryształów  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , pracujące w obszarze długości fal większych od  $3 \mu m$ . Co się tyczy detektorów promieniowania jądrowego, dużą uwagę zwracano na detektory z  $CdTe$ ; własności tych detektorów wykazują przewagę nad innymi półprzewodnikowymi detektorami promieniowania jądrowego. W Konferencji wzięło udział 120 osób z 18 instytucji naukowych i przemysłowych. W niniejszym zeszycie „Postępów Fizyki” są zamieszczone teksty referatów przeglądowych wygłoszonych na tej Konferencji. Komunikaty z prac własnych będą opublikowane w czasopiśmie specjalistycznych.

*Witold Giriat*



*Witold Giriat*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## O niektórych własnościach materiałów stosowanych w półprzewodnikowych detektorach promieniowania

Materials for Semiconducting Radiation Detectors

*Abstract:* In the paper some properties and methods of preparation of the materials used in the technology of nuclear radiation semiconducting detectors and in the technology of the semiconducting infrared detectors are discussed. Material for the nuclear radiation detectors considered here is only CdTe. Mixed crystals of mercury chalcogenides and lead chalcogenides are discussed as a materials for the infrared radiation detectors. A short review of some materials used in infrared technology is also given.

### Wstęp

Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie podstawowych własności fizycznych i metod otrzymywania materiałów, które są stosowane w półprzewodnikowych detektorach promieniowania. Omówione będą także niektóre materiały stosowane w technice podczerwieni. Zgodnie z programem niniejszej Konferencji, uwaga będzie skupiona na półprzewodnikowych detektorach promieniowania jądrowego oraz na detektorach promieniowania podczerwonego dla zakresu długości fal większych od około  $3 \mu\text{m}$ , tj. dla obszaru poza zakresem przezroczystości szkła. Materiałem na półprzewodnikowe detektory promieniowania jądrowego, wyłącznie tu rozpatrywanym, jest CdTe, który zgodnie z obecnym stanem wiedzy rokuje największe nadzieje. Stosowany do produkcji tych detektorów german i krzem jest poza zakresem naszego zainteresowania, materiały te są obecnie łatwo dostępne ze źródeł przemysłowych. Płóść materiałów półprzewodnikowych, które mogą być stosowane na detektory promieniowania podczerwonego jest znacznie większa. W obszarze do  $5,5 \mu\text{m}$  dobre wyniki otrzymuje się stosując InSb. Materiał ten jest technologicznie szczególnie opracowany, a jego własności fizyczne są bardzo dobrze znane. W chwili obecnej wiele uwagi poświęca się materiałowi  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , gdzie przy odpowiednio dobranej wartości  $x$  można otrzymać detektory pracujące w dużym

zakresie widma podczerwonego, praktycznie od obszaru widzialnego do około  $20 \mu\text{m}$ .  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  nie jest jedynym nadającym się do tych celów materiałem. W zasadzie mogą tu znaleźć zastosowanie i inne mieszane kryształy chalcogenidków rtęci, takie jak  $\text{Mn}_k\text{Hg}_{1-k}\text{Te}$ ,  $\text{Zn}_m\text{Hg}_{1-m}\text{Te}$ ,  $\text{Cd}_v\text{Hg}_{1-v}\text{Se}$ ,  $\text{Zn}_w\text{Hg}_{1-w}\text{Se}$ . Materiały te są obecnie w stadium rozpracowywania technologii i poznawania podstawowych parametrów ich struktury energetycznej. Do dzisiaj jest kwestią otwartą, który z mieszanych kryształów chalcogenidków rtęci jest najbardziej odpowiedni jako materiał na detektory. Dotychczasowe wysiłki zmierzające do zastosowań tych materiałów opierały się praktycznie wyłącznie na  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ; materiał ten jest najlepiej rozpracowany technologicznie i najwięcej wiemy o jego własnościach fizycznych.

Prócz wyżej wymienionych kryształów mieszanych chalcogenidków rtęci, w których przerwa energetyczna jest zależna od składu, cechę tę posiadają niektóre kryształy mieszane na bazie związków ołowiu, takie jak  $\text{PbTe-SnTe}$ ,  $\text{PbSe-SnTe}$ .

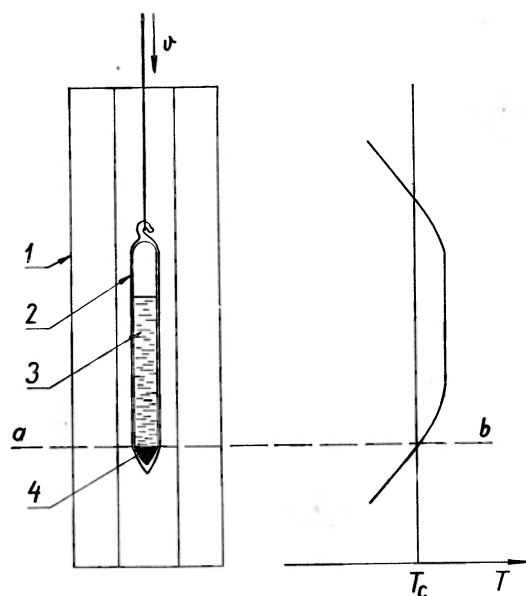
Przy konstrukcji detektorów promieniowania podczerwonego są nieodzowne pewne materiały optyczne, o żądanych własnościach spektralnych, chemicznych i mechanicznych. Niektórym z tych materiałów, które w pewnym sensie w technice podczerwieni są szczególnie ważne i na ogół mniej znane, będzie poświęcone nieco uwagi w końcowej części tego artykułu.

### Tellurek kadmu

Tellurek kadmu,  $\text{CdTe}$ , przedstawia sobą obiecujący materiał na półprzewodnikowe detektory promieniowania jądrowego, a w szczególności przy detekcji promieni  $\gamma$ . Dotychczas do tego celu był używany krzem i german.  $\text{CdTe}$  ma istotną przewagę zarówno nad Si, jak i Ge. Po pierwsze, materiał ten spełnia podstawowe warunki wymagane od materiału na półprzewodnikowe detektory promieniowania w zakresie przerwy energetycznej, własności złącz  $n-p$  i czasów relaksacji. Po drugie, liczba atomowa  $\text{CdTe}$  ( $\text{Cd-48}$ ,  $\text{Te-52}$ ) wynosi średnio 50, co jest znacznie więcej niż dla germanu ( $z=32$ ) i krzemu ( $z=14$ ). Fotoelektryczny przekrój czynny dla promieniowania  $\gamma$  jest proporcjonalny do  $z^4$ , a więc absorpcja promieni  $\gamma$  w  $\text{CdTe}$  jest nieporównywalnie większa niż w Ge lub Si. Wymiary detektora z  $\text{CdTe}$ , który absorbuje taką samą ilość promieni  $\gamma$ , są ponad 100 razy mniejsze niż detektora z Si. Tak istotna miniaturyzacja może mieć zasadnicze znaczenie w niektórych zastosowaniach. Po trzecie, ważnym czynnikiem, który preferuje  $\text{CdTe}$  jako materiał na detektory promieniowania jądrowego jest jego stabilność temperaturowa. Parametry detektora z  $\text{CdTe}$  nie zmieniają się w czasie, gdy detektor znajduje się w normalnej dla detektora promieniowania jądrowego temperaturze pracy (od ujemnych do około  $+150^\circ\text{C}$ ). Detektory z Ge i Si muszą być przechowywane w temperaturze ciekłego azotu lub suchego lodu. Dłuższe przechowywanie w temperaturze pokojowej, ze względu na silną dyfuzję litu, prowadzi do zmiany parametrów detektora i do utraty własności detekcyjnych.



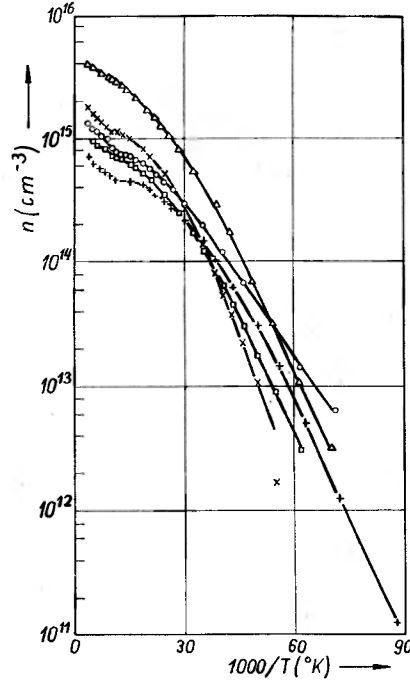
Tellurek kadmu należy do związków półprzewodnikowych typu  $A^{II}B^{VI}$ . Krystalizuje w strukturze blendy cynkowej, stała sieci wynosi  $6,481 \text{ \AA}$ , gęstość  $5,87 \text{ g/cm}^3$ . Przerwa energetyczna wynosi  $1,45, 1,55$  i  $1,60 \text{ eV}$  w temperaturach odpowiednio  $295, 77$  i  $4,2 \text{ K}$ . CdTe daje się otrzymać zarówno *n*, jak i *p*-typu. Płytkie donory w tym materiale otrzymuje się przez wprowadzenie atomów Al, In, Ga, J, Cl, Br jak również nadmiaru Cd. Domieszki akceptorowe płytkie dają atomy P, As, Sb, Na, Li oraz nadmiar Te. CdTe daje się otrzymać w wysokim stopniu czystości i dużej ruchliwości nośników prądu. Związek ten topi się przy temperaturze  $1100^\circ\text{C}$ . Tellurek kadmu otrzymuje się poprzez syntezę wysokiej czystości pierwiastków składowych, tj. telluru i kadmu. Otrzymany polikrystaliczny materiał poddaje się procesowi monokryształizacji. W przypadku CdTe często spotykanym sposobem monokryształizacji jest metoda Bridgmana. Na rys. 1 przedstawiono schematycznie stosowaną tu metodę.



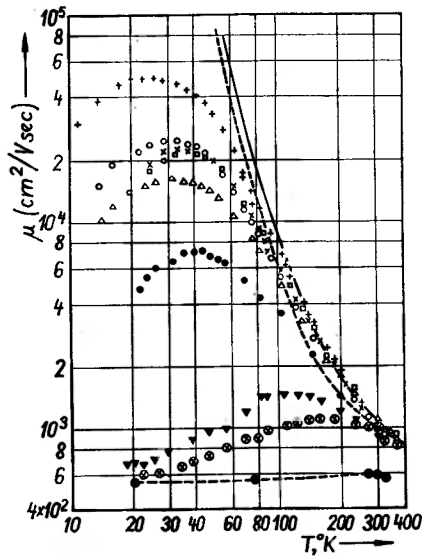
Rys. 1. Otrzymanie monokryształów CdTe metodą Bridgmana. 1 — piec, 2 — ampuła kwarcowa zawierająca CdTe, 3 — faza stopiona, 4 — faza stała, monokryształiczna, *a-b* — czoło monokryształizacji, *v* — kierunek przesuwu ampuly,  $T_c$  — temperatura topnienia

Przy pomocy tej metody otrzymuje się monokryształy CdTe rzędu kilku do kilkunastu  $\text{cm}^3$ . Tak otrzymane monokryształy posiadają sporą ilość centrów rozpraszających, miejsca puste po kadmie lub tellurze oraz domieszki atomów obcych. To powoduje, że otrzymane tą metodą monokryształy mają na ogół małe ruchliwości nośników prądu, szczególnie w niskich temperaturach. Ruchliwość i koncentracja są słabo zależne od temperatury.

Tak jak dla wielu półprzewodników dla otrzymania bardziej czystego CdTe można zastosować strefowe topienie. Strefowe topienie w otwartych poziomych

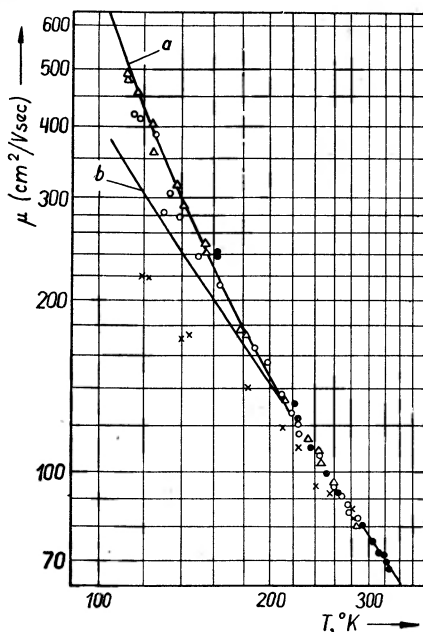


Rys. 2. Zależność koncentracji elektronów od temperatury dla kilku próbek CdTe po strefowym topieniu [2]



Rys. 3. Zależność ruchliwości elektronów od temperatury dla kilku próbek CdTe po strefowym topieniu oraz dla próbek domieszkowanych (cztery dolne krzywe). Krzywa ciągła — obliczona zależność ruchliwości od temperatury przy uwzględnieniu rozpraszania na drganiach optycznych [2]

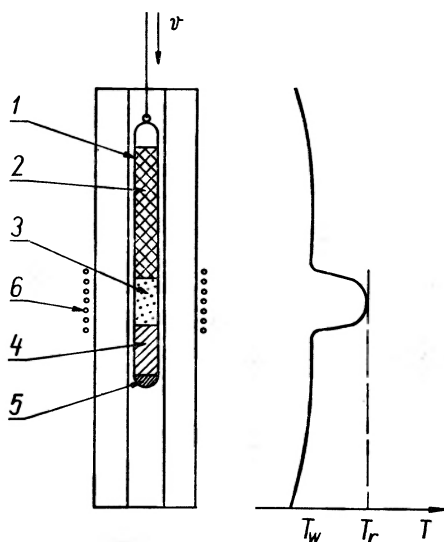
łódkach nie jest zbyt efektywne, ponieważ występuje częściowa dysocjacja CdTe oraz przenoszenie masy poprzez parowanie. Znacznie lepsze wyniki otrzymuje się stosując pionowe strefowe topienie CdTe w zamkniętych ampułkach [1]. W tym przypadku praktycznie nie ma wolnej przestrzeni nad stopionym materiałem, a tym samym unika się problemów związanych z dysocjacją i parowaniem. Stosując tę metodę otrzymuje się materiał o dużej ruchliwości i niskiej koncentracji. Na rys. 2 przedstawiono zależność koncentracji elektronów od temperatury dla kilku próbek CdTe po strefowym topieniu [2]. Na rys. 3 przedstawiono zależność ruchliwości elektronów od temperatury [2], zaś na rys. 4 ruchliwość dziur [3].



Rys. 4. Zależność ruchliwości dziur od temperatury dla CdTe [3]

Ostatnio do otrzymywania CdTe o dużym stopniu doskonałości została zastosowana metoda oparta na wzroście kryształu ze stopu wzbogaconego o jeden ze składników (tutaj Te) [4]. Na rys. 5 schematycznie przedstawiono układ do otrzymywania monokryształów CdTe tą metodą. Do monokrysztalizacji używa się uprzednio syntezowany, czysty CdTe. Na dno ampuly kwarcowej wprowadza się monokrysztaliczny zarodek, następnie umieszcza się warstewkę telluru, a resztę objętości ampuly kwarcowej wypełnia się polikrysztalicznym CdTe. Tak przygotowaną ampulę umieszcza się w piecu o odpowiednim rozkładzie temperatury (rys. 5). Obszar ampuly z zawartością telluru znajduje się w gorącej strefie. W stopionym tellurze rozpuszcza się CdTe. Ilość rozpuszczonego CdTe jest zależna od temperatury. Już przy temperaturze 650°C

rozpuszczalność CdTe w ciekłym tellurze wynosi około 15 procent mola, co jest wystarczające, by mógł rosnąć kryształ z roztworu. Ze wzrostem temperatury  $T_r$  rozpuszczalność wzrasta. Przesuwając ampulę względem pieca, na zarodku rozpoczyna narastać monokryształ. Stechiometryczny monokryształ powstaje wtedy, gdy szybkość przesuwu czoła krystalizacji jest mniejsza od szybkości dyfuzji atomów telluru w CdTe, to znaczy, gdy kryształ rośnie w warunkach równowagi pomiędzy fazą stałą i ciekłą. Tak więc szybkość dyfuzji



Rys. 5. Schematyczne przedstawienie metody otrzymywania monokryształów CdTe z nasyconego roztworu Te. 1 — ampuła kwarcowa, 2 — polikrystaliczny CdTe jako materiał do monokrystalizacji, 3 — strefa rozpuszczonego CdTe w tellurze, 4 — rosnący monokryształ, 5 — zarodek, 6 — strefa grzejna,  $v$  — kierunek przesuwu ampuly. Z prawej strony przedstawiono rozkład temperatury w piecu,  $T_r$  — temperatura roztworu,  $T_w$  — temperatura monokryształu

określa szybkość wzrostu stechiometrycznego monokryształu. W przypadku CdTe stwierdzono [4], że proces prowadzony z szybkością około 5—7 mm/dobę spełnia ten warunek. Dla szybkości większych otrzymuje się kryształy o gorszej strukturze krystalograficznej, zaś dla  $v = 20$  mm/dobę otrzymuje się materiał polikrystaliczny.

Monokryształy otrzymane tą metodą wykazują znacznie lepszą doskonałość krystalograficzną w porównaniu do monokryształów otrzymanych ze stopionej masy. Koncentracja pustych miejsc po atomach Cd lub Te jest znacznie mniejsza. Z uwagi na to, że proces krystalizacji jest prowadzony w znacznie niższej temperaturze (650–750°C) niż w przypadku wzrostu ze stopionej masy ( $T = 1100^\circ\text{C}$ ), ilość domieszek wprowadzonych z ampuly jest także mniejsza. Zaletą tej metody jest także fakt, że w czasie procesu wzrostu kryształu następuje znaczne oczyszczenie materiału z domieszek obcych atomów. Wynika to stąd, że efekt

segregacji obcych domieszek pomiędzy ciekłym Te i stałym CdTe jest znacznie większy niż pomiędzy ciekłym i stałym CdTe. Wadą tej metody jest długotrwały proces krystalizacji — w rachubę wchodzi tygodnie.

### Mieszane kryształy chalcogenidków rtęci

Na detektory promieniowania w obszarze widzialnym i bliskiej podczerwieni mogą być stosowane liczne półprzewodniki. Dla detekcji wykorzystuje się zjawisko fotoprzewodnictwa, efekt fotowoltaiczny — na złączach *n-p* oraz efekt elektromagnetyczny PEM. Zjawiska te są związane z pobudzaniem elektronów z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa. Długofalowa krawędź czułości jest ściśle związana z szerokością strefy wzbronionej. Zależność pomiędzy długością fali promieniowania a energią jest daną przez zależność

$$\lambda = 1,24/E_0, \quad (1)$$

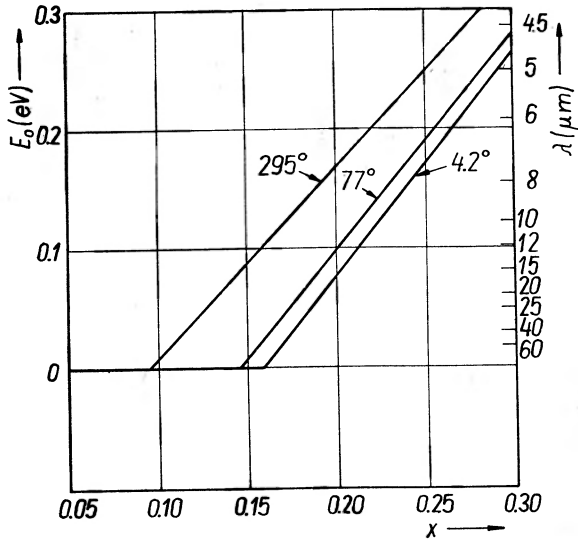
gdzie  $\lambda$  — długość fali w  $\mu\text{m}$ , a energia  $E_0$  w eV. Detektor półprzewodnikowy pracuje w obszarze długości fal, dla których  $\lambda \leq 1,24/E_0$ , gdzie  $E_0$  — przerwa energetyczna danego półprzewodnika.

Detektory z Si mają zakres do 1,1  $\mu\text{m}$ , z Ge do 1,6  $\mu\text{m}$ . Najbardziej rozpowszechnione detektory bliskiej podczerwieni są oparte na związkach ołowiu. Co prawda, ich zakres jest do kilku  $\mu\text{m}$ , jednak w typowym rozwiązaniu technologicznym (szkło) detektory te pracują od obszaru widzialnego do 2,7  $\mu\text{m}$ . Detektory z InSb mają zakres do 5,5  $\mu\text{m}$ . Dla promieniowania o  $\lambda > 5,5 \mu\text{m}$ , tam gdzie jest potrzebny szybki detektor i nie mogą być stosowane detektory termiczne (termopary, bolometry, detektor Golaya), używane są detektory oparte na fotoprzewodnictwie domieszkowym w germanie, a dla fal dłuższych — detektory oparte na fotoprzewodnictwie domieszkowym w InSb. Detektory z germanu domieszkowanego rtęcią pracują do 7  $\mu\text{m}$ , złotem do 11, miedzią do 24, a cynkiem do 35  $\mu\text{m}$ . Ze względu na to, że domieszki te są bardzo płytkie, detektory te mogą pracować tylko w temperaturach helowych — przy wyższych temperaturach domieszki są zjonizowane i fotoefekt nie może wystąpić.

Detekcja promieniowania dla  $\lambda > 5,5 \mu\text{m}$ , oparta na międzypasmowym zjawisku fotoprzewodnictwa, zjawisku fotowoltaicznym lub zjawisku PEM, stała się możliwa wtedy, gdy opracowane zostały metody otrzymywania półprzewodników o małej i do tego regulowanej przerwie energetycznej. Detektory z tych materiałów są szybkie i pracują w temperaturze ciekłego azotu lub nawet pokojowej, jeśli nie jest potrzebna wysoka czułość.

Półprzewodniki o małej i regulowanej przerwie otrzymuje się między innymi na bazie kryształów mieszanych chalcogenidków rtęci. W chwili obecnej najlepiej opanowany technologicznie jest układ kryształów mieszanych pomiędzy HgTe i CdTe ( $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , gdzie  $x$  — zawartość molowa CdTe w HgTe). Układ ten jest też najlepiej poznany, jeśli chodzi o jego strukturę energetyczną i jego właściwości fizyczne. CdTe jest typowym półprzewodnikiem o przerwie

wzbronionej 1,45 eV w 295 i 1,55 w 77 K. HgTe ma odwróconą strukturę energetyczną i „ujemną” przerwę energetyczną [5]. Przerwa energetyczna dla HgTe wynosi  $-0,15$  eV w temperaturze 295 i  $-0,27$  eV w 77 K. Te dwa materiały tworzą kryształy mieszane dla dowolnego składu, przy czym przerwa energetyczna zmienia się prawie liniowo ze składem dla [6]. Zależność termicznej przerwy energetycznej od składu jest podana na rys. 6.



Rys. 6. Zależność termicznej przerwy energetycznej od składu dla  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Z rys. 6 widać, że przez odpowiednią zmianę składu można otrzymać półprzewodniki o zadanej przerwie energetycznej. W interesującym nas zagadnieniu pod uwagę wchodzi półprzewodniki, których przerwa energetyczna zawiera się w granicach  $0 < E_0 < 0,3$  eV, tj. materiały, które wykazują własności fotoelektryczne w obszarze długości fal  $\lambda > 4 \mu\text{m}$ . Detektory promieniowania podczerwonego z  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  pracują głównie w temperaturze ciekłego azotu. Z rys. 6 wynika, że interesujący nas zakres składów kryształów mieszanych zawiera się w obszarze  $0,14 < x < 0,3$ . Dla obszaru promieniowania lasera  $\text{CO}_2$ , tj.  $10,6 \mu\text{m}$  odpowiednia wartość  $x$  jest w okolicy  $x = 0,2$ . Trzeba tu zwrócić uwagę, że nie można określić  $x$  wprost z zależności  $E = f(x)$  i wzoru (1), gdyż należy uwzględnić położenie poziomu Fermiego w pasmie przewodnictwa. Pobudzenie elektronów z pasma walencyjnego następuje na poziom Fermiego  $E_F$ , który z reguły jest położony w pasmie przewodnictwa. Tak więc zamiast  $E_0$  wystąpi wielkość  $E_0 + E_F$ . Dla otrzymania detektora o maksymalnej czułości przy zadanej długości fali należy więc brać pod uwagę nie tylko jego skład, lecz również i koncentrację elektronów w pasmie przewodnictwa.

Kryształy mieszane  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  otrzymuje się przez stopienie wysokiej czystości HgTe i CdTe. Otrzymany polikrystaliczny materiał poddaje się pro-

cesowi monokryształizacji. Ten potrójny związek wymaga zastosowania specjalnych metod przy otrzymywaniu i monokryształizacji. W trakcie procesu technologicznego muszą być spełnione takie warunki, aby można było otrzymać czysty i jednorodny monokryształ. Warunki otrzymania materiału czystego sprowadzają się do użycia do syntezy wysokiej czystości CdTe i HgTe. CdTe wysokiej czystości otrzymuje się przez strefowe topienie, podobnie jak HgTe. Jednakże w przypadku HgTe występuje dodatkowa trudność spowodowana dużą prężnością par Hg. W celu przeprowadzenia skutecznego strefowego topienia HgTe potrzebne są specjalne warunki. Proces ten przeprowadza się w zamkniętych ampulach kwarcowych, których objętość zajęta przez HgTe wynosi ponad 99% objętości ampulej kwarcowej, i stosuje się pionowe strefowe topienie. Jest to modyfikacja metody strefowego topienia stosowanego w przypadku CdTe.

Największą trudność sprawia jednak otrzymanie jednorodnych monokryształów. Względnie łatwo otrzymuje się jednorodny polikryształiczny materiał przez stopienie HgTe i CdTe i następnie szybkie ochłodzenie. Trudność wynika w procesie monokryształizacji. CdTe w roztworze HgTe ma współczynnik segregacji różny od jedności, tak więc przy monokryształizacji automatycznie powstaje niejednorodność składu, zarówno wzdłuż kierunku wzrostu monokryształu, jak też w kierunku radialnym. Powstanie niejednorodności składu w kierunku radialnym jest spowodowane tym, że granica pomiędzy fazą stopioną i stałą nie jest płaska a tworzy menisk. Tak więc zastosowanie którejkolwiek ze standardowych metod kryształizacji, np. metody Bridgmana, Czochralskiego, nie daje dobrych wyników.

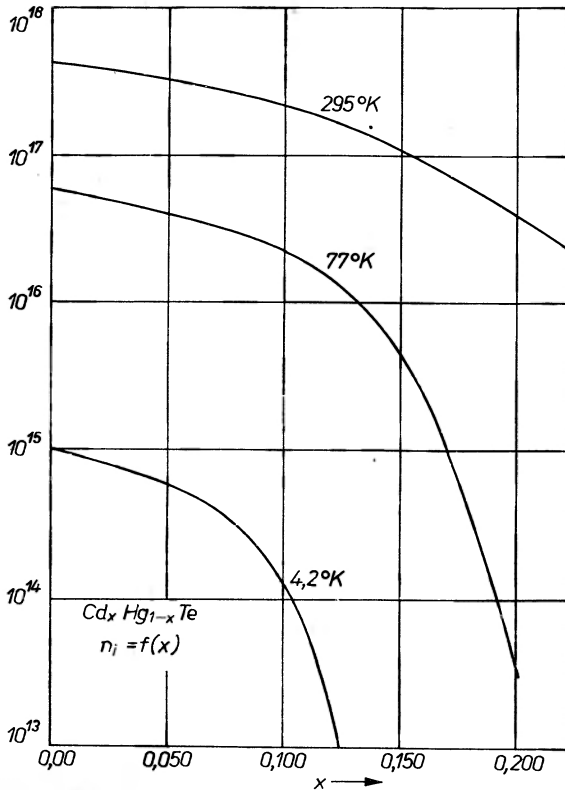
Aby uniknąć tej trudności, stosuje się następującą metodę [7]. Długą ampulej kwarcową o małej średnicy zapelnia się jednorodnym polikryształicznym  $Cd_xHg_{1-x}Te$  o zadanym  $x$ . Metoda napełniania pozwala zamknąć w ampule tyle materiału, że stosunek wolnej objętości w ampule do objętości materiału wynosi około 1 do 1000.

Przy topieniu strefowym  $Cd_xHg_{1-x}Te$  zmniejsza swą objętość, tak więc zamknięty w ampule materiał można strefowo topić. Stopioną strefę przeprowadza się z szybkością kilku mm na godzinę przez całą długość ampulej. Po tym procesie otrzymuje się na ogół monokryształiczny materiał, który jednak ze względu na różny od jedności współczynnik segregacji wykazuje niejednorodności wzdłuż ampulej. Aby usunąć tę niejednorodność, proces powtarza się przez przeprowadzenie stopionej strefy w kierunku odwrotnym. Teraz wpływ segregacji jest w dużym stopniu skompensowany i otrzymuje się materiał na dużej długości jednorodny. Przez zastosowanie małych średnic ampulej kwarcowych granica pomiędzy fazą stałą i ciekłą jest zbliżona do płaskiej. W chwili obecnej jest to najlepsza metoda otrzymywania monokryształów  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . W celu poprawienia jakości monokryształów  $Cd_xHg_{1-x}Te$  dalsze badania są tu jednak nieodzowne.

Mieszane kryształy  $Cd_xHg_{1-x}Te$  łatwo się domieszkują na typ  $n$ , jak i na typ  $p$ . Typowe domieszki donorowe, to pierwiastki trzeciej i siódmej grupy

(np. In, Ga, J i inne). Poziomy akceptorowe dają atomy pierwszej grupy np. Cu, Ag. Przez wprowadzenie odstępstwa od stechiometrii również można otrzymać typ  $p$  lub  $n$ ; nadmiar Te daje typ  $p$ , zaś Hg daje typ  $n$ .

Mieszane kryształy  $Cd_xHg_{1-x}Te$  można otrzymać o wysokim stopniu czystości. Na rys. 7 przedstawiono zależności koncentracji samoistnej w funkcji  $x$  dla



Rys. 7. Zależność koncentracji samoistnej od składu dla  $Cd_xHg_{1-x}Te$  dla temperatury 295, 77 i 4,2 K [8]

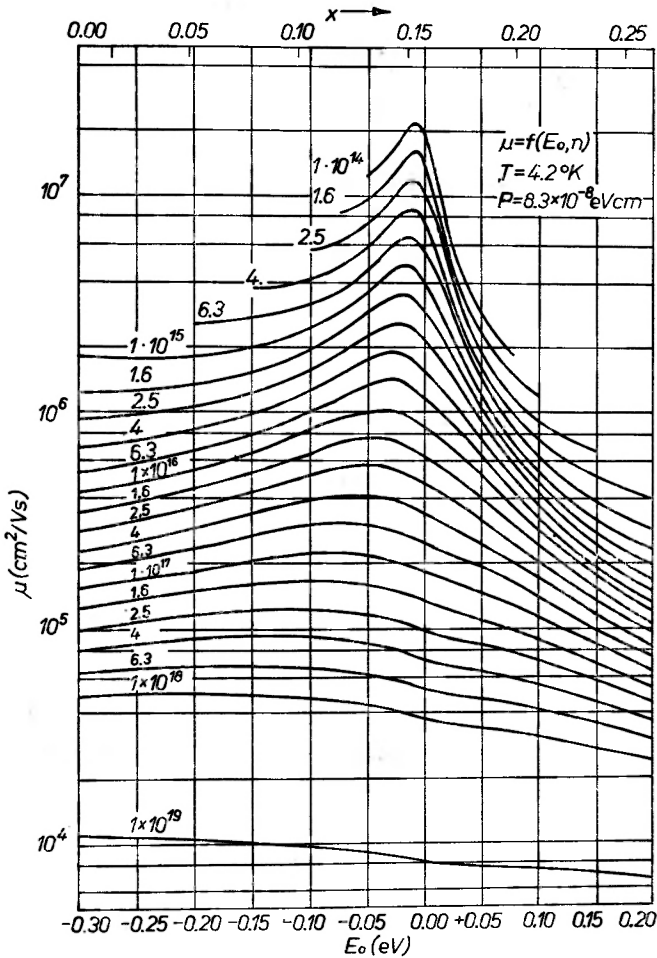
temperatury pokojowej, ciekłego azotu i ciekłego helu. Materiały te mają bardzo dużą ruchliwość elektronów. Dla  $x = 0,25$  w temperaturze ciekłego azotu ruchliwość może osiągać wartości kilkuset tysięcy  $cm^2/Vsek$ .

W temperaturach helowych ruchliwość osiąga wartości powyżej  $10^6 cm^2/Vsek$ . Na rys. 8 przedstawione są wyniki obliczeń zależności ruchliwości od składu w temperaturze ciekłego helu. Przedstawione na rys. 8 wyniki obliczeń są w dobrej zgodności z danymi doświadczalnymi, które jednak w chwili obecnej nie są jeszcze zbyt liczne. Ruchliwość dziur dla  $Cd_xHg_{1-x}Te$  jest mała. Stosunek ruchliwości elektronów do ruchliwości dziur  $\mu_n/\mu_h = b$  wynosi ponad 100.

Mieszane kryształy  $Cd_xHg_{1-x}Te$  w chwili obecnej są najlepiej zbadane spośród kryształów mieszanych chalcogenidków rtęci. W ostatnich czasach



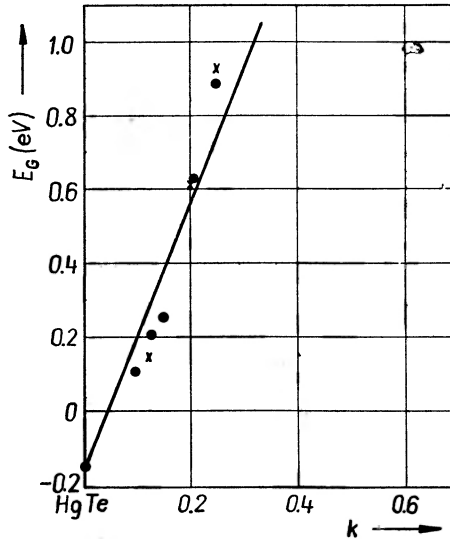
są prowadzone dość intensywne badania innych kryształów mieszanych, które mają cechy wspólne z  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ; jednak wykazują one także pewne różnice, które mogą być istotne przy zastosowaniach.



Rys. 8. Zależność ruchliwości od składu dla  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  w temperaturze 4,2 K dla różnych koncentracji elektronów [9]

Kryształy mieszane  $\text{HgTe-MnTe}$  ( $\text{Mn}_k\text{Hg}_{1-k}\text{Te}$ ) tworzą układ jednofazowy dla  $k \leq 0,3$ . Kryształy te otrzymuje się podobną techniką, jaką stosuje się dla  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Dodatkową trudnością jest tutaj aktywność chemiczna Mn z kwarcem. Aby obejść tę trudność, stosuje się ampule kwarcowe pokryte warstwą węgla. Monokryształy otrzymuje się na ogół metodą Bridgmana lub z roztworu wzbogaconego tellurem. Dla  $k \leq 0,3$  materiał ten krystalizuje w strukturze blendy cynkowej. Na rys. 9 przedstawiono zależność przerwy energetycznej od składu [10]. W przypadku tego układu przejście  $E_0$  przez

zero ma miejsce dla znacznie mniejszych zawartości MnTe niż CdTe. Ogólne własności kryształów mieszanych  $Mn_kHg_{1-k}Te$  są podobne do własności kryształów  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Dotyczy to zarówno zależności przerwy energetycznej od temperatury (dodatni współczynnik temperaturowy), jak też występowanie maksimum ruchliwości dla  $k \neq 0$ .  $Mn_kHg_{1-k}Te$  można otrzymać zarówno



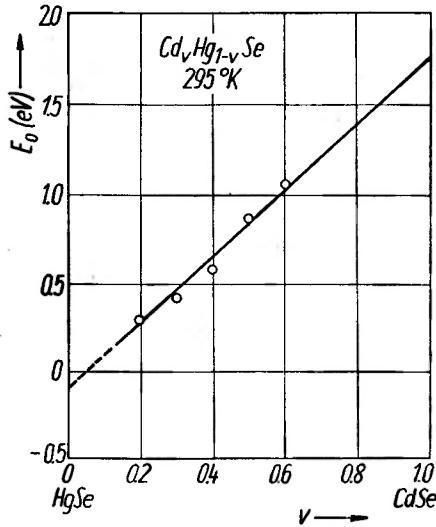
Rys. 9. Zależność przerwy energetycznej od składu dla  $Mn_kHg_{1-k}Te$  [10]

typu  $n$ , jak  $p$ . Własności fotoelektryczne tego materiału nie są znane. Ze względu na występowanie tu atomów Mn można się spodziewać innych niż w  $Cd_xHg_{1-x}Te$  mechanizmów rozpraszania nośników prądu, a tym samym zmian we własnościach fotoelektrycznych. Struktura energetyczna  $Mn_kHg_{1-k}Te$  nie jest znana, jeśli nie liczyć wstępnych danych doświadczalnych.

Nieco inne cechy posiadają kryształy mieszane HgSe–CdSe ( $Cd_vHg_{1-v}Se$ ). Mieszane kryształy  $Cd_vHg_{1-v}Se$  do  $v \leq 0,7$  otrzymuje się w postaci jednofazowej i krystalizują one w strukturze blendy cynkowej [11]. Dla  $v > 0,7$  występuje struktura heksagonalna. Z pomiarów krawędzi absorpcji wyznaczono dla tych związków zależność przerwy energetycznej od składu [12]. Wyniki tych pomiarów są przedstawione na rys. 10. Z dotychczasowych danych wiadomo, że struktura energetyczna  $Cd_vHg_{1-v}Se$  jest bardziej skomplikowana niż to ma miejsce w  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . Brak jednak dokładniejszych danych, by obecnie można było mówić o szczegółach struktury energetycznej tego materiału.

Do tej samej grupy materiałów należą też mieszane kryształy HgTe–ZnTe ( $Zn_mHg_{1-m}Te$ ). Kryształy mieszane otrzymuje się dla wszystkich składów, przy czym krystalizują one w strukturze blendy cynkowej. Zależność przerwy energetycznej od składu nie jest znana; dotychczasowe oszacowania wskazują [13], że zależność ta nie jest liniowa ze składem.

Wszystkie wymienione tu układy kryształów mieszanych opartych na chalcogenidkach rtęci cechuje jedna wspólna cecha — dla każdego z tych układów występuje ciągle przejście od odwróconej struktury energetycznej dla HgTe i HgSe poprzez zerową przerwę energetyczną do wartości dodatniej  $E_0$ .



Rys. 10. Zależność przerwy energetycznej od składu dla mieszanych kryształów  $Cd_vHg_{1-v}Se$

Układy tych kryształów mieszanych pozwalają otrzymać półprzewodniki o małej przerwie energetycznej. Ta ogólna właściwość związków pozwala na zastosowanie ich jako materiału na półprzewodnikowe detektory promieniowania podczerwonego w szerokim zakresie długości fal. Prócz zastosowań do detekcji promieniowania podczerwonego materiały te mogą być użyte do konstrukcji laserów półprzewodnikowych pracujących w zakresie podczerwieni [14], których zakres długości fal będzie w zasadzie taki sam jak przy detektorach.

### Mieszane kryształy związków ołowiu

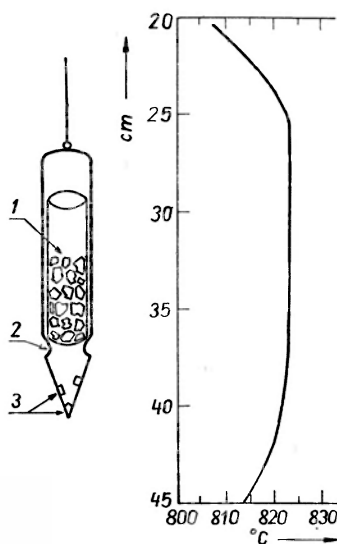
Otrzymanie półprzewodników z małą i regulowaną przerwą energetyczną jest możliwe nie tylko w oparciu o półmetal i półprzewodnik, z czym mamy do czynienia w przypadku HgTe–CdTe. Półprzewodniki z małą przerwą otrzymuje się w układzie półmetali, np. Bi–Sb, gdzie zarówno Bi jak Sb są półmetalami, zaś dla odpowiedniego przedziału zawartości Sb w Bi otrzymuje się materiał półprzewodnikowy z małą przerwą energetyczną. Istnieje także możliwość otrzymania półprzewodników z małą przerwą energetyczną w układzie kryształów mieszanych, gdzie oba składniki są półprzewodnikami o względnie dużej przerwie energetycznej. Chodzi tu o kryształy mieszane pomiędzy chalko-

genidkami ołowiu i cyny, a głównie o dwa układy, które do chwili obecnej są bardziej szczegółowo zbadane: PbTe–SnTe i PbSe–SnSe.

PbTe (temperatura topnienia 924°C) krystalizuje w strukturze chlorku sodu, i posiada przerwę energetyczną 0,19 i 0,32 eV odpowiednio w 4,2 i 295 K. Stała sieci 6,50 Å, ciężar właściwy 8,2 g/cm<sup>3</sup>. PbTe posiada prostą przerwę energetyczną, przy czym minimum pasma przewodnictwa i maksimum pasma podstawowego znajdują się w punkcie *L* strefy Brillouina. Pasma podstawowe jest zwierciadlanym odbiciem pasma przewodnictwa, a więc masa efektywna elektronów jest prawie taka sama jak masa efektywna dziur. Przyjmuje się, że krawędź pasma przewodnictwa ma symetrię  $L_6^-$  zaś pasma podstawowego  $L_6^+$ . Charakterystyczną właściwością PbTe (jak również PbSe i PbS) jest dodatni współczynnik temperaturowy przerwy energetycznej, tj. z obniżeniem temperatury przerwa energetyczna maleje.

SnTe krystalizuje, tak jak i PbTe, w strukturze chlorku sodu. Temperatura topnienia wynosi 806°C, a przerwa energetyczna 0,30 eV w 4,2 K i 0,18 w temperaturze pokojowej. Współczynnik temperaturowy przerwy energetycznej jest tu ujemny, jak w przeważającej większości półprzewodników. Pasma przewodnictwa w SnTe ma symetrię  $L_6^+$ , zaś pasmo walencyjne  $L_6^-$  [15].

Mieszane kryształy PbTe–SnTe ( $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ ) otrzymuje się przez stopienie odpowiednich ilości materiałów wyjściowych o wysokiej czystości. Monokryształację przeprowadza się kilkoma sposobami. Najbardziej rozpowszechnione jest zastosowanie metody Bridgmana. Przy pomocy metody Bridgmana otrzymuje się duże monokryształy, które mają jednak dużą ilość dyslokacji oraz naprężeń mechanicznych. Lepsze kryształy otrzymuje się stosując metodę wzrostu z fazy gazowej. Na rys. 11 przedstawiono schemat otrzymywania



Rys. 11. Otrzymywanie monokryształów  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$  z fazy gazowej. 1 — materiał do monokryształacji, 2 — wgłębienia w ampule, 3 — monokryształy

monokryształów  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$  z fazy gazowej [16]. Ampuła kwarcowa o średnicy około 18 mm zakończona jest stożkowo. W odległości około 4 cm od ostrza stożka są trzy wgłębienia w ampule. Na tych wgłębieniach oparty jest tygiel kwarcowy z materiałem do krystalizacji. Ampuła z umieszczonym w niej tygłem jest zatopiona po uprzednim odpompowaniu do ciśnienia  $p = 10^{-7}$  tora. Następnie ampulę umieszcza się w pionowym piecu, z podanym na rys. 11 rozkładem temperatury. Różnica temperatury pomiędzy materiałem do krystalizacji a obszarem wzrostu kryształów wynosi  $1^\circ\text{C}$ . Kryształy rosną na ściankach stożka ampuly. Czas krystalizacji wynosi około 20 godzin. Otrzymuje się monokryształy rozmiarów kilku milimetrów. Typ przewodnictwa oraz koncentracja nośników prądu w otrzymanych monokryształach  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$  jest określona w pierwszej kolejności przez odstępstwa od stechiometrii. Nadmiar metalu powoduje przewodnictwo  $n$ -typu. Te kryształy mieszane charakteryzują się wyjątkową jednorodnością, jeśli chodzi o rozkład Pb-Sn w objętości kryształu. Nadmiar telluru powoduje przewodnictwo typu  $p$ . Poprzez odpowiednie procesy wygrzewania otrzymuje się stechiometryczny materiał o względnie małej koncentracji nośników prądu (rzędu  $10^{15}$ - $10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ ) i dużej ruchliwości ( $10^5$ - $10^6$   $\text{cm}^2/\text{Vsek}$ ). Poprzez obróbkę termiczną powodującą zmianę stechiometrii otrzymuje się złącza  $n$ - $p$ .

Układ kryształów mieszanych PbSe-SnSe ( $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Se}$ ) w dużym stopniu jest analogiczny do PbTe-SnTe. SnSe, w odróżnieniu od SnTe, krystalizuje w strukturze romboedrycznej. Układ kryształów mieszanych  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Se}$  o strukturze NaCl otrzymuje się tylko dla  $x < 0,43$  [19]. Monokryształy  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$  otrzymuje się przy pomocy analogicznych metod, jak i  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ . Temperatura krystalizacji jest tu wyższa; PbSe topi się w temperaturze  $1065^\circ\text{C}$ .

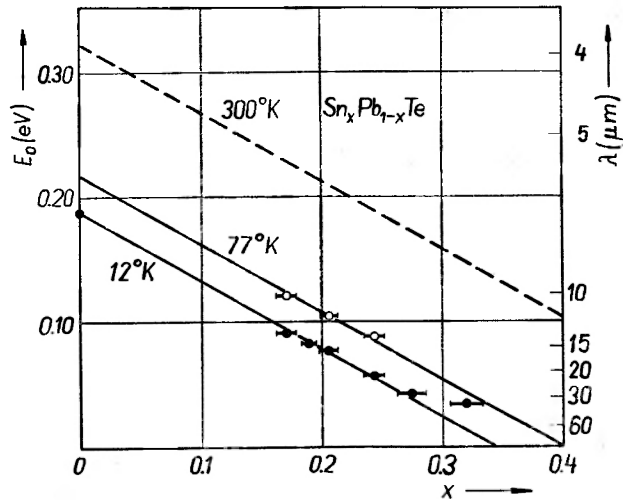
Z pomiarów krawędzi absorpcji [17] fotoefektu [18], emisji złącz  $n$ - $p$  [15] wynika, że przerwa energetyczna maleje ze wzrostem zawartości SnTe, osiąga minimum, a następnie zaczyna wzrastać. Zależność przerwy energetycznej od składu dla  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$  podano na rys. 12. W obszarze, gdzie  $E_0$  maleje ze wzrostem  $x$ , występuje dodatni współczynnik temperaturowej zależności przerwy energetycznej. Dla obszaru wzrostu  $E_0$  ze wzrostem  $x$  występuje ujemny współczynnik temperaturowy.

Pomiary krawędzi absorpcji w  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Se}$ , dla różnych wartości  $x$ , były przeprowadzone w pracy [19]. Z pomiarów tych wyznaczono zależność przerwy energetycznej od składu. Wyniki te przedstawiono na rys. 13.

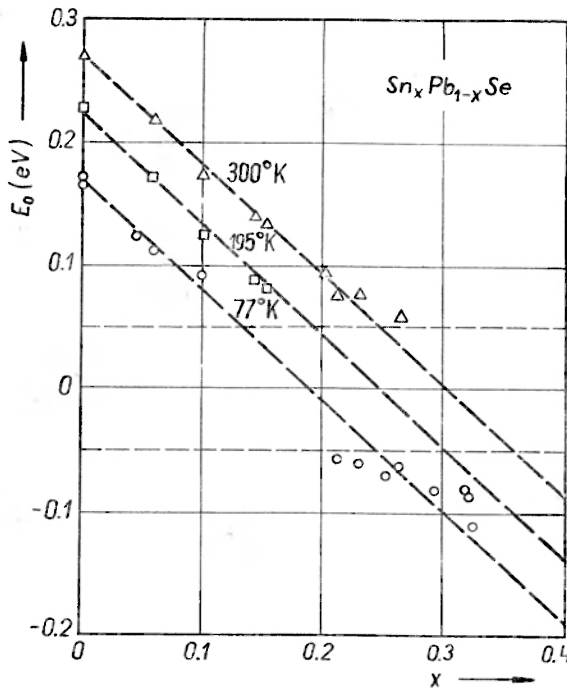
Z rys. 12 i 13 widzimy, że dla obu tych układów dla  $T \leq 77$  K, możemy otrzymać materiał o przerwie energetycznej zawierającej się pomiędzy zerem a około 0,2 eV. Wielkość przerwy energetycznej praktycznie liniowo zmienia się ze składem i silnie zależy od temperatury. Zarówno w przypadku  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ , jak i  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Se}$ , dla małych wartości  $x$  wraz z obniżeniem temperatury przerwa energetyczna maleje. Mamy tu do czynienia z dodatnią wartością  $dE_0/dT$ . Ta sama własność ma miejsce dla kryształów mieszanych chalcogenidków rtęci dla składów bogatych w rtęć.

W pracy [15] został przedstawiony model tłumaczący zmiany przerwy

energetycznej ze składem dla  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ , co w równej mierze odnosi się także do  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Se}$ . W dużym uproszczeniu można to przedstawić w następujący sposób. W  $\text{PbTe}$  pasmo przewodnictwa ma symetrię  $L_6^-$ , zaś pasmo podstawowe



Rys. 12. Zależność przerwy energetycznej od składu dla mieszanych kryształów  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$  dla temperatur 300, 77 i 12 K



Rys. 13. Zależność przerwy energetycznej dla  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Se}$  dla  $x < 0,4$  dla temperatur 300, 77 i 195 K. Przerwa energetyczna została zdefiniowana tu jako różnica energii  $L_6^- - L_6^+$ , tak więc dla  $x > x_0$  mamy wartości ujemne, ale tutaj pasmo przewodnictwa ma symetrię  $L_6^+$

symetrię  $L_6^+$ . W SnTe mamy sytuację dokładnie odwrotną; pasmo przewodnictwa ma symetrię  $L_6^+$ , zaś pasmo podstawowe symetrię  $L_6^-$ . W kryształach mieszanych  $\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$  następuje oddziaływanie pomiędzy odpowiednimi poziomami energetycznymi PbTe i SnTe. W wyniku tego oddziaływania w miarę wzrostu  $x$  przerwa energetyczna maleje, osiąga wartość zerową dla  $x = x_0$ , a następnie zaczyna wzrastać. W obszarze  $x < x_0$  symetria pasma przewodnictwa jest  $L_6^-$ , a pasma podstawowego  $L_6^+$ , zaś dla obszaru  $x > x_0$  pasmo przewodnictwa ma symetrię  $L_6^+$ , a podstawowe  $L_6^-$ . Dla  $x < x_0$  występuje dodatnia wartość  $dE/dT$ , a dla obszaru  $x > x_0$   $dE_0/dT$  jest ujemne. Zmiana przerwy energetycznej ze składem jest uwarunkowana różnicą efektów relatywistycznych w Pb i Sn.

Mieszane kryształy chalcogenidków ołowiu spełniają warunki, jeśli chodzi o przerwę energetyczną, jakie są wymagane od materiałów przy zastosowaniu ich do produkcji detektorów promieniowania podczerwonego, tak jak i kryształy mieszane chalcogenidków rtęci. Który z materiałów jest najbardziej odpowiedni do tego celu i czy jeden materiał może spełniać wszystkie wymagane warunki przy różnych zastosowaniach detektorów, wykazać może jedynie doświadczenie. Do chwili obecnej doświadczenia w tej dziedzinie są bardzo skromne.

Należy tu zwrócić uwagę na jedną zasadniczą różnicę, poza wielu innymi, która występuje między kryształami mieszanymi chalcogenidków rtęci i ołowiu. W przypadku chalcogenidków rtęci masa efektywna dziur jest o ponad dwa rzędy większa niż masa efektywna elektronów. Dla kryształów mieszanych chalcogenidków ołowiu masy efektywne dziur i elektronów praktycznie są takie same. Ta różnica może mieć istotne znaczenie przy niektórych zastosowaniach tych materiałów.

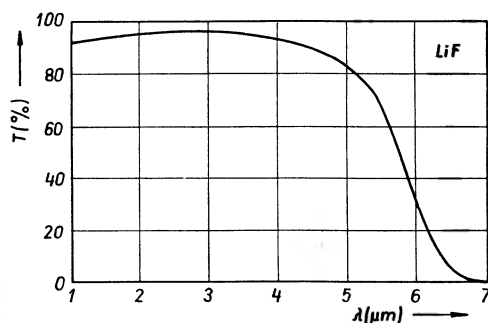
Wybór materiału w danym konkretnym zastosowaniu zależy od wielu parametrów fizycznych jak również od stopnia opanowania technologii wytwarzania materiału. W chwili obecnej technologia otrzymywania wszystkich wymienionych tutaj układów kryształów mieszanych zarówno chalcogenidków rtęci, jak i ołowiu jest daleka od doskonałości.

### Materiały do optyki podczerwieni

W obszarze widzialnym i podczerwieni do  $2,7 \mu\text{m}$  szkło jest przezroczyste. Szkło również jest materiałem powszechnie dostępnym. Mówiąc o materiałach do optyki podczerwieni rozumie się tu materiały przezroczyste dla  $\lambda > 2,7 \mu\text{m}$ . Wśród wielu materiałów, które wchodzi w rachubę, zostanie tu omówione tylko kilka, o dużej odporności na wpływ otoczenia. W praktyce dość często stosowane są materiały typu KBr czy NaCl, które mają bardzo dobre własności optyczne, dla których jednak wpływ wilgoci jest zgubny. Zabezpieczenie przed wpływem wilgoci na ogół stwarza wiele kłopotów. Drugim ważnym czynnikiem jest mechaniczna trwałość, a szczególnie wytrzymałość na znaczne i nagłe

zmiany temperatury. Przy zastosowaniach oczywiście ważną sprawą jest możliwość nabycia porządnego materiału. Poniżej, w wielkim skrócie, są omówione te materiały, które mają na ogół dobrą stabilność na oddziaływania zewnętrznej atmosfery i są też mechanicznie trwałe. Niestety, wymienione tu materiały nie należą na ogół do powszechnie dostępnych.

Fluorek litu (LiF) o postaci monokrystalicznej ma dobre własności optyczne, małą wartość współczynnika załamania i przepuszcza do 95% promieniowania. Zakres przepuszczalności LiF jest podany na rys. 14. Ze względu na duży współczynnik rozszerzalności LiF, występują trudności przy łączeniu tego materiału ze szkłem lub z metalem.



Rys. 14. Zależność transmisji od długości fali dla fluorku litu (grubość 3 mm)

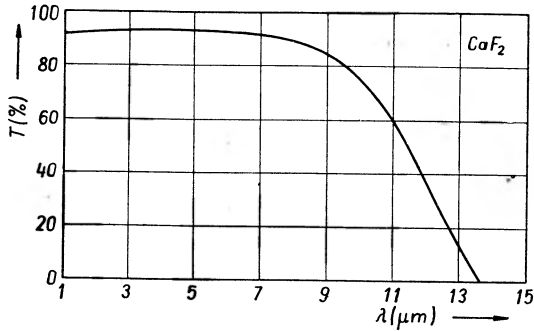
LiF wykazuje pewną rozpuszczalność w wodzie i dlatego może być używany tylko w suchej atmosferze. Niektóre dane dotyczące LiF, jak również innych materiałów, są umieszczone w tablicy.

Tablica I

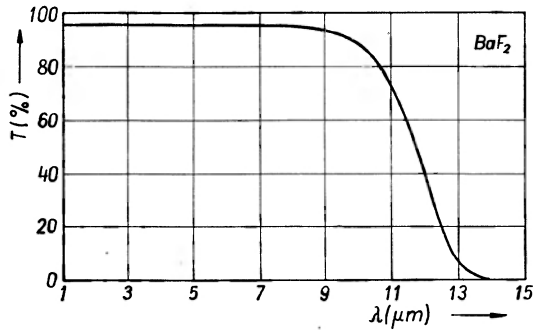
| Materiał                                 | 25°C<br>Zakres<br>prze-<br>puszczal-<br>ności<br>( $\mu\text{m}$ ) | Współ-<br>czynnik<br>załama-<br>nia przy<br>4 $\mu\text{m}$ | Punkt<br>topnienia<br>(°C) | Roz-<br>puszczal-<br>ność<br>g/10000<br>$\text{cm}^3 \text{H}_2\text{O}$<br>w 25°C | Ciężar<br>właściwy<br>g/ $\text{cm}^3$<br>w 25°C | Twar-<br>dość<br>(knoop) | Współ-<br>czynnik<br>rozszer-<br>zalności<br>( $\times 10^6/^\circ\text{C}$ ) |
|--|--|---|----------------------------|--|--|--------------------------|---|
| LiF                                      | 0,4-6  | 1,34  | 820                        | 2,7  | 2,6  | 110                      | 36  |
| CaF <sub>2</sub>                         | 0,4-12   | 1,41  | 1403                       | 0,02   | 3,18   | 158                      | 25  |
| BaF <sub>2</sub>                         | 0,4-12   | 1,45  | 1280                       | 1,2  | 4,89   | 82                       | —   |
| kwarc (SiO <sub>2</sub> )                | 0,2-4,5  | 1,37  | 1670                       | 0  | 2,2  | 470                      | 0,55  |
| szafir (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ) | 0,4-6  | 1,68  | 2030                       | 0  | 3,18   | 1370                     | 5-6,7   |
| Irtran-1 (MgF <sub>2</sub> )             | 0,5-9  | 1,35  | 1396                       | 0  | 3,18   | 576                      | 11,0  |
| Irtran-2 (ZnS)                           | 0,7-14,5   | 2,25  |                            | 0  | 4,09   | 354                      | 6,9   |
| Irtran-3 (CaF <sub>2</sub> )             | 0,4-11,5   | 1,41  | 1403                       | 0,02   | 3,18   | 200                      | 20,0  |
| Irtran-4 (ZnSe)                          | 0,5-22   | 2,44  | 1520                       | 0  | 5,27   | 158                      | 7,7   |
| Irtran-5 (MgO)                           | 0,4-9,5  | 1,69  | 2800                       | 0  | 3,58   | 640                      | 12,0  |
| Irtran-6 (CdTe)                          | 1,5-31   | 2,69  | 1100                       | 0  | 5,85   | 45                       | 5,9   |



Fluorek wapnia ( $\text{CaF}_2$ ) w postaci monokrystalicznej jest bezbarwnym materiałem, praktycznie nierozpuszczalnym w wodzie. Zależność przepuszczalności od długości fali przedstawiono na rys. 15. Duży współczynnik rozszerzalności termicznej i małe przewodnictwo cieplne sprawia, że materiał ten jest bardzo wrażliwy na termiczny szok — łatwo pęka. W tych przypadkach, gdzie nie występują termiczne szoki, materiał jest dogodny w użyciu.



Rys. 15. Zależność transmisji od długości fali dla fluorku wapnia (grubość 1 mm)

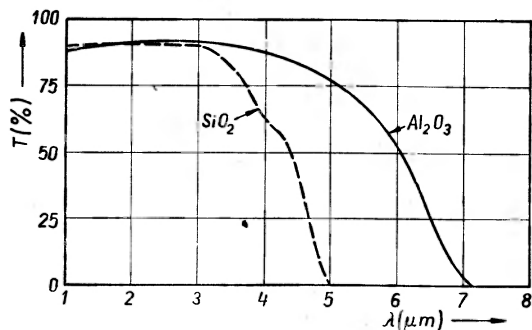


Rys. 16. Zależność transmisji od długości fali dla fluorku baru (grubość 9 mm)

Fluorek baru ( $\text{BaF}_2$ ) jest używany w postaci monokrystalicznej. Przepuszczalność tego materiału przedstawiono na rys. 16. Ma on bardzo dobre własności optyczne. Niestety, tak jak  $\text{CaF}_2$ , jest wrażliwy na szoki termiczne. Jest nieco rozpuszczalny w wodzie, jednak przy pewnej ostrożności może bardzo długo pracować bez zmatowienia. Stanowi bardzo dobry materiał na soczewki i okienka.

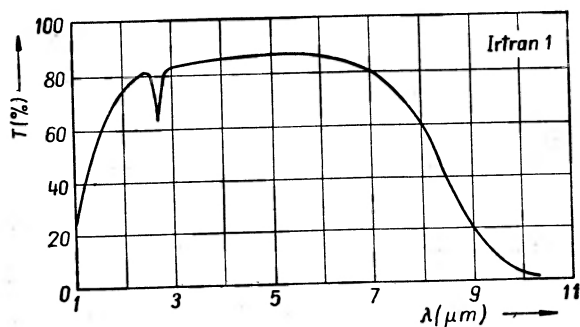
Szafir, monokrystaliczny  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , jest wspaniałym materiałem, który może być użyty w obszarze prawie do 7  $\mu\text{m}$ . Przepuszczalność szafiru przedstawiono na rys. 17. Szafir, tak jak i szeroko stosowany kwarc, ma bardzo dobre własności mechaniczne, nie jest wrażliwy na szoki termiczne, jest bardzo twardy. Może być łączony ze szkłem. Szafir jest anizotropowy, jego rozszerzalność termiczna równoległa do osi  $c$  wynosi  $5,0 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ . Przewodnictwo cieplne szafiru jest

bardzo duże. Obecnie są otrzymywane monokryształy szafiru o średnicy do 15 cm. Pozwala to na szerokie zastosowanie tego bardzo dogodnego w użyciu materiału. Bardzo dobrze nadaje się on na okienka do detektorów w zakresie do prawie  $7 \mu\text{m}$ , a więc do detektorów z PbSe, InSb oraz częściowo z chalkogenidków rtęci i ołowiu.



Rys. 17. Zależność transmisji od długości fali dla kwarcu (grubość 1 mm) i szafiru (grubość 1 mm)

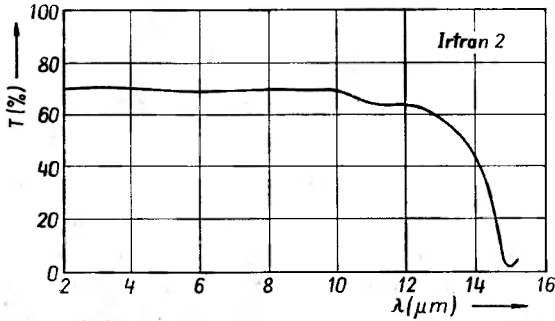
Na szczególną uwagę zasługują irtrany, materiały opracowane i produkowane przez firmę Kodak w Rochester. Otrzymuje się je przez spiekanie proszków materiału wyjściowego pod wysokim ciśnieniem. Własności tych spieków dosyć istotnie odbiegają od własności monokryształów. Na rys. 18-22 są przedstawione zależności transmisji od długości fali dla tych materiałów, zaś w tablicy



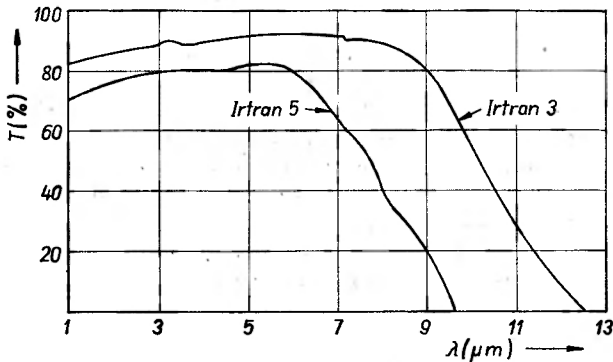
Rys. 18. Zależność transmisji od długości fali dla Irtranu-1 (grubość 2 mm)

podano niektóre dane liczbowe irtranów. Wszystkie te materiały nie są wrażliwe na działanie wody (Irtran-3 praktycznie nie jest rozpuszczalny w wodzie), oraz są odporne na działanie większości odczynników chemicznych. Są na ogół bardzo wytrzymałe na szoki termiczne. Mogą pracować w dużym zakresie promieniowania. Najlepiej znany jest Irtran-2 — spiek proszku ZnS. Materiał ten może być wklejony do metalu i służyć jako „zimne okienko” w zakresie

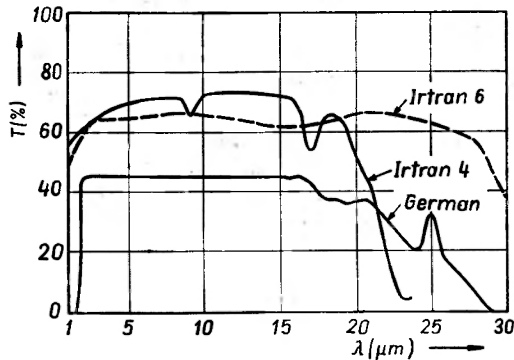
od podwyższonych temperatur do temperatury ciekłego helu włącznie. Może być użyty jako materiał na soczewki, okienka itp. Irtran-4 (ZnSe) jest przepuszczalny do 22  $\mu\text{m}$ , a jego własności mechaniczne są zbliżone do Irtranu-2. Z wyjątkiem Irtranu-6, wszystkie Irtrany są przezroczyste w obszarze widzialnym, co bardzo ułatwia korzystanie z tych materiałów.



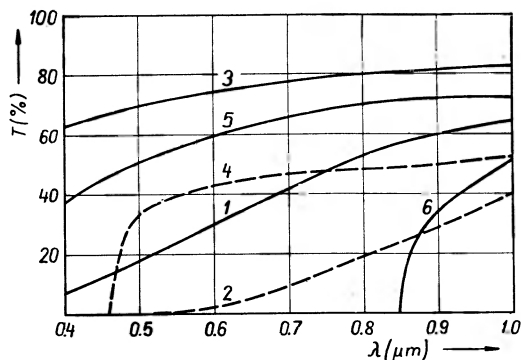
Rys. 19. Zależność transmisji od długości fali dla Irtranu-2 (grubość 2 mm)



Rys. 20. Zależność transmisji od długości fali dla Irtranu-3 i Irtranu-5



Rys. 21. Zależność transmisji od długości fali dla Irtranu-4, Irtranu-6 i germanu



Rys. 22. Zależność transmisji od długości fali w obszarze 0,4-1,0  $\mu\text{m}$  dla irtranów (od 1 do 6)

Na zakończenie należy zwrócić uwagę na liczne folie plastikowe, które są obecnie produkowane przez przemysł. Niektóre z tych folii plastikowych są przezroczyste w dużym zakresie promieniowania podczerwonego i mogą być używane jako dogodny materiał na okienka w technice podczerwieni.

#### Literatura

- [1] M. R. Lorenz, R. E. Halsted, *J. Electrochem. Soc.*, **110**, 343 (1963).
- [2] B. Segall, M. R. Lorenz, R. E. Halsted, *Phys. Rev.*, **129**, 2471 (1963).
- [3] S. J. Yamada, *J. Phys. Soc. Japan*, **15**, 1940 (1960).
- [4] R. O. Bell, N. Hemmat, F. Wald, *Phys. Status Solidi*, **1**, 375 (1970).
- [5] R. Piotrkowski, S. Porowski, Z. Dziuba, J. Ginter, W. Gariat, L. Sosnowski, *Phys. Status Solidi*, **8**, K135 (1965).
- [6] J. Stankiewicz, W. Gariat, *Phys. Status Solidi*, **49**, 387 (1972).
- [7] Z. Dziuba, *J. Electrochem. Soc.*, **116**, 104 (1969).
- [8] J. Stankiewicz, W. Gariat, *Seminarium Związków Półprzewodnikowych A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>*, Jaszowiec 1971, Materiały cz. II, str. 61.
- [9] V. Ogorodnikov, W. Gariat, nie publikowane.
- [10] J. Kaniewski, W. Gariat, *Seminarium Związków Półprzewodnikowych A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>*, Jaszowiec 1971, Materiały cz. II, str. 75.
- [11] A. Kolb, V. Leute, *Phys. Status Solidi* (a), **5**, K199 (1971).
- [12] P. Słodowy, W. Gariat, *Phys. Status Solidi*, **48**, 463 (1971).
- [13] Z. Dziuba, D. Niculescu, N. Niculescu, *Phys. Status Solidi*, **29**, 813 (1968).
- [14] I. Melngailis, A. J. Strauss, *Appl. Phys. Letters*, **8**, 179 (1966).
- [15] J. O. Dimmock, I. Melngailis, A. J. Strauss, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 1193 (1966).
- [16] J. F. Butler, T. C. Harman, *Appl. Phys. Letters*, **12**, 347 (1968).
- [17] P. M. Nikolic, *Brit. J. Appl. Phys.*, **16**, 1075 (1965).
- [18] I. Melngailis, A. R. Calawa, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 304 (1966).
- [19] A. J. Strauss, *Phys. Rev.*, **157**, 608 (1967).

*Janina Chwaszczewska*

Zakład II Fizyki Jądrowej  
Instytut Badań Jądrowych  
Świerk

## Półprzewodnikowe detektory promieniowania jądrowego

### Semiconductor Detectors of the Nuclear Radiation

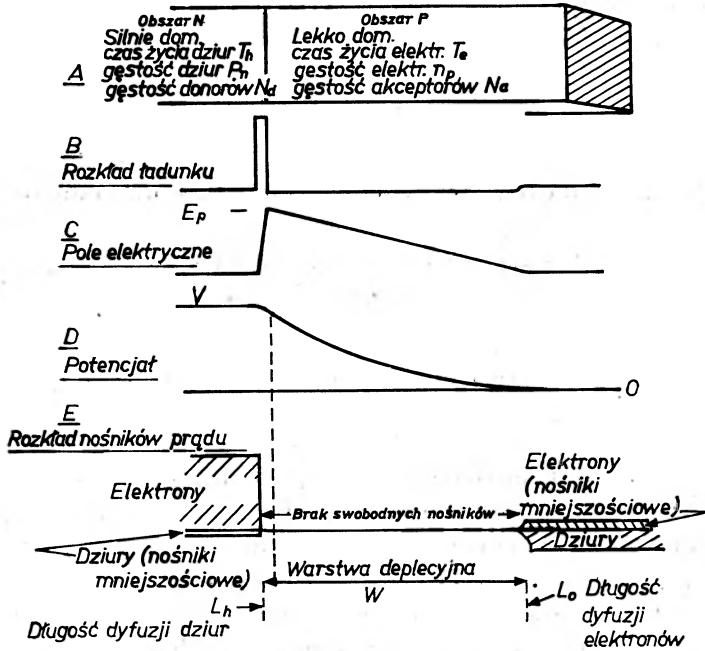
*Abstract:* A survey of technology and properties of the semiconducting detectors of the nuclear radiation is given. Germanium, silicon and cadmium telluride detectors are discussed.

W ciągu ostatniego dziesięciolecia nastąpiła zasadnicza zmiana w metodyce detekcji i spektrometrii promieniowania jądrowego, związana z opracowaniem detektorów półprzewodnikowych. Stosowana dotychczas technika pomiarowa opierała się najczęściej na wykorzystaniu efektu jonizacji gazu przy przechodzeniu cząstki naładowanej. Na tej zasadzie pracowały wszelkiego rodzaju komory jonizacyjne, w których dzięki jonizacji gazu uzyskuje się sygnał elektryczny, synchroniczny z przebiegiem cząstki. W celu miniaturyzacji urządzeń do detekcji promieniowania jądrowego już od dawna próbowano zamienić gaz w takich komorach ciałem stałym [1-4]. Jednakże tego typu komory ciała stałego nie znalazły szerszego zastosowania ze względu na niestabilność w czasie (efekt polaryzacji) i duży rozrzut parametrów liczników, związany z niedoskonałością technologii wytwarzania materiałów. Opracowane tymczasem liczniki scyntylacyjne zwiększyły znacznie możliwości eksperymentalnej fizyki jądrowej. Ujemną stroną tych liczników stanowiła jednak konieczność zamiany sygnałów świetlnych na impulsy elektryczne.

Zasadnicza poprawa w zakresie zastosowania ciała stałego do rejestracji i spektrometrii promieniowania jądrowego nastąpiła po wykorzystaniu w tym celu złącza  $p-n$  w monokryształach germanu i krzemu o wysokim stopniu czystości [5-8].

Półprzewodnikowe detektory z barierą potencjalną okazały się najbardziej zbliżone do komór jonizacyjnych ciała stałego. Obszar czynny takiego licznika znajduje się między półprzewodnikiem z przewodnictwem elektronowym i półprzewodnikiem z przewodnictwem dziurowym (rys. 1). Zarówno półprzewodnik

typu  $n$ , jak i półprzewodnik typu  $p$  spełniają rolę niewstrzykujących kontaktów. Bariera potencjalna powstaje na złączu półprzewodnika typu  $n$  z półprzewodnikiem typu  $p$ . Warstwa powstająca na styku ładunku przestrzennego może być rozszerzona w takim złączu przez przyłożenie pola elektrycznego w kierunku zaporowym oraz przez zwiększenie oporności właściwej wyjściowego materiału przy pomocy wprowadzenia kompensującej domieszki (np. donorowej



Rys. 1. Złącze  $p$ - $n$  spolaryzowane w kierunku zaporowym

domieszki Li do krzemu typu  $p$ ). Między elektrodami  $n^+$  i  $p^+$  powstaje obszar o wysokiej oporności, w którym cząstka naładowana generuje ładunek proporcjonalny do jej energii, a zatem taka komora ciała stałego może być użyta jako spektrometr promieniowania jądowego. Jeżeli warstwa deplecyjna w rozciąga się na całą grubość próbki półprzewodnikowej, to niezbędne jest wytworzenie silnie domieszkowanych kontaktów  $n^+$  i  $p^+$  i taką strukturę oznacza się  $p$ - $i$ - $n$  lub  $n^+p$   $p^+$  (rys. 2) [9].

Grubość warstwy czynnej w detektorze ze złączem  $p$ - $n$  wyraża się wzorem

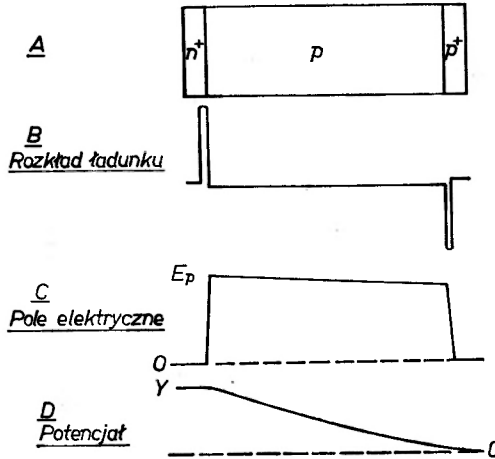
$$W = k \sqrt{\rho(V - V_0)},$$

gdzie  $k$  jest stałym współczynnikiem dla danego materiału,  $\rho$  — oporność właściwa półprzewodnika,  $V_0$  — skok potencjału w złączu zrównoważonym,  $V$  — napięcie zewnętrznej polaryzacji, przyłożone do złącza w kierunku zaporowym.

Warstwę deplecyjną detektora można traktować jako płaski kondensator o pojemności

$$C_d = \varepsilon_0 S / 4\pi w ,$$

gdzie  $S$  — powierzchnia czynna detektora,  $\varepsilon_0$  — stała dielektryczna materiału półprzewodnikowego.



[Rys. 2. Dioda typu  $ni^+ppi^+$

Cząstka jonizująca albo elektron wyzwolony przez kwant gamma oddziałuje głównie z elektronami ciała stałego. Jeżeli energia przekazywana jest dostateczna, aby przetrząsnąć elektron do pasma przewodnictwa, to powstaje para elektron-dziura. Przy tym energia pierwotna zostaje zmniejszona, a pozostała część energii przekazana w czasie zderzeń z następnymi elektronami, wytwarzającymi wtórne elektrony i dziury. Część energii elektronu, przechodzącego przez sieć krystaliczną, jest rozpraszana w formie drgań cieplnych (stąd też energia, niezbędna na wytworzenie pary elektron-dziura w półprzewodniku jest około 3 razy większa od minimalnej energii jonizacji).

Cząstki naładowane tracą na jonizację praktycznie całą swą energię, a więc amplituda impulsu z detektora zależy liniowo od energii cząstki, pochłoniętej w warstwie czynnej [10].

Wytworzone pod wpływem promieniowania jonizującego nośniki, dryfując w polu elektrycznym spolaryzowanego w kierunku zaporowym złącza, dają w obwodzie zewnętrznym prąd. Prąd ten jest integrowany w układzie  $RC$ , gdzie  $C$  — sumaryczna pojemność złącza  $p-n$  i układu. Na wyjściu powstaje impuls elektryczny z amplitudą  $V = \frac{Q}{C}$ , gdzie  $Q$  — zebrany ładunek.

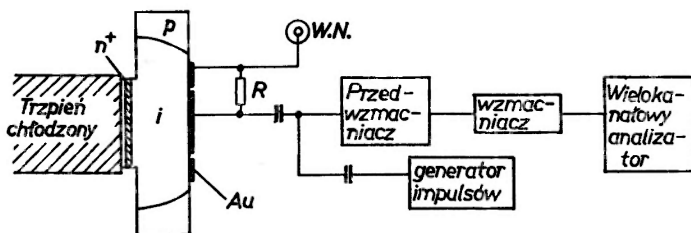
Czas narastania impulsu elektrycznego w detektorze półprzewodnikowym jest równy czasowi przelotu nośników przez barierę detektora i wynosi

$$t = w / \mu \varepsilon ,$$

gdzie  $w$  — szerokość bariery,  $\varepsilon$  — natężenie pola elektrycznego,  $\mu$  — ruchliwość nośników.

Rejestrowany na oporze impuls ma czas narastania rzędu kilku nanosekund i eksponencjalny spadek ze stałą  $RC$ .

Sygnaly od cząstek z energią 5 MeV są rzędu kilku mV, a więc aby otrzymać widmo amplitud, należy sygnał wzmacnić  $10^3$ - $10^4$  razy, przy czym szумы elektroniki winny być minimalne. Na rys. 3 pokazano schematycznie spektrometr półprzewodnikowy, w skład którego wchodzi detektor półprzewodnikowy i współdziałająca z nim aparatura elektroniczna.



Rys. 3. Schemat spektrometru promieniowania jądowego z detektorem Si(Li) z barierą powierzchniową i pierścieniem ochronnym i z chłodzonym pierwszym stopniem przedwzmacniacza

Aby zapewnić wysoką spektrometryczną zdolność rozdzielczą, szybkie zbieranie ładunku generowanego w detektorze półprzewodnikowym oraz maksymalną efektywność na promieniowanie gamma materiał półprzewodnikowy powinien posiadać następujące cechy:

a) ilość swobodnych nośników w temperaturze pracy powinna być możliwie mała, ponieważ nośniki takie będą zbierane w polu elektrycznym detektora, podobnie jak nośniki generowane przez cząstkę jonizującą, co spowoduje zniekształcenie właściwego impulsu,

b) ilość pułapek, wychytujących swobodne nośniki generowane pod wpływem promieniowania, winna być jak najmniejsza,

c) rekombinacja elektronów i dziur w czasie zbierania ładunku powinna być nieznaczna,

d) średnia energia  $\varepsilon$ , niezbędna na wytworzenie pary elektron-dziura, powinna być mała,

e) materiał powinien umożliwiać wytworzenie dużych pól elektrycznych bez wtórnej jonizacji, wywołanej przez swobodne nośniki prądu przyspieszone w polu elektrycznym,

f) liczba atomowa  $Z$  winna być jak najwyższa ze względu na większą wydajność detektorów z takiego materiału na kwanty gamma (np. wydajność detektora z CdTe o objętości czynnej  $1 \text{ cm}^3$  jest porównywalna z wydajnością na promieniowanie gamma detektora germanowego o objętości czynnej  $50 \text{ cm}^3$ ,  $Z$  dla CdTe wynosi 50, a dla Ge-32).

Ciągły postęp w zakresie polepszania parametrów krzemu i germanu, a ostatnio także i GaAs [11] i CdTe [12-15] spowodował, że detektory pół-



przewodnikowe promieniowania jądowego niemal w całości zastąpiły liczniki scyntylacyjne i gazowe we wszystkich pracach, związanych ze strukturą jądra. Coraz częściej też znajdują zastosowanie w technice jądrowej, medycynie, geologii, rolnictwie i innych dziedzinach nauki i techniki przede wszystkim ze względu na następujące zalety:

a) małe rozmiary (np. przebieg protonów o energii 12 MeV w gazie wynosi około 1 m, a w krzemie — 1 mm), a więc możliwa jest lepsza kontrola warstwy czulej, powierzchni i geometrii,

b) niskie napięcie zasilania (od kilku do kilkuset woltów),

c) wysoka energetyczna zdolność rozdzielcza, porównywalna ze zdolnością rozdzielczą spektrometrów magnetycznych,

d) energia niezbędna do wytworzenia pary elektron-dziura w krzemie wynosi około 3,6 eV, w germanie — 2,9 eV, w gazie na wytworzenie pary jonów niezbędna jest natomiast energia około 30 eV, a na wytworzenie jednego fotoelektronu w układzie scyntylator-fotopowielacz zatraca się 300 eV (dlatego też niewielkie są fluktuacje statystyczne w procesie wytwarzania ładunku w detektorze półprzewodnikowym),

e) wysokość impulsów z detektora jest proporcjonalna do energii rejestrowanych cząstek naładowanych bez względu na rodzaj cząstek,

f) czas narastania impulsu wywołanego cząstką naładowaną w obszarze barierowym detektora półprzewodnikowego wynosi około  $10^{-9}$  sek, czas martwy stanowi około  $10^{-6}$  sek (dla porównania np. w licznikach Geigera-Müllera czas narastania impulsu wynosi  $10^{-6}$  sek, a czas martwy —  $10^{-3}$  sek),

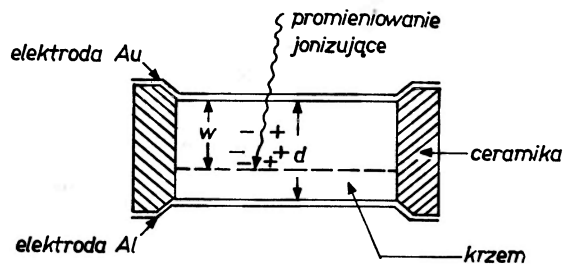
g) wyeliminowane są problemy czasowej stabilności (aktualne szczególnie w licznikach gazowych, w których gaz starzeje się stosunkowo szybko).

Ze względu na technologię złącz  $p-n$  rozróżnia się cztery rodzaje detektorów półprzewodnikowych:

1. detektory z barierą powierzchniową,
2. detektory dyfuzyjne,
3. detektory dyfuzyjno-dryfowe,
4. detektory wytwarzane przy użyciu techniki implantacji jonów.

W detektorze z barierą powierzchniową złącze  $p-n$  jest wytwarzane przez odpowiednią chemiczną obróbkę powierzchni krzemu lub germanu (a ostatnio coraz częściej stosowane są także nowe materiały — GaAs, CdTe) typu  $n$  i następnie naporowywanie na tę powierzchnię elektrody z metalu (najczęściej złota), rys. 4 [8, 9]. Złącze  $p-n$  w detektorze z barierą powierzchniową jest uformowane bezpośrednio pod powierzchnią monokryształu, w związku z czym detektory te posiadają minimalną warstwę martwą wynoszącą  $\ll 1\mu\text{m}$ . Grubość warstwy ładunku przestrzennego w detektorze z barierą powierzchniową, określana ze wzoru  $w = 1/2\sqrt{\rho V}$ , gdzie  $\rho$  — oporność właściwa materiału półprzewodnikowego,  $V$  — napięcie polaryzacji złącza  $p-n$  w kierunku zaporowym, jest ograniczona praktycznie do 3 mm ze względu na trudności w wytwarzaniu wysokooporowego materiału półprzewodnikowego typu  $n$  i możliwość przyłożenia napięcia polaryzacji rzędu kilowolta.

\* Detektory dyfuzyjne [9], otrzymane metodą dyfuzji domieszek do germanu lub krzemu typu  $p$  nie znalazły szerszego zastosowania, chociaż przy ich użyciu uzyskiwano rezultaty znacznie lepsze niż w większości metod konwencjonalnych. Przyczyną tego była większa grubość (niż w detektorach z barierą powierzchniową) warstwy martwej, stanowiącej około  $0,2-1 \mu\text{m}$  w tych detektorach i tylko niewiele większy obszar czuły detektora (ze względu na możliwość



Rys. 4. Schemat detektora krzemowego z barierą powierzchniową

uzyskania materiałów półprzewodnikowych typu  $p$  o większej oporności) w porównaniu z powierzchniowo-barierowymi detektorami. Jednocześnie podczas cieplnej obróbki, koniecznej do przeprowadzenia termicznej dyfuzji domieszek, następuje skrócenie czasu życia nośników mniejszościowych w półprzewodniku, co ujemnie wpływa na jakość detektora. Detektory dyfuzyjne mają jednak perspektywy szerokiego zastosowania praktycznego ze względu na prostotę wytwarzania i możliwość stabilizacji warunków powierzchniowych przez oksydację powierzchni tych detektorów [16].

Detektory półprzewodnikowe o znacznie szerszym obszarze czułym, niż w poprzednich dwóch przypadkach, otrzymuje się metodą dyfuzji w połączeniu z dryfem jonów domieszki pod wpływem przyłożonego z zewnątrz napięcia wstecznego. Zapoczątkował stosowanie tej metody Pell [17]. Pierwszym etapem w wykonaniu złącz dryfowych  $n-i-p$  jest wytworzenie złącza  $p-n$  metodą dyfuzyjną przez wdyfundowanie ruchliwej domieszki, np. jonów litu do krzemu lub germanu typu  $p$ . Pod działaniem pola elektrycznego jony litu przesuwają się w głąb próbki, dzięki czemu obszar czuły detektora zostaje znacznie rozszerzony i może osiągać kilka milimetrów (rys. 2). Warstwę martwą takich detektorów stanowi obszar typu  $n$  lub obszar typu  $p$ , grubość którego wynosi od kilku do kilkudziesięciu mikronów. Zmniejszenie warstwy martwej detektorów dryfowych jest możliwe przez wytworzenie bariery powierzchniowej na warstwie skompensowanego germanu lub krzemu po usunięciu warstwy typu  $p$ . Struktury  $n-i-p$  z małą warstwą martwą nazywane są detektorami dryfowymi z barierą powierzchniową. Jest to najbardziej uniwersalny i najszerszej stosowany obecnie typ komory ciała stałego w spektrometrii ciężkich cząstek naładowanych, promieniowania beta i gamma.

Detektory półprzewodnikowe z barierą powierzchniową są czułe na warunki otoczenia. Przy technologii detektorów dyfuzyjnych i dyfuzyjno-dryfowych

stosowane są temperatury powyżej 400°C, co pogarsza znacznie parametry materiału wyjściowego, wobec czego ostatnio zastosowano implantację akcelerowanych jonów jako metodykę domieszkowania wysokooporowego materiału półprzewodnikowego [18, 19]. Uzyskano przy tym detektory implantowane promieniowania jądrowego z niewstrzykującymi kontaktami, charakteryzujące się grubością warstwy czynnej, zbliżoną do grubości detektorów dyfuzyjno-dryfowych (metoda domieszkowania kryształów przy pomocy akcelerowanych jonów pozwala wykorzystać materiał o bardzo dużej oporności właściwej, rzędu dziesiątków tysięcy  $\text{om}\cdot\text{cm}$  w przypadku krzemu). Zdolność rozdzielczą i warstwa martwa detektorów implantowanych jest porównywalna ze zdolnością rozdzielczą i warstwą martwą detektorów z barierą powierzchniową, są one jednak bardziej stabilne od tych ostatnich.

Wprowadzane przy implantacji uszkodzenia radiacyjne półprzewodnika wygrzewane są w temperaturze poniżej 400°C, co nie wpływa ujemnie na czas życia nośników mniejszościowych materiału wyjściowego.

Stosując separator mas jako źródło jonów wprowadza się do półprzewodnika bardzo czystą domieszkę jednego rodzaju, np. jony  $\text{B}^+$  lub  $\text{P}^+$  o energii 2 keV—50 keV (w odróżnieniu od procesu dyfuzji termicznej, kiedy to wprowadza się jednocześnie szereg zanieczyszczeń).

Możliwość pełnej automatyzacji procesu wytwarzania detektorów półprzewodnikowych przy użyciu techniki implantacji jonów, a także możliwość uzyskania omowych kontaktów do materiałów o dużym  $Z$  (GaAs, CdTe) pozwala sądzić, że technika ta będzie szeroko wykorzystana przy seryjnym wytwarzaniu detektorów półprzewodnikowych promieniowania jądrowego.

Niżej omówione zostaną sposoby wytwarzania i charakterystyki detektorów półprzewodnikowych, opracowanych w Świerku w latach 1961—1971.

## 1. Detektory półprzewodnikowe ze złączem $p-n$

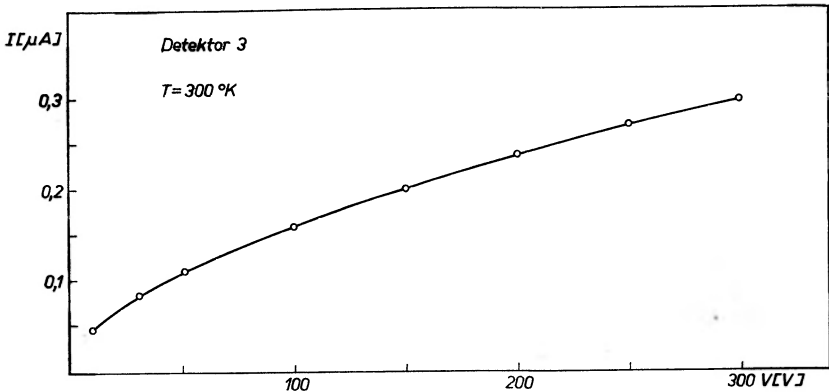
Objętość obszaru czynnego detektorów półprzewodnikowych jest około  $10^8$  razy większa od objętości czynnej diod i tranzystorów i w związku z tym technologia tych detektorów różni się w zasadniczy sposób od technologii elementów półprzewodnikowych.

1. Detektory krzemowe dyfuzyjne wytwarzane są z krzemu typu  $p$  o oporności 100-1000  $\text{om}\cdot\text{cm}$ . Złącze  $n-p$  uzyskuje się przez przeprowadzenie dyfuzji fosforu w atmosferze  $\text{POCl}_3$  i  $\text{O}_2$  w temperaturze 900°C w ciągu około 40 sekund, a następnie w atmosferze azotu około 20 minut. Złącze  $n-p$  po takiej dyfuzji znajduje się na głębokości poniżej 0,5  $\mu\text{m}$ , a stopień domieszkowania warstwy typu  $n$  jest bardzo wysoki (oporność powierzchniowa stanowi poniżej 10  $\text{om}\cdot\text{cm}^2$ ). Często w celu poprawienia charakterystyk (szczególnie w celu uniknięcia multiplikacji ładunku) w detektorach dyfuzyjnych wytwarzany jest kontakt  $p^+$  przy pomocy dyfuzji aluminium w azocie jako gazie

nośnym w temperaturze 600°C w ciągu 5-20 minut. Dopiero na taką warstwę nakłada się kontakt metaliczny.

Grubość warstwy czynnej detektora dyfuzyjnego praktycznie nie przekracza 500  $\mu\text{m}$ , co ogranicza jego zastosowanie do pomiarów fragmentów rozszczepienia i niskoenergetycznych cząstek naładowanych. Wiążąca się z tym również duża pojemność złącza dyfuzyjnego powoduje, że energetyczna zdolność rozdzielcza jest ograniczona szumami elektroniki i wynosi około 7 keV. Jednak dalsze prace nad detektorami dyfuzyjnymi są kontynuowane, ponieważ poprawia się systematycznie jakość wysokooporowego krzemu typu *p* i *n*, co stwarza możliwość opracowania detektorów dyfuzyjnych z grubszą warstwą czynną i wykorzystania tego typu detektora w warunkach przemysłowych.

2 Krzemowe detektory implantowane. Ostatnio coraz częściej wykorzystuje się nie wymagającą podgrzewania monokryształów do temperatury powyżej 400°C metodę domieszkowania krzemu o wysokiej oporności właściwej przy pomocy implantacji akcelerowanych jonów o energii od kilku do kilkudziesięciu keV. Jest to dotychczas jedyna metoda, pozwalająca uzyskać kontakty omowe do materiału wysokooporowego bez niekorzystnego oddziaływania na jakość materiału wyjściowego (temperatura wygrzewania wprowadzonych przy implantacji uszkodzeń radiacyjnych wynosi poniżej 400°C). Metoda ta pozwala także uzyskać znacznie grubszy obszar czynny detektora niż w przypadku detektorów dyfuzyjnych.

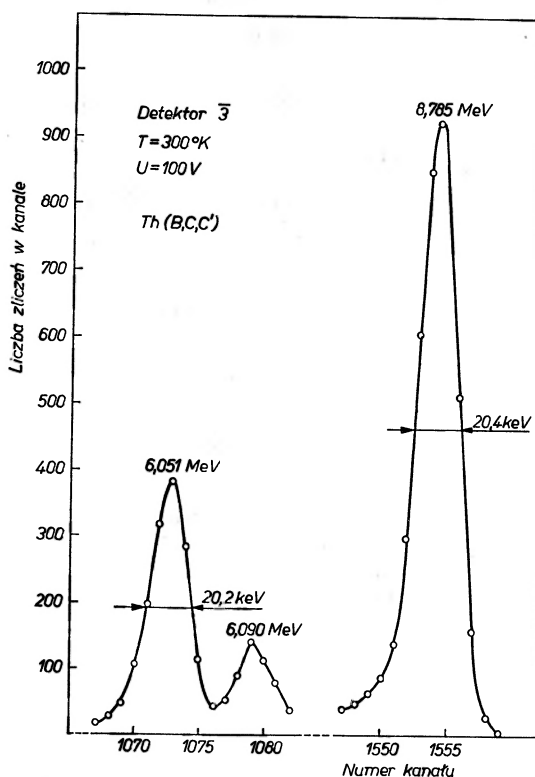


Rys. 5. Charakterystyka prądowo-napięciowa krzemowego detektora wykonanego przy użyciu implantacji akcelerowanych jonów

W naszym przypadku detektory implantowane wykonano z krzemu o oporności właściwej 2000  $\text{om}\cdot\text{cm}$ —5000  $\text{om}\cdot\text{cm}$  i czasie życia nośników mniejszościowych stanowiącym 800—2000  $\mu\text{sek}$ . Próbki wycinano prostopadle do kierunku krystalograficznego III z dokładnością 0,5° i poddawano precyzyjnej mechanicznej obróbce, a następnie chemicznemu oczyszczaniu powierzchni w roztworze CP-4A.

Złącze  $p-n$  w krzemie o średnicy poniżej 30 mm wytwarzano przy pomocy implantacji jonów boru ( $B^+$ ), a kontakt  $n-n^+$  — przy pomocy implantacji jonów fosforu ( $P^+$ ). Oba rodzaje jonów przyspieszono do energii 15-25 keV w separatorze mas Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie i implantowano do krzemu w próżni  $10^{-5}$  mm Hg. Próbkę krzemu przesuwano ruchem jednostajnym prostopadle do zogniskowanej wiązki jonów, przechodzącej przez szczelinę o wysokości 20 mm i szerokości 1 mm. Najlepsze rezultaty uzyskano przy gęstości powierzchniowej jonów  $B^+$ , wynoszącej  $5 \times 10^{13}$ - $10^{14}$  jonów/cm<sup>2</sup>, a jonów  $P^+$ - $10^{15}$  jonów/cm<sup>2</sup>. Wprowadzone podczas implantacji uszkodzenia radiacyjne sieci krystalicznej wygrzewano w temperaturze 350°C. Kontakty złote do implantowanych warstw naporowywano w próżni  $10^{-5}$  mm Hg [19].

Na rys. 5 pokazano charakterystykę prądowo-napięciową w kierunku zaporowym detektora implantowanego, a na rys. 6 widmo cząstek alfa  $ThC +$



Rys. 6. Widmo cząstek alfa  $ThC + ThC'$  otrzymane przy użyciu krzemowego detektora implantowanego

$ThC'$ . Zdolność rozdzielcza wynosiła około 20 keV dla cząstek alfa o energii 8,78 MeV i utrzymywała się na tym poziomie dla większości detektorów implantowanych. Grubość warstwy martwej stanowiła 0,2-0,3  $\mu m$ .

Bez specjalnej warstwy ochronnej na powierzchni detektory zachowywały stabilne charakterystyki w okresie około roku.

3. Półprzewodnikowe detektory z barierą powierzchniową wytwarzano w Świerku przy użyciu jako materiału wyjściowego krzemu i telurku kadmu.

a) Detektory krzemowe z barierą powierzchniową typu Si(Au). Złącze  $p-n$  w krzemowym detektorze z barierą powierzchniową wytwarzane jest przy pomocy chemicznej obróbki powierzchni krzemu typu  $n$  o oporności właściwej  $100 \text{ om} \cdot \text{cm} - 10\,000 \text{ om} \cdot \text{cm}$  i czasie życia nośników mniejszościowych  $50 - 2000 \mu\text{sek}$ . Na warstwę tlenku powstałą po obróbce chemicznej powierzchni krzemu naporowywany jest metal (najczęściej złoto). Grubość warstwy martwej, stanowiącej okno martwe, wynosi około  $40 - 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Kontakt tylny wykonany jest bądź przez napylenie aluminium, bądź drogą chemicznego osadzania niklu na mechanicznie wyszlifowaną powierzchnię krzemu.

Grubość warstwy czynnej detektorów tego typu wynosi od  $7 \mu\text{m}$  do  $1000 \mu\text{m}$ . Powierzchnia czynna stanowi  $4 \text{ mm}^2 - 4,5 \text{ cm}^2$ .

Detektory krzemowe z barierą powierzchniową wykonywane są także z pierścieniem ochronnym w celu umożliwienia przyłożenia wyższego napięcia polaryzacji złącza  $p-n$ . W tym wypadku centralne złącze  $p-n$  detektora Si(Au) jest otoczone drugim złączem  $p-n$ , a oba te złącza rozdzielone są wysoką opornością obszaru ładunku przestrzennego [20].

Na bazie detektorów Si(Au) opracowano teleskopy półprzewodnikowe typu  $dE/dx, E$  [21], a także detektory pozycyjne, pozwalające określić miejsce przechodzenia i energię rejestrowanych cząstek naładowanych [22].

Zdolność rozdzielcza detektora o powierzchni czynnej  $12 \text{ mm}^2$  wynosiła  $16 \text{ keV}$  dla promieniowania alfa o energii  $6 \text{ MeV}$  [23] w temperaturze pokojowej. W poszczególnych przypadkach możliwe jest uzyskanie zdolności rozdzielczej około  $13 \text{ keV}$ , lecz wymaga to dużej selekcji detektorów, doboru odpowiedniego źródła i geometrii pomiaru.

b) Detektory z CdTe z barierą powierzchniową. Najbardziej obiecującym materiałem, który przewyższałby pod względem wydajności na promieniowanie gamma krzem i german i pozwalałby na pracę w podwyższonych temperaturach jest aktualnie CdTe [24]. Przerwa energetyczna dla CdTe wynosi  $1,4 \text{ eV}$ , a liczba atomowa  $Z = 50$ . Zakres temperaturowy pracy zawiera się w granicach od  $100^\circ\text{C}$  do  $-100^\circ\text{C}$  [25].

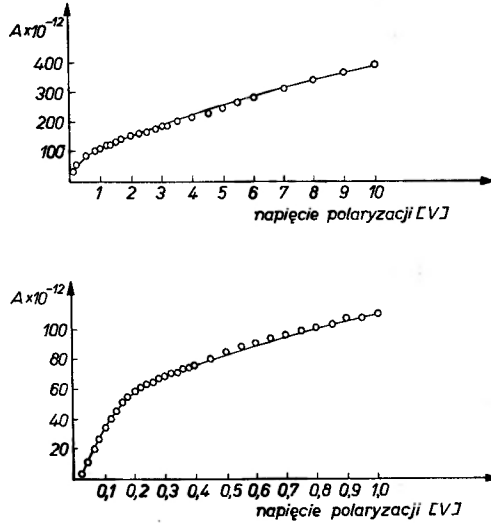
Mając na celu określenie możliwości zastosowania CdTe produkcji krajowej do detekcji i spektrometrii promieniowania jądrowego, przeprowadzono badania nad utworzeniem złącz  $p-n$  i kontaktów omowych w tym materiale.

Monokryształy CdTe wytwarzano metodą Bridgmana w Instytucie Fizyki PAN. Z tych monokryształów wycinano próbki o grubości  $0,5 - 1 \text{ mm}$ , które poddawano obróbce mechanicznej proszkiem  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Powierzchnia czynna próbek wynosiła od  $6$  do  $30 \text{ mm}^2$ . Próbki po chemicznej obróbce umieszczano w napyłarce, gdzie naporowywano warstwę Au i Al o grubości  $20 - 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Kontakty elektryczne do warstw Au i Al mocowano przy użyciu pasty srebrowej FSP 49.

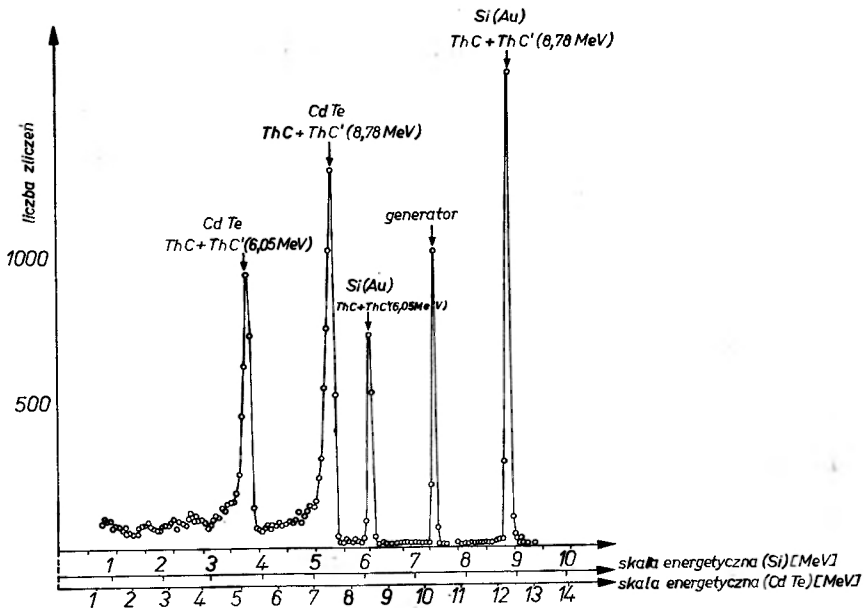
Uzyskane w ten sposób detektory wykazywały charakterystykę prądowo-

-napięciową w kierunku zaporowym, pokazaną na rys. 7. Charakterystykę tę wyznaczono w temperaturze pokojowej.

Zdolność rozdzielcza detektora z CdTe o powierzchni czynnej  $12 \text{ cm}^2$  wynosiła około 1,5% dla cząstek alfa o energii 8,78 MeV. Dla porównania na rys. 8 pokazano widmo cząstek alfa uzyskane przy użyciu detektora Si(Au) i detektora z CdTe (skala energetyczna dla detektora z CdTe została wyznaczona



Rys. 7. Charakterystyka prądowo-napięciowa detektora z CdTe, spolaryzowanego w kierunku zaporowym



Rys. 8. Widmo cząstek alfa  $\text{ThC} + \text{ThC}'$  uzyskane przy użyciu detektora z CdTe i detektora Si(Au)

z uwzględnieniem energii niezbędnej do wytworzenia pary elektron-dziura w CdTe i Si). Szumy własne przedwzmacniacza wynosiły około 5 keV. Jak widać z rysunku, piki pochodzące z CdTe znajdują się na wysokości 5 MeV i 7,5 MeV, co świadczy o niepełnym zbieraniu ładunku generowanego w detektorze pod wpływem cząstek alfa.

Detektory z CdTe wykazały także przydatność do spektrometrycznych pomiarów promieniowania gamma.

Uzyskane wyniki wskazują na konieczność dalszego oczyszczania materiału wyjściowego, a jednocześnie świadczą o możliwości wykorzystania CdTe produkcji krajowej do wytwarzania detektorów półprzewodnikowych o dużym  $Z$ .

## 2. Detektory półprzewodnikowe ze złączem typu $p-i-n$

Nizej omówione zostaną technologia i charakterystyki detektorów krzemowych ze złączem  $p-i-n$ , stosowanych do pomiarów spektrometrycznych cząstek naładowanych, promieniowania beta,  $X$  i gamma (to ostatnie w zakresie energii poniżej 100 keV) [26] oraz germanowych detektorów ze złączem  $p-i-n$ , stosowanych szeroko w spektrometrii promieniowania gamma w zakresie energii od kilkudziesięciu keV do 10 MeV [27].

a) Krzemowe detektory Si(Li) ze złączem  $p-i-n$  wytwarzane są z krzemu typu  $p$  o oporności właściwej od około 500  $\text{om}\cdot\text{cm}$  do 4000  $\text{om}\cdot\text{cm}$ . Czas życia nośników mniejszościowych w tym krzemie wynosi powyżej 500  $\mu\text{sek}$ , a zawartość tlenu nie przekracza  $10^{17}$  atomów/ $\text{cm}^3$ . Złącze  $n-p$  uzyskiwano dyfundując do krzemu bardzo ruchliwą domieszkę donorową — jony litu w temperaturze 400°C.

Aby otrzymać gruby obszar skompensowanego materiału półprzewodnikowego, polaryzowano złącze w kierunku zaporowym napięciem rzędu 500 V. Jony litu dryfowały przy tym z obszaru typu  $n$  do obszaru typu  $p$ , gdzie kompensowały domieszki akceptorowe [17]. Dryf litu prowadzono we wrzącym  $n$ -heptanie przy temperaturze  $\sim 100^\circ\text{C}$ .

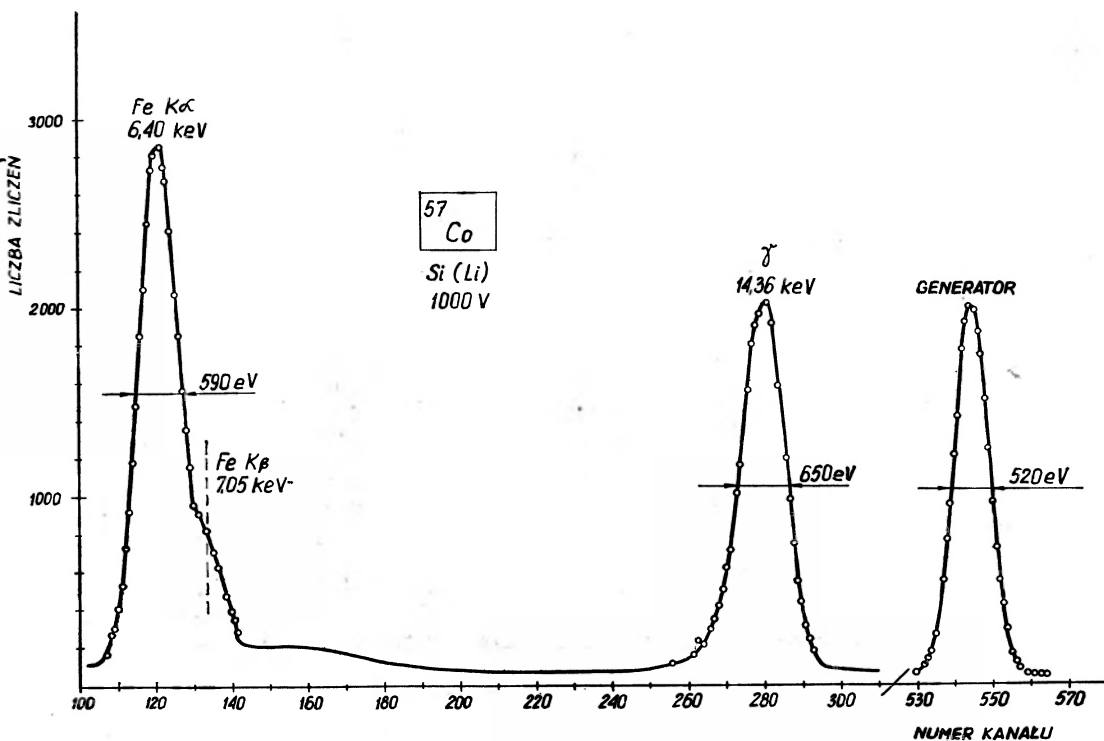
Kontakt  $p^+$  otrzymywano przy pomocy dyfuzji aluminium w temperaturze 670°C.

Detektory krzemowe Si(Li) z cienkim oknem martwym uzyskiwano przez usunięcie nieskompensowanej części krzemu typu  $p$  i wytworzenie bariery powierzchniowej na skompensowanej warstwie materiału (rys. 3) [28].

Aby zmniejszyć wpływ procesów pułapkowania i rekombinacji nośników w objętości czynnej detektora ze złączem  $p-i-n$  i w tym wypadku opracowano strukturę z pierścieniem ochronnym [28]. Podłączając odpowiednio ten pierścień eliminuje się prąd przebicia powierzchniowego w detektorze, co pozwala uzyskać pole elektryczne w złączu o natężeniu 300 V/mm, przyspiesza proces zebrania generowanego w złączu ładunku i zapewnia wysoką zdolność rozdzielczą struktury.

Szerokość uzyskiwanego obszaru czynnego w tego typu detektorach wynosi 0,2-10 mm, a warstwa martwa od strony elektrody złotej stanowi poniżej 1  $\mu\text{m}$ .



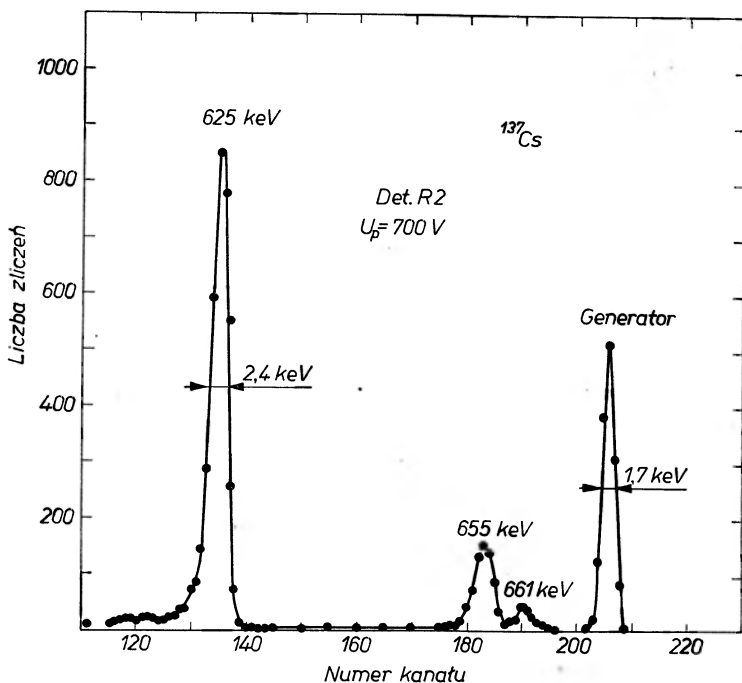


Rys. 9. Widmo promieniowania gamma  $^{57}\text{Co}$  otrzymane przy użyciu detektora Si(Li) z barierą powierzchniową i pierścieniem ochronnym

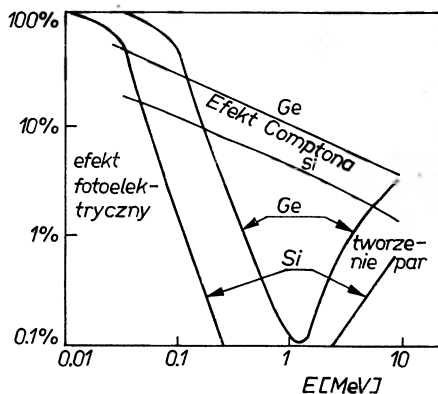
Na rys. 9 pokazane jest widmo promieniowania gamma  $^{57}\text{Co}$ , otrzymane przy użyciu detektora Si(Li) z barierą powierzchniową i pierścieniem ochronnym. Zdolność rozdzielcza dla promieniowania gamma o energii 14,4 keV wynosi 0,76 keV. Na rys. 10 dane jest widmo promieniowania beta  $^{137}\text{Cs}$  zmierzony przy użyciu tego samego detektora. Zdolność rozdzielcza w tym wypadku wynosi 2,4 keV dla energii 624 keV.

b) Detektory germanowe Ge(Li) ze złączem *p-i-n*. Detektory germanowe Ge(Li) są aktualnie najbardziej przydatnymi spektrometrami promieniowania gamma, ze względu na wysoką zdolność rozdzielczą, nie mającymi odpowiednika w dotychczas istniejącej aparaturze. Przy ich pomocy uzyskano około 20-krotną poprawę zdolności rozdzielczej dla energii 600 keV w porównaniu z licznikami scyntylicyjnymi i gazowymi. Chociaż wydajność rejestracji promieniowania gamma przy użyciu detektorów Ge(Li) jest niższa niż przy użyciu liczników scyntylicyjnych, to jednak zastąpiły one te ostatnie w większości eksperymentów, ponieważ przeważnie o wyborze detektora decyduje zdolność rozdzielcza [8, 29].

Absorpcja promieniowania gamma w krzemie i germanie zachodzi w wyniku efektu fotoelektrycznego, rozproszenia komptonowskiego i tworzenia się par elektron-pozytron. Na rys. 11 przedstawiono prawdopodobieństwo absorpcji promieniowania gamma dla detektora krzemowego i germanowego o grubości 3 mm. Z rysunku widać, że podstawowy efekt, pozwalający na prawidłową



Rys. 10. Widmo promieniowania beta  $^{137}\text{Cs}$  otrzymane przy użyciu detektora Si(Li) z barierą powierzchniową i pierścieniem ochronnym



Rys. 11. Prawdopodobieństwo absorpcji promieniowania gamma w detektorach Si(Li) i Ge(Li) o grubości 0,3 cm

analizę energii, jakim jest absorpcja fotoelektryczna, dająca charakterystyczne linie w widmie energetycznym, odpowiadające całkowitej energii fotonów, zaabsorbowanej w detektorze, w przypadku przejścia od detektora Si(Li) do detektora Ge(Li) zwiększa się jak  $Z^5$ , a proces tworzenia par elektron-pozytron — jak  $Z^2$  (liczba atomowa  $Z_{\text{Si}} = 14$ , a  $Z_{\text{Ge}} = 32$ ).

Energia, niezbędna na wytworzenie pary elektron-dziura w detektorze Ge(Li) wynosi  $\sim 2,9$  eV, a w detektorze Si(Li) — 3,6 eV, a więc możliwe jest uzyskanie lepszej zdolności rozdzielczej dla detektorów germanowych.

Kłopotliwą cechą detektorów Ge(Li) jest jednak konieczność przechowywania i pracy tych detektorów w komorze próżniowej, chłodzonej ciekłym azotem (przerwa energetyczna w germanie wynosi 0,76 eV).

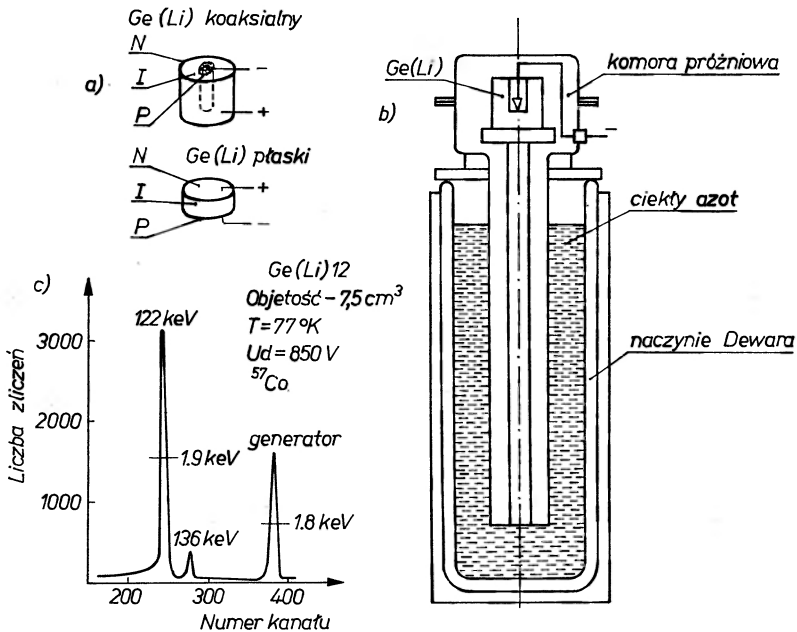
Dla uzyskania struktury *p-i-n* w germanie wykorzystano opisaną wyżej technologię dyfuzji i dryfu litu. Dyfuzję litu przeprowadzano w temperaturze 420-440°C do germanu najczęściej o oporności właściwej około 20 om·cm i czasie życia nośników mniejszościowych wynoszącym powyżej 500  $\mu$ sek.

Dryf litu zachodził w temperaturze 36°C (wrzący pentan) przy napięciu polaryzacji złącza w kierunku zaporowym równym 600 V. Wyrównywanie koncentracji litu w objętości detektora przeprowadzano w temperaturze od 0°C do -10°C. Kontakt metaliczny do warstwy typu *p* uzyskiwano przy pomocy amalgamatu In-Ga, a do warstwy *n*<sup>+</sup> — przy pomocy folii indowej.

Na rys. 12 przedstawiono schemat detektora planarnego i detektora koaksjalnego. Na rysunku tym pokazano także komorę próżniową, w której umieszczano detektory Ge(Li) po zakończeniu procesu dryfu i chemicznej obróbki powierzchni.

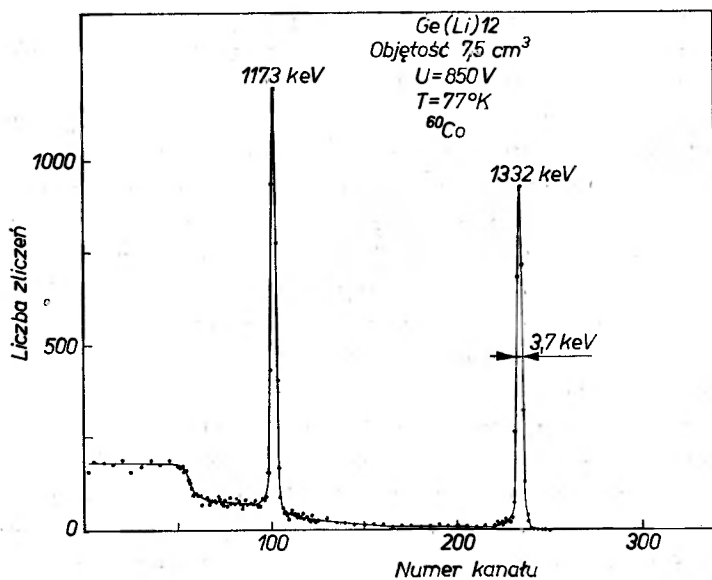
Zdolność rozdzielcza spektrometru z koaksjalnym detektorem Ge(Li) o objętości czynnej 7,5 cm<sup>3</sup> wynosiła około 1,9 keV dla promieniowania gamma o energii 122 keV (<sup>57</sup>Co) przy szumach własnych przedwzmacniacza, stanowiących 1,8 keV (rys. 12). Dla promieniowania gamma o energii 1332 keV zdolność rozdzielcza danego detektora wynosiła 3,7 keV (rys. 13).

Prowadzone są dalsze prace nad zmniejszeniem warstwy martwej detekto-

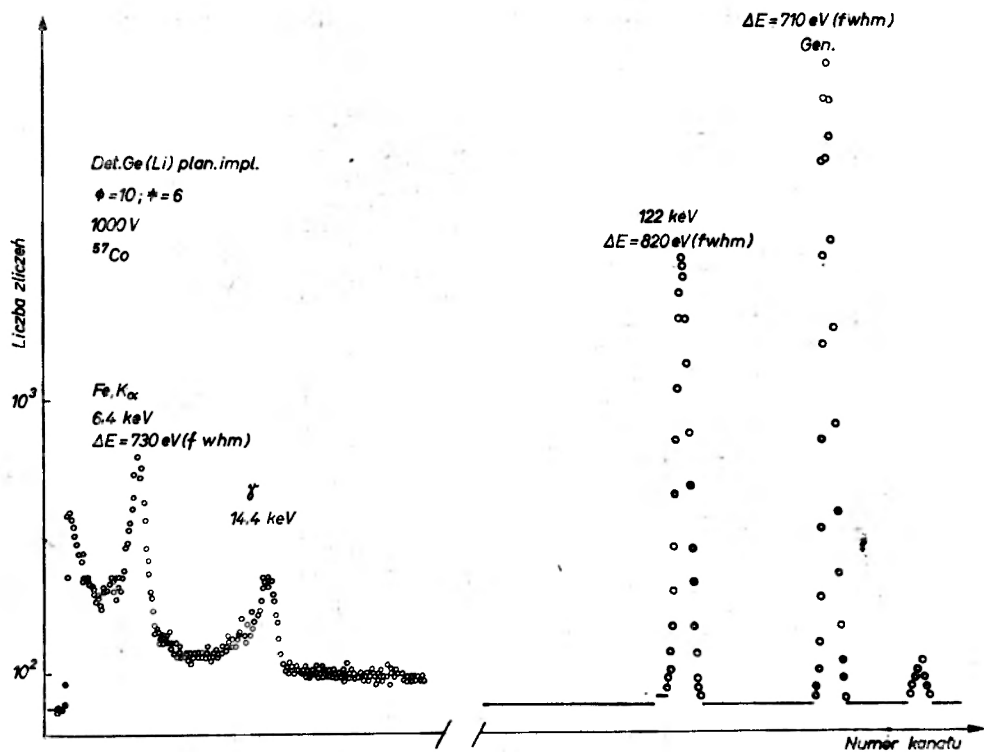


Rys. 12. Spektrometr germanowy promieniowania gamma w zakresie energii 10 keV-10 MeV z wysoką zdolnością rozdzielczą (bez współpracującego układu elektronicznego):

a) schemat koaksjalnego i płaskiego detektora Ge(Li), b) schemat kriostatu azotowego z detektorem Ge(Li), c) widmo promieniowania gamma <sup>57</sup>Co uzyskane przy użyciu detektora Ge(Li) o objętości czynnej 7,5 cm<sup>3</sup>



Rys. 13. Widmo promieniowania gamma <sup>60</sup>Co otrzymane przy użyciu detektora Ge(Li) o objętości czynnej 7,5 cm<sup>3</sup>



Rys. 14. Widmo promieniowania gamma <sup>109</sup>Cd uzyskane przy użyciu detektora Ge(Li) z warstwą martwą poniżej 10 μm

rów planarnych Ge(Li) przez zastosowanie implantacji jonów galu o energii 25 keV w celu uzyskania kontaktu  $p^+$  w germanie typu  $p$ . Kontakt taki pozwala wypełnić warstwą czynną całą objętość detektora. Na rys. 14 pokazano widmo promieniowania gamma  $^{109}\text{Cd}$ , uzyskane przy użyciu detektora Ge(Li) z warstwą martwą poniżej 10  $\mu$ .

Tablica I

## Detektory powierzchniowe z barierą powierzchniową Si(Au)

| Typ     | Powierzchnia czynna (mm <sup>2</sup> ) | Zdolność rozdzielcza (keV) przy 20°C | Szerokość bariery ( $\mu\text{m}$ ) |
|---------|--|--------------------------------------|-------------------------------------|
| PBK-20  | 20                                     | 25 *                                 | 100-600                             |
| PBK-50  | 50                                     | 30                                   | 100-600                             |
| PBK-100 | 100                                    | 55                                   | 100-600                             |
| PBK-150 | 150                                    | 80                                   | 100-600                             |

\* dla cząstek alfa o energii 6,05 MeV.

## Detektory krzemowe z dryfem litu Si(Li)

| Typ    | Powierzchnia czynna (mm <sup>2</sup> ) | Zdolność rozdzielcza |      |        |      | Szerokość bariery (mm) |
|--------|--|----------------------|------|--------|------|------------------------|
|        |  | 20°C                 |      | -120°C |      |                        |
|        |  | Beta                 | Alfa | Gamma  | Beta |                        |
| DK-20  | 20                                     | 11                   | 30   | 0,7 *  | 3 ** | 1-3                    |
| DK-50  | 50                                     | 12                   | 40   | 1,5    | 3    | 1-3                    |
| DK-100 | 100                                    | 15                   | 60   | 2      | 3    | 1-3                    |
| DK-200 | 200                                    | 20                   | 80   | 2,5    | 6    | 1-3                    |

\* dla promieniowania  $\gamma$  o energii 14,4 keV.

\*\* dla promieniowania  $\beta$  o energii 624 keV.

## Krzemowe detektory implantowane

| Typ    | Powierzchnia czynna (mm <sup>2</sup> ) | Zdolność rozdzielcza (keV) 20°C | Szerokość bariery (mm) |
|--------|--|---------------------------------|------------------------|
| IK-20  | 20                                     | 30 *                            | 1                      |
| IK-100 | 100                                    | 40                              | 1                      |

\* dla cząstek alfa o energii 6,05 MeV.

## Spektrometry Si(Li) i Ge(Li)

| Typ    | Objętość czynna (cm <sup>3</sup> ) | Zdolność rozdzielcza (keV)                             |
|--------|------------------------------------|--|
| Si(Li) | 0,05                               | 0,7 ( $\gamma$ - 14,4 keV)<br>2,5 ( $\beta$ - 625 keV) |
| Si(Li) | 0,2                                | 1,3 ( $\gamma$ - 14,4 keV)<br>3 ( $\beta$ - 625 keV)   |
| Ge(Li) | 5                                  | 1,9 ( $\gamma$ - 122 keV)                              |
| Ge(Li) | 10                                 | 3 ( $\gamma$ - 660 keV)                                |

Podsumowując wyżej powiedziane, w tablicy podano typy opracowanych i wytwarzanych w małych seriach w Świerku detektorów krzemowych i germanowych, a także spektrometrów Si(Li) i Ge(Li) i ich podstawowe charakterystyki wskazujące, że detektory te nie ustępują najlepszym opracowaniom tego typu w świecie.

Dalszy postęp w zakresie technologii detektorów półprzewodnikowych jest uzależniony od otrzymania wysokiej jakości materiałów o dużym  $Z$  (szczególnie monokryształów CdTe) i opracowania nowych metod domieszkowania monokryształów półprzewodnikowych o wysokim stopniu czystości przy wykorzystaniu implantacji akcelerowanych jonów.

#### Literatura

- [1] G. Stetter, *Verhandl. Deut. Physik. Ges.*, **22**, 13 (1941).
- [2] P. J. Van Heerden, *The Crystal Counter*, Utrecht Dissertation 1945.
- [3] F. C. Champion, *Phil. Mag.* **5**, 383 (1956).
- [4] R. Frerichs, *Phys. Rev.*, **72**, 594 (1947).
- [5] K. G. Mac Kay, *Phys. Rev.*, **76**, 1537 (1949).
- [6] A. Airapetyants, S. Rywkin, *Zh. Tekhn. Fiz.*, **27**, 95 (1957).
- [7] J. W. Mayer, B. Gossick, *Rev. Sci. Instr.*, **27**, 407 (1956).
- [8] G. Bertolini, A. Coche, *Semiconductor Detectors*, 1968.
- [9] F. S. Goulding, J. W. Mayer, J. W. Hollander, *Detektory półprzewodnikowe*, 1970.
- [10] H. A. Bethe, *Z. Phys.*, **76**, 293 (1938).
- [11] J. E. Eberhardt, R. D. Ryan, A. J. Tavendale, *Nuclear Instr. Meth.*, **94**, 463 (1971).
- [12] K. R. Zanio, W. Akutagawa, J. W. Mayer, *Appl. Phys. Letters*, **11**, 5 (1967).
- [13] K. R. Zanio, W. Akutagawa, J. W. Mayer, *Nuclear Instr. Meth.*, **55**, 383 (1967).
- [14] E. N. Arkadiewa, O. A. Matwiejew, J. W. Rud, S. M. Rywkin, *Soviet Phys. Tech. Phys.*, **11**, 846 (1966).
- [15] J. Chwaszczewska, A. Dąbrowski, W. Giriati, T. Lechowicz, *Raport IBJ*, Nr 1378 (II) GS, 1972.
- [16] K. Kabayashi, S. Takayangi, *Nuclear Instr. Meth.*, **53**, 77 (1967).
- [17] E. M. Pell, *J. Appl. Phys.*, **31**, 291 (1960).
- [18] O. Meyer, G. Haushahn, *Nuclear Instr. Meth.*, **56**, 177 (1967).
- [19] J. Chwaszczewska, T. Lechowicz, S. Łazarski, E. Ondrusz, *Nukleonika*, **4**, 317 (1970).
- [20] J. Chwaszczewska, M. Dakowski, A. Dąbrowski, M. Sowiński, M. Słapa, *Nukleonika*, **1**, 11 (1964).
- [21] T. Krogulski, J. Chwaszczewska, J. Jaskóła, *Nukleonika*, **2**, 69 (1965).
- [22] J. Chwaszczewska, T. Krogulski, J. Tys, *Nukleonika*, **1**, 11 (1969).
- [23] J. Chwaszczewska, M. Dakowski, W. Przyborski, M. Sowiński, A. Szechter, E. Kierzek-Pecolt, Z. Weydman, E. Zalewski, *Nukleonika*, **8**, 11, 755 (1963).
- [24] J. W. Mayer, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1 (1967).
- [25] K. R. Zanio, W. Akutagawa, J. W. Mayer, *Appl. Phys. Letters*, **11**, 5 (1967).
- [26] W. Przyborski, J. Chwaszczewska, W. Czarnacki, *Nukleonika*, **11**, 993 (1967).
- [27] J. Chwaszczewska, J. Jurkowski, M. Szymczak, K. Skoczek, *Raport IBJ*, Nr 1161 (II) PS (1969).
- [28] E. Belcarz, J. Chwaszczewska, M. Słapa, M. Szymczak, J. Tys, *Nuclear Instr. Meth.*, **77**, 21 (1970).
- [29] L. Stab, R. Henck, P. Siffert, A. Coche, *Nuclear Instr. Meth.*, **35**, 113 (1965).

*Henryk Pykacz*

Instytut Fizyki Technicznej  
Politechniki Wrocławskiej

## Fotonowe detektory podczerwieni w zakresie 3-25 $\mu\text{m}$

Photon Infrared Detectors in a Range 3-25  $\mu\text{m}$

*Abstract:* Comprehensive review of photon infrared detectors including heterodyne, micro-wave bias and pyroelectric detectors is given. Particular attention is paid to photo-conductive and photovoltaic detectors made of mixed crystals.

### Wstęp

Współczesne detektory podczerwieni charakteryzują się zdolnością do wykrywania bardzo słabych sygnałów promieniowania podczerwonego, bardzo szybką reakcją na zmiany w natężeniu promieniowania oraz zależnie od typu detektora są czułe na bliską, średnią i daleką podczerwień. Z reguły są to półprzewodnikowe detektory fotonowe, w których występuje bezpośrednie oddziaływanie między fotonem i elektronem na zasadzie wymiany energii lub pędu. Pracują zarówno detektory o charakterystyce kwadratowej, w których sygnał napięcia na wyjściu detektora jest proporcjonalny do mocy promieniowania, jak i detektory liniowe-heterodynowe. Oprócz typowego zasilania detektora fotoprzewodzącego prądem stałym stosowane jest również zasilanie polem mikrofalowym.

Szczególnie w systemach komunikacyjnych na podczerwień konieczne są detektory o dużej szybkości działania, pozwalające przenosić szerokie pasmo częstotliwości. Ponieważ szybkość reakcji detektora ograniczona jest skończonym czasem dyfuzji lub dryfowania nośników, dlatego też współczesne detektory charakteryzują się miniaturowymi rozmiarami i maksymalnymi dozwolonymi prędkościami nośników prądu. Detektory fotonowe są detektorami selektywnymi, a czułość ich jest w przybliżeniu proporcjonalna do długości fali aż do granicznej długości określonej wzorem

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \quad \lambda[\mu\text{m}] = \frac{1,24}{E_g[\text{eV}]}, \quad (1)$$

powyżej której czułość spada do zera.

$E_g$  jest szerokością pasma wzbronionego lub energią jonizacji domieszek. Dlatego też w celu pokrycia dużego obszaru podczerwieni jest rzeczą konieczną posiadanie szeregu różnych typów detektorów.

Treść artykułu nie jest w całkowitej zgodności z tytułem. Parametry techniczne detektorów PbS, PbSe, InAs, InSb zostały pominięte bądź potraktowane marginesowo, ponieważ informacje na ich temat można znaleźć w pozycjach książkowych. Również detektory z germanu domieszkowanego mają dostępne opracowania książkowe. Dokładniej natomiast potraktowane zostały detektory z kryształów mieszanych charakteryzujące się szeregiem korzystnych własności. Omówiony został stosunkowo nowy typ detektora — detektor piroelektryczny charakteryzujący się szeregiem zalet w stosunku do innych detektorów nieselektywnych. Koszty urządzeń elektronicznych detektorów heterodynowych oraz o zasilaniu mikrofalowym są wyraźnie większe w porównaniu z konwencjonalnymi detektorami. Tym niemniej, jeżeli od urządzenia detekcyjnego wymagany jest zarówno duży zysk fotoprądu, jak i szerokie pasmo przenoszenia częstotliwości, to detektory te mają znaczną przewagę i konkurują z detektorami konwencjonalnymi.

### Parametry detektorów

W celu opisanego detektora, porównania między sobą różnych typów detektorów, zaprojektowania układu elektronicznego współpracującego z detektorem konieczna jest znajomość ich parametrów i charakterystyk oraz warunków, w jakich wykonywane zostały pomiary. Do najistotniejszych parametrów należy zaliczyć: czułość, stałą czasową i detekcyjność detektora.

Czułość widmowa detektora. Czułość widmową detektora  $\mathcal{R}_\lambda$  określa się jako stosunek sygnału napięcia  $V_s$  na wyjściu detektora do mocy promieniowania monochromatycznego  $P_\lambda$  o długości  $\lambda$  padającego na detektor

$$\mathcal{R}_\lambda = \frac{V_s}{P_\lambda} \left[ \frac{\text{V}}{\text{W}} \right]. \quad (2)$$

Czułość widmowa w detektorach fotonowych jest funkcją długości fali i maksymalną wartość przyjmuje dla danego półprzewodnika dla długości bliskiej wartości określonej wzorem (1). Dla zorientowania się, w jakim przedziale długości fali detektor jest czuły, wystarcza znajomość względnej czułości widmowej określonej jako  $\mathcal{R}_\lambda/\mathcal{R}_{\lambda_{\max}}$ . Ponieważ z reguły pomiary wykonywane są przy modulowanym promieniowaniu, dlatego też przez  $V_s$  i  $P_\lambda$  należy rozumieć wartości skuteczne napięcia sygnału i mocy o częstotliwości podstawowej równej częstotliwości modulacji. Warunek, aby pomiary dotyczyły tylko częstotliwości podstawowej, jest ważny dlatego, że na ogół rzadko mamy do czynienia z modulacją czysto sinusoidalną.

Wymagania dotyczące zakresu widmowego są różne i zależne od konkretnego zastosowania. W ostatnich latach szczególnie duże zainteresowanie do-



tyczy promieniowania o długości fali rzędu 10  $\mu\text{m}$ . Składają się na to następujące przyczyny. Dla fal o długości 8-14  $\mu\text{m}$  występuje najmniejsza absorpcja fal w atmosferze umożliwiającą rozwój komunikacji na podczerwień. W tym celu może być wykorzystane silne źródło promieniowania koherentnego z lasera  $\text{CO}_2$  o długości fali 10,6  $\mu\text{m}$ . Następnym czynnikiem zainteresowania wynika z faktu, że zdecydowana większość ciał ziemskich (w tym człowiek) emituje promieniowanie, którego maksymalne natężenie przypada na długość fali około 10  $\mu\text{m}$ .

Stała czasowa. Parametrem, który charakteryzuje szybkość reakcji detektora na zmiany w promieniowaniu, jest stała czasowa detektora. Stała czasowa narzuca warunek na maksymalną częstotliwość elektronicznego układu wzmacniającego, jaki można zastosować z danym typem detektora. Z tego względu wymagania użytkowników można sformułować następująco: detektor jest tym lepszy, im stała czasowa jest mniejsza. W niektórych zastosowaniach, w szczególności typu laboratoryjnego, wymagania dotyczące stałej czasowej mogą być dość liberalne. W innych, w szczególności w zagadnieniach komunikacyjnych, konieczne są bardzo małe stałe czasowe i parametr ten może decydować o wyborze typu detektora. Pomiar dużych stałych czasowych większych od  $10^{-5}$  s można przeprowadzić dość dokładnie. Czułość zależy od częstotliwości modulacji według zależności

$$\mathcal{R}(\omega) = \frac{\mathcal{R}_0}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}} \quad (3)$$

i spada do wartości  $\mathcal{R}_0/\sqrt{2}$  dla częstotliwości  $f = \frac{1}{2\pi\tau}$ . Z zależności tej wyznacza się stałą czasową detektora  $\tau$ . Wielkość  $1/2\pi\tau$  nazywa się szerokością pasma (częstotliwości) detektora.

Pomiar stałej czasowej mniejszej od  $10^{-6}$  s jest trudniejszy do przeprowadzenia szczególnie dla średniej i dalszej podczerwieni. Najczęściej stosowana jest metoda impulsowa znamienna tym, że na detektor pada promieniowanie w postaci impulsów o bardzo małym czasie narastania i zaniku impulsów (mniejszym od  $0,1\tau$ ). Stała czasowa wyznaczana z zależności

$$V_s = V_{so} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (4)$$

jest równa czasowi od chwili włączenia źródła promieniowania do chwili, gdy sygnał napięcia na wyjściu detektora osiąga wartość równą 63% wartości końcowej. Odczytu dokonuje się na oscyloskopie szerokopasmowym. Zmierzona w ten sposób stała czasowa jest efektywną stałą czasową związaną z własnościami samego materiału (czasem życia nośników), jak i ze stałą czasową RC układu zasilającego i detektora.

Szumy detektorów. Ograniczenie możliwości wykrywania bardzo słabych sygnałów promieniowania przez dany układ pomiarowy zawierający detektor

podczewieni spowodowane jest istnieniem szumów. W ogólnym przypadku szumy na wyjściu układu pochodzą od szumów samego układu elektronicznego, szumów detektora, szumów promieniowania tła i źródła sygnału. Wymagania stawiane dla układu elektronicznego, a przede wszystkim przedwzmacniacza, są bardzo wysokie. Żąda się, aby moc szumów przedwzmacniacza w odniesieniu do jego wejścia była mniejsza od mocy szumów na wyjściu detektora.

W detektorach obserwuje się kilka rodzajów szumów. Szum Johnsona (termiczny) występuje we wszystkich przewodnikach. Wartość skuteczna napięcia szumów i prądu szumów zależy od wartości oporu  $R$  i temperatury  $T$  detektora, natomiast nie zależy od prądu płynącego przez detektor

$$V_J^2 = 4 kTR\Delta f, \quad I_J^2 = 4 kT\Delta f/R, \quad (5)$$

gdzie  $\Delta f$  jest szerokością pasma układu pomiarowego.

Najczęściej równolegle z detektorem podłączony jest opór obciążenia. W takim przypadku przez  $R$  należy rozumieć opór równoważny wynikły z połączenia równoległego dwóch oporów, a przez  $T$  efektywną temperaturę tych dwóch elementów.

Typ szumów znany jako  $1/f$  lub jako szum prądowy występuje we wszystkich elementach półprzewodnikowych. Napięcie szumów zmienia się z częstotliwością w przybliżeniu jak  $f^{-1/2}$ . Ponieważ ten typ szumów przeważa tylko przy niskich częstotliwościach i może być zmniejszony przez poprawienie technologii detektorów, a głównie kontaktów elektrycznych, dlatego też we współczesnych szerokopasmowych detektorach na ogół nie jest uwzględniany.

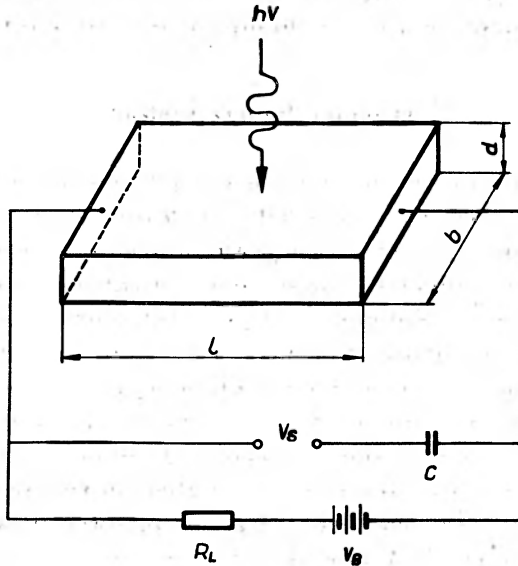
Szumy generacji-rekombinacji wiążą się z fluktuacją ilości nośników swobodnych w półprzewodniku wskutek przypadkowych aktów generacji ładunków oraz ich rekombinacji po czasie  $\tau$ . Szumy g-r mogą być spowodowane różnymi przyczynami: a) fluktuacje promieniowania tła indukują fluktuacje koncentracji nośników, a tym samym wytwarzają szumy g-r, b) fluktuacje nośników detektora ciemnego wskutek skończonej temperatury detektora, c) fluktuacje promieniowania sygnału. To ostatnie c) źródło szumów można pominąć w stosunku do dwu pierwszych. Napięcie szumów g-r w półprzewodniku bliskim stanu samoistnego jest równe [1]

$$V_{gr} = \frac{2V_B}{(bdl)^{1/2}} \frac{(\mu_n + \mu_p)}{(\mu_n^2 + \mu_p^2)} \left( \frac{np}{n+p} \right)^{1/2} \frac{\tau^{1/2} (\Delta f)^{1/2}}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

gdzie  $n = n_0 + n_b$ ,  $p = p_0 + p_b$ ,  $n_0$ ,  $p_0$  — koncentracje nośników w równowadze termicznej,  $n_b$ ,  $p_b$  — nadmiarowe nośniki wywołane promieniowaniem tła,  $bdl$  — objętość półprzewodnika,  $V_B$  — napięcie zasilające (zob. rys. 1). Przyjęto, że stała czasowa detektora równa jest czasowi życia nośników  $\tau = \tau_n = \tau_p$ . Jak widać, widmo szumów jest płaskie aż do częstotliwości  $1/2\pi\tau$ , a następnie maleje z częstotliwością jak  $f^{-1}$ . Zmienia się więc z częstotliwością w ten sam sposób jak napięcie sygnału, a stosunek  $V_s/V_{gr}$  nie zależy od częstotliwości.

Całkowite napięcie szumów  $V_N$  spowodowane różnymi mechanizmami jest równe pierwiastkowi kwadratowemu z sumy kwadratów napięć szumów poszczególnych mechanizmów

$$V_N = (V_J^2 + V_{gr}^2)^{1/2}. \quad (7)$$



Rys. 1. Schemat obwodu elektrycznego detektora fotoprzewodzącego

Równoważne pasmo przenoszenia szumów przez układ elektroniczny jest równe

$$\Delta f = \frac{1}{G(f_0)} \int_0^{\infty} g(f) df, \quad (8)$$

gdzie  $G(f_0)$  jest maksymalnym zyskiem mocy.

Detekcyjność detektorów. Czulość nie jest parametrem podstawowym jednoznacznie opisującym jakość detektora, ponieważ zależy od a) układu zasilania, b) wielkości powierzchni detektora, c) nie mówi nic o szumach generowanych przez detektor. Dlatego też oprócz pojęcia czulości stosowane są inne pojęcia: moc równoważna szumom NEP oraz detekcyjność detektora zdefiniowane wzorami

$$\text{NEP} = P_{\lambda} \frac{V_N}{V_S} [\text{W}] \quad (9)$$

$$D_{\lambda}^* = \frac{(A \Delta f)^{1/2}}{\text{NEP}} = \frac{V_S (A \Delta f)^{1/2}}{V_{\kappa} P_{\lambda}} [\text{W}^{-1} \text{cmHz}^{1/2}]. \quad (10)$$

Detekcyjność mówi nam, ile wynosi stosunek napięcia  $V_S$  do wartości skutecznej napięcia szumów  $V_N$ , gdy na detektor o powierzchni  $A$  pada promieniowanie

monochromatyczne o mocy  $P_\lambda$  i długości fali  $\lambda$ . Detekcyjność jest więc funkcją długości fali promieniowania, a podawana wartość liczbowa odnosi się zawsze do wartości szczytowej. Przez wprowadzenie czynnika normalizacyjnego  $(A\lambda f)^{1/2}$  detekcyjność nie zależy ani od wielkości powierzchni detektora, ani od szerokości pasma układu pomiarowego. Oprócz detekcyjności spektralnej określonej wzorem (10) stosuje się również pojęcie detekcyjności globalnej, gdy źródłem promieniowania jest ciało doskonale czarne o temperaturze  $500^\circ\text{K}$ .

### Detektor fotoprzewodzący

W detektorach fotoprzewodzących pod wpływem promieniowania zwiększa się przewodnictwo właściwe materiału. Zaabsorbowane w półprzewodniku fotony o dostatecznie dużej energii wytwarzają swobodne nośniki — elektrony i dziury w półprzewodnikach samoistnych względnie nośniki jednego rodzaju w półprzewodnikach domieszkowych. Wytworzone nośniki prądu przyczyniają się do wzrostu przewodnictwa tylko w czasie  $\tau$  zwanym czasem życia nośników i zakończonym procesem rekombinacji.

Swobodne nośniki w półprzewodniku pochodzą z trzech źródeł. W równowadze termicznej w półprzewodniku nieoświetlonym jest określona ilość swobodnych nośników w jednostce objętości wzbudzonych termicznie. Pod wpływem promieniowania tła następuje wzrost przewodnictwa w stosunku do przewodnictwa „ciemnego”. Wzrost ten zależy od temperatury detektora i tła oraz pola widzenia tła przez detektor. Trzecim czynnikiem powodującym wzrost koncentracji nośników jest promieniowanie źródła sygnału-objektu, którego promieniowanie podczerwone chcemy wykryć. Promieniowanie źródła sygnału jest z reguły modulowane, a tym samym przewodnictwo i sygnał napięcia na wyjściu detektora zmienia się z częstotliwością modulacji.

Obecnie przedstawione zostaną podstawowe wielkości charakteryzujące detektor fotoprzewodzący wykonany z półprzewodnika samoistnego, przy założeniu, że moc promieniowania padającego na detektor jest mała, a tym samym względna zmiana przewodnictwa elektrycznego jest dużo mniejsza od jedności.

Niech na detektor pada promieniowanie monochromatyczne o mocy  $P_\lambda$  [W], które generuje swobodne pary elektron-dziura w ilości  $\eta P_\lambda/h\nu$  na sekundę, gdzie  $\eta$  jest wydajnością kwantową promieniowania,  $\eta$  jest odpowiedzialne za straty wskutek odbicia od powierzchni, jak również za straty wewnątrz materiału. Całkowity ładunek jednego znaku generowany w jednostce czasu określony jako natężenie fotoprądu pierwotnego jest równy

$$I_f = q\eta P_\lambda/h\nu. \quad (11)$$

Całkowita ilość fotoelektronów  $N$  i fotodziur  $P$  w stanie stacjonarnym będzie równa

$$N = I_f\tau_n/q, \quad P = I_f\tau_p/q \quad (12)$$

iloczynowi tempa generacji i czasu życia wytworzonych elektronów  $\tau_n$  i dziur  $\tau_p$ . Natężenie fotoprądu zwarcia jest równe sumie prądu elektronowego i dziurowego i wynosi

$$I_s = db(J_n + J_p) = \frac{I_f V_B}{l^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p), \quad (13)$$

$\mu_n, \mu_p$  oznacza odpowiednio ruchliwość elektronów i dziur.

Rozmiary detektora oraz układ elektryczny w jakim pracuje detektor przedstawione są na rys. 1.

Sygnal prądu dany wzorem (13) odnosi się do prądu stałego. Jeżeli sygnal promieniowania jest modulowany z częstotliwością kołową, a współczynnik modulacji wynosi  $m$ , to sygnal prądu zmiennego o częstotliwości  $\omega$  otrzymamy mnożąc  $I_s$  przez  $m(1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2}$ , gdzie

$$\tau = \frac{\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \quad (14)$$

jest stałą czasową detektora. Dla  $m = 1$  sygnal prądu zmiennego (wartość skuteczna) będzie równy

$$I_s = \frac{I_f V_B \tau (\mu_n + \mu_p)}{l^2 (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}}. \quad (15)$$

Użytecznym określeniem charakteryzującym detektory nie tylko fotoprzewodzące jest zysk fotoprądu  $G$  zdefiniowany jako stosunek sygnału prądu na wyjściu detektora do fotoprądu pierwotnego. Dla fotoprzewodnika będzie równy

$$G = \frac{\tau}{T_r} \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}}, \quad (16)$$

gdzie  $T_r = l^2 / V_B (\mu_n + \mu_p)$  jest średnim czasem przejścia nośników przez fotoprzewodnik. Dla fotopowielaczy, fotodiod lawinowych oraz fotoprzewodników z centrami pułapkowymi zysk fotoprądu może być znacznie większy od jedności, natomiast jest mniejszy od jedności dla fotoprzewodnika z małą przerwą energetyczną. Zwiększenie zysku może następować przez zmniejszenie czasu przejścia nośników  $T_r$  lub też kosztem zmniejszenia szerokości pasma częstotliwości przenoszonego sygnału  $B = 1/2\pi\tau$ . Maksymalna wartość iloczynu zysk  $\times$  szerokość pasma

$$GB = \frac{1}{2\pi T_r} \leq \frac{1}{2\pi\tau_{rel}} \quad (17)$$

ograniczona jest czasem relaksacji dielektrycznej  $\tau_{rel} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\sigma}$  materiału. W półprzewodnikach z małą przerwą energetyczną wartość  $GB$  jest mniejsza od

maksymalnej, a ograniczenie następuje wskutek grzania się fotoprzewodnika lub wskutek dużego szumu śrutowego związanego z przepływem prądu.

Jeżeli przez  $\sigma_0$  i  $\sigma_b$  oznaczyć przyczynkę przewodnictwa właściwego, pochodzącego od nośników prądu wzbudzonych termicznie i promieniowaniem tła odpowiednio, przy czym

$$\sigma_0 = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$$

$$\sigma_b = qn_b(\mu_n + \mu_p),$$

to opór fotoprzewodnika można zapisać następującym wzorem

$$R = \frac{1}{bdq} \frac{1}{n_0\mu_n + p_0\mu_p + n_b(\mu_n + \mu_p)}. \quad (18)$$

Sygnał napięcia na zaciskach otwartych fotoprzewodnika równy jest iloczynowi sygnału i oporowi fotoprzewodnika

$$V_s = \frac{I_f V_B \tau (\mu_n + \mu_p)}{q b d l (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2} [n_0 \mu_n + p_0 \mu_n + n_b (\mu_n + \mu_p)]}. \quad (19)$$

Ograniczenie się do typowego przypadku, jaki zachodzi w fotoprzewodnikach, pozwoli uprościć wyrażenia. Jeśli przyjąć, że mamy do czynienia z półprzewodnikiem typu  $n$  ( $n_0 > p_0$ ), oraz że  $\mu_n \gg \mu_p$ ,  $\tau_n \cong \tau_p = \tau$ , to sygnał napięcia będzie równy

$$V_s = \frac{I_f V_B \tau}{q b d l (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2} (n_0 + n_b)}. \quad (20)$$

Podstawiając do wzoru (2) wzór (20) można otrzymać czułość detektora

$$\mathcal{R}_\lambda = \frac{V_s}{P_\lambda} = \frac{V_B \eta \lambda \tau}{b d l h c (n_0 + n_b) (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}}. \quad (21)$$

Wzór powyższy jest równocześnie wskazówką, w jakim kierunku powinna iść technologia i konstrukcja detektorów, aby uzyskać największą jego czułość. Należy więc dążyć do uzyskania: a) małych rozmiarów  $bdl$  detektora, b) małej koncentracji nośników termicznych  $n_0$ , przez obniżenie temperatury detektora oraz posługiwania się materiałem możliwie czystym — bez domieszek, c) małej koncentracji nośników wywołanych tłem  $n_b$ , przez zmniejszenie pola widzenia detektora i stosowanie filtrów optycznych, d) długiego czasu życia, przez zmniejszenie ilości centrów rekombinacji, e) dużej wydajności kwantowej przez stosowanie warstw przeciwodblaskowych na powierzchni czołowej oraz zwierciadeł na tylnej powierzchni, gdy  $ad \gtrsim 1$ , gdzie  $a$  jest współczynnikiem absorpcji.

Należy stosować: f) częstotliwość modulacji spełniającą warunek  $f_m < \frac{1}{2\pi\tau}$ , g) wysokie napięcia zasilające  $V_B$ .

Detekcyjność znormalizowana detektora podana wzorem (10) odnosi się również do detektora fotoprzewodzącego

$$D_{\lambda}^* = \frac{\mathcal{R}_{\lambda}}{V_n} (bl\Delta f)^{1/2}$$

i zależy od czułości detektora, jego powierzchni  $bl$  oraz napięcia szumów mierzonego w pasmie częstotliwości  $\Delta f$ . Wyznaczenie źródła napięcia szumów w ogólnym przypadku jest sprawą bardzo złożoną. W detektorze fotoprzewodzącym zależy ono bowiem od szumów promieniowania sygnału, szumów promieniowania tła, szumów nośników  $n_0$ ,  $p_0$  wzbudzonych termicznie, szumów termicznych (Johnsona), szumów termicznych oporu obciążenia i przedwzmacniacza. Jeśli wyeliminować wszystkie możliwe do wyeliminowania źródła szumów, to źródłem szumów ograniczającym detekcyjność każdego detektora pozostanie szum promieniowania tła. W takim przypadku detekcyjność detektora będzie wynosić

$$D_{\lambda}^* = \frac{\eta\tau}{2hc\eta_b^{1/2}J_{fb}^{1/2}}, \quad (22)$$

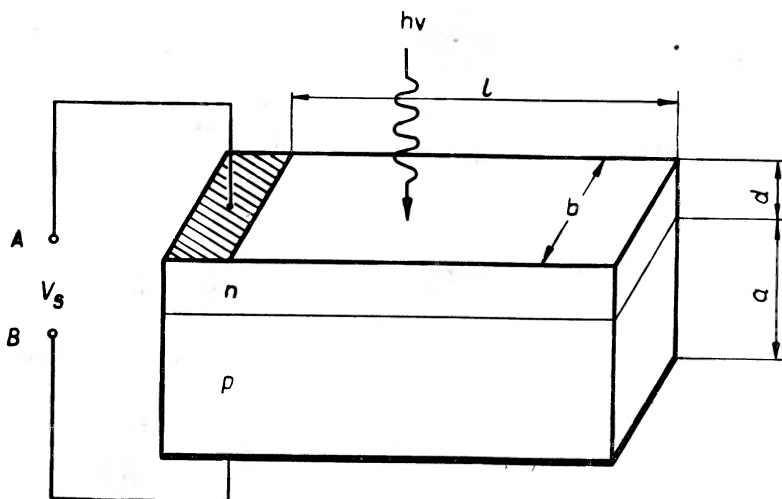
gdzie  $J_{fb} = \frac{I_{fb}}{bl}$  jest gęstością promieniowania tła, a  $\eta_b$  wydajnością kwantową promieniowania tła. Jeśli przyjąć, że  $\eta = \eta_b = 1$ , gdy długość fali promieniowania jest mniejsza od granicznej długości fali ( $\lambda \leq \frac{hc}{E_g}$ ) oraz  $\eta = \eta_b = 0$  dla długości fali większej od granicznej, to detekcyjność określona wzorem (22) będzie teoretyczną granicą detekcyjności detektora przy danej temperaturze tła i przy określonej długości fali. Detektor spełniający powyższy warunek określa się jako detektor BLIP (od słów Background Limited Infrared Photoconductor).

Stwierdzenie, jaki rodzaj szumów dominuje w detektorze, jest rzeczą ważną dlatego, że daje wskazówkę w jakim kierunku powinny iść prace prowadzące do zmniejszenia szumów detektora. Dużo informacji naukowych dostarczają charakterystyki temperaturowe. Natomiast przy ustalonej temperaturze pracy detektora praktyczny sposób uzyskania maksymalnej detekcyjności polega na wykonaniu charakterystyk prądowych napięcia sygnału i napięcia szumów. Optymalną wartość natężenia prądu uzyskuje się dla maksymalnej wartości  $V_s/V_N$ .

### Detektor fotowoltaiczny

Detektor fotowoltaiczny zawiera złącze  $p$ - $n$  uformowane w półprzewodniku samoistnym najczęściej drogą dyfuzji odpowiednich domieszek. Wykonywane są detektory  $n$ - $p$ , których warstwa czołowa, na którą pada promieniowanie, jest typu  $n$  jak pokazano na rys. 2, jak i detektory o odwróconej biegunowości  $p$ - $n$ . Fotony o odpowiednio dużej energii padające normalnie do powierzchni

wytwarzają pary elektron-dziura, które w polu złącza są rozdzielane. Fotoelektrony poruszają się do obszaru typu  $n$ , a foto-dziury do obszaru typu  $p$ , w wyniku czego obszary te stają się naładowane odpowiednio ładunkiem ujemnym i dodatnim. Na zaciskach wyjściowych rozwartych pojawia się sygnał napięcia lub też sygnał prądu zwarcia, jeśli zaciski są zwarte. Jeżeli para elektron-dziura wytworzona jest w obszarze  $n$ , to może ona dyfundować do złącza i ulegać tam rozdzielaniu przyczyniając się do powstawania napięcia sygnału.



Rys. 2. Schemat detektora fotowoltaicznego

Pewna część nośników wytworzona w obszarze  $n$  ulega rekombinacji na powierzchni detektora oraz wewnątrz obszaru  $n$  i nie przyczynia się do wytworzenia sygnału. Dlatego też jest rzeczą pożądaną, aby grubość obszaru typu  $n$  oraz złącza była w przybliżeniu równa odwrotności współczynnika absorpcji. Grubość obszaru typu  $n$  powinna być mniejsza od drogi dyfuzji nośników, tym samym szybkość rekombinacji nośników w obszarze  $n$  powinna być mała. Drugim czynnikiem wpływającym na wielkość sygnału jest opór różniczkowy fotodiody

$$\mathcal{R} = \left( \frac{\partial V}{\partial I} \right)_{v=0} \quad (23)$$

Okazuje się, że czułość fotodiody jest wprost proporcjonalna do oporu różniczkowego.

Efekt Bursteina-Mossa występujący w materiałach o dużej koncentracji domieszek modyfikuje w pewnym stopniu pracę detektora fotowoltaicznego. Efekt ten [1] polega na wypełnianiu stanów w pasmie przewodnictwa przez nośniki w silnie domieszkowanym materiale typu  $n$ , tak że poziom Fermiego leży wewnątrz pasma przewodnictwa. Absorpcja optyczna zachodzi dla energii



fotonów większych od przerwy energetycznej o wartość równą wysokości poziomu Fermiego nad krawędzią pasma przewodnictwa. Czyni to warstwę typu  $n$  prawie przezroczystą dla najdłuższych fal promieniowania, na jakie detektor jest czuły.

Prędkość nośników wskutek istnienia gradientu koncentracji (prędkość dyfuzji w obszarze  $n$ ) jest znacznie mniejsza, aniżeli prędkość nośników w polu bariery złącza. Dlatego też w bardzo szybkich fotodiodach nośniki powinny być generowane w samym złączu lub w bardzo małej odległości od złącza. Grubość warstwy typu  $n$  zależna jest od parametrów fizycznych półprzewodnika i wynosi najczęściej kilka mikrometrów. Grubość warstwy typu  $p$  nie wpływa w sposób istotny na parametry detekcyjne fotodiody i wynosi około 100  $\mu\text{m}$ .

Wielkość sygnału napięcia na fotodiodzie w ogólnym przypadku zależy od koncentracji nośników wytworzonych przez promieniowanie źródła sygnału, promieniowanie tła oraz koncentracje nośników wzbudzonych termicznie. W celu uproszczenia analizy pominięte zostanie promieniowanie tła.

Z wyrażenia na natężenie prądu płynącego przez diodę idealną i nie oświetloną

$$I = I_0(\exp qV/kT - 1) \quad (24)$$

można obliczyć opór różniczkowy diody

$$\mathcal{R} = \left( \frac{\partial I}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} = \frac{kT}{qI_0}. \quad (25)$$

Natężenie prądu nasycenia  $I_0$  można uzależnić od parametrów materiału: koncentracji, ruchliwości i czasu życia nośników mniejszościowych

$$I_0 = An_p \left( \frac{qkT\mu_n}{\tau_n} \right)^{1/2} + Ap_n \left( \frac{qkT\mu_p}{\tau_p} \right)^{1/2} \quad (26)$$

lub też korzystając z zależności  $D = \mu kT/q = \frac{L^2}{\tau}$  można uzależnić od współczynnika dyfuzji  $D$  i drogi dyfuzji  $L$ .  $A$  oznacza powierzchnię złącza.

Zależność natężenia prądu ciemnego  $I$  oraz całkowitego prądu przy oświetlonej fotodiodzie  $I_c$  od napięcia przedstawiono schematycznie na rys. 3. Punkt  $A$  odpowiada napięciu sygnału na zaciskach rozwartych fotodiody, punkt  $B$  odpowiada prądowi zwarcia, a punkt  $C$  napięciu sygnału przy zasilaniu wstecznym fotodiody. Dla małych napięć można przyjąć zależność liniową między prądem całkowitym i napięciem

$$I_c = -I_f + R^{-1}V. \quad (27)$$

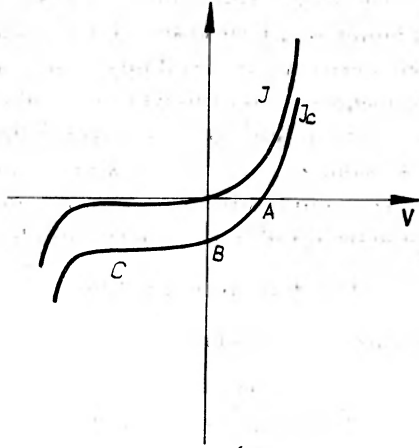
Natężenie fotoprądu  $I_f$  można uzależnić od ilości fotonów padających w ciągu sekundy na detektor lub od mocy promieniowania  $P_\lambda$  padającego na detektor  $I_f = q\eta P_\lambda \lambda/hc$ . Sygnał napięcia na zaciskach fotodiody w stanie bezprądowym (punkt  $A$  na rys. 3) jest równy

$$V_s = RI_f = q\eta P_\lambda \lambda R/hc, \quad (28)$$

a czułość fotodiody wynosi

$$\mathcal{R}_\lambda = \frac{V_s}{P_\lambda} = q\eta\lambda R/hc. \quad (29)$$

Z zależności tej można obliczyć wydajność kwantową, jeśli zmierzone zostaną pozostałe wielkości. Widać również, że dla uzyskania dużej czułości potrzebny jest duży opór różniczkowy.



Rys. 3. Zależność natężenia prądu płynącego przez fotodiode nieoświetloną  $I$  oraz oświetloną  $I$  od przyłożonego napięcia

Opór różniczkowy diody można otrzymać podstawiając wzór (26) do (25). Jeśli przyjąć, że prąd płynący przez złącze pochodzi głównie od elektronów dostających się do obszaru  $p$  na odległość  $L_n$  w czasie  $\tau$  (po czasie  $\tau$  następuje rekombinacja nośników mniejszościowych), to opór złącza będzie wynosił

$$R = \frac{\tau}{AL_n n_p} \frac{kT}{q}. \quad (30)$$

Dużą wartość oporu można uzyskać, jeśli koncentracja elektronów  $n_p$  w obszarze  $p$  jest mała, tj. gdy obszar  $p$  jest dosyć silnie domieszkowany. W praktyce domieszkuje się obszary  $p$ - $n$  tak, aby uzyskać maksymalną koncentrację nośników większościowych, przy którym mechanizmem przewodzenia jest wstrzykiwanie nośników mniejszościowych. Przy dalszym wzroście koncentracji może nastąpić efekt tunelowy i zmniejszenie oporności złącza. Zbyt duże domieszkowanie może prowadzić do zmniejszenia czasu życia nośników mniejszościowych, a tym samym i czułości fotodiody.

Aby oszacować możliwości detekcyjne fotodiody należy uwzględnić szumy generowane przez fotodiode. Napięcie szumów można zapisać następującym wzorem

$$V_N^2 = 2q(I + 2I_0 + I_b + I_f)R^2\Delta f, \quad (31)$$

gdzie  $I$  jest prądem płynącym przez złącze,  $I_0$  — prąd nasycenia,  $I_b$  — prąd generowany przez tła,  $I_f$  — prąd generowany przez źródło sygnału.

Detekcyjność jest złożoną funkcją szumów pochodzących z różnych źródeł. W szczególnym przypadku, gdy fotodioda pracuje w punkcie rozwarcia ( $I = 0$ ) oraz gdy prąd tła i sygnału można pominąć w stosunku do prądu ciemnego, to źródłem szumów pozostaną szумы termiczne wyrażone wzorem (5). Korzystając ze wzorów (5), (29), (25) oraz (10) detekcyjność fotodiody można zapisać w następującej formie

$$D_{\lambda}^* = \frac{q^{1/2} \eta \lambda}{2hc} \left( \frac{A}{I_0} \right)^{1/2}. \quad (32)$$

W przypadku, gdy fotodioda pracuje przy wstecznym napięciu zasilającym (punkt C na rys. 3), to detekcyjność jej jest większa o czynnik  $\sqrt{2}$ .

Jeśli szумы promieniowania tła przeważają nad szumami termicznymi, to detekcyjność będzie równa

$$D_{\lambda}^* = \frac{\eta \lambda}{\sqrt{2} hc \eta_{\text{tła}} J_b}, \quad (33)$$

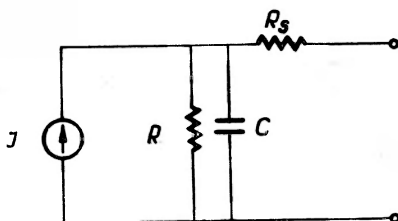
gdzie  $J_b$  jest ilością fotonów tła padających na jednostkę powierzchni w jednostce czasu.

Zarówno czułość, jak i detekcyjność zależy od wydajności kwantowej  $\eta$ . Zwiększenie wydajności kwantowej fotodiody można uzyskać przez: a) zmniejszenie strat promieniowania wskutek odbicia od powierzchni czołowej, b) zmniejszenie szybkości rekombinacji powierzchniowej, c) odpowiednią konstrukcję i usytuowanie złącza. Jakkolwiek optymalne rozmiary zależą od sposobu obciążenia fotodiody, to jednak ogólne wymagania sprowadzają się do warunków: głębokość złącza powinna być dużo mniejsza od drogi dyfuzji dziur, oraz grubość obszaru  $p$  powinna być dużo większa od drogi dyfuzji elektronów.

Stała czasowa fotodiody może być ograniczona skończonym czasem życia nośników albo parametrami obwodu RC. Elektrony wytworzone np. w obszarze  $n$  dyfundują do złącza w pewnym przedziale czasu, który można nazwać czasem dyfuzji nośników, a następnie poruszają się jako nośniki mniejszościowe do momentu, gdy ulegną rekombinacji. Stała czasowa fotodiody zależy również od wyboru punktu pracy. Większa jest dla obwodu otwartego, aniżeli dla obwodu zwartego i z zasilaniem wstecznym. Zasilanie wsteczne ma dodatkową zaletę, gdyż pozwala zwiększyć potencjał bariery, a tym samym zmniejszyć pojemność i stałą czasową obwodu. Aby stwierdzić, jaki mechanizm jest odpowiedzialny za stałą czasową, konieczne jest niezależne wykonanie pomiarów stałej czasowej w obwodzie zwartym, obwodzie rozwartym oraz pomiaru pojemności i oporności równoległej i szeregowy diody.

Charakterystykę częstotliwościową fotodiody można opisać posługując się elementami skupionymi obwodu równoważnego przedstawionego na rys. 4, gdzie  $R$ ,  $R_s$  oznaczają opór bocznikujący i szeregowy fotodiody,  $C$  — pojemność

diody, a  $I$  jest generatorem prądowym. Stała czasowa fotodiody bez uwzględnienia oporu obciążenia ( $R_L = 0$ ) jest równa  $R_s C(1 + R_s/R)^{-1} \cong R_s C$ . Przybliżenie oparte jest na założeniu, że  $R_s/R \ll 1$ , co z reguły jest spełnione. Jeżeli pominąć opór szeregowy, a uwzględnić opór obciążenia, to stała czasowa będzie



Rys. 4. Obwód zastępczy fotodiody

wyrażać się analogicznym wzorem  $R_L C(1 + R_L/R)^{-1}$ . W przypadku, gdy o stałej czasowej detektora decyduje stała czasowa obwodu, to może być rzeczą pożądaną odstępnie od warunku dopasowania oporności obciążenia do oporności detektora i przez zmniejszenie oporności obciążenia (nie mniej niż  $0,1 R$ ) uzyskuje się większe pasmo przenoszenia częstotliwości kosztem zmniejszenia czułości i wykrywalności.

### Detektor fotoelektromagnetyczny

Detektor fotoelektromagnetyczny składa się z cienkiej płytki wykonanej z półprzewodnika samoistnego umieszczonej w polu magnetycznym, przy czym linie sił pola magnetycznego są styczne do powierzchni, na którą pada promieniowanie podczerwone. Padające fotony wytwarzają pary elektron-dziura, które są rozdzielane w polu magnetycznym. Między płaszczyznami stycznymi zarówno do padającego promieniowania, jak i pola magnetycznego powstaje sygnał napięcia tak długo, jak długo jest absorbowane promieniowanie. Takie detektory wykonane z materiałów o dużej ruchliwości nośników jak InSb, InAs,  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  są czułe do  $7 \mu m$  i nie wymagają chłodzenia. Charakteryzują się również bardzo małą stałą czasową. Są one jednak rzadko stosowane głównie z powodu mniejszej wykrywalności w porównaniu z detektorami fotoprzewodzącymi i fotowoltaicznymi chłodzonymi do  $77^\circ K$ .

### Detektory z kryształów mieszanych

Metoda otrzymywania kryształów mieszanych omawiana jest w artykule W. Giriata w niniejszym zeszycie (str. 329) oraz m.in. w *Postęпах Fizyki* [2].

Detektory podczerwieni wykonane z kryształów mieszanych mają szereg zalet w porównaniu z detektorami wykonanymi z półprzewodnika dwuskładni-

kowego samoistnego oraz półprzewodnika domieszkowanego, a ponadto istnieją wyraźne potencjalne możliwości dalszego ich rozwoju.

1. Detektory z kryształów mieszanych, a szczególnie detektory fotowoltaiczne, posiadają bardzo szerokie pasmo przenoszenia częstotliwości.

2. Są jedynymi detektorami fotonowymi pracującymi w temperaturze 77°K czułymi na promieniowanie o długości fali 10-15  $\mu\text{m}$ .

3. Zależnie od składu molowego można uzyskać detektor czuły na dowolną pożądaną długość fali, a tym samym można pokryć pasmo, które dotychczas było pokrywane przez detektory z różnych materiałów.

4. Nie ma istotnych przeszkód w celu wytworzenia jednego detektora o przerwie energetycznej zmieniającej się w sposób ciągły w kierunku prostopadłym do kierunku propagacji fali. Dzięki temu można znacznie zwiększyć zakres widmowy czułości detektora.

5. Można wytworzyć detektor zarówno fotoprzewodzący, jak i fotowoltaiczny o przerwie energetycznej zmieniającej się w sposób ciągły w kierunku propagacji fali (*graded gap*). W takim elemencie absorpcja promieniowania i fotoczułość dla różnych długości fal będzie zachodzić na różnych głębokościach [3].

6. Nie ma istotnych przeszkód w celu wytworzenia mozaiki detektorów.

7. W przeciwieństwie do detektorów germanowych domieszkowanych można uzyskać z kryształów mieszanych detektory zarówno fotoprzewodzące, jak i fotowoltaiczne i fotoelektromagnetyczne.

8. Kryształy mieszane posiadają duży współczynnik absorpcji. W związku z tym rozmiary detektora z kryształów mieszanych są znacznie mniejsze od detektora germanowego domieszkowanego. Tym samym nie ma potrzeby stosowania specjalnych zabiegów zwiększających absorpcję promieniowania.

9. Uzyskanie kontaktów omowych jest sprawą prostszą aniżeli w detektorach germanowych.

10. W detektorach o małej przerwie energetycznej zakres widmowy można zmieniać przez zmianę temperatury detektora.

11. Teoretyczna analiza temperaturowej zależności detekcyjności detektorów fotoprzewodzących wykonanych z  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  oraz  $\text{Ge} : \text{Hg}$  wskazuje [4], że przy danym poziomie detekcyjności warunek BLIP dla detektorów samoistnych można uzyskać w wyższej temperaturze w porównaniu z detektorami domieszkowymi.

### Technologia detektorów $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Parametry detektora fotoprzewodzącego zależą przede wszystkim od stanu doskonałości kryształu, dlatego też niepożądane są wszelkiego typu domieszki i defekty krystaliczne. Otrzymany kryształ poddaje się wygrzewaniu w próżni względnie w parach rtęci w celu otrzymania materiału samoistnego bliskiego przejścia z przewodnictwa typu *n* do *p* o małej koncentracji nośników. Jest rzeczą pożądaną, aby koncentracja elektronów pochodzących od domieszek

była mniejsza od  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Cięcie kryształu można przeprowadzić metodą elektrolityczną względnie przy pomocy piły drutowej. W wyniku szlifowania, polerowania i trawienia można uzyskać próbki o pożądanym rozmiarach i nie zawierające deformacji wywołanych obróbką mechaniczną. Po przyklejeniu do podłoża np. żywicą epoksydową i dokonaniu ostatecznych zabiegów trawienia otrzymuje się próbki o grubości około 10-30  $\mu\text{m}$  w zależności od wartości współczynnika absorpcji materiału. Wartość powierzchni czynnej detektora wynosi najczęściej od 0,1  $\text{mm}^2$  do 1  $\text{mm}^2$ . Elektrody ze złota lub indu można wykonać drogą naparowania próżniowego. Przewody z cienkiego drutu ze złota mocuje się do elektrod metodą termokompresji. Próbka wraz z podłożem i przewodami jest umieszczona w obudowie próżnioszczelnej o pożądanej temperaturze pracy najczęściej w kriostacie azotowym. Na okna kriostatu w zależności od zakresu podczerwieni, na który jest czuły detektor, stosuje się takie materiały jak: Irtan 2 (transmisja do 14  $\mu\text{m}$ ), Irtan 4 (20  $\mu\text{m}$ ), KRS-5 (40  $\mu\text{m}$ ),  $\text{BaF}_2$  (11,5  $\mu\text{m}$ ), german i krzem z warstwą przeciwodblaskową. Warstwa przeciwodblaskowa również może być nałożona na materiał  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  w celu zwiększenia wydajności kwantowej. German z warstwą przeciwodblaskową ochłodzony do temperatury 77° K może być wykorzystany jako filtr optyczny eliminujący w dużym stopniu szumy tła. Również z tego powodu ogranicza się pole widzenia detektora do wartości 30°-60°.

Materiał fotoprzewodzący  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  jest również odpowiednim materiałem na wykonanie mozaiki detektorów złożonej z kilku względnie kilkunastu małych elementów znajdujących się od siebie w odległości rzędu 10  $\mu\text{m}$ . Mocowanie doprowadzeń elektrycznych do elementów można wykonać metodą termokompresji względnie metodą mikrospawania do naparowanej w próżni warstwy indu.

Podstawową cechą detektora fotowoltaicznego jest złącze  $p$ - $n$  utworzone w materiale samoistnym przez zmianę stechiometrii. Odstępstwo od stechiometrii uzyskuje się przez dyfuzję par rtęci do materiału typu  $p$  dając w efekcie warstwę typu  $n$ . Dyfuzja rtęci w odpowiedniej temperaturze kompensuje akceptory już istniejące i dostarcza nadmiar donorów. Natomiast odprowadzenie atomów rtęci z kryształu prowadzi do wytworzenia wakansów, które działają jak akceptory. Metoda ta jest stosowana w Pracowni Związków Półprzewodnikowych IF PAN do otrzymywania detektora fotowoltaicznego czułego na promieniowanie z lasera  $\text{CO}_2$ . Verie i Ayas [5] podali metodę wytwarzania złącza przez dyfuzję par rtęci do materiału typu  $p$  o koncentracji  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Po wytworzeniu złącza, grubość płytki zmniejszono do około 100  $\mu\text{m}$ , a następnie zmniejszono grubość obszaru  $p$  przez trawienie. Powierzchnia typu  $n$  była przylutowana indem do zimnego palca kriostatu. Kontakt elektryczny do obszaru  $p$  otrzymany został przez przylutowanie drutu o średnicy 20  $\mu\text{m}$  do małej części powierzchni pokrytej elektrolitycznie złotem. Podobnie jak i fotoprzewodnik, fotodiodę umieszcza się w kriostacie azotowym. Fotodiodon bardzo szybkim, pracującym w szerokim pasmie częstotliwości stawia się dodatkowe wymagania. Powierzchnia fotoczuła musi

być bardzo mała w granicach 0,04 do 0,1 mm<sup>2</sup>. Fotodiodeę umieszczoną w oprawce diody mikrofalowej łączy się z przepustem w kriostacie miniaturową 50-omową linią współosiową.

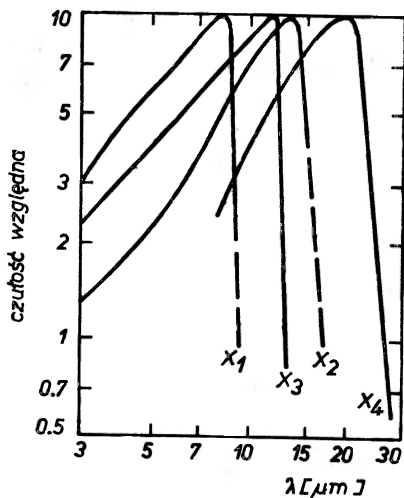
Przeprowadzono również szereg badań nad wzrostem warstw epitaksjalnych Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te i zastosowaniem ich jako detektory podczerwieni. Wydaje się, że najbardziej zasługuje na uwagę metoda izotermiczna wzrostu warstw opracowana przez Tuftego i Stelzera [6]. W ampulce kwarcowej umieszczona jest płytka monokrystaliczna CdTe jako podłoże oraz w pewnej odległości HgTe w postaci płytki lub proszku jako źródło. Przy temperaturze rzędu 550-600°C materiał źródła paruje, przemieszcza się w postaci par i osadza na podłożu. Przyczyną izotermicznego osadzenia się HgTe na CdTe jest różnica w potencjałach chemicznych tych związków. Równocześnie następuje proces dyfuzji HgTe z powierzchni do wewnątrz CdTe. Szybkość, grubość i profil warstwy epitaksjalnej można zmieniać przez dobór warunków eksperymentalnych. Wykonane detektory fotoprzewodzące z warstw epitaksjalnych dla składu powierzchniowego  $x = 0,25$  i  $x = 0,195$  charakteryzują się gorszymi parametrami w porównaniu z detektorami monokrystalicznymi. Główną przyczyną obniżającą jakość detektora jest niejednorodność warstwy wzdłuż drogi dyfuzji.

### Charakterystyki detektorów Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te

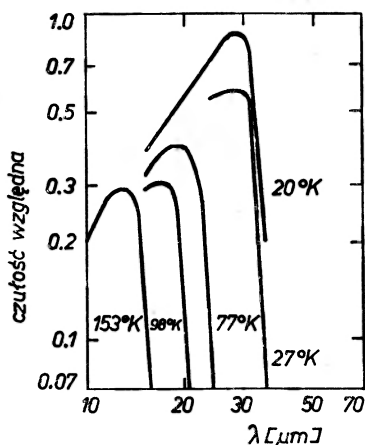
Wyprodukowane dotychczas detektory z kryształów mieszanych Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te są czułe w bardzo szerokim zakresie podczerwieni od 30 μm [7] do 1 μm [8] [9]. Produkowane są detektory fotoprzewodzące, fotowoltaiczne i fotoelektromagnetyczne pracujące w temperaturze od pokojowej do temperatur helowych. Najwięcej prac dotyczy jednak detektorów fotoprzewodzących i fotowoltaicznych czułych w obszarze 8-14 μm i pracujących w temperaturze 77°K [10] do [18]. Wartości parametrów detektorów pochodzących od różnych producentów mogą się różnić między sobą więcej niż o rząd wielkości, zależnie od technologii i przeznaczenia detektora.

Detektory fotoprzewodzące charakteryzują się stosunkowo dużą czułością i detekcyjnością. Typowa wartość czułości spektralnej jest równa 10<sup>2</sup>-10<sup>3</sup> V/W, chociaż spotyka się wartości od kilku V/W do 25 000 V/W [11]. Detektory o dużej czułości charakteryzują się stosunkowo dużą stałą czasową powyżej 1 μs. Zgodnie ze wzorem (21) czułość widmowa jest w przybliżeniu proporcjonalna do długości fali aż do wartości granicznej. Maksimum czułości spektralnej w określonej temperaturze zależy wyłącznie od składu molowego kryształu. Typowe zależności względnej czułości widmowej w funkcji długości fali jakie można spotkać w kilku pracach pokazano na rys. 5 [1]. Wykresy te odzwierciedlają fakt, że z materiału Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te można wykonać detektory czułe przy różnych długościach fal. Przy ustalonym składzie molowym przez zmianę temperatury można zmieniać zarówno wartość czułości, jak i graniczną

długość fali, przy czym szczególnie duże zmiany obserwuje się dla kryształów o małej przerwie energetycznej. Zależność czułości od długości fali w różnych temperaturach przedstawiona jest na rys. 6 [1]. Dominującym rodzajem szumów



Rys. 5. Zależność względnej czułości detektora  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  od długości fali dla różnych składów molowych



Rys. 6. Zależność czułości względnej detektora  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  od długości fali w różnych temperaturach

przy niskich częstotliwościach jest szum prądowy. Przy wyższych częstotliwościach (powyżej 1 kHz) dominującym rodzajem szumów może być szum prądowy, szum g-r, lub szum prądowy, a następnie g-r zależnie od stopnia opanowania technologii detektorów. Typowe wartości znormalizowanej detekcyjności widmowej mieszczą się w granicach  $10^{-9}$ - $10^{10}$   $\text{cm Hz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ . Maksymalna wartość detekcyjności detektora fotoprzewodzącego o polu widzenia



60 deg. z chłodzonym filtrem krzemowym pokrytym warstwą ZnS o maksymalnej transmisji w pobliżu  $10 \mu\text{m}$  wynosi  $9 \cdot 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}\text{W}^{-1}$  [11] i jest praktycznie równa wykrywalności detektora idealnego, tj. spełniającego warunek BLIP. Stała czasowa detektora wynosi kilkaset nanosekund i jest z reguły ograniczona czasem życia nośników większościowych. Wartości oporów detektora chociaż można spotkać od kilku ohmów [7] do ponad tysiąc ohmów [10], to jednak jako typową wartość można przyjąć 20-200  $\Omega$ .

Detektory fotowoltaiczne w porównaniu z detektorami fotoprzewodzącymi charakteryzują się nieco mniejszą czułością i detekcyjnością oraz znacznie większą szybkością reakcji. Typowa wartość czułości wynosi 100 V/W. Oszacowana wartość napięcia szumów  $2,5 \cdot 10^{-10} \text{ V}$  jest niższa aniżeli szumy układu pomiarowego. Tym też należy tłumaczyć fakt, że dotychczas nie ukazały się żadne pomiary widma szumów detektora. Detekcyjność układu pomiarowego zależy nie tylko od samego detektora, ale i od jakości układu elektronicznego, a głównie od transformatora dopasowującego i przedwzmacniacza. Stała czasowa detektorów fotowoltaicznych jest dużo mniejsza od detektorów fotoprzewodzących. Przytoczone dotychczas wartości wynoszą: poniżej 50 ns [5], poniżej 3 ns [16], poniżej 0,1 ns [18]. Czas życia nośników mniejszościowych jest bardzo krótki rzędu  $10^{-10} \text{ s}$ . Stała czasowa detektora ograniczona jest z reguły wartością RC obwodu, którą można zmieniać technologią dyfuzji, wartością napięcia zasilania wstecznego i oporem obciążenia. Najmniejsze stałe czasowe można uzyskać przy dużym zasilającym napięciu wstecznym wynoszącym około 1,5 V i bardzo małej powierzchni, przykładowo  $0,04 \text{ mm}^2$ . Typowe parametry diody szybkiej wynoszą [18]: pojemność złącza 8 pF, opór szeregowy 4-10  $\Omega$ , opór bocznikujący rzędu  $10^3 \Omega$ . Wydajność kwantowa dobrych diod jest równa 10-30%.

Detektory fotowoltaiczne wytwarzane w Pracowni Związków Półprzewodnikowych Instytutu Fizyki PAN w Warszawie z materiału  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  charakteryzują się bardzo korzystnymi parametrami detekcyjnymi. W temperaturze 77°K czułość detektorów wynosi 40 V/W przy maksimum czułości równym  $10,6 \mu\text{m}$ . Detekcyjność widmowa jest równa  $9 \cdot 10^9 \text{ cm Hz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ , a stała czasowa jest mniejsza od 70 ns. Opór różniczkowy diody wynosi około 20  $\Omega$  [15].

### Charakterystyki detektorów $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

Detektory fotoprzewodzące i fotowoltaiczne wykonane z  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  są czułe w dużym zakresie podczerwieni. Długość fali, przy której obserwuje się maksimum czułości, zależna jest od składu molowego. Z reguły detektory wykonywane są z monokryształów otrzymanych metodą Bridgmana, a następnie poddanych obróbce termicznej [19]. Z powodzeniem uzyskano również monokryształy metodą Czochralskiego [20], warstwy epitaksjalnej z fazy gazowej w rurze zamkniętej [19] oraz warstwy epitaksjalnej w rurze otwartej metodą transportu fazy gazowej [21].

Detektory fotowoltaiczne wykonywane są techniką dyfuzji. W płycie o przewodnictwie typu  $p$  i koncentracji  $10^{17}$ - $8 \times 10^{17}$  przez zmianę stochiometrii uzyskuje się warstwę powierzchniową typu  $n$  o grubości  $10 \mu\text{m}$  [22] [23]. Maksimum czułości widmowej dla długości fali  $10 \mu\text{m}$  w temperaturze  $77^\circ\text{K}$  uzyskuje się dla składu  $x = 0,15$ . Wartość maksymalnej czułości widmowej jest stosunkowo mała i wynosi  $1$ - $10 \text{ V/W}$ .

Detekcyjność detektorów najczęściej mieści się w granicach  $10^9$ - $8 \times 10^9 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ . Stałe czasowe wyznaczone z szybkości narastania i opadania impulsu są w granicach  $10$ - $100 \text{ ns}$  [24] [25]. Ograniczenie wartości pochodzi zarówno od czasu życia nośników mniejszościowych, jak i RC obwodu.

Detektory fotoprzewodzące wytworzone z kryształów mieszanych metodą Bridgmana są czułe w temperaturze  $77^\circ\text{K}$  do  $15 \mu\text{m}$ , a w temperaturze  $4,2^\circ\text{K}$  do  $20 \mu\text{m}$ . W próbkach wyżarzonych koncentracja nośników w temperaturze  $77^\circ\text{K}$  wynosi  $2 \times 10^{15}$ - $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  i jest zarówno typu  $p$  jak i  $n$ . Dla składu  $x = 0,17$  i w temperaturze  $77^\circ\text{K}$  pik czułości wypada w pobliżu  $10,6 \mu\text{m}$ , a dla  $x = 20$  w pobliżu  $14 \mu\text{m}$ .

Stałe czasowe detektorów fotoprzewodzących są bardzo małe rzędu  $15 \text{ ns}$ , mierzone w temperaturze  $77^\circ\text{K}$ . Są więc wyraźnie mniejsze od stałych czasowych detektorów fotoprzewodzących z  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  i porównywalne ze stałymi czasowymi detektora fotowoltaicznego  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ . W temperaturze  $4,2^\circ\text{K}$  stałe czasowe są większe o dwa rzędy wielkości. Grubość detektorów wynosi  $30$ - $50 \mu\text{m}$ , powierzchnia od jednego do kilku  $\text{mm}^2$ , a opór detektora w temperaturze  $77^\circ\text{K}$  w granicach  $30$ - $50 \Omega$ . Czułość detektora w temperaturze  $77^\circ\text{K}$  jest mała i nie przekracza  $1 \text{ V/W}$ , natomiast w temperaturze  $4,2^\circ\text{K}$  czułość wzrasta o dwa rzędy wielkości.

Mała czułość detektora rzutuje na jego detekcyjność, która wynosi  $10^8 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ , a więc jest około  $15$  razy gorsza od detekcyjności detektora fotowoltaicznego wykonanego z tego samego materiału. Głównym źródłem szumów są szумы termiczne jedynie przy niskich częstotliwościach można było zaobserwować nieduże szумы prądowe. Należy spodziewać się, że udoskonalenie technologii w kierunku zmniejszenia koncentracji nośników powinno przyczynić się do zwiększenia wykrywalności detektorów oraz czasu życia nośników.

### Charakterystyki detektorów $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$

Monokryształy  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$  zastosowane do budowy detektorów podczerwieni uzyskuje się metodą Bridgmana [19] [23] [26]-[27]. Najniższa koncentracja nośników swobodnych — elektronów względnie dziur w temperaturze  $77^\circ\text{K}$ , jaką zdołano uzyskać dla  $x = 0,06$ , jest stosunkowo wysoka i wynosi  $10^{16}$ - $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Dlatego też na detektory fotoprzewodzące materiał ten jest raczej nieprzydatny. Detektory fotowoltaiczne otrzymano przez dyfuzyjne wytworzenie warstwy typu  $n$  o grubości  $10 \mu\text{m}$  na podłożu typu  $p$  o koncentracji  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Szerokość przerwy energetycznej, a tym samym i długość fali, przy której obserwuje się maksimum czułości można zmieniać w szerokim zakresie podczerwieni od  $4 \mu\text{m}$  (dla  $x = 0$ , PbSe) do kilkudziesięciu mikrometrów w temperaturze helowej przez zmianę składu molowego. Maksimum czułości wynoszące około  $1 \text{ V/W}$  przy fali o długości  $10,6 \mu\text{m}$  otrzymano dla składu  $x = 0,064$ . Mała czułość detektora wiąże się z małą wartością oporu wynoszącą około  $1 \Omega$  zarówno przy prądzie zerowym, jak i przy zasilaniu wstecznym. Zaobserwowano, że zarówno opór, jak i czułość była niższa przy  $12^\circ \text{K}$ , aniżeli przy  $77^\circ \text{K}$ . Detekcyjność detektora  $3 \times 10^9 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$  jest porównywalna z innymi detektorami, a wydajność kwantowa  $0,15$  jest raczej mała. Przy powierzchni fotoczułej  $1 \text{ mm}^2$  stała  $RC = 1,5 \times 1100 \text{ pF} = 1,6 \text{ ns}$  jest mniejsza aniżeli zmierzona stała czasowa wynosząca  $20 \text{ ns}$ . Należy więc przyjąć, że ograniczenie stałej czasowej wywołane jest efektywnym czasem życia nośników mniejszościowych.

### Detektory z InSb

Detektory fotoprzewodzące i fotowoltaiczne wykonane z InSb w zakresie  $4\text{-}5 \mu\text{m}$  charakteryzują się bardzo dobrymi parametrami detekcyjnymi. Mogą pracować w różnych temperaturach od temperatury pokojowej począwszy, jednak w  $77^\circ \text{K}$  charakteryzują się największą czułością widmową  $10^5 \text{ V/W}$  oraz detekcyjnością powyżej  $4 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ . W dużym zakresie częstotliwości, detekcyjność ograniczona jest jedynie szumami tła. Stała czasowa jest równa  $5 \mu\text{s}$  dla detektorów fotoprzewodzących i kilka razy mniejsza dla detektorów fotowoltaicznych.

### Detektory niesamoistne

Przez domieszkowanie germanu, krzemu czy arsenku galu można uzyskać półprzewodnik niesamoistny w dostatecznie niskich temperaturach. Niska temperatura jest konieczna dlatego, aby domieszki nie były zjonizowane termicznie, lecz pod wpływem promieniowania o dostatecznej energii fotonów. Z dotychczas produkowanych detektorów i pracujących w temperaturze  $77^\circ \text{K}$  na uwagę zasługuje jedynie german domieszkowany złotem, posiadający maksimum czułości przy  $6 \mu\text{m}$ . Pozostałe detektory domieszkowane wymagają chłodzenia do znacznie niższych temperatur. German domieszkowany rtęcią jest czuły w temperaturze poniżej  $35^\circ \text{K}$ , a domieszkowany miedzią w temperaturze poniżej  $20^\circ \text{K}$ . Ponieważ współczynnik absorpcji germanu domieszkowanego jest na ogół mały, rzędu  $1\text{-}10 \text{ cm}^{-1}$ , dlatego też długość germanu w kierunku propagacji fali jest stosunkowo duża i wynosi kilka milimetrów. Maksimum czułości widmowej i długofalowa granica czułości występuje dla Ge : Hg przy  $11 \mu\text{m}$  i  $14 \mu\text{m}$ , a dla Ge : Cu przy  $23 \mu\text{m}$  i  $27 \mu\text{m}$ . Detekcyjności tych detekto-

rów są w przybliżeniu jednakowe i wynoszą około  $2 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ . Stałe czasowe detektorów wynoszą: poniżej 10 ns, jeśli ograniczenie pochodzi od czasu życia nośników lub poniżej 300 ns, jeśli ograniczenie pochodzi od RC obwodu. Jeżeli od detektora wymagane jest szerokie pasmo przenoszenia sygnału, to w celu zmniejszenia czasu życia dziur w germanie domieszkowanym złotem, rtęcią czy miedzią wprowadza się kompensacje domieszek anty-

Tablica I

| Material                             | FP<br>FV | Temp.<br>pracy | Szczytowa<br>długość<br>fali | Zakres<br>czułości | Oporność              | Czułość        | Detekcyjność                         | Stała<br>czasowa    | Litera-<br>tura     |
|--------------------------------------|----------|----------------|------------------------------|--------------------|-----------------------|----------------|--------------------------------------|---------------------|---------------------|
|                                      |          | °K             | μm                           | μm                 | Ω                     | V/W            | $\frac{\text{cmHz}^{1/2}}{\text{W}}$ | ns                  |                     |
| 1                                    | 2        | 3              | 4                            | 5                  | 6                     | 7              | 8                                    | 9                   | 10                  |
| PbS                                  | FP       | 295            | 2,5                          | 0,6- 3             | $(0,5-2) \times 10^6$ | $10^5$         | 5-10                                 | $(1-4) \times 10^5$ | [48]                |
| InAs                                 | FV       | 295            | 3,5                          | 1 - 3,6            | 10-20                 | 0,3            | 0,3-0,7                              | $10^8$              | [24]                |
| InAs                                 | FV       | 77             | 3,1                          | 1 - 3,4            | $(0,1-1) \times 10^6$ | $5 \cdot 10^3$ | 20-40                                | $10^3$              | [24]                |
| InSb                                 | FP       | 77             | 5,3                          | 1,5- 5,5           | $3 \cdot 10^4$        | $10^5$         | 5                                    | $5 \cdot 10^3$      | [48]                |
| InSb                                 | FV       | 77             | 5,1                          | 1,5- 5,4           | $(0,1-5) \times 10^4$ | $3 \cdot 10^3$ | 0,6-2                                | $10^3$              | [48], [24]          |
| Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te | FV       | 295            | 1,45                         | 1 - 1,6            | $< 10^4$              | 500            | 1                                    | $3 \cdot 10^8$      | [8]                 |
| Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te | FP       | 77             | 11                           | 6 - 12             | 20-200                | $10^2-10^3$    | 0,1-1                                | 500                 | [1], [10]-<br>-[14] |
| Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te | FV       | 77             | 11                           | 6 - 12             | $10^2-10^3$           | $10^2$         | 0,1-1                                | $< 50$              | [5], [15]-<br>[18]  |
| Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te | FP       | 77             | 11                           | 7 - 12             | 30-50                 | 1              | 0,01                                 | 15                  | [23]                |
| Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te | FV       | 77             | 11                           | 7 - 12             | 10                    | 1-50           | 0,1-0,8                              | 10-100              | [21]-[27]           |
| Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Se | FV       | 77             | 11                           | 7 - 12             | 1                     | 1              | 0,3                                  | 20                  | [23]                |
| Ge : Au                              | FP       | 77             | 6                            | 3 - 9              | $(5-50) \times 10^4$  | $10^4$         | 0,2-1                                | 30-500              | [48]                |
| Ge : Hg                              | FP       | 4,2            | 11                           | 4 - 14             | $(1-4) \times 10^4$   | $10^4-10^5$    | 1-2                                  | 1-30                | [16], [48]          |
| Ge : Cu                              | FP       | 4,2            | 23                           | 6 - 27             | $2 \times 10^4$       | $10^4-10^5$    | 1-4                                  | 1-10                | [16], [28],<br>[48] |

2 — FP — detektor fotoprzewodzący, FV — detektor fotowoltaiczny,

5 — długość fal, przy których detekcyjność przewyższa 0,2 detekcyjności szczytowej,

6 — dla FV opór różniczkowy,

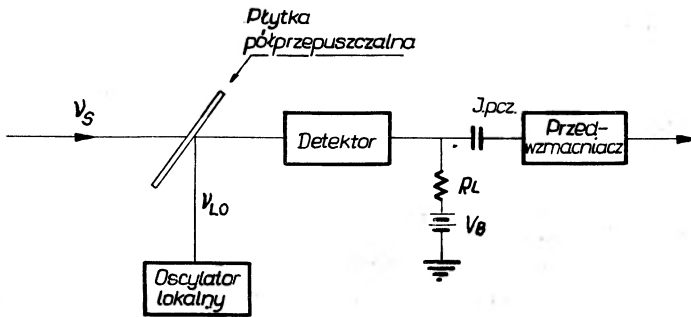
7 — czułość przy szczytowej długości fali.

monem, który daje domieszki donorowe. Skrócenie czasu życia zależy od koncentracji atomów antymonu. Stała czasowa germanu domieszkowanego miedzią z kompensacją antymonem wynosi 0,2 ns [28] i jest najmniejszą stałą czasową detektorów fotoprzewodzących. Wartość powyższą praktycznie można uzyskać tylko w układzie homodynowym czy heterodynowym.

## Detekcja heterodynowa

Postęp w technice laserowej, a w szczególności lasera  $\text{CO}_2$ , stabilnego źródła promieniowania o dużej mocy i pojedynczej częstotliwości przyczynił się do rozwoju badań, realizacji i zastosowań detektora heterodynowego w obszarze średniej podczerwieni. Stosując detekcję heterodynową uzyskuje się zasadniczy wzrost czułości odbiornika w porównaniu z detekcją bezpośrednią w takich zastosowaniach, jak komunikacja na podczerwień czy radar. Oprócz tego przy detekcji heterodynowej uzyskuje się informacje nie tylko o zmianach amplitudy, ale również częstotliwości i fazy. Ponieważ najmniejsza moc, jaką można wykryć, jest ograniczona szumami fotonowymi, które są proporcjonalne do częstotliwości, dlatego też większe potencjalne możliwości i zainteresowania dotyczą dłuższych fal promieniowania podczerwonego. Obecnie zdecydowana większość prac dotyczy promieniowania z lasera  $\text{CO}_2$  ( $10,6 \mu\text{m}$ ) oraz detektora z kryształów mieszanych i germanu domieszkowanego.

Załóżmy, że dwie fale elektromagnetyczne o tym samym kierunku propagacji i tej samej polaryzacji padają na detektor (rys. 7). Koherentny sygnał



Rys. 7. Schemat układu heterodynowego

optyczny o mocy  $P_s$  i częstotliwości  $\nu_s$  jest mieszany w detektorze z promieniowaniem pochodzącym z lasera-oscylatora lokalnego o mocy  $P_{LO}$  i częstotliwości  $\nu_{LO}$ . Przy założeniu, że  $P_{LO} \gg P_s$  średnia wartość prądu o częstotliwości różnicowej jest równa [28]

$$I_{pcz} = \frac{G\eta q}{h\nu_s} \sqrt{2P_{LO}P_s} \quad (34)$$

gdzie  $\eta$  jest wydajnością kwantową, a  $G$  zyskiem przemiany.

W odróżnieniu od detekcji bezpośredniej sygnał napięcia (prądu) o częstotliwości pośredniej jest proporcjonalny do pierwiastka z mocy sygnału. Głównym źródłem szumów w układzie heterodynowym są szумы generacji rekombinacji indukowane przez promieniowanie z oscylatora lokalnego oraz szумы termiczne związane z oporem detektora i przedwzmacniacza. Najmniejsza moc sygnału,

jąką można wykryć przy stosunku sygnału do szumu równym jedności i w pasmie częstotliwości  $\Delta f$ , jest równa

$$\text{NEP} = \frac{2h\nu_s \Delta f}{\eta} + \frac{k(T_d + T_A) \Delta f}{G} \quad (35)$$

gdzie  $T_d$  oznacza temperaturę detektora, a  $T_A$  — efektywną temperaturę przedwzmacniacza. Gdy mieszaczem jest fotodioda o zasilaniu wstecznym, wartość pierwszego członu jest dwa razy mniejsza. Idealny detektor heterodynowy ( $T_d = T_A = 0$ ) pozwala wykryć w pasmie częstotliwości 1 Hz i przy wydajności kwantowej  $\eta = 1$  moc sygnału  $2h\nu_s = 1,87 \cdot 10^{-20}$  W Hz<sup>-1</sup> przy 10,6  $\mu\text{m}$ . Wielkością, która bardzo istotnie wpływa na minimalną wartość wykrywanej mocy, jest zysk przemiany zdefiniowany jako stosunek mocy sygnału o częstotliwości pośredniej przy dopasowanym przedwzmacniaczu do mocy sygnału  $P_s$ . Zysk przemiany jest dany równaniem

$$G = \frac{\eta q V_B}{2h\nu_s} \left( \frac{\tau}{T_r} \right) \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{V_B^2}{2R_m P_{\text{LO}}} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (36)$$

gdzie  $\tau$ ,  $T_r$  jest czasem życia i czasem przejścia nośników prądu przez fotoprzewodnik,  $R_m$  oznacza opór mieszacza na zaciskach wyjściowych, a  $V^B$  — napięcie zasilające.

Analiza zysku przemiany oraz mocy równoważnej szumom pozwala określić kryteria, jakie powinien spełniać układ heterodynowy. Układ heterodynowy w takim sensie, w jakim jest stosowany przy częstotliwościach radiowych i mikrofalowych, jest znacznie trudniejszy do zrealizowania w zakresie podczerwieni, dlatego też w warunkach laboratoryjnych w zasadzie stosowany jest układ homodynowy.

Eksperymentalnie wyznaczone wartości NEP przy  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  z detektorem Ge : Cu oraz z detektorem fotowoltaicznym  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$  [29] w pasmie częstotliwości 65 kHz są równe  $1,6 \cdot 10^{-14}$  W, co odpowiada w pasmie 1 Hz  $2,5 \cdot 10^{-19}$  W. Wyznaczona w pasmie 1 MHz NEP z detektorem fotoprzewodzącym  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  [30] była równa  $7 \cdot 10^{-14}$  W, co odpowiada  $7 \cdot 10^{-20}$  W w pasmie 1 Hz. Z detektorem fotowoltaicznym  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  w pasmie przełączonym na 1 Hz uzyskane wartości NEP wynoszą  $2,2 \cdot 10^{-19}$  W [31] i  $8 \cdot 10^{-20}$  [18].

Jak widać, dotychczasowe możliwości wykrywania minimalnych sygnałów są bliskie teoretycznej granicy  $1,87 \cdot 10^{-20}$ . Równocześnie układ charakteryzuje się bardzo szerokim pasmem przenoszenia częstotliwości dochodzącym do 1 GHz [18] [28].

### Detektor o zasilaniu mikrofalowym

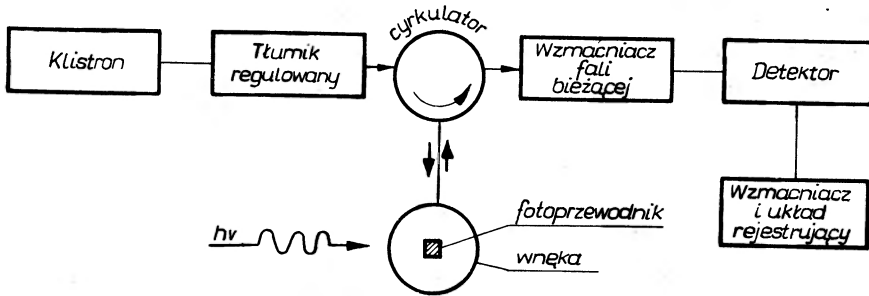
Mały kryształ z materiału fotoprzewodzącego umieszczony w polu elektrycznym wnęki mikrofalowej zmienia swoje przewodnictwo elektryczne wskutek zaabsorbowanej energii promieniowania podczerwonego. Zmiana przewodnictwa

kontroluje sygnał mocy mikrofalowej, który po detekcji może być rejestrowany w konwencjonalny sposób.

Przeprowadzona analiza pracy układu oraz pomiary doświadczalne przez różnych autorów [32]-[37] wskazują, że detektor o zasilaniu mikrofalowym ma pewne zalety w porównaniu z detektorem zasilanym prądem stałym. Kryształ fotoprzewodzący nie zawiera elektrod i jest sprzężony pojemnościowo z wnęką. W materiałach samoistnych nośniki mniejszościowe nie są wymiatane przez pole elektryczne do elektrod, lecz wielokrotnie oscylują aż do aktu rekombinacji, zwiększając tym samym zysk fotoprądu o wartości  $\tau_0/\tau$  [34], gdzie  $\tau_0$  jest czasem życia foto-par w półprzewodniku bezpułapkowym, a  $\tau$  jest stałą czasową związaną z czasem życia nośników większościowych. Eliminacja kontaktów posiada następujące zalety: a) można stosować wysokie pola mikrofalowe bez obawy wstrzykiwania ładunku przestrzennego, który ogranicza wartość iloczynu zysk  $\times$  szerokość pasma do wartości równej odwrotności czasu relaksacji (17), b) eliminuje szumy kontaktowe.

Dla fotoprzewodnika domieszkowego wysokooporowego wykorzystuje się transformacyjne działanie wnęki mikrofalowej dopasowującej oporność fotoprzewodnika do małej impedancji szerokopasmowego obwodu wejściowego niskiej częstotliwości.

Typowy układ mikrofalowy złożony z generatora mikrofal, cyrkulatora i wnęki typu odbiciowego oraz układu detekcyjnego przedstawiony jest schematycznie na rys. 8.



Rys. 8. Schemat mikrofalowego detektora podczerwieni

Moc mikrofalowa z klustronu refleksowego względnie z generatora półprzewodnikowego o małym poziomie szumów regulowana tłumikiem dochodzi poprzez cyrkulator do wnęki mikrofalowej. Zmiana przewodnictwa próbki fotoprzewodzącej zmienia dobroć wnęki, w wyniku czego następuje zmiana mocy odbitej, która poprzez cyrkulator dochodzi do układu detekcyjnego. Układ detekcyjny może być zrealizowany w różnych wariantach zależnie od posiadanego oprzyrządowania, np.:

a) wzmacniacz mikrofal, detektor kwadratowy, wzmacniacz niskiej częstotliwości,

- b) detekcja homodynowa,
- c) detekcja heterodynowa.

Ponieważ moc sygnału mikrofalowego jest proporcjonalna do mocy zasilającej, dlatego też przy określonej mocy dysponowanej generatorem fotoprzewodnik powinien znajdować się w polu o maksymalnym natężeniu. Miarą wykorzystania wnęki jest stosunek maksymalnej wartości natężenia pola elektrycznego do pierwiastka z mocy mikrofalowej. Stosunek ten dla wnęki  $E_{010}$  wynosi  $1,1 \cdot 10^5$  [33], a dla wnęki cylindrycznej z denkami w kształcie stożków skierowanych do środka  $2 \cdot 10^6$  ( $\text{V m}^{-1} \text{W}^{-1/2}$ ) [32]. Parametry detekcyjne fotoprzewodnika wraz z układem zasilanym polem mikrofalowym mogą być różne, w zależności od tego czy celem jest otrzymanie dużego zysku, czy też dużej szerokości pasma przeniesienia sygnału. Dla germanu domieszkowanego rtęcią w temperaturze  $4,2^\circ \text{K}$  Sun i Walsh [36] uzyskali następujące wartości parametrów. Czulość detektora wynosiła  $9,3 \cdot 10^3 \text{ VW}^{-1}$  przy częstotliwości modulacji  $1 \text{ kHz}$ , a stała czasowa  $7 \text{ ns}$  przy mocy optycznej  $1 \mu\text{W}$ .

Dla częstotliwości modulacji powyżej  $1,5 \text{ MHz}$  głównym źródłem szumów był wzmacniacz o współczynniku szumów  $8,5 \text{ dB}$ . Moc równoważna szumom i detekcyjność przy  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ,  $f_m = 1,5 \text{ MHz}$ ,  $\Delta f = 1 \text{ Hz}$  wynosiły odpowiednio  $2,5 \cdot 10^{-13} \text{ WHz}^{-1/2}$  i  $4,5 \cdot 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{W}^{-1}$ . Również dla germanu domieszkowanego rtęcią w temperaturze  $4,2^\circ \text{K}$ , Crouch i Walker [37] kosztem zmniejszenia szerokości pasma uzyskali  $400$  razy większą wartość zysku fotoprądu. Czulość przy  $570 \text{ Hz}$  wynosiła  $8,9 \cdot 10^5 \text{ VW}^{-1}$ , a stała czasowa  $400 \text{ ns}$ . Detekcyjność znormalizowana przy długości fali  $10,6 \mu\text{m}$ , częstotliwości  $1 \text{ kHz}$  i polu widzenia  $14,2^\circ$  wynosiła  $1,6 \cdot 10^{11} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{W}^{-1}$ . Jak można zauważyć, detekcyjność detektora o dużym zysku osiąga wartość BLIP, tj. ograniczona jest jedynie szumami tła.

### Detektor piroelektryczny

Pewna grupa kryształów charakteryzuje się spontaniczną polaryzacją elektryczną przy zmianach temperatury. W stałej temperaturze nie obserwuje się zewnętrznego pola elektrycznego wskutek przyciągania rozproszonych ładunków atmosferycznych i wychwytywania ich na powierzchni aż do zneutralizowania pola polaryzacji. Związany ładunek powierzchniowy jest stabilny i nie zmienia się przy szybkich zmianach temperatury. Natomiast zmiany temperatury powodują zmiany spontanicznej polaryzacji, które można mierzyć doświadczalnie. Bardzo ważną wielkością charakteryzującą materiały piroelektryczne jest współczynnik piroelektryczny mechanicznie swobodnego kryształu [38]

$$p = \frac{\partial P_e}{\partial T} \quad (37)$$

określony jako stosunek zmiany polaryzacji elektrycznej  $P_e$  do zmiany tempe-



ratury. Dla TGS (siarczan trójglicyny), materiału najczęściej stosowanego do budowy detektorów,  $p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ C cm}^{-2} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$ .

Promieniowanie podczerwone zaabsorbowane przez detektor piroelektryczny powoduje wzrost temperatury materiału, a tym samym zmianę ładunku powierzchniowego. Przy modulowanym promieniowaniu zmiana ładunku w czasie jest równoważna generacji prądu zmiennego przez element o częstotliwości równej częstotliwości modulacji. Niech moc promieniowania padającego na detektor wynosi  $P = P_0 + P_\omega \exp j\omega t$ , a zaabsorbowanego przez detektor  $\eta P$ . Rozwiązaniem równania bilansu mocy [39]

$$\eta P = H \frac{d\Theta}{dt} + G\Theta \quad (38)$$

jest równanie opisujące oscylacje temperatury detektora, przy czym amplituda oscylacji jest równa

$$\Theta_\omega = \frac{\eta P_\omega}{G(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}}, \quad (39)$$

gdzie  $H$  jest pojemnością cieplną detektora,  $G$  — przewodnictwem cieplnym,  $\tau_T = H/G$  termiczną stałą czasową,  $H \frac{d\Theta}{dt}$  reprezentuje wzrost energii cieplnej w jednostce czasu, a  $G\Theta$  — straty ciepłe wywołane głównie promieniowaniem detektora. Detektor zachowuje się więc jak generator prądowy  $I_s = \omega p A \Theta_\omega$  lub jako źródło napięcia  $V_s = I_s Z$ , gdzie  $Z$  jest impedancją otrzymaną z równoległego połączenia oporności i pojemności detektora i obciążenia, a  $A$  jest powierzchnią detektora. Czułość detektora piroelektrycznego jest równa

$$\mathcal{R} = \frac{V_s}{P_\omega} = \frac{\omega \eta p A R}{G/1 + \omega^2 \tau_T^2)^{1/2} (1 + \omega^2 \tau_E^2)^{1/2}}, \quad (40)$$

przy czym elektryczna stała czasowa  $\tau_E$  jest równa iloczynowi całkowitego oporu  $R$  i całkowitej pojemności układu. Dużą czułość można uzyskać stosując materiały o dużym współczynniku piroelektrycznym oraz o dużej oporności.

Przy opracowaniu konstrukcyjnym detektora piroelektrycznego należy brać pod uwagę parametry zarówno elektryczne, jak i termiczne stosowanych materiałów.

Materiał stosowany jest w postaci cienkiej płytki monokrystalicznej o powierzchni około  $1 \text{ mm}^2$  i grubości  $10\text{-}30 \text{ }\mu\text{m}$  i osi piroelektrycznej prostopadłej do powierzchni. Na obydwie powierzchnie nałożone są elektrody metalowe w postaci cienkiej warstwy napyłanej w próżni, przy czym elektroda czołowa jest półprzezroczysta.

• Z uwagi na bardzo duży opór detektora rzędu  $10^{10} \text{ }\Omega$  bezpośrednio na wyjściu znajduje się tranzystor polowy dopasowujący impedancje do przedwzmacniacza.

Parametry detektora piroelektrycznego są znacznie lepsze, aniżeli detektorów termicznych pracujących w temperaturze pokojowej [24], [40]-[43].

Detektor piroelektryczny nie wymaga chłodzenia, a optymalną temperaturą pracy jest temperatura pokojowa. Czulość spektralna jest praktycznie stała od ultrafioletu do obszaru mikrofal [41]. Czynnikiem ograniczającym zakres spektralny jest z reguły okno zabezpieczające detektor przed wpływami atmosferycznymi. Czulość globalna jest znacznie większa od czulości detektorów termicznych i wynosi: 2400 V/W przy 15 Hz i 400 V/W przy 90 Hz. Można zaobserwować duże rozrzuty w stałych czasowych dotychczas produkowanych detektorów. Jako bardziej typową można przyjąć wartość 50  $\mu$ s. Detekcyjność dla źródła o temperaturze 500°K wynosi 10<sup>8</sup> do 10<sup>9</sup> W<sup>-1</sup> cm Hz<sup>1/2</sup> przy częstotliwości 1 kHz.

Przy pracy impulsowej lasera detektor może mierzyć energię impulsu. Wielkość mocy impulsu może dochodzić do 1 kW.

Bardzo interesujące parametry detektora uzyskano stosując materiał Sr<sub>1-x</sub>Ba<sub>x</sub>Nb<sub>2</sub>O<sub>6</sub> dla  $x = 0,33$  charakteryzujący się dużym współczynnikiem piroelektrycznym  $11 \cdot 10^{-8}$  C cm<sup>-2</sup> °K<sup>-1</sup> [49]. Detektor pracuje w temperaturze pokojowej, nie wymaga zabezpieczenia przed wpływami atmosferycznymi i pozwala wykryć pojedyncze impulsy lasera CO<sub>2</sub> o czasie wzrastania mniejszym od 30 ns. Korzystne są również uzyskane wartości czulości 10<sup>4</sup> V/W i mocy równoważnej szumom  $4 \cdot 10^{-9}$  W cm<sup>-9</sup> Hz<sup>-1/2</sup>.

### Detektor oparty o unoszenie ładunków fotonami

Do detekcji promieniowania o dużej mocy wykorzystany został efekt unoszenia ładunków fotonami (*photon drag effect*) [44]-[47]. Wskutek oddziaływania fotonów z elektronami swobodnymi w półprzewodniku następuje wymiana energii oraz pędu. Dodatkowy pęd uzyskany przez elektrony powinien prowadzić do uporządkowania ruchu nośników prądu względem siatki krystalicznej w kierunku rozchodzenia się fali. Wskutek tego można oczekiwać pojawienia się napięcia na zaciskach otwartych (lub przepływu prądu zwarcia przy zwartych zaciskach) między powierzchnią czołową i tylną próbki półprzewodnikowej. Jeżeli nośnikami prądu są swobodne dziury, to tylna powierzchnia półprzewodnika w kształcie pręta powinna mieć potencjał dodatni w stosunku do czołowej, na którą pada promieniowanie. Taką biegunowość napięcia można przyjąć za dodatnią.

Klasycznie efekt unoszenia można opisać jako efekt ciśnienia promieniowania na swobodne nośniki.

Okazuje się jednak, że opis klasyczny jest nieodpowiedni, ponieważ wielkość napięcia jest znacznie mniejsza niż przewiduje teoria klasyczna, a ponadto w określonej temperaturze znak napięcia ulega zmianie.

Przeprowadzone dotychczas pomiary eksperymentalne dotyczyły pręta germanowego typu *p* o przekroju około 1 mm<sup>2</sup> i długości kilka centymetrów. Próbkę były oświetlone modulowanym promieniowaniem z lasera CO<sub>2</sub> o mocy około 2 kW [46] i powyżej 200 kW [45]. Wykonane zostały pomiary sygnału napięcia obwodu otwartego w funkcji temperatury z koncentracją jako para-

metrem. Czulość malała od maksymalnej wartości ( $1 \mu\text{V/W}$ ) przy temperaturze pokojowej do zera przy temperaturze około  $160^\circ\text{K}$ , a następnie zmieniał się znak napięcia. Zarówno czulość, jak i temperatura przejścia zależne są od koncentracji nośników. Największą czulość uzyskano dla najmniejszej koncentracji wynoszącej  $2,9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Przeprowadzone pomiary prądu zwarcia [46] pozwoliły stwierdzić, że a) przy obniżaniu temperatury sygnał malał, a następnie zmieniał znak, wzrastając więcej niż 16 razy przy temperaturze ciekłego azotu w porównaniu z temperaturą pokojową, b) zależność prądu zwarcia od koncentracji dziur w temperaturze  $77^\circ\text{K}$  i od natężenia promieniowania była liniowa.

Proponowane przez autorów [45] [46] wyjaśnienie zjawiska opiera się na modelu pasmowym germanu dla lekkich i ciężkich dziur w pasmie walencyjnym. Absorpcja promieniowania o długości  $10,6 \mu\text{m}$  ( $0,117 \text{ eV}$ ) prowadzi do przejścia dziury między pasmem dziur lekkich i ciężkich. Niejednakowe czasy relaksacji dziur ciężkich i lekkich oraz niejednakowe prawdopodobieństwo przejść optycznych dla dziur o pędzie  $hk$  i  $-hk$  prowadzą do wypadkowej gęstości prądu różnej od zera.

Wspomniany efekt unoszenia ładunków można wykorzystać do detekcji promieniowania o dużej mocy. Czulość takiego detektora jest bardzo mała rzędu  $10^{-6} \text{ V/W}$ . Charakteryzuje się on jednak ekstremalnie szybką reakcją. W przypadku materiałów typu  $n$ , gdzie pęd i energia przekazywane są swobodnym elektronom, stała czasowa będzie ograniczona czasem relaksacji, który wyznaczony z ruchliwości nośników powinien wynosić około  $10^{-13} \text{ s}$  [47]. W materiałach typu  $p$  z uwzględnieniem przejść wewnątrz pasm czas relaksacji nadal będzie mały rzędu  $10^{-12} \text{ s}$ . Efektywne ograniczenie stałej czasowej pochodzić będzie więc nie od materiału, lecz od stałej RC obwodu. Efekt ten jest również interesujący z tego względu, że może być zastosowany do detekcji promieniowania o bardzo dużej długości fali bez konieczności chłodzenia detektora. Przewiduje się, że oprócz przytoczonego już germanu typu  $p$  dobrym materiałem może się okazać: InSb typu  $p$  chłodzony, Te typu  $p$  oraz InAs. Materiały typu  $p$  są lepszymi absorbentami promieniowania. W próbie germanowej typu  $n$  sygnał prądu był 200 razy mniejszy niż w próbie typu  $p$  o tej samej koncentracji. Natomiast przy bardzo dużej długości fali ( $\omega\tau \lesssim 1$ ) absorpcja w materiałach typu  $n$  powinna być lepsza niż w typu  $p$ .

Autor dziękuje doc. W. Gariatowi za propozycje podjęcia tematu oraz cenne uwagi udzielane przy opracowywaniu tego artykułu.

#### Literatura

- [1] D. Long, J. L. Schmit, *Semiconductors and Semimetals*, vol. 5, Ed. R. K. Willardson Academic Press 1970.
- [2] W. Gariat, *Postępy Fizyki*, **21**, 591 (1970).
- [3] Y. Marfaing, J. Chevallier, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-18**, 465 (1971).
- [4] D. Long, *Infrared Phys.*, **7**, 121 (1967).

- [5] C. Verie, J. Ayas, *Appl. Phys. Letters*, **10**, 241 (1967).
- [6] O. N. Tufte, E. L. Stelzer, *J. Appl. Phys.*, **40**, 4559 (1969).
- [7] W. Saur, *Infrared Phys.*, **8**, 255 (1968).
- [8] A. N. Kohn, J. J. Schlickman, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-16**, 885 (1969).
- [9] J. Piotrowski, *Biuletyn WAT*, **20**, 25 (1971).
- [10] P. W. Kruse, *Appl. Optics*, **4**, 687 (1965).
- [11] B. E. Bartlett *i in.*, *Infrared Phys.*, **9**, 35 (1969).
- [12] E. L. Stelzer, J. J. Schmitt, O. N. Tufte, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-16**, 880 (1969).
- [13] M. Rodot, *IEEE Quantum Electr.*, **QE-2**, 586 (1966).
- [14] J. L. Schmit, *Infrared Physics*, **8**, 247 (1968).
- [15] W. Gariat, Informacja prywatna.
- [16] H. Melchior, M. B. Fisher, F. R. Arams, *Proc. IEEE*, **58**, 1466 (1970).
- [17] M. Rodot, C. Verie, Y. Marfaing, J. Besson, H. Lebloch, *IEEE J. Quantum Elec.*, **QE-2**, 586 (1966).
- [18] C. Verie, M. Sireix, *Konferencja IEEE/OSA*, Waszyngton 1971.
- [19] A. R. Calawa, T. C. Harman, M. Finn, P. Youtz, *Trans. AIME*, **242**, 374 (1968).
- [20] J. W. Wagner, R. K. Willardson, *Trans. AIME*, **242**, 366 (1968).
- [21] W. Rolls, R. Lee, R. J. Eddington, *Solid State Electronics*, **13**, 75 (1970).
- [22] I. Melngailis, T. C. Harman, *Appl. Phys. Letters*, **13**, 180 (1968).
- [23] I. Melngailis, T. C. Harman, *Semiconductors and Semimetals*, vol. 5, Ed. R. K. Willardson, Academic Press 1970.
- [24] *Barners Engineering Co.*, USA, Prospekt firmowy 1970.
- [25] *Raytheon*, USA, Prospekt firmowy 1971.
- [26] J. F. Butler, A. R. Calawa, I. Melngailis, T. C. Harman, J. O. Dimmock, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **12**, 384 (1967).
- [27] I. Melngailis, *J. de Physique 29 colloque C4*, Supl. 11-12, C4-84-94 (1968).
- [28] F. R. Arams, E. W. Sard, B. J. Peyton, F. P. Pace, *IEEE Jour. Quantum Electronics* **QE-3**, 484 (1967).
- [29] M. C. Teich, *Proc. IEEE*, **56**, 37 (1968).
- [30] A. Mocker, *Applied Optics*, **8**, 677 (1969).
- [31] B. Peyton, E. Sard, R. Lange, F. R. Arams, *Proc. IEEE*, **58**, 10 (1970).
- [32] H. S. Sommers, E. K. Gatchell, *Proc. IEEE*, **54**, 1553 (1966).
- [33] H. Pykacz, *Mikrofalowy detektor podczerwieni*, Praca doktorska 1965.
- [34] D. V. Eddolls, H. C. Wright, *Brit. J. Appl. Phys.*, **1**, 1449 (1968).
- [35] H. Pykacz, *Arch. Elektrotechniki*, **17**, 853 (1968).
- [36] Cheng Sun, T. E. Walsh, *Proc. IEEE*, **58**, 1732 (1970).
- [37] J. N. Crouch, B. J. Walker, *Infrared Phys.*, **11**, 129 (1971).
- [38] T. Krajewski, *Zagadnienia fizyki dielektryków*, W-wa 1970.
- [39] E. H. Putley, *Semiconductors and Semimetals* (poz. [1]).
- [40] F. Schwarz, R. R. Poole, *Appl. Optics*, **9**, 1940 (1970).
- [41] W. J. Sarjeant, Z. Kucerosky, D. Rumbold, E. Brannen, *Rev. Sci. Instrum.*, **41**, 1890 (1970).
- [42] A. Glass, *J. Appl. Phys.*, **40**, 4699 (1969).
- [43] M. Kimmitt, J. Ludlow, E. Putley, *Proc. IEEE*, **56**, 1250 (1968).
- [44] A. F. Gibson, M. F. Kimmitt, A. C. Walker, *Appl. Phys. Letters*, **17**, 75 (1970).
- [45] A. F. Gibson, A. C. Walker, *J. Phys. C*, **4**, 2209 (1971).
- [46] A. M. Daniszewskij, A. A. Kastalskij, S. M. Rywkin, I. D. Jaroszeckij, *Žurn. Eksper. Teor. Fiz.*, **58**, 544 (1970).
- [47] T. S. Moss, *Phys. Statis Solidi (a)*, **8**, 223 (1971).
- [48] P. W. Kruse, *Semiconductors and Semimetals* (poz. [1]) oraz *Elements of Infrared Technology*, John Wiley 1962.
- [49] A. M. Glass, *Appl. Phys. Letters*, **13**, 147 (1968).

*Ryszard Jeżykowski, Tadeusz Persak*

Institut Elektroniki Kwantowej WAT  
Warszawa

## Niektóre zastosowania detektorów promieniowania podczerwonego zakresu 5-30 $\mu\text{m}$

Some Applications of the Infrared Detectors in a Range 5-30  $\mu\text{m}$

*Abstract:* The applications of the infrared detectors in many fields of science and technology are described. The examples of different practical applications of the infrared detectors are also described.

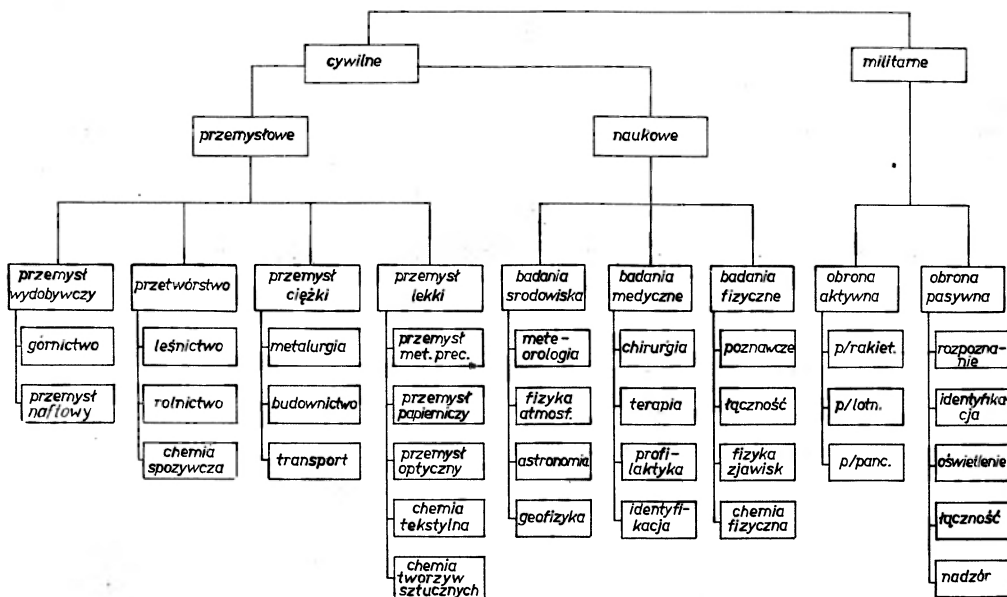
### Wstęp

Celem niniejszej pracy jest dokonanie ogólnego przeglądu zastosowań detektorów promieniowania podczerwonego zakresu 5-30  $\mu\text{m}$  w różnych dziedzinach nauki i techniki. Aktualnie trudno byłoby znaleźć taką dziedzinę nauki czy gospodarki, w której nie mają bądź nie mogłyby mieć zastosowania urządzenia podczerwone.

W zależności od dziedziny zastosowań parametry techniczne konstruowanych urządzeń będą oczywiście różne, dlatego też i wymagania stawiane detektorom będą zależały nie tylko od dziedziny zastosowań, ale od konkretnego przeznaczenia elementu detekcyjnego. Niemniej, każdy detektor winien być tak zaprojektowany, aby właściwie spełniał swe funkcje w układzie, tzn.:  
— zapewniał wykrywanie granicznych długości fal przez układ,  
— umożliwiał właściwą częstotliwość pomiarów,  
— gwarantował pożądaną szybkość reakcji,  
— uczestniczył w funkcjonalnym działaniu układu.

Ze względu na specyficzne warunki detekcji zakresu podczerwieni [8, 10], a także wysokie wymagania technologiczne konstrukcja elementów detekcyjnych jest zagadnieniem stosunkowo trudnym. Posiadanie odpowiednich detektorów podczerwieni jest warunkiem koniecznym dla konstrukcji urządzeń podczerwonych stosowanych w różnych dziedzinach.

Pokazany na rys. 1 podział obszarów zastosowań jest podziałem umownym. Za kryterium przyjęto możliwość wykorzystania podczerwieni dla potrzeb gospodarki narodowej. Stosując inne kryteria porównawcze można wyobrazić sobie klasyfikację tych obszarów w inny sposób.



Rys. 1. Obszary zastosowań detektorów promieniowania podczerwonego

Nie jest przedmiotem niniejszego opracowania szczegółowa analiza parametrów technicznych detektorów przy poszczególnych dziedzinach ich zastosowań. Ze względu na ograniczony zakres pracy omówione zostaną jedynie niektóre obszary wykorzystania podczerwieni z zakresu  $5 \div 30 \mu\text{m}$ .

## Zastosowania

**Zastosowania w przemyśle węglowym.** Spektrofotometry podczerwone pozwalają szybko i ekonomicznie określać zarówno skład chemiczny, jak i cechy charakterystyczne budowy różnych rodzajów węgla. Można również dokonywać identyfikacji minerałów, związków bitumicznych, węglowodorów w produktach spalania itp. Wykorzystywanie w tej dziedzinie metod podczerwonych umożliwia szybkie i jednoznaczne określenie obecności grup chemicznych w węglach i produktach węglopodobnych. Typowym przykładem spektrofotometru mającego zastosowanie w omawianej dziedzinie jest spektrofotometr firmy Perkin-Elmer model 137. Przyrząd ten składa się z odpowiedniego układu optycznego, detektora, źródła promieniowania oraz wzmacniacza. Źródłem promieniowania jest podgrzany do temperatury  $1200^{\circ}\text{C}$  pręt ceramiczny dający energię w za-

kresie od 2,5 do 15  $\mu\text{m}$ . W urządzeniu zastosowano detektor termoparowy o dużej czułości oraz małej stałej czasowej.

Detektory fotowoltaiczne HgCdTe mogą być wykorzystywane do rozpoznawania zasobów mineralnych. Rozpoznanie takie przeprowadzić można przy użyciu satelitów. W dziedzinie omawianej, wykorzystując dużą wrażliwość częstotliwości lasera na odległość luster stanowiących rezonator, można konstruować czujniki naprężeń bądź sejsmografy.

Zastosowania podczerwieni w przemyśle poligraficznym. W przemyśle poligraficznym podczerwień znajduje zastosowanie zarówno w jakościowej kontroli surowców, jak i w procesach przyspieszających przebieg cyklu drukarskiego. Celem maksymalnego skrócenia czasu wysychania papieru przepuszcza się go przez prasę w temperaturze zbliżonej do temperatury zapłonu. Proces ten kontrolowany jest przy użyciu radiometru podczerwonego. Radiometr wyposażony jest w lustrzany układ odbiciowy o dużym zysku optycznym. Zarówno mierzone promieniowanie podczerwone, jak i promieniowanie z wewnętrznego źródła wzorcowego, po zmodulowaniu, skupiane jest na elemencie światłoczułym. Skalowanie przyrządu przeprowadzane jest poprzez dobór odpowiedniej temperatury ze źródła wzorcowego, kompensującej promieniowanie mierzone. Ponadto, radiometry podczerwone znajdują tu zastosowanie w szybkiej i automatycznej kontroli pracy pośpieszonych pras drukarskich. W omawianej dziedzinie wykorzystywny jest zakres od 0,5  $\mu\text{m}$  do 30  $\mu\text{m}$ . Detektory tu stosowane winny się odznaczać: stosunkowo dużą czułością, szybkością działania oraz niezawodnością pracy w warunkach technicznych. Jako przykład w tej dziedzinie można wymienić fotowoltaiczny detektor Pb-Sn-Te serii A-500 wykonywany przez firmę Barnes.

Zastosowania podczerwieni w środkach komunikacji. Dla szybkiej lokalizacji punktów podwyższonej temperatury stosuje się podczerwone układy detekcyjne umieszczone wzdłuż tras komunikacyjnych. W skład urządzenia zabezpieczającego wchodzi: odpowiedni system optyczny, detektor promieniowania i wzmacniacz. Dla detekcji i szybkiego wykrycia ognia w cysternach kolejowych, a także zbiornikach samolotowych stosowane są detektory z siarczku ołowiu PbS, umieszczone bezpośrednio w zbiornikach. Po wykryciu ognia, wytworzony przez detektor sygnał elektryczny uruchamia system zabezpieczający. Typowy czas eksplozji zbiornika wynosi 3-8 ms. Natomiast czas uruchomienia zabezpieczająco-gaszącego systemu jest rzędu 1-3 ms (w zbiornikach samolotowych ok. 100  $\mu\text{s}$ ). Ponadto metody radiometryczne wykorzystuje się do pomiaru temperatury hamulców. Przy temperaturach rzędu 1000°C czas reakcji radiometru wynosi ok. 40  $\mu\text{s}$ . Przy użyciu mikroskopów radiometrycznych można wykrywać przyrosty temperatury rzędu ułamka stopnia między powierzchniami oddalonymi od siebie na odległość 25 mikronów nie zakłócając jednocześnie termicznych warunków pracy układu. Pozwala to na selekcję detali zgodnie z ich warunkami eksploatacyjnymi, a wykorzystywane jest m. in. do badania zespołów hamulcowych.

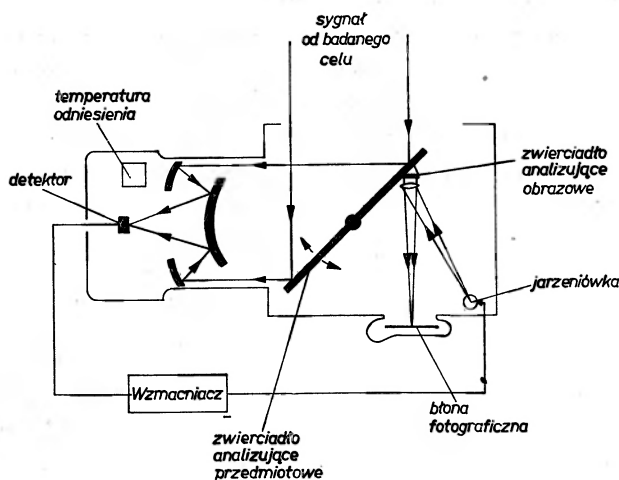
Zastosowania podczerwieni w automatyzacji przemysłowej. Współczesna technika wymaga stałej kontroli procesów technologicznych i produkcyjnych, dlatego też musi być prowadzona bieżąca analiza wyrobów oraz stała korekcja zmiennych parametrów. Znajdują tu zastosowania podczerwone analizatory procesów technologicznych jak również różnego rodzaju radiometry i pirometry o małej bezwładności pomiaru.

Przykładowo:

pirometr typu servotherm 1372 umożliwiające prowadzenie pomiarów kontrolnych i automatycznych w zakresie  $1 \div 12 \mu\text{m}$ ,

kamera na dalszą podczerwień firmy Barnes (rys. 2) pozwalająca wykrywać różnice temperatur  $0,02^\circ\text{C}$  w zakresie od  $76^\circ\text{C}$  do  $260^\circ\text{C}$ .

Użyty w kamerze detektor termistorowy pozwala uzyskać zakres czułości przekraczający długość fali równą  $25 \mu\text{m}$ . Istniejące stałe tendencje do coraz powszechniejszego wprowadzania automatyzacji prowadzą do powstawania nowych zastosowań metod podczerwonych w automatyzacji przemysłowej.



Rys. 2. Schemat kamery podczerwonej firmy Barnes

Układ różnicowo połączonych termopar chromel-konstantan pozwala, przykładowo, dokonywać stałej analizy składu chemicznego gazów używanych w hutnictwie dla wytwarzania, czasem bardzo krytycznej, atmosfery ochronnej [4, 14].

Wiązkę promieni podczerwonych, np. z molekularnego lasera  $\text{CO}_2$  można stosować do różnego rodzaju obróbek precyzyjnych jak: drażnienie otworów, frezowanie profili kształtowych, wykonywanie złączeń ceramika-metal, korekcja rezystorów, spawanie; kontrolując jednocześnie w sposób ciągły energią wyjściową źródła, co jest warunkiem koniecznym dla osiągnięcia pożądanych efektów. W dziedzinie tej można stosować detektory  $\text{Ge} : \text{Au}$  i  $\text{HgCdTe}$ . Dotychczas stosowano termopary. Ich stałe czasowe są rzędu  $0,1 \mu\text{s}$ , a minimalna



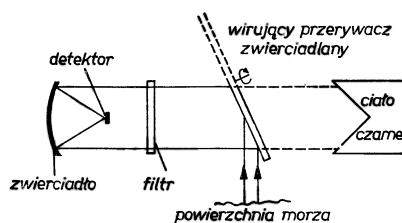
moc wykrywana wynosi około  $10^{-7}$  W/Hz<sup>1/2</sup>. W przemyśle elektrotechnicznym znajduje zastosowanie podczerwony mikroskop służący do pomiaru temperatur małych powierzchni. Pozwala on m. in. badać rozkład temperatury w tranzystorach i obwodach scalonych [31]. W mikroskopie zastosowano fotoprzewodzący detektor z antymonku indu typu RPY-51 pracujący w temperaturze ciekłego azotu. Element fotoczuły wykrywa promieniowanie w zakresie od 0,3  $\mu$ m do 5,6  $\mu$ m.

Zastosowania podczerwieni w badaniach środowiska życia człowieka. W związku ze stale zwiększającym się zagrożeniem naturalnego środowiska życia człowieka przez rozwijający się przemysł istnieje zapotrzebowanie na opracowanie szybkich i niezawodnych metod analizy zanieczyszczeń tego środowiska. Metody podczerwone pozwalają na szybkie, dokładne i ekonomiczne identyfikowanie oraz analizę ilościową ciał powodujących zanieczyszczenia atmosfery.

Stosując urządzenia analizujące na podczerwień można szybko rozpoznać: kwasy organiczne, tlenek węgla, siarkowodór, tlenki siarki, aldehydy występujące w dymach itp. Można wreszcie przeprowadzić rozpoznawanie składników popiołów powstających w spalaniu.

W roku 1970 jeden z amerykańskich ośrodków Defense Development and Engineering Laboratories przeprowadził badania absorpcji chmur pyłowych w zakresie od 7  $\mu$ m do 14  $\mu$ m. Jako element światłoczuły zastosowano german domieszowany rtęcią pracujący w temperaturze ciekłego helu. Detektor ten współpracował z spektrofotometrem typu IR-9 [15].

Detektory podczerwone znajdują również zastosowania jako zdalne wskaźniki temperatury. Prowadzone były próby określania temperatury morza i lądu z lecącego samolotu. W układzie pomiarowym następowało porównanie temperatury źródła mierzonego z promieniowaniem ciała o znanej temperaturze. Elementem modulującym był przerywacz odbiciowy. Detektor odbierał na przemian promieniowanie ze źródła i z wzorca (rys. 3). Badania te prowadzone



Rys. 3. Powietrzny termometr promienisty do mierzenia temperatury morza lub lądu; wg Richardsona i Wilkina

były w zakresie 10 do 12  $\mu$ m oraz 8 ÷ 14  $\mu$ m. Stosowano radiometr firmy Barnes typu PRT-5 [23]. Podobne układy pomiarowe stosowane są również do określania temperatury pieców.

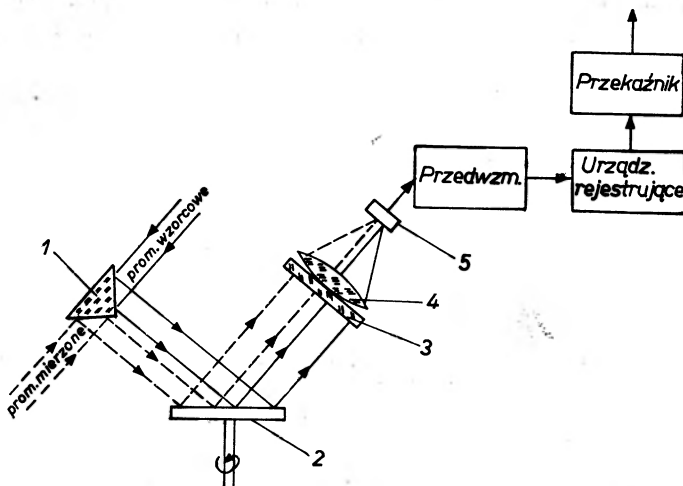
W roku 1971 ukazał się artykuł [30] omawiający możliwość usuwania mgły z pasów startowych przy użyciu molekularnego lasera CO<sub>2</sub>. Ze względu na olbrzymie straty powodowane przez mgłę, a wynoszące w roku 1971 70 mln dolarów, zaś przewidywane przez towarzystwa lotnicze na najbliższe dziesięciolecie 180 mln dolarów, istnieje znaczne zapotrzebowanie na rozwiązanie tego problemu. Laser do tego celu użyty winien dysponować mocą rzędu  $10^6 \div 10^7$  W. W badaniach laboratoryjnych nad powyższym zagadnieniem używane są detektory półprzewodnikowe na zakres  $10,6 \mu\text{m}$ .

Termonamierzanie podczerwone przy użyciu satelitów. Urządzenia satelitarne przeznaczone do termonamierzania wyposażone są w zespoły podczerwone określające kierunek do źródła oraz rodzaj promieniowania emitowanego przez źródło. Ogólnie urządzenia podczerwone w tej dziedzinie można podzielić na dwa rodzaje: radiometry i sztuczne horyzonty radiacyjne. Dla przykładu amerykański satelita „Tiros II” dokonywał obserwacji w następujących zakresach widma:

- a)  $6,3 \div 10 \mu\text{m}$ ; określanie wielkości emisji pary wodnej oraz temperatury w pobliżu środkowych warstw atmosfery,
- b)  $7,5 \div 12 \mu\text{m}$ ; określanie temperatury powierzchni Ziemi,
- c)  $7,5 \div 30 \mu\text{m}$ ; określenie położenia wybranych wielkich obiektów [9].

Promieniowanie emisji lub odbicia danego zakresu zapisywane było na taśmie magnetycznej i w odpowiednim czasie przekazywane na Ziemię.

Wielkość impulsu wyjściowego z detektora jest zależna nie tylko od natężenia promieniowania podczerwonego padającego na detektor, ale również od warunków pracy, przy czym czynnikiem decydującym jest tu temperatura pracy elementu światłoczułego. Satelitarne urządzenia radiometryczne pracują zwykle z tzw. bezwzględnym układem odniesienia. Schemat układu pomiarowego pokazano na rys. 4.



Rys. 4. Radiometr satelitarne z bezwzględnym układem odniesienia: 1 — przyzmat, 2 — krążek wirujący, 3 — filtr, 4 — soczewka skupiająca, 5 — detektor

W warunkach szczególnych można wykorzystać przestrzeń kosmiczną jako źródło odniesienia, wówczas radiometr musi mieć dwa okna wejściowe odpowiednio skierowane.

Aby można było w pełni skorzystać z danych określonych przez urządzenia radiometryczne, należy jeszcze zainstalować urządzenia, wg których można się zorientować w położeniu satelity, tzn. określić kierunek padania mierzonego promieniowania. Rolę tę spełniają tzw. horyzonty radiacyjne. Są one zdolne do wykrycia zmian wielkości promieniowania odebranego przy horyzoncie od Ziemi i przestrzeni kosmicznej.

Do pomiarów poziomu promieniowania tła kosmicznego zakresu dalekiej podczerwieni oraz zakresu submilimetrowego używane są specjalne teleskopy (umieszczone w rakietach) chłodzone ciekłym azotem bądź helem, okazuje się bowiem, że aktualnie poziom sygnałów tła kosmicznego nie jest znany w całym zakresie podczerwieni. Stosunkowo dobrze znany jest zakres  $1 \div 7,5 \mu\text{m}$ . Badania przy użyciu chłodzonych teleskopów prowadzone były w latach 1968-69 w Stanach Zjednoczonych (na zlecenie NASA). Do celów tych używano m. in. następujących detektorów: detektora Ge : Ga o zakresie całości do  $120 \mu\text{m}$ , lub detektora Ge : Cu, czulego do  $26 \mu\text{m}$  [22].

Medyczne i biologiczne zastosowania podczerwieni. W dziedzinie medycyny i biologii można wyróżnić następujące grupy zastosowań promieniowania podczerwonego:

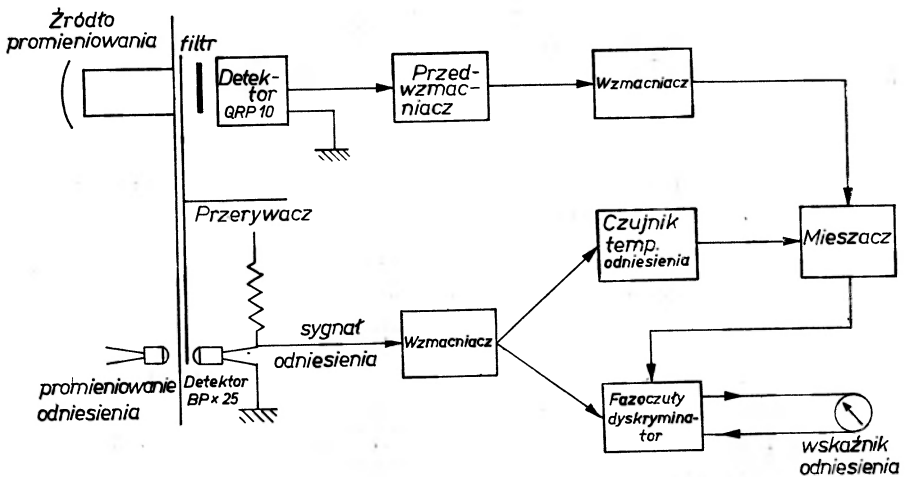
1. badania analityczne środków chemicznych stosowanych w medycynie,
2. badania krwi, surowic, bakterii i tkanek,
3. badanie substancji biologicznych spreparowanych po ekstrakcji w postaci mieszanin chemicznych,
4. terapia i zdalne pomiary temperatury,
5. chirurgia podczerwona.

Podczerwone widma absorpcji tkanek w zakresie  $2,5$  do  $7,5 \mu\text{m}$  są do siebie bardzo podobne, przy czym decyduje o tym zawartość protein. Natomiast dla fal dłuższych zakresu podczerwonego występują wyraźnie różnice widmowe. Analiza podczerwona jest obecnie dość szeroko stosowana w szpitalach i badaniach klinicznych. Wykorzystywana jest także w pracach badawczych nad nowotworami złośliwymi. Metody pomiaru widm absorpcji w podczerwieni stosowane są również do badania chorób uczuleniowych, artretyzmu reumatycznego, gruźlicy itp.

W pasmie  $1$  do  $20 \mu\text{m}$  bada się podczerwone widma tkanek, włókien mięśniowych, kryształów bakterii oraz innych mikropreparatów. Temperatura krwi jest równoważna źródłu podczerwieni dającemu maksimum promieniowania na fali o długości powyżej  $9 \mu\text{m}$ . Używane w tej dziedzinie przyrządy pomiarowe wyposażone są w filtry odcinające promieniowanie krótsze od  $1 \mu\text{m}$ , czuły element detekcyjny oraz wzmacniacz selektywny. Promieniowanie podczerwone nie ma zdolności oddziaływania chemicznego na substancje badane, efekt przez nie wywoływany w żywych tkankach polega w zasadzie na wydzielaniu pew-

nej ilości ciepła. Przenikając do tkanek na różną głębokość promieniowanie to zostaje pochłonięte przez tkanki powodując ich ogrzanie. Wzmaga to aktywność komórek, co przejawia się w zwiększonej wydajności biologicznej i fizjologicznej. W celach terapeutycznych można wykorzystywać np. wiązki laserowe zogniskowane w małe plamki do chirurgii siatekówek oraz do lokalnego usuwania tkanek złośliwych.

W oparciu o model ORP-10 detektora fotoprzewodzącego z antymonku indu, firma Mullard zbudowała radiometryczny miernik temperatury pokojowej. Miernik pracuje w zakresie widmowym od 0,4 do 7,5  $\mu\text{m}$  [25]. Schemat blokowy układu pomiarowego pokazany jest na rys. 5.



Rys. 5. Radiometryczny miernik temperatury pokojowej

Przerywanie promieniowania następuje z częstotliwością 600 Hz. Sygnał wyjściowy z detektora podawany jest na wzmacniacz szerokopasmowy i dalej po zmieszaniu z sygnałem odniesienia temperatury pokojowej przekazywany na fazoczuły dyskryminator, który wypracowuje sygnał użyteczny. Miernik może być wykorzystywany jako termometr kliniczny pozwalający na pomiar temperatur w zakresie 30-40°C.

### Spektroskopia podczerwona

Spektroskopia podczerwona jest obecnie najczęściej wykorzystywaną dziedziną promieniowania podczerwonego. Urządzenia stosowane w spektroskopii podczerwonej winny charakteryzować się następującymi właściwościami: odpowiednią, zwykle dość dużą czułością, wystarczająco szerokim pasmem przenoszenia, znaczną zdolnością rozdzielczą, odpowiednią szybkością działania, co pozwala osiągnąć znaczną prędkość pomiaru bez równoczesnej straty energii ze źródła.

Aktualnie stosowanych jest na świecie kilka tysięcy typów wysokiej jakości spektrometrów przyzmatycznych i siatkowych, pozwalających na szybki zapis widma podczerwonego badanych substancji. Niektóre z nich pokazano w tablicy I. Konstruowane w ostatnim dziesięcioleciu nowe typy detektorów, w stosunku do poprzednio używanych bolometrów czy termopar, są nie tylko „szybsze”, ale większość z nich ma znacznie wyższą czułość. Obok detektorów pracujących w temp. ciekłego helu czy azotu w spektroskopii coraz częściej znajdują zastosowanie detektory piroelektryczne, np.: detektor piroelektryczny serii KT-4000 produkowany przez firmę Laser Precision Corporation. Dane charakterystyczne tego typu detektorów przytoczone są w tablicach II i III. Oczywiście podane przykładowo parametry detektorów mogą się nieco różnić od danych z innych źródeł, uwarunkowane to jest w głównej mierze właściwościami materiału zastosowanego jako element światłoczuły. Wydaje się, że aktualnie nie można jeszcze jednoznacznie ocenić, jakie rodzaje detektorów znajdują powszechne zastosowanie w spektroskopii podczerwonej.

Wojskowe zastosowania promieniowania podczerwonego. Większość zastosowań techniki podczerwonej w tej dziedzinie posiada charakter tajny i dlatego omówione zostaną jedynie niektóre przykładowe rozwiązania.

Najogólniej rzecz ujmując, zastosowania promieniowania podczerwonego w technice wojskowej można zebrać w następujące grupy:

1. pelengacja cieplna polegająca na obserwacji promieniowania wysłanego przez obiekty,
2. łączność,
3. wykrywanie obiektów zamaskowanych,
4. fotografia podczerwona,
5. samonaprowadzanie pocisków,
6. blokada optyczna,
7. nocna obserwacja,
8. sygnalizacja obecności gazów bojowych.

W pelengacji cieplnej odbiornikiem promieniowania może być: bolometr, termoelement czy opornik fotoelektryczny. Zależnie od przewidywanej charakterystyki widmowej promieniującego celu dobiera się odpowiedni detektor.

W pelengacji wykorzystywany jest zakres długości fal do około 15  $\mu\text{m}$ . Podkreślić należy, że początki tego typu namierzania sięgają okresu drugiej wojny światowej, wówczas to armia niemiecka zastosowała podczerwony pelengator typu „Denau 60” o zasięgu 35 km. Wykrywanie obiektów zamaskowanych prowadzone być może m. in. przy użyciu satelitów. Zwiad satelitarny wykonywany jest zwykle na falach o długości 8 ÷ 14  $\mu\text{m}$ . Przeprowadzono w USA eksperyment tego typu dla wykrywania pocisków balistycznych. Pocisk balistyczny posiada zasięg około 8000 km i pokonuje tę odległość w ciągu ok. 28 min. Stosowanie radiolokacyjnego systemu śledzenia lotu pocisku pozostawia na obronę czas rzędu kilku minut, natomiast wykorzystując system z wykorzystaniem podczerwieni (z satelity typu MIDAS IV) wykryto balistyczny pocisk raketowy typu TITAN w 90 sek. po starcie na wysokości ok. 60 km.

## Spektrofotometry pracujące w podczerwieni

| Nazwa spektrofotometru       | Nazwa firmy państwo | Widmowy zakres pracy w $\mu$ | Uwagi  |
|------------------------------|---------------------|------------------------------|--|
| SP 100                       | Unicam Anglia       | 2,8 ÷ 15,4                   | Dwustrumieniowy samozapisujący                     |
| SP 200                       | Unicam Anglia       | 2 ÷ 15,4                     | Dwustrumieniowy samozapisujący                     |
| H 800                        | Hilger-Watts Anglia | 1 ÷ 40                       | Dwustrumieniowy samozapisujący                     |
| Model GS-2                   | Grubb-Parson Anglia | 2 ÷ 15                       | Elementem rozszczepiającym jest siatka dyfrakcyjna |
| Model GS-3                   | Grubb-Parson Anglia | 2 ÷ 23                       |  |
| UR 10                        | Carl Zeiss NRD      | 2 ÷ 25                       | Dwustrumieniowy samozapisujący                     |
| Spektrograf na podczerwień   | Leitz Wetzlar NRF   | 0,38 ÷ 33                    | Dwustrumieniowy samozapisujący                     |
| IKS 11                       | ZSRR                | 0,75 ÷ 25                    | Samozapisujący                                     |
| IKS 12                       | ZSRR                | 0,75 ÷ 20                    |  |
| Automatyczny spektrofotometr | Shimadzu Japonia    | 3,5 ÷ 40                     |  |
| Model 21                     | Perkin-Elmer USA    | 1 ÷ 36                       |  |
| Model 137 Infracord          | Perkin-Elmer USA    | 2,5 ÷ 15                     | Samozapisujący                                     |
| Model 13U                    | Perkin-Elmer USA    | 0,185 ÷ 36                   |  |
| 112 G                        | Perkin-Elmer USA    | 2,2-18                       | Elementem rozszczepiającym jest siatka dyfrakcyjna |
| Model IR-4                   | Beckman USA         | 1-35                         |  |
| Model IR-5                   | Beckman USA         | 2-16                         | Samozapisujący                                     |
| Model 700                    | Perkin-Elmer USA    | 2,5 ÷ 15,4                   |  |
| Model FJS-3                  | Perkin-Elmer USA    | 25 ÷ 333                     |  |
|                              |                     |                              |  |

Tablica II

Parametry poszczególnych modeli detektorów radiometrycznych serii KT-4000 i KT-4200.  
Dane z maja 1971 r. wg prospektów firmowych

| Seria                    | Ultra stabilne detektory KT-4000 |         |         |            | Wysoko stabilne detektory KT-4200 |         |         |            |
|--------------------------|----------------------------------|---------|---------|------------|-----------------------------------|---------|---------|------------|
|                          | KT-4005                          | KT-4010 | KT-4030 | KT-4080    | KT-4205                           | KT-4210 | KT-4230 | KT-4280    |
| Wymiary elementu [mm]    | 0,5 × 0,5                        | 1 × 1   | 3 × 3   | średnica 8 | 0,5 × 0,5                         | 1 × 1   | 3 × 3   | średnica 8 |
| Pojemność [pF]           | 2,6                              | 10      | 95      | 525        | 0,8                               | 3,2     | 29      | 160        |
| Czułość przy 100Hz [V/W] | 620                              | 150     | 17      | 3          | 500                               | 125     | 14      | 2,5        |
| Cena w dolarach          | 490                              | 690     | 990     | 1390       | 760                               | 960     | 1260    | 1660       |

Tablica III

Parametry poszczególnych modeli detektorów serii KT-1000. Dane z maja 1971 r. wg prospektów handlowych firmy Precision Corporation

| Model                               | Detektory ogólnego przeznaczenia KT-1000 |         |         |         | Detektory dużej czułości KT-1100 |         |         |         |
|-------------------------------------|--|---------|---------|---------|----------------------------------|---------|---------|---------|
|                                     | KT-1001                                  | KT-1002 | KT-1005 | KT-1010 | KT-1101                          | KT-1102 | KT-1105 | KT-1110 |
| Wymiary elementu [mm <sup>2</sup> ] | 0,1                                      | 0,2     | 0,5     | 1       | 0,1                              | 0,2     | 0,5     | 1       |
| Czułość prądowa Q [μA/W]            | 0,8                                      | 0,5     | 0,2     | 0,1     | 2                                | 1,25    | 0,5     | 0,25    |
| Czułość napięciowa przy 1kHz [V/W]  | 180                                      | 110     | 45      | 23      | 450                              | 280     | 110     | 55      |
| Średnia moc nasycenia               | 500                                      | 100     | 250     | 500     | 20                               | 40      | 100     | 200     |
| Cena [US \$]                        | 950                                      | 1150    | 1450    | 1750    | 1350                             | 1550    | 1850    | 2150    |

Gaz bojowy, paralizujący system nerwowy, typu Sarin może być wykrywany przy użyciu detektorów pracujących w pasmie 9-10,4  $\mu\text{m}$ . Laserowo kierowane bezpilotowe środki zwiększają obecnie prawdopodobieństwo trafienia takich celów jak mosty. W przypadku, gdy wiązka laserowa jest skierowana na cel z wysuniętego punktu naprowadzania albo z posterunku obserwacji naziemnej, pocisk kierowany naprowadza się dokładnie na plamkę wiązki laserowej, którą jest cel oświetlany.

Marynarka wojenna Stanów Zjednoczonych prowadzi badania nad pociskami wyposażonymi w specjalne detektory krzemowe pozwalające na określenie obu współrzędnych kątowych. Pozwala to naprowadzać pociski na cele oświetlone wiązką lasera znajdującego się na samolocie dowódczym. Detektory HgCdTe są np. stosowane przez armię amerykańską w Wietnamie do rozpoznawania obiektów z powietrza [28], natomiast detektory piroelektryczne do wykrywania siły żywej. Należy podkreślić, że perspektywy zastosowań podczerwieni w technice wojskowej doprowadziły do opracowania wielu nowych materiałów optycznych oraz nowych typów detektorów charakteryzujących się małymi czasami reakcji oraz dużą wykrywalnością. Technika podczerwieni znajduje również szerokie zastosowanie w zabezpieczeniu lotów (dotyczy to także lotnictwa cywilnego), jak i w przemysłach pracujących dla potrzeb lotnictwa. Niezwykle powszechny, a jednocześnie ogromnie zwiększający bezpieczeństwo lotów, jest podczerwony aparat antykolizyjny o dużym kącie „widzenia”. Radiometry podczerwone stosuje się w pomiarach gradientów temperatur w oponach samolotów w momencie zetknięcia się z ziemią.

### Detekcja dużych mocy promieniowania podczerwonego

W miarę rozwoju urządzeń podczerwonych o coraz większej mocy wyjściowej (układy laserowe) okazało się, że mierniki energii typu stożkowego, przydatne do pomiaru energii rzędu 50 dżuli w impulsie promieniowania zakresu widzialnego, ulegają zniszczeniu przy energiach stanowiących ułamek w/w wartości dla fali 10,6  $\mu\text{m}$ . Aktualnie coraz częściej do pomiarów energii i mocy promieniowania podczerwonego wykorzystuje się detektory piroelektryczne. Jak wiadomo, do detekcji promieniowania laserowego zakresu 10,6  $\mu\text{m}$  najczęściej stosowane są detektory Ge : Cu, Ge : Au oraz HgCdTe. Urządzenia te pracują bądź w temperaturze ciekłego helu, bądź też w temperaturze ciekłego azotu. Uzyskiwane minimalne czasy reakcji, tego typu detektorów, są rzędu 20 ns. Z kolei detektory piroelektryczne, pracujące w temperaturze pokojowej, posiadają nieco gorsze czasy reakcji.

Literatura techniczna podaje dane dotyczące nowego typu detektorów, tzw. detektorów z efektem unoszenia (*Photon Drag Detector*) [29]. Urządzenia te posiadają dwie podstawowe zalety: pracują w temperaturze pokojowej, a ich stałe czasowe są rzędu pojedynczych nanosekund. Istotną ich wadą jest natomiast niska czułość wynosząca kilka do kilkunastu miliwoltów na kilowat



mocy wejściowej. Czas odpowiedni do tego typu detektorów ograniczony jest teoretycznie czasem relaksacji nośników prądu. W temperaturze pokojowej jest on rzędu 0,3 ps. Praktycznie jednak czas ten ograniczony jest czasem relaksacji dielektrycznej lub rezystancji detektora oraz pojemnością wejściową układu, na którym sygnał detektora jest zobrazowany. Przy współpracy tego typu detektora ze wzmacniaczem czas reakcji ograniczony jest oczywiście pasmem przenoszenia wzmacniacza. Jako materiał detekcyjny w powyższych detektorach stosuje się zwykle german typu *p*. Stałe czasowe detektorów dostępnych w handlu, łącznie ze wzmacniaczami wynoszą  $10 \div 20$  ns, zaś bez wzmacniaczy są rzędu pojedynczych nanosekund [29]. Wydaje się, że detektory te znajdują powszechne zastosowanie w badaniach pracy impulsowej atmosferycznych laserów CO<sub>2</sub>. Detektory z efektem unoszenia produkowane są przez angielską firmę Rofin LTD oferującą w cenach 1600 ÷ 8400 DM modele: PDR-1, PDR-2, PDR-3, PDR-5.

### Nawigacja i łączność z wykorzystaniem promieniowania laserowego

Obserwuje się intensywne badania nad zastosowaniem techniki laserowej w dziedzinach takich, jak łączność, nawigacja czy radiolokacja. Ze względu na możliwość osiągania dużych mocy i sprawność, jak również na wyjątkowo dobre warunki propagacji, w dziedzinach tych mogą znaleźć powszechne zastosowania molekularne lasery CO<sub>2</sub>, pracujące na fali 10,6 μm.

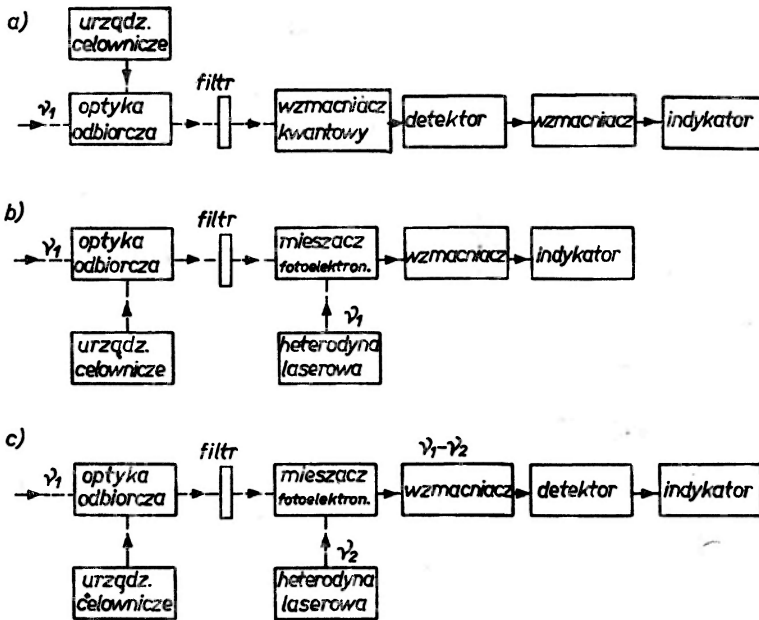
I tak amerykańska firma Automatics opracowała w końcu lat 60 eksperymentalny radar optyczny w oparciu o molekularny laser CO<sub>2</sub>. Lokator ten przewidywany był do wykonywania następujących zadań:

1. określania współrzędnych kątowych; poprzez pomiar położenia wiązki,
2. pomiar szybkości celów, na podstawie zmian częstotliwości Dopplera,
3. określanie odległości celu metodą częstotliwościową. Jako element detekcyjny zastosowany został german domieszkowany złotem pracujący w temperaturze ciekłego helu. Sygnały odbite odbierane były metodą heterodynową. W omawianym systemie osiągnięto rozróżnialność rzędu 30 cm na odległości 18 km.

Innym z przykładów dużych możliwości stosowania molekularnych laserów CO<sub>2</sub> jest dopplerowski system nawigacyjny opracowany przez firmę Raytheon Company. W układzie tym zastosowano odbiór heterodynowy. Jako mieszacz sygnałów odbieranych i sygnałów heterodyny zastosowano detektor germanowy domieszkowany miedzią pracujący w temperaturze 4°K. Ponadto w systemie tym detektory podczerwieni zakresu 10,6 μm wykorzystywane są w układzie aktywnej stabilizacji lasera CO<sub>2</sub> pracującego jako heterodyna. Do pomiaru stabilności pracy stosowane były detektory firmy Barnes [16]. Wiele ośrodków naukowych prowadzi prace badawcze nad zastosowaniem laserów CO<sub>2</sub> do budowy żyroskopów. Do konstrukcji żyroskopów laserowych stosowano dotychczas laser He-Ne. W 1971 roku ukazały się prace omawiające

dwa rodzaje żyroskopów (z laserami  $\text{CO}_2$ ) [14], [15] wykonane w Electronics Laboratory General Electric Company. W żyroskopach tych elementami detekcyjnymi są zarówno bolometry, jak i detektory  $\text{HgCdTe}$  o stałej czasowej  $0,1 \mu\text{s}$ . Aktualnie trudno rozstrzygnąć, które żyroskopy są lepsze czy pracujące w oparciu o lasery hel-neon, czy też wykorzystujące laser  $\text{CO}_2$ .

Wykorzystując dowolny rodzaj lasera można budować łącza teletransmisyjne. Ponieważ jednak większość laserów na ciele stałym pracuje impulsowo, to w łączach znajdują praktyczne zastosowania lasery gazowe i półprzewodnikowe. Decydujący wpływ na czułość odbiornika laserowego ma detektor, a dokładniej jego czułość dla roboczej długości fali. Przy projektowaniu łącz laserowych należy uwzględnić ponadto inne parametry detektora takie, jak: szerokość pasmowa detekcji, szybkość reakcji, minimalną moc wykrywaną, wymiary elementu światłoczułego, warunki chłodzenia i eksploatacji, koszt wykonania, napięcie zasilania.



Rys. 6. Rodzaje odbiorników laserowych: a) odbiór ze wzmacniaczem kwantowym, b) odbiór synchroniczny, c) odbiór superheterodynowy

Minimalny sygnał wykrywany przez detektor jest określany przez poziom szumów na jego wyjściu; dla zapewnienia skutecznej i niezawodnej łączności konieczne jest, aby moc sygnału użytecznego była kilkakrotnie wyższa od mocy szumów. Jako elementy detekcyjne użyte mogą być różne typy detektorów zależnie od wymagań stawianych przed łączem, roboczej długości fali, a także stosowanego systemu odbioru. Przykłady stosowanych rodzajów odbiorników laserowych pokazane są na rys. 6.

Każdy z rodzajów ma swe zalety i wady. W zależności od potrzeb czy możliwości można stosować różne rozwiązania konstrukcyjno-techniczne.

Prace nad odbiorem heterodynowym przy użyciu lasera CO<sub>2</sub> prowadzone są od roku 1963. Do roku 1966 nie notowano w tych pracach sukcesów, co spowodowane było m. in. niedoskonałością modulatorów, detektorów, a także niestabilnością i krótkimi czasami życia laserów CO<sub>2</sub>. W roku 1968 amerykańskie firmy Honeywell i Hughes wykonały dla potrzeb NASA eksperymentalną linię z odbiorem heterodynowym [17]. Parametry techniczne linii pokazane są w tablicy IV.

Tablica IV

Parametry techniczne eksperymentalnej linii łączności z odbiorem heterodynowym

| Parametry układu                         | System łączności firmy Honeywell | System łączności firmy Hughes                            |
|--|----------------------------------|--|
| 1. Długość fali roboczej w $\mu\text{m}$ | 10,6 (laser CO <sub>2</sub> )    | 10,6 (laser CO <sub>2</sub> )                            |
| 2. Moc wyjściowa w watach                | 5                                | 1  |
| 3. Typ detektora                         | HgCdTe (77° K)                   | Ge : Hg (21° K)  |
| 4. Rodzaj odbioru                        | heterodynowy                     | heterodynowy z częstotliwością pośrednią 30 MHz          |
| 5. Modulator                             | piezoelektryczny (mechaniczny)   | Elektrooptyczny GaAs fazowy                              |
| 6. Rodzaj modulacji                      | optyczna (częstotliwości)        | wewnętrzna optyczna modulacja częstotliwości             |
| 7. Kodowanie                             | analogowe                        | analogowe  |
| 8. Szerokość pasma przenoszenia układu   | 1 MHz; dwa kanały radiowe        | 5 MHz; jeden kanał telewizyjny                           |
| 9. Zasięg                                | 5 km (eksperymentalnie)          | 30 km (eksperymentalnie) przy stosunku sygnał-szum 50 dB |

Na zamówienie NASA ma być wykonany w 1973 roku laserowy system łączności kosmicznej w oparciu o odcięty laser CO<sub>2</sub>. Laser ma zapewnić 10 000 godz. pracy z gwarancją 3-letnią. System ten przeznaczony ma być do dwustronnej łączności Sputnik — Ziemia. Parametry systemu uwidocznione są w tablicy V.

Omówione przykłady zastosowań detektorów promieniowania podczerwonego zakresu 5-30  $\mu\text{m}$  stanowią jedynie fragment wykorzystania potencjalnych możliwości tych urządzeń. Istnieje bowiem wiele dziedzin, w których są bądź mogą być stosowane, niemniej ze względu na rozmiary niniejszego opracowania

Dane techniczne laserowego systemu łączności kosmicznej

| Parametry układu                |   |
|---------------------------------|---|
| 1. Długość fali w $\mu\text{m}$ | 10,6 (laser $\text{CO}_2$ )                                   |
| 2. Moc wyjściowa w watach       | 1,0   |
| 3. Fotodetektor                 | HgCdTe (100°K)  |
| 4. System odbioru               | heterodynowy  |
| 5. Modulator                    | arsenek galu (GaAs)   |
| 6. Rodzaj modulacji             | wewnętrzna częstotliwościowa<br>lub zewnętrzna amplitudowa    |
| 7. Kodowanie                    | analogowe   |
| 8. Szerokość pasma              | 5 MHz   |
| 9. Zasięg                       | $3,7 \times 10^7$ m przy stosunku sygnał-szum<br>równym 25 dB |

nie zostały omówione. Wydaje się, że trudno byłoby znaleźć jakąkolwiek dziedzinę nauki czy gospodarki, w której nie jest lub nie mogłoby być wykorzystywane promieniowanie podczerwone.

Należy podkreślić, że ani technologia, ani konstrukcja ani też pomiary parametrów użytkowych detektorów promieniowania podczerwonego nie są sprawami łatwymi i prostymi. Ponadto dla wykorzystania pełnych możliwości detektorów konieczne jest posiadanie odpowiedniej wysokoczułej i szerokopasmowej aparatury elektronicznej, a przede wszystkim przedwzmacniaczy i wzmacniaczy. W dziedzinach omawianych wybrano jedynie fragmentaryczne przykłady nie odzwierciedlające w pełni skali obszarów eksploatacji. Ponadto stały i dynamiczny rozwój zarówno badań naukowych, jak i przemysłu stawia przed tego typu urządzeniami wciąż nowe, czasem wręcz trudne do przewidzenia zadania, tak w zakresie parametrów technicznych, jak i walorów użytkowych. Niemniej należy przypuszczać, że dalsze badania zmierzać będą w kierunku zwiększenia czułości, zmniejszenia szumów elektronicznych urządzeń współpracujących, a także zmniejszenia stałych czasowych detektorów. Niezmiernie istotne jest również w wielu zastosowaniach maksymalne zawężenie pasma przenoszenia, co pozwoliłoby na eliminację zespołów filtrujących i związanych z nimi strat energetycznych.

Wyniki krajowych ośrodków naukowych zajmujących się wykonawstwem detektorów promieniowania podczerwonego zakresu 5-30  $\mu\text{m}$ , przedstawione na konferencji półprzewodnikowych detektorów promieniowania, na tle danych przytoczonych w tablicy VI, pozwalają rokować duże nadzieje na przyszłość.

Parametry techniczne detektorów promieniowania podczerwonego zakresu  $5 \div 30 \mu\text{m}$ 

| Material              | Wid-<br>mowy<br>zakres<br>pracy<br>$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ] | $\lambda_{\text{max}}$<br>[ $\mu\text{m}$ ] | Detekcyjność<br>znormalizowana<br>$D^*/\lambda_{\text{max}}$ , (1000,1)<br>[cm, Hz <sup>1/2</sup> W <sup>-1</sup> ]<br>$f_{\text{mod}}$ [Hz] | Kąt<br>widze-<br>nia<br>[stop] | Tempe-<br>ratura<br>pracy<br>[°K] | Stała<br>czasu $\tau$<br>[us] | Oporność                          | Wymiary<br>powierzchni<br>fotoczułej<br>[mm] | Produ-<br>cent | Cena<br>(1969) | Uwagi |
|-----------------------|--|---|--|--------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|-----------------------------------|--|----------------|----------------|-------|
| InSb                  |  | 5,0   | $2 \cdot 10^9$ ; 900   | 60                             | 77                                | $> 0,2$                       | 100 $\Omega$                      |  |                |                |       |
| InSb                  |  | 5,3   | $5 \cdot 10^{10}$ ; 900  | 60                             | 77                                | $> 0,1$                       | 10 k $\Omega$                     |  |                |                |       |
| 85% HgTe;<br>14% CdTe |  | 6,0   | $1,5 \cdot 10^7$   |                                | 295                               |                               | 1 $\Omega$                        |  |                |                |       |
| Ge : Au               | 3 ÷ 10   | 6,0   | $1 \cdot 10^{10}$ ; 800  |                                | 77                                | 0,1                           | 100 k $\Omega$                    | 0,5 × 0,5                                    | g              |                |       |
| HgCdTe                |  | 6,5   | $1,5 \cdot 10^7$   |                                | 295                               | ok. 0,1                       | 10 $\Omega$                       |  |                |                |       |
| Ge : Cd : Au          |  | 7,3   | $7 \cdot 10^9$ ; 90  |                                | 50                                | 0,1                           | 10 M $\Omega$                     |  |                |                |       |
| HgCdTe                | 3 ÷ 15   | 8 ÷ 15                                      | $10^9 \div 6 \cdot 10^{10}$ ; 800  | 60                             | 77                                | 4,0                           | do 1 k $\Omega$                   | 0,25 × 0,25                                  | g              |                |       |
| Ge : Hg               | 2 ÷ 13   | 10 ÷ 11                                     | $1,3 \cdot 10^{10}$ ; 800  | 60                             | 35                                | 1,0                           | 10 k $\Omega \div 60$ k $\Omega$  | 0,5 × 0,5                                    | g              |                |       |
| Ge : Hg               | 2 ÷ 13   | 10 ÷ 11                                     | $1,3 \cdot 10^{10}$ ; 800  | 60                             | 35                                | 1,0                           | 10 k $\Omega \div 60$ k $\Omega$  | 2 × 2  | g              |                |       |
| Ge : Hg               | 6 ÷ 14   | 10,5  | $2 \cdot 10^{10}$  | 60                             | 27                                | 0,2                           | 100 k $\Omega$                    | 0,76 × 0,5                                   | a, b, c, d, e  | 2500 \$        |       |
| Ge-44%<br>SiZn II     |  | 10,6  | $1 \cdot 10^{10}$ ; 900  |                                | 50                                | $> 0,1$                       | .                                 | 0,5 × 5                                      |                |                |       |
| Ge                    |  | 10,6  |  |                                | 295                               | $> 5 \cdot 10^{-3}$           | 50 $\Omega$                       | 50   |                | 7720 ÷ 8510 DM |       |
| Ge-Si; Zn;<br>Sb      |  | 10,6  | $1 \cdot 10^{10}$ ; 100  |                                | 50                                | 0,1                           | 20 M $\Omega$                     |  |                |                |       |
| PbSnSe                |  | 10,6  |  |                                | 77                                | 0,002                         |                                   |  |                |                |       |
| Ge : Hg               |  | 10,6  |  |                                | 4,2                               | 0,003                         |                                   |  |                |                |       |
| HgTe-CdTe             | 2 ÷ 14   | 10,6  | $5 \cdot 10^9$ ; 900   | 30                             | 77                                |                               |                                   | max 1 × 1                                    | f              |                |       |
| HgCdTe                | 9 ÷ 13   | 10,6  | $5 \cdot 10^9$   | 60                             | 77                                | 0,01                          | 25 $\Omega$                       |  | f              | 4900 \$        |       |
| Ge : Hg               | 8 ÷ 14   | 11,0  | $2 \cdot 10^9$ ; 900   |                                | 35                                | 1,0                           | 50 k $\Omega \div 1$ M $\Omega$   | 0,75 × 0,5                                   | f              |                |       |
| HgCdTe                |  | 12,0  | $10^{10} \div 6 \cdot 10^{12}$   |                                | 77                                | 1,0                           |                                   |  |                |                |       |
| Ge : Cu               | 2 ÷ 25   | 15,0  | $1 \cdot 10^{10}$ ; 800  | 60                             | 4,2                               | 1,0                           | 15 k $\Omega \div 240$ k $\Omega$ | 6 × 1  | g              |                |       |
| Ge : Cd               |  | 16,0  | $4 \cdot 10^{10}$ ; 900  |                                | 20                                | $\sim 1,0$                    |                                   | 0,5 × 5                                      |                |                |       |
| Si : Sb               | 12 ÷ 23  | 20,0  | $1 \cdot 10^{10}$  | 60                             | 4,2                               | 0,1                           | 7 M $\Omega$                      | 1 × 1  | a              | 2500 \$        |       |
| Ge : Cd               | 12 ÷ 23  | 20,0  | $1 \cdot 10^{10}$  | 60                             | 4,2                               | 0,1                           | 7 M $\Omega$                      | 1 × 1  | a              | 2500 \$        |       |
| Ge : Cu               | 15 ÷ 27  | 23,0  | $3 \cdot 10^{10}$  | 60                             | 4,2                               | 0,5                           | 100 k $\Omega$                    | 0,76 × 0,5                                   | a, b, c, d, e  | 2500 \$        |       |
| Ge : Zn               | 20 ÷ 40  | 36,0  | $2,5 \cdot 10^{10}$  | 60                             | 4,2                               | 0,02                          | 250 k $\Omega$                    | 0,76 × 0,5                                   | d              | 3300 \$        |       |

a — Aeroject-General. Corp.; b — Philco-Ford Corp.; c — Raytheon Co; d — Santa Barbara Research Center; e — Block Engineering Inc.; f — SAT-Paris, France; g — Mullard.

## Literatura

- [1] H. L. Hackforth, *Promieniowanie podczerwone*, WNT, Warszawa 1963.
- [2] J. Houghton, S. D. Smith, *Fizyka podczerwieni*, PWN, Warszawa 1969.
- [3] J. Kamler, A. Mańk, *Odbiorniki fotoelektryczne i ich zastosowanie*, WNT, Warszawa 1966.
- [4] I. Simon, *Promieniowanie podczerwone*, PWN, Warszawa 1968.
- [5] I. B. Lewitin, *Technika promieniowania podczerwonego*, WNT, Warszawa 1961.
- [6] R. Nowicki, *Pomiary energii promienistej*, PWN, Warszawa 1969.
- [7] A. Ambroziak, *Półprzewodnikowe przyrządy fotoelektryczne*, MON, Warszawa 1962.
- [8] H. Klejman, K. Dzieciółowski, M. Rzewuski, *Lasery w telekomunikacji*, WNT, Warszawa 1970.
- [9] T. Burakowski, J. Giziński, A. Sala, *Podczerwień i jej zastosowania*, MON, Warszawa 1963.
- [10] A. S. Korowkin, *Infrakrasnaja technika*, Izd. Swjaż, Moskwa 1963.
- [11] L. P. Lazarew, *Infrakrasnyje i swietowyye pribory*, Wojenizdat, Moskwa 1966.
- [12] G. Hirg, *Izmiernenje lazernych paramietrow*, Izd. Mir, Moskwa 1970.
- [13] W. W. Kobziew, *Primienienje opticzeskich kwantowych gienieratorow dla celej swiazi*, Izd. Swjaż, Moskwa 1965.
- [14] G. B. Jacobs, *Appl. Optics*, **10**, 219 (1971).
- [15] G. B. Jacobs, *Appl. Optics*, **10**, 220 (1971).
- [16] R. G. Mc Manus, A. Chabot, J. Goldstein, *Laser Focus*, **21** (1968).
- [17] F. E. Goodwin, *Proc. IEEE*, **58**, 10, 1746 (1970).
- [18] D. E. Bode, *Proc. Natl. Electronic Conf.*, **19**, 630 (1963).
- [19] M. C. Teich, *Proc. IEEE*, **57**, 5, 786 (1969).
- [20] M. C. Teich, *Proc. IEEE*, **56**, 1, 37 (1968).
- [21] Knenbuhl, *Appl. Optics*, **8**, 3, 505 (1969).
- [22] M. Harwit, J. R. Houck, K. Fuhrman Rockard, *Appl. Optics*, **8**, 2, 473 (1969).
- [23] M. Weiss, *Appl. Optics*, **10**, 6, 1280 (1971).
- [24] *Mullard Infrared Detectors*, April 1969, European Symposjum on Military Infrared.
- [25] R. A. Lockett, *Mullard Tech. Commun.*, **10**, 93, 98 (1968).
- [26] R. A. Lockett, *Mullard Tech. Commun.*, **10**, 93, 88 (1968).
- [27] W. H. Mocker, *Appl. Optics*, **8**, 3, 677 (1969).
- [28] *Laser Focus*, **4**, 18, (1968).
- [29] A. F. Gibson, M. F. Kimmit, A. C. Walker, *Appl. Phys. Letters*, **17**, 2, 75 (1970).
- [30] G. J. Mullaney, *Jl. Aircraft*, **8**, 2, 108 (1971).
- [31] T. J. Jarratt, *Mullard Tech. Commun.*, **10**, 93, 101 (1968).

*Tadeusz Persak*

Institut Elektroniki Kwantowej WAT  
Warszawa

## Detektory piroelektryczne

### Pyroelectric Detectors

*Abstract:* Pyroelectric detectors are relatively new devices that are beginning to play an important role in infrared technology. Recently, they have found many applications because of their useful combination of room-temperature operation, high frequency response and broad spectral response. The construction, operation and characteristics of pyroelectric detectors are described. The technical parameters of commercially available pyroelectric infrared detectors are also given.

### Wstęp

Detektory piroelektryczne są nowym rodzajem detektorów termicznych, które zaczynają ostatnio wywierać duży wpływ na technikę podczerwieni oraz technikę laserową. Detektory te pracują w temperaturze pokojowej w bardzo szerokim zakresie długości fal. Zakres ten rozciąga się od ultrafioletu aż do fal milimetrycznych. Czynnikiem determinującym praktyczny zakres pracy tego typu detektora jest okienko zabezpieczające element światłoczuły przed wpływami atmosferycznymi. Podstawową cechą detektorów piroelektrycznych, odróżniającą je od klasycznych detektorów termicznych, jest bardzo mały czas reakcji. Czas ten może być rzędu pojedynczych mikrosekund, a nawet nanosekund. Tak mały czas reakcji osiąga się kosztem czułości detektora. Wydaje się, że ze względu na swe cenne właściwości, takie jak szybkość działania, zwartość budowy, odporność mechaniczna i termiczna, szeroki widmowy zakres pracy, detektory te znajdą w najbliższych latach szerokie zastosowanie.

Obecnie nad tymi detektorami prowadzone są w skali światowej intensywne badania.

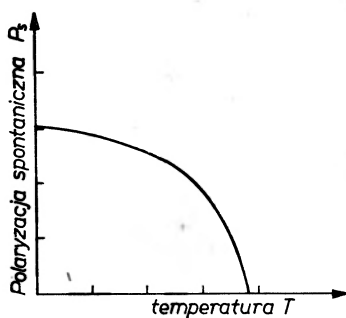
Artykuł jest poświęcony krótkiemu omówieniu właściwości detektorów piroelektrycznych.

## Zasada pracy detektora

Nazwa detektorów piroelektrycznych wywodzi się od efektu piroelektrycznego, na którym oparta jest ich zasada pracy.

Wykorzystuje się tu zjawisko zmian spontanicznej polaryzacji elektrycznej występującej w pewnych materiałach (najczęściej krysztalach ferroelektrycznych) pod wpływem zmian temperatury wywołanej promieniowaniem.

Stosowane obecnie materiały w detektorach piroelektrycznych są z zasady ferroelektrykami. Materiały takie wykazują dużą spontaniczną polaryzację elektryczną przy zmianach temperatury poniżej punktu Curie tych materiałów. Zależność polaryzacji spontanicznej od temperatury dla typowego materiału piroelektrycznego pokazana jest na rys. 1. Uporządkowanie dipoli elektrycznych



Rys. 1. Zależność polaryzacji spontanicznej typowego materiału ferroelektrycznego od temperatury

kryształu dokonuje się poprzez jednokrotne krótkotrwałe przyłożenie do kryształu dużego zewnętrznego napięcia stałego w kierunku równoległym do osi ferroelektrycznej kryształu. Po usunięciu pola elektrycznego większość domen pozostaje ustawiona w tym samym kierunku, a więc kryształ wykazuje polaryzację. Na kryształach występuje napięcie piroelektryczne  $V_0$ .

Podstawową wielkością charakteryzującą materiały piroelektryczne jest tzw. współczynnik piroelektryczny

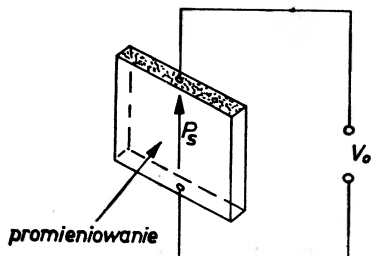
$$p = \frac{\partial P_s}{\partial T}$$

zdefiniowany jako stosunek zmiany polaryzacji elektrycznej  $P_s$  do zmiany temperatury  $T$ .

Zasadę pracy detektora piroelektrycznego ilustruje rys. 2. Elementem światłoczułym detektora jest bardzo cienka płytka wykonana z kryształu ferroelektrycznego. Na płytkę taką naparowuje się w próżni metalowe elektrody. Płytką wraz z elektrodami tworzy więc płaski kondensator. Zaabsorbowany sygnał padającego promieniowania wywołuje zmianę temperatury, a więc daje zmianę stopnia polaryzacji. Przy zmianach polaryzacji ładunki elektryczne



indukowane na elektrodach detektora wywołują bądź przepływ prądu w przypadku małej impedancji obwodu zewnętrznego, bądź też dają napięcie  $V_0$ , w przypadku dużej impedancji.



Rys. 2. Zasada pracy detektora piroelektrycznego

Przy modulowanym promieniowaniu z częstotliwością kątową  $\omega$  zmiana ładunku w czasie daje napięcie zmienne o częstotliwości modulacji  $V_0(\omega)$ . Napięcie to zmienia się jak  $\frac{1}{\omega}$ . Pod wpływem zmian natężenia promieniowania zmienia się sygnał wyjściowy detektora.

### Materiały piroelektryczne

Detektory piroelektryczne mogą być budowane zarówno na monokryształach, jak i polikryształach materiałów piroelektrycznych. W praktyce stosuje się jednak najczęściej monokrystały ferroelektryczne. Parametry niektórych, najczęściej stosowanych, materiałów piroelektrycznych są podane w pracy [2]. Do tej pory najczęściej stosowanym monokryształem do budowy detektorów piroelektrycznych jest siarczan trójglicyny — TGS. O powszechnym zastosowaniu TGS zadecydowały jego właściwości. Kryształ ten jest łatwo dostępny. Jego temperatura Curie ( $48^\circ\text{C}$ ) jest zbliżona do temperatury pokojowej. Praca w pobliżu temperatury Curie, jak to widać z rys. 1, pożądana jest ze względu na dużą czułość detektora. Współczynnik piroelektryczny dla TGS przy temperaturze  $T = 300^\circ\text{K}$  wynosi  $p = (2 \div 3) \cdot 10^{-8} \text{ C cm}^{-2} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$ . Kryształ ten w temperaturze pokojowej posiada największą wartość stosunku współczynnika piroelektrycznego do stałej dielektrycznej. Pozwala to osiągnąć bardzo dużą czułość detektora. Ważną zaletą kryształu jest zdolność podtrzymywania spontanicznej polaryzacji przez długi okres czasu bez potrzeby repolaryzacji. Hodowla kryształu TGS jest opisana w pracy [3]. W detektorach kryształ ten jest stosowany w postaci cienkiej płytki o grubości  $5 \div 50 \mu\text{m}$ . Płytki są cięte prostopadle do osi ferroelektrycznej kryształu. Na obydwie powierzchnie płytki nakłada się w próżni cienkie elektrody metalowe.

Wadą TGS jest mała chemiczna i fizyczna stabilność oraz bardzo niska

przewodność cieplna. Materiał ten nie nadaje się na detektory do wykrywania promieniowania o dużej gęstości mocy.

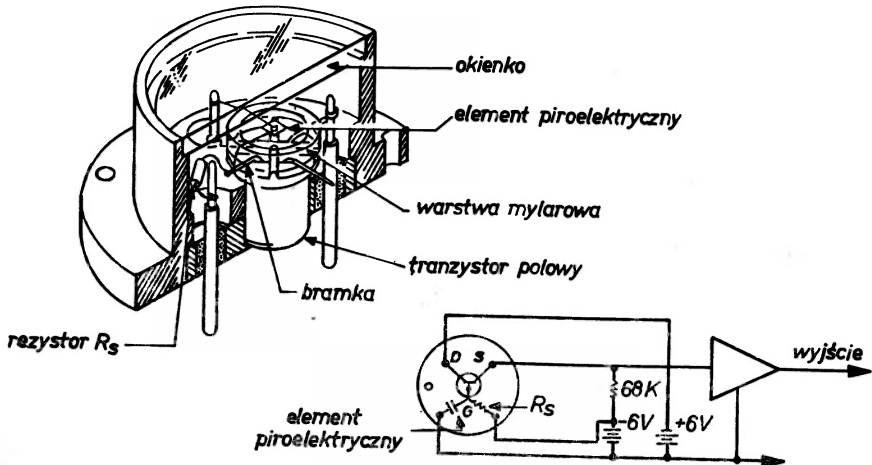
Obiecującymi materiałami piroelektrycznymi są tantalany litu oraz niobian strontowo-barowy NSB. Tantalany litu ma wysoką temperaturę Curie i nadaje się do detekcji promieniowania o stosunkowo dużej mocy. Kryształ NSB jest stabilny w temperaturze pokojowej i ma duży współczynnik piroelektryczny. Zastosowanie tych materiałów pozwoliło zbudować detektory o czasie reakcji mniejszym od 1 ns [4].

Bardzo dobre właściwości piroelektryczne posiadają również polimery. Ostatnio stwierdzono, że bardzo interesujące parametry ma fluorek poliwinilidenu  $PVF_2$ . Współczynnik piroelektryczny tego polimeru jest równy  $p = 3 \cdot 10^{-9} \text{ C cm}^{-20} \text{ C}^{-1}$ . Detektor wykonany z tego materiału zachowywał bardzo długo swe właściwości w temperaturze pokojowej. Parametry  $PVF_2$  oraz wyniki badań detektora wykonanego z  $PVF_2$  znajdzie czytelnik w pracy [5].

### Budowa detektora

Rozwiązanie konstrukcyjne detektora zależy od użytego materiału piroelektrycznego i przeznaczenia detektora. Należy jednak podkreślić, że różne firmy stosują różne rozwiązania konstrukcyjne detektorów stosując ten sam materiał piroelektryczny.

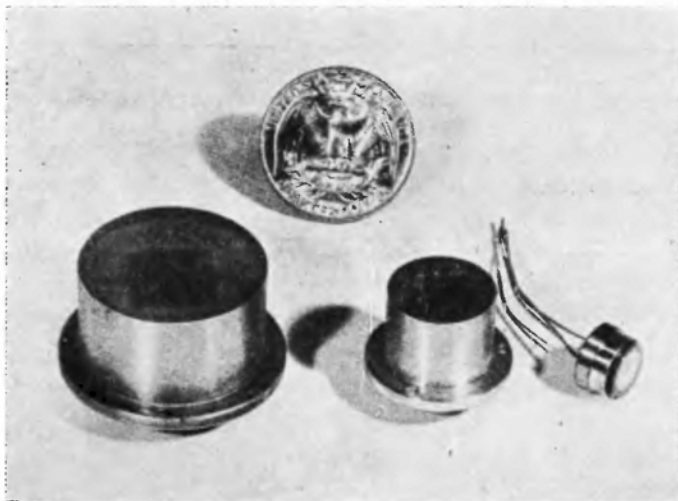
Jako przykład przytoczymy konstrukcję detektora z kryształem TGS [6]. Budowa i schemat zastępczy typowego detektora z elementami TGS przedstawione są na rys. 3.



Rys. 3. Budowa oraz układ zastępczy detektora piroelektrycznego

Podstawowymi elementami tego detektora są: okienko transmisyjne, element detekcyjny, układ wzmacniający. Wszystkie te elementy umieszczone są w próżnioszczelnej obudowie. Typowa obudowa detektora firmy Barnes

Engineering pokazana jest na rys. 4. Element detekcyjny w postaci cienkiej płytki zamocowany jest na podłożu o małej przewodności termicznej i elektrycznej. Zamocowanie takie zapewnia detektorowi dużą termiczną stałą czasową. Obciążeniem detektora jest rezystor o wartości rezystancji  $10^{12} \Omega$ . Sygnał z elementu detekcyjnego podawany jest na wejście tranzystora polowego.



Rys. 4. Typowa obudowa detektora piroelektrycznego firmy Barnes Engineering

Tranzystor ten zapewnia dopasowanie detektora do wzmacniacza. Promieniowanie podczerwone pada na element detekcyjny przez okienko transmisyjne. Najczęściej stosowanymi materiałami na budowę okienek są takie kryształy jak: KBr, KRS-5, IRTRAN2.

### Parametry detektora

Podstawowymi użytkowymi parametrami detektora są: szybkość działania, czułość oraz moc równoważna szumom (NEP).

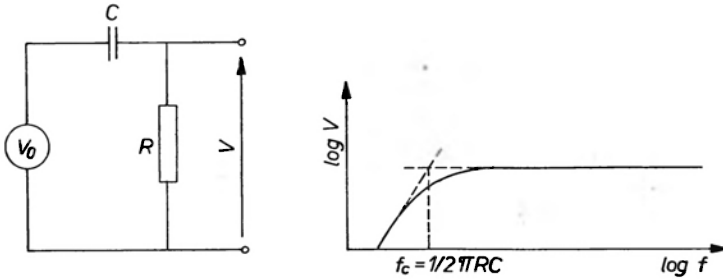
### Charakterystyka częstotliwościowa

Właściwości częstotliwościowe detektora piroelektrycznego są określone przez jego układ zastępczy. Elektryczny układ zastępczy typowego detektora piroelektrycznego oraz charakterystyka częstotliwościowa tego obwodu są podane na rys. 5 [7].

Charakterystyka ta opisana jest wyrażeniem

$$V = V_0 \frac{2\pi fRC}{[1 + (2\pi fRC)^2]^{1/2}} \quad (1)$$

gdzie:  $C$  — pojemność wypadkowa detektora,  $R$  — rezystancja uwzględniająca rezystancję upływności i rezystancję obciążenia,  $f$  — częstotliwość modulacji.



Rys. 5. Elektryczny układ zastępczy detektora piroelektrycznego oraz charakterystyka częstotliwościowa tego układu

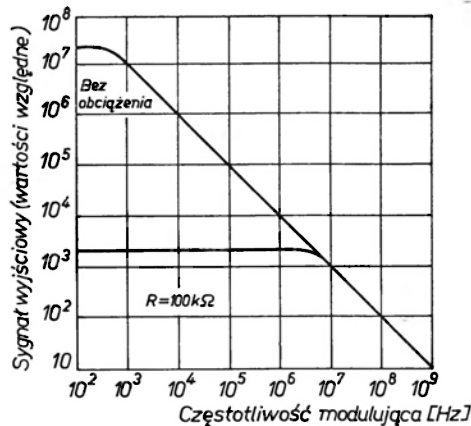
Wprowadzając oznaczenie

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC}$$

wyrażenie (1) przyjmie następującą postać

$$V = V_0 \frac{\frac{f}{f_c}}{\left[1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2\right]^{1/2}}. \quad (2)$$

Z rys. 5 widzimy, że charakterystyka częstotliwościowa obwodu elektrycznego detektora jest proporcjonalna do częstotliwości jedynie do punktu, w którym  $f = f_c$ . Przy częstotliwościach większych od  $f_c$  sygnał wyjściowy pozostaje stały. Wypadkowa charakterystyka detektora jest określona wyrażeniami (1) i (2). Przy uwzględnieniu faktu, że zależność napięcia  $V_0$  od częstotliwości jest typu  $\frac{1}{f}$  wypadkowa charakterystyka częstotliwościowa detektora przyjmuje postać podaną na rys. 6. Widzimy więc, że dobierając odpowiednią wartość



Rys. 6. Teoretyczna charakterystyka częstotliwościowa detektora piroelektrycznego firmy Laser Precision Corporation

obciążenia, można otrzymać dostatecznie dużą wartość częstotliwości granicznej detektora. Dużą szybkość działania detektora otrzymuje się kosztem spadku sygnału wyjściowego, a więc czułości detektora. Szybkość reakcji dostępnych obecnie detektorów piroelektrycznych sięga nawet rzędu kilku ns.

### Czułość detektora

Teoretyczne wyrażenia na czułość prądową i napięciową detektora piroelektrycznego podane są w pracach [5, 7]. Dla częstotliwości modulującej większej od odwrotności termicznej stałej czasu  $\tau_T$  ( $\sim 1 \text{ sek}^{-1}$ ) wyrażenia te przyjmują postać

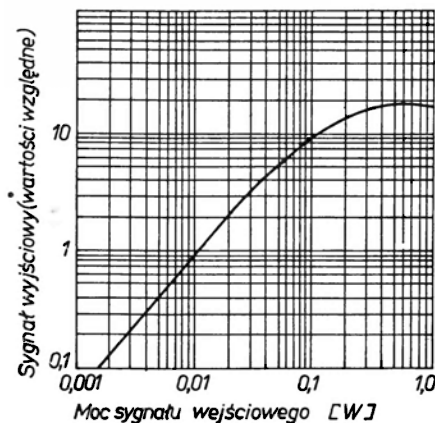
$$R_i = \frac{Aep}{C_T} \quad [\text{A/W}] \quad (3)$$

$$R_v = R_i Z \quad [\text{V/W}] \quad (4)$$

gdzie:  $C_T$  — pojemność termiczna detektora,  $Z$  — wypadkowa impedancja detektora i obciążenia,  $e$  — emisyjność,  $A$  — powierzchnia czynna detektora. Częściej jednak podaje się wygodniejszą postać wyrażenia na czułość

$$R_v = \frac{R_i R}{\left[1 + \frac{f^2}{f_c^2}\right]^{1/2}} \quad [\text{V/W}] \quad (5)$$

gdzie:  $R$  — część rzeczywista impedancji  $Z$ .



Rys. 7. Zależność sygnału wyjściowego od wejściowego w detektorze piroelektrycznym firmy Laser Precision Corporation

Czułość prądowa nie zależy od częstotliwości. Typowa jej wartość przybiera rząd  $1 \mu\text{A/W}$ . Natomiast czułość napięciowa przy  $f < f_c$  jest proporcjonalna do rezystancji obciążenia. Liczbowe wartości czułości dla obecnie wytwarzanych detektorów są podane w tablicach I i II. Zakres liniowej pracy detektora pokazany jest na rys. 7.

## Moc równoważna szumom (NEP)

Element detekcyjny detektora piroelektrycznego, będąc elementem pojemnościowym, jest zasadniczo bezszumowy. Jego duża termiczna stała czasu prowadzi do małego szumu termicznego. Dlatego też szum elementu piroelektrycznego jest szumem związanym z przedwzmacniaczem. Minimalna wykrywalna moc detektora określana jest stosunkiem średniokwadratowego napięcia szumów do czułości detektora. Ze względu na pojemnościowy charakter elementu detekcyjnego czułość detektora spada ze wzrostem częstotliwości modulacji. Ponieważ napięcie szumów zmienia się z częstotliwością w ten sam sposób, wobec tego NEP pozostaje prawie stała.

Zakres częstotliwości, w którym NEP pozostaje stała, zależy od powierzchni detektora. Dla detektora TGS o dużej powierzchni zakres ten wynosi kilka kiloherców, a dla detektorów o powierzchni 0,25 mm<sup>2</sup> około 100 kHz [14]. Na wyższych częstotliwościach NEP jest proporcjonalna do częstotliwości modulacji, podobnie jak to jest dla detektorów fotoprzewodzących.

Teoretyczne wyrażenie na NEP, dla przypadku gdy dominującym szumem jest szum Jonsona źródła i rezystancji obciążenia, ma postać [7]

$$\text{NEP} = \frac{1}{R_i} \left( \frac{4kT\Delta f}{R} \right)^{1/2} \quad [\text{W}] \quad (6)$$

gdzie:  $k$  — stała Boltzmanna,  $T$  — temperatura w °K,  $\Delta f$  — pasmo przenoszenia obwodu elektrycznego.

Z wyrażenia tego widzimy, że dla otrzymania minimalnej wartości NEP należy stosować maksymalne wartości obciążenia. Prowadzi to jednak do zmniejszenia pasma przenoszenia detektora. Typowa wartość NEP detektorów piroelektrycznych jest rzędu 10<sup>-9</sup> W/Hz<sup>1/2</sup>. Mniejsze wartości NEP można uzyskać stosując odbiór heterodynowy.

## Zastosowanie

Detektory piroelektryczne pojawiły się tak niedawno, iż w chwili obecnej jest jeszcze zbyt wcześnie, ażeby ocenić pełny zakres ich zastosowań. Zaczynają one odgrywać dużą, jeśli nie dominującą, rolę w technice podczerwieni oraz w technice laserowej. Dzięki swym cennym zaletom takim jak: szeroki widmowy zakres pracy, szybkość działania w temperaturze pokojowej, duża średnia moc nasycenia, zwartość budowy, duża odporność mechaniczna, a przede wszystkim stosunkowo niska cena, rokuje one wielkie potencjalne możliwości zastosowań w wielu dziedzinach nauki i techniki. Takimi potencjalnymi dziedzinami są: szybka spektrografia, termografia podczerwona, diagnostyka laserów, komunikacja i lokacja optyczna, holografia podczerwona, badanie przestrzeni kosmicznej, interferometria i inne. Wykaz parametrów detektorów piroelektrycznych wytwarzanych przez niektóre firmy został podany w tablicy I.

Parametry niektórych detektorów piroelektrycznych

| Typ detektora (model)   | F362  | F363   | F364   | F365                                     | 802CP Y           | KT-1000                    | LPP-1   | LCP-100S                    |
|---|---|--|--|--|-------------------|----------------------------|---|-----------------------------|
| Producent   | Mullard                                     | Mullard                                      | Mullard                                      | Mullard                                  | Mullard           | Laser Precision Corp.      | prod. radz.                                   | Carborundum                 |
| Zakres czułości widmowej [ $\mu\text{m}$ ]  | 2 ÷ 35                                      | 2 ÷ 35                                       | 2 ÷ 35                                       | 2 ÷ 35                                   | 2 ÷ 25            | 5 do fal mm                | 0,4 ÷ 20                                      |                             |
| $D^*$ (500° K, 90Hz, 1Hz) × typ.<br>× [cmHz <sup>1/2</sup> W <sup>-1</sup> ] min. | $1,2 \times 10^8$<br>$5 \times 10^7$        | $1,2 \times 10^8$<br>$5 \times 10^7$         | $1,2 \times 10^8$<br>$5 \times 10^7$         | $1,2 \times 10^8$<br>$6,5 \times 10^7$   | $1,5 \times 10^8$ |                            |   | $1,5 \times 10^8$ c)        |
| NEP [W] (500° K, 90Hz, 1Hz) typ.<br>max.  | $5 \times 10^{-10}$<br>$1,2 \times 10^{-9}$ | $1,5 \times 10^{-9}$<br>$3,5 \times 10^{-9}$ | $1,4 \times 10^{-9}$<br>$3,4 \times 10^{-9}$ | $3 \times 10^{-9}$<br>$6 \times 10^{-9}$ | $2 \cdot 10^{-9}$ |                            |   | $1,77 \times 10^{-9}$<br>c) |
| NEP [W/Hz <sup>1/2</sup> ] dla $f_{\text{mod}} = 1\text{Hz}$                      |   |  |  |  |                   | $2,5 \cdot 10^{-9}$        | $> 1 \cdot 10^{-7}$<br>$> 2 \cdot 10^{-7}$ a) |                             |
| Czułość R [VW <sup>-1</sup> ] z obciążeniem<br>dla $f_{\text{mod}} = 1\text{kHz}$ |   |  |  |  |                   | 0,1 b)                     | $> 10$<br>$> 1$ a)                            |                             |
| Czułość R [VW <sup>-1</sup> ] bez ob- typ.<br>ciążenia min.                       | $7 \times 10^3$<br>$3 \times 10^3$          | $1 \times 10^3$<br>$5 \cdot 10^2$            | $1,1 \times 10^3$<br>$5 \cdot 10^2$          | $2,5 \times 10^2$<br>$1 \cdot 10^2$      | $2,2 \times 10^2$ | 200 na 1kHz<br>0,2 na 1MHz |   | 300                         |
| Napięcie szumów [VHz <sup>1/2</sup> ] dla<br>$f_{\text{mod}} = 90\text{Hz}$       | $4 \times 10^{-6}$                          | $1,6 \times 10^{-6}$                         | $1,7 \times 10^{-6}$                         | $9 \times 10^{-7}$                       |                   |                            |   |                             |
| Maks. temp. pracy [°C]  | + 45  | + 45   | + 45   | + 45                                     | + 40              | 10 ÷ 35                    |   | + 40                        |
| Kąt widzenia detektora [°]  | 60  | 60   | 60   | 28                                       |                   |                            |   |                             |
| Napięcie zasilania [V]  | 12  | 12   | 12   | 12                                       | typ 18<br>max 24  |                            |   | 9 ÷ 15                      |
| Standardowy materiał okienka  | KBr   | KBr  | KBr  | KBr                                      | KBr               | Irtan II                   |   | KRS-5                       |
| Maks. moc dopuszczalna (moc<br>nasyceń) [W]                                       |   |  |  |  |                   | średnio 0,5                |   | 0,015                       |
| Wymiary elementu [mm]   | 0,7   | średnica<br>2                                | 3 × 1  | 6 × 2,5                                  | 6 × 2,5           | 0,1 × 1                    |   | 7,07 mm <sup>2</sup>        |

a — dla  $f_{\text{mod}} = 10\text{kHz}$ ; b — dla  $f_{\text{mod}} = 50\text{Hz} \div 1\text{MHz}$ . Obciążenie 100 k $\Omega$ ; c — dla  $f_{\text{mod}} = 10\text{Hz}$ .

Obecnie w wielu krajach prowadzi się intensywne badania nad zastosowaniem detektorów piroelektrycznych w różnych dziedzinach. Zastosowanie efektu piroelektrycznego do detekcji promieniowania podczerwonego układów zobrazowania termicznego oraz do detekcji promieniowania lasera CO<sub>2</sub> zostało omówione w pracach [1, 2, 10]. Przypuszcza się, że detektory te mogą odegrać ogromną rolę w technice laserów pracujących w zakresie średniej i dalekiej podczerwieni. Wymienić tu należy lasery CO<sub>2</sub>, lasery H<sub>2</sub>O oraz lasery HCN. Szczególne zainteresowanie związane jest z molekularnym laserem CO<sub>2</sub> oraz jego zastosowaniami. Detektory piroelektryczne są już obecnie używane do detekcji impulsów laserów CO<sub>2</sub> pracujących z modulacją Q-switching oraz do detekcji bardzo krótkich (kilka ns) impulsów atmosferycznych laserów CO<sub>2</sub>. Potencjalne zastosowania detektorów piroelektrycznych w laserowych urządzeniach są ogromne. Zostały one omówione w pracy [1]. Zastosowania te związane są ze zdalnym pomiarem takich wielkości jak odległość, prędkość, wibracje, jakość powierzchni itp.

Przypuszcza się, że zastosowanie laserów CO<sub>2</sub> łącznie z detektorami piroelektrycznymi przyczyni się do znacznego ożywienia takich dziedzin, jak lokałcja i komunikacja optyczna, holografia podczerwona, interferometria.

Zakres zastosowań omawianych detektorów zależy przede wszystkim od jakości ich użytkowych parametrów technicznych, ich dostępności na rynku i ceny. Należy zwrócić uwagę na fakt, że w ciągu ostatnich dwóch lat parametry detektorów wytwarzanych przez poszczególne firmy polepszyły się, a ich ceny zostały obniżone.

Tablica II

Typowe wartości parametrów detektorów piroelektrycznych firmy Laser Precision Corporation

| Seria   | KT-1000  | KT-4000                            | KT-4200                            |
|---|--|------------------------------------|------------------------------------|
| Czułość prądowa $R_i$ [ $\mu$ A/W]  | 1,1  | 1                                  | 0,3                                |
| Charakterystyka częst. (3 dB)   | 50 Hz-1 MHz<br>przy dbc. 100 k $\Omega$                | 2-2000                             | 50-2000                            |
| Zakres czułości widmowej elementu   | 5 $\mu$ m-mm   | prom. widzialne<br>— daleka podcz. | prom. widzialne<br>— daleka podcz. |
| NEP (10 $\mu$ m, 100, 1) W/Hz <sup>1/2</sup>                                    | 3 · 10 <sup>-9</sup> W/Hz <sup>1/2</sup><br>przy 1 kHz | < 10 <sup>-9</sup>                 | < 3,3 · 10 <sup>-9</sup>           |
| Współczynnik temp. $dR_i/dT$  | 0,14%/°C   | 0,14%/°C                           | 0,14%/°C                           |
| Maks. gęstość mocy [W/cm <sup>2</sup> ]   | 5  | 10                                 | 100                                |
| $D^*$ (10 $\mu$ m, 100 Hz, 1 mm <sup>2</sup> ) ×<br>× [cm Hz <sup>1/2</sup> /W] | —  | > 10 <sup>8</sup>                  | > 3 · 10 <sup>7</sup>              |
| Standardowy materiał okienka  | Irtran 2   | Irtran 2                           | Irtran 2                           |



Obecnie są już wytwarzane przez niektóre firmy specjalne serie detektorów przeznaczone dla określonych dziedzin zastosowań. Tak np. amerykańska firma Laser Precision Corporation wytwarza kilka serii tych detektorów. Detektory tej firmy przedstawione są w tablicy II. Seria *kT*-1000 (tzw. szybkich detektorów) obejmuje grupę detektorów ogólnego przeznaczenia (*kT*-1001 ÷ 1010), grupę detektorów dużej czułości (*kT*-1101 ÷ 1110) oraz grupę detektorów dużej mocy (*kT*-1201 ÷ 1210). Detektory tej serii są przeznaczone do takich zastosowań, jak diagnostyka laserów CO<sub>2</sub>, urządzenia z odbiorem heterodynowym promieniowania lasera CO<sub>2</sub>, propagacji fal 10,6 μm, badanie synchronizacji modów laserów atmosferycznych. Natomiast tzw. radiometryczna seria (*kT*-4000 i *kT*-4200) obejmuje wysokostabilne detektory pracujące w wąskim zakresie częstotliwości. Detektory tej serii mogą zastąpić klasyczne cienkowarstwowe termopary oraz bolometry termistorowe, w tych dziedzinach, gdzie wymagana jest duża szybkość działania, odporność na wstrząsy mechaniczne oraz niezawodność w pracy. W skład zastosowań tej grupy detektorów mogą wchodzić pomiary promieniowania podczerwonego, pomiary temperatury w wielu gałęziach techniki, laserowe pomiary mocy i energii [2, 12], procesy kontroli obróbki skrawaniem za pomocą wiązki laserowej, pomiary szybkości obrotów ruchomych części różnych maszyn i urządzeń. Nad zastosowaniami tymi trwają obecnie badania. Wiele systemów i układów jest w stadium opracowań i prób.

Wstępne wyniki badań otrzymywane w różnych ośrodkach wskazują na to, że detektory piroelektryczne będą mogły być użyte w pewnych dziedzinach, tam gdzie obecnie stosowane są klasyczne detektory termiczne lub półprzewodnikowe detektory chłodzone. Nie przeceniając ich roli należy się spodziewać, że w najbliższych kilku latach detektory te znajdą powszechne zastosowanie w wielu dziedzinach techniki.

#### Literatura

- [1] W. M. Doyle, *Electro-Optics*, 1, 3, 7 (1971).
- [2] E. H. Putley, *Optics and Laser Technology*, 1971.
- [3] H. P. Beerman, *Bull. Amer. Ceramic Soc.*, 46, 737 (1967).
- [4] C. R. Stanley, *Optics and Laser Technology*, 1971.
- [5] A. M. Glass, *J. Appl. Phys.*, 42, 13, 5219 (1971).
- [6] H. P. Beerman, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-16, 6, 554 (1969).
- [7] W. M. Doyle, *Laser Focus*, 6, 7, 34 (1970).
- [8] A. Shaulov, M. Simhony, *Appl. Phys. Letters*, 20, 1, 6 (1972).
- [9] F. Schwarzzand, R. R. Poole, *Appl. Optics*, 9, 8, 1940 (1970).
- [10] W. W. Duley, *J. Sci. Instrum.*, 44, 629 (1967).
- [11] J. R. Alday, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-16, 6, 598 (1969).
- [12] J. L. Lachambre, *Rev. Sci. Instrum.*, 42, 1, 74 (1971).
- [13] *Mullard Infrared Detectors*, Catalogue of Mullard Limited, 1969.
- [14] *Mullard Limited*, Prospekt firmowy, 1970.
- [15] *Laser Precision Corporation*, Prospekty firmowe, 1971.
- [16] *Barnes Engineering-Bulletin*, 2-350.



*Mieczysław Stapa*

Zakład II Fizyki Jądrowej  
Instytut Badań Jądrowych  
Świerk

## Zastosowanie półprzewodnikowych detektorów promieniowania jonizującego

### Applications of the Semiconductor Nuclear Detectors

*Abstract:* Semiconductor nuclear detectors in many fields of physics, chemistry, medicine and industry are discussed. The survey of some important parameters of these detectors is also given.

### Wstęp

Detektory półprzewodnikowe jako nowe narzędzie spektrometrii i detekcji promieniowania jonizującego zyskują sobie coraz szersze zastosowanie. Wiąże się to głównie z ciągłym ulepszaniem parametrów użytkowych detektorów, jak również z obniżeniem cen detektorów i elektroniki współpracującej z nimi.

W przypadku spektrometrii promieniowania gamma detektory te są narzędziem unikalnym i nie mają odpowiedników w dotychczas stosowanej aparaturze.

W niniejszej pracy skoncentrowano się na omówieniu czterech zasadniczych kierunków zastosowań:

1. do potrzeb fizyki i chemii,
2. w układach spektrometryczno-deteekcyjnych stosowanych w technice jądrowej,
3. w dozymetrii promieniowania  $X$  i gamma oraz w medycynie,
4. w przemysłowych urządzeniach techniki jądrowej.

Omówiono podstawowe parametry użytkowe detektorów germanowych i krzemowych w aspekcie przytoczonych powyżej kierunków zastosowań. Z braku miejsca nie porównywano tych parametrów z odpowiednimi danymi klasycznych detektorów, zakładając, że te ostatnie są dobrze znane czytelnikowi.

Podano również krótkie charakterystyki prac prowadzonych aktualnie w tej dziedzinie w Pracowni Detektorów Półprzewodnikowych Zakładu II Fizyki Jądrowej IBJ.

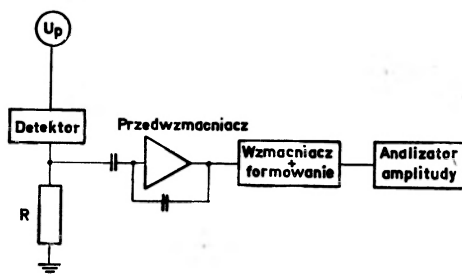
### Parametry elektroniczne detektorów półprzewodnikowych

Podstawowymi wielkościami określającymi jakość detektora i zarazem jego parametry użytkowe w zadanej temperaturze i napięciu polaryzacji są:

- a)  $i_a$  — prąd wsteczny detektora,
- b)  $c_d$  — pojemność detektora,
- c)  $\tau_0$  — efektywny czas życia nośników,
- d)  $\tau_c$  — czas zbierania nośników.

Dwa pierwsze z nich w głównej mierze określają wielkość szumów, natomiast dwa pozostałe straty ładunku w procesie jego zbierania w polu elektrycznym detektora.

Dla zilustrowania roli w. w. parametrów rozpatrzmy układ przedstawiony na rys. 1. W wyniku absorpcji cząstki jonizującej w obszarze czynnym de-



Rys. 1. Schemat blokowy spektrometru półprzewodnikowego

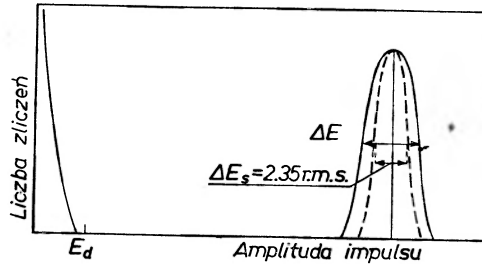
tektora, w detektorze popłynie prąd, który na oporze  $R$  wytworzy odpowiedni impuls napięcia. Impuls ten jest wzmacniany przez przedwzmacniacz ładunkowy, a następnie przez wzmacniacz główny, który zarazem odpowiednio formuje go czasowo.

Widmo impulsów z detektora dla monoenergetycznego promieniowania jonizującego pokazano na rys. 2. Energetyczna zdolność rozdzielcza — szerokość pików na połowie jego wysokości  $\Delta E$  — wyraża się wzorem:

$$\Delta E = \sqrt{F \cdot E_0 \cdot \omega + E_0 \cdot \omega \cdot (1 - \eta) + \Delta E_s^2} \quad (1)$$

gdzie:  $F$  — współczynnik Fano,  
 $E_0$  — energia promieniowania [keV],  
 $\omega$  — średnia energia generacji pary elektron-dziura [keV],  
 $\eta$  — współczynnik zbierania ładunku w detektorze,  
 $\Delta E_s$  — rozmycie szumowe linii [keV].

Pierwszy człon w równaniu (1) wyraża statystyczny rozrzut ilości par elektrycznych nośników wygenerowanych w procesie absorpcji cząstki jonizującej. Drugi człon reprezentuje rozmycie linii wynikłe z rekombinacji i pułapkowania nośników w procesie ich zbierania w polu elektrycznym detektora. Dla detektorów spektrometrycznych wielkość  $\eta \approx 0,99$  i wkład drugiego członu w równaniu (1) jest do pominięcia.



Rys. 2. Widmo impulsów z detektora dla monoenergetycznego promieniowania

Na ogół największy wkład w  $\Delta E$  wnoszą szumy  $\Delta E_s$ . Dla układu przedstawionego na rys. 1 przy założeniu, że stała różniczkowania  $\tau_R$  i stała całkowania  $\tau_c$  są sobie równe ( $\tau_R = \tau_c = \tau$ ), kwadrat rozmycia szumowego linii wyrażony w średniokwadratowej amplitudzie szumów dla detektora krzemowego można przedstawić wzorem [1]:

$$(\text{v. m. s.})^2 = 0.16(i_g + i_d)\tau + \frac{0.02 c^2}{g_m \cdot \tau} + \frac{8\tau}{R} [\text{keV}]^2 \quad (2)$$

gdzie:  $i_d$  — prąd detektora [nA], (1000),  
 $i_g$  — prąd bramki FET-a [nA], (1),  
 $\tau$  — stała formowania [ $\mu\text{sek}$ ], (0,5),  
 $g_m$  — nachylenie FET-a [mA/V], (4,5),  
 $R$  — opór wejścia [M $\Omega$ ], (1000),  
 $c$  — pojemność wejścia [pF], (10).

W nawiasach podano typowe wielkości dla układu z detektorem krzemowym z dryftem litu Si(Li) pracującym w temperaturze pokojowej.

W przypadku detektorów germanowych współczynniki w równaniu (2) będą odpowiednio mniejsze o około 20%.

Ilość impulsów od szumów liczonych powyżej pewnego progu dyskryminacji  $E_d$  wynosi:

$$n(E_d) = \frac{1}{2\pi\tau} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E_d}{\text{v. m. s.}}\right)^2\right] \quad (3)$$

Dla każdego v. m. s. można podać tzw. bezpieczny próg dyskryminacji  $E_d$ , powyżej którego praktycznie szumy nie są liczone. Próg ten wynosi:

$$E_d = 5,3 \cdot \text{v. m. s.} \quad (4)$$

Dla typowego detektora dryftowego o powierzchni czynnej  $1 \text{ cm}^2$ , grubości obszaru czynnego do  $2 \text{ mm}$ , pracującego w temperaturze pokojowej, prąd wsteczny detektora wynosi około  $1 \mu\text{A}$  i wielkości charakterystyczne szumów są następujące:

$$(\text{v. m. s.})^2 = 80 + 0,90 + 0,004 [\text{keV}]^2$$

$$\text{v. m. s.} \approx 9 [\text{keV}]$$

$$\Delta E_s \approx 21 [\text{keV}]$$

$$E_d = 48 [\text{keV}].$$

Dla tego samego detektora przy prądzie wstecznym  $1 \text{ nA}$  wielkości te wynoszą:

$$(\text{v. m. s.})^2 = 0,16 + 0,90 + 0,004 [\text{keV}]^2$$

$$\text{v. m. s.} \approx 1,00 [\text{keV}]$$

$$\Delta E_s \approx 2,35 [\text{keV}]$$

$$E_d \approx 5,3 [\text{keV}].$$

### Zastosowania do potrzeb fizyki i chemii jądrowej

Prace badawcze w fizyce i chemii jądrowej wymagają pomiarów różnego rodzaju parametrów charakterystycznych dla promieniowania jonizującego. Obecnie dla wielu tych pomiarów z powodzeniem stosuje się detektory półprzewodnikowe. Zgodnie ze specyfiką tych badań, możemy podzielić zastosowania w. w. detektorów do:

1. spektrometrii,
2. spektrometrii i identyfikacji cząstek naładowanych,
3. spektrometrii i pomiarów czasowych.

1. Podstawowymi parametrami użytkowymi określającymi jakość spektrometru promieniowania jonizującego są:

- a) dokładność wyznaczenia energii,
- b) zdolność rozróżnienia dwóch blisko siebie leżących linii monoenergetycznych —  $\Delta E$ ,
- c) wydajność na całkowitą absorpcję —  $\varepsilon$ .

W detektorach półprzewodnikowych dla linii monoenergetycznej możemy podać analityczną formułę określającą kształt odpowiedniego piku w widmie impulsów. Obróbka danych przy pomocy maszyny cyfrowej pozwala przy stosunkowo dobrych zdolnościach rozdzielczych w. w. detektorów na określenie energii tej linii ze względną dokładnością lepszą niż  $10^{-4}$ .

Jak widać z równań (1) i (2), przez energetyczną zdolność rozdzielczą detektorów półprzewodnikowych rozumiemy tę wielkość odniesioną do systemu detektor + układ elektroniczny. Tylko w przypadkach, gdy parametry detektora ( $i_d$ ,  $c_d$ ,  $\eta$ ) dają zasadniczy wkład w  $\Delta E$ , możemy odnosić  $\Delta E$  do samych

detektorów.  $\Delta E$  dla w. w. detektorów zależy od rodzaju i energii promieniowania jonizującego (współczynnik Fano, warstwy absorpcyjne), od współczynnika zbierania ładunku w detektorze (napięcie pracy detektora, czasy życia nośników), temperatury pracy (prąd wsteczny detektora,  $\tau_0$ ) oraz układu elektronicznego (nachylenie FET-a, pojemność wejściowa, układ formowania). W tabelicy I przedstawiono dla typowych spektrometrów germanowych i krzemowych zdolności rozdzielcze  $\Delta E$  pomierzone dla kilku wybranych energii różnego rodzaju promieniowania jonizującego.

Tabelica I

| Rodzaje promieniowania jonizującego | Ge<br>typowy spektrometr<br>temp. 77° K<br>$\Delta E$              | Si<br>typowy spektrometr<br>temp. 77° C<br>$\Delta E$          | Si<br>spektrometr pracu-<br>jący w temp. poko-<br>jowej<br>$\Delta E$ |
|-------------------------------------|--|--|---|
| X, $\gamma$                         | 2,1 keV dla 122 keV<br>2,6 keV dla 667 keV<br>3,0 keV dla 1,33 keV | 0,9 keV dla 6,4 keV<br>1,1 keV dla 24 keV                      | 10 keV - 15 keV   |
| $\beta$                             |  | 1,3 keV dla 24 keV<br>2,4 keV dla 622 keV<br>3,0 keV dla 1 MeV | 10 keV - 15 keV   |
| $\alpha$                            |  | 12 keV dla 5,4 MeV<br>4,5 keV dla 40 MeV                       | 20 keV - 30 keV   |

W ostatnich dwóch latach w spektrometrii z w. w. detektorami osiągnięto dalszy postęp dzięki opracowaniu tzw. sprzężenia optycznego w przedwzmacniaczu ładunkowym, poprawie parametrów FET-ów, jak również samych detektorów ( $i_d \leq 10^{-13}$  A). Obecnie uzyskuje się wyniki:  $\Delta E = 0,165$  keV dla  $E_\gamma = 5,9$  keV [2] oraz  $\Delta E = 0,924$  keV dla  $E_\gamma = 622$  keV [3]. Problem wydajności na absorpcję całkowitej energii promieniowania jonizującego —  $\epsilon$  w w. w. detektorach należy rozpatrywać indywidualnie dla poszczególnych rodzajów promieniowania. Ciężkie cząstki naładowane praktycznie całą swoją energią tracą w procesach jonizacji. Straty energii w procesach niskokątowych rozprożeń na jądrach Si lub Ge ujmuje współczynnik Fano. Dodatkowe straty w procesach rozprożeń pod wysokimi kątami oraz na dyslokacjach i defektach sieci krystalicznej są na ogół mniejsze od 1%.

Tak więc w detektorach o cieniejszej warstwie martwej ( $\leq 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  — Au) oraz grubości obszaru czynnego większej od zasięgu cząstek naładowanych dla monoenergetycznego promieniowania otrzymujemy w widmie impulsów z detektora pik oraz tzw. niskoenergetyczny ogon. Przykładowo dla cząstek  $\alpha$  ilość impulsów w ogonie niskoenergetycznym jest mniejsza od 1% impulsów w pikie [4]. W przypadku cząstek  $\beta$  obserwuje się zmniejszenie wydajności  $\epsilon$

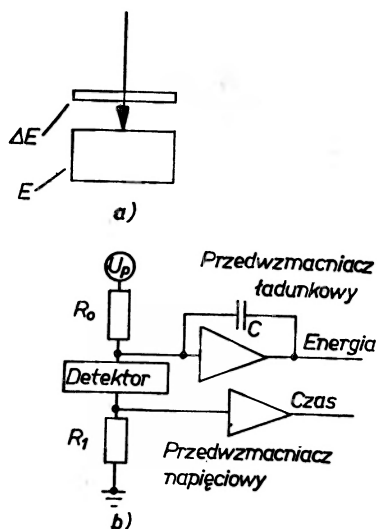
na rzecz niskoenergetycznej części widma, w wyniku wstecznego rozproszenia elektronów od detektora, promieniowania hamowania i rozproszenia w strefie przygranicznej obszaru czynnego lub od szczelin kolimacyjnych. W procesie wstecznego rozproszenia część energii elektronu zostaje uniesiona z detektora, w wyniku czego rejestrujemy impuls o mniejszej amplitudzie.

Tzw. współczynnik wstecznego rozproszenia (stosunek liczby rozproszonych elektronów do liczby elektronów podających) jest wielkością zależną od  $Z_{\text{eff}}$  materiału, energii elektronów oraz od kąta podania. Współczynnik wstecznego rozproszenia dla tzw. dyfuzyjnego wejścia ( $\pi$ ) elektronów wynosi dla Si około 23% i dla Ge około 45% [5] i praktycznie nie zależy od energii elektronów. Dla prostopadłego podania współczynnik ten dla krzemu wynosi 15% dla  $E_{\beta} = 100 \text{ keV}$  i 10% dla  $E_{\beta} = 1 \text{ MeV}$  [6]. Wkład promieniowania hamowania do niskoenergetycznego ogona w widmie w przypadku krzemu dla  $E_{\beta} = 1 \text{ MeV}$  jest mniejszy od 2% [7]. Mierzone wydajności  $\varepsilon$  dla detektorów krzemowych w przypadku prostopadłego podania wynoszą odpowiednio 84% dla  $E_{\beta} = 100 \text{ keV}$  i 88% dla  $E_{\beta} = 1 \text{ MeV}$  [7].

Problem wydajności  $\varepsilon$  dla w. w. detektorów na promieniowanie  $X$  i  $\gamma$  jest omawiany w pracy [8].

## 2. Detektory półprzewodnikowe w przypadku ciężkich naładowanych cząstek dają możliwość równoczesnego pomiaru energii i określenia masy i ładunku.

Na rys. 3a przedstawiono schemat ideowy takiego układu pomiarowego (teleskop). Cząstka o masie  $M$  i ładunku  $Ze$  przechodzi przez detektor cienki tracąc w nim część swojej energii  $\Delta E$ , rejestrowana jest następnie w detektorze grubym, gdzie traci pozostałą swoją energię  $E - \Delta E$ . Amplituda impulsu



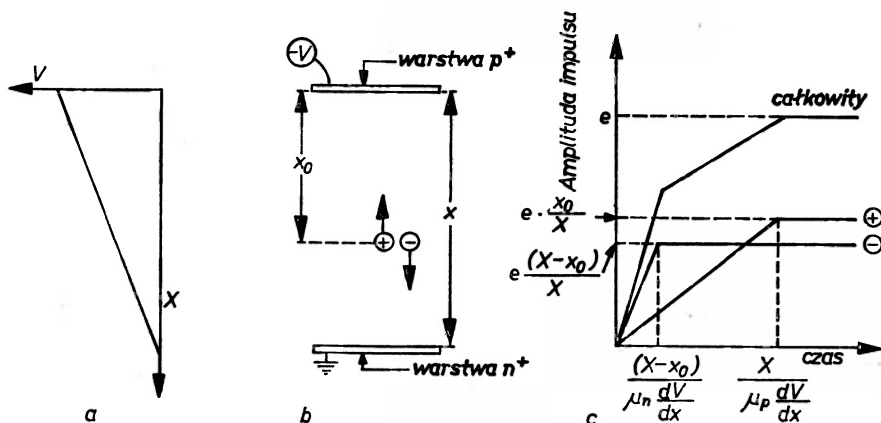
Rys. 3. Schemat ideowy: a — teleskopu półprzewodnikowego, b — spektrometru z równoczesnymi pomiarami czasowymi



z pierwszego detektora  $V_1 \sim \Delta E \sim \frac{MZ^2}{E}$ , a z drugiego  $V_2 \sim E - \Delta E$ . Podając na jedną oś dwuparametrycznego analizatora amplitudy sumę impulsów  $V_1 + V_2 \sim E$ , a na drugą oś iloczyn  $V_1(V_1 + V_2) \sim MZ^2$  otrzymujemy na ekranie odpowiednie hiperbole, które możemy przypisać poszczególnym izotopom.

Na ogół stosuje się jako detektory cienkie — krzemowe detektory z barierą powierzchniową o grubościach od 10  $\mu\text{m}$  do 300  $\mu\text{m}$ , a jako detektory grube — krzemowe detektory dryftowe o grubościach od 500  $\mu\text{m}$  do 10 mm. Ostatnio dzięki technice implantacji jonów opracowano tzw. zintegrowane teleskopy zawierające dwa detektory w jednym kawałku krzemu [9]. Metoda ta pozwala na otrzymanie detektorów cienkich o grubościach kilku  $\mu\text{m}$ , a tym samym rozszerza granice stosowalności tej techniki pomiarowej na cięższe jony.

3. Detektor półprzewodnikowy w układzie przedstawionym na rys. 3 może równocześnie mierzyć relacje spektrometryczne i czasowe badanego promieniowania jonizującego. Górne wysokooporowe ( $R_0$ ) wejście jest normalnym wejściem spektrometrycznym, natomiast dolne niskooporowe jest wejściem czasowym. Czasowa zdolność rozdzielcza tego układu uwarunkowana jest w głównej mierze wielkościami progu dyskryminacji w gałęzi czasowej oraz czasem zbierania ładunku  $\tau_c$  w detektorze. Czas  $\tau$  zależy od wielkości i rozkładu pola elektrycznego w detektorze (napiecie polaryzacji, typ detektora), temperatury ( $\mu_n, \mu_p$ ), miejsca generacji ładunku elektrycznego ( $X_0$ ) oraz dla ciężkich cząstek naładowanych od efektów plazmowych.



Rys. 4. Rozkład napięcia: a — zależność geometryczna, b — zbieranie ładunku, c — dla idealnego detektora dryftowego

Na rys. 4 przedstawiono dla planarnego detektora dryftowego ( $n-i-p$ ) rozkład napięcia w obszarze czynnym detektora oraz wielkość ładunku zebranego w funkcji czasu przy generacji tego ładunku w odległości  $X_0$ .

Dla danego przypadku czasy zbierania nośników dla elektronów i dziur wynoszą odpowiednio:

$$t_{cm} = \frac{X - X_0}{\mu_n \cdot \frac{dV}{dx}} \quad \text{i} \quad t_{cp} = \frac{X_0}{\mu_p \cdot \frac{dV}{dx}}, \quad (6)$$

gdzie:

$X$  — grubość obszaru czynnego [cm],

$X_0$  — odległość miejsca generacji od elektrody [cm],

$\mu$ ,  $\mu_p$  — ruchliwości odpowiednio elektronów i dziur [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sek}$ ],

$\frac{dV}{dx}$  — natężenie pola elektrycznego w detektorze [ $\text{V}/\text{cm}$ ].

Dla cząstek o „niezerowym” zasięgu równanie (6) daje dodatkowy czynnik powiększający czas zbierania. Czasy zbierania ładunku  $\tau_c$  dla typowych detektorów spektrometrycznych wynoszą: detektor Ge dryftowy planarny o grubości  $\approx 10$  mm i napięciu  $U_p \approx 1000$  V —  $\tau \approx 4 \cdot 10^{-8}$  sek [10], detektor Si dryftowy planarny o grubości  $\approx 3$  mm i napięciu  $U_p \approx 600$  V —  $\tau_c \approx 3 \cdot 10^{-7}$  sek w temperaturze pokojowej i  $\tau_c \approx 2 \cdot 10^{-8}$  sek w temperaturze ciekłego azotu [10]. Efekty plazmowe związane z silną jonizacją wzdłuż toru ciężkiej cząstki naładowanej wprowadzają dodatkowe zwiększenie czasu zbierania ładunku. Dla detektorów krzemowych, w których wytworzono pole elektryczne  $\sim 1000$  V/cm dla cząstek  $\alpha$ , pomierzone czasy plazmy wynoszą 2-3 nsek [11]. Czasowa zdolność rozdzielcza w. w. detektorów jest mniejsza od czasu zbierania ładunku, gdyż przy niskich szumach detektorów próg  $E_d$  w gałęzi czasowej może być bliski zera. Detektory półprzewodnikowe mogą być stosowane z powodzeniem w pomiarach spektrometryczno-koincydencyjnych o czasowej zdolności rozdzielczej rzędu kilku nsek, a w układach specjalnych — rzędu ułamków nsek [12], w układach time-of-flight oraz w pomiarach czasu życia krótkożyłowych izotopów. Detektory półprzewodnikowe dzięki wszystkim powyżej omawianym parametrom użytkowym, a dodatkowo jeszcze takim własnościom, jak minimalna warstwa martwa, możliwość pracy w próżni powyżej  $10^{-2}$  mmHg, małe wymiary geometryczne, praktycznie spełniają wymagania „idealnego” detektora do spektrometrii cząstek ciężkich naładowanych. Detektor także umożliwia pomiar praktycznie „punktowy” relacji energetycznych i czasowych przy równoczesnej identyfikacji cząstek naładowanych. Detektory te znalazły szerokie zastosowanie do badań produktów reakcji jądrowych, do pomiaru rozkładów kątowych, pomiarów efektów polaryzacyjnych w reakcjach jądrowych, w badaniach produktów rozszczepienia ciężkich jąder [13], badaniach kosmicznych oraz badaniach  $\alpha$ -promieniotwórczości w izotopach naturalnych. Energetyczna zdolność rozdzielcza tych detektorów dla promieniowania  $\beta$  jest porównywalna z odpowiednią zdolnością spektrometrów magnetycznych, szczególnie w obszarze powyżej 300 keV. Ostatnio konstruuje się spektrometry promieniowania  $\beta$ , w których relacje energetyczne otrzymuje się z detektora Si(Li), natomiast spektrometr magnetyczny służy do separacji elektronów

od promieniowania  $X$ ,  $\gamma$ ,  $\alpha$  [14]. Dla miernictwa promieniowania  $X$  i  $\gamma$  detektory półprzewodnikowe jako detektory unikalne stworzyły możliwości pomiarowe nie do zrealizowania w innych technikach pomiarowych.

### Zastosowania w układach spektrometryczno-detekcyjnych techniki jądrowej

Metody techniki jądrowej w ostatnich latach znalazły zastosowania praktyczne w wielu dziedzinach przemysłu oraz badań naukowych. Powodzenie tych metod w dużej mierze jest uwarunkowane jakością detektora promieniowania. Detektory półprzewodnikowe wnoszą istotny wkład w rozwój tych metod.

Zastosowania w. w. detektorów możemy podzielić ze względu na wykorzystanie

1. bardzo dobrej energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów,
2. do pomiarów znaczników izotopowych.

1. Najbardziej rozpowszechnionymi zastosowaniami bazującymi na bardzo dobrej zdolności rozdzielczej są metody oznaczania składu chemicznego próbek: a) analiza fluorescencyjna, b) analiza aktywacyjna.

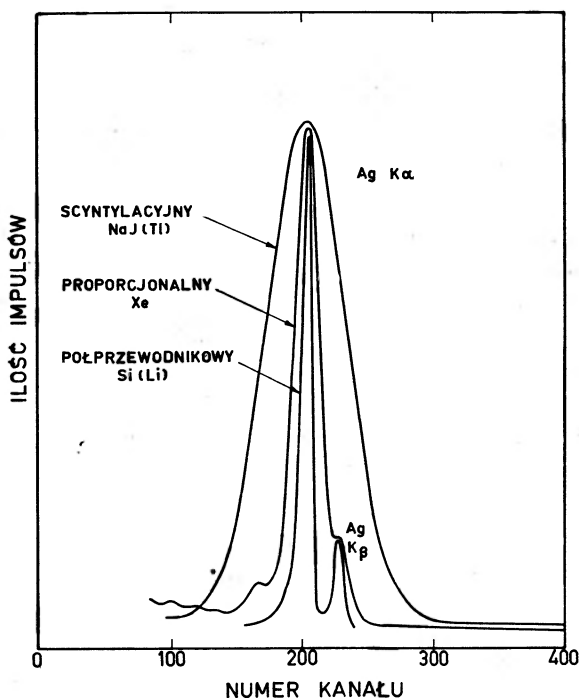
a. Metoda analizy fluorescencyjnej polega na identyfikacji oraz na ilościowej ocenie zawartości badanego pierwiastka poprzez rejestrację wzbudzonego charakterystycznego promieniowania  $X$ . Najważniejszymi własnościami w. w. detektorów rozważonymi z punktu widzenia analizy fluorescencyjnej są wydajność  $\epsilon$  oraz energetyczna zdolność rozdzielcza. Problem wydajności w. w. detektorów dla promieniowania  $X$  był rozważany w pracy [8]. Na rys. 5 porównano zdolności rozdzielcze linii  $K_\alpha$  i  $K_\beta$  srebra dla detektorów: licznika scyntylacyjnego NaJ(TL), licznika proporcjonalnego napełnionego ksenonem i półprzewodnikowego detektora Si(Li) o grubości obszaru czynnego 3 mm i powierzchni 80 mm<sup>2</sup>. Zdolność rozdzielcza tego spektrometru wynosiła 0,7 keV dla linii  $K_\alpha$ -Fe. Obecnie osiągalne dla tych detektorów zdolności rozdzielcze (rozdział 3)  $\Delta E = 0.165$  keV, pozwalają na identyfikację pierwiastków o  $\Delta Z = 1$  począwszy od  $Z = 7$ .

Do tego rodzaju pomiarów stosuje się głównie dwa typy detektorów: krzemowe z dryftem litu Si(Li) z barierą powierzchniową, germanowe z dryftem litu.

Wykrywalność tej metody przy zdolnościach rozdzielczych  $\Delta E = 0,165$  keV dla energii  $E = 5,9$  keV i wzbudzania promieniowania charakterystycznego promieniowaniem  $\gamma$  z izotopowych źródeł wynosi kilka p. p. m., natomiast przy wzbudzeniu ciężkimi jonami wynosi  $10^{-9}$  g, a w pewnych przypadkach  $10^{-12}$  g [15].

W Pracowni Detektorów Półprzewodnikowych IBJ Świerk prowadzone są prace z zakresu rentgenowskiej analizy fluorescencyjnej. Spektrometr z detektorem Si(Li) o wymiarach 50 mm<sup>2</sup> × 2,5 mm ma zdolność rozdzielczą  $\Delta E =$

= 0,76 keV dla  $E_\gamma = 14$  keV. Jako źródło promieniowania wzbudzającego zastosowano źródło  $^{109}\text{Cd}$  o aktywności około 1 mC. Dolna granica wykrywalności wynosi w przypadku Br 10 atomów na  $10^{-6}$  cząstek wody.



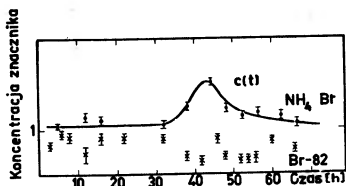
Rys. 5. Widma energetyczne linii  $K\alpha$  i  $K\beta$ - $\text{Ag}$  otrzymane dla różnych detektorów

b. Metoda neutronowej analizy aktywacyjnej jest jednym z najczulszych narzędzi do badania składu chemicznego próbki. Sprowadza się ona do pomiaru charakterystycznego promieniowania gamma odpowiednich izotopów promieniotwórczych powstałych w procesie naświetlania próbki neutronami. Poziom wykrywalności w tej metodzie od strony detektora jest uwarunkowany głównie energetyczną zdolnością rozdzielczą  $\Delta E$ . Zastosowanie do tych celów detektorów Ge(Li) pozwoliło zwiększyć czułość prawie o dwa rzędy wielkości, poza tym umożliwiło analizę wieloskładnikowej próbki bez chemicznej separacji składników. Wydajność  $\epsilon$  detektorów Ge(Li) jest mniejsza blisko o dwa rzędy wielkości od wydajności detektorów scyntylacyjnych, jednak fakt ten nie wpływa zasadniczo na próg wykrywalności przy zastosowaniu tych detektorów.

W roku 1971 zastosowano reaktorową analizę aktywacyjną połączoną ze spektrometrem Ge(Li) do badań przepływu wód podziemnych przy ocenie stopnia zagrożenia wodnego w kopalniach węgla kamiennego [16]. Uzyskano wykrywalność rzędu 0,1 p. p. m. Na rys. 6 krzywa przedstawiona typową krzywą przepływu koncentracji nośnika  $\text{NH}_4\text{Br}$ . Krzywa ta jest podstawą do

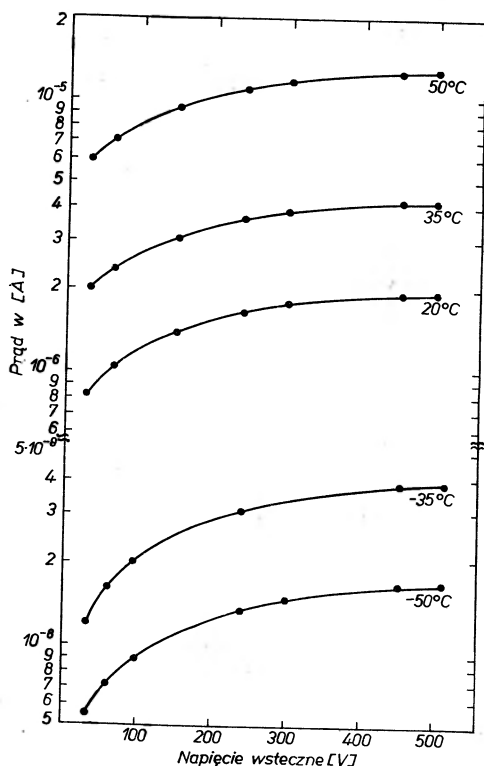
analizy przepływu wody. Na tym samym rysunku przedstawiono wyniki uzyskane przy stosowaniu klasycznej metody atomów znaczących ( $^{82}\text{Br}$ ).

Dość liczna grupa zastosowań metod techniki jądrowej sprowadza się do identyfikacji i pomiaru natężenia izotopowych znaczników promieniowania  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $X$ . Do tych celów można stosować detektory krzemowe.



Rys. 6.  $c(t)$  — krzywa przepływu koncentracji nośnika oraz wyniki otrzymane metodą atomów znaczących  $^{82}\text{Br}$

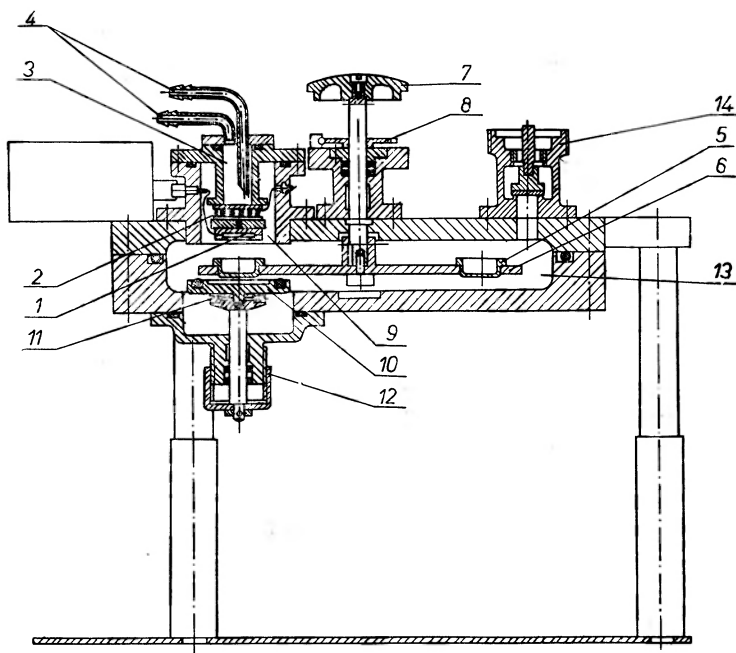
Na rys. 7 przedstawiono charakterystyki  $V$ - $J$  typowego detektora  $\text{Si}(\text{Li})$  o grubości 2 mm i powierzchni czynnej  $= 1 \text{ cm}^2$  pomierzone dla różnych temperatur. Analogiczne prądy dla detektora z pierścieniem ochronnym mogą



Rys. 7. Charakterystyki  $V$ - $J$  detektora  $\text{Si}(\text{Li})$  pomierzone dla różnych temperatur

być o czynnik 5-10 razy mniejsze. Dla konkretnego izotopu równania (2) i (4) pozwalają ustalić warunki pracy takich detektorów. Na przykład dla pomiaru cząstek  $\beta$  z  $^{12}\text{C}$  wymagany jest próg dyskryminacji  $E_d \leq 10$  keV, przy wymiarach detektora  $1 \text{ cm}^2 \times 1 \text{ mm}$  — prąd wsteczny detektora powinien być  $\approx 10^{-8}$  A. Temperatura pracy (rys. 7) detektora bez pierścienia ochronnego powinna wynosić  $\approx -45^\circ\text{C}$ , a z pierścieniem  $\approx -30^\circ\text{C}$ .

Na rys. 8 pokazano spektrometr z detektorem krzemowym Si(Li) z barierą powierzchniową chłodzonym przy pomocy lodówki półprzewodnikowej wykonany w w. w. Pracowni. Temperatura detektora w spektrometrze wynosiła



Rys. 8. Spektrometr z detektorem krzemowym chłodzonym lodówką półprzewodnikową. 1 — detektor, 2 — lodówka półprzewodnikowa, 3 — komora z płynem chłodzącym, 4 — końcówki obiegu wodnego, 5 — próbka, 6 — tarcza obrotowa z 9 próbkami, 7 — gałka obrotu tarczy, 8 — zatrzask ustalający 9 pozycji tarczy, 9 — komora detektora zamykana śluzą, 10 — śluzka zamykająca komorę detektora, 11 — automatyczny zatrzask odłączający śluzę od trzpienia, 12 — mechanizm przesuwu śluzki, 13 — komora próżniowa spektrometru. 14 — zawór próżniowy

około  $-40^\circ\text{C}$ . Spektrometr może służyć do spektrometrii i detekcji promieniowania  $\alpha$ ,  $\beta$  oraz promieniowania  $X$  od energii  $E_d \geq 6$  keV. Wykorzystanie lodówki półprzewodnikowej eliminuje potrzebę stosowania ciekłego azotu, a więc rozszerza zakres zastosowań danego spektrometru.

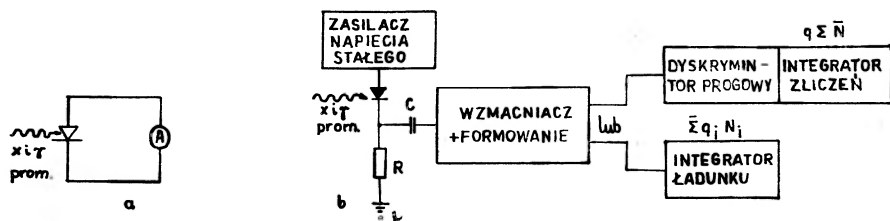
Ze względu na powierzchnię czynną detektorów krzemowych  $\leq 2 \text{ cm}^2$  oraz bieg własny detektorów, wynoszący średnio około 5 imp/min  $\text{cm}^2$ , próg czułości spektrometru krzemowego wynosi około 20 pC/ $\text{cm}^2$ .

## Zastosowania promieniowania $X$ i $\gamma$ w dozymetrii oraz w medycynie

Detektory krzemowe ( $Z = 14$ ) są najbardziej predysponowane, ze wszystkich detektorów półprzewodnikowych, do pomiaru mocy dawki promieniowania  $X$  i  $\gamma$ . Pomiaru tej wielkości w detektorach krzemowych można dokonać dwiema metodami:

1. metodą prądową,
2. metodą impulsową.

1. Pierwsza metoda oparta jest na powstaniu efektu foto-galwanicznego w detektorze naświetlonym promieniowaniem  $X$  i  $\gamma$ . Promieniowanie generuje nośniki elektron-dziura, których ilość jest wprost proporcjonalna do mocy dawki. Nośniki te drogą dyfuzji swobodnej dostają się do obszaru pola elektrycznego złącza  $p-n$  i są zbierane na odpowiednich elektrodach, dając w obwodzie zewnętrznym prąd (rys. 9a). Przy niskooporowym wejściu miernika natężenie



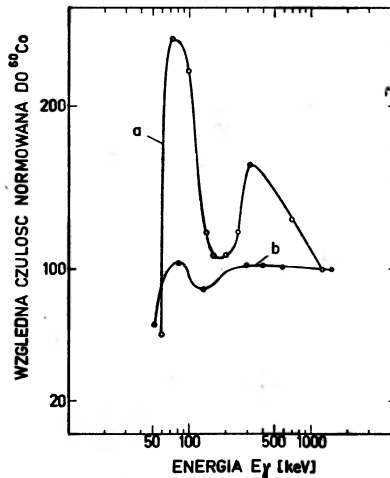
Rys. 9. Schemat blokowy dawkomierza krzemowego: a — prądowego, b — impulsowego

tego prądu jest wprost proporcjonalne do dawki ekspozycyjnej i nieczułe na zmiany temperatury w przedziale temperatur  $0^{\circ}\text{C} - +40^{\circ}\text{C}$ . Dla wejść wysoko oporowych (wejście napięciowe) otrzymuje się zależność logarytmiczną wskazań od mocy dawki i znaczne zmiany czułości w rozważanym przedziale temperatur. Dla niskooporowego wejścia dolna granica stosowalności wynosi około  $1 \text{ R/min}$ , natomiast górna  $10^4 \text{ R/min}$ . Objętość stosowanych detektorów wynosi od kilkunastu do kilku  $\text{mm}^3$ . Ze względu na liczbę atomową krzemu  $Z = 14$  detektory te nadają się do pomiaru mocy dawki w radioterapii przy użyciu źródeł  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  oraz twardych promieni  $X$ . Sondy z detektorami wykonanymi w w. w. Pracowni przeznaczone do pomiaru mocy dawki w przelyku ( $\varnothing 3 \text{ mm}$ ) przy leczeniu raka płuc były badane i obecnie są stosowane w AM w Gdańsku.

2. W drugiej metodzie (rys. 9b) poszczególne impulsy z detektora po odpowiednim wzmocnieniu i uformowaniu są podawane na integrator zliczeń lub integrator ładunku. Metoda ta jest bardzo czuła i pozwala mierzyć moc dawki ekspozycyjnej w zakresie od  $30 \mu\text{R/h}$  do  $1000 \text{ R/h}$ . Do tej pory dawkomierze takie pracowały z integratorem średniej ilości impulsów.

Na rys. 10 przedstawiono charakterystykę energetyczną jednego z takich dawkomierzy. Obserwowane zmiany czułości w przedziale energii od  $50 \text{ keV}$  do  $1,3 \text{ MeV}$  wynoszą około  $\pm 50\%$  [17], co jest czynnikiem ograniczającym

ich stosowalność. W Pracowni Detektorów IBJ skonstruowano dawkomierz z integratorem ładunku na wyjściu [18]. Na rys. 10 przedstawiono także pomierzoną i wyliczoną charakterystykę energetyczną dawkomierza, w którym sumuje się ładunki poszczególnych impulsów z detektora (krzywa *b*). Krzywą *b* pomierzono dla progu dyskryminacji  $E_d = 25$  keV. Tak niski próg dyskryminacji wymaga stosowania detektorów o małych prądach oraz odpowiedniej elektroniki (równania (2) i (4)). Otrzymano dla tych warunków stałość charakterystyki energetycznej  $\pm 5\%$  dla  $E \geq 180$  keV, a w przedziale  $50 \text{ keV} < E < 180 \text{ keV} \pm 30\%$ .



Rys. 10. Charakterystyki energetycznej czułości dawkomierza z detektorem krzemowym, z integratorem zliczeń (krzywa *a* — [17]) i z integratorem ładunku (krzywa *b* — [18])

Dawkomierze krzemowe ze względu na małe wymiary samego czujnika są przydatne do pomiaru rozkładu mocy dawki z dobrą geometryczną zdolnością rozdzielczą, jak również do pomiaru mocy dawki wewnątrz ciała ludzkiego. Tego typu dawkomierze opracowane w Pracowni znajdują zastosowanie w kilku klinikach radiologicznych w Polsce. Innym przykładem zastosowania w medycynie detektorów krzemowych są miniaturowe sondy przeznaczone do detekcji promieniowania w radioterapii guzów nowotworowych mózgu lub oka ludzkiego. Detektory o wymiarach  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$  pozwalają zlokalizować dokładnie miejsce wzmożonej absorpcji preparatu znaczonego  $^{32}\text{P}$  [19].

### Zastosowania w przemysłowych urządzeniach techniki jądrowej

Istnieje dość liczna grupa urządzeń techniki jądrowej takich, jak: przekaźniki izotopowe, grubościomierze, wagi izotopowe, sygnalizatory napelnienia, w których detektory muszą pracować w przedziale temperatur od  $-50^\circ\text{C}$  do  $+50^\circ\text{C}$ . Do tej pory dominują w tych zastosowaniach detektory klasyczne. Detektory krzemowe spełniają te wymagania temperaturowe, a więc mogą być stosowane w powyższych urządzeniach.



W niniejszej pracy zestawiono zasadnicze parametry użytkowe detektorów krzemowych rozważanych w aspekcie powyższych zastosowań. Są nimi:

- a) czas trwania impulsu  $\leq 0,5 \mu\text{sek}$ ,
- b) częstość powtarzania impulsów może być większa od  $10^5 \text{ imp/s}$ ,
- c) niskie napięcie zasilające — kilkadziesiąt wolt,
- d) wydajność impulsowa na promieniowanie gamma (dla  $^{137}\text{Cs}$  od  $5 \text{ imp/s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{mR/h}$ ) jest porównywalna z wydajnością typowych liczników G-M,
- e) niezależność sygnału od napięcia polaryzacji detektora,
- f) radiacyjny czas życia  $\geq 5 \cdot 10^{12} \text{ imp}$ ,
- g) detektor energetyczny (możliwości dyskryminacji),
- h) małe gabaryty detektora.

Pomimo tych zalet szersze zastosowanie detektorów półprzewodnikowych w przemysłowych urządzeniach techniki izotopowej wymaga przeprowadzania badań nad zachowaniem się detektorów w długoczasowej pracy w warunkach przemysłowych. Przykładem takich badań mogą być prace prowadzone w Pracowni Detektorów IBJ i ŻKMPW — Zabrze nad opracowaniem czujnika izotopowego pracującego przy zagrożeniu metanowym w kopalniach węgla kamiennego. W tym rozwiązaniu maksymalne napięcie nie przekracza o 12 V i jest iskro-bezpieczne. Otrzymane wstępne wyniki pozwalają sądzić, że czujniki te z powodzeniem będą mogły być stosowane w automatyzacji prac wydobywczych węgla kamiennego.

### Uwagi końcowe

W ostatnich latach w szeregu ośrodkach badawczych prowadzone są intensywne prace nad nowymi detektorami półprzewodnikowymi takimi, jak krzemowe detektory ze wzmocnieniem wewnętrznym (typu G-M i licznika proporcjonalnego), detektory z nowych materiałów półprzewodnikowych o szerokiej przerwie wzbronionej (CdTe i GaAs). Prace te, jak również fakt stałego obniżenia cen detektorów i obwodów scalonych rokuje nadzieje, że w najbliższej przyszłości nastąpi dalsze rozszerzenie zastosowań detektorów półprzewodnikowych.

### Literatura

- [1] W. Hansen, F. S. Goulding, *Nat. Acad. Sci.*, Washington 1961, s. 871.
- [2] A. Friant i inni, *Raport CEA(DEG)SER-CEN-Saclay* 1971.
- [3] F. S. Goulding, J. T. Walton, R. H. Pehl, *IEEE Trans.*, NS-17, nr 1, 214 (1970).
- [4] G. Dearnaley, D. C. Northrop, *Semiconductor Counter for Nuclear Radiation*, London 1966.
- [5] E. P. Steinberg, ANL-6361 (1961).
- [6] B. Planskoy, *Nuclear Instr. Meth.*, **61**, 285 (1968).
- [7] M. J. Berger, *Nuclear Instr. Meth.*, **69**, 181 (1969).
- [8] J. Chwaszczewska, *Materiały Sympozjum Półprzewodnikowych Detektorów Promienionowania*, 1972.

- [9] F. W. Martin, *Nuclear Instr. Meth.*, **72**, 223 (1969).
- [10] M. Martini, T. A. McMath, *Nuclear Instr. Meth.*, **79**, 259 (1970).
- [11] A. Taroni, G. Zamarin, *Nuclear Instr. Meth.*, **67**, 277 (1969).
- [12] H. Meyer, *IEEE Trans. Nuclear Sci.*, NS-13, 180 (1965).
- [13] T. Krogulski i inni, *Nukleonika*, **4**, 280 (1963).
- [14] A. Płochocki i inni, *Nuclear Instr. Meth.*, **92**, 85 (1971).
- [15] T. B. Johonsson i inni, *Nuclear Instr. Meth.*, **84**, 141 (1970).
- [16] J. Chwaszczewska i inni, *Symposium MAZ w T. Katowice*, 1971.
- [17] A. R. Jones, *JRE Trans. Nuclear Sci.*, NS-9, 17 (1962).
- [18] M. Słapa i inni, *Nuclear Instr. Meth.*, **96**, 239 (1971).
- [19] J. M. Palms i inni, *IEEE Trans.*, NS-18, 50 (1971).

A. W. Czernietcki: **Wstęp do fizyki plazmy**. Z języka rosyjskiego tłumaczył Lech Jakubowski, PWN, Poznań 1971, str. 364, cena zł 34.—

Pośród wielu działów fizyki współczesnej fizyka plazmy zajmuje szczególną pozycję. Najbardziej chyba charakterystyczną cechą tego kierunku jest jego stosunkowo „młody wiek“ i niezwykle burzliwy rozwój, a także i to, że wyniki badań mają nie tylko charakter poznawczy, ale znajdują coraz szersze zastosowanie we współczesnej technice. Dlatego też i krąg osób zainteresowanych tą dziedziną nauki stale się powiększa. Jednocześnie wiadomo, że jak dotąd zbyt mało jest jeszcze książek, które potrafiłyby w sposób w miarę pełny i zrozumiały zapoznać czytelnika z podstawowymi wiadomościami dotyczącymi plazmy. Książka A. W. Czernietckiego jest więc pozycją, która na pewno spotyka się z żywym zainteresowaniem ze strony tych, którzy chcieliby ogólnie zapoznać się z ogromem problemów, występujących w tej dziedzinie, poznać współczesny stan wiedzy o plazmie i perspektywy rozwoju.

Omawiana książka daje czytelnikowi ogólne pojęcie o procesach zachodzących w plazmie, przy czym każdy rozdział zawiera po kilkanaście przykładów rachunkowych, pozwalających praktycznie utrwalić sobie przedstawiony materiał i zapoznać się z charakterystycznymi wielkościami liczbowymi.

W rozdziale pierwszym i drugim omówione są elementarne procesy zachodzące w plazmie i ruchy cząstek w polach elektrycznych i magnetycznych. Na uwagę zasługuje zamieszczenie danych o procesach, zachodzących na powierzchniach elektrod; procesy te odgrywają ważną rolę przy wyładowaniach w gazie, ale często są pomijane przez autorów, opisujących zjawiska zachodzące w plazmie.

Rozdział trzeci poświęcony jest wyładowaniom elektrycznym w gazach oraz plazmie wyładowania gazowego. Omówiono tu wyładowanie jarzeniowe, łukowe, iskrowe, ulotowe i wysokiej częstotliwości.

Rozdział czwarty zawiera sposoby opisanie procesów zachodzących w plazmie. Autor wprowadza m. in. pojęcie funkcji rozkładu i zajmuje się różnymi przypadkami rozwiązania równania kinetycznego.

W rozdziale piątym omówione są makroskopowe charakterystyki plazmy takie, jak: współczynniki dyfuzji, współczynniki przewodności cieplnej i lepkości, przewodność elektryczna plazmy, przenikalność magnetyczna i dielektryczna plazmy.

Rozdział szósty poświęcony jest oscylacjom i falom w plazmie, a także promieniowaniu i podstawowym typom niestabilności plazmy.

Rozdział siódmy zawiera bardzo ogólne dane o ruchu strumieni plazmy i plazmoidów w różnych konfiguracjach pól elektrycznych i magnetycznych.

Przytoczony jest również spis literatury (51 pozycji), uzupełniony przez redakcję polskiego przekładu o 44 pozycje.

Z uwagi na sam charakter książki autor nie porusza w niej wielu ważnych zagadnień (zwłaszcza najnowszych) opierając się na dość tradycyjnym doborze materiału. Jeśli chodzi o stopień trudności, to rozdziały 4 i 5 wyraźnie różnią się od pozostałych tym, że wymagają już dobrej znajomości matematyki wyższej, co nieco zawęży krąg odbiorców. Mimo to książkę można polecić nie tylko fizykom czy inżynierom, interesującym się zagadnieniami plazmowymi, ale również studentom, nauczycielom fizyki, a nawet uczniom szkół średnich.

Czytając książkę odnosi się jednak wrażenie, że nie zawsze omawiane zagadnienia przedstawione są w sposób pełny i przejrzysty. Niektóre zdania czy opisy są nieprecyzyjne i nie-

jasne. Przykładem tego mogą być paragrafy 3.5 i 2.12, zwłaszcza strony 137 i 138. Jest w tym też niemały udział polskiego przekładu, w którym oprócz błędów i niezręczności językowych można też zauważyć pewne błędy merytoryczne czy też niezgodności z polską terminologią naukową. A oto kilkanaście przykładów:

Str. 11: „Plazma, którą często określa się jako zbiór naładowanych i neutralnych cząstek oddziałujących na siebie i z kwantami promieniowania, okazała się substancją bardzo kapryśną“.

Str. 14: „Generator MHD jest w rzeczywistości dynamomaszyną, w której zamiast metalu pracuje plazma“.

Str. 99: „W wyładowaniu wysokiej częstotliwości, pole elektryczne oddziałuje przede wszystkim z elektronami. Na jony działa ono słabo z powodu dużej bezwładności“.

Str. 101: „Zgodnie z wykresem na rys. 27, maksymalny przekrój rozproszenia dla argonu wynosi...“

Str. 102: „Spadek przekroju czynnego na rozproszenie jest związany z tym, ...“

Str. 103: „Energję potencjalną do rozproszenia jonów w określonych granicach można zapisać w postaci (2.59).“

Str. 107: „Aby przenieść elektron na wyższy poziom, należy dostarczyć określoną energję kinetyczną lub kwant światła. Wówczas tworzy się atom wzbudzony lub cząsteczka.“

Str. 110: „Dla rezonansowej wymiany ładunku maksimum przekroju czynnego jest osiągnięte przy tym wyższych energiach jonów, im większa jest różnica potencjałów jonizacyjnych  $\Delta E$ .“ (W rzeczywistości chodzi tutaj o nierezonansową wymianę.)

Str. 111: „...gdzie  $h\nu_1$  i  $h\nu_2$  są energiami poziomu normalnego i wzbudzonego.“

Str. 117: „Przy wyliczaniu prądu jonowego należy uwzględnić, że elektrony zanim padną na siatkę doznają wokół niej oscylacji, ponieważ po przejściu siatki są one odbijane przez ujemny potencjał kolektora, a potem przez katodę itd.“

Str. 120: „Dzięki nim jonizacja fotoelektryczna może być zrealizowana nawet przy pomocy promieniowania samego wyładowania, chociaż oczywiście energia normalnego atomu lub cząsteczki.“

Str. 126: „Elektrony mogą połączyć się z cząstką neutralną tworząc jon ujemny. Zjawisko to nazywa się *wychwytem elektronów*.“ (W zasadzie określenie „wychwyt elektronów“ jest używane do opisanie konkretnego zjawiska w fizyce jądrowej. Tutaj raczej należałoby użyć określenia „przechwyt“ bądź „przełączanie“.)

Str. 137: „Zjawisko emisji elektronowej wykorzystuje się w fotopowielaczach elektrycznych.“

Str. 137: „W celu określenia emisji elektronów pod działaniem uderzeń jonów dodatnich wprowadza się *współczynnik wtórnej emisji elektronowej  $\gamma$* , ... I niżej“ Jednak już przy energii kilku tysięcy elektronowoltów współczynnik ten osiąga wartość 4, a dla promieniowania  $\gamma$  może wzrosnąć do kilkudziesięciu.“

Str. 143: „...często wprowadza się jeszcze współczynnik  $\eta$ , który reprezentuje średnią liczbę jonów wytworzonych przez elektron podczas przebycia przez niego w polu elektrycznym 1-woltowej różnicy potencjałów.“

Str. 164: „Procesami  $\gamma$  nazywamy procesy jonizacji powierzchniowej jonami (przyp. tłum.).“

Str. 175: „Znak spadku anodowego zależy od procesów zachodzących na anodzie i od jego wymiarów.“

Str. 178: „W plamce katodowej temperatura jest na tyle wysoka, że powstaje emisja termoelektronowa. Stanowi to jeszcze jedną cechę charakterystyczną wyładowania łukowego: procesy  $\gamma$  nie odgrywają w nim takiej roli, jaką pełni w wyładowaniu jarzeniowym.“

Str. 179: „...przy wyłączaniu łączników dźwigowych...“ (Chodzi o łączniki dźwigniowe.).

Str. 180: „Wytwarzano także wyładowanie łukowe z użyciem katod pokrytych warstwami bombardowanymi jonami z działa jonowego.“

Str. 182: „Prostoliniową zorzę dodatnią wyładowania łukowego o dość dużej długości można wytworzyć na przykład przy pomocy stycznego wprowadzenia gazu lub cieczy.“

Str. 185: „Pozostałą część prądu dopływającego do katody stanowi prąd elektronowy,

który jednak nie ogrzewa katody, a nawet ją chłodzi, ponieważ na pracę wyjścia elektronów tracona jest jej energia cieplna. Energia ta wydziela się na anodzie razem z energią kinetyczną, którą elektrony zyskują w obszarze anodowego spadku potencjału.“

Str. 211: „Zespół cząstek jest w stanie równowagi cieplnej, jeżeli znajduje się on w ograniczonej, izolowanej przestrzeni, w której nie działają siły, gdzie każda cząstka oddziałuje z inną w ciągu dostatecznie długiego czasu.“

Str. 226: „§ 4.4. Rozwiązanie równania kinetycznego w granicznych przypadkach danych geometrycznych.“

Str. 256: „Oprócz tego przyjmujemy, że długość przebiegu cząstki między aktami rekombinacji jest o wiele mniejsza niż...“

Str. 272: „Stosunek sił pędomotorycznych...“

Str. 316: „b) rekombinacja dielektryczna“ (winno być: dielektronowa).

*Ryszard Taraszkiewicz*

### VII Międzynarodowy Kongres Cybernetyczny

Międzynarodowe Towarzystwo Cybernetyczne organizuje w dniach od 10 do 15 września 1973 w Namur (Belgia) VII Międzynarodowy Kongres Cybernetyczny. Kongres jest otwarty dla tych wszystkich, którzy interesują się rozwojem i zastosowaniami cybernetyki. Adres organizatorów: Secrétariat de l'Association Internationale de Cybernétique, Palais des Expositions, Place André Rijckmans, Namur (Belgique). Językami oficjalnymi Kongresu będą angielski i francuski.

(R)

### XII Krakowska Szkoła Fizyki Teoretycznej

W dniach od 8 do 18 czerwca Zakopane gościło XII Krakowską Letnią Szkołę Fizyki Teoretycznej organizowaną przez Zakład Fiz. Teor. Instytutu Fizyki Jądrowej ze współudziałem Zakładu Fiz. Teor. UJ. Szkoła, specjalizująca się od pewnego czasu w dziedzinie fizyki wysokich energii, tym razem była w całości poświęcona jednemu zagadnieniu z zakresu wielorodnej produkcji cząstek: tzw. procesom dysocjacji dyfrakcyjnej. Są to procesy o nie znikającym ze wzrostem energii przekroju czynnym i wierzy się, że w miarę wzrostu energii w kanałach o niskiej krotności zaczyna one po prostu dominować, więc zbadanie ich istoty jest jednym z najbardziej dyskutowanych ostatnio problemów z fizyki silnych oddziaływań. W Szkole uczestniczyło ok. 100 osób, w tym 35 gości z zagranicy. Wygłoszono następujące referaty:

W. Beusch *Coherent Production on Nuclei by and K. Mesons*, N. Byers *Relativistic Quark Model and Diffraction Dissociation*, H. M. Chan *Diffraction Dissociation in*

*Inclusive Reactions*, W. Czyż *Models of Diffractive Production Processes on Simple and Composite Targets*, R. H. Dalitz *Diffractive Resonance Excitation and the Relativistic Quark Model*, K. Gottfried *Theoretical Aspect of Coherent Production at High Energies*, G. L. Kane *Phenomenological Structure of Diffractive Processes*, Z. Koba *Izospin Analysis in Diffractive Processes*, A. Kotański *Helicity Conservation and Angular Distributions in Diffractive Processes*, H. J. Lubatti *Diffractive Processes at High Energies*, G. Otter *Present Experimental Status of Helicity Conservation in Diffractive Processes*.

Referaty te zostały opublikowane w Proceedings'ach. (Report INP Nr 806/PH/72).

J. Karczmarsz

### Janik's Friends Meeting

W dniach od 5 do 9 czerwca br. w Krakowie odbyło się „Janik's Friends Meeting” — tradycyjne już i zdobywające sobie coraz większą popularność międzynarodowe sympozjum z fizyki kryształów molekularnych. Głównym celem sympozjum był przegląd najnowszych prac dotyczących neutronowych metod w badaniu dynamiki kryształów molekularnych i cieczy. Dużo uwagi poświęcono modnemu ostatnio zagadnieniu ciekłych kryształów. W sympozjum uczestniczyli przedstawiciele większości wiodących w dziedzinie badań kryształów molekularnych laboratoriów europejskich, z którymi ośrodek krakowski utrzymuje ścisły kontakt naukowy. Niżej podajemy wykaz referowanych prac:

W. Press *Solid Methane as an Example for Molecular Crystals*, F. de Nul *INS in Cyclohexanol*, P. Goyal *Slow Neutron Scattering from Solid Ammonia*, K. Parlinski *Method of Moments in Statistical Physics*, K. Skold *Memory Functions Approaches*

to the Dynamics of Simple Liquids, K. Watasek *A Theory of Infrared Absorption Associated with Librational Excitations*, K. Otnes *Coherent Neutron Scattering in PAA*, V. Dimic *Self-Diffusion in MBBA*, J. A. Janik *Rotational Diffusion in PAA*, B. Loopstra *Structure, Magnetization and Short Range Spin Correlation in CsCoCl<sub>2</sub>*, oraz G. Solt *Core-Core Interactions between Closed Shell Atoms*.

J. Karczmarszuk

### Ogólnopolskie Seminarium

#### Spektroskopia Mössbauerska i jej Zastosowania

W dniach 12 i 13 maja 1972 r. odbyło się w Krakowie I Ogólnopolskie Seminarium na temat spektroskopii efektu Mössbauera i jej zastosowań. Organizatorem i gospodarzem Seminarium było Laboratorium Spektroskopii Mössbauerskiej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był Prof. dr Andrzej Hryniewicz.

W Seminarium brało udział 80 uczestników reprezentujących zarówno krajowe placówki naukowo-badawcze, zajmujące się spektroskopią efektu Mössbauera, jak i specjaliści z dziedzin spekrewnionych oraz przedstawiciele techniki i przemysłu. W ciągu dwudniowych obrad przedstawiono dwa referaty przeglądowe oraz osiemnaście referatów z prac własnych. Uczestnicy zapoznali się także z wyposażeniem aparaturowym laboratorium oraz zwiedzili inne pracownie naukowe i urzędzenia w obu instytutach.

Ze względu na ciągłe rosnący zakres zastosowań spektroskopii mössbauerskiej oraz coraz to większą liczbę zainteresowanych tą dziedziną postanowiono organizować regularne coroczne seminaria.

A oto tematy przedstawionych na Seminarium referatów:

A. Z. Hryniewicz (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki UJ) *Przegląd dorobku Laboratorium Spektroskopii Mössbauerskiej IFUJ—IFJ w Krakowie*, J. Piekoszewski (Instytut Badań Jądrowych w Świerku) *Aktualna problematyka grupy mössbauerskiej w IBJ Świerk*, A. Z. Hryniewicz, H. U. Hryniewicz, R. Kmiec,

D. Kulgawczuk, K. Łątka, K. Tomala (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki UJ) *Badania mössbauerskie w EuP i EuAs*, J. Sawicki, T. Katila (Instytut Fizyki UJ, Uniwersytet Techniczny w Otniem, Finlandia) *Elektryczna kwadrupolowa orientacja jąder <sup>197</sup>Au badana metodą efektu Mössbauera*, J. Sawicki (Instytut Fizyki UJ) *Korelacja gradientów sieciowych i elektronowych w metalach o strukturze heksagonalnej*; A. Z. Hryniewicz, D. S. Kulgawczuk, E. S. Mazanek, J. Własak, M. E. Wyderko (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Metalurgii Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie) *Absorpcja mössbauerska w oliwinach żelazowo-wapniowych*, R. Mundkowski (Instytut Badań Jądrowych w Świerku) *Mössbauerski spektrometr SM-4 i możliwości jego modernizacji*, J. Suwalski, R. Mundkowski, J. Piekoszewski, L. Dąbrowski (Instytut Badań Jądrowych w Świerku) *Spektrometr mössbauerski z kalibracją ciągłą*, B. Jankowski, T. Panek, J. Frąckowiak (Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego) *Spektrometr Mössbauera na obwodach scalonych*, S. Łazarski, R. Kmiec, T. Matlak, K. Tomala (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki UJ) *Kriostat helowy do badań mössbauerskich z jednocześnie chłodzonym źródłem i absorbentem*, T. Matlak (Instytut Fizyki UJ) *Wyznaczenie funkcji rozkładu objętości cząstek jednodomenowych pCo w stopach 1% CoCu i 2% CoCu metodą efektu Mössbauera*, K. Krop, J. Korecki, J. Żukrowski (Zakład Fizyki Ciała Stałego, Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie) *Fluktuacje termiczne w zbiorowisku drobnych cząstek βCo w stopie Cu 1% Co*, K. Krop (Zakład Fizyki Ciała Stałego, Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie) *Pomiar naprężeń w wydzieleniach koherentnych fazy βCo w stopie Cu 1% Co techniką spektroskopii mössbauerskiej*, Andrea Lehmann-Szweykowska (Zakład Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu) *Magnetyczne przemiany fazowe w podsieciach neodymu*, L. Dąbrowski, J. Piekoszewski, J. Suwalski (Instytut Badań Jądrowych w Świerku) *Badanie anomalnych właściwości YIVG metodą EM*, M. Kopcewicz, A. Kotlicki, K. Kisińska (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) *Wpływ naświetlania protonami na efekt Mössbauera*

w niektórych związkach żelaza, A. Z. Hrynkiwicz, A. J. Pustówka, B. Sawicka, J. Sawicki (Instytut Fizyki UJ, Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie), *Elektryczne oddziaływanie kwadrupolowe w sieciach kubicznych z defektami ładunku*, A. Z. Hrynkiwicz, M. Drwięga, S. Łazarski, E. Maydell-Ondrusz, A. J. Pustówka, B. Sawicka, J. Sawicki (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, Instytut Fizyki UJ) *Efekt Mössbauera dla próbek implantowanych jonami  $^{57}\text{Fe}$* , L. Dąbrowski, J. Piekoszewski, J. Suwalski (Instytut Badań Jądrowych w Świerku) *Zależności pomiędzy parametrami sprzężeń nadsubtelnych i parametrami widm EM dla jąder  $I_0 = 1/2$ ,  $I_2 = 3/2$* , K. Ruebenbauer (Instytut Fizyki UJ) *Zastosowanie transformacji Fouriera w efekcie Mössbauera.*

J. Sawicki

#### Kierowanie nauką

„Nature“, vol. 234, No 5326, November 26, 1971, publikuje wyniki dyskusji, jaka toczy się w W. Brytanii na temat administrowania budżetami na badania naukowe.

Spośród wielu interesujących szczegółów zwraca uwagę postawione w jednym z najważniejszych raportów pytanie, czy potrzeba przeszło tysiąca osób, których pensje i diety przekraczają 4 miliony funtów angielskich rocznie oraz 128 komitetów doradczych, aby wydatkować 109 milionów funtów, bo tyle wynosiły razem budżety Research Councils w W. Brytanii w 1971 roku.

Widać, że rozwój administracji w nauce, wzrost ilościowy komisji i jakościowy pensji osób administrujących wywołuje pewne wątpliwości w niektórych krajach.

M. Suffczyński

#### Idea polskich Olimpiad Fizycznych wzbudza zainteresowanie za granicą

Ukazujące się w Wielkiej Brytanii od 1966 roku czasopismo „Physics Education“ zwróciło się do Polskiego Towarzystwa Fizycznego z prośbą o nadesłanie obszernych materiałów dotyczących historii rozwoju Olimpiad Fizycznych w Polsce.

Jak wiadomo (patrz Kronika „Postępy Fizyki“, 18, No 5 (1967)) czasopismo to zajmuje się m. in. zagadnieniem unowocześnie-  
nia procesu nauczania fizyki w różnych krajach. W tomie 6 „Physics Education“ z roku 1971 ukazał się artykuł doc. dr H. Chęcińskiej, Sekretarza Zarządu Głównego PTF, pt. „Physics Olympics in Poland“. W artykule tym obszernie rozważona została historia kolejnych Olimpiad Fizycznych, szczegóły organizacji 4 etapów każdej z Olimpiad, statystyka liczby uczestników, a także przykłady zadań z Olimpiad.

Podkreślono fakt, że chociaż najwyższy stopień Olimpiady osiąga niewielu szczególnie utalentowanych, to jednak liczba ok. 2000 uczestników rocznie świadczy o szerokim zasięgu idei Olimpiad jako popularyzatora fizyki.

J. Pietruszka

#### POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

##### Oddział Gliwicki

##### Nowy Zarząd Oddziału Gliwickiego PTF

1 marca odbyło się Walne Zebranie w Oddziale Gliwickim PTF. Referat pt. *Pomiar małych wielkości fizycznych* wygłosił doc. dr hab. Józef Szpilecki. Po dyskusji na temat dotychczasowej działalności Oddziału, zebrani wybrali nowy zarząd. Przewodniczącym został doc. dr hab. Bolesław Wysłocki, a zastępcą mgr Józef Wojtala, sekretarzem mgr Eugeniusz Soczkiewicz, skarbnikiem mgr Stanisław Kochowski. Pozostali członkowie zarządu to dr Michał Kobylński, dr Andrzej Zastawny, mgr Zygmunt Kleszczewski i mgr Józef Zbroszczyk.

Prof. dr Włodzimierz Mościcki, doc. dr Aleksander Opilski i doc. dr hab. Józef Szpilecki tworzą Komisję Rewizyjną.

E. Soczkiewicz

##### Oddział Toruński

Biblioteka Polskiego Towarzystwa Fizycznego —  
otwarta!

W czerwcu br. została otwarta w Toruniu Biblioteka PTF ufundowana przez honorowego członka naszego Towarzystwa — prof.



dr S. Mrozowskiego, obecnie zamieszkałego w USA w Buffalo.

Biblioteka posiada między innymi komplety następujących czasopism: J. Opt. Soc. Amer., Physics Today, Applied Optics, Bull. Amer. Phys. Soc., Phys. Rev. Ser. A, B, C, D, Rev. Modern Phys., Phys. Rev. Abstracts, Phys. Rev. Letters, Carbon, Trans. Soc. Rheology.

Biblioteka wypożycza zasoby swego księgozbioru wg podanego poniżej regulaminu.

Honorowym Opiekunem Biblioteki jest Prof. dr Aleksander Jabłoński, Wiceprezes PTF, bibliotekarką zaś mgr Maria Jankowska.

Nowej placówce należy życzyć jak najowocniejszej działalności!

*ZG PTF*

**Regulamin Biblioteki**  
**Polskiego Towarzystwa Fizycznego**  
**ufundowanej przez S. Mrozowskiego**

1. Siedzibą Biblioteki jest Collegium Physicum UMK w Toruniu. Opiekę nad Biblio-

teką sprawuje Zarząd Oddziału Toruńskiego PTF.

2. Wszyscy członkowie PTF oraz Instytuty, Katedry i Zakłady Wyższych Uczelni mogą wypożyczać z Biblioteki książki i oprawione tomy czasopism.

3. Liczba wypożyczonych jednocześnie przez jedną osobę woluminów nie może przekraczać trzech.

4. Każdy z woluminów jest wypożyczony na okres 1 miesiąca.

5. Zgłoszenie życzenia wypożyczenia woluminu z Biblioteki wraz z dokładnym adresem zainteresowanego powinno być kierowane na adres: Biblioteka PTF, Collegium Physicum UMK, Toruń 1, ul. Grudziądzka 5. Wypożyczone woluminy będą wysyłane przez Bibliotekę jako druki polecone. Do przesyłki załączony będzie rewers, który czytelnik po podpisaniu wysyła odwrotną pocztą do Biblioteki PTF.

6. W razie zagubienia wypożyczonego woluminu, wypożyczający obowiązany jest wolumin ten odkupić lub w razie niemożności — zwrócić trzykrotną jego „inwentarzową“ wartość Zarządowi Głównemu PTF.

POSTĘPY FIZYKI  
(dwumiesięcznik)

*Warunki prenumeraty czasopisma*

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

## TREŚĆ

|  |     |
|--|-----|
| W. Gariat — O niektórych własnościach materiałów stosowanych w półprzewodnikowych detektorach promieniowania . . . . .           | 329 |
| J. Chwaszczewska — Półprzewodnikowe detektory promieniowania jądrowego . . . . .   | 351 |
| H. Pykacz — Fotonowe detektory podczerwieni w zakresie 3-25 $\mu\text{m}$ . . . . .  | 369 |
| R. Jeżykowski, T. Persak — Niektóre zastosowania detektorów promieniowania podczerwonego w zakresie 5-30 $\mu\text{m}$ . . . . . | 399 |
| T. Persak — Detektory piroelektryczne . . . . .  | 417 |
| M. Słapa — Zastosowanie półprzewodnikowych detektorów promieniowania jonizującego . . . . .                                      | 429 |

## RECENZJE

|  |     |
|--|-----|
| A. W. Czarnietski — Wstęp do fizyki plazmy ( <i>R. Taraszkiewicz</i> ) . . . . . | 445 |
|--|-----|

## KRONIKA

## CONTENTS

|  |     |
|--|-----|
| W. Gariat — Materials for Semiconducting Radiation Detectors . . . . .   | 329 |
| J. Chwaszczewska — Semiconductor Detectors of the Nuclear Radiation . . . . .                                  | 351 |
| H. Pykacz — Photon Infrared Detectors in a Range 3-25 $\mu\text{m}$ . . . . .                                  | 369 |
| R. Jeżykowski, T. Persak — Some Applications of the Infrared Detectors in a Range 5-30 $\mu\text{m}$ . . . . . | 399 |
| T. Persak — Pyroelectric Detectors . . . . .   | 417 |
| M. Słapa — Applications of the Semiconductor Nuclear Detectors. . . . .  | 429 |

## CHRONICLE

## REVIEW OF BOOKS