2.1.5. Detektory półprzewodnikowe typu P-I-N .

Półprzewodnikowe detektory promieniowania jonizującego różnią się od omówionych uprzednio komór jonizacyjnych z wypełnieniem gazowym rodzajem medium aktywnego. Stanowi je w tym przypadku materiał półprzewodnikowy, spełniający podstawowe wymagania umożliwiające wydajną produkcję nośników ładunku w procesie detekcji promieniowania oraz ich efektywne zbieranie. Przypomnijmy najważniejsze:

- Czas życia wygenerowanych nośników ładunku musi być dłuższy od czasu ich zbierania
- Ruchliwość nośników ładunku powinna być dostatecznie duża w celu maksymalnego skrócenia czasu ich zbierania
- Z tych samych względów pożądana jest możliwość uzyskania w objętości medium czynnego jak największego natężenia pola elektrycznego
- Mimo dużej wartości natężenia pola elektrycznego prąd upływu powinien być pomijalnie mały (teoretycznie równy zero).
- Energia niezbędna na „utworzenie" pary *elektron - dziura* powinna być możliwie mała dla osiągnięcia wysokiej rozdzielczości energetycznej.

Najbardziej zbliżoną do gazowej komory jonizacyjnej realizacją detektora półprzewodnikowego jest tzw. *detektor z polem jednorodnym* . Stanowi go spolaryzowana napięciem V_s specjalnej konstrukcji dioda półprzewodnikowa typu **P-I-N.** Jest to struktura trzechwarstwowa, której warstwy skrajne (pełniące funkcje elektrod zbiorczych) wykonane są odpowiednio z wysoko domieszkowanego półprzewodnika typu **„p^+"** oraz **„n^+"**, zaś dzieląca je warstwa pośrednia **„i"** (o jednakowych koncentracjach donorów i akceptorów) tworzy właściwą strefę detekcji. Warstwa pośrednia wytwarzana jest w procesie dryfowania **jonów litu** do wyjściowego materiału typu **„p"** i jej szerokość może być formowana dowolnie w procesie technologicznym. Od metody wytwarzania *skompensowanej* warstwy pośredniej detektory tego typu zyskały nazwę **detektorów dryfowych**, oznaczanych umownie symbolami **Si(Li)** lub **Ge(Li).**

Pełna kompensacja warstwy pośredniej **nie daje możliwości powstania w niej ładunku przestrzennego.** Ta właśnie cecha detektora dryfowego upodabnia go szczególnie do gazowej komory jonizacyjnej, dając podstawę dla alternatywnej nazwy „**detektor z polem jednorodnym"**.

Analiza pracy detektora z polem jednorodnym jako generatora sygnału elektrycznego opiera się na następujących założeniach (założenia Hansena) [6].

- W strefie czynnej detektora rozkład pola elektrycznego jes jednorodny tj. $E(x,y,z)=const$.
- Wzdłuż toru cząstki jonizującej utrzymywana jest stała jonizacja właściwa,
- Straty nośników ładunku w procesie rekombinacji i pułapkowania są pomijalnie małe,
- Ruchliwość nośników ładunku nie zależy od wartości natężenia pola elektrycznego.

Wobec wzajemnej kompensacji ładunku przestrzennego reprezentowanego przez zjonizowane donory i akceptory w objętości czynnej detektora, a także usunięcia z tej strefy swobodnych nośników ładunku, wytwarzane w niej pole elektryczne uwarunkowane jest wyłącznie napięciem polaryzacji V_s oraz szerokością warstwy skompensowanej D. Natężenie tego pola jest więc opisane taką samą formułą z jakiej korzystaliśmy w przypadku płaskiej komory gazowej (2). Wyjściowym równaniem w procedurze analitycznego wyznaczenia tej zależności jest równanie **Laplace'a**

$$\nabla^2 \varphi = 0 \qquad (31)$$

Na gruncie założenia o jednorodności pola dalszą analizę przeprowadzimy w liniowym układzie współrzędnych, wiążąc jego początek z warstwą półprzewodnika **„p$^+$”,** stanowiącą kontakt omowy utrzymywany na potencjale zerowym. Dodatnio spolaryzowana (napięciem $\mathbf{V_s}$) warstwa „**n**$^+$” stanowi drugi kontakt omowy pełniący funkcję elektrody wyjściowej, z której odbierany jest wyindukowany impuls prądowy.

Pierwsze scałkowanie równania (31) prowadzi do formalnego, jakościowego potwierdzenia założenia o stałości pola elektrycznego

$$\frac{d\varphi}{dx} = -E(x) = C_1 \qquad (const) \tag{32}$$

Powtórne całkowanie przy uwzględnieniu warunków brzegowych, stanowiących że

$$\begin{aligned} &\text{dla} \quad x = 0 \;\rightarrow\; \varphi = 0 \\ &\text{oraz dla} \quad x = D \;\rightarrow\; \varphi = \varphi_{max} \cong V_s \end{aligned} \tag{33}$$

daje wyrażenie określające rozkład potencjału $\varphi(x)$ w warstwie skompensowanej **„i”**.

$$\varphi(x) = \frac{V_s}{D}\, x \tag{34}$$

pozwalając zarazem wyznaczyć wartość stałej całkowania C_1 w równaniu (32). Wynosi ona

$$C_1 = \frac{V_s}{D}$$

W rezultacie równanie opisujące rozkład natężenia pola w warstwie skompensowanej można przepisać w postaci dogodnej do dalszych obliczeń, a mianowicie.

$$E(x) = E_{max} = -\frac{V_s}{D} \tag{35}$$

Wynikająca stąd funkcja rozkładu pola elektrycznego $\Psi(x)$ przyjmuje więc postać (4). Jest to jedna z wielkości determinujących według równania Ramo-Shockley’a przebiegi czasowe składowych (*elektronowej* i *dziurowej*) indukowanego impulsu prądowego. Drugą stanowi prędkość dryfu tych nośników w_k w materiale półprzewodnika powiązana z natężeniem pola elektrycznego następującą zależnością

$$w_k = \pm \mu_k E \tag{36}$$

Indeks **„k”** określa rodzaj nośnika ładunku , przy czym **k=el** dla elektronów oraz **k=dz** dla dziur. Dodajmy jeszcze, że wartości ruchliwości elektronów i dziur są tego samego rzędu.

Zakładając nadal punktową produkcję nośników ładunku i oznaczając jego wartość przez Q_o , w wyniku prostych obliczeń otrzymujemy równania opisujące odpowiednio składową elektronową i dziurową impulsu prądowego detektora.

$$i_{el}(t) = \frac{Q_o\, \mu_{el}\, V_s}{D^2} = const \qquad 0<t<T_e \tag{37}$$

oraz

$$i_{jon}(t) = \frac{Q_o\,\mu_{dz}\,V_s}{D^2} = const \qquad 0<t<T_{jon} \tag{38}$$

Czasy zbierania nośników ładunku o początkowym położeniu w punkcie x_0 wyrażają z kolei zależności

$$T_{el} = D\frac{D - x_0}{\mu_{el}\,V_s} \tag{39}$$

oraz

$$T_{dz} = D\frac{x_0}{\mu_{dz}\,V_s} \tag{40}$$

Rzeczywiste detektory typu **P-I-N** odbiegają swymi własnościami od przedstawionej wyżej struktury *„z polem jednorodnym”*. Podstawowe odstępstwo wynika z trudności uzyskania idealnej kompensacji domieszek donorowych i akceptorowych w warstwie pośredniej i manifestuje się określonym rozkładem natężenia pola elektrycznego w strefie czynnej detektora. Tak na przykład, w oparciu o wyniki swych badań doświadczalnych, M. Moszyński [7] zaproponował następującą postać tego rozkładu

$$E(x) = E_{max}\left(1 - \frac{x^2}{D^2}\right) \tag{41}$$

Wynika on z rozkładu koncentracji nieskompensowanych donorów $N_d(x)$, wyznaczonego metodą dopasowania funkcji analitycznej do przebiegu odpowiedzi napięciowej detektora na wygenerowanie na krawędzi jego strefy czynnej, określonego ilościowo ładunku punktowego.

$$N_d(x) = A\left(1 - \frac{x^2}{D^2}\right) \tag{42}$$

gdzie

$$A = \frac{j}{\mu_{el}\,q} = const$$ zaś „j” oznacza gęstość prądu.

W tym ujęciu przebiegi obu składowych indukowanego impulsu prądowego opisują odpowiednio równania (43) i (44).

$$i_{el}(t) = \frac{Q_o}{\tau}\frac{1}{cosh^2\left[\frac{t}{\tau} + Artgh\frac{x_0}{D}\right]} \qquad 0<t<T_{el} \tag{43}$$

oraz

$$i_{dz}(t) = \frac{Q_o}{b}\frac{1}{cosh^2\left[\frac{t}{b\tau} - Artgh\frac{x_0}{D}\right]} \qquad 0<t<T_{dz} \tag{44}$$

Symbolem τ oznaczono parametr dopasowania, związany z fizycznymi parametrami detektora relacją

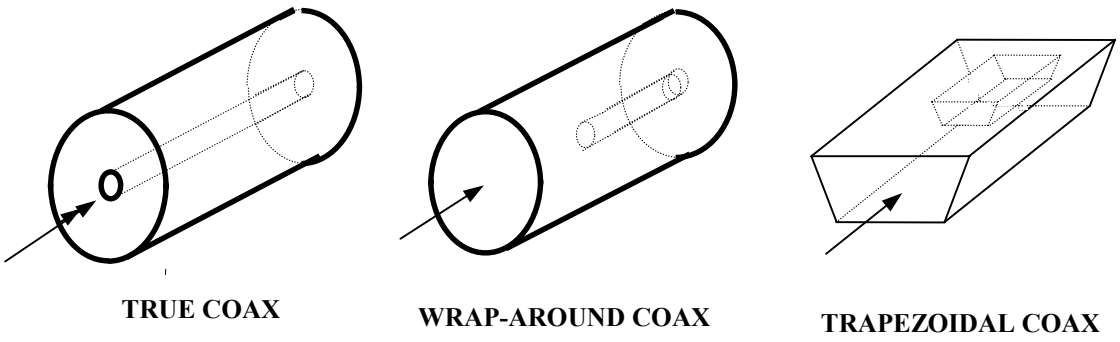
$$\tau = \frac{2}{3}\frac{D^2}{\mu_{el} V_s} \tag{45}$$

natomiast współczynnik **b** oznacza stosunek ruchliwości elektronów do ruchliwości dziur.

Niejednorodność pola elektrycznego powoduje istotne zmiany proporcji między czasami zbierania nośników ładunku. W szczególności, czas zbierania elektronów zdąża do nieskończoności, zaś czas zbierania dziur określa zależność

$$T_{dz} = b\,\tau\; Artgh\frac{x_0}{D} \tag{46}$$

Poza konfiguracją *planarną* detektory dryfowe wykonywane są również w wielu odmianach konfiguracji *koaksjalnej*. Wypada wymienić choćby nazwy nadane im przez producentów, a mianowicie:„*TRUE COAX", „WRAP-AROUND COAX"* i *„TRAPEZOIDAL COAX"* [8]. Konfiguracje te przedstawiono schematycznie na rysunku 6.



Rys. 6. Różne konfiguracje detektorów koncentrycznych typu „P-I-N"
Rdzeń wewnętrzny stanowi półprzewodnik typu **p**, natomiast kontur zewnętrzny warstwę półprzewodnika typu **n**: między nimi warstwa skompensowana **i**.

Ich wspólną cechą jest brak ładunku przestrzennego w objętości czynnej detektora, różnią się natomiast kształtem funkcji rozkładu natężenia pola $\Psi(\mathbf{r})$ wpływającym znacząco na rozdzielczość czasową detektora.

2.1.6. Detektory półprzewodnikowe typu „P-N”

Detektor tej kategorii odpowiada strukturze skrajnie niesymetrycznego złącza **p-n** spolaryzowanego zaporowo zewnętrznym napięciem $\mathbf{V_s}$. Warstwa ”**p”** o zminimalizowanej szerokości pełni z założenia funkcję *okienka* dla promieniowania jonizującego, zaś *strefa czynna* detektora rozciąga się w obszarze półprzewodnika **„n”** na głębokość równą szerokości warstwy zaporowej **D**.

Załóżmy, że rozważana struktura cechuje się symetrią osiową i przyjmijmy dla potrzeb analizy jednowymiarowy układ odniesienia z początkiem związanym z krawędzią wewnętrzną złącza. Warunek polaryzacji zaporowej narzuca dodatnią polaryzację warstwy **„n”**. Wyjściowym równaniem podejmowanej analizy jest w tym przypadku równanie **Poissona.**

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_o} \tag{47}$$

gdzie*:* $\rho = q(N+p-n)$ **,** zaś $N=(N_d-N_a)$

$\varphi=\varphi(x)$ określa potencjał na współrzędnej x

ε - stała dielektryczna materiału półprzewodnikowego

ε_o - stała dielektryczna próżni

N_d - koncentracja donorów w warstwie **„n”**

N_a - koncentracja akceptorów w warstwie **„n”**

n - koncentracja elektronów w warstwie **„n”**

p - koncentracja dziur w warstwie **„n”**

W warstwie zaporowej praktycznie nie ma swobodnych nośników ładunku. Z tego powodu obok określenia *warstwa zaporowa* używana jest nazwa *warstwa zubożona* oraz *warstwa ładunku przestrzennego.* W konsekwencji faktu, że $N_a=0$, równanie Poissona zredukuje się do postaci

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{q\,N_d}{\varepsilon \varepsilon_o} \tag{48}$$

Scałkowanie powyższego równania przy uwzględnieniu warunków brzegowych , według których dla $x=D$ $E=E(D)=0$

oraz dla $x=0$ $E=E_{max}$

prowadzi do zależności:

$$E(x) = E_{max}\left(1-\frac{x}{D}\right) \tag{49}$$

przy czym

$$E_{max} = -\frac{q\,N_d\,D}{\varepsilon \varepsilon_o} \tag{50}$$

Kolejne całkowanie daje w wyniku wyrażenie, określające rozkład potencjału wzdłuż osi **x**. Uwzględniając odpowiednie warunki brzegowe tj.

dla $x=0$ $\varphi=0$

oraz dla $x=D$ $\varphi=\varphi_{max}$

jak również związek $\varphi_{max}=(V_s+\varphi_d) \cong V_s$ dochodzimy do szukanej funkcji rozkładu $\varphi(x)$

$$\varphi(x) = \frac{E_{max}}{D}\left(\frac{x^2}{2} - xD\right) = \frac{q\,N_d}{2\varepsilon\,\varepsilon_o}\left(2xD - x^2\right) \tag{51}$$

Kombinacja powyższych zależności umożliwia wyznaczenie wartości maksymalnej natężenia pola E_{max} w funkcji napięcia polaryzacji detektora V_s, a mianowicie

$$E_{max} \cong -\frac{2V_s}{D} \tag{52}$$

W dalszej kolejności, korzystając z ukazanych związków, funkcję $E(x)$ określoną równaniem (49) wyrazimy w postaci

$$E(x) = \frac{2V_s}{D^2}\left(x - D\right) \tag{53}$$

Determinuje ona, stosownie do relacji (36), prędkość dryfu nośników ładunku w funkcji ich chwilowego położenia **„x”**, które z kolei jest określoną funkcją czasu. W celu odwikłania tej zależności funkcyjnej skorzystamy ponownie z różniczkowej formy jej zapisu.

$$\frac{dx}{x - D} = \pm\frac{2\mu_k V}{D^2}\,dt \tag{54}$$

Scałkowanie równania (54) przy uwzględnieniu warunków początkowych [dla $t=0 \div x=x_o$] daje w wyniku

$$x(t) = D - (D - x_o)\,exp(\pm\frac{t}{\tau_k}) \tag{55}$$

gdzie symbolem τ_k oznaczono tzw. *dielektryczną stałą czasową* równą

$$\tau_k = \frac{D^2}{2\mu_k V_s} \tag{56}$$

Podstawienie (55) do równania opisującego rozkład natężenia pola elektrycznego $E(x)$, daje z kolei zależność natężenia pola od czasu w układzie ruchomym związanym z dryfującymi swobodnymi nośnikami ładunku, a w dalszej konsekwencji również zależność $w_k(t)$.

$$w_k(t) = \frac{1}{\tau_k}\left(D - x_0\right) exp\left(\pm\frac{t}{\tau_k}\right) \tag{57}$$

Dla struktury planarnej, jaka jest przedmiotem niniejszej analizy, funkcja $\Psi(x)$, jest tożsama z funkcją uzyskaną uprzednio w analizie płaskiej komory jonizacyjnej (4). W przyjętej tu notacji wynosi ona

$$\Psi(x) = \frac{1}{D} \tag{58}$$

Podstawienie wyrażeń (57) i (58) do równania Ramo-Shockley'a , przy zadanej wartości ładunku Q_o , wygenerowanego w akcie detekcji promieniowania, daje w wyniku ogólną postać równania opisującego przebieg składowych indukowanego impulsu prądowego $i_k(t)$

$$i_k(t) = \frac{Q_o}{D\,\tau_k}\left(D - x_o\right) exp\left(\pm\frac{t}{\tau_k}\right) \qquad 0<t<T_k \tag{59}$$

W celu wraźniejszego uwidocznienia różnic przebiegów obu składowych $i_{el}(t)$ oraz $i_{jon}(t)$ rozpiszmy postać ogólną na dwa wyrażenia szczegółowe. Tak więc

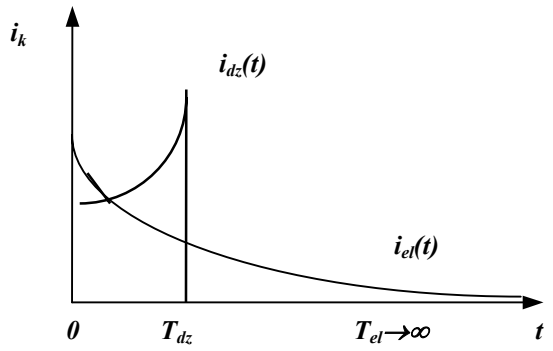
Dla składowej elektronowej

$$i_{el}(t) = \frac{2Q_o\,\mu_{el}\,V_s}{D^3}\left(D - x_o\right)e^{-\frac{2\mu_{el}V_s}{D^2}t} \qquad 0<t<T_{el} \tag{60}$$

Dla składowej dziurowej

$$i_{dz}(t) = \frac{2Q_o\,\mu_{dz}\,V_s}{D^3}\left(D - x_o\right)e^{+\frac{2\mu_{dz}V_s}{D^2}t} \qquad 0<t<T_{dz} \tag{61}$$

Na rysunku 7 przedstawiono poglądowo przebiegi obu składowych impulsu prądowego.



Rys. 7. Przybliżony kształt przebiegów składowych impulsu prądowego

Jak uprzednio wspomniano, wartości ruchliwości elektronów i dziur są tego samego rzędu, stąd też początkowe wartości obu składowych [$i_k(0)$] są współmierne. Jak wskazuje równanie (57), proces zbierania nośników ładunku przebiega w warunkach eksponencjalnie wzrastającej prędkości dryfu dziur oraz malejącej wykładniczo prędkości dryfu elektronów. W rezultacie czas zbierania elektronów teoretycznie zdąża do nieskończoności. Łatwo to wykazać całkując równanie (54) obustronnie w granicach; odpowiednio $<x_o \div D>$. oraz $<0 \div T_{el}>$ .Pro-

.

.

wadzi ono do wyrażenia

$$ln(x-D)\Big|_{x_o}^{D} = -\frac{2\mu_{el}V_s}{D^2}T_{el} \tag{62}$$

skąd wynika, że

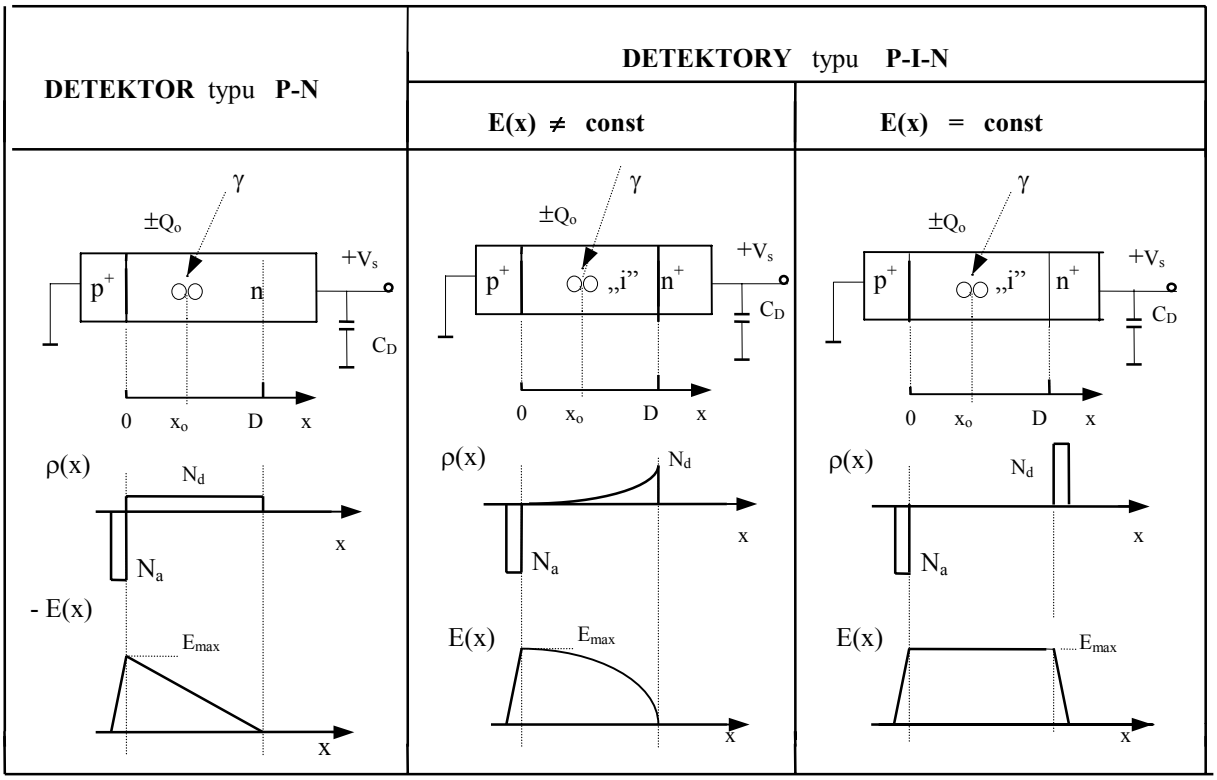
$$T_{el} \to \infty \tag{63}$$

Podobna procedura w odniesieniu do składowej dziurowej dla właściwych tym nośnikom granic całkowania [$<x_o \div 0>$ oraz $<0 \div T_{dz}>$] daje w wyniku

$$T_{dz} = \frac{D^2}{2\mu_{dz}V_s} ln\left(\frac{D}{D-x_o}\right) \tag{64}$$

W tablicach I i II zestawiono dla porównania zespół diagramów charakteryzujących dyskutowane typy detektorów półprzewodnikowych

Tablica I



Równanie (51) daje podstawę dla ilościowego określenia szerokości bariery **D**. Kładąc w nim $x = D$ i uwzględniając, że $\varphi(D) \cong V_s$ otrzymujemy związek

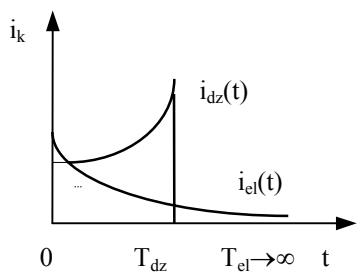
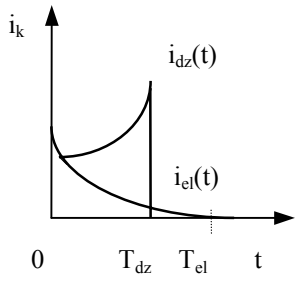
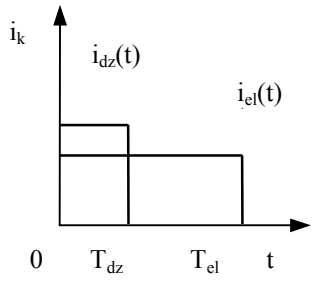
$$V_s = \frac{q N_d}{2\varepsilon\varepsilon_o}\left(2D^2 - D^2\right) \tag{65}$$

Proste przekształcenie daje w wyniku

$$D = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_o V_s}{q N_d}} \tag{66}$$

Zależność ta jest skrępowana ograniczeniem wnoszonym przez dopuszczalną wartość napięcia polaryzacji detektora $V_{s\,max}$, powyżej której może nastąpić *przebicie.*

Tablica II

DETEKTOR typu **P-N**	**DETEKTORY** typu **P-I-N**	
	E(x) ≠ const	**E(x) = const**
		

Detektory półprzewodnikowe typu *ostrego złącza* **P-N** wykonywane są w dwu podstawowych odmianach, jako detektory *z barierą wewnętrzną* oraz detektory *z barierą powierzchniową*. W obu przypadkach strefę detekcji wyznacza obszar bariery uformowanej w słabo domieszkowanym półprzewodniku typu „n". Do strefy tej promieniowanie jonizujące dociera poprzez bardzo cienką warstwę wysokodomieszkowanego półprzewodnika typu „p" (w detektorach z barierą wewnętrzną) względnie przez, napyloną na powierzchnię czołową półprzewodnika „n", mikrowarstwę złota (w detektorach z barierą powierzchniową).

Omawiany rodzaj detektorów produkowany jest fabrycznie w postaci standardowych struktur w kształcie płaskich krążków o różnej grubości warstwy podstawowej, wyposażonych w zróżnicowane obudowy i wyprowadzenia elektrod [8]. Z grubością warstwy podstawowej wiąże się możliwość ***rozbudowania bariery*** na całą grubość tej warstwy. Stąd też liczna *rodzina* detektorów typu P-N wyróżnia dwa charakterystyczne ich rodzaje: **detektory częściowo zubożone** (*„partially depleted detectors"*) oraz **detektory całkowicie zubożone** (*„totally depleted detectors"*).

W realizacjach specjalnych, zorientowanych głównie na *detekcję pozycyjną*, detektory P-N przybierają odpowiednio różną konfigurację geometryczną. Stanowią je w tym przypadku złożone struktury wielodetektorowe wykonane bądź w formie „**matrycy mikrodetektorów" -** (*pixels*) [9], bądź też jako „**zespół mikrostruktur paskowych**" - (*microstrip detectors* [10] lub *checker-board counters* [11]).

Do *detektorów pozycjoczułych* zaliczają się również tzw. „**krzemowe komory dryfowe**" - (*silicon drift chambers*). Nie mieszczą się one jednak w dyskutowanych uprzednio kategoriach detektorów półprzewodnikowych i wymagają odrębnego potraktowania