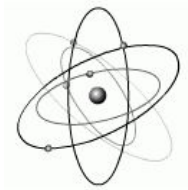




Akademia Górniczo-Hutnicza
im. Stanisława Staszica w Krakowie



Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

mgr inż. Piotr Wiącek

**Analiza i optymalizacja przestrzennej
zdolności rozdzielczej pozycjoczułych
półprzewodnikowych detektorów
promieniowania X**

Rozprawa doktorska

Promotor: **prof. dr hab. inż. Władysław Dąbrowski**

Praca przedstawiona
Radzie Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej
Akademii Górniczo-Hutniczej
w Krakowie

Kraków, styczeń 2006

Podziękowania

Autor składa szczególne podziękowanie swojemu promotorowi prof. dr hab. Władysławowi Dąbrowskiemu za pomoc i cenne uwagi w trakcie powstawania tej pracy, ubogacając jej treść i eliminując wiele niedociągnięć.

Autor pragnie także ciepło podziękować swojej Żonie za pomoc, wyrozumiałość i cierpliwość podczas redagowania pracy.

Podziękowania należą się również wszystkim kolegom Zakładu Elektroniki Jądrowej za ich bezinteresowną pomoc.

Spis treści

WYKAZ UŻYWANYCH SYMBOLI	7
1 WSTĘP	11
2 PÓLPRZEWODNIKOWE DETEKTORY POZYCJOCZUŁE PROMIENIOWANIA RENTGENOWSKIEGO	13
2.1 WPROWADZENIE.....	13
2.2 BUDOWA I RODZAJE PÓLPRZEWODNIKOWYCH DETEKTORÓW POZYCJOCZUŁYCH	15
2.2.1 <i>Paskowy detektor jednostronny</i>	16
2.2.2 <i>Paskowy detektor dwustronny</i>	21
2.2.3 <i>Detektor pikselowy</i>	24
2.2.4 <i>Detektor padowy</i>	25
2.2.5 <i>Krzemowy detektor dryfowy</i>	26
2.2.6 <i>Detektor typu pn-CCD (pn - Charge Coupled Device)</i>	28
2.2.7 <i>Detektor DEPFET (DEpleted P-channel Field Effect Transistor)</i>	29
2.2.8 <i>Nowe konstrukcje półprzewodnikowych detektorów pozycjoczulych</i>	30
2.2.9 <i>Technologia wytwarzania detektorów paskowych</i>	32
2.2.10 <i>Techniki sprzężenia detektora z układami elektroniki odczytu</i>	33
3 ODDZIAŁYWANIE PROMIENIOWANIA X Z MATERIAŁEM PÓLPRZEWODNIKOWYM	37
3.1 WPROWADZENIE.....	37
3.2 ABSORPCJA FOTOELEKTRYCZNA.....	38
3.3 ROZPRASZANIE PROMIENIOWANIA X	40
3.4 MECHANIZM GENERACJI NOŚNIKÓW ŁADUNKU W MATERIALE DETEKTORA.....	45
3.5 ENERGETYCZNA ZDOLNOŚĆ ROZDZIELCZA	47
4 ELEKTRONICZNE SYSTEMY ODCZYTU POZYCJOCZUŁYCH DETEKTORÓW PÓLPRZEWODNIKOWYCH	51
4.1 WPROWADZENIE.....	51
4.2 MODEL ELEKTRYCZNY DETEKTORA PASKOWEGO	52
4.3 OPTYMALIZACJA SZUMOWA TORU ANALOGOWEGO	61
4.4 TECHNIKI KONWERSJI SYGNAŁU	67
5 PROCEDURA ANALIZY I OPTYMALIZACJI PRZESTRZENNEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZEJ MIKROPASKOWEGO DETEKTORA POZYCJOCZUŁEGO	75
5.1 WPROWADZENIE.....	75
5.2 PRZESTRZENNA ZDOLNOŚĆ ROZDZIELCZA POZYCJOCZUŁYCH DETEKTORÓW PROMIENIOWANIA X 75	
5.3 ALGORYTM SYMULACJI ODPOWIEDZI MIKROPASKOWEGO DETEKTORA KRZEMOWEGO.....	80
5.4 STRUKTURA DETEKTORA	82
5.5 ROZKŁAD GENEROWANEGO ŁADUNKU W DETEKTORZE	86
5.5.1 <i>Proces oddziaływania – absorpcja fotoelektryczna</i>	86
5.5.2 <i>Proces oddziaływania - rozpraszanie Comptona</i>	88
5.6 TRANSPORT CHMURY ŁADUNKÓW W KRZEMIE	89
5.7 INDUKOWANIE PRĄDÓW W PASKACH ODCZYTOWYCH	95
5.8 PRZESTRZENNY ROZKŁAD ODPOWIEDZI ANALOGOWEJ SYSTEMU Z UWZGLĘDNIENIEM FLUKTUACJI SYGNAŁU	100
5.9 WIDMO ENERGETYCZNE PROMIENIOWANIA X ZMIERZONE DETEKTOREM PASKOWYM	102
5.10 DYSKRYMINACJA SYGNAŁU – ODCZYT BINARNY	106
5.11 CAŁKOWITY PROFIL ODPOWIEDZI KANAŁU ODCZYTOWEGO JEDNOSTRONNEGO KRZEMOWEGO DETEKTORA PASKOWEGO	109

5.12	OPTIMALIZACJA PRZESTRZENNEJ ZDOLNOŚCI ROZDZIELCZEJ NA PODSTAWIE ANALIZY WYNIKÓW SYSTEMU ODCZYTOWEGO MIKROPASKOWYCH DETEKTORÓW POZYCJOCZUŁYCH	111
6	WERYFIKACJA DOŚWIADCZALNA WYNIKÓW SYMULACJI	115
6.1	WPROWADZENIE	115
6.2	WERYFIKACJA DOŚWIADCZALNA – POMIARY WIDMA ENERGETYCZNEGO Z WYKORZYSTANIEM MONOENERGETYCZNEGO ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA X	115
6.3	WERYFIKACJA DOŚWIADCZALNA – POMIARY PRZESTRZENNEGO PROFILU ODPOWIEDZI PASKA	119
6.4	PRZYKŁADOWE ZASTOSOWANIA - IDENTYFIKACJA PRZESTRZENNEGO PROFILU NATĘŻENIA WIĄZKI PROMIENIOWANIA	125
7	PODSUMOWANIE	131
	SPIS RYSUNKÓW	135
	SPIS TABEL.....	139
	BIBLIOGRAFIA.....	141

Wykaz używanych symboli

Γ	-	współczynnik szumowy tranzystora MOS
$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$	-	przenikalność dielektryczna próżni
ε_r	-	względna przenikalność dielektryczna materiału detektora (dla krzemu $\varepsilon_r = 11.9$)
ε_{zb}	-	wydajność zbierania ładunków
η	-	funkcja opisująca odpowiedź detektora w zależności od pozycji padania cząstki
θ	-	kąt rozproszenia fotonu
μ_{abs}	-	liniowy współczynnik absorpcji
μ_e, μ_d	-	ruchliwość elektronów i dziur
μ_m	-	masowy współczynnik osłabienia (makroskopowy przekrój czynny)
μ_{roz}	-	liniowy współczynnik osłabienia na skutek rozprożeń
ν	-	częstotliwość promieniowania elektromagnetycznego
ν_d	-	prędkość unoszenia nośników w półprzewodniku
ρ	-	gęstość
σ	-	makroskopowy przekrój czynny
τ_p	-	średni czas życia nośników
υ	-	prędkość elektronu rozproszonego w procesie Comptona
φ	-	kąt wybicia elektronu w procesie Comptona
ϖ_{abs}	-	wydajność procesu fotoabsorpcji w detektorze
ϖ_K	-	wydajność fluorescencji na poziomie K
$c = 2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	-	prędkość światła w próżni
C_b	-	pojemność złączowa pomiędzy paskiem p^+ a podłożem
C_C	-	pojemność sprzęgająca między paskami p^+ a odczytowymi paskami metalowymi
C_d	-	pojemność całkowita detektora
C_f	-	pojemność w pętli sprzężenia zwrotnego przedwzmacniacza ładunkowego
C_{i_d}	-	pojemność międzypaskowa do pierwszego sąsiada dla pasków p^+
C_{i_m}	-	pojemność międzypaskowa do pierwszego sąsiada dla metalowych pasków odczytowych,
$C_i = C_{i_d} + C_{i_m}$	-	całkowita pojemność międzypaskowa
C_{i2_d}	-	pojemność międzypaskowa do drugiego sąsiada dla pasków p^+
C_{i2_m}	-	pojemność międzypaskowa do drugiego sąsiada dla metalowych pasków odczytowych

C_{in}	- pojemność wejściowego tranzystora pierwszego stopnia wzmacniającego
C_t	- pojemność testowa układu kalibracji
D	- grubość detektora
d	- szerokość obszaru zubożenia
d_a	- długość absorpcji
D_e, D_d	- współczynnik dyfuzji elektronów i dziur
E	- energia promieniowania X
$E(x)$	- natężenie pola elektrycznego
$e=1.602 \cdot 10^{-19} C$	- ładunek elementarny
E_2	- energia kinetyczna elektronu rozproszonego w procesie Comptona
E_a	- energia odrzutu atomu w procesie fotoabsorpcji
E_e	- energia wybitego elektronu w procesie fotoabsorpcji
E_f	- średnia energia kinetyczna nośników ładunku nie posiadających już zdolności kolejnych generacji par w półprzewodniku
E_G	- średnia wartość przerwy energetycznej
E_K, E_L	- energia wiązania elektronu na poziomie K lub L
ENC	- ekwiwalentny ładunek szumowy
E_R	- energia odpowiadająca drganiom Ramana sieci krystalicznej
E_w	- energia wiązania elektronu w atomie (krawędź absorpcji fotoelektrycznej)
F	- czynnik Fano
$H(x)$	- funkcja skoku jednostkowego
$h=6.626 \cdot 10^{-34} J \cdot s$	- stała Plancka
i_d	- prąd ciemny detektora
i_{det}	- wyindukowany prąd sygnałowy detektora
J	- natężenie wiązki promieniowania
$k_B=1.3807 \cdot 10^{-23} J/K$	- stała Boltzmanna
M	- szerokość paska p^+
$m_0=9.11 \cdot 10^{-31} kg$	- masa spoczynkowa elektronu
MTF	- funkcja przenoszenia modulacji
N	- częstość impulsów
N_0	- średnia liczba generowanych par elektron-dziura w procesie oddziaływania promieniowania z materiałem detektora
N_D, N_A	- koncentracja domieszek donorowych i akceptorowych
n_i	- samoistna koncentracja nośników ładunku w półprzewodniku
OTF	- optyczna funkcja przenoszenia
P (Pitch)	- odstęp międzypaskowy
$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2.818 \cdot 10^{-15} m$	- klasyczny promień elektronu
R_b	- ekwiwalentna rezystancja szumowa podłoża detektora

T	-	temperatura bezwzględna
t_{zb}	-	czas zbierania ładunków w detektorze
V_{bi}	-	potencjał wbudowany złącza p-n
V_{bias}	-	napięcie polaryzacji detektora
V_{dep}	-	napięcie pełnego zubożenia detektora
V_{th}	-	napięcie dyskryminacji
W, W_{Si}	-	średnia energia generacji pary elektron-dziura; w dowolnym materiale, w krzemie
W_k	-	pole wagowe k-tej elektrody odczytowej
x, y, z	-	współrzędne przestrzenne
Z	-	liczba atomowa

1 Wstęp

Wszechstronne zastosowanie promieniowania X, odkrytego w 1895 roku przez Wilhelma Roentgena wymaga precyzyjnych i niezawodnych urządzeń detekcyjnych. Poczynając od kliszy fotograficznej a skończywszy na wyspecjalizowanych systemach odczytu wyposażonych w półprzewodnikowe detektory pozycjoczule zawsze istotne pozostaje pytanie, z jaką precyzją przestrzenną mierzy dane stanowisko i czy jest to optymalna wartość.

Celem tej pracy jest analiza zjawisk fizycznych zachodzących w półprzewodnikowych detektorach pozycjoczulych i optymalizacja modułu zbudowanego w oparciu o taki detektor pod względem przestrzennej zdolności rozdzielczej. Symulacje komputerowe umożliwiają modelowanie zjawisk zachodzących w detektorze oraz umożliwiają weryfikację hipotez dotyczących wpływu parametrów systemu detekcji na przestrzenną zdolność rozdzielczą. Niniejsza praca ma na celu zbadanie wpływu podstawowych parametrów krzemowych detektorów mikropaskowych współpracujących z binarnymi układami elektroniki odczytu na przestrzenną zdolność rozdzielczą oraz określenie warunków optymalizacji tejże rozdzielczości. Celem pracy jest również weryfikacja eksperymentalna wyników uzyskanych z modelowania komputerowego.

Eksperymenty fizyki wysokich energii oraz wszechstronne wykorzystanie promieniowania X w obrazowaniu medycznym spowodowały szybki rozwój detektorów pozycjoczulych, w szczególności krzemowych. Wystarczająca wydajność detekcji promieniowania X w zakresie energii $5 \div 20 \text{ keV}$ dla krzemu o grubości $300 \mu\text{m}$, niska energia generacji par elektron – dziura i krótkie czasy zbierania ładunków przemawiają za konkurencyjnością i rozwojem detektorów półprzewodnikowych na bazie krzemu. Ponadto krzem jest wszechstronnie wykorzystywany w przemyśle elektronicznym i jego technologia jest dobrze opanowana, umożliwiając precyzyjne wykonanie dowolnych struktur geometrycznych detektora. Nie do pominięcia są jednak inne materiały, intensywnie badane, charakteryzujące się większymi gęstościami, wyższą liczbą atomową, a przez to przydatne do detekcji promieniowania X powyżej 20 keV . Mowa tu o detektorach germanowych, wykonanych z telurku kadmu lub arsenku galu itp. Poniższa praca skupia się jedynie na analizie pozycjoczulych detektorów krzemowych.

Wykorzystanie niskoenergetycznego promieniowania X, oraz prace nad zastosowaniem krzemowych detektorów mikropaskowych w pomiarach dyfrakcyjnych skłoniło autora pracy do wyboru pewnych energii, a mianowicie 5 , 8 i 17 keV jako najbardziej interesujących w analizie. Energie z tego zakresu są dostępne z lamp rentgenowskich przy zastosowaniu różnych materiałów anod, a w szczególności: chromowej ($E_{K\alpha\text{Cr}}=5.4 \text{ keV}$), miedzianej ($E_{K\alpha\text{Cu}}=8.05 \text{ keV}$) lub molibdenowej ($E_{K\alpha\text{Mo}}=17.4 \text{ keV}$).

W kolejnych rozdziałach pracy przedstawione są poszczególne elementy składające się na kompletny moduł detekcyjny. Konstrukcje pozycjoczulych półprzewodnikowych detektorów omówiono w rozdziale drugim. Przedstawiono tam budowę i rodzaje półprzewodnikowych detektorów stosowanych wszechstronnie w fizyce cząstek elementarnych. W rozdziale tym omówiono również nowe konstrukcje

badane jeszcze w laboratoriach, oraz technologie wytwarzania detektorów i techniki łączenia ze scalonymi układami elektroniki odczytu.

Rozdział następny zawiera podstawowe informacje o oddziaływaniu promieniowania X z materiałem detektora. Omówiono tam procesy absorpcji fotoelektrycznej i rozpraszania. Ponieważ rozpatrywany jest zakres energii $5 \div 20 \text{ keV}$, więc zasadniczym procesem decydującym o wydajności detekcji jest fotoabsorpcja. Ze względu na analizę przestrzennej zdolności rozdzielczej rozpatrywano również rozpraszanie Comptona. Wygenerowany w procesie oddziaływania ładunek podlega rozkładowi statystycznemu. Mechanizm ten opisano w podrozdziale 3.4.

W rozdziale czwartym przedstawiono elektryczny schemat zastępczy detektora mikropaskowego z uwzględnieniem parametrów istotnych ze względu na projekt toru odczytowego i jego optymalizację szumową, którą przedstawiono w kolejnych podrozdziałach. Rozdział czwarty zakończono opisem sposobu przeprowadzania pomiarów z wykorzystaniem systemu binarnej elektroniki odczytu detektorów pozycjoczułych.

Kluczowy dla pracy rozdział piąty opisuje procedurę analizy i optymalizacji przestrzennej zdolności rozdzielczej mikropaskowego detektora krzemowego. Rozdział rozpoczyna się opisem przestrzennej zdolności rozdzielczej, następnie analizowana jest konkretna struktura detektora paskowego z określeniem jego parametryzacji, a dalej omówione są poszczególne etapy analizy. Wynikiem ostatecznym jest przestrzenny profil odpowiedzi paska na wymuszenie jednorodnie padającego promieniowaniem X. W rozdziale tym zaprezentowano wnioski wynikające z optymalizacji przestrzennej zdolności rozdzielczej systemu.

W rozdziale szóstym zawarte są wyniki pomiarów weryfikujących wysunięte wcześniej wnioski. Rozdział ten kończy się przedstawieniem przykładowego zastosowania uzyskanych z pracy wyników do pomiaru profilu mikrowiązki promieniowania X. Całość zakończono podsumowaniem zawierającym wnioski wynikające z poniższej pracy, oraz wskazując na przydatność uzyskanych wyników w różnych zastosowaniach.

2 Półprzewodnikowe detektory pozycjoczułe promieniowania rentgenowskiego

2.1 Wprowadzenie

Pierwszym, który użył półprzewodnikowe złącze p-n na bazie germanu do detekcji promieniowania jonizującego, był MacKay [1]. W roku 1951 zaobserwował on, że cząstki α pochodzące od źródła promieniotwórczego ^{210}Po , przechodząc przez diodowe złącze spolaryzowane zaporowo, generują mierzalny sygnał [2]. Jednocześnie wyznaczył wstępnie energię potrzebną na wygenerowanie jednej przy elektron – dziura ($3.0 \pm 0.4 \text{ eV}$) w germanie. Ładunki te powstają w procesie oddziaływania promieniowania jonizującego z materiałem objętości czynnej detektora.

Kolejne prace z 1953 roku [3] pokazały, że poza germanem, równie dobrym materiałem bazowym na złącze p-n jest krzem. Dało to początek zastosowaniom półprzewodnikowych detektorów w szerokim zakresie detekcji promieniowania jonizującego. Pierwsze konstrukcje wykorzystywały proste złącze p-n wykonane metodą dyfuzji [4], następnie pojawiły się diody z barierą powierzchniową w oparciu o złącze Schottkiego [5]. Tak wykonane detektory o użytecznej powierzchni od kilku do kilkunastu mm^2 były głównie wykorzystywane do pomiarów spektrometrycznych promieniowania X i cząstek naładowanych. W latach 60-tych prace większości laboratoriów na świecie skupiły się nad rozwojem i zrozumieniem własności złącz p-n, aby zredukować prądy ciemne, oraz zmniejszyć czasy zbierania ładunków. Poczynając od tego momentu, w większości zastosowań, german jako materiał wykorzystywano w znacznie mniejszym stopniu niż krzem. Ciągłe jednak jest z powodzeniem stosowany w spektrometrii wysokiej rozdzielczości promieniowania γ w zakresie energii kilkuset keV w detektorach typu *HPG*¹.

Wprowadzenie segmentacji pojedynczego złącza p-n na wspólnym podłożu, a tym samym zastosowanie detektorów półprzewodnikowych do detekcji pozycjoczułej, zapoczątkował J. Kemmer w 1980 roku [6, 7]. Zastosował on do produkcji krzemowych detektorów technologię planarną, stosowaną w przemyśle elektronicznym do produkcji standardowych elementów półprzewodnikowych. Łatwy podział jednej z elektrod diody na segmenty w postaci pasków spowodował ogromny rozwój tego typu detektorów, zwanych detektorami paskowymi (ang. *strip detector*) i ich zastosowanie do detekcji o dużej rozdzielczości przestrzennej. Odległość między sąsiednimi paskami odczytowymi (ang. *pitch*) była początkowo rzędu $100\mu\text{m}$, zmniejszając się w miarę postępu technologicznego do około $20 - 50\mu\text{m}$. Większe zagęszczenie pasków nie wpływa już na poprawę rozdzielczości przestrzennej, która jest ograniczona dyfuzją chmury ładunków w procesie zbierania, co powoduje generację sygnałów na kilku paskach. Poziom rozmycia w typowych detektorach krzemowych pracujących w temperaturze pokojowej wynosi kilkanaście mikrometrów.

Detektor zbudowany na wysokoomowym krzemie o rezystywności w zakresie $1 \div 20\text{k}\Omega\text{cm}$ ze względów technologicznych posiada grubość ok. $300 - 500\mu\text{m}$, zapewniając efektywną detekcję promieniowania rentgenowskiego o energii do

¹ *HPG* z ang. *High Purity Germanium*

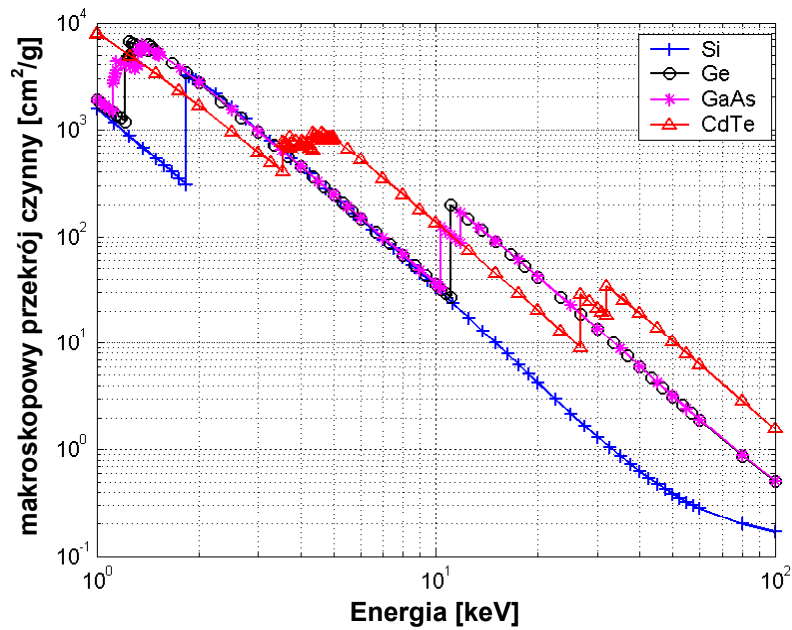
kilkunastu keV (patrz rozdział 3: „Oddziaływanie promieniowania X z materiałem półprzewodnikowym”). Dodatkową własnością krzemu jest ograniczenie zasięgu elektronów wtórnych (tzw. elektronów δ), co nie powoduje pogorszenia przestrzennej zdolności rozdzielczej detektora. Z punktu widzenia szybkości działania detektory krzemowe dają sygnały o bardzo krótkich czasach trwania. Dla detektorów o grubości $300\mu m$ i polaryzacji napięciem większym niż napięcie pełnego zubożenia o ok. 2-3 razy, najdłuższe czasy zbierania ładunku wynoszą odpowiednio $\sim 10ns$ dla elektronów i $\sim 30ns$ dla dziur. Otwiera to możliwości zastosowania tych detektorów w szybkich układach detekcyjnych [8]. Własności krzemu oraz innych półprzewodników wykorzystywanych jako materiały detektora zebrano w tabeli 2-1.

Tabela 2-1: Zestawienie wybranych parametrów półprzewodników wykorzystywanych do budowy detektorów (temperatura 300K) [9, 10, 11, 12].

Parametr	Symbol Jednostka	Krzem (Si)	German (Ge)	Arsenek galu (GaAs)	Telurek kadmu (CdTe)	Telurek kadmu z cynkiem (CdZnTe)
Średnia liczba atomowa	Z	14	32	32	50	48.5
Gęstość	$\rho [g\ cm^{-3}]$	2.33	5.323	5.32	6.2	5.9
Przerwa energetyczna	$E_G [eV]$	1.12	0.67	1.43	1.5	1.5-2.2
Średnia energia generacji pary e-d	$W [eV]$	3.64	2.96	4.27	4.7	~ 4.5
Ruchliwość (w temp. pokojowej)	$[cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}]$					
- elektrony	μ_e	1450	4500	8000	1150	1350
- dziury	μ_d	450	3500	400	110	120
Współczynnik dyfuzji (w temp. pokojowej)	$[cm^2\ s^{-1}]$					
- elektrony	D_e	37.55	90	201.2	29.78	
- dziury	D_d	11.63	45	10.36	2.8	

Detektory krzemowe znalazły zastosowanie do detekcji promieniowania X i cząstek naładowanych. Pozostałe materiały o większej gęstości, a co za tym idzie, większych współczynnikach absorpcji, wykorzystywane są do detekcji wysokoenergetycznego promieniowania X ($E > 20keV$) lub promieniowania γ . Własności absorpcyjne różnych materiałów półprzewodnikowych obrazuje rysunek 2-1, pokazujący makroskopowy przekrój czynny na fotoabsorpcję w funkcji energii.

Samoistna koncentracja nośników ładunku w krzemie wynosi $n_i = 1.48 \cdot 10^{10} cm^{-3}$ w temperaturze pokojowej [10]. Jeżeli nawet udałoby się wyprodukować absolutnie czysty krzem, nie zawierający żadnych domieszek, co w praktyce nie jest możliwe, to w detektorze o typowej grubości $300\mu m$ i powierzchni $1cm^2$ całkowita liczba swobodnych nośników wynosiłaby około $4.44 \cdot 10^8$. Przyjmując liczbę generowanych par elektron – dziura w procesie oddziaływania promieniowania X rzędu kilku tysięcy, liczba ładunków samoistnych jest około pięć rzędów wielkości większa niż liczba ładunków



Rysunek 2-1: Makroskopowy przekrój czynny na fotoabsorpcję w funkcji energii dla różnych materiałów półprzewodnikowych [13].

wygenerowanych przez promieniowanie. W tej sytuacji wygenerowany ładunek będzie praktycznie niezauważalny na tle prądu swobodnych nośników. Aby zminimalizować udział nośników samoistnych, należy doprowadzić do usunięcia swobodnych nośników z objętości czynnej detektora, co można łatwo uzyskać w zaporowo spolaryzowanym złączu p-n. Obszar warstwy zaporowej (zubożonej) stanowi w ten sposób przestrzeń czynną detektora.

Promieniowanie jonizujące poprzez oddziaływanie z materiałem detektora (dokładnie opisane w rozdziale 3) generuje określoną liczbę par elektron – dziura, ściśle zależną od energii zdeponowanej przez foton w detektorze. Wygenerowany ładunek dryfuje w polu elektrycznym złącza do odpowiednich elektrod (dziury unoszone są w kierunku anody, a elektrony w kierunku katody), indukując prądy w elektrodzie odczytowej, co jest podstawą pojawienia się sygnału elektrycznego w obwodzie zewnętrznym. Dokładny opis złącza p-n oraz proces powstawania swobodnych ładunków, ich transport w detektorze, oraz odczyt zostaną omówione w dalszej części tej pracy.

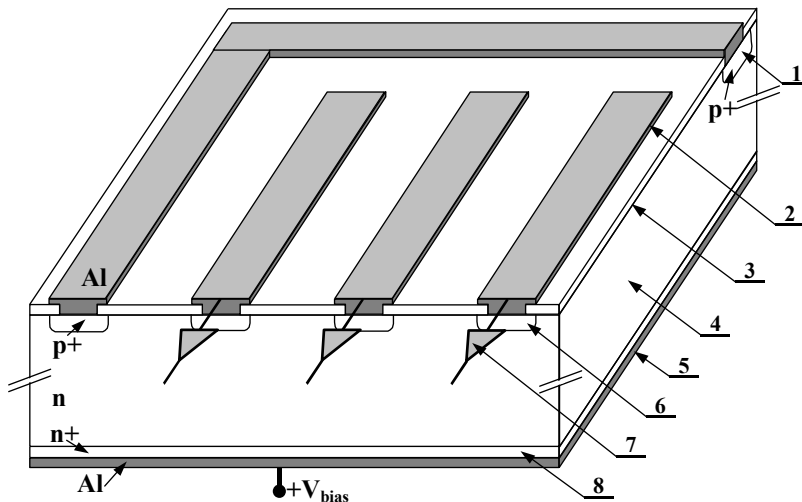
2.2 Budowa i rodzaje półprzewodnikowych detektorów pozycjoczułych

Jeżeli jedną z elektrod detektora podzieli się na wąskie paski, to poruszająca się paczka nośników pod paskiem będzie indukować prądy o całkowitym niezerowym ładunku tylko na paskach, które znajdują się najbliżej toru. Pozwala to na uzyskanie informacji o pozycji padania promieniowania, a ściślej o miejscu pierwotnego oddziaływania fotonu z materią detektora. Takie detektory nazywamy detektorami paskowymi. Strona detektora posiadająca paskowe złącza p⁺-n nazywa się stroną pasków typu p⁺, a druga strona nazywana jest stroną omową (od kontaktu omowego). Budowa detektora jednostronnego odpowiada strukturze z elektrodą podzieloną na

paski tylko z jednej strony. Jeżeli obie elektrody, górna i dolna, są podzielone na paski, to taki detektor nazywany jest detektorem dwustronnym.

2.2.1 Paskowy detektor jednostronny

Rysunek 2-2 przedstawia typową strukturę detektora paskowego. Detektor taki jest monolityczną strukturą półprzewodnikową zbudowaną z określonej liczby diod typu p⁺-n w wysokoomowym, czystym podłożu, najczęściej krzemowym. Powierzchnie diod uformowane są w postaci pasków o określonej odległości między nimi. Parametr ten w głównej mierze decyduje o dokładności określenia miejsca generacji ładunku.



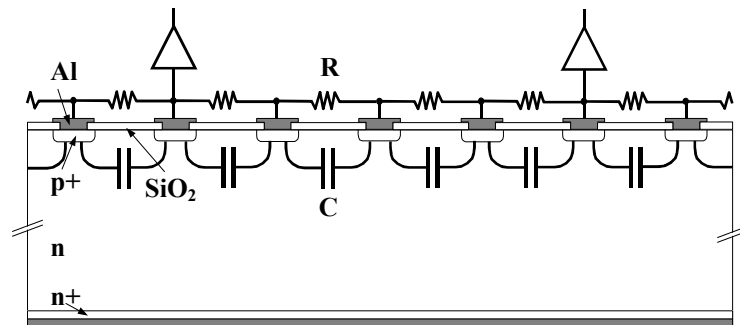
Rysunek 2-2: Detektor paskowy typu DC – rysunek poglądowy: 1) pierścień ochronny p⁺; 2) pasek metalowy; 3) izolator (SiO_2 lub Si_3N_4); 4) materiał bazowy – krzem typu n; 5) dolna metalowa elektroda polaryzująca; 6) pasek domieszkowania typu p⁺; 7) układ elektroniki odczytu; 8) silnie domieszkowana warstwa n⁺ zapewniająca kontakt omowy.

Dokładność wyznaczenia pozycji będzie większa przy większej gęstości pasków. Z drugiej jednak strony, towarzyszące zbieraniu ładunków rozmycie dyfuzyjne chmury ładunków na kilka pasków będzie powodować, że sygnał na każdym z kanałów odczytowych staje się mniejszy w stosunku do szumu, co oczywiście od pewnego momentu ogranicza rozdzielczość przestrzenną. Jednocześnie ze względu na trudności w wykonaniu połączeń między detektorem a układem elektroniki odczytu nie buduje się detektorów o odległości międzypaskowej mniejszej niż $20\mu m$.

Każdy pasek odczytowy p⁺ wymaga indywidualnego podłączenia do wejścia wzmacniacza ładunkowego wraz z układem kształtującym. Wszystkie paski otacza pierścień ochronny [14]. Jego zadaniem jest zmniejszenie prądów upływu w części czynnej detektora poprzez izolację obszaru aktywnego od krawędzi detektora. Dodatkowo pierścień ochronny zapewnia równomierny rozkład pola elektrycznego na brzegu obszaru czynnego detektora.

- **detektor paskowy z pojemnościowym podziałem ładunku**

Rysunek 2-3 przedstawia pewne rozwiązanie kompromisowe między zmniejszaniem odległości między paskami, a ograniczeniem na szerokość kanału dla układów elektroniki odczytu, oraz gęstością połączeń pomiędzy detektorem i układem elektroniki odczytu. Praktyczne trudności pojawiają się już przy upakowaniu kanałów układów odczytowych gęściej niż co $40 - 50 \mu m$. Można jednak zachować dokładność pomiaru pozycyjnego, gdy między paskami podłączonymi do elektroniki odczytowej będą wbudowane dodatkowe paski p^+ [15, 16].

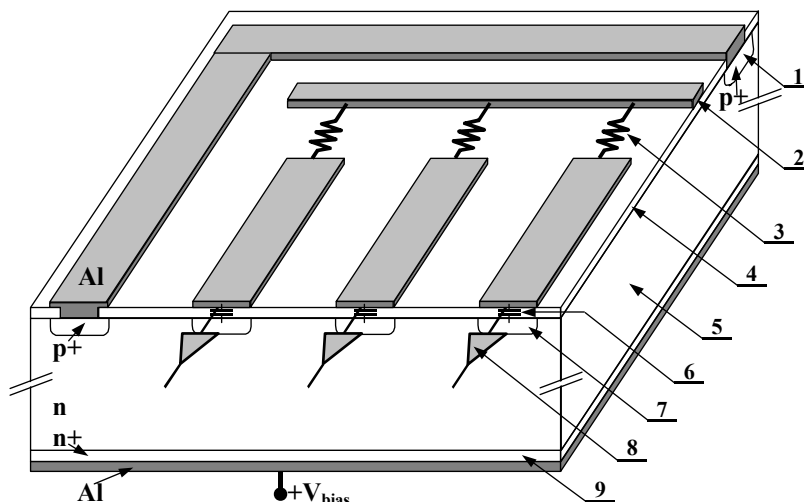


Rysunek 2-3: Detektor paskowy z pojemnościowym podziałem ładunku.

Wszystkie paski są jednakowo spolaryzowane, ale tylko część z nich jest podłączona do systemów odczytowych. Sygnały indukowane na pośrednich paskach są sprzężone z układami elektroniki odczytu poprzez pojemności naturalnie występujące między paskami p^+ . Rozkład amplitud sygnałów na poszczególnych paskach odczytowych wykorzystywany jest do interpolacji położenia.

- **detektor paskowy ze sprzężeniem pojemnościowym**

Prąd płynący przez zaporowo spolaryzowane złącze $p^+ - n$ składa się ze stałego prądu upływu złącza (tzw. prąd ciemny) oraz impulsowego prądu sygnałowego związanego ze zbieraniem ładunku wygenerowanego w procesie oddziaływania fotonów. Poziom prądu sygnałowego znacznie przewyższa w impulsie wartość stałego prądu upływu, a przez to układ odczytu może rejestrować ten sygnał. Bezpośrednie połączenie paska p^+ z elektroniką odczytu nazywane sprzężeniem stałoprądowym (ang. *Direct Current - DC*) wymaga odpowiednio zaprojektowanej części elektronicznej stopnia wejściowego, by utrzymać stałoprądowe punkty pracy elementów w odpowiednim reżimie. Stan ten zależy między innymi od prądu ciemnego detektora. Zaletą takiej konstrukcji jest prosta budowa detektora, ograniczając w trakcie wykonania liczbę stosowanych masek. Zmiany prądu upływu w trakcie pracy detektora (w wyniku uszkodzeń radiacyjnych lub zmian temperatury) pogarszają pracę całego systemu, między innymi przesuując punkt pracy elektroniki odczytu.

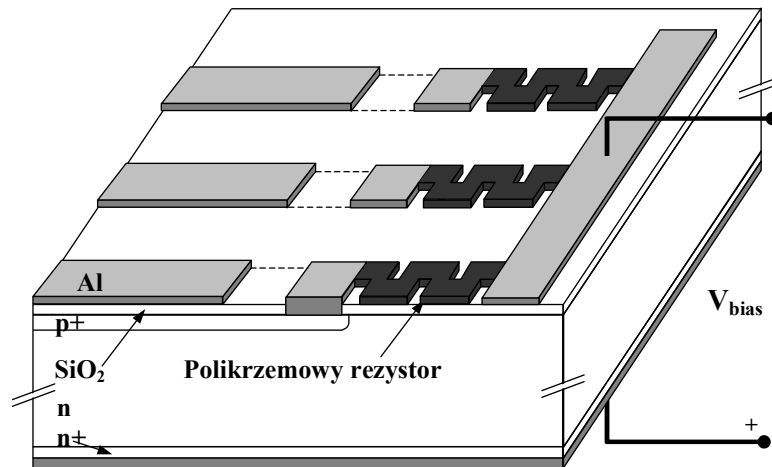


Rysunek 2-4: Detektor paskowy typu AC – rysunek poglądowy: 1) pierścień ochronny p^+ ; 2) linia zasilania; 3) rezystor polaryzujący; 4) izolator (SiO_2 lub Si_3N_4); 5) materiał bazowy – krzem typu n; 6) pojemność sprzęgająca; 7) pasek domieszkowania typu p^+ ; 8) układ elektroniki odczytu; 9) silnie domieszkowana warstwa n^+ zapewniająca kontakt omowy.

Wad tych można uniknąć stosując strukturę ze sprzężeniem zmiennoprądowym – AC (ang. *Alternate Current*) pokazaną na rysunku 2-4. Konstrukcja taka zapewnia odcięcie składowej stałej prądu ciemnego od wzmacniacza. Wzmacniacz rejestruje wtedy jedynie sygnał użyteczny i fluktuacje prądu ciemnego. Pojemność sprzęgającą realizuje się bezpośrednio na detektorze. Nad odczytowymi paskami p^+ , na cienkim izolatorze (SiO_2 lub Si_3N_4), nanosi się paski aluminiowe podłączone bezpośrednio do wejść wzmacniaczy ładunkowych. Sprzężenie pojemnościowe jest realizowane przez kondensator: pasek p^+ – izolator – pasek Al. Ponieważ nie występuje galwaniczne połączenie paska p^+ z układem elektroniki odczytu, wymagane jest dodatkowe połączenie, zapewniające określony potencjał paska p^+ . Stosuje się wtedy dodatkowe elementy polaryzujące umieszczone bezpośrednio w strukturze detektora.

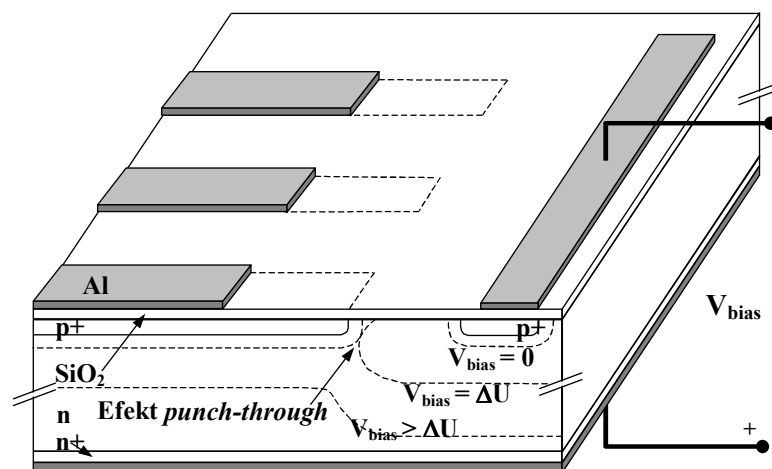
- **rozwiązania konstrukcyjne polaryzacji pasków odczytowych**

Polaryzacja pasków odczytowych (p^+ lub n^+) ma istotny wpływ na parametry detektora. Każdy pasek musi być polaryzowany oddzielnie rezystorem o stosunkowo dużej wartości, gdyż wielkość tej rezystancji ma istotny wpływ na szumy. Rezystor ten jest źródłem szumu prądowego o wartości gęstości widmowej mocy szumów odwrotnie proporcjonalnej do R . Wymagane wartości rezystancji są rzędu od kilkudziesięciu $k\Omega$ do kilkudziesięciu $M\Omega$. Jednym z rozwiązań jest wytworzenie rezystorów polikrzemowych na płycie detektora (rysunek 2-5). Rezystory polikrzemowe jednym końcem podłącza się do wspólnej linii zasilania, a drugim do indywidualnych pasków p^+ . Rozwiązanie takie wymaga jednak dodatkowych etapów w procesie technologicznym; naniesienia warstwy polikrystalicznego krzemu, oraz wykonania kontaktów pomiędzy warstwę domieszkowania p^+ i warstwę polikrzemu. W praktyce stosuje się to rozwiązanie, jeżeli wymagane wartości rezystorów polaryzujących nie przekraczają kilkuset $k\Omega$.



Rysunek 2-5: Polaryzacja pasków p^+ poprzez rezystory polikrzemowe (pominięto pierścień ochronny).

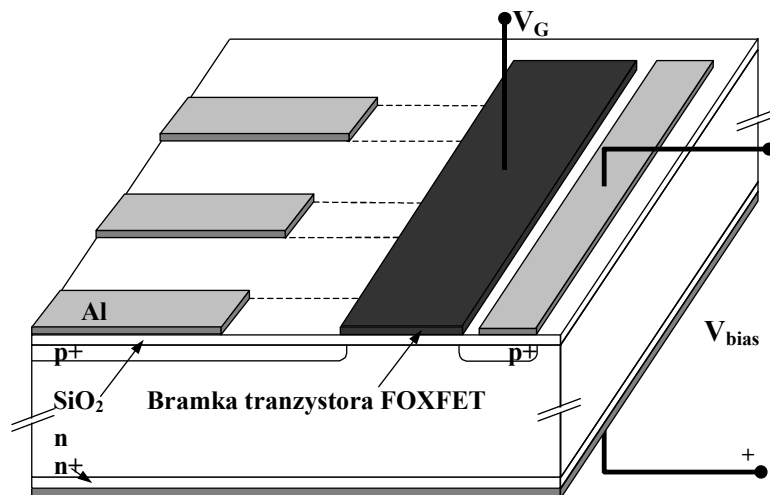
Innym rozwiązaniem polaryzacji pasków jest metoda typu *punch – through* (rysunek 2-6). Polaryzacja ta polega na zastosowaniu dodatkowego paska domieszkowania typu p^+ poprowadzonego prostopadle do pasków odczytowych i w odpowiednio dobranej odległości od nich [17].



Rysunek 2-6: Polaryzacja pasków p^+ typu *punch – through* (pominięto pierścień ochronny).

Idea polaryzacji typu *punch – through* [18] bazuje na tym, że wokół pasków p^+ i wokół linii polaryzującej tworzy się kontaktowa warstwa zubożona. Ze wzrostem napięcia polaryzującego ($V_{bias} = \Delta U$) uzyskuje się wzrost obszaru zubożonego wokół linii zasilającej, aż do stanu zetknięcia z obszarem wokół pasków p^+ . Wówczas następuje przepływ prądu nośników mniejszościowych pomiędzy obszarami zubożonymi, aż do momentu ustalenia się stanu równowagi. Od tej chwili utrzymuje się stała różnica potencjałów pomiędzy linią zasilającą a paskiem p^+ . Ze wzrostem potencjału polaryzującego rośnie również potencjał paska p^+ i rozbudowuje się warstwa zaporowa pod paskiem ($V_{bias} > \Delta U$). Trudnością i jednocześnie pewną wadą tej metody jest fakt, że wartość różnicy potencjałów, bardzo silnie zależy od odległości paska zasilającego od paska zbierającego, oraz dodatkowo może się zmieniać przy zmianie własności

warstwy powierzchniowej izolatora. Rezystancje dynamiczne takich konstrukcji kształtują się na poziomie kilkuset $M\Omega$ i są one preferowane, jeżeli wymagane są bardzo duże wartości rezystancji. Zaletą tego rozwiązania jest uproszczenie procesu technologicznego i zmniejszenie liczby masek stosowanych przy produkcji.



Rysunek 2-7: Polaryzacja pasków p⁺ poprzez tranzystor polowy FOXFET (na rysunku pominięto pierścień ochronny).

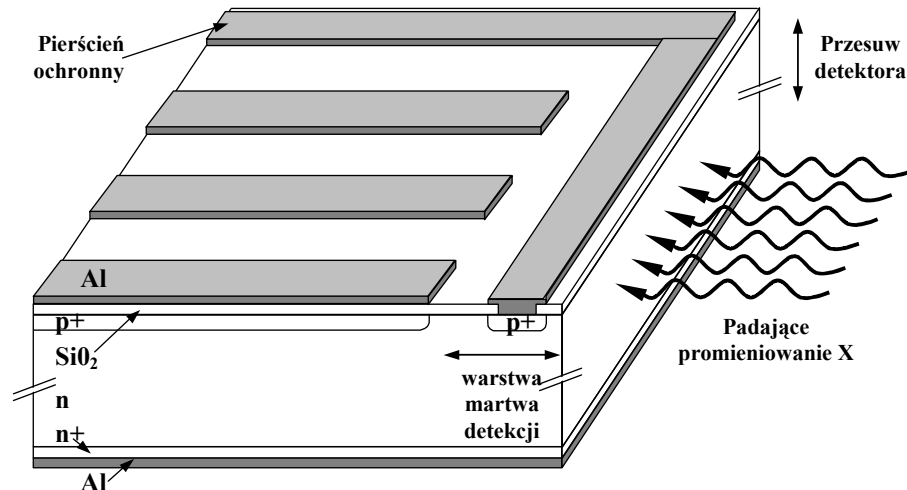
Podobna metoda polaryzacji, jak *punch - through* jest wykorzystywana w rozwiązaniu z tranzystorem polowym, tzw. FOXFET¹. W strukturze tej nad obszarem pomiędzy linią zasilającą i paskami p⁺ wprowadza się elektrodę metalową, która działa jak bramka tranzystora polowego typu MOSFET². Rezystancja kanału tranzystora stanowi element polaryzujący pasek p⁺ z linii zasilania (rysunek 2-7). Zaletą tego rodzaju polaryzacji jest możliwość korygowania rezystancji kanału poprzez potencjał bramki. Struktura FOXFET pozwala uzyskać rezystancje od kilkudziesięciu do kilkuset $M\Omega$. Obie metody polaryzacji są prostsze technologicznie niż polaryzacja z rezystorem polikrzemowym, a co za tym idzie, tańsze w produkcji.

Jednostronny detektor paskowy, oświetlany promieniowaniem X padającym prostopadle do powierzchni, pozwala mierzyć pozycję w jednej tylko współrzędnej - prostopadle do kierunku ułożenia pasków. Istnieje jednak sposób pozycjoczułej detekcji dwuwymiarowej wykorzystujący wraz z detektorem jednostronnym, mechaniczny system z przesuwaną wąską szczeliną umieszczoną prostopadle nad paskami p⁺. Trudności tej metody związane są z precyzyjnym systemem przesuwu, czy uzyskaniem możliwie wąskiej szczeliny [19].

Innym stosowanym rozwiązaniem jest wykorzystanie ekspozycji na krawędź detektora [20, 21]. Pomiar wykonuje się w ten sposób, że promieniowanie pada nie prostopadle na powierzchnię detektora lecz na jego krawędź, gdzie występuje segmentacja przestrzenna w jednym kierunku. Przesuw cienkiego detektora (np. o grubości 300 μm) w kierunku prostopadłym do powierzchni zapewnia pozycjoczułość w drugiej współrzędnej (rysunek 2-8).

¹ FOXFET – skrót od angielskiej nazwy tranzystora *Field OXide Field Effect Transistor*

² MOSFET z ang. *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*

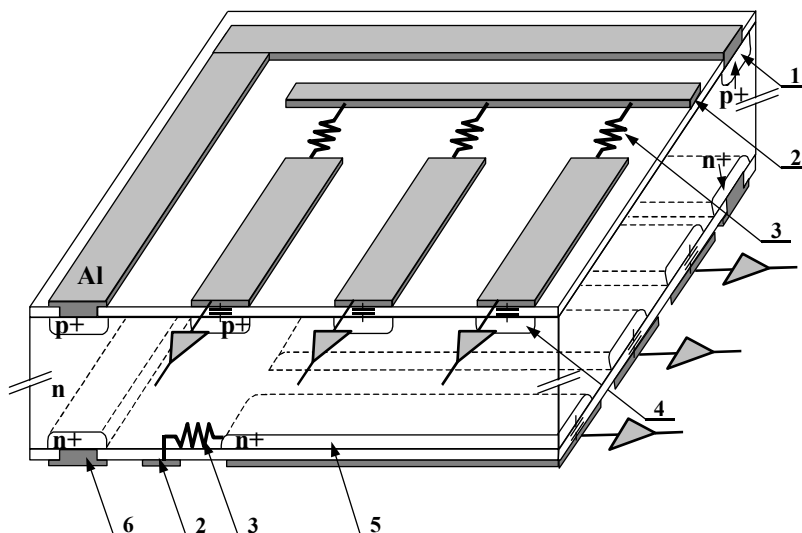


Rysunek 2-8: Wykorzystanie jednostronnego detektora paskowego w pomiarach z ekspozycją na krawędź.

Sposób ten jak i poprzedni wymaga bardzo precyzyjnej mechaniki przesuwu, od której zależy przestrzenna dokładność pomiaru, oraz precyzyjnego ustawienia detektora względem wiązki promieniowania. Nie do pominięcia jest też fakt wystąpienia pewnej warstwy martwej detektora (około kilkuset μm) związanej z koniecznością umieszczenia pierścienia ochronnego przy krawędzi detektora. W konwencjonalnej konfiguracji, gdy projekcja fotonów jest od strony pasków odczytowych lub przeciwnej (od strony kontaktu omowego), grubość warstwy martwej wynika z grubości domieszkowania p^+ lub n^+ wynoszącej $1 - 2 \mu\text{m}$, oraz grubości metalizacji ok. 200nm . Dla niskoenergetycznego promieniowania X niejednorodność warstwy powierzchniowej ma wpływ na rozkład intensywności promieniowania docierającego do objętości czynnej. Przykładowo dla promieniowania o energii $E=5\text{keV}$, niejednorodność wydajność spowodowana absorpcją wynosi ok. $1 - 2 \%$. Wpływ ten zacierza się ze wzrostem energii. Natomiast, w konfiguracji krawędziowej grubość warstwy martwej jest dużo większa. Uzależniona jest ona od techniki obcinania struktury krzemu, oraz zastosowania specjalnych pierścieni ochronnych minimalizujących powierzchniowe prądy upływu. Dla typowych krzemowych detektorów paskowych o grubości $300\mu\text{m}$ szerokość warstwy pierścieni ochronnych sięga nawet 0.5mm . Z drugiej jednak strony konfiguracja krawędziowa zapewnia znacznie większą wydajność dla wyższych energii promieniowania X, powyżej 20keV .

2.2.2 Paskowy detektor dwustronny

Wyznaczenie pozycji w płaszczyźnie XY z bezpośrednim wykorzystaniem jednostronnych detektorów paskowych wymaga złożenia dwóch detektorów, jeden nad drugim, skreślonych względem pasków pod pewnym kątem (niekoniecznie prostopadle [22]). Takie rozwiązanie jest możliwe i stosowane tylko przy detekcji wysokoenergetycznych cząstek naładowanych przenikających przez oba detektory. W detekcji promieniowania X takie rozwiązanie nie spełnia swojego zadania, gdyż foton zostanie zaabsorbowany albo w jednym, albo w drugim detektorze, generując sygnał tylko w jednej współrzędnej.

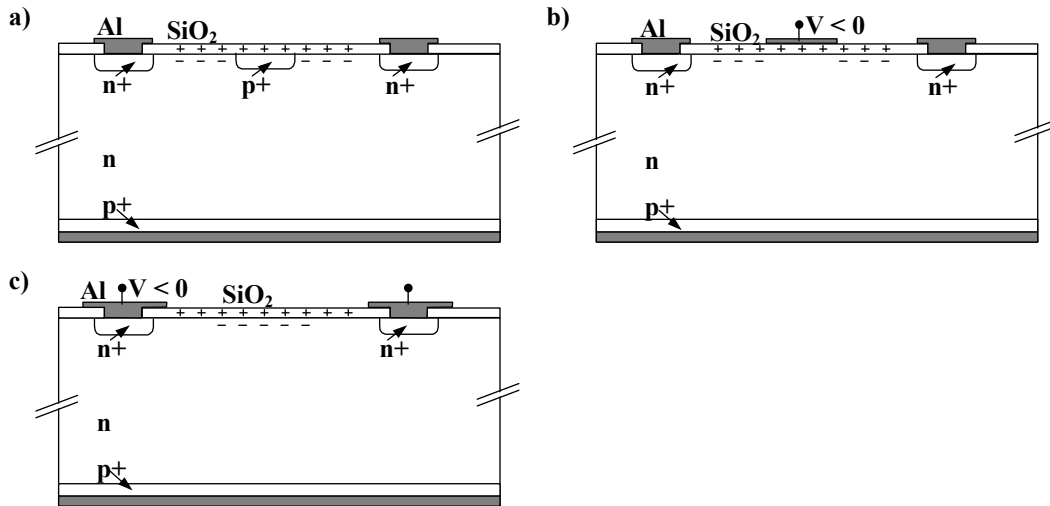


Rysunek 2-9: Dwustronny detektor paskowy: 1) pierścień ochronny p^+ ; 2) linia zasilania; 3) rezystor polaryzujący; 4) pasek domieszkowania typu p^+ ; 5) pasek domieszkowania typu n^+ ; 6) pierścień ochronny n^+ .

Innym podejściem do zagadnienia detekcji w płaszczyźnie XY jest wykorzystanie drugiej elektrody paskowego detektora jednostronnego. Poprzez segmentację elektrody omowej detektora (kontakt n^+) w postaci pasków prostopadłych do pasków p^+ powstał paskowy detektor dwustronny (rysunek 2-9). W ten sposób, można uzyskać informację o obu współrzędnych w płaszczyźnie detektora. Niestety, samo wytworzenie pasków n^+ i elektrod metalowych ponad nimi nie zapewnia prawidłowego działania. Między poszczególnymi paskami n^+ występuje kontakt omowy ($n^+ - n - n^+$), którego rezystywność jest rzędu kilku kiloomów na kwadrat, co jest niewystarczające do elektrycznej separacji sąsiednich pasków n^+ . Dodatkowo w warstwie powierzchniowej, pod tlenkiem powstaje warstwa akumulacyjna elektronów, która tworzy elektryczne połączenie pomiędzy sąsiednimi paskami. Warstwa ta powstaje w wyniku elektrostatycznego przyciągnięcia elektronów przez dodatni wypadkowy ładunek tlenu. Na rysunku 2-10 przedstawiono metody usuwania elektronów z warstwy akumulacyjnej, a przez to zwiększania rezystywności międzypaskowej.

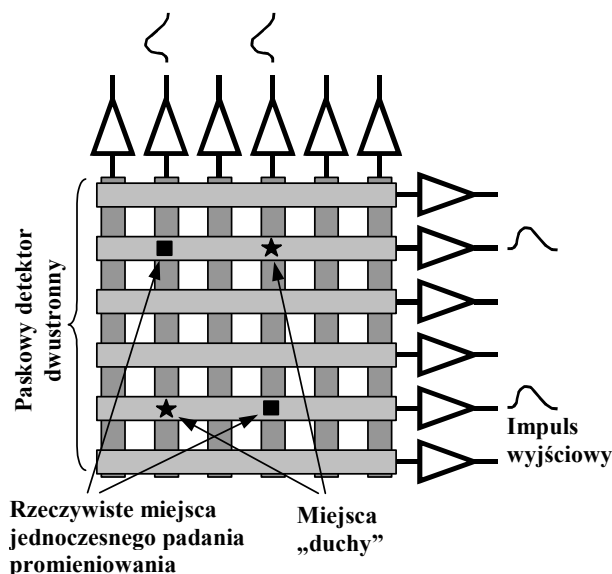
Pierwsza z nich polega na wytworzeniu dodatkowych pasków typu p^+ pomiędzy paskami n^+ [23]. Wytworzona warstwa zubożona na styku $p^+ - n$ przerywa warstwę akumulacyjną (rysunek 2-10a). W drugiej metodzie warstwę akumulacyjną elektronów przerywa się przez wytworzenie odpowiednio skierowanego pola elektrycznego w obszarze między paskami n^+ . Można to zrobić wykorzystując strukturę MOS¹ (rysunek 2-10b) lecz rozwiązanie to jest stosowane rzadko. Częściej stosowana metoda polega na takim skonstruowaniu metalowego paska odczytowego, by był on szerszy niż pasek domieszkowania typu n^+ (rysunek 2-10c). Przyłożenie do takich elektrod napięcia ujemnego względem potencjału pasków n^+ powoduje odepchnięcie elektronów w głąb detektora i przerwanie warstwy akumulacyjnej po obu stronach paska n^+ [24].

¹ MOS – skrót od angielskiej nazwy tranzystora *Metal Oxide Semiconductor*



Rysunek 2-10: Sposób separacji pasków n⁺: a) izolacja pasków n⁺ poprzez wbudowany pasek p⁺; b) izolacja pasków n⁺ poprzez wykorzystanie struktury MOS; c) izolacja pasków n⁺ poprzez wykonanie poszerzonych pasków metalowych poza obszar domieszkowania pasków n⁺.

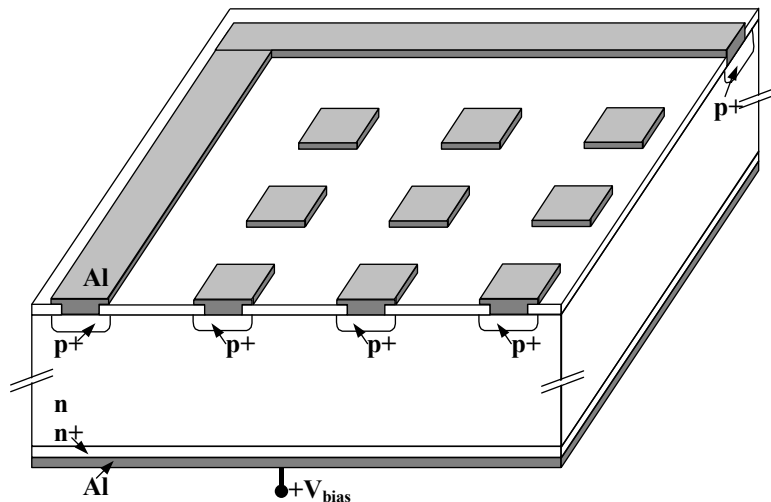
Istotnym ograniczeniem paskowych detektorów dwustronnych jest niemożność przestrzennej identyfikacji przypadków oddziaływania występujących w dwóch różnych miejscach detektora jednocześnie. Problem jest przedstawiony na rysunku 2-11. Dla dwóch przypadków (fotonów) absorbowanych przez detektor w tej samej chwili czasowej obserwowane będą 4 impulsy (po dwa z każdej strony odczytowej detektora). Na rysunku 2-11 czarnymi kwadratami zaznaczone są miejsca padania promieniowania. Z analizy uzyskanych odpowiedzi na paskach odczytowych można wnioskować o kolejnych dwóch miejscach oddziaływania promieniowania (tzw. „duchach” – czarne gwiazdki na rysunku 2-11). Stanowi to bardzo poważne ograniczenie na intensywność promieniowania wykorzystywanego w pomiarach przy użyciu takich detektorów.



Rysunek 2-11: Problem jednoznacznego określenia pozycji w detektorach paskowych dwustronnych.

2.2.3 Detektor pikselowy

Struktura detektorów pikselowych nie odbiega zasadniczo od przedstawionych już detektorów paskowych jednostronnych. W detektorach tych dodatkowo wprowadzono segmentację poszczególnych pasków z konstrukcji paskowej. Dzięki temu uzyskuje się macierz diod, zwanych pikselami (rysunek 2-12). Zasada działania jest taka sama, jak detektorów paskowych, różna jest tylko geometria poszczególnych segmentów. Ułożenie diod w macierz powoduje, że w sposób naturalny detektor taki wykazuje pozycjoczułość w dwóch wymiarach [25, 26]. Dodatkową zaletą jest fakt, że wszystkie diody działają niezależnie od siebie. W dwustronnym detektorze paskowym pozycja określana jest poprzez koincydencję sygnałów z pasków obu warstw (górnej i dolnej), natomiast w detektorze pikselowym możliwa jest detekcja wielu fotonów lub cząstek naładowanych jednocześnie. Ograniczenie na natężenie mierzonego promieniowania tkwi praktycznie w konstrukcji szybkich układów odczytowych.



Rysunek 2-12: Detektor pikselowy – rysunek poglądowy.

Mniejsza powierzchnia diod w porównaniu z detektorem paskowym powoduje, że pojemność pojedynczego elementu detekcyjnego jest relatywnie mniejsza, dzięki czemu można uzyskać bardzo niski poziom ekwiwalentnego ładunku szumowego (ENC^1), który jest proporcjonalny do całkowitej pojemności detektora.

Wraz z zaletami tego detektora pojawiają się też dodatkowe komplikacje. Każdy piksel wymaga podłączenia do indywidualnego kanału elektroniki odczytowej. Oznacza to, że dla detektora pikselowego, przy podobnej rozdzielczości przestrzennej jak dla detektora paskowego dwustronnego, potrzeba N^2 kanałów odczytu (N – liczba wierszy i kolumn macierzy detektora pikselowego). Detektor paskowy dwustronny potrzebowałby jedynie $2N$ kanałów. Umieszczenie tak wielkiej liczby kanałów elektroniki w bezpośrednim sąsiedztwie detektora nie jest możliwe. Trudnością staje się połączenie poszczególnych diod matrycy pikseli z padami wejściowymi elektroniki. Zmusza to do zastosowania konstrukcji kanapkowej. Typowy moduł detektora

¹ ENC z ang. *Equivalent Noise Charge*

pikselowego składa się z dwóch niezależnych struktur krzemowych: macierzy diod wytworzonych na podłożu wysokoomowym i układu zawierającego macierz układów elektroniki odczytu na niskoomowym podłożu krzemowym w standardowym procesie technologicznym wytwarzania struktur scalonych *VLSI*¹. Obie struktury muszą być tak wykonane, aby istniała możliwość połączenia elektrycznego między nimi po złożeniu aktywnymi stronami ze sobą [27]. Połączenie między warstwami wykonuje się metodą połączeń typu *bump-bonding* (omówione w rozdziale 2.2.10).

Wymiary odpowiadające pojedynczemu kanałowi elektroniki odczytu muszą być zgodne z wymiarami diody – segmentu detekcyjnego. Jest to istotne ograniczenie, rzutujące na maksymalną przestrzenną rozdzielczość detektora, gdyż wymiary takiego pojedynczego kanału są narzucone regułami procesów technologicznych *VLSI*. Obecnie uzyskuje się wymiary pojedynczych pikseli $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ [28]. Niewielka ilość miejsca na elektronikę odczytu powoduje, że stosowane rozwiązania konstrukcyjne układów przedwzmacniacza, układu kształtującego i dyskryminatora oraz układów logicznych są stosunkowo proste. Całość, stanowiąca sensor i układ elektroniki odczytu charakteryzuje się większym poziomem szumów elektronicznych, pomimo, że wkład do *ENC* od pojemności detektora jest mniejszy niż w konstrukcjach mikropaskowych, oraz wyższymi rozrzutami technologicznymi parametrów. Biorąc pod uwagę możliwość zastosowania tego typu detektorów do detekcji promieniowania X, należy podkreślić, że wyżej wymienione ograniczenie, powoduje przesunięcie użytecznego zakresu mierzonych energii fotonów, poczynając od energii ok. 5 - 8 keV (projekt MEDIPIX2 [28, 29], projekt PILATUS [30]).

Wykonanie elektroniki odczytu oraz samej matrycy sensorów na tym samym wysokoomowym krzemie jest możliwe [25]. Trudność występuje w zaimplementowaniu rozwiązań układowych do odczytu w niestandardowym dla elektroniki podłożu, co wymaga zastosowania specjalnie przystosowanej do tego celu technologii *VLSI*, z czym wiążą się jednak dodatkowe koszty wytworzenia całości. Parametry tranzystorów możliwe do uzyskania w takiej technologii są jednak znacznie gorsze od parametrów tranzystorów uzyskanych w typowych procesach CMOS.

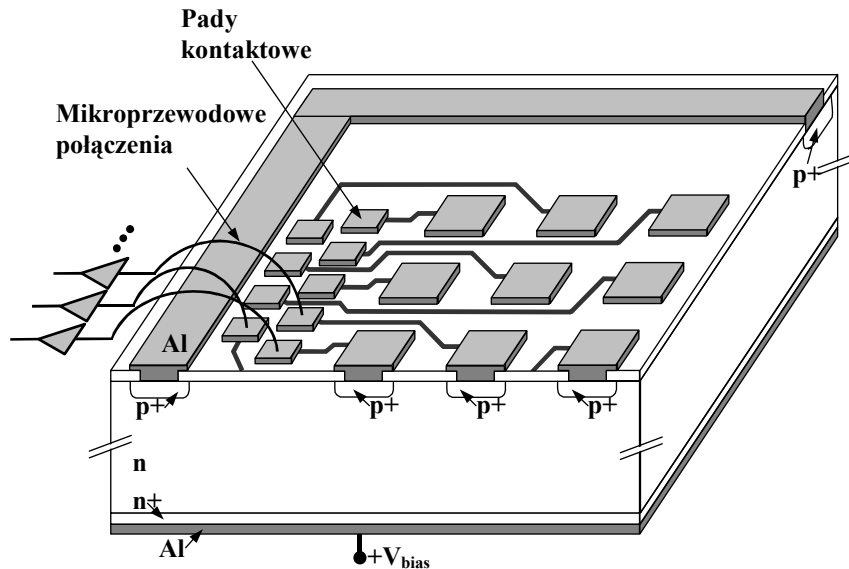
2.2.4 Detektor padowy

Podobną konstrukcję detektorów pozycjoczułych, jak pikselowe, posiadają detektory padowe. Nazwa ta pochodzi od angielskiego słowa *pad*, oznaczającego w terminologii mikroelektroniki prostokątny kontakt metalowy. W tych detektorach również występuje segmentacja dwuwymiarowa diod odczytowych (rysunek 2-13), inny jest natomiast sposób ich odczytu.

Sygnal z poszczególnych diod wyprowadzony jest metalowymi ścieżkami do krawędzi struktury detektora, a następnie techniką mikroprzewodowych połączeń przesyłany jest do osobnego układu scalonego elektroniki odczytu [31]. Wykorzystując technologię wielowarstwowych połączeń metalowych można prowadzić ścieżki odczytowe ponad padami diodowymi [32]. Ograniczeniem tej konstrukcji jest problem wyprowadzenia do krawędzi większej liczby ścieżek odczytowych. Przy dużej ich liczbie na jednej strukturze scalonej pojawia się problem z ułożeniem linii sygnałowych, oraz doprowadzenie ich do padów kontaktowych. Dla dużego detektora,

¹ *VLSI* z ang. *Very Large Scale Integration*

wykonanego z płytki krzemu o średnicy ok. 10cm , praktyczną graniczną liczbą segmentów jest ok. 6000 , przy rozmiarach diody odczytowej nie większych niż 1mm^2 . Zbyt długie połączenia kontaktowe są też przyczyną występowania wzajemnych sprzężeń (przesłuchów) między ścieżkami prowadzonymi w pewnej części struktury blisko siebie. Długość połączeń wpływa również na zwiększenie pojemności pojedynczego segmentu co skutkuje większymi szumami.



Rysunek 2-13: Detektor padowy – rysunek poglądowy.

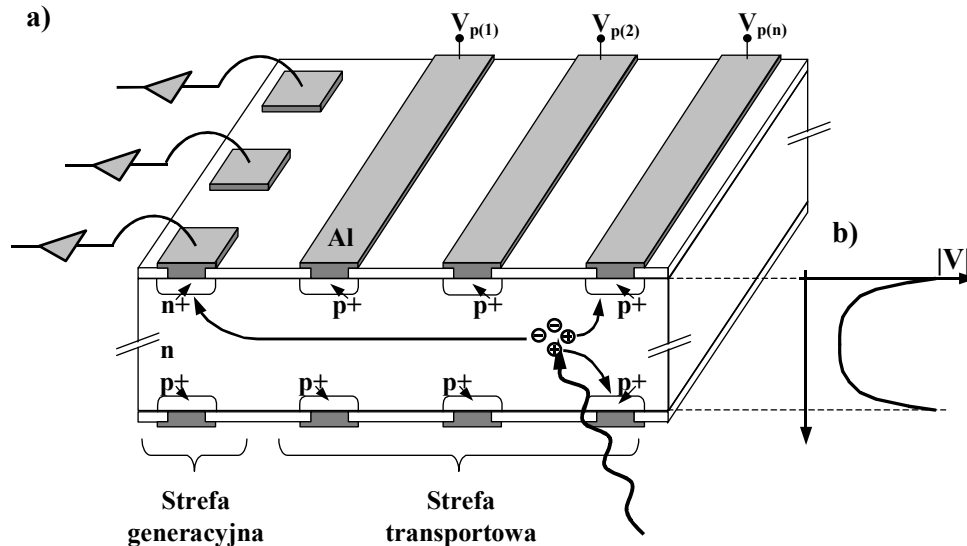
Niewątpliwymi zaletami detektorów padowych jest brak ograniczeń na topologię struktur scalonych zawierających elektronikę odczytu, jak i możliwość zastosowania prostej i sprawdzonej metody połączeń mikroprzewodowych (ang. *wire bonding*), łączącej sensor ze specjalizowanymi układami elektroniki odczytu.

2.2.5 Krzemowy detektor dryfowy

Odmianą propozycję detektora pozycjoczułego zaproponowali w 1983 roku Gatti i Rehak [33]. Stworzona przez nich na wzór gazowej komory dryfowej struktura w podłożu krzemowym znalazła zastosowanie do precyzyjnej detekcji w eksperymentach cząstek wysokoenergetycznych i w spektrometrii promieniowania X. Krzemowy detektor dryfowy, składa się z dwóch części [34]. Pierwsza z nich, tzw. strefa transportowa odpowiedzialna jest za proces zbierania wygenerowanego ładunku oraz formowanie pakietu i transportowanie do elektrody odczytowej. Przy krawędzi detektora występuje druga strefa – tzw. generacyjna, odpowiedzialna za proces generacji sygnału elektrycznego. Rysunek 2-14a pokazuje schematycznie poprzeczny przekrój omawianego detektora.

Informacja o pozycji oddziaływania wzdłuż strefy transportowej uzyskiwana jest poprzez pomiar czasu dryfu ładunku w tejże strefie. Do jego określenia wymagana jest znajomość chwili czasowej samego procesu oddziaływania cząstki z detektorem. W systemach pomiarowych fizyki wysokich energii nie stanowi to problemu, ponieważ

produkty zderzeń cząstek pierwotnych przenikają przez większość detektorów. Pozwala to uzyskać z bardzo dużą precyzją czasową, bliską $1ns$, impuls synchronizacji z innych detektorów, lub z centralnego zegara akceleratora w przypadku eksperymentów ze zderzającymi się wiązkami. Czas dryfu ładunków jest rzędu kilku μs . Pozycja drugiej współrzędnej jest uzyskana poprzez segmentację elektrody odczytowej w strefie generacyjnej.



Rysunek 2-14: Krzemowy detektor dryfowy: a) rysunek poglądowy; b) rozkład potencjału poprzecznego.

Dla promieniowania X identyfikacja przestrzenna wzdłuż strefy transportowej nie jest możliwa ze względu na brak jednoznacznie określonej chwili czasowej absorpcji fotonu. Segmentacja elektrod odczytowych pozwala jedynie na pozycjoczułość w jednym kierunku. Detektory dryfowe używane są również jako detektory spektrometryczne ze względu na małą pojemność elektrody odczytowej bezpośrednio połączonej z układem elektroniki odczytu, a więc małe szумы, przy dużej całkowitej powierzchni czynnej detektora.

Strefa transportowa obejmuje równoległy zespół, zaporowo spolaryzowanych złącz paskowych p^+-n , utworzonych po obu stronach struktury bazowej krzemu typu n. Przy dostatecznie dużym napięciu polaryzacji zaporowej tych złącz, przynależne im warstwy zubożone osiągają szerokości równe połowie grubości detektora, powodując w efekcie całkowite zubożenie zawartego między nimi obszaru. Obszar ten stanowi objętość czynną detektora. Na płaszczyźnie międzypaskowej w środku jej grubości ustala się minimum potencjału (rysunek 2-14b), ku któremu będą ściągane wytworzone w akcie detekcji elektrony. Wytworzone dziury zbierane są przez najbliższe paski p^+ , nie biorąc udziału w formowaniu użytecznego sygnału elektrycznego powstającego w strefie generacyjnej.

Przy spełnieniu warunku:

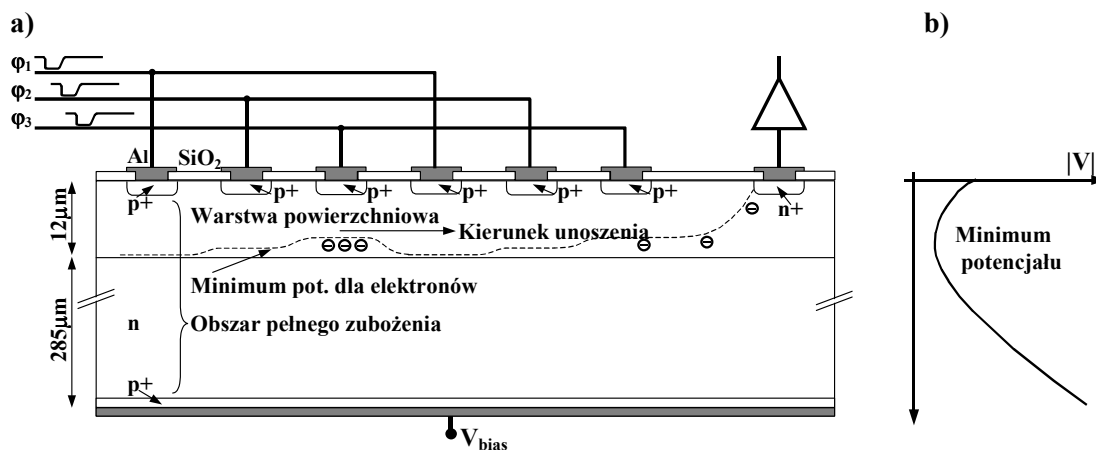
$$V_{\text{całkowite zubożenie}} < V_{p(n)} < V_{p(n-1)} < V_{p(n-2)} < \dots < V_{p(1)}$$

w objętości strefy transportowej wytworzone zostaje wzdłużne pole elektryczne powodujące dryf elektronów skumulowanych w dolinie potencjału pola poprzecznego. Pakiet ładunków ujemnych, docierając do strefy generacyjnej, zostaje odpowiednio skierowany do elektrod odczytowych, indukując dopiero w tym obszarze sygnał w układach elektroniki odczytu połączonej do każdego segmentu indywidualnie.

Spotyka się konstrukcje o rozkładzie pasków p^+ płasko – równoległym względem siebie tworzące konstrukcję detektora w postaci prostokąta, lub też koncentrycznie rozmieszczone względem środka, w którym zawarta jest pojedyncza elektroda odczytowa [35].

2.2.6 Detektor typu pn-CCD (pn - Charge Coupled Device)

Konstrukcja detektora typu pn-CCD [36, 37, 38] opiera się na strukturze przedstawionej w poprzednim podrozdziale – detektora dryfowego. Historycznie jednak detektory pn-CCD wywodzą się od konwencjonalnej konstrukcji układów CCD¹ [39], służących do detekcji światła widzialnego. Detektor CCD oparty jest na strukturze kondensatorów typu MOS², wykonanych w podłożu niskoomowym krzemie, o grubości warstwy zubożonej, stanowiącej objętość czynną detekcji, tylko ok. $10\mu m$. Tak mała grubość warstwy czynnej nie jest wystarczająca do efektywnej detekcji promieniowania X. Detektory o podobnej zasadzie pracy, oparte na złączu p^+-n wykonanym w wysokoomowym podłożu krzemowym nazwano konstrukcjami pn-CCD. Warstwa zubożona takich detektorów rozciąga się na całą grubość struktury krzemowej ($300\mu m$), znacznie zwiększając wydajność detekcji promieniowania X. Przekrój poprzeczny detektora pn-CCD wraz z rozkładem potencjału poprzecznego przedstawia rysunek 2-15.



Rysunek 2-15: Detektor typu pn-CCD: a) rysunek poglądowy; b) rozkład potencjału poprzecznego.

W porównaniu z detektorem dryfowym, w konstrukcji pn-CCD zastosowano w strefie transportowej podłużne elektrody tylko po jednej stronie detektora. Przyłożenie

¹ CCD z ang. *Charge Coupled Device*

² MOS z ang. *Metal Oxide Semiconductor*

ujemnego potencjału niesymetrycznego dla dolnej i górnej warstwy powoduje przeniesienie minimum poprzecznego potencjału elektrycznego w pobliże powierzchni z podłużnymi elektrodami. Użyteczny sygnał jest generowany przez elektrony wytworzone w procesie oddziaływania i uwięzione w obszarze minimum potencjału. Zastosowanie struktur powierzchniowych p^+ - n o periodycznie zmiennym potencjale zapewnia transport elektronów zgromadzonych w dolinie potencjału do elektrody odczytowej. Odpowiednia wartość napięcia przyłożonego do pasków górnych p^+ i płaszczyzny dolnej p^+ zapewnia pełne zubożenie podłoża, które w całości stanowi objętość czynną detektora. Elektrony generowane w punkcie oddziaływania promieniowania X z materią dryfują najpierw w obszar minimum potencjału elektronowego, a potem zmiennym periodycznie potencjałem podawanym sekwencyjnie na kolejne elektrody są przenoszone do elektrody odczytowej. Dziury zbierane są przez dolną elektrodę nie biorąc udziału w formowaniu sygnału. Odczyt zgromadzonego ładunku elektronowego wymaga specjalnie skonstruowanej sekwencji czasowej trzech sygnałów (φ_1 , φ_2 , φ_3) przesuniętych względem siebie o $1/3$ okresu.

Do wad tych detektorów należy zaliczyć długi czas wyczytywania matrycy danych, oraz rekombinację elektronów przypowierzchniowych w tlenku. Efekt ten można zminimalizować wykorzystując GaAs jako materiał detektora o znacznie większej ruchliwości elektronów niż w krzemie. Występujące rozmycie paczki elektronów pod poszczególnymi warstwami p^+ również ma wpływ na ograniczenie przestrzennej zdolności rozdzielczej.

Zaletami tych detektorów w zastosowaniach do pomiarów pozycji dla promieniowania X jest jednolita struktura detektora od strony płaskiej elektrody, oraz możliwość budowania dużych struktur aktywnych. Przykładowym zastosowaniem detektora typu pn-CCD jest użycie go w pomiarach astrofizycznych, oraz precyzyjnych układach spektrometrycznych [40, 41].

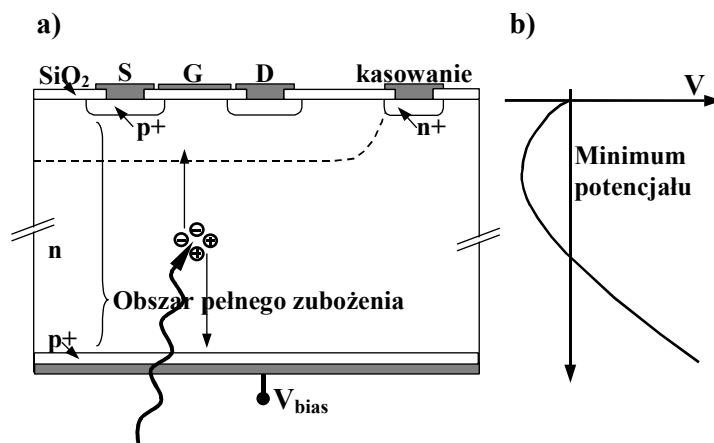
2.2.7 Detektor DEPFET (DEpleted P-channel Field Effect Transistor)

Struktura detektora DEPFET, która zawiera w sobie równocześnie własności detekcyjne i wzmacniające, została zaproponowana przez Kemmera i Lutza [42] w 1987 roku, a następnie sprawdzona eksperymentalnie [43]. Jest to proste połączenie metody detekcji w obszarze pełnego zubożenia półprzewodnikowej struktury diodowej z niesymetrycznym rozkładem potencjału elektrycznego, takim jak w detektorze pn-CCD i zasady działania tranzystora polowego FET. Zasadnicza idea tej konstrukcji polega na umieszczeniu pierwszego stopnia przedwzmacniacza (tranzystor FET) w strukturze detektora. Eliminuje się wtedy pojemność rozproszoną związaną z połączeniem detektor – przedwzmacniacz. Rysunek 2-16 przedstawia tranzystor z kanałem typu p umieszczonym w całkowicie zubożonym podłożu typu n .

Jak było powiedziane, w konstrukcji detektora pn-CCD dolina potencjału elektrycznego ściąga wytworzone elektrony w pobliże górnej warstwy. Dla konstrukcji DEPFET elektrony te są w szczególności ściągane w pobliże bramki tranzystora FET poprzez odpowiednio uformowane pole poprzeczne (minimum potencjału pod bramką). Elektrony wytworzone w obszarze czynnym detektora, jakim jest całkowicie zubożone podłoże typu n , gromadzą się w minimum potencjału, tworząc tzw. wewnętrzną bramkę. Zwiększają one przewodność kanału tranzystora poprzez indukcję. Zgromadzony ładunek elektronowy pozostaje pod bramką tak długo, aż cały układ

zostanie skasowany potencjałem dodatnim na elektrodzie kasującej. Proces kasowania związany jest z zebraniem elektronów zgromadzonych w obszarach podbramkowych na głębokości określonej poprzez minimum potencjału, poprzez przyłożenie dużego potencjału dodatniego.

Wytworzone dziury są zbierane przez jednolitą elektrodę dolną.



Rysunek 2-16: Detektor typu DEPFET: a) rysunek poglądowy; b) rozkład potencjału elektrycznego.

Detektor DEPFET posiada kilka ciekawych własności, w szczególności do zastosowań pozycjoczułych detekcji promieniowania X:

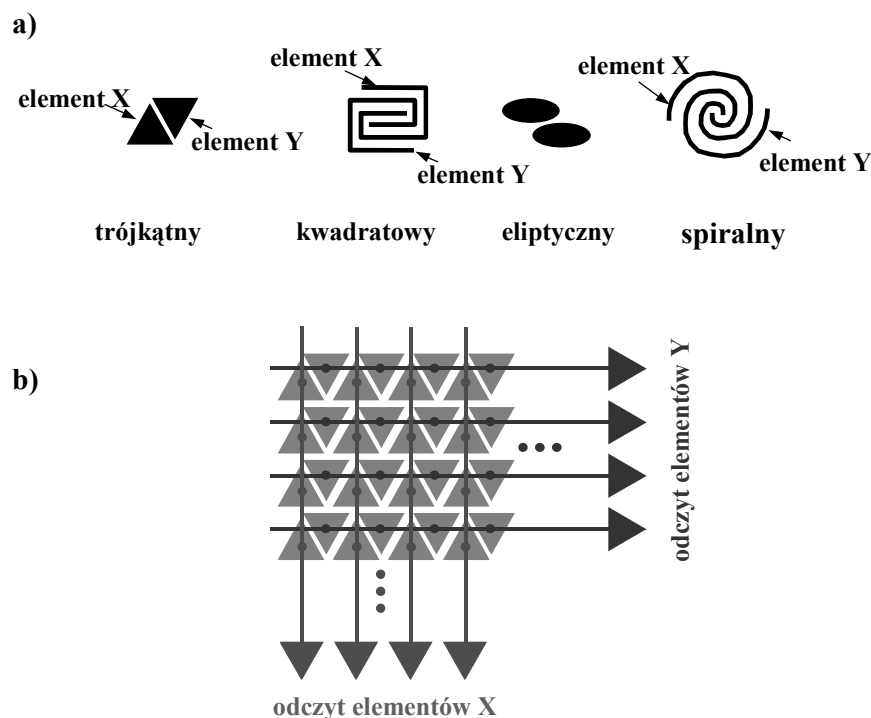
- połączenie funkcji sensora i wzmacniacza,
- pełne wykorzystanie grubości materiału konstrukcyjnego do celów detekcji,
- mała pojemność i niski poziom szumów,
- nieniszczący tryb odczytu danych.

2.2.8 Nowe konstrukcje półprzewodnikowych detektorów pozycjoczułych

Ciągły postęp technologiczny współczesnej mikroelektroniki oraz wytwarzania mikrostruktur prowadzi do nowych propozycji również i w dziedzinie detektorów pozycjoczułych. Rozwój nowych technologii detektorów półprzewodnikowych i nowych aplikacji zebrano w pracy Tuneyoshi Kamae [44].

Wymagania precyzyjnych urządzeń do detekcji promieniowania jonizującego prowadzą do ciągłej pogoni za szukaniem nowych materiałów (tabela 2-1), nowych konstrukcji oraz nowych, szybszych układów odczytu, spełniających coraz większe wymagania dotyczące rozdzielczości energetycznej i przestrzennej, wydajności, częstości zliczeń i większej powierzchni detektorów. Poszukiwania nowych materiałów związane są z zapewnieniem lepszej wydajności detekcji promieniowania oraz opanowaniem technologii wytwarzania dużych kryształów. Od nowych konstrukcji wymaga się zwiększonej przestrzennej zdolności rozdzielczej, niezawodności, większych powierzchni użytecznych, oraz zwiększonej odporności na uszkodzenia radiacyjne.

Godne zauważenia są prace zespołu z *Brookhaven National Laboratory* z *USA* prowadzone pod kierownictwem Z. Li [45, 46]. Prace te opisują ciekawe detektory krzemowe typu $p^+n^+/n/p^+n^+$ oraz tzw. detektory „stripixel” będące kombinacją detektora pikselowego z systemem odczytu detektora paskowego dwustronnego. Przez pojedynczy piksel należy rozumieć parę elementów o dowolnych kształtach (rysunek 2-17a). Odczyt jednego z elementów (np. element X) pojedynczego piksela dokonywany jest za pomocą wspólnej linii łączącej wszystkie elementy w kolumnie macierzy (rysunek 2-17b). Odczyt elementu bliźniaczego danego piksela (element Y) dokonywany jest za pomocą wspólnej linii łączącej wszystkie elementy w wierszu macierzy. Na krawędziach detektora wykonane są standardowe pady kontaktowe pozwalające podłączyć układy elektroniki odczytu. Liczba wymaganych kanałów odczytowych równa jest sumie liczby wierszy i kolumn z których zbudowano macierz odczytową detektora.

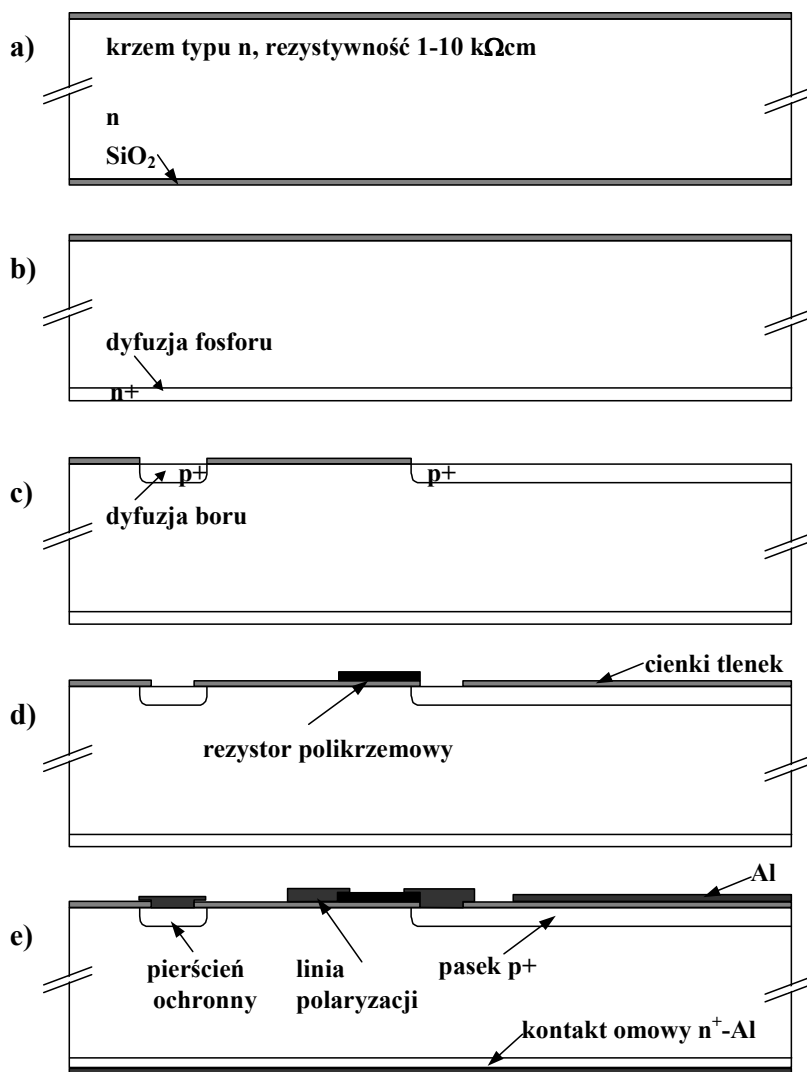


Rysunek 2-17: Kształt geometryczny pojedynczego piksela struktury „stripixel” – a), sposób odczytu macierzy pikseli – b).

Podstawowym wymaganiem tych konstrukcji dla dwuwymiarowej detekcji jest uzyskanie jednoczesnego sygnału na obu elementach danego piksela. Uzyskuje się to poprzez takie ich wzajemne ukształtowanie by rozmyta dyfuzyjnie chmura ładunków zbieranych w detektorze dała sygnał na obu elementach. Konstrukcje typu „stripixel” charakteryzują się dużą przestrzenną zdolnością rozdzielczą, natomiast nadają się tylko do budowy detektorów o małych powierzchniach całkowitych.

2.2.9 Technologia wytwarzania detektorów paskowych

Proces technologiczny produkcji detektorów krzemowych wykorzystuje typową technologię planarną [7] stosowaną powszechnie do wytwarzania układów scalonych. Rysunek 2-18 przedstawia zasadnicze etapy procesu technologicznego dla przypadku jednostronnego detektora paskowego ze sprzężeniem AC [9]. Istotną własnością odróżniającą detektory krzemowe od układów scalonych jest ich znaczna powierzchnia (nawet kilkadziesiąt cm^2). Dodatkowo proces technologiczny nie powinien zmniejszać czasu życia nośników, a prąd upływu wykonanych złącz powinien być jak najmniejszy. Detektory wytwarza się na płytkach krzemowych (ang. *wafer*) typu n o średnicach 5 - 15 cm i grubości od $200\mu m$ do nawet kilku mm. Wymagane jest, by był to materiał wysokoomowy o rezystywności $1 \div 10 k\Omega cm$ [47]. Złącza wykonuje się metodą dyfuzji [48] lub implantacji jonów [7].



Rysunek 2-18: Technologia wytwarzania jednostronnego detektora paskowego ze sprzężeniem AC: a) utlenianie; b) domieszkowanie donorowe – kontakt omowy do podłoża; c) domieszkowanie akceptorowe; d) nanoszenie warstwy polikrzemu; e) przygotowanie kontaktów i wyprowadzeń metalicznych.

Główne etapy procesu technologicznego przedstawiono poniżej:

- Utlenianie. Celem warstwy tlenku krzemu SiO_2 o grubości około $1\mu\text{m}$ naniesionej na płytkę krzemu w temperaturze $900 \div 1200\text{ }^\circ\text{C}$ jest zabezpieczenie przed zanieczyszczeniami. Warstwa ta stanowi również przesłonę dla selektywnej dyfuzji w kolejnych etapach procesu. Czasami dodatkową warstwą zabezpieczającą jest azotek krzemu Si_3N_4 .
- Trawienie dolnej warstwy SiO_2 do wprowadzenia domieszek - dyfuzja fosforu. Warstwa domieszkowania donorowego zapewnia złącze omowe pomiędzy krzemem i elektrodą metalową od spodu detektora.
- Fotolitograficzne trawienie górnej warstwy SiO_2 poprzez specjalnie przygotowaną maskę. Maska identyfikuje miejsca odpowiadające paskom odczytowym p^+ i dodatkowym obszarom p^+ .
- Dyfuzja boru ze stałego lub gazowego źródła domieszek. Ponowne trawienie tzw. szkliwa borowego i utlenienie. Na tym etapie wytwarza się cienki tlenek (grubość $0.1 \div 0.2\ \mu\text{m}$) nad obszarami p^+ tworząc izolator dla kondensatora sprzęgającego $\text{p}^+ - \text{SiO}_2 - \text{Al}$.
- Nanoszenie warstwy polikrystalicznego krzemu celem wytworzenia rezystorów polaryzujących. Warstwę tę nanosi się w temperaturze około 800°C , a następnie domieszkuje borem w procesie implantacji ($10^{12} \div 10^{14}$ jonów boru/ cm^2). Rezystywność warstwy polikrzemu jest kontrolowana poprzez poziom domieszkowania boru.
- Fotolitografia wszystkich kontaktów,
- Naparowanie warstwy aluminium o grubości około $0.1\mu\text{m}$,
- Fotolitografia ścieżek oraz kontaktów metalowych.

W detektorach dwustronnych lub padowych często wytwarza się też drugą warstwę metalu celem łatwiejszego wykonania wyprowadzeń do układów elektroniki odczytu. Opisany powyżej proces technologiczny należy traktować jedynie poglądowo i w znacznym uproszczeniu. W procesie produkcyjnym występuje szereg dodatkowych etapów, w czasie których płytka jest trawiona, czyszczona, testowana itd. Końcowym etapem jest naniesienie warstwy zabezpieczającej powierzchnie detektora i cięcie płytki krzemu na pojedyncze struktury detektorowe.

Głównymi ośrodkami operującymi wyspecjalizowanymi procesami technologicznymi dla wykonania detektorów krzemowych są: Hamamatsu¹, Canberra², SINTEF³.

2.2.10 Techniki sprzężenia detektora z układami elektroniki odczytu

Wykonane z bardzo dużą precyzją technologiczną struktury detektorów pozycjoczułych muszą być sprzęgnięte galwanicznie ze specjalizowanymi układami

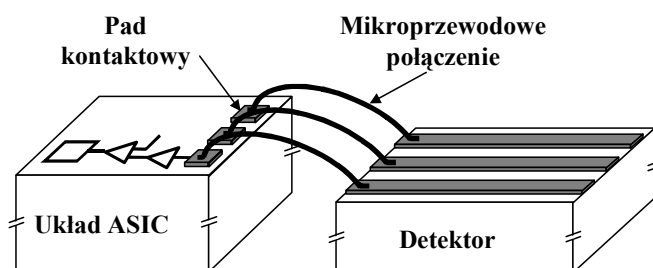
¹ Hamamatsu Photonics K.K. - Japan

² Canberra Semiconductor NV, Lammerdries 25, B-2250 Olen, Belgium.

³ SINTEF Electronics and Cybernetics, Blindern, N-0314 Oslo, Norway.

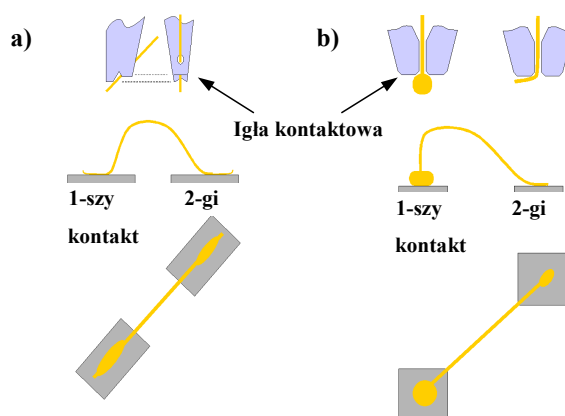
elektroniki odczytu (*ASIC*¹). Każdemu padowi kontaktowemu kanału odczytowego detektora odpowiada indywidualny, kompletny kanał elektroniki odczytu.

Dla detektorów o padach odczytowych ułożonych przy krawędzi struktury wykorzystuje się techniki mikroprzewodowych połączeń (ang. *wire bonding*) padów kontaktowych detektora z padami wejściowymi układów elektroniki odczytu (rysunek 2-19). Połączenia mikroprzewodowe wykonuje się cienkimi przewodami aluminiowymi z niewielką zawartością krzemu lub przewodami złotymi. Grubość połączeń zależna od przeznaczenia (grubsze dla połączeń prądowych) zawiera się między 15 a $25\mu\text{m}$. Połączenia wykonywane są przy użyciu precyzyjnych urządzeń, nazywanych z języka angielskiego *bonderami*. Parametry procesu dobierane indywidualnie dla każdego połączenia zależą od wielu czynników, poczynając od temperatury i wilgotności otoczenia, a kończąc na porowatości, czystości i jakości powierzchni kontaktowych [49]. Również sposób prowadzenia połączeń jest ściśle określony i zależy od wielu czynników, np. różnicy poziomów między połączeniami wykonanymi tym samym mikroprzewodem [50].



Rysunek 2-19: Mikroprzewodowe połączenie detektora z układem elektroniki odczytu (*wire bonding*).

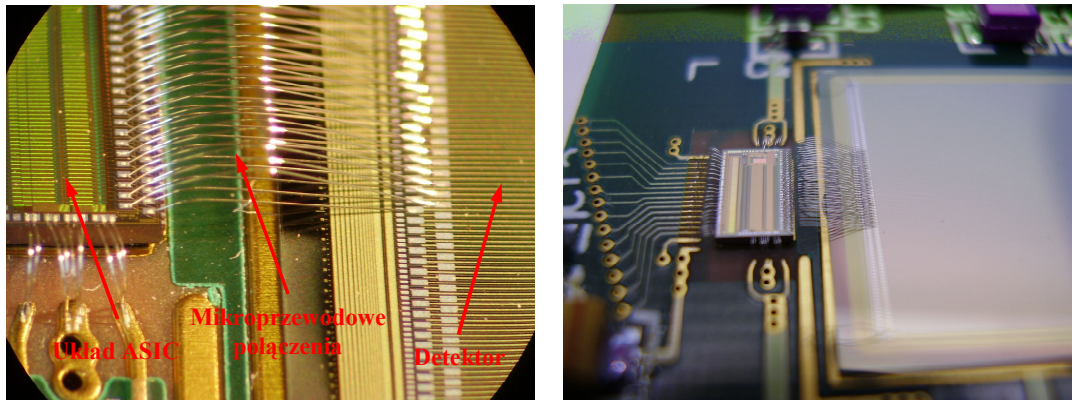
Biorąc pod uwagę sam sposób połączenia przewodu z padem kontaktowym rozróżnia się między innymi dwa typy kontaktów: klinowe (ang. *wedge wire bonding*) oraz kulowe (ang. *ball bonding*) – rysunek 2-20 [51]. Zaletą połączenia drugiego typu jest możliwość wykonania go na mniejszym padzie w gęstszym otoczeniu sąsiednich połączeń. Mikroprzewód tak wykonanego połączenia wychodzi pionowo do góry względem powierzchni kontaktowej, nie powodując wystąpienia ewentualnych zwarć w pobliżu stopki kontaktowej.



Rysunek 2-20: Typy połączeń mikroprzewodowych: a) połączenie typu *wedge bonding*, b) połączenie typu *ball bonding*.

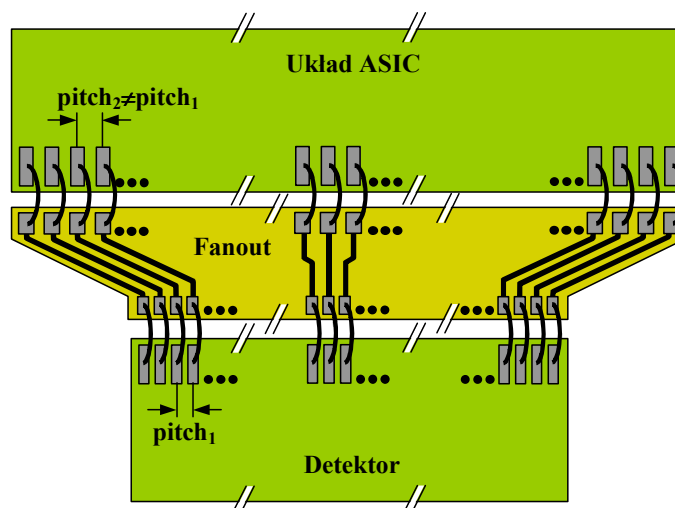
¹ *ASIC* z ang. *Application Silicon Integrate Circuit*

Rysunek 2-21 pokazuje połączenia pomiędzy detektorem a specjalizowanym układem elektroniki odczytu wykonane przez autora. Moduły te były użyte do pomiarów przedstawionych w dalszej części pracy.



Rysunek 2-21: Fotografia bezpośrednich mikropołączeń detektora paskowego z układem elektroniki odczytu (wykonane przez autora).

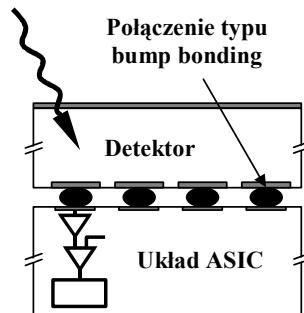
Niejednokrotnie zdarza się tak, że odstęp między kolejnymi paskami odczytowymi, a jednocześnie między padami kontaktowymi detektora, jest inny niż odstęp kolejnych kanałów elektroniki odczytu. Dla większej liczby połączeń taki brak zgodności przestrzennej nie pozwala na wykonanie bezpośredniego połączenia detektora z wielokanałowym układem *ASIC*. Stosuje się wtedy pośrednie konstrukcje tzw. adaptorów (ang. *fanout* lub *pitch adapter*) dopasowujących odstęp między padami detektora i padami elektroniki odczytu (rysunek 2-22). Adaptory te wykonywane są na podłożu szklanym lub elastycznym kaptonowym [52]. Wadą tego rozwiązania jest podwojenie mikropołączeń jakie należy wykonać oraz zwiększenie pojemności widzianej przez wejścia układów elektroniki odczytu.



Rysunek 2-22: Rysunek poglądowy sprzęgnięcia detektora z układem *ASIC* poprzez tzw. *fanout*.

Alternatywą dla połączeń mikroprzewodowych są połączenia typu *bump bonding* (rysunek 2-23). Wykorzystuje się je w konfiguracji hybrydowej do połączeń matrycy detektorowej (detektor pikselowy) ze specjalnie wykonanym układem elektroniki

odczytu. Oba elementy, detektor i układ, wykonane są na oddzielnych strukturach krzemowych (konstrukcje hybrydowe [53, 54]). Na odsłonięte kontakty metalowe nakłada się mikroskopijne kulki indu o średnicy około $20 - 30\mu m$, a następnie przykłada obie warstwy do siebie. Stopiony ind przylega do kontaktów i po ostudzeniu stanowi elektryczne połączenie. Istotnym wymogiem tego procesu jest zachowanie bardzo dużej precyzji w pozycjonowaniu kulek indu jak i samego procesu sklejenia.



Rysunek 2-23: Konstrukcja połączenia typu *bump bonding*.

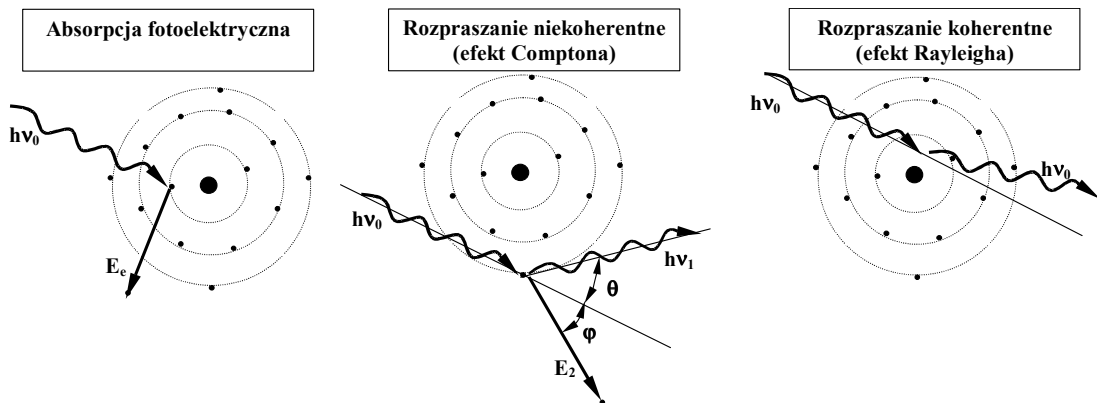
3 Oddziaływanie promieniowania X z materiałem półprzewodnikowym

3.1 Wprowadzenie

Praktyczne zastosowania pozycjoczułych krzemowych detektorów promieniowania X, między innymi w dyfraktometrii rentgenowskiej i obrazowaniu miękkich materiałów biologicznych, wyznaczają zakres rozpatrywanych energii. Dla potrzeb tej pracy autor skupił się na analizie zjawisk fizycznych w detektorze promieniowania X o energii w zakresie około $5 \div 20 \text{ keV}$, przy czym przyjęte granice nie wyznaczają żadnych istotnych zmian w charakterze opisywanych zjawisk.

Podczas przechodzenia wiązki promieniowania X przez materiał następuje zmniejszenie jej natężenia. Przez natężenie wiązki (J) lub gęstość strumienia fotonów rozumie się liczbę fotonów transmitowanych w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię. Jeśli strumień fotonów przechodzi przez warstwę materiału, następuje osłabienie natężenia wskutek następujących zjawisk:

- absorpcja fotoelektryczna (pochłanianie fotonu),
- rozpraszanie niekoherentne (Comptona) fotonu ze zmianą ich energii,
- rozpraszanie koherentne (Rayleigha i Thomsona) fotonu bez zmiany energii.



Rysunek 3-1: Procesy oddziaływania promieniowania X z materiałem.

W procesie fotoabsorpcji absorbowany foton jest pochłaniany i usuwany całkowicie z wiązki pierwotnej, natomiast w procesie rozpraszania zmienia kierunek toru fotonu, wskutek czego zostaje on usunięty z wiązki pierwotnej. Względna zmiana natężenia dJ/J zachodząca na drodze dx opisana jest zależnością:

$$\frac{dJ}{J} = -\mu dx \quad (3.1-1)$$

gdzie: dJ/J – względna zmiana natężenia wiązki na drodze dx ,
 μ – liniowy współczynnik proporcjonalności [cm^{-1}].

Liniowy współczynnik proporcjonalności μ zależy od rodzaju substancji pochłaniającej oraz od energii promieniowania. Po scałkowaniu równania 3.1-1 względem zmiennej położenia w granicach od 0 do x otrzymamy:

$$J(x) = J_0 e^{-\mu x} \quad (3.1-2)$$

gdzie: J_0 – natężenie wiązki padającej (dla $x = 0$),
 J – natężenie wiązki w punkcie x .

Współczynnik μ w równaniu 3.1-2 wyraża sumaryczny efekt zachodzących w materii zjawisk opisanych powyżej. Ze względu na niezależność tych procesów można zapisać:

$$\mu = \mu_{abs} + \mu_{roz} \quad (3.1-3)$$

gdzie: μ_{abs} – liniowy współczynnik absorpcji,
 μ_{roz} – liniowy współczynnik osłabienia na skutek rozprożeń.

Współczynniki te zależą od liczby atomowej danego materiału. W praktyce zamiast współczynników liniowych wykorzystuje się częściej odpowiednie współczynniki masowe o wymiarze $[cm^2/g]$. Wartość tych współczynników otrzymuje się dzieląc wartość odpowiednich współczynników liniowych przez gęstość ρ absorbentu wyrażoną w $[g/cm^3]$:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.1-4)$$

Zauważyć należy, że wyrażone wzorem 3.1-2 eksponencjalne prawo osłabienia strumienia fotonów można też przedstawić w postaci:

$$J = J_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} = J_0 e^{-\mu_m M} \quad (3.1-5)$$

gdzie: $M = \rho x$ – masa powierzchniowa $[g/cm^2]$ warstwy materiału o gęstości ρ i grubości x .

3.2 Absorpcja fotoelektryczna

W zakresie energii promieniowania X proces absorpcji fotoelektrycznej jest najważniejszym oddziaływaniem prowadzącym do pochłonięcia fotonu. W procesie tym następuje wybitcie elektronu z orbity atomowej. Wartość energii przekazanej przez foton wybitego elektronowi wynosi:

$$E_e = h\nu_0 - E_w - E_a \quad (3.2-1)$$

gdzie: E_e – energia wybitego elektronu,
 $h\nu_0$ – energia padającego promieniowania X,
 E_w – energia wiązania elektronu w atomie (jest to krawędź absorpcji fotoelektrycznej),
 E_a – energia odrzutu atomu (praktycznie do pominięcia, gdyż jest ona nie większa niż ok. $0.1eV$).

Padający foton najpierw oddaje całą energię atomowi materiału, z którym oddziałuje, a następnie wzbudzony atom natychmiast oddaje energię wypromieniowując elektron. Wniosek z tego jest oczywisty, że zjawisko to nie zachodzi na swobodnych elektronach, lecz na elektronach związanych w atomie. Są to głównie elektrony z powłoki K, najsilniej związane (średnio 80% przypadków zjawiska absorpcji fotoelektrycznej pochodzi z poziomu K [55]).

Z równania 3.2-1 wynika, że zjawisko absorpcji fotoelektrycznej na określonej powłoce elektronowej w danym atomie może zajść tylko przy spełnieniu warunku:

$$h\nu_0 \geq E_w + E_a \quad (3.2-2)$$

Jeżeli energia fotonu jest mniejsza od energii wiązania poziomu K, nie jest możliwe wybite elektronu z orbity K, lecz tylko L, M itd., których wartości krawędzi absorpcji są odpowiednio mniejsze. Dlatego też, dla wartości energii odpowiadającym energiom wiązania elektronów, obserwujemy skokowe zmiany przekroju czynnego. Dla krzemu wartość krawędzi absorpcji na poziomie K wynosi 1.838keV . Dla rozpatrywanego zakresu energii $5 \div 20\text{keV}$, wartość energii promieniowania X jest więc wystarczająca do tego, by zaszło zjawisko wybitcia elektronu z najsilniej związanej orbity w atomie.

Dla fotonów o energiach dużych w porównaniu z energią wiązania słuszną jest zależność, którą podał Heitler w 1954 roku, opisująca makroskopowy przekrój czynny na fotoabsorpcję na poziomie K [56]:

$$\sigma_K = \Phi_0 4\sqrt{2} \frac{Z^5}{137^4} \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu_0} \right)^{7/2} \quad (3.2-3)$$

gdzie: $\Phi_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \approx 6.651 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$,

Z – liczba atomowa absorbentu,
 m_0 – masa spoczynkowa elektronu,
 e – ładunek elektronu,
 c – prędkość światła w próżni,
 $h\nu_0$ – energia pierwotnego fotonu.

W łatwy do zrozumienia sposób teorię efektu fotoelektrycznego podał Davisson w 1952 roku [57]. Gdy zachodzi absorpcja fotoelektryczna, wybity zostaje elektron, pozostawiając po sobie wolny poziom obsadzenia. Układ wzbudzonego atomu szybko powraca do stanu podstawowego (po czasie ok. 10^{-8}s). Powrót odbywa się w dwojaki sposób. Poprzez przeskok elektronu z wyższych orbit na orbitę z której został wybity fotoelektron – emisja promieniowania fluorescencyjnego, lub poprzez emisję elektronu Augera. O konkurencyjności tych procesów mówi *wydajność fluorescencji*, definiowana jako stosunek liczby fotonów promieniowania fluorescencyjnego danej serii (np. K), emitowanych w określonym czasie, do liczby wszystkich atomów wzbudzonych w tym czasie na tym poziomie:

$$\varpi_K = \frac{N_K^f}{N_K} \quad (3.2-4)$$

gdzie: N_K^f – liczba fotonów promieniowania fluorescencyjnego serii K,

N_K – liczba atomów wzbudzonych w wyniku wybicia fotoelektronu z powłoki K.

W tym miejscu należy zaznaczyć, że wydajność fluorescencji powłoki K dla krzemu jest na poziomie 3.6% [58]. Znikomy udział promieniowania fluorescencyjnego jest bardzo istotny z punktu widzenia zasady działania samego detektora. Jeśli udział tego promieniowania jest mały, również do pominięcia jest tzw. pik ucieczki pojawiający się w widmie energetycznym w formie pik energetycznego przesuniętego do niższych energii o wartość promieniowania fluorescencyjnego materiału detektora.

Emisja elektronu Augera może nastąpić tylko wówczas, gdy uwalniana w atomie energia przewyższa energię wiązania elektronu na danym poziomie. W przypadku fotoabsorpcji na poziomie K, emisja elektronu Augera z poziomu L może zajść tylko przy spełnieniu warunku:

$$E_K - E_L \geq E_L \quad (3.2-5)$$

gdzie: E_K, E_L – energia wiązania elektronu na poziomie K lub L.

Prawdopodobieństwo wybicia elektronu Augera z poziomu L zależy od różnicy energii $\Delta E = (E_K - E_L) - E_L$. Ze wzrostem tej różnicy prawdopodobieństwo efektu Augera maleje. Jak się okazuje, różnica ta wzrasta ze wzrostem liczby atomowej materiału, więc efekt Augera zachodzi głównie w pierwiastkach lekkich. Zmniejszenie udziału emisji elektronu Augera, a tym samym wzrost udziału promieniowania fluorescencyjnego, jest znaczące dla materiałów o większej liczbie atomowej Z (np. germanu, dla którego $\omega_K = 52\%$).

Z punktu widzenia pozycjoczułej detekcji promieniowania X bardzo istotnymi parametrami są zasięg elektronów Augera i fotoelektronów, oraz rozkład kątowy ich emisji względem kierunku padającego fotonu. Większość pędu padającego fotonu przekazywana jest atomowi i niekoniecznie musi być ponownie oddana fotoelektronowi. Kierunek emisji fotoelektronów jest najczęściej prostopadły do kierunku padających fotonów i jest określony przede wszystkim przez kierunek wektora pola elektrycznego E padającego promieniowania w punkcie oddziaływania [57]. Dla elektronów Augera każdy kierunek jest jednakowo dozwolony.

Jak pokazują wyniki pomiarów oraz symulacje komputerowe [59], zasięg elektronów o pierwotnej energii ok. $10keV$ wynosi w krzemie $\sim 1\mu m$, wzrastając do ok. $3\mu m$ dla energii $20keV$. Oddziałujący elektron generuje określoną liczbę par elektron – dziura w małej objętości, a więc przy rozpatrywaniu procesów zbierania ładunków można założyć punktowość tego procesu. Jest to istotne założenie, wykorzystywane w dalszej analizie procesów zbierania ładunków w detektorze.

3.3 Rozpraszanie promieniowania X

W zależności od tego, z jak silnie związanym elektronem oddziałuje foton promieniowania, rozróżnia się następujące procesy rozproszeń [56]:

- rozpraszanie Comptona – zachodzi na elektronach słabo związanych z jądrem (walencyjnych) lub swobodnych. Padający foton zmienia kierunek i

traci część swojej energii na rzecz elektronu, na którym nastąpiło rozproszenie. Jest to rozproszenie niesprężyste (niekoherentne),

- rozpraszanie Rayleigha – zachodzi na wspólnie oddziałujących związanych elektronach atomu. Jest to przykład rozproszenia bez zmiany energii (koherentne). Przekrój czynny wyraża zależność:

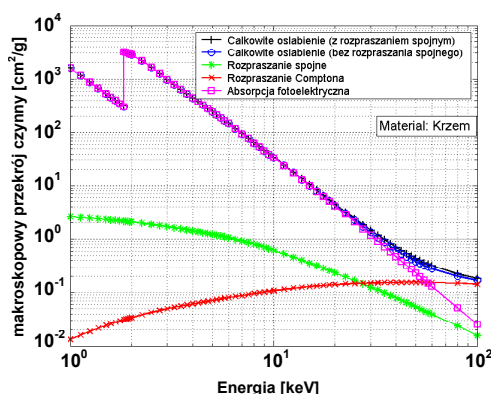
$$\sigma_R = \frac{8}{3} \pi r_0^2 f(\theta) \quad (3.3-1)$$

gdzie: $r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ – klasyczny promień elektronu,

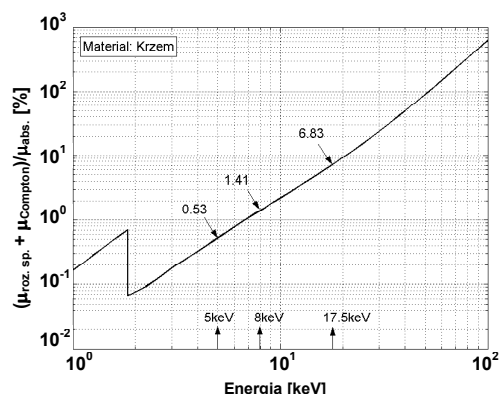
$f(\theta)$ – atomowy czynnik rozproszenia, zależny silnie od kąta rozproszeń θ . Funkcja ta przyjmuje maksymalną wartość dla kąta równego 0° i silnie spada z jego wzrostem.

- rozproszenie Thomsona – zachodzi na swobodnych lub słabo związanych elektronach dla niskich energii powodując wzbudzenie oscylacji elektronu z natychmiastową reemisją fotonu. Jest to rozproszenie koherentne, bez uprzywilejowanego kierunku reemisji fotonu,
- rozproszenie jądrowe Thomsona – zachodzi na jądrach atomowych.

Dla promieniowania X wartość przekroju czynnego na rozpraszanie Thomsona jest ok. 50 razy mniejsze niż dla rozproszeń Rayleigha. Przy założeniu (porównaj rysunek 3-3) kilkuprocentowego udziału rozproszeń Comptona i Rayleigha względem fotoabsorpcji i przyjęciu zbliżonej wartości przekrojów czynnych tych procesów (Rayleigha oraz Comptona) słuszne staje się pominięcie udziału rozproszeń Thomsona w analizie detektora.



Rysunek 3-2: Rozkład makroskopowych przekrojów czynnych na procesy absorpcji i rozpraszania w funkcji energii dla krzemu.



Rysunek 3-3: Stosunek masowych współ. osłabienia na rozpraszanie do masowego współ. osłabienia na fotoabsorpcję w funkcji energii dla krzemu.

Ze względu na rozkład kątowy rozproszonych fotonów w zjawisku Rayleigha, wykazujących zdecydowane maksimum w kierunku toru fotonu pierwotnego,

rozproszenia te nie wpływają na przestrzenną zdolność rozdzielczą i można je pominąć przy analizie detektora. Istotny dla analizy detektorów pozycjoczułych rozkład kątowy promieniowania rozproszonego daje rozproszenia Comptona. Będzie ono dokładnie omówiony poniżej.

Rozważając schematycznie przedstawiony efekt rozproszenia Comptona (rysunek 3-1), zasadę zachowania energii i pędu zapisuje się w następujący sposób:

Zasada zachowania energii:

$$h\nu_0 = h\nu_1 + E_2 \quad (3.3-2)$$

gdzie: $h\nu_0$ – energia fotonu padającego,
 $h\nu_1$ – energia fotonu rozproszonego,
 E_2 – energia kinetyczna elektronu,

skąd uzyskuje się:

$$h\nu_0 = h\nu_1 + m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (3.3-3)$$

gdzie: m_0c^2 – energia spoczynkowa elektronu

$$\beta = \frac{v}{c},$$

v – prędkość elektronu.

Zasada zachowania pędu:

$$\frac{h\nu_0}{c} = p_2 \cos(\varphi) + \frac{h\nu_1}{c} \cos(\theta) \quad (3.3-4)$$

$$0 = p_2 \sin(\varphi) - \frac{h\nu_1}{c} \sin(\theta) \quad (3.3-5)$$

gdzie: θ - kąt rozproszenia fotonu (porównaj rysunek 3-1)

φ - kąt wybicia elektronu

Z równań tych, eliminując p_2 i φ , otrzymuje się wyrażenie na energię rozproszonych fotonów $h\nu_1$, oraz energię kinetyczną elektronu E_2 w postaci [60]:

$$h\nu_1 = \frac{h\nu_0}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))} \quad (3.3-6)$$

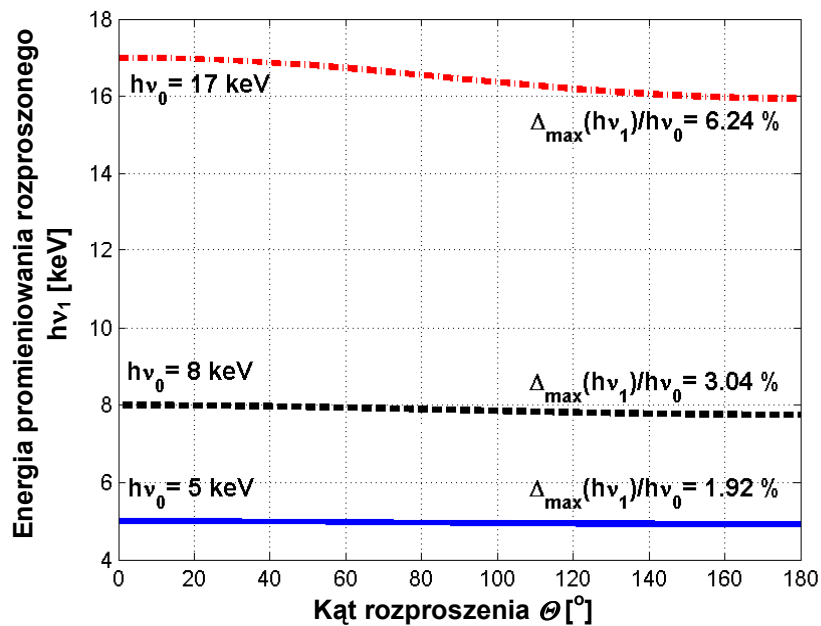
gdzie: $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$

$$E_2 = h\nu_0 \frac{\alpha(1 - \cos(\theta))}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))} = h\nu_0 \frac{2\alpha \cos^2(\varphi)}{(1 + \alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2(\varphi)} \quad (3.3-7)$$

Dla elektronów rozproszonych w kierunku pierwotnej wiązki promieniowania rentgenowskiego kąt φ przyjmuje wartość równą zero. W tym przypadku energia kinetyczna E_2 przyjmuje największą wartość $E_{2(max)}$:

$$E_{2(max)} = h\nu_0 \frac{2\alpha}{(1+\alpha)^2 - \alpha^2} = h\nu_0 \frac{2\alpha}{1+2\alpha} \quad (3.3-8)$$

Rysunek 3-4 poniżej przedstawia rozkład energii fotonu rozproszonego $h\nu_1$ w funkcji kąta rozproszenia θ .



Rysunek 3-4: Zmiana energii rozproszonych fotonów o energii pierwotnej 5, 8, 17 keV w zależności od kąta rozproszenia θ

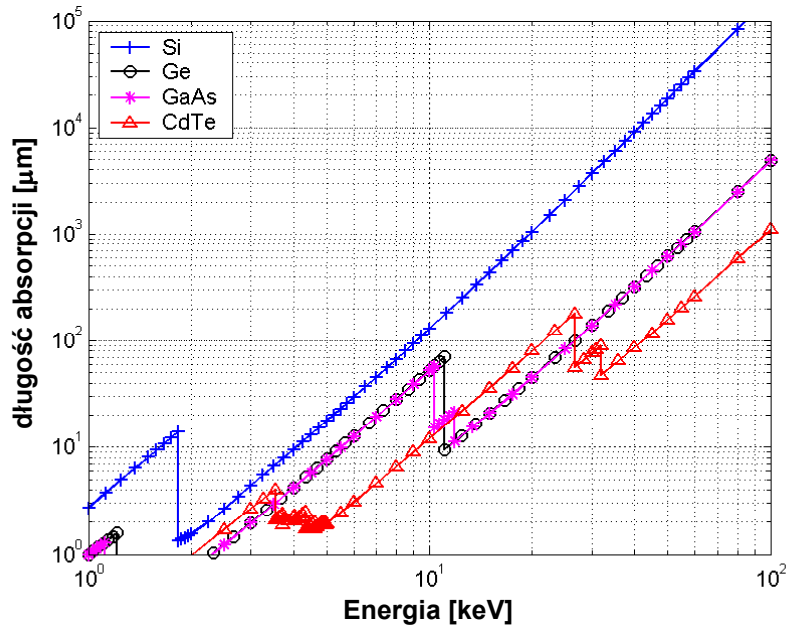
Maksymalna zmiana energii, występująca dla kąta 180° (foton rozproszony wstecznie) dla rozpatrywanych energii promieniowania X, przyjmuje wartość przeszło 6%. Oznacza to, że zasięg fotonu rozproszonego jest równie długi jak zasięg fotonu pierwotnego (rysunek 3-5), co dla analizy przestrzennej zjawisk oddziaływania jest bardzo istotne.

Poprzez długość absorpcji promieniowania w materiale definiuje się taką głębokość wnikania dla której intensywność promieniowania padającego maleje e-krotnie. Na podstawie równania (3.1-5) długość absorpcji wynosi:

$$d_a = \frac{1}{\mu\rho} \quad (3.3-9)$$

gdzie: μ – makroskopowy przekrój czynny,
 ρ – gęstość materiału.

Długości absorpcji dla różnych materiałów półprzewodnikowych, wykorzystywanych do budowy detektorów, w funkcji energii promieniowania X są pokazane na rysunku 3-5.



Rysunek 3-5: Długość absorpcji dla różnych materiałów półprzewodnikowych w funkcji energii [13].

Równie istotny jest rozkład kątowy rozproszonego promieniowania. W oparciu o mechanikę kwantową Diraca, Klein i Nishina [61] otrzymali wzór na różniczkowy przekrój czynny opisujący udział prawdopodobieństwa zajścia rozproszenia o energii pierwotnej $h\nu_0$ w kąt bryłowy $d\Omega$ (rysunek 3-6):

$$\frac{d\sigma_{K-N}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\nu_1}{\nu_0} \right)^2 \left(\frac{\nu_0}{\nu_1} + \frac{\nu_1}{\nu_0} - \sin^2(\theta) \right) \quad (3.3-10)$$

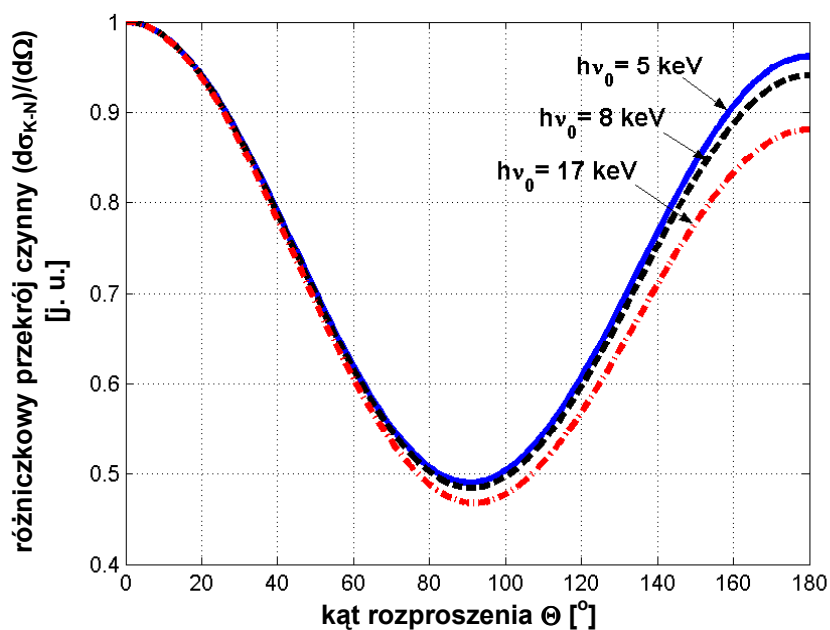
gdzie: r_0 – klasyczny promień elektronu.

Aby otrzymać całkowity przekrój czynny na zdarzenie, należy scałkować równanie 3.3-10 po całym kącie bryłowym. Wielkość ta jest już bezpośrednio związana z dyskutowanym w rozdziale 3.1 współczynnikiem osłabienia na proces rozprożeń Comptona. Zależność ta przedstawia prawdopodobieństwo usunięcia fotonu z padającej wiązki. Otrzymane po scałkowaniu wyrażenie ma postać [56]:

$$\sigma_{roz} = Z^2 \pi r_0^2 \left[\frac{1+\alpha}{\alpha^3} \left\{ \frac{2\alpha(1+\alpha)}{(1+2\alpha)} - \ln(1+2\alpha) \right\} + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right] \quad (3.3-11)$$

gdzie: $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$.

Z równania 3.3-11 wynika bardzo istotna własność wzrostu przekroju czynnego na rozpraszanie ze wzrostem liczby atomowej Z materiału.



Rysunek 3-6: Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma_{K-N}/d\Omega$ dla fotonów o energii pierwotnej 5, 8, 17 keV w zależności od kąta rozproszenia θ

Przekrój czynny na fotoabsorpcję zmienia się w funkcji energii dla promieniowania X jak $1/(h\nu)^{3.5}$, podczas gdy współczynnik rozpraszania comptonowskiego jest relatywnie płaski (rysunek 3-2). Udział całkowitego rozproszenia względem procesu fotoabsorpcji wzrasta ze wzrostem energii (rysunek 3-3). Dla krzemu istotny wzrost rozproszeń, głównie comptonowskich, jest znaczący już przy energii 25keV , osiągając udział powyżej 10%, a dla 55keV jest on już porównywalny z fotoabsorpcją. Rozproszenie koherentne również spada ze wzrostem energii, podobnie jak fotoabsorpcja, więc relatywny udział tych dwóch procesów nie zmienia się znacznie w funkcji energii.

3.4 Mechanizm generacji nośników ładunku w materiale detektora

Konsekwencją opisanych powyżej zjawisk fizycznych oddziaływania promieniowania X z materią jest generacja określonej liczby par elektron – dziura w półprzewodniku. Liczba wygenerowanych ładunków jest miarą energii $E_0 \equiv h\nu_0$ zdeponowanej przez foton w detektorze. Dla opisu zjawiska wprowadza się wielkość W określającą średnią energię potrzebną na wytworzenie pojedynczej pary elektron – dziura. Z jej definicji wynika, że przy depozycji energii E_0 w detektorze generowanych jest średnio:

$$N_0 = \frac{E_0}{W} \quad (3.4-1)$$

par elektron – dziura.

Parametr W dla detektorów półprzewodnikowych jest stosunkowo mały w porównaniu z detektorami wykorzystującymi inne materiały jako medium detekcyjne. W tabeli 3-1

podano zakresy wartości parametru W dla różnych typów detektorów. Rozrzut tej wielkości w poszczególnych grupach wynika między innymi z rodzaju półprzewodnika lub mieszaniny gazowej.

Tabela 3-1: Zakres energii generacji jednej pary nośników ładunku W oraz wartość czynnika Fano F dla różnych typów detektorów.

<i>Detektor</i>	<i>zakres W [eV]</i>	<i>F</i>
<i>półprzewodnikowy</i>	<i>2 - 4.7</i>	<i>0.1</i>
<i>gazowy (proporcjonalny)</i>	<i>20 - 30</i>	<i>0.3</i>
<i>scyntylicyjny</i>	<i>~300</i>	<i>0.9</i>

Nie uwzględniając dodatkowego wzmocnienia wewnętrznego detektorów, im mniejsza jest wartość średniej energii W , tym większa jest liczba wytworzonych par nośników przy depozycji tej samej energii, a co za tym idzie, uzyskuje się większy sygnał użyteczny. Detektory półprzewodnikowe są pod tym względem najkorzystniejsze.

Jednocześnie rozrzut generowanych par ładunku przy depozycji tej samej energii jest mniejszy dla detektorów o mniejszej wartości W . Badania nad statystyką generowanych ładunków rozpoczął w latach 40-tych ubiegłego wieku U. Fano [62]. Fluktuacje generowanego ładunku są uwarunkowane procesami zachodzącymi w detektorze podczas oddziaływania promieniowania. Zgodnie z pracą [62] wariancję liczby generowanych par nośników w akcie oddziaływania można zapisać:

$$\text{var}(N) = \left\langle \left(N - \frac{E_0}{W} \right)^2 \right\rangle = F\bar{N} \quad (3.4-2)$$

gdzie: N – liczba generowanych par nośników w poszczególnym akcie detekcji,

\bar{N} – średnia liczba generowanych par,

F – współczynnik proporcjonalności (tzw. czynnik Fano) zależny między innymi od materiału detektora.

Czynnik Fano należy rozumieć jako miarę odstępstwa wariancji liczby generowanych par nośników w detektorze od tej, jaka wynika z rozkładu Poissona dla liczby \bar{N} wygenerowanych nośników. Na skutek fluktuacji liczby par nośników mierzona energia wykazuje również fluktuację. Odchylenie standardowe rozrzutu energii opisuje równanie 3.4-3.

$$\sigma_{Fano} = \sqrt{FWE_0} \quad [eV] \quad (3.4-3)$$

Teoretyczny opis zjawisk zachodzących w objętości czynnej detektora podał Shockley [63]. Wysokoenergetyczny foton oddziałując z materiałem detektora generuje elektron, który następnie kosztem swej energii kinetycznej generuje kolejne pary elektron – dziura. Dla zachowania zasady energii wymagane jest przyjęcie następujących założeń [63]:

- wygenerowanie pary elektron – dziura w półprzewodniku wymaga energii progowej E_G , równej przerwie energetycznej,

- na każdą wytworzoną parę elektron – dziura przypada pewna część energii rE_R przekazana sieci krystalicznej w postaci fononów. Energię tę przekazują nośniki o energii większej niż E_G ,
- jeśli nośnik energii ma energię mniejszą niż E_G nie jest możliwa kolejna generacja par. E_f jest średnią energią kinetyczną nośników ładunku nie posiadających już zdolności kolejnych generacji.

Uwzględniając wszystkie powyższe założenia, otrzymujemy średnią wartość energii potrzebnej na wytworzenie pojedynczej pary elektron – dziura w półprzewodniku w postaci:

$$W = E_G + rE_R + 2E_f \quad (3.4-4)$$

Praca [63] podaje związek zależności E_f z E_G w postaci:

$$E_f = 0.6E_G \quad (3.4-5)$$

gdzie: E_G – jest równe przerwie energetycznej w półprzewodniku ($E_G = 1.12 \text{ eV}$ dla krzemu w temperaturze pokojowej).

Energia E_R jest energią odpowiadającą drganiom Ramana sieci krystalicznej i wyznaczono ją doświadczalnie [64]. Dla krzemu wartość $E_R = 0.063 \text{ eV}$. Pozostaje jeszcze określenie wartości r w równaniu 3.4-4. Wielkość tę wyznaczył Vavilov [65], który dla krzemu otrzymał: $r = 17.5$. Z przedstawionych danych wynika, że wartość energii generacji par elektron – dziura w krzemie wynosi: $W_{Si} = 3.57 \text{ eV}$.

Okazuje się, że wartość parametru W zależna jest w pewnym zakresie od energii jak i temperatury. Liczne prace badające rozkład czynnika Fano oraz wartość energii kreacji par elektron - dziura [66, 67, 68, 69] podają z różną precyzją wskazywane parametry. W zakresie energii $50 \div 1500 \text{ eV}$ wartość W asymptotycznie spada od wartości ok. 4.2 eV do wartości 3.64 eV i jest stała dla wyższych energii promieniowanie X. We wszystkich obliczeniach tej pracy dla rozpatrywanego zakresu energii przyjęto wartość $W_{Si} = 3.64 \text{ eV}$. Zależność temperaturowa tego parametru jest malejąca o współczynniku temperaturowym $\sim 0.01\% \text{ K}^{-1}$.

Pomiary współczynnika Fano dla promieniowania X przedstawione w pracy [67] mieszczą się w zakresie od 0.123 dla $E = 5.9 \text{ keV}$ do 0.134 dla $E = 122 \text{ keV}$. Zależność temperaturowa współczynnika Fano w zakresie energii od 1 keV do ok. 10 keV nie jest obserwowana, natomiast wzrasta dla wyższych energii, uzyskując przyrost ok. 17% dla energii 100 keV .

3.5 Energetyczna zdolność rozdzielcza

W detektorach spektrometrycznych liczba par elektron - dziura N_0 generowanych w objętości czynnej detektora, a jednocześnie wielkość sygnału użytecznego uzyskanego z układu odczytu, jest proporcjonalna do zdeponowanej energii E_0 (równanie 3.4-1). Fluktuująca liczba generowanego ładunku pociąga za sobą fluktuację mierzonego sygnału. Do rozkładu statystycznego generowanego ładunku, określanego przez σ_{Fano} , dokłada się jeszcze szum toru elektronicznego - σ_{Noise} . Na fluktuacje

całkowitego sygnału mierzonego przez system pomiarowy składają się więc poszczególne człony odpowiedzialne za procesy opisane wcześniej:

$$\sigma_{Total}^2 = \sigma_{Fano}^2 + \sigma_{Noise}^2 \quad (3.5-1)$$

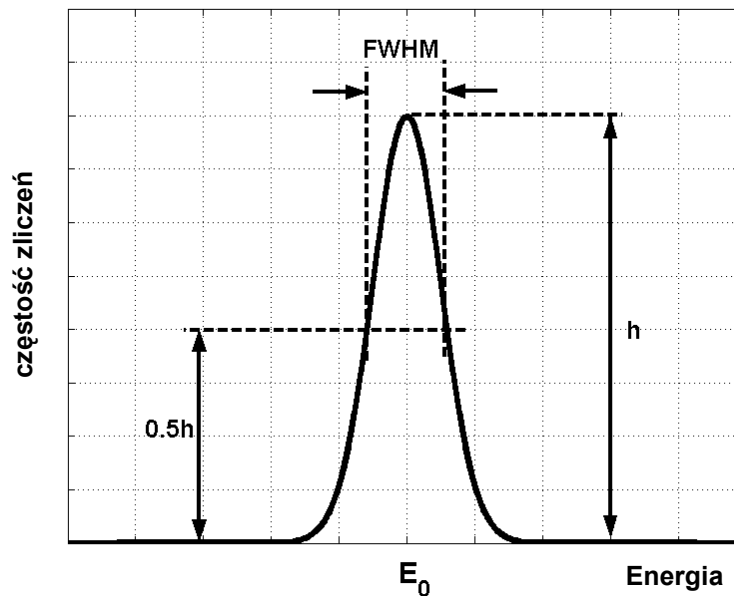
gdzie: σ_{Fano} – odchylenie standardowe (wartość średnio kwadratowa) fluktuacji generowanego ładunku w detektorze,

σ_{Noise} – odchylenie standardowe poziomu szumów elektronicznych.

Szumy elektroniczne oraz ich wpływ na optymalizację sytemu odczytowego omówione zostaną w rozdziale 4.

Dla monoenergetycznego promieniowania absorbowanego w detektorze, zamiast jednej ściśle określonej amplitudy sygnału użytecznego, uzyskuje się wielkości podlegające rozkładowi normalnemu o ściśle określonej wartości najbardziej prawdopodobnej (średnia energia deponowana w detektorze) i rozmyciu opisanym przez odchylenie standardowe.

Miarą rozmycia piku widmowego jest jego szerokość w połowie wysokości $FWHM_{Total}^1$ – rysunek 3-7.



Rysunek 3-7: Widmo energetyczne promieniowania monoenergetycznego w detektorze bez podziału ładunku.

Szerokość połówkowa $FWHM_{Total}$ piku w widmie energii określa z definicji *energetyczną zdolność rozdzielczą* danego układu spektrometrycznego. Związek między odchyleniem standardowym rozkładu normalnego, a jego szerokością połówkową jest następujący:

$$FWHM = 2\sqrt{\ln 4}\sigma \approx 2.355\sigma \quad (3.5-2)$$

¹ $FWHM$ – z ang. *Full Width at Half Maximum*

Poszerzenie piku w widmie energii wynikające z fluktuacji statystycznej liczby N_0 par nośników określa *graniczną energetyczną zdolność rozdzielczą* danego detektora (σ_{Fano}). Wielkość ta jest związana z danym typem detektora i determinuje najniższy możliwy poziom fluktuacji sygnału. Dla detektora krzemowego rozrzut σ_{Fano} generowanej liczby ładunków, przy depozycji energii $8keV$, wynosi ok. $60eV$.

Dla stałej wartości szumów elektronicznych energetyczna zdolność rozdzielcza zależy od energii mierzonego promieniowania zgodnie z równaniami 3.5-1 oraz 3.4-3. Ze wzrostem energii wzrasta poziom fluktuacji σ_{Fano} poprzez jawną zależność od E jak i zależność czynnika Fano od energii. Względna graniczna energetyczna zdolność rozdzielcza, definiowana jako stosunek $FWHM_{Fano}$ do wartości energii deponowanej w detektorze E_0 jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka z energii:

$$\frac{FWHM_{Fano}}{E_0} = 2\sqrt{\ln 4}\sqrt{FW} \frac{1}{\sqrt{E_0}} \quad (3.5-3)$$

4 Elektroniczne systemy odczytu pozycjoczułych detektorów półprzewodnikowych

4.1 Wprowadzenie

Sygnał prądowy pochodzący z pozycjoczułych detektorów promieniowania jonizującego generowany w akcie oddziaływania fotonu musi być wzmocniony i zmierzony. Do takiego odczytu stosuje się wielokanałowe scalone układy elektroniczne wykonane w postaci monolitycznych struktur krzemowych. Zastosowanie struktur monolitycznych zamiast układów elektronicznych składających się z elementów dyskretnych wynika z następujących wymagań:

- uzyskania dużej liczby kanałów do odczytu w niewielkim obszarze, rzędu kilku centymetrów,
- geometrii samego detektora półprzewodnikowego,
- minimalizacji długości połączeń detektora z wejściem kanału elektroniki odczytu,
- możliwie najmniejszej niezawodności całego systemu.

Dopasowanie poszczególnych części składowych wielokanałowego systemu odczytowego wymaga między innymi ustalenia podstawowych parametrów geometrycznych, jakie mają spełniać struktury detektora i układu elektroniki odczytu. Z elektronicznego punktu widzenia każdy pasek detektora (dioda) stanowi indywidualne źródło impulsowe sygnału prądowego oraz sieć elementów biernych [8]. Efektywne wykorzystanie takiego układu detektora jest możliwe pod warunkiem zastosowania specjalizowanych układów scalonych (*ASIC*). Układy te są złożeniem wielu kanałów elektroniki odczytu, w taki sposób, by każdemu elementowi detekcyjnemu odpowiadał indywidualny tor odczytowy. Dostępność detektorów paskowych o odległości międzypaskowej $20 \div 100 \mu\text{m}$ powoduje, że elektroniczne kanały odczytowe muszą się mieścić w podobnej szerokości. Praktycznym ograniczeniem do $50 \mu\text{m}$ szerokości kanału odczytowego są trudności wynikające z wykonania i zapewnienia niezawodnych połączeń detektora z układem odczytu techniką połączeń mikroprzewodowych. Ograniczenie to związane jest z uzyskaniem wystarczającej odległości pomiędzy poszczególnymi mikroprzewodami, oraz uzyskaniem odpowiedniej szerokości padów kontaktowych nie mniejszej niż ok. $30 \mu\text{m}$. Przy detektorach o odstępach międzypaskowym mniejszym niż $50 \mu\text{m}$, stosuje się odczyt z co drugiego paska (tzw. odczyt z podziałem ładunku [70]) lub dodatkowe adaptory odstępów pasków w detektorze i odstępów padów kontaktowych układów *ASIC* omówione wcześniej w rozdziale 2.2.10.

Całość, stanowiąca zespół: detektor, specjalizowany układ scalony elektroniki odczytu oraz układy buforujące wejścia/wyjścia umieszczone na płycie obwodu drukowanego wykonanego z laminatu lub ceramiki, jest określana mianem modułu detekcyjnego. Oprócz przedstawionych już wymagań odnośnie konfiguracji geometrycznej i powierzchni, funkcjonalność i parametry modułu detekcyjnego są określone przez:

- optymalizację całego systemu pod kątem minimalizacji szumów pochodzących z samego detektora oraz elektroniki odczytu,
- sposób przetwarzania uzyskanego sygnału z detektora (techniki konwersji sygnału),
- funkcjonalność i architektura układów cyfrowych stanowiących swojego rodzaju „nadzorcę” prawidłowego działania całości,
- ograniczenia poboru mocy przez układ,
- ograniczenia wynikające z samej technologii w której wykonywane są specjalizowane układy scalone.

W dalszej części pracy zostaną omówione powyższe zagadnienia.

4.2 Model elektryczny detektora paskowego

Budowa mikropaskowego detektora półprzewodnikowego oparta jest na standardowej strukturze silnie niesymetrycznego złącza diodowego p⁺-n. Do zrozumienia własności i parametrów takiego detektora przydatne będzie przytoczenie teorii złącza półprzewodnikowego (rysunek 4-1).

W silnie niesymetrycznym złączu p⁺-n stosunek koncentracji domieszek akceptorowych N_A (półprzewodnik typu p) do koncentracji domieszek donorowych N_D (półprzewodnik typu n) wynosi nie mniej niż 10^6 . Poprzez złącze skokowe rozumie się złącze, w którym następuje skokowa zmiana koncentracji domieszek na granicy typu półprzewodnika. Takie przybliżenie jest słuszne i bardzo często stosowane w przypadkach gdy różnica koncentracji domieszek jest bardzo duża, a tak jest w przypadku detektorów półprzewodnikowych. Zakładając stałą wartość koncentracji domieszek N_D i N_A w obszarach n i p⁺ otrzymuje się rozkład gęstości ładunku przestrzennego przedstawiony na rysunku 4-1b.

Ładunek przestrzenny jest źródłem pola elektrycznego, którego potencjał V opisywany jest różniczkowym równaniem Poissona:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon} \quad (4.2-1)$$

gdzie: ρ – gęstość ładunku w rozpatrywanym obszarze,

ε_0 – przenikalność dielektryczna próżni ($\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$),

ε_r – względna przenikalność dielektryczna materiału detektora (dla krzemu $\varepsilon_r = 11.9$).

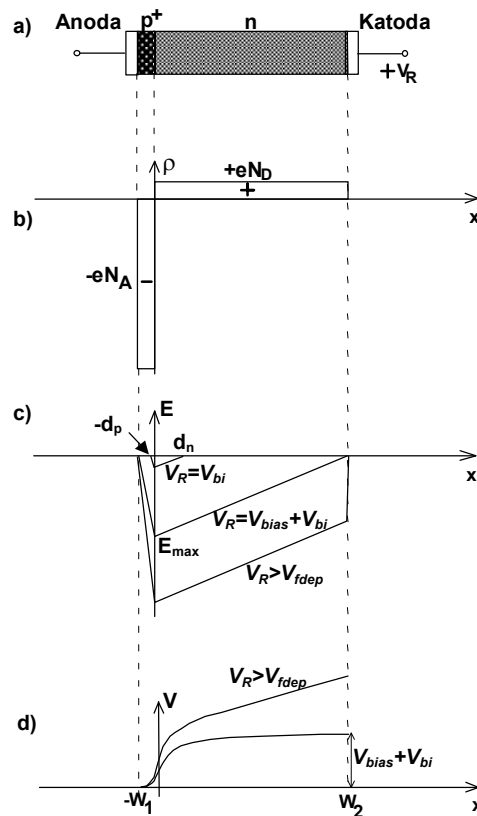
Rozpatrując jednowymiarowy układ złącza przy zerowym napięciu polaryzacji i przyjmując stałą koncentrację zjonizowanych domieszek w obszarze kontaktowym:

$$\begin{cases} \rho(x) = -eN_A - \text{dla obszaru typu } p \\ \rho(x) = eN_D - \text{dla obszaru typu } n \end{cases} \quad (4.2-2)$$

uzyskuje się rozwiązanie na występujący w obszarze złącza potencjał wbudowany (V_{bi}), zwany także napięciem dyfuzyjnym, o wartości:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (4.2-3)$$

gdzie: k_B – stała Boltzmana,
 e – ładunek elementarny elektronu,
 T – temperatura bezwzględna złącza,
 n_i – samoistna koncentracja nośników ładunku w krzemie ($n_i = 1.48 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ w temperaturze pokojowej).



Rysunek 4-1: Jednowymiarowy ogólny schemat silnie niesymetrycznego złącza $p^+ - n$ (a), rozkład gęstości ładunku (b), natężenie pola elektrycznego (c) i rozkład potencjału elektrycznego (d).

Wartość tego potencjału w temperaturze pokojowej i przy koncentracji $N_D = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ wynosi $V_{bi} = 580 \text{ mV}$. Szerokość obszaru zubożonego takiego kontaktu wyraża się zależnością:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} V_{bi}} \quad (4.2-4)$$

Wartość ta przy założeniu powyższych parametrów wynosi $27 \mu\text{m}$. Z bardzo dobrym przybliżeniem można powiedzieć, że warstwa zubożona rozbudowuje się w całości w głąb obszaru typu n.

Natężenie pola elektrycznego w przypadku stacjonarnym związane jest z potencjałem następującą zależnością:

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (4.2-5)$$

Na tej podstawie można wyznaczyć rozkład natężenia pola elektrycznego w obszarze warstwy zubożonej, wynoszący:

$$E(x) = \begin{cases} -\frac{eN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}(d_p + x) & \text{dla } -d_p \leq x \leq 0 \\ -\frac{eN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}(d_n - x) & \text{dla } 0 \leq x \leq d_n \end{cases} \quad (4.2-6)$$

Przyłożenie do złącza zaporowo spolaryzowanego napięcia V_{bias} prowadzi do rozbudowy warstwy zubożonej. Dla silnie niesymetrycznego złącza, gdzie $N_A \gg N_D$ warstwa rozbudowuje się w głąb półprzewodnika typu n, dlatego też $d_n \gg d_p$. Szerokość rozbudowującej się warstwy zaporowej w dalszym ciągu opisuje zależność 4.2-4, ale z uwzględnieniem dodatkowego napięcia polaryzującego, poprzez zastąpienie V_{bi} formułą ($V_{bi} + V_{bias}$). W dalszych analizach słuszne staje się pomijanie bardzo płytkiego obszaru p^+ ($1 - 2 \mu m$) i rozpatrywanie tylko obszaru zubożonego w głąb półprzewodnika typu n. Uwzględniając formuły 4.2-5 i 4.2-6 dla dodatnich wartości x uzyskuje się zależność na rozkład potencjału $V(x)$ w postaci:

$$V(x) = -\frac{eN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r} [x^2 - 2d_n x] = -\frac{V_{bias} + V_{bi}}{d_n^2} [x^2 - 2d_n x] \quad (4.2-7)$$

gdzie: $d_n \approx d$.

Rozbudowywanie się warstwy następuje do osiągnięcia fizycznej krawędzi struktury ($x=W_2$). Napięcie odpowiadające pełnemu rozbudowaniu się warstwy zubożonej nazywane jest napięciem pełnego zubożenia (V_{fdep}^1).

$$V_{fdep} \approx \frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} W_2^2 \quad (4.2-8)$$

gdzie: $W_2 \approx D$ jest fizyczną grubością detektora.

Przybliżenie zastosowane w równaniu 4.2-8 jest słuszne dla złącza silnie niesymetrycznego. Jednocześnie z tego równania wynika następujący wniosek: im koncentracja domieszek donorowych N_D jest mniejsza tym wymagane jest mniejsze napięcie pełnego zubożenia. Własność ta jest istotna ze względu na ograniczającą wartość napięcia polaryzującego powodującego przebicie złącza.

Im napięcie polaryzacji detektora jest większe, tym krótszy jest czas zbierania ładunków. Stąd, aby zubożyć całą objętość czynną detektora, zachowując bezpieczne napięcie polaryzacji detektora, stosuje się jako podłoże krzem o bardzo wysokiej czystości.

¹ V_{fdep} – z ang. full depletion voltage

Dla napięć polaryzacji powyżej napięcia pełnego zubożenia V_{fdep} nie występuje dalsza rozbudowa obszaru zubożenia. Koncentracja zjonizowanych domieszek N_D jest stała w całym obszarze złącza, przybywa tylko dodatkowych nośników mniejszościowych podłoża w pobliżu katody. Z równania Poissona wynika, że dla stałej wartości N_D nie ulega zmianie pochodna natężenia pola elektrycznego. Wartość natężenia pola w dowolnym punkcie ulega podniesieniu o stałą wartość, zależną od przyłożonego napięcia powyżej pełnego zubożenia. Wartość nadwyżki (równanie 4.2-9) jest wynikiem rozwiązania równania Laplace'a.

$$E_{ex} = -\frac{V_{bias} - V_{fdep}}{D} \quad (4.2-9)$$

Całkowita wartość pola elektrycznego (rysunek 4-1c) w obszarze warstwy zubożonej półprzewodnika typu n przyjmuje postać:

$$E_{total}(x) = E_{ex} + E(x) \quad (4.2-10)$$

gdzie: E_{ex} – niezależne od położenia,

$E(x)$ – dane równaniem 4.2-6 dla $d_n = D$ i $0 \leq x \leq d_n$.

Analogicznie wartość potencjału wynosi:

$$V(x) = \frac{V_{bias} + V_{fdep}}{D}x - \frac{V_{fdep}}{D^2}x^2 \quad \text{dla } V_{bias} \geq V_{fdep} \quad (4.2-11)$$

Obszar ładunku przestrzennego, jaki rozbudowuje się przy wzroście napięcia polaryzującego w złączu p⁺-n determinuje wartość pojemności złączowej oraz prąd upływu. Wielkości te mają wpływ na parametry szumowe układu detektor – elektronika odczytu.

Jednym ze składników pojemności detektora jest pojemność warstwy zubożonej (pojemność do podłoża). Dla silnie niesymetrycznego złącza, wartość tej pojemności może być określona zależnością jak dla kondensatora płaskiego [71]:

$$C_b = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{D} = \sqrt{\frac{eN_D \epsilon_0 \epsilon_r}{2V_{fdep}}} \quad (4.2-12)$$

Formuła ta jest słuszna dla przypadku pełnego zubożenia detektora, dla którego szerokość warstwy ładunku przestrzennego odpowiada grubości detektora i nie ulega zmianie przy dalszym wzroście napięcia. Dla napięć niższych ($V_{bias} < V_{fdep}$) w równaniu 4.2-12 należy zastąpić zmienną V_{fdep} aktualną wartością napięcia polaryzującego złącze. Dla struktury detektorowej o grubości warstwy czynnej, odpowiadającej całkowitej grubości detektora $300\mu\text{m}$, pojemność do podłoża pasków o szerokości od 5 do $40\mu\text{m}$ wynosi ok. 0.2 pF na cm długości paska, przy odstępnie między paskami równym $50\mu\text{m}$ [72].

Do pojemności całkowitej pojedynczego paska odczytowego połączonej z układem elektroniki odczytu zaliczyć też należy wartość pojemności międzypaskowej. Pojemność ta ściśle jest zależna od względnej szerokości paska p⁺ do odległości między sąsiednimi paskami. W pracy [72] przedstawione są wyniki pomiarów pojemności

międzypaskowej różnych konfiguracji technologicznych detektorów paskowych. Ogólnie można powiedzieć, że dla typowych mikropaskowych detektorów o odstępnie międzypaskowym $50\mu\text{m}$ wartość pojemności międzypaskowej wynosi od 0.75pF/cm dla szerokości paska p^+ $5\mu\text{m}$ do ok. 3pF/cm dla pasków o szerokości $40\mu\text{m}$.

W konstrukcji detektora z pojemnością sprzęgającą pojemność kondensatora sprzęgającego jest kluczowa ze względu na prawidłowe sprzęgnięcie paska p^+ z wejściem układu elektroniki odczytu. Pojemność ta jest znacznie większa od pojemności wcześniej przedstawionych i wynosi ok. 25pF/cm [72].

Przez złącze spolaryzowane zaporowo płyną prądy, będące sumą kilku składowych z których najistotniejsze to [71]:

- prąd składowej dyfuzyjnej,
- prąd generacyjno-rekombinacyjny,
- prąd powierzchniowy.

Gęstość prądu dyfuzyjnego zgodnie z równaniami Shockley'a [71] w przypadku skokowego złącza p^+ - n opisuje formuła:

$$J_d = e \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} \quad (4.2-13)$$

gdzie: D_p – współczynnik dyfuzji materiału,
 τ_p – średni czas życia nośników,
 e – ładunek elementarny.

Gęstość tego prądu zależy od kwadratu koncentracji samoistnej danego półprzewodnika. Wynika z tego własność, że dla materiałów o większej koncentracji n_i (np. dla germanu $n_{i(Ge)} = 2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) prąd dyfuzyjny jest znacznie większy niż dla konstrukcji bazującej na krzemie o $n_{i(Si)} = 1.48 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Obecność w przerwie zabronionej półprzewodnika dodatkowych poziomów pośrednich jest następstwem występowania domieszek lub uszkodzeń strukturalnych sieci krystalicznej. Poziomy te znacznie zwiększają prawdopodobieństwo przejść nośników między pasmem walencyjnym a przewodnictwa. Klasa zjawisk związanych z tymi przejściami określana jest mianem procesów generacyjno-rekombinacyjnych. Analizę tych procesów zaproponował Shockley, Read i Hall [73], a gęstość prądu generacyjnego określono zależnością:

$$J_g = egd = \frac{en_i^2 d}{\tau_p n_1 + \tau_n p_1} \quad (4.2-14)$$

gdzie: d – szerokość warstwy zubożonej,
 g – szybkość generacji nośników,
 n_1, p_1 – koncentracja nośników swobodnych dla przypadku, gdy poziom Fermiego pokrywa się z poziomem centrów generacyjno-rekombinacyjnych.

Jak widać z powyższej zależności, gęstość tego prądu uzależniona jest od szerokości warstwy zaporowej d , która z kolei zależy od pierwiastka napięcia polaryzującego.

Zaburzona sieć krystaliczna na powierzchni kryształu wprowadza również dodatkowe poziomy przejściowe w przerwę energetyczną półprzewodnika. Poziomy te, zwane poziomami Tamma [74] stanowią jak poprzednio dodatkowe centra generacyjno-rekombinacyjne wpływając na wartość powierzchniowego prądu generacyjno-rekombinacyjnego. Poprzez zastosowanie pierścieni ochronnych w detektorze można wyeliminować całkowicie wpływ tego prądu na prąd upływu obszaru aktywnego detektora.

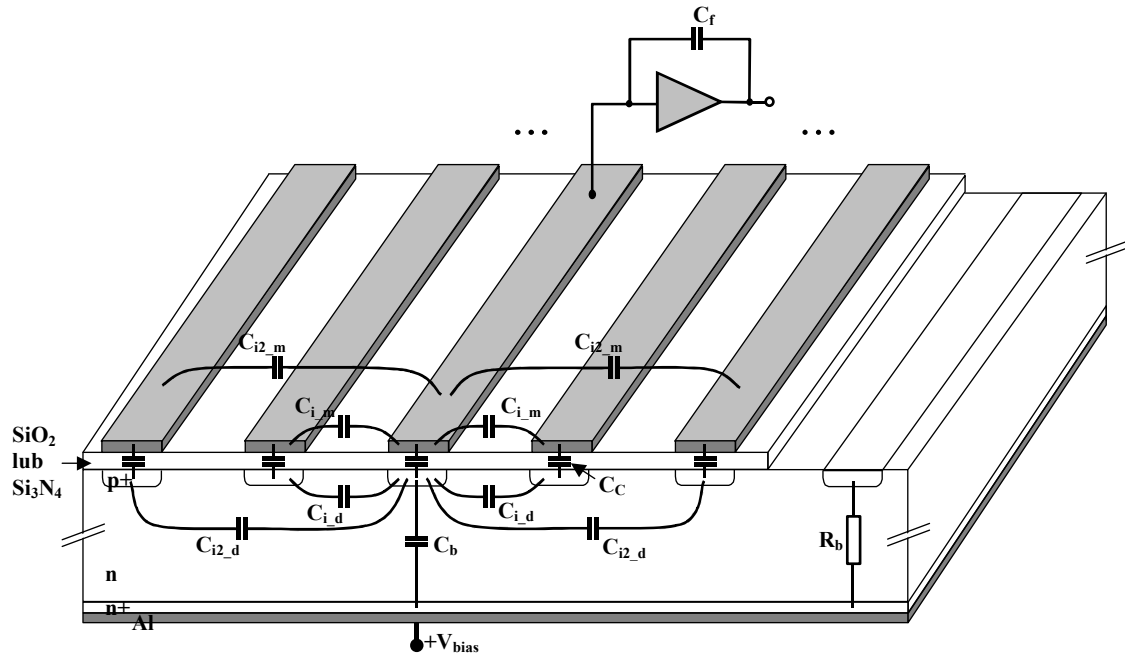
Wychodząc z przedstawionego modelu złącza diodowego p⁺-n można zapostulować model małosygnalowy detektora zbudowany z elementów biernych: pojemności i rezystancji.

Pełną strukturę detektorów pozycjoczulych (w szczególności dla potrzeb tej pracy - paskowych) przedstawiono w postaci małosygnalowego modelu elektrycznego elementów biernych. Podejście takie jest szczególnie użyteczne dla rozpatrywania efektów sprzężeń pojemnościowych pomiędzy poszczególnymi paskami odczytowymi. Pojemności te mają wpływ na wzajemne sprzężenia sygnałów między sąsiednimi kanałami, powodując powstawanie niezerowych całkowitych sygnałów na sąsiednich kanałach odczytowych, niezależnie od sygnałów indukowanych, pochodzących od zbieranych ładunków w objętości czynnej detektora.

Złożoność struktury przestrzennej detektora uniemożliwia przedstawienie modelu elektrycznego w prostej postaci dla każdego paska z osobna, głównie ze względu na pojemnościowe sprzężenie międzypaskowe. Dobre rezultaty uzyskuje się modelując strukturę detektora poprzez jego segmentację [75, 76, 77]. Każdemu segmentowi można przypisać określoną liczbę elementów dyskretnych R i C. Podejście takie pozwala wiernie modelować detektor nie zwiększając znacznie czasu trwania symulacji elektrycznych.

Rysunek 4-2 przedstawia model małosygnalowy detektora paskowego wykorzystywany w dalszej części tej pracy do przeprowadzania symulacji elektrycznych. Wybór zmiennoprądowego typu detektora podyktowany był ich częstszym zastosowaniem, oraz wykorzystaniem detektorów typu AC w pomiarach testowych wykonanych przez autora. Fizycznym obszarom detektora na schemacie elektrycznym odpowiadają elementy pojemnościowe oraz rezystancyjne. W modelu uwzględniono następujące elementy (rysunek 4-2):

- pojemność złączowa pomiędzy paskiem p⁺ a podłożem (C_b),
- pojemność międzypaskowa do pierwszego sąsiada dla metalowych pasków odczytowych (C_{i_m}),
- pojemność międzypaskowa do pierwszego sąsiada dla pasków p⁺ (C_{i_d}),
- pojemność międzypaskowa do drugiego sąsiada dla metalowych pasków odczytowych (C_{i2_m}),
- pojemność międzypaskowa do drugiego sąsiada dla pasków p⁺ (C_{i2_d}),
- pojemność sprzęgająca między paskami p⁺ a odczytowymi paskami metalowymi (C_C) – występująca tylko w detektorach typu AC,
- rezystancja obszaru zubożonego podłoża (R_b).



Rysunek 4-2: Struktura fizyczna i model małosygnalowy półprzewodnikowego detektora paskowego o sprzężeniu zmiennoprądowym (AC).

W modelach używanych do symulacji detektora paskowego z systemem odczytu, wraz z rezystorem R_b równolegle połączona jest rezystancja polaryzująca każdy pasek p^+ z osobną (rezystor polikrzemowy lub struktura FOXFET). Rezystancję R_b wyznaczyć można z porównania formuły opisującej gęstość widmową szumu śrutowego prądu upływu detektora i_d oraz formuły opisującej gęstość widmową prądowego szumu termicznego ekwiwalentnej rezystancji szumowej (równanie 4.2-15)

$$R_b = \frac{2k_B T}{ei_d} \quad (4.2-15)$$

Uwzględnienie w modelu pojemności sprzęgającej C_C wymaga, aby pojemności międzypaskowe, zarówno do pierwszego jak i drugiego sąsiada, zostały rozdzielone na dwie części. Całkowita pojemność międzypaskowa C_i (faktycznie mierzona) jest równa w pierwszym przybliżeniu sumie pojemności międzypaskowych pomiędzy paskami p^+ i paskami metalowymi. Dla pojemności międzypaskowej pomiędzy pierwszymi sąsiadami: $C_i = C_{i_d} + C_{i_m}^1$. Do analiz symulacyjnych modelu wymagana jest jednak znajomość poszczególnych składowych C_i .

Zakładając jednakową szerokość paska metalowego i paska p^+ ² pojemność każdej z warstw jest zdeterminowana przez materiał ośrodka z nią sąsiadującego. Dla międzypaskowej pojemności, pomiędzy paskami metalowymi, ośrodkiem tym są

¹ Przybliżenie to jest słuszne pod warunkiem, że pojemność sprzęgająca C_C jest dużo większa od poszczególnych składowych pojemności międzypaskowych. Warunek ten jest na ogół dobrze spełniony w rzeczywistych detektorach paskowych typu AC

² Założenie to jest spełnione w całości lub nieznacznie tylko ulega odstępstwu w rzeczywistych rozwiązaniach konstrukcyjnych detektora – maksymalizacja pojemności C_C przy jednakowych szerokościach

powietrze i dielektryk natomiast ośrodki dielektryka i krzemu stanowią otoczenie pojemności międzypaskowej pomiędzy paskami p^+ . Udział w pojemnościach poszczególnych warstw jest określony przez względną przenikalność dielektryczną tych ośrodków. Pojemność sprzęgającą C_c przyjmuje się za nieskończenie dużą.

Przy powyższych założeniach stosunek pojemności C_{i_m} do pojemności C_{i_d} wynosi:

$$\kappa = \frac{C_{i_m}}{C_{i_d}} = \frac{\frac{1}{2}\varepsilon_p + \frac{1}{2}\varepsilon_{di}}{\frac{1}{2}\varepsilon_{di} + \frac{1}{2}\varepsilon_{Si}} \quad (4.2-16)$$

gdzie: ε_p , ε_{di} , ε_{Si} – względna przenikalność dielektryczna odpowiednio: powietrza ($\varepsilon_p = 1$), dielektryka (dla SiO_2 $\varepsilon_{di_SiO2} = 3.9$, dla Si_3N_4 $\varepsilon_{di_Si3N4} = 7.2$) i krzemu ($\varepsilon_{Si} = 11.7$).

Wartość κ wynosi odpowiednio $\kappa = 0.314$ dla izolatora SiO_2 oraz $\kappa = 0.434$ dla Si_3N_4 .

Na podstawie równania 4.2-16, oraz pamiętając, że $C_i = C_{i_d} + C_{i_m}$ poszczególne składniki pojemności międzypaskowej dla przypadku typowego izolatora SiO_2 rozkładają się następująco: $C_{i_m} = 0.24C_i$, $C_{i_d} = 0.76C_i$.

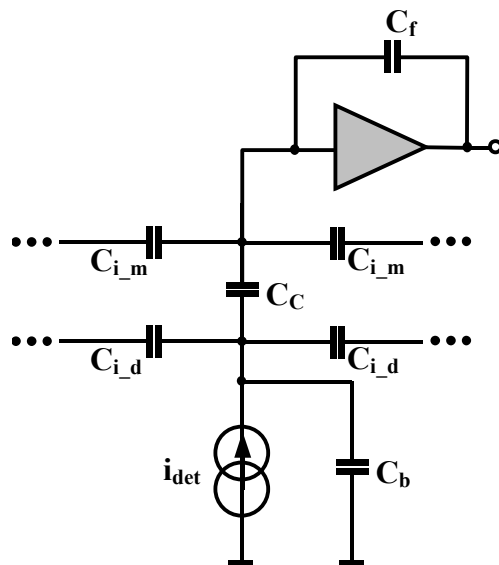
Zależność geometryczna pojemności do podłoża, oraz pojemności pasków odczytowych do kolejnych sąsiadów, jest szczególnie istotna gdy rozpatruje się problem sprzężeń międzypaskowych. Większe sprzężenie powoduje większy podział sygnałów pomiędzy sąsiednie paski wywołując spadek sygnału użytecznego od paska centralnego. Poprzez pojemność do podłoża część użytecznego sygnału ulega stracie.

W pracy P. Cattaneo [78] zawarta jest dogłębna analiza problemu pojemności w detektorach paskowych. Jednoznaczne konkluzje wskazują, że przy zwiększaniu szerokości paska p^+ , oraz paska metalowego z zachowaniem stałego odstępów między paskami odczytowymi, zwiększają się bezwzględne wartości pojemności międzypaskowej [79], oraz nieznacznie pojemności złączowej do podłoża. Na wartość tej drugiej, przy całkowitym zubożeniu podłoża detektora, ma również wpływ grubość detektora (im większa grubość fizyczna detektora tym mniejsza pojemność złączowa – równanie 4.2-12). Należy również zaznaczyć, że wartość pojemności sprzęgającej C_c , ze względu na stratę sygnału użytecznego, powinna być możliwie duża w porównaniu z pojemnością do podłoża (efekt utraty części sygnału użytecznego do podłoża¹) oraz z pojemnością międzypaskową (pojemnościowy efekt podziału sygnału użytecznego²).

Uproszczony model jednego paska detektora mikropaskowego wraz z układem przedwzmacniacza ładunkowego przedstawiono na rysunku 4-3. Pominięcie elementów rezystancyjnych podyktowane jest faktem, że dla szybkich sygnałów prądowych z detektora wartość impedancji pojemnościowej jest znacznie mniejsza od równoległe połączonych rezystancji.

¹ W literaturze efekt ten często nazywany jest z angielskiego *capacitance charge loss*

² W literaturze efekt pojemnościowego podziału ładunku poprzez pojemność międzypaskową przyjęło się nazywać z angielskiego *capacitance charge sharing*



Rysunek 4-3: Uproszczony schemat zastępczy pojedynczego kanału odczytowego detektora wielopaskowego.

Za pośrednictwem pojemności sprzęgającej C_C przeważająca część wyindukowanego sygnału prądowego i_{det} zostaje przekazana z elektrody zbierającej, jaką stanowi pasek p^+ , do metalowych elektrod odczytowych. Sygnał prądowy w większości propaguje się przez kondensator o największej pojemności. Jeśli C_C jest dużo większe od pojemności C_b , znikomo mało traci się sygnału użytecznego w podłożu. To samo dotyczy pojemności C_{i_d} z tą różnicą, że wtedy część sygnału pojawia się w sąsiednim kanale odczytowym. Kolejny węzeł podziału prądu występuje w miejscu przyłączenia wejścia elektroniki odczytu. Wtedy istotne jest by pojemność wejściowa elektroniki widziana od strony detektora była dużo większa od pojemności $C_{i_m} + C_{i_d}$. Ten warunek jest spełniony z jeszcze większą wagą niż poprzedni, gdyż pojemność wejściowa wzmacniacza ładunkowego jest dużo większa od całkowitej pojemności międzypaskowej (w pierwszym przybliżeniu $K_V C_f$, gdzie $K_V \approx 1000 V/V$, $C_f \approx 200 fF$ dla dedykowanego układu elektroniki odczytu RX64 – więcej w podrozdziale 4.4). We wszystkich powyższych rozważaniach rozpatrywane są tylko efekty sprzężeń pojemnościowych do pierwszych sąsiadów. Z faktu, że pojemność międzypaskowa do drugiego sąsiada jest z dobrym przybliżeniem o rząd wielkości mniejsza niż pojemność do pierwszego ($C_{i2} = 0.1 C_i$) [80] można z powodzeniem zaniedbać te elementy.

Całkowita pojemność stanowiąca obciążenie wejścia elektroniki *front-end*, oznaczona na rysunku 4-4 jako C_d stanowi w przybliżeniu sumę [81]:

$$C_d = C_b + 2C_i + C_{stray} \quad (4.2-17)$$

gdzie: C_{stray} – pojemność padów kontaktowych i mikroprzewodowych połączeń detektora z wejściem układu scalonego elektroniki odczytu (ok. $0.5 \div 1 pF$ przy bezpośrednim połączeniu detektora z układem ASIC).

4.3 Optymalizacja szumowa toru analogowego

W systemach mikropaskowych detektorów pozycyjnych na przestrzenną zdolności rozdzielczą, oprócz kluczowego odstępów pomiędzy poszczególnymi paskami odczytowymi, równie istotny wpływ ma stosunek sygnału do szumu (SNR^1). W przypadku rejestracji fotonów absorbowanych między paskami odczytowymi, mamy do czynienia z podziałem użytecznego sygnału na sąsiednie kanały odczytowe. Im wyższy jest stosunek sygnału do szumów, tym dokładniej można określić poziom sygnału w obu sąsiednich kanałach, a przez to jeszcze dokładniej zrekonstruować miejsce oddziaływania kwantów promieniowania w detektorze.

Ze względu na bardzo małe sygnały użyteczne pochodzące z krzemowych detektorów paskowych podstawowym zadaniem obwodu *front-end* jest ekstrakcja sygnału i optymalizacja stosunku sygnału do szumu. Optymalizacja ta wymaga zarówno minimalizacji źródeł szumów w pierwszych stopniach wzmacniających, jak również odpowiedniego kształtowania impulsu. Kształtowanie ogranicza pasmo częstotliwościowe toru minimalizując szumy, ale determinuje również parametry częstotliwościowe układu *front-end*.

Miarą szumu jest wariancja będąca średnią z kwadratu wartości chwilowych szumu $S_N(t)$ [82].

$$\langle S_N^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S_N^2(t) dt \quad (4.3-1)$$

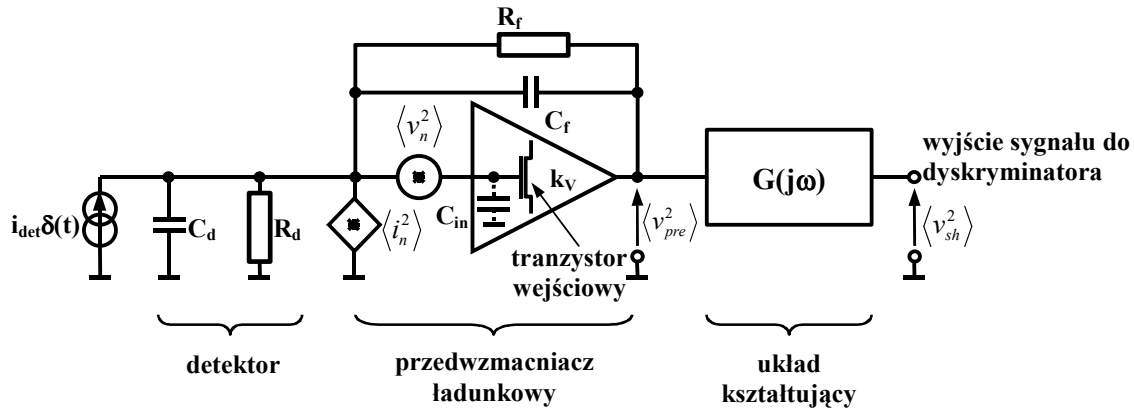
Wartości chwilowe szumów podlegają rozkładowi normalnemu względem pewnej wartości średniej i przez to do określania poziomu szumu przyjęto używać średniego odchylenia standardowego rozkładu wartości chwilowych, równego wartości skutecznej szumów - σ_{SN} .

$$\sigma_{SN} = \sqrt{\langle S_N^2 \rangle} \quad (4.3-2)$$

Zastępczy schemat szumowy kanału elektroniki odczytu zbudowanego z przedwzmacniacza ładunkowego i układu kształtującego przedstawiony jest na rysunku 4-4. Do najbardziej istotnych źródeł szumów należy zaliczyć szumy stopnia wejściowego przedwzmacniacza, oraz szumy generowane w detektorze. Szumy stopnia wejściowego mają największy wpływ spośród wszystkich kolejnych bloków, gdyż podlegają największemu wzmocnieniu.

Poprzez symbole opisane jako $\langle i_n^2 \rangle$ oraz $\langle v_n^2 \rangle$ na rysunku 4-4 należy rozumieć ekwiwalentne źródła szumowe o gęstości widmowej mocy szumów prądowych $\left(\frac{d\langle i_n^2 \rangle}{df} \right)$ i napięciowych $\left(\frac{d\langle v_n^2 \rangle}{df} \right)$.

¹ SNR z ang. *Signal to Noise Ratio*



Rysunek 4-4: Zastępczy schemat szumowy przedwzmacniacza ładunkowego wraz z układem kształtowania i detektorem.

W skład szumów prądowych wchodzi [83]:

- szum śrutowy prądu upływu detektora i_d ,
- szum termiczny rezystora polaryzującego detektor R_d ,
- szum pochodzący od rezystora w pętli sprzężenia zwrotnego R_f .

Całkowita gęstość widmowa mocy szumów prądowych wynosi:

$$\frac{d\langle i_n^2 \rangle}{df} = 2ei_d + \frac{4k_B T}{R_d} + \frac{4k_B T}{R_f} \equiv a \quad (4.3-3)$$

gdzie: k_B – stała Boltzmana,
 T – temperatura bezwzględna danego elementu,
 e – ładunek elementarny.

W skład ekwiwalentnego szumu napięciowego wchodzi [84]:

- szum termiczny kanału tranzystora wejściowego,
- szum termiczny rezystancji podłoża tranzystora,
- szum typu $\frac{1}{f}$ tranzystora wejściowego.

Całkowita gęstość widmowa mocy szumów napięciowych wynosi:

$$\frac{d\langle v_n^2 \rangle}{df} = \frac{4\Gamma(\eta+1)k_B T}{g_m} + 4R_b \eta^2 k_B T + \frac{F}{WL_{eff} f} \equiv b + \frac{A_F}{f} \quad (4.3-4)$$

gdzie: Γ – współczynnik zależny od długości kanału tranzystora i napięcia dren-źródło ($\Gamma \approx 2/3 \div 3$),

$\eta = \frac{g_{mbs}}{g_m}$ – stosunek transkonduktancji podłoża-kanał i bramka-kanał ($\eta \approx 0.2$),

$$g_m \sim \sqrt{\frac{W}{L_{eff}}} - \text{transkonduktancja tranzystora MOS, proporcjonalna do}$$

$$\text{pierwiastka kwadratowego z ilorazu } \frac{W}{L_{eff}},$$

$$R_b - \text{ekwiwalentna rezystancja szumowa podłoża,}$$

$$A_F = \frac{F}{WL_{eff}} - \text{parametr szumów } \frac{1}{f} \text{ zależny od technologii.}$$

Ze względu na to, że sygnał wejściowy ma charakter sygnału prądowego niosącego określony ładunek, do oceny własności szumowych całego toru sygnałowego używa się parametru nazywanego *ekwiwalentnym ładunkiem szumowym* - *ENC*. Zgodnie z definicją jest to ładunek podany na wejście przedwzmacniacza w postaci impulsu prądowego o kształcie δ -Diraca, który na wyjściu daje odpowiedź o amplitudzie równej wartości średniokwadratowej szumów.

Rozpatrując szumowy schemat zastępczy układu detektor – przedwzmacniacz z rysunku 4-4 można wyznaczyć gęstość widmową mocy szumów na wyjściu przedwzmacniacza ładunkowego, wyrażoną formułą [85]:

$$\frac{d\langle v_{pre}^2 \rangle}{df} = \left| \frac{C_d + C_f + C_{in}}{C_f} \right|^2 \cdot \frac{d\langle v_n^2 \rangle}{df} + \left| \frac{1}{sC_f} \right|^2 \cdot \frac{d\langle i_n^2 \rangle}{df} \quad (4.3-5)$$

gdzie: C_d – całkowita pojemność detektora zawierająca pojemność międzypaskową i pojemność paska dyfuzji do podłoża. Dla detektorów o sprzężeniu AC duża wartość pojemności sprzęgającej w połączeniu szeregowym z dwiema poprzednimi stanowi pomijalny udział w pojemności całkowitej,
 C_f – pojemność w pętli sprzężenia zwrotnego przedwzmacniacza ładunkowego,
 C_{in} – pojemność wejściowego tranzystora pierwszego stopnia wzmacniającego.

Przemnożenie gęstości widmowej mocy szumów $\frac{d\langle v_{pre}^2 \rangle}{df}$ przez kwadrat transmitancji typowego układu filtrującego CR - RC o identycznych stałych czasowych stopnia różniczkującego i całkującego, tzn. $\tau_d = \tau_i = \tau$, daje na wyjściu pełnego toru elektroniki *front-end* gęstość widmową szumów $\frac{d\langle v_{sh}^2 \rangle}{df}$. Scałkowanie tej gęstości w pełnym zakresie częstotliwości określa kwadrat napięcia skutecznego szumów na wyjściu - $\langle v_{sh}^2 \rangle$.

Porównując amplitudę odpowiedzi układu na wymuszenie w postaci δ -Diraca do napięcia skutecznego szumów $\left(\sqrt{\langle v_{sh}^2 \rangle} \right)$ otrzymujemy podstawowy parametr szumowy *ENC* w postaci [83]:

$$ENC = \sqrt{a\tau + \frac{b(C_f + C_d + C_{in})^2}{\tau} + 4A_F(C_f + C_d + C_{in})^2} \quad (4.3-6)$$

Warto zauważyć, że dla filtrów innych niż $CR-RC$ zależność ENC od stałej czasowej kształtowania i pojemności detektora pozostaje taka sama, jedynie współczynniki liczbowe przy poszczególnych składowych zależą od rodzaju filtru.

Optymalizacja filtru kształtującego

Minimalizacja ENC ze względu na stałą czasową kształtowania τ pozwala wyznaczyć optymalną wartość τ_{opt} , wynoszącą:

$$\tau_{opt} = (C_f + C_d + C_{in}) \sqrt{\frac{b}{a}} \quad (4.3-7)$$

Z powyższego równania wynika, że przy dominacji szumów napięciowych (parametr b) optymalna wartość stałej czasowej kształtowania jest duża. Ponieważ stała czasowa kształtowania τ determinuje maksymalną częstość zliczeń układu, jej zwiększenie pociąga za sobą ograniczenie częstościowe systemu. Z kolei dla dominujących szumów prądowych (parametr a) optymalna wartość stałej czasowej kształtowania jest mała, przez co zyskujemy na szybkości pracy układu. Wartość szumu napięciowego zależna jest od typu, wymiarów i sposobu pracy wejściowego tranzystora stopnia wzmacniającego – pozwala to w drodze projektu odpowiednio dobrać wszystkie parametry tak, by przy danym ograniczeniu częstościowym układu odpowiednio zminimalizować szumy.

Optymalizacja wymiarów tranzystora MOS ze względu na pojemność detektora

Przyczynkiem od szumów napięciowych do ekwiwalentnego ładunku szumowego ENC jest proporcjonalny do obciążenia pojemnościowego na wejściu – równanie 4.3-6. W skład tej pojemności wchodzi również pojemność bramki tranzystora wejściowego C_{in} , proporcjonalna do powierzchni bramki – WL_{eff} . Ponieważ szum typu $\frac{1}{f}$ jest odwrotnie proporcjonalny do powierzchni bramki (równanie 4.3-4), a więc do pojemności wejściowej tranzystora, oraz szum termiczny jest odwrotnie proporcjonalny do g_m , a więc do pierwiastka z $\frac{W}{L_{eff}}$ to przy ustalonym L_{eff} aby minimalizować szumy wymagane jest uzyskanie możliwie dużej pojemności tranzystora wejściowego. Reasumując, minimalizacja udziałów szumowych wymaga dużej wartości pojemności C_{in} . Natomiast z równania 4.3-6 optymalizacja ENC narzuca minimalizację wszystkich pojemności. Te wzajemnie przeciwstawne relacje powodują, że dla ustalonej wartości pojemności C_f i C_d istnieje optymalna wartość pojemności bramki wejściowego tranzystora C_{in} . Krańcowe optymalne wartości C_{in} dla przypadków uwzględniania tylko szumów typu $\frac{1}{f}$ lub tylko szumów termicznych kanału wynoszą:

$$C_{inopt(1/f)} = C_d + C_f \quad (4.3-8)$$

$$C_{inopt(term)} = \frac{C_d + C_f}{3} \quad (4.3-9)$$

Odpowiednia wartość pojemności C_{in} leży między $\frac{(C_d + C_f)}{3}$ a $(C_d + C_f)$ i jest zależna od proporcji pomiędzy oba rodzajami szumów. Dla każdej geometrii detektora, zależnie od pojemności C_d , wymagany jest projekt specyficznego układu scalonego.

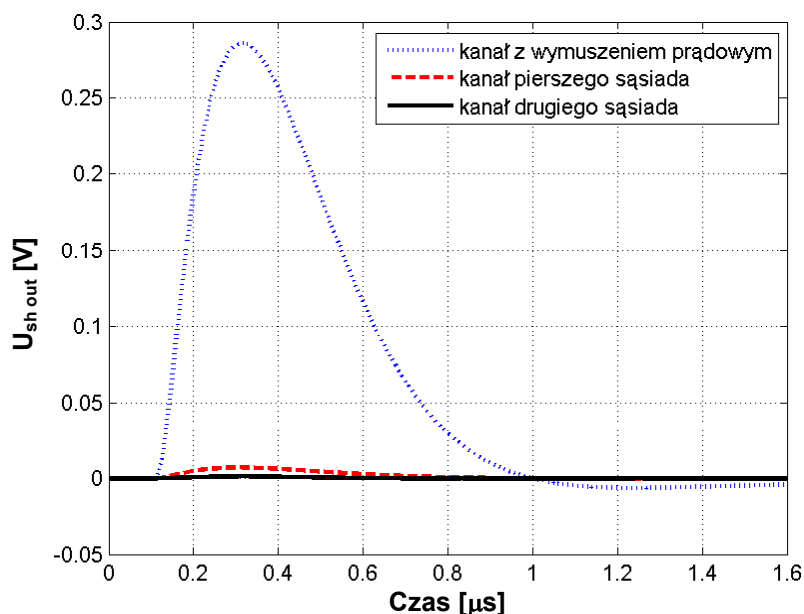
Optymalizacja ENC – ogólne spostrzeżenia

W skład szumów prądowych wchodzi obie rezystancje przedstawione na rysunku 4-4, więc korzystne ze względu na minimalizację *ENC* jest by były one możliwie duże. Zwiększenie R_f zmniejsza szumy, ale także zwiększa czas rozładowania kondensatora C_f . Im dłuższy czas rozładowania pojemności C_f tym większe prawdopodobieństwo spiętrzeń impulsów wyjściowych przedwzmacniacza. Większość projektów układów odczytu zapewnia regulację wartości R_f oraz prądu przepływającego przez tranzystor wejściowy, a przez to minimalizację szumów prądowych i napięciowych w zależności od pojemności detektora i wymagań częstotściowych. Pojemność C_f z punktu widzenia optymalizacji szumowej powinna posiadać możliwie małą wartość gdyż proporcjonalnie wpływa na oba człony szumów napięciowych.

Sygnal wyjściowy przedwzmacniacza jest proporcjonalny do $\frac{1}{C_f}$. Im wartość C_f jest mniejsza tym sygnał wyjściowy jest większy, co powoduje, że zaniedbywalne stają się wkłady szumowe dalszych stopni kanału. Nadmierne zmniejszanie pojemności C_f nie jest jednak korzystne ze względu na niestabilność wzmacniacza i wzrost rozrzutu wzmocnień dla poszczególnych kanałów w układach wielokanałowych.

Bardzo istotnym parametrem jest również pojemność całkowita detektora C_d widziana na wejściu układu elektroniki odczytu. Zależy ona w szczególności od parametrów geometrycznych detektora, takich jak szerokość i długość paska odczytowego, odstepu między sąsiednimi kanałami odczytowymi w detektorach wielopaskowych i od grubości struktury detekcji. Dokładna znajomość tej pojemności jest bardzo istotna przy rozpatrywaniu optymalizacji szumowej układu.

Rysunek 4-5 przedstawia odpowiedź napięciową na wyjściu układu kształtującego elektroniki *front-end* stosowanej do odczytów krzemowych detektorów paskowych [89, 86, 87]. Wynik jest rezultatem symulacji uzyskanych za pomocą programu HSPICE. Użyty w symulacji małosygnałowy schemat zastępczy detektora odpowiadał konfiguracji przedstawionej na rysunku 4-2. Wykorzystane w symulacji małosygnałowe parametry detektora zamieszczono w tabeli 4-1.



Rysunek 4-5: Odpowiedź napięciowa elektroniki odczytu kanału z wymuszeniem prądowym, pierwszego i drugiego sąsiada na prostokątny impuls prądowy o czasie trwania 10ns. Model pojemnościowy detektora jak na rysunku 4-2.

Amplituda wyjściowego sygnału jest proporcjonalna do ładunku niesionego w impulsie prądowym podawanym na wejście elektroniki *front-end*. Sygnał ten jest całkowany w przedwzmacniaczu o odpowiednio większej stałej czasowej niż czas trwania impulsu prądowego. W takim przypadku nie występuje efekt deficytu balistycznego ładunku, czyli brak jest strat sygnału w samym układzie elektroniki odczytu. Takie straty występują w pojemnościach detektora. Względny stosunek amplitud sygnałów uzyskanych z symulacji (rysunek 4-5) dla kanału, na który podawany był sygnał prądowy i kanału sąsiedniego pozwala oszacować pojemnościowy podział ładunku.

Tabela 4-1: Malosygnalowe parametry zastępczego schematu detektora paskowego [88].

Parametr	<i>pasek p⁺</i> <i>pitch 75 μm</i> <i>szerokość paska 15 μm</i>
C_b	0.25 pF/cm
$C_{i\ d}$	0.43 pF/cm
$C_{i\ m}$	0.13 pF/cm
$C_{i2\ d}$	0.053 pF/cm
$C_{i2\ m}$	0.017 pF/cm
C_C	20 pF/cm
R_b	200 kΩ

Na podstawie symulacji, przy założonych parametrach jak w tabeli 4-1, całkowity deficyt sygnału dla sąsiadujących kanałów wynosi 4.4%, a dla kanałów będących drugim z kolei sąsiadem wynosi 0.74%. Jeśli wzrasta stosunek C_i/C_C , pociąga to za sobą

wzrost wartości deficytu. Jest to bardzo istotny efekt ograniczający możliwość dowolnie dobieranej szerokości paska odczytowego przy danej wartości odstepu między paskami. W dalszej części pracy autor ograniczy się do optymalizacji konstrukcyjnej detektorów paskowych tylko do przypadków mających praktyczne zastosowanie i wprowadzających zanedbywalny deficyt sygnału, to znaczy taki, dla którego poziom sygnału w kanale sąsiednim w wyniku sprzężeń pojemnościowych jest mniejszy niż poziom szumu.

4.4 Techniki konwersji sygnału

Sygnał prądowy z poszczególnych segmentów detektora po wzmocnieniu i ukształtowaniu zostaje poddany konwersji i przesłany do systemu akwizycji danych. Wyróżnić można dwa sposoby konwersji amplitudowej sygnału:

- *analogowa*; polegająca na tym, że sygnał po wzmocnieniu i ukształtowaniu jest przesyłany do systemu akwizycji danych. Dla ograniczenia liczby połączeń wprowadza się analogowy multiplekser, na którego narzuca się odpowiednie wymagania szybkościowe. Jednocześnie wyróżnia się też systemy wyposażone w wewnętrzne przetworniki analogowo-cyfrowe, których zadaniem jest konwersja amplitudy sygnału analogowego do postaci słowa cyfrowego. W takich systemach informacja o parametrze analogowym, jakim jest amplituda sygnału dalej przesyłana jest magistralą cyfrową do systemu akwizycji danych,
- *binarna*; polegająca na tym, że sygnał po wzmocnieniu i ukształtowaniu w postaci analogowej podlega dyskryminacji na ściśle określonym poziomie i jedynie informacja o przekroczeniu zadanego progu dyskryminacji jest przesyłany dalej w postaci pojedynczego bitu do systemu akwizycji danych. Zastosowanie odpowiednich technik kompresji danych znacznie ogranicza liczbę połączeń w systemie. Rozwiązanie to wymaga by projektowany układ elektroniki *front-end* był wysokiej klasy z minimalnym poziomem szumów oraz bardzo dobrą jednorodnością (wzmocnienia, napięcia niezrównoważenia, poziomu szumów) poszczególnych torów odczytowych w konfiguracji wielokanałowej. Wymóg ten związany jest między innymi z tym, że do wszystkich kanałów odczytowych podawany jest wspólny poziom dyskryminacji. Informacja o amplitudzie impulsu przy odczycie binarnym, czyli o energii zdeponowanej w detektorze, oraz poziom szumów może być tylko uzyskana w procesie pomiaru ze zmienną wartością progu dyskryminacji.

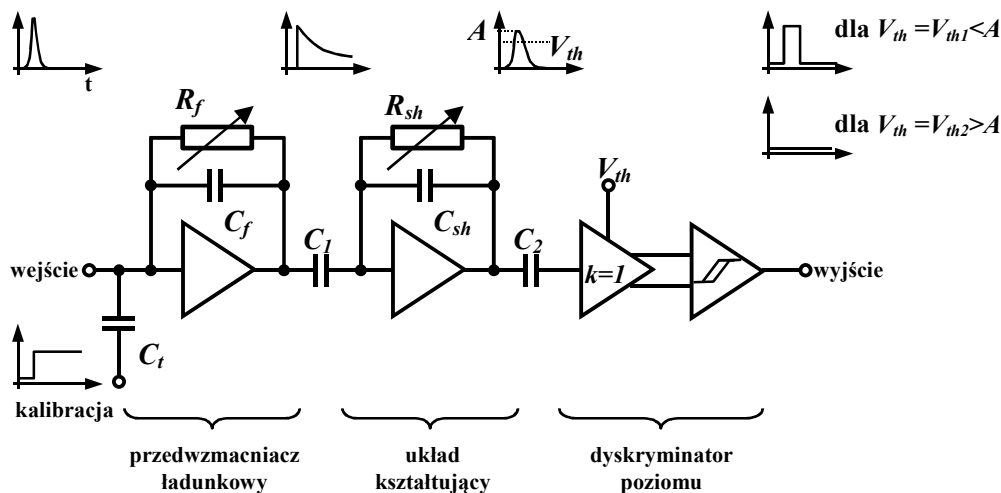
Ponieważ do odczytu pozycjoczułych detektorów autor wykorzystywał układy odczytowe o architekturze binarnej, poniżej zostanie przedstawiony dokładniejszy opis tychże układów.

Binarny system odczytu – przykład budowy i techniki wykorzystania

Przykładowym układem elektroniki odczytu krzemowych detektorów mikropaskowych o architekturze binarnej jest zaprojektowany przez zespół Zakładu Elektroniki Jądrowej Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH w Krakowie specjalizowany układ scalony RX64 [89]. Układ ten oprócz specyficznej konstrukcji 64 kanałów elektroniki odczytu *front-end* posiada zintegrowane 20-to bitowe liczniki cyfrowe w każdym kanale (po dwa na kanał). Część cyfrowa nadzorowana jest wewnętrznym dekodernem komend.

Schemat blokowy pojedynczego kanału elektroniki *front-end*, układu RX64, przedstawia rysunek 4-6. W skład kanału wchodzi następujące bloki funkcjonalne: przedwzmacniacz ładunkowy, układ kształtujący i dyskryminator amplitudy. Stałe czasowe kształtowania sygnału są znacznie większe od czasu trwania wejściowego impulsu prądowego, więc jako miarę wielkości sygnału wejściowego można używać wartości całkowitego ładunku zawartego w impulsie – Q_{in} . Całkowity ładunek Q_{in} jest całkowany na pojemności C_f przedwzmacniacza ładunkowego. Odpowiedź przedwzmacniacza przybiera postać skoku jednostkowego o amplitudzie $\frac{Q_{in}}{C_f}$.

Zastosowanie rezystora R_f zapewnia rozładowanie pojemności C_f i zapobiega spiętrzeniom kolejnych impulsów w przedwzmacniaczu.



Rysunek 4-6: Schemat blokowy pojedynczego kanału odczytu binarnego.

Dla celów testowych wstrzykuje się na wejście elektroniczne impulsy prądowe. Powszechnie stosowany sposób, to podanie skoku jednostkowego o amplitudzie V_0 poprzez pojemność testową C_t . Do wejścia przedwzmacniacza zostaje wstrzyknięty ładunek $Q_{in} = V_0 \cdot C_t$. Układ RX64 wyposażono w wewnętrzny blok generujący impulsy napięciowe o regulowanej amplitudzie. Blok ten nosi nazwę układu wewnętrznej kalibracji.

Kolejny blok sprzężony zmiennoprądowo poprzez C_1 odpowiedzialny jest za poprawne ukształtowanie sygnału i filtrację szumów. Preferowanym kształtem odpowiedzi ze względu na minimalizację poziomu szumów jest impuls *quasi-*

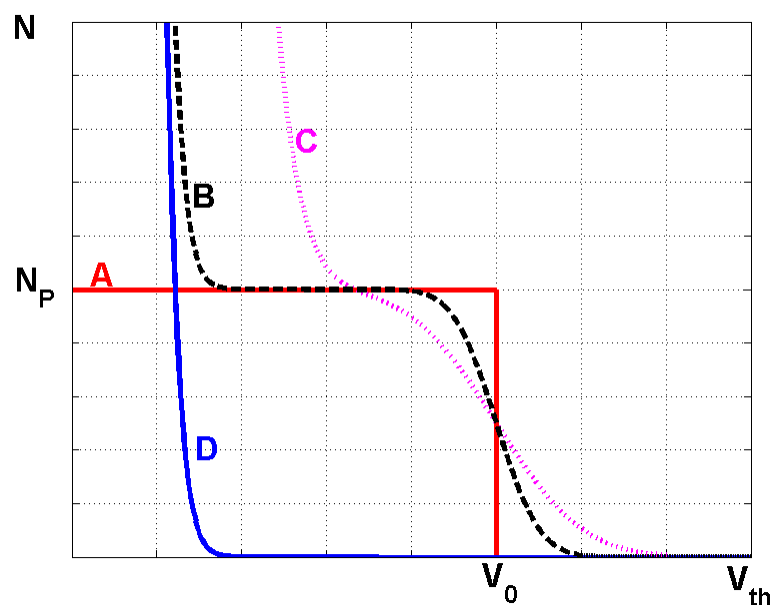
gaussowski [90]. Uzyskanie takiej odpowiedzi jest możliwe przez zastosowanie konfiguracji układu kształtującego w postaci filtra CR-(RC)ⁿ (przy $n \rightarrow \infty$). Z praktycznego punktu widzenia liczbę członów całkujących (RC) ogranicza się do kilku ($n = 2 - 3$). Wartość amplitudy odpowiedzi *quasi-gaussowskiej* zależna jest od ładunku iniekowanego z detektora (Q_{in}), oraz wzmocnienia układu kształtującego [90].

W kolejnym stopniu sygnał poddawany jest dyskryminacji amplitudowej na dwóch poziomach V_{th1} , V_{th2} . Dzięki temu możemy nie tylko odseparować sygnał od szumu, ale również wybrać selektywnie okno energii dla rejestrowanego promieniowania. Sygnały binarne na wyjściu dyskryminatora są zliczane w zadanym przedziale czasu przez liczniki impulsów, stwarzyszony z każdym dyskryminatorem.

Podstawowe parametry układu *front-end*, tj. wzmocnienie, poziom szumu i napięcie niezrównoważenia dyskryminatora amplitudy uzyskuje się z krzywych częstości zliczeń w funkcji progu dyskryminacji, czyli widm całkowych dla szeregu wartości ładunku wejściowego Q_{in} . Parametryzację tego typu można przeprowadzić w dwojaki sposób. Po pierwsze wykorzystując impulsy prądowe pochodzące z detektora przy detekcji fotonów o różnych energiach lub używając szeregu wartości impulsów kalibracyjnych. To drugie rozwiązanie niesie ze sobą większą niepewność w określeniu wartości iniekowanego ładunku, zależną od amplitudy skoku jednostkowego i pojemności C_i , oraz większy rozrzut tego ładunku od kanału do kanału, wynikający z rozrzutu technologicznego wartości pojemności kalibracyjnych. Zaletą tego rozwiązania jest natomiast możliwość szybkiego uzyskania wyniku bez konieczności użycia źródeł promieniowania. Określenie parametrów układu oraz ich rozrzuty znacznie dokładniej wyznacza się poprzez pomiary z fizycznymi sygnałami pochodzącymi z detektora dla wymuszenia kwantami o różnych energiach. Dla interesującego zakresu energii $5 \div 20$ keV fluktuacje generowanego w detektorze ładunku są znacznie mniejsze niż szum elektroniczny i rozdzielczość energetyczna jest w praktyce zdeterminowana przez poziom szumów elektronicznych.

Dla każdej kombinacji wielkości ładunku Q_{in} i progu dyskryminacji w ściśle określonym czasie można spodziewać się odpowiedniej liczby generowanych impulsów prądowych. Dla pomiarów z zewnętrznym źródłem promieniowania liczba impulsów zależna jest od intensywności źródła, warunków geometrycznych i oczywiście podlega statystycznym fluktuacjom emitowanych fotonów. Dla pomiarów z wykorzystaniem układu wewnętrznej kalibracji liczba przypadków jest ściśle określona i zależy od liczby generowanych napięciowych skoków jednostkowych. Wyznaczając zależność rejestrowanych zliczeń w funkcji progu dyskryminacji, której odpowiadać będzie komplementarna funkcja błędu, otrzymujemy z parametrów dopasowania dla różnych wymuszeń Q_{in} wzmocnienie, napięcie niezrównoważenia dyskryminatorów oraz *ENC*.

Jeśli założyć idealny przypadek, gdzie na sygnał nie ma nałożonego szumu i brak jest fluktuacji generowanych ładunków w detektorze wynikiem pomiaru dla każdej wartości wymuszenia byłaby funkcja skokowa, o 100% rejestrowanych impulsów dla progów dyskryminacji poniżej poziomu amplitudy i 0% dla progów dyskryminacji powyżej amplitudy impulsów – krzywa A na rysunku 4-7.



Rysunek 4-7: Częstość zliczeń impulsów w funkcji progu dyskryminacji. Krzywa A – idealny przypadek wymuszenia monoenergetycznego bez szumów. Krzywa B, C – rzeczywisty przypadek wymuszenia monoenergetycznego z nałożonym rozmyciem szumowym ($\sigma_C=2\sigma_B$). Krzywa D – tylko szum elektroniczny bez wymuszenia monoenergetycznego – tzw. krzywa Rice’a.

W wyniku superpozycji sygnałów z detektora i szumów rozkład amplitud jest rozkładem gaussowskim, a mierzona krzywa wydajności dla danego wymuszenia jest całką z funkcji Gaussa, czyli odpowiada komplementarnej funkcji błędu:

$$N = \frac{N_P}{2} \cdot \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{V_{th} - V_0}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right) \quad (4.4-1)$$

gdzie: N – częstość rejestrowanych impulsów na wyjściu dyskryminatora,
 N_P – częstość impulsów na wejściu dyskryminatora,
 V_0 – poziom dyskryminacji odpowiadający średniej amplitudzie impulsów,
 σ – odchylenie standardowe obrazujące poziom szumu elektroniki odczytu jak i fluktuację generowanego ładunku w detektorze,

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

Wartość progu dyskryminacji (V_0) dla wydajności 50% odpowiada średniej amplitudzie impulsów na wejściu dyskryminatora, a rozmycie krzywej (σ) zawiera informację o wielkości szumu.

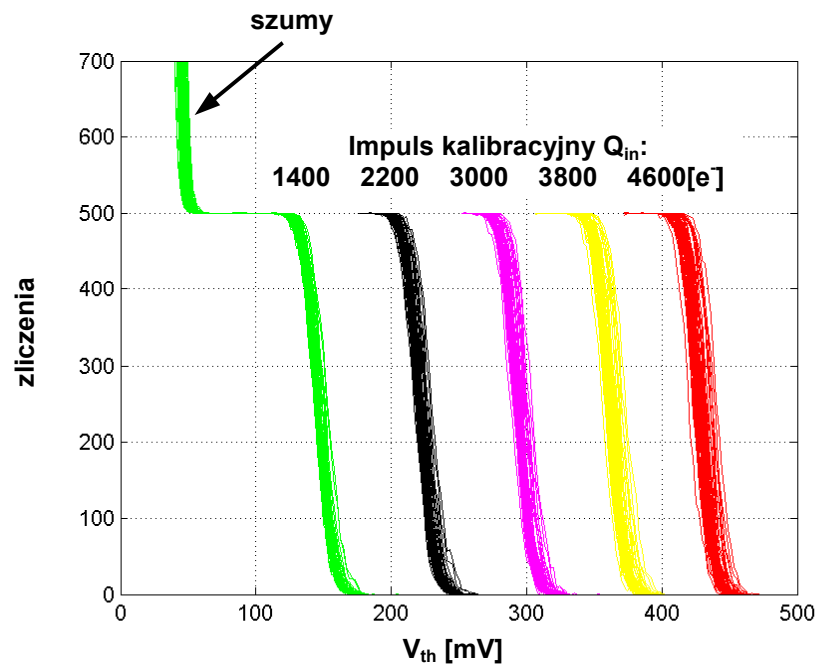
Przy braku impulsów prądowych pochodzących z detektora lub układu kalibracji, ze względu na szumy własne toru analogowego, częstość zliczeń szumowych w funkcji progu dyskryminacji przybiera kształt przedstawiony krzywą D na rysunku 4-7. Teoretyczną formułę opisującą zależność całkowego widma szumowego przy filtracji pasmowej pierwszego rzędu podał Rice [91]:

$$N_R = N_{R0} \cdot \exp\left(\frac{-V_{th}^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.4-2)$$

gdzie: N_R – częstość rejestrowanych impulsów powyżej progu V_{th} ,
 N_{R0} – częstość impulsów dla progu dyskryminacji równego zero,
 σ – odchylenie standardowe rozmycia szumowego równe wartości średniokwadratowej szumu na wejściu dyskryminatora.

Przedstawione krzywe B i C na rysunku 4-7 odpowiadają superpozycji równań 4.4-1 i 4.4-2, odzwierciedlając rzeczywiste widmo całkowite z charakterystycznym plateau.

Wykorzystanie układu RX64 do praktycznych pomiarów wymaga przetestowania całego modułu pod względem prawidłowej pracy, oraz wyznaczenia podstawowych parametrów układu *front-end*. Poniżej przedstawiono przykładowe wyniki testów i analizy przeprowadzone przez autora. Dla każdej kombinacji wielkości impulsu kalibracyjnego i progu dyskryminacji układ kalibracyjny generuje określoną liczbę impulsów, a liczniki podłączone do dyskryminatorów liczą impulsy powyżej progu. Na rysunku 4-8 przedstawiono uzyskane w ten sposób widma całkowite dla 64 kanałów jednego układu RX64. Dla niskich progów dyskryminacji poniżej ok. $50mV$ widać dominujący udział szumów elektronicznych. Odpowiedź dyskryminatora dla niższych progów uzależniona jest tylko od całkowitej gęstości widma szumowego.

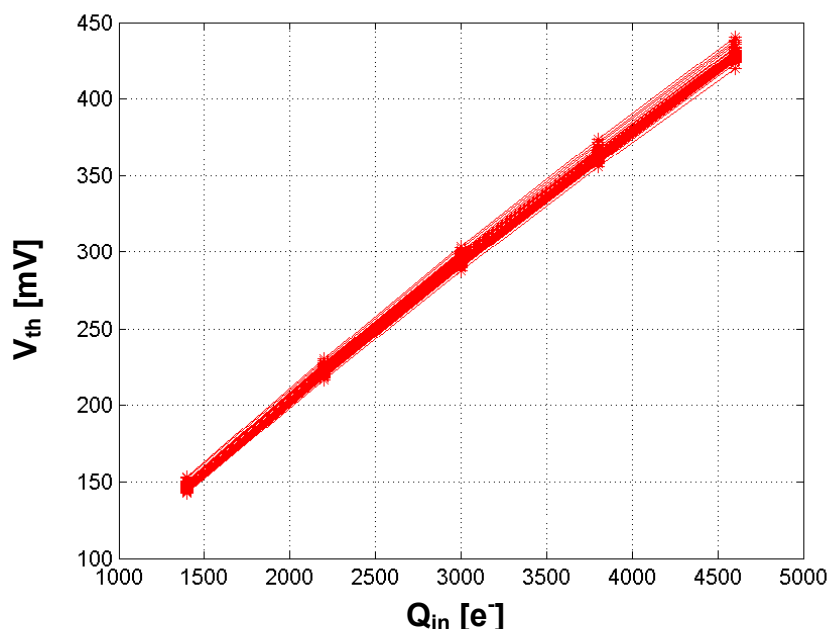


Rysunek 4-8: Widma całkowite różnych wymuszeń kalibracyjnych dla pojedynczego układu scalonego RX64. Na rysunku przedstawiono widma wszystkich 64 kanałów dla pięciu wymuszeń kalibracyjnych.

Napięcie dyskryminacji w testowanym układzie RX64 jest wspólne dla wszystkich 64 kanałów, a przez to uwidacznia się rozrzut położenia widm całkowitych dla poszczególnych kanałów, wynikający z rozrzutu napięć niezrównoważenia dyskryminatorów w każdym kanale jak i również z rozrzutu wzmocnień. Źródła tych

rozrzutów związane są z niejednorodnością parametryczną kanałów wynikającą między innymi z rozrzutów procesu technologicznego. Dla małych sygnałów i niskich progów dyskryminacji rozrzut zdeterminowany jest przez napięcie niezrównoważenia, natomiast dla wyższych wartości dyskryminacji rozrzut zależy bardziej od rozrzutu wzmacnień niż napięcie niezrównoważenia.

Wartość progu dyskryminacji, dla której wydajność zliczeń spada do 50% odpowiada średniej amplitudzie impulsów na wejściu dyskryminatora, natomiast rozmycie krzywej, zawiera informację o wartości średniokwadratowej szumów dla każdego kanału na wejściu dyskryminatora. Wykreślając zależność progów dyskryminacji odpowiadających wydajności zliczeń na poziomie 50% od wielkości impulsów kalibracyjnych otrzymuje się krzywą odpowiedzi (rysunek 4-9), z której następnie wyznacza się wzmacnienie części analogowej i napięcie niezrównoważenia dyskryminatora amplitudy, oddzielnie dla każdego kanału. Parametry te określa się na podstawie dopasowania prostej. Współczynnik nachylenia odzwierciedla wzmacnienie, wyraz wolny dopasowania określa napięcie niezrównoważenia dyskryminatora.

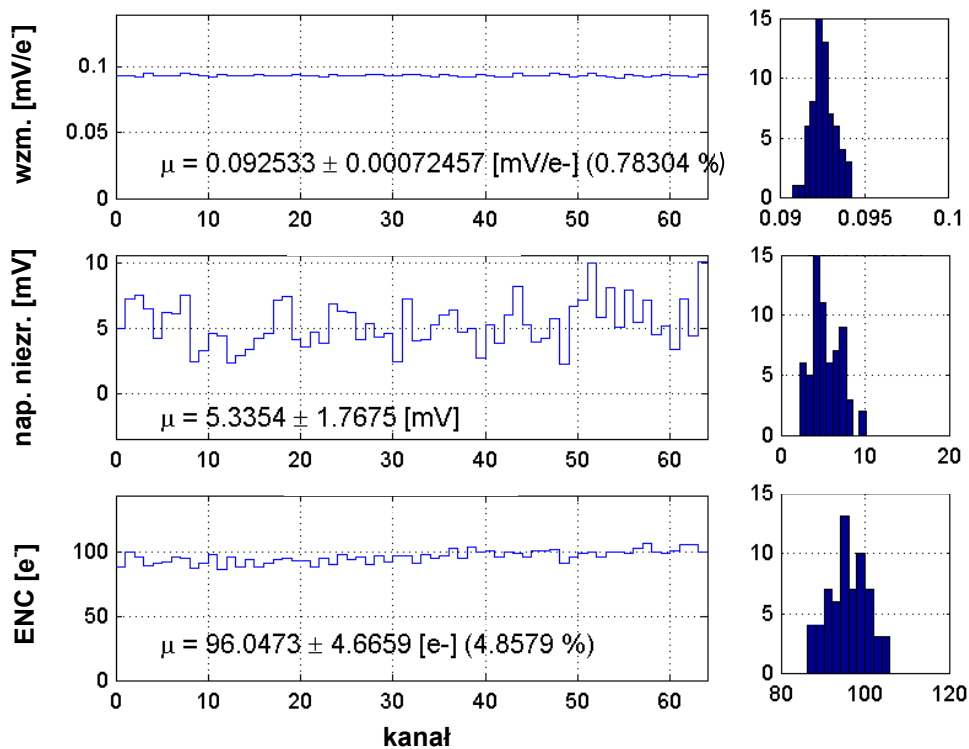


Rysunek 4-9: Krzywa odpowiedzi 64 kanałów budowana na podstawie wyników dopasowania z widm całkowitych przedstawionych na rysunku 4-8.

Dzieląc uzyskaną z dopasowania wartość średniokwadratową szumu na wejściu dyskryminatora przez wzmacnienie toru analogowego otrzymuje się ekwiwalentny ładunek szumowy ENC na wejściu elektroniki *front-end*.

Rozkłady parametrów (wzmocnienia, napięcia niezrównoważenia i ENC) dla wszystkich 64 kanałów układu RX64 przedstawiono na rysunku 4-10. Przytoczona analiza pokazuje sposób wyznaczenia podstawowych parametrów analogowych systemu wykorzystując zintegrowany w układzie scalonym moduł wewnętrznej kalibracji, oraz własności systemu o binarnej architekturze odczytu.

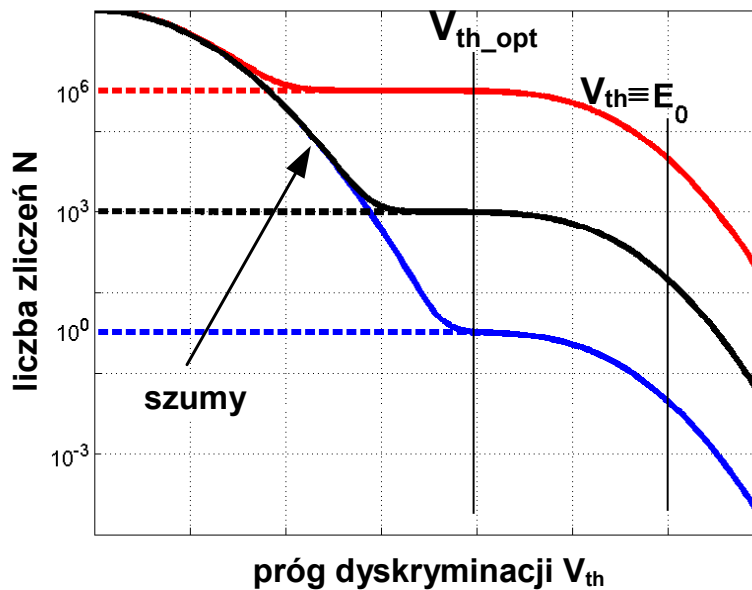
Dodać należy, że dla układów wielokanałowego ze wspólnym progiem dyskryminacji, równie istotnym parametrem, jak szumy pojedynczego kanału, są rozrzuty napięć niezrównoważenia i rozrzuty wzmocnień. Optymalne ustalenie wspólnego progu dyskryminacji musi być tak dobrane by uwzględniało oprócz szumowego rozmycia sygnału również i rozrzuty przedstawionych parametrów. Natomiast prawidłowy projekt wielokanałowego układu odczytu powinien się odznaczać małym rozrzutem napięć niezrównoważenia tak, aby po przeniesieniu na wejście ekwiwalentny rozrzutu napięć niezrównoważenia był mniejszy niż poziom szumów ENC . Wykorzystywany układ charakteryzował się poziomem rozrzutów napięć niezrównoważenia przeniesionym na wejście na poziomie $19 e^- rms$, znacznie poniżej średniego poziomu ENC ($96 e^- rms$).



Rysunek 4-10: Rozkład parametrów analogowych dla 64 kanałów układu RX64 wyznaczonych na podstawie pomiarów widm całkowych dla kilku wartości wymuszeń kalibracyjnych.

Aby praktycznie wykorzystać system odczytu o architekturze binarnej, musi być dobrze wydzielone plateau widma całkowego. Ustawienie progu dyskryminacji w zakresie plateau zapewnia 100% wydajności zliczeń impulsów użytecznych, oraz całkowitą dyskryminację impulsów szumowych. Dla pojedynczego kanału szerokość plateau, a więc zakres ustawienia progu dyskryminacji, zależy zarówno od szumów układu, jak również od częstości sygnałów mierzonych. Większy poziom szumu rozmywa odpowiedź opisaną funkcją błędu oraz przesuwają do wyższych progów dyskryminacji część widma opisaną formułą Rice'a zmniejszając przez to obszar plateau. Natomiast wzrost częstości impulsów sygnału mierzonego (N_P) w stosunku do częstości przypadków szumowych (N_{R0}) powoduje poszerzenie obszaru plateau, a przez to przeniesienie do niższych energii progu dyskryminacji i możliwość rejestracji promieniowania o niższych energiach.

Udział częstości przypadków sygnałowych względem szumowych obrazuje rysunek 4-11, przedstawiający widma całkowego promieniowania o energii E_0 i trzech różnych wartościach intensywności źródła ($N_p = 10^6, 10^3, 1$). Częstość impulsów szumowych jest stała i wynosi $N_{R0}=10^8$. Im intensywność źródła jest większa tym względny udział przypadków szumowych jest mniejszy. Preferowany stały próg dyskryminacji dla przytoczonych intensywności źródła przedstawiono na rysunku 4-11 linią ciągłą - V_{th_opt} .



Rysunek 4-11: Rzeczywiste widmo całkowite monoenergetycznego źródła promieniowania E_0 o trzech różnych intensywnościach ($N_p = 10^6, 10^3, 1$).

Przedstawione krzywe obrazują zagadnienie właściwego określenia progu dyskryminacji, szczególnie w przypadku pomiarów dla których intensywność rejestrowanych sygnałów zmienia się o kilka rzędów wielkości, jak np. w reflektometrii [92, 93]. W tych pomiarach intensywność promieniowania rejestrowanych przypadków użytecznych w zależności od kąta rozpraszania w cienkiej warstwie zmienia się o sześć rzędów wielkości.

5 Procedura analizy i optymalizacji przestrzennej zdolności rozdzielczej mikropaskowego detektora pozycjoczułego

5.1 Wprowadzenie

Podstawowym celem tej pracy jest analiza istotnych parametrów odpowiedzialnych za jakość obrazowania rozkładów promieniowania X przy użyciu krzemowych detektorów mikropaskowych. Uzyskanie przestrzennego profilu odpowiedzi paska odczytowego przy oświetlaniu jednorodną wiązką promieniowania X, oraz jego zależność od przedstawionych poniżej czynników jest głównym zadaniem niniejszej pracy. Na podstawie analizy zostaną sformułowane wnioski odnośnie struktury detektora i warunków optymalnej pracy z punktu widzenia przestrzennej zdolności rozdzielczej.

Do głównych czynników wpływających na jakość obrazowania pozycjoczułych detektorów promieniowania należy zaliczyć:

- rozmycie dyfuzyjne ładunku zbieranego przez elektrodę odczytową,
- rozproszenie promieniowania pierwotnego (rozproszenie koherentne i niekoherentne),
- rozkład pola elektrycznego w obszarze pomiędzy paskami,
- grubości detektora,
- napięcie polaryzacji detektora,
- energię padającego promieniowania,
- stronę oświetlania detektora (od strony pasków odczytowych lub przeciwnej).

Również parametry elektroniki odczytu, takie jak poziom dyskryminacji sygnału użytecznego w systemach z odczytem binarnym, mają wpływ na jakość rekonstrukcji pozycji. Pokrótce omówione zostaną powyższe czynniki, oraz ich wpływ na przestrzenną zdolność rozdzielczą.

5.2 Przestrzenna zdolność rozdzielcza pozycjoczułych detektorów promieniowania X

Segmentacja elektrody odczytowej detektora ma zasadniczy wpływ na precyzję wyznaczenia pozycji. Jednak nie tylko sam odstęp między poszczególnymi paskami odczytowymi lub wymiary pikseli odczytowych determinują przestrzenną zdolność rozdzielczą. Chmura ładunku wygenerowana w wyniku absorpcji padających fotonów ulega rozmyciu dyfuzyjnemu we wszystkich kierunkach. Jest to pierwszy przyczynek ograniczający określenie pozycji oddziaływania. Kolejne, równie istotne, dla energii promieniowania X to rozproszenie pierwotnego fotonu. Rozproszony foton przebywa w detektorze znaczny dystans powodując generację ładunków w innym miejscu niż padający pierwotnie. Efekty wyżej wymienione powodują, że dowolne zmniejszanie

szerokości pasków, nawet gdyby było możliwe technologicznie, nie prowadzi do poprawy przestrzennej zdolności rozdzielczej.

Poprzez *przestrzenną zdolność rozdzielczą* należy rozumieć zdolność systemu pomiarowego do rozróżnienia dwóch niezależnych zdarzeń zachodzących w przestrzeni położeń. Poniżej przedstawione zostaną sposoby definiowania rozdzielczości przestrzennej dla pomiarów torów cząstek naładowanych (eksperymenty fizyki wysokich energii) i do obrazowania z wykorzystaniem promieniowania X.

Cząstka relatywistyczna przelatując przez detektor nie zmienia kierunku ruchu, więc można dokładnie wyznaczyć jej rzeczywistą pozycję x_r . Pozycję tę wyznacza się przy pomocy pozycjoczułych detektorów referencyjnych, umieszczonych po obu stronach detektora mierzonego. Na tej podstawie można określić tzw. funkcję η [94] opisującą odpowiedź detektora w zależności od pozycji (x_r) cząstki:

$$\eta(x_r) = \frac{S_L(x_r)}{S_L(x_r) + S_P(x_r)} \quad (5.2-1)$$

gdzie: S_L , S_P są analogowymi odpowiedziami (S_L – paska lewego, S_P – paska prawego) systemu na oddziaływanie cząstki padającej w punkcie x_r detektora.

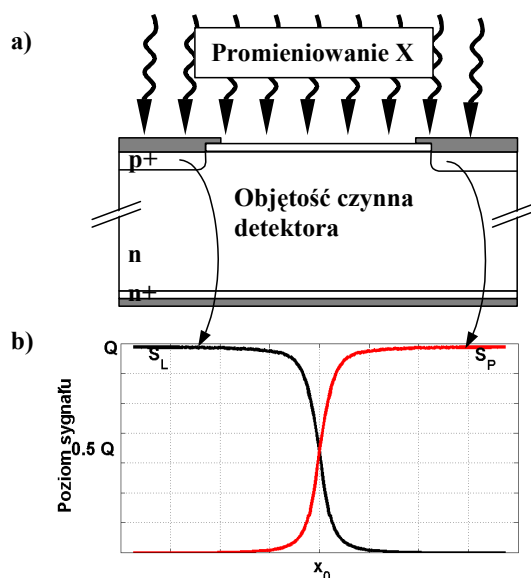
Jednocześnie zapamiętywana jest pozycja przejścia cząstki przez detektor badany – x_m . Wykonując histogram residuów $x_r - x_m$ dla określonej liczby pomiarów, otrzymuje się rozkład, którego odchylenie średniokwadratowe jest miarą przestrzennej zdolności rozdzielczej mierzonego detektora [95].

Dla fotonów wykorzystanie praktyczne zależności 5.2-1 nie jest możliwe, gdyż nigdy nie jest znana rzeczywista pozycja padania pojedynczego fotonu x_r . Możliwe jest sondowanie detektora skolimowaną wiązką promieniowania, stosując wiązkę o rozmiarach rozmycia przestrzennego plamki na poziomie pojedynczych mikrometrów. Tak uzyskany przestrzenny profil odpowiedzi paska obarczony jest dodatkowym rozmyciem wynikającym ze skończonych rozmiarów wiązki sondującej i niejednorodnego rozkładu natężenia w wiązce. Efekt ten można zminimalizować wykonując matematyczną operację odwrotną do splotu przy zachowaniu jednakowego rozkładu intensywności wiązki podczas całego pomiaru, związanego z sondowaniem pełnego obszaru paska. W rozdziale 6.4 („Przykładowe zastosowania - identyfikacja przestrzennego profilu natężenia wiązki promieniowania”) opisano dokładnie tę metodę wraz z zamieszczeniem wyników pomiarowych uzyskanych przez autora pracy.

W przypadku promieniowania X, foton wpadający do detektora zostaje pochłonięty lub w sposób przypadkowy podlega rozproszeniu zmieniając swój pierwotny kierunek. Dlatego sposób określenia przestrzennej zdolności rozdzielczej oparty jest na zupełnie innych pojęciach, niż to przedstawiono dla cząstek naładowanych. W przypadku promieniowania X zdolność detektora do obrazowania mierzy się przy użyciu tzw. *punktowej funkcji rozproszenia* – PSF^1 . Funkcja ta jest odpowiedzią detektora na wyidealizowaną punktową wiązkę promieniowania.

Jeżeli wyobrazić sobie detektor paskowy oświetlany jednorodną wiązką promieniowania, prostopadłą do powierzchni (rysunek 5-1a) to rozkład sygnałów zbieranych przez poszczególne paski odczytowe przedstawia rysunek 5-1b.

¹ PSF – z ang. *Point Spread Function*



Rysunek 5-1: a) Detektor paskowy oświetlany równomierną wiązką promieniowania X; b) odpowiedź poszczególnych pasków odczytowych.

Dokonując transformaty Fouriera funkcji *PSF* w dziedzinie położenia otrzymuje się odpowiedź detektora w dziedzinie częstotliwości przestrzennej (analogicznie do charakterystyki częstotliwościowej liniowych układów elektronicznych, gdzie częstotliwość jest odwrotnością czasu, natomiast częstotliwość przestrzenna jest odwrotnością położenia). Funkcja transformaty przyjmuje nazwę *optycznej funkcji przenoszenia* (OTF^1):

$$OTF(u, v) = \iint_S PSF(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy \quad (5.2-2)$$

gdzie: S jest obszarem detektora.

Moduł z funkcji *OTF* jest *funkcją przenoszenia modulacji* (MTF^2) wyznaczającą rozdzielczość przestrzenną w zależności od częstotliwości przestrzennej [96]. W praktyce sprowadza się to do wymagań, aby wydajność rejestracji promieniowania była stała w obszarze każdego segmentu paska detektora, a w obszarze międzypaskowym ostro spadała do zera. Spełnienie tego wymagania uzależnione jest od wcześniej przedstawionych czynników, a dokładny ich wpływ omówiono poniżej.

- **Dyfuzja**

Jednym z podstawowych parametrów opisujących materiał detektora jest współczynnik absorpcji promieniowania. Wielkość ta zależna od energii (rysunek 2-1) determinuje tzw. długość absorpcji promieniowania w materiale, a przez to głębokość wnikania promieniowania w głąb detektora.

¹ *OTF* – z ang. **O**ptical **T**ransfer **F**unction

² *MTF* – z ang. **M**odulation **T**ransfer **F**unction

Całkowite osłabienie zdeterminowane jest przez fotoabsorpcję oraz rozpraszanie. Im głębiej wnika promieniowanie padające tym większa pozostaje droga do zebrania wygenerowanego ładunku przez powierzchniowe elektrody odczytowe. Taką chmurę ładunku można początkowo traktować jako punktowe źródło, które zgodnie z prawem dyfuzji ulega rozmyciu podczas unoszenia w polu elektrycznym złącza p⁺-n detektora. Oddziaływanie kulombowskie między ładunkami jest do pominięcia ze względu na małą gęstość wygenerowanego ładunku i stosunkowo dużą wartość zewnętrznego pola elektrycznego. Dla detektora z pojedynczą elektrodą odczytową efekt dyfuzji ma tylko wpływ na kształt indukowanego prądu, który i tak w większości systemów odczytowych nie jest istotny, gdyż całkowity prąd jest całkowany w wejściowym układzie wzmacniacza ładunkowego. W detektorach pozycyjnych dyfundująca chmura ładunku może podzielić się pomiędzy sąsiednie paski odczytowe. Podział ten zależy od wzajemnej odległości międzypaskowej oraz poziomu rozmycia dyfuzyjnego, zależnego między innymi od typu zbieranych ładunków, temperatury oraz materiału detektora. Za miarę rozmycia dyfuzyjnego przyjmuje się szerokość połówkową rozkładu gęstości dyfundującej chmury ładunków. Dla detektorów krzemowych o czasach zbierania na poziomie kilkunastu – kilkudziesięciu *ns* poziom rozmycia osiąga wartość $5 \div 15 \mu\text{m}$.

Szybkość zbierania ładunków, a tym samym ograniczenie rozmycia dyfuzyjnego, zależy od wartości pola elektrycznego, a to z kolei, w głównej mierze, od napięcia polaryzującego detektor. W celu ograniczenia rozmycia dyfuzyjnego stosuje się w detektorach pozycyjnych napięcia polaryzacji 3 – 4 razy większe od napięcia pełnego zubożenia.

W podrozdziale 5.6 przeprowadzono dokładną analizę procesu zbierania ładunków z uwzględnieniem wszystkich wyżej wymienionych parametrów. Na tym etapie należy zauważyć, że rozmycie dyfuzyjne jest wstępnym ograniczeniem na dolną granicę odstepu międzypaskowego. Użycie mniejszego odstepu niż zakres rozmycia może być uzasadnione z korzyścią dla przestrzennej zdolności rozdzielczej tylko wtedy gdy wykorzystywany jest system odczytu analogowego, a pozycja oddziaływania określana jest poprzez średnią ważoną wielkości sygnału analogowego. Rozmycie wygenerowanego ładunku pomiędzy kilka pasków odczytowych wiąże się ze zmniejszeniem sygnału użytecznego na każdym z pasków.

Dla systemów detekcji wysokoenergetycznych cząstek, gdzie generowany ładunek wzdłuż toru cząstki jest dużo większy niż od promieniowania X, takie zastosowanie ma uzasadnienie i jest z powodzeniem stosowane. Dla detektora o odstepie międzypaskowym $25 \mu\text{m}$ i odczycie z co drugiego paska uzyskuje się po odpowiedniej obróbce sygnałów analogowych poszczególnych pasków rozdzielczość przestrzenną lepszą niż $2 \mu\text{m rms}$ [97] dla cząstek minimalnie jonizujących, dla których średni ładunek generowany w detektorze krzemowym o grubości $300 \mu\text{m}$ wynosi około 23000 par elektron - dziura. Dla promieniowania X o energii np. 8keV generowanych jest około 2200 par elektron – dziura. Taki sygnał użyteczny przy poziomie szumów wynoszącym w praktycznych systemach detektorów paskowych na poziomie $150 e^- \text{rms}$ daje stosunek sygnału do szumów około 15, oczywiście bez podziału ładunku. Jest to wartość ograniczająca możliwość praktycznego zastosowania podziału ładunku do poprawy precyzji pomiaru położenia.

- **Rozproszenie**

Wpadający do detektora foton, oprócz absorpcji, może ulec rozproszeniu zmieniając kierunek toru w stosunku do pierwotnego kierunku padania. Rozproszony foton może zostać zaabsorbowany w innym segmencie odczytowym detektora niż wynikałoby to z miejsca padania fotonu pierwotnego. Uzyskany sygnał na elektrodzie zbierającej jest fałszywym odwzorowaniem pozycji padania. Kompletnie analizy przestrzennego rozkładu zachodzących rozproszeń można przeprowadzić metodami Monte Carlo [98]. Wpływ rozproszeń na pogorszenie przestrzennej zdolności rozdzielczej zależy od ich udziału względem procesu fotoabsorpcji i został omówiony w rozdziale 3.3.

Ilościowy rozkład rozmycia generowanego ładunku z uwzględnieniem rozproszeń zostanie przedstawiony w podrozdziale 5.5.2.

- **Parametry detektora**

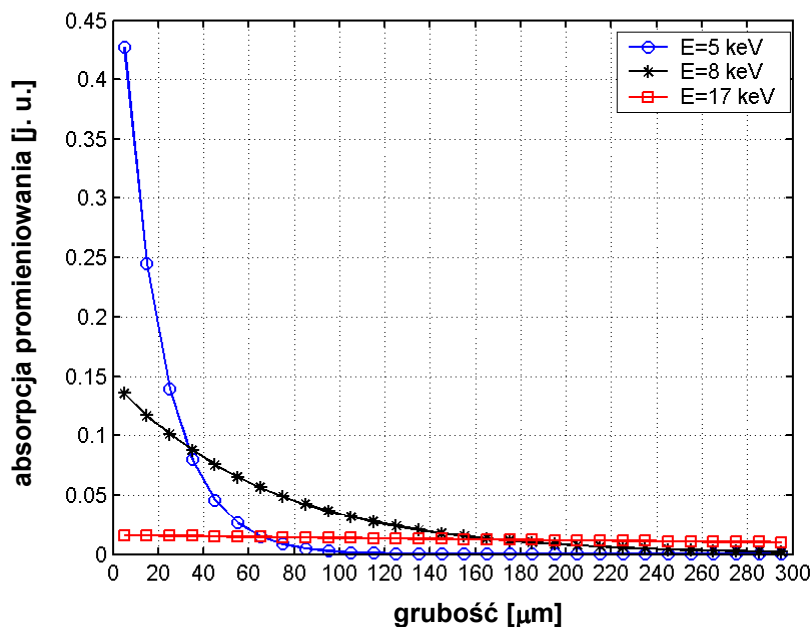
W tej części przedstawiono wpływ głównych parametrów detektora na przestrzenną zdolność rozdzielczą. Szerokość paska odczytowego przy danym odstępnie międzypaskowym wpływa między innymi na kształt pola elektrycznego w pobliżu pasków odczytowych. Obszar przypowierzchniowy zbierania ładunków ma istotny wkład w indukcję prądów na paskach odczytowych (pasek p^+ w detektorze p^+-n). Jeśli wartość pola zakrzywiającego tor zbieranych nośników ładunku jest odpowiednio duża, minimalizuje się podział ładunków pomiędzy sąsiednie paski odczytowe poprzez szybkie zbieranie chmury nośników. Zwiększając napięcie polaryzacji detektora zwiększa się wartość pola elektrycznego zbierającego ładunki, tym samym zmniejsza się czas ich transportu, a w konsekwencji rozmycie dyfuzyjne.

- **Strona oświetlania detektora promieniowaniem o danej energii**

W zależności od energii promieniowania X na przestrzenną zdolność rozdzielczą ma również wpływ fakt czy detektor oświetla się po stronie pasków p^+ , czy po stronie przeciwnej. W zależności od energii, jak pokazuje profil absorbowanego promieniowania, przedstawiony na rysunku 5-2, liczba zachodzących przypadków oddziaływania promieniowania ma swój rozkład w funkcji grubości detektora.

Dla promieniowania o niskich energiach (np. $5keV$) większość wiązki absorbowana jest w pierwszych $100\mu m$ grubości detektora i ta właśnie grubość jest istotna ze względu na obszar zbierania ładunku. Jeśli jest to w pobliżu elektrody zbierającej paska p^+ , krótki jest czas zbierania ładunków do tej właśnie elektrody, a przez to rozmycie dyfuzyjne chmury ładunków jest niewielkie. Ładunkami tymi są dziury, które jak zostanie wyjaśnione dalej, dają dominujący wkład do prądu indukowanego. Przeciwnie jest dla drugiej elektrody zbierającej, stanowiącej kontakt omowy $n-n^+$, gdzie dystans przebycia przez elektrony jest znacznie większy. Pomimo, że elektrony zbierane są szybciej, to ulegają większemu rozmyciu przestrzennemu poprzez większą wartość współczynnika dyfuzji. Zbierane elektrony dają jednak znacznie mniejszy wkład do całkowitego prądu indukowanego.

Rozróżnienie wynikające ze stron oświetlania detektora zaciera się dla energii większych (np. 17keV), gdzie rozkład absorpcji jest prawie płaski w całej grubości detektora (rysunek 5-2).



Rysunek 5-2: Rozkład absorbowanego promieniowania w funkcji grubości detektora dla różnych energii promieniowania.

Równie istotny wpływ na przestrzenną zdolność rozdzielczą ma nieprostopadłe do powierzchni detektora padania promieniowania [98] prowadzące do efektu paralaksy. W przedstawionej pracy autor nie bada tego wpływu, skupiając się na uzyskaniu odpowiedzi przestrzennego profilu paska dla strumienia padającego prostopadłe do powierzchni. Należy jednak zaznaczyć, że w praktycznych zastosowaniach bardzo istotnym aspektem jest dobra kolimacja wiązki promieniowania X.

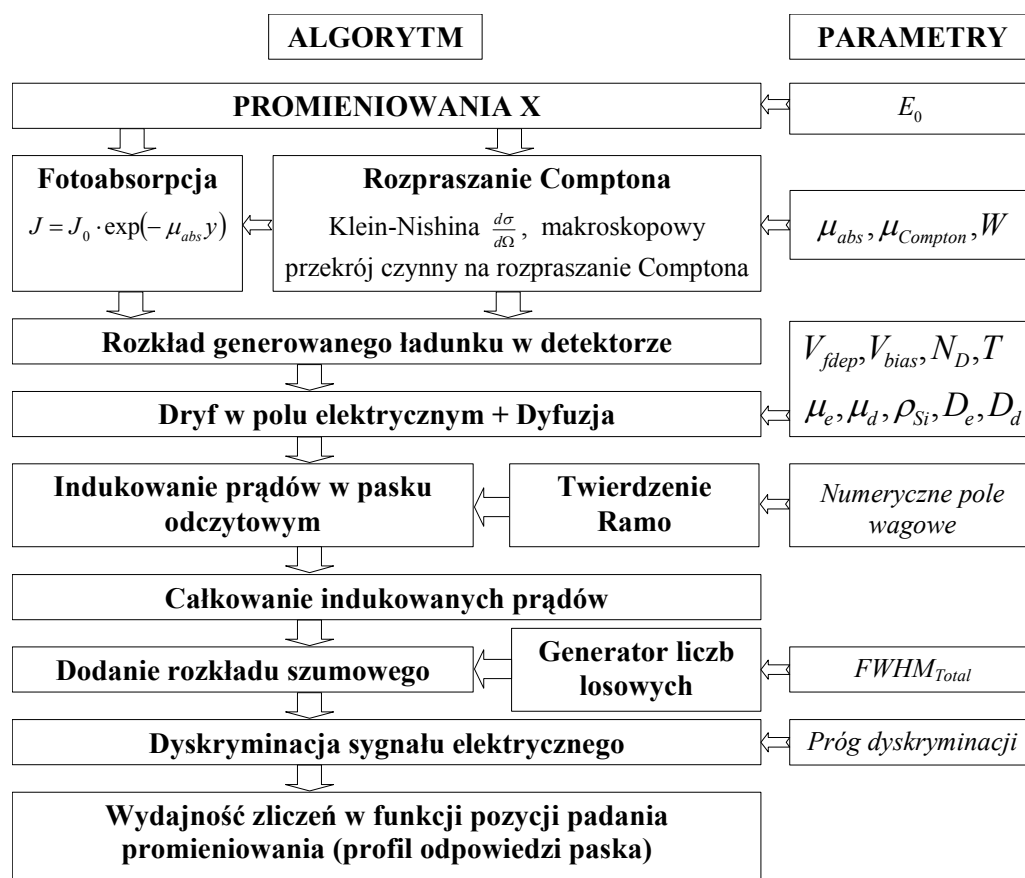
5.3 Algorytm symulacji odpowiedzi mikropaskowego detektora krzemowego

Analizowany układ składa się z mikropaskowego krzemowego detektora jednostronnego oraz binarnej architektury elektroniki odczytu. Większość zagadnień opisanych jest w sposób analityczny, co znacznie przyspiesza analizę i uzyskanie wyniku w porównaniu z rozpowszechnionymi numerycznymi analizami Monte Carlo [11, 59, 99, 100]. Wykorzystanie numerycznego opisu rozkładu pola elektrycznego do opisu detektorów pozycjoczułych pozwala na szczegółową analizę wybranych obszarów detektora, istotnych dla innych aspektów niż analiza przestrzennej zdolności rozdzielczej. Przykładem może być uwzględnienie profilu domieszkowania paska p^+ w podłożu typu n istotnego ze względu na napięcie przebicia detektora, natomiast nie mającego żadnego wpływu na całkowity profil przestrzennej odpowiedzi paska.

Dokładny opis przestrzennej odpowiedzi detektora mikropaskowego wymaga prześledzenia wszystkich kroków od oddziaływania fotonu z materiałem detektora po

zarejestrowanie sygnałów w systemie akwizycji danych. Całość analizy można podzielić na następujące etapy przedstawione na rysunku 5-3:

- oddziaływanie promieniowania X z objętością czynną detektora. W procesach oddziaływania uwzględniono fotoabsorpcję oraz rozpraszanie Comptona. Parametrami analizy są wartość energii promieniowania (E_0), przekroje czynne na dane procesy (μ_{abs} , $\mu_{Compton}$), energia potrzebna na wytworzenie pary elektron – dziura (W),
- zbieranie wygenerowanej chmury nośników ładunków (elektronów i dziur) z uwzględnieniem rozmycia dyfuzyjnego oraz profilu pola elektrycznego. Określenie torów zbieranych nośników wymaga wyznaczenia rozkładu pola elektrycznego w detektorze (parametryzacja geometrii detektora, V_{fdep} , V_{bias} , N_D) oraz znajomości stałych materiałowych (ruchliwości: μ_e , μ_d , gęstość ρ_{Si} , współczynników dyfuzji D_e , D_d) opisujących detektor w danej temperaturze (T),
- indukowanie prądów na paskach odczytowych. Wartość indukowanego prądu od danego typu nośników obliczana jest na podstawie twierdzenia Ramo. Wymagana jest znajomość elektrycznego pola wagowego w rozpatrywanym obszarze transportowanych nośników,
- konwersja sygnału prądowego na impuls napięciowy – całkowanie odpowiedzi prądowej detektora. Wejściowy układ przedwzmacniacza ładunkowego wyposażony jest w układ całkujący o stałej czasowej znacznie większej niż czas trwania wyindukowanych impulsów prądowych,



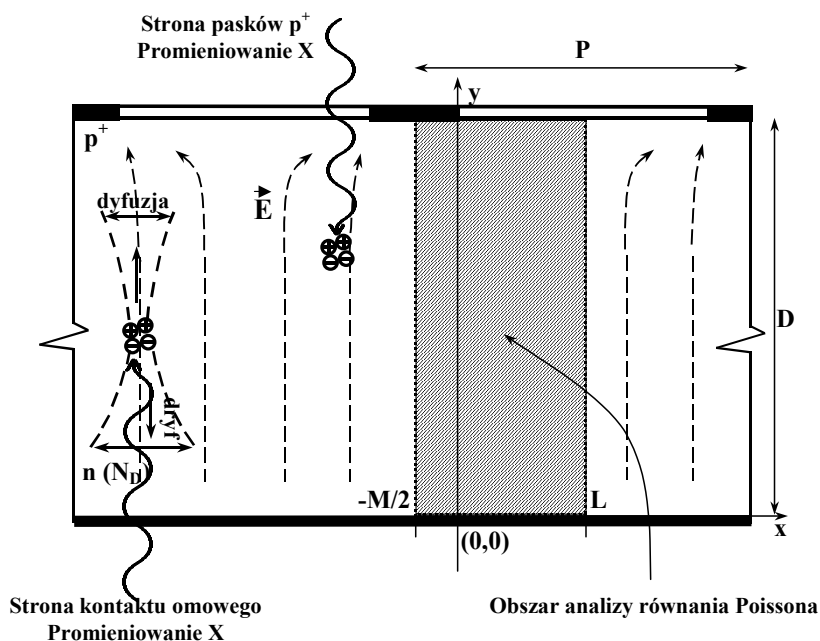
Rysunek 5-3: Algorytm analizy używany w symulacji odpowiedzi mikropaskowego detektora krzemowego.

- uwzględnienie szumów elektronicznych oraz fluktuacji generowanego ładunku w detektorze. Parametrem jest ekwiwalentny ładunek szumowy ENC ,
- dyskryminacja sygnału na ściśle określonym poziomie – próg dyskryminacji. Ta część analizy odzwierciedla zastosowanie binarnej architektury odczytu,
- uzyskanie przestrzennego profilu odpowiedzi paska w funkcji pozycji padania promieniowania X. Profil ten jest podstawowym wyznacznikiem jakości odpowiedzi detektorów mikropaskowych przy oświetlaniu ich jednorodną wiązką promieniowania X.

Ponieważ procesy oddziaływań absorpcji fotoelektrycznej oraz rozprożeń są niezależne, więc zostały rozpatrzone oddzielnie, a w końcowym kroku wyniki obu przyczynków zostały dodane, z uwzględnieniem odpowiednich udziałów wagowych.

5.4 Struktura detektora

Analizowana struktura mikropaskowego detektora krzemowego przedstawiona jest na rysunku 5-4. Jest to standardowa struktura silnie niesymetrycznego złącza diodowego $p^+ - n$ powtarzana wielokrotnie. Poniżej przedstawiono analityczne rozwiązanie dla rozkładu pola elektrycznego, potrzebnego do dalszej analizy.



Rysunek 5-4: Przekrój poprzeczny kanału analizowanej struktury mikropaskowego detektora krzemowego.

Do analizy periodycznego układu pasków wystarczające jest wybranie obszaru zakreskowanego linią przerywaną (rysunek 5-4). Obszar ten obejmuje połowę przestrzeni pod paskiem odczytowym oraz połowę przestrzeni międzypaskowej. Zmienna P opisuje odstęp między sąsiednimi paskami odczytowymi, D jest grubością warstwy czynnej detektora, a przez parametr M oznaczono szerokość paska p^+ i

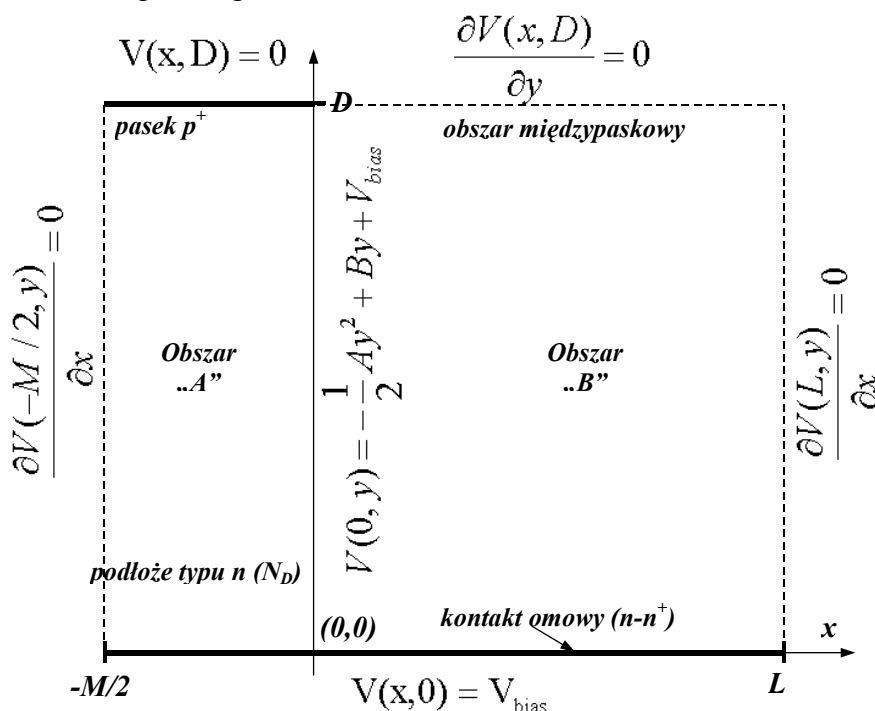
jednocześnie szerokość metalowego paska odczytu. Szerokość połowy obszaru międzypaskowego określa zmienna $L=(P-M)/2$. Grubość pasków p^+ została pominięta w analizie rozkładu pola elektrycznego gdyż, jak to było powiedziane wcześniej, dla złącza silnie niesymetrycznego rozbudowująca się warstwa zubożona wnika w obszar półprzewodnika typu n. Jednocześnie głębokość $1 \div 2 \mu m$ pasków p^+ jest do pominięcia w porównaniu z 300-tu μm głębokością warstwy zubożonej stanowiącej obszar generacji, zbierania i formowania sygnału użytecznego dla danego paska odczytowego.

Przy obliczaniu rozkładu pola elektrycznego w obszarze między paskami pominięto ładunek powierzchniowy w warstwie SiO_2 . W obszarze między paskami założono powierzchnię nieprzewodzącą o zerowej składowej normalnej do powierzchni pola elektrycznego. Parametryzacja ładunku powierzchniowego jak i profil domieszkowania p^+ stają się istotne dopiero wtedy gdy rozpatrywany jest przypadek pracy detektora z wysokimi napięciami, bliskimi napięcia przebicia. Maksymalna wartość pola elektrycznego pojawia się właśnie w pobliżu krawędzi paska p^+ , a obszar ten odpowiada wtedy za ewentualne przebicia elektryczne [101].

Do analitycznego określenia rozkładu pola elektrycznego w analizowanym obszarze detektora posłużono się następującymi założeniami – rysunek 5-5:

- podział przestrzeni analizy na dwa obszary (obszar „A” i „B”),
- na krawędziach, gdzie zeruje się składowa normalna wektora pola elektrycznego, określono dla potencjału elektrycznego warunki brzegowe Neumanna,
- na krawędziach o zdefiniowanym potencjale określono warunki brzegowe Dirichleta,

Na granicy obszarów „A” i „B” założono warunki brzegowe odpowiadające strukturze detektora płaskiego, omówione w rozdziale 4.2.



Rysunek 5-5: Obszar analizy równania Poissona z określonymi warunkami brzegowymi.

Równaniem wyjściowym określającym rozkład potencjału jest dwuwymiarowe równanie Poissona:

$$\frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial y^2} = -A \quad (5.4-1)$$

gdzie: $A = \frac{eN_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = \frac{2V_{fdcp}}{D^2}$

z następującymi warunkami brzegowymi:

- dla górnej krawędzi detektora

$$V(x, D) = 0 \quad \text{dla } x \in \left\langle -\frac{M}{2}, 0 \right\rangle$$

$$\frac{\partial V(x, D)}{\partial y} = 0 \quad \text{dla } x \in (0, L) \quad (5.4-2)$$

- dla dolnej krawędzi detektora

$$V(x, 0) = V_{bias} \quad \text{dla } x \in \left\langle -\frac{M}{2}, L \right\rangle \quad (5.4-3)$$

- dla krawędzi pionowych

$$\frac{\partial V\left(\frac{-M}{2}, y\right)}{\partial x} = 0 \quad \text{dla } y \in \langle 0, D \rangle$$

$$V(0, y) = -\frac{1}{2}Ay^2 + By + V_{bias} \quad \text{dla } y \in \langle 0, D \rangle \quad (5.4-4)$$

$$\frac{\partial V(L, y)}{\partial x} = 0 \quad \text{dla } y \in \langle 0, D \rangle$$

gdzie: $B = \frac{V_{fdcp} - V_{bias}}{D}$.

Analityczne rozwiązanie równania 5.4-1 z warunkami przedstawionymi powyżej uzyskano stosując metodę separacji zmiennych [102] z podstawieniem:

$$V(x, y) = -\frac{1}{2}Ay^2 + By + V_{bias} + v(x, y) \quad (5.4-5)$$

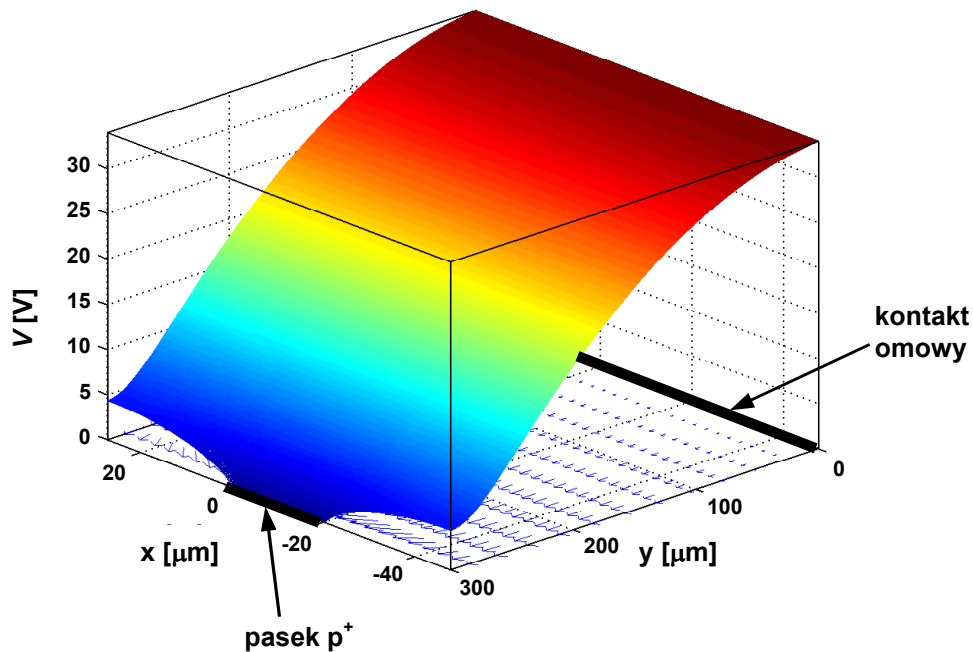
gdzie: $v(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} H(x)C_n \sin\left(\frac{(2n-1)\pi x}{2L}\right) \sinh\left(\frac{(2n-1)\pi y}{2L}\right)$

$$C_n = \frac{8(AD - B)L}{(2n - 1)^2 \pi^2} \frac{1}{\cosh\left(\frac{(2n - 1)\pi D}{2L}\right)}$$

$$H(x < 0) = 0, H(x \geq 0) = 1$$

Rysunek 5-6 przedstawia rozkład potencjału elektrycznego (równanie 5.4-5) w obszarze pojedynczego paska odczytowego i sąsiednich obszarów międzypaskowych uzyskane na podstawie rozwiązania analitycznego.

Poprawność podziału analizowanego obszaru na dwa pola „A” i „B” została sprawdzona poprzez porównanie rozkładu potencjału elektrycznego uzyskanego metodą analityczną i rozkładu obliczonego numerycznie. Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla sumarycznego obszaru pól „A” i „B” z warunkami brzegowymi jak na rysunku 5-5 (oba obszary „A” i „B” stanowiły całość z pominięciem warunku na granicy między nimi). Rozwiązanie numeryczne uzyskano za pomocą pakietu do dwuwymiarowych analiz różniczkowych równań cząstkowych *pdetool* w środowisku MatLab [103]. Największa wartość odstępstwa pomiędzy rozkładem potencjału elektrycznego wyznaczonym analitycznie i rozkładem obliczonym numerycznie, występująca na granicy obszarów „A” i „B”, wyniosła ok. 5%. Jak widać rozdzielenie obszarów nie ma istotnego wpływu na poprawność uzyskanego analitycznie wyniku, a znacznie upraszcza i przyspiesza dalsze obliczenia.



Rysunek 5-6: Rozkład potencjału elektrycznego w obszarze pojedynczego paska odczytu i sąsiednich obszarów międzypaskowych – rozwiązanie analityczne (równanie 5.4-5). Napięcie polaryzacji V_{bias} równe napięciu pełnego zubożenia $V_{filp} = 34V$, $P = 75\mu m$, $S = 20\mu m$, $D = 300\mu m$.

Na płaszczyźnie x-y na rysunku 5-6 przedstawiono wektorowy rozkład natężenia pola elektrycznego. Analityczną postać wartości składowych pola elektrycznego E_x i E_y przedstawiają równania poniżej:

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = -\sum_{n=1}^{\infty} H(x) C_n \frac{(2n-1)\pi}{2L} \cos\left(\frac{(2n-1)\pi x}{2L}\right) \sinh\left(\frac{(2n-1)\pi y}{2L}\right) \quad (5.4-6)$$

$$E_y = -\frac{\partial V}{\partial y} = Ay - B - \sum_{n=1}^{\infty} H(x) C_n \frac{(2n-1)\pi}{2L} \sin\left(\frac{(2n-1)\pi x}{2L}\right) \cosh\left(\frac{(2n-1)\pi y}{2L}\right) \quad (5.4-7)$$

Uzyskany rozkład pola elektrycznego będzie następnie wykorzystywany do analitycznego określenia prędkości dryfu nośników ładunku.

5.5 Rozkład generowanego ładunku w detektorze

5.5.1 Proces oddziaływania – absorpcja fotoelektryczna

Padający prostopadłe do powierzchni detektora foton w procesie fotoabsorpcji generuje określoną liczbę par elektron – dziura w objętości czynnej detektora. W przypadku skolimowanej wiązki promieniowania monoenergetycznego osłabienie strumienia $d(J_0 - J)$ na drodze dy wynosi:

$$d(J_0 - J) = \mu_{m_abs} \rho \exp(-\mu_m \rho y) dy \quad (5.5-1)$$

gdzie: μ_{m_abs} – masowy współczynnik osłabienia strumienia promieniowania na skutek fotoabsorpcji,

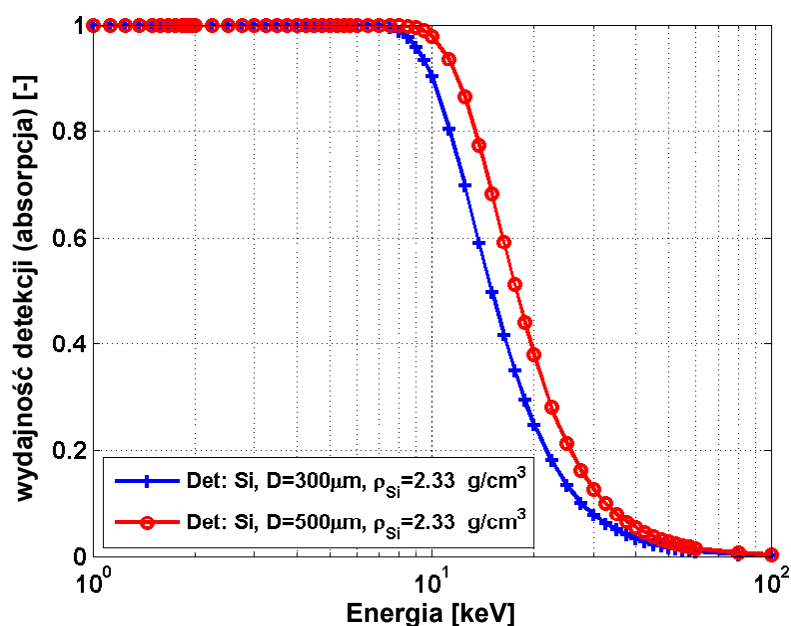
$\mu_m = \mu_{m_roz} + \mu_{m_abs}$ – całkowity masowy współczynnik osłabienia.

Całkując równanie 5.5-1 w granicach zmiennej y od 0 do D (w obszarze całej grubości warstwy użytecznej detektora) uzyskuje się wydajność procesu fotoabsorpcji:

$$\varpi_{abs} = \frac{\mu_{m_abs}}{\mu_{m_abs} + \mu_{m_roz}} (1 - \exp(-\mu_m \rho D)) \quad (5.5-2)$$

Rysunek 5-7 przedstawia zależność wydajności procesu fotoabsorpcji dla krzemowego detektora o grubości $300\mu m$ i $500\mu m$ w funkcji energii uzyskane w oparciu o dane współczynniki osłabienia [13]. W obliczeniach nie uwzględniano powierzchniowych warstw martwych (metalizacja, obszar silnego domieszkowania).

Widać, że typowe detektory krzemowe o grubości $300\mu m$ zapewniają prawie 100% wydajności dla energii poniżej $8keV$. Dla wyższych energii wydajność bardzo szybko spada. Zwiększenie wydajności jest możliwe poprzez zwiększenie grubości detektora. W dalszej części pracy przeprowadzono również analizę dla detektora o grubości $500\mu m$, który dla rozważanej energii $17keV$ daje istotny wzrost wydajności w stosunku do detektora o grubości $300\mu m$.



Rysunek 5-7: Wydajność procesu fotoabsorpcji (materiał detektora: Si, grubość detektora – $300\mu\text{m}$ i $500\mu\text{m}$).

Przytaczane w dalszej części tego rozdziału wyniki symulacji, o ile nie zostanie powiedziane inaczej, odpowiadają konfiguracji geometrycznej jednostronnego krzemowego detektora mikropaskowego o parametrach zawartych w tabeli 5-1.

Tabela 5-1: Zestawienie parametrów detektora wykorzystywanych podczas symulacji.

Parametr	Symbol	Jednostka	Wartość	Uwagi
Odstęp między paskami odczytu	P (pitch)	μm	75	
Szerokość paska p^+	M	μm	20	
Grubość czynna detektora	D	μm	300	
Gęstość Si	ρ	gcm^{-3}	2.33	
Koncentracja domieszek donorowych	N_d	cm^{-3}	$0.44 \cdot 10^{12}$	dla $D=300\mu\text{m}$ napięcie pełnego zubożenia (równanie 4.2-8) $V_{\text{dep}}=34\text{V}$
Przenikalność dielektryczna Si	ϵ_r	-	11.9	
Temperatura	T	K	307	temperatura detektora

5.5.2 Proces oddziaływania - rozpraszanie Comptona

W podrozdziale tym przedstawione zostaną wyniki analizy detektora z uwzględnieniem procesu rozpraszania Comptona. Ograniczenie rozwiązań do efektu rozpraszania Comptona wynika z faktu, że pozostałe udziały rozproszeń Thomsona i Rayleigha są do pominięcia, jak pokazano w rozdziale 3.

Analogicznie jak to uczyniono w podpunkcie 5.5.1, zmiana strumienia fotonów $d(J_0 - J)$ dla procesu rozpraszania Comptona przyjmuje postać:

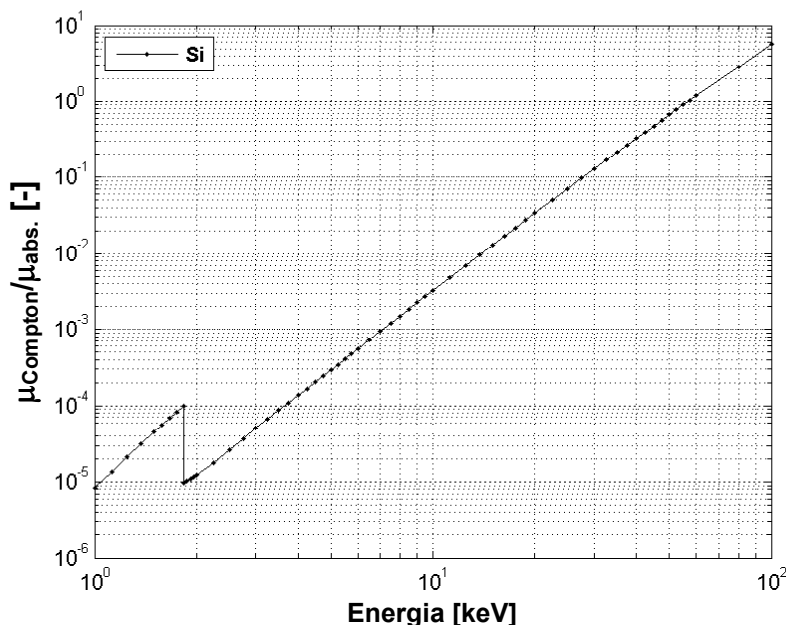
$$d(J_0 - J) = \mu_{m_roz} \rho \exp(-\mu_m \rho y) dy \quad (5.5-3)$$

gdzie: μ_{m_roz} – masowy współczynnik osłabienia strumienia promieniowania na skutek rozpraszania Comptona.

Zmiana ta opisuje rozkład zachodzących procesów rozpraszania Comptona. Całkując równanie 5.5-3 w granicach zmiennej y od 0 do D (w obszarze całej grubości warstwy użytecznej detektora) uzyskuje się wydajność procesu Comptona:

$$\varpi_{roz} = \frac{\mu_{m_roz}}{\mu_{m_abs} + \mu_{m_roz}} (1 - \exp(-\mu_m \rho D)) \quad (5.5-4)$$

Stosunek masowych współczynników osłabienia na rozpraszanie Comptona i absorpcję fotoelektryczną w funkcji energii jest pokazany na rysunku 5-8. W zakresie energii promieniowania X $5 \div 20 \text{ keV}$ udział rozpraszania Comptona względem fotoabsorpcji jest poniżej 4%.



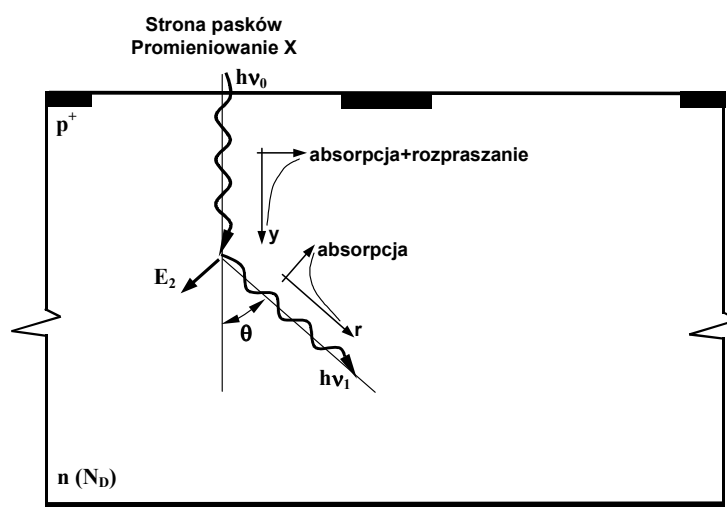
Rysunek 5-8: Stosunek masowych współczynników osłabienia na rozpraszanie Comptona i fotoabsorpcję w funkcji energii dla krzemu.

Dla fotonów o energii promieniowania do kilkunastu keV stosunek tych przekrojów wynosi przeszło dwa rzędy wielkości, wobec czego rozpraszanie Comptona ma niewielki udział w procesie osłabienia wiązki. Ponieważ dla krzemu μ_{m_abs} maleje ze wzrostem energii, a μ_{m_roz} nieznacznie wzrasta dla energii promieniowania poniżej $100keV$, więc relatywny udział rozproszenia Comptona staje się większy. Dla kompletności opisu rozproszenie Comptona zostało uwzględnione w dalszych etapach analizy.

5.6 Transport chmury ładunków w krzemie

Analizowany obszar detektora (rysunek 5-5) został pokryty regularną siatką punktów ($dx=0.2\mu m$, $dy=10\mu m$), którym odpowiadają pojedyncze miejsca oddziaływania promieniowania z generacją ściśle określonej liczby par elektron – dziura zależnej od deponowanej energii. Dla procesu absorpcji fotoelektrycznej punktom tym odpowiada całkowita depozycja energii i jednocześnie całkowite usunięcie fotonu. W przypadku procesu rozproszeń punktom regularnej siatki odpowiadają miejsca pierwotnego rozproszenia fotonu. Na rysunku 5-9 przedstawiono poglądowy schemat analizy rozproszeń Comptona. Padający prostopadle do powierzchni detektora strumień fotonów w procesie oddziaływania ulega osłabieniu.

W punkcie oddziaływania foton może ulec rozproszeniu pod dowolnym kątem θ . Rozkład kątowy opisany został formułą Kleina i Nishina – równanie 3.3-10. Dla pierwotnego promieniowania o energii $h\nu_0$ do kilkunastu keV zmiana wartości energii fotonu rozproszonego jest do pominięcia (rysunek 3-4). Dlatego wartość energii fotonu rozproszonego przyjęto za taką samą jak energia fotonu pierwotnego ($h\nu_0 \cong h\nu_1$). Następnie śledzono foton rozproszony, uwzględniając już tylko proces fotoabsorpcji, kończący się punktową generacją par elektron – dziura, albo możliwość ucieczki fotonu z detektora. Uwzględnianie tylko jednokrotnego procesu rozproszeń podyktowane jest małym udziałem ilościowym tych procesów w stosunku do fotoabsorpcji dla rozpatrywanych energii promieniowania.



Rysunek 5-9: Poglądowy schemat analizy detektora dla rozproszeń Comptona.

Jak było już powiedziane, procesy absorpcji fotoelektrycznej oraz rozprożeń są niezależne, więc podczas analizy zostały rozpatrzone oddzielnie, a w końcowym kroku wyniki obu przyczynków uwzględnione jednocześnie. Poniżej przedstawione zostaną kolejne kroki analizy zbierania wygenerowanych ładunków, niezależnie od procesu w jakim ładunek został wygenerowany. Rozważania dotyczące transportu ładunków rozpatrywano niezależnie, tak dla elektronów jak i dziur.

Ruch nośników ładunku w półprzewodniku pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego lub gradientu koncentracji nośników opisuje równanie transportu Boltzmann'a [104]. Rozwiązaniem jest funkcja rozkładu prawdopodobieństwa $f(r, v, t)$ nośników ładunku w przestrzeni fazowej położenia, prędkości i czasu. Rozwiązanie to nie stanowi ogólnego równania na ruchliwość i prędkość dryfu dziur lub elektronów. Autor zastosował w obliczeniach półempiryczne formuły opisujące powyższe wielkości [105]. Słuszność zastosowanych zależności potwierdzona była w pracy [105] zestawieniem licznych pomiarów doświadczalnych. Do najważniejszych parametrów, które uwzględniono w opisie prędkości nośników w krzemie należą: bezwzględna temperatura kryształu i panujące w nim pole elektryczne. Pominięto wpływ koncentracji domieszek na ruchliwość nośników z racji rozpatrywania detektorów półprzewodnikowych z definicji wykonanych z materiału o bardzo małej koncentracji domieszek (koncentracja domieszek donorowych jest typowo na poziomie 10^{12}cm^{-3}). Dla tak małych koncentracji domieszek ruchliwość elektronów i dziur jest praktycznie niezależna od tego parametru. Spadek ruchliwości ujawnia się dopiero przy koncentracjach powyżej 10^{15}cm^{-3} [105]. Prędkość dryfu nośników ładunku w czystym krzemie dla temperatur powyżej 250K w funkcji pola elektrycznego E i temperatury T można przedstawić stosowaną często półempiryczną formułą podaną przez Caughey'a i Thomas'a, a zaczerpniętą z pracy [105]:

$$v_d = \frac{dr}{dt} = v_m \frac{E/E_c}{[1 + (E/E_c)^\xi]^{1/\xi}} \quad (5.6-1)$$

gdzie: E – lokalna wartość natężenia pola elektrycznego.

Zależności parametrów v_m , E_c i ξ od temperatury T zostały zebrane w tabeli poniżej.

Tabela 5-2: Parametry najlepszego dopasowania zależności v_d od temperatury i pola elektrycznego dla czystego krzemu.

Parametr	Jednostka	Elektrony	Dziury
v_m	cm/s	$1.53 \times 10^9 \times T^{-0.87}$	$1.62 \times 10^8 \times T^{-0.52}$
E_c	V/cm	$1.01 \times T^{1.55}$	$1.24 \times T^{1.68}$
ξ	-	$2.57 \times 10^{-2} \times T^{0.66}$	$0.46 \times T^{0.17}$

Przytoczona zależność wraz z parametryzacją określoną w tabeli 5-2 odpowiada przypadkowi, dla której wektor natężenia zewnętrznego pola elektrycznego jest równoległy do kierunku sieci krystalograficznej $\langle 111 \rangle$. W detektorach pozycjoczułych rozkład pola elektrycznego \vec{E} nigdy nie jest bezpośrednio związany z danym kierunkiem sieci krystalograficznej ale ulega zmianie w całym obszarze detektora. Dla natężeń pola elektrycznego poniżej $5 \cdot 10^3 \text{V/cm}$ i temperatury pokojowej ruchliwość jest niezależna od wzajemnej orientacji sieci krystalograficznej i wektora pola elektrycznego [105]. Dla natężeń większych od ok. $5 \cdot 10^3 \text{V/cm}$ zauważa się

kilkunastoprocentowy wzrost prędkości unoszenia dla dziur, a spadek dla elektronów, poruszających się zgodnie z kierunkiem sieci krystalograficznej $\langle 100 \rangle$ w stosunku do kierunku $\langle 111 \rangle$. Wartość pola elektrycznego uzyskiwana w symulacjach detektorów mikropaskowych nie przekraczała wartości ok. $5 \cdot 10^3 V/cm$ i zależność prędkości dryfu od orientacji sieci krystalograficznej została pominięta.

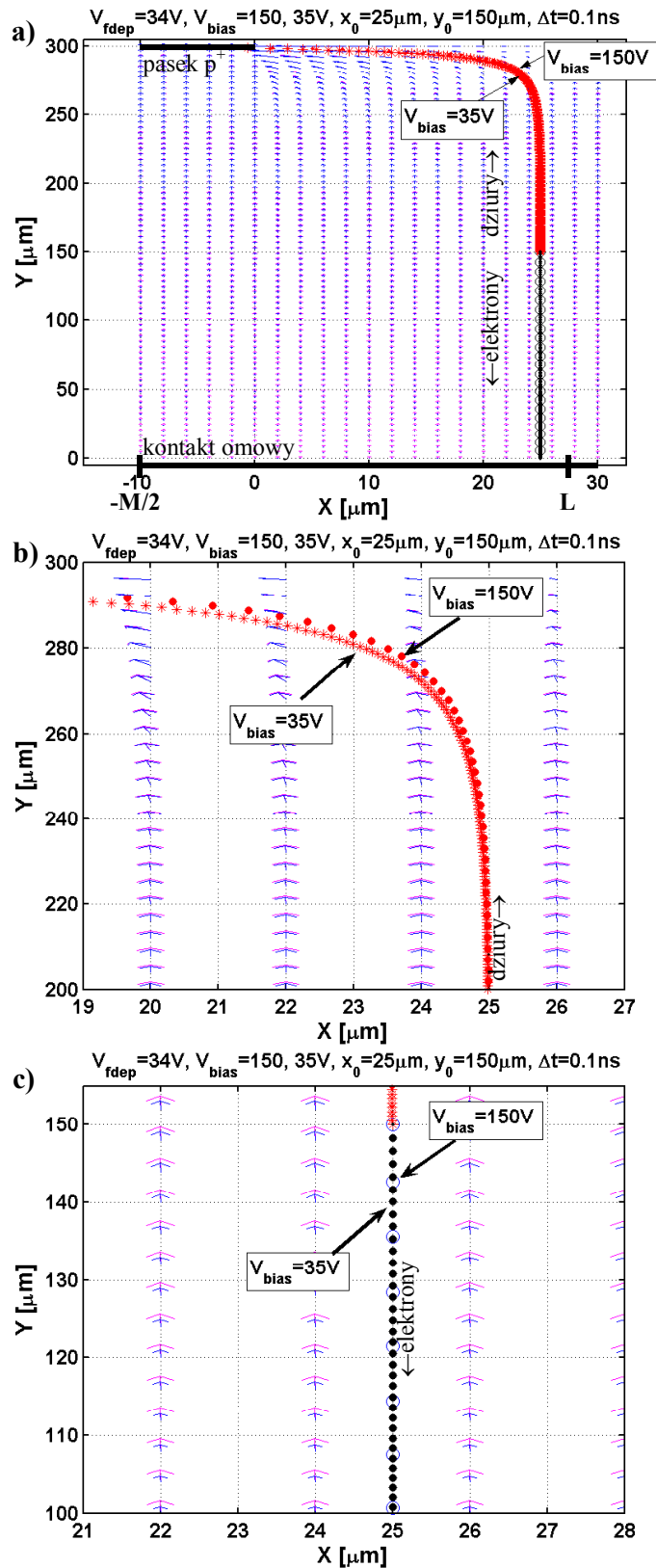
Istotne jest też w tym miejscu spostrzeżenie, że przy oddziaływaniu promieniowania X o energiach od kilku do kilkunastu keV powstaje lokalnie ok. 1300 do 5200 par nośników ładunku. Ładunek ten jest mały w porównaniu z ładunkiem przestrzennym w warstwie zubożonej i nie powoduje lokalnego zaburzenia pola elektrycznego E wyliczonego wcześniej.

Na rysunku 5-10 przedstawiono przykładowy tor środka ciężkości chmury ładunków wygenerowanych w połowie grubości detektora (grubość detektora $D=300 \mu m$) i w pobliżu środka obszaru międzypaskowego ($P=75 \mu m$, $x_0=25 \mu m$, $y_0=150 \mu m$). Punkty koloru czerwonego odpowiadają kolejnym położeniom dziur, dopóki nie dotrą one do elektrody zbiorczej, jaką jest pasek p^+ . Kolorem czarnym zaznaczono położenia elektronów unoszonych do dolnej elektrody stanowiącej jednorodny kontakt omowy. Kolejne punkty odpowiadają położeniom liczonym na podstawie formuły 5.6-1 przy założonym interwale czasowym $\Delta t=0.1 ns$.

Na rysunku 5-10 pokazane są tory odpowiadające polaryzacji detektora napięciem zbliżonym do napięcia pełnego zubożenia ($V_{bias}=35V$), oraz napięciem znacznie większym ($V_{bias}=150V$). Dla uwidocznienia różnic wynikających z różnej polaryzacji zachowano stały krok czasowy ($\Delta t=0.1 ns$) kolejnych punktów. Obserwując graficzne powiększenie obszaru zakrzywienia toru dla dziur (rysunek 5-10b) widać wyraźnie, że dla przypadku $V_{bias}=35V$ poszczególne punkty położenia środka ciężkości znacznie mniej są oddalone od siebie niż to ma miejsce dla wyższej polaryzacji przy tym samym kroku czasowym. Jednocześnie widać, że dla większego pola elektrycznego, zakrzywienie toru ku elektrodzie zbiorczej paska p^+ następuje bliżej górnej krawędzi detektora, ale różnica jest niewielka. W takim przypadku dla większej części obszaru detektora linie pola elektrycznego w pobliżu środka obszaru międzypaskowego są prawie równoległe, zakrzywiając się dopiero przy górnej krawędzi detektora.

Rysunek 5-10c przedstawia tor środka ciężkości chmury elektronowej poruszającej się w kierunku elektrody omowej. Stały krok czasowy wyświetlanych punktów pozwala zauważyć przeszło czterokrotnie większą prędkość unoszonych nośników w przypadku polaryzacji napięciem $150V$ w stosunku do polaryzacji $35V$.

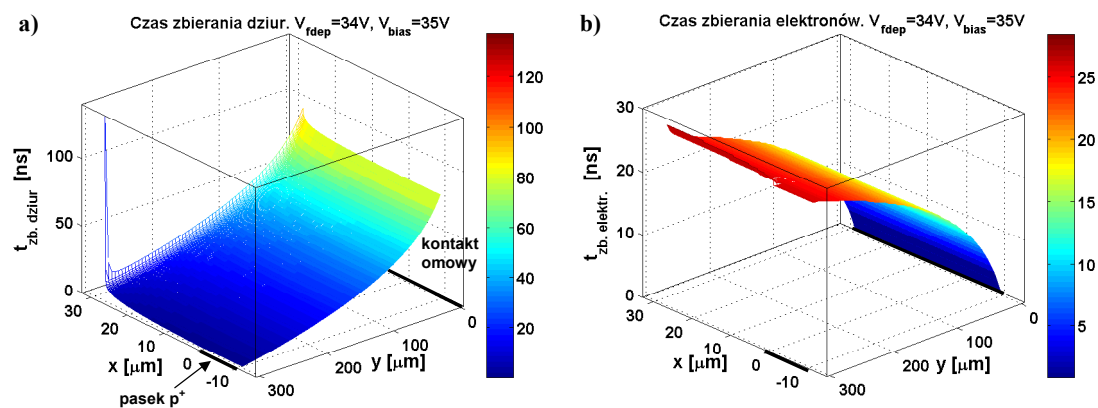
Przedstawione wykresy pokazują jedynie tory hipotetycznych nośników ulokowanych w środku ciężkości chmury. Równocześnie chmura nośników ulega dyfuzji i wielkość rozmycia dyfuzyjnego będzie proporcjonalna do pierwiastka z czasu zbierania (równanie 5.6-5), a więc w przybliżeniu dwukrotnie większa dla napięcia polaryzacji $35V$ w porównaniu z polaryzacją $150V$.



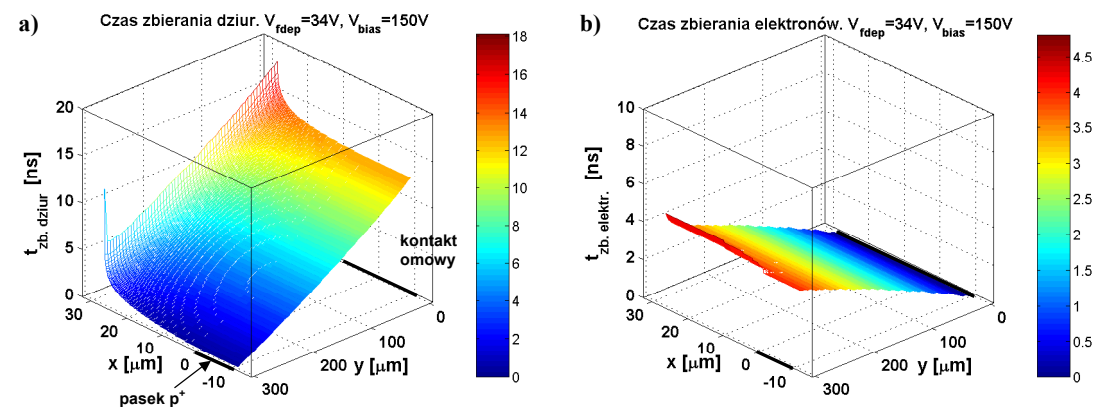
Rysunek 5-10: Tor środka ciężkości chmury dziur oraz elektronów wygenerowanych w punkcie $x_0 = 25\mu m$, $y_0 = 150\mu m$, przy polaryzacji detektora napięciem bliskim napięciu pełnego zubożenia ($V_{bias} = 35V$) i napięciem przeszło czterokrotnie większym ($V_{bias} = 150V$). Tor całkowity (a), tor dziur w pobliżu paska p⁺ (b), tor elektronów w pobliżu kontaktu omowego (c).

Czasy zbierania ładunków silnie zależą od miejsca pierwotnej generacji, oraz od prędkości unoszenia, zależnej między innymi od napięcia polaryzującego. Prędkość unoszenia dziur w strefie środkowej obszaru międzypaskowego jest minimalna w obszarze przy górnej krawędzi detektora. Prędkość ta maleje w tym obszarze, bo maleje wartość całkowitego pola E zgodnie z zachowaniem pełnej symetrii pola elektrycznego. W skrajnym punkcie odpowiadającym górnej krawędzi środka obszaru międzypaskowego pole to całkowicie się zeruje. Teoretycznie dla punktów odpowiadających dokładnie środkowi obszaru międzypaskowego na całej głębokości, ładunki dziurowe będą miały nieskończenie długi czas zbierania ($t_{zb\ dziur}$), niezależnie od przyłożonego napięcia polaryzującego. Taka sytuacja wystąpiłaby tylko wtedy, gdyby unoszone dziury nie ulegały ani dyfuzji ani rozpraszaniu. Na skutek tych dwóch efektów nie ma praktycznie dziur, które poruszałyby się dokładnie po linii prostej odpowiadającej obszarowi międzypaskowemu aż do powierzchni detektora. Nieskończenie długi czas zbierania elektronów, również tylko teoretyczny, odpowiada jedynie miejscu środka obszaru międzypaskowego przy górnej krawędzi detektora.

Rysunki 5-11 i 5-12 przedstawiają mapy czasów zbierania dla dziur i elektronów w zależności od miejsca pierwotnej generacji ładunków. Rysunek 5-11 odpowiada polaryzacji $V_{bias}=35V$, a rysunek 5-12 – polaryzacji $V_{bias}=150V$.



Rysunek 5-11: Mapa czasów zbierania dziur $t_{zb\ dziur}$ (a) i elektronów $t_{zb\ ele}$ (b) przy polaryzacji detektora napięciem $V_{bias}=35V$ ($V_{fdep}=34V$).



Rysunek 5-12: Mapa czasów zbierania dziur $t_{zb\ dziur}$ (a) i elektronów $t_{zb\ ele}$ (b) przy polaryzacji detektora napięciem $V_{bias}=150V$ ($V_{fdep}=34V$).

Na podstawie przytoczonych map czasów zbierania ładunków można oszacować przybliżone czasy trwania impulsów prądowych stanowiących sygnały z detektora. Dla niskich napięć polaryzacji, bliskich napięciu pełnego zubożenia, maksymalny czas zbierania ładunków dziurowych dochodzi do ok. $80ns$ (pomijając skrajny przypadek nieskończoności), a dla elektronów ok. $25ns$. Czasy te znacznie się zmniejszają ze wzrostem napięcia polaryzującego, osiągając ok. $18ns$ dla dziur i ok. $4.5ns$ dla elektronów przy napięciu polaryzacji $150V$. Profile czasów zbierania oraz wartości zgadzają się z wynikami zamieszczonymi w pracy [106], gdzie maksymalny czas zbierania elektronów wyniósł ok. $6ns$, a dla dziur ok. $18ns$.

Wygenerowany ładunek w miejscu oddziaływania promieniowania X z materiałem detektora, można traktować początkowo jako punktowe źródło określonej liczby par elektron - dziura. Występujący gradient koncentracji nośników wywołuje proces dyfuzyjnego rozmywania się tej chmury. Do analizy tego procesu wykorzystano równanie dyfuzji w dziedzinie położenia i czasu [107]. Rozwiązanie opisujące koncentrację ładunków (dziur lub elektronów) $p(x,t)$ przyjmuje postać:

$$p(x,t) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}\right) \quad (5.6-2)$$

gdzie: Q – całkowity ładunek dziur lub elektronów powstały w procesie oddziaływania promieniowania X z materiałem objętości czynnej detektora,
 D – współczynnik dyfuzji odpowiednio dla dziur lub elektronów,
 t – czas liczony od momentu generacji chmury ładunków,
 x_0 – miejsce punktowej generacji chmury ładunków ($p(x_0,0)=Q\delta(t)$).

W procesie analizy pominięto oddziaływania elektrostatyczne. Słuszność tego przybliżenia wynika z tego, że jedynie dla ładunków oddalonych od siebie mniej niż $1\mu m$ siły oddziaływań kulombowskich i pochodzących od zewnętrznego pola elektrycznego są porównywalne. Ładunki w takiej bliskości występują bardzo krótko, zaraz po wytworzeniu w procesie oddziaływania.

Współczynnik dyfuzji D z równania 5.6-2 jest związany z ruchliwością relacją Einsteina:

$$D = \frac{k_B T}{e} \mu \quad (5.6-3)$$

Ruchliwość nośników w czystym krzemie zależy od temperatury w następujący sposób [105]:

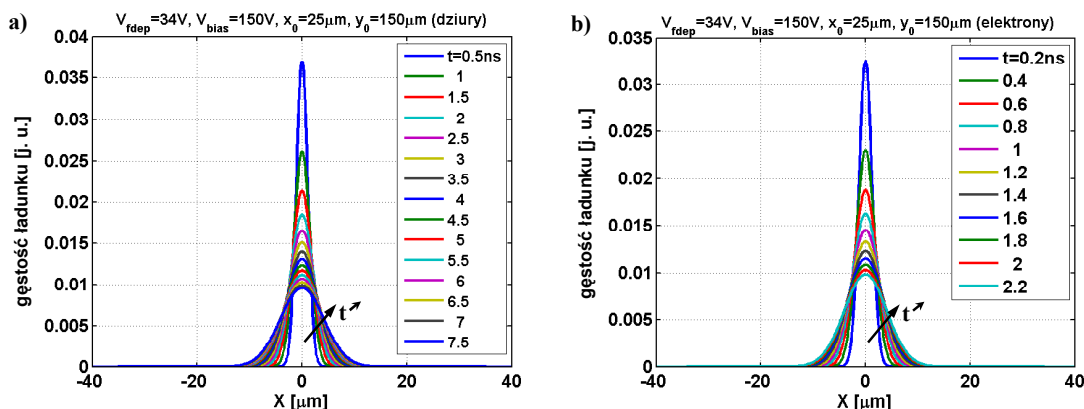
$$\mu = GT^{-\gamma} \quad (5.6-4)$$

Wartości parametrów G i γ zebrane zostały w tabeli poniżej:

Tabela 5-3: Parametry najlepszego dopasowania ruchliwości elektronów i dziur dla czystego krzemu

Parametr	Jednostka	Elektrony	Dziury
G	$cm^2 K^\gamma V^{-1} s^{-1}$	1.43×10^9	1.35×10^8
γ	-	2.42	2.20

Na rysunku 5-13 przedstawiono zestawienie rozmycia dyfuzyjnego chmury dziur i elektronów dla poszczególnych chwil czasowych w procesie zbierania ładunków.



Rysunek 5-13: Rozmycie dyfuzyjne chmury dziur (a) i elektronów (b) dla kolejnych chwil czasowych procesu zbierania chmury ładunków. Napiecie polaryzacji detektora $V_{bias}=150V$.

Wartość rozmycia dla danej chwili czasowej t , określona na podstawie rozwiązania 5.6-2 przyjmuje postać:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (5.6-5)$$

Rozmycie najbardziej odległej w czasie chmury elektronów i dziur osiąga wartość ok. $12\mu m$ szerokości połówkowej. Przybliżona zgodność rozmycia dyfuzyjnego dla jednakowego dystansu zbierania dziur i elektronów wynika ze związku pomiędzy ruchliwością i współczynnikiem dyfuzji.

Dla potrzeb analizy przeprowadzonej w niniejszej pracy autor rozpatrywał tylko rozmycie dyfuzyjne w kierunku osi x . Z kierunkiem tym związany jest proces podziału chmury ładunków pomiędzy obszary sąsiadujących pasków. Prowadzi to do indukowania niezerowych całkowitych sygnałów ładunkowych na paskach odczytowych, pod które przeniknęła pewna część chmury ładunków. Wartość całkowita ładunku pod daną elektrodą odczytową obliczana jest poprzez scałkowanie równania 5.6-2 w zakresie zmiennej x odpowiadającej obszarowi odczytowemu danego paska. Rozmycie dyfuzyjne w pozostałych dwóch kierunkach nie jest istotne z punktu widzenia podziału ładunku. Wpływ rozmycia w kierunku osi y (w kierunku głębokości detektora) wprowadza korektę na kształt indukowanych prądów na elektrodzie odczytowej, który nie ma znaczenia w przypadku elektronicznego odczytu z pełnym całkowaniem impulsu. Natomiast rozmycie w kierunku osi z tj. wzdłuż pasków jest do pominięcia dla detektorów paskowych o długości pasków odczytowych znacznie większych niż zakres rozmycia.

5.7 Indukowanie prądów w paskach odczytowych

Oddziaływanie elektromagnetyczne ruchomego ładunku z przewodnikiem powoduje indukowanie prądów w tymże przewodniku. W latach 1938-39 Shockley [108] i Ramo [109] niezależnie zapostulowali twierdzenie dotyczące obliczania chwilowych prądów indukowanych w utrzymywanych na stałych potencjałach

elektrodach przez ruch elektronów w ich sąsiedztwie. Celem zaproponowanej metody było obliczanie prądów w siatkach lamp próżniowych. Znalazła ona również swoje praktyczne zastosowanie do obliczania prądów indukowanych w półprzewodnikowych detektorach promieniowania [110] oraz szumów generacyjno-rekombinacyjnych w złączu p-n [111].

Twierdzenie to, cytowane najczęściej jako twierdzenie Ramo, stosuje się zarówno do detektorów gazowych jak i półprzewodnikowych.

Twierdzenie Ramo

Rozważmy układ M elektrod utrzymywanych na stałych potencjałach φ_k gdzie $k=1..M$ w objętości V o stałej dielektrycznej $\varepsilon(r)$. Stała ε może się zmieniać w przestrzeni, lecz musi być izotropowa i niezależna od panującego w objętości V pola elektrycznego. Niech gęstość ładunku przestrzennego w objętości V dana przez układ N ładunków punktowych określona jest formułą:

$$\rho(r, t) = \sum_{i=1}^N q_i \delta(r - r_i) \quad (5.7-1)$$

Wtedy, przy znanym ruchu ładunku przestrzennego q_i opisanym położeniem $r_i(t)$, oraz chwilową prędkością $v_i(t)$, gdzie $i=1..N$, można zapisać formułę mówiącą o tym, że w k -tej elektrodzie indukują się prądy pochodzące od ruchu ładunków przestrzennych w postaci:

$$i_k(t) = \sum_{i=1}^N q_i W_k(r_i) \cdot v_{di}(t) \quad (5.7-2)$$

gdzie: $W_k(r_i)$ – wagowe pole elektryczne pochodzące od k -tej elektrody wyznaczone przy założeniu, że elektroda ta utrzymywana jest na potencjale jednostkowym ($\varphi_k=1$), a pozostałe elektrody są uziemione i wszystkie ładunki z objętości V zostały usunięte,

v_{di} – chwilowa prędkość unoszenia ładunku q_i zależna od potencjałów φ przyłożonych do elektrod, jak również od obecności ruchomego i nieruchomego ładunku przestrzennego w rozważanym obszarze.

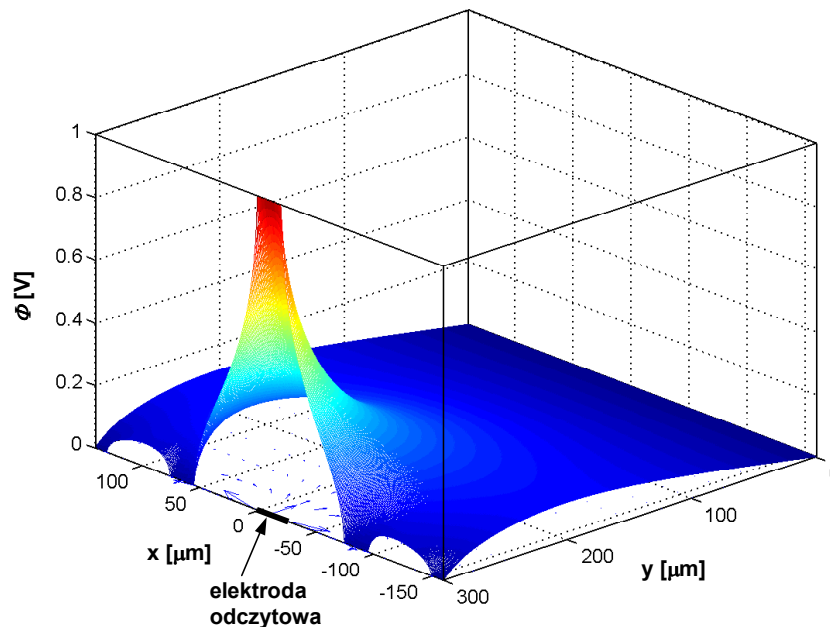
Wektor $W_k(r_i)$ jest wielkością czysto geometryczną, zależną tylko od położenia ładunku q_i , niezależną natomiast od obecności innych ładunków.

Ilościowe określenie indukowanego prądu na elektrodzie odczytowej w przypadku detektora paskowego wymaga określenia wagowego pola elektrycznego $W(r)$ dla danego paska odczytowego. Ze względu na brak periodyczności warunków brzegowych określających wartości napięć na kolejnych paskach nie jest możliwe określenie jednoznacznego obszaru do analitycznego rozwiązania pola wagowego. Na tym etapie autor pracy musiał przeprowadzić analizę numeryczną. Posłużono się numerycznym pakietem *pdetool* w środowisku MatLab. Obszar obliczeń musiał obejmować określoną liczbę pasków sąsiadujących z obu stron względem paska odczytowego. Obserwując kształt wstępnie uzyskanego potencjału wagowego, można ograniczyć obszar obliczeń do 4 pasków po każdej stronie rozważanego paska

centralnego. Dalsze zwiększanie obszaru nie wpływa znacząco na zmiany potencjału wagowego, a przez to i pola wagowego, natomiast znacznie wydłuża czas obliczeń.

Wyjściowym równaniem różniczkowym jest dwuwymiarowe równanie Laplace'a z następującymi warunkami brzegowymi:

- jednostkowy potencjał na elektrodzie odczytowej (dla której liczona jest wartość indukowanego prądu) – warunek Dirichleta,
- zerowy potencjał na pozostałych elektrodach (pozostałe paski p^+ oraz dolna elektroda złącza omowego) – warunki Dirichleta,
- zerowa składowa pola w kierunku prostopadłym do powierzchni detektora w obszarach międzypaskowych – warunki Neumanna,
- zerowy potencjał na bokach detektora – warunki Dirichleta.



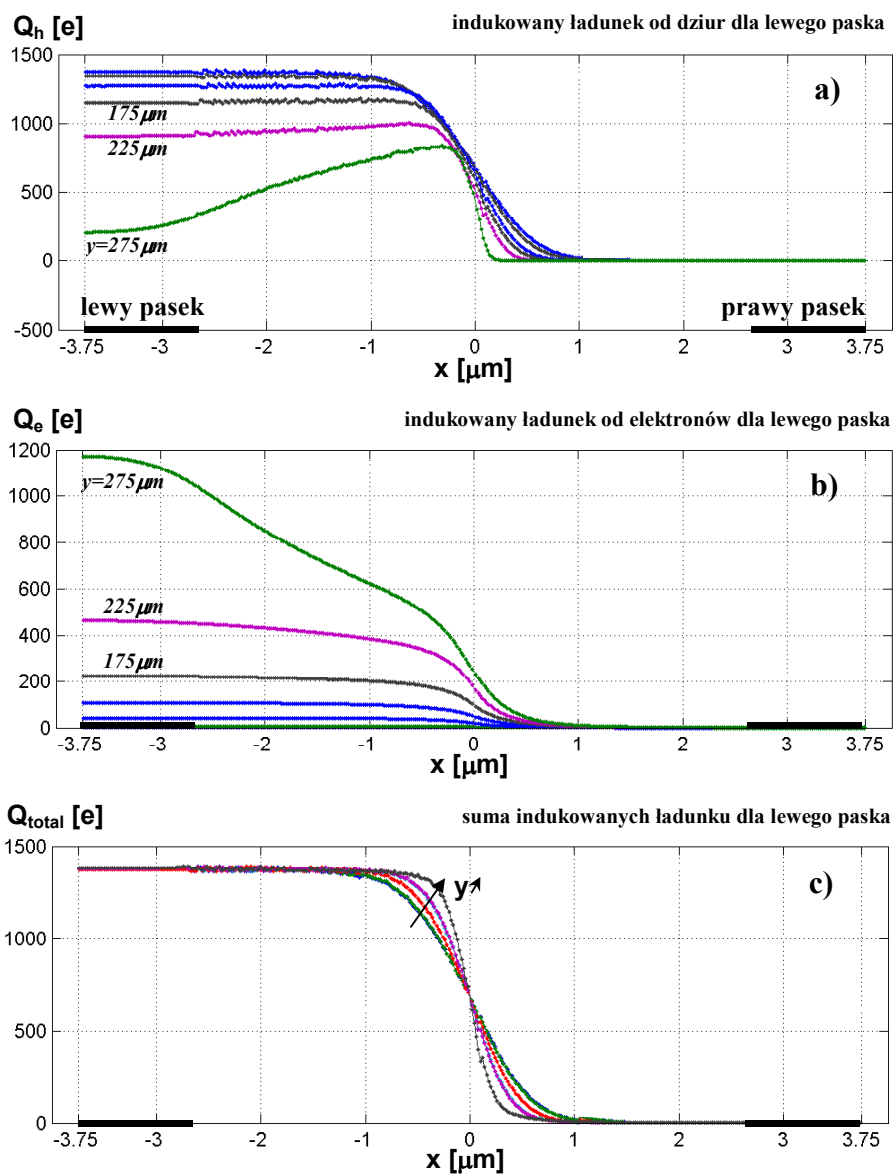
Rysunek 5-14: Rozkład potencjału wagowego – wynik analizy numerycznej. Odstęp między paskami $75\mu\text{m}$, szerokość paska p^+ $20\mu\text{m}$, grubość detektora $300\mu\text{m}$. Dla przejrzystości pokazano na rysunku tylko po dwa sąsiednie paski z każdej strony paska centralnego.

Rysunek 5-14 przedstawia rozkład potencjału wagowego w obszarze paska odczytowego oraz dwóch sąsiadów. Mając rozkład potencjału wagowego można obliczyć rozkład pola wagowego na podstawie gradientu potencjału w danym kierunku.

Jak zostało przedstawione w algorytmie analizy używanym do symulacji odpowiedzi mikropaskowego detektora na rysunku 5-3, po wyznaczeniu rozkładów generowanego ładunku dalsza analiza związana jest ze śledzeniem toru ładunków z uwzględnieniem rozmycia. Poszczególne etapy analizy zawierają:

- Śledzenie toru (rysunek 5-10a) wygenerowanej chmury dziur i elektronów niezależnie z krokiem przestrzennym mniejszym niż $\Delta r=0.25\mu\text{m}$. Wartość wygenerowanych par ładunku $Q\delta(t)$ ściśle zależy od energii padającego fotonu (równanie 3.4-1).

- Dla kolejnych punktów położenia na podstawie rozmycia dyfuzyjnego (rysunek 5-13) liczona jest kontrybucja ładunków dających sygnał na danym pasku odczytowym oraz na sąsiednim. Następnie wyliczana jest nowa pozycja położenia środka ciężkości unoszonej chmury ładunków (równanie 5.6-1) niezależnie dla toru pierwotnych nośników jak i tych, które przeniknęły pod obszar sąsiedniego paska.
- W każdym kroku przestrzennym określany jest na podstawie formuły Ramo (równanie 5.7-2) przyczynek indukowanego prądu w elektrodzie odczytowej – tak dla dziur jak i elektronów poruszających się w obszarze danego paska oraz sąsiedniego.
- Po dotarciu chmury ładunków do elektrod zbierających proces śledzenia toru zostaje zakończony.



Rysunek 5-15: Rozkład wartości indukowanych ładunków na „lewym” pasku odczytowym, kolejno: od poruszających się dziur (a), od poruszających się elektronów (b) oraz suma oby tych przyczynków (c). $V_{\text{depl}}=34V$, $V_{\text{bias}}=150V$, $E=5keV$.

Podczas procesu zbierania ładunków pominięto procesy generacyjno-rekombinacyjne, przyjmując zachowanie całkowitego bilansu wygenerowanych pierwotnie par elektron – dziura w obszarze całego detektora. Założenie to dla krzemowych detektorów jest słuszne, gdyż dla tak niskiej koncentracji defektów (centrów generacyjno – rekombinacyjnych), mniejszych od poziomu domieszkowania podłoża, czas życia nośników ładunku jest dużo większy [112] od maksymalnych czasów zbierania.

Scałkowanie poszczególnych przyczynków indukowanych prądów po całym czasie zbierania, pozwala na wyznaczenie całkowitego ładunku, jaki został wyindukowany na danej elektrodzie odczytowej. Na rysunkach 5-15abc przedstawiona jest wartość indukowanego ładunku na elektrodzie odczytowej (tutaj „lewy pasek”) w zależności od pierwotnego miejsca generacji par elektron – dziura. Oś x odpowiada kolejnym miejscom w poprzek pasków odczytowych, natomiast kolorem zaznaczone są kolejne (wybrane tylko niektóre) miejsca głębokości detektora (oś y). Minimalna wartość głębokości odpowiada przypadkowi z pobliża dolnej elektrody kontaktu omowego. Pokazany jest przypadek analizy dla fotonów o energii $E=5keV$, które generują w krzemie ok. 1370 par elektron – dziura. Na rysunku 5-15a przedstawiony jest przyczynek indukowanego ładunku pochodzący od dziur. Rysunek 5-15b przedstawia przyczynki od elektronów, a rysunek 5-15c sumę obu tych wkładów w całkowity sygnał.

Dla obszarów pod paskiem odczytowym większość sygnału całkowitego stanowi przyczynek od dziur. Jedynie przypadki odpowiadające dużej wartości y (pod paskiem p^+) dają większy przyczynek od składowej elektronowej niż dziurowej. Przewaga ta zanika już dla głębokości poniżej ok. $240\mu m$. Różnice te zanikają jeszcze bardziej dla obszaru międzypaskowego. W pobliżu krawędzi obszaru międzypaskowego widać wyraźnie deficyt całkowitego ładunku spowodowany przenikaniem części chmury ładunków pod obszar odczytowy paska sąsiedniego („prawego”). Dla środka obszaru międzypaskowego całkowity ładunek indukowany na paskach odczytowych jest dokładnie równy połowie wygenerowanego w punkcie oddziaływania. Wzdłuż środka następuje dokładny podział generowanych par, a przez to podział indukowanych ładunków elektrod odczytowych. Dalsze punkty osi x odpowiadają przypadkom, gdy foton promieniowania oddziałuje w obszarze odczytu sąsiedniego paska, natomiast pewna część ładunku całkowitego przenika do obszaru odczytu paska lewego. Ostatecznie, przesuwając się w przestrzeni jeszcze dalej od środka obszaru międzypaskowego sygnał zanika do zera. Cały wytworzony ładunek indukuje sygnały już tylko na pasku „prawym”.

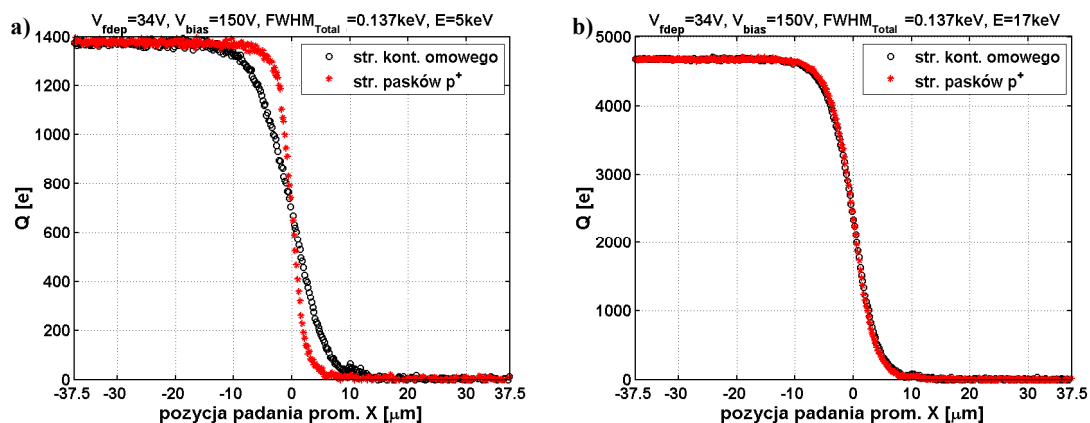
Formą sprawdzenia poprawności analizy jest zgodność wartości pierwotnie wygenerowanej liczby par elektron – dziura w procesie oddziaływania z całkowitym ładunkiem wyindukowanym na danej elektrodzie odczytowej oraz sąsiedniej jednocześnie przez ładunki dziurowe i elektronowe. Tak przeprowadzoną analizę śledzenia toru chmury ładunków powtarza się dla każdego punktu założonej siatki pierwotnie oddziałujących fotonów, obejmując w całości obszar detektora określony na rysunku 5-5.

5.8 Przestrzenny rozkład odpowiedzi analogowej systemu z uwzględnieniem fluktuacji sygnału

Amplituda sygnału napięciowego na wyjściu pełnego toru analogowej elektroniki odczytu jest proporcjonalna do sygnału ładunkowego uzyskanego po scałkowaniu impulsu prądowego paska odczytowego. Jak było powiedziane w rozdziale 4, z układem elektroniki *front-end* związane są źródła szumu. W rezultacie wyjściowy sygnał jest obciążony fluktuacjami wynikającymi z szumów elektronicznych. Oprócz szumów elektronicznych występują też fluktuacje całkowitej liczby generowanych pierwotnie par elektron – dziura (fluktuacje opisane za pomocą czynnika Fano – rozdział 3.4). Należy jednak zaznaczyć, że dla rozpatrywanego zakresu energii i układu RX64 dominujące są szумы elektroniczne, a fluktuację pierwotnego ładunku można zaniedbać. Całkowite rozmycie (równanie 3.5-1) amplitudy sygnału po przeniesieniu na wejście układu elektroniki odczytu można wyrazić w jednostkach ładunku albo w ekwiwalentnej energii promieniowania X i opisać szerokością połówkową $FWHM_{Total}$.

Do wartości całkowitego ładunku na danym pasku odczytowym Q_{total} dołożono statystycznie wygenerowane wartości szumów. Ładunek szumowy określano generatorem liczb losowych o rozkładzie normalnym względem średniej wartości θ i o rozmyciu wynikającym z założonego poziomu $FWHM_{Total}$. Na rysunku 5-16 przedstawiony jest rozkład całkowitego indukowanego ładunku na „lewym” pasku odczytowym z uwzględnieniem profilu generacji par elektron – dziura zależnie od głębokości w detektorze (równanie 5.5-1 dla fotoabsorpcji, równanie 5.5-3 dla rozpraszania Comptona). Rozkład ten należy utożsamiać z oświetlaniem detektora pojedynczymi fotonami dla danego położenia x i analogowym odczytem elektroniki *front-end*. Rysunek 5-16a przedstawia przestrzenny rozkład dla fotonów o energii $5keV$. Widać zależność kształtu rozkładu od strony padania promieniowania na detektor. Droga absorbowania niskoenergetycznego promieniowania X w krzemie jest mniejsza niż całkowita grubość detektora, większość przypadków generacji par elektron – dziura zachodzi przy krawędzi wnikania strumienia fotonów. Gdy oświetla się detektor od strony kontaktu omowego większość ładunków dziurowych wymaga przebycia znacznej drogi do paska odczytowego p^+ , znajdującego się po drugiej stronie detektora. Dziury te stanowią istotny wkład w całkowity indukowany prąd, gdyż poruszają się one w silnym polu wagowym i przebywając znaczny dystans w detektorze ulegają większemu rozmyciu, a przez to profil przestrzenny odpowiedzi paska jest znacznie rozmyty. Dla przypadku oświetlania detektora od strony pasków odczytu przestrzenny profil rozkładu ładunków posiada ostrzejszy kształt w środkowym obszarze międzypaskowym. Dzieje się tak poprzez mniejsze rozmycie dyfuzyjne dziur.

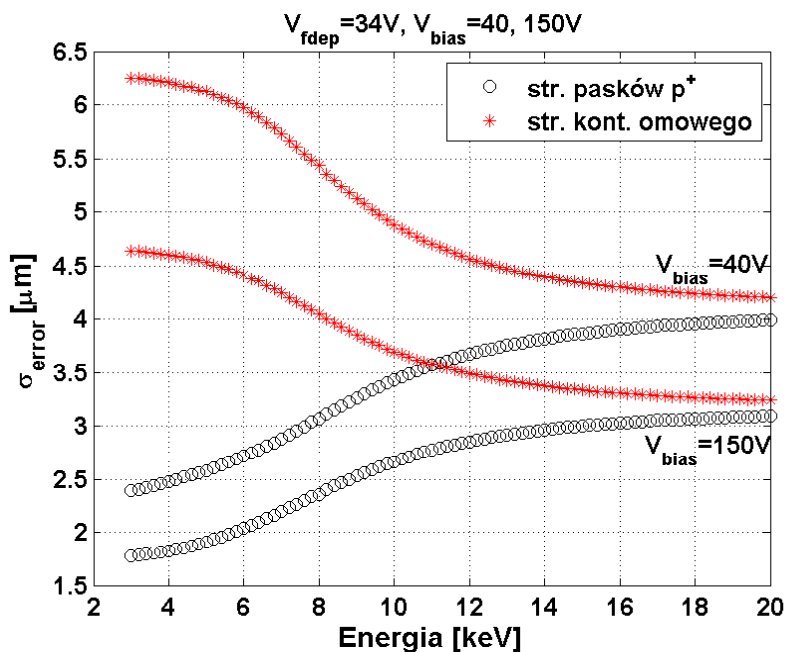
Dla energii promieniowania $17keV$ zaciera się różnica w kształcie przestrzennego rozkładu indukowanego ładunku – rysunek 5-16b. Spowodowane jest to tym, że ze wzrostem energii zanika różnica w rozkładzie generacji ładunków w zależności od tego z której strony rozpatrywane jest oświetlenie detektora. Rozkład ten jest prawie jednorodny poprzez całą głębokość detektora.



Rysunek 5-16: Rozkład całkowitego indukowanego ładunku na „lewym” pasku odczytowym z uwzględnieniem wydajności generacji par elektron-dziura. Rysunek a) odpowiada wymuszeniu promieniowaniem o energii 5keV , b) o energii 17keV . $V_{fdep}=34\text{V}$, $V_{bias}=150\text{V}$.

Ponieważ kształt przestrzennego rozkładu odpowiedzi paska zbliżony jest do funkcji błędu, wykonano dopasowanie otrzymanych rozkładów do funkcji błędu, wyznaczając w ten sposób wielkość opisującą poziom rozmycia (σ_{error}).

Rysunek 5-17 przedstawia uzyskane na podstawie symulacji wyniki przestrzennego rozmycia σ_{error} całkowitego rozkładu indukowanego ładunku w funkcji energii dla przypadku oświetlenia detektora od strony pasków odczytowych i od strony kontaktu omowego. Wzrost energii promieniowania powoduje zacieranie się różnic w poziomie rozmycia dla dwóch stron oświetlenia. Większe napięcie polaryzacji powoduje, że ładunki są szybciej zbierane ulegając przez to mniejszemu rozmyciu dyfuzyjnemu.



Rysunek 5-17: Rozmycie przestrzenne σ_{error} całkowitego indukowanego ładunku w funkcji energii, dla przypadku oświetlenia detektor od strony pasków p^+ oraz kontaktu omowego. Napięcie polaryzacji $V_{bias}=40, 150\text{V}$.

5.9 Widmo energetyczne promieniowania X zmierzone detektorem paskowym

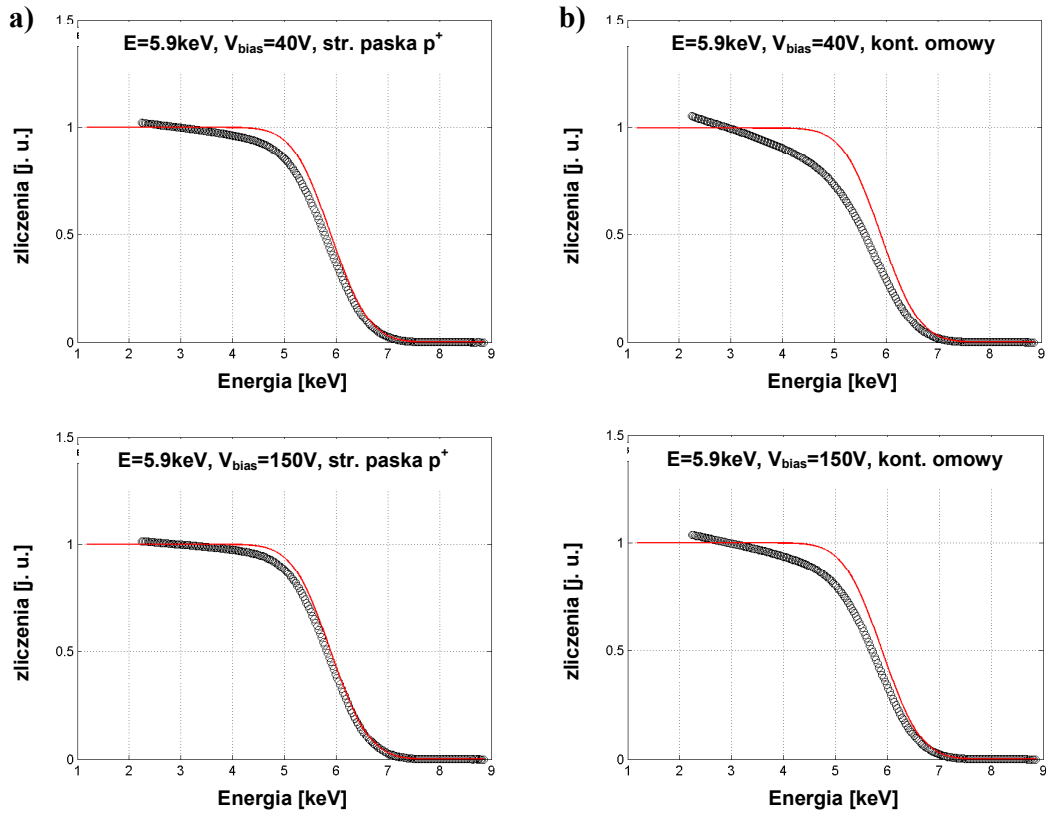
Występujące efekty podziału ładunków w obszarze międzypaskowym detektorów mikropaskowych wpływają również na kształt widma energetycznego promieniowania rejestrowanego na pojedynczym pasku. Przedstawione na rysunku 3-7 widmo promieniowania monoenergetycznego bez uwzględniania podziału ładunku, ulega w detektorach z dzieloną elektrodą dodatkowemu rozmyciu ze względu na podział ładunku.

W dalszej części rozpatrzmy odpowiedź detektora oświetlanego jednorodną wiązką monoenergetycznego promieniowania X. Całkując rozkład całkowitego indukowanego ładunku w obszarze danego paska odczytowego (rysunek 5-16) zawarty pod krzywą dla kolejnych wartości ładunku Q (od zera do nieskończoności) uzyskuje się energetyczne widmo całkowite. Widmo to odpowiada rejestrowanemu promieniowaniu monoenergetycznemu z wykorzystaniem detektora mikropaskowego przez system binarnej architektury odczytu. Kształty tak uzyskanych widm całkowitych przedstawia rysunek 5-18. Dla porównania rozpatrzono przypadki oświetlenia detektora od strony pasków odczytu (a) oraz od strony kontaktu omowego (b) jak i również dla różnych napięć polaryzujących ($V_{bias}=40V, 150V$). Założono całkowitą wartość szumu odpowiadającą rzeczywistej konfiguracji układowej na poziomie $FWHM_{Total}=1.38keV$. Rysunek 5-19 przedstawia energetyczne widma różniczkowe uzyskane poprzez zróżniczkowanie odpowiedzi całkowitych.

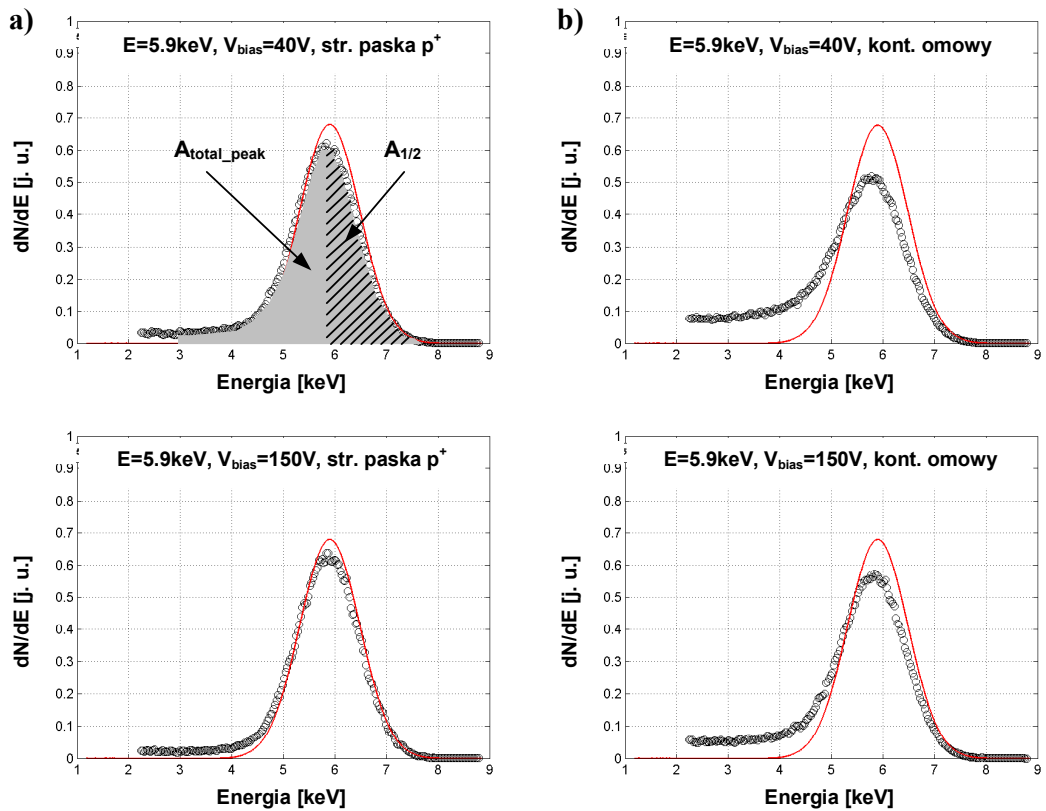
Na rysunkach 5-18 i 5-19 liniami ciągłymi pokazano widma wygenerowane w taki sam sposób, odpowiadające przypadkom rejestracji monoenergetycznego promieniowania w detektorze jednorodnym z dominującym procesem fotoabsorpcji. W widmie tym pominięto udział promieniowania fluorescencyjnego materiału detektora, które może generować tzw. pik ucieczki, oraz nie uwzględniano efektów krawędziowych. Kształt widma różniczkowego odpowiada rozkładowi normalnemu, co potwierdza, że metoda nie jest obciążona błędami numerycznymi.

Zauważalny ogon rozkładu energetycznego przy wykorzystaniu detektora paskowego dla niskich energii związany jest z efektem podziału ładunku wywołanym rozmyciem dyfuzyjnym, oraz jeśli nie jest to pomijalne, efektami rozpraszania promieniowania padającego. Udział tych procesów w całkowitym rozkładzie energetycznym widma promieniowania opisuje się poprzez wielkość nazwaną *wydajnością zbierania ładunków* (CCE^1).

¹ CCE z ang. *Charge Collection Efficiency*



Rysunek 5-18: Energetyczne widmo całkowite dla przypadku oświetlenia detektor od strony pasków odczytu (a) oraz od strony kontaktu omowego (b) dla różnych napięć polaryzacji.



Rysunek 5-19: Energetyczne widmo różniczkowe dla przypadku oświetlenia detektor od strony pasków odczytu (a) oraz od strony kontaktu omowego (b) dla różnych napięć polaryzacji.

Wydajność zbierania ładunków ε_{zb} definiuje się jako stosunek podwojonego pola pod krzywą widma różniczkowego dla energii powyżej energii źródła do całkowitego pola pod krzywą (w zakresie energii powyżej szumów) – rysunek 5-19a.

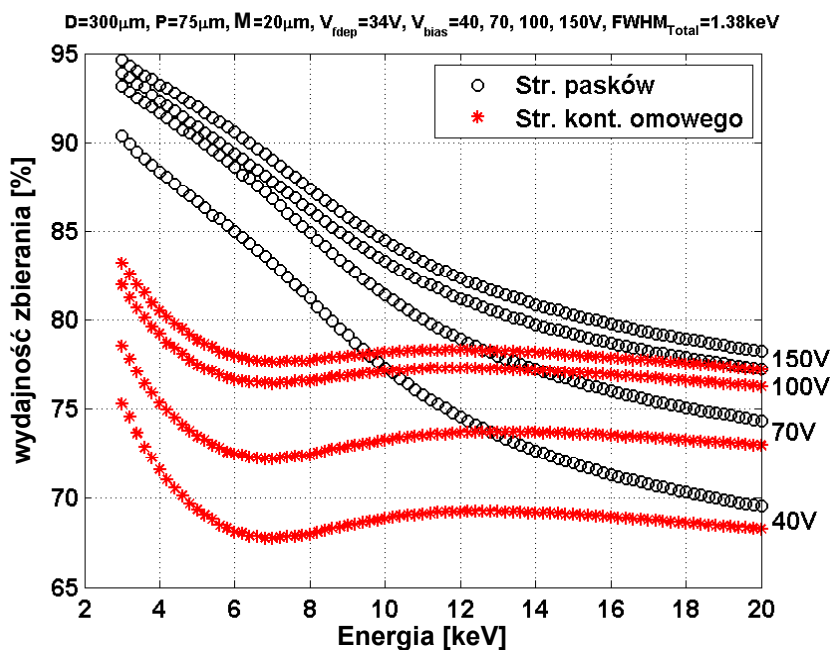
$$\varepsilon_{zb} = \frac{2A_{1/2}}{A_{total_peak}} \quad (5.9-1)$$

Rysunki 5-20 do 5-23 zawierają wyniki symulacji wydajności zbierania ładunków w zależności od:

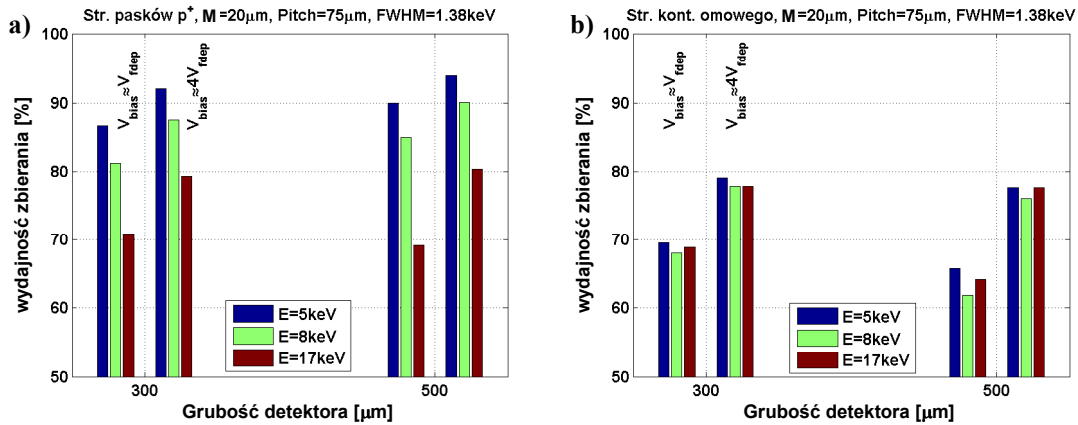
- energii promieniowania,
- strony oświetlenia detektora,
- napięcia polaryzacji,
- odległości między paskami odczytu,
- szerokości paska p⁺,
- grubości detektora.

Zmianę wydajności zbierania ładunku w zależności od energii padającego promieniowania, napięcia polaryzacji, strony padania promieniowania na detektor przedstawiono na rysunku 5-20, oraz w zależności od grubości detektora na rysunku 5-21.

Parametr wydajności zbierania ładunków ε_{zb} jest wielkością pozwalającą określać udział obszaru międzypaskowego w ogólnym procesie podziału zbieranych ładunków, a przez to optymalizować przestrzenną zdolność rozdzielczą detektora. Wzrost wydajności zbierania ładunków odpowiada ograniczeniu efektów podziału w obszarze międzypaskowym, a przez to powiększeniu obszaru maksymalnie płaskiego profilu odpowiedzi pod paskiem i wyostreniu zboczy profilu odpowiedzi paska w obszarze międzypaskowym.



Rysunek 5-20: Wyniki symulacji wydajności zbierania ładunków w zależności od energii padającego promieniowania, strony oświetlenia detektora i napięcia polaryzacji.

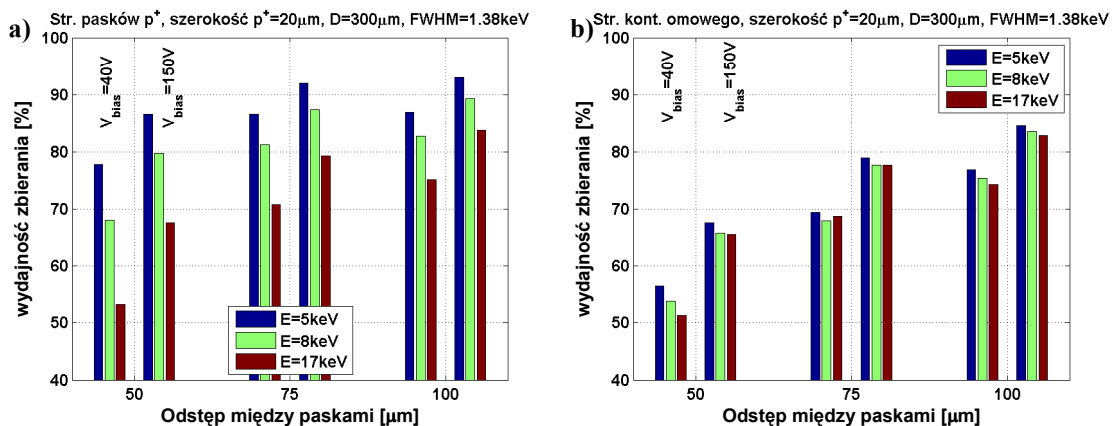


Rysunek 5-21: Wyniki symulacji wydajności zbierania ładunków zależne od grubości detektora (300 μm i 500 μm). Oświetlenie od strony pasków odczytowych (a), od strony kontaktu omowego (b).

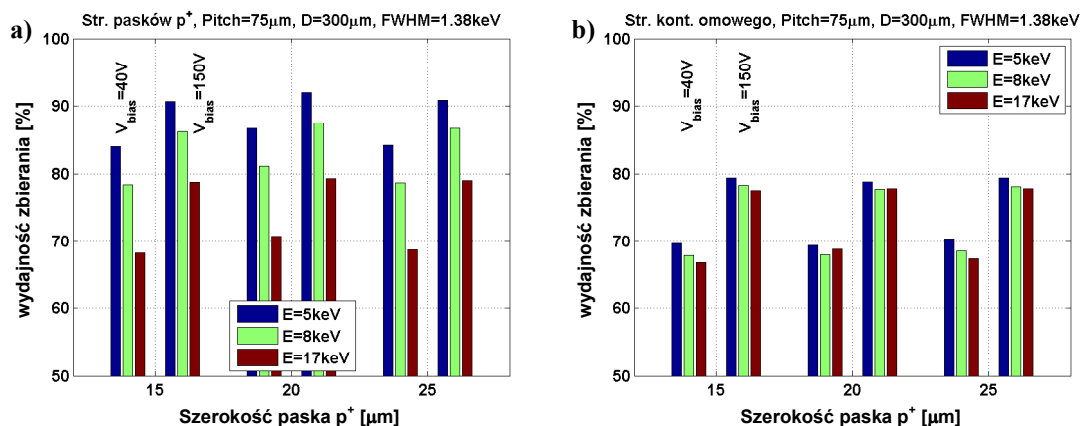
Analizując wyniki przedstawione na rysunkach 5-20 i 5-21 można wysunąć następujące wnioski:

- ekspozycja detektora promieniowaniem niskoenergetycznym od strony pasków p⁺ daje większą wartość ε_{zb} . Ze wzrostem energii zaciera się zależność od strony oświetlania detektora,
- wzrost napięcia polaryzacji przyspiesza zbieranie ładunków w detektorze ograniczając efekty rozmycia dyfuzyjnego, a przez to powodując wzrost wydajności zbierania,
- przy oświetlaniu detektora od strony pasków p⁺ dla różnych grubości detektora nie zauważono większych różnic, natomiast dla przypadku oświetlania od strony kontaktu omowego ograniczenie wydajności zbierania występuje dla detektora grubszego.

Dodatkowego komentarza wymagają wyniki przedstawione na rysunkach 5-22 i 5-23. Wzrost ε_{zb} ze wzrostem odległości między paskami odczytu (przy stałej szerokości paska p⁺) związany jest ze zmniejszaniem się udziału obszaru międzypaskowego względem całkowitego przestrzennego obszaru obejmującego pojedynczy kanał (rysunek 5-22).



Rysunek 5-22: Wyniki symulacji wydajności zbierania ładunków zależne od odległości (50, 75, 100 μm) między paskami odczytowymi (stała szerokość paska p⁺). Oświetlenie od strony pasków odczytowych (a), od strony kontaktu omowego (b).



Rysunek 5-23: Wyniki symulacji wydajności zbierania ładunków zależne od szerokości (15, 20, 25 μm) paska p⁺ (stała odległości między paskami odczytowymi). Oświetlanie od strony pasków odczytowych (a), od strony kontaktu omowego (b).

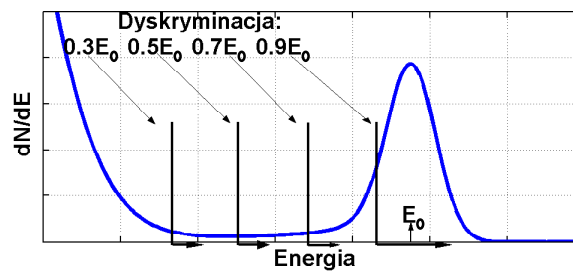
Przy stałej wartości odstępów międzypaskowych zmiana szerokości paska p⁺ nieznacznie wpływa na zmianę wydajności zbierania ładunków. Wyniki przedstawione na rysunku 5-23a wskazują na pewną optymalną wartość szerokości paska p⁺ w pobliżu 20 μm (dla odstępów między paskami wynoszącego 75 μm). W przypadku promieniowania padającego na detektor od strony kontaktu omowego (rysunek 5-23b) brak jest wyraźnej optymalnej wartości szerokości paska p⁺. Wynik ten jest istotny, ponieważ ze względu na minimalizację pojemności międzypaskowej preferowane będą raczej wąskie paski p⁺ przy danym odstępach między paskami.

5.10 Dyskryminacja sygnału – odczyt binarny

W systemach o binarnej architekturze odczytu każdy impuls poddawany jest dyskryminacji amplitudowej. W tym celu dla rozkładów odpowiadających każdej głębokości z osobna (określone y) do sygnału ładunkowego (rysunek 5-15) dodawany jest odpowiednio wygenerowany generatorem liczb losowych przyczynki szumowy, a następnie uzyskany impuls poddawany jest dyskryminacji. Jeśli poziom sygnału jest większy od założonego poziomu dyskryminacji, odpowiedź wynosi 1, jeśli jest mniejszy lub równy, to odpowiedź przyjmuje wartość 0. Tak wykonywana sekwencja dla danej głębokości jest powtarzana wielokrotnie. Powtarzanie to ma na celu uzyskanie średnich rozkładów wydajności uwzględniających fluktuacje wnoszone przez szum. W pracy zastosowano sekwencję 5000 powtórzeń. Tak przeprowadzaną symulację powtarza się dla każdego rozkładu odpowiadającego danej głębokości z osobna. Na końcowym zbiorze odpowiedzi dyskryminatora uwzględnia się rozkłady generowanych ładunków w zależności od głębokości zajścia procesu oddziaływania w detektorze (równanie 5.5-1 dla fotoabsorpcji i równanie 5.5-3 dla rozpraszania Comptona).

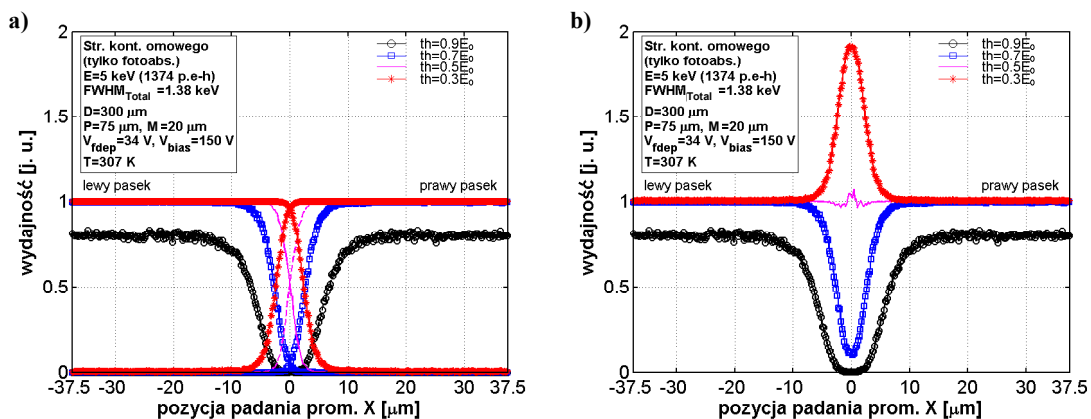
Rysunek 5-24 przedstawia poglądowo energetyczne widmo promieniowania rejestrowanego przez pojedynczy kanał odczytowy systemu mikropaskowego. Zaznaczono na nim rozpatrywane w dalszej części pracy wybrane progi dyskryminacji. Widać, że przy założonym poziomie szumów i energetycznej zdolności rozdzielczej dyskryminacja na poziomie $0.9E_0$ powoduje obcięcie znacznej części widma, a przez to

zmniejszenie wydajności. Dyskryminacja na poziomie $0.3E_0$ spowoduje, że zaczniemy liczyć impulsy pochodzące od szumów.



Rysunek 5-24: Przykład widma energetycznego rejestrowanego w pojedynczym kanale odczytowym detektora mikropaskowego z zaznaczeniem poziomów dyskryminacji.

Rysunek 5-25a przedstawia uzyskane w wyniku symulacji przestrzenne profile odpowiedzi detektora dla dwóch sąsiednich pasków odczytowych, dla wybranych progów dyskryminacji przy oświetleniu detektora jednorodną wiązką promieniowania monoenergetycznego. Wydajność na poziomie jeden odpowiada zarejestrowaniu przez system odczytowy (binarny) wszystkich fotonów padających dokładnie w punkcie o współrzędnej x . Krzywa odpowiadająca progowi dyskryminacji $th=0.9E_0$ odpowiada mniejszej wydajności co jest następstwem rozmycia szumowego sygnału. Skończona liczba przypadków z widma energetycznego o całkowitym ładunku mniejszym niż ustalony próg dyskryminacji nie zostaje zarejestrowana.



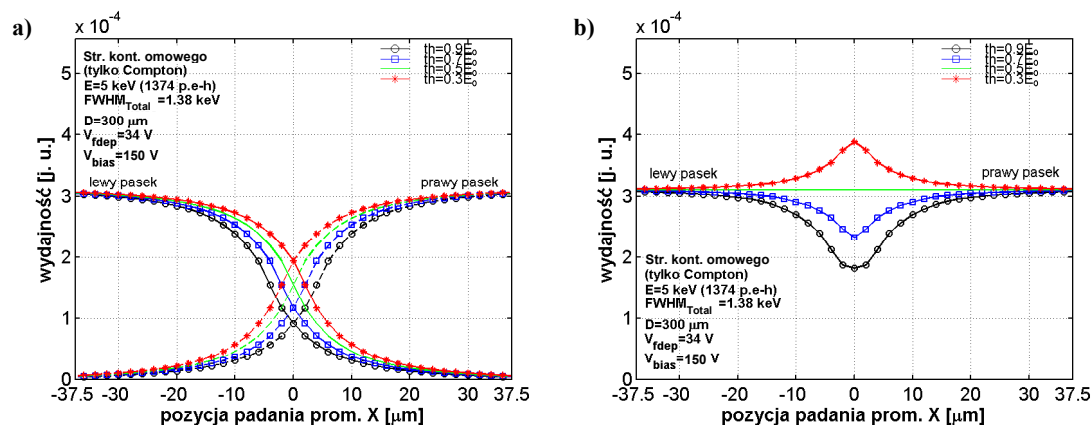
Rysunek 5-25: Przestrzenne profile odpowiedzi detektora dla obu sąsiadujących ze sobą pasków, tylko przy uwzględnieniu fotoabsorpcji. Niezależny profil dla obu pasków z osobna (a) oraz odpowiedź sumaryczna (b).

Profile przedstawione na rysunku 5-25 odpowiadają analizie detektora przy uwzględnieniu tylko absorpcji fotoelektrycznej w procesie oddziaływania. Rysunek 5-25b przedstawia odpowiedź sumaryczną dla dwóch sąsiednich pasków odczytowych. W zależności od progu dyskryminacji w strefie międzypaskowej występuje obszar o zaniżonej wydajności (dla dyskryminacji powyżej $\frac{1}{2}E_0$) lub obszar o wydajności większej od 1 (dla dyskryminacji poniżej $\frac{1}{2}E_0$). W obszarze o zaniżonej wydajności mamy do czynienia z przypadkami, gdy na skutek podziału ładunku pomiędzy dwa paski i fluktuacji szumowych sygnały od danego fotonu nie zostaną zarejestrowane na

żadnym z dwóch sąsiednich pasków. Obszar o wydajności powyżej 1 odpowiada przypadkom, gdy sygnały od danego fotonu przekroczyły próg dyskryminacji na obu sąsiednich paskach i dany foton został zliczony dwukrotnie.

Dla progu dyskryminacji odpowiadającego dokładnie połowie energii ($th=0.5E_0$) w dalszym ciągu mamy przypadki, gdy sygnał od danego fotonu nie zostanie zarejestrowany na żadnym z dwóch pasków i przypadki gdy sygnał zostanie zarejestrowany na obu sąsiadujących paskach. Statystycznie jednak przypadki jednego i drugiego typu wzajemnie się kompensują i otrzymujemy płaski profil odpowiedzi detektora w całym obszarze międzypaskowym. Występujące zaburzenie jednorodności w pobliżu środka obszaru międzypaskowego wynika z błędu numerycznego.

Przytoczona do tej pory analiza obejmowała przypadki wynikające tylko z absorpcji fotoelektrycznej. Analiza rozkładu generowanych par elektron – dziura oraz proces zbierania ładunku wraz z uwzględnieniem rozmycia dyfuzyjnego dla rozprożeń Comptona przeprowadzono analogicznie jak to przedstawiono dla fotoabsorpcji.



Rysunek 5-26: Przestrzenne profile odpowiedzi detektora dla obu sąsiadujących ze sobą pasków, tylko przy uwzględnianiu rozprożeń Comptona. Niezależny profil dla obu pasków z osobna (a), oraz odpowiedź sumaryczna (b).

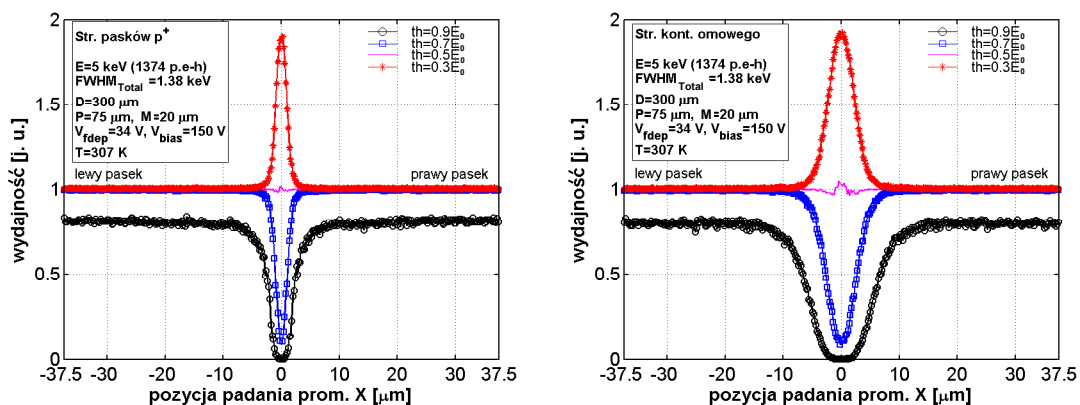
Na rysunku 5-26 przedstawione są profile odpowiedzi poszczególnych pasków odczytanych z osobna (rysunek 5-26a) oraz odpowiedzi sumaryczne dla dwóch sąsiednich pasków (rysunek 5-26b) tylko przy pierwotnym uwzględnianiu rozprożeń Comptona. Obszar niejednorodnej odpowiedzi paska jest znacznie większy w porównaniu z rozpatrywanym poprzednio procesem fotoabsorpcji. Spowodowane jest to pojawieniem się fotonów rozproszonych pod dowolnym kątem (również w kierunku poprzecznym do pasków), które przenikają pod obszar sąsiednich pasków i tam indukują sygnały. Przenikanie to jest tym większe im większa jest energia fotonów. Przedstawienie na rysunku 5-26 przypadku odpowiadającego energii $5keV$ podyktowane było możliwością porównania skali rozmycia profilu dla przypadku tylko rozproszenia Comptona z przypadkiem rozmycia profilu dla fotoabsorpcji (rysunek 5-25). Ze wzrostem energii poziom przenikania fotonów rozproszonych pod sąsiednie paski robi się jeszcze większy, a przez to rozmycie profilu jeszcze bardziej się powiększa, rozciągając się na kilka pasków. Tak więc chociaż rozprożeń Comptona jest niewiele, to dla energii $17keV$ generują one długie „ogony” w odpowiedzi przestrzennej paska.

5.11 Całkowity profil odpowiedzi kanału odczytowego jednostronnego krzemowego detektora paskowego

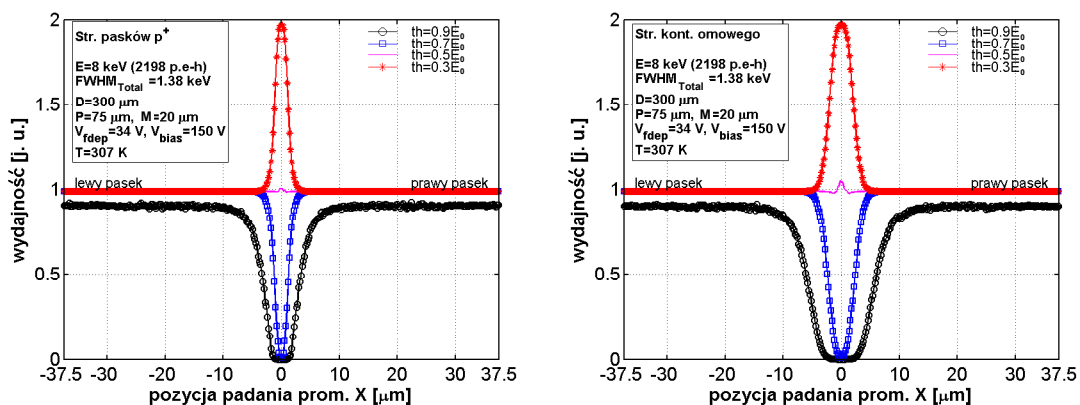
Całkowity przestrzenny profil odpowiedzi detektora dla obu rozpatrywanych procesów oddziaływania (fotoabsorpcja i rozpraszanie Comptona) z racji niezależności tych procesów uzyskano poprzez dodanie poszczególnych wyników opisujących przestrzenne profile odpowiedzi detektora. Wszystkie profile przedstawione poniżej są złożeniem profili odpowiadających procesom fotoabsorpcji i rozproszenia Comptona.

Rysunki 5-27 do 5-29 przedstawiają całkowity przestrzenny profil odpowiedzi detektora, odpowiednio dla ekspozycji detektora promieniowaniem od strony pasków odczytu (lewa kolumna) oraz od strony kontaktu omowego (prawa kolumna). Kolejne rysunki odpowiadają przypadkom trzech energii $E=5, 8, 17\text{keV}$ przy polaryzacji detektora napięciem $V_{bias}=150\text{V}$ i grubości obszaru czynnego: $D=300\mu\text{m}$. Poszczególne profile odpowiadają progom dyskryminacji $0.3E_0, 0.5E_0, 0.7E_0, 0.9E_0$.

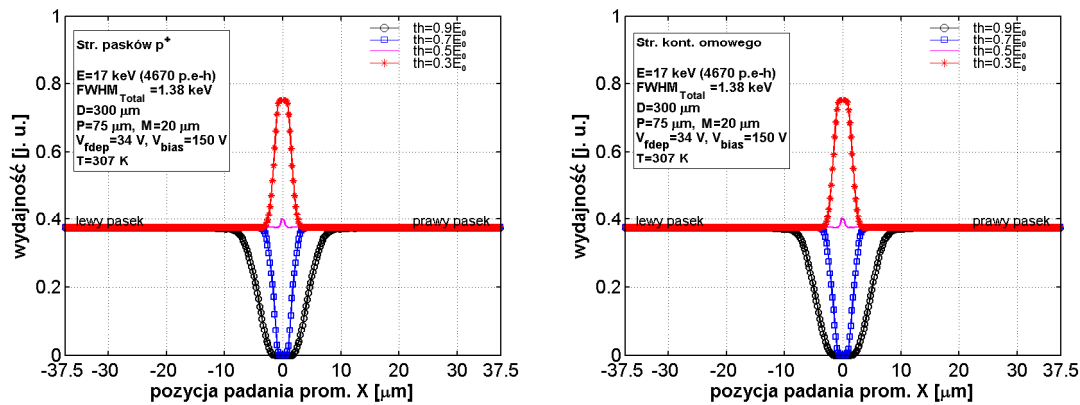
Rysunek 5-30 odpowiada przypadkowi oświetlenia detektora promieniowaniem o energii $E=17\text{keV}$ i polaryzacji napięciem zbliżonym do napięcia pełnego zubożenia $V_{bias}=40\text{V}$. W porównaniu z profilem przedstawionym na rysunku 5-29 widać znaczne poszerzenie rozmycia w obszarze międzypaskowym wynikające z długiego czasu zbierania ładunków przy niższym napięciu polaryzacji.



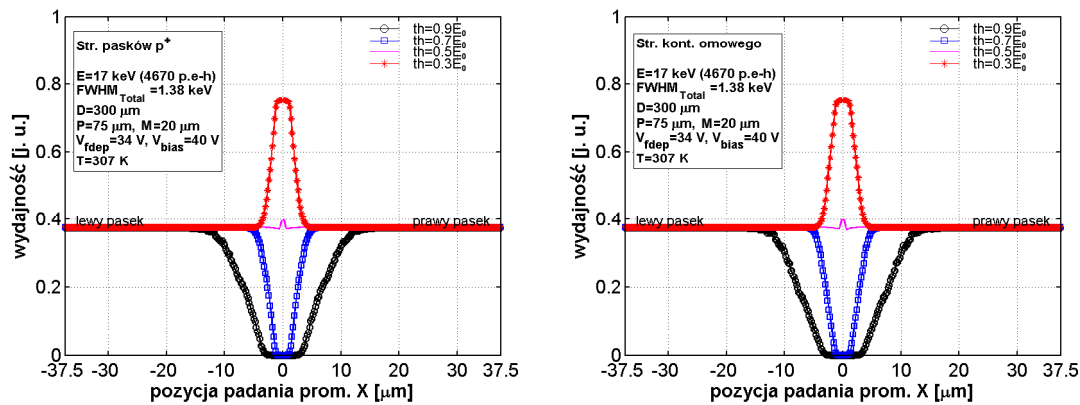
Rysunek 5-27: Przestrzenny całkowity profil odpowiedzi detektora wspólnie dla dwóch sąsiednich pasków. Parametry symulacji: $E=5\text{keV}$, $V_{fddep}=34\text{V}$, $V_{bias}=150\text{V}$, $D=300\mu\text{m}$.



Rysunek 5-28: Przestrzenny całkowity profil odpowiedzi detektora wspólnie dla dwóch sąsiednich pasków. Parametry symulacji: $E=8\text{keV}$, $V_{fddep}=34\text{V}$, $V_{bias}=150\text{V}$, $D=300\mu\text{m}$.



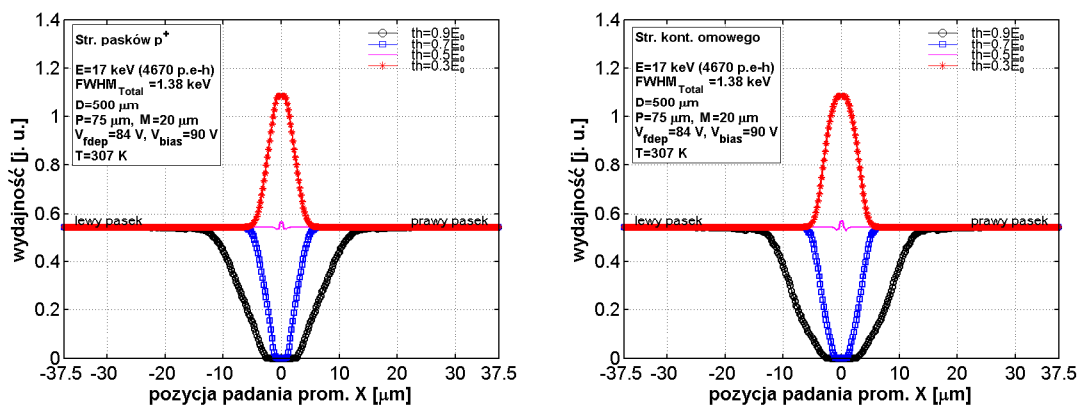
Rysunek 5-29: Przestrzenny całkowity profil odpowiedzi detektora wspólnie dla dwóch sąsiednich pasek. Parametry symulacji: $E=17keV$, $V_{fdep}=34V$, $V_{bias}=150V$, $D=300\mu m$.



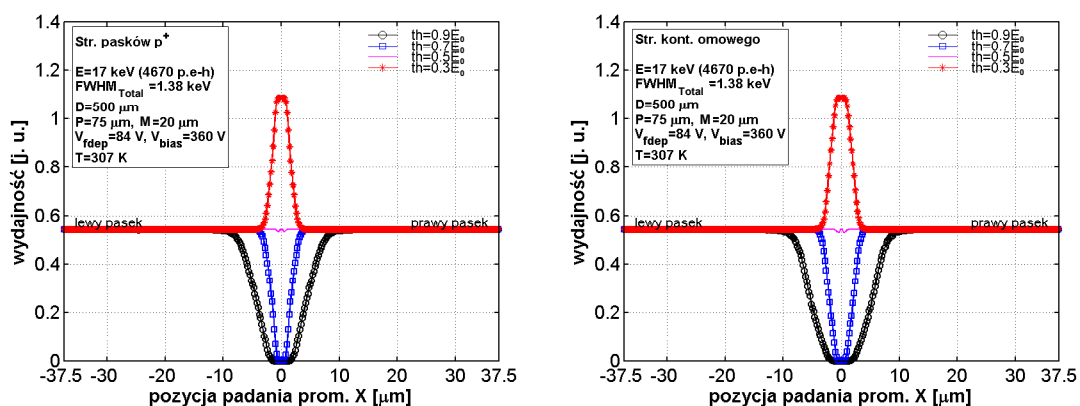
Rysunek 5-30: Przestrzenny całkowity profil odpowiedzi detektora wspólnie dla dwóch sąsiednich pasek. Parametry symulacji: $E=17keV$, $V_{fdep}=34V$, $V_{bias}=40V$, $D=300\mu m$.

Wzrost energii promieniowania powoduje ograniczenie wydajności detekcji. Jednym ze sposobów poprawy tej wydajności jest zwiększenie grubości detektora. Rysunki 5-31 i 5-32 przedstawiają całkowity przestrzenny profil odpowiedzi detektora dla promieniowania o energii $E=17keV$ i grubości $D=500\mu m$, odpowiednio dla napięć polaryzacji: $V_{bias}=90V$ i $V_{bias}=360V$ (napięcie pełnego zubożenia $V_{fdep}=84V$). Każdy wykres zawiera cztery linie zależnie od przyjętego progu dyskryminacji sygnału ($th=0.9E_0$, $0.7E_0$, $0.5E_0$, $0.3E_0$). Wartość założonego całkowitego poziomu szumów $FWHM_{Total}=1.38keV$ odzwierciedla rzeczywistą wartość szumu wyznaczoną podczas pomiarów, przy wykorzystaniu mikropaskowego detektora krzemowego i specjalizowanych układów elektroniki odczytu. Zwiększenie grubości detektora zwiększa wydajność detekcji oraz nieznacznie poszerza profil rozmycia w obszarze międzypaskowym pod warunkiem, że możemy zastosować odpowiednio duże napięcie polaryzacji.

Z technologicznego punktu widzenia nie ma zasadniczych przeszkód, żeby detektor był grubszy, np. $1mm$, natomiast wymagane napięcie polaryzacji przekroczy wtedy praktyczną granicę dla napięć przebicia, która wynosi około $500V$.



Rysunek 5-31: Przestrzenny całkowity profil odpowiedzi detektora wspólnie dla dwóch sąsiednich pasków. Parametry symulacji: $E=17\text{keV}$, $V_{fdep}=84\text{V}$, $V_{bias}=90\text{V}$, $D=500\mu\text{m}$.



Rysunek 5-32: Przestrzenny całkowity profil odpowiedzi detektora wspólnie dla dwóch sąsiednich pasków. Parametry symulacji: $E=17\text{keV}$, $V_{fdep}=84\text{V}$, $V_{bias}=360\text{V}$, $D=500\mu\text{m}$.

5.12 Optymalizacja przestrzennej zdolności rozdzielczej na podstawie analizy wyników systemu odczytowego mikropaskowych detektorów pozycjoczułych

Optymalizacja przestrzennej zdolności rozdzielczej systemów odczytowych mikropaskowych detektorów pozycjoczułych sprowadza się do takiego dobrania parametrów całego systemu by możliwie jak najbardziej wyrównać profil odpowiedzi (wydajności) w obszarze przynależnym do danego paska i zminimalizować przenikanie sygnałów do sąsiednich pasków.

Na podstawie przedstawionych w poprzednim podrozdziale wyników analizy profilu odpowiedzi detektora oraz analizując zachowanie się wydajności zbierania ładunków przedstawionego w podrozdziale 5.9, autor pracy wysunął następujące wnioski mające wpływ na przestrzenną zdolność rozdzielczą:

- **Strona oświetlania** – ze względu na stronę oświetlania detektora mniejsze rozmycie profilu w obszarze międzypaskowym obserwuje się dla przypadku ekspozycji od strony pasków odczytowych w porównaniu z oświetlaniem od

strony kontaktu omowego. Różnica ta jest bardziej widoczna przy niższych energiach, gdyż wtedy większość przypadków oddziaływania promieniowania z materiałem detektora zachodzi tuż pod powierzchnią. W przypadku oświetlania od strony pasków odczytowych zbierane dziury ulegają mniejszemu rozmyciu dyfuzyjnemu. Należy jednak zauważyć, że przy niskich energiach, istotna staje się niejednorodność powierzchniowa detektora od strony pasków odczytowych. Nie do pominięcia dla energii $5keV$ jest kilkuset nanometrowa warstwa aluminium stanowiąca paski odczytu, oraz kilku mikrometrowa warstwa domieszkowania p^+ . Niejednorodność wydajności spowodowana absorpcją w tych warstwach wynosi ok. $1 \div 2 \%$ dla $5keV$.

- **Napięcie polaryzacji** – wzrost napięcia polaryzującego powoduje wzrost pola elektrycznego, a przez to wzrost szybkości zbierania chmury ładunku i ograniczenie rozmycia dyfuzyjnego. Z punktu widzenia przestrzennej zdolności rozdzielczej wymagana będzie polaryzacja detektora napięciem przewyższającym napięcie pełnego zubożenia.
- **Próg dyskryminacji** – dla systemu z odczytem binarnym optymalny próg dyskryminacji wynosi $th = \frac{1}{2}E_0$. Przy tak ustawionym progu dyskryminacji, profil odpowiedzi jest maksymalnie płaski w największej części obszaru pod paskiem i możliwie szybko spada do zera wydajność rejestracji fotonów dokładnie w środku obszaru międzypaskowego. Nie obserwuje się obszarów o zaniżonej wydajności lub większej od jedności. Dla $th > \frac{1}{2}E_0$ w pewnej części obszaru międzypaskowego występuje strefa ograniczonej wydajności rejestrowanych przypadków. Dla $th < \frac{1}{2}E_0$ występuje natomiast obszar przenikania się profili odpowiedzi poszczególnych pasków, a więc rejestrowane są przypadki pochodzące od pojedynczego fotonu w obu kanałach odczytowych.
- **Energia promieniowania** – dla przypadku oświetlania detektora od strony pasków odczytowych obserwuje się pogorszenie rozdzielczości ze wzrostem energii promieniowania. Przy oświetlaniu detektora od strony kontaktu omowego tendencja jest przeciwna i mniej zauważalna. Różnice zacierają się dla większych energii.
- **Grubość detektora** – dla przypadku oświetlania detektora od strony pasków odczytowych brak jest większych różnic, gdyż i tak niskoenergetyczne promieniowanie X absorbowane jest bezpośrednio pod powierzchnią wnikania. Czasy zbierania dziur są porównywalne, wydłuża się natomiast czas zbierania elektronów ale ich wkład w całkowity indukowany prąd jest znikomy. Sytuacja wygląda inaczej, kiedy detektor jest oświetlany od strony kontaktu omowego. W tym przypadku, dla niższych energii oddziaływania, wraz ze wzrostem grubości detektora zwiększa się droga, jaką muszą przebyć dziury. Powoduje to większe rozmycie dyfuzyjne, a przez to pogorszenie jednorodności profilu odpowiedzi.
- **Odstęp międzypaskowy** – przy stałej szerokości paska odczytowego p^+ , wzrost odstępu międzypaskowego powoduje zmniejszenie udziału obszaru międzypaskowego względem całkowitego przestrzennego obszaru pojedynczego paska, zwiększając jednorodną część profilu odpowiedzi.

Spostrzeżenie to jest jednakowo korzystne dla obu stron oświetlania detektora, jak i niezależne od energii promieniowania.

- **Szerokość paska p^+** - przy danym odstępnie międzypaskowym występuje optymalna wartość szerokości paska p^+ podczas oświetlania detektora od strony pasków. Ekspozycja detektora promieniowaniem od strony kontaktu omowego nie wyróżnia optymalnej szerokości paska p^+ , a przez to pozwala niezależnie optymalizować szerokość paska p^+ z punktu widzenia minimalizacji całkowitej pojemności detektora.

Zaprezentowany algorytm analizy, uzyskane rezultaty oraz wynikające z nich spostrzeżenia przedstawiono również w pracy [113].

6 Weryfikacja doświadczalna wyników symulacji

6.1 Wprowadzenie

W rozdziale tym zostaną zaprezentowane wyniki pomiarowe, jakie zostały przeprowadzone przez autora pracy, w celu zweryfikowania wyników symulacji. Pozwoli to odnieść się krytycznie do wniosków sformułowanych na podstawie wyników symulacji. Przeprowadzono dwa niezależne doświadczenia. Pierwsze doświadczenie miało na celu zaprezentowanie zmian rejestrowanego widma energetycznego z użyciem monoenergetycznego źródła w zależności od parametrów detektora oraz strony oświetlania. Drugie doświadczenie opierało się na pomiarze wykorzystującym przesuw stalowej przesłony umieszczonej równolegle do pasków odczytowych detektora.

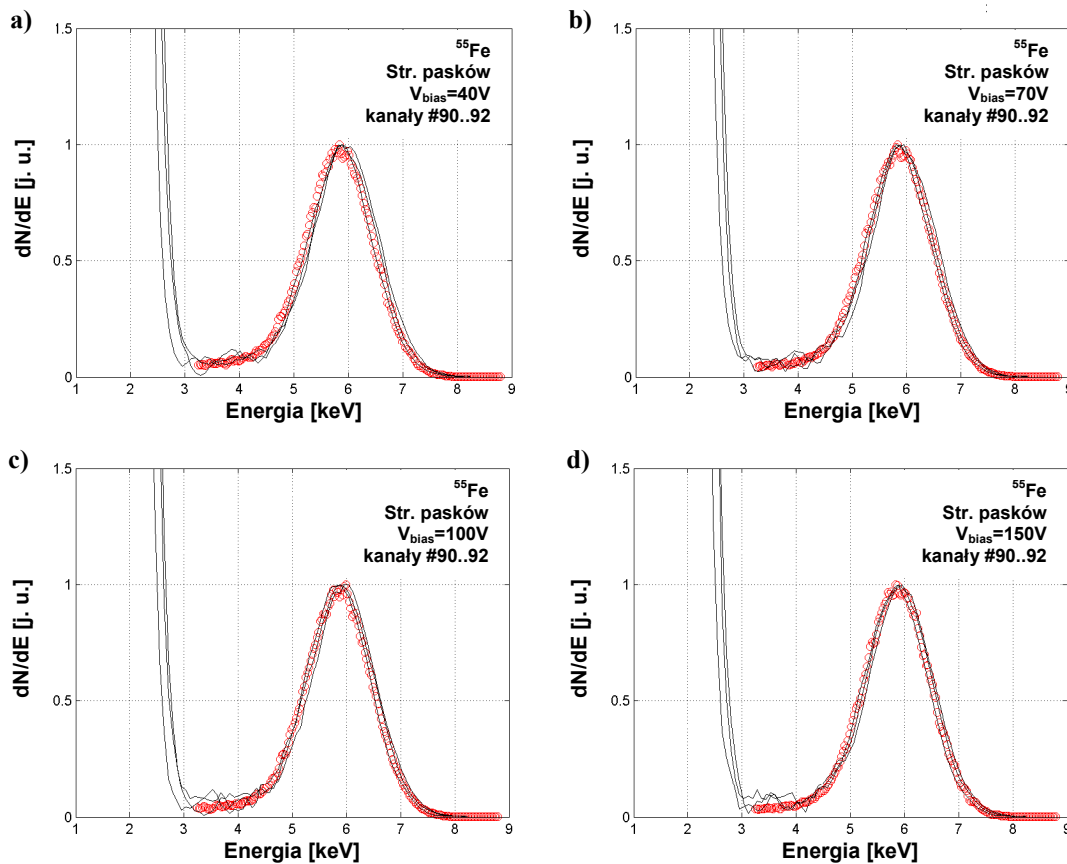
Do pomiarów testowych wykorzystano rozwijany we współpracy z firmą BRUKER AXS moduł mikropaskowego detektor krzemowego. Moduł jest oparty na detektorze typu AC, o polaryzacji pasków p^+ za pomocą struktury FOXFET. Odstęp między poszczególnymi paskami odczytu wynosi $75\mu m$, szerokość paska p^+ - $20\mu m$, a jego długość - $14mm$. Detektor zawierający 192 paski odczytowe połączono ze specjalizowanymi układami scalonymi – RX64 za pomocą techniki mikroprzewodowych połączeń. Całość modułu stanowiąca zestaw sensora, 3 układów specjalizowanych RX64, oraz dodatkowych elementów peryferyjnych umieszczono na specjalnie do tego celu zaprojektowanej wielowarstwowej płycie drukowanej – PCB (fotografia na rysunku 6-7a). Moduł sterowany był z komputera PC za pośrednictwem wielokanałowej cyfrowej karty wejścia/wyjścia firmy National Instruments. Programowo obsługę modułu wykonywano w środowisku LabView.

6.2 Weryfikacja doświadczalna – pomiary widma energetycznego z wykorzystaniem monoenergetycznego źródła promieniowania X

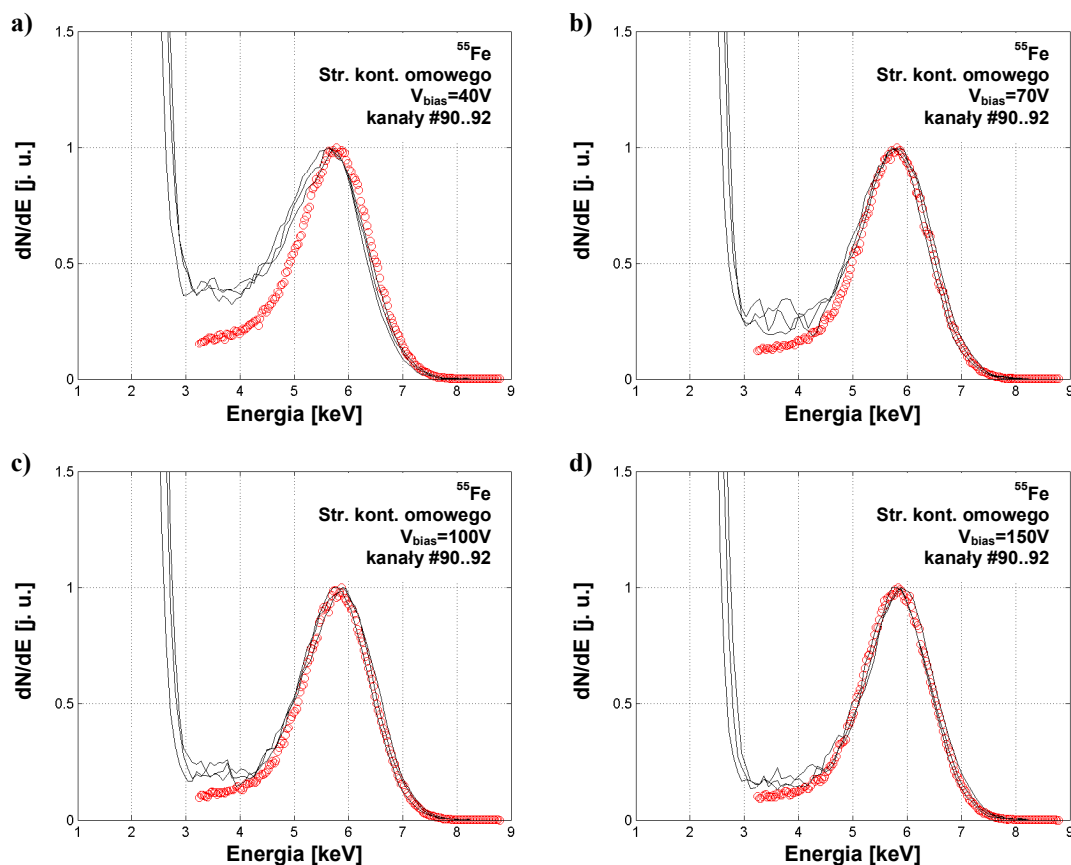
W rozdziale tym przedstawione zostaną wyniki pomiarów widma energetycznego z wykorzystaniem monoenergetycznego źródła promieniowania X ^{55}Fe . Celem tych pomiarów była weryfikacja przewidywań dotyczących podziału ładunku pomiędzy sąsiednimi paskami. Podział ładunku przy jednorodnym oświetlaniu detektora manifestuje się odstępstwami mierzonych pików energetycznych od kształtu *gaussowskiego*. Dlatego też kształt widma mierzonego z pojedynczego paska dobrze odzwierciedla zjawiska podziału ładunku, które są zasadnicze dla przestrzennej zdolności rozdzielczej. Wykorzystywane źródło jest typu wewnętrznego wychwytu elektronów z emisją fluorescencyjnych linii manganu ($E_{K\alpha Mn}=5.9keV$, $E_{K\beta Mn}=6.49keV$). Pomiary przeprowadzono dla czterech różnych napięć polaryzacji detektora oraz przy oświetlaniu promieniowaniem od strony pasków p^+ jak i przeciwnej. W obu przypadkach geometrycznych zachowano tę samą odległość źródła od powierzchni detektora, wynoszącą $5mm$. W ilościowej analizie porównawczej wykorzystano wyniki pomiarowe uzyskane dla 50 sąsiednich kanałów odczytowych z środkowej części detektora, nad którymi centralnie umieszczono źródło.

Rysunek 6-1 przedstawia zestawienie czterech widm różniczkowych dla przypadku oświetlenia detektora od strony pasków odczytowych. Poszczególne wykresy przedstawiają przypadki różnej polaryzacji: $V_{bias}=40V$, $70V$, $100V$ i $150V$. Rysunek 6-2 przedstawia widma różniczkowe analogicznych przypadków polaryzacji ale przy oświetleniu detektor promieniowaniem od strony kontaktu omowego.

Obserwując profil widma różniczkowego widać wyraźnie niesymetryczność jego kształtu względem energii najbardziej prawdopodobnej. Efekt ten wyjaśniono w rozdziale 5.9. Pomiary wykazały słuszność przypuszczeń oraz potwierdziły ilościową zgodność wyników pomiarowych z modelowaniem komputerowym.



Rysunek 6-1: Zestawienie energetycznych widm różniczkowych dla przypadku oświetlenia detektora promieniowaniem pochodzącym ze źródła ^{55}Fe . Oświetlenie od strony pasków odczytu. Linie ciągłe odpowiadają wynikom pomiarowym trzech wybranych kanałów, a czerwone punkty symulacji. Poszczególne wykresy odpowiadają polaryzacji detektora: $V_{bias}=40V$ (a), $70V$ (b), $100V$ (c) i $150V$ (d).



Rysunek 6-2: Zestawienie energetycznych widm różniczkowych dla przypadku oświetlenia detektora promieniowaniem pochodzącym ze źródła ^{55}Fe . Oświetlenie od strony kontaktu omowego. Linie ciągłe odpowiadają wynikom pomiarowym trzech wybranych kanałów, a czerwone punkty symulacji. Poszczególne wykresy odpowiadają polaryzacji detektora: $V_{bias}=40V$ (a), $70V$ (b), $100V$ (c) i $150V$ (d).

Jako miarę porównania uzyskanych wyników pomiarowych oraz wyników symulacji przyjęto parametr wydajności zbierania ładunków ε_{zb} . W tabeli 6-1 przedstawiono zestawienie parametryczne dla wszystkich przypadków przeprowadzonych pomiarów. Parametry symulacji odpowiadały rzeczywistej konfiguracji pomiarowej: $V_{fdep}=34V$, $V_{bias}=40, 70, 100, 150V$, $T=307K$, $FWHM_{Total}=1.38keV$. Niepewność wydajności zbierania ładunków w przypadku pomiarów testowych określono na podstawie odchylenia standardowego poszczególnych wartości ε_{zb} dla wybranej części kanałów pomiarowych (kanały #70 ÷ #120).

Tabela 6-1: Zestawienie porównawcze ε_{zb} wyników pomiarów testowych oraz wyników symulacji.

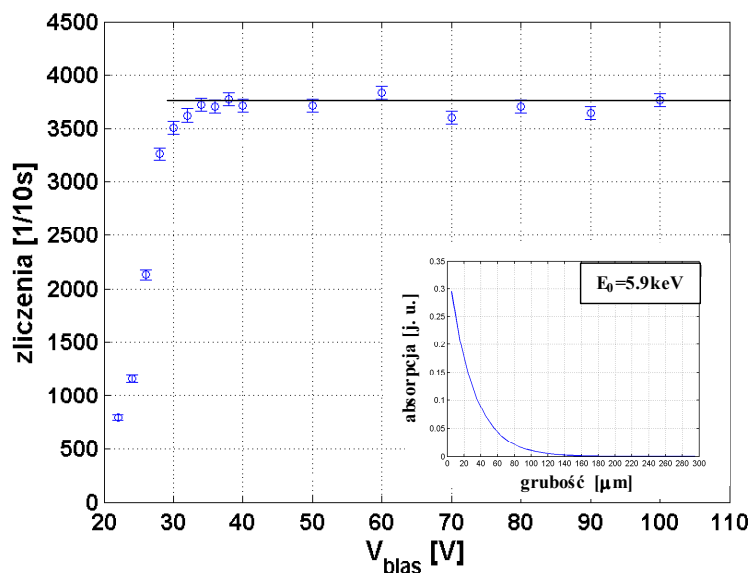
$V_{bias} [V]$		$\varepsilon_{zb} [\%]$			
		40	70	100	150
pomiar	str. pasków	89.52 ± 0.84	90.85 ± 0.83	91.60 ± 0.95	91.66 ± 0.95
	str. omowa	49.0 ± 1.4	66.58 ± 0.66	72.68 ± 0.73	77.79 ± 0.76
symulacje	str. pasków	85.18	88.81	89.60	90.73
	str. omowa	68.21	72.56	76.65	78.05

Porównując wyniki pomiaru i symulacji widać dobrą zgodność dla przypadku oświetlenia detektor od strony pasków p^+ . Maksymalne odstępstwo występujące przy polaryzacji $V_{bias}=40V$ wynosi 5%. Przypadek oświetlenia od strony kontaktu omowego wykazuje większe odstępstwa, a szczególnie dla niższych napięć. Przypuszczać można, że odstępstwo to spowodowane jest nie uwzględnieniem w symulacjach warstwy kontaktowej $n-n^+$ powstającej przy elektrodzie kontaktowej, a w szczególności profilu obszaru n^+ . Rozkład przestrzenny koncentracji domieszek obszaru n^+ odbiega od złącza skokowego wprowadzając modyfikację na rozkład pola elektrycznego przy tej właśnie warstwie przypowierzchniowej. W warstwie tej znacznie spada wartość pola elektrycznego E , a przez to wydłuża się całkowity czas zbierania (istotne dla dziur). Pomiary jednoznacznie pokazują, że należy pracować z detektorami spolaryzowanymi napięciem znacznie większym od napięcia pełnego zubożenia, minimalizując przez to efekty podziału ładunków i ograniczając wpływ kontaktu omowego $n-n^+$.

Należy również zaznaczyć, że napięcie pełnego zubożenia wynoszące $34V$ zostało określone przez producenta detektorów na podstawie pomiarów pojemności jednorodnej diody testowej wykonanej na tej samej płytce kremu co detektor. Napięcie pełnego zubożenia dla struktury paskowej jest na ogół wyższe o kilka woltów w porównaniu z wartościami uzyskanymi z pomiaru płaskiej diody. Różnice te wynikają z niejednorodnego rozkładu pola elektrycznego w pobliżu pasków. Dlatego aktualne napięcie pełnego zubożenia w użytym detektorze mogło być większe niż założone $34V$.

Określenie rzeczywistego napięcia pełnego zubożenia V_{fdep}

We wszystkich obliczeniach symulacyjnych jednym z parametrów opisujących detektor jest jego napięcie pełnego zubożenia. Oprócz metody pomiaru pojemności jednorodnej diody testowej do wyznaczenia napięcia pełnego zubożenia, wykonano komplementarny pomiar, na podstawie którego określono napięcie V_{fdep} .



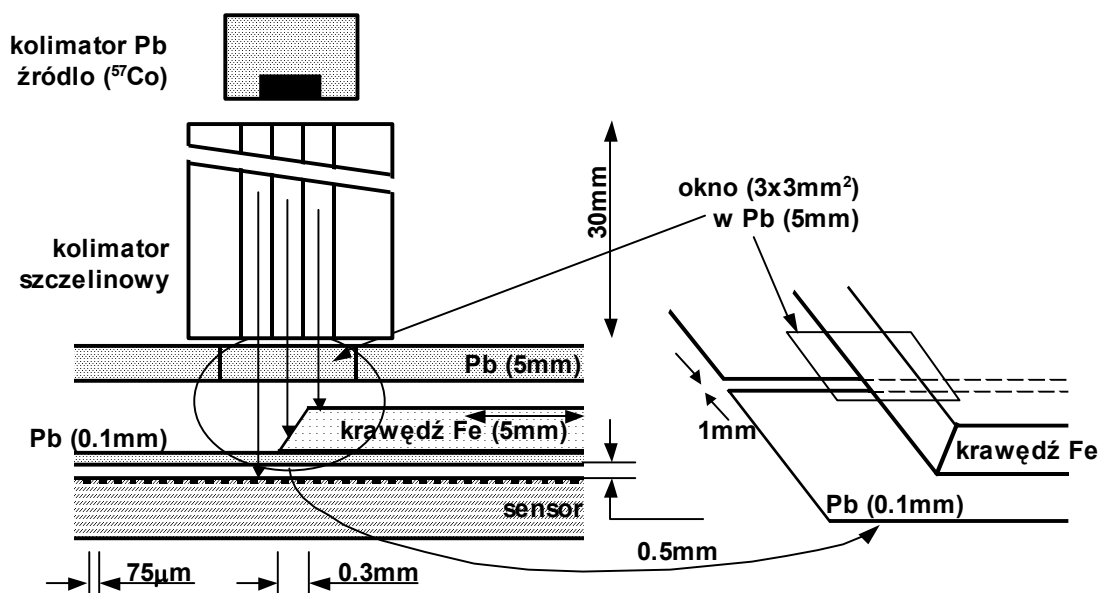
Rysunek 6-3: Intensywność rejestrowanego promieniowania w funkcji napięcia polaryzującego detektor dla promieniowania niskoenergetycznego pochodzącego ze źródła ^{55}Fe . Oświetlenie detektora od strony kontaktu omowego.

Napięcie to wyznaczono doświadczalnie, oświetlając detektor niskoenergetycznym promieniowaniem ($E=5.9keV - {}^{55}\text{Fe}$) od strony elektrody kontaktu omowego. Rysunek 6-3 przedstawia zależność liczby rejestrowanych przypadków w funkcji napięcia polaryzującego detektor.

Strumień niskoenergetycznego promieniowania ulega absorpcji w przypowierzchniowej części detektora (wstawka, rysunek 6-3). Ze wzrostem napięcia polaryzującego detektor, od strony pasków dyfuzji p^+ rozbudowuje się warstwa zaporowa, stanowiąca objętość czynną detektora. Gdy obszar rozbudowującej się warstwy osiągnie strefę absorpcji promieniowania mierzonego, to wzrastać zaczyna liczba rejestrowanych fotonów. Wzrost ten będzie następował do momentu całkowitej rozbudowy warstwy czynnej detektora zdeterminowanej grubości fizycznej podłoża. Dalszy wzrost napięcia polaryzującego nie będzie miał istotnego wpływu na zmianę liczby rejestrowanych przypadków detekcji. Uzyskane w ten sposób napięcie pełnego zubożenia zgadza się z założonym napięciem $34V$, aczkolwiek należy zauważyć, że punkt nasycenia wydajności w funkcji napięcia polaryzacji można oszacować tylko z dokładnością kilku woltów.

6.3 Weryfikacja doświadczalna – pomiary przestrzennego profilu odpowiedzi paska

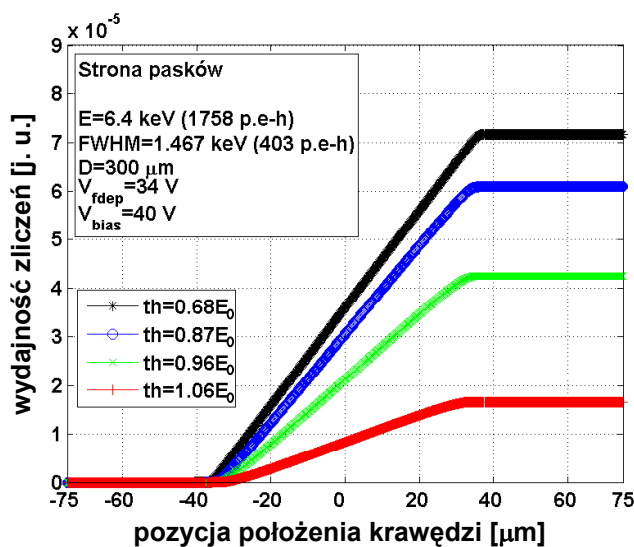
Celem pomiarów z użyciem przesuwanej przesłony było uzyskanie przestrzennego profilu odpowiedzi paska na wymuszenie w postaci jednorodnej skolimowanej wiązki promieniowania monoenergetycznego. Rysunek 6-4 przedstawia schemat poglądowy stanowiska pomiarowego z izotopowym źródłem promieniowania X i detektorem.



Rysunek 6-4: Schemat pomiarowy systemu z przesuwaną krawędzią.

Między źródło z kolimatorem i detektor umieszczono ruchomą stalową przesłonę o odpowiednio wyprofilowanej jednej z krawędzi. Kształt krawędzi w postaci ostrza pozwolił precyzyjnie ustawić krawędź równoległe względem pasków odczytowych. Przesuwając krawędź nad obszarem paska odczytowego i strefą międzypaskową w kierunku prostopadłym do pasków, uzyskiwano wzrost rejestrowanych fotonów. Teoretycznie taki właśnie rozkład uzyskuje się całkując dany profil odpowiedzi paska od minus nieskończoności do pozycji umieszczenia krawędzi. Wyniki symulacji dla różnych wartości progów dyskryminacji są przedstawione na rysunku 6-5.

W celu skolimowania wiązki zastosowano kolimator szczelinowy. Budowa kolimatora oparta jest na układzie równoległych szczelin oddalonych od siebie o około $750\mu\text{m}$ i długości ok. 30mm . Obszar $750\mu\text{m}$ był wystarczający, by oświetlić skolimowaną wiązką kilka pasków detektora.

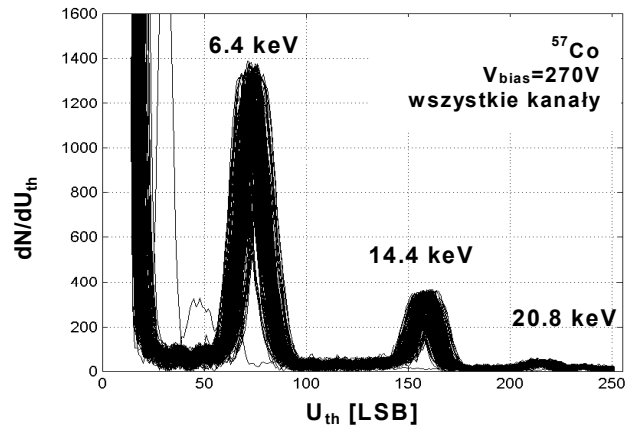


Rysunek 6-5: Wydajność rejestrowanego strumienia fotonów w zależności od względnego położenia przesuwanej krawędzi przesłony i paska odczytowego. Wyniki odpowiadają przypadkom dyskryminacji sygnału na różnych poziomach.

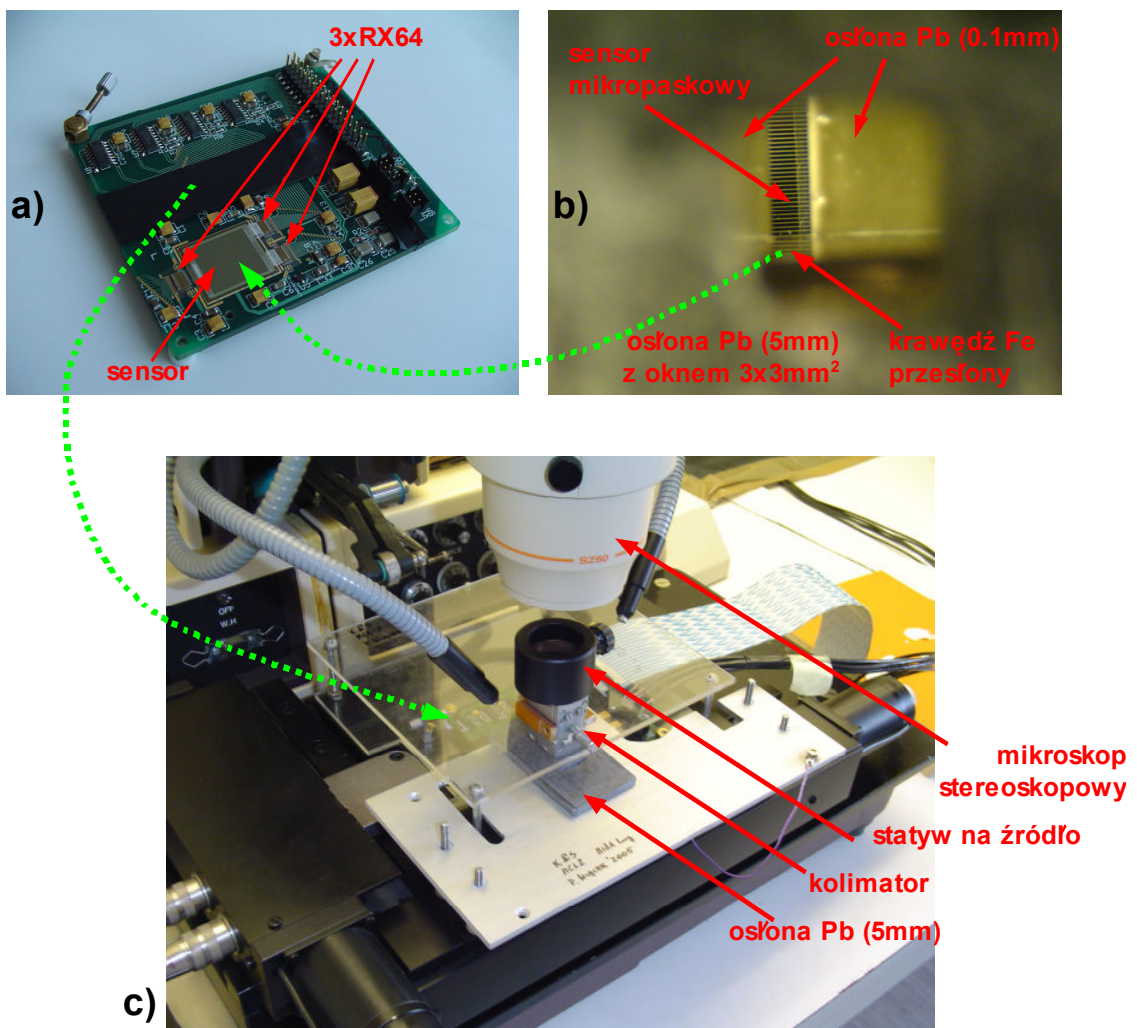
Dla zapewnienia pełnej równoległości przesuwanej krawędzi względem pasków odczytowych tak skonstruowano stanowisko pomiarowe by móc wizualnie, za pomocą mikroskopu stereoskopowego, obserwować oba te elementy (fotografia na rysunku 6-7b). Aby było to możliwe, umieszczono krawędzi możliwie blisko powierzchni detektora (możliwy do uzyskania minimalny odstęp – 0.5mm). Zminimalizowano w ten sposób efekt paralaksy dla fotonów padających pod kątami różnymi od 90° w stosunku do powierzchni przesłony i detektora.

Zawężenie pola oświetlania promieniowaniem wzdłuż paska do ok. 1mm miało na celu zminimalizowanie efektu możliwego względnego skręcenia krawędzi przesłony i paska detektora. W ten sposób znacznie ograniczono użyteczne pole rejestracji strumienia promieniowania przez detektor. Narzuciło to wymaganie na źródło o możliwie dużej intensywności. Zastosowano w testach izotopowe źródło ^{57}Co . Istotne ze względu na detekcję promieniowania X energie emitowane przez źródło to: 6.4keV oraz 14.4keV [114]. Na rysunku 6-6 przedstawiono widmo energetyczne uzyskane za pomocą badanego modułu pomiarowego. Wykres zawiera widma uzyskane dla wszystkich 192 kanałów odczytowych. Rozrzut położenia danych pików energetycznych

wynika z technologicznych rozrzutów parametrów analogowych poszczególnych kanałów odczytowych.



Rysunek 6-6: Widmo energetyczne wszystkich kanałów odczytowych testowanego systemu pomiarowego z wykorzystaniem źródła ^{57}Co . Parametry pomiaru: $V_{\text{bias}}=270\text{V}$, czas pomiaru dla danego progu dyskryminacji – $t_p=1\text{s}$, detektor oświetlany od strony pasków p^+ .

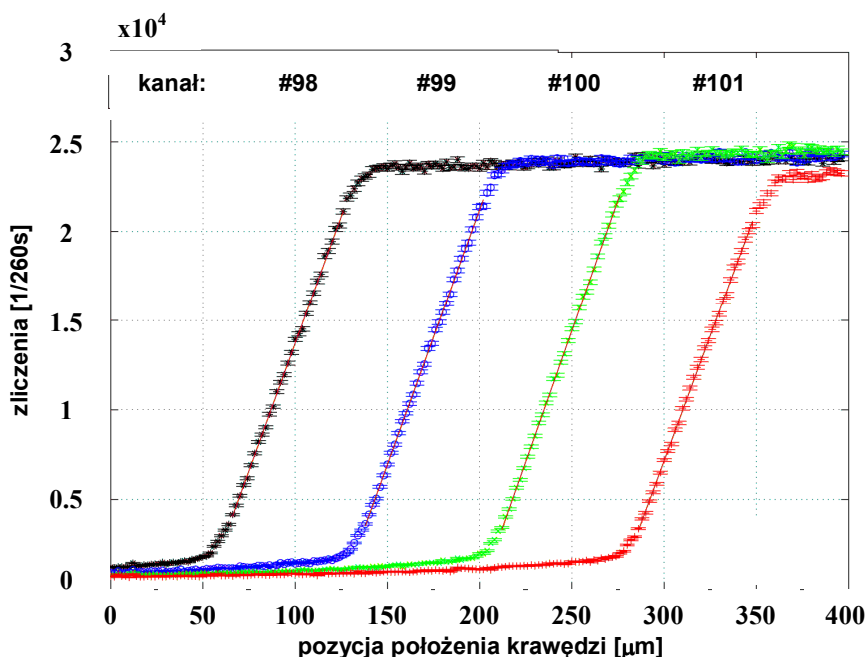


Rysunek 6-7: Fotografia rzeczywistego modułu pomiarowego oraz stanowisko testowe do pomiarów z przesuwaną krawędzią.

Ponieważ zastosowane źródło emituje również promieniowanie o energii 122keV , aby zminimalizować jego udział w formie fotonów rozproszonych zastosowano tuż nad ruchomą przesłoną, grubą (5mm) osłonę ołowianą z okienkiem pomiarowym o wymiarach $3\times 3\text{mm}^2$.

Rysunek 6-7 przedstawia fotografie rzeczywistego modułu pomiarowego oraz kompletne stanowisko testowe do pomiarów z przesuwaną przesłoną. Do precyzyjnego przesuwu wykorzystano stół manipulatora aparatury służącej do wykonywania mikroprzewodowych połączeń. Uzyskano dokładność przesuwu na poziomie $0.25\mu\text{m}$. W pomiarach przesuwano przesłonę z krokiem $2\mu\text{m}$.

Pomiary intensywności padającego promieniowania wykonywano z dyskryminacją okienkową ustawioną tak, by rejestrować fotony o energii 6.4keV . Rysunek 6-8 przedstawia profile rejestrowanej intensywności w zależności od położenia przesuwanej przesłony dla fotonów o energii 6.4keV . Poszczególne krzywe, odpowiadające kolejnym kanałom odczytowym, przesunięte są względem siebie o wartość $75\mu\text{m}$. Przesunięcie to jest zgodne z wartością odstępów między paskami p⁺ użytego detektora. Porównując profil intensywności rejestrowanych przypadków w funkcji pozycji położenia krawędzi przesłony z wynikiem symulacji przedstawionym na rysunku 6-5 należy wnioskować o poprawności uzyskanych wyników symulacji. Większe zaokrąglenie profilu pomiarowego wynikać może z dodatkowego udziału fotonów rozproszonych źródła.

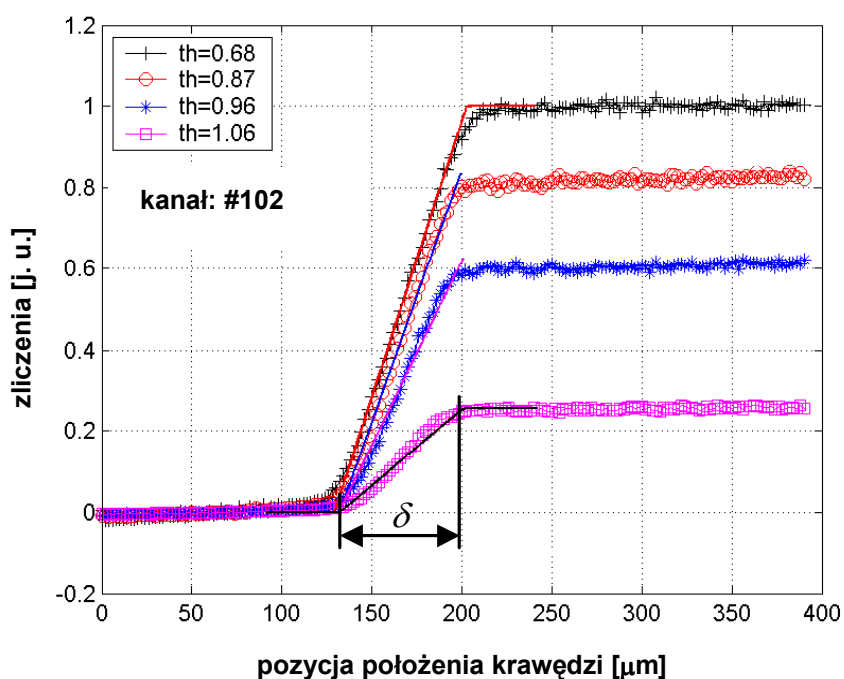


Rysunek 6-8: Profil odpowiedzi poszczególnych pasków odczytowych sukcesywnie odkrywanych przy przesuwaniu przesłony. Profil odpowiedzi dla pomiaru z dyskryminacją okienkową na energii 6.4keV .

Kolejny pomiar weryfikacyjny polegał na wyznaczeniu profilu odpowiedzi oświetlanego paska w procesie przesuwania przesłony dla kilku progów dyskryminacji jednocześnie. Podczas każdego położenia względnej przesłony i detektora

dokonywany był pomiar intensywności w stałym czasie 260 sekund dla wybranych progów dyskryminacji jednego z dyskryminatorów ($th=0.68E_0$, $0.87E_0$, $0.96E_0$ i $1.06E_0$ gdzie E_0 odpowiadało położeniu piksu o energii $6.4keV$). Próg dyskryminacji drugiego dyskryminatora był stały i odpowiadał poziomowi $1.23E_0$.

Wyniki uzyskanych profili intensywności danego paska w funkcji pozycji położenia przesłony dla danych progów dyskryminacji przedstawiono na rysunku 6-9. Z przyczyn konstrukcyjnych pomiar był możliwy do przeprowadzenia tylko dla oświetlania detektora od strony pasków odczytowych. Parametry detektora podczas pomiaru: $V_{dep}=34V$, $V_{bias}=270V$, temperatura struktury detektora $T=307K$. Na podstawie uzyskanego widma energetycznego z użyciem źródła ^{57}Co wyznaczono całkowity poziom szumu $FWHM_{Noise}=1.467keV$, potrzebny jako parametr w symulacjach.



Rysunek 6-9: Profil odpowiedzi paska odczytowego numer #102 sukcesywnie odkrywano przy przesuwaniu krawędzi przesłony. Poszczególne znaki odpowiadają pomiarom dla różnych progów dyskryminacji. Liniami ciągłymi przedstawiono profile teoretyczne.

Dla celów porównawczych zdefiniowano parametr δ będący stosunkiem poziomu nasycecia intensywności przy całkowicie odkrytym pasku do współczynnika nachylenia krzywej profilu w obszarze liniowego wzrostu intensywności:

$$\delta = \frac{\text{nasycecie (średnia)}}{a} \quad (6.3-1)$$

Iloraz ten odzwierciedla obszar w przestrzeni przesuwu krawędzi będący polem rejestracji przypadków dokładnie przez pojedynczy pasek. Dla progu dyskryminacji odpowiadającego poziomowi $0.5E_0$ szerokość tego pola rejestracji zgodna jest z wartością odstepu między poszczególnymi paskami odczytowymi. Ze wzrostem progu

dyskryminacji obszar ten się zawęża (patrz przestrzenne profile odpowiedzi paska – rozdział 5.11).

W tabeli 6-2 zestawiono wyniki parametru δ uzyskane w pomiarach oraz odpowiadające im wyniki symulacji.

Tabela 6-2: Zestawienie porównawcze wyników symulacji i pomiarów testowych z przesuwaną krawędzią dla różnych progów dyskryminacji.

dyskryminacja		$0.68 E_0$	$0.87 E_0$	$0.96 E_0$	$1.06 E_0$
parametr		$\delta [\mu m]$			
pomiar na	#102	74.2	63.3	58.5	56.6
pasku	#103	71.5	62.9	59.6	58.9
symulacje		72.7	69.1	66.7	64.1

Analizując porównawcze wyniki można wysunąć wniosek o poprawności uzyskanych symulacji, gdyż ze wzrostem progu dyskryminacji zmniejsza się obszar przestrzenny rejestracji danego paska odczytowego. Obszar ten szybciej zwęża się w przypadku rzeczywistych pomiarów, gdyż istotne są procesy dodatkowych rozprożeń na krawędzi, oraz dodatkowy przyczynik od fotonów rozproszonych źródła. Symulacje nie uwzględniały tych efektów. Maksymalna wartość odstępstwa uzyskanego wyniku od rezultatu symulacji wyniosła 11%.

W niektórych pracach zajmujących się badaniem półprzewodnikowych detektorów pozycjoczułych w zastosowaniach do promieniowania X uzyskuje się przestrzenny profil odpowiedzi paska, przeprowadzając sondowanie powierzchni detektora skolimowaną wiązką laserową [115]. Wykorzystanie impulsowego sygnału laserowego o długości fali $660 - 1100 \text{ nm}$ pozwala penetrować obszar przypowierzchniowy (kilka μm) detektora krzemowego (długość fali ok. 660 nm), lub całkowitą głębokość (długość fali ok. 1100 nm) [106, 115]. Istotnym wymaganiem tej metody jest pozbycie się na powierzchni detektora w miejscu sondowania metalicznej warstwy powierzchniowej. Obecność takiej warstwy powoduje odbicie wiązki i ograniczenie wnikania. Od strony kontaktu omowego taka możliwość w niewielkim obszarze detektora jest do wykonania, natomiast od strony pasków odczytowych, gdzie nad każdym paskiem dyfuzji p^+ umieszcza się metalową elektrodę odczytową takiej możliwości już nie ma.

Podobnie uzyskać można przestrzenny profil odpowiedzi paska stosując dobrze skolimowaną wiązkę monoenergetycznego promieniowania synchrotronowego uzyskiwaną na specjalistycznych stanowiskach pomiarowych przy synchrotronach. Przestrzenne rozmycie wiązki nie powinno być większe niż pojedyncze mikrometry.

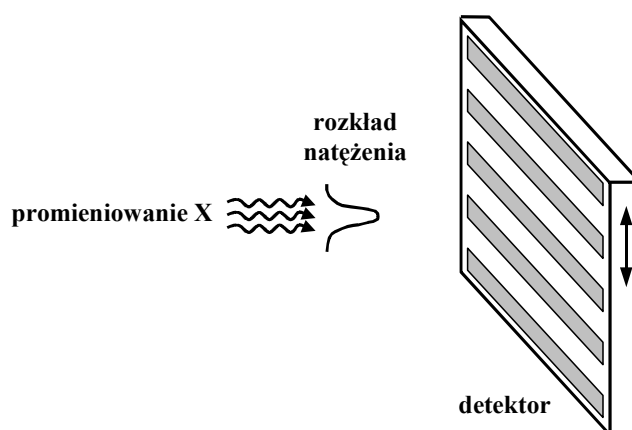
Podobne pomiary dla detektorów germanowych, ale z wykorzystaniem izotopowego źródła ^{241}Am i precyzyjnego systemu ogniskowania wiązki zaprezentowano w pracy [116].

6.4 Przykładowe zastosowania - identyfikacja przestrzennego profilu natężenia wiązki promieniowania

Znajomość przestrzennego profilu natężenia wiązki wykorzystywanej w wielu precyzyjnych pomiarach jest bardzo istotnym parametrem. Jednym z takich stanowisk, dla których rozkład przestrzenny wiązki jest znaczący, to system rentgenowskiej mikroanalizy fluorescencyjnej [117]. System pomiarowy wyposażony w szklaną kapilarę, formuje skolimowaną wiązkę promieniowania. Wiązkę tę wykorzystuje się do mikroanaliz fluorescencyjnych. Istotna w tych pomiarach jest dokładna znajomość przestrzennego profilu natężenia wiązki oraz jej widmo energetyczne.

W pracy [117] zaprezentowano sposób określania natężenia profilu wiązki za pomocą bardzo cienkiego (średnica $3\mu\text{m}$) przewodu wolframowego przesuwanego prostopadle do wiązki. Podczas przesuwu drutu mierzona jest intensywność wzbudzonego promieniowania fluorescencyjnego wolframu detektorem ustawionym prostopadle do osi wiązki. Trudnością tej metody, w ocenie autora, jest zapewnienie należytej geometrii wszystkich elementów oraz wymaganie odpowiednio długiego czasu na uzyskanie zadowalającej statystyki pomiaru. Metoda ta pozwala określić jedynie profil natężenia wiązki promieniowania dla energii powyżej krawędzi absorpcji wolframu ($E_{L\alpha W}=8.4\text{keV}$), bez możliwości określenia widma energetycznego. Konkurencyjna metoda określenia profilu natężenia wiązki dla danego zakresu energii opiera się na wykorzystaniu mikropaskowego detektora z systemem odczytu o dyskryminacji okienkowej.

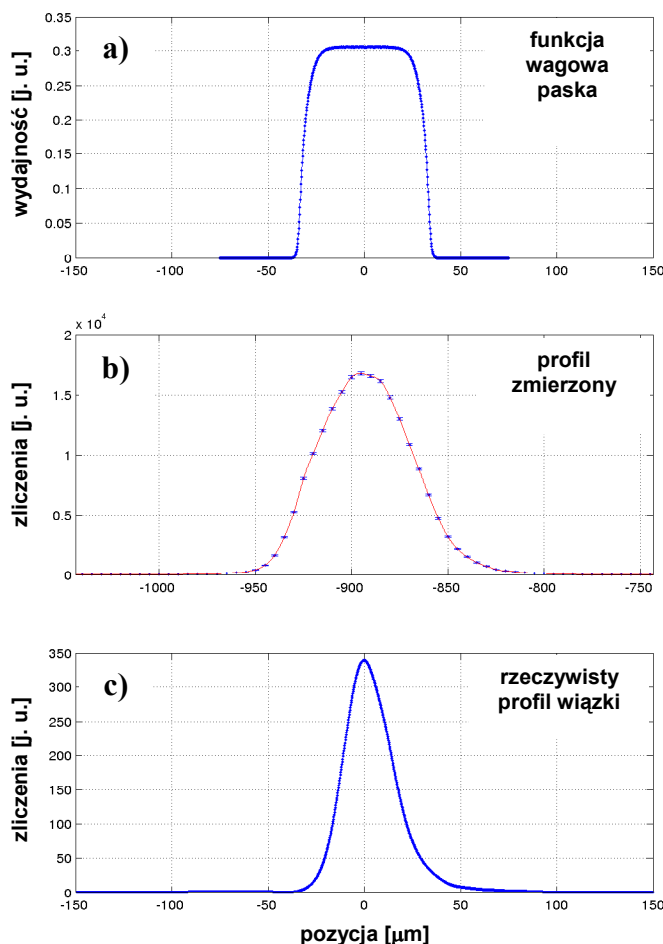
Znajomość kształtu przestrzennego profilu odpowiedzi paska odczytowego pozwala odtworzyć rozkład natężenia wiązki promieniowania padającego na detektor. W przypadku oświetlenia struktury detekcyjnej skolimowaną wiązką promieniowania X o rozmiarach mniejszych niż odstęp pasków wymagane jest przeprowadzenie przestrzennego przesuwu detektora z sekwencyjnym odczytem w poszczególnych położeniach.



Rysunek 6-10: Schemat poglądowy metody pomiaru określającej przestrzenny profil natężenia wiązki promieniowania X.

Przesuwając detektor prostopadle względem osi wiązki i zgodnie z kierunkiem prostopadłym do pasków, z odpowiednio małymi krokami, znacznie mniejszymi niż

szacowane rozmycie przestrzenne wiązki, rejestruje się w każdym położeniu intensywność promieniowania przypadającą na dany pasek lub jego część (rysunek 6-10). W ten sposób można pośrednio wyznaczyć profil natężenia wiązki w kierunku zgodnym z przesuwem detektora (w płaszczyźnie kartki na rysunku 6-10). Ponieważ pasek odczytowy w całej swej długości rejestruje padające fotony, więc następuje całkowanie strumienia wiązki wzdłuż paska. Traci się więc w tej geometrii pomiaru informację o rozkładzie w tym właśnie kierunku, a profil prostopadły odpowiada całkowitej intensywności przypadającej na dany pasek [118]. Obrót detektora o kąt 90 stopni względem jego płaszczyzny pozwala zmierzyć całkowity rozkład intensywności w kierunku prostopadłym do poprzedniego. Wykonanie sekwencji pomiarów dla odpowiednio dużej liczby położenia kątowych detektora względem jego płaszczyzny w zakresie od 0 do 180 stopni pozwala wyznaczyć mapę profilu natężenia wiązki dla pełnego przekroju.

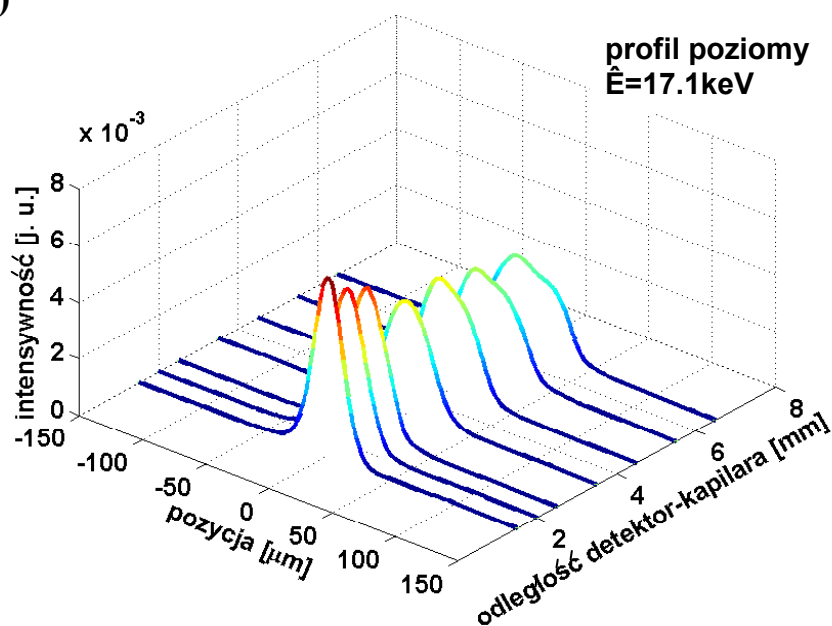


Rysunek 6-11: Przestrzenny profil odpowiedzi paska (a), zmierzony rozkład natężenia w funkcji względnego położenia detektor-wiązka (b), zrekonstruowany profil natężenia wiązki (c).

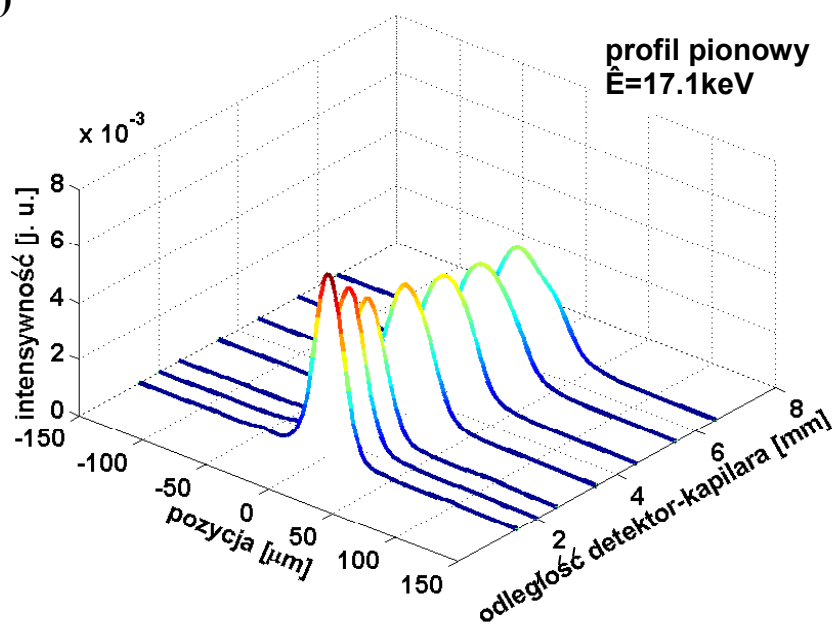
Na rysunku 6-11a przedstawiono przestrzenny profil odpowiedzi paska dla danych parametrów geometrycznych detektora i parametryzacji systemu odczytu użytego do pomiaru. Profil ten jest wynikiem symulacji przeprowadzonych przez autora

pracy. Rysunek 6-11b przedstawia pomiar intensywności rejestrowanych przypadków na danym pasku w zależności od względnego położenia detektor-wiązka. Odpowiedź ta jest splotem rzeczywistego profilu wiązki, który chcemy wyznaczyć, oraz przestrzennego profilu odpowiedzi paska. Przeprowadzając operację odwrotną do splotu, a mianowicie dokonując rozplotu zmierzonego rozkładu natężenia (rysunek 6-11b) z użyciem funkcji opisującej przestrzenny profil odpowiedzi paska (tzw. funkcja wagowa paska – rysunek 6-11a) uzyskuje się poszukiwany rozkład przestrzenny natężenia wiązki promieniowania (rysunek 6-11c).

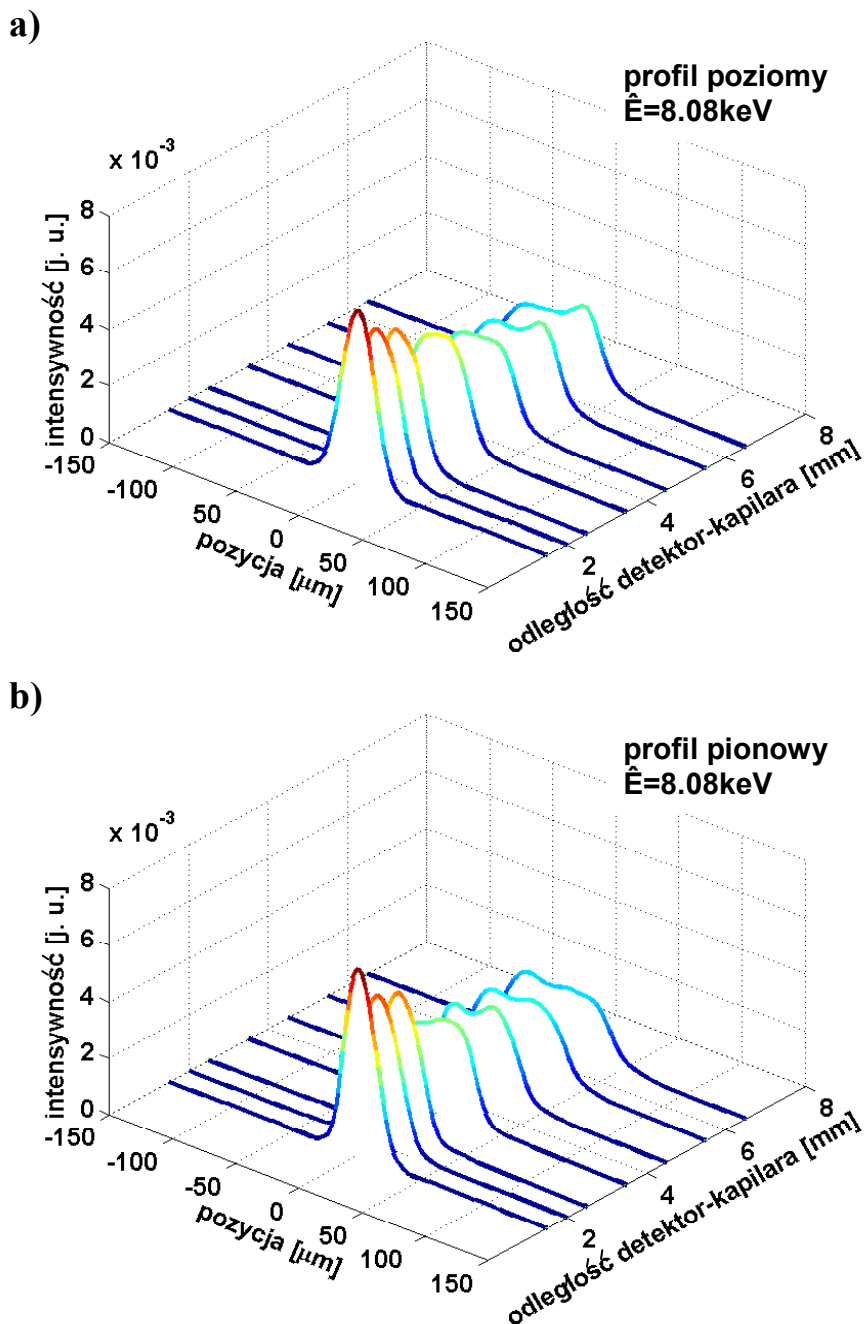
a)



b)



Rysunek 6-12: Profil poziomy (a) i pionowy (b) natężenia promieniowania X o energii środkowej 17.1keV pochodzącego z rentgenowskiego mikroanalizatora fluorescencyjnego z kapilarą kolimacyjną. Poszczególne krzywe odpowiadają pomiarom dla danej odległości detektor-kapilara.



Rysunek 6-13: Profil poziomy (a) i pionowy (b) natężenia promieniowania X o energii środkowej 8.08keV pochodzącego z rentgenowskiego mikroanalizatora fluorescencyjnego z kapilarą kolimacyjną. Poszczególne krzywe odpowiadają pomiarom dla danej odległości detektor-kapilara.

Wykorzystując przytoczoną metodę uzyskano profile przestrzenne natężenia strumienia fotonów X dla promieniowania w zakresie energii między 13.1keV a 21.1keV (rysunek 6.12), oraz w zakresie $5.06 \div 11.09\text{keV}$ (rysunek 6.13). Selektowny wybór energii promieniowania podczas pomiaru jest możliwy dzięki zastosowaniu układów odczytowych z dyskryminacją okienkową. Rozpatrywany w analizie zakres energii był wybrany tak, by zapewnić odpowiednio dużą statystykę pomiaru (>10000 zliczeń). Zastosowany system odczytu pozwala na dyskryminację okienkową widma energii nie mniejszą niż ok. 0.25keV . Źródłem wiązki badanej było stanowisko rentgenowskiej

mikroanalizy fluorescencyjnej wyposażone w szklaną kapilarę kolimacyjną [117]. Promieniowanie pierwotne pochodziło z lampy rentgenowskiej wyposażonej w anodę molibdenową ($E_{K\alpha Mo} = 17.4keV$). Pomiary przeprowadzono we współpracy z Pracownią Rentgenowską - Zakładu Metod Jądrowych Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH.

Głównym parametrem systemu mikroanalizy fluorescencyjnej od strony wykorzystywanej wiązki sondującej jest określenie przestrzennej szerokości rozmycia pierwotnej wiązki promieniowania X wychodzącej z kapilary. Faktyczna średnica wiązki zależy od średnicy kapilary kolimacyjnej, widma energetycznego pierwotnego promieniowania wchodzącego oraz odległości od wyjścia kapilary. W pomiarach wykorzystano szklaną kapilarę o średnicy wyjściowej ok. $15\mu m$. Przeprowadzone pomiary pozwoliły wyznaczyć przestrzenne profile natężenia wiązki w różnych odległościach od kapilary oraz dla dwóch prostopadłych płaszczyzn (pionowa i pozioma). Rysunek 6-12 przedstawia rozkład dla promieniowania o energii środkowej $17.1keV$, natomiast rysunek 6-13 dla energii środkowej $8.08keV$.

W tabeli 7-1 zestawiono szerokości połówkowe $FWHM$ wiązki promieniowania X wychodzącej z kapilary w funkcji odległości dla profilu poziomego i pionowego dla dwóch zakresów energii, o wartości środkowej $8.08keV$ i $17.1keV$. Rezultaty te pokrywają się z rezultatami zaprezentowanymi w pracy [117], gdzie szerokość połówkowa profilu wiązki przy odległości $2.5mm$ wyniosła $30\mu m$. Analizując profile natężeń przedstawione na rysunkach 6-12 i 6-13 widać wyraźnie, że własności kolimujące danej kapilary są ściśle określone dla danej energii promieniowania, w tym przypadku $17.1keV$. Dla energii $8.08keV$ wiązka jest bardziej rozbieżna i jej szerokość połówkowa zwiększa się znacznie z odległością od kapilary.

Tabela 6-3: Zestawienie wyników szerokości połówkowej $FWHM$ wiązki promieniowania X wychodzącej z kapilary kolimacyjne w funkcji odległości dla profilu poziomego i pionowego.

odległość detektor-kapilara [mm]	$FWHM [\mu m]$	profil poziomy		profil pionowy	
		8.08keV	17.1keV	8.08keV	17.1keV
1.5		29.0	26.2	27.6	25.2
2.0		35.6	29.6	34.4	28.8
2.5		39.2	31.8	35.6	31.6
3.5		48.6	37.0	57.2	37.0
4.5		59.6	42.0	62.4	41.6
5.5		67.0	49.8	72.8	45.8
6.5		73.4	55.0	83.2	49.6

Zaletą zastosowanej metody z wykorzystaniem systemu opartego na detektorze krzemowym i odczycie z dyskryminacją okienkową jest zdolność selektywnego wyboru zakresu energii, co daje możliwość pomiaru widma energetycznego dla każdego z mierzonych rozkładów przestrzennych. Równie prosta jest sama konstrukcja stanowiska pomiarowego. Wystarczy umieszczenie detektora prostopadle do osi wiązki i zapewnienie precyzyjnego przesuwu. Czas pojedynczego pomiaru jest relatywnie krótki, gdyż intensywność wiązki jest duża poprzez jej skolimowanie w kapilarze, natomiast odstęp międzypaskowy detektora wystarczająco mały, by użyteczna powierzchnia detekcji pojedynczego paska nie doprowadziła do nasycenia systemu odczytowego.

7 Podsumowanie

W niniejszej pracy zaprezentowano analizę i optymalizację przestrzennej zdolności rozdzielczej pozycjoczułych półprzewodnikowych mikropaskowych detektorów promieniowania X. Przedstawiono pakiet obliczeniowy opracowany na potrzeby modelowania krzemowych detektorów mikropaskowych. Pakiet zawiera narzędzia do analizy kompletnego procesu detekcji, od generacji ładunków poprzez mechanizm zbierania i generacji sygnału elektronicznego, aż do analizy danych uzyskanych z systemu rejestracji. Przestrzenny rozkład procesów oddziaływania promieniowania X z materiałem detektora oraz rozmycie zbieranego ładunku w objętości detektora determinuje jego przestrzenną zdolność rozdzielczą. W związku z tym procesy te prześledzono ze szczególną uwagą. Wszystkie wyniki, poza określeniem pola wagowego detektora, uzyskano na podstawie wyprowadzonych formuł analitycznych. Analiza taka, mimo zastosowanych przybliżeń, jest wystarczająco dokładna i nieporównywalnie szybsza od metod numerycznych stosowanych do obliczeń struktur detektora i metod Monte Carlo, stosowanych do modelowania oddziaływania promieniowania z detektorem.

Podstawowym celem tej pracy była analiza istotnych parametrów odpowiedzialnych za jakość obrazowania przestrzennych rozkładów promieniowania X przy użyciu krzemowych detektorów mikropaskowych. Podstawowym wynikiem tej analizy jest przestrzenny profil odpowiedzi paska detektora przy oświetlaniu jednorodną wiązką promieniowania X, oraz zależność tego profilu od następujących czynników:

- rozmycia dyfuzyjnego ładunku zbieranego przez elektrodę odczytową,
- rozproszenia promieniowania pierwotnego (rozproszenie koherentne i niekoherentne),
- rozkładu pola elektrycznego w obszarze pomiędzy paskami,
- grubości detektora,
- napięcia polaryzacji detektora,
- energii padającego promieniowania,
- strony oświetlania detektora (od strony pasków odczytowych lub przeciwnej).

Na podstawie przeprowadzonej analizy sformułowano wnioski odnośnie struktury detektora i warunków optymalnej pracy z punktu widzenia przestrzennej zdolności rozdzielczej. Podstawowe wnioski są następujące:

- **Strona oświetlania** – dla przypadku ekspozycji od strony pasków odczytowych obserwuje się mniejsze rozmycie profilu w obszarze międzypaskowym. Różnice w zależności od strony oświetlania są bardziej widoczne przy niższych energiach promieniowania X.
- **Napięcie polaryzacji** – zwiększenie napięcia polaryzującego powoduje wzrost pola elektrycznego, a przez to wzrost szybkości zbierania chmury ładunku i ograniczenie rozmycia dyfuzyjnego. Z punktu widzenia przestrzennej zdolności rozdzielczej, preferowana jest polaryzacja detektora napięciem kilkakrotnie wyższym niż napięcie pełnego zubożenia.

- **Próg dyskryminacji** – dla systemu z odczytem binarnym optymalny próg dyskryminacji wynosi $th = \frac{1}{2}E_0$. Przy tak ustawionym progu dyskryminacji, profil odpowiedzi jest maksymalnie płaski w obszarze przynależnym do danego paska i ma maksymalnie strome zbocza. Nie obserwuje się obszarów o wydajności zaniżonej lub większej od jedności. Dla $th > \frac{1}{2}E_0$ w pewnej części obszaru międzypaskowego występuje strefa ograniczonej wydajności rejestrowanych przypadków. Natomiast dla $th < \frac{1}{2}E_0$ występuje obszar przenikania się profili odpowiedzi poszczególnych pasków, a więc przypadki pochodzące od pojedynczego fotonu rejestrowane są na obu kanałach odczytowych.
- **Energia promieniowania** – dla przypadku oświetlania detektora od strony pasków odczytowych obserwuje się pogorszenie rozdzielczości wraz ze wzrostem energii promieniowania. Przy oświetlaniu detektora od strony kontaktu omowego tendencja jest przeciwna i mniej zauważalna. Różnice zacierają się dla większych energii.
- **Grubość detektora** – dla przypadku oświetlania detektora od strony pasków odczytowych nie obserwuje się zależności profilu przestrzennego od grubości detektora, gdyż niskoenergetyczne promieniowanie X absorbowane jest i tak bezpośrednio pod powierzchnią wnikania. Czasy zbierania dziur są niezależne od grubości, natomiast wydłuża się czas zbierania elektronów, których wkład do całkowitego prądu indukowanego jest znikomy. Inaczej jest dla przypadku oświetlania detektora od strony kontaktu omowego; im grubszy detektor tym dla niższych energii oddziaływania większa jest droga do przebycia przez dziury. Większe jest rozmycie dyfuzyjne, a przez to następuje rozmycie profilu odpowiedzi.
- **Odstęp międzypaskowy** – przy stałej szerokości paska odczytowego p^+ wzrost odstępu międzypaskowego powoduje zmniejszenie udziału obszaru międzypaskowego względem całkowitego przestrzennego obszaru pojedynczego paska, zwiększając jednorodną część profilu odpowiedzi. Spostrzeżenie to jest jednakowo korzystne dla obu stron oświetlania detektora jak i niezależne od energii promieniowania.
- **Szerokość paska p^+** - przy danym odstepie międzypaskowym występuje optymalna wartość szerokości paska p^+ podczas oświetlania detektora od strony pasków. Ekspozycja detektora promieniowaniem od strony kontaktu omowego nie wyróżnia optymalnej szerokości paska p^+ , a przez to pozwala to niezależnie optymalizować szerokość paska p^+ z punktu widzenia minimalizacji całkowitej pojemności detektora.

Powyższe wnioski zostały sformułowane na podstawie symulacji przeprowadzonych w oparciu o opracowany pakiet obliczeniowy. Nie wszystkie z nich dają się zweryfikować w bezpośrednich pomiarach. Dlatego w ramach pracy przeprowadzono pomiary weryfikujące wybrane wyniki uzyskane z symulacji, a mianowicie; widma energetyczne rejestrowane przez pojedynczy pasek, oraz pomiary profilu przestrzennego odpowiedzi paska dla oświetlania promieniowaniem od strony pasków p^+ .

Pomiary testowe przeprowadzono z wykorzystaniem mikropaskowego detektora krzemowego, odczytywanego specjalizowanym układem o binarnej architekturze odczytu RX64. Pomiary widma energetycznego źródła ^{55}Fe wykazały zgodność uzyskanych rozkładów widmowych z tymi, jakie uzyskano w symulacji, oraz potwierdziły przypuszczenia odnośnie zależności tych profili od napięcia polaryzacji i strony oświetlania detektora. Różniczkowe widmo monoenergetycznego źródła, zmierzone na pojedynczym pasku detektora, odbiega od rozkładu *gaussowskiego* wskutek występowania efektów podziału ładunków w strefie międzypaskowej detektora. Rozkład staje się niesymetryczny ze zwiększonym udziałem przyczynków niskoenergetycznych względem energii źródła.

Pomiary profilu odpowiedzi paska wykonane przy użyciu źródła ^{57}Co i przesuwanej przesłony wykazały zgodność uzyskanego profilu symulacji ze zmierzonym, oraz potwierdziły jego zależność od progu dyskryminacji. Brak pełnej spójności pomiaru i analizy na granicy międzypaskowej wynika z dodatkowych rozprożeń promieniowania X na krawędzi przesłony oraz nieidealnej kolimacji wiązki. Symulacje nie uwzględniały tych efektów.

Ostatecznie można stwierdzić, że spostrzeżenia wysunięte na podstawie przeprowadzonych symulacji oraz pomiary doświadczalne prowadzą do tych samych wniosków i pozwalają na praktyczne zastosowanie uzyskanych profili odpowiedzi paska. Dokładna znajomość profilu jest bardzo ważna w metodach obrazowania z wykorzystaniem promieniowania X np. w dyfraktometrii.

Jako jeden z przykładów zastosowania, przedstawiono sposób pomiaru przestrzennego profilu natężenia mikrowiązki promieniowania X w systemie rentgenowskiej mikroanalizy fluorescencyjnej. Uwzględnienie wyznaczonego w pracy profilu odpowiedzi paska poprzez numeryczną operację rozplotu dostarcza rzeczywistego rozkładu przestrzennego natężenia badanej wiązki.

Inną dziedziną zastosowania jest dyfraktometria promieniowania X [119, 120], gdzie mikropaskowy detektor może zastąpić standardowy system pojedynczego detektora ze szczeliną. W standardowej budowie dyfraktometru pojedynczy detektor jest używany wraz z precyzyjnym systemem szczelin, które determinują przestrzenną zdolność rozdzielczą. Pomiar przy użyciu takiego systemu charakteryzuje się ograniczeniami, z których najistotniejszym jest długi czas pomiaru. Zastosowanie krzemowego detektora mikropaskowego przyspiesza pomiar. Odstęp między paskami odczytowymi jest porównywalny ze standardowym krokiem przesuwu szczeliny pomiarowej wraz z zero-wymiarowym detektorem na ramieniu goniometru dyfraktometru. Opracowane metody analizy odpowiedzi przestrzennej posłużyły do optymalizacji detektora zaprojektowanego do zastosowań dyfraktometrycznych [121].

Spis rysunków

RYSUNEK 2-1: MAKROSKOPOWY PRZEKRÓJ CZYNNY NA FOTOABSORPCJĘ W FUNKCJI ENERGII DLA RÓŻNYCH MATERIAŁÓW PÓLPRZEWODNIKOWYCH	15
RYSUNEK 2-2: DETEKTOR PASKOWY TYPU DC – RYSUNEK POGLĄDOWY	16
RYSUNEK 2-3: DETEKTOR PASKOWY Z POJEMNOŚCIOWYM PODZIAŁEM ŁADUNKU	17
RYSUNEK 2-4: DETEKTOR PASKOWY TYPU AC – RYSUNEK POGLĄDOWY	18
RYSUNEK 2-5: POLARYZACJA PASKÓW P ⁺ POPRZEZ REZYSTORY POLIKRZEMOWE (POMINIĘTO PIERŚCIEŃ OCHRONNY)	19
RYSUNEK 2-6: POLARYZACJA PASKÓW P ⁺ TYPU <i>PUNCH – THROUGH</i> (POMINIĘTO PIERŚCIEŃ OCHRONNY) ..	19
RYSUNEK 2-7: POLARYZACJA PASKÓW P ⁺ POPRZEZ TRANZYSTOR POŁOWY FOXFET (NA RYSUNKU POMINIĘTO PIERŚCIEŃ OCHRONNY)	20
RYSUNEK 2-8: WYKORZYSTANIE JEDNOSTRONNEGO DETEKTORA PASKOWEGO W POMIARACH Z EKSPOZYCJĄ NA KRAWĘDŹ	21
RYSUNEK 2-9: DWUSTRONNY DETEKTOR PASKOWY	22
RYSUNEK 2-10: SPOSÓB SEPARACJI PASKÓW N ⁺ : A) IZOLACJA PASKÓW N ⁺ POPRZEZ WBUDOWANY PASEK P ⁺ ; B) IZOLACJA PASKÓW N ⁺ POPRZEZ WYKORZYSTANIE STRUKTURY MOS; C) IZOLACJA PASKÓW N ⁺ POPRZEZ WYKONANIE POSZERZONYCH PASKÓW METALOWYCH POZA OBSZAR DOMIESZKOWANIA PASKÓW N ⁺	23
RYSUNEK 2-11: PROBLEM JEDNOZNACZNEGO OKREŚLENIA POZYCJI W DETEKTORACH PASKOWYCH DWUSTRONNYCH	23
RYSUNEK 2-12: DETEKTOR PIKSELOWY – RYSUNEK POGLĄDOWY	24
RYSUNEK 2-13: DETEKTOR PADOWY – RYSUNEK POGLĄDOWY	26
RYSUNEK 2-14: KRZEMOWY DETEKTOR DRYFOWY: A) RYSUNEK POGLĄDOWY; B) ROZKŁAD POTENCJAŁU POPRZECZNEGO	27
RYSUNEK 2-15: DETEKTOR TYPU PN-CCD: A) RYSUNEK POGLĄDOWY; B) ROZKŁAD POTENCJAŁU POPRZECZNEGO	28
RYSUNEK 2-16: DETEKTOR TYPU DEPFET: A) RYSUNEK POGLĄDOWY; B) ROZKŁAD POTENCJAŁU ELEKTRYCZNEGO	30
RYSUNEK 2-17: KSZTAŁT GEOMETRYCZNY POJEDYNCZEGO PIKSELA STRUKTURY „STRIPIXEL” – A), SPOSÓB ODCZYTU MACIERZY PIKSELI – B)	31
RYSUNEK 2-18: TECHNOLOGIA WYTWARZANIA JEDNOSTRONNEGO DETEKTORA PASKOWEGO ZE SPRĘŻENIEM AC: A) UTLENIANIE; B) DOMIESZKOWANIE DONOROWE – KONTAKT OMOWY DO PODŁOŻA; C) DOMIESZKOWANIE AKCEPTOROWE; D) NANOSZENIE WARSTWY POLIKRZEMU; E) PRZYGOTOWANIE KONTAKTÓW I WYPROWADZEŃ METALICZNYCH	32
RYSUNEK 2-19: MIKROPRZEWODOWE POŁĄCZENIE DETEKTORA Z UKŁADEM ELEKTRONIKI ODCZYTU (<i>WIRE BONDING</i>)	34
RYSUNEK 2-20: TYPY POŁĄCZEŃ MIKROPRZEWODOWYCH: A) POŁĄCZENIE TYPU <i>WEDGE BONDING</i> , B) POŁĄCZENIE TYPU <i>BALL BONDING</i>	34
RYSUNEK 2-21: FOTOGRAFIA BEZPOŚREDNICH MIKROPOŁĄCZEŃ DETEKTORA PASKOWEGO Z UKŁADEM ELEKTRONIKI ODCZYTU (WYKONANE PRZEZ AUTORA)	35
RYSUNEK 2-22: RYSUNEK POGLĄDOWY SPRĘGNIĘCIA DETEKTORA Z UKŁADEM <i>ASIC</i> POPRZEZ TZW. <i>FANOUT</i>	35
RYSUNEK 2-23: KONSTRUKCJA POŁĄCZENIA TYPU <i>BUMP BONDING</i>	36
RYSUNEK 3-1: PROCESY ODDZIAŁYWANIA PROMIENIOWANIA X Z MATERIAŁ	37
RYSUNEK 3-2: ROZKŁAD MAKROSKOPOWYCH PRZEKROJÓW CZYNNYCH NA PROCESY ABSORPCJI I ROZPRASZANIA W FUNKCJI ENERGII DLA KRZEMU	41
RYSUNEK 3-3: STOSUNEK MASOWYCH WSPÓŁ. OSŁABIENIA NA ROZPRASZANIE DO MASOWEGO WSPÓŁ. OSŁABIENIA NA FOTOABSORPCJĘ W FUNKCJI ENERGII DLA KRZEMU	41
RYSUNEK 3-4: ZMIANA ENERGII ROZPROSZONYCH FOTONÓW O ENERGII PIERWOTNEJ 5, 8, 17 keV W ZALEŻNOŚCI OD KĄTA ROZPROSZENIA θ	43
RYSUNEK 3-5: DŁUGOŚĆ ABSORPCJI DLA RÓŻNYCH MATERIAŁÓW PÓLPRZEWODNIKOWYCH W FUNKCJI ENERGII [13]	44
RYSUNEK 3-6: RÓŻNICZKOWY PRZEKRÓJ CZYNNY $\frac{d\sigma_{K-N}}{d\Omega}$ DLA FOTONÓW O ENERGII PIERWOTNEJ 5, 8, 17 keV W ZALEŻNOŚCI OD KĄTA ROZPROSZENIA θ	45

RYSUNEK 3-7: WIDMO ENERGETYCZNE PROMIENIOWANIA MONOENERGETYCZNEGO W DETEKTORZE BEZ PODZIAŁU ŁADUNKU.	48
RYSUNEK 4-1: JEDNOWYMIAROWY OGÓLNY SCHEMAT SILNIE NIESYMETRYCZNEGO ZŁĄCZA P ⁺ - N (A), ROZKŁAD GĘSTOŚCI ŁADUNKU (B), NATĘŻENIE POLA ELEKTRYCZNEGO (C) I ROZKŁAD POTENCJAŁU ELEKTRYCZNEGO (D).	53
RYSUNEK 4-2: STRUKTURA FIZYCZNA I MODEL MAŁOSYGNAŁOWY PÓLPRZEWODNIKOWEGO DETEKTORA PASKOWEGO O SPRZĘŻENIU ZMIENNOPRĄDOWYM (AC).	58
RYSUNEK 4-3: UPROSZCZONY SCHEMAT ZASTĘPCZY POJEDYNCZEGO KANAŁU ODCZYTOWEGO DETEKTORA WIELOPASKOWEGO.	60
RYSUNEK 4-4: ZASTĘPCZY SCHEMAT SZUMOWY PRZEDWZMACNIACZA ŁADUNKOWEGO WRAZ Z UKŁADEM KSZTAŁTOWANIA I DETEKTOREM.	62
RYSUNEK 4-5: ODPOWIEDŹ NAPIĘCIOWA ELEKTRONIKI ODCZYTU KANAŁU Z WYMUSZENIEM PRĄDOWYM, PIERWSZEGO I DRUGIEGO SĄSIADA NA PROSTOKĄTNY IMPULS PRĄDOWY O CZASIE TRWANIA 10NS. MODEL POJEMNOŚCIOWY DETEKTORA JAK NA RYSUNKU 4-6.	66
RYSUNEK 4-6: SCHEMAT BLOKOWY POJEDYNCZEGO KANAŁU ODCZYTU BINARNEGO.	68
RYSUNEK 4-7: CZĘSTOŚĆ ZLICZEŃ IMPULSÓW W FUNKCJI PRUGU DYSKRYMINACJI. KRZYWA A – IDEALNY PRZYPADKOWY WYMUSZENIA MONOENERGETYCZNEGO BEZ SZUMÓW. KRZYWA B, C – RZECZYWISTY PRZYPADKOWY WYMUSZENIA MONOENERGETYCZNEGO Z NAŁOŻONYM ROZMYCIEM SZUMOWYM ($\sigma_C = 2\sigma_B$). KRZYWA D – TYLKO SZUM ELEKTRONICZNY BEZ WYMUSZENIA MONOENERGETYCZNEGO – TZW. KRZYWA RICE’A.	70
RYSUNEK 4-8: WIDMA CAŁKOWE RÓŻNYCH WYMUSZEŃ KALIBRACYJNYCH DLA POJEDYNCZEGO UKŁADU SCALONEGO RX64. NA RYSUNKU PRZEDSTAWIONO WIDMA WSZYSTKICH 64 KANAŁÓW DLA PIĘCIU WYMUSZEŃ KALIBRACYJNYCH.	71
RYSUNEK 4-9: KRZYWA ODPOWIEDZI 64 KANAŁÓW BUDOWANA NA PODSTAWIE WYNIKÓW DOPASOWANIA Z WIDM CAŁKOWYCH PRZEDSTAWIONYCH NA RYSUNKU 4-8.	72
RYSUNEK 4-10: ROZKŁAD PARAMETRÓW ANALOGOWYCH DLA 64 KANAŁÓW UKŁADU RX64 WYZNACZONYCH NA PODSTAWIE POMIARÓW WIDM CAŁKOWYCH DLA KILKU WARTOŚCI WYMUSZEŃ KALIBRACYJNYCH.	73
RYSUNEK 4-11: RZECZYWISTE WIDMO CAŁKOWE MONOENERGETYCZNEGO ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA E_0 O TRZECH RÓŻNYCH INTENSYWNOŚCIACH ($N_p = 10^6, 10^3, 1$).	74
RYSUNEK 5-1: A) DETEKTOR PASKOWY OŚWIETLANY RÓWNOMIERNĄ WIĄZKĄ PROMIENIOWANIA X; B) ODPOWIEDŹ POSZCZEGÓLNYCH PASKÓW ODCZYTOWYCH.	77
RYSUNEK 5-2: ROZKŁAD ABSORBOWANEGO PROMIENIOWANIA W FUNKCJI GRUBOŚCI DETEKTORA DLA RÓŻNYCH ENERGII PROMIENIOWANIA.	80
RYSUNEK 5-3: ALGORYTM ANALIZY UŻYWANY W SYMULACJI ODPOWIEDZI MIKROPASKOWEGO DETEKTORA KRZEMOWEGO.	81
RYSUNEK 5-4: PRZEKRÓJ POPRZECZNY KANAŁU ANALIZOWANEJ STRUKTURY MIKROPASKOWEGO DETEKTORA KRZEMOWEGO.	82
RYSUNEK 5-5: OBSZAR ANALIZY RÓWNIANIA POISSONA Z OKREŚLONYMI WARUNKAMI BRZEGOWYMI.	83
RYSUNEK 5-6: ROZKŁAD POTENCJAŁU ELEKTRYCZNEGO W OBSZARZE POJEDYNCZEGO PASKA ODCZYTU I SĄSIEDNIICH OBSZARÓW MIĘDZYPASKOWYCH – ROZWIĄZANIE ANALITYCZNE (RÓWNANIE 5.4-5). NAPIĘCIE POLARYZACJI V_{BIAS} RÓWNE NAPIĘCIU PEŁNEGO ZUBOŻENIA $V_{FDEP} = 34V$, $P = 75\mu M$, $S = 20\mu M$, $D = 300\mu M$	85
RYSUNEK 5-7: WYDAJNOŚĆ PROCESU FOTOABSORPCJI (MATERIAŁ DETEKTORA: SI, GRUBOŚĆ DETEKTORA – $300\mu M$ I $500\mu M$).	87
RYSUNEK 5-8: STOSUNEK MASOWYCH WSPÓŁCZYNNIKÓW OSŁABIENIA NA ROZPRASZANIE COMPTONA I FOTOABSORPCJĘ W FUNKCJI ENERGII DLA KRZEMU.	88
RYSUNEK 5-9: POGŁĄDOWY SCHEMAT ANALIZY DETEKTORA DLA ROZPROSZEŃ COMPTONA.	89
RYSUNEK 5-10: TOR ŚRODKA CIĘŻKOŚCI CHMURY DZIUR ORAZ ELEKTRONÓW WYGENEROWANYCH W PUNKCIE $x_0 = 25\mu M$, $y_0 = 150\mu M$, PRZY POLARYZACJI DETEKTORA NAPIĘCIEM BLISKI NAPIĘCIU PEŁNEGO ZUBOŻENIA ($V_{BIAS} = 35V$) I NAPIĘCIEM PRZESZŁO CZTEROKROTNIEM WIĘKSZYM ($V_{BIAS} = 150V$). TOR CAŁKOWITY (A), TOR DZIUR W POBLIŻU PASKA P ⁺ (B), TOR ELEKTRONÓW W POBLIŻU KONTAKTU OMOWEGO (C).	92
RYSUNEK 5-11: MAPA CZASÓW ZBIERANIA DZIUR $T_{ZB\ DZIUR}$ (A) I ELEKTRONÓW $T_{ZB\ ELE}$ (B) PRZY POLARYZACJI DETEKTORA NAPIĘCIEM $V_{BIAS} = 35V$ ($V_{FDEP} = 34V$).	93
RYSUNEK 5-12: MAPA CZASÓW ZBIERANIA DZIUR $T_{ZB\ DZIUR}$ (A) I ELEKTRONÓW $T_{ZB\ ELE}$ (B) PRZY POLARYZACJI DETEKTORA NAPIĘCIEM $V_{BIAS} = 150V$ ($V_{FDEP} = 34V$).	93

RYSUNEK 5-13: ROZMYCIE DYFUZYJNE CHMURY DZIUR (A) I ELEKTRONÓW (B) DLA KOLEJNYCH CHWIL CZASOWYCH PROCESU ZBIERANIA CHMURY ŁADUNKÓW. NAPIĘCIE POLARYZACJI DETEKTORA $V_{BIAS}=150V$	95
RYSUNEK 5-14: ROZKŁAD POTENCJAŁU WAGOWEGO – WYNIK ANALIZY NUMERYCZNEJ. ODSTĘP MIĘDZY PASKAMI $75\mu M$, SZEROKOŚĆ PASKA P^+ $20\mu M$, GRUBOŚĆ DETEKTORA $300\mu M$. DLA PRZEJRZYSTOŚCI POKAZANO NA RYSUNKU TYLKO PO DWA SĄSIEDNIE PASKI Z KAŻDEJ STRONY PASKA CENTRALNEGO.97	
RYSUNEK 5-15: ROZKŁAD WARTOŚCI INDUKOWANYCH ŁADUNKÓW NA „LEWYM” PASKU ODCZYTOWYM, KOLEJNO: OD PORUSZAJĄCYCH SIĘ DZIUR (A), OD PORUSZAJĄCYCH SIĘ ELEKTRONÓW (B) ORAZ SUMA OBY TYCH PRZYCZYNKÓW (C). $V_{FDEP}=34V$, $V_{BIAS}=150V$, $E=5KEV$	98
RYSUNEK 5-16: ROZKŁAD CAŁKOWITEGO INDUKOWANEGO ŁADUNKU NA „LEWYM” PASKU ODCZYTOWYM Z UWZGLĘDNIENIEM WYDAJNOŚCI GENERACJI PAR ELEKTRON-DZIURA. RYSUNEK A) ODPOWIADA WYMUSZENIU PROMIENIOWANIEM O ENERGII $5KEV$, B) O ENERGII $17KEV$. $V_{FDEP}=34V$, $V_{BIAS}=150V$. .	101
RYSUNEK 5-17: ROZMYCIE PRZESTRZENNE σ_{ERROR} CAŁKOWITEGO INDUKOWANEGO ŁADUNKU W FUNKCJI ENERGII, DLA PRZYPADKU OŚWIETLANIA DETEKTOR OD STRONY PASKÓW P^+ ORAZ KONTAKTU OMOWEGO. NAPIĘCIE POLARYZACJI $V_{BIAS}=40, 150V$	101
RYSUNEK 5-18: ENERGETYCZNE WIDMO CAŁKOWE DLA PRZYPADKU OŚWIETLANIA DETEKTOR OD STRONY PASKÓW ODCZYTU (A) ORAZ OD STRONY KONTAKTU OMOWEGO (B) DLA RÓŻNYCH NAPIĘĆ POLARYZACJI	103
RYSUNEK 5-19: ENERGETYCZNE WIDMO RÓŻNICZKOWE DLA PRZYPADKU OŚWIETLANIA DETEKTOR OD STRONY PASKÓW ODCZYTU (A) ORAZ OD STRONY KONTAKTU OMOWEGO (B) DLA RÓŻNYCH NAPIĘĆ POLARYZACJI	103
RYSUNEK 5-20: WYNIKI SYMULACJI WYDAJNOŚCI ZBIERANIA ŁADUNKÓW W ZALEŻNOŚCI OD ENERGII PADAJĄCEGO PROMIENIOWANIA, STRONY OŚWIETLANIA DETEKTORA I NAPIĘCIA POLARYZACJI.	104
RYSUNEK 5-21: WYNIKI SYMULACJI WYDAJNOŚCI ZBIERANIA ŁADUNKÓW ZALEŻNE OD GRUBOŚCI DETEKTORA ($300\mu M$ I $500\mu M$). OŚWIETLANIE OD STRONY PASKÓW ODCZYTOWYCH (A), OD STRONY KONTAKTU OMOWEGO (B).	105
RYSUNEK 5-22: WYNIKI SYMULACJI WYDAJNOŚCI ZBIERANIA ŁADUNKÓW ZALEŻNE OD ODSTĘPU ($50, 75, 100\mu M$) MIĘDZY PASKAMI ODCZYTOWYMI (STAŁA SZEROKOŚĆ PASKA P^+). OŚWIETLANIE OD STRONY PASKÓW ODCZYTOWYCH (A), OD STRONY KONTAKTU OMOWEGO (B).....	105
RYSUNEK 5-23: WYNIKI SYMULACJI WYDAJNOŚCI ZBIERANIA ŁADUNKÓW ZALEŻNE OD SZEROKOŚCI ($15, 20, 25\mu M$) PASKA P^+ (STAŁA ODLEGŁOŚCI MIĘDZY PASKAMI ODCZYTOWYMI). OŚWIETLANIE OD STRONY PASKÓW ODCZYTOWYCH (A), OD STRONY KONTAKTU OMOWEGO (B).	106
RYSUNEK 5-24: PRZYKŁAD WIDMA ENERGETYCZNEGO REJESTROWANEGO W POJEDYNCZYM KANALE ODCZYTOWYM DETEKTORA MIKROPASKOWEGO Z ZAZNACZENIEM POZIOMÓW DISKRYMINACJI.	107
RYSUNEK 5-25: PRZESTRZENNE PROFILE ODPOWIEDZI DETEKTORA DLA OBU SĄSIADUJĄCYCH ZE SOBĄ PASKÓW, TYLKO PRZY UWZGLĘDNIANIU FOTOABSORPCJI. NIEZALEŻNY PROFIL DLA OBU PASKÓW Z OSOBNA (A) ORAZ ODPOWIEDŹ SUMARYCZNA (B).....	107
RYSUNEK 5-26: PRZESTRZENNE PROFILE ODPOWIEDZI DETEKTORA DLA OBU SĄSIADUJĄCYCH ZE SOBĄ PASKÓW, TYLKO PRZY UWZGLĘDNIANIU ROZPROSZEŃ COMPTONA. NIEZALEŻNY PROFIL DLA OBU PASKÓW Z OSOBNA (A) ORAZ ODPOWIEDŹ SUMARYCZNA (B).....	108
RYSUNEK 5-27: PRZESTRZENNY CAŁKOWITY PROFIL ODPOWIEDZI DETEKTORA WSPÓLNIE DLA DWÓCH SĄSIEDNICH PASKÓW. PARAMETRY SYMULACJI: $E=5KEV$, $V_{FDEP}=34V$, $V_{BIAS}=150V$, $D=300\mu M$	109
RYSUNEK 5-28: PRZESTRZENNY CAŁKOWITY PROFIL ODPOWIEDZI DETEKTORA WSPÓLNIE DLA DWÓCH SĄSIEDNICH PASKÓW. PARAMETRY SYMULACJI: $E=8KEV$, $V_{FDEP}=34V$, $V_{BIAS}=150V$, $D=300\mu M$	109
RYSUNEK 5-29: PRZESTRZENNY CAŁKOWITY PROFIL ODPOWIEDZI DETEKTORA WSPÓLNIE DLA DWÓCH SĄSIEDNICH PASKÓW. PARAMETRY SYMULACJI: $E=17KEV$, $V_{FDEP}=34V$, $V_{BIAS}=150V$, $D=300\mu M$	110
RYSUNEK 5-30: PRZESTRZENNY CAŁKOWITY PROFIL ODPOWIEDZI DETEKTORA WSPÓLNIE DLA DWÓCH SĄSIEDNICH PASKÓW. PARAMETRY SYMULACJI: $E=17KEV$, $V_{FDEP}=34V$, $V_{BIAS}=40V$, $D=300\mu M$	110
RYSUNEK 5-31: PRZESTRZENNY CAŁKOWITY PROFIL ODPOWIEDZI DETEKTORA WSPÓLNIE DLA DWÓCH SĄSIEDNICH PASKÓW. PARAMETRY SYMULACJI: $E=17KEV$, $V_{FDEP}=84V$, $V_{BIAS}=90V$, $D=500\mu M$	111
RYSUNEK 5-32: PRZESTRZENNY CAŁKOWITY PROFIL ODPOWIEDZI DETEKTORA WSPÓLNIE DLA DWÓCH SĄSIEDNICH PASKÓW. PARAMETRY SYMULACJI: $E=17KEV$, $V_{FDEP}=84V$, $V_{BIAS}=360V$, $D=500\mu M$	111
RYSUNEK 6-1: ZESTAWIENIE ENERGETYCZNYCH WIDM RÓŻNICZKOWYCH DLA PRZYPADKU OŚWIETLANIA DETEKTORA PROMIENIOWANIEM POCHODZĄCYM ZE ŹRÓDŁA ^{55}Fe . OŚWIETLANIE OD STRONY PASKÓW ODCZYTU. LINIE CIĄGŁE ODPOWIADAJĄ WYNIKOM POMIAROWYM TRZECH WYBRANYCH KANAŁÓW, A CZERWONE PUNKTY SYMULACJI. POSZCZEGÓLNE WYKRESY ODPOWIADAJĄ POLARYZACJI DETEKTORA: $V_{BIAS}=40V$ (A), $70V$ (B), $100V$ (C) I $150V$ (D).	116
RYSUNEK 6-2: ZESTAWIENIE ENERGETYCZNYCH WIDM RÓŻNICZKOWYCH DLA PRZYPADKU OŚWIETLANIA DETEKTORA PROMIENIOWANIEM POCHODZĄCYM ZE ŹRÓDŁA ^{55}Fe . OŚWIETLANIE OD STRONY	

KONTAKTU OMOWEGO. LINIE CIĄGŁE ODPOWIADAJĄ WYNIKOM POMIAROWYM TRZECH WYBRANYCH KANAŁÓW, A CZERWONE PUNKTY SYMULACJI. POSZCZEGÓLNE WYKRESY ODPOWIADAJĄ POLARYZACJI DETEKTORA: $V_{BIAS}=40V$ (A), $70V$ (B), $100V$ (C) I $150V$ (D).....	117
RYSUNEK 6-3: INTENSYWNOŚĆ REJESTROWANEGO PROMIENIOWANIA W FUNKCJI NAPIĘCIA POLARYZUJĄCEGO DETEKTOR DLA PROMIENIOWANIA NISKOENERGETYCZNEGO POCHODZĄCEGO ZE ŹRÓDŁA ^{55}Fe . OŚWIETLANIE DETEKTORA OD STRONY KONTAKTU OMOWEGO.	118
RYSUNEK 6-4: SCHEMAT POMIAROWY SYSTEMU Z PRZESUWANĄ KRAWĘDZIĄ.....	119
RYSUNEK 6-5: WYDAJNOŚĆ REJESTROWANEGO STRUMIENIA FOTONÓW W ZALEŻNOŚCI OD WZGLĘDNEGO POŁOŻENIA PRZESUWANEJ KRAWĘDZI PRZESŁONY I PASKA ODCZYTOWEGO. WYNIKI ODPOWIADAJĄ PRZYPADKOM DISKRYMINACJI SYGNAŁU NA RÓŻNYCH POZIOMACH.....	120
RYSUNEK 6-6: WIDMO ENERGETYCZNE WSZYSTKICH KANAŁÓW ODCZYTOWYCH TESTOWANEGO SYSTEMU POMIAROWEGO Z WYKORZYSTANIEM ŹRÓDŁA ^{57}Co . PARAMETRY POMIARU: $V_{BIAS}=270V$, CZAS POMIARU DLA DANEGO PROGU DISKRYMINACJI – $T_p=1s$, DETEKTOR OŚWIETLANY OD STRONY PASKÓW P^+	121
RYSUNEK 6-7: FOTOGRAFIA RZECZYWISTEGO MODUŁU POMIAROWEGO ORAZ STANOWISKO TESTOWE DO POMIARÓW Z PRZESUWANĄ KRAWĘDZIĄ.....	121
RYSUNEK 6-8: PROFIL ODPOWIEDZI POSZCZEGÓLNYCH PASKÓW ODCZYTOWYCH SUKCESYWNIE ODKRYWANYCH PRZY PRZESUWANIU PRZESŁONY. PROFIL ODPOWIEDZI DLA POMIARU Z DISKRYMINACJĄ OKIENKOWĄ NA ENERGIĘ $6.4keV$	122
RYSUNEK 6-9: PROFIL ODPOWIEDZI PASKA ODCZYTOWEGO NUMER #102 SUKCESYWNIE ODKRYWANEGO PRZY PRZESUWANIU KRAWĘDZI PRZESŁONY. POSZCZEGÓLNE ZNAKI ODPOWIADAJĄ POMIAROM DLA RÓŻNYCH PROGÓW DISKRYMINACJI. LINIAMI CIĄGŁYMI PRZEDSTAWIONO PROFILE TEORETYCZNE.	123
RYSUNEK 6-10: SCHEMAT POGLĄDOWY METODY POMIARU OKREŚLAJĄCEJ PRZESTRZENNY PROFIL NATĘŻENIA WIĄZKI PROMIENIOWANIA X.	125
RYSUNEK 6-11: PRZESTRZENNY PROFIL ODPOWIEDZI PASKA (A), ZMIERZONY ROZKŁAD NATĘŻENIA W FUNKCJI WZGLĘDNEGO POŁOŻENIA DETEKTOR-WIĄZKA (B), ZREKONSTRUOWANY PROFIL NATĘŻENIA WIĄZKI (C).	126
RYSUNEK 6-12: PROFIL POZIOMY (A) I PIONOWY (B) NATĘŻENIA PROMIENIOWANIA X O ENERGII ŚRODKOWEJ $17.1keV$ POCHODZĄCEGO Z RENTGENOWSKIEGO MIKROANALIZATORA FLUORESCENCYJNEGO Z KAPILARĄ KOLIMACYJNĄ. POSZCZEGÓLNE KRZYWE ODPOWIADAJĄ POMIAROM DLA DANEJ ODLEGŁOŚCI DETEKTOR-KAPILARA.	127
RYSUNEK 6-13: PROFIL POZIOMY (A) I PIONOWY (B) NATĘŻENIA PROMIENIOWANIA X O ENERGII ŚRODKOWEJ $8.08keV$ POCHODZĄCEGO Z RENTGENOWSKIEGO MIKROANALIZATORA FLUORESCENCYJNEGO Z KAPILARĄ KOLIMACYJNĄ. POSZCZEGÓLNE KRZYWE ODPOWIADAJĄ POMIAROM DLA DANEJ ODLEGŁOŚCI DETEKTOR-KAPILARA.	128

Spis tabel

TABELA 2-1: ZESTAWIENIE WYBRANYCH PARAMETRÓW PÓLPRZEWODNIKÓW WYKORZYSTYWANYCH DO BUDOWY DETEKTORÓW (TEMPERATURA 300K)	14
TABELA 3-1: ZAKRES ENERGII GENERACJI JEDNEJ PARY NOŚNIKÓW ŁADUNKU W ORAZ WARTOŚĆ CZYNNIKA FANO F DLA RÓŻNYCH TYPÓW DETEKTORÓW	46
TABELA 4-1: MAŁOSYGNAŁOWE PARAMETRY ZASTĘPCZEGO SCHEMATU DETEKTORA PASKOWEGO	66
TABELA 5-1: ZESTAWIENIE PARAMETRÓW DETEKTORA WYKORZYSTYWANYCH PODCZAS SYMULACJI	87
TABELA 5-2: PARAMETRY NAJLEPSZEGO DOPASOWANIA ZALEŻNOŚCI V_D OD TEMPERATURY I POLA ELEKTRYCZNEGO DLA CZYSTEGO KRZEMU	90
TABELA 5-3: PARAMETRY NAJLEPSZEGO DOPASOWANIA RUCHLIWOŚCI ELEKTRONÓW I DZIUR DLA CZYSTEGO KRZEMU	94
TABELA 6-1: ZESTAWIENIE PORÓWNAWCZE ε_{zB} WYNIKÓW POMIARÓW TESTOWYCH ORAZ WYNIKÓW SYMULACJI	117
TABELA 6-2: ZESTAWIENIE PORÓWNAWCZE WYNIKÓW SYMULACJI I POMIARÓW TESTOWYCH Z PRZESUWANĄ KRAWĘDZIĄ DLA RÓŻNYCH PROGÓW DYSKRYMINACJI	124
TABELA 6-3: ZESTAWIENIE WYNIKÓW SZEROKOŚCI POŁÓWKOWEJ $FWHM$ WIĄZKI PROMIENIOWANIA X WYCHODZĄCEJ Z KAPILARY KOLIMACYJNE W FUNKCJI ODLEGŁOŚCI DLA PROFILU POZIOMEGO I PIONOWEGO	129

Bibliografia

- [1] K. G. McKay, "A Germanium Counter", *Phys. Rev.*, 76 (1949) 1537
- [2] K. G. McKay, "Electron-hole production in germanium by alpha particle", *Phys. Rev.*, 84 (1951) 829
- [3] K. G. McKay, "Electron Multiplication in silicon and germanium", *Phys. Rev.*, 91 (1953) 1079
- [4] G. Bertolini, A. Coche, "Semiconductor Detectors", North-Holland Publ. Amsterdam, 2 (1968)
- [5] G. Dearnaley, A. B. Whitehead, "The semiconductor surface barrier for nuclear particle detection", *Nucl. Instr. and Meth.*, 12 (1961) 205
- [6] J. Kemmer, "Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process", *Nucl. Instr. and Meth.*, 169 (1980) 499
- [7] J. Kemmer, "Improvement of detector fabrication by the planar process", *Nucl. Instr. and Meth.*, 226 (1984) 89
- [8] W. Dąbrowki, P. Gryboś, M. Idzik, "Study of spatial resolution and efficiency of silicon strip detectors with different readout schemes", *Nucl. Instr. and Meth.*, A356 (1995) 241
- [9] W. Kucwicz, „Krzemowe detektory paskowe i ich zastosowanie w fizyce wysokich energii na przykładzie eksperymentu DELPHI”, AGH Uczelniane Wydawnictwa Naukowo - Dydaktyczne, Kraków 2000
- [10] M. Polowczyk, „Przyrządy półprzewodnikowe”, Gdańsk 1996
- [11] L. del Risco Norrild et al., "Calculation of the modulation transfer function for the X-ray imaging detector DIXI using Monte Carlo simulation data", *Nucl. Instr. and Meth.*, A466 (2001) 209
- [12] M. Bavdaz et al., "Future space applications of compound semiconductor X-ray detectors", *Nucl. Instr. and Meth.*, A458 (2001) 123
- [13] National Institute of Standards and Technology – NIST, X-Ray Mass Attenuation Coefficients, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/>
- [14] B. S. Avset, L. Evensen, "The effect of metal field plates on multiguard structures with floating p⁺ guard ring", *Nucl. Instr. and Meth.*, A377 (1996) 397
- [15] J. B. Angland et al., "Capacitative charge division read-out with a silicon strip detector", *Nucl. Instr. and Meth.*, A185 (1981) 43
- [16] E. Belau et al., "Silicon detectors with 5µm spatial resolution for high energy particles", *Nucl. Instr. and Meth.*, A217 (1983) 224
- [17] T. I. Westgaard et al., "Radiation hardness of punch-through and FET biased silicon microstrip detectors", *Nucl. Instr. and Meth.*, A377 (1996) 429
- [18] A. Longoni et al., "Instability of the behaviour of high resistivity silicon detectors due to the presence of oxide charges", *Nucl. Instr. and Meth.*, A288 (1990) 35
- [19] P. Rato Mendes, (P. Wiącek) et al., "Silicon strip detectors for two-dimensional soft X-ray imaging at normal incidence", *Nucl. Instr. and Meth.*, A509 (2003) 333
- [20] G. Baldazzi, (P. Wiącek) et al., "A silicon strip detector coupled to the RX64 ASIC for X-ray diagnostic imaging", *Nucl. Instr. and Meth.*, A514 (2003) 206
- [21] G. Baldazzi, (P. Wiącek) et al., "X-ray imaging with a silicon microstrip detector coupled to the RX64 ASIC", *Nucl. Instr. and Meth.*, A509 (2003) 315

-
- [22] W. Dąbrowski, „Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji”, 48 z. 2 (2002) 247
- [23] J. Kemmer, G. Lutz, “New structures for position sensitive semiconductor detectors”, Nucl. Instr. and Meth., A273 (1988) 588
- [24] R. Brenner et al., “Measurement of the Spatial Resolution of Double-sided Double-metal AC-coupled Silicon Microstrip Detectors”, Nucl. Instr. and Meth., A326 (1993) 189
- [25] C. J. Kenney, et. al., “A prototype monolithic pixel detector”, Nucl. Instr. and Meth., A342 (1994) 59
- [26] P. Datte et al., “A prototype 8x8 pixel array X-ray detector for protein crystallography”, Nucl. Instr. and Meth., A391 (1997) 471
- [27] G. Anelli et al., “A new concept of monolithic silicon pixel detectors: hydrogenated amorphous silicon on ASIC”, Nucl. Instr. and Meth., A518 (2004) 366
- [28] <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX/>
- [29] G. Mettivier et al., “Tritium digital autoradiography with a Medipix2 hybrid silicon pixel detector”, Nucl. Instr. and Meth., A516 (2004) 554
- [30] Ch. Bronnimann et al., “A pixel read-out chip for the PILATUS project”, Nucl. Instr. and Meth., A465 (2001) 235
- [31] P. Weilhammer et al., “Si pad detectors”, Nucl. Instr. and Meth., A383 (1996) 89
- [32] H. Pernegger, “Layout and tests of silicon pad detectors for the PHOBOS experiment at RHIC”, Nucl. Instr. and Meth., A419 (1998) 549
- [33] E. Gatti, P. Rehak, “Semiconductor drift chamber – an application of novel charge transport scheme”, Nucl. Instr. and Meth., 225 (1984) 608
- [34] E. Gatti, P. Rehak, “Review of semiconductor drift detectors”, Nucl. Instr. and Meth., A541 (2005) 47
- [35] K. Tsuji, J. Injuk, R. Van Grieken, “X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances”, John Wiley & Sons Ltd, England 2004
- [36] G. Lutz, J. Kemmer et al., “Development of fully depletable CCDs for high energy physics applications”, Nucl. Instr. and Meth. 257 (1987) 594
- [37] E. Pinotti et al., “The pn-CCD on-chip electronics”, Nucl. Instr. and Meth., A326 (1993) 85
- [38] H. Soltau et al., “Performance of the pn-CCD X-ray detector system designed for the XMM satellite mission”, Nucl. Instr. and Meth., A377 (1996) 340
- [39] W. S. Boyle, G. E. Smith, “Charge coupled semiconductor devices”, Bell System Technical Journal, 49 (1970) 587
- [40] G. Lutz, “Novel semiconductor detectors for X-ray astronomy and spectroscopy”, Nucl. Instr. and Meth., A501 (2003) 288
- [41] N. Meidinger et al., “First measurements with a frame store PN-CCD X-ray detector”, Nucl. Instr. and Meth., A512 (2003) 341
- [42] J. Kemmer, G. Lutz, “New semiconductor detector concepts”, Nucl. Instr. and Meth., A253 (1987) 365
- [43] J. Kemmer et al., “Experimental confirmation of a new semiconductor detector principle”, Nucl. Instr. and Meth., A288 (1980) 92
- [44] T. Kamae, “Developments in semiconductor detector technology and new applications – symposium summary”, Nucl. Instr. and Meth., A436 (1999) 297
- [45] Z. Li et al., “Novel prototype Si detector development and processing at BNL”, Nucl. Instr. and Meth., A478 (2002) 303
- [46] Z. Li, “Novel silicon stripixel detector: concept, simulation, design, and fabrication”, Nucl. Instr. and Meth., A518 (2004) 738

-
- [47] J. Harkonen et al., "Processing of microstrip detectors on Czochralski grown high resistivity silicon substrates", Nucl. Instr. and Meth., A514 (2003) 173
- [48] M. Caccia et al., "A Si strip detector with integrated coupling capacitors", Nucl. Instr. and Meth., A260 (1987) 124
- [49] D. T. Rooney et al., "Evaluation of wire bonding performance, process conditions, and metallurgical integrity of chip on board wire bonds", Microelectronics Reliability, 45 (2005) 379
- [50] D. S. Liu et al., "Study of wire bonding looping formation in the electronic packaging process using the three – dimensional finite element method", Finite Elements in Analysis and Design 40 (2004) 263
- [51] C. Lopez et al., "Wire bonding characteristics of gold conductors for low temperature co-fired ceramic applications", Microelectronics Reliability, 44 (2004) 287
- [52] S. Simone et al., "A 1024 pad silicon detector to solve tracking ambiguities in high multiplicity events", Nucl. Instr. and Meth., A373 (1996) 18
- [53] S. Cihangir, S. Kwan, "Characterization of indium and solder bump bonding for pixel detectors", Nucl. Instr. and Meth., A476 (2001) 670
- [54] M. Lozano et al., "Bump bonding of pixel system", Nucl. Instr. and Meth., A473 (2001) 95
- [55] B. Dziunikowski, "Energy Dispersive X-Ray Fluorescence Analysis", PWN, Warszawa 1989
- [56] N. A. Dyson, „Promieniowanie rentgenowskie w fizyce atomowej i jądrowej”, PWN, Warszawa 1978
- [57] C. M. Davisson, R. D. Evans, "Gamma-Ray Absorption Coefficients", Review of Modern Physics, 24 (1952) 79
- [58] B. Dziunikowski, „Podstawy rentgenowskiej radioizotopowej analizy fluorescencyjnej”, Wydawnictwa AGH, Kraków 1976
- [59] M. Brigida et al., "A new Monte Carlo code for full simulation of silicon strip detectors", Nucl. Instr. and Meth., A533 (2004) 322
- [60] M. Błochin, „Fizyka promieni rentgenowskich”, PWN, Warszawa 1956
- [61] O. Klain, Y. Nishina, Zeits. f. Phys., 52 (1929) 853
- [62] U. Fano, "Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions", Phys. Rev. 72 (1947) 26
- [63] W. Shockley, "Problems related to p-n junctions in silicon", Czech. J. Phys., B 11 (1961) 81
- [64] H. J. Hughes et al., Phys. Rev. Letters 2 (1959) 258
- [65] V. S. Vavilov, J. Phys. Chem. Solids 8 (1959) 223
- [66] P. Lechner et al., "Pair creation energy and Fano factor of silicon in the energy range of soft X-rays", Nucl. Instr. and Meth., A377 (1996) 206
- [67] F. Perotti, C. Fiorini, "Observed energy dependence of Fano factor in silicon at hard X-ray energies", Nucl. Instr. and Meth., A423 (1999) 356
- [68] P. Lechner, L. Struder, "Ionization statistics in silicon X-ray detectors – new experimental results", Nucl. Instr. and Meth., A354 (1995) 464
- [69] F. Scholze et al., "Mean energy required to produce an electron-hole pair in silicon for photons of energies between 50 and 1500 eV", Journal of Applied Physics, 84/5 (1998) 2926
- [70] M. Krammer, "Position resolution and charge collection efficiency", Nucl. Instr. and Meth., A386 (1997) 193

-
- [71] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley & Sons, New York, 84 (1981)
- [72] A. Holmes-Siedle et al., "Radiation tolerance of single-sided silicon microstrip", Nucl. Instr. and Meth., A339 (1994) 511
- [73] W. Shockley, W. T. Read, "Statistic of the recombination of holes and electrons", Phys. Rev., 87 (1952) 835
- [74] P. S. Kiriejew, „Fizyka półprzewodników”, PWN, Warszawa 1971
- [75] W. Dąbrowski et al., "Charge division in silicon strip detectors with a large strip pitch", Nucl. Instr. and Meth., A349 (1994) 424
- [76] M. Krammer, H. Pernegger, "Signal collection and position reconstruction of silicon strip detectors with 200 μ m readout pitch", Nucl. Instr. and Meth., A397 (1997) 232
- [77] A. Buffini, "Studies on performances of wedge Silicon Microstrip Detectors", Nucl. Instr. and Meth., A478 (2002) 280
- [78] P. Cattaneo, "Capacitance calculation in a microstrip detector and its application to signal processing", Nucl. Instr. and Meth., A295 (1990) 207
- [79] K. Yamamoto et al., "A study on the interstrip capacitance of double-side", Nucl. Instr. and Meth., A326 (1993) 222
- [80] G. Hall et al., "Calculation of the geometrical capacitance of silicon microstrip structures using a variational approach", Nucl. Instr. and Meth., A326 (1993) 228
- [81] W. Dąbrowski et al., "Study of spatial resolution and efficiency of silicon strip detectors with charge division readout", Nucl. Instr. and Meth., A383 (1996) 137
- [82] L. Hasse, L. Spiralski, „Szumy elementów i układów elektronicznych”, WNT Warszawa 1981
- [83] K. Korbel, „Elektronika Jądrowa cz.2. Układy elektroniki jądrowej”, Skrypty Uczelniane Nr971, Wyd. AGH Kraków 1985
- [84] E. Nygard et al., "CMOS low noise amplifier for microstrip readout. Design and Results", Nucl. Instr. and Meth., A301 (1991) 506
- [85] K. Korbel, „Układy elektroniki front-end”, AGH Uczelniane Wydawnictwo Naukowo –Dydaktyczne, Kraków 2000
- [86] W. Dąbrowski, (P. Wiącek) et al., "Integrated readout of silicon strip detectors for position sensitive measurement of X-rays", Nucl. Instr. and Meth., A512 (2003) 213
- [87] P. Gryboś, (P. Wiącek), et al., "Multichannel charge amplifier for medical X-ray imaging with energy window selection", 11th International Conference MIXDES 2004 Szczecin, Poland, 24-26 June 2004
- [88] M. Idzik, „Modelowanie i optymalizacja modułu krzemowego detektora pozycyjnego dla potrzeb eksperymentów na akceleratorze LHC”, praca doktorska na Wydziale Fizyki i Techniki Jądrowej AGH Kraków (1995)
- [89] W. Dąbrowski, (P. Wiącek) et al., "Multichannel mixed-mode IC for digital readout of silicon strip detectors", Microelectronics Reliability 42 (2002) 427
- [90] K. Korbel, W. Dąbrowski, „Filtracja sygnału w spektrometrycznym torze pomiarowym”, Wyd. AGH, Kraków 1992
- [91] S. O. Rice, "Mathematical Analysis of Random Noise", Bell System Techn. J., 23 (1933) 282
- [92] L. Calliari et al., "X-ray reflectivity study of the early stages of a-C:H film growth", Diamond and Related Materials, 14 (2005) 934

-
- [93] O. Durand, "Characterization of multilayered materials for optoelectronic components by high-resolution X-ray diffractometry and reflectometry: contribution of numerical treatments", *Thin Solid Films*, 450 (2004) 51
- [94] E. Belau et al., "Charge collection in silicon strip detectors", *Nucl. Instr. and Meth.*, 214 (1983) 253
- [95] T. Lari, "Measurements of spatial resolution of ATLAS pixel detectors", *Nucl. Instr. and Meth.*, A465 (2001) 112
- [96] Nikon inc., Nikon MicroscopyU, <http://www.microscopyu.com>
- [97] C. Colledani et al., "A submicron precision silicon telescope for beam test purposes", *Nucl. Instr. and Meth.*, A372 (1996) 379
- [98] W. Dąbrowski et al., "A readout system for position sensitive measurements of X-ray using silicon strip detectors", *Nucl. Instr. and Meth.*, A442 (2000) 346
- [99] H-E. Nilsson et al., "Simulation of photon and charge transport in X-ray imaging semiconductor sensors", *Nucl. Instr. and Meth.*, A487 (2002) 151
- [100] K. Mathieson et al., "Charge sharing in silicon pixel detectors", *Nucl. Instr. and Meth.*, A487 (2002) 113
- [101] R. H. Richter et al., "Strip detector design for ATLAS and HERA-B using two-dimensional device simulation", *Nucl. Instr. and Meth.*, A377 (1996) 412
- [102] E. Pap et al., "Partial Differential Equations through Examples and Exercises", Kluwer Academic Publishers 1997, London
- [103] "MatLab Computing Language", MathWorks, Natick, MA, USA
- [104] A. van der Ziel, „Podstawy fizyczne elektroniki ciała stałego”, WNT, Warszawa 1980
- [105] C. Jacoboni et al., "A review of some charge transport properties of silicon", *Solid-State Electronics* 20 (1977) 77
- [106] W. Wagner et al., „Characterization of silicon microstrip detectors using an infrared laser system”, *Nucl. Instr. and Meth.*, A423 (1999) 303
- [107] S. K. Godunow, „Równania fizyki matematycznej”, WNT, Warszawa 1975
- [108] W. Shockley, "Currents to conductors induced by a moving point charge", *J. Appl. Phys.* 9 (1938) 635
- [109] S. Ramo, Proc."Current induced by electron motion", *I.R.E.* 27 (1939) 584
- [110] G. Cavalleri, et al., "Extention of Ramo's theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors", *Nucl. Instr. and Meth.*, A92 (1971) 137
- [111] P. O. Lauritzen, "Noise due to generation and recombination of carriers in p-n junction transition regions", *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-15 (1968) 770
- [112] W. Shockley, W. T. Read, "Statistics of the Recombination of Holes and Electrons", *Physical Review*, 88 (1952) 835
- [113] P. Wiącek, W. Dąbrowski, „Comprehensive simulation of the response of a silicon strip detector for position-sensitive measurements of X-rays”, *Nucl. Instr. and Meth.*, A551 (2005) 66
- [114] E. Browne, R. B. Firestone, „Table of Radioactive Isotopes”, John Wiley & Sons Ltd.
- [115] K. Senyo et al., "Evaluation of silicon micro strip detectors with large read-out pitch", *Nucl. Instr. and Meth.*, A383 (1996) 123
- [116] R. A. Kroeger et al., "Charge spreading and position sensitivity in a segmented planar germanium detector", *Nucl. Instr. and Meth.*, A422 (1999) 206
- [117] B. Hołyńska et al., "Multifunctional system for energy dispersive x-ray fluorescence analysis", *Trace and Microprobe Techniques*, 13(2) (1995) 163

-
- [118] M. Lankosz, J. Sieber, "A simple microbeam profiling technique for x-ray optics", *Review of Scientific Instruments* 71, 7 (2000) 2640
- [119] A. Zięba, (P. Wiącek) et al., "Prototype Silicon Position-Sensitive Detector Working with Bragg-Brentano Powder Diffractometer", *Acta Physica Polnica*, A101 (2002) 629
- [120] T. Stobiecki, (P. Wiącek) et al., "Silicon Strip Detector Applied to X-Ray Diffraction of thin Films and Superlattices", 6-th Biennial Conference on High Resolution X-Ray Diffraction and Imaging – Grenoble and Aussois, 10-14 Sep
- [121] <http://www.bruker-axs.de/>