



Akademia Górniczo-Hutnicza
im. Stanisława Staszica w Krakowie



Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

mgr inż. Krzysztof Świątek

**Zastosowanie krzemowych
detektorów paskowych do
obrazowania medycznego
z wykorzystaniem promieniowania
X o dwóch energiach**

Rozprawa doktorska

Promotor: prof. dr hab. Władysław Dąbrowski

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

Kraków, maj 2005

Podziękowania

Autor chciałby szczególnie podziękować swojemu promotorowi prof. dr hab. Władysławowi Dąbrowskiemu za pomoc w trakcie realizowania niniejszej pracy, liczne uwagi i wyjaśnienia, które pozwoliły wyeliminować wiele niedociągnięć i błędów.

Autor pragnie także podziękować prof. Luciano Ramello za pomoc i życzliwość okazaną autorowi podczas pobytu we Włoszech. To dzięki zaproszeniu prof. Ramello autor mógł brać udział w pomiarach tam prowadzonych, które stały się integralną częścią pracy.

Podziękować należy wszystkim koleżankom i kolegom z zespołu realizującego projekt przedstawiony w tej pracy. Bez ich pracy i zaangażowania niniejsza praca byłaby znacznie uboższa, a może w ogóle nie mogłaby powstać.

Spis treści

Wstęp	7
Rozdział 1. Oddziaływanie promieniowania X z materią	9
1.1. Osłabienie strumienia fotonów	9
1.2. Oddziaływania mikroskopowe	10
1.2.1. Absorpcja fotoelektryczna	11
1.2.2. Zjawisko Comptona	12
1.2.3. Krecja par	13
1.2.4. Inne oddziaływania	13
1.2.5. Całkowity przekrój czynny	14
Rozdział 2. Promieniowanie X w obrazowaniu mammo- i angiograficznym	17
2.1. Dwuenergetyczne usuwanie kontrastu w mammografii	18
2.1.1. Dekompozycja współczynnika masowego	19
2.1.2. Projekcja M na płaszczyźnie kartezjańskiej	21
2.1.3. Procedura usuwania kontrastu	22
2.1.4. Dobór energii wiązek	24
2.1.5. Dobór materiałów bazowych	24
2.2. Angiografia	24
2.2.1. Cyfrowa angiografia subtrakcyjna	25
2.2.2. Angiografia z wykorzystaniem dwu energii	27
2.3. Podstawowe wymagania stawiane systemowi obrazowania	28
2.3.1. Przestrzenna zdolność rozdzielcza	29
2.3.2. Energetyczna zdolność rozdzielcza	29
2.3.3. Częstość zliczeń	29
Rozdział 3. Analityczny opis jakości obrazu i systemu detekcyjnego	31
3.1. Rozdzielczość przestrzenna — MTF	31
3.2. Detekcyjna wydajność kwantowa	35
3.2.1. Detektor quasi-idealny	36
3.2.2. Detektor rzeczywisty	37
Rozdział 4. Pozycjoczułe detektory promieniowania X	39
4.1. Detektory gazowe	39
4.2. Scyntylatory	41
4.3. Materiały półprzewodnikowe używane do produkcji detektorów	42
4.4. Detektory półprzewodnikowe	43
4.4.1. Detektory pikselowe	44
Rozdział 5. Paskowy detektor krzemowy	49
5.1. Własności złącza p^+-n	49
5.1.1. Pole elektryczne w złączu i szerokość obszaru zubożonego	49
5.1.2. Pojemność złączowa	52
5.1.3. Prąd upływu	52
5.2. Procesy generacji i transportu ładunku	54
5.2.1. Generacja	54
5.2.2. Transport	55
5.2.3. Impuls na elektrodzie zbierającej	56

5.3.	Budowa detektora paskowego	59
5.3.1.	Podział ładunku między paski	59
5.3.2.	Sprzężenie detektor-elektronika odczytu	61
5.3.3.	Polaryzacja pasków w detektorze ze sprzężeniem AC	62
5.3.4.	Konfiguracje pracy detektorów paskowych	64
5.4.	Szczegóły budowy zastosowanego detektora	67
Rozdział 6. Elektronika odczytu		69
6.1.	Architektura układu Rx-64v3	70
6.2.	Rozdzielczość energetyczna	71
6.2.1.	Ustalony próg dyskryminacji	74
6.2.2.	Skanowanie po progu dyskryminacji	76
6.3.	Tor analogowy	76
6.3.1.	Przedwzmacniacz ładunkowy i układ kształtowania — optymalizacja szumowa toru analogowego	78
6.3.2.	Dyskryminatory	85
6.4.	Pomiarowe widmo całkowite	87
6.5.	Blok liczników	88
6.5.1.	Budowa licznika	88
6.5.2.	Organizacja odczytu	90
6.5.3.	Wrażliwość na zakłócenia	92
6.6.	Układ sterowania	92
6.6.1.	Dekoder komend	93
6.6.2.	Lista komend	94
6.7.	Układy wejściowe i wyjściowe	98
6.8.	Metodologia projektowania	99
6.9.	Plan masek układu	100
Rozdział 7. Pomiary parametrów układu scalonego		103
7.1.	Stanowisko pomiarowe i metoda wyznaczania parametrów kanałów	104
7.2.	Przetworniki kontrolujące próg dyskryminacji	108
7.3.	Ustawienia standardowe	110
7.3.1.	Kanały indywidualnie	111
7.3.2.	Wartości średnie parametrów i ich rozrzuty	113
7.3.3.	Wyznaczanie wartości ENC	116
7.3.4.	Rozdzielczość energetyczna	118
7.4.	Inne ustawienia elektroniki	119
7.5.	Podsumowanie	120
Rozdział 8. Przykład obrazowania medycznego		123
8.1.	Środowisko pomiarowe — parametry wiązki	123
8.2.	Fantom mammograficzny	125
8.3.	Pomiar	126
8.4.	Symulacje Monte Carlo	129
8.5.	Usuwanie kontrastu	131
8.6.	Podsumowanie	134
Podsumowanie		137
Dodatek A. Parametry średnie układów scalonych dla różnych ustawień		139
Spis rysunków		147
Spis tabel		149
Bibliografia		151

Wstęp

W roku 2005 upłynęło sto dziesięć lat od odkrycia promieniowania X przez Wilhelma Roentgena. Pomimo upływu wieku i wynalezienia całej gamy różnorodnych metod obrazowania wnętrza ciała ludzkiego (wykorzystanie ultradźwięków, pozytonów, rezonansu jądrowego itd.), rentgenografia wciąż pozostaje jedną z podstawowych metod diagnostyki medycznej.

Z upływem czasu metoda ta ulegała przeobrażeniom: wynaleziono fluoroskopię, żeby obserwować wnętrze ciała w ruchu (jelita, serce) oraz tomografię komputerową, aby obrazować organizm ludzki w trzech wymiarach. Jednak nadal promienie X wykorzystuje się przede wszystkim do wykonywania zdjęć z użyciem kliszy fotograficznej, od zdjęć dentystycznych poprzez obrazowanie płuc, aż do poszukiwania zmian nowotworowych.

Obrazowanie z wykorzystaniem dwu energii jest stosunkowo nową techniką, nie wykorzystywaną jeszcze rutynowo w medycynie. Opiera się ono na prostym spostrzeżeniu, że różne materiały inaczej pochłaniają promieniowanie X o różnych energiach. A jeżeli tak, to dwa zdjęcia wykonane z dwiema różnymi energiami promieniowania X niosą więcej informacji niż jedno. Ponadto, okazało się, że odpowiednie dobranie energii oraz sposobu ekstrakcji informacji z rejestrowanych obrazów daje zupełnie nowe, nie dostępne dotychczas możliwości obrazowania.

Krzemowe detektory paskowe także stanowią novum w tej dziedzinie nauki. Pomimo, że są znane od dawna, to dotychczas wykorzystywano je głównie w eksperymentach fizyki jądrowej i wysokich energii. W chwili obecnej przenikają powoli do innych dziedzin wykorzystujących promieniowanie rentgenowskie (np. dyfraktometrii), a także do medycyny.

Projekt prezentowany w tej pracy ma na celu przetestowanie możliwości zastosowania metody obrazowania dwuenergetycznego w obrazowaniu medycznym. W chwili obecnej, w polu naszych zainteresowań znajduje się mammografia i angiografia, z tym że mammografia dwuenergetyczna weszła już w etap prób eksperymentalnych, a angiografia jest na razie rozważana głównie teoretycznie. Nie wykluczamy także innych zastosowań, jeżeli tylko taki sposób obrazowania okaże się użyteczny. Na obecnym etapie rozwoju projektu podstawowym zadaniem jest zbudowanie prototypowego systemu obrazowania i ocenienie jego przydatności w ww. zastosowaniach.

Cały projekt obrazowania z użyciem wiązki dwuenergetycznej jest realizowany we współpracy międzynarodowej, w której (wymieniając tylko najważniejszych) partycypują: Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej na Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, Uniwersytet Wschodniego Piemontu w Aleksandrii we Włoszech, Narodowy Instytut Fizyki Jądrowej w Ferrarze i Narodowy Instytut Fizyki Jądrowej w Turynie. Nawiązano także kontakty z Narodowym Instytutem Fizyki Jądrowej w Bolonii z myślą o obrazowaniu angiograficznym. W ramach wspomnianej współpracy zadaniem grupy krakowskiej, w której pracuje autor, było opracowanie układu scalonego do odczytu krzemowych detektorów paskowych. W ramach tego zadania

autor wykonał samodzielnie projekt części cyfrowej wspomnianego układu scalonego, opracował system akwizycji danych, przeprowadził testy układu scalonego i kompletnego modułu detektora oraz wykonał analizę wyników.

W rozdziale pierwszym omówione są podstawowe oddziaływania promieniowania z materią. Rozdział drugi pokazuje jak wiedza o tych oddziaływaniach może zostać użyta w dwuenergetycznym systemie mammo- lub angiograficznym oraz prezentuje wynikające z proponowanych zastosowań wymagania nakładane na system obrazowania. W trzecim rozdziale znajdujemy wprowadzenie do opisu całego systemu obrazowania z użyciem takich pojęć jak funkcja modulacji transferu i detekcyjna wydajność kwantowa. Uzbrojeni w taką wiedzę możemy przystąpić do przeglądu rozwiązań detektorowych zamieszczonego w rozdziale czwartym. Z tego przeglądu wyłączono paskowe detektory krzemowe, jako że to rozwiązanie wybrano do realizacji prezentowanego projektu. Wymagało to dokładniejszego omówienia tych detektorów, które umieszczono w rozdziale piątym. Wybór detektora determinuje wymagania i częściowo rozwiązania stosowane w układzie scalonym nazywanym Rx-64v3, o którym traktuje rozdział szósty. Rozdział siódmy prezentuje wyniki charakteryzacji pomiarowej modułu detektora wyposażonego w układy Rx-64v3, a ósmy, ostatni, pokazuje rezultaty obrazowania mammograficznego wykorzystującego dwie energie promieniowania X. Całość zakończoną podsumowaniem uzupełniono jeszcze o dodatek zawierający wyniki pomiarów modułu krzemowego detektora paskowego.

Rozdział 1

Oddziaływanie promieniowania X z materią

Chcąc rozpatrywać przechodzenie promieniowania rentgenowskiego przez tkanki organizmu człowieka oraz mechanizm jego pochłaniania i rejestrowania w detektorze półprzewodnikowym należy rozważyć jego oddziaływanie z materią. W ogólności oddziaływanie takie opisuje się na dwa sposoby: makroskopowo lub mikroskopowo. Podejście makroskopowe ujmuje problem globalnie używając natężenia padającej wiązki promieniowania, a konkretnie spadku jej natężenia przy przechodzeniu przez materię. Ujęcie mikroskopowe, zaś, skupia się na oddziaływaniu poszczególnych fotonów penetrujących materiał z jego atomami. Oczywiście obydwie te podejścia są względem siebie komplementarne, jako że za globalne osłabienie wiązki promieniowania odpowiadają oddziaływania poszczególnych fotonów z atomami oświetlanej substancji.

1.1. Osłabienie strumienia fotonów

Fotony promieniowania X przechodząc przez jakiś materiał mogą zostać pochłonięte lub rozproszone. W obydwu przypadkach prowadzi to do usunięcia ich z wiązki padającej i, tym samym, osłabienia jej natężenia. *Natężenie wiązki* to inaczej *natężenie strumienia fotonów*, czyli liczba cząstek przechodzących w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię.

Rozważmy materiał jednorodny, czyli posiadający takie same własności w każdym punkcie objętości, oraz penetrującą go monochromatyczną skolimowaną wiązkę promieniowania (rys. 1.1). W takim przypadku zmiana natężenia strumienia fotonów dI jest proporcjonalna do jego wartości I oraz do grubości warstwy absorbująco-rozpraszającej dx . Zatem,

$$dI = -\mu I dx, \quad (1.1)$$

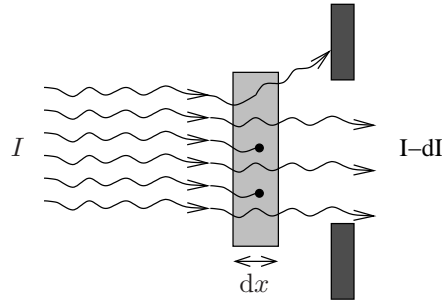
gdzie μ jest współczynnikiem proporcjonalności zwanym *liniowym współczynnikiem osłabienia* wyrażającym prawdopodobieństwo usunięcia fotonu z wiązki na jednostkowej drodze.

Całkując równanie 1.1 w granicach od 0 do x z warunkiem początkowym na natężenie wiązki $I(0) = I_0$ otrzymuje się *eksponencjalne prawo osłabienia wiązki promieniowania*

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (1.2)$$

Teraz, jeżeli znane jest natężenie wiązki padającej I_0 , nazywanej wiązką pierwotną, oraz natężenie I po przejściu przez badany materiał (wiązka wtórna), to używając równania 1.2 można wyznaczyć grubość badanego materiału.

W obrazowaniu obiektów biologicznych istotną informację niesie raczej stosunek natężeń wiązek pierwotnej i wtórnej, a nie ich wartości bezwzględ-



Rysunek 1.1: Osłabienie wiązki promieniowania X w warstwie materii

ne. Dlatego, podstawą większości rozważań prezentowanych w dalszej części pracy jest iloczyn μx nazywany *projekcją* i oznaczany M

$$M = \mu x = \ln \frac{I_0}{I}. \quad (1.3)$$

Liniowy współczynnik osłabienia wprowadzony wyżej jest niewygodny w użyciu, ponieważ jego wartość zależy nie tylko od składu atomowego, ale także od gęstości materiału osłabiającego promieniowanie¹. Wprowadza się więc, tzw. *masowy współczynnik osłabienia wiązki* wyrażany przez iloraz μ/ρ , gdzie μ jest liniowym współczynnikiem osłabienia, a ρ gęstością. Wartość ilorazu μ/ρ nie zależy już od gęstości i dla ustalonej energii promieniowania charakteryzuje materiał, przez który to promieniowanie przechodzi.

Używając wprowadzonego wyżej współczynnika można przepisać prawo osłabienia strumienia fotonów do postaci:

$$I = I_0 \exp \left[- \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \rho x \right]. \quad (1.4)$$

Jeżeli wiązka przechodzi przez materiał wieloskładnikowy, to można określić średni masowy współczynnik osłabienia wg. wzoru:

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{śr}} = \sum_i \frac{\mu_i}{\rho_i} W_i \quad (1.5)$$

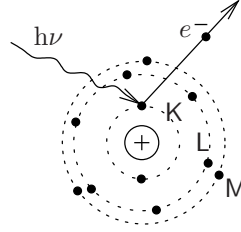
gdzie: μ_i/ρ_i to masowe współczynniki osłabienia w poszczególnych materiałach, a W_i udziały wagowe tych składników. W takim przypadku prawo 1.4 przyjmuje postać

$$I = I_0 \exp \left[- \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{śr}} \rho x \right] \quad (1.6)$$

1.2. Oddziaływania mikroskopowe

Wysokoenergetyczny foton promieniowania X penetrując materię może zachować się w różny sposób: zostać zaabsorbowany w całości przez atom (*absorpcja fotoelektryczna*), doprowadzić do powstania pary elektron-pozyton (*kreacja par*), ulec rozproszeniu koherentnemu (bez zmiany energii) na elektronach lub jądrze atomowym, albo zmienić swój kierunek oddając część energii elektronom powłoki (*zjawisko Comptona*). Z każdą z wymienionych

¹ A także od energii padającego promieniowania, ale tą zależnością nie będziemy się w tej chwili zajmować.



Rysunek 1.2: Absorpcja fotoelektryczna fotonu o energii wyższej niż energia wiązania powłoki K z emisją fotoelektronu e^-

możliwości związane jest pewne prawdopodobieństwo zajścia zdarzenia określone przez *przekrój czynny* na dane zjawisko.

Jeżeli w jednostce czasu na jednostkową objętość zawierającą N_0 atomów pada płasko-równoległy strumień złożony z n_0 fotonów, to przekrój czynny κ w przeliczeniu na jeden atom² definiujemy jako [JD00]

$$\kappa = -\frac{dn_0}{n_0 N_0 dx}, \quad (1.7)$$

gdzie dn_0 jest liczbą fotonów które wzięły udział w reakcji w warstwie o grubości dx . Ponieważ N_0 jest de facto gęstością atomów, czyli posiada wymiar $[\text{m}^{-3}]$, wielkość κ ma wymiar pola powierzchni. Ponadto, ponieważ liczba fotonów n_0 padająca na jednostkę objętości w jednostce czasu odpowiada natężeniu wiązki, to z definicji 1.7 można otrzymać, wprowadzony wcześniej, masowy współczynnik osłabienia wiązki promieniowania μ/ρ . W tym celu, należy pomnożyć przekrój czynny κ przez liczbę Avogadra N_A oraz podzielić go przez liczbę masową³ A .

1.2.1. Absorpcja fotoelektryczna

Absorpcją fotoelektryczną nazywamy pochłanianie fotonów przez elektrony wewnętrznych powłok atomowych (rys. 1.2). Padający foton przekazuje swoją energię elektronowi. W rezultacie, elektron ten wylatuje poza atom (zostaje wybity) unosząc energię kinetyczną E_k będącą różnicą pomiędzy energią padającego fotonu $h\nu$, a energią wiązania elektronu E_w

$$E_k = h\nu - E_w, \quad (1.8)$$

gdzie h to stała Plancka, a ν częstość związana z długością fali fotonu λ wyrażeniem $\nu = \lambda/c$, w którym c jest prędkością światła w próżni.

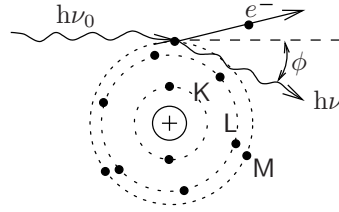
Jak widać z równania 1.8, zjawisko fotoelektryczne może zajść na danej powłoce tylko wtedy, kiedy energia fotonu jest równa lub przekracza energię wiązania elektronu.

Przekrój czynny na absorpcję fotoelektryczną na jeden atom opisywany jest przybliżeniem [LAMB81]

$$\kappa_a \simeq \zeta_a \frac{Z^{4,8}}{(h\nu)^{3,2}} \quad (1.9)$$

² W różnych podręcznikach przekrój czynny definiuje się w przeliczeniu na jedno jądro albo jeden atom. W obydwu przypadkach jest to ta sama wielkość. Rozróżnienie wynika tylko z tego czy fotony oddziałują z jądrami atomowymi czy raczej elektronami powłok atomowych.

³ Ścisłość wymagałaby użycia masy molowej, jednakże tradycyjne stosowanie w tym miejscu liczby masowej jest dobrym przybliżeniem, szczególnie dla pierwiastków lekkich.



Rysunek 1.3: Comptonowskie (niekoherentne) rozproszenie fotonu na elektronie słabo związanym z atomem

gdzie Z jest liczbą atomową pierwiastka, a $h\nu$ energią fotonu.

Przekrój czynny wyrażony wzorem 1.9 rozpatrywany jako funkcja energii fotonów jest funkcją monotoniczną w obszarze pomiędzy energiami wiązania poszczególnych powłok atomowych. Dla energii równych energiom wiązania kolejnych powłok będą się pojawiać skoki przekroju czynnego zwane *krawędziami absorpcji fotoelektrycznej*. Z tego samego powodu współczynnik ζ_a jest stały tylko pomiędzy kolejnymi krawędziami absorpcji. Jeżeli energię fotonu wyrazić w kiloelektronowoltach, to dla energii większych od energii krawędzi K (związanej z pierwszą powłoką atomową oznaczaną literą K) współczynnik ζ_a wyniesie $9,8 \times 10^{-24}$.

1.2.2. Zjawisko Comptona

Jeżeli foton oddziałuje z elektronem z powłok walencyjnych słabo związanym w atomie, to może oddać temu elektronowi część swojej energii oraz pędu. W efekcie zmieni się długość fali fotonu oraz jego kierunek, a elektron uzyska pewną energię kinetyczną (rys. 1.3). Kąt rozproszenia fotonu ϕ może się zmieniać od 0 do 180° , przy czym dla energii poniżej 100 keV rejestruje się wyraźne minimum promieniowania rozproszonego pod kątem 90° .

Stosując zasady zachowania pędu i energii oraz traktując elektron jako ładunek swobodny można otrzymać formułę opisującą zależność energii fotonu rozproszonego $h\nu$ od kąta rozproszenia ϕ i energii fotonu pierwotnego $h\nu_0$ daną wzorem

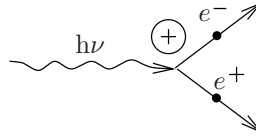
$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)}, \quad (1.10)$$

gdzie m_e jest masą spoczynkową elektronu, a c prędkością światła w próżni.

Przekrój czynny na rozproszenie fotonu na pojedynczym elektronie κ_e obliczyli teoretycznie Klein i Nishia. Przekrój ten zmniejsza się w miarę zwiększania energii fotonów i wyraża się formułą [LAMB81]

$$\begin{aligned} \kappa_e(E) = \zeta_e \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma} \left[\frac{2(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1 + 2\gamma) \right] \right. \\ \left. + \frac{1}{2\gamma} \ln(1 + 2\gamma) - \frac{1 + 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right\} \\ \gamma = E/510,975 \\ \zeta_e = 2\pi \left[\frac{\mu_0 e^2}{4\pi m_e} \right]^2, \end{aligned} \quad (1.11)$$

gdzie energia fotonu $E = h\nu_0$ jest energią padającego fotonu wyrażoną w keV, μ_0 to przenikalność magnetyczna próżni, e ładunek elementarny, a m_e masa elektronu.



Rysunek 1.4: Krecja pary elektron-pozyton ($e^- - e^+$) w polu kulombowskim jądra atomowego; elektrony powłokowe pominięto ponieważ są nieistotne w tym zjawisku

Jeżeli energia fotonu jest znacznie większa niż energia wiązania elektronów na poszczególnych orbitach, to można przyjąć, że rozpraszanie Comptona zachodzi na wszystkich elektronach, a nie tylko walencyjnych; będzie tak zwłaszcza dla pierwiastków lekkich. W takim wypadku przekrój czynny na zjawisko Comptona dla pojedynczego atomu można obliczyć mnożąc przekrój czynny na pojedynczy elektron κ_e przez liczbę atomową pierwiastka Z

$$\kappa_c = \kappa_e Z \quad (1.12)$$

Przekrój czynny będzie więc rósł wraz ze zwiększaniem energii padających fotonów (z powodu κ_e) jak i zwiększaniem się liczby atomowej pierwiastka.

1.2.3. Krecja par

Jeżeli foton posiada energię większą lub równą podwojonej energii spoczynkowej elektronu $m_e c^2$ równej 0,511 MeV, to możliwe jest jego przekształcenie w parę elektron-pozyton (rys. 1.4). Jednakże, ze względu na zasady zachowania energii i pędu potrzebne jest jeszcze jedno ciało, z którym ten foton mógłby oddziaływać. Tę rolę najczęściej spełnia jądro atomowe (mówi się, że krecja pary następuje w polu jądra), choć może to także być elektron, z tym że przekrój czynny na krecję pary w polu elektronu jest o kilka rzędów wielkości mniejszy od przekroju czynnego na krecję pary w polu jądra atomowego [Nat].

Przekrój czynny na krecję pary elektron-pozyton w polu jądra atomowego opisuje się wzorem [DK95]

$$\begin{aligned} \kappa_p &= \zeta_p Z^2 \left(a \ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} - b \right) \\ \zeta_p &= 5,8 \times 10^{-28} \text{ cm}^2, \end{aligned} \quad (1.13)$$

gdzie $h\nu$ jest energią fotonu, $m_e c^2$ jego energią spoczynkową, Z liczbą atomową jądra, a wielkości a i b są stałymi bezwymiarowymi o wartości kilku jednostek.

Medyczne metody obrazowania będące przedmiotem tej pracy używają promieniowania X z zakresu ok. 10 – 100 keV. Przy takich energiach krecja par nie zachodzi, więc nie będziemy się tym zjawiskiem bliżej zajmować.

1.2.4. Inne oddziaływania

Przekroje czynne przedstawionych dotychczas oddziaływań zależne są od energii w taki sposób, że każde z nich dominuje w pewnym jej przedziale. Dla najniższych energii promieniowania elektromagnetycznego (promieniowanie X) dominującym zjawiskiem jest absorpcja fotoelektryczna, w zakresie środkowym dominuje zjawisko Comptona, a dla najwyższych energii (to już promieniowanie γ) przeważa krecja par. Oczywiście granice wymienionych

zakresów dominacji są płynne i zależą od rozpatrywanej substancji. Pozostałe procesy nigdy nie zdobywają pozycji dominującej, w związku z czym często się je po prostu pomija.

Z oddziaływań o mniejszym znaczeniu najmocniej ujawnia się (szczególnie dla niskich energii) oddziaływanie związane z koherentnym rozpraszaniem fotonu na silnie związanych elektronach głębokich powłok. Zachodzi ono wtedy, kiedy foton ma energię mniejszą niż wynosi energia wiązania elektronu, z którym oddziałuje. Elektron taki nie może zostać wybity z atomu, więc foton zmienia tylko swój kierunek ruchu. Przekrój czynny na to zjawisko κ_{coh} zależy silnie od liczby atomowej Z (jest proporcjonalny do Z^3 [DK95]). Ponadto zwiększa się on w miarę zmniejszania energii fotonów.

Pozostałe możliwości oddziaływania promieniowania z materią to:

- koherentne rozpraszanie na jądrach atomowych, dające podobny efekt końcowy jak koherentne rozpraszanie na elektronach — zmiana kierunku poruszania się fotonu bez zmiany jego energii
- jądrowe rozproszenie rezonansowe, w którym foton zostaje pochłonięty przez jądro atomowe, a następnie wyemitowany w przypadkowym kierunku; podobnie jak przy reakcji par zjawisko to zachodzi dopiero powyżej pewnej energii progowej zależnej w tym wypadku od rodzaju jądra
- reakcje jądrowe np. (γ, n) charakteryzujące się wysokimi energiami progowymi, z reguły wyższymi od 1 MeV.

1.2.5. Całkowity przekrój czynny

Jeżeli rozpatrujemy jednocześnie kilka zjawisk fizycznych, to sumaryczny przekrój czynny na wszystkie te zjawiska będzie sumą poszczególnych przekrojów czynnych⁴. Biorąc pod uwagę najbardziej prawdopodobne zjawiska tzn.: absorpcję fotoelektryczną, zjawisko Comptona i rozpraszanie koherentne na elektronach silnie związanych (reakcję par pomijamy z podanych wyżej powodów), można napisać wzór na całkowity przekrój czynny na osłabienie wiązki κ w przeliczeniu na jeden atom w postaci

$$\kappa = \kappa_a + \kappa_c + \kappa_{coh}, \quad (1.14)$$

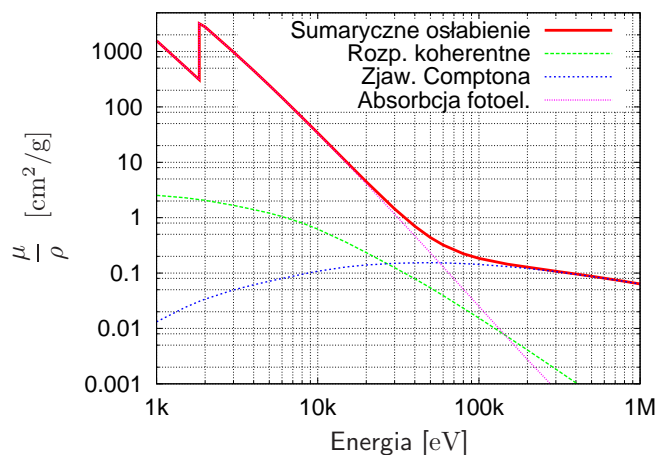
lub po przeliczeniu przekrojów czynnych na jednostkową masę substancji, jako sumę masowych współczynników osłabienia związanych z poszczególnymi zjawiskami

$$\frac{\mu}{\rho} = \kappa_a \frac{N_A}{A} + \kappa_c \frac{N_A}{A} + \kappa_{coh} \frac{N_A}{A}. \quad (1.15)$$

Rysunek 1.5 pokazuje zależności trzech wspomnianych wyżej masowych współczynników osłabienia oraz całkowity masowy współczynnik osłabienia wiązki w funkcji energii padających fotonów na przykładzie krzemu. Dla energii 1,83 keV występuje skok przekroju czynnego zarówno w przekroju całkowitym jaki i fotoelektrycznym. Jest to krawędź K absorpcji fotoelektrycznej. Ponadto, wyraźnie widać, że dla niskich energii zdecydowanie dominującym oddziaływaniem fotonów z krzemem jest absorpcja fotoelektryczna. Powyżej 60 keV dominujące staje się zjawisko Comptona, a reakcja par uzyskuje przewagę dopiero od około 15 MeV.

Ogólny charakter krzywych z rysunku 1.5 zachowuje się dla wszystkich pierwiastków. Zmieniają się oczywiście wartości liczbowe współczynników

⁴ Można to pokazać używając definicji 1.7 i prawa 1.4 wykorzystując masowe współczynniki osłabienia.



Rysunek 1.5: Masowe współczynniki osłabienia w krzemie związane z różnymi oddziaływaniami mikroskopowymi w funkcji energii fotonu. ŹRÓDŁO: NIST-XCOM [Nat]

osłabienia (rosną wraz z liczbą atomową) oraz przesuwają granice zmiany oddziaływania dominującego. Dodatkowo dla pierwiastków ciężkich rozpraszanie koherentne wnosi znaczący udział do całkowitego współczynnika osłabienia wiązki w niskich energiach.

Energie używane w omawianych w następnym rozdziale metodach obrazowania lokują się w przedziale 10–100 keV. W tym przedziale energii dla pierwiastków, z których w przeważającej mierze składa się ciało człowieka tzn. tlenu, węgla i wodoru dominują właściwie tylko dwa zjawiska: rozpraszanie Comptona i absorbcja fotoelektryczna [Nat]. Jak zobaczymy w następnym rozdziale ten fakt jest podstawą metody usuwania kontrastu stosowanej w dwuenergetycznym obrazowaniu mammograficznym.

Rozdział 2

Promieniowanie X w obrazowaniu mammo- i angiograficznym

Wilhelm Conrad Rentgen odkrył promieniowanie X w listopadzie 1895 roku podczas eksperymentów z promieniowaniem katodowym. Niedługo potem zaobserwował zaciemnienie kliszy fotograficznej pod wpływem tego promieniowania. Zauważył także, że promienie te są bardzo przenikliwe i można przy ich pomocy otrzymywać obrazy wewnętrznej struktury różnych obiektów. Używając odkrytego promieniowania wykonał pierwsze nieinwazyjne zdjęcie wnętrza ciała ludzkiego zapoczątkowując tym samym erę obrazowania medycznego. Wagę tego odkrycia może dodatkowo podkreślać fakt, że pierwsza Nagroda im. Alfreda Nobla w dziedzinie fizyki, przyznana w roku 1901, przypadła właśnie W. Rentgenowi. Dzisiaj od jego nazwiska promieniowanie X nazywane jest promieniowaniem rentgenowskim, a powstała wtedy dziedzina diagnostyki medycznej nosi nazwę rentgenografii.

Ponieważ promieniowanie rentgenowskie pozostawało przez długi czas jedyną dostępną metodą nieinwazyjnego obrazowania wnętrza ciała ludzkiego, rozwinęło się wiele różnych wykorzystujących je metod i technik: od podstawowych zdjęć złamanych kości począwszy poprzez prześwietlenia płuc w poszukiwaniu objawów gruźlicy, a na wykonywaniu szczegółowych przekrojów ciała w tomografii komputerowej (CT^1) skończywszy. Obecnie w medycynie wykorzystuje się także metody obrazowania bazujące na innych niż rentgenografia zjawiskach fizycznych. Do najważniejszych metod obrazowania wnętrza ciała człowieka należą [BSLB94]: magnetyczny rezonans jądrowy (NMR^2)³, tomografia emisji pozytronów (PET^4) oraz ultrasonografia (USG^5). Wymienione metody doskonale dopełniają rentgenografię ponieważ pozwalają obrazować tkanki słabo widoczne na rentgenogramie.

Rezonans magnetyczny pokazuje przede wszystkim koncentrację wody w tkankach, co pozwala zobaczyć szczegółowo narządy takie jak mózg. Ultrasonografia, z kolei, wykorzystuje różnice we współczynnikach absorpcji ultradźwięków w różnych tkankach oraz zjawisko Dopplera, pozwalając na oglądanie narządów wewnętrznych w ruchu, w czasie ich pracy. PET doskonale pokazuje natężenie oraz zmiany natężenia przepływu krwi, i poza standardową diagnostyką jest używany przy badaniach funkcjonowania mózgu. Z wymienionych metod NMR i USG są uważane za znacznie bezpieczniejsze niż pozostałe bowiem pacjent nie jest wystawiany na działanie promieniowania jonizującego jak w rentgenografii oraz PET, i nie trzeba wprowadzać do jego organizmu środków kontrastujących (pewne odmiany rentgenografii

¹ CT z ang. *Computer Tomography*

² NMR z ang. *Nuclear Magnetic Resonance*

³ Po wypadkach w elektrowniach jądrowych w Three Mile Island w USA oraz w Czarnobyliu na Ukrainie przymiotnik „jądrowy” zaczął się źle kojarzyć, i dlatego spotyka się często określenie: obrazowanie rezonansem magnetycznym (MRI z ang. *Magnetic Resonance Imaging*) lub po prostu rezonans magnetyczny (MR)

⁴ PET z ang. *Positron Emission Tomography*

⁵ USG z ang. *Ultrasonography*

np. angiografia) lub promieniotwórczych (PET). USG jest metodą na tyle mało oddziałującą na organizm, że używa się go rutynowo do badań płodu w czasie ciąży.

2.1. Dwuenergetyczne usuwanie kontrastu w mammografii

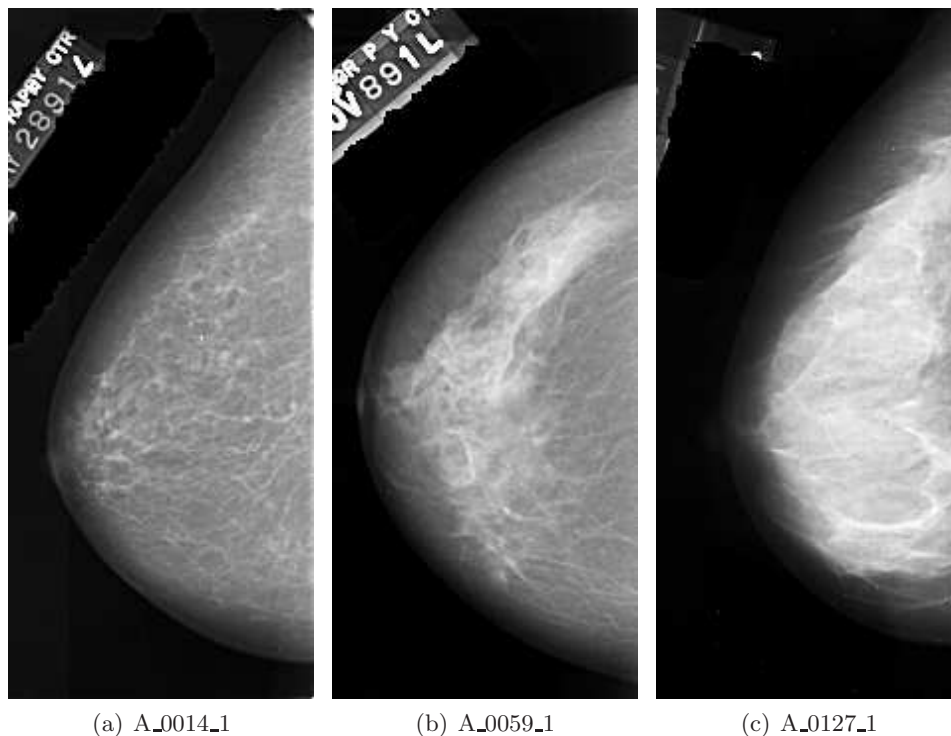
Mammografia jest jedną z odmian rentgenografii zaprojektowaną specjalnie do wykrywania patologii piersi. O tym jak istotna jest to dziedzina diagnostyki medycznej może świadczyć fakt, że w przybliżeniu 1 na 9 kobiet doświadcza w swoim życiu jakiejś odmiany raka piersi. Mammografia przeszła bardzo długą drogę od wczesnych systemów obrazowania wykorzystujących filmy bez fosforyzujących ekranów wzmacniających, aż do nowoczesnych mammografów optymalizowanych specjalnie do tych zastosowań. W najstarszych urządzeniach z lat 50-tych i 60-tych dawka promieniowania była tak duża, że prawdopodobnie *powodowały* więcej przypadków raka niż były w stanie wykryć [BSLB94].

Nowoczesną mammografię datuje się mniej więcej wraz z początkiem lat 90-tych, rozwijana intensywnie, początkowo głównie we Francji i Szwecji [Kop00], stała się z czasem powszechnie dostępną metodą diagnostyczną. Współcześnie możemy wykrywać bardzo małe zmiany w tkance piersi (nawet wielkości 1 mm), co powoduje, że często rak zostaje wykryty i wyeliminowany na wczesnym etapie rozwoju kiedy jest jeszcze całkowicie wyleczalny.

Pomimo tego, że przyjmuje się, iż wiarygodność odpowiednio rygorystycznej procedury badawczej nie powinna być mniejsza niż 97% [Kop00], to mając na uwadze pozostałe 3% poszukuje się ciągle nowych dokładniejszych metod, a ponieważ szanse pełnego wyleczenia wczesnych stadiów nowotworu sutka wynoszą 80–90% [Mit00], to poszukiwania te wydają się w pełni uzasadnione.

Takim podejściem różnym od standardowej mammografii, a rozwijanym już od ok. 30 lat, jest obrazowanie wykorzystujące dwie wiązki promieniowania o różnych energiach. Obrazowanie takie zaproponowano po raz pierwszy w roku 1976 [AM76] jako usprawnienie tomografii komputerowej. Zmodyfikowane i poszerzone [LAMB81] zaowocowało techniką pozwalającą na usunięcie kontrastu pomiędzy parą wybranych materiałów w układzie trzech różnych substancji. Wykonuje się tutaj dwa zdjęcia przy dwóch różnych energiach padającego promieniowania, umownie zwanych energią wysoką E_h i niską E_l . Następnie tworzy się obraz, który nazwiemy *obrazem hybrydowym*, będący kombinacją liniową dwu obrazów pierwotnych. Odpowiedni dobór współczynników tej kombinacji pozwala uzyskać, przynajmniej teoretycznie, obraz, na którym z jednolitego tła wyróżnia się tylko tkanka różna od bazowych tkanek piersi. Dlatego metoda ta nazywana jest też *usuwaniami kontrastu*.

Technika usuwania kontrastu jest szczególnie przydatna w mammografii, w której tło dla poszukiwanych mikrozwapnień — pierwszych zmian w patologii piersi — stanowi mieszanina dwu typów tkanek: włóknistej i tłuszczowej dających na mammogramie charakterystyczne jasne włókna na ciemnym tle. Trzy przykłady zdrowych piersi różniące się zawartością tkanki tłuszczowej pokazują rysunki 2.1a–c. Widać, że w takich warunkach trudno jest wyszukiwać jednomilimetrowe struktury mające podobny, do obydwu składników podstawowych, poziom zaciernienia. Dlatego, proponuje się dwuenergetyczne usuwanie kontrastu, które powinno pozwolić usunąć



Rysunek 2.1: Mammogramy zdrowych piersi; za takie przyjęto przypadki, dla których co najmniej pięć lat później nie zaobserwowano żadnych zmian patologicznych; zachowano oryginalne oznaczenia. ŹRÓDŁO: [Uni]

kontrast pomiędzy tkanką włóknistą i tłuszczową, i tym samym znacząco poprawić wykrywalność ewentualnych mikrozwapnień [JY87].

2.1.1. Dekompozycja współczynnika masowego

Procedura usuwania kontrastu opiera się na prostym spostrzeżeniu, że w zakresie energii wykorzystywanych do obrazowania medycznego promieniowanie oddziałujące z materią ulega, w przeważającej mierze, tylko dwóm procesom: absorpcji fotoelektrycznej i rozpraszaniu Comptonowskiemu. Dlatego, w rozwinięciu masowego współczynnika osłabienia $\mu(E)/\rho$, danego wzorem 1.15 ze strony 14, pozostają tylko dwa składniki. Zapiszmy to rozwinięcie rozbijając jego składniki na funkcje energii f_a i f_c związane odpowiednio z absorpcją fotoelektryczną i zjawiskiem Comptona oraz stałe a_a i a_c związane z rodzajem materiału. Otrzymamy liniową dekompozycję masowego współczynnika osłabienia wiązki w bazie dwu funkcji [AM76]:

$$\frac{\mu(E)}{\rho} \simeq a_a f_a(E) + a_c f_c(E). \quad (2.1)$$

Chcąc wyrazić a_a i a_c jako stałe materiałowe można, na podstawie wspomnianego już wzoru 1.15, napisać

$$a_c = N_g = \frac{Z}{A} N_A \quad (2.2a)$$

$$a_a = N_g Z^{3,8}; \quad (2.2b)$$

przy czym N_g jest po prostu dodatkowym oznaczeniem używanym w dalszych obliczeniach, Z i A są odpowiednio liczbą atomową i masową, a N_A jest liczbą Avogadra. Wtedy, funkcja f_a wyrazi się formułą

$$f_a(E) = \frac{\zeta_a}{E^{3,2}}, \quad (2.3)$$

gdzie ζ_a jest stałą z równania 1.9 (strona 11), a funkcja f_c będzie tożsama z przekrojem czynnym κ_e na rozpraszanie fotonu na pojedynczym elektronie danym wyrażeniem 1.11 ze strony 12.

Mierząc projekcję M , zdefiniowaną wzorem 1.3 na stronie 10, dla dwu energii E_h i E_l , dla materiału o grubości L i gęstości ρ otrzymujemy

$$\begin{aligned} M_h &= [a_a f_a(E_h) + a_c f_c(E_h)] \rho L \\ M_l &= [a_a f_a(E_l) + a_c f_c(E_l)] \rho L. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Ponieważ funkcje f_a i f_c są znane, układ 2.4 może być jednoznacznie rozwiązany ze względu na a_a i a_c i posłużyć do jednoznacznej identyfikacji mierzonego materiału⁶. Łatwo zauważyć, że dodanie trzeciej energii nie wnosi żadnej nowej informacji ponieważ otrzymane równanie będzie liniowo zależne od dwu pozostałych.

Oznaczmy badaną substancję symbolem ξ , a tzw. *substancje bazowe* literami α i β . Dokonajmy teraz operacji zamiany bazy rozwinięcia 2.1 z bazy funkcji f_a i f_c do bazy utworzonej z kombinacji liniowych tych funkcji tak, aby nowe funkcje bazowe były masowymi współczynnikami osłabienia wiązki materiałów α i β . W wyniku takiej operacji otrzymujemy

$$\frac{\mu_\xi(E)}{\rho_\xi} = a_{1\xi} \frac{\mu_\alpha(E)}{\rho_\alpha} + a_{2\xi} \frac{\mu_\beta(E)}{\rho_\beta}, \quad (2.5)$$

gdzie μ_α/ρ_α i μ_β/ρ_β są nowymi funkcjami bazowymi, także wyrażającymi się równaniem 2.1, natomiast a_1 i a_2 są współrzędnymi w nowej bazie i wyrażają się formułami:

$$\begin{aligned} a_{1\xi} &= \frac{N_{g\xi}(Z_\xi^{3,8} - Z_\beta^{3,8})}{N_{g\alpha}(Z_\alpha^{3,8} - Z_\beta^{3,8})} \\ a_{2\xi} &= \frac{N_{g\xi}(Z_\xi^{3,8} - Z_\alpha^{3,8})}{N_{g\beta}(Z_\beta^{3,8} - Z_\alpha^{3,8})}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

W ten sposób dokonaliśmy rozwinięcia masowego współczynnika osłabienia wiązki substancji ξ w bazie materiałów α i β .

Zazwyczaj, jak w [LAMB81], przyjmuje się za materiały bazowe aluminium oraz szkło organiczne (*PMMA*⁷). Tabela 2.1 pokazuje współczynniki a_1 i a_2 dla kilku wybranych materiałów oraz błędy średniokwadratowe rozwinięcia 2.5 policzone w zakresie 40 – 110 keV, pozwalające ocenić dokładność zaproponowanej dekompozycji.

Generalnie, dokładność proponowanego rozwinięcia jest bardzo dobra i nawet w najgorszym przypadku błąd wynosi mniej niż 3%. Drugą narzucającą się obserwacją jest wyraźny wzrost błędu wraz ze wzrostem różnicy

⁶ Oczywiście tak jest tylko wtedy gdy badana substancja nie jest złożona z kilku różnych materiałów, ponieważ wtedy można wyznaczyć tylko efektywne współczynniki a_a i a_f .

⁷ Chemiczna nazwa szkła organicznego to polimetakrylan metylu i stąd często stosowany skrót PMMA z ang. *Polimethyl Methacrylate*

Materiał	a_1	a_2	Błąd rms [%]
Aluminium	0,0000	1,0000	0,000
PMMA	1,0000	0,0000	0,000
Mięśnie	0,9496	0,0803	0,039
Kość	0,2369	0,8325	0,259
Woda	0,9679	0,0708	0,053
Tłuszcz	1,0673	-0,0367	0,016
Miedź	-11,6	13,9	1,140
Sól(NaCl)	-0,7154	1,7831	0,277
Jod	-58,664	68,074	2,737

Tabela 2.1: Dokładność dekompozycji współczynnika masowego; fitowanie metodą najmniejszych kwadratów w zakresie 40 – 110 keV. ŹRÓDŁO: [LAMB81]

w liczbach atomowych i masowych względem materiałów bazowych. Ponieważ aluminium oraz PMMA mają średnie masy atomowe zbliżone do tkanek ciała ludzkiego⁸, dlatego błędy dla pokazanych w tabeli 2.1 tkanek są stosunkowo małe.

2.1.2. Projekcja M na płaszczyźnie kartezjańskiej

Używając rozwinięcia 2.5 można projekcję M zapisać w postaci:

$$M = \mu_\xi(E)L = A_1\mu_\alpha(E) + A_2\mu_\beta(E), \quad (2.7)$$

gdzie

$$A_1 = a_{1\xi}L\frac{\rho_\xi}{\rho_\alpha}, \quad A_2 = a_{2\xi}L\frac{\rho_\xi}{\rho_\beta}, \quad (2.8)$$

ρ_ξ jest gęstością, a L grubością materiału ξ . Tak wprowadzone współczynniki A_1 i A_2 mają wymiar długości. Można je interpretować jako grubości materiałów bazowych potrzebnych do wywołania identycznego osłabienia wiązki promieniowania jakie wprowadza materiał ξ .

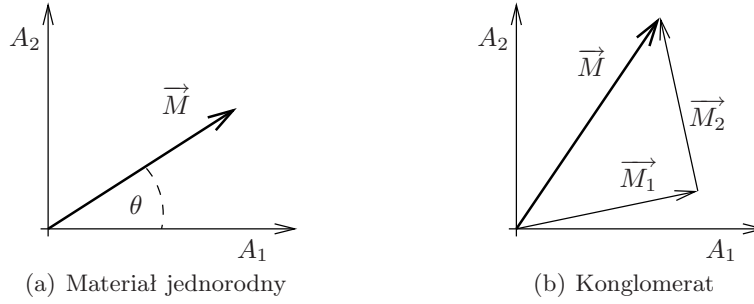
Wielkości A_1 i A_2 można skojarzyć z kartezjańskim układem współrzędnych, w którym każdemu materiałowi odpowiada wektor \vec{M} o współrzędnych (A_1, A_2) ; wprowadzony układ współrzędnych nosi nazwę *płaszczyzny materiałów bazowych* α i β . Zdefiniujemy *kąt charakterystyczny* θ substancji ξ jako kąt nachylenia wektora \vec{M} do osi A_1 (rysunek 2.2a). W takim razie θ opisuje formuła

$$\theta = \text{tg}^{-1} \left(\frac{A_1}{A_2} \right) = \text{tg}^{-1} \left[\frac{\rho_\alpha N_{g\alpha} (Z_\alpha^{3,8} - Z_\xi^{3,8})}{\rho_\beta N_{g\beta} (Z_\xi^{3,8} - Z_\beta^{3,8})} \right]. \quad (2.9)$$

Długość tak wprowadzonego wektora jest proporcjonalna do grubości i gęstości materiału ξ . Warto zwrócić uwagę na fakt, że kąt θ zależy tylko od wyboru materiałów bazowych oraz efektywnej liczby atomowej i masowej substancji ξ ⁹. Z tego wyraźnie widać, że dwa materiały pozostają dla opisywanej metody nierozróżnialne jeżeli ich współrzędne (A_1, A_2) lub inaczej efektywna liczba atomowa i masowa są identyczne. W pozostałych przypadkach można zidentyfikować materiał ξ niezależnie od jego grubości i gęstości.

⁸ Wzór chemiczny PMMA to $[-CH_2 - C(CH_3)(COOCH_3)-]_n-$. Jak widać związek ten składa się z pierwiastków powszechnie występujących w organizmie człowieka

⁹ W pomiarach chemicznych materiał ξ prawie nigdy nie jest jednorodną substancją, ale kompozycją kilku różnych materiałów; stąd efektywna liczba masowa.



Rysunek 2.2: Reprezentacja wektorowa materiału w układzie współrzędnych A_1 i A_2 dla materiału jednorodnego i konglomeratu złożonego z dwu substancji jednorodnych

Projekcje M można sumować. Jeżeli więc materiał złożony jest z dwu innych różnych materiałów jednorodnych o projekcjach M_1 i M_2 , to całkowita projekcja dla tego materiału wyniesie $M = M_1 + M_2$. Na płaszczyźnie materiałów bazowych będzie to odpowiadało przedstawieniu wektora \vec{M} jako sumy wektorów \vec{M}_1 i \vec{M}_2 (rys. 2.2b). Oczywiście zawsze istnieje, wspomniana wyżej możliwość, że w wyniku sumowania dwie projekcje różnych kompozytów dadzą w wyniku ten sam wektor.

Aby narysować wektory pokazane na rysunku 2.2 konieczne jest uprzednie wyznaczenie współrzędnych A_1 i A_2 . Można to zrobić posługując się wprowadzoną równaniem 2.4 techniką pomiaru projekcji M przy dwu różnych energiach E_h i E_l . Wykorzystując równanie 2.7 można napisać

$$\begin{aligned} M_l &= A_1 \mu_\alpha(E_l) + A_2 \mu_\beta(E_l) \\ M_h &= A_1 \mu_\alpha(E_h) + A_2 \mu_\beta(E_h), \end{aligned} \quad (2.10)$$

skąd po odpowiednich przekształceniach

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{M_h \mu_\beta(E_l) - M_l \mu_\beta(E_h)}{\mu_\alpha(E_h) \mu_\beta(E_l) - \mu_\beta(E_h) \mu_\alpha(E_l)} \\ A_2 &= \frac{M_l \mu_\alpha(E_h) - M_h \mu_\beta(E_l)}{\mu_\alpha(E_h) \mu_\beta(E_l) - \mu_\beta(E_h) \mu_\alpha(E_l)}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

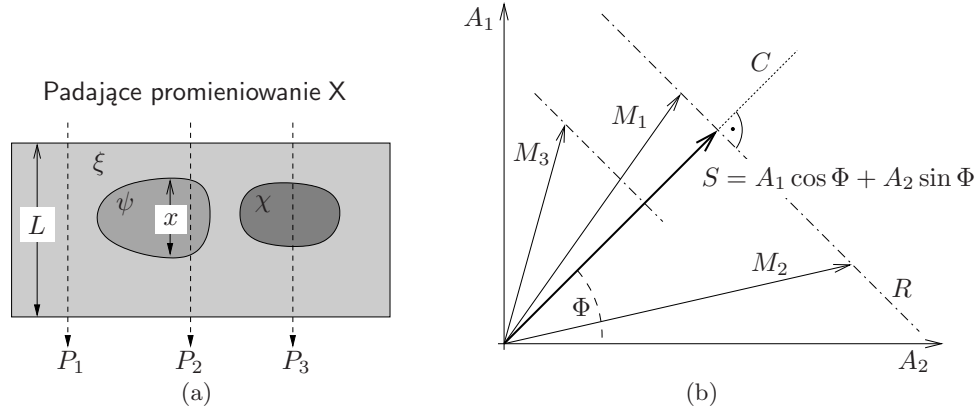
2.1.3. Procedura usuwania kontrastu

Weźmy materiał ξ z zatopionymi w nim dwoma materiałami ψ i χ (w ogólności różnymi od materiałów bazowych α i β), przez który przechodzi promieniowanie X (rys. 2.3a). Jeżeli trzy, wyróżnione na wskazanym rysunku, promienie naniesione zostaną na płaszczyznę materiałów bazowych, to otrzymamy trzy projekcje M_1 , M_2 i M_3 jak na rysunku 2.3b.

Chcąc usunąć kontrast na obrazie hybrydowym S pomiędzy projekcjami M_1 i M_2 wyznaczmy prostą R przechodzącą przez wierzchołki wymienionych wektorów. Kierunek C z kątem charakterystycznym Φ znajdziemy prowadząc prostą prostopadłą do prostej R . Jeżeli utworzymy obraz hybrydowy rzutując wszystkie wektory \vec{M} na kierunek C , czyli wykonamy operację

$$S = A_1 \cos \Phi + A_2 \sin \Phi, \quad (2.12)$$

to rzuty obydwu wybranych wektorów \vec{M}_1 i \vec{M}_2 będą nierozróżnialne. Jednocześnie wektor \vec{M}_3 będzie wyraźnie odróżniany od dwu pozostałych; co



Rysunek 2.3: Algorytm usuwania wybranej pary materiałów z obrazu hybrydowego; Promienie P_1 , P_2 i P_3 z rysunku (a) odpowiadają wektorom M_1 , M_2 i M_3 z rysunku (b)

widać na rysunku 2.3b. Opisana procedura nazywana jest *procedurą usuwania kontrastu*, a kąt Φ *kątem usuwania kontrastu*.

Rozpatrzmy dokładniej promienie przechodzące przez materiał ψ z rysunku 2.3a. Jeżeli grubość tego materiału oznaczymy przez x , to grubość materiału ξ w tym samym miejscu wynosi $L - x$, bo grubość całej próbki jest równa L . Ponieważ projekcje podlegają dodawaniu, więc dla dowolnego promienia przechodzącego przez materiał ψ można napisać

$$\begin{aligned} A_1 &= a_{1\xi} \frac{\rho_\xi}{\rho_\alpha} (L - x) + a_{1\psi} \frac{\rho_\psi}{\rho_\alpha} x \\ A_2 &= a_{2\xi} \frac{\rho_\xi}{\rho_\beta} (L - x) + a_{2\psi} \frac{\rho_\psi}{\rho_\beta} x; \end{aligned} \quad (2.13)$$

dla $x = 0$ równania te opisują czysty materiał ξ , natomiast dla $x = L$ będzie to tylko substancja ψ . Ponieważ A_1 i A_2 są współrzędnymi na płaszczyźnie kartezjańskiej, więc układ równań 2.13 jest równaniem parametrycznym jakiejś krzywej względem parametru x (L jest stałą¹⁰). Nietrudno pokazać, że krzywa opisana parametrycznymi równaniami liniowymi musi być linią prostą — jest to prosta R z rysunku 2.3. Współczynnik kierunkowy takiej prostej, wyznaczający jej kąt charakterystyczny Θ , dany jest przez iloraz dwu współczynników kierunkowych prostych z równań parametrycznych — opisującego współrzędną pionową A_2 do współrzędnej poziomej A_1 . Stąd kąt Θ można zapisać jako

$$\Theta = \operatorname{tg}^{-1} \left\{ \frac{\rho_\alpha}{\rho_\beta} \left[\frac{\rho_\xi a_{2\xi} - \rho_\psi a_{2\psi}}{\rho_\xi a_{1\xi} - \rho_\psi a_{1\psi}} \right] \right\}. \quad (2.14)$$

Przy pomocy rysunku 2.3b można łatwo stwierdzić, że kąt charakterystyczny z równania 2.12 jest związany z kątem Θ zależnością $\Phi = \Theta + 90^\circ$.

Z powyższego rozważania widać, że formuła 2.12, wprowadzona oryginalnie dla usunięcia kontrastu pomiędzy promieniami 1 i 2 z rysunku 2.3, powoduje utożsamienie na obrazie hybrydowym wszystkich promieni penetrujących materiał ψ z promieniami przechodzącymi tylko przez substancję

¹⁰ W standardowym obrazowaniu mammograficznym, żeby zmniejszyć rozpraszanie promieniowania i poprawić kontrast, stosuje się kompresję piersi do grubości kilku centymetrów. Dlatego grubość obrazowanej tkanki można uznać za stałą.

ξ i tym samym całkowite usunięcie substancji ψ z obrazu hybrydowego, niezależnie od jej grubości. Jedyny warunek jaki trzeba spełnić to stała grubość L całej obrazowanej tkanki, a to akurat w przypadku obrazowania mammograficznego można zapewnić.

2.1.4. Dobór energii wiązek

Ponieważ opisana wyżej procedura nic nie mówi na temat energii wiązek trzeba te energie jakoś wybrać. Jednym z kryteriów w tym wypadku może być dawka promieniowania pochłaniana przez pacjenta. Rozważania teoretyczne prowadzone w [JY85] wskazują energie 20 i 70 keV przy założeniu stosunku sygnału do szumu w obrazie hybrydowym równym 5. Daje to minimalną dawkę 0,042 cGy dla mikrozwapnienia w postaci sześcianu o rozmiarze 0,02 cm. Przewidywania te zostały potwierdzone doświadczalnie przez ten sam zespół [JDYF85, JY87].

Inne podejście do tego zagadnienia, prezentowane w [TFS⁺02], opiera się na dwu przesłankach: spostrzeżeniu, że algorytm usuwania kontrastu powinien operować zbliżonymi natężeniami wiązek na detektorze (podobne liczby zliczeń) oraz dostępności odpowiednich źródeł promieniowania. Jednym ze sposobów generowania promieniowania quasi-monoenergetycznego jest wykorzystanie kryształu mozaikowego [GTDG⁺95]. Niestety, w tym przypadku możliwość manewru wartościami energii jest ograniczona, ponieważ w takim źródle energia E_h jest zawsze 2 razy większa niż E_l . Rozpatruje się tu trzy pary energii: 16 i 32 keV, 18 i 36 keV, 20 i 40 keV. Wyboru konkretnej pary dokonuje się tak, żeby natężenia wiązek po przejściu przez tkankę były zbliżone. Dla pięciocentymetrowego fantomu piersi zbliżone natężenia daje para środkowa 18 i 36 keV [TFS⁺02].

2.1.5. Dobór materiałów bazowych

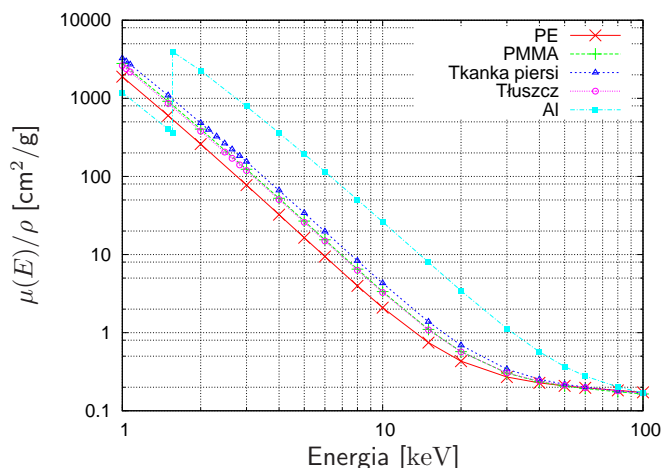
Tak jak w przypadku energii, brak w samej metodzie usuwania kontrastu przesłanek wskazujących na konkretne materiały bazowe. Panuje tu pewna dowolność, ale w większości starszych prac, idąc śladami [LAMB81], za te materiały przyjmuje się aluminium oraz szkło organiczne. Jednakże, patrząc na wykres masowych współczynników osłabienia wiązki (rys. 2.4) można zauważyć, że współczynnik osłabienia aluminium odbiega znacząco od współczynników osłabienia tkanek miękkich ciała ludzkiego.

Pamiętając, że rozwinięcie 2.1 jest tylko przybliżeniem, nowsze prace [FTM⁺02, MTTG02] proponują dokonywać dekompozycji współczynników masowych tkanek piersi w bazie szkła organicznego oraz polietylenu (PE^{11}). Taka para materiałów ma własności zbliżone do tkanek miękkich (rys. 2.4), więc powinno to prowadzić do większej dokładności dekompozycji, a co za tym idzie do większej dokładności wszystkich obliczeń.

2.2. Angiografia

Angiografia jest techniką wykorzystującą promieniowanie rentgenowskie do obrazowania naczyń krwionośnych. W normalnych warunkach na zdjęciu rentgenowskim naczynia krwionośne zlewają się z tłem jak w przykładzie

¹¹ Wzór chemiczny PE to $-[-CH_2 - CH_2-]_n-$



Rysunek 2.4: Masowy współczynnik osłabienia wiązki $\mu(E)/\rho$ dla wybranych materiałów i tkanek; wartości dla PMMA i tłuszczu praktycznie się pokrywają
 ŹRÓDŁO: NIST XrayMasCoef[Nat]

z rysunku 2.5a, dlatego, aby je uwidocznić, wprowadza się do układu krwionośnego środek cieniujący (tzw. *kontrast*) silnie pochłaniający promieniowanie X (najczęściej jest to uropolina zawierająca związki jodu). Prosta metoda podania tego środka polega na wstrzyknięciu go bezpośrednio do tętnicy¹². Kontrast płynąc z krwią wypełnia tętnice lub żyły uwidaczniając je na zdjęciu rentgenowskim, a jednocześnie wskazuje miejsca, w których przepływ krwi jest utrudniony lub zablokowany — naczyń tych brakuje na zdjęciu. Każde większe naczynie krwionośne powinno być wyraźnie widoczne. Jeżeli jest tylko słabo zaznaczone, to przepływ krwi jest utrudniony, a jeżeli go w ogóle go brakuje to jest zatrzymany (krew nie płynie — naczynie nie wypełnia się środkiem cieniującym — brak go na zdjęciu).

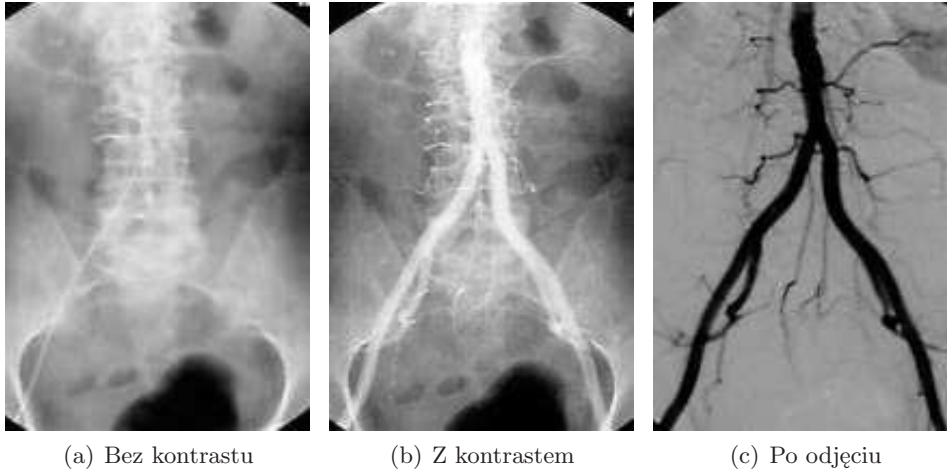
2.2.1. Cyfrowa angiografia subtrakcyjna

Przykład klasycznego zdjęcia angiograficznego z wykorzystaniem kontrastu pokazuje rysunek 2.5b. Widać od razu podstawową wadę takiego podejścia, mianowicie na zdjęciu, obok naczyń krwionośnych, występują także bardzo wyraźnie struktury kostne oraz słabiej zaznaczone narządy wewnętrzne; utrudnia to czytanie i interpretację obrazu. Optymalnym rozwiązaniem byłoby usunięcie ze zdjęcia wszystkich niepotrzebnych elementów za wyjątkiem obrazowanych naczyń; taką możliwość daje *cyfrowa angiografia subtrakcyjna* (DSA¹³).

W cyfrowej angiografii subtrakcyjnej wykonuje się zawsze dwa zdjęcia jedno bez środka cieniującego tzw. zdjęcie puste (takie jak na rysunku 2.5a), a drugie po wprowadzeniu kontrastu do organizmu pacjenta (rys. 2.5b). Ponieważ, obrazy te rejestrowane są od razu w postaci cyfrowej, możliwe jest ich odjęcie. W wyniku otrzymuje się obraz (rys. 2.5c), który przedstawia, na jednolitym tle, tylko naczynia krwionośne zawierające kontrast. Pojawia się pytanie jak wspomniane odejmowanie realizować? Czy można tak po prostu odjąć od siebie dwa zarejestrowane obrazy?

¹² Druga możliwość jest taka, że przez otwór wprowadza się cewnik do wnętrza żyły lub tętnicy i podaje kontrast bezpośrednio w pobliże interesującego obszaru np. serca.

¹³ DSA z ang. *Digital Subtraction Angiography*



Rysunek 2.5: Przykładowe angiogramy; dwa pierwsze zdjęcia są negatywami ostatnie to pozytyw. ŹRÓDŁO: [Bet]

Rozważmy najpierw bezpośrednie odejmowanie obrazów. Kiedy środek cieniujący jest nieobecny w naczyniu krwionośnym rejestrowany obraz można opisać równaniem

$$I_p = I_0 e^{-\mu_p x_p}, \quad (2.15)$$

gdzie I_p jest rejestrowanym natężeniem promieniowania, I_0 natężeniem wiązki pierwotnej, μ_p liniowym współczynnikiem osłabienia, a x_p grubością ciała w miejscu przechodzenia wiązki. Po podaniu środka kontrastującego w równaniu 2.15 pojawia się dodatkowy czynnik wnoszony przez kontrast. Teraz,

$$I_k = I_0 e^{-(\mu_p x_p + \mu_k x_k)}, \quad (2.16)$$

gdzie I_k jest natężeniem promieniowania po podaniu środka cieniującego, μ_k jest liniowym współczynnikiem osłabienia substancji kontrastującej, a x_k wyznacza jej grubość¹⁴.

Jeżeli teraz spróbować odjąć bezpośrednio obraz pusty I_p od obrazu z kontrastem I_k , to otrzymamy

$$I_k - I_p = I_0 e^{-\mu_p x_p} (1 - e^{-\mu_k x_k}). \quad (2.17)$$

I, w efekcie, w obrazie hybrydowym nadal obecne będą struktury które chcielibyśmy usunąć (czynnik $\exp(-\mu_p x_p)$)! Narzucającym się rozwiązaniem jest przejście do dziedzin projekcji M ($M = \mu x$) przez odpowiednie zlogarytmowanie równań 2.15 i 2.16. W efekcie takiej operacji otrzymamy

$$\begin{aligned} M_p &= \mu_p x_p \\ M_k &= \mu_p x_p + \mu_k x_k. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Teraz, jak widać, wystarczy odjąć projekcje M_p i M_k od siebie, aby otrzymać obraz

$$S = M_k - M_p = \mu_k x_k, \quad (2.19)$$

na którym pozostają jedynie fragmenty z kontrastem, czyli naczynia krwionośne; dokładnie takie jak na rysunku 2.5c.

¹⁴ Dokonuje się tu pewnego uproszczenia zakładając, że po podaniu środka kontrastującego grubość x_p pozostałych tkanek nie uległa zmianie, ale ponieważ w praktyce $\mu_p \ll \mu_k$, to można ten wzór uznać za poprawny.

Jako ciekawostkę można dodać, że możliwe jest także wykonanie kilku zdjęć po podaniu kontrastu w różnych chwilach czasowych i skonstruowanie animacji pokazującej rozchodzenie się środka cieniującego w naczyniach (przykład można znaleźć w [Bet]). Warto także wspomnieć, że, ze względu na różnicowy charakter DSA, w tej metodzie potrzeba znacznie mniej środka cieniującego, który nie jest do końca obojętny dla organizmu pacjenta, niż w metodzie tradycyjnej.

2.2.2. Angiografia z wykorzystaniem dwu energii

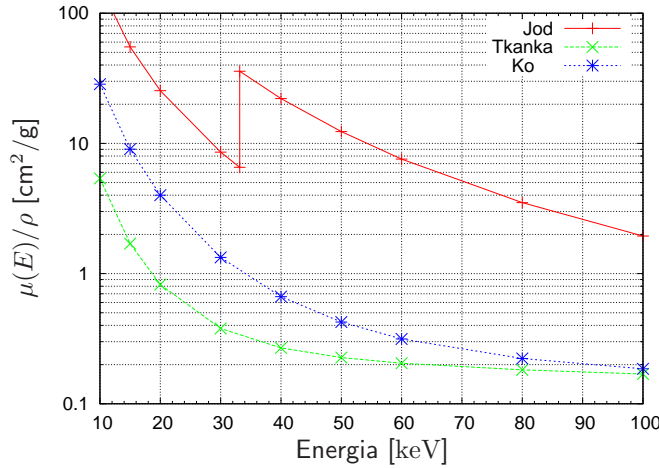
Omówione wyżej standardowe techniki angiograficzne mają swoje wady. O problemach występujących w podejściu klasycznym już wspomniano — kości i narządy wewnętrzne zaciemniają obraz. Wydaje się w pierwszej chwili, że cyfrowa angiografia subtrakcyjna z powodzeniem ten problem rozwiązuje, ale sytuacja nie jest taka prosta. Aby wykonać dwa następujące po sobie zdjęcia, przeznaczone potem do odejmowania w DSA, potrzeba, aby pacjent nie wykonywał pomiędzy nimi żadnych ruchów. Musi on pozostać nieruchomy w czasie podawania i dystrybucji środka cieniującego w organizmie. Z jednej strony jest to niewygodne dla badanego, a z drugiej, wymagany bezruch już na wstępie wyklucza z obrazowania DSA narządy, które do prawidłowej pracy potrzebują ruchu takie jak serce, płuca czy jelita (ruchy perystaltyczne¹⁵). Optymalną w tym wypadku byłaby metoda, która umożliwi wykonanie obydwu potrzebnych zdjęć jednocześnie.

Naprzeciw takiemu zapotrzebowaniu wychodzi metoda obrazowania wykorzystująca dwie energie promieniowania X. Wykorzystuje się tutaj istnienie krawędzi K absorpcji fotoelektrycznej jodu o energii 33,17 keV (rys. 2.6). Używając energii leżących blisko tej krawędzi absorpcji (np. para $E_l = 31,5$ oraz $E_h = 35,5$ keV jak w [BBC⁺03, CBB⁺03]) wykonuje się jednocześnie dwa zdjęcia, każde w innej energii, a potem odejmuje otrzymane obrazy w przestrzeni projekcji M jak w DSA. Jeżeli na operacje rejestracji promieniowania zużyjemy nie więcej niż 250 ms [Arf00], to możemy wykonywać w ten sposób zdjęcia angiograficzne na bijącym sercu.

Powstaje pytanie, czy takie odejmowanie obrazów w przestrzeni projekcji M da spodziewane rezultaty. W chwili obecnej metoda ta jest testowana, z powodzeniem, teoretycznie [CBB⁺03] i praktycznie [BBC⁺03] z użyciem fantomów o grubości do 60 mm mogących symulować klatki piersiowe małych gryzoni (mysz, szczur itp.). Natomiast, jeżeli spróbujemy zastosować odejmowanie projekcji w odniesieniu do znacznie grubszego obiektu jakim jest ludzka klatka piersiowa, to otrzymany kontrast będzie zbyt niski.

Z powyższych powodów proponuje się podejście alternatywne [Arf00], które zakłada, że badany obiekt składa się tylko z wody i jodu o masowych współczynnikach osłabienia odpowiednio $\mu_{\text{H}_2\text{O}}(E)/\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ i $\mu_{\text{I}}(E)/\rho_{\text{I}}$. Jeżeli teraz wykonać dwa zdjęcia z użyciem energii E_l i E_h otrzymując odpowiednio projekcje M_l i M_h , to, w tak zdefiniowanych warunkach w myśl formuł 1.3

¹⁵ Ruchy perystaltyczne można co prawda zatrzymać podając odpowiedni środek chemiczny, ale jest to ingerencja w organizm pacjenta, którą we współczesnej diagnostyce próbuje się ograniczyć do minimum.



Rysunek 2.6: Masowy współczynnik osłabienia wiązki $\mu(E)/\rho$ dla jodu, kości i tkanki miękkiej. ŹRÓDŁO: NIST XrayMasCoef[Nat]

i 1.4 (strona 10), można zapisać układ równań

$$\begin{bmatrix} M_l \\ M_h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\mu_I(E_l)}{\rho_I} & \frac{\mu_{H_2O}(E_l)}{\rho_{H_2O}} \\ \frac{\mu_I(E_h)}{\rho_I} & \frac{\mu_{H_2O}(E_h)}{\rho_{H_2O}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho_I \cdot x_I \\ \rho_{H_2O} \cdot x_{H_2O} \end{bmatrix}, \quad (2.20)$$

gdzie wielkości ρ i x są odpowiednio gęstością i grubością wody H_2O oraz jodu I. Niewiadomymi w tym układzie są iloczyny $\rho_I \cdot x_I$ oraz $\rho_{H_2O} \cdot x_{H_2O}$, które można bez problemu obliczyć¹⁶.

Otrzymany obraz $\rho_I \cdot x_I$ pokazuje ilość jodu¹⁷ w różnych punktach wizualizowanego obszaru i stanowi punkt wyjścia do dalszej obróbki lub diagnozy lekarskiej.

Ciekawym pomysłem jest zastosowanie opisanej metody (a nawet całego systemu pomiarowego) do wizualizacji drzewa oskrzelowego płuc [Arf00]. Zamiast powietrza pacjent oddycha mieszaniną: 80% ksenonu (Xe) i 20% tlenu. Ksenon jest gazem szlachetnym, a stężenie tlenu jest takie jak w normalnym powietrzu, więc mieszanina ta nie oddziałuje na pacjenta pod warunkiem, że Xe nie jest radioaktywny. Ksenon występuje tutaj w roli środka kontrastującego, ponieważ posiada krawędź absorpcji fotoelektrycznej K o energii 34,56 keV. Sytuacja jest więc bardzo podobna jak w wypadku jodu i możliwe jest użycie tych samych narzędzi obrazujących.

2.3. Podstawowe wymagania stawiane systemowi obrazowania

Mając zarysowane problemy stojące przed systemem obrazowania stanowiącym przedmiot tej pracy można sprecyzować wymagania jakie musi on spełnić.

¹⁶ Warto pamiętać, że projekcje M_l i M_h są dwuwymiarowymi obrazami, i układ 2.20 rozwiązuje się osobno dla każdego punktu (x, y) otrzymując w efekcie także dwa obrazy.

¹⁷ Jeżeli przyjąć, że każdy punkt w rejestrowanym obrazie odpowiada tej samej powierzchni penetrowanej przez promieniowanie, to iloczyn $\rho_I \cdot x_I$ jest równoważny masie jodu zgromadzonej w obszarze odpowiadającym temu punktowi.

2.3.1. Przestrzenna zdolność rozdzielcza

Przedmiotem naszego zainteresowania jest wykonywanie zdjęć dwuwymiarowych, potrzebujemy więc detektora, który taką możliwość oferuje. Może to być, albo w pełni dwuwymiarowy detektor, albo detektor jednowymiarowy z możliwością skanowania obrazowanego obiektu. W obydwu przypadkach czas uzyskiwania pełnego obrazu powinien być dość krótki — w angiografii serca poniżej 250 ms.

W obu rozpatrywanych odmianach rentgenografii istnieje potrzeba wyróżniania szczegółów o podobnych rozmiarach ok. 1 mm — w mammografii chcemy wykrywać mikrozwapnienia o takim rozmiarze, a w angiografii naczyń krwionośnych o podobnej średnicy — stąd, wymiar pojedynczego elementu rejestrującego musi być odpowiednio mniejszy. Przyjęcie rozmiaru ok. 100 μm (10 razy mniej niż wymiar obrazowanego elementu) wydaje się rozsądnym kompromisem pomiędzy wymaganą rozdzielczością przestrzenną, a liczbą elementów detekcyjnych (wraz z liczbą elementów rośnie stopień komplikacji systemu i jego koszt).

2.3.2. Energetyczna zdolność rozdzielcza

System detekcyjny dla omawianych zastosowań musi rozróżniać energie padających fotonów. Jednak, ponieważ chcemy pracować z dwoma wiązkami monoenergetycznymi nie trzeba rejestrować widma energetycznego w pełnym zakresie, wystarczy porównywać energie padających fotonów z pewnym progiem dyskryminacji by w ten sposób odróżnić od siebie fotony o energiach E_h i E_l . Prowadzi nas to do dwuprogowego¹⁸ systemu zliczającego padające fotony, w którym na każdy element rejestrujący detektora (piksel) przypadają dwa rejestry liczące skojarzone z dwoma przedziałami energii padających fotonów.

Chcemy rejestrować promieniowanie w zakresie od kilkunastu kiloelektronowoltów, bo niższa energia w mammografii wynosi 18 keV, do co najmniej 50 keV (wyższa energia mammografii) lub nawet ok. 100 keV (druga możliwość górnej energii w mammografii). Z drugiej zaś strony, dla potrzeb angiografii trzeba dobrze rozróżniać energie 31,5 i 35,5 keV, co daje wymaganą energetyczną zdolność rozdzielczą poniżej 2 keV. Tego typu wymagania (szeroki zakres i duża zdolność rozdzielcza) są z reguły wzajemnie sprzeczne — ideałem byłby detektor o przestrajanej zdolności rozdzielczej kosztem zakresu rejestrowanego promieniowania.

2.3.3. Częstość zliczeń

Zakładając, że celem systemu jest obrazowanie naczyń krwionośnych na bijącym sercu, czas rejestracji promieniowania należy ograniczyć do 250 ms. Ze względu na statystyczny charakter promieniowania generowanego w lampie rentgenowskiej za wystarczającą liczbę zliczeń przypadającą na pojedynczy punkt można przyjąć 10000. Wtedy błąd związany ze statystyką Poissona wynosi 1%. Z podanych wartości otrzymujemy średnią liczbę zliczeń na sekundę równą 40.000 s^{-1} . Aby dla takiej średniej częstotliwości zliczeń można było zaniedbać efekty spiętrzenia impulsów wynikające ze statystycznego rozkładu w czasie przychodzących impulsów, czas rozdzielczy pary impulsów powinien być mniejszy niż 2,5 μs .

¹⁸ Dodanie drugiego progu dyskryminacji energii wiąże się z koniecznością odcięcia szumów. Zagadnienie to wyjaśni się przy opisie układu scalonego w rozdziale 6.

Jeżeli finalny system będzie wymagał skanowania, to nawet jeśli wyposażyć go w pewną liczbę równoległe działających elementów detekcyjnych, tak iż pełne skanowanie wymaga tylko kilku kroków i uwzględnić pewien czas martwy konieczny do przesunięcia detektorów, to wymaganą częstotliwość pracy pojedynczego detektora należy zwiększyć co najmniej pięciokrotnie, co prowadzi do wymagania na wartości zliczeń 200.000 s^{-1} . Liczba ta przekłada się na czas rozdzielczy $0,5 \mu\text{s}$.

Rozdział 3

Analityczny opis jakości obrazu i systemu detekcyjnego

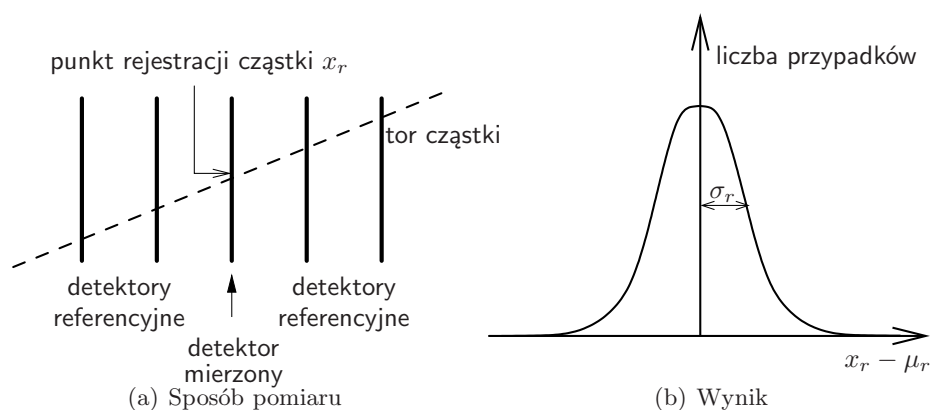
Chcąc porównać dany system detekcyjny z innymi rozwiązaniami konieczne staje się zdefiniowanie i określenie wielkości, które takie porównanie umożliwiają. Generalnie można wyróżnić trzy podstawowe parametry, które trzeba określić, aby opisać system obrazujący: rozdzielczość przestrzenna, wydajność detekcji oraz szumy wnoszone przez system do obrazu końcowego wraz z ich stosunkiem do sygnału użytecznego.

3.1. Rozdzielczość przestrzenna — MTF

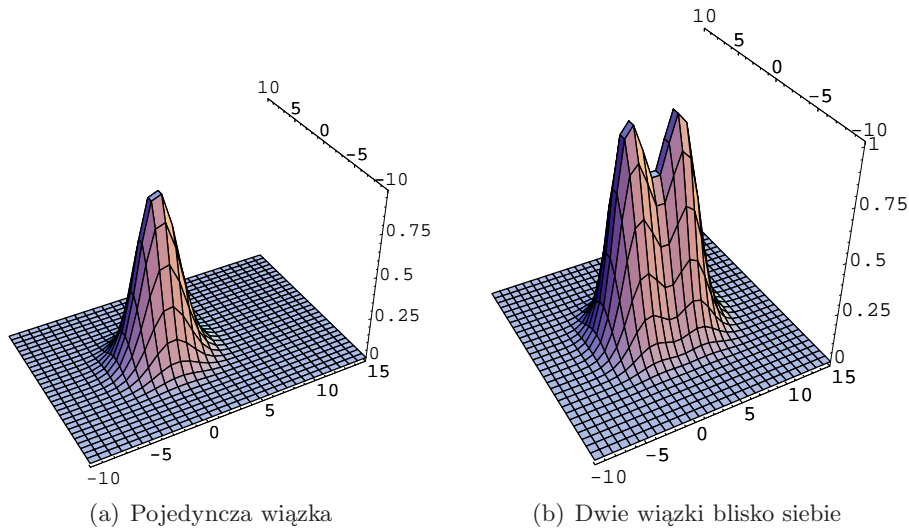
Miara rozdzielczości przestrzennej jest zdolność danego systemu do wiernego odtwarzania szczegółów badanego obiektu. Jakościowo można powiedzieć, że im więcej drobnych struktur detektor potrafi zarejestrować, tym jego rozdzielczość przestrzenna jest większa.

Dokładne, ilościowe określenie rozdzielczości przestrzennej musi współgrać z możliwościami jej wyznaczenia. Stąd, najpierw pokażemy fundamentalną różnicę pomiędzy promieniowaniem rentgenowskim, a cząstkami relatywistycznymi (np. w akceleratorach) prowadzącą do zupełnie innych sposobów definiowania rozdzielczości przestrzennej.

Cząstka relatywistyczna przelatuje przez detektory nie zmieniając kierunku ruchu, więc można wyznaczyć jej rzeczywistą pozycję μ_r z bardzo dużą dokładnością przy pomocy detektorów referencyjnych (rys. 3.1a) jednocześnie zapamiętując pozycję x_r , w której została zarejestrowana przez mierzony detektor. Wykonując histogram różnic $x_r - \mu_r$, dla dużej liczby pomiarów, otrzymuje się wykres z rysunku 3.1b. Odchylenie standardowe σ_r otrzymanego rozkładu jest miarą zdolności rozdzielczej mierzonego detektora z rysunku 3.1a.



Rysunek 3.1: Rozdzielczość przestrzenna dla cząstki relatywistycznej



Rysunek 3.2: Typowa odpowiedź detektora na punktową wiązkę promieniowania – PSF

Zupełnie inna sytuacja występuje w przypadku promieniowania elektromagnetycznego. Foton wpadający do detektora jest w nim pochłaniany lub zmienia kierunek ruchu w sposób przypadkowy, w związku z czym nie można zrekonstruować jego rzeczywistej pozycji. Dlatego sposób wyznaczania rozdzielczości opiera się na innych podstawach i operuje zupełnie innymi pojęciami, które wprowadzimy poniżej.

W najprostszym przypadku, aby zmierzyć rozdzielczość przestrzenną detektora, można wziąć dwie wiązki punktowe, oświetlić nimi system detekcyjny i zbliżając je do siebie znaleźć odległość, dla której zaczynają być nierozróżnialne. Jednakże, ponieważ każda z nich, z powodu niedoskonałości detektora, zostanie rozmyta jak to pokazuje rysunek 3.2a, to przy ich zbliżaniu powstaje sytuacja z rysunku 3.2b, w której trudno określić próg rozróżnialności obu obrazów mogący wyznaczać poszukiwaną rozdzielczość. Dlatego też rozdzielczość przestrzenną definiuje się nie jako pojedynczą liczbę, ale jako funkcję tzw. *częstotliwości przestrzennej* analogicznie do charakterystyki częstotliwościowej układu liniowego. Używając tej analogii przybliżymy nieco pojęcie częstotliwości przestrzennej.

Częstotliwość sygnału zmieniającego się w czasie (mierzonym w sekundach) określana jest w hercach będących odwrotnością sekundy. Stąd, ponieważ rozmiary elementów detekcyjnych mierzymy w metrach (a właściwie w jednostkach pochodnych np. μm), to jednostką rozdzielczości przestrzennej jest odwrotność metra. Przykładowo, jeżeli detektor jest tablicą pikseli¹ o wymiarze $100\ \mu\text{m}$, to odpowiadająca temu rozdzielczość przestrzenna (odwrotność tego wymiaru) wynosi 10 linii na milimetr lub inaczej 10 lp/mm⁽²⁾.

Odpowiedź detektora na punktową wiązkę promieniowania, pokazana na rysunku 3.2a, nazywana jest *punktową funkcją rozpraszania* (PSF^3). Jeżeli

¹ Pojedynczy element rejestrujący nazywany jest zazwyczaj pikselem z ang. *pixel*.

² Obowiązująca w literaturze jednostka lp/mm wywodzi się z piśmiennictwa anglosaskiego nazywającego tę samą wielkość liczbą par linii (białych i czarnych) na milimetr; *lp* z ang. *line pairs*

³ PSF z ang. *Point Spread Function*

zauważyć, że jest to odpowiedź impulsowa detektora, i założyć dodatkowo, że detektor jest jednorodny (taka sama odpowiedź w każdym punkcie), ciągły i jego odpowiedź jest liniowa, to funkcję odpowiedzi detektora w dziedzinie częstotliwości przestrzennej — *optyczną funkcję przenoszenia* (OTF^4) — określa się w sposób naturalny jako transformatę Fouriera \mathcal{F} z punktowej funkcji rozpraszania PSF; czyli

$$OTF(u, v) = \mathcal{F}[PSF(x, y)] = \iint_D PSF(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy, \quad (3.1)$$

gdzie D jest obszarem detektora.

Moduł z funkcji OTF jest *funkcją przenoszenia modulacji* (MTF^5) wyznaczającą rozdzielczość przestrzenną w zależności od częstotliwości przestrzennej [Nik]. Ponieważ w ogólności OTF jest funkcją zespoloną wyznacza się także *funkcję przenoszenia fazy* (PTF^6), będącą argumentem funkcji OTF. Tak określone wielkości wiążą zależność

$$OTF(u, v) = MTF(u, v) e^{iPTF(u, v)}. \quad (3.2)$$

Jeżeli odpowiedź detektora jest, oprócz nałożonych wcześniej wymagań, izotropowa tzn. wykazuje symetrię kołową, to wartość funkcji PSF zależy tylko od jednej zmiennej — odległości od punktu padania promienia wymuszającego. Jako rezultat takiej symetrii, po wykonaniu transformaty Fouriera, otrzymuje się rzeczywistą funkcję OTF, której fazowa część przyjmuje tylko dyskretne wartości $\{-1, 0, +1\}$.

Rozważmy dla przykładu jednowymiarowy detektor z pikselami o ostrych (w sensie detekcji promieniowania) krawędziach. Unormowane funkcje PSF takiego detektora dla przypadku wąskiego i szerokiego piksela przedstawiają rysunki 3.3a i 3.3c. Transformatą Fouriera funkcji tego typu jest w ogólności funkcja $\sin(x)/x$; jest to optyczna funkcja przenoszenia rozpatrywanego detektora. Dalej, obliczając moduły z OTF otrzymujemy funkcje przenoszenia modulacji MTF prezentowane na rysunkach 3.3d i 3.3b.

Z otrzymanych wykresów można wyciągnąć dwa wnioski:

- informacja o pewnych częstotliwościach przestrzennych jest gubiona bezpowrotnie (zera funkcji MTF)
- częstotliwości poza głównym pikiem są silnie tłumione.

Na podstawie rysunków 3.3d i 3.3b za graniczną częstotliwość przestrzenną takiego układu można przyjąć wartość pierwszego zera funkcji MTF.

Warto sobie zdawać sprawę z faktu, że sytuacja z rysunku 3.3 może się odwrócić (drugi przypadek skrajny), jeżeli punktowa funkcja rozpraszania będzie typu $\sin x/x$, wtedy funkcja przenoszenia modulacji przyjmie postać prostokąta (jak PSF z 3.3a lub 3.3c).

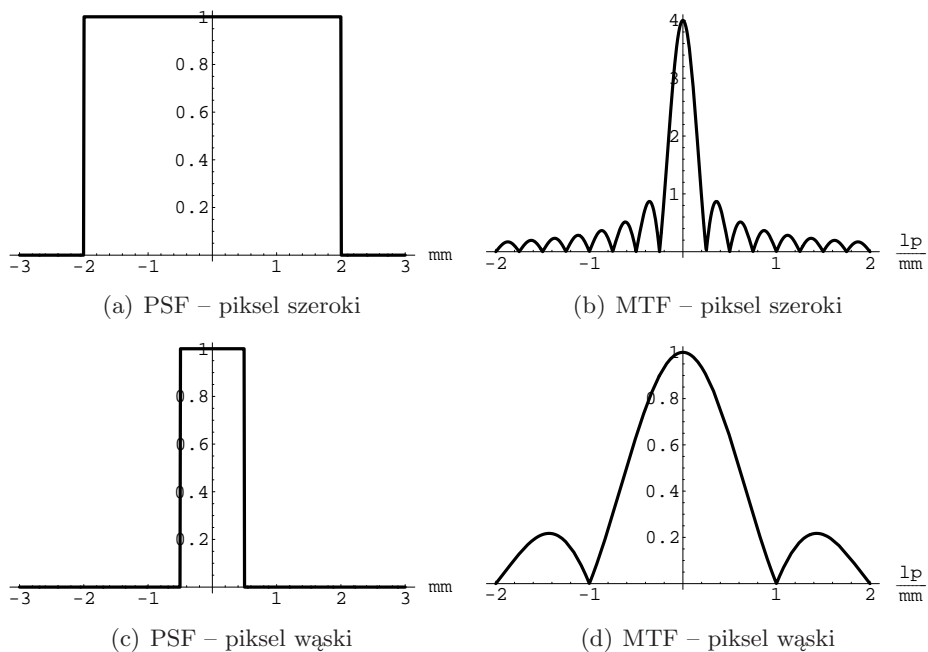
Wytworzenie w eksperymencie wiązki punktowej nastrecza pewne trudności, a dla izotropowego detektora funkcja PSF zależy tylko od jednej zmiennej, dlatego wprowadza się funkcję odpowiedzi detektora na linię prostą, zwaną (rys. 3.4a) *liniową funkcją odpowiedzi* (LSF^7). Prosta, matema-

⁴ OTF z ang. *Optical Transfer Function*

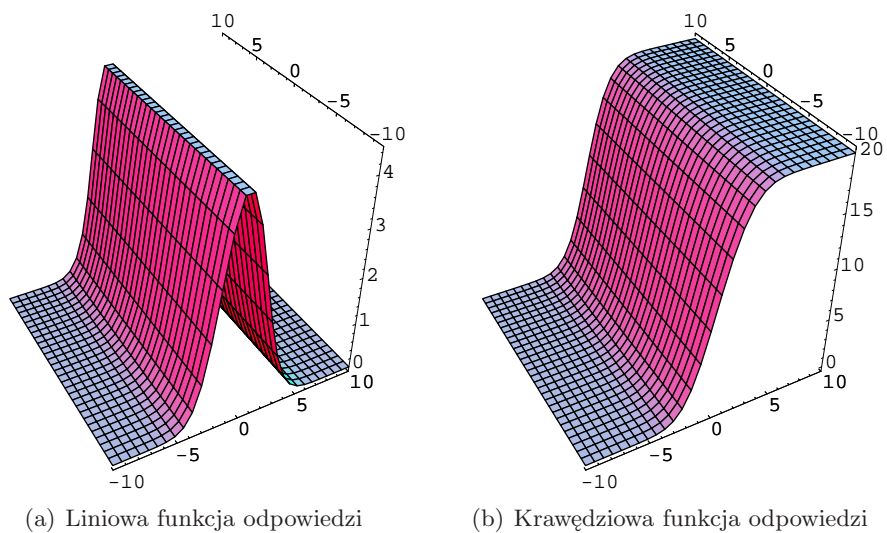
⁵ MTF z ang. *Modulation Transfer Function*

⁶ PTF z ang. *Phase Transfer Function*

⁷ LSF z ang. *Line Spread Function*



Rysunek 3.3: Przykładowe punktowe funkcje rozpraszania i funkcje przenoszenia modulacji dla detektora bez rozmycia na krawędziach pikseli dla przypadku szerokiego (4 mm) i wąskiego pikselu (1 mm)



Rysunek 3.4: Typowa odpowiedź detektora na liniową i krawędziową wiązkę promieniowania

tycznie, jest układem punktów, więc nowa funkcja LSF będzie całką np. po zmiennej y z PSF. Czyli

$$\begin{aligned}\mathcal{F}[LSF(x)] &= \mathcal{F}\left[\int_L PSF(x, y) dy\right] = \iint_D PSF(x, y)e^{-2\pi i(ux+0*y)} dx dy \\ &= \mathcal{F}[PSF(x, y)]_{v=0} = OTF(u, 0),\end{aligned}\tag{3.3}$$

gdzie L wyznacza rozmiary liniowe detektora, a D jego powierzchnię. Jak widać jednowymiarowa transformata Fouriera z funkcji LSF jest równoważna optycznej funkcji przenoszenia z jednym parametrem ustalonym na zero. Ponieważ założyliśmy, że detektor jest izotropowy, więc jest to jak najbardziej poprawne, bo $OTF(u, 0)$ niesie w sobie pełną informację o systemie.

Próbując uprościć sobie zadanie eksperymentalne jeszcze bardziej, dochodzimy szybko do wniosku, że pochodna dwuwymiarowego skoku jednostkowego jest linią prostą. Stąd, zamiast oświetlać detektor wiązką o kształcie cienkiej linii, można oświetlić go równomiernie przysyłając jego część materiałem, który pochłonie całkowicie promieniowanie X. Odpowiedź detektora na takie wymuszenie przedstawiona na rysunku 3.4b nazywana jest *krawędziową funkcją odpowiedzi* (ESF^8). Wystarczy teraz zróżniczkować otrzymaną odpowiedź, aby dostać w wyniku znaną już funkcję LSF

$$\mathcal{F}[LSF(x)] = \mathcal{F}\left[\frac{d}{dx}ESF(x)\right] = OTF(v, 0).\tag{3.4}$$

Choć wyznacza się funkcję MTF wykorzystując zarówno funkcję LSF jak i ESF, to jednak liniowa funkcja odpowiedzi ma pewną przewagę nad krawędziową. Odpowiednia metoda pomiaru i analizy wyników oparta na LSF pozwala uniknąć kłopotów związanych z aliasingiem⁹ [FTI+92] i dlatego jest używana częściej.

3.2. Detekcyjna wydajność kwantowa

Jednym z ważniejszych parametrów charakteryzujących detektor (a właściwie cały system detekcyjny, a nie tylko sam detektor) szczególnie w kontekście zastosowań medycznych, jest jego *kwantowa wydajność detekcji* (QE^{10}). Jest to stosunek liczby fotonów rejestrowanych przez detektor do liczby wszystkich padających fotonów

$$QE = \frac{\overline{S}_o}{\overline{S}_i},\tag{3.5}$$

gdzie \overline{S}_i jest średnią liczbą fotonów padających na detektor, a \overline{S}_o średnią liczbą fotonów rejestrowanych przez detektor. Wydajność detekcji jest istotnym parametrem z punktu widzenia zastosowań medycznych, ponieważ określa dodatkową dawkę jaką trzeba zaaplikować pacjentowi, tylko dlatego, że $QE < 1$. Jeżeli dane są dwa detektory, z których jeden rejestruje wszystkie padające nań fotony (idealny), a drugi nie, to chcąc w drugim detektorze

⁸ ESF z ang. *Edge Spread Function*

⁹ Z aliasingiem mamy do czynienia, jeżeli złamana została reguła Shannona, która mówi, że częstotliwość próbkowania musi być co najmniej dwa razy większa niż maksymalna częstotliwość rejestrowanego przebiegu

¹⁰ QE z ang. *Quantum Efficiency*

zarejestrować taką samą liczbę fotonów jak w pierwszym (w domyśle uzyskać obraz takiej samej jakości) musimy zwiększyć liczbę fotonów padającą na drugi detektor (czyli dawkę promieniowania przyjmowaną przez pacjenta) o czynnik $1/\text{QE}$. Dlatego tak ważne jest, żeby wydajność detektora do zastosowań medycznych była możliwie bliska jedności.

3.2.1. Detektor quasi-idealny

Liczba fotonów promieniowania X zarejestrowana w jednostce czasu podlega fluktuacjom zgodnie ze statystyką Poissona. Wynika to z charakteru procesów generujących te kwanty (niezależność zdarzeń elementarnych) i nie zależy od tego czy jest to np. lampa rentgenowska czy źródło oparte o rozpad pierwiastka promieniotwórczego. Ponieważ opisywana cecha jest inherentną własnością promieniowania X włącza się ją bezpośrednio do opisu zachowania systemu detekcyjnego jako źródło szumów.

Wprowadźmy za [Zan02] *detektor quasi-idealny*. W takim detektorze fluktuacje liczby rejestrowanych kwantów — szумы¹¹ — występują tylko ze względu na poissonowski charakter padającego promieniowania i statystykę dwumianową związaną z mniejszą od jedyności wydajnością detekcji. Dlatego też wariancja szumu wyjściowego wynosi

$$\sigma_o^2 = (\sigma_i)_o^2 + \sigma_{\text{QE}}^2, \quad (3.6)$$

gdzie $(\sigma_i)_o^2$ jest wariancją szumu wejściowego (padającego promieniowania) widzianą na wyjściu detektora, a σ_{QE}^2 jest wariancją wynikającą z rozkładu dwumianowego. Stąd

$$(\sigma_i)_o^2 = \text{QE}^2 \sigma_i^2 = \text{QE}^2 \overline{S}_i \quad (3.7a)$$

$$\sigma_{\text{QE}}^2 = \text{QE}(1 - \text{QE})\overline{S}_i, \quad (3.7b)$$

ponieważ dla statystyki Poissona $\sigma^2 = \overline{S}$. Podstawiając formuły 3.7 do równania 3.6 otrzymujemy

$$\sigma_o^2 = \text{QE} \overline{S}_i = \overline{S}_o. \quad (3.8)$$

Można z tego wnioskować, biorąc pod uwagę własności statystyki Poissona, że liczba zarejestrowanych fotonów także podlega tej statystyce.

Stosunek sygnału do szumu SNR definiuje się wzorem

$$\text{SNR} = \frac{\overline{S}}{\sigma}, \quad (3.9)$$

gdzie \overline{S} jest średnią wartością sygnału, a σ jej odchyleniem standardowym nazywanym szumem. Używając równań wprowadzonych wyżej można pokazać, że dla detektora quasi-idealnego wydajność detekcji da się zapisać jako

$$\text{QE} = \left(\frac{\text{SNR}_o}{\text{SNR}_i} \right)^2 = \frac{\left(\frac{\overline{S}_o}{\sigma_o} \right)^2}{\left(\frac{\overline{S}_i}{\sigma_i} \right)^2}. \quad (3.10)$$

¹¹ Pojęcie szumu używane w tym rozdziale należy rozumieć jako przypadkowe fluktuacje liczby zliczeń. Jest to wielkość całkowicie różna od omawianych szeroko w rozdziale 6 szumów układów elektronicznych, które odnoszą się do fluktuacji napięcia i prądu w sygnale generowanym przez detektor w odpowiedzi na pojedynczy kwant promieniowania.

Jeżeli przyjąć stosunek sygnału do szumu SNR za miarę „jakości” obrazu, to wydajność detekcji QE dla detektora quasi-idealnego (równanie 3.10), jest miarą pogorszenia się „jakości” obrazu na wyjściu systemu detekcyjnego w stosunku do jego wejścia.

3.2.2. Detektor rzeczywisty

W detektorze rzeczywistym oprócz wyprowadzonych wcześniej źródeł szumów występują jeszcze inne źródła fluktuacji liczby zarejestrowanych fotonów związane np. z szumem układów elektronicznych, procesem generacji par elektron-dziura w detektorze półprzewodnikowym czy pułapkowaniem ładunków w detektorze CCD. W takim razie, do formuły 3.6 trzeba dołożyć wariancję σ_n^2 wyrażającą globalnie wszystkie dodatkowe źródła szumów towarzyszące rejestracji promieniowania. Szum ten jest nieskorelowany z wcześniej wprowadzonymi szumami, więc całkowita wariancja liczby fotonów na wyjściu układu wyrazi się wzorem:

$$\sigma_o^2 = (\sigma_i)_o^2 + \sigma_{QE}^2 + \sigma_n^2. \quad (3.11)$$

Powoduje to, że QE nie da się już przedstawiać formułą 3.10.

Jeżeli, jak powiedziano wyżej, iloraz stosunków sygnału do szumu na wyjściu i na wejściu detektora, który dla detektora quasi-idealnego jest równy QE, określa jakość systemu detekcyjnego, to możemy wprowadzić analogiczną wielkość dla systemu rzeczywistego. Wielkość ta nazwana *detekcyjną wydajnością kwantową* (DQE^{12}) jest definiowana wzorem [Zan02]

$$DQE = \left(\frac{SNR_o}{SNR_i} \right)^2. \quad (3.12)$$

Jak widać DQE nie zależy jawnie od sposobu rejestracji promieniowania, własności toru spektrometrycznego czy też dalszej obróbki sygnału. Powoduje to, że możliwie jest bezpośrednio porównywanie jakości różnych detektorów poprzez porównanie ich detekcyjnych wydajności kwantowych.

Aby zapisać równanie 3.12 w nieco innej postaci podstawmy najpierw wyrażenia 3.7 do 3.11. Jeżeli uwzględnimy jeszcze 3.5, to otrzymamy

$$\sigma_o^2 = \overline{S}_o + \sigma_n^2, \quad (3.13)$$

co pozwala wysnuć dość oczywisty wniosek, że detektor rzeczywisty, posiada większe szумы na wyjściu niż detektor quasi-idealny i będzie miał w tym miejscu gorszy stosunek sygnału do szumu. Dalej, rozwijając równanie 3.12 wg formuły 3.9, i mając ciągle w pamięci 3.5, podstawiamy 3.13, aby po kilku przekształceniach otrzymać

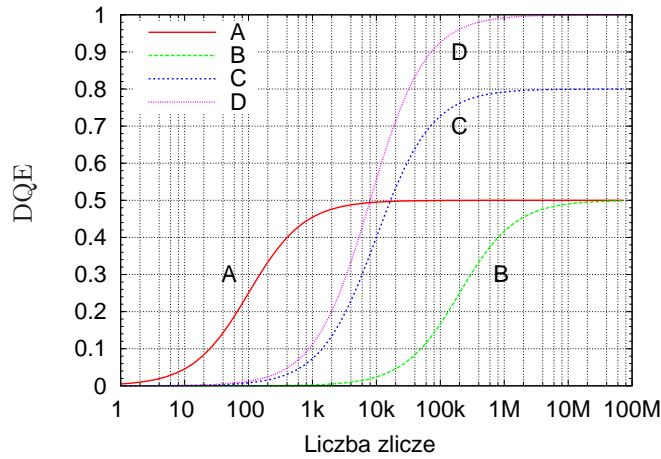
$$DQE = \frac{QE}{1 + \frac{\sigma_n^2}{QE \overline{S}_i}}. \quad (3.14)$$

Pierwszy bardzo prosty wniosek wypływający z wyrażenia 3.14 można zapisać jako

$$DQE \leq QE \leq 1. \quad (3.15)$$

Inaczej mówiąc, maksymalna możliwa wartość DQE wynosi QE, jeżeli poziom dodatkowych szumów własnych układu rejestrującego jest odpowiednio

¹² DQE z ang. *Detective Quantum Efficiency*



Rysunek 3.5: DQE jako funkcja dawki promieniowania dla różnych wartości QE i szumów własnych; krzywe A i B przedstawiają detektory o takich samych wartościach QE równych 0,5, ale różnych poziomach szumu (większy dla B); w przypadkach C i D identyczna jest wartość szumu, ale różna wydajność detekcji

mały w porównaniu do dawki padającego promieniowania (wyrażonej tutaj liczbą padających fotonów).

Zupełnie inaczej niż w przypadku detektora quasi-idealnego DQE zależy od średniego sygnału wejściowego \overline{S}_i . Stąd, jakość zbieranego obrazu zależy od dawki promieniowania padającego. Co więcej, im system ma większe szumy σ_n^2 , tym większej dawki promieniowania potrzeba, aby w pełni wykorzystać jego możliwości detekcyjne, czyli otrzymać maksymalną możliwą wartość DQE ograniczoną tylko wydajnością kwantową detektora.

Przykłady czterech różnych detekcyjnych wydajności kwantowych będących funkcjami dawki padającego promieniowania przedstawia rysunek 3.5. Krzywe A i B przedstawiają detektory o takich samych wartościach QE równych 0,5, ale różnych poziomach szumu — dla B jest on zdecydowanie większy. W przypadku krzywych C i D, natomiast, identyczna jest wartość szumu, ale różna wydajność detekcji. Różnica pomiędzy krzywymi A i B wydaje się oczywista, mniejszy poziom szumów (przypadek A) powoduje, że detektor jest w stanie uzyskać pełną detekcyjną wydajność kwantową dla znacznie niższych dawek promieniowania. Różnica pomiędzy C i D nie wymaga komentarza, ale porównanie przypadków A i D prowadzi do bardzo ciekawej obserwacji:

Jeżeli detektor posiada dużą wydajność detekcji (w przypadku D nawet 1), ale jego szumy są stosunkowo duże, to dla niskich dawek promieniowania jego detekcyjna wydajność kwantowa, a więc i jakość otrzymywanych obrazów, może być niższa niż dla detektora o niższej wartości QE, ale znacznie mniejszych szumach.

Nie wystarczy więc detektor o wydajności detekcji równej jeden, trzeba jeszcze dążyć do tego, aby dodatkowe fluktuacje liczby zliczeń powstające w systemie rejestracji promieniowania były jak najmniejsze.

Rozdział 4

Pozycjoczułe detektory promieniowania X

Do rejestrowania promieniowania X używana jest cała gama różnorodnych rozwiązań. Fotony mogą być rejestrowane albo na drodze chemicznej poprzez zmianę właściwości fizycznych substancji czynnej (np. zaczernienie kliszy fotograficznej¹), albo poprzez wygenerowanie swobodnych ładunków elektrycznych, które zbierane są na elektrodach i przetwarzane dalej w elektronicznie odczytu. W zależności od medium ładunki powstają: na drodze jonizacji gazu w detektorach gazowych, poprzez generowanie par elektron-dziura w półprzewodnikach, a nawet w wyniku zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego² w fotopowielaczu licznika scyntylacyjnego.

W ogólności istnieją dwie metody detekcji promieniowania X: rejestracja pojedynczych fotonów albo całkowitej energii zdeponowanej w detektorze przez wiele fotonów w ustalonym czasie; w tym drugim wypadku mówi się o systemie całkującym. System oparty na rejestracji pojedynczych fotonów może być binarny, i wtedy zliczamy fotony o energii powyżej pewnego progu dyskryminacji, albo spektrometryczny, gdy mierzymy energię każdego pojedynczego fotonu.

W systemie całkującym nie ma progu dyskryminacji, a sygnały od kolejnych padających fotonów oraz szumu dodają się do siebie. W takim wypadku fotony wysokoenergetyczne dają większy wkład do całkowitego sygnału niż niskoenergetyczne. System taki mierzy dawkę promieniowania, a nie energie poszczególnych fotonów.

W polu zainteresowań tej pracy, jak można wywnioskować z poprzednich rozdziałów leżą systemy rejestrujące pojedyncze fotony, bo tylko w takim systemie można rozróżnić energie fotonów w wiązce dwuenergetycznej. Eliminuje to od razu z naszych rozważań ciągle jeszcze szeroko wykorzystywaną w medycynie kliszę fotograficzną oraz jej nowoczesny odpowiednik — płytę obrazującą [BSLB94], zaliczające się do detektorów całkujących. Drugim, dość oczywistym wymaganiem, nakładanym na detektor do obrazowania medycznego jest jego pozycjoczułość.

Do eksperymentu opisywanego w tej pracy wybrano paskowe detektory krzemowe. Przedyskutujemy teraz różne rozwiązania detektorowe, żeby (choć częściowo) uzasadnić ten wybór.

4.1. Detektory gazowe

Historycznie najwcześniejszym detektorem promieniowania X jest klisza fotograficzna, przy pomocy której W. Roentgen odkrył rzezone promieniowanie. Krótco potem zaobserwowano zjawisko fluorescencji (podstawa działania scyntylatora) wywoływane przez promienie X, a scyntylator ZnS

¹ Pod wpływem padających fotonów następuje rozkład halogenków srebra co skutkuje (po obróbce chemicznej) zmianami zaczernienia kliszy.

² Wybijanie swobodnych elektronów z metalu pod wpływem promieniowania.

użyty został w słynnym eksperymencie Rutherforda z cząstkami alfa (z roku 1911), którego interpretacja pozwoliła odkryć jądro atomowe. W tym samym okresie powstał pierwowzór gazowego licznika proporcjonalnego o anodzie wykonanej z pojedynczego drutu zaproponowany przez Rutherforda i H. Geigera [RG08].

Pierwszym gazowym licznikiem pozycjoczulym był licznik proporcjonalny z rezystancyjnym podziałem ładunku. Ze względu na wysoką rezystancję tego drutu w liczniku tym sygnał rejestrowany jest na obydwu końcach drutu anody, bo następuje podział zebranego ładunku. Znając sygnał na obu końcach anody można obliczyć pozycję pochłoniętego fotonu.

Prawdziwy przełom w pozycyjnych detektorach gazowych nastąpił ok. roku 1970 wraz z wynalezieniem przez G. Charpaka wielodrutowej komory proporcjonalnej (*MWPC*³) [CBB⁺68]. Umieszczenie wielu równoległych anod drutowych w jednej komorze pozwoliło na znaczne zwiększenie rozdzielczości przestrzennych detektorów gazowych, a także na budowanie detektorów o dużej powierzchni. Poszczególne anody drutowe znajdują się w odległości ok. 2 do 3 mm, a całość działa jak zespół zwykłych liczników proporcjonalnych, w których pozycję fotonu odczytuje się analizując sygnały z poszczególnych anod.

Dość szybko natknięto się na trudności konstrukcyjne przy precyzyjnym ułożeniu drutów w komorze. Ponadto okazało się, że druty odkształcają się z powodu odpychania elektrostatycznego pomiędzy nimi. Rozwiązanie tych problemów przyniosła konstrukcja mikropaskowego detektora gazowego *MSGC*⁴ wynaleziona przez A. Oed'a [Oed88] w 20 lat po odkryciu Charpaka. W detektorze mikropaskowym anody i katody naniesione są naprzemiennie, w formie pasków metalu, na podłożu izolatora (zwykle szkło). Eliminuje to skutecznie problemy konstrukcyjne z *MWPC* i jednocześnie pozwala na zagęszczenie elektrod, tak iż minimalna odległość między nimi jest o rząd wielkości mniejsza i osiąga od 100 do 200 μm .

Aby zwiększyć wzmocnienie gazowe do struktury *MSGC* dodaje się różnego rodzaju siatki albo folie metalowe. Z takich rozwiązań powszechne uznanie zdobyła konstrukcja *GEM*⁵ [Sau97], która separuje przestrzennie obszar powielania i zbierania ładunku, przez co zapobiega powstaniu w detektorze wyładowań iskrowych, które mogą prowadzić do uszkodzenia zarówno detektora, jak i towarzyszącej mu elektroniki.

W zasadzie, można by użyć detektora gazowego w obrazowaniu medycznym, bo można wykonać gazowy detektor dwuwymiarowy [BDOG⁺97]. Problemem jest jednak słaba wydajność detekcji, a wydajność właśnie jest sprawą kluczową z punktu widzenia aplikacji, w której dążymy do minimalizacji dawki pochłoniętej przez pacjenta. Ze słabą wydajnością detekcji związana jest długa droga swobodna promieniowania w gazie. Dla zastosowań mammo- i angiograficznych przedstawionych w poprzednich rozdziałach wynosi ona nawet kilkadziesiąt milimetrów, co dodatkowo utrudnia odczyt pozycyjny (promieniowanie musi być bardzo dobrze skolimowane). Częściowo problem wydajności detekcji rozwiązuje się stosując gazy ciężkie jak Xe i zwiększone ciśnienie. Jednak w takim wypadku rośnie prawdopodobieństwo rozszczelnienia układu, a ze względu na ciśnienie wewnątrz dodatkowo zaostrzeniu ulegają zasady BHP.

³ *MWPC* z ang. *MultiWire Proportional Chamber*

⁴ *MSGC* z ang. *MicroStrip Gas Chamber*

⁵ *GEM* z ang. *Gas Electron Multiplier*

4.2. Scyntylicatory

Wysokie wydajności detekcji uzyskuje się w scyntylicatorach. Dla promieniowania o dużej energii np. dla fotonów o energii 511 keV z anihilacji (elektron-pozyton) wykorzystywanych w metodzie PET, scyntylicator BGO⁶ o grubości 5 cm ma wydajność 67% [HR00].

Scyntylicator to materiał, który w odpowiedzi na pojedynczy akt absorpcji fotonu wysyła fotony o niższej, zawsze takiej samej energii (zależnej od typu scyntylicatora), i liczbie proporcjonalnej do energii kwantu pierwotnego. Scyntylicatory zazwyczaj domieszkowane (tzw. *aktywacja*) są w taki sposób, żeby promieniowanie wtórne było światłem widzialnym. Stąd, do scyntylicatora trzeba dodać jeszcze jakiś rodzaj detektora promieniowania widzialnego. Standardowo jest to fotopowielacz (tak pracują scyntylicatory w obrazowaniu PET), albo detektor półprzewodnikowy.

Kształt odpowiedzi scyntylicatora na kwant promieniowania zależy od takich czynników jak: typ kryształu, rodzaj i koncentracja domieszki aktywatora oraz temperatura. Narastanie odpowiedzi jest bardzo szybkie (kilkadziesiątych nanosekundy), natomiast opadanie dzieli się na dwie składowe [Phi]: główną, która zanika eksponencjalnie oraz składową opóźnioną o znacznie mniejszym natężeniu światła, ale trwającą znacznie dłużej. Charakteryzując odpowiedź scyntylicatora podaje się tzw. *czas wyświeślenia*. Jest to czas, po którym natężenie światła scyntylicatora spada e razy. W scyntylicatorach używanych w zastosowaniach medycznych wynosi on od kilkuset nanosekund do kilku mikrosekund. Przykładowo, scyntylicatory NaI(Tl) używane w kamerach promieniowania gamma mają czas wyświeślenia równy 250 ns, a w stosowanych w tomografii komputerowej kryształach CdWO₄ wynosi on aż 5 μs [Phi].

Scyntylicator jest zazwyczaj kryształem, w którym światło rozchodzi się jednorodnie, stąd od razu pojawia się problem, jeżeli chceć go wykorzystać w obrazowaniu z wysoką rozdzielczością przestrzenną. We wspomnianym już obrazowaniu PET, a także w tomografii komputerowej, elementy detekcyjne znajdują się stosunkowo daleko od ciała pacjenta. W takim wypadku piksel o rozmiarze 1 cm jest wystarczający. W aplikacji mammograficznej taka sytuacja nie może mieć miejsca. Pewnym rozwiązaniem, oferowanym już na rynku (np. Hamamatsu⁷), jest scyntylicator CsI(Tl). Można go wykonać w postaci cienkich, pojedynczych, ściśle do siebie przylegających igieł kryształu; przy czym średnica igły może dochodzić nawet do kilku μm. Igieł takie działają jak światłowodów, stąd światło wychodzi ze scyntylicatora praktycznie dokładnie w miejscu, w którym został pochłonięty foton wysokoenergetyczny.

Ograniczenia scyntylicatorów, jeśli chodzi o rozdzielczość przestrzenną, leżą w tej chwili raczej po stronie elementów, które są używane do rejestracji światła przez nie generowanego tj. fotopowielaczy pozycyjnych oraz matryc fotodiod z powielaniem lawinowym. Trudno jest bowiem wykonać fotopowielacz o odpowiednio małych rozmiarach, ewentualnie matrycę diod o wystarczającej powierzchni i dobrej przestrzennej zdolności rozdzielczej.

⁶ BGO czyli Bi₃Ge₄O₁₂ jest dość często używanym scyntylicatorem, bo w przeciwieństwie do większości z nich nie jest higroskopijny.

⁷ www.hamamatsu.com

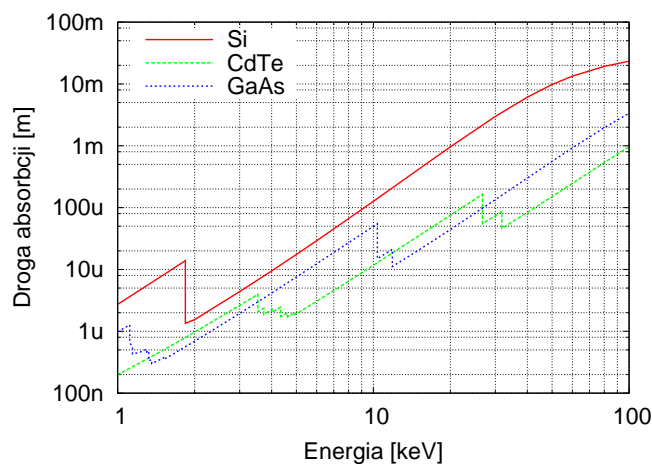
4.3. Materiały półprzewodnikowe używane do produkcji detektorów

Krzem jest w chwili obecnej podstawowym materiałem stosowanym do budowy detektorów, ale ze względu na jego małą gęstość i co za tym idzie małą wydajność detekcji (w porównaniu do innych półprzewodników) próbuje się wykorzystać do tego celu także inne materiały. Na tym polu prym wiodą półprzewodniki złożone: arsenek galu (GaAs), tellurek kadmu (CdTe) i tellurek kadmowo-cynkowy ($\text{CdZnTe} - \text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$), choć podejmuje się też próby wykorzystania bardziej egzotycznych połączeń: TlBr, InP, HgI_2 i PbI_2 [Mik03].

Spodziewaną wydajność detekcji danego półprzewodnika najlepiej charakteryzuje *długość absorpcji*. Jest to odległość na jakiej natężenie promieniowania penetrującego detektor spada e razy (porównaj wzór 1.2 ze strony 9). Rysunek 4.1 przedstawia porównanie długości absorpcji dla krzemu, arsenku galu i tellurku kadmu. Pominięto german i tellurek kadmowo-cynkowy, jako że dla tych materiałów krzywe długości absorpcji pokrywają się prawie w całości z odpowiednio GaAs i CdTe (wyjątkiem są obszary w pobliżu krawędzi absorpcji).

Jeżeli brać pod uwagę tylko wydajność detekcji, to wydaje się, że wszystkie wymienione wyżej materiały są lepsze od krzemu. Jednakże, we wszystkich tych półprzewodnikach istnieją ciągle nierozwiązane problemy technologiczne związane z: pułapkowaniem ładunków w detektorze, niejednorodnościami, polaryzacją, jakością kontaktów, a nawet niestabilnościami prądu upływu [Mik03].

Z trochę inną sytuacją mamy do czynienia w przypadku germanu. Jest to dobrze opanowany technologicznie materiał, cięższy od krzemu, który dodatkowo ma mniejszą przerwę energetyczną (tylko 0,66 eV wobec 1,12 eV dla Si). Daje to potencjalnie znacznie lepszą rozdzielczość energetyczną. Z drugiej jednak strony, tak mała przerwa energetyczna zwiększa prawdopodobieństwo powstania pary elektron-dziura pod wpływem drgań cieplnych. Powoduje to, że w temperaturze pokojowej prąd upływu jest tak duży, iż detektor wymaga chłodzenia. Zazwyczaj używa się do tego celu ciekłego azotu utrzymując detektor w temperaturze 77 K. Takie chłodzenie, którego



Rysunek 4.1: Długość absorpcji w Si, GaAs i CdTe

chcielibyśmy uniknąć, podnosi koszty wykonania i użytkowania oraz dodatkowo komplikuje cały system obrazowania.

Przy wyborze materiału detektora nie bez znaczenia jest też koszt wykonania samego detektora, a ten wynika w dużym stopniu z uzysku produkcyjnego. Krzem jako najszerzej wykorzystywany półprzewodnik o bardzo dobrze opanowanej technologii jest zdecydowanie najtańszy, między innymi dlatego, że w technologii jego wytwarzania nie ma problemów z uzyskaniem jednorodnych kryształów o odpowiedniej wielkości; takie problemy występują np. dla CdTe i CdZnTe.

4.4. Detektory półprzewodnikowe

To, że zaporowo spolaryzowane złącze $p-n$ może pracować jako detektor (w tym wypadku w odniesieniu do cząstek α) odkryto już w latach 50-tych [McK51]. Jednak dopiero od roku 1970 można mówić o półprzewodnikowych detektorach pozycjoczułych kiedy to w laboratoriach Bella wynaleziony został detektor CCD⁸ [BS70].

Detektor CCD (przedstawiony na rysunku 4.2) bazuje na strukturze MOS⁹. Ponieważ detektory te wykonuje się używając krzemu niskorezystywnego, to grubość warstwy zubożonej, czyli objętości czynnej detektora, wynosi tylko ok. 10 μm . Podział objętości detektora na poszczególne piksele uzyskuje się przykładając odpowiednie napięcia do linii sterujących $\phi_1-\phi_3$ i modelując tym samym potencjał w jego wnętrzu (rys. 4.2). Wyraźnemu rozdzielaniu podlegają tu fazy: zbierania ładunku i odczytywania zawartości detektora. W fazie zbierania, ładunki generowane przez fotony gromadzą się w minimach potencjału wewnątrz detektora, skąd są przesuwane do elektrody odczytowej dopiero w fazie odczytu.

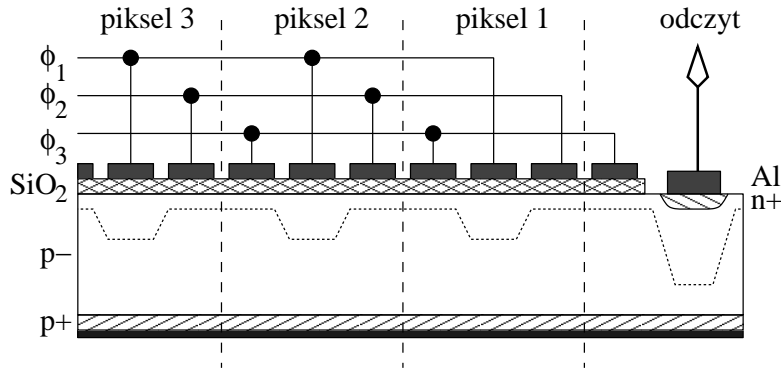
Jak widać sama budowa detektora powoduje, że trudno go wykorzystać jako detektor pojedynczych fotonów. Jest to co prawda możliwe, ale tylko przy tak niskich natężeniach promieniowania i dużej szybkości czytania, że w każdym pikselu rejestrowany jest tylko jeden foton. Z takim przypadkiem w zastosowaniu medycznym raczej się nie spotkamy. Drugą wadę takiego detektora stanowi wspomniana już mała grubość warstwy zubożonej, która powoduje, że wydajność detekcji jest dla promieniowania X zupełnie niesatisfakcjonująca.

Detektory o podobnej zasadzie pracy, ale oparte o złącza p^+-n wymyślono w roku 1984 [GR84] przy okazji wynalazku krzemowej komory dryfowej. W detektorze tym, nazywanym $pn\text{-CCD}$ lub CCD w pełni zubożone (ang. *fully depleted CCD*), podobnie jak w standardowym CCD kształtuje się potencjał, żeby podzielić objętość detektora na piksele oraz w podobny sposób odczytuje się jego zawartość (stąd tego detektora także trudno używać jako detektora pojedynczych fotonów). Jednakże tutaj warstwa zubożona rozciąga się na pełną grubość detektora, a więc jest kilkadziesiąt razy grubsza niż w detektorze CCD.

Bardzo ciekawym rozwiązaniem spektrometrycznego detektora pozycjoczułego jest, wspomniana już, krzemowa komora dryfowa opracowana przez Gattiego i Rehaka [GR84]. Podstawę jej działania stanowi pomiar czasu dryfu ładunków, wygenerowanych w akcie detekcji, w polu elektrycznym. Mierząc czas dryfu t_{dryf} ładunków i znając ich ruchliwość μ_n oraz natężenie

⁸ CCD z ang. *Charge Coupled Device*

⁹ MOS z ang. *Metal Oxide Semiconductor*



Rysunek 4.2: Budowa detektora CCD; kształt potencjału (wyidealizowany) w fazie zbierania ładunku zaznaczono linią przerywaną

pola elektrycznego \mathcal{E} można obliczyć punkt wejścia cząstki do detektora wg wzoru

$$x_{dryf} = \mu_n \mathcal{E} t_{dryf}.$$

Rozwiązanie to sprawdza się znakomicie w przypadku cząstek relatywistycznych, ale niemożliwe jest przeniesienie go na grunt promieniowania X, bo trzeba znać punkt startu, moment, w którym foton został pochłonięty. Ze względu na statystyczny charakter promieniowania w systemie z lampą rentgenowską, jakiego chcemy używać do obrazowania medycznego, jest to niemożliwe.

4.4.1. Detektory pikselowe

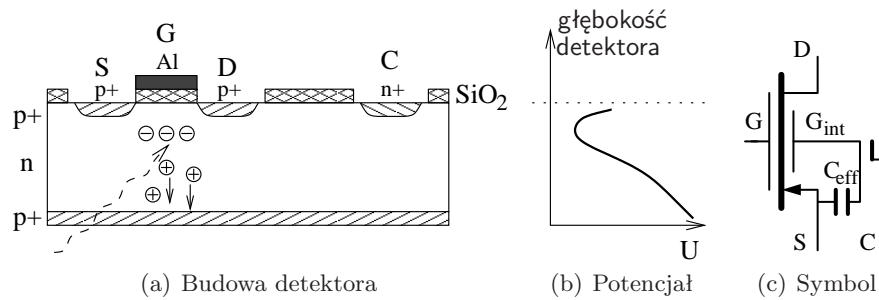
Pozycjoczułe detektory liczące pojawiły się w latach 80-tych za sprawą J. Kemmera [Kem80]. Zastosował on używaną wtedy technologię wytwarzania elementów półprzewodnikowych do krzemu wysokiej czystości, by w rezultacie otrzymać krzemowy detektor paskowy. Taki właśnie detektor stanowi główny przedmiot tej pracy i zostanie szczegółowo omówiony w następnym rozdziale. Rozwinięciem pomysłu J. Kemmera na detektory dwuwymiarowe są konstrukcje pikselowe na których się tutaj skoncentrujemy.

Wspólnym mianem *detektorów pikselowych* określa się detektory, w których każdy element obrazu (piksel) może być odczytywany niezależnie. Nie ma więc potrzeby, jak to było w detektorach typu CCD, przepisywania w czasie odczytu informacji z jednego piksela do drugiego. Dzięki temu odczyt może być szybszy i obciążony mniejszymi błędami.

Poszczególne elementy detekcyjne (piksele) grupuje się w matryce prostokątne. Tak zbudowany detektor wymaga jeszcze elementów dodatkowych takich jak układy adresujące i odczytujące kolejne piksele (zazwyczaj odczytuje się detektor linia po linii) oraz kasujące. Tymi układami peryferyjnymi nie będziemy się w tym miejscu zajmować, przedyskutujemy tylko podstawowe własności każdego rozwiązania.

piksele monolityczne

Krzemowe piksele monolityczne zawierają na jednej strukturze scalonej elementy detekcyjne zintegrowane z pewnymi częściami elektroniki odczytu. Nie jest to łatwe, bowiem detektory wymagają krzemu wysokorezystywnego (wysokiej czystości), a układy scalone opierają się na krzemie niskorezystywnym. Stąd, łączenie ze sobą takich struktur napotyka liczne trudności.



Rysunek 4.3: Struktura DEPFET; budowa, rozkład potencjału w pobliżu bramki tranzystora i symbol; wyprowadzenie G (bramka), S (źródło) i D (dren) tworzą tranzystor, a C jest elektrodą kasującą

Generalnie bazuje się tu na standardowych technologiach wytwarzania układów scalonych wyposażonych w warstwę epitaksjalną [TBC⁺01]. W takiej konstrukcji w obrębie obszaru rejestrującego promieniowanie lub cząstki można używać tylko tranzystorów n-MOS. Warstwa epitaksjalna, stanowiąca tu objętość czynną detektora, ma grubość ok. 15 μm . Z tego względu, bez pomocy scyntylatora takiego detektora nie da się zastosować do detekcji promieniowania X. Sygnał od pojedynczej cząstki relatywistycznej lub kwantu światła jest bardzo niski (rzędu 1000 el), a to czyni projekt odpowiednio niskoszumnej elektroniki odczytowej bardzo trudnym.

Planuje się stosować w przyszłości krzemowe piksele monolityczne w detektorach wierzchołka w eksperymentach fizyki wysokich energii [DBC⁺04], ale wymaga to jeszcze dopracowania stosowanych rozwiązań. Inną dziedziną zastosowań pikseli monolitycznych jest detekcja promieniowania widzialnego. W fotografii cyfrowej takie układy pracują już dziś współzawodnicząc z detektorami CCD.

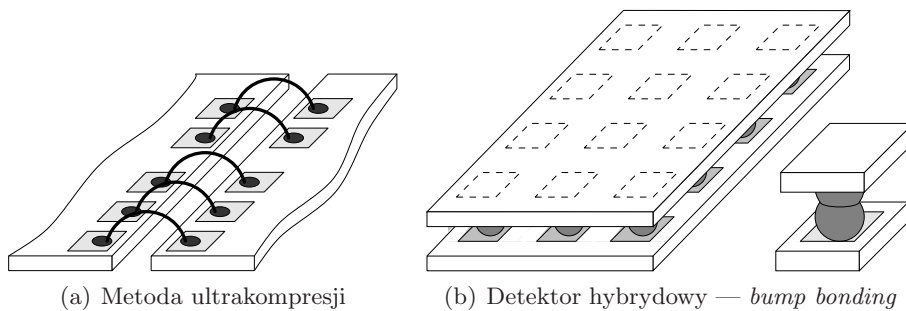
struktura DEPFET

Strukturę *DEPFET*¹⁰ przedstawioną na rysunku 4.3a, zaproponowano w roku 1987 [KL87], a zweryfikowano eksperymentalnie 3 lata potem [KLP⁺90]. Jest to konstrukcja łącząca w jednej strukturze scalonej całkowicie zubożony detektor i tranzystor MOS. Tranzystory te układa się w macrycę, otrzymując detektor pikselowy z pikselami aktywnymi.

Potencjał wewnątrz detektora (rys. 4.3b) ma wyraźne minimum pod bramką tranzystora MOS. W minimum tym lokują się elektrony wygenerowane w procesie detekcji (dziury odpływają do drugiej elektrody — dolnej na rysunku 4.3b), zmieniając punkt pracy tranzystora, i tym samym modulując prąd, który przez niego płynie. To minimum potencjału można przedstawić jako dodatkowy kondensator dołączony do tranzystora, jak to pokazuje symbol 4.3c [Lut99]. Pułapkowanie elektronów w dolinie potencjału rodzi konieczność cyklicznego kasowania zawartości każdego piksela [FNT⁺03].

Detektory takie mają bardzo dobrą rozdzielczość energetyczną. W warunkach laboratoryjnych zmierzono pik K_{α} żelaza (6 keV) osiągając szerokość połowkową tego piku równą 146 eV przy stosunku sygnału do szumu 96 [UAB⁺01].

¹⁰ DEPFET z ang. DEPLETED Field Effect Transistor



Rysunek 4.4: Techniki wykonywania mikropołączeń i detektor hybrydowy jako podstawowe zastosowanie *bump bonding*

detektory hybrydowe

Jakkolwiek układy hybrydowe wymienione zostały jako osobny typ detektorów pikselowych, to w gruncie rzeczy nie jest to żaden nowy sposób detekcji promieniowania. Cechą wyróżniającą te układy jest technika łączenia ze sobą matrycy detektora z elektroniką odczytu.

Najczęstszym sposobem łączenia ze sobą mikrostruktur (np. układu scalonego z detektorem) jest tzw. *wire bonding*. Jest to połączenie wykonywane, pomiędzy polami kontaktowymi (ang. *pads*) obu mikrostruktur, cienkim drucikiem aluminiowym albo złotym o średnicy kilkunastu mikrometrów (rys. 4.4a).

Komentarza wymaga tu terminologia. Angielski termin *wire bonding* nie ma powszechnie przyjętego odpowiednika w języku polskim. Używa się więc nazw opisowych: „metoda ultrakompresji”, albo ściślej „metoda termoultrakompresji” i „połączenie wykonane metodą ultrakompresji”. Szczególnie ten drugi termin jest długi i dlatego autor tej pracy pozwala sobie zaproponować określenie „połączenie ultrakompresyjne” jako termin krótszy, zgrabniejszy, a niosący praktycznie tą samą treść co formuła opisowa.

Pola kontaktowe są jedynymi miejscami mikrostruktury, w których można wykonać połączenie elektryczne; reszta powierzchni pokryta jest warstwą izolującą, która stanowi izolację elektryczną, oraz zabezpiecza układ przed wpływem atmosfery. Metody ultrakompresji używa się też do podłączania układu scalonego do otoczenia, czyli płytki drukowanej lub obudowy w której się znajduje.

W systemie hybrydowym, podobnie jak w pikselach monolitycznych każdy piksel podłączony jest do osobnego kanału elektroniki. Tyle, że tutaj układy elektroniczne wykonuje się na osobnej strukturze scalonej w oddzielnym procesie technologicznym. Żeby połączyć obydwie części (detektor i układ odczytujący) używa się techniki tzw. *bump bonding*¹¹ pokazanej na rysunku 4.4b. Technika ta polega na umieszczeniu na polach kontaktowych układu scalonego i detektora kulek np. indu i złożeniu ze sobą obu struktur scalonych. Podstawową zaletą takiego rozwiązania jest to, że detektor i elektronika są wykonywane w osobnych procesach technologicznych. Pozwala to wykonać detektor na krzemie wysokorezystywnym, a układy elektroniczne na krzemie niskorezystywnym omijając tym samym problemy pojawiające się w pikselach monolitycznych. Co więcej, można łączyć krzemowe układy

¹¹ Tym razem autor nie podejmuje się stworzenia polskiego odpowiednika.

odczytowe z detektorami wykonanymi z półprzewodników innych niż krzem, które omówiono w punkcie 4.3.

Z powodu atrakcyjności i dużych możliwości oferowanych przez takie rozwiązanie pojawiło się sporo projektów wykorzystujących systemy hybrydowe. Omówimy tu dwa istotne rozwiązania.

Jednym z najbardziej znanych projektów opartych na detektorach hybrydowych jest projekt MEDIPIX. Zapoczątkowany został w Cernie pod koniec lat 90-tych układem o rozmiarach 16x16 pikseli z jednym progiem dyskryminacji [CHM⁺98], od początku przeznaczonym do obrazowania medycznego m.in. mammografii [ABB⁺00]. Pierwotnie wykorzystywano głównie detektory oparte na GaAs [ABB⁺99] i krzemie. Po wykonaniu drugiej wersji układu scalonego o matrycy 256x256 złożonej z kwadratowych pikseli o wymiarze 55 μm [LCD⁺01] podjęto próby połączenia z detektorem CdTe. Najnowsze doniesienia pokazują, że system z detektorem CdTe napotkał na pewne problemy [CFG⁺04] związane z niejednorodnościami detektora CdTe oraz mikropołączeniami — w niektórych detektorach następuje degradacja mikropołączeń w rogach detektora. Pomimo tych trudności projekt MEDIPIX2 jest uważany za jeden z wiodących w dziedzinie układów hybrydowych.

Innym projektem wartym wspomnienia jest projekt PILATUS. Detektor ten jest co prawda przeznaczony do badania struktury białek metodą dyfrakcji promieniowania X, a nie obrazowania medycznego, ale zespół tego projektu zbudował dotychczas chyba największy powierzchniowo system pikselowy. Każdy moduł zawiera jeden detektor o wymiarach 79 \times 34 mm wyposażony w 16 układów odczytujących [BBE⁺01, EBH⁺03]. Od 2002 roku 8 takich modułów pracuje przy źródle synchrotronowym SLS¹², a dalszych 8 ma zostać wkrótce zamontowanych [SBE⁺04]. Co ciekawe, wg opublikowanych danych [EBH⁺03], tylko 3,8% kanałów jest uszkodzonych, co stanowi niewątpliwie osiągnięcie tego projektu.

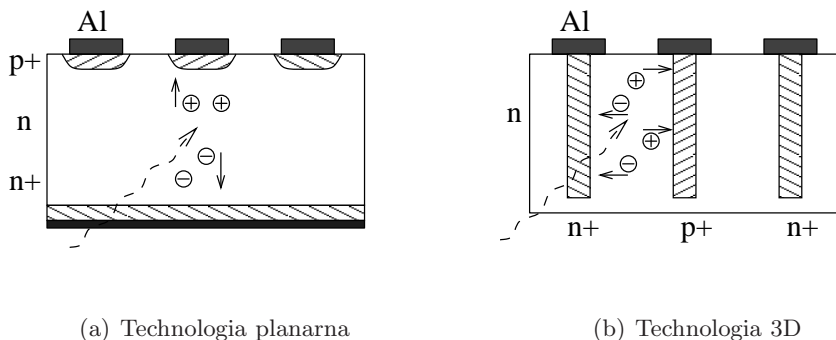
To właśnie uzysk techniki *bump bonding* był, jak dotychczas, jej główną wadą. Jedną z jego przyczyn jest niemożność poprawienia po montażu wadliwego połączenia, gdyż po prostu nie ma do niego dostępu. Inaczej jest w technice ultrakompresji, gdzie często poprawia się pojedyncze wadliwe kontakty. Ponadto, ze względu na trudności technologiczne sklejanu zazwyczaj podlegają tylko całe płytki krzemowe, na których wykonuje się układy scalone i detektory, a to znacząco podnosi koszty wykonywania prototypów. Cena detektorów hybrydowych jest często barierą, która uniemożliwia użycie tej technologii.

detektory 3D

W standardowej technologii planarnej obszary p^+ i n^+ wykonuje się na górnej i dolnej stronie płytki n (mowa tu o krzemie) jak to pokazuje rysunek 4.5a. Idea konstrukcji 3D, zaproponowanej po raz pierwszy w roku 1997 [PKS97], polega na tym, aby obszary domieszkowania p^+ i n^+ wprowadzić do wnętrza płytki półprzewodnika w formie równo odległych wałców widocznych na rysunku 4.5b. Ponieważ odległość pomiędzy obszarami p^+ i n^+ jest mała (np. 25 μm), czas zbierania ładunków i napięcie pełnego zubożenia są znacznie niższe niż w tradycyjnym detektorze.

Technologia wykonywania takich detektorów jest ciągle w fazie rozwoju [EVL⁺04]. Intensywnie rozwijane są głównie metody wykonywania otworów

¹² SLS z ang. *Swiss Light Source*



(a) Technologia planarna

(b) Technologia 3D

Rysunek 4.5: Różnica między detektorem wykonanym w technologii planarnej i technologii 3D

w podłożu detektora, w które potem wprowadza się odpowiednio domieszkowany półprzewodnik [Wri04].

Detektory 3D są konstrukcjami pikselowymi przeznaczonymi do stosowania w połączeniach hybrydowych. Projekt MEDIPIX podjął próbę wykorzystania detektorów 3D w połączeniu z starszym układem MEDIPIX1 osiągając zachęcające wyniki [Wri04].

detektory padowe

Mianem detektorów padowych określa się specyficzny sposób łączenia matrycy pikseli z elektroniką odczytu. Także tutaj detektor jako macierz elementów detekcyjnych i elektronika odczytu tworzą dwie osobne mikrostruktury. Inaczej jednak, niż w detektorach hybrydowych połączenia pomiędzy detektorem i układem odczytującym wykonuje się używając metody ultrakompresji. Pola kontaktowe (ang. *pad* i stąd nazwa) umieszcza się na brzegu detektora¹³, więc na powierzchni detektora trzeba prowadzić ścieżki łączące poszczególne piksele z polami kontaktowymi. Niektóre z tych połączeń będą długie, co generuje znaczące pojemności detektora widziane od strony elektroniki odczytu, i co za tym idzie zwiększa szum wejściowy (ENC). Z tego powodu obecnie obserwuje się zwiększone zainteresowanie opisanymi wyżej detektorami hybrydowymi, w których pojemności połączeń są bardzo małe, więc wartość szumu wejściowego też może być niska.

¹³ Długie druciki mikropołączeń ultrakompresyjnych mogą się kołysać i zwierać ze sobą, więc pola kontaktowe do łączenia ultrakompresją muszą znajdować się blisko siebie jak to pokazuje rysunek 4.4a.

Rozdział 5

Paskowy detektor krzemowy

Podstawową częścią całego systemu obrazowania jest detektor wraz z towarzyszącą mu elektroniką. Sygnał z detektora krzemowego z jakim mamy do czynienia w przewidywanym zakresie energii (od 18 keV do ok. 40 keV) wynosi kilka tysięcy elektronów. Wymaga to zaprojektowania dedykowanej elektroniki, która pozwoli tak mały impuls ładunkowy wydzielić z szumu, wzmocnić i przetworzyć na postać cyfrową. Wykonanie odpowiednich układów elektronicznych jest możliwe pod warunkiem dokładnego zrozumienia własności, sposobu działania oraz sposobu generowania impulsu elektrycznego na wyjściu detektora.

Paskowy detektor krzemowy użyty, w roli elementu rejestrującego promieniowanie w przedstawionym w tej pracy systemie obrazowania oparty jest na silnie niesymetrycznym skokowym złączu p^+-n . Omówimy więc najpierw podstawowe własności takiego złącza, generowanie i transport ładunku w złączu, oraz mechanizm generacji impulsu na elektrodach odczytowych. Wszystkie te zagadnienia zostaną zilustrowane przykładem wykorzystującym uproszczony w niewielkim stopniu model złącza p^+-n . Po takim wprowadzeniu przedyskutujemy zagadnienia związane z budową i wykorzystaniem detektora paskowego w zastosowaniu medycznym.

5.1. Własności złącza p^+-n

Detektory półprzewodnikowe buduje się w oparciu o silnie niesymetryczne złącza p^+-n lub n^+-p . W przypadku detektorów krzemowych ze względów technologicznych używa się raczej złącza p^+-n i na takim złączu bazują dalsze rozważania.

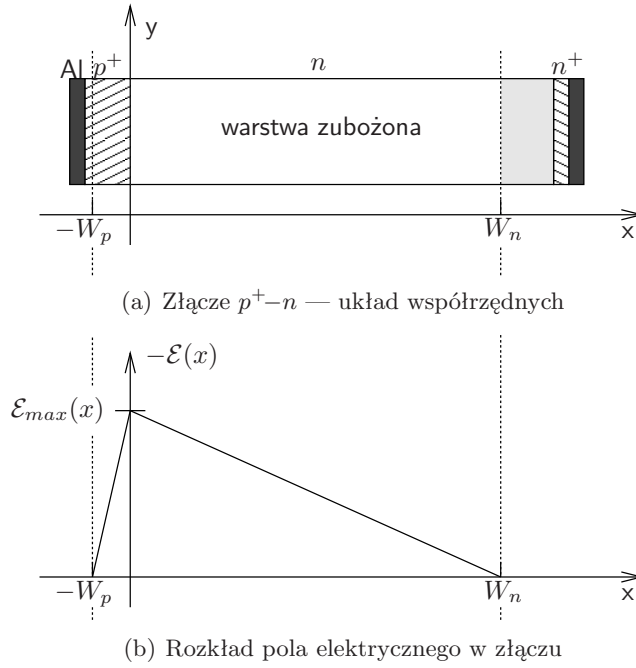
5.1.1. Pole elektryczne w złączu i szerokość obszaru zubożonego

Koncentracja domieszek donorowych N_d w warstwie n złącza p^+-n wynosi typowo $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, a koncentracja domieszek akceptorowych N_a w warstwie półprzewodnika typu p^+ jest rzędu $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Nawet bez polaryzacji zewnętrznej na granicy złącza pojawia się *potencjał wbudowany* ϕ , zwany też *napięciem dyfuzyjnym*, o wartości

$$\phi = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (5.1)$$

gdzie T to temperatura bezwzględna, k_B stała Boltzmanna, e ładunek elementarny, a n_i to samoistna koncentracja nośników w krzemie, która wynosi w temperaturze pokojowej $n_i \approx 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Z potencjałem wbudowanym związana jest pewna warstwa zubożona. Aby ją rozbudować do złącza przykładają się napięcie V_{bias} w kierunku zaporowym. Stąd, całkowite napięcie na złączu U wynosi

$$U = \phi + V_{bias}. \quad (5.2)$$



Rysunek 5.1: Slinie niesymetryczne złącze p^+-n oraz rozkład pola elektrycznego wewnątrz niego

Jeżeli przyjąć podane wcześniej koncentracje donorów i akceptorów, to okaże się, że szerokość warstwy zubożonej w obszarze typu p jest znacznie mniejsza niż w obszarze n . Efekt ten można wyjaśnić uwzględniając warunek neutralności ładunku. Całkowity ładunek w złączu musi być równy zero, więc ładunki przestrzenne o przeciwnych znakach w obszarach n i p muszą być sobie równe co do wartości, stąd

$$Q_a = eW_p N_a = eW_n N_d, \quad (5.3)$$

gdzie W_p to szerokość warstwy zubożonej w materiale p , W_n szerokość tej warstwy w n , a Q_a jest ładunkiem przypadającym na jednostkę powierzchni złącza. Z użyciem powyższego wyrażenia całkowanie jednowymiarowego równania Poissona opisującego potencjał elektryczny, w układzie współrzędnych z rysunku 5.1a z warunkami brzegowymi $\mathcal{E}(-W_p) = \mathcal{E}(W_n) = 0$, prowadzi do wyrażenia na natężenie pola elektrycznego $\mathcal{E}(x)$ wewnątrz obszaru zubożonego. Natężenie to zmienia się liniowo w objętości detektora (rys. 5.1b) i wyraża formułami

$$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} -\frac{eN_a}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}(W_p + x) & \text{dla } -W_p \leq x \leq 0 \\ -\frac{eN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}(W_n - x) & \text{dla } 0 \leq x \leq W_n \end{cases} \quad (5.4)$$

osiągając wartość maksymalną na granicy obszarów typu n i p równą

$$|\mathcal{E}_{max}| = \frac{eN_a W_p}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}} = \frac{eN_d W_n}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}, \quad (5.5)$$

gdzie ε_0 to przenikalność dielektryczna próżni, a ε_{Si} jest względną przenikalnością dielektryczną krzemu.

Powtórne całkowanie pozwala uzyskać związek całkowitego napięcia U odkładającego się na złączu z szerokościami warstw zubożonych w obu jego częściach

$$U = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}} (N_a W_p^2 + N_d W_n^2). \quad (5.6)$$

Korzystając z 5.3 można teraz wyliczyć szerokości warstw W_p i W_n oraz całkowitą szerokość W obszaru zubożonego będącą sumą dwu powyższych

$$W = W_p + W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}U(N_d + N_a)}{eN_dN_a}}. \quad (5.7)$$

Dla złącza silnie niesymetrycznego ($N_d \ll N_a$), więc całkowita szerokość warstwy zubożonej jest równa w przybliżeniu W_n . W takim wypadku wyrażenie 5.7 można uprościć do postaci

$$W \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}}{eN_d}} U. \quad (5.8)$$

Z otrzymanego równania widać, że szerokość W rośnie przy zwiększaniu napięcia polaryzacji i maleje przy wzroście koncentracji domieszki donorowej.

Przykład Jeżeli założymy, że koncentracje donorów i akceptorów kształtują się na poziomie, odpowiednio, 10^{12} i 10^{15} cm^{-3} , to, przy napięciu polaryzacji $V_{\text{bias}} = 50 \text{ V}$, szerokości warstw zubożonych wyniosą $W_p = 0,25 \text{ }\mu\text{m}$ i $W_n = 253 \text{ }\mu\text{m}$. Przy takich domieszkowaniach potencjał wbudowany ϕ ma wartość $\phi = 0,40 \text{ V}$. Jak widać $\phi \ll V_{\text{bias}}$, więc napięcie polaryzacji V_{bias} można w przybliżeniu utożsamić z napięciem na złączu U ($V_{\text{bias}} \approx U$).

Podstawiając $W = d$, gdzie d jest grubością detektora, można użyć wzoru 5.7 do wyznaczenia tzw. *napięcia pełnego zubożenia* V_{dep} , czyli napięcia potrzebnego do wytworzenia warstwy zubożonej obejmującej całą objętość detektora

$$V_{\text{dep}} = \frac{eN_d}{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}} d^2. \quad (5.9)$$

Dla przedstawionego wyżej przykładu i grubości detektora $d = 300 \text{ }\mu\text{m}$ (standardowa grubość detektora krzemowego), napięcie pełnego zubożenia V_{dep} wynosi 70 V .

Firmy produkujące detektory podają zazwyczaj, jako podstawowy parametr detektora, właśnie napięcie pełnego zubożenia V_{dep} , bowiem koncentracje domieszek N_d i N_a są parametrami, które trudno precyzyjnie kontrolować w procesie produkcji. Dlatego na każdej płytce krzemowej (ang. *wafel*) na której wykonuje się detektor, oprócz niego samego znajdują się jeszcze specjalne diody testowe przeznaczone do pomiaru tego napięcia.

Dodatkowego komentarza wymaga przypadek kiedy napięcie polaryzacji detektora U jest większe od napięcia pełnego zubożenia. Wtedy, dodatkowy potencjał $U - V_{\text{dep}}$ odkłada się w obszarze pozbawionym już ładunku swobodnego, a szerokość warstwy zubożonej W pozostaje równa grubości detektora d . Wobec tego, we wzorze na pole elektryczne \mathcal{E} pojawia się poprawka opisująca pole elektryczne w kondensatorze płaskim. Dla obszaru n można więc napisać

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{eN_d}{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}}(d-x) - \frac{U - V_{\text{dep}}}{d}. \quad (5.10)$$

5.1.2. Pojemność złączowa

Pojemność, w ogólności, definiuje się jako pochodną ładunku w funkcji napięcia. Pojemność złącza $p^+ - n$ będzie więc zależeć od szerokości warstwy zubożonej (poprzez formułę 5.3), a przez to od napięcia polaryzacji. Jeżeli wyrazimy ją jawnie jako zależną od szerokości warstwy W i powierzchni złącza a to

$$C = \frac{dQ}{dU} = a \frac{dQ_a}{dW} \frac{dW}{dU}, \quad (5.11)$$

gdzie Q_a jest ładunkiem przypadającym na jednostkę powierzchni złącza. Pamiętając o przybliżeniu $W \approx W_n$ i korzystając z zależności 5.3 oraz 5.8 obliczamy

$$C = aC_a = a \sqrt{\frac{e\epsilon_0\epsilon_{Si}N_d}{2U}}. \quad (5.12)$$

Teraz korzystając ponownie z zależności 5.8 można wyrugować koncentrację domieszki z formuły 5.12 by ostatecznie otrzymać

$$C_a = \frac{\epsilon_0\epsilon_{Si}}{W}. \quad (5.13)$$

Stąd widać wyraźnie, że pojemność złączowa zależy praktycznie tylko od szerokości warstwy zubożonej i maleje wraz ze wzrostem szerokości tej warstwy osiągając minimum dla napięcia pełnego zubożenia. Pojemność minimalna jest stała dla danej grubości d detektora i nie zależy od koncentracji domieszki.

Zależność pojemności od grubości warstwy zubożonej, a właściwie to że powyżej napięcia V_{dep} przestaje się ona zmieniać, wykorzystuje się do pomiaru tego napięcia.

Jeżeli weźmiemy wartości z przykładu zamieszczonego w poprzednim paragrafie, to wartość pojemności C_a wyniesie $0,41 \text{ pF/mm}^2$. Zakładając dodatkowo, że detektor ma grubość $300 \text{ }\mu\text{m}$, dostajemy minimalną pojemność przypadającą na jednostkę powierzchni, osiąganą dla napięcia pełnego zubożenia detektora, o wartości $0,34 \text{ pF/mm}^2$.

5.1.3. Prąd upływu

Poprzez złącze $p^+ - n$ spolaryzowane zaporowo, nawet wobec braku jakiegokolwiek promieniowania padającego na detektor, zawsze płynie pewien prąd. Prąd ten nazywany jest *prądem upływu* lub *prądem ciemnym*.

Wyróżnia się trzy składowe prądu upływu:

- prąd generacyjny; jeżeli ładunek powstał w procesach generacji w warstwie zubożonej
- prąd dyfuzyjny; jeżeli ładunek pojawił się w objętości zubożonej na skutek zjawiska dyfuzji z obszarów przylegających
- prąd powierzchniowy; jeśli źródłem prądu są defekty powierzchniowe struktury detektora.

W temperaturze pokojowej pod wpływem energii drgań cieplnych w krzemie zachodzą w sposób ciągły procesy generacji i rekombinacji par elektron-dziura. Jeżeli brak jest pola elektrycznego, utrzymuje się równowaga pomiędzy oboma tymi procesami. W obecności pola nośniki są rozdzielane w chwili powstania, wobec czego, zjawiska generacji zaczynają przeważać i pojawia się prąd generacyjny. Zjawiska generacji i rekombinacji par elektron-dziura związane są z wymianą nośników pomiędzy pasmami: walencyjnym i przewodnictwa. Prawdopodobieństwo wystąpienia tych zjawisk wzrasta, jeżeli

w obszarze przerwy energetycznej istnieją dodatkowe poziomy pułapkowe. Poziomy te mogą być spowodowane obcymi domieszkami¹ oraz defektami struktury krystalicznej krzemu.

Szybkość generacji nośników U_g , czyli liczbę nośników, które powstają w jednostce objętości w jednostce czasu, można wyrazić formułą [SR52, Hal52]

$$U_g = \frac{n_i}{\tau_0}, \quad (5.14)$$

gdzie n_i jest wspomnianą już samoistną koncentracją nośników, a τ_0 to efektywnym czasem życia nośników mniejszościowych w obszarze zubożonym. Wartość czasu τ_0 zależy od wielu parametrów fizycznych półprzewodnika m.in. koncentracji stanów pułapkowych (maleje wraz ze wzrostem tej wielkości), ich poziomów energetycznych, przekrojów czynnych na wychwytywanie dziur i elektronów oraz temperatury.

Gęstość prądu generacji, w warstwie zubożonej o szerokości W , można obliczyć następująco

$$j_{gen} = \int_0^W eU_g dx = \frac{en_i}{\tau_0} W. \quad (5.15)$$

Gęstość ta zależy od temperatury ($n_i = f(T), \tau_0 = f(T)$) oraz napięcia polaryzacji poprzez szerokość warstwy zubożonej ($W \sim \sqrt{U}$).

Prąd dyfuzyjny powstaje wskutek wstrzykiwania nośników z obszarów przyległych o przeciwnym domieszkowaniu. Tak więc elektrony wstrzykiwane są do obszaru typu p , a dziury do n . Dla silnie niesymetrycznego złącza $p^+ - n$ gęstość tego prądu wyraża zależność

$$j_{dyf} = \frac{en_i^2}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}}, \quad (5.16)$$

gdzie D_p to współczynnik dyfuzji dziur, a τ_p to czas życia dziur w obszarze typu n .

Ostatni ze wspomnianych wyżej prądów, prąd powierzchniowy, ma swe źródło w warstwie przypowierzchniowej półprzewodnika. Na powierzchni kryształu półprzewodnikowego występuje nieciągłość sieci krystalicznej, co wiąże się z powstaniem dodatkowych poziomów energetycznych w paśmie zabronionym. Ponadto występuje tu też zwiększona liczba defektów sieci oraz zanieczyszczeń obcymi atomami. Jeżeli wzdłuż takiej powierzchni przyłożyć napięcie (a trzeba to zrobić żeby spolaryzować detektor), to pojawi się powierzchniowy prąd upływu o wartości porównywalnej z prądem generacyjnym. Prąd ten płynie tylko po powierzchniach krawędziowych detektora, więc można od niego odizolować obszar aktywny detektora dodając na brzegach zbierające go pierścienie ochronne (pierścienie te zostaną omówione przy okazji dyskusji szczegółów konstrukcji detektora w dalszej części tego rozdziału). W takim wypadku całkowita gęstość prądu upływu j_R , w przybliżeniu, może być dana jako suma prądu dyfuzyjnego i generacyjnego formułą

$$j_R = \frac{en_i^2}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{en_i}{\tau_0} W, \quad (5.17)$$

w której dominujące znacznie ma prąd generacyjny zależny od temperatury i jakości monokryształu krzemu.

¹ Na przykład, domieszka złota tworzy dodatkowe poziomy w okolicach środka pasma zabronionego

Prąd upływu rośnie wraz ze wzrostem szerokości warstwy zubożonej aż do napięcia pełnego zubożenia V_{dep} . Powyżej tego napięcia (aż do napięcia przebicia) można go w przybliżeniu traktować jako stały. We współczesnych detektorach krzemowych prądy upływu są rzędu 80 pA/mm².

5.2. Procesy generacji i transportu ładunku

5.2.1. Generacja

Foton wysoko energetyczny oddziałuje z materiałem detektora wywołując jedno lub wiele zjawisk opisanych w rozdziale 1 o oddziaływaniu promieniowania z materią. Średnio na kwant promieniowania o energii E przypada zawsze ta sama liczba N wygenerowanych par elektron-dziura

$$N = \frac{E}{w}, \quad (5.18)$$

gdzie E jest energią padającego kwantu, a w średnią energią potrzebną do wygenerowania pary. Tabela 5.1 podaje przykładowe średnie liczby elektronów generowanych przez pojedynczy foton w krzemie dla interesujących, z punktu widzenia tej pracy, energii. Dodatkowo zamieszczono w niej też dane dla linii K_α miedzi. Jest to podstawowa linia uzyskiwana z lampy rentgenowskiej z anodą miedzianą, i dlatego jest bardzo często używana jako referencja przy różnych pomiarach detektorów.

Statystyka opisująca proces generacji ładunków w materiałach półprzewodnikowych nazywana jest statystyką Fano. Została ona opisana teoretycznie przez Ugo Fano pod koniec lat czterdziestych XX wieku [Fan46, Fan47]. Jest to zmodyfikowany rozkład Poissona, którego odchylenie standardowe dane jest wzorem

$$\sigma_N^2 = FN, \quad (5.19)$$

gdzie F jest tzw. *czynnikiem Fano* mniejszym od jedności i definiowanym jako stosunek wariancji obserwowanej w detektorze liczby wygenerowanych par do wariancji danej rozkładem Poissona.

Zarówno w jak i F zmieniają się w funkcji temperatury i energii padającego promieniowania. Współczynnik w maleje asymptotycznie wraz ze wzrostem energii tak, że od ok. 8 keV można go uznać za stały. Asymptotyczna wartość w dla temperatury pokojowej (300 K) wynosi w krzemie 3,64 eV/parę [LnHSS96]. Czynniki Fano rośnie nieznacznie z energią. Generalnie jest trudny do zmierzenia, ale dla temperatury pokojowej można przyjąć $F = 0,137$ [PF99].

Rodzaj	Energia [keV]	Ładunek [e]
Cu linia K_α	8	2198
mammografia niska	18	4945
angiografia niska	31,5	8654
angiografia wysoka	35,5	9753
mammografia wysoka	36	9890

Tabela 5.1: Średnie ładunki wyrażone w elektronach generowane przez pojedynczy foton dla wybranych energii

5.2.2. Transport

Pod wpływem pola elektrycznego obecnego w warstwie zubożonej ładunki swobodne są unoszone w kierunku elektrod zbierających. Dziury w kierunku pasków p^+ połączonych z elektroniką odczytu, a elektrony w kierunku przeciwnym. Prędkość dryfu v_{dryf} można zapisać, z definicji ruchliwości elektronów i dziur $\mu_{n,p}$, jako

$$v_{dryf} = \frac{dx}{dt} = \pm \mu_{p,n} \mathcal{E}(x); \quad (5.20)$$

znak plus oraz ruchliwość μ_p odnosi się do dziur, a minus i μ_n do elektronów. Wstawiając natężenie pola elektrycznego w obszarze n z formuły 5.4, opisującej jego natężenie dla napięcia polaryzacji $U < V_{dep}$, do równania 5.20 otrzymuje się równanie różniczkowe

$$\frac{dx}{x - W} = \pm \frac{e\mu_{p,n}N_d}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} dt. \quad (5.21)$$

Jeżeli przyjmiemy warunki początkowe $x = x_0$ i $t = 0$, a za punkt końcowy zmiennej x wstawimy 0, to możemy wyznaczyć czas dryfu dziur powstałych wskutek pochłonięcia fotonu na głębokości x_0 (elektrony dryfują w odwrotnym kierunku, więc granice całkowania dla nich są inne)

$$t_p(x_0) = \tau_{pdieel} \ln \left(\frac{W}{W - x_0} \right), \quad (5.22)$$

gdzie τ_{pdieel} jest jedną z tzw. *dielektrycznych stałych czasowych* równych

$$\tau_{pdieel,n,dieel} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}{e\mu_{p,n}N_d}. \quad (5.23)$$

Jak widać, czas dryfu dziur zależy od koncentracji domieszki oraz miejsca wygenerowania ładunku, w stosunku do szerokości warstwy zubożonej.

Całkowanie równania 5.21 dla elektronów z punktem końcowym $x = W$ daje czas $t_n(x_0) = \infty$. Osobliwość ta wynika z uproszczeń prezentowanego modelu. W praktyce, zarówno w obszarze niezubożonym, jak i kontakcie n^+ istnieje pewne niewielkie, ale niezerowe, pole elektryczne co wystarcza do usunięcia otrzymanej osobliwości. Jednak wynik ten wskazuje, że czas zbierania elektronów będzie zdecydowanie dłuższy niż czas zbierania dziur. Nieskończony czas zbierania nie ma sensu z jeszcze jednego powodu, a mianowicie jeżeli elektrony nie zostaną zebrane, to mając skończony czas życia zrekombinują.

Dla przykładu obliczmy czas dryfu dla podanych wcześniej koncentracji domieszek i napięcia polaryzacji (detektor częściowo zubożony). Czas dryfu dziur (z głębokości $x_0 = W/2$) jest w takich warunkach równy $t_p = 9,25$ ns (dla elektronów otrzymamy ten czas nieskończony). Wystarczy jednak podnieść napięcie polaryzacji U do np. dwukrotnej wartości napięcia zubożenia V_{dep} , żeby czasy dryfu z głębokości $x_0 = d/2 > W/2$ wynosiły $t_p = 5,4$ ns i $t_n = 3,3$ ns. Oczywiście obliczenie pokazanych czasów zbierania dla przypadku $U > V_{dep}$ musimy poprzedzić wyznaczeniem odpowiednich formuł na $t_{p,n}$ podstawiając wzór 5.10 w miejsce wyrażenia 5.4 do 5.20.

Dryfujący w polu elektrycznym ładunek podlega jednocześnie zjawisku dyfuzji. Jeżeli założyć równowagę termodynamiczną pomiędzy nośnikami i siecią krystaliczną, to zjawisko dyfuzji staje się kompletnie niezależne od

unoszenia ładunków przez pole elektryczne. Jest to prawdą, jeżeli natężenie pola \mathcal{E} nie przekracza pewnej wartości granicznej, bo w przeciwnym wypadku w złączu pojawiają się tzw. *gorące nośniki* i cały problem trzeba rozwiązywać numerycznie. Przy założeniu równowagi termodynamicznej dyfuzję wygenerowanego w akcie detekcji fotonu ładunku punktowego można opisać funkcją Gaussa

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_{n,p}t}} \exp\left(-\frac{r^2}{4D_{n,p}t}\right) dr, \quad (5.24)$$

gdzie dN/N to część ładunku, która po czasie t znajduje się w odległości r od źródła jego generacji, a $D_{n,p}$ to stała dyfuzji elektronów (dziur).

Dla tak opisanego zjawiska dyfuzji szerokość rozkładu σ_y ładunku, wygenerowanego na głębokości x_0 , mierzona na powierzchni detektora wyraża formuła

$$\sigma_y(x_0) = \sqrt{2D_{n,p}t(x_0)}, \quad (5.25)$$

gdzie czas $t(x_0)$ dany jest formułą 5.22. W równowadze termodynamicznej ruchliwości $\mu_{n,p}$ i stałe dyfuzji $D_{n,p}$ wiążą się ze sobą relacją Einsteina

$$D_{n,p} = \frac{\mu_{n,p} k_B T}{e}. \quad (5.26)$$

Dla czasu zbierania dziur z poprzedniego przykładu (w temperaturze $T = 300$ K), przy napięciu polaryzacji niższym niż napięcie pełnego zubożenia, szerokość rozkładu wyniesie $4,8 \mu\text{m}$. Dla elektronów zbieranych nieskończenie długo, w tym prostym modelu, wyjdzie nieskończone rozmycie (w mocy pozostają poczynione wyżej uwagi na temat pojawiających się tu osobliwości). Jak zobaczymy dalej, wkład elektronów do całkowitego prądu indukowanego na elektrodzie odczytowej jest największy na samym początku dryfu i szybko maleje, dlatego duże rozmycie na końcu ma niewielkie znaczenie dla rejestrowanego sygnału.

W przypadku gdy $U = 2V_{dep}$ szerokości te redukują się do $\sigma_p = 3,7 \mu\text{m}$ i $\sigma_n = 4,8 \mu\text{m}$. Jasno widać, że z punktu widzenia rozdzielczości przestrzennej i redukcji zjawisk związanych z podziałem ładunku między paski korzystnie jest stosować stosunkowo wysokie napięcie polaryzacji.

5.2.3. Impuls na elektrodzie zbierającej

Ładunki poruszające się w objętości czynnej detektora indukują prąd w elektrodach zbierających. *Twierdzenie Ramo* nazywane też *twierdzeniem Ramo-Schockleya* umożliwiający wyznaczenie prądów indukowanych w elektrodach zbierających sformułowali niezależnie Schockley [Sho38] i Ramo [Ram39] ok. roku 1938. Ich prace dotyczyły, co prawda lamp próżniowych, ale opracowana wtedy metoda jest na tyle uniwersalna, że z powodzeniem stosuje się ją do różnych typów detektorów, w tym paskowych detektorów krzemowych.

Twierdzenie Ramo Dany jest układ M elektrod (numerowanych wskaźnikiem k) otaczających objętość czynną detektora i utrzymywanych na stałych potencjałach V_k . Stała dielektryczna $\epsilon(\vec{r})$, wewnątrz objętości czynnej, nie zależy od pola elektrycznego, może natomiast zależeć od położenia \vec{r} . Gęstość ładunku przestrzennego dana jest przez N ładunków punktowych q_i .

Przy takich założeniach prąd indukowany w elektrodzie k , a pochodzący od ruchu ładunków q_i dany jest wzorem

$$i_k(t) = \sum_{i=1}^N q_i \vec{\mathcal{E}}_k(\vec{r}_i) \bullet \vec{v}_i(t), \quad (5.27)$$

gdzie $\vec{v}_i(t)$ jest prędkością ładunku q_i , a $\vec{\mathcal{E}}_k(\vec{r}_i)$ jest natężeniem pola elektrycznego pochodzącym od elektrody k w sytuacji kiedy elektroda ta utrzymywana jest na potencjale jednostkowym, a pozostałe elektrody są uziemione i z objętości czynnej usunięto wszystkie ładunki.

Wektor $\vec{\mathcal{E}}_i(\vec{r}_i)$ jest wielkością czysto geometryczną zależną tylko od chwilowego położenia \vec{r}_i ładunku q_i , natomiast prędkość $\vec{v}_i(t)$ zależy od napięć przyłożonych do elektrod, a także od ładunków ruchomych i nieruchomych znajdujących się w objętości czynnej detektora.

Rozważmy złącze p^+-n będące de facto jednym paskiem krzemowego detektora paskowego. Przyłożmy napięcie jednostkowe na elektrodę zbierającą (obszar typu p), pozostałe elektrody uziemmy i usuńmy cały ładunek z objętości czynnej detektora. W takich warunkach rozpatrywany układ, w pierwszym przybliżeniu, można traktować jako kondensator płaski (jedna okładka to górna strona detektora, a druga dolna). Wobec tego natężenie pola wewnątrz jest, w pierwszym przybliżeniu, stałe w całej objętości i wynosi $1/W$ (objętością czynną jest tylko warstwa zubożona). Stąd, jeżeli kierunek x jest prostopadły do powierzchni detektora (jak na rysunku 5.1a), to $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}) = [1/W, 0, 0]$.

W równaniu 5.27 wektory $\vec{\mathcal{E}}$ i $\vec{v}(t)$ mnożone są skalarnie, a otrzymany właśnie wektor $\vec{\mathcal{E}}$ posiada tylko składową x . Wobec tego jedyną potrzebną składową wektora $\vec{v}(t)$ jest składowa prostopadła do powierzchni detektora, czyli v_{dryf} z formuły 5.20. Aby obliczyć prędkość $v_{dryf}(t)$ wystarczy rozwiązać równanie 5.21 z warunkami początkowymi $t = 0$ i $x = x_0$. Otrzymuje się, wtedy, funkcję opisującą współrzędną x ładunku w czasie

$$x_{p,n}(t) = W + (x_0 - W) \exp\left(\pm \frac{t}{\tau_{pdiel,n diel}}\right), \quad (5.28)$$

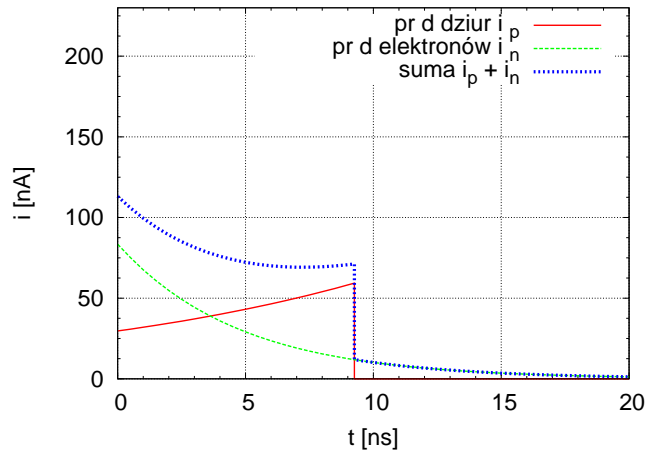
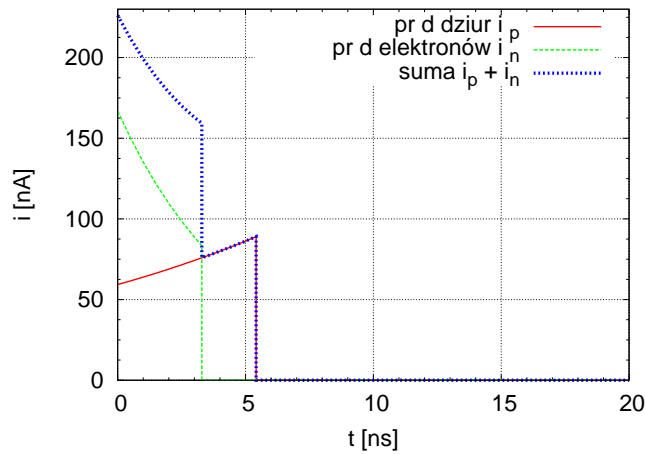
gdzie, W jest szerokością warstwy zubożonej, x_0 położeniem początkowym ładunku, a czas $\tau_{pdiel,n diel}$ dany jest formułą 5.23. Równanie 5.28 po różniczkowaniu daje poszukiwaną formułę na zależność prędkości od czasu

$$v_{p,n}(t) = \pm \frac{1}{\tau_{pdiel,n diel}} (x_0 - W) \exp\left(\pm \frac{t}{\tau_{pdiel,n diel}}\right). \quad (5.29)$$

Generację par elektron-dziura przez pochłonięty foton można uważać za zjawisko punktowe, wobec czego położenia początkowe i prędkości unoszenia $v_{p,n}$ wszystkich ładunków można uznać za identyczne. W takim razie można zrezygnować z sumowania po ładunkach, a w twierdzeniu Ramo-Schockleya wstawić po prostu ładunek $\pm Q$ wygenerowany przez kwant promieniowania.

Można teraz obliczyć prąd dziur i elektronów indukowany na elektrodzie zbierającej (pasku). Jeżeli padający kwant promieniowania wygenerował ładunek $\pm Q$ ($Q = eN$) i został pochłonięty na głębokości x_0 , to odpowiednie prądy, w funkcji czasu, mają postać

$$i_{p,n}(t) = \frac{Q}{\tau_{pdiel,n diel}} \cdot \frac{W - x_0}{W} \exp\left(\pm \frac{t}{\tau_{pdiel,n diel}}\right), \quad (5.30)$$

(a) Napięcie polaryzacji $U = V_{dep}$ (b) Napięcie polaryzacji $U = 2V_{dep}$

Rysunek 5.2: Prąd indukowany na pasku detektora w funkcji czasu dla energii pochłoniętego kwantu 18 keV i głębokości pochłonięcia fotonu $x_0 = d/2$ w dwu przypadkach: dla napięcia polaryzacji równego napięciu pełnego zubożenia i dwa razy większego napięcia polaryzacji

gdzie dziurom odpowiada znak plus, a elektronom minus. Długość trwania impulsów jest ograniczona momentem zebrania całego ładunku ruchomego przez elektrody. Czas ten dla dziur dany jest formułą 5.22, a dla elektronów jest nieograniczony. Całkowity prąd indukowany na pasku jest sumą prądów $i_p(t)$ oraz $i_n(t)$.

Przykładowe wartości prądów $i_{p,n}(t)$ oraz ich sumy w funkcji czasu dla koncentracji domieszki z wcześniejszych przykładów, głębokości pochłonięcia kwantu $x_0 = d/2$ i energii 18 keV pokazuje rysunek 5.2. Wykres 5.2a obrazuje formuły 5.30 przy napięciu $U = V_{dep}$, a 5.2b pokazuje tę samą sytuację w przypadku dwukrotnego wzrostu napięcia polaryzacji. Znowu, jak przy dyskusji szerokości dyfuzji σ_y (wzór 5.25) i czasie zbierania ładunku, dochodzimy do wniosku, że korzystnie jest stosować napięcia polaryzacji wyższe niż napięcie pełnego zubożenia detektora. Likwiduje to niedogodności związane z ciągnącą się długo składową elektronową (rys. 5.2a) oraz skraca czasy zbierania ładunków.

Porównując ze sobą rysunki 5.2a i b widzimy, że zarówno amplituda jak i czasy charakterystyczne impulsu pojawiającego się na wejściu elektroni-

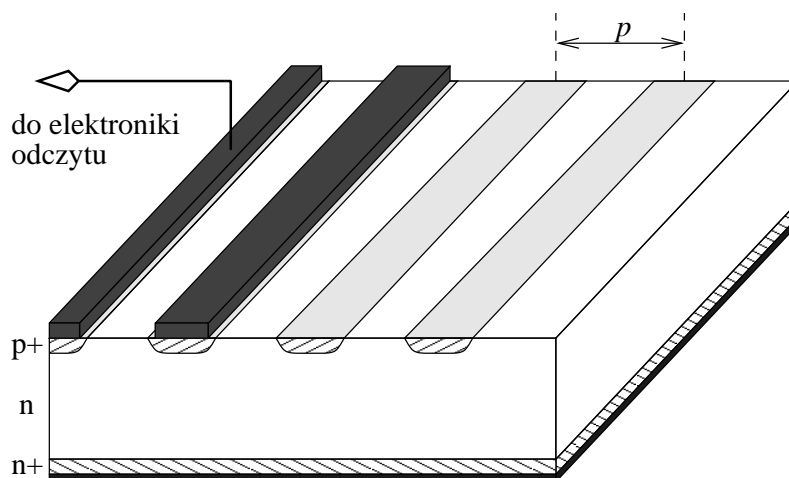
ki odczytu mogą się znacząco różnić w zależności od napięcia polaryzacji detektora. Dodatkową zmienną (niepokazaną na rys. 5.2) jest głębokość pochłonięcia fotonu, która także zmienia impuls wyjściowy. W pierwszej chwili pojawia się pytanie jak przy tak zróżnicowanym kształcie impulsu odpowiadającym fotonom o tych samych energiach można wszystkie te sygnały zarejestrować jako kwant o tej samej energii. Otóż, jeżeli wykonać całkowanie sumarycznego prądu, to okaże się, że zawsze ładunek całkowity jaki ten prąd niesie wynosi Q . Tak więc, narzucającym się rozwiązaniem jest umieszczenie w pierwszym stopniu elektroniki odczytu układu całkującego, który na wyjściu produkuje impuls o amplitudzie proporcjonalnej do zebranego ładunku wejściowego. Dokładnie tę rolę pełni wzmacniacz ładunkowy i stąd takiego wzmacniacza użyjemy jako pierwszego stopnia toru analogowego.

5.3. Budowa detektora paskowego

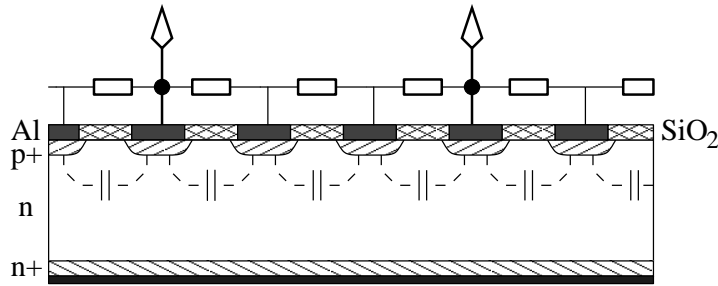
Detektor paskowy jest matrycą diod wykonanych w formie pasków typu p^+ na podłożu n (rysunek 5.3). Jego podstawowym parametrem geometrycznym jest *odległość międzypaskowa* (ang. *pitch*) p . Foton pochłonięty w spolaryzowanym detektorze generuje ładunek Q , który w najprostszym przypadku jest zbierany w całości na najbliższym pasku, generując impuls opisany wzorem 5.30. Jeżeli do każdego paska przyłączony jest kanał elektroniki odczytu, to znając numer kanału można określić punkt rejestracji fotonu.

5.3.1. Podział ładunku między paski

Oprócz opisanej wyżej sytuacji typowej możliwy jest też przypadek, gdy foton zostaje zaabsorbowany pomiędzy paskami. Nastąpi wtedy podział wygenerowanego ładunku pomiędzy sąsiednie paski, a elektronika odczytu zarejestruje to zdarzenie jako dwa sygnały o różnych energiach, niższych niż energia kwantu. To zjawisko powoduje, że rozkłady amplitudowe na wykresach natężenia promieniowania w funkcji energii otrzymanych z paskowego detektora krzemowego są z reguły bardziej rozmyte niż otrzymywane z detektora gazowego, a tło jest wyższe.



Rysunek 5.3: Detektor paskowy — budowa



Rysunek 5.4: Detektor paskowy — co trzeci pasek podłączony do elektroniki

Efekty związane z podziałem ładunku odgrywają coraz większą rolę wraz ze zmniejszaniem odległości międzypaskowej p , oraz zwiększaniem energii padającego na detektor promieniowania [DBG⁺00]; za ten drugi składnik odpowiedzialne jest przede wszystkim zjawisko Comptona. Mniejsza odległość międzypaskowa p powoduje więc pogarszanie się spektrometrycznych własności detektora, ale z drugiej strony poprawia jego przestrzenną zdolność rozdzielczą.

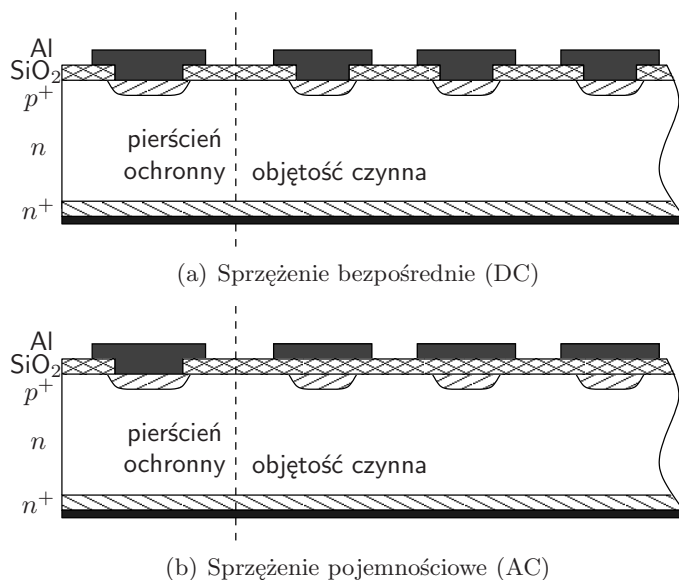
Podział ładunku między paski można wykorzystać do dokładniejszego oznaczania pozycji zarejestrowanego fotonu biorąc środek ciężkości sygnału (ładunku) zmierzonego na sąsiednich paskach. Takie rozwiązanie, stosowane z powodzeniem w eksperymentach fizyki wysokich energii [Kuc00], jest trudne do zrealizowania przy pracy z lampą rentgenowską ze względu na nieokreślone odstępy czasowe pomiędzy kolejnymi fotonami — trzeba by mocno skomplikować elektronikę odczytu i w związku z tym nie jest ono w praktyce stosowane. Warto zwrócić uwagę, że problem podziału ładunku dotyczy nie tylko detektorów paskowych, ale wszystkich detektorów wykonanych na jednolitym podłożu, którym segmentację struktury zapewnia domieszkowanie i pole elektryczne.

Typowa odległość międzypaskowa zawiera się w przedziale od 20 do kilkuset mikrometrów. Jeśli wziąć pod uwagę mniejszą z podanych liczb, to spodziewana liczba kanałów na milimetr długości jest na tyle duża, że problematyczne staje się wykonanie odpowiednio gęstej elektroniki odczytu. Stąd, w detektorze o małej odległości międzypaskowej tylko część pasków podłącza się do elektroniki odczytu np. dwa niepodłączone paski na każdy kanał elektroniki — rys. 5.4. Co ciekawe niekorzystnie w takim systemie wypada konfiguracja z dokładnie jednym niepodłączonym paskiem przypadającym na kanał elektroniki odczytu [DGI96].

Istotnym szczegółem technicznym jest utrzymywanie wszystkich pasków na takim samym potencjale, żeby sposób podziału ładunku zależał tylko od punktu pochłonięcia fotonu. Realizuje się to dodając duże rezystancje pomiędzy paskami. Ładunek zebrany na niepodłączonych paskach propaguje się do kanałów odczytowych poprzez wewnętrzne pojemności międzypaskowe dominujące nad pojemnościami pasek dolna elektroda polaryzująca; opisanymi w punkcie 5.1.2 i nie pokazanymi na rysunku 5.4. Mając wartości sygnału z dwu sąsiednich kanałów elektroniki można, analogicznie jak przy podziale ładunku między dwa paski, interpolować pozycję fotonu².

Komplikacje w takim systemie pojawiają się, jeżeli chcemy mierzyć dokładnie energię fotonów ze względu na wspomniane pojemności pasek-dolna

² Przy pracy z lampą rentgenowską pozostają w mocy uwagi o problemach z synchronizacją pomiędzy kanałami



Rysunek 5.5: Rodzaje sprzężenia detektor — elektronika

elektroda. Pojemności te, mimo że niewielkie w porównaniu z pojemnościami międzypaskowymi, utrudniają precyzyjny pomiar energii fotonu.

5.3.2. Sprzężenie detektor-elektronika odczytu

W najprostszym układzie paski detektora podłączone są bezpośrednio do elektroniki odczytu. Jest to sprzężenie stałoprądowe (DC^3) pokazane na rysunku 5.5a. Taki sposób podłączenia, choć wydaje się naturalny, skutkuje dodatkowymi wymaganiami nakładanymi na elektronikę odczytu. Przez każdy pasek p^+ przez cały czas pracy detektora płynie prąd upływu, a tylko w pewnych chwilach dodaje się do niego prąd związany z generacją ładunku pod wpływem promieniowania. Ten prąd upływu musi stale wpływać do wejścia wzmacniacza. Oczywiście, można wykonać odpowiednią dla tego przypadku elektronikę odczytu, ale z reguły będzie to okupione większymi szumami własnymi wzmacniacza.

Prostym rozwiązaniem tego zagadnienia jest odcięcie prądu upływu na wejściu wzmacniacza przez użycie sprzężenia pojemnościowego (AC^4). Wówczas, wzmacniacz będzie rejestrował jedynie sygnał generowany przez cząstkę oraz fluktuacje prądu upływu. Wykonanie pojemności sprzęgających rzędu dziesiątków pikofaradów w układzie elektroniki odczytu jest praktycznie niemożliwe ze względu na zajmowane przez nie powierzchnie, stąd pojemność taką robi się bezpośrednio na detektorze, jak to pokazuje rys. 5.5b lub dodaje pośredni układ hybrydowy.

Przyglądając się bliżej szumowi toru elektronicznego wraz z detektorem, można pokazać różnice pomiędzy oboma typami detektorów. Otóż jeden ze składników tego szumu prądowego wyraża się formułą $k_B T / R_{fed}$, gdzie R_{fed} jest rezystorem w sprzężeniu zwrotnym wzmacniacza ładunkowego⁵.

³ DC z ang. *Direct Current*

⁴ AC z ang. *Alternating Current*

⁵ Oczywiście wzmacniacz wejściowy może być inny, ale z podanych w punkcie 5.2.3 powodów chcemy używać właśnie takiego układu w torze analogowym. Dlatego będziemy się odwoływać do formuł opisujących szum w układzie ze wzmacniaczem ładunkowym w pierwszym stopniu toru analogowego.

Zmniejszanie tego rezystora prowadzi do wzrostu prądu, jaki elektronika może dostarczyć do detektora, ale powoduje też wzrost szumu wejściowego. Widać, że ze względów szumowych korzystne jest stosowanie rezystora R_{fed} o wartościach dużych. Jednak w takim wypadku nie można użyć detektora ze sprzężeniem DC, ponieważ ustawienie zbyt dużej wartości rezystora R_{fed} w stosunku do prądu upływu detektora powoduje, że elektronika, nie mogąc dostarczyć detektorowi odpowiedniej ilości prądu, wychodzi poza tzw. punkt pracy i przestaje działać. Z przytoczonych powodów sprzężenie AC wydaje się rozwiązaniem korzystniejszym i jako takie zostało zastosowane w aplikacji prezentowanej w dalszej części tej pracy.

Ze sprzężeniem AC wiążą się także pewne potencjalne problemy o czym autor miał się okazję osobiście przekonać. Otóż, w takich detektorach pojawiają się czasem uszkodzenia tlenku SiO_2 detektora (ang. *pin hole*), skutkujące powstawaniem odczuwalnych w torze analogowym prądów upływu. W takim wypadku albo część kanałów przestaje pracować (problemy z utrzymaniem wzmacniacza wejściowego w odpowiednim reżimie pracy), albo musimy zmniejszyć rezystor w pętli sprzężenia co skutkuje większymi szumami układu. Oczywiście, najprostszym rozwiązaniem jest stosowanie detektorów odpowiedniej jakości.

5.3.3. Polaryzacja pasków w detektorze ze sprzężeniem AC

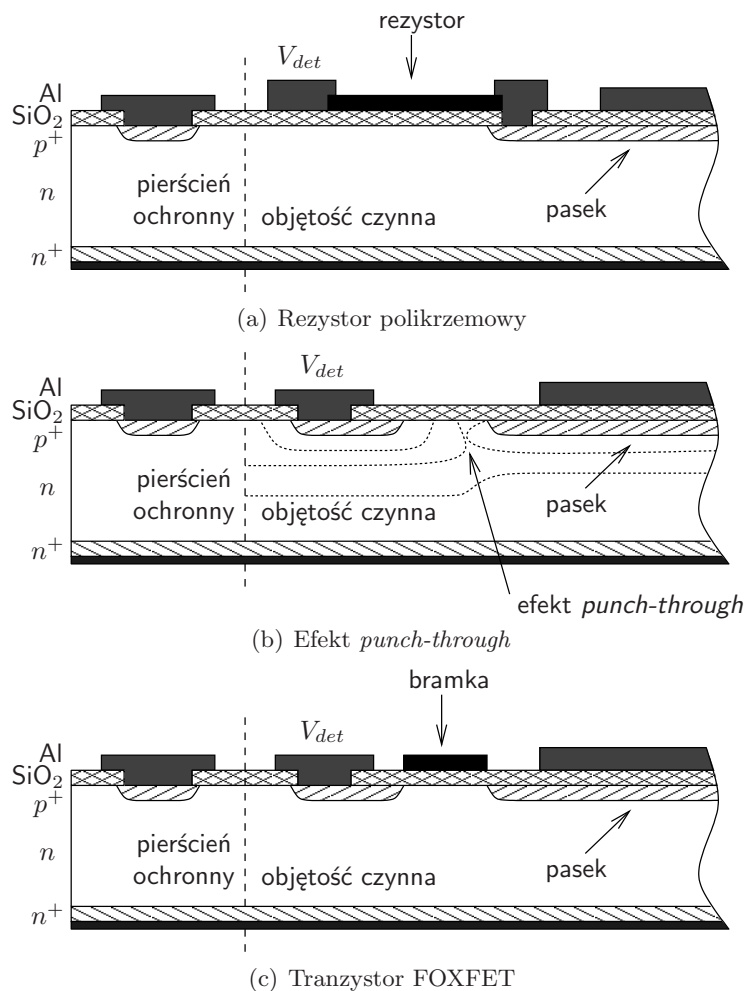
Użycie detektora ze sprzężeniem AC powoduje konieczność polaryzacji pasków detektora. Aby rejestrować niezależnie sygnał z każdego paska, należy każdy z nich wyposażyć w rezystor polaryzujący zintegrowany z detektorem. W najprostszym przypadku jest to rezystor polikrzemowy pokazany na rysunku 5.6a. Jego rezystancja ma swój udział w prądowym szumie wejściowym przedwzmacniacza, co łatwo zauważyć pisząc formułę na gęstość widmową wejściowego szumu prądowego przedwzmacniacza ładunkowego

$$\frac{di_n^2}{df} = 2eI_{det} + \frac{4k_B T}{R_{bias}} + \frac{4k_B T}{R_{fed}}, \quad (5.31)$$

gdzie I_{det} jest prądem upływu paska, R_{bias} rezystorem polaryzującym pasków, a R_{fed} wspomnianym już rezystorem wzmacniacza (warto zauważyć że wkład od rezystorów R_{bias} i R_{fed} sumuje się jakby były one połączone równolegle). Ponieważ na prąd upływu detektora projektant nie ma wpływu (jego wartość wynika z aktualnie dostępnej technologii), jedyne parametry które możemy dobrać to rezystancje R_{bias} ⁶ i R_{fed} . Optymalna wartość tych rezystancji z punktu widzenia szumu jest tak duża, że dominujący staje się szum pochodzący od prądu upływu. Oszacujmy więc wielkość rezystancji R równoległego połączenia R_{bias} i R_{fed} .

Przyjmijmy za podstawę do obliczania prądu upływu wspomnianą wcześniej gęstość 80 pA/mm². Wtedy, dla paska o szerokości 100 μm i długości 10 mm (przewidywane rozmiary detektora) wyniesie on dokładnie 80 pA. Przy takim prądzie upływu w temperaturze pokojowej szum wnoszony przez rezystor R będzie miał wartość porównywalną do szumu prądu upływu jeżeli wartość rezystancji równoległej R wyniesie ok. 500 MΩ. Czyli każdy z rezystorów R_{bias} i R_{fed} powinien mieć zdecydowanie większą rezystancję. Osiągnięcie tak dużych wartości jest trudne, ale jasno wyznacza kierunek

⁶ Wartość rezystancji R_{bias} także zależy od technologii, ale wybierając jeden ze przedstawionych dalej sposobów polaryzacji pasków można w pewnych granicach ją dobrać.



Rysunek 5.6: Sposoby polaryzacji pasków detektora ze sprzężeniem AC; przy efekcie *punch-through* pominięto zupełnie warstwę zubożoną wewnątrz pierścienia ochronnego

dalszego postępowania: dążymy do uzyskania maksymalnych wartości każdego z rezystorów R_{bias} i R_{fed} .

Jak wspomniano wyżej, najprostszym sposobem polaryzacji pasków detektora AC jest przypięcie pojedynczego rezystora do każdego paska. Rezystory takie wykonuje się z polikrzemu. Mają one wartości od kilku do kilkudziesięciu $M\Omega$. Ponieważ kontrola procesu technologicznego prowadzącego do największych wartości rezystorów polikrzemowych jest mało precyzyjna, wykonane w ten sposób rezystory mogą mieć tolerancję nawet 50%. Ogranicza to, w praktyce, zakres użytecznych wartości do ok. 10 $M\Omega$. Niewątpliwą zaletą rezystorów polikrzemowych jest ich odporność na uszkodzenia radiacyjne oraz stabilność parametrów w czasie.

Znacznie wyższą rezystancję polaryzującą można uzyskać stosując detektor z tzw. *efektem punch-through* (rys. 5.6b). Nawet przy zerowym napięciu polaryzacji wokół paska i linii polaryzującej, która także jest paskiem typu p^+ , ale prostopadłym do pasków detekcyjnych i podłączonym do kontaktu V_{det} ⁷ utrzymuje się niewielka warstwa zubożona związana z potencjałem

⁷ W dyskutowanym tu rozwiązaniu kontakt V_{det} umieszcza się zazwyczaj na potencjale masy, a dodatnie napięcie polaryzacji podaje się poprzez kontakt n^+ znajdujący się na dole detektorów z rysunku 5.6.

wbudowanym złącza. Wraz ze wzrostem napięcia polaryzacji warstwa zubożona wokół linii polaryzującej poszerza się, aż do momentu zetknięcia się z obszarem zubożonym paska. Od tej chwili, pomiędzy elektrodą polaryzującą i paskiem zbierającym zaczyna płynąć prąd oparty na nośnikach mniejszościowych. Dalsze zwiększanie napięcia polaryzacji powoduje już wzrost napięcia pasków. Powstająca różnica potencjałów ΔU jest zdeterminowana odległością paski-linia polaryzującą oraz ilością ładunku uwięzionego w tlenku. Otrzymywane w ten sposób rezystancje dynamiczne mają wartość kilkudziesięciu $M\Omega$. Wadą tej metody jest mała odporność na uszkodzenia radiacyjne. Promieniowanie zmienia, po pewnym czasie, różnicę potencjałów ΔU zmieniając jednocześnie rezystancję polaryzującą pasek.

Problem z uszkodzeniami radiacyjnymi rozwiązuje się dodając do struktury z rysunku 5.6b bramkę sterującą potencjałem ΔU . W ten sposób, w strukturze detektora, otrzymuje się tranzystor FOXFET. Rezystancją dynamiczną jego kanału można sterować przykładając odpowiednie napięcie do bramki, uniezależniając się tym samym od zmian napięcia ΔU wywołanych ewentualnymi uszkodzeniami radiacyjnymi. Ponadto, jeżeli z powodu rozrzutu technologicznego różnica ΔU odbiega za bardzo od wymaganej w projekcie można dokonać jej korekty. Często bramki tranzystorów pozostawia się niepodłączone (pływające), otrzymując czysty efekt *punch-through*, i wykorzystuje dopiero gdy zajdzie taka potrzeba.

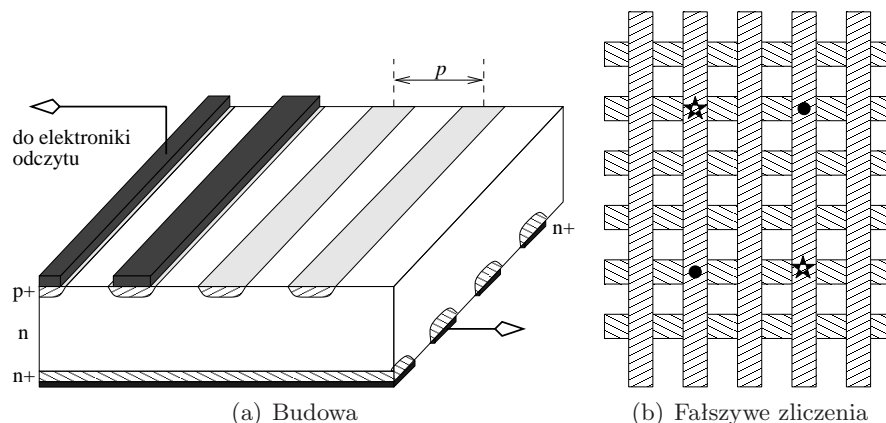
W zastosowaniu medycznym, w którym promieniowanie pada na krawędź detektora (taka konfiguracja detektora zostanie omówiona w następnym punkcie), można tak ustawić detektor, że tranzystory FOXFET znajdują się po przeciwnej stronie względem padającego promieniowania. Wtedy, dawki promieniowania w obszarze, gdzie znajduje się struktura FOXFET, są odpowiednio małe i efekt przesunięcia napięcie progowego da się skompensować potencjałem bramki. Wobec powyższego, rozwiązanie z tranzystorem FOXFET wydaje się najlepsze zapewniając z jednej strony wysoką rezystancję polaryzującą i dając możliwość skorygowania efektów starzenia się detektora w przyszłości.

5.3.4. Konfiguracje pracy detektorów paskowych

Detektor dwustronny

Krzemowe detektory paskowe można stosować jako detektory dwuwymiarowe. Wystarczy na drugiej stronie detektora wykonać dodatkowy układ pasków, prostopadłych do pierwotnego układu diod (rys. 5.7a). Ze względu na polaryzację detektora paski te muszą być typu n^+ , więc żeby uniknąć zwarcia między nimi, potrzeba je dodatkowo rozseparować. W tym celu, pomiędzy paski n^+ wprowadza się paski typu p , które wykonuje się fizycznie w procesie produkcji detektora lub otrzymuje indukcyjnie przez przyłożenie odpowiedniego pola elektrycznego [DG04, GGH⁺02]

Dwustronne detektory paskowe posiadają jedno bardzo istotne ograniczenie. Jeżeli odstęp czasowy pomiędzy dwoma kolejnymi fotonami jest mniejszy niż stałe czasowe występujące w detektorze i elektronice odczytu (czas zbierania ładunku z wnętrza detektora oraz czas kształtowania impulsu w elektronice), to elektronika zarejestruje jednocześnie zdarzenia na dwu pionowych i dwu poziomych paskach (rys. 5.7b). W tym wypadku, nie można



Rysunek 5.7: Paskowy detektor dwustronny; budowa i mechanizm powstawania fałszywych fotonów; jeżeli czarne kropki to właściwe pozycje fotonów to w miejscu gwiazdek powstają „duchy”

odróżnić zdarzeń rzeczywistych (czarne kropki) od fałszywych (gwiazdki). Ogranicza to zastosowania paskowych detektorów dwustronnych do stosunkowo niskich natężeń promieniowania i tym samym eliminuje je z dziedziny obrazowania medycznego.

Detektory paskowe w konfiguracji krawędziowej

Wadą dotychczas przedstawionych konfiguracji detektorów paskowych, w których promieniowanie pada na powierzchnię detektora, szczególnie w odniesieniu do zastosowań medycznych, jest niska wydajność detekcji.

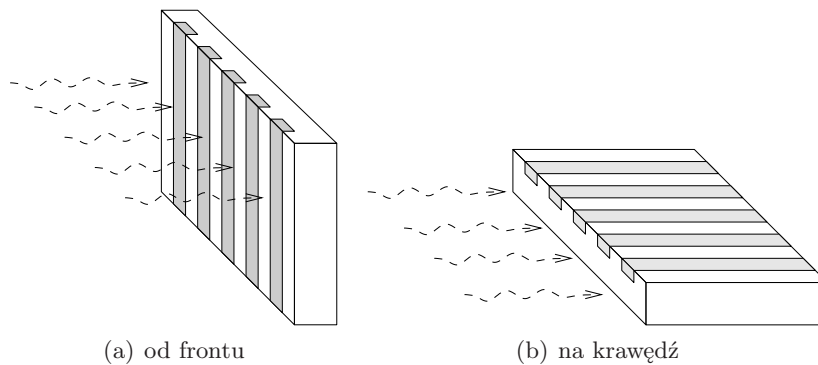
Wykonajmy proste obliczenia. Standardowa grubość detektora krzemowego wynosi $300\ \mu\text{m}$ co dla niższej z energii mammograficznych ($18\ \text{keV}$) daje tylko 30% wydajności detekcji, a dla wyższej ($36\ \text{keV}$) zaledwie 6%! Do osiągnięcia sensownej, z punktu widzenia eksperymentu medycznego, wydajności detekcji (90% i więcej) potrzebujemy co najmniej 2 mm krzemu dla $18\ \text{keV}$ (90%), a dla $36\ \text{keV}$ nawet 1,5 cm (95%). Co prawda, jeszcze detektory o grubości 2 mm można spotkać na rynku, ale zwiększając grubość detektora pogarsza się jednocześnie jego przestrzenną zdolność rozdzielczą.

Aby osiągnąć duże grubości objętości czynnej nie tracąc jednocześnie przestrzennej zdolności rozdzielczej, można używać detektora o standardowej grubości, jednak trzeba zmienić geometrię pomiaru. Zamiast świecić na powierzchnię detektora kierujemy promieniowanie na jego krawędź wzdłuż pasków, jak na rysunku 5.8, uzyskując grubość objętości czynnej równą długości detektora, a ta z powodzeniem może osiągnąć kilka centymetrów.

Łatwo zauważyć, że tak użyty detektor paskowy zaczyna przypominać detektor pikselowy z tą różnicą, że jest to tylko jedna linia pikseli⁸. Mając detektor o grubości $300\ \mu\text{m}$ i odległości międzypaskowej $100\ \mu\text{m}$ mamy linię pikseli o wymiarach $100 \times 300\ \mu\text{m}$. Dodając takiemu detektorowi możliwość przesuwania się (skanowania), w pionie wg rysunku 5.8b, otrzymamy w pełni funkcjonalny detektor dwuwymiarowy o dużej wydajności detekcji. Rozwiązanie takie, jakkolwiek bardzo atrakcyjne, także posiada swoje wady.

Wszystkie detektory półprzewodnikowe muszą posiadać tzw. *pierścień ochronny* (ang. *guard ring*); patrz rysunki 5.5 i 5.6. Jest to pasek okalający

⁸ Można dostrzec duże podobieństwo detektora paskowego w konfiguracji krawędziowej do detektora pikselowego 3D.



Rysunek 5.8: Sposoby świecenia na detektor paskowy; standardowo używa się detektorów paskowych w konfiguracji „od frontu”

obszar aktywny detektora, który ma za zadanie izolowanie tego obszaru od efektów brzegowych występujących na krawędziach. W konfiguracji krawędziowej pierścień ochronny stanowi strefę martwą, ponieważ fotony w nim pochłaniane nie będą rejestrowane przez elektronikę odczytu.

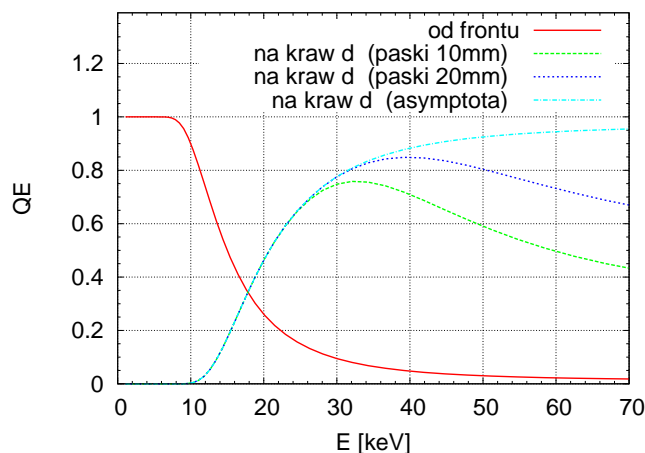
Rysunek 5.9 przedstawia wydajność detekcji QE detektora krzemowego, w zależności od energii padającego promieniowania dla detektora o grubości 300 μm w konfiguracji „od frontu”, i trzech przypadków w konfiguracji krawędziowej: dla pasków o długości 10 mm, 20 mm i nieskończenie długich pasków (asymptota) przy grubości warstwy martwej 765 μm (taki detektor zostanie użyty w eksperymencie). Widać, że wydajność detekcji w konfiguracji „od frontu” gwałtownie maleje powyżej energii ok. 10 keV, natomiast wydajność krawędziowa przy tej energii zaczyna dość szybko rosnąć; zerowe wydajności detekcji dla energii niższych niż 10 keV wynikają z wspomnianej warstwy martwej. Wydajność krawędziowa osiąga maksimum powyżej 30 keV, na poziomie ok. 0,8, po czym zaczyna spadać. Maksimum wydajności detekcji dla pasków o długościach 10 i 20 mm wynosi tylko ok. 0,8 z powodu pochłaniania fotonów w obszarze pierścienia ochronnego, a systematyczny spadek wydajności dla dużych energii spowodowany jest, z kolei, zbyt wysokimi energiami fotonów w stosunku do długości detektora. Chcąc rejestrować fotony z wyższymi energiami i wyższymi wydajnościami, potrzeba jeszcze dłuższego detektora z cieńszym pierścieniem ochronnym.

Problem z pochłanianiem promieniowania w pierścieniu można ominąć ustawiając detektor nie dokładnie równolegle do padającej wiązki, ale pod niewielkim kątem. Wtedy efektywna grubość detektora zostaje zwielokrotniona, pomimo że promieniowanie nie przechodzi przez obszar martwy. Takie rozwiązanie zastosowano w komercyjnym systemie Sectra MicroDose Mammography firmy Sectra Imtec AB⁹. Promieniowanie pada tam pod kątem 4°. Z detektorem o grubości 500 μm daje to wydajność kwantową nawet 90% dla 30 kVp filtrowanego spektrum z lampy wolframowej [Mik03].

Geometrię krawędziową do obrazowania medycznego wykorzystuje się w projekcie SYRMEP¹⁰ [ABB⁺97, CCD⁺97]. Projekt ten, jako źródła promieniowania rentgenowskiego używa synchrotronu ELETTRA zlokalizowanego w Trieście we Włoszech. Nowy układ scalony tej grupy [BPV⁺03] może zliczać impulsy z szybkością 100 kHz/pasek, a detektory o warstwie martwej

⁹ Sectra AB, Teknikringen 20, SE-583 30 Linköping, Sweden; <http://www.sectra.se/medical/>

¹⁰ SYRMEP z ang. *SYnchrotron Radiation for Medical Physics*



Rysunek 5.9: Wydajność detekcji w funkcji energii w konfiguracji krawędziowej dla różnych długości pasków; grubość pierścienia ochronnego 765 μm

tylko 300 μm mają przy 16 keV wydajność kwantową 60%, czyli ok. 2 razy więcej niż detektor, którego wydajność kwantowa pokazana jest na rysunku 5.9.

Jedna z grup francuskich zaprojektowała system, oparty na krzemowych detektorach paskowych w konfiguracji krawędziowej, przeznaczony do obrazowania kości, który może wykonywać zdjęcie nawet całej klatki piersiowej [FCE⁺99, HFP00a, HFP00b]. W projekcie tym użyto detektorów o grubości 500 μm i odległości międzypaskowej 500 μm . Długość pasków wynosi 5 cm ze względu na stosunkowo wysokie energie stosowane w obrazowaniu kości. Zbudowano działający prototyp, a ostatnie doniesienia literaturowe informują o planowanych próbach w jednym ze szpitali Paryża [HFP00b].

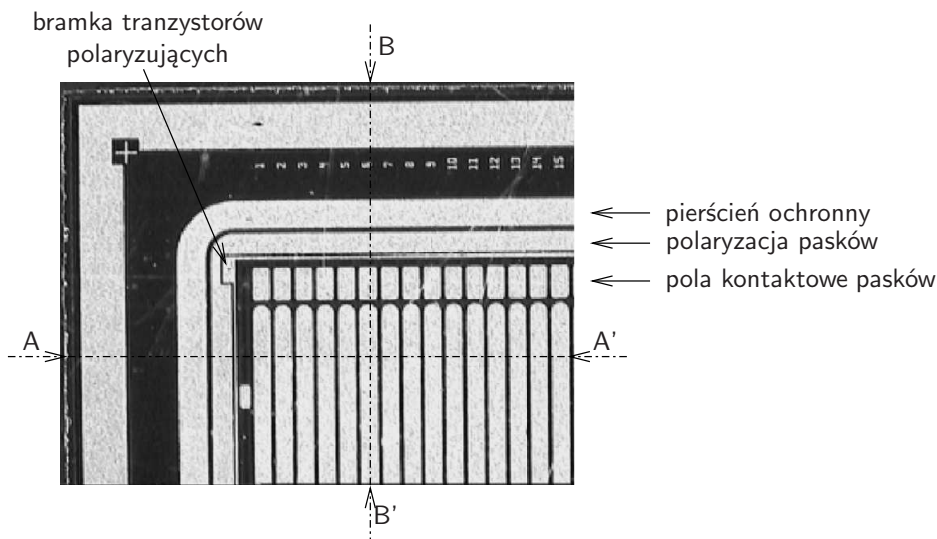
Planowana aplikacja medyczna dyskutowana w tej pracy ma wykorzystywać paskowe detektory krzemowe w konfiguracji krawędziowej przede wszystkim ze względu na wysokie wydajności detekcji, jakie taka geometria oferuje. Jak widać z zaprezentowanych tu kilku podobnych projektów, taki sposób wykorzystania detektora paskowego nie jest nowością, ale dotychczas nie próbowano połączyć detektora paskowego pracującego w konfiguracji krawędziowej z obrazowaniem dwuenergetycznym, czego próbuje dokonać nasza grupa.

5.4. Szczegóły budowy zastosowanego detektora

Detektor używany w prototypowej aplikacji jest krzemowym detektorem paskowym o odległości międzypaskowej 100 μm i długości pasków 10 mm. Grubość detektora wynosi 300 μm . Posiada on 400 pasków o średnim prądzie upływu 60 pA na pasek mierzonym przy napięciu 100 V. Zmierzona wartość napięcia pełnego zubożenia to 25 V, a długość obszaru martwego przy świeceniu na krawędź wynosi 765 μm . Pojemność pełnego zubożenia przypadająca na jeden pasek, zgodnie z formułą 5.13 powinna wynosić 0,34 pF, jednak ze względu na dominujące tutaj pojemności międzypaskowe pojemność pojedynczego paska otrzymywana w pomiarze ma wartość 2,5 pF.

Detektory zostały zaprojektowane i wykonane w ITC-IRST¹¹ w Trento

¹¹ ITC-IRST to Centrum Badań Naukowych i Technologicznych Trentońskiego Instytutu Kultury — <http://www.itc.it/irst/>



Rysunek 5.10: Zdjęcie jednego z rogów detektora użytego w eksperymencie; przekroje AA' i BB' odpowiadają rysunkom 5.5b i 5.6c

we Włoszech. Zdjęcie jednego z rogów detektora przedstawia rysunek 5.10. Linie przekrojów pozwalają odnieść rzeczywisty detektor do schematycznych rysunków wyjaśniających zasady działania takiej struktury. Linia AA' odpowiada przekrojowi przez detektor z rysunku 5.5b, a linia BB' koresponduje z przekrojem z rysunku 5.6c. Wszystkie bramki tranzystorów FOXFET łączy się razem, stąd na rysunku 5.10 jest tylko jedno takie wprowadzenie.

Dodatkowego omówienia wymaga sprawa szerokości obszaru martwego, kluczowa przy wykorzystaniu detektora w konfiguracji krawędziowej. Otóż, w czasie cięcia detektora jego krawędzie zostają zniszczone tzn. uszkodzona zostaje struktura krystaliczna oraz wprowadzone obce domieszki. Można powiedzieć, że na krawędzi detektora krzem z wysokorezystywnego zmienia się na niskorezystywny i co za tym idzie, napięcie polaryzacji przyłożone do spodu detektora pojawia się także na jego krawędziach. Ponieważ pierścień ochronny (rysunek 5.10) umieszczony jest na takim samym potencjale jak linia p^+ polaryzująca paski, to praktycznie pełne napięcie polaryzacji odkłada się w poprzek powierzchni detektora od krawędzi do pierścienia ochronnego. Dlatego, warstwa ta nie może być zbyt cienka, bo mogłoby dojść do przekroczenia granicznej wartości pola elektrycznego, przebicia i zniszczenia detektora. Z tych powodów obszar martwy ma szerokość, aż 765 μm . Warto dodać, w niedalekiej przyszłości ITC-IRST planuje wprowadzenie ulepszeń technologicznych i znacząco zredukowanie szerokości pierścienia ochronnego detektora.

Rozdział 6

Elektronika odczytu

Odczyt krzemowego detektora paskowego opisanego w poprzednim rozdziale wymaga układów elektronicznych, które będą potrafiły zarejestrować sygnały generowane przez fotony, wzmacnić je i zapamiętać. Tego typu układu elektronicznego nie da się wykonać inaczej niż w postaci monolitycznego układu scalonego. Jest tak z kilku powodów:

- duża liczba kanałów; wykonanie elektroniki na elementach dyskretnych obejmującej 400 kanałów o parametrach wymaganych w diskutowanym zastosowaniu jest przedsięwzięciem co najmniej karkołomnym. Staje się to tym większym wyzwaniem, jeżeli wziąć pod uwagę fakt, że w finalnym stanowisku spodziewamy się kilku równoległe pracujących systemów detektor-elektronika celem zmniejszenia wymagań dotyczących prędkości skanowania obrazowanego obiektu.
- rozmiary; ze względu na wymagania szumowe połączenia detektor-przedwzmacniacz muszą być jak najkrótsze; chodzi o to, żeby zminimalizować pojemność widzianą z wejścia wzmacniacza. Prowadzi to do wniosku, że elektronika powinna być umieszczona jak najbliżej detektora, w części ruchomej systemu. W systemie opartym na elementach dyskretnych jest to raczej niemożliwe ze względu na jego wagę i rozmiary. Ponadto, wykonanie w takim systemie elektroniki odczytu z gęstością 10 kanałów na milimetr, z jaką są ułożone paski detektora, też wydaje się niemożliwe.
- niezawodność; nawet jeżeli pominąć trudności techniczne i rozmiary systemu na elementach dyskretnych, to przy zakładanym poziomie skomplikowania należy się spodziewać, że czas bezawaryjnej pracy takiego systemu będzie dość krótki, a koszty utrzymania wysokie.

Te i inne powody prowadzą do jednoznacznego wniosku: chcąc wykonać wielokanałową niskoszumną elektronikę odczytu przeznaczoną do współpracy z krzemowym detektorem paskowym trzeba zaprojektować dedykowany mu układ scalony. Takim układem jest układ scalony Rx-64v3 przeznaczony do zastosowań omawianych w tej pracy.

Układ Rx-64v3 jest trzecim z kolei członkiem rodziny 64-kanałowych układów scalonych współpracujących z krzemowymi detektorami paskowymi. Wszystkie te układy zostały zaprojektowane w Katedrze Elektroniki Jądrowej Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Pierwszy układ rodziny Rx-64 powstał z myślą o zastosowaniach dyfrakcyjnych [ZDG⁺02], w których zresztą do dziś z powodzeniem pracuje. Był wyposażony w możliwość dyskryminacji tylko pojedynczej energii. Następna wersja (Rx-64v2), posiadająca już dwa progi dyskryminacji w kanale, była odpowiedzią na zapotrzebowanie sygnalizowane przez Instytut Eksperymentalnej Fizyki Jądrowej w Turynie w zakresie obrazowania medycznego wykorzystującego dwie energie promieniowania X. Z instytutem tym Katedra Elektroniki Jądrowej współpracuje od lat. Niestety skutek błędu projektowego w logice sterującej nie udało się nigdy osiągnąć pełnej funkcjonalności tego układu, ale przeprowadzone testy pozwoliły zmierzyć

jego parametry i dzięki temu odpowiednio skorygować następną wersję — Rx-64v3 — na której bazuje ta praca. Autor miał okazję i przyjemność brać udział w projektowaniu i testowaniu wszystkich układów rodziny Rx-64.

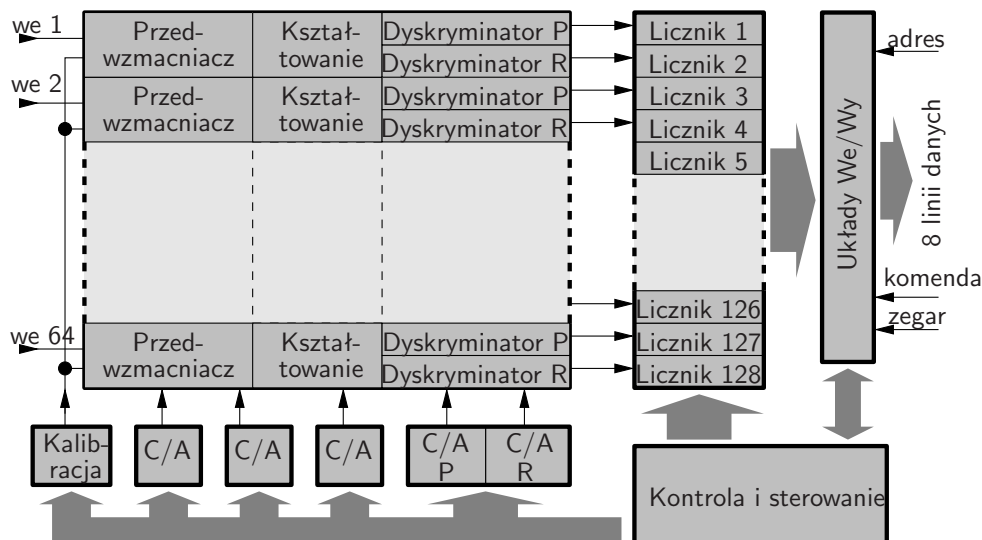
6.1. Architektura układu Rx-64v3

Układ scalony, który ma współpracować z detektorem paskowym musi posiadać wiele identycznych kanałów. Rozpatrując 400-paskowy detektor (opisany w punkcie 5.4) można w pierwszej chwili pomyśleć o zbudowaniu od razu układu 400-kanałowego, jednak przy tak dużym układzie, a więc i dużej powierzchni krzemu przeznaczonej na pojedynczą strukturę scaloną, zachodzi obawa, że uzysk produkcyjny będzie niski. Defekty pojawiające się w czasie produkcji, będące jego inherentną cechą, mają w przybliżeniu stałą gęstość powierzchniową. Stąd, niski uzysk dla układów o dużej powierzchni. Zbyt małe układy, to z kolei komplikacja systemu, dlatego wybiera się rozwiązanie kompromisowe. W układzie Rx-64v3, ze względu na m.in. szerokość standardowej cyfrowej szyny danych (8 bitów), zdecydowano się na 64 niezależne kanały. Do prototypowego 400 kanałowego detektora, podłącza się, 6 układów, a pozostałe 16 pasków (po 8 z każdego brzegu) łączy się z masą.

Przeprowadzone w poprzednim rozdziale omówienie sygnałów generowanych przez detektor w odpowiedzi na kwant promieniowania X doprowadziło do wniosku, że pierwszym stopniem toru analogowego powinien być wzmacniacz ładunkowy. Drugim stopniem jest układ kształtujący, a ostatnim przetwornik analogowo-cyfrowy (A/C) mierzący energię fotonu. Wykonanie kilkubitowego przetwornika A/C w każdym kanale jest nierealne ze względu na dużą powierzchnię oraz moc generowaną przez taki blok. Jednak, ponieważ w dyskutowanej aplikacji rozróżnieniu podlegają tylko dwie energie (zakłada się, że w wiązce będą tylko dwie dobrze określone energie promieniowania E_l i E_h ; przy czym $E_l < E_h$), to przetwornik A/C można zredukować do układu dwu dyskryminatorów, wyposażonych w liczniki. Jeżeli próg jednego dyskryminatora (nazwijmy go „P”) ustawiony zostanie poniżej E_l , a drugiego („R”) pomiędzy energiami E_l i E_h , to licznik P zarejestruje wszystkie padające kwanty, a licznik R tylko te o energii E_h . Wystarczy teraz odjąć liczbę kwantów zarejestrowaną w liczniku R od liczby z licznika P, aby otrzymać liczbę fotonów o energii E_l . Taką właśnie architekturę posiada układ Rx-64v3, którego schemat blokowy przedstawia rysunek 6.1.

Sterowanie progami dyskryminacji odbywa się przy pomocy wewnętrznych 8-bitowych przetworników cyfrowo-analogowych (C/A). Oprócz przetworników kontrolujących progi dyskryminacji układ Rx-64v3 został wyposażony jeszcze w trzy 6-bitowe przetworniki C/A kontrolujące podstawowe parametry toru analogowego. W bloku przetworników znajduje się także podukład kalibracyjno-testowy pozwalający na funkcjonalne testowanie toru analogowego. Układ ten wysyła na wejścia kanałów impulsy o kontrolowanej amplitudzie ustawianej jeszcze jednym przetwornikiem C/A.

Aby ułatwić sterowanie całością dodaje się wewnętrzny dekodery komend. Można wtedy sterować układem wysyłając do niego łączem szeregowym komendy: ładujące wartości do poszczególnych przetworników C/A, rozpoczynające i kończące zbieranie danych, inicjujące procedurę odczytu zawartości liczników czy testujące układ. Stosując wspomnianą logikę sterującą unika się całkowicie zewnętrznego sterowania prądami czy napięciami przy pomocy rezystorów nastawnych, znacząco upraszczając obsługę całego systemu. Je-



Rysunek 6.1: Schemat blokowy układu Rx-64v3

dynymi wyprowadzeniami układu (pomijając wyjścia testowe) są końcówki zasilające oraz wejścia i wyjścia cyfrowe.

Każdy układ scalony Rx-64v3 posiada identyfikujący go 3 bitowy adres ustawiany przy montażu na płycie drukowanej. Daje to możliwość przyłączenia kilku układów umieszczonych na płycie drukowanej do jednej magistrali sterującej, bo komendy mogą być kierowane do wybranego układu. Dodatkowo wyjścia danych zrealizowano jako bramki trójstanowe, które wychodzą ze stanu wysokiej impedancji tylko na czas wysyłania danych. Stąd, także wyjścia danych kilku układów można przyłączyć do jednej wspólnej magistrali danych. Te dodatkowe usprawnienia redukują znacznie ilość przewodów potrzebną do obsługi całego eksperymentu; do obsługi 8 układów scalonych wystarcza 8 linii danych i trzy linie sterujące.

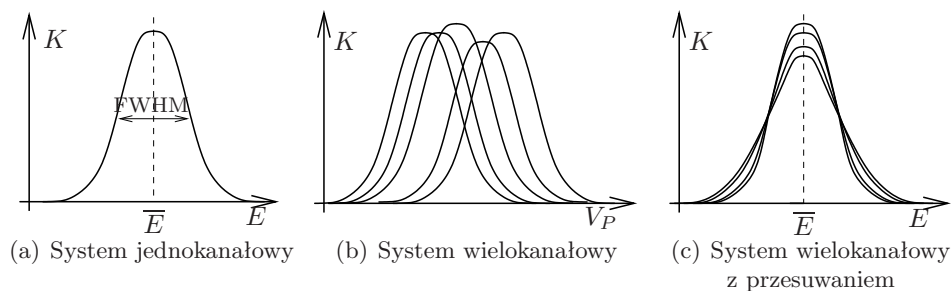
6.2. Rozdzielczość energetyczna

Za względu na konieczność rozróżniania energii padającego promieniowania jednym z ważniejszych parametrów układu Rx-64v3 jest rozdzielczość energetyczna. Jest ona ściśle związana z podstawowymi parametrami analogowymi układu. Nie dyskutuje się jej zazwyczaj w odniesieniu do systemów wielokanałowych ze wspólnym progiem dyskryminacji, dlatego przyjrzymy się bliżej tej wielkości w kontekście omawianego układu bez wnikania w szczegóły jego konstrukcji.

Rozważmy na początek tylko jeden kanał omawianego układu scalonego z jednym dyskryminatorem; niech to będzie dyskryminator P . W odpowiedzi na ładunek Q z detektora, odpowiadający energii $E = wQ/e$ (wzór 5.18 ze strony 54), na wyjściu tego kanału powinno pojawić się napięcie V_P proporcjonalne do ładunku wejściowego wg wzoru

$$V_P = gQ + f, \quad (6.1)$$

gdzie g jest wzmocnieniem, a f napięciem niezrównoważenia. Napięcie niezrównoważenia jest napięciem, które utrzymuje się na wyjściu kanału mimo braku sygnału na wejściu. W przypadku idealnym jest równe zero, ale w praktycznej realizacji nie da się go uniknąć.



Rysunek 6.2: Piki sygnałowe dla systemu jedno i wielokanałowego — rozdzielczość energetyczna

Ze względu na szумы występujące w układzie i statystyczny charakter detekcji promieniowania (czynnik Fano) nawet promieniowanie monoenergetyczne padające na detektor będzie dawało na wykresie przedstawiającym liczbę zliczeń w funkcji energii pik o kształcie gaussowskim (jak na rysunku 6.2a). W detektorze paskowym efekty związane z podziałem ładunku między paskami dają pewne niewielkie odstępstwa od krzywej Gaussa, które można pominąć bez szkody dla prowadzonych tu rozważań.

Piki sygnałowe przedstawione na rysunku 6.2 wymagają komentarza. Otóż, w układzie z progiem dyskryminacji wykonując skan liczby zliczeń w funkcji progu dyskryminacji otrzymuje się, jako wynik, komplementarną funkcję błędu. Dopiero po zróżniczkowaniu i pomnożeniu przez -1 wynik takiego skanu będzie przypominał rozkłady na rysunku 6.2. W tym sensie należy rozumieć, znajdujące się w tym podrozdziale, odwołania do pików gaussowskich otrzymywanych z pomiaru polegającego na wykonaniu skanu w funkcji progu dyskryminacji.

Rozdzielczość energetyczną Δ_E systemu jednokanałowego definiuje się wzorem

$$\Delta_E = \frac{\text{FWHM}}{E}, \quad (6.2)$$

gdzie FWHM jest szerokością połówkową piku¹, a E jest energią odpowiadającą jego wartości średniej. Szerokość połówkowa FWHM nazywana jest też *energetyczną zdolnością rozdzielczą*.

Szerokość połówkowa FWHM piku gaussowskiego oraz jego odchylenie standardowe σ wiążą się poprzez stałą, którą oznaczymy η

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{\ln 4} \sigma = \eta\sigma. \quad (6.3)$$

Przepiszmy definicję rozdzielczości energetycznej danej wzorem 6.2 do postaci, którą łatwiej będzie się posługiwać w dalszych rozważaniach bazujących głównie na odchyleniach standardowych

$$\Delta_E = \eta \frac{\sigma_E}{E}, \quad (6.4)$$

gdzie σ_E jest odchyleniem standardowym piku gaussowskiego z rysunku 6.2a.

Jak łatwo się domyślić patrząc na funkcję przenoszenia kanału (równanie 6.1), wielkością bezpośrednio mierzoną na wyjściu układu jest napięcie

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

V. Stąd otrzymujemy odchylenie standardowe σ_v w jednostkach napięcia, które można przeliczyć do jednostek energii używając prawa przenoszenia błędów [Bra99]. Jeżeli dodatkowo, dla uproszczenia wzoru, wyrazimy energię E w jednostkach ładunku to rozdzielczość Δ_E przyjmie postać

$$\Delta_E = \eta \frac{\sigma_v}{gQ}. \quad (6.5)$$

W ten sposób otrzymaliśmy rozdzielczość energetyczną dla systemu jednokanałowego opisanego formułą 6.1.

W rzeczywistym układzie wielokanałowym sytuacja jest bardziej skomplikowana, bo pojawia się *rozrzut parametrów elementów*. Proces wytwarzania struktury scalonej jest w pewnym stopniu procesem stochastycznym. Wartości parametrów elementów (np. napięcie progowe w tranzystorze) mogą się wahać z pewnymi odchyleniami standardowymi, specyfikowanymi zazwyczaj przez producenta. Dlatego, wzmocnienie g , napięcia niezrównoważenia f i szum σ_v są tak naprawdę inne w każdym kanale. Funkcję odpowiedzi na ładunek wejściowy Q , daną wzorem 6.1, należy więc zapisać jako

$$V_{P_i} = g_i Q + f_i, \quad (6.6)$$

gdzie i jest numerem kanału. Ponieważ, w dyskutowanym układzie, próg dyskryminacji, zadany napięciem V_P , jest wspólny dla wszystkich kanałów, to wykres liczby zliczeń funkcji tego progu będzie się teraz przedstawiał jak na rysunku 6.2b.

Żeby przenieść otrzymane piki do przestrzeni energii możliwie są dwa sposoby postępowania zależne od sposobu pracy systemu

SP-I jeżeli pomiar polega na wykonywaniu skanów w funkcji progu dyskryminacji (tak jak na rysunku 6.2b), to nic nie stoi na przeszkodzie, aby każdy kanał przeliczyć osobno używając wyznaczonych wcześniej wartości wzmocnienia i napięcia niezrównoważenia. Rezultatem takiej procedury będzie wykres podobny do rysunku 6.2c; średnie wszystkich pików leżą w tym samym miejscu, ale ich odchylenia standardowe pozostają różne.

SP-II inna sytuacja wystąpi w przypadku kiedy używamy układu z ustalonym progiem dyskryminacji — bez skanowania. W tym wypadku jedynym logicznym sposobem postępowania jest proste wyskalowanie progu dyskryminacji V_P wspólnego dla wszystkich kanałów w jednostkach energii. Odpowiada to rysunkowi 6.2b z V_P zamienionym na E .

W obydwu wymienionych wyżej przypadkach rozdzielczość energetyczna systemu wielokanałowego będzie różna. Dodatkowo obydwie te rozdzielczości różnią się od rozdzielczości energetycznej dla jednego kanału. Stąd, konieczne jest, na potrzeby tej pracy, rozszerzenie definicji rozdzielczości energetycznej na przypadek wielokanałowy. W tym celu wprowadzimy nowe pojęcie *piku systemu wielokanałowego*, który będzie średnią wszystkich pików przedstawionych na rysunku 6.2b lub 6.2c.

Z punktu widzenia zastosowań medycznych dyskutowanych w tej pracy z dwu sposobów przenoszenia wykresów z rysunku 6.2b do przestrzeni energii ważniejszy jest sposób II, dlatego to właśnie na nim skupimy się w dalszej części tego tekstu.

6.2.1. Ustalony próg dyskryminacji

Rysunek 6.2b pokazuje sytuację, w której temu samemu ładunkowi wejściowemu Q odpowiadają różne maksima pików, czyli progi dyskryminacji V_{P_i} (formuła 6.6). Jednak w systemie ze sztywno ustawionym progiem dyskryminacji ważniejsza jest rozdzielczość energetyczna wyznaczona nie dla określonego ładunku wejściowego, ale dla ustalonego progu² V_P . Przepiszmy więc formułę 6.6 do postaci z ustalonym progiem dyskryminacji wyznaczając, w ten sposób, odpowiadające mu ładunki w poszczególnych kanałach

$$Q_{P_i} = \frac{1}{g_i} V_P - \frac{f_i}{g_i}. \quad (6.7)$$

Teraz można wyznaczyć skalowanie progu dyskryminacji w jednostkach ładunku. Wystarczy poddać formułę 6.7 operacji uśredniania obustronnego zakładając dodatkowo, że wzmocnienie g i napięcie niezrównoważenia f są niezależne statystycznie (ze względu na konstrukcję kanału tak właśnie powinno być), by otrzymać

$$\overline{Q_P} = \overline{(1/g)} (V_P - \overline{f}). \quad (6.8)$$

Wobec tego, że skalowanie progu w jednostkach energii jest identyczne dla wszystkich kanałów, to i szumy wyjściowe σ_{v_i} związane z kolejnymi kanałami podlegają przeliczeniu do jednostek energii z użyciem średniej wartości odwrotności wzmocnienia

$$\sigma_{n_i} = \overline{(1/g)} \sigma_{v_i}. \quad (6.9)$$

Mając wyznaczone wartości ładunków oraz szumów związane z wybranym progiem dyskryminacji V_P można przystąpić do sumowania związanych z nimi rozkładów Gaussa; przy czym zakładamy, że każdy pik dany jest rozkładem normalnym $N(Q_{P_i}, \sigma_{n_i})$ o wartości średniej Q_{P_i} i odchyleniu standardowym σ_{n_i} . Wobec tego *pik systemu wielokanałowego* wyrazi się formułą

$$F = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N(Q_{P_i}, \sigma_{n_i}). \quad (6.10)$$

Ponieważ zdefiniowaliśmy „pik” opisujący system wielokanałowy, to podaną wcześniej definicję rozdzielczości energetycznej można teraz stosować bezpośrednio w odniesieniu do funkcji F . Warto zauważyć, że definicja funkcji F jest tak skonstruowana, że w systemie idealnym, w którym wzmocnienie, napięcie niezrównoważenia i szum jest taki sam we wszystkich kanałach (czyli równoważnym systemowi jednokanałowemu) F zredukuje się do formuły opisującej pojedynczy kanał.

Do wyznaczenia rozdzielczości energetycznej systemu wielokanałowego pozostaje obliczyć wartość średnią \overline{F} i odchylenie standardowe σ_F . Krótkie rachunki prowadzą do wyrażeń

$$\overline{F} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n Q_{P_i} = \overline{Q_P} \quad (6.11a)$$

$$\sigma_F^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_{n_i}^2 + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (Q_{P_i} - \overline{Q_P})^2. \quad (6.11b)$$

² Oczywiście zawsze progowi V_P odpowiada pewien ładunek Q_P , ale do obliczeń trzeba ustalić punkt wyjścia.

Pierwszym składnikiem wariancji σ_F^2 , jest średnia kwadratowa wartości skutecznych szumów σ_{n_i} . Drugi natomiast, to wariancja efektywnego ustawienia progu V_P , który wyrażony w jednostkach ładunku ma wartość $\overline{Q_P}$ (wg wzoru 6.8). Wariancję tą nazywać będziemy także *rozrzutem ustawienia progu dyskryminacji* i oznaczać σ_r . Można teraz zapisać rozdzielczość energetyczną systemu wielokanałowego jako

$$\Delta_E = \eta \frac{\sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_r^2}}{Q_P}. \quad (6.12)$$

Do wyznaczenia rozdzielczości energetycznej w pełnej postaci pozostaje rozpisać σ_r na elementy składowe. W tym celu użyjemy prawa przenoszenia błędów [Bra99] w odniesieniu do formuły 6.8. Zakładając, wspomnianą już, niezależność statystyczną wektorów g i f otrzymujemy

$$\sigma_r^2 = \overline{(1/g)^2} \sigma_f^2 + \frac{\overline{Q_P^2}}{(\overline{1/g})^2} \sigma_{1/g}^2, \quad (6.13)$$

gdzie $\sigma_{1/g}$ jest rozrzutem odwrotności wzmocnień, a σ_f rozrzutem napięcia niezrównoważenia.

Wzór 6.13 niesie ze sobą istotną informację: wkład rozrzutu wzmocnień i napięcia niezrównoważenia do całkowitego rozrzutu ustawienia progu dyskryminacji zależy od ustawienia tego progu. Dla małych ładunków $\overline{Q_P}$ (nisko ustawiony próg dyskryminacji) rozrzut σ_r zdeteminowany jest głównie przez rozrzut napięcia niezrównoważenia. Wraz ze wzrostem progu dyskryminacji coraz bardziej znaczący staje się rozrzut wzmocnień, a dla dużych wartości $\overline{Q_P}$ rozrzut σ_r rośnie praktycznie liniowo z $\overline{Q_P}$ ze współczynnikiem proporcjonalności $\sigma_{1/g}/\overline{(1/g)}$.

Podstawiając formuły 6.9 i 6.13 do wyrażenia 6.12 otrzymuje się ostateczny wzór na rozdzielczość energetyczną układu wielokanałowego w przypadku pracy z ustalonym progiem dyskryminacji

$$\Delta_E = \eta \sqrt{\frac{(\overline{1/g})^2}{\overline{Q_P^2}} (\sigma_v^2 + \sigma_f^2) + \frac{\sigma_{1/g}^2}{(\overline{1/g})^2}}. \quad (6.14)$$

Co ciekawe, rozrzut napięcia niezrównoważenia σ_f , z punktu widzenia rozdzielczości energetycznej, zachowuje się tak jakby na wyjściu każdego kanału pojawiło się dodatkowe źródło szumu o wartości σ_f .

Obecność średniej odwrotności wzmocnienia $1/g$ i odchylenia standardowego tej wielkości w formule 6.14 może powodować pewne trudności interpretacyjne. Jednak wystarczy zauważyć, że w każdym poprawnie zaprojektowanym układzie scalonym, ze względu na jednorodność kanałów, powinna zachodzić nierówność $\sigma_g \ll \overline{g}$. Wtedy można zastosować przybliżenie $\overline{1/g} \simeq 1/\overline{g}$ i sprowadzić wyrażenie 6.14 do zdecydowanie prostszej choć przybliżonej postaci

$$\Delta_E \simeq \frac{\eta}{\overline{g}} \sqrt{\frac{\sigma_v^2 + \sigma_f^2}{\overline{Q_P^2}} + \sigma_g^2}. \quad (6.15)$$

Podobnie jak rozrzut ustawienia progu dyskryminacji σ_r (formuła 6.13) także rozdzielczość energetyczna wyraźnie zależy od ustawionego progu dyskryminacji ($\overline{Q_P}$). Widać że dla małych progów Δ_E może osiągać bardzo duże wartości (niska rozdzielczość energetyczna), natomiast dla dużych wartości

$\overline{Q_P}$ będzie dążyć asymptotycznie do wartości stałej równej w przybliżeniu $\eta\sigma_g/\overline{g}$.

Z powyższego wynika, że dla rozdzielczości energetycznej kluczowe znaczenie mają wartości rozrzutów parametrów kanałów oraz szumy. Generalnie, żeby otrzymać wysoką rozdzielczość energetyczną należy dążyć do minimalizacji wszystkich tych parametrów, ale zazwyczaj nie jest to możliwe, gdyż są to wymagania wzajemnie sprzeczne. Na podstawie wzorów 6.14 i 6.15 można stwierdzić, że w projekcie układu scalonego istnieje pewna dowolność minimalizacji poszczególnych wielkości $\overline{\sigma_v^2}$, σ_f^2 i σ_g^2 , jako że celem nadrzędnym jest minimalizacja całej funkcji Δ_E .

6.2.2. Skanowanie po progu dyskryminacji

Przy pomiarach ze zmiennym progiem dyskryminacji (sposób postępowania I ze strony 73) rozdzielczość energetyczna wyrażać się będzie wzorem nieco innym od 6.14. Ponieważ zmierzone piki z rysunku 6.2b ulegają nasunięciu na siebie (rys. 6.2c), to z formuły 6.14 usuwa się składniki związane z rozrzutem progu dyskryminacji σ_r . Zaniedbaniu ulegają więc rozrzuty wzmocnień i napięcie niezrównoważenia.

Ze względu na to że skalowanie progu do jednostek energii zachodzi teraz niezależnie w każdym kanale, to i szum wyjściowy σ_v należy przeliczyć na jednostki ładunku używając w każdym kanale przypisanego mu wzmocnienia. Po takich przekształceniach rozdzielczość energetyczna przyjmuje postać

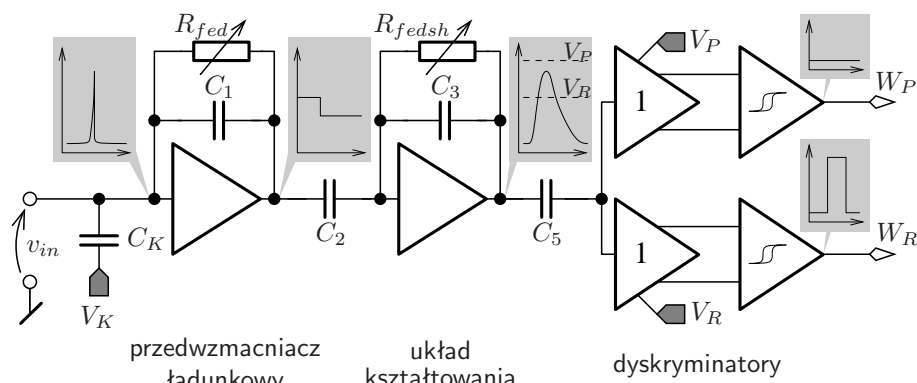
$$\Delta_E^{(A)} = \frac{\eta}{Q_P^2} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_{v_i}^2}{g_i^2}} = \frac{\eta}{Q_P^2} \sqrt{\left(\frac{\sigma_v}{g}\right)^2}. \quad (6.16)$$

Ze względu na nakładanie się na siebie pików (rys. 6.2c) otrzymane wyrażenie można uznać za maksymalną rozdzielczość jaką układ wielokanałowy można osiągnąć i dlatego taka rozdzielczość zostanie nazwana *asymptotyczną rozdzielczością energetyczną* układu wielokanałowego.

Wyniki pomiarowe (więcej na ten temat w rozdziale 7) wskazują, że obie średnie szumowe (σ_v/g) i $\overline{\sigma_v} \cdot (1/g)$ w praktyce są sobie równe. W takim razie wielkość $\Delta_E^{(A)}$ można utożsamiać z granicznym przypadkiem wielkości Δ_E , kiedy rozrzuty parametrów kanałów są zaniedbywalne na tle szumu.

6.3. Tor analogowy

Projektując kanał analogowy chcielibyśmy otrzymać układ, który zajmuje możliwie małą powierzchnię, rozprasza mało mocy, ma niskie szumy, wysoką jednorodność parametrów i jednocześnie jest odporny na zakłócenia od sygnałów cyfrowych. Niestety jest to niemożliwe, bo wszystkie te parametry nakładają na układ wzajemnie sprzeczne ograniczenia. Na przykład, z punktu widzenia optymalizacji szumowej korzystnie jest pracować z dużym prądem co stoi w oczywistej sprzeczności z ograniczeniami na rozpraszaną moc. Ponadto, rozwiązania układowe korzystne z punktu widzenia szumów są niekorzystne z punktu widzenia jednorodności parametrów i wrażliwości na zakłócenia z części cyfrowej itd. Generalnie, wszystkie wymienione parametry trzeba rozpatrywać łącznie tzn. np. optymalizując układ szumowo trzeba zwracać uwagę czy proponowane rozwiązanie zapewnia dostateczną jednorodność parametrów i nie wymaga dostarczenia zbyt dużej mocy.



Rysunek 6.3: Schemat blokowy pojedynczego kanału analogowego; na rysunku pokazano kolejne stany przetwarzanego sygnału; przy sygnale na wyjściu układu kształtowania zaznaczono przykładowe progi ustawione w dyskryminatorach

Na kanał analogowy (pokazany na rysunku 6.3) składają się przedwzmacniacz ładunkowy, układ kształtowania i dwa dyskryminatory. Jeżeli założyć, że na wejście układu podawany jest ładunkowy impuls quasi-dirakowski³, to na wyjściu pierwszego stopnia pojawi się skok napięcia o wartości proporcjonalnej do ładunku w impulsie wejściowym. Skok ten zanika ze stałą czasową określoną przez wartości rezystora R_{fed} i rozładowywanego przez niego kondensatora C_1 . Stała rozładowania kondensatora C_1 limituje jednocześnie szybkość układu⁴.

Inną drogą podania impulsu ładunkowego na wejście kanału jest wykorzystanie wejścia testowego V_K . Pojemność C_K przyłączona jest do wspomnianego wcześniej układu kalibracyjno-testowego generującego impulsy napięciowe o regulowanej amplitudzie (patrz rys. 6.1). W ten sposób można zasymulować impuls ładunkowy z detektora i przetestować działanie całego toru analogowego.

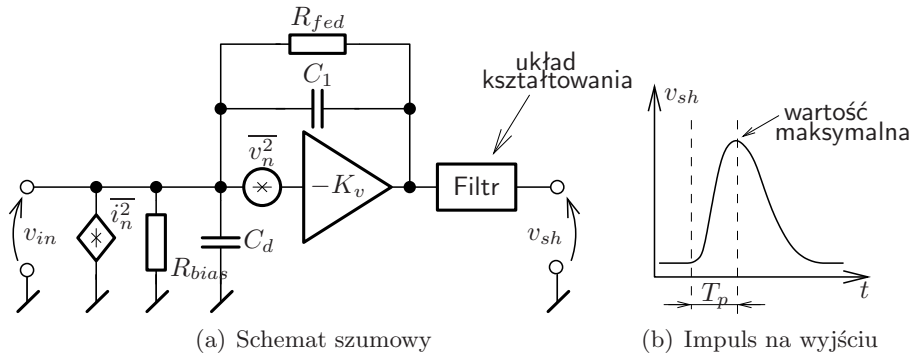
Skok napięcia pochodzący z pierwszego stopnia jest następnie, dla podniesienia stosunku sygnału do szumu, formowany w układzie kształtowania do postaci impulsu quasi-gaussowskiego i w takiej formie podawany na wejścia dyskryminatorów. Tu następuje konwersja sygnału niesymetrycznego do postaci różnicowej — w konwerterach pokazanych na rysunku 6.3 w postaci wzmacniaczy o wzmacnieniu jednostkowym. Oprócz konwersji sygnału układy te dodają jeszcze do sygnałów różnicowych odpowiednie napięcia stałe ustawiając w ten sposób progi dyskryminacji zadane napięciami V_P i V_R .

W przypadku kiedy amplituda impulsu z układu kształtującego przekroczy zadany próg (jak to się dzieje na rysunku 6.3 dla dyskryminatora R) na wyjściu wytwarzany jest impuls cyfrowy zwiększający stan przyłączonego licznika o 1. W przypadku przeciwnym dyskryminator — a właściwie komparator, który porównuje impuls z zadany próg — nie odpowiada.

Rozrzuty napięcia niezrównoważenia generowane w przedwzmacniaczu i układzie kształtowania są odcinane przez sprzężenia pojemnościowe C_2 i C_5 . Ostatecznie więc do rozrzutu napięcia niezrównoważenia na wyjściu kanałów wchodzi tylko napięcia niezrównoważenia komparatora. Jest to główny powód dla którego dyskryminatory pracują różnicowo, bo rozrzu-

³ Zawsze można to założyć jeżeli tylko stałe czasowe układu są znacznie dłuższe od czasu trwania impulsu.

⁴ Jeżeli impulsy wejściowe przychodzą zbyt szybko to kondensator nie zdąży się rozładować. Prowadzi to do nasycenia układu.



Rysunek 6.4: Szumowy schemat zastępczy przedwzmacniacza ładunkowego wraz z detektorem i układem kształtowania impulsu w postaci filtru; oraz kształt impulsu na wyjściu filtru z zaznaczonym czasem kształtowania

ty parametrów minimalizuje się znacznie lepiej w układach różnicowych. Dodatkowo, taka architektura daje dobre tłumienie zakłóceń wspólnych np. od napięcia zasilania. Z tego punktu widzenia korzystnie byłoby zrealizować także dwa pierwsze stopnie w modzie różnicowym, ale wtedy szum toru analogowego, generowany głównie przez te dwa stopnie, będzie większy. Dlatego podukłady wzmacniacza ładunkowego i kształtowania zostały zrealizowane w architekturze niesymetrycznej. Jak zobaczymy analizując wyniki pomiarów, to właśnie szumy ograniczają rozdzielczość energetyczną układu Rx-64v3.

6.3.1. Przedwzmacniacz ładunkowy i układ kształtowania — optymalizacja szumowa toru analogowego

W przypadku, kiedy stopniem wejściowym jest wzmacniacz ładunkowy, zastępczy schemat szumowy kanału może być przedstawiony jak na rysunku 6.4a. Na szum prądowy $\overline{i_n^2}$ składają się: szumy termiczne rezystancji polarizującej detektor R_{bias} , rezystancji sprzężenia zwrotnego R_{fed} oraz szumy śrutowe prądu upływu detektora I_{det} . Formuła opisująca gęstość widmową tego szumu była już podana przy rozważaniach dotyczących detektora (wzór 5.31 na stronie 62), ale dla porządku przytoczymy ją raz jeszcze

$$\frac{d\overline{i_n^2}}{df} = 2eI_{det} + \frac{4k_B T}{R_{bias}} + \frac{4k_B T}{R_{fed}}; \quad (6.17)$$

przy czym e to ładunek elementarny, k_B stała Boltzmanna, a T jest temperaturą bezwzględną. W naszym przypadku główny wkład do szumu będzie pochodził od rezystora R_{fed} . Stąd, w dalszych rozważaniach dwa pozostałe składniki będziemy pomijać.

Napięciowe źródło szumów $\overline{v_n^2}$ z rysunku 6.4a reprezentuje w głównej mierze szum własne wzmacniacza. Gęstość widmową tego szumu przedstawia się formułą [Kor00]

$$\frac{d\overline{v_n^2}}{df} = A + \frac{B}{f} + 4k_B T R_{con}, \quad (6.18)$$

gdzie współczynnik A reprezentuje szum biały (termiczny) wzmacniacza, B związane jest z jego szumem typu $1/f$, a R_{con} jest szeregową rezystancją pasożytniczą połączeń pomiędzy detektorem i przedwzmacniaczem. Rezystancję R_{con} tworzy suma: rezystancji bramki tranzystora wejściowego

wzmacniacza, rezystancji ścieżki metalowej łączącej ten tranzystor z polem kontaktowym wewnątrz struktury scalonej i rezystancji paska metalu na detektorze.

W układach ze wzmacniaczem ładunkowym szum przeliczony na wejście układu wyrażany jest zazwyczaj w elektronach. Taki ładunek nazywany jest *ekwiwalentnym ładunkiem szumowym* (ENC^5). W omawianym układzie, całkowity szum wejściowy wyrażony w elektronach, będzie sumą napięciowego szumu termicznego ENC_w , napięciowego szumu typu $1/f$ oznaczonego ENC_f oraz prądowego szumu termicznego ENC_i , więc

$$ENC^2 = ENC_w^2 + ENC_f^2 + ENC_i^2. \quad (6.19)$$

Ogólna analiza układu z rysunku 6.4a prowadzi do wzoru na całkowity ekwiwalentny ładunek wejściowy w postaci [GM86, CS91]

$$ENC = \sqrt{\frac{F_w C_{in}^2}{T_p} (A + 4k_B T R_{con}) + F_f C_{in}^2 B + F_i T_p c}, \quad (6.20)$$

gdzie

C_{in} — całkowita pojemność widziana z wejścia wzmacniacza, na którą składają się: pojemności C_d i C_1 ze schematu 6.4a oraz pojemność wejściowa wzmacniacza C_g będąca pojemnością bramki wejściowego tranzystora MOS

T_p — czas kształtowania definiowany jako czas, po którym odpowiedź na wyjściu układu kształtującego osiąga maksimum (patrz rys. 6.4b)

c — szum prądowy dany formułą 6.17

F_w, F_f, F_i — stałe zależne od typu filtra jaki stanowi układ kształtowania.

Układ kształtowania w Rx-64v3 jest równoważny filtrowi CR-(RC)², wobec czego odpowiednie składowe całkowitego szumu ENC wynoszą [Kor00]

$$ENC_w^2 = \frac{0,847}{e^2} \frac{(C_d + C_1 + C_g)^2}{T_p} (A + 4k_B T R_{con}) \quad (6.21a)$$

$$ENC_f^2 = \frac{3,41}{e^2} (C_d + C_1 + C_g)^2 B \quad (6.21b)$$

$$ENC_i^2 = \frac{0,635}{e^2} T_p \frac{4k_B T}{R_{fed}}; \quad (6.21c)$$

przy czym formuła na szum prądowy uwzględnia tylko wkład od rezystora w sprzężeniu zwrotnym wzmacniacza.

Spróbujmy przyglądać się bliżej formułom 6.21 oraz parametrom w nich występującym, na razie bez wnikania w strukturę wewnętrzną wzmacniacza, czyli bez znajomości parametrów A i B oraz wielkości C_g i R_{con} :

pojemność C_d jest całkowitą pojemnością detektora widzianą z wejścia wzmacniacza. Jest ona zdeterminowana wymiarami detektora oraz sposobem w jaki jest on połączony z układem scalonym. W naszym przypadku całkowita pojemność pojedynczego paska wynosi 2,5 pF, ale ponieważ łączymy układ z detektorem przy pomocy metody ultrakompresji, to konieczne jest jeszcze uwzględnienie pojemności pola kontaktowego na układzie scalonym. Dla technologii AMS 0.8 μm , w której zrealizowany jest układ, pojemność tego pola wynosi 0,8 pF. Stąd, pojemność C_d wyniesie 3,3 pF.

⁵ ENC z ang. *Equivalent Noise Charge*

pojemność C_1 dobiera się na etapie projektu. Z punktu widzenia optymalizacji szumowej powinna ona być minimalizowana, ponieważ we wzorach na składową termiczną i typu $1/f$ występuje w drugiej potęgze. Ponadto, wartość skoku napięciowego na wyjściu stopnia ładunkowego wynosi $-Q/C_1$, więc zmniejszanie tej pojemności dodatkowo podnosi wzmocnienie pierwszego stopnia redukując jednocześnie wkład następnych stopni do całkowitego szumu układu. Jednak nadmierne zmniejszenie pojemności C_1 prowadzi do niestabilności wzmacniacza i dodatkowo zwiększa niejednorodność wzmocnienia w układzie. Stąd, jej wartość jest kompromisem pomiędzy niskim szumem i jednorodnością wzmocnienia. W diskutowanym tu układzie wartość pojemności C_1 ustalono na 200 fF.

rezystancja R_{fed} w sprzężeniu zwrotnym także jest kompromisem, ale tym razem pomiędzy szumem, a szybkością układu (dla ustalonej pojemności C_1). Zwiększanie R_{fed} zmniejsza szumy, ale także zwiększa czas rozładowania kondensatora C_1 . Dla podanej wyżej wartości kondensatora przedział zmienności rezystancji R_{fed} ustalono na 10 M Ω do 100 M Ω , przyjmując 16 M Ω za wartość nominalną.

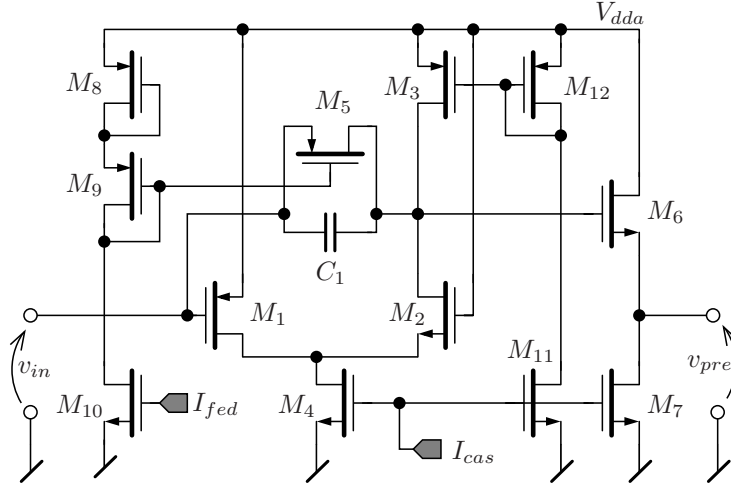
czas kształtowania T_p może znacząco wpłynąć na całkowite ENC. Przy długich czasach kształtowania w formule 6.19 dominujące znaczenie będą miały szumy prądowe, proporcjonalne, wg równania 6.21c, do pierwiastka z T_p . Z kolei, przy krótkim czasie kształtowania szumy wzmacniacza zostaną zdominowane przez składową pochodzącą od szumu termicznego (składnik 6.21a). Wydaje się więc, że wystarczy poszukać minimum funkcji ENC, aby ustawić optymalny czas kształtowania. Niestety czas T_p limituje częstotliwość pracy układu kształtującego, i stąd nie może być krótszy od wymaganego dla konkretnej aplikacji. W opisywanym tu układzie typowy czas kształtowania ustalono na 820 ns, ale może on być zmieniany w zakresie od 500 ns do 2 μ s.

Jak widać wartości podstawowych elementów wynikają wprost z wymagań jakie układowi scalonemu stawia zastosowanie, do którego jest przeznaczony, oraz z zastosowanych rozwiązań technologicznych. Jediną częścią toru analogowego, która tak naprawdę podlega optymalizacji pod kątem szumów jest wzmacniacz operacyjny w pierwszym stopniu.

Przedwzmacniacz ładunkowy

Schemat pierwszego stopnia toru analogowego czyli przedwzmacniacza ładunkowego przedstawia rysunek 6.5. Rolę wzmacniacza operacyjnego z rysunków 6.3 i 6.4a pełnią tu tranzystory $M_1 - M_4$ stanowiące układ tzw. zawiętej kaskody. Takie rozwiązanie charakteryzuje się dużym wzmocnieniem przy szerokim paśmie przenoszenia. Tranzystor M_5 pracujący w zakresie liniowym, czyli jako rezystor, pełni rolę zmiennej rezystancji R_{fed} . Rezystancję jego kanału można zmieniać przy użyciu wejścia I_{fed} , które jest przyłączone do jednego z trzech wewnętrznych 5-bitowych przetworników cyfrowo-analogowych. W ten sposób kontroluje się wartość rezystancji R_{fed} i tym samym wpływa na wartość składowej szumowej ENC_i — wzór 6.21c. Pozostałe tranzystory tzn. $M_6 - M_{12}$ pełnią funkcje pomocnicze.

Najważniejszym źródłem szumu napięciowego w torze analogowym jest tranzystor M_1 . Drugim w kolejności, istotnym źródłem takiego szumu jest tranzystor M_4 , a inne tranzystory w praktyce można pominąć. Stąd, optymalizacja szumowa przedwzmacniacza koncentruje się przede wszystkim na tranzystorze wejściowym M_1 . Szczegółowe przedstawienie sposobu wyznaczania wymiarów tranzystora M_1 wykracza poza ramy tej pracy i nie bę-



Rysunek 6.5: Schemat przedwzmacniacza ładunkowego

dzie tutaj dyskutowane (bardzo dokładnie jest to przedstawione w [Gry04]). Przytoczymy tylko najważniejsze wnioski i zależności.

Podobnie jak wartość wspomnianej wcześniej składowej prądowej ENC_i , także wartość termicznej składowej napięciowej szumu ENC_w podlega pewnym regulacjom z wykorzystaniem wewnętrznego przetwornika C/A. Przetwornik ten jest przyłączony do wejścia I_{cas} (rys. 6.5) dającego możliwość zmieniania prądu płynącego przez tranzystory M_1 i M_4 . Żeby pokazać jak zmiana tego prądu wpływa na ENC_w zapiszemy współczynnik A ze wzoru 6.21a w nieco uproszczonej postaci uwzględniającej tylko szumy wnoszone przez tranzystor M_1 [Gry04]⁶

$$A = 6k_B T \frac{1}{g_{m_1}}, \quad (6.22)$$

gdzie g_{m_1} jest transkonduktancją tranzystora M_1 wyrażającą się formułą

$$g_{m_1} = \sqrt{2\mu_p C_{ox} \frac{W}{L} I_{ds_1}},$$

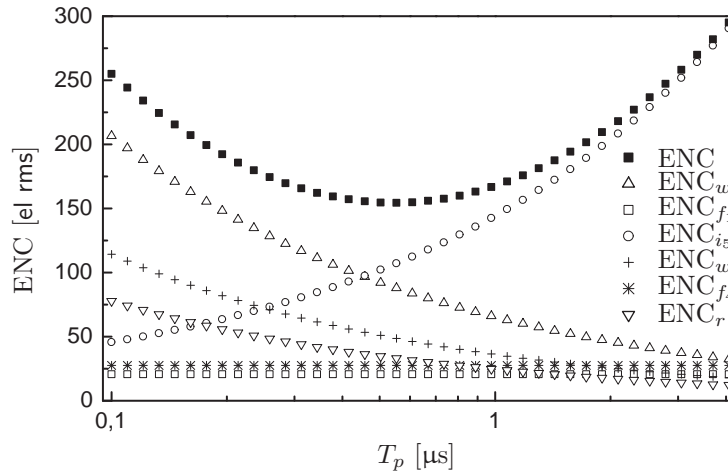
w której μ_p jest ruchliwością dziur, C_{ox} pojemnością tlenku bramki tranzystora liczoną na jednostkę powierzchni, W szerokością tranzystora, L jego długością, a I_{ds_1} prądem, który przez niego płynie.

Podstawienie 6.22 do wzoru 6.21a pozwala wyznaczyć formułę opisującą wartość szumu białego wnoszonego przez tranzystor M_1 . Zapiszmy tę zależność w postaci proporcjonalności pozostawiając tylko te wielkości, które mogą się zmieniać w trakcie pracy układu:

$$ENC_{w_1}^2 \propto \frac{T}{T_p \sqrt{I_{ds_1}}}. \quad (6.23)$$

Teraz widać w jaki sposób szum biały wnoszony przez tranzystor M_1 zależy od prądu przez niego płynącego. Zwiększanie tego prądu prowadzi generalnie do spadku szumu ENC_{w_1} . Dodatkową redukcję wartości tego szumu można osiągnąć chłodząc układ. Formuła 6.23 pokazuje też wyraźnie istnienie ujemnego sprzężenia zwrotnego pomiędzy prądem i temperaturą. Jeżeli

⁶ Żeby nie komplikować wzoru przyjęto, że tranzystor pracuje w silnej inwersji, a jego transkonduktancja podłoża jest równa zero. Oba te założenia nie są do końca prawdziwe w prezentowanym rozwiązaniu, ale nie zmieniają wniosków, które chcemy przedstawić.

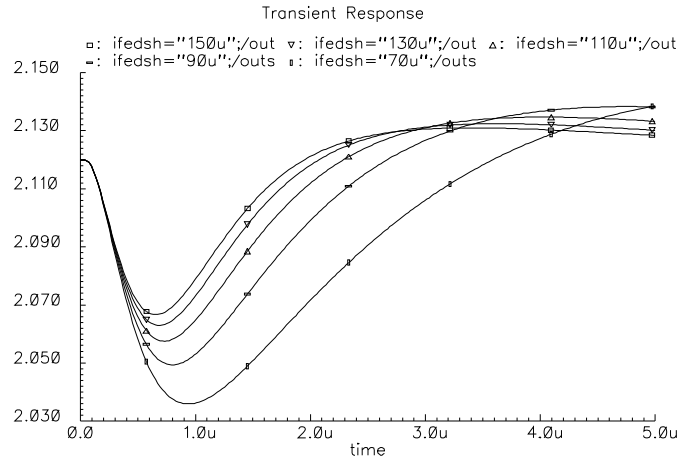


Rysunek 6.6: Całkowity teoretyczny szum wzmacniacza w zależności od czasu kształtowania wraz z wkładem od poszczególnych elementów przedwzmacniacza ładunkowego. ŹRÓDŁO: [GCRD⁺04]

układ nie jest chłodzony (a tak jest w naszym wypadku), to zwiększanie prądu powoduje spadek szumu, ale także wzrost temperatury, a ten z kolei może zwiększyć ENC_{w_1} . Szum biały wspomnianego wyżej tranzystora M_4 można opisać proporcjonalnością analogiczną do wzoru 6.23, z tym, że jego wartość jest zawsze ok. dwukrotnie mniejsza niż wartość ENC_{w_1} .

Wkłady szumu najważniejszych elementów wzmacniacza do całkowitego ekwiwalentnego ładunku szumowego w funkcji czasu kształtowania dla standardowych ustawień przedstawia rysunek 6.6. Poszczególne krzywe przedstawiają wkład: od szumów białych i typu $1/f$ tranzystorów M_1 (odpowiednio ENC_{w_1} , ENC_{f_1}) i M_4 (ENC_{w_4} i ENC_{f_4}); szum prądowy tranzystora M_5 reprezentującego rezystancję R_{fed} (ENC_{i_5}) oraz szum termiczny rezystancji pasożytniczej R_{con} (ENC_r), którą oszacowano na 40Ω [Gry04]. Wartość rezystancji kanału tranzystora M_5 wynosi $R_{fed} = 16 \text{ M}\Omega$.

Z rysunku 6.6 widać, że w układzie dominują szумы termiczne tranzystora M_1 i rezystora R_{fed} . Mniejszy choć nadal widoczny wkład mają szумы termiczne tranzystora M_4 i rezystancji pasożytniczej R_{con} , natomiast szумы typu $1/f$ są stosunkowo niewielkie i w pierwszym przybliżeniu można zupełnie pominąć. Dla nominalnego czasu kształtowania $T_p = 820 \text{ ns}$ całkowity ekwiwalentny ładunek szumowy wynosi $ENC = 160 \text{ el rms}$; przy czym dominuje tu szum rezystora w sprzężeniu zwrotnym, który wynosi $ENC_{i_5} = 129 \text{ el rms}$, natomiast wkład pochodzący od ENC_{w_1} to tylko 58 el rms . Żeby zredukować szum pochodzący od rezystancji R_{fed} można zwiększyć ją do wartości np. $100 \text{ M}\Omega$ redukując wartość szumu wnoszoną przez ten rezystor nawet dwukrotnie. Jednakże spowoduje to nadmierny wzrost stałej czasowej rozładowania kondensatora C_1 (rys. 6.3) oraz zmniejszenie prądu jaki wzmacniacz może bezpiecznie oddać do detektora bez zmiany swojego punktu pracy. Zmniejszamy więc maksymalną częstotliwość pracy układu, a dodatkowo uniemożliwimy mu pracę z detektorami gorszej jakości (wspomniane wcześniej uszkodzenia tlenku detektora), a obydwu tych efektów chcemy uniknąć.



Rysunek 6.7: Odpowiedź układu kształtowania na sygnał z przedwzmacniacza ładunkowego dla kilku różnych rezystancji R_{fedsh} — wynik symulacji

Układ kształtowania

Jak pokazano wcześniej całkowitą wartość ekwiwalentnego ładunku wejściowego można dobrać zmieniając prąd w tranzystorze wejściowym i wartość rezystancji R_{fed} . Odpowiada to, na rysunku 6.6 zmianom położenia krzywych ENC_{w1} , ENC_{w4} i ENC_{i5} . Jest jeszcze jeden parametr mocno wpływający na całkowite ENC, który można regulować — czas kształtowania T_p . Czas ten jest determinowany przez układ kształtowania.

Ustawianie T_p odbywa się poprzez ustalanie wartości rezystora R_{fedsh} z rysunku 6.3. Rezystor ten, podobnie jak rezystor R_{fed} w przedwzmacniaczu, jest tranzystorem pracującym w zakresie liniowym. Napięcie na bramce tego tranzystora czyli rezystancja jego kanału ustawiane jest wewnętrznym 5-bitowym przetwornikiem C/A.

Zmiana wartości R_{fedsh} zmienia nie tylko czas kształtowania. Tak naprawdę, w ten sposób zmienia się kształt odpowiedzi układu kształtowania na skok napięcia generowany przez przedwzmacniacz. Rysunek 6.7 pokazuje tę odpowiedź dla kilku wybranych wartości prądu sterującego I_{fedsh} ustawiającego wartość rezystora R_{fedsh} . Widać, że wraz ze wzrostem czasu T_p rośnie wysokość impulsu na wyjściu oraz czas opadania impulsu. Zmiany wysokości impulsu na wyjściu są równoważne zmianie wzmocnienia układu kształtowania, a ponieważ to właśnie omawiany stopień jest odpowiedzialny za całkowite wzmocnienie toru analogowego, to zmiana R_{fedsh} oznacza zmianę wzmocnienia całego toru analogowego. Wzajemna zależność wzmocnienia, czasu kształtowania T_p , prądu sterującego I_{fedsh} i wartości przetwornika cyfrowo-analogowego jest skomplikowana, więc wartości tych parametrów dla odpowiedzi z rysunku 6.7 zebrano w tabeli 6.1.

Ze wzrostem wzmocnienia układu kształtowania, a więc wysokością impulsu na wyjściu rośnie też czas opadania tego impulsu oraz wielkość przerzutu. Jak widać na rysunku 6.7 największy przerzut powstaje dla najdłuższych czasów kształtowania. Głównym źródłem tego przerzutu jest obecność kondensatora separującego C_3 na wejściu układu kształtowania (porównaj rysunek 6.3). Wolno opadający skok napięcia na wyjściu przedwzmacniacza różniczkowany na tej pojemności generuje przerzut. Stąd, zmiana wartości rezystora R_{fed} zmieniająca stałą czasową rozładowania kondensatora C_1

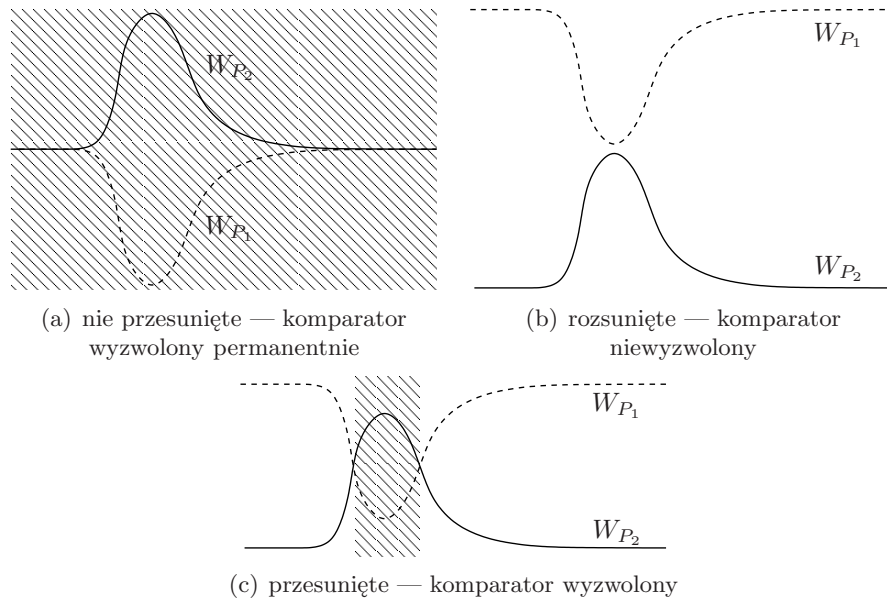
D_{fedsh} [LSB]	I_{fedsh} [μ A]	R_{fedsh} [M Ω]	T_P [ns]	Wzmoc- nienie
16	70	7	640	54
21	90	3,1	680	58
26	110	2,1	730	64
31	130	1,64	820	73
36	150	1,34	1000	87

Tabela 6.1: Zależności występujące w układzie kształtowania pomiędzy prądem, rezystancją w sprzężeniu zwrotnym, czasem kształtowania i wzmocnieniem — dane symulacyjne

i tym samym czas zanikania skoku napięcia będzie także wpływała na wielkości przerzutu na wyjściu układu kształtowania.

Przerzuty w układzie kształtowania są istotne ponieważ trwają długo w stosunku do czasu trwania impulsu na wyjściu tego układu. Stąd, kolejne impulsy będą się na nie nakładały. Pomimo tego, że przerzut jest niewielki w stosunku do wysokości impulsu, to kiedy nałoży się na siebie znaczna liczba impulsów, amplituda obserwowana na wyjściu układu kształtowania spadnie — po prostu nastąpi przesunięcie wyjściowego impulsu w dół. Tym samym spadnie efektywne wzmocnienie całego toru analogowego. Jest to zjawisko o tyle niekorzystne, że będzie powodowało przesuwanie się pików na wykresie liczby zliczeń w funkcji energii, podczas gdy nic nie stoi na przeszkodzie, żeby intensywność promieniowania padająca na poszczególne paski detektora była różna. Stąd, duże różnice natężenia promieniowania padające na poszczególne paski mogą powodować pogorszenie rozdzielczości energetycznej układu. Żeby opisany efekt był słabo zauważalny wartość przesunięcia pików wyrażona w procentach powinna być znacznie mniejsza niż rozdzielczość energetyczna Δ_E układu.

Duże natężenia promieniowania oprócz nakładania się impulsów w układzie kształtowania powodowały będą także nakładanie się wolno zanikających skoków napięcia na wyjściu przedwzmacniacza ładunkowego. Duża wartość stałej rozładowania kondensatora C_1 w sprzężeniu zwrotnym powoduje, że dla średniej częstotliwości padających kwantów rzędu 100 kHz impulsy na wyjściu przedwzmacniacza zaczną się spiętrzać i średni potencjał w tym miejscu wzrośnie. Wtedy, napięcie odkładające się na tranzystorze M_5 spadnie i cały układ zacznie się zachowywać jakby wartość rezystancji R_{fed} zmalała. Ten efekt powoduje, że przedwzmacniacz może pracować z większymi natężeniami promieniowania niżby to wynikało ze stałej czasowej $C_1 \cdot R_{fed}$, ale z drugiej strony wzrost szybkości okupiony zostanie wzrostem szumu w układzie, kiedy efektywne R_{fed} zaczyna maleć. Opisane wyżej nakładanie się impulsów w układzie kształtowania także powoduje wzrost całkowitego szumu ENC układu. Pomimo że prezentowana wyżej teoria nie uwzględnia wzrostu szumu układu będącego wynikiem nakładania się impulsów, to można taki wzrost zaobserwować eksperymentalnie [Gry02]. Jak zobaczymy w następnym rozdziale analizując wyniki pomiarów w układzie Rx-64v3 wzrost szumu obserwowany jako efekt spiętrzenia się impulsów będzie wynikać przede wszystkim, ze spiętrzenia się impulsów w układzie kształtowania.

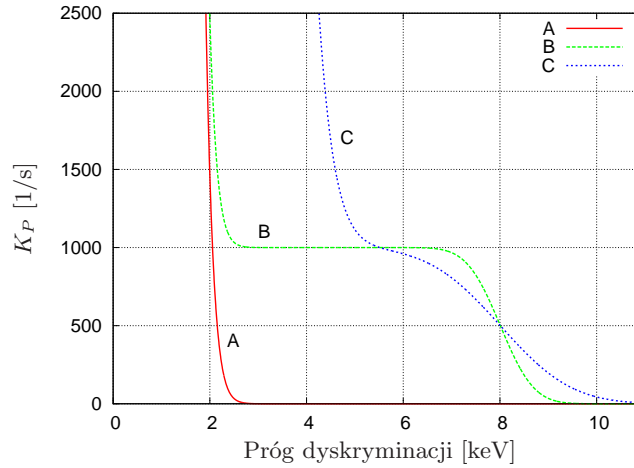


Rysunek 6.9: Sygnały na wyjściu układu konwertującego sygnał niesymetryczny na sygnał różnicowy; obszar zakreskowany pokazuje wyzwolenie komparatora

w tranzystorach M_{29} i M_{30} jest stałe⁷, to wystarczy np. podnieść odpowiednio napięcie V_{P1} , żeby sygnał na wyjściu W_{P1} także się przesunął w górę. W zależności od różnicy potencjałów $V_{P1} - V_{P2}$ prowadzi to do sytuacji z rysunku 6.9b kiedy komparator pozostaje niewyzwolony lub 6.9c, gdy jest wyzwolany tylko przez pewien czas. Łatwo można zauważyć, że w zależności od tego jak bardzo sygnał przekracza próg dyskryminacji, szerokość impulsu na wyjściu komparatora (szerokość zakreskowanych obszarów z rysunku 6.9) może się zmieniać w dość szerokim zakresie. Impulsy o najkrótszym czasie trwania powstają, kiedy wartość sygnału wejściowego przekracza tylko nieznacznie wartość progu dyskryminacji, a dla ustalonego progu dyskryminacji czas ten rośnie wraz z amplitudą impulsu wejściowego.

Wyjścia W_{P2} i W_{P1} podłącza się do wejść standardowo komparatora z histerezą [AH87]. Jego zadaniem jest wytworzenie na wyjściu toru analogowego sygnału cyfrowego. Zbocza takiego impulsu mają krótkie czasy narastania (rzędu nanosekundy), więc i czas przełączania musi być krótki. Jeżeli czas przełączania układu jest mały, to wysokość impulsu prądowego pobieranego w tym czasie z zasilacza jest duża i na liniach zasilających powstają tzw. „szpilki”. Linie te zawsze mają pewne rezystancje pasożytnicze. Dodatkowo, połączenia ultrakompresyjne pomiędzy kontaktowym polem zasilającym na strukturze scalonej, a płytką drukowaną wnoszą jeszcze niewielkie indukcyjności. W takich warunkach wrażliwe układy wejściowe mogą taką „szpilkę” na linii zasilającej zarejestrować jako sygnał użyteczny doprowadzając do powstania oscylacji (tzw. *dzwonienie*). W opisywanym tu układzie ten problem zaobserwowano już na etapie symulacji. Żeby mu zapobiec wyprowadzono zasilanie komparatorów na osobne pola kontaktowe, co zobaczymy w podrozdziale 6.9 opisującym plan masek układu.

⁷ W przypadku tranzystorów MOS jest to pewne uproszczenie. Stałą wartość tego napięcia znacznie lepiej utrzymują tranzystory bipolarne, ale zastosowanie ich w tym miejscu skomplikowałoby projekt i podniosło koszt układu — zmiana procesu CMOS na BICMOS



Rysunek 6.10: Widmo całkowite — częstość zliczeń w funkcji progu dyskryminacji; dla krzywej A czyli widma Rice’a opisującego szumy $K_0 = 1,2 \cdot 10^6$, a $\sigma = 160$ el; energia padającego promieniowania dla krzywych B i C to 8 keV co odpowiada ładunkowi 2200 el; przy czym $\sigma = 160$ el dla krzywej B i 320 el dla C

6.4. Pomiarowe widmo całkowite

Jeżeli rejestrować częstość zliczeń na wyjściu dyskryminatora w funkcji progu dyskryminacji w systemie takim jak opisany wyżej, to otrzymuje się wykresy podobne do tych z rysunku 6.10. Takie wykresy nazywane są często *widmami całkowymi*.

Kształt zebranego widma zależy od energii i natężenia promieniowania X. Nawet wobec braku padającego promieniowania, ze względu na szumy własne toru analogowego, na wyjściu dyskryminatora można zaobserwować pewien sygnał — wykres A z rys. 6.10. Są to impulsy szumowe rejestrowane przez dyskryminator przy niskich wartościach progu dyskryminacji. Teoretyczny wzór całkowego widma szumowego przy założeniu, że w układzie występują tylko szumy białe i filtry pasmowe pierwszego rzędu wyprowadził Rice [Ric45]. Widmo to wyraża się wzorem

$$K_{P_{Rice}} = K_0 \exp\left(-\frac{V_P^2}{2\sigma_v^2}\right), \quad (6.25)$$

gdzie K_0 jest częstością zliczeń dla progu dyskryminacji równego 0, V_P to napięcie ustawiające próg dyskryminacji dane wzorem 6.24, a σ_v to szum mierzony na wyjściu kanału wyrażony w takich samych jednostkach co V_P .

Założmy że na detektor pada promieniowanie monoenergetyczne. Takie promieniowanie będzie się przedstawiało na widmie całkowym w postaci komplementarnej funkcji błędu, której wartość średnia zdeterminowana jest energią rejestrowanych fotonów, natomiast rozmycie (odchylenie standardowe) jest skutkiem szumów układu i fluktuacji liczby ładunków generowanych przez pochłanianie kwanty promieniowania. Suma komplementarnej funkcji błędu oraz krzywej Rice’a danej wzorem 6.25 prowadzi do krzywych B i C z rysunku 6.10.

W pomiarze ze stałym progiem dyskryminacji, w którym rejestruje się tylko liczbę kwantów pochłoniętych w objętości czynnej detektora, próg należy ustawić tak żeby nie liczyć impulsów pochodzących od szumów. Takie ustawienie progu wymaga żeby widmo całkowite miało obszar płaski — *pla-*

teau (krzywa B z rys. 6.10). Jeżeli szумы układu są za duże w stosunku do energii i natężenia padającego promieniowania, to obszaru płaskiego nie będzie (krzywa C) i nie da się ustawić progu dyskryminacji, tak żeby rejestrować tylko impulsy generowane przez kwanty promieniowania X padające na detektor.

Generalnie minimalna energia promieniowania jaką można jeszcze rejestrować zależy zarówno od całkowitego ENC toru analogowego jak i natężenia padającego promieniowania. Większy szum przesuwca część widma związaną z krzywą Rice'a w kierunku wyższych progów dyskryminacji zmniejszając obszar *plateau*. Taki przypadek pokazują krzywe B i C — wartość ENC dla tej drugiej jest dwa razy większa. Z kolei większe natężenia promieniowania przesuwają obszar płaski widma całkowego w kierunku niższych progów. Tego przypadku nie pokazano na rysunku 6.10, gdyż należałoby zwiększyć natężenie promieniowania co najmniej 10 krotnie, żeby otrzymać widoczny efekt.

Dla zastosowań medycznych omawianych w tej pracy, w których najniższa spodziewana energia promieniowania wynosi 16 keV, a przewidywana wartość ENC to ok. 200 el nie spodziewamy się problemów z takim ustawieniem progu dyskryminacji, żeby odciąć się od zliczeń szumowych.

6.5. Blok liczników

Impulsy generowane na wyjściu komparatora oznaczają fotony o energii większej niż ustawiony próg dyskryminacji. Takie fotony należy zapamiętać, więc każdy dyskryminator posiada przypisany mu 20-bitowy licznik. Długość 20 bitów oznacza, że licznik może zarejestrować ok. 10^6 zdarzeń. Liczba ta jest 100 razy większa niż 10^4 przyjęte w punkcie 2.3.3 za wartość wystarczającą, żeby można było zaniedbać błędy liczby zliczeń związane ze statystycznym charakterem promieniowania X. Zapewnia to wysoką jakość obrazu przy dużej liczbie poziomów szarości.

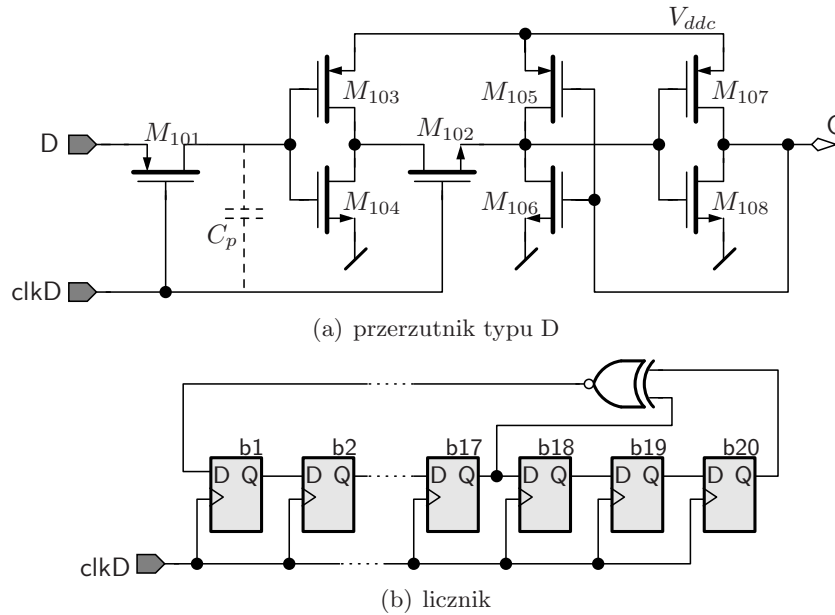
W tej części układu praktycznie jedynym istotnym parametrem jest szybkość przełączania bramek. Wpływają na nią głównie pojemności wewnętrzne tranzystorów oraz rozproszone ścieżek. Z tego powodu, poza nielicznymi wyjątkami tranzystory w bloku liczników mają minimalne wymiary dopuszczane przez reguły technologiczne tzn. $W/L = 2,0/0,8 \mu\text{m}$ dla tranzystorów typu *p* i $W/L = 1,0/0,8 \mu\text{m}$ dla typu *n*.

Blok liczników oraz opisane w następnych podrozdziałach układ sterowania i układy wejścia-wyjścia są dziełem autora tej pracy.

6.5.1. Budowa licznika

Liczniki zastosowane w układzie Rx-64v3 mają nietypową konstrukcję. Celem zmniejszenia zajmowanej przez nie powierzchni i poboru mocy zastosowano tutaj rozwiązanie oparte o 20-bitowe rejestry przesuwne z bramką XNOR w sprzężeniu zwrotnym⁸. Układ taki, pokazany na rysunku 6.11b, zachowuje się jak generator liczb pseudolosowych i dlatego nazywany jest *licznikiem pseudolosowym*. Jeżeli prawidłowo zapiąć bramkę w sprzężeniu

⁸ Licznik taki może równie dobrze być zbudowany w oparciu o bramkę XOR (i taka konstrukcja występuje zazwyczaj w literaturze), ale wymiana jednej bramki na drugą nie zmienia praktycznie jego własności. Po prostu wartości wszystkich stanów, przez które licznik przechodzi zostaną zanegowane.



Rysunek 6.11: Licznik pseudolosowy oparty na rejestrze przesuwным oraz używany w nim przerzutnik typu D

to liczba N_s różnych stanów, przez które licznik przechodzi, jest równa dokładnie

$$N_s = 2^{n_b} - 1, \quad (6.26)$$

gdzie n_b to liczba bitów rejestru przesuwного.

Jak widać liczba stanów takiego licznika jest praktycznie równa licznikowi liczącemu w naturalnym kodzie binarnym. Wyjątkiem jest tzw. *stan zabroniony*, który w naszym przypadku stanowią same jedyne. Stan zabroniony wynika z własności bramki XNOR — dla dwu jedynek na wejściach, na wyjściu bramki też generowana jest jedynka. Stąd, jeżeli z jakichś powodów w liczniku znajdują się same jedyne (nie można osiągnąć tego stanu przez normalne liczenie), to kolejne przychodzące impulsy nie zmieniają już jego stanu.

Bramkę w sprzężeniu zawsze podłącza się do wyjścia ostatniego bitu oraz do jednego z pozostałych wyjść. Dla licznika 20-bitowego jest to wyjście 17 bitu. Niestety, nie ma prostej reguły na znajdowanie miejsca przyczepienia bramki w sprzężeniu zwrotnym tak, żeby licznik realizował wszystkie stany (czasami są nawet dwie takie możliwości). Dlatego literatura podaje zazwyczaj tabele miejsc podłączenia bramki dla liczników o różnych długościach [WZ97, HH92].

Użycie liczników pseudolosowych pozwoliło zastosować w połowie dynamiczne przerzutniki typu D bez zerowania⁹ (pokazane na rysunku 6.11a) i w ten sposób zredukować liczbę wymaganych tranzystorów do 9, podczas gdy konstrukcja standardowa przerzutnika D wyposażonego w funkcję zerowania wymaga ok. 30 tranzystorów. Co prawda można jeszcze bardziej zmniejszyć liczbę tranzystorów stosując w pełni dynamiczne przerzutniki typu D, podobnie jak w [FHO⁺98], ale wymaga to dostarczania w sposób ciągle sygnału zegarowego, co jest niewygodne w systemie prototypowym. Ponadto, taki licznik zlicza cały czas impulsy zegarowe, więc trzeba go regularnie odczytywać, żeby uniknąć problemów z przepełnieniem.

⁹ Sposób zerowania liczników wyjaśni się przy omawianiu odczytu jego zawartości

Pojedynczy bit licznika tworzy przerzutnik typu D pokazany na rysunku 6.11a, który złożony jest z trzech inwerterów oraz dwóch tranzystorów pracujących jako klucze. Pojemności bramkowe tranzystorów M_{103} i M_{104} inwertera wejściowego służą jednocześnie jako pojemność pamiętająca C_p narysowana na schemacie linią przerywaną. Kiedy nie nadchodzą impulsy z dyskryminatorów (linia clkD jest ustawiona na zero i klucz M_{102} zamknięty) stan przerzutnika pamiętany jest w komórce pamięci utworzonej z dwu inwerterów zapiętych w pętlę dodatniego sprzężenia zwrotnego zbudowanych z tranzystorów $M_{105} - M_{108}$. Otwarty w tym czasie klucz M_{101} pozwala na zapamiętanie stanu z wejścia D na pojemności C_p . Zbocze narastające sygnału clkD przełącza klucze i informacja z C_p jest przepisywana do pamięci komórki.

Wyjaśnienia wymaga sposób przełączania układu inwerterów zapiętych w pętlę dodatniego sprzężenia zwrotnego z rysunku 6.11a. Tranzystory M_{105} i M_{106} mają długość bramki $6 \mu\text{m}$, wobec $0,8 \mu\text{m}$ w pozostałych tranzystorach, stąd transkonduktancje tych pierwszych są znacznie niższe, bo szerokości bramek są identyczne. Po otwarciu klucza M_{102} tranzystory M_{103} i M_{104} oraz M_{105} i M_{106} wymuszają różne potencjały w tym samym punkcie¹⁰. Jednak z powodu mniejszych transkonduktancji tych drugich po chwili „wygrywają” tranzystory M_{103} , M_{104} i komórka dość szybko przełącza się do nowego stanu wskutek dodatniego sprzężenia zwrotnego realizowanego przez tranzystory M_{107} i M_{108} . Długość tranzystorów M_{105} i M_{106} została tak dobrana, żeby rejestr przesuwany pracował prawidłowo z impulsami o długości nawet 50 ns co pozwala licznikom na pracę z częstotliwością 10 MHz na którą ustalono docelową częstotliwość roboczą części cyfrowej układu Rx-64v3.

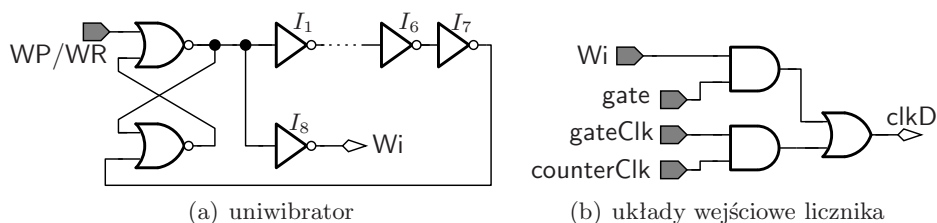
Na wyjściu komparatora będącego ostatnim blokiem toru analogowego mogą pojawiać się impulsy o bardzo różnych czasach trwania. Aby długości tych impulsów unormować, pomiędzy komparator a licznik wstawia się uniwibrator. Uniwibrator ten (rys. 6.12a) oparty jest na przerzutniku typu RS z dołączonym szeregiem inwerterów o dużych powierzchniowo tranzystorach ($W/L = 5 \mu\text{m}/20 \mu\text{m}$ dla tranzystora p i $2 \mu\text{m}/20 \mu\text{m}$ dla n) pracujących jako linia opóźniająca. Szerokość impulsu na wyjściu uniwibratora wynosi, w zależności od zestawu parametrów symulacyjnych, od 200 do 300 ns. Jest to, z jednej strony, wartość znacznie większa niż 50 ns użyte w symulacjach liczników, a z drugiej zdecydowanie mniejsza od typowych stałych czasowych występujących w torze analogowym, więc nie powinna ograniczać szybkości całego układu.

Do każdego licznika przyłącza się, oprócz uniwibratora, prosty zespół bramek logicznych pokazanych na rysunku 6.12b. Jedna z bramek NAND, sterowana sygnałem gate odcina lub przepuszcza impulsy z uniwibratora. Druga natomiast, (z linią sterującą gateClk) służy jako klucz dla sygnału counterClk używanego w trakcie odczytu liczników, kiedy licznik wykorzystywany jest jako rejestr przesuwany.

6.5.2. Organizacja odczytu

Odczyt licznika można zorganizować na różne sposoby, jednak przy liczniku opartym na rejestrze przesuwany najprostszym, wręcz narzucającym się, rozwiązaniem jest połączenie wszystkich liczników w jeden długi rejestr przesuwany i odczytywanie ich zawartości szeregowo. W ten sposób,

¹⁰ Oczywiście możliwa jest też taka sytuacja, że wartość, którą próbujemy wpisać do komórki pamięci, już tam jest i nic się nie dzieje, ale to jest mało interesujący przypadek.



Rysunek 6.12: Układy wejściowe licznika oraz schemat uniwibratora; Wejście WP/WR podłącza się bezpośrednio do jednego w wyjść W_P lub W_R komparatorów z rysunku 6.3 na stronie 77

nie potrzeba praktycznie żadnych dodatkowych rejestrów aby ten odczyt zrealizować.

W układzie Rx-64v3 liczniki są zorganizowane w 8 bloków¹¹. Każdy z tych bloków dysponuje osobnym wyjściem szeregowym zaopatrzone w trójstanowy bufor (organizację logiczną układu można prześledzić na rysunku 6.13 ze strony 96). Blok zawiera 16 liczników, co odpowiada ośmiu kanałom analogowym. W czasie czytania wszystkie liczniki w bloku łączone są w jeden długi rejestr przesuwany, przy czym najpierw wysyłany jest licznik o najwyższym numerze w bloku, począwszy od najstarszego bitu. Przykładowo dla bloku $L1$ złożonego z liczników 1–16 będzie to 20 bit licznika numer 16 (albo, jeżeli numerować liczniki tak jak dyskryminatory, to będzie to licznik $8R$); następny w kolejności jest licznik 15 począwszy od najstarszego bitu itd.

Ponieważ liczniki nie posiadają wejścia zerującego trzeba ich zerowanie rozwiązać inaczej. Można to łatwo zrobić w czasie odczytu danych wsuwając w miejsce właśnie wysyłanych bitów zera. Realizujemy wtedy *odczyt niszczący*. Druga możliwość, to zawinięcie rejestru złożonego z 16 liczników tak żeby bity wysyłane na zewnątrz, z końca rejestru, były jednocześnie wstawiane na jego początek. W ten sposób, po przeczytaniu całej zawartości liczników wszystkie bity znajdują się na swoich pierwotnych miejscach. Taki odczyt nazywamy *odczytem nieniszczącym*.

Opisany sposób czytania generuje pewien czas martwy, bo liczniki nie mogą jednocześnie liczyć i wysyłać danych. Jednak, jeżeli przyjąć za częstotliwość roboczą wartość 10 MHz, to całkowity czas wymagany na zrealizowanie pełnego odczytu wynosi ok. 40 μ s.¹² Oznacza to, przyjmując rygorystycznie czas przeznaczony na jedną pełną ramkę¹³ na poziomie 1 ms (co powinno zupełnie wystarczyć do zastosowań angiograficznych), że czas martwy w tym wypadku ma zupełnie akceptowalną wartość 4% długości całej ramki.

Należy tu jeszcze wspomnieć o pewnej potencjalnej wadzie opisanej architektury. Ponieważ na czas odczytu liczniki układane są w 320-bitowy rejestr przesuwany, to wystarczy jeden defekt w którymkolwiek bicie i praktycznie cały 8-kanałowy blok przestaje funkcjonować poprawnie. Jak dotychczas nie przysporzyło to nigdy kłopotów, ale jeżeli układ Rx-64v3 będzie dalej rozwi-

¹¹ Przez taką organizację może się wydawać, że układ Rx-64v3 posiada 8-bitowy port równoległy, podczas gdy jest to w rzeczywistości 8 wyjść szeregowych

¹² Czas samego odczytu liczników to $20 \cdot 16 \cdot 0,1 \mu\text{s} = 32 \mu\text{s}$, ale do tego należy jeszcze doliczyć kilka innych operacji m.in. wysłanie komendy do układu, kilkubitowy nagłówek pojawiający się przed zawartością liczników itp.

¹³ Ramka to pełny cykl akwizycji danych od jednego odczytu danych do drugiego

jany z przeznaczeniem do systemów obrazowania, to przyszłe wersje będzie trzeba wyposażyć w możliwość maskowania wadliwych liczników.

6.5.3. Wrażliwość na zakłócenia

Licznik pseudolosowy opisany wyżej jest licznikiem synchronicznym, powoduje to pewne problemy opisywanej tu konstrukcji. Otóż okazuje się, że od czasu do czasu w liczniku pojawiają się wartości błędne. Po prostu, z pewnych niezrozumiałych dla nas względów, po kolejnym impulsie licznik zamiast przechodzić do następnego stanu, jakby to wynikało z jego konstrukcji, przyjmuje wartość zupełnie przypadkową.

Próbowano zaradzić tej sytuacji dodając na wejście licznika uniwibrator (w poprzedniej wersji układu był tam przerzutnik Schmitta), ale niestety nie zmniejszyło to problemu. Z całego szeregu obserwacji działania tego oraz poprzednich wersji układu można wyciągnąć wniosek, że zjawisko przeskakiwania licznika do stanu przypadkowego związane jest z krótkimi impulsami generowanymi przez dyskryminatory, w momencie, kiedy energia padającego promieniowania jest bliska progowi dyskryminacji. W takich warunkach dyskryminator może wygenerować bardzo krótki impuls, który dodatkowo będzie miał wysokość równą np. połowie napięcia zasilania. Taki impuls ma z punktu widzenia układów cyfrowych wartość nieokreśloną co prowadzi do tzw. hazardu.

Teoretycznie układ uniwibratora powinien eliminować opisane problemy, ale jego dokładne symulacje pokazują istnienie wąskiego zakresu wysokości impulsu wejściowego ok. 10 mV, w którym impuls generowany na wyjściu ma wysokość nieokreśloną z cyfrowego punktu widzenia. Ponieważ w układzie występują rozrzuty parametrów tranzystorów oraz rozproszone pojemności i rezystancje ścieżek metalowych, więc każdy bit licznika jest trochę inny. Stąd, wspomniany impuls może zostać zarejestrowany tylko przez niektóre bity licznika, co będzie prowadziło do pojawienia się jego zupełnie przypadkowej zawartości.

Inną przyczyną pojawiania się wartości przypadkowych w licznikach może też być konstrukcja przerzutnika typu D. W przerzutniku tym użyto jako komórki pamięci dwu inwerterów zapiętych w pętlę dodatniego sprzężenia zwrotnego (patrz rysunek 6.11a) bez klucza, który by ten obwód rozwierał w momencie wpisywania danych. Tego typu rozwiązanie jakkolwiek pracujące poprawnie w innych częściach układu (np. komórki pamięci przetworników cyfrowo-analogowych) może w tym miejscu generować opisane efekty.

Zastosowanie tutaj licznika asynchronicznego na przerzutnikach typu D powinno rozwiązać problem definitywnie, bo nawet jeżeli pojawią się stany nieokreślone, to będą one miały wpływ tylko na najmłodsze bity licznika. W takim wypadku zmiana wartości licznika wyniesie kilka może kilkanaście jednostek, co przy typowych liczbach zliczeń na poziomie kilku tysięcy jest wartością zanedbywalną. Liczniki asynchroniczne były stosowane w wcześniejszych wersjach prezentowanego układu kiedy część cyfrowa była jeszcze samodzielnym układem scalonym i nigdy nie przysparzały podobnych problemów.

6.6. Układ sterowania

Do osiągnięcia pełnej funkcjonalności całego układu scalonego potrzebny jest jeszcze blok, który będzie zarządzał i nadzorował pozostałe części. Rolę

tą pełni układ sterowania. Układem Rx-64v3 steruje się wysyłając do niego komendy. W odpowiedzi na nie układ scalony rozpoczyna zliczanie impulsów z dyskryminatorów, zatrzymuje liczenie, zmienia wartości w pamięci przetworników, rozpoczyna wysyłanie danych z liczników na zewnątrz itd. Wszystkie te akcje inicjowane są i nadzorowane przez układ sterowania.

Głównym zadaniem układu sterowania jest wykonywanie komend napływających z zewnątrz, dlatego jego centralną częścią jest podukład zajmujący się ich interpretacją tzw. *dekoder komend*.

6.6.1. Dekoder komend

Dekoder komend jest w naszym wypadku dość typowym przykładem *automatu skończonego*¹⁴ czyli obwodu interpretującego kolejne pojawiające się na jego wejściu bity i przechodzącego z jednego stanu do drugiego w zależności od wartości tych bitów i poprzedniego stanu układu.

Komenda wysyłana jest do układu szeregowo, więc dekodek komend interpretuje kolejno pojawiające się bity i podejmuje sukcesywnie decyzje na podstawie ich wartości. Proces interpretacji komendy można podzielić na kilka części, tożsamy z jej blokami:

nagłówek	adres	kod komendy	dane komendy
----------	-------	-------------	--------------

dekodowanie nagłówka pierwszym elementem komendy jest jej nagłówek o kształcie

1	0	1	0
---	---	---	---

. Dekoder rozpoczyna dekodowanie komendy od stanu START i sprawdza po kolei wartość każdego bitu nagłówka. Jeżeli wykryje, w którymś momencie, niezgodność przychodzących bitów z ustalonym kształtem nagłówka, wraca do stanu startowego.

Nagłówek skutecznie zabezpiecza dekodek komend przed zinterpretowaniem przypadkowego sygnału, jaki może pojawić się na wejściu układu (np. wskutek zakłóceń elektromagnetycznych, wahań napięcia na linii zasilającej itp.) jako komendy. Pojawienie się przypadkowej sekwencji '1010' zsynchronizowanej z sygnałem zegara jest bardzo mało prawdopodobne.

dekodowanie adresu następnym elementem komendy jest adres. Chodzi o to, żeby można było do kilku układów jednocześnie (w naszym wypadku do 8) doprowadzić jedną linię komend, jedną zegara i jedną zerowania, i wysyłać do nich jednocześnie tę samą sekwencję sterującą. Jeżeli każdy układ ma swój adres, to tylko ten do którego komenda była adresowana reaguje.

Odmienne niż przy interpretacji nagłówka, w tej części procesu dekodowania, stwierdzenie, że komenda nie była adresowana do układu który ją interpretuje nie powoduje przejścia do stanu startowego, tylko wybranie tzw. *ścieżki pustej*, na której dekodek będzie rejestrował nadchodzące bity, ale nie będzie podejmował żadnych akcji. Chodzi o to, aby zabezpieczyć się przed sytuacją, w której pojawiająca się w środku komendy adresowana do jednego układu, sekwencja nagłówkowa, uruchamia dekodowanie w drugim.

Istnieją dwa rodzaje adresu: *adres globalny* odpowiadający sekwencji adresowej

1	0	0	0
---	---	---	---

 oraz *adres lokalny* kiedy to sekwencja adresowa przyjmuje postać

1	ad2	ad1	ad0
---	-----	-----	-----

. Komenda zostanie wykonana jeżeli

¹⁴ Spotyka się też nazwy: automat stanów skończonych lub maszyna stanów skończonych będące tłumaczeniem nazw angielskich: *Finite State Automaton* i *Finite State Machine*

zdekodowano adres globalny, albo jeżeli bity ad_2 , ad_1 i ad_0 są równe wartościom ustawionym na odpowiadających im polach kontaktowych ld_2 , ld_1 i ld_0 (porównaj rys. 6.14 na str. 101). Pola te podłącza się do najniższego lub najwyższego potencjału na etapie montażu układu i wykonywania mikropołączeń na płycie drukowanej. Określają one adres układu.

dekodowanie kodu komendy jeżeli w poprzednim kroku zinterpretowano poprawny adres, to następuje dekodowanie 3-bitowego kodu komendy określającego akcję którą układ powinien wykonać (akcje inicjowane przez poszczególne komendy opisano w następnym podrozdziale). Końcem tego etapu interpretacji ciągu bitów tworzących komendę jest wyzwolenie przez dekoder komend odpowiedniego podukładu wykonawczego, który wczytuje ewentualne dane i podejmuje stosowną akcję.

wczytywanie danych w tej części dekodery ogranicza się zazwyczaj do informowania podukładu wykonującego komendę o ilości bitów, które układ ten powinien przeczytać. Jest to realizowane przez utrzymywanie stanu wysokiego na odpowiednim wyjściu dekodera komend przez liczbę taktów zegara odpowiadającą liczbie bitów wymagających zapamiętania. Niezależnie od tego ile bitów danych wymaga komenda sam dekodery zawsze czyta ich 11. Stąd, komendę wysyłaną do układu uzupełnia się zazwyczaj zerami¹⁵.

Wraz z końcem przetwarzania bloku danych kończy się także ścieżka pusta, na którą układ mógł wejść w czasie dekodowania adresu. W ten sposób wraz z końcem tego bloku dekodery komend wszystkich układów przyłączonych do wspólnej magistrali sterującej jednocześnie przechodzą do stanu startowego i oczekują następnej komendy.

6.6.2. Lista komend

Od strony użytkowej w części cyfrowej najważniejsze jest poznanie i zrozumienie funkcjonowania komend sterujących. Opiszemy więc teraz zachowanie układu w odpowiedzi na wysyłane do niego komendy odwołując się w przeważającej części do rysunku 6.13 ze strony 96 przedstawiającego logiczną organizację układu Rx-64v3.

Z punktu widzenia układu sterowania liczniki podzielone są na dwie grupy: liczników P i liczników R odpowiadających dyskryminatorom o tych samych oznaczeniach. Tego rozróżnienia nie pokazują rysunki zawarte w tej pracy (w tym rysunek 6.13), żeby niepotrzebnie ich nie komplikować. Rozróżnienie to wprowadzono głównie ze względów testowych i z punktu widzenia użytkowego ma niewielkie znaczenie, ale wspominamy tu o tym, ponieważ niektóre komendy (komenda kontrolująca bramki oraz komendy odczytujące liczniki) rozróżniają obydwa typy liczników.

komenda SetGate o kodzie '000', zarządza otwieraniem i zamykaniem tzw. *bramki* podłączając i odłączając liczniki od części analogowej. Realizowane jest to przez kontrolę stanu linii *gate* z rysunku 6.12b ze strony 91 przedstawiającego zespół bramek wejściowych licznika. Bramki te zostały przedstawione schematycznie na rysunku 6.13 w postaci łączników trójpozycyjnych L_1 i L_2 .

¹⁵ Chodzi o to, podobnie jak w przypadku ścieżki pustej, żeby wykluczyć możliwość zinterpretowania części bloku danych jako komendy przez inny układ.

Dwubitowy ciąg danych w postaci

GateP	GateR
-------	-------

 określa czy bramki mają zostać otwarte, w takim wypadku bity GateP i GateR powinny zostać ustawione na '1', czy też zamknięte i wtedy bity te przyjmują wartość '0'¹⁶.

komenda ReadoutDest o kodzie '001', uruchamia sekwencję odczytową, która jednocześnie zeruje liczniki.

Na okres działania tej komendy łączniki trzypozycyjne L_1 i L_2 z rysunku 6.13 ustawiają się w pozycji dolnej, żeby linią counterClk można było dostarczyć sygnał zegarowy do rejestrów przesuwanych, jednocześnie odłączając ewentualne sygnały płynące z dyskryminatorów.

Linia CA ustawia przełączniki P_2 i P_3 w pozycji górnej przełączając liczniki w tryb odczytu. Wyboru typu odczytu (niszczący lub nieniszczący) dokonuje się linią sterującą DN. Dla opisywanej komendy (zerowanie liczników) przełącznik P_1 ustawia się w pozycji górnej.

Dwa bity danych

CountP	CountR
--------	--------

 powinny mieć wartość '1'¹⁷.

Po zakończeniu wysyłania danych łączniki trójpozycyjne L_1 i L_2 wracają do położenia jakie zajmowały przed rozpoczęciem komendy. W ten sposób można zredukować nieco średni czas potrzebny na całą ramkę danych, bo nie trzeba wysyłać komendy otwierającej bramki.

komenda ReadoutNonDest o kodzie '010', jest identyczna z komendą ReadoutDest (także wymaga dwu bitów danych) z tą różnicą, że uruchamia sekwencję odczytową nieniszczącą, która zachowuje zawartość liczników. Stąd przełącznik P_1 jest ustawiany w pozycji dolnej.

komenda AnalogPulse o kodzie '011', wyzwala układ kalibracyjno-testowy powodując wysłanie jednego impulsu do wybranej wcześniej grupy kanałów analogowych. Grupę kanałów i amplitudę ustawia się, opisaną niżej, komendą LoadRegs.

Długość impulsu cyfrowego została ustawiona na 120 cykli zegara. Jest ona tak dobrana, żeby wynosząc 12 μ s dla częstotliwości roboczej 10 MHz, była kilkukrotnie większa niż typowe stałe czasowe w torze analogowym.

Komenda ta nie wczytuje żadnych danych.

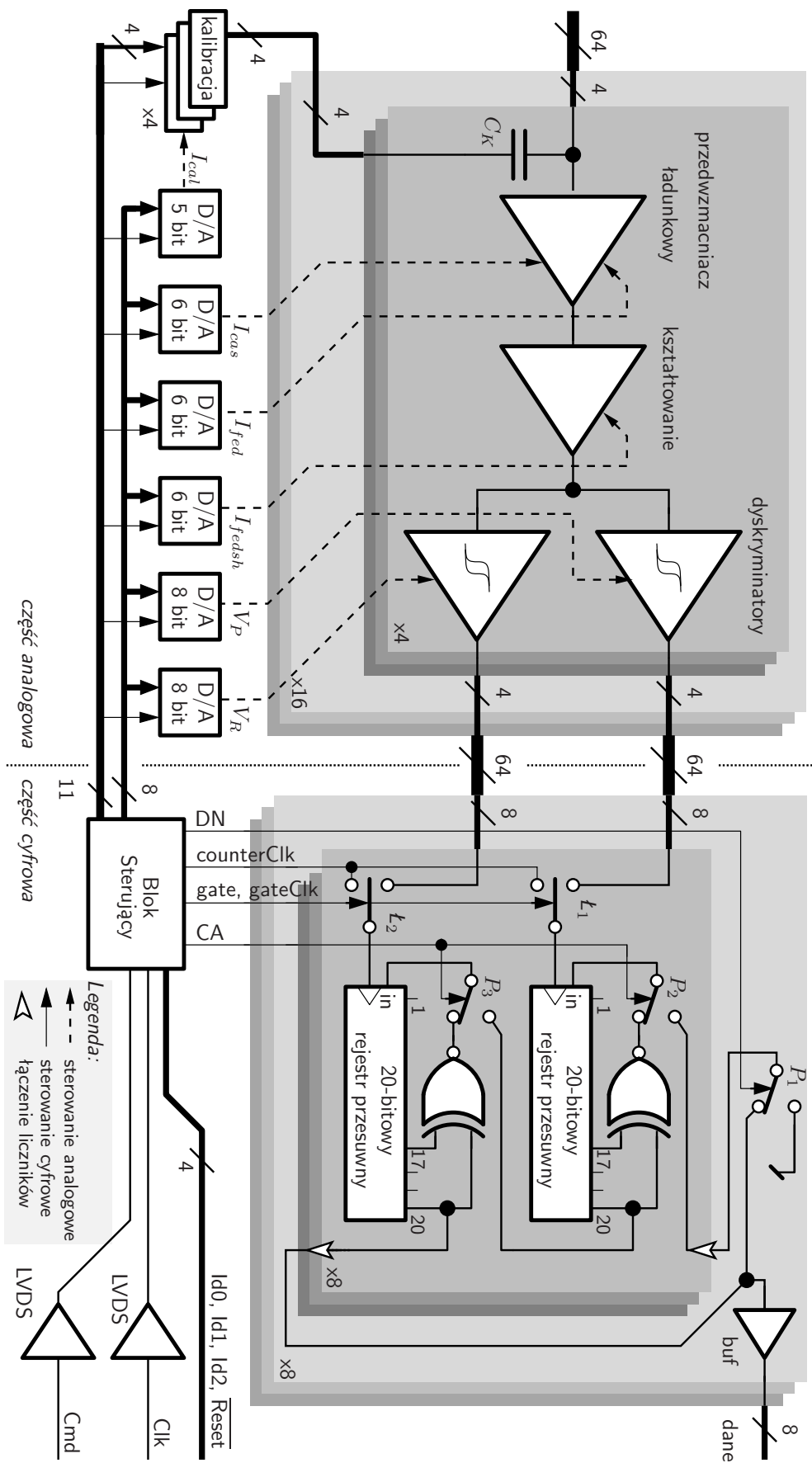
komenda ShortAnalogPulse o kodzie '100', jest identyczna z komendą AnalogPulse z tą różnicą, że długość wysyłanego impulsu wynosi tylko 8 cykli zegara. Jest to komenda przydatna w przypadku małej częstotliwości sygnału zegarowego (co jest częste na etapie testów) pozwalając przyspieszyć wysyłanie impulsów z układu kalibracyjnego.

komenda CounterPulse o kodzie '101', jest przeznaczona do testów. Wysyła ona, do wszystkich liczników, jeden impuls linią counterClk. Łączniki trójpozycyjne L_1 i L_2 na czas tej operacji ustawiane są w pozycjach dolnych, a po wykonaniu komendy wracają do pozycji wyjściowych.

Komenda nie wczytuje żadnych danych.

¹⁶ Można oczywiście otworzyć bramki w jednym rodzaju liczników a zamknąć w drugim różnicując wartości bitów GateP i GateR

¹⁷ Różnicując wartości bitów CountP i CountR można doprowadzić do odczytu tylko jednej grypy liczników, ale z wyjątkiem testów przyjmuje się, że bity te powinny mieć wartość '1'



Rysunek 6.13: Schemat logicznej organizacji układu Rx-64v3 z punktu widzenia sterowania

Podukład kalibracyjny	Bity komendy		Numery kanałów
	dv7	dv6	
K_1	0	0	$4n - 3$
K_2	0	1	$4n - 2$
K_3	1	0	$4n - 1$
K_4	1	1	$4n$

Tabela 6.2: Numery kanałów odpowiadające różnym ustawieniom bitów danych dv7 i dv6 komendy LoadRegs; n przyjmuje wartości całkowite od 1 do 16

komenda LoadRegs o kodzie ‘110’ ładuje rejestry znajdujące się w części analogowej, związane z przetwornikami cyfrowo-analogowymi i układem kalibracyjnym.

Dane tej komendy składają się z dwu części

RegAddr	DacValue
---------	----------

. Trzy-bitowy RegAddr jest adresem rejestru który ma zostać załadowany, a DacValue jest 8-bitową wartością wpisywaną do wskazanego rejestru. Wartość DacValue wysyła się począwszy od najmłodszego bitu dv0, a skończywszy na najstarszym dv7. Jeżeli rejestr docelowy jest krótszy niż 8 bitów to najstarsze bity ciągu DacValue powinny być wyzerowane.

W części analogowej układu Rx-64v3 znajdują się następujące rejestry:

CalibChannels adres ‘000’; 2-bitowy rejestr wybierający grupę kanałów do której wysyłany jest impuls kalibracyjny. Odmienne niż w pozostałych przypadkach opisanych niżej używane są tutaj tylko dwa najstarsze bity dv7 i dv6. Powiązanie wartości bitów dv7 i dv6 z grupą kanałów pokazuje tabela 6.2

CalibDac adres ‘001’; 5-bitowy rejestr przetwornika ustawiającego amplitudę impulsu kalibracyjnego

RDac adres ‘010’; 8-bitowy rejestr przetwornika ustawiającego próg dla dyskryminatorów R

PDac adres ‘011’; 8-bitowy rejestr przetwornika ustawiającego próg dla dyskryminatorów P

FedDac adres ‘100’; 6-bitowy rejestr przetwornika kontrolującego prąd I_{fed} . Prąd ten ustawia wartość rezystora w pętli sprzężenia zwrotnego przedwzmacniacza

FedshDac adres ‘101’; 6-bitowy rejestr przetwornika kontrolującego prąd I_{fedsh} . Prąd ten ustawia wartość rezystora w pętli sprzężenia zwrotnego układu kształtowania

CasDac adres ‘110’; 6-bitowy rejestr przetwornika kontrolującego prąd w tranzystorze wejściowym wzmacniacza
adres ‘111’ jest nieużywany.

komenda InvalidCommand o kodzie ‘111’; jest komenda pustą, która nie robi nic. Można ją wykorzystać w przypadku poważnych problemów z uzyskaniem komunikacji, ponieważ po zakończeniu interpretacji tej komendy dekodery komend wystawia na jeden cykl zegara wartość jeden na jedno z pól kontaktowych układu. W ten sposób można sprawdzić czy komendy docierają do wskazanego w adresie komendy układu.

6.7. Układy wejściowe i wyjściowe

Do przesyłania komend i sygnału zegarowego do układu Rx-64v3 zdecydowano się użyć standardu LVDS¹⁸. Jest on oparty na sygnałach różnicowych, co znacząco zwiększa odporność linii sygnałowych na zakłócenia zewnętrzne. Jeżeli nawet zewnętrzne pole elektromagnetyczne spowoduje zmianę potencjału na linii sygnałowej, to zmiana ta dotyczy zazwyczaj obydwu przewodów transmitujących sygnał i prawie nie wpływa na różnicę pomiędzy nimi, w której ukryta jest informacja. Drugim powodem jest omijanie w takiej transmisji ścieżki masy. W ten sposób przynajmniej część zakłóceń generowanych przez sygnał zegarowy nigdy nie przedostaje się do układów analogowych.

Ponieważ przenoszenie zakłóceń z części cyfrowej do części analogowej jest istotne tylko wtedy kiedy część analogowa jest wykorzystywana do wykonywania pomiarów zastosowanie standardu różnicowego ograniczono do sygnałów zegara Clk i komendy Cmd. Trzecia linia sygnałowa, linia $\overline{\text{Reset}}$ zerująca układ, pracuje już w standardzie CMOS, ponieważ zerowanie układu automatycznie oznacza zatrzymanie akwizycji danych i wykonuje się je zazwyczaj tylko raz na początku pracy z układem. Podobnie jest w przypadku buforów wyjściowych, także pracujących w standardzie CMOS. Ze względu na wybrany sposób czytania zawartości liczników, nie można jednocześnie rejestrować impulsów z dyskryminatorów i wysyłać danych z układu, więc zakłócenia dostające się w tym czasie do części analogowej są nieistotne.

Bufory wyjściowe są trójstanowymi buforami zaprojektowanymi tak, żeby mogły wysterować pojemność ok. 15 pF przy częstotliwości 10 MHz. Podana pojemność jest oszacowaną pojemnością całkowitą widzianą z wyjścia bufora. Składa się na nią pojemność pola kontaktowego układu, pojemność ścieżki na płycie drukowanej oraz pojemność wejściowa układu buforującego znajdującego się na płycie.

Bufory wyjściowe przez cały czas zbierania danych pozostają w stanie wysokiej impedancji i wychodzą z tego stanu tylko na czas wysyłania danych. Takie ich zachowanie pozwala bezpiecznie przyłączyć kilka układów do wspólnej szyny danych. Ta własność buforów oraz adresowanie układów pozwalają znacząco zmniejszyć ilość przewodów niezbędną do obsługi systemu i przez to uproszczają jego budowę redukując jednocześnie możliwość awarii.

Dodatkową funkcją bufora wyjściowego (a właściwie krótkiego rejestru przesuwanego znajdującego się tuż przed nim) jest dodawanie na początek sekwencji danych tzw. *nagłówka danych*, podobnego do opisanego wyżej nagłówka komendy. Nagłówek ten składa się z dwóch części: stałej i zależnej od adresu układu, i zawiera w sumie 7 bitów:

1	0	1	0	ld2	ld1	ld0
---	---	---	---	-----	-----	-----

; przy czym wartości ld2, ld1 i ld0 to adres układu ustawiony na odpowiednich polach kontaktowych.

Nagłówek danych pozwala sprawdzić w pewnym stopniu poprawność komunikacji cyfrowej „w locie”. Jest to przydatne na etapie uruchamiania układu, a w kompletnym systemie pozwala na bieżąco kontrolować tę transmisję.

¹⁸ LVDS z ang. *Low Voltage Differential Signaling*

6.8. Metodologia projektowania

Struktura scalona układu Rx-64v3 łączy w sobie trzy główne części: tor spektrometryczny, liczniki oraz sterujący tym wszystkim dekodery komend. Każdą z tych części, ze względu na odmienne zadania jakie ma ona realizować, projektuje się zupełnie inaczej.

W części analogowej priorytetowe znaczenie mają parametry takie jak wzmocnienie czy napięcie niezrównoważenia oraz ich rozrzuty. Trzeba tu uwzględnić fakt, że z procesem wykonywania elementów w strukturze scalonej związany jest pewien czynnik losowy. Z tego względu parametry elementów np. napięcie progowe tranzystora podlegają wahaniom, zarówno w obrębie jednego układu jak i pomiędzy jego kolejnymi egzemplarzami. Różnice pomiędzy różnymi egzemplarzami układu scalonego uwzględnia się używając do symulacji zestawów parametrów granicznych dostarczanych przez producenta¹⁹ (ang. *corners*). Uwzględnienie różnic pomiędzy elementami w obrębie jednej struktury jest trudniejsze, bowiem wymaga skorzystania z symulacji *Monte Carlo*, w których każdemu elementowi układu (np. tranzystorowi) przypisuje się nieco inne parametry. Te symulacje w naszym przypadku są o tyle ważne, że różnice między elementami w obrębie jednego układu są źródłem rozrzutów parametrów poszczególnych kanałów. Z tych samych powodów (jednorodność parametrów kanałów) także rysując plan masek układów analogowych należy przestrzegać pewnych ściśle określonych reguł [Has00, Gry03, Dwu02].

Projektując układy cyfrowe postępuje się zupełnie inaczej przede wszystkim ze względu na zupełnie inny niż w układach analogowych sposób wykorzystania tranzystorów. Praktycznie przez cały czas, poza momentem przełączania, pracują one w jednym z dwu stanów: nasycenia lub zatkania. Dlatego projektując układ cyfrowy w większości przypadków wystarczy ograniczyć się do znacznie szybszych tzw. symulacji cyfrowych. W bloku liczników stosuje się podejście pośrednie, wykorzystując w równym stopniu symulator analogowy (do symulacji szybkości działania licznika), jak i cyfrowy (do sprawdzenia działania licznika pod względem koncepcyjnym oraz jego interakcji z układem sterowania). Plan masek bloku liczników rysuje się podobnie jak układy części analogowej, tzn. układając ręcznie tranzystory, ale bez zachowywania jakichś szczególnych reguł. Właściwie, kierujemy się tutaj tylko jedną zasadą: upakować elementy na możliwie najmniejszej powierzchni.

Jeszcze inne podejście stosowane jest przy projektowaniu bloków takich jak układ sterowania. W tej części można wykorzystać możliwości jakie oferują współczesne narzędzia projektowe dedykowane układom cyfrowym. Charakterystyczną cechą tych narzędzi jest daleko posunięta automatyzacja oraz abstrakcja procesu projektowania. Projektant może część bloku opisać używając jednego z języków opisu logiki (*VHDL*²⁰ lub *Verilog HDL*²¹), a do drugiej części narysować schemat używając biblioteki bramek standardowych dostarczanej przez producenta. Po czym, nie przyglądając się zupełnie poszczególnym tranzystorom, doprowadzić do automatycznego wygenerowania projektu masek. W przypadku bloku sterowania automatyczna generacja planu masek jest narzędziem wręcz koniecznym, bo nie ma tu (jak w blo-

¹⁹ W technologii AMS 0.8 μm bez tranzystorów bipolarnych (opisywany projekt) używa się 8 takich zestawów.

²⁰ VHDL z ang. *Very high-speed integrated circuit Hardware Description Language*

²¹ HDL z ang. *Hardware Description Language*

ku liczników) regularnie powtarzających się struktur, a liczba tranzystorów sięga kilku tysięcy.

Logikę zaprojektowaną w podany wyżej sposób symuluje się używając właściwie tylko symulatora cyfrowego, wygodniejszego w tym wypadku i szybszego od symulatora analogowego. W zależności od potrzeb, symulacja cyfrowa pozwala śledzić zachowanie układu z różną dokładnością uwzględniając opóźnienia ścieżek, obciążalność wyjść poszczególnych bramek itp. Dokładne symulacje cyfrowe wykonywane po automatycznej generacji masek mogą uwzględniać pojemności i rezystancje rozproszone ścieżek, a nawet przesłuchy pomiędzy sąsiednimi ścieżkami. Jeżeli dodatkowo opisze się zachowanie pozostałych części układu np. w języku Verilog, to można prześledzić działanie np. układu sterowania z dołączonymi doń licznikami. Jednak w takich symulacjach niewątpliwym elementem symulacji są właśnie dodatkowe opisy zachowania poszczególnych części układu i to na barkach projektanta spoczywa tu zadanie zachowania zgodności dodanych opisów ze stanem rzeczywistym.

Wszystkie to wspaniałe ułatwienia i automatyzacje znacząco upraszczają projektantowi zadanie, nie zwalniają go jednak od myślenia o czym autor mniejszej pracy miał niechlubną okazję się przekonać.

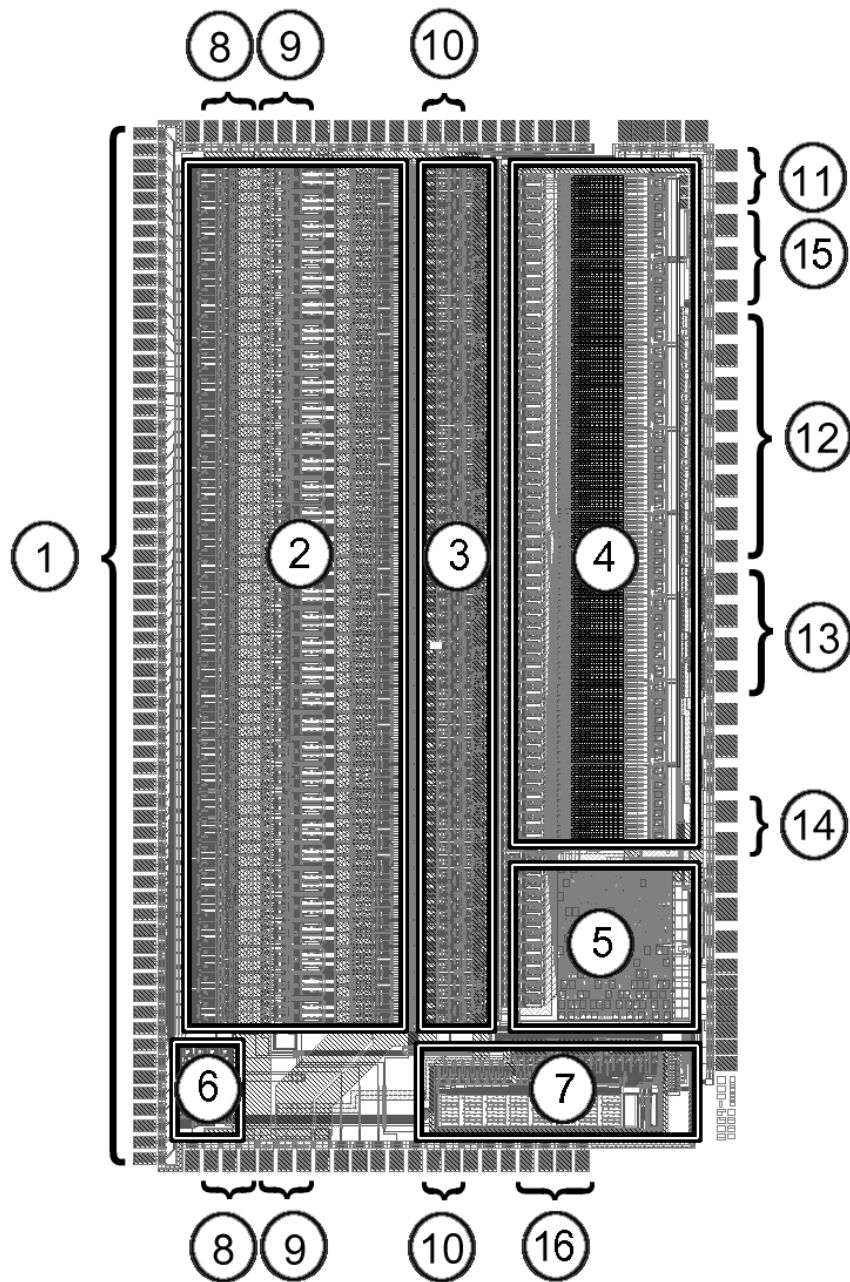
6.9. Plan masek układu

Plan masek układu Rx-64v3 przedstawia rysunek 6.14. Zaznaczono na nim cyframi poszczególne bloki funkcjonalne oraz ważniejsze grupy pól kontaktowych. W dalszej części tego podrozdziału liczba w nawiasie będzie oznaczać odwołanie do odpowiedniego oznaczenia na rysunku 6.14.

Zewnętrzne wymiary całego układu scalonego wynoszą $6500 \times 3700 \mu\text{m}$ co daje całkowitą powierzchnię 24 mm^2 . 64 wejściowe pola kontaktowe układu (1) umieszczone są po jego lewej stronie tuż przed blokiem (2) zajmowanym przez przedwzmacniacze i układy kształtowania. Blok (2) razem z dyskryminatorami (3) zajmuje ok. 10 mm^2 czyli prawie połowę powierzchni całego układu. Na tym tle blokowi liczników (4) przypada stosunkowo niewielka powierzchnia $4,6 \text{ mm}^2$. Biorąc pod uwagę te powierzchnie można pokazać różnicę między wielkością tranzystorów w części analogowej i licznikach.

Na kanał analogowy przypada ok. 60 tranzystorów, a na jeden licznik 350; przy dwu licznikach w kanale daje to liczbę 700 tranzystorów. Stąd, na jeden tranzystor w części analogowej przypada ok. 10 tranzystorów w liczniku. W rzeczywistości średnie wielkości tranzystorów w obydwu częściach nie różnią się aż tak bardzo. W części analogowej znaczącą powierzchnię zajmują kondensatory, a reguły projektowania służące zmniejszaniu rozrzutów parametrów elementów jeszcze wymuszają pewien narzut. Niemniej na tym prostym obliczeniu widać dość wyraźnie różnicę pomiędzy oboma częściami układu.

Pod blokiem liczników znajduje się układ sterowania (5) zajmujący tylko ok. $0,7 \text{ mm}^2$, a będący chyba najbardziej złożoną częścią układu. Jeszcze niżej, pod blokiem sterowania, umieszczone zostały przetworniki cyfrowo-analogowe (7). Cztery ostatnie pola kontaktowe (16), w rzędzie pod przetwornikami, stanowią wyjścia napięć V_{P_1} , V_{P_2} , V_{R_1} i V_{R_2} umożliwiające wyznaczenie charakterystyk przetworników kontrolujących progi dyskryminacji (o czym będzie mowa w rozdziale 7.2). Na tej samej wysokości co przetworniki, ale blisko lewej krawędzi układu znajduje się podukład kalibracyjno-testowy (6).



Rysunek 6.14: Plan masek układu Rx-64v3; (1) wejścia numerowane od góry rysunku; (2) przedwzmacniacze i układy kształtowania; (3) dyskryminatory; (4) liczniki; (5) blok sterujący; (6) podukład kalibracyjno-testowy; (7) blok przetworników cyfrowo-analogowych; (8) napięcie V_{dda} zasilające przedwzmacniacze i układy kształtowania; (9) masa układów analogowych; (10) napięcie V_{ddd} zasilające komparatory; (11) zasilanie układów cyfrowych V_{ddc} ; (12) wyjścia danych; (13) wejścia linii sterujących Clk , Cmd i $Reset$; (14) masa układów cyfrowych; (15) wejścia adresowe $Id2$, $Id1$ i $Id0$; (16) wyjścia V_{P1} , V_{P2} , V_{R1} oraz V_{R2} z przetworników kontrolujących progi dyskryminacji

Podukład ten umieszcza się możliwie blisko wejść (1) ze względu na niskie napięcia jakie on generuje.

Część analogową i cyfrową otacza się osobnymi pierścieniami zabezpieczającymi, z tego względu, że takie pierścienie dość skutecznie zapobiegają przedostawaniu się prądów płynących w podłożu z jednej części układu do drugiej. Zabiegi te wynikają z chęci uchronienia układów analogowych przed zakłóceniami pochodzącymi od układów cyfrowych. Z tych samych powodów zasilanie układu rozbija się na dwie części, co separuje dodatkowo część analogową od cyfrowej. I tak, masę części cyfrowej stanowią pola kontaktowe (14), a części analogowej (9). Górne napięcie dostarczane jest do części cyfrowej polami (11), do przedwzmacniaczy i układów kształtowania polami (8), a do dyskryminatorów polami (10). Umieszczenie zasilających pól kontaktowych do bloków analogowych na górze i na dole układu zmniejsza spadki napięć na wewnętrznych liniach zasilających, natomiast równoległe połączenie kilku pól zwiększa wartość prądu, który może nimi popłynąć, oraz zmniejsza wypadkową indukcyjność mikropołączeń do płytki drukowanej (o znaczeniu tej indukcyjności dla układów analogowych pisaliśmy w podrozdziale 6.3.2).

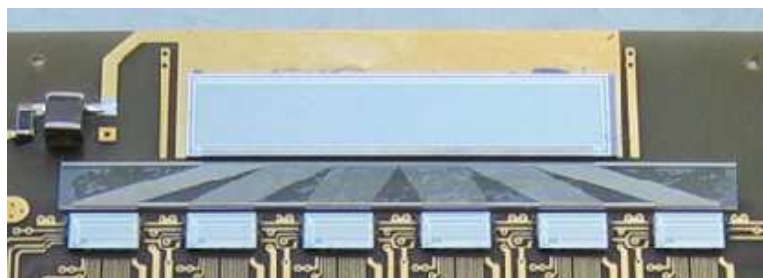
Rozdział 7

Pomiary parametrów układu scalonego

W tym rozdziale zajmujemy się parametryzacją układów scalonych. Ponieważ cały projekt elektroniki koncentrował się na minimalizacji rozdzielczości energetycznej, to także w parametryzacji układów centralnym parametrem, który chcemy określić jest ta rozdzielczość. Na rozdzielczość energetyczną składają się rozrzuty parametrów pomiędzy kanałami oraz średnie szумы układu, stąd opiszemy kolejno eksperymentalny moduł pomiarowy, sposób prowadzenia pomiarów i wyznaczania parametrów układu by całość zakończyć wyznaczeniem rozdzielczości energetycznej.

Prototypowy moduł pomiarowy, którego zdjęcie prezentuje rysunek 7.1, składa się z 6 układów scalonych Rx-64v3 przyklejonych na wspólnej płycie drukowanej i podłączonych do detektora opisanego w podrozdziale 5.4. Pomiedzy układami scalonymi znajdującymi się na płycie drukowanej musi zostać zachowana pewna przestrzeń m.in. na wykonanie mikropołączeń bocznych pól kontaktowych. Z tego względu odległości pomiędzy odpowiadającymi sobie polami kontaktowymi na układach scalonych i detektorze ulegają wyraźnemu powiększeniu i wykonanie bezpośrednich mikropołączeń metodą ultrakompresji jest raczej niemożliwe. Dlatego pomiędzy detektor a układy scalone dodano szklany adaptor. Jest to zespół ścieżek drukowanych na szkle (o długości ok. 1 cm), który pozwala na precyzyjne dopasowanie położenia pól kontaktowych wszystkich łączonych mikrostruktur. W ten sposób, pomimo że wymagana liczba mikropołączeń ultrakompresyjnych różnie dwukrotnie, to sam proces ich wykonywania można zautomatyzować i cała operacja łączenia detektora z układami scalonymi staje się prostsza i bardziej niezawodna. Niedogodnością wynikającą ze stosowania adaptora jest wzrost rezystancji połączenia detektor-układ scalony o ok. 35Ω . Jest to wartość porównywalna z rezystancją pasożytniczą R_{con} ze wzorów 6.6 (strona 82) i stąd można wnosić, że dodatkowe szумы, które generowane są za sprawą tej rezystancji, będą niewielkie w porównaniu do innych szumów toru analogowego; podobnie jak to ma miejsce w przypadku rezystancji R_{con} (porównaj rysunek 6.6 ze strony 82).

Moduł pomiarowy jest sterowany bezpośrednio z komputera z użyciem



Rysunek 7.1: Zdjęcie modułu zawierającego 6 układów scalonych i detektor; układy numeruje się od prawej

karty cyfrowej PCI-DIO-96-HS firmy National Instruments generującej sygnały w standardzie TTL. Płytką drukowaną, oprócz układów Rx-64v3 i detektora, zawiera jeszcze buforów wzmacniające i konwertujące sygnały pomiędzy standardami TTL i CMOS dla linii danych i resetu oraz nadajniki LVDS dla sygnału komendy i zegara. Całość pracuje pod kontrolą programu napisanego przez autora tej pracy w systemie LabView.

Wszystkie sygnały, łącznie z sygnałem zegara, generowane są programowo. To powoduje, że szybkość całego systemu jest dość niska (sygnał zegarowy ma częstotliwość ok. 20 kHz). na obecnym etapie zaawansowania projektu jest to rozwiązanie zupełnie wystarczające. Przewidywana w przyszłości częstotliwość taktowania, co najmniej 10 MHz, będzie wymagała albo użycia szybkich kart cyfrowych, albo zastosowania dodatkowych zewnętrznych układów do realizacji transmisji i buforowania danych. Zadaniem komputera byłoby wtedy tylko kierowanie i nadzorowanie transmisją danych oraz obróbka wyników.

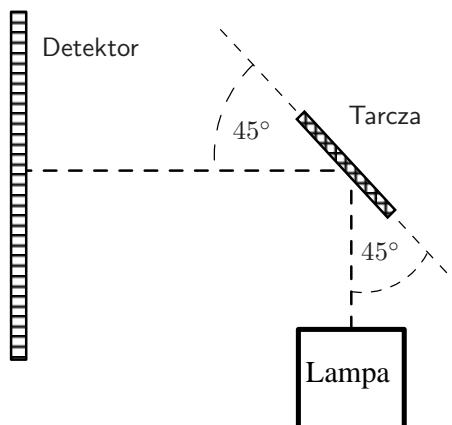
Kanały detektora oraz układy scalone będziemy oznaczać w następujący sposób

- kanały numerowane są w sposób ciągły począwszy od 1, bez rozróżniania układów scalonych. Na zdjęciu 7.1 kanał 1 znajduje się po prawej stronie detektora; przy czym numery nadano tylko tym kanałom, które przyłączone są do układów scalonych pomijając nieużywane paski na brzegach detektora.
- układy scalone numerowane są w tym samym kierunku co kanały (od prawej na rysunku 7.1) także od jeden. Ponieważ każdy kanał posiada właściwie dwa niezależne tory analogowe zakończone dyskryminatorami P i R , to żeby je rozróżnić do cyfry układu dodaje się odpowiednią literę np. $4R$.

7.1. Stanowisko pomiarowe i metoda wyznaczania parametrów kanałów

Pomiary parametrów elektronicznych prezentowanych w tym rozdziale zostały zrealizowane w Aleksandrii we Włoszech. Do ich wykonania użyto lampy rentgenowskiej $FN\ Cu\ 4K$ firmy Simens z anodą miedzianą o maksymalnym napięciu 60 kV i mocy dopuszczalnej 2 kW.

Pomiary wykonano wykorzystując promieniowanie fluorescencyjne kilku wybranych materiałów. Konfigurację pomiarową pokazuje rysunek 7.2; promieniowanie z lampy pada na tarczę fluorescencyjną pod kątem 45° , generuje wtórne promieniowanie fluorescencyjne i dopiero ta mieszanka częściowo odbitego promieniowania z lampy i fluorescencyjnego pada na detektor. Detektor jest ustawiony tak, żeby kąt pomiędzy wiązką z lampy i kierunkiem rejestracji promieniowania wynosił 90° . Dobór kątów padania i rejestrowania wiązki nie jest przypadkowy. Po pierwsze, żeby uzyskać możliwie czyste piki fluorescencyjne, dążymy do zmniejszenia poziomu widma ciągłego obserwowanego na detektorze. Widmo to pochodzi częściowo bezpośrednio z lampy, ale jest też generowane przez zjawiska rozproszenia w tarczy fluorescencyjnej, które wykazują minima różniczkowego przekroju czynnego (zależnego od kąta) właśnie dla wartości 90° . Po drugie, głębokość wnikania wiązki i tym samym liczba wygenerowanych kwantów, a z drugiej strony droga jaką muszą pokonać w tarczy wytworzone fotony, także zależy od kąta padania i rejestrowania wiązki. Z tego punktu widzenia dyskutowana



Rysunek 7.2: Konfiguracja pomiarowa używana do wyznaczania parametrów układów

geometria okazuje się rozsądnym kompromisem. Stąd, pomimo, że emisja charakterystycznego promieniowania X jest izotropowa, geometria $45^\circ - 45^\circ$ jest optymalna z punktu widzenia stosunku wysokości pików do tła.

W pomiarach używano 4 tarcz fluorescencyjnych wymienionych w tabeli 7.1. Jako że omawiany system nie pozwala na rozdzielanie linii K_{α_1} i K_{α_2} pokazane w tabeli 7.1 i użyte w analizie danych energie są średnimi ważonymi energii linii K_{α_1} i K_{α_2} wg wzoru

$$E_\alpha = \frac{2}{3}E_{\alpha_1} + \frac{1}{3}E_{\alpha_2}, \quad (7.1)$$

gdzie E_{α_1} jest energią odpowiadającą linii K_{α_1} , a E_{α_2} linii K_{α_2} . Współczynniki wagowe we wzorze 7.1 obrazują względne intensywności linii K_{α_1} i K_{α_2} jakie można znaleźć w tablicach [LS78, KL73]. Całkowita intensywność linii K_β oszacowana na podstawie tych samych tablic jest ok. 5 razy niższa niż sumaryczna linia K_α , dlatego w procedurze wyznaczania parametrów układu linie K_β są pomijane.

Wyznaczanie parametrów układu polega głównie na zbieraniu widm całkowych zwanych też krzywymi „S” dla kolejnych tarcz fluorescencyjnych. Typowy przykład takiej krzywej dla pojedynczego kanału wprost z pomiaru przedstawia rysunek 7.3a. Widać na nim problem fałszywych wartości pojawiających się w licznikach dyskutowany już w podrozdziale 6.5.3. Punkty te eliminuje się przez zastąpienie ich wartością średnią z dwu punktów sąsiednich¹. Procedury eliminacji błędnych wartości nie udało się dotychczas

¹ Czasami jeżeli akurat dwa kolejne punkty na krzywej S mają fałszywe wartości to wykonywana jest prosta interpolacja liniowa.

Pierwiastek	Energia E_α [keV]	Ładunek Q_α [el]
Ge	9,8763	2713,3
Zr	15,747	4326,1
Ag	22,105	6072,9
Sn	25,195	6921,8

Tabela 7.1: Tarcze fluorescencyjne używane w pomiarach i przypisane im energie krawędzi absorpcji K_α wraz z odpowiadającymi tym energiom ładunkami elektrycznymi; wartości energii wyznaczono wg wzoru 7.1

całkowicie zautomatyzować m.in. ze względu na znaczące różnice w położeniu krzywej S pomiędzy kolejnymi układami scalonymi. Usuwanie fałszywych punktów jest konieczne ze względu na kolejny krok obróbki danych, mianowicie dopasowywanie komplementarnej funkcji błędu.

Krzywe S po zróżniczkowaniu dają piki, które można dopasować funkcją Gaussa określając tym samym ich położenie i szerokość niezbędne do wyznaczenia parametrów układu. Jednak różniczkowanie numeryczne daje przebiegi mocno poszarpane, a po dodaniu wygładzania (np. metoda Savitzky-Golay różniczkowania z wygładzaniem [PFTV92]) szerokości pików ulegają zafalszowaniu (poszerzeniu). Z tych powodów zdecydowano się wykonywać dopasowanie bezpośrednio do krzywych S komplementarną funkcją błędu omijając całkowicie etap różniczkowania numerycznego. Ze względu na „tło” komplementarna funkcja błędu wymaga uzupełnienia. W omawianym tu przypadku użyto wielomianu stopnia drugiego otrzymując funkcję dopasowującą w postaci

$$f(D) = a_0 + a_1 D + a_2 D^2 + \frac{A}{\sigma_{vD} \sqrt{2\pi}} \int_D^\infty \exp \left[-\frac{(t - \mu_D)^2}{2\sigma_{vD}^2} \right] dt, \quad (7.2)$$

gdzie

- a_0, a_1, a_2 — współczynniki wielomianu
- A — amplituda funkcji Gaussa
- σ_{vD} — odchylenie standardowe
- μ_D — średnia
- D — wartość progu dyskryminacji wyrażona w jednostkach przetwornika cyfrowo-analogowego ustawiającego próg dyskryminacji²

Rysunki 7.3b i c przedstawiają dopasowaną funkcję daną wzorem 7.2 na tle wyników pomiarowych dla dwu wybranych tarcz fluorescencyjnych. Wspomniane wyżej tło pojawia się jako pochylone obszary przed i za pikiem. Gdyby promieniowanie padające na detektor było monoenergetyczne te obszary byłyby płaskie, a nie pochylone.

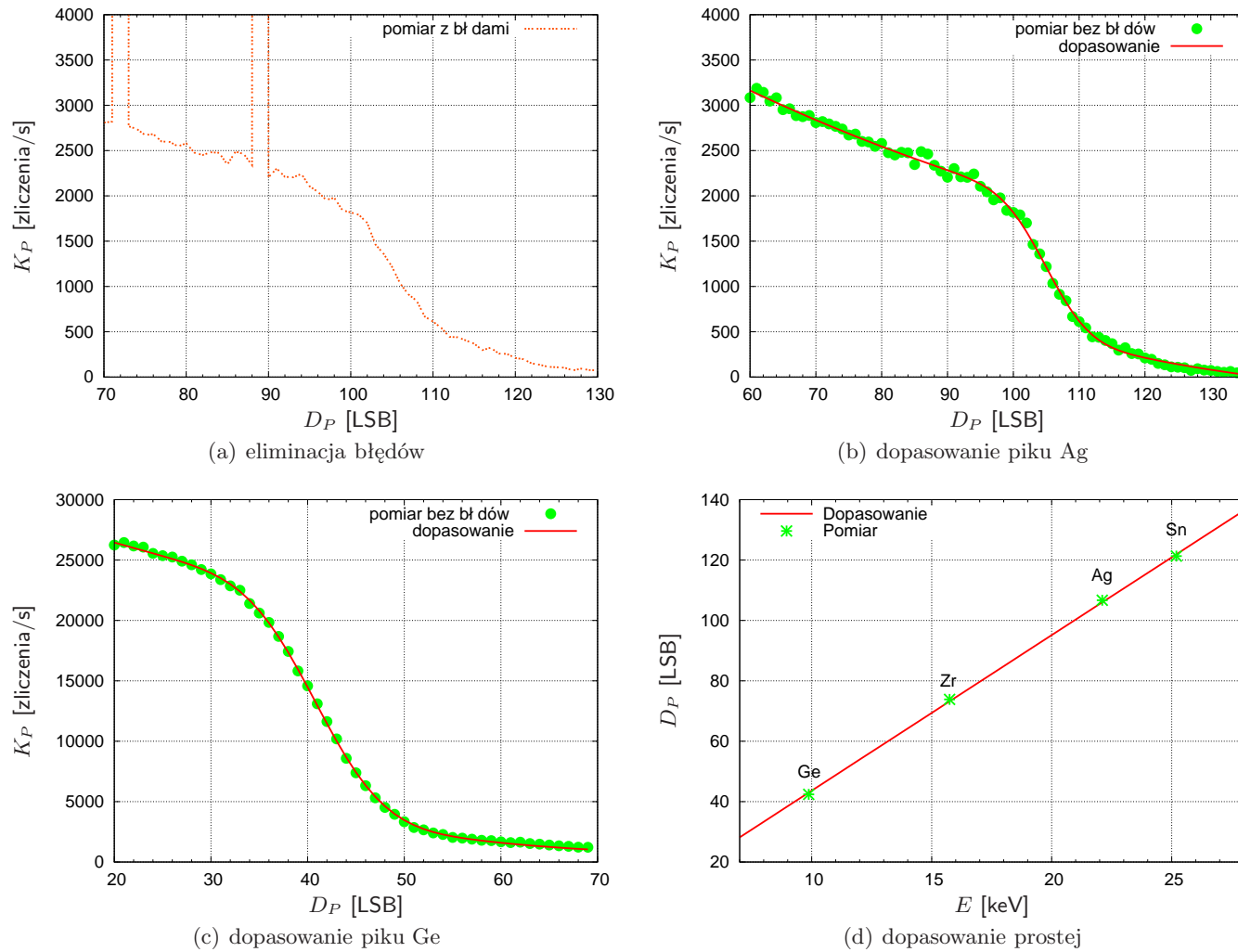
Z położen środków pików μ_D wyznaczonych z dopasowania funkcji 7.2, budujemy prostą kalibracji; przykład takiej prostej prezentuje rysunek 7.3d. Jeżeli zapisać otrzymaną prostą przy pomocy formuły

$$D = g_D E + f_D, \quad (7.3)$$

gdzie D jest wartością progu dyskryminacji, a E energią, to jej współczynniki stanowią parametry kanału: g_D jest wzmocnieniem, a f_D napięciem niezrównoważenia toru analogowego. Natomiast szum, a właściwie ekwiwalentny ładunek szumowy ENC, kanału określa się dzieląc szerokość pików σ_{vD} przez wzmocnienie g_D . Dla kanału 280 przedstawionego na rysunku 7.3 wspomniane parametry wynoszą $g_D = 5,15$ LSB/keV, $f_D = -7,9$ LSB, a $\sigma_{vD} = 4,8$ LSB. Daje to ENC wejściowy wyrażony w jednostkach energii $\sigma_{nD} = 0,93$ keV, a w ładunku 257 el.

Warto w tym miejscu zatrzymać się na chwilę nad problemem jednostek w jakich opisujemy wzmocnienie, napięcie niezrównoważenia i szum. Jeżeli dysponujemy charakterystykami przetworników czyli równaniem, które pozwala przeliczyć próg dyskryminacji D , wyrażony w LSB— naturalnych jednostkach przetwornika cyfrowo-analogowego, na odpowiadające mu

² Można zamiast jednostek przetwornika (LSB) użyć też mV, o ile dysponujemy charakterystykami przetworników, ale zmianie ulegają wtedy jednostki wszystkich wyznaczonych parametrów.



Rysunek 7.3: Procedura analizy danych na przykładzie kanału 280; ustawienia 32/32/48; w pierwszym kroku usuwamy fałszywe wartości z liczników (a) następnie dopasowujemy piki komplementarną funkcją błędów (b) i (c), a, na końcu, prostą (d); procedura jest powtarzana dla pozostałych kanałów

napięcie, to można wzmocnienie i napięcie niezrównoważenia wyrazić w często używanych jednostkach [mV/el] i [mV]; jednostki te nazwiemy tu *jednostkami elektronicznymi*. Jednak, z użytkowego punktu widzenia lepiej jest wyrażać wzmocnienie i napięcie niezrównoważenia w jednostkach samego przetwornika oraz energii, nazywanych tu *jednostkami LSB*; przecież próg dyskryminacji wysyłany do układu jest wyrażony w LSB, a nie miliwoltach. Podobna sytuacja jest z ENC, który tradycyjnie przedstawia się w elektronach, a w praktyce operuje się raczej energią wyrażoną w kiloelektronowoltach. Z drugiej strony jednostki elektroniczne pozwalają na porównanie parametrów prezentowanych tu rozwiązań z innymi rozwiązaniami omawianymi w literaturze.

Z przedstawionych wyżej powodów w dodatku A, zawierającym parametry wszystkich układów używanych w systemie dla różnych ustawień elektroniki, zamieszczono tabele zawierające obydwa typy jednostek, natomiast w dalszej części tego rozdziału będziemy się posługiwać przede wszystkim jednostkami LSB. Żeby uniknąć konfuzji i jednocześnie zachować spójność z poprzednimi rozdziałami, w których dyskusja prowadzona była z użyciem jednostek elektronicznych, do wszystkich wielkości przedstawionych w jednostkach LSB dodaje się dodatkowy dolny indeks D. Stąd np. wzmocnienie w wyrażone w jednostkach elektronicznych g zapisujemy w jednostkach LSB jako g_D , a oznaczenie szumu wejściowego (ENC) zmienia się z σ_n (elektrony) na σ_{nD} (kiloelektronowolty).

7.2. Przetworniki kontrolujące próg dyskryminacji

Charakterystyki przetworników cyfrowo-analogowych, które kontrolują progi dyskryminacji wyznacza się z dwu powodów: żeby wyznaczyć błędy tych przetworników oraz aby móc przeliczyć g_D i f_D do jednostek elektronicznych. Przeliczanie wartości wzmocnienia i napięcia niezrównoważenia jest bardziej istotne dla projektanta układu scalonego, pozwala bowiem np. na porównanie wyników pomiaru z symulacjami. Z punktu widzenia użytkownika znacznie ważniejsze jest sprawdzenie błędów przetwornika albo inaczej mówiąc jego monotoniczności.

Wartość napięcia na wyjściu przetwornika powinna liniowo zależeć od wartości do niego wpisanej D , stąd zapiszemy ją wzorem

$$V_{th} = a_D D + b_D, \quad (7.4)$$

gdzie D jest wartością wpisaną do przetwornika w LSB, a a_D i b_D to współczynniki konwersji na napięcie.

Współczynniki z formuły 7.4 wyznacza się zazwyczaj, dopasowując prostą metodą najmniejszych kwadratów. Wtedy błąd przetwornika definiuje się jako

$$D_{err} = (V_{pom} - V_{th})/a_D, \quad (7.5)$$

gdzie V_{pom} jest zmierzoną wartością napięcia, a V_{th} to napięcie obliczone ze wzoru 7.4.

Przetwornik cyfrowo-analogowy uznaje się za spełniający założenia projektowe, jeżeli wartość bezwzględna z jego błędu danego formułą 7.5 jest mniejsza od 0,5 LSB. Jest to o tyle ważne, bo jeżeli warunek ten zachodzi dla każdej wartości D , to rzeczywista charakterystyka przetwornika jest monotoniczną funkcją D . W przypadku kiedy przetwornik nie spełnia podanego

Numer toru	a_D [mV/LSB]	b_D [mV]	$\min(err)$ [LSB]	$\max(err)$ [LSB]
1P	2,78	0,33	-0,23	0,29
2P	2,83	0,18	-0,32	0,33
3P	2,84	0,34	-0,27	0,30
4P	2,85	0,60	-0,33	0,37
5P	2,72	-0,28	-0,37	0,42
6P	2,85	0,14	-0,34	0,33
1R	2,83	0,42	-0,33	0,31
2R	2,82	0,28	-0,27	0,26
3R	2,86	-0,91	-0,31	0,44
4R	2,84	0,23	-0,29	0,33
5R	2,72	0,46	-0,33	0,64(0,44)
6R	2,84	0,11	-0,28	0,37

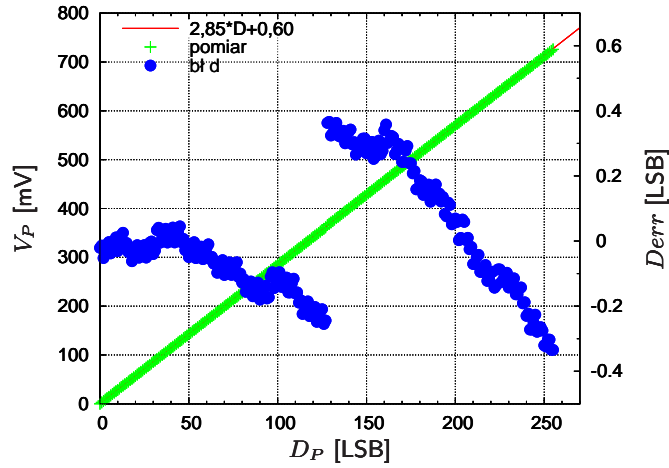
Tabela 7.2: Charakterystyki przetworników cyfrowo-analogowych ustawiających progi dyskryminacji oraz ich maksymalny i minimalny błąd; dla przetwornika 5R w punkcie $D = 150$ pojawia się błąd 0,64 LSB, poza tym jego wartości nie odbiegają od dopasowanej prostej o więcej niż 0,44 LSB — wartość w nawiasie

kryterium uznaje się, że efektywnie ma mniejszą rozdzielczość bitową niż by to wynikało z projektu.

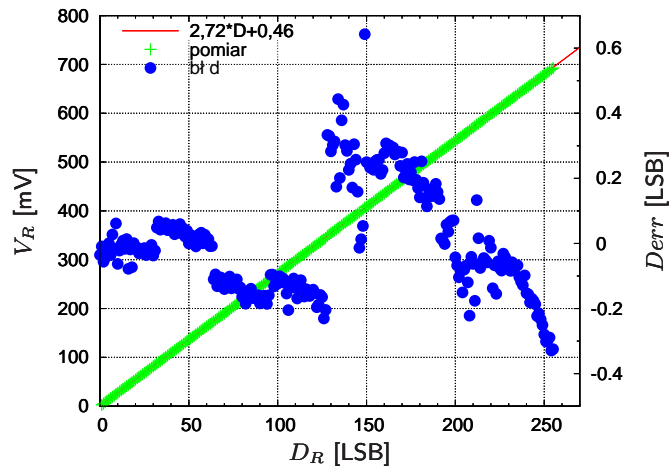
Wykonane zostały pomiary przetworników cyfrowo-analogowych ustawiających progi dyskryminacji we wszystkich 6 układach scalonych wchodzących w skład testowanego modułu. Charakterystyki wyznacza się mierząc różnicę potencjałów pomiędzy wyprowadzonymi na pola kontaktowe parami napięć V_{P_1} i V_{P_2} oraz V_{R_1} i V_{R_2} (porównaj rysunek 6.8 na stronie 85 oraz plan masek układu na stronie 101). Współczynniki dopasowanych prostych pomiarowych oraz błąd maksymalny i minimalny podaje tabela 7.2, natomiast rysunek 7.4 pokazuje dwie przykładowe charakterystyki; przetwornika P z układu 4 oraz przetwornika R z układu 5 wraz z wartościami błędów.

Rysunek 7.4a prezentuje przypadek typowy (co można stwierdzić na podstawie tabeli 7.2), w którym wartości pomiarowe nie odbiegają od dopasowanej prostej o więcej niż założone 0,5 LSB. Wyjątkiem jest tu przetwornik 5R, którego charakterystykę zamieszczono na rysunku 7.4b. W tym przetworniku jest jeden punkt $D = 150$, dla którego błąd osiąga wartość aż 0,64 LSB. Właściwie układ scalony z takim przetwornikiem powinien być zdyskwalifikowany już na etapie testów wstępnych, jeszcze przed zamontowaniem układów na płytce drukowanej, jednak opisywane układy takich testów nie przechodziły i stąd problem.

Na szczęście w przetworniku 5R tylko jeden punkt nie spełnia kryterium 0,5 LSB, a po odrzuceniu go maksymalna wartość błędu wynosi 0,44 LSB (wartość w nawiasie w tabeli 7.2). Ponieważ jest to tylko jeden punkt, więc można go albo pomijać w analizie danych, albo zostawić spodziewając się, że jego obecność praktycznie nie zmieni uzyskiwanych wartości parametrów układu. Poważny problem wystąpiłby, gdyby założone kryterium łamała cała grupa punktów. W takim wypadku układ 5 należałoby wymienić.



(a) przetwornik 4P



(b) przetwornik 5R

Rysunek 7.4: Przykładowe charakterystyki 8-bitowych przetworników cyfrowo-analogowych ustawiających napięcie dyskryminacji oraz ich z błędy

7.3. Ustawienia standardowe

Układ Rx-64v3 zawiera trzy przetworniki cyfrowo-analogowe kontrolujące wartości najistotniejszych elementów i prądów toru analogowego. Żeby w sposób jasny określać, o którym przetworniku mowa wprowadzamy następujące oznaczenia:

D_{fed} oznacza wartość wpisaną do przetwornika kontrolującego rezystancję

R_{fed} w sprzężeniu zwrotnym przedwzmacniacza ładunkowego

D_{fedsh} jest zawartością przetwornika ustawiającego rezystor R_{fedsh} w sprzężeniu zwrotnym układu kształtowania

D_{cas} to zawartość przetwornika kontrolującego prąd w tranzystorze wejściowym przedwzmacniacza ładunkowego.

Używając tej samej konwencji oznaczymy wartości progów dyskryminacji jako D_P i D_R .

Za ustawienia standardowe układu Rx-64v3 uznaje się następujące zawartości przetworników: $D_{fed} = 32$, $D_{fedsh} = 32$ i $D_{cas} = 48$; co skrótowo będziemy zapisywać $D_{fed}/D_{fedsh}/D_{cas} = 32/32/48$ albo po prostu 32/32/48. Dla tych ustawień została wykonana większa część prezentowanych dalej pomiarów i analiz, i dla takich właśnie ustawień układów wykona-

ny został przykładowy pomiar mammograficzny prezentowany w następnym rozdziale.

7.3.1. Kanały indywidualnie

Każdy pojedynczy kanał zachowuje się jak niezależny tor analogowy, a właściwie dwa niezależne tory analogowe P i R . Dla każdego kanału wyznacza się więc, 6 parametrów: dwa wzmocnienia, dwa napięcia niezrównoważenia i dwie wartości szumu, a ściślej ekwiwalentnego ładunku szumowego (ENC). Wzmocnienie g i szum σ_n wyrażone w jednostkach elektronicznych powinny być takie same dla obydwu torów P i R bowiem obydwie te parametry determinowane są przez przedwzmacniacz ładunkowy i układ kształtowania wspólne dla obydwu dyskryminatorów³. Jeżeli natomiast uwzględnić dodatkowo różnice pomiędzy przetwornikami kontrolującymi progi dyskryminacji czyli wyrazić wszystkie parametry w jednostkach LSB, to każdy kanał można praktycznie uważać za dwa niezależne różniące się parametrami tory analogowe.

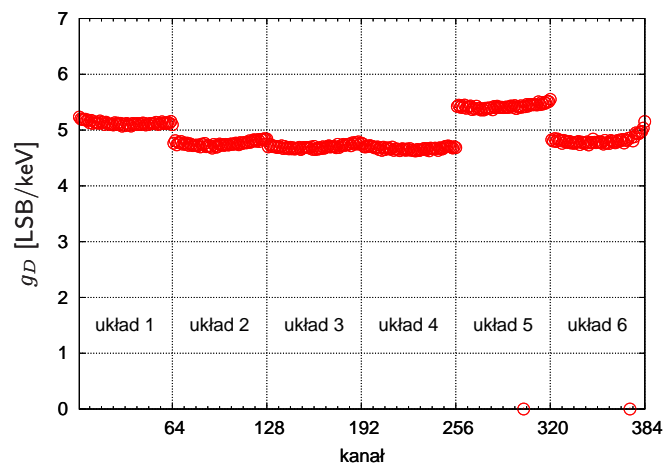
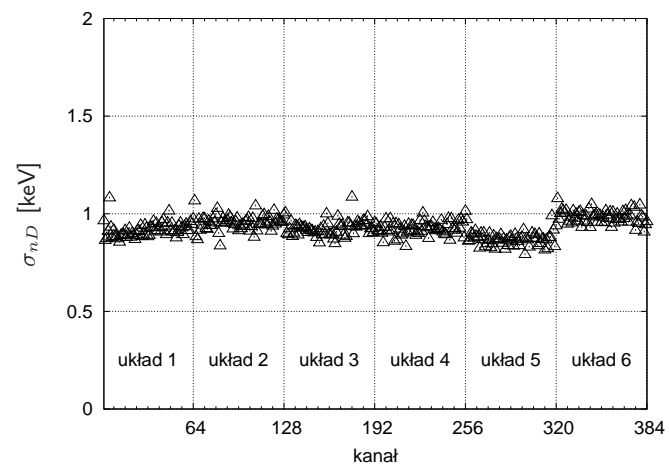
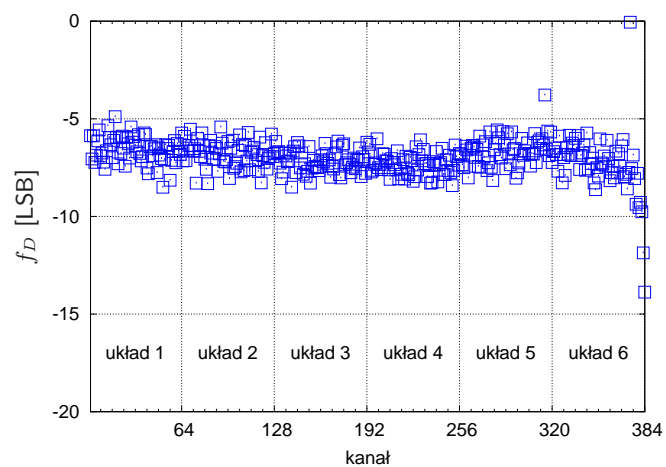
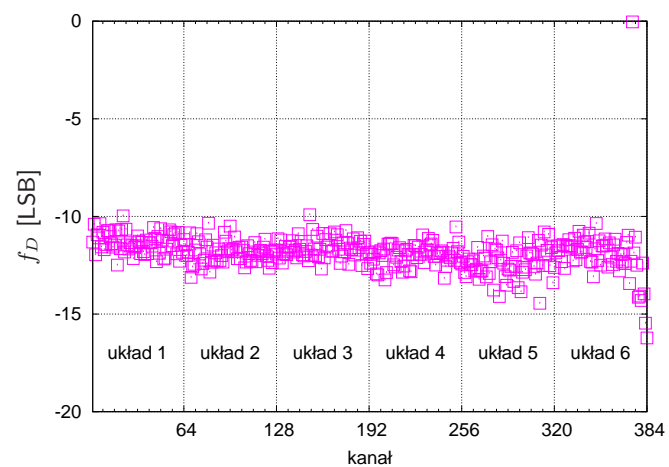
Rysunek 7.5 zawiera wykresy podstawowych parametrów (w jednostkach LSB) modułu pomiarowego w funkcji numeru kanału. Jako, że stosunek wartości wzmocnień w jednostkach LSB torów P i R , w obrębie pojedynczego układu scalonego, jest w przybliżeniu stały i równy stosunkowi nachyleń charakterystyk przetworników, to na wspomnianym rysunku zamieszczono tylko wzmocnienia mierzone na wyjściu dyskryminatora P ; podobnie postąpiono z szumami. Inna sytuacja jest w przypadku napięć niezrównoważenia, ponieważ ich źródłem są dwa niezależne od siebie dyskryminatory, więc rysunek 7.5 zawiera wartości tych napięć zarówno dla toru P jak i R .

Wartości wzmocnienia (rys. 7.5a) wykazują dużą jednorodność zarówno w obrębie pojedynczego układu jak całego modułu. Jedynie układ numer 5 posiada wyraźnie większe wzmocnienie. Co ciekawe ten sam układ ma także wyraźnie odbiegające od reszty charakterystyki przetworników analogowo-cyfrowych, co widać jeżeli popatrzeć na współczynniki z tabeli 7.2. Co więcej nawet jeżeli wyrazić wzmocnienia w jednostkach elektronicznych, to układ numer 5 nadal będzie miał wyraźnie większe wzmocnienie choć różnica nie będzie już tak duża jak ta z rysunku 7.5a. Te fakty, oraz pewne dodatkowe obserwacje zachowania parametrów tego układu, pozwalają sądzić, że wewnętrzne źródło referencyjne przetworników cyfrowo-analogowych w układzie 5 daje niższe napięcie niż źródła pozostałych układów i stąd różnice.

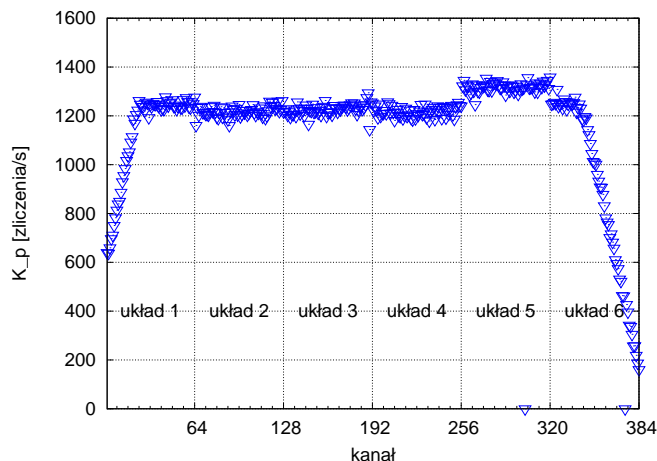
Martwe kanały widoczne są pod postacią punktów o zerowych wartościach wzmocnienia i napięcia niezrównoważenia. Są trzy takie kanały: dwa (o numerach 302 i 374) w dyskryminatorach P i jeden (374) w R . Wszystkie te defekty występują w obrębie części analogowej systemu, co jest istotne ze względu na sposób wyczytywania danych z liczników.

Przyglądając się wykresom 7.5c i 7.5d można zauważyć, że ostatnie kanały z układu 6 mają wyraźnie niższe napięcia niezrównoważenia; te same kanały mają – już mniej wyraźnie – wyższe wzmocnienia. Oba te efekty wynikają z faktu użycia w eksperymencie kolimatora. Wykreślmy jeden z profili wiązki padającego promieniowania (rys. 7.6), czyli liczbę zliczeń na sekundę w funkcji kanału dla wybranego progu dyskryminacji. Widać wyraźnie, że

³ Jednak wyniki pomiarów (parametry w jednostkach elektronicznych zawiera dodatek A) pokazują drobne różnice we wzmocnieniach i szumach mierzonych dla każdego dyskryminatora osobno.

(a) wzmacnienie dla P (b) szum dla P (c) napięcie nierównoważenia dla P (d) napięcie nierównoważenia dla R

Rysunek 7.5: Podstawowe parametry układów dla ustawień standardowych 32/32/48; litery P i R identyfikują dyskryminator, z którym związana jest prezentowana wielkość



Rysunek 7.6: Profil wiązki dla pików Ag i progu dyskryminacji $D_P = 80$; występujące na brzegach osłabienie natężenia spowodowane jest przez kolimator; ustawienia 32/32/48

kolimator mocno przysłania skrajne kanały układu numer 6. Stosunek sygnału (piku) do tła jest w tych kanałach niski, dlatego obniżenie napięcia niezrównoważenia i wzrost wzmocnienia należy traktować tu jako artefakty pomiarowe.

Dodatkowym potwierdzeniem powyższego wniosku są wysokie wartości współczynnika korelacji pomiędzy wzmocnieniem, a napięciem niezrównoważenia jakie otrzymujemy się dla układu 6. Współczynnik ten wynosi w tym wypadku prawie 60%, podczas gdy dla pozostałych układów, a także dla układu 6 w pomiarze bez kolimatora, jego wartość nie przekracza 20% (porównaj dodatek A). Generalnie wartość współczynnika korelacji w jednym wybranym układzie scalonym może, w różnych pomiarach, zmienić nie tylko swoją wartość w dość szerokich granicach, ale nawet znak. Wszystkie te fakty prowadzą do tezy, że wzmocnienia i napięcia niezrównoważenia nie są wzajemnie skorelowane, a obserwowane wartości współczynnika korelacji są raczej wynikiem procedury pomiaru i analizy danych.

Porównanie napięć niezrównoważenia obu dyskryminatorów z rysunków 7.5c i 7.5d pokazuje, że napięcia niezrównoważenia dyskryminatorów R są wyraźnie niższe w każdym pojedynczym kanale. Wynikałoby z tego, że powód takiego stanu rzeczy ukryty jest w projekcie układu. Jednak, ponieważ zarówno schematy jak i projekty masek obu dyskryminatorów są identyczne, trudno dociec w jaki sposób ta różnica powstaje. Jedynym nasuwającym się rozwiązaniem jest różnica w otoczeniu obu struktur występująca w projekcie masek, albo jakieś drobne przeoczenie powstałe w trakcie projektu. Jakkolwiek aspekt ten jest dość interesujący z punktu widzenia projektowego, to w praktyce ważniejsze są rozrzuty napięcia niezrównoważenia, a te jak zaraz zobaczymy w obydwu dyskryminatorach są podobne.

7.3.2. Wartości średnie parametrów i ich rozrzuty

Wartości średnie wzmocnienia, napięcia niezrównoważenia i szumu, obliczone dla każdego układu z osobna na podstawie danych prezentowanych na rysunku 7.5, zebrano w tabeli 7.3. Z obliczeń tych wielkości wyłącza się kanały martwe oraz pewne dodatkowe kanały, które wyraźnie odbiegają od reszty. Czasami takie odstępstwa wynikają ze sposobu prowadzenia pomiaru,

Numer układu	$g_D^{(P)}$ [$\frac{\text{LSB}}{\text{keV}}$]	$f_D^{(P)}$ [LSB]	$f_D^{(R)}$ [LSB]	$\sigma_{g_D}^{(P)}$ [$\frac{\text{LSB}}{\text{keV}}$]	$\sigma_{f_D}^{(P)}$ [LSB]	$\sigma_{f_D}^{(R)}$ [LSB]	$\sigma_n^{(P)}$ [keV]
1	5.12	-6.6	-11.3	0.029	0.69	0.54	0.92
2	4.76	-6.8	-11.9	0.040	0.69	0.55	0.95
3	4.70	-7.2	-11.6	0.033	0.58	0.53	0.93
4	4.67	-7.3	-12.0	0.027	0.57	0.55	0.92
5	5.42	-6.6	-12.4	0.040	0.75	0.79	0.87
6	4.80	-7.2	-11.9	0.040	0.80	0.74	0.99

Tabela 7.3: Średnie wzmocnienia i napięcia niezrównoważenia, rozrzuty tych parametrów oraz szумы dla ustawień 32/32/48

jak w prezentowanym tu przypadku. Ze względu na przesłonięcie kolimatorem części pasków detektora z obliczeń wyłączono kanały o numerach od 380 do 384. Dodatkowo usuwa się także zazwyczaj dwa kanały skrajne po obu stronach detektora. Pomimo tego, że detektor posiada więcej pasków niż wykorzystujemy, a te które są nieużywane (po 4 z każdej strony) podłączone są do masy, to parametry obu kanałów skrajnych (czyli 1. i 384.) są wyraźnie gorsze.

We wzorach opisujących rozdzielczość energetyczną w rozdziale 6.2 (np. 6.14 ze strony 75) średni szum układu σ_n pojawia się pod postacią średniej kwadratowej i w taki sposób obliczono wartości zamieszczone w tabeli 7.3. Nie dokonujemy to rozróżnienia na dwie szumowe średnie kwadratowe pojawiające się we wspomnianym rozdziale tzn. $\sqrt{(\sigma_v/g)^2}$ i $(1/g)\sqrt{\sigma_v^2}$ bowiem okazało się, że obie średnie są sobie równe z dokładnością przekraczającą 1%.

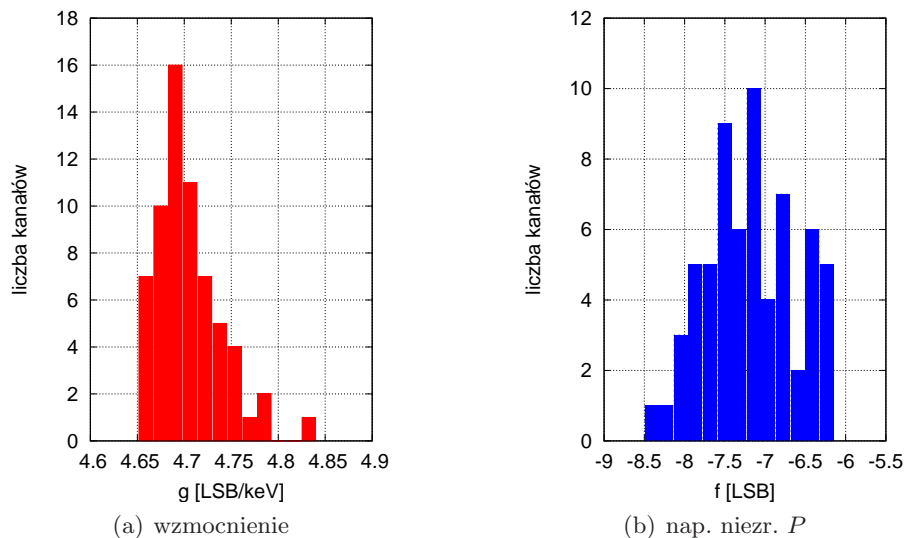
Stosunek odchylenia standardowego wzmocnienia do jego wartości średniej σ_D/g_D we wszystkich układach jest mniejszy od jednego procenta, co powoduje, że dokładność przybliżenia $1/\bar{g} \simeq 1/\bar{g}$ zaproponowanego w rozdziale 6.2 jest lepsza niż 1%. Uprawia nas to do posługiwania się w dalszych obliczeniach średnimi wzmocnieniami zamiast ich odwrotnościami bez zmniejszania dokładności.

Wykreślmy histogramy wzmocnień i napięć niezrównoważenia dla jednego wybranego układu; niech to będzie układu nr 3 (rysunek 7.7). Z charakteru rozrzutu parametrów poszczególnych elementów układu i wynikających z nich wzmocnień i napięć niezrównoważenia można by przypuszczać, że histogramy g_D i f_D będą przypominały rozkład Gaussa. I rzeczywiście, histogram napięć niezrównoważenia niewiele odbiega od rozkładu Gaussa, ale w przypadku histogramu wzmocnień rozbieżność jest tak duża, że przyglądniemy się temu bliżej.

Rozrzut wzmocnień

Histogram wzmocnień z rysunku 7.7a jest wyraźnie niesymetryczny. Wygląda jakby był obcięty od strony niskich wzmocnień (lewa strona). Asymetria ta nie jest jednostkowym przypadkiem, ale pojawia się także pozostałych układach. Co jest jej źródłem można zobaczyć, częściowo już na rysunku 7.5a, a jeszcze lepiej widać to na zbliżeniu wykresu wzmocnienia w funkcji kanału przedstawionym na rysunku 7.8.

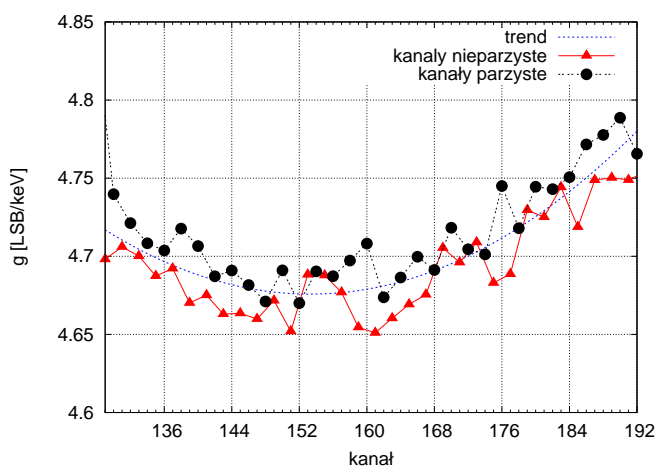
Okazuje się, że wykres wzmocnienia jako funkcji kanału, wygięty jest w kształt litery U zaznaczonej na rysunku 7.8 w postaci linii trendu. Linia ta powstała przez dopasowanie (metoda najmniejszych kwadratów) wielo-



Rysunek 7.7: Histogramy wzmacnienia i napięcia nierównoważenia dla układu nr 3; ustawienia 32/32/48

mianu stopnia drugiego do wzmacnień. Pewne aspekty tego efektu trudno wytłumaczyć; szczególnie fakt, że kanały o numerach najwyższych posiadają większe wzmacnienia od kanałów najniższych. Na pewno, częściowo można tę zależność tłumaczyć spadkiem napięcia na wewnętrznych liniach zasilających. Zasilające pola kontaktowe w układzie Rx-64v3 umieszczone są na jego brzegach (po obu stronach — patrz rysunek 6.14 na stronie 101), więc kanały skrajne, zasilane w przybliżeniu pełną wartością napięcia, mają podobne wzmacnienia. Jednak czym bliżej środka układu napięcie, a więc i wzmacnienie, spada.

Powyższe tłumaczenie wyjaśnia wygięcie wykresu wzmacnień w kształt litery U, ale nie wyjaśnia, dlaczego kanały o najwyższych numerach mają większe wzmacnienia niż kanały o numerach najniższych. Patrząc na plan masek układu należałoby się spodziewać raczej zależności odwrotnej, bo to górne zasilające pola kontaktowe (kanały numerujemy od góry rysunku



Rysunek 7.8: Przybliżenie wzmacnienia w funkcji numeru kanału dla układu numer 3; rozróżniono kanały parzyste i nieparzyste; ustawienia 32/32/48

6.14) umieszczone są w bezpośredniej bliskości kanałów elektroniki, więc to tam jest pełne napięcie zasilania. Do wyjaśnienia tej zależności trzeba się uciec do efektów dynamicznych związanych z elementami pasożytniczymi tzn. indukcyjnościami mikropołączeń ultrakompresyjnych, pojemnościami i rezystancjami rozproszonymi ścieżek w układzie i przewodów doprowadzających zasilanie. Te elementy (przede wszystkim indukcyjności mikropołączeń) przysporzyły dużych problemów ze stabilnością poprzednim wersjom układu Rx-64v3. Było to związane ze stosunkowo małym tzw. marginesem fazy wzmacniaczy toru analogowego. Częściowo te zależności zostały przeniesione do następnych wersji układu, w tym i do obecnej.

Tak więc wygięcie wzmocnienia widoczne na rysunku 7.8 jest skutkiem nałożenia się dwu efektów: stałoprądowego spadku napięcia na liniach zasilających oraz dynamicznego spadku wzmocnienia związanego z elementami pasożytniczymi.

Opisywany efekt stanowiąc tylko 3% średniej wartości wzmocnienia wydaje się mało znaczący, ale wpływa bardzo mocno na rozrzut wzmocnień. Rozrzut wzmocnień obliczony po usunięciu trendu, tak żeby wartość średnia wzmocnienia nie uległa zmianie, wynosi tylko 0,016 LSB/keV czyli jest o 50% mniejszy niż rozrzut pomiarowy 0,033 LSB/keV, a i histogram jest wtedy znacznie bardziej symetryczny. Likwidacja efektu wygięcia wzmocnienia może być zadaniem trudnym. Zmniejszenie wewnętrznych rezystancji ścieżek zasilających można osiągnąć poszerzając je, albo stosując technologię z większą liczbą poziomów metalizacji, prowadząc te ścieżki np. dwiema warstwami. Znacznie trudniej będzie wyeliminować dynamiczny spadek wzmocnienia nie pogarszając przy tym pozostałych parametrów np. szumu układu.

Inną zależność wzmocnienia w funkcji numeru kanału można zaobserwować rozpatrując osobno kanały parzyste i nieparzyste (nadal rys. 7.8). Widać, że kanały parzyste posiadają z reguły większe wzmocnienia niż kanały nieparzyste. Ten efekt tłumaczy się tym, że w projekcie zastosowano lustrzane odbicia sąsiednich kanałów analogowych. Pozwala to zmniejszyć powierzchnię układu, ponieważ poziome linie zasilające rozprowadzające napięcia wewnątrz kanałów są wspólne dla kanałów sąsiednich. Efekt ten dobrze koresponduje z jedną z reguł odnoszących się do analogowego projektu masek. Reguła ta mówi, że minimalny rozrzut parametrów pomiędzy dwoma elementami otrzymuje się wtedy, gdy jedyną operacją jaką stosuje się wykonując plan masek jest translacja. Na obecnym etapie projektu opisywany efekt należy traktować jako ciekawostkę ze względu na jego zanedbywalny wpływ na rozrzut wzmocnień, ale w przyszłości być może trzeba go będzie usunąć.

7.3.3. Wyznaczanie wartości ENC

Z własności przedwzmacniacza ładunkowego oraz układu kształtowania (omówionych w rozdziale 6.3.1) wynika, że szum ENC generalnie rośnie wraz ze wzrostem częstości zliczeń oraz w pewnym stopniu z energią padającego promieniowania. Z tych względów poprawne wyznaczenie wartości ENC w omawianym układzie nie jest sprawą prostą.

ENC wyznacza się z szerokości pików fluorescencyjnego, więc można by się spodziewać, że szerokości wszystkich pików będą takie same, ewentualnie będą nieznacznie rosnąć wraz z energią. Spodziewamy się więc, że np. szerokość pików Ge będzie mniejsza niż pików Ag. Jednak prosty pomiar zazwyczaj

daje zależność odwrotną — pik germanowy jest najszerszy. Tą, w pierwszej chwili zaskakującą zależność, można wytłumaczyć przyglądając się bliżej takiemu prostemu pomiarowi.

Zazwyczaj, wykonując pomiar z kilkoma różnymi tarczami fluorescencyjnymi ustawia się stałe parametry lampy rentgenowskiej (prąd i napięcie) i wymienia tylko kolejne tarcze. W ten sposób, upraszcza się pomiar, ale natężenie promieniowania na detektorze zmienia się w zależności od materiału tarczy. Wiązka ma maksymalne natężenie dla germanu, a minimalne dla cyny i stąd obserwowana zależność zmiany wartości ENC wraz z materiałem tarczy fluorescencyjnej. Można z tego wnosić, że w takim prostym pomiarze dominuje składnik ENC zależny od częstości zliczeń. I rzeczywiście, dopiero starannie wykonany pomiar, w którym dobiera się parametry lampy tak, żeby częstości zliczeń w kolejnych pikach były podobne, a napięcie HV na lampie zmieniało się proporcjonalnie do charakterystycznej energii tarczy fluorescencyjnej pozwala uzyskać wynik, w którym szerokość pików rośnie wraz z energią odpowiadającą materiałowi tarczy. Z przedstawionych obserwacji wynika, że zgodnie z przewidywaniami ENC zależy zarówno od energii padającego promieniowania jak i natężenia wiązki, ale w praktyce w większości przypadków jego wartość zdominowana jest przez składnik związany z częstością zliczeń.

Tu ujawnia się od razu następna trudność pomiarowa — jak zdefiniować częstość zliczeń rejestrowanych przez układ. Wiązka nie jest monoenergetyczna, więc oprócz pików występuje także ciągle tło. Ponieważ szum zależy od całkowitej częstości impulsów rejestrowanych przez przedwzmacniacz ładunkowy, więc trudno podać precyzyjnie liczbową wartość częstości zliczeń, do której można się potem odwoływać. Stąd, zamieszczone tu rozważania dotyczące ENC mają charakter jakościowy, a nie ilościowy.

Z powyższych własności układu wynika konieczność ustandaryzowania pomiaru ENC. Przyjęto więc, że szum określony jest przez szerokość pików srebra mierzonego przy ustawieniach lampy: napięcie $HV = 35$ kV, a prąd $IT = 35$ mA. Odpowiada to częstości zliczeń ok. 3000 s^{-1} . Ponadto, do dalszych analiz przyjmuje się, że wartość ENC jest stała, a w szczególności nie zależy od energii. W taki sposób zmierzono szumy zamieszczone w tabeli 7.3, na rysunku 7.5 oraz w tabelach dodatku A.

Wybór srebra, spośród materiałów fluorescencyjnych zamieszczonych w tabeli 7.1, jest kompromisem pomiędzy energią padającego promieniowania, a uzyskiwaną częstością zliczeń. Tylko energie charakterystyczne Ag i Sn leżą wewnątrz przedziału energii mammograficznych, ale z tarczy cynowej trudno jest uzyskać większe natężenia wiązki, co mogłoby prowadzić do zaniżenia mierzonych wartości ENC.

Używając srebra jako tarczy fluorescencyjnej wykonano pomiar, w którym starano się oszacować zmiany własności układu związane ze wzrostem natężenia wiązki. Zwiększono częstość zliczeń rejestrowaną przez układ ok. 4 razy w stosunku do standardowych 3000 s^{-1} , co spowodowało zwiększenie wartości szumu o ok. 30%; przy czym charakter zmian wartości szumu wykazuje charakter asymptotyczny tzn. szum rośnie coraz wolniej. Dodatkowo zaobserwowano przesuwanie się środków pików w kierunku niższych progów dyskryminacji co związane jest ze spiętrzaniem się impulsów w układzie kształtowania. W podanych wyżej warunkach przesunięcie to wynosi ok. 0,6%, i w zmierzonym zakresie, wykazuje charakter liniowy.

Obydwa zaobserwowane efekty tzn. wzrost szumu i przesuwanie się pików wraz ze wzrostem natężenia promieniowania związane są ze spiętrzaniem się

dyskryminatory	E [keV]	D [LSB]	Δ_E [%]	FWHM [keV]	σ_{rD} [keV]	$\Delta_E^{(A)}$ [%]
P	12,2	50	18,2	2,21	0,15	17,9
	14,3	60	15,5	2,21	0,16	15,3
	26,0	115	8,62	2,24	0,22	8,39
R	26,1	110	8,92	2,33	0,23	8,67
	31,5	135	7,47	2,35	0,27	7,19
	35,8	155	6,62	2,37	0,30	6,32

Tabela 7.4: Rozdzielczość energetyczna jednego układu scalonego i parametry skojarzone z rozdzielczością na przykładzie wybranego układu scalonego nr 3 dla kilku wybranych energii progu dyskryminacji

impulsów w torze analogowym, a te z kolei, wynikają z małej wartości czasu rozdzielczego badanych układów.

7.3.4. Rozdzielczość energetyczna

Zapiszmy wzór 6.12 (ze strony 75) wyrażający rozdzielczość energetyczną Δ_E układu scalonego, wyrażając wielkości w nim występujące w jednostkach LSB

$$\Delta_E = \eta \frac{\sqrt{\sigma_{nD}^2 + \sigma_{rD}^2}}{E}; \quad (7.6)$$

przy czym, ze względu na wspomniane wyżej niskie wartości stosunku σ_g/g , rozrzut ustawienia progu dyskryminacji σ_{rD} można obliczać używając dokładnej formuły 6.13 (ze strony 75), albo wzorów przybliżonych wykorzystujących równość $1/g = 1/\bar{g}$. W obu przypadkach wartości Δ_E będą praktycznie takie same.

Spektrometryczne rozdzielczości energetyczne jednego z układów prototypowego modułu pomiarowego oraz inne towarzyszące im parametry dla kilku wybranych energii⁴ prezentuje tabela 7.4. Wspomniana tabela zawiera obok rozdzielczości energetycznej układu, szerokość połówkową piku układu wielokanałowego zdefiniowanego w podrozdziale 6.2, wartość rozrzutu ustawienia progu dyskryminacji oraz asymptotyczną zdolność rozdzielczą wprowadzoną wzorem 6.16 ze strony 76, którą można utożsamiać z rozdzielczością energetyczną układu, w którym nie występuje rozrzut ustawienia progu dyskryminacji.

Patrząc na szerokość FWHM piku układu wielokanałowego, czyli jego energetyczną zdolność rozdzielczą, widać że zależy ona tylko nieznacznie od dyskryminowanej energii. Można to łatwo uzasadniać porównując rozrzuty σ_{rD} z wartościami szumu σ_{nD} w układzie nr 3, które wynoszą 0,93 keV z dyskryminatorami P oraz 0,96 keV z R . Wartości rozrzutu są dla wszystkich rozpatrywanych energii mniejsze ponad 3 razy od σ_{nD} i mimo, że w sposób widoczny rosną wraz ze wzrostem energii, to szerokość połówkowa zdominowana jest przez szumy. Inną ilustracją tej dominacji szumu nad rozrzutami może być porównanie rozdzielczości Δ_E z rozdzielczością asymptotyczną $\Delta_E^{(A)}$. Widać, że w każdym wypadku rozdzielczość asymptotyczna jest odrobinę niższa, ale różnice obu tych wielkości wynoszą od 1,5% dla najniższej energii z tabeli 7.4 do 5,5% dla najwyższej.

⁴ Wartości energii nie są przypadkowe. Wynikają one z progów dyskryminacji użytych w prezentowanym dalej eksperymencie mammograficznym

Ustawienia $D_{fed}/D_{fedsh}/D_{cas}$	g_D [keV/LSB]	σ_{nD} [keV]
32/32/48	4,70	0,93
32/24/48	5,11	0,91
24/24/48	5,11	0,85
24/32/48	4,27	0,94
32/32/36	4,85	1,08
32/32/48	4,70	0,93
32/32/63	4,57	0,86

Tabela 7.5: Parametry przykładowego układu nr 3 dla różnych wybranych ustawień przetworników analogowo-cyfrowych; pozostałe parametry znaleźć można w tabelach zamieszczonych w dodatku A

Z powodu praktycznie ustalonej szerokości połówkowej piku układu wielokanałowego rozdzielczość będąca stosunkiem tej szerokości do energii zmienia się w szerokich granicach od prawie 20% dla energii w okolicach 10 keV do ok. 6,5% dla 35 keV.

7.4. Inne ustawienia elektroniki

W poprzednim podrozdziale przedyskutowano zachowanie układów scalonych Rx-64v3 wchodzących w skład prototypowego modułu pomiarowego dla standardowych ustawień przetworników cyfrowo-analogowych. Tutaj przyjrzymy się działaniu tych układów dla innych wartości D_{fed} , D_{fedsh} i D_{cas} .

Jak pokazano wyżej energetyczna zdolność rozdzielcza wyrażona przez szerokość połówkową FWHM piku układu wielokanałowego jest w układzie scalonym Rx-64v3 praktycznie zdeterminowana wartością ENC, dlatego w tym podrozdziale skupimy się przede wszystkim na tym parametrze. Dodatkowo, ponieważ wszystkie układy wchodzące w skład modułu zachowują się dość podobnie, to ograniczymy nasze rozważania do układu numer 3, na którym bazowały też wcześniejsze analizy. Jak poprzednio komplet parametrów wszystkich układów wchodzących w skład modułu dla wszystkich prezentowanych ustawień znaleźć można w dodatku A.

Tabela 7.5 przedstawia wartości szumu ENC oraz wzmocnienia dla kilku wybranych wartości D_{fed} , D_{fedsh} i D_{cas} . Zajmijmy się najpierw przypadkami, w których D_{cas} jest stałe i wynosi 48 LSB (pierwsza część tabeli 7.5), a zmieniają się wartości D_{fed} i D_{fedsh} . Do wytłumaczenia rezultatów prezentowanych w tabeli 7.5 konieczne jest odwołanie się dyskusji z podrozdziału 6.3.1, a w szczególności do zamieszczonego tam rysunku 6.6 (strona 82) prezentującego teoretyczny wykres całkowitego szumu układu w funkcji czasu kształtowania T_P wraz z rozkładem na poszczególne komponenty.

Dla ustawień standardowych ($D_{fedsh} = 32$) czas kształtowania T_P wynosi ok. 800 ns, co lokuje układ po prawej stronie minimum ENC na wspomnianym już rysunku 6.6. Stąd można wnosić, że zmniejszenie czasu kształtowania przy nie zmienionych pozostałych parametrach zredukuje szum układu. I rzeczywiście, patrząc na wyniki w tabeli 7.5 widzimy, że σ_{nD} maleje z 0,93 keV dla ustawień 32/32/48 do 0,91 keV dla 32/24/48. Jeżeli dodatkowo zmniejszymy jeszcze wartość D_{fed} (czyli przejdziemy do ustawień 24/24/48) zwiększając tym samym wartość rezystora R_{fed} w sprzężeniu

zwrotnym przedwzmacniacza z ok. 16 M Ω do ok. 34 M Ω , to całkowity szum ENC powinien być jeszcze mniejszy (porównaj formuła 6.21c na stronie 79). Także to przewidywanie jest zgodne z pomiarem, jak to pokazuje tabela 7.5.

Rozpatrzmy teraz czwarty przypadek z tabeli 7.5, w którym, w stosunku do poprzedniego pomiaru, wartość D_{fed} pozostaje równa 24, a D_{fedsh} ustawia się na 32 (czyli wstawienia 24/32/48). To zwolnienie układu kształtowania powinno spowodować, że σ_{nD} wzrośnie w stosunku do ustawienia 24/24/48, ale nie przekroczy wartości 0,93 keV z ustawienia 32/32/48, ponieważ rezystor R_{fed} wynosi ciągle ok. 34 M Ω i szum przezeń wnoszony jest odpowiednio mniejszy. Jednak pomiar daje zupełnie inny wynik. Niespodziewanie, mierzona wartość szumu ENC rośnie aż do 0,94 keV.

Ten rezultat można wyjaśnić jeżeli założyć co następuje:

- dla przyjętych w punkcie 7.3.3 warunków pomiaru ENC, pomimo stosunkowo niskiej częstości zliczeń ok. 3000 s⁻¹ układ pracuje w obszarze, albo na granicy obszaru, w którym dochodzi do spiętrzania się impulsów w torze analogowym
- obserwowany wzrost szumu jest powodowany przede wszystkim przez spiętrzania powstające w układzie kształtowania, a ściślej nakładanie się impulsów na długo trwające przerzuty.

Zwiększenie wartości rezystora R_{fed} spowodowało zwiększenia stałej czasowej rozładowania kondensatora w sprzężeniu zwrotnym przedwzmacniacza. To z kolei wydłuża czas opadania skoku napięcia na wyjściu tego stopnia, co powoduje, że rosną wartości i czasy zanikania przerzutów w układzie kształtowania. Rośnie więc szum wynikający ze spiętrzania się impulsów w tym stopniu. Co więcej, wzrost tej składowej (dla ustawienia 24/32/48) jest nawet większy niż spadek całkowitego ENC wynikający ze zmniejszenia się wartości rezystancji R_{fed} . Zmniejszanie czasu kształtowania T_P (czyli ustawienie 24/24/48), zmniejsza jednocześnie przerzuty w układzie kształtowania, a to kompensuje ich wzrost spowodowany zwiększeniem rezystancji R_{fed} . W efekcie wielkość przerzutu w układzie kształtowania jest podobna jak dla ustawień 32/32/48, więc i szum wnoszony przez spiętrzanie impulsów w układzie kształtowania ma podobną wartość, i ENC maleje zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi do wartości $\sigma_{nD} = 0,85$ keV.

Wyjaśnienie zmian σ_{nD} w drugiej części tabeli 7.5, jest już znacznie prostsze. Widać że zwiększanie wartości D_{cas} , czyli prądu w tranzystorze wejściowym przedwzmacniacza, skutkuje obniżaniem wartości całkowitego ENC. Jest to spowodowane zmniejszaniem wartości komponentów napięciowych (ENC₁ i ENC₄) z rysunku 6.6, co widać na podstawie formuły 6.23 (strona 81). Niespodziewanym w pierwszej chwili efektem jest jednoczesne zmniejszanie się wzmocnienia g_D , ponieważ za wzmocnienie toru analogowego odpowiada raczej układ kształtowania, a nie przedwzmacniacz. Jednak, efekt spadku wzmocnienia wraz ze wzrostem prądu w przedwzmacniaczu dobrze koresponduje z omawianym wcześniej wygięciem wykresu wzmocnienia w literę U (rys. 7.8), więc można przypuszczać, że i jego źródło jest takie samo.

7.5. Podsumowanie

Przeprowadzone pomiary pozwoliły dość dokładnie pokazać możliwości i ograniczenia układu scalonego Rx-64v3. Stwierdzono, że energetyczna zdolność rozdzielcza tego układu zdeterminowana jest praktycznie przez

jego szum ENC. Otrzymana energetyczna zdolność rozdzielcza na poziomie 2 keV pozwala sądzić, że prezentowany tu moduł detektora paskowego sprawdzi się w dwuenergetycznym obrazowaniu mammograficznym, które zostanie pokazane w następnym rozdziale. Jeśli chodzi, o rozpatrywane na razie teoretycznie, obrazowanie angiograficzne, to zmierzona energetyczna zdolność rozdzielcza plasuje się na granicy wartości dopuszczalnych. Stąd należy wnosić, że w przypadku wykorzystania prezentowanego modułu detektora do dwuenergetycznego obrazowania angiograficznego mogą wystąpić pewne trudności pomiarowe.

Drugim istotnym ograniczeniem prezentowanych układów scalonych jest maksymalna częstość z jaką mogą zliczać impulsy bez ujawniania się efektów spiętrzeń. Przeprowadzone pomiary pozwoliły pokazać, że efekty spiętrzeń ujawniają się już dla częstości zliczeń ok. 3000 s^{-1} (warto pamiętać, że jest to dość grube oszacowanie). Zwiększanie tej częstości powoduje wyraźny wzrost szumu ENC będący głównie rezultatem spiętrzeń impulsów w torze analogowym. Właśnie ze względów szybkościowych rozważana w rozdziale 2, bardzo atrakcyjna z medycznego punktu widzenia, dwuenergetyczna angiografia bijącego serca jest, jak na razie, zupełnie poza zasięgiem prezentowanego modułu.

Wykazano, że głównym źródłem szumu wynikającego ze spiętrzenia się impulsów w torze analogowym jest układ kształtowania. Impulsy, nakładające się w tym układzie na przerzuty napięcia powodują zdecydowany wzrost całkowitej wartości ENC. Minimalizacja tych przerzutów jest jednym z istotniejszych zagadnień z punktu minimalizacji szumu ENC.

Wykonanie w przyszłych wersjach układu scalonego szybszego układu kształtowania powinno pozwolić zdecydowanie zredukować mierzoną wartość ENC. Innym sposobem na zredukowanie wartości ENC, czyli poprawienie rozdzielczości energetycznej, może być zwiększenie rzędu filtra, który stanowi układ kształtowania. Zredukuje to wartości stałych zależnych od rzędu filtra, występujących w formułach opisujących poszczególne składniki ekwiwalentnego ładunku szumowego (formuły 6.21 na stronie 79).

Z powyższego widać, że układ scalony Rx-64v3 wymaga w przyszłości wielu zmian i usprawnień projektowych. Jednak przeprowadzone pomiary i analizy pozwoliły wskazać jego główne ograniczenia oraz źródła tych ograniczeń, wyznaczając tym samym główne kierunki jego dalszego rozwoju.

Rozdział 8

Przykład obrazowania medycznego

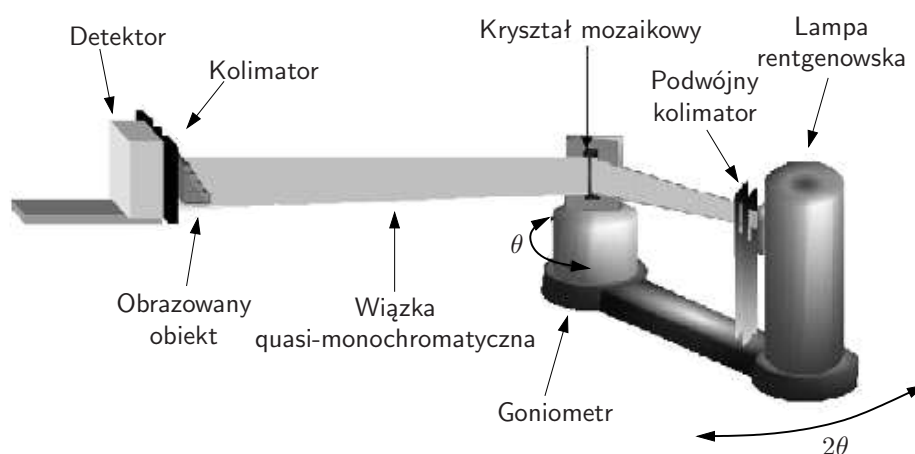
W tym rozdziale przedstawiony zostanie przykład obrazowania mammograficznego wykorzystującego dwie energie promieniowania X. Ponieważ cały system, z punktu widzenia zastosowania go w medycynie, jest ciągle w fazie wczesnego prototypu, do wykonania obrazów użyto dość prostego fantomu. Chodziło o to, aby zorientować się czy proponowane w tej pracy rozwiązanie może być wykorzystane do obrazowania medycznego oraz określić jego mocne i słabe strony.

Wszystkie prezentowane tutaj pomiary zostały wykonane, w przeciwieństwie do parametryzacji systemu, w konfiguracji krawędziowej. Z jednej strony jest to docelowa konfiguracja tego systemu, a z drugiej używane tutaj energie są zdecydowanie wyższe niż przy parametryzacji i wydajność detekcji w konfiguracji „od frontu” byłaby zbyt niska.

8.1. Środowisko pomiarowe — parametry wiązki

Układ pomiarowy użyty w obrazowaniu mammograficznym przedstawiony został na rysunku 8.1. Znajduje się on w Ferrarze we Włoszech. Źródło promieniowania bazuje na lampie rentgenowskiej z anodą wolframową i okienkiem berylowym wyposażoną w kryształ mozaikowy pracujący w roli monochromatora. Detektor usytuowany jest pionowo zgodnie z główną osią wiązki.

Wiązki quasi-monoenergetyczne uzyskiwane są przez odbicie braggowskie od kryształu mozaikowego. Stąd, ich średnia energia dana jest formułą



Rysunek 8.1: Realizacja pomiarów mammograficznych

Energia średnia [keV]	Szerokość wiązki		Stosunek strumieni fotonów
	FWHM [keV]	Procenty [%]	
15,6	1,04	6,6	0,22
31,8	1,03	3,2	
17,8	1,11	6,2	0,15
36,1	1,40	3,9	
20,0	1,13	5,7	0,09
39,8	1,36	3,4	

Tabela 8.1: Parametry wiązek używanych w obrazowaniu mammograficznym; ostatnia kolumna przedstawia stosunek natężenia wiązki rzędu 2 do wiązki rzędu 1; ŹRÓDŁO: [TFS⁺02]

[TFS⁺02]

$$E_n = \frac{nhc}{2d \sin \theta_B}, \quad (8.1)$$

gdzie

n — rząd odbicia wiązki = 1, 2, 3 ...

hc — iloczyn stałej Plancka i prędkości światła w próżni; jeżeli wyrazić E_n w keV, a d w Å, to iloczyn ten ma wartość 12,5

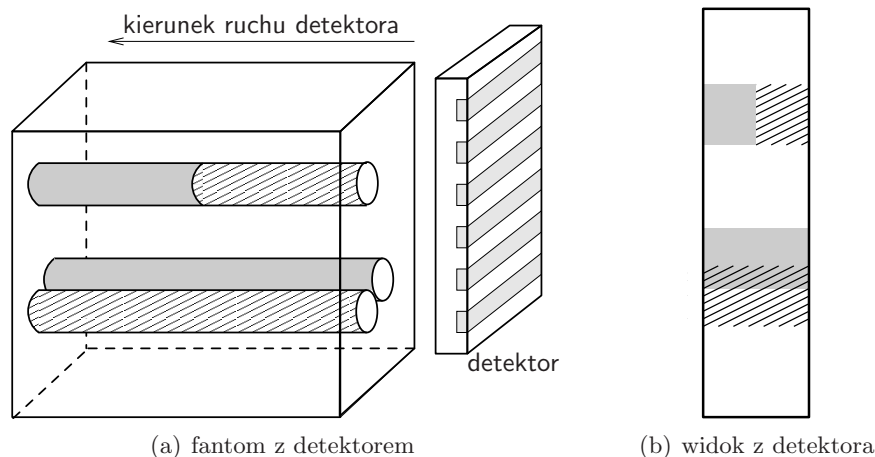
d — odległość między płaszczyznami sieci krystalicznej

θ_B — kąt między wiązką z lampy a płaszczyzną sieci krystalicznej.

Jeżeli użyć tylko dwu pierwszych rzędów odbicia, to wiązka padająca na detektor stanie się dwuenergetyczna. W pomiarach używano trzech par energii o wartościach nominalnych 16/32 keV, 18/36 keV i 20/40 keV. Zestawienie ważniejszych parametrów wiązek, wyznaczonych z użyciem detektora germanowego (HPGe) zawarto w tabeli 8.1. Dokładny opis metody pomiaru parametrów wiązek, szczegóły konstrukcji źródła oraz inne dane na jego temat można znaleźć w [GTDG⁺95, TFS⁺02].

Szerokości FWHM wiązek są niższe niż energetyczna zdolność rozdzielcza systemu obrazowania. Jednak we wszystkich przypadkach obydwie energie są położone na tyle daleko od siebie, że układy elektroniczne powinny bez żadnych problemów rozdzielić wiązkę nisko- od wysokoenergetycznej. Uwagę zwracają niskie natężenia wiązki wysokoenergetycznej w porównaniu do niskoenergetycznej. Natężenia te częściowo wyrównują się po przejściu promieniowania przez fantom. Także wydajność kwantowa detektora zmienia się z energią (rysunek 5.9 na stronie 67) i jeżeli dla najniższej pary energii detektor (mający niską wydajność dla 16 keV) będzie wyrównywał stosunek liczby zliczeń na obrazie nisko- i wysokoenergetycznym, to dla pary najwyższej ten stosunek będzie, przez niekorzystny stosunek wydajności detekcji, dodatkowo obniżany.

Wiązka w miejscu, w którym znajduje się detektor ma szerokość 68 mm w płaszczyźnie pionowej i 8 mm poziomo. Okazuje się, że w płaszczyźnie poziomej występuje pewien gradient energii. Pomiar tego gradientu wykonano używając detektora CdTe otrzymując dla energii nominalnej 20 keV wartość 1,1 %mm⁻¹.



Rysunek 8.2: Fantom mammograficzny oraz sposób w jaki widzi go detektor; substancja przezroczysta to szkło organiczne, obszar zaczeroniony to woda, a kreskowany to polietylen; wysokość i szerokość fantomu wynoszą 50 mm, grubość 20 mm, a średnice walców 6 mm

8.2. Fantom mammograficzny

Fantom, którego rzut perspektywiczny prezentuje rysunek 8.2a, wykonano w celu przetestowania procedury usuwania kontrastu. Jest to prostopadłościan wykonany ze szkła organicznego (PMMA) o wymiarach zewnętrznych¹ $50 \times 50 \times 20$ mm. Promieniowanie pada prostopadle do powierzchni kartki i dociera do detektora umieszczonego z tyłu pokonując 20 mm w objętości fantomu.

Aby zasymulować trzy tkanki piersi, w prostopadłościanie fantomu wykonano trzy otwory o średnicy 6 mm. Jeden wypełniono wodą, drugi polietylenem (PE), a w trzecim połowę długości zajmuje woda, a połowę polietylen. Ponieważ otwory są cylindrami, więc promieniowanie, w zależności od miejsca padania na płaszczyznę czołową fantomu, przechodzi przez pełny zakres grubości materiałów w otworach. Dodatkowo otwory wypełnione w całości wodą i PE są tak usytuowane, że dla padającej wiązki częściowo się pokrywają. Prezentuje to rysunek 8.2b, pokazujący sposób widzenia fantomu przez przesuwający się detektor.

Materiały, z których wykonany jest fantom, wybierano kierując się dwoma kryteriami: dostępnością i łatwością obróbki oraz współczynnikami osłabienia wiązki promieniowania. Tabela 8.2 przedstawia liniowe współczynniki osłabienia wiązki dla materiałów fantomu oraz, dla porównania te same współczynniki dla tkanek piersi dla kilku energii. Można przyjąć, że tkance łącznej piersi w fantomie odpowiada szkło organiczne, tkance tłuszczowej polietylen, a tkance rakowej woda. Z tabeli 8.2 widać, że to przyporządkowanie najlepiej sprawdza się dla najniższej z prezentowanych energii i staje się dyskusyjne dla energii najwyższych. Jednakże substancje: PMMA, PE i woda na tyle dobrze spełniają oba podane na początku kryteria wyboru, że i nasza grupa idąc śladami kolegów [FTM⁺02] zdecydowała się ich użyć.

¹ W rzeczywistości fantom jest większy, identyczny z opisanym w [FTM⁺02], ale detektor jest za krótki, żeby objąć całą jego długość, więc omawiamy tylko wykorzystywaną część.

Energia [keV]	Tkanki piersi			Materiały fantomu		
	$\mu_{\text{tłu}}$ [cm ⁻¹]	$\mu_{\text{włk}}$ [cm ⁻¹]	μ_{rak} [cm ⁻¹]	μ_{PE} [cm ⁻¹]	μ_{PMMA} [cm ⁻¹]	$\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ [cm ⁻¹]
18	0,558	1,028	1,085	0,490	0,850	1,042
20	0,456	0,802	0,844	0,410	0,680	0,810
30	0,264	0,378	0,392	0,252	0,361	0,376
40	0,215	0,273	0,281	0,212	0,280	0,268

Tabela 8.2: Liniowe współczynniki osłabienia dla tkanek piersi oraz materiałów fantomu; dane dla tkanek zaczerpnięto z [JY87], a dla składników fantomu z bazy NIST [Nat] z wyjątkiem energii 18 keV, która pochodzi z [FTM⁺02]

8.3. Pomiar

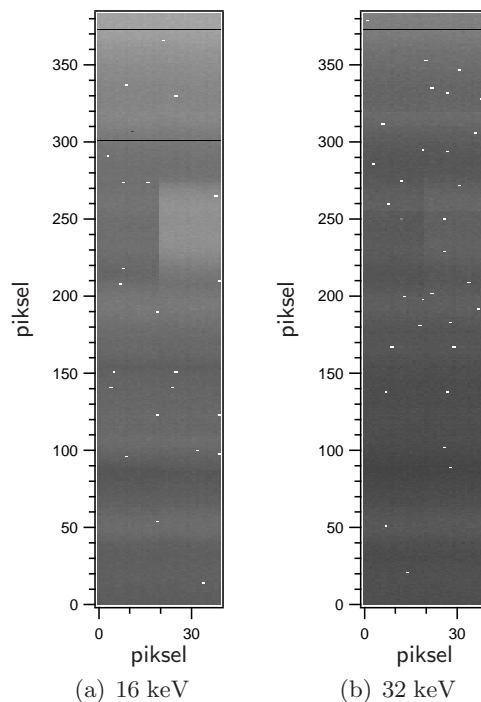
Pomiary prowadzono dla standardowych ustawień układów scalonych tzn. $D_{sh} = 32$, $D_{fedsh} = 32$, $D_{cas} = 48$. Ze względu na niekompletną, w czasie wykonywania pomiarów, parametryzację oraz pewne ograniczenia w ustawianiu parametrów układów scalonych wynikające z istniejącego oprogramowania, we wszystkich układach przetworniki ustalające progi dyskryminacji P załadowano tą samą wartością. Podobnie postąpiono dla progów R . Wartość ta została dobrana tak, żeby oba niezależne progi znajdowały się możliwie daleko od pików energetycznych.

Szczegółowo ustawienia progów, lampy oraz mierzone szybkości zliczeń podaje tabela 8.3. Odwołując się do wykonanego w poprzednim rozdziale skalowania progu dyskryminacji w jednostkach energii (patrz tabela 7.3 ze strony 114 i dodatek A) można policzyć, że np. dla energii 16/32 próg P odpowiada energii od 10,4 keV dla układu 5 do 12,3 keV dla układu 4, próg R , zaś, to zakres od 23,4 keV dla układu 5 do 27,2 keV dla układu 4. Jak widać, w obydwu przypadkach ustawione wartości energii, pomimo różnic pomiędzy układami scalonymi, są wystarczająco daleko od energii wiązki (nawet po uwzględnieniu szumów i rozrzutów), żeby elektronika nie wpływała na jakość uzyskiwanego obrazu. Podobna sytuacja jest dla pozostałych par energii, więc spodziewamy się, że własności całego systemu obrazowania będą determinowane, w przeważającej mierze, przez własności detektora. Aby to pokazać oprócz pomiarów wykonano dodatkowo symulacje Monte Carlo omówione w dalszej części tego rozdziału.

Widoczne w tabeli 8.3 różnice w szybkościach zliczeń wynikają z większych natężeń promieniowania niskoenergetycznego (patrz tabela 8.1) oraz różnic w wydajności detekcji używanego detektora (rysunek 5.9 na stronie

Energie		Próg dyskryminacji		Ustawienia lampy		Szybkość zliczeń	
E_l [keV]	E_h [keV]	D_P [LSB]	D_R [LSB]	HV [kV]	IT [mA]	K_P [s ⁻¹]	K_R [s ⁻¹]
16	32	50	115	49	5	125	140
18	36	60	135	49	5	475	100
20	40	60	155	49	5	740	55

Tabela 8.3: Ustawienia lampy i detektora w czasie wykonywania pomiarów mamмоgraficznych oraz średnie szybkości zliczeń dla wiązki nisko K_P i wysokoenergetycznej K_R przypadające na pasek detektora po przejściu wiązki przez 2 cm PMMA; czas ekspozycji 20 s



Rysunek 8.3: Pomiarowe obrazy fantomu dla pary energii 16/32 keV w formie „surowej” czyli bezpośrednio z pomiaru

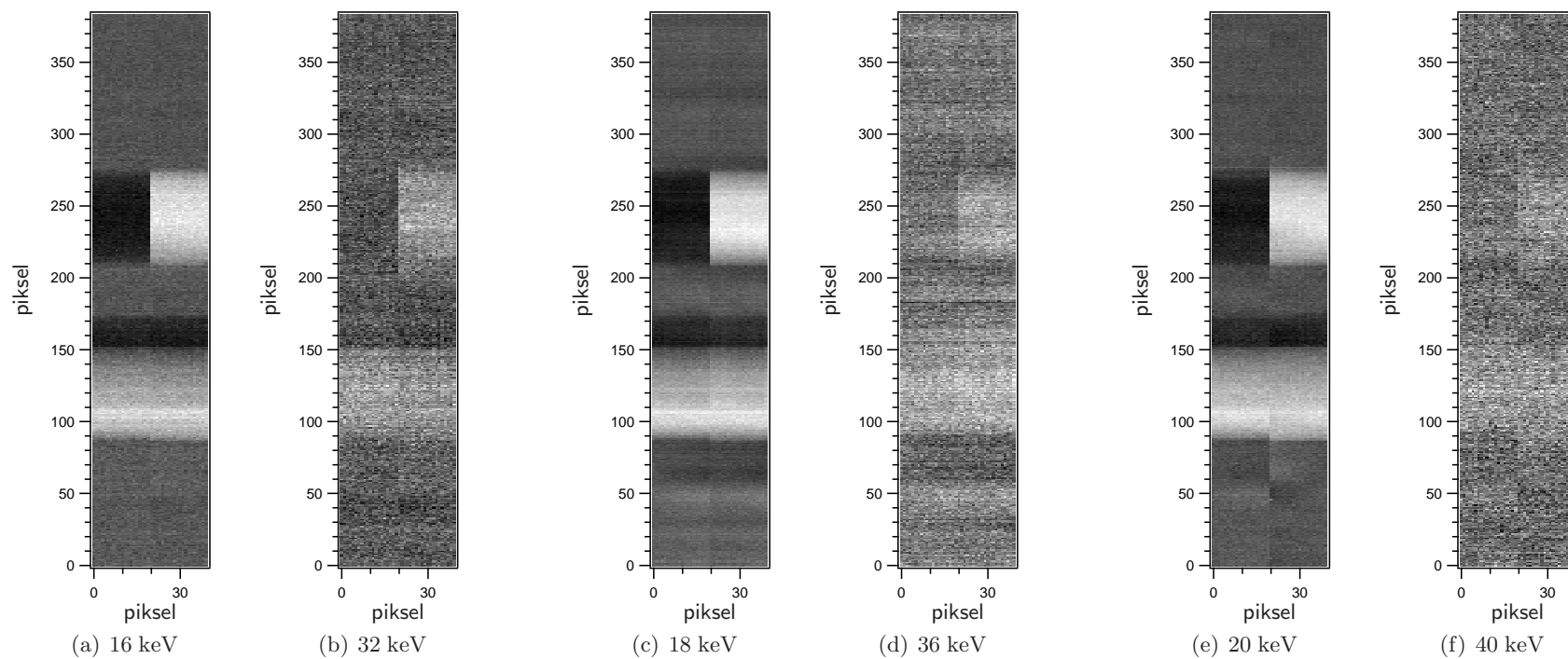
67). Widać, że najbardziej zbliżone są szybkości zliczeń dla najniższej pary energii i dlatego dla tej energii otrzymane obrazy będą miały najlepszą „jakość”.

Prosta obserwacja, że fantom wykazuje symetrię translacyjną oraz niemożność, ze względów technicznych, uzyskania jego obrazu poprzez płynne przesuwanie detektora zdecydowały o tym, że skanowanie fantomu zastąpiono pomiarami wykonanymi w dwu ustalonych pozycjach detektora. Każda grupa to 20 pomiarów wykonanych w jednej z połówek fantomu. Złożenie wszystkich tak otrzymanych profili daje macierz o wymiarach 40×384 , która, poprzez przypisanie każdemu pikselowi poziomu szarości odpowiadającemu liczbie zliczeń, daje „surowe” obrazy z rysunków 8.3a i b.

Obrazy „surowe” czyli wprost z pomiaru muszą zostać poddane teraz pewnym korektom. Robi to zautomatyzowana procedura. Po pierwsze, usuwane są błędne wartości pojawiające się w licznikach i widoczne na rysunkach 8.3a i b jako białe punkty wychodzące poza skalę szarości. Po drugie, uzupełnia się wartości w martwych kanałach widocznych jako czarne linie, wartością średnią z dwu sąsiednich, po czym wykonuje się korekcje wynikające z przestrzennej niejednorodności wiązki oraz zmian jej natężenia w czasie.

Standardowo w systemie skanującym mierzy się, w pewnym stałym punkcie, natężenie wiązki, uzyskując współczynniki korekcyjne. W omawianym tu przypadku do obliczenia współczynników korekcyjnych posłużyła średnia liczba zliczeń określana w stałym obszarze PMMA. Na podstawie tych liczb, po unormowaniu ich przez podzielenie przez wartości średnie, wyznaczono 20 współczynników odpowiadających kolejnym kolumnom z rysunków 8.3a i b.

Następnym krokiem jest korekcja przestrzennych niejednorodności wiązki, jednak przed tą operacją, od obrazu zarejestrowanego przez dyskrymi-



Rysunek 8.4: Pomiarowe obrazy fantomu, po korekcjach, dla trzech par energii: 16/32 keV, 18/36 keV i 20/40 keV

natory P odjąć należy obraz z dyskryminatorów R . Dopiero teraz, mając czyste obrazy, odpowiadające niskiej i wysokiej energii promieniowania można wykonywać dalsze korekcje. Określenie niejednorodności przestrzennych wymaga wykonania dodatkowych pomiarów bez fantomu, w każdej z używanych pozycji detektora. Otrzymane profile (po odjęciu jak wyżej profilu R od P) normuje się jw., dzieląc je przez ich wartości średnie, i otrzymując w ten sposób wektor 384 współczynników, tym razem różnych dla różnych linii obrazu. W efekcie całej przedstawionej obróbki wstępnej, rysunki 8.3a i b stają się zdecydowanie bardziej jednorodne w obszarach odpowiadających poszczególnym materiałom, co pokazują rysunki 8.4a i b. Pozostałe obrazy fantomu, już po obróbce wstępnej, dla par energii 18/36 keV oraz 20/40 keV przedstawiają rysunki 8.4c – f. Zwraca uwagę zanikanie szczegółów w obrazie wysokoenergetycznym wraz ze wzrostem energii promieniowania (szczególnie widoczne dla energii 40 keV) związane z malejącą średnią liczbą zliczeń tworzącą obraz (porównaj tabela 8.3).

8.4. Symulacje Monte Carlo

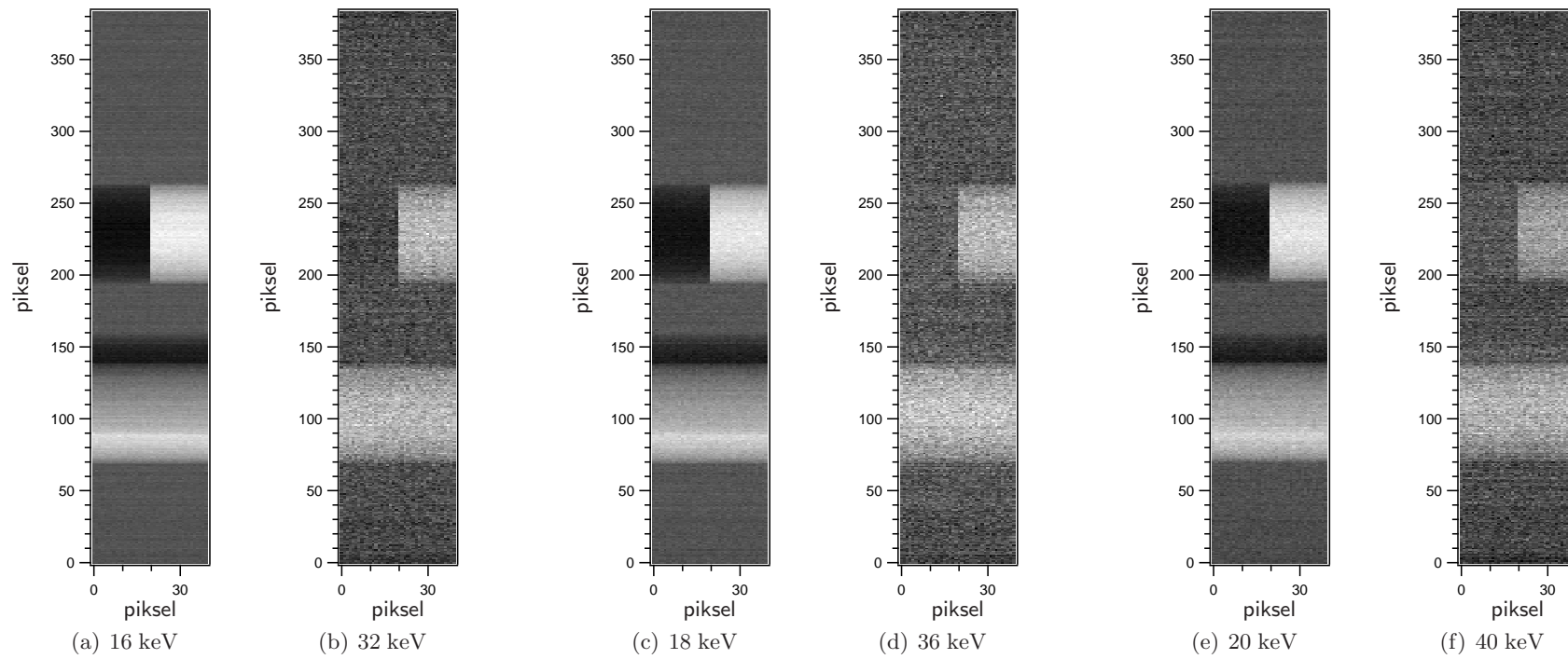
Symulacje Monte Carlo wykonane zostały przez Cesara Ceballosa z CAEDEN w Hawanie. Użyto tutaj oprogramowania MCNP-4C [Oak01] dedykowanego symulacjom transportu neutronów, fotonów oraz elektronów w ciele stałym. Wykonana symulacja obejmowała całą objętość fantomu i detektora o wymiarach identycznych jak w eksperymencie, a symulując detektor uwzględniono też jego obszar martwy. Wiązki padające na fantom, które w odróżnieniu do eksperymentu były ściśle monochromatyczne, miały wymiary 4 cm na 300 μm i obejmowały cały detektor.

Każdy foton był śledzony do czasu jego całkowitego pochłonięcia w objętości detektora lub fantomu, albo ucieczki z układu. Oprócz fotonów symulacji podległy też elektrony powstające przy oddziaływaniach promieniowania z materiałem detektora i fantomu. Śledzenie elektronów częściowo pozwala symulować zjawiska podziału ładunku w detektorze, bowiem MCNP-4C nie daje możliwości wprowadzenia pola elektrycznego do detektora i zasymulowania go w pełni.

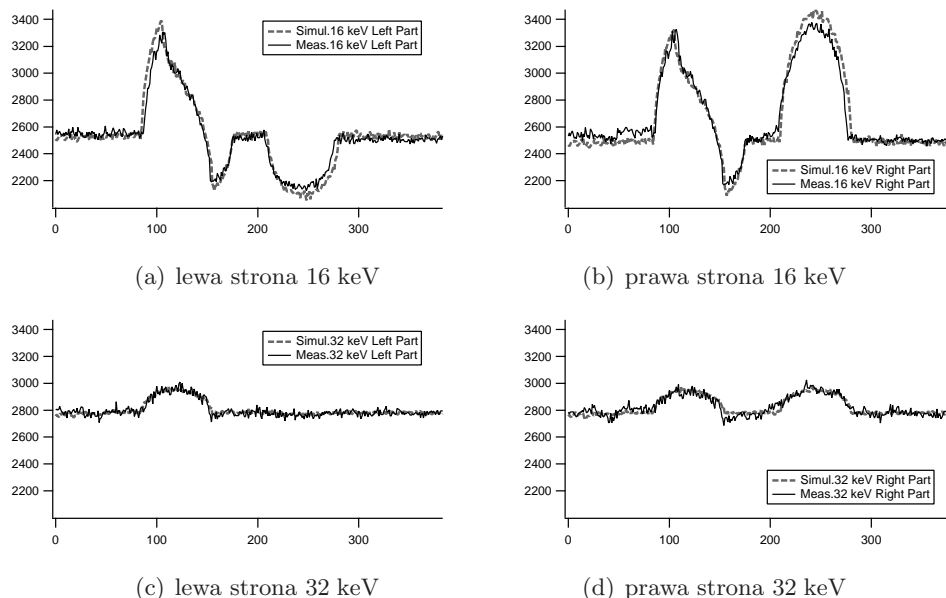
Detektor został podzielony na obszary odpowiadające paskom. Dla każdego fotonu wchodzącego do detektora rejestrowano, osobno dla każdego paska, deponowaną energię. Pozwoliło to, po zakończeniu symulacji wykreślić wykresy liczby zarejestrowanych zdarzeń w funkcji energii podobne do tych otrzymywanych w pomiarze. Z powodu symetrii fantomu, podobnie jak w przypadku pomiarów, wykonano tylko symulacje w dwu położeniach detektora w obu połówkach fantomu. Obrazy symulacyjne zostały wygenerowane poprzez złożenie po 20 profili z każdego położenia detektora z dodaniem do każdego profilu szumu gaussowskiego o sigmie równej 1% średniej liczby zliczeń.

Całkowita liczba przesymulowanych fotonów wynosi 10^8 co daje średnio ok. 10^5 fotonów rejestrowanych w objętości odpowiadającej paskowi detektora. Czas potrzebny na wykonanie takiej symulacji to ok. 9 godzin na komputerze PC z procesorem Pentium 4 i zegarem 1,5 GHz.

Rezultaty symulacji dla trzech par energii użytych w eksperymencie przedstawia rysunek 8.5. Obrazy symulacyjne są znacznie mniej zaszumione niż ich odpowiedniki pomiarowe, co widać zwłaszcza dla energii najwyższej 40 keV (rys. 8.5f). Tę różnicę łatwo wyjaśnić jeżeli weźmiemy pod uwagę



Rysunek 8.5: Symulacyjne obrazy fantomu dla trzech par energii: 16/32 keV, 18/36 keV i 20/40 keV



Rysunek 8.6: Nałożone na siebie profile dla pary 16/32 keV uzyskane z pomiaru (krzywa ciągła) i symulacji (przerywana) dla obu połówek fantomu

całkowite liczby zliczeń z pomiaru 1100 ($55 \text{ s}^{-1} \cdot 20 \text{ s}$) oraz z symulacji 10^5 . Różnica wynosi 2 rzędy wielkości. Można tym tłumaczyć zarówno różnice w poziomie szumów jak i wyraźnie lepiej widoczne elementy fantomu na obrazie symulacyjnym.

Dla pary najniższych energii 16/32 keV dysproporcja pomiędzy symulacją a pomiarem jest już stosunkowo niewielka. Widać to szczególnie dobrze po nałożeniu na siebie profili pomiarowych i symulacyjnych, jak to pokazuje rysunek 8.6. Można wręcz powiedzieć, że symulacja wykazuje tu zadziwiającą zgodność z pomiarem (jeżeli wziąć pod uwagę wszystkie użyte w niej uproszczenia), jednocześnie potwierdzając przypuszczenie, wyrażone już przy omawianiu parametrów wiązek, że własności całego systemu obrazowania determinuje przede wszystkim detektor.

8.5. Usuwanie kontrastu

Otrzymane pary obrazów poddano procedurze usuwania kontrastu opisaną w podrozdziale 2.1 korzystając ze wzorów 2.11 i 2.12 ze strony 22. Aby użyć wymienionych wzorów potrzebujemy obliczyć projekcje M (zdefiniowaną wzorem 1.3 ze strony 10), a do tego wymagana jest znajomość natężenia wiązki rejestrowanej przez detektor kiedy fantom jest nieobecny. Tę liczbę zliczeń można zmierzyć (jednak wtedy pojawia się konieczność stosowania omówionych już korekcji danych z detektora), albo obliczyć używając teoretycznych współczynników osłabienia wiązki. W omawianej analizie zastosowano tę drugą metodę przyjmując za I_0 natężenie obliczone w obszarze fantomu, w którym występuje tylko szkło organiczne². Materiałami bazowymi procedury usuwania kontrastu były: polietylen i szkło organiczne.

² Dla kontroli przeprowadzono porównanie obu sposobów wyznaczania natężenia I_0 otrzymując praktycznie identyczne rezultaty

Obrazy hybrydowe generowano używając formuły 2.12 dla kąta Φ w przedziale 20° do 70° z krokiem $0,5^\circ$ w poszukiwaniu kąta usuwającego kontrast między wybraną parą materiałów; przy czym liczbowo poszukiwano zerowej wartości stosunku sygnału do szumu SNR_c . Stosunek SNR_c sygnału do szumu definiuje się tu jako stosunek kontrastu sygnałowego C_s do kontrastu szumowego C_n .

Kontrast sygnałowy np. wody do szkła organicznego definiuje się wzorem

$$C_s^{\text{H}_2\text{O}/\text{PMMA}} = \frac{S_{\text{H}_2\text{O}} - S_{\text{PMMA}}}{S_{\text{PMMA}}}, \quad (8.2)$$

gdzie $S_{\text{H}_2\text{O}}$ i S_{PMMA} to średnie poziomy szarości obliczone z obszarów 5×5 pikseli w częściach obrazu hybrydowego odpowiadających, odpowiednio wodzie oraz szkłu organicznemu.

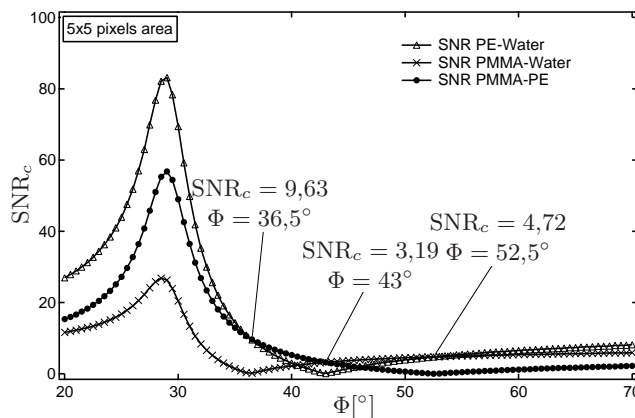
Kontrast szumowy w obszarze np. szkła organicznego oblicza się w ten sposób, że wybiera się obszar o wymiarach 35×35 pikseli, który jest dzielony na 49 podobszarów o wymiarach 5×5 każdy. Dla każdego podobszaru oblicza się średnie s_i . Dla tak otrzymanych wartości liczy się wartość średnią \bar{s} oraz odchylenie standardowe σ_s , by, już w ostatnim kroku, obliczyć kontrast szumowy wg wzoru

$$C_n = \frac{\sigma_s}{\bar{s}}. \quad (8.3)$$

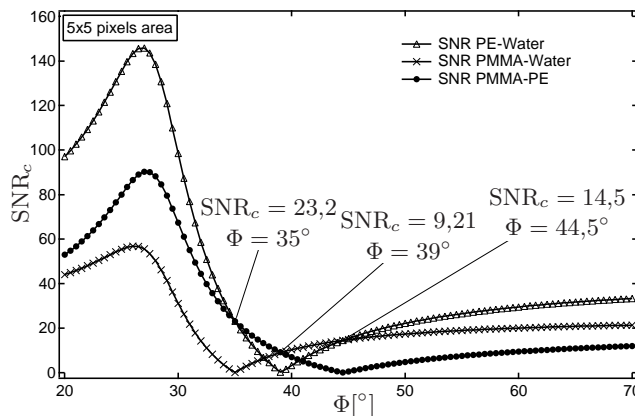
Wykreślenie stosunku sygnału do szumu w funkcji kąta Φ prowadzi do wykresów przedstawionych na rysunku 8.7. Rysunek ten przedstawia wyniki pomiarowe oraz symulacyjne dla pary najniższych energii 16/32 keV dla trzech par kontrastujących materiałów tzn.: kontrast wody do polietylenu, wody do szkła organicznego i polietylenu do szkła organicznego. Mając wykreślone krzywe SNR_c można łatwo wyznaczyć kąty, dla których SNR_c osiąga wartość zero i tym samym wyznaczyć poszukiwane kąty usuwania kontrastu.

Wykresy z rysunku 8.7 ujawniają jeszcze jedną interesującą cechę. Mianowicie, dla kąta Φ równego ok. 29° widać wyraźne maksimum SNR_c spowodowane tym, że dla tej wartości kąta Φ szum na obrazie hybrydowym jest najmniejszy. Dla krzywych pomiarowych maksymalny SNR_c wynosi ok. 25 dla pary woda i szkło organiczne do nawet 90 dla wody i polietylenu. Jeżeli porównamy to z SNR_c jaki otrzymuje się na obrazie z usuniętym kontrastem (punkty przecięcia się krzywych na rysunku 8.7 lub tabela 8.4), to zobaczymy, że różnice dochodzą do jednego rzędu wielkości. Dodatkowo, maksymalne stosunki sygnału do szumu w obrazach hybrydowych są zdecydowanie większe niż na obrazach pomiarowych. Wobec tego nasuwa się pytanie czy, jeżeli myślimy o zastosowaniu prezentowanej metody do diagnostyki medycznej, nie lepiej będzie zamiast szukać kąta, przy którym kontrast między wybranymi materiałami zanika, poszukać raczej Φ , przy którym stosunek sygnału do szumu jest maksymalny?

Według modelu przedstawionego przez Rosa [Ros73] ludzkie oko jest w stanie zobaczyć detal na obrazie, jeżeli jego stosunek sygnału do szumu przekracza pewną minimalną wartość SNR_{min} ; przy czym zazwyczaj przyjmuje się, że SNR_{min} musi wynosić co najmniej 5, żeby człowiek mógł dany detal zobaczyć. Ponadto, dla niskiego kontrastu SNR jest proporcjonalny do iloczynu $d \cdot C_s \cdot \sqrt{N}$, gdzie d jest średnicą detalu obserwowanego na obrazie (przy założeniu, że jest on kołowy), C_s to kontrast detalu do tła, a N jest liczbą fotonów, które dany obraz tworzą. Stąd widać, że stosunek sygnału do szumu jest bezpośrednio związany z wielkością szczegółów jakie człowiek



(a) Pomiar



(b) Symulacja

Rysunek 8.7: Stosunek sygnału do szumu w funkcji kąta Φ dla wyników pomiarowych i symulacyjnych dla pary energii 16/32 keV

może z obrazu wyłowić i dlatego maksymalizacja SNR_c może być zdaniem autora czasami lepszym rozwiązaniem niż proste usuwanie kontrastu. Jednoznaczne rozstrzygnięcie wymagałoby testów z lepiej przybliżającymi pierś fantomami z większą liczbą szczegółów, niemniej rzecz wydaje się warta rozważenia.

Kąty usuwania kontrastu odpowiadające minimom krzywych z rysunku 8.7 dla wszystkich par energii wraz z wartościami teoretycznymi przedstawia tabela 8.4. Widać dość dobrą (z dokładnością ok. $1,5^\circ$) zgodność otrzymanych na drodze symulacji oraz pomiaru wartości kąta usuwania kontrastu z wartościami teoretycznymi. Potwierdza to przydatność systemu prezentowanego w tej pracy w mammografii dwuenergetycznej.

Po dokładniejszym przyglądnięciu się wartościom kątów Φ z tabeli 8.4 można zauważyć, że dla wartości eksperymentalnych notujemy bardzo dobrą zgodność z teorią i symulacjami tylko w przypadku pary woda-szklko organiczne, natomiast pozostałe dwa kąty (szczególnie dla pary PMMA i PE) odbiegają nieznacznie od wartości teoretycznych i symulacyjnych. Wynika to prawdopodobnie różnicy w gęstości PE pomiędzy eksperymentem, a wartością przyjętą w obliczeniach teoretycznych i symulacjach. Przesuwanie kwadratu 5 pikseli służącego jako pole do obliczenia kontrastu pokazuje, że wartości kątów z tabeli 8.4 mogą się zmieniać w zakresie $\pm 1,5^\circ$.

Skuteczność techniki usuwania kontrastu pozwala ocenić wizualnie ry-

Energie wiązek	Usuwana para materiałów	Kąt usuwania kontrastu Φ			SNR_c
		Teoria	MC	Pomiar	
16/32	PMMA – Woda	36,5°	35,5°	36,5°	9,63
	PE – Woda	40,5°	39,0°	43,0°	3,19
	PE – PMMA	45,0°	44,5°	52,5°	4,72
18/36	PMMA – Woda	36,5°	35,0°	36,0°	5,14
	PE – Woda	40,5°	39,5°	39,5°	2,10
	PE – PMMA	45,0°	47,0°	45,0°	3,13
20/40	PMMA – Woda	36,5°	38,5°	37,0°	3,27
	PE – Woda	40,5°	42,5°	39,5°	1,07
	PE – PMMA	45,0°	45,0°	41,5°	1,58

Tabela 8.4: Kąty usuwania kontrastu: teoretyczny, otrzymany z symulacji Monte Carlo i pomiarowy oraz stosunek sygnału do szumu materiału pozostającego na obrazie hybrydowym do reszty tego obrazu; dokładność wartości kątów wynosi ok. 1,5°, a SNR_c ok. $\pm 20\%$

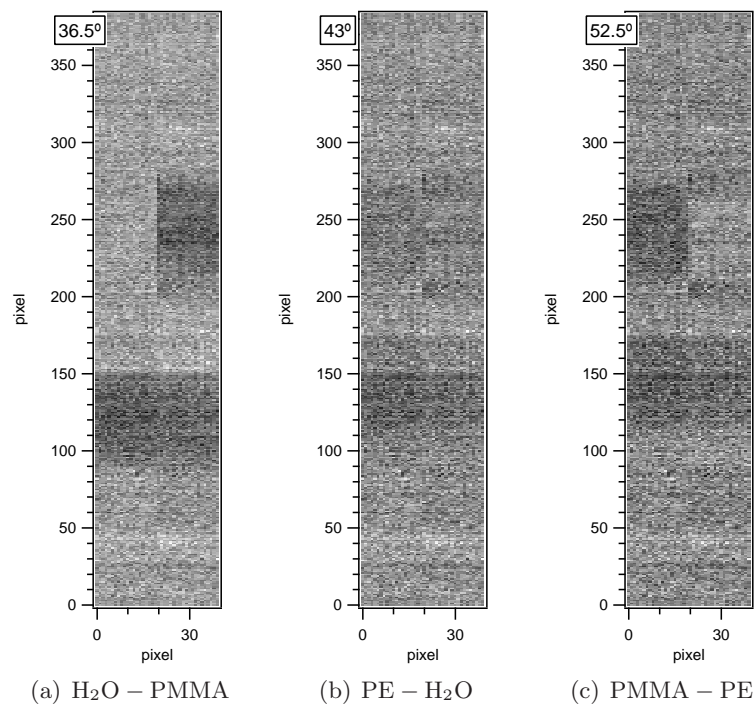
sunek 8.8 przedstawiający obrazy hybrydowe dla trzech par utożsamianych materiałów przy energii 16/32 keV. Natomiast omawiana już tabela 8.4 zawiera obliczone stosunki SNR_c materiału, który pozostał na obrazie do dwu pozostałych zlewających się w tło. Błąd wartości SNR_c oceniano podobnie jak błąd kąta Φ przesuwając kwadrat 5×5 pikseli. Podczas takiego przesuwania stosunek sygnału do szumu zmieniał się czasem aż o $\pm 20\%$.

Za niskie wartości stosunków sygnału do szumu odpowiadają w przeważającej mierze niskie wartości liczby zliczeń w obrazach wysoko energetycznych, choć pewien wkład wnoszą tu także profil wiązki używany do korekcji obrazów, ponieważ jego szum dodaje się do szumu obrazów „surowych”. Co ciekawe, największe SNR_c otrzymuje się dla wiązki o najniższych energiach (16/32 keV), która dawała nie tyle największe szybkości zliczeń rejestrowane przez detektor, co miała stosunek liczby zliczeń w obrazie wysoko i niskoenergetycznym najbliższy jedności (porównaj tabela 8.3). Potwierdza to tezę stawianą np. w [TFS⁺02], że algorytm usuwania kontrastu pracuje najlepiej kiedy liczby zliczeń na obrazie wysoko i niskoenergetycznym są sobie bliskie.

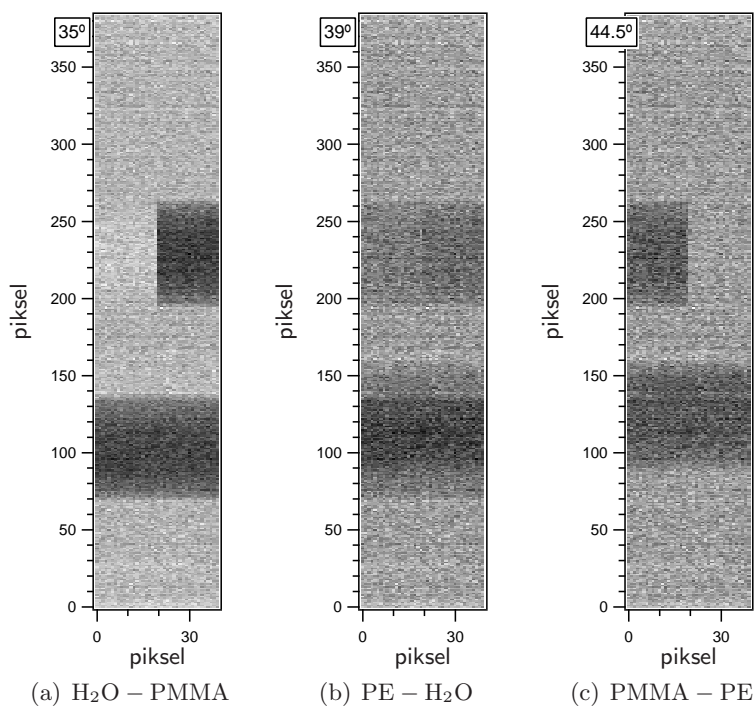
8.6. Podsumowanie

Algorytm usuwania kontrastu został przetestowany z powodzeniem. Okazuje się, że układ Rx-64v3 sprawdza się w takiej aplikacji bardzo dobrze co potwierdzają uzyskane wartości kątów usuwania kontrastu zgodne zarówno z symulacją jak i teorią. Użyto trzech par energii 16/32 keV, 18/36 keV oraz 20/40 keV, z których dolne leżą w obszarze optymalnym z punktu widzenia mammografii, a górne wynikają z użycia dyfrakcji braggowskiej do otrzymywania wiązki dwuenergetycznej.

Problemem, który wyraźnie widać z niskich stosunków sygnału do szumu jest przede wszystkim niekorzystny stosunek rejestrowanych częstości zliczeń pomiędzy obrazem nisko- i wysoko energetycznym. Jest to spowodowane przez niekorzystny stosunek natężeń poszczególnych składowych wiązek dwuenergetycznej oraz przez niską wydajność detekcji samego krzemowego detektora paskowego dla składowej wysokoenergetycznej. Usunięcie tego problemu będzie wymagało usprawnień w konstrukcji źródła promieniowania oraz stosowania detektorów o wyższej wydajności detekcji. Zwiększe-



Rysunek 8.8: Pomiarowe obrazy hybrydowe powstałe po usunięciu kontrastu pomiędzy parą wybranych materiałów dla energii 16/32 keV



Rysunek 8.9: Symulacyjne obrazy hybrydowe powstałe po usunięciu kontrastu pomiędzy parą wybranych materiałów dla energii 16/32 keV

nie wydajności kwantowej detektora najprościej można osiągnąć zwiększając długość jego pasków. Co prawda, pociągnie to za sobą wzrost szumu w poszczególnych kanałach układu scalonego, ale jak można wnosić z przedstawionych wyników dla prezentowanego tu zastosowania nie powinno to mieć większego znaczenia. Jeśli chodzi o źródło promieniowania, to można zastosować filtrację promieniowania (np. przez wykorzystanie blaszki aluminiowej), która osłabi składową o niższej energii i wyrówna choć częściowo natężenia obu składowych. Dopiero po tych usprawnieniach będzie można pomyśleć o zastosowaniu bardziej skomplikowanych fantomów, które lepiej przybliżą rzeczywistą tkankę piersi np. prezentowanego w literaturze fantomu RMI 156 [ABD⁺03, BSLB94], który jest zalecany przez Amerykańskie Towarzystwo Radiologiczne do testów aparatury mammograficznej.

Nawet wobec powyższych zastrzeżeń i niedociągnięć, które wymagają poprawy można śmiało stwierdzić, że testowany system rokuje duże nadzieje na przyszłość na polu mammografii dwuenergetycznej.

Podsumowanie

W pracy przedstawiono prototypowy moduł krzemowego detektora paskowego, który jest dedykowany do zastosowań medycznych wykorzystujących dwie energie promieniowania X. Zaprezentowano też, jak taki moduł, wyposażony w zaprojektowane specjalnie do tego zastosowania układy scalone Rx-64v3, pracuje w dwuenergetycznym obrazowaniu mammograficznym. Podstawowe testy funkcjonalne układu scalonego Rx-64v3 potwierdziły, że bloki cyfrowe zaprojektowane przez autora spełniają założenia projektowe. Ponadto, poprawność przyjętych rozwiązań dla tych części układu została potwierdzona we wszechstronnych testach i pomiarach modułu detektora.

Specyfika wielokanałowego układu scalonego ze wspólnym dla wszystkich kanałów progiem dyskryminacji zrodziła potrzebę wyprowadzenia formuł opisujących rozdzielczość energetyczną takiego układu traktowanego jako jedna całość. Przeprowadzone pomiary pozwoliły stwierdzić, że energetyczna zdolność rozdzielcza układu scalonego Rx-64v3 wynosi ok. 2 keV. Wykorzystując wyprowadzone wcześniej formuły ustalono, że ta zdolność rozdzielcza, w zakresie energii używanych w dwuenergetycznym obrazowaniu mammograficznym, jest zdeterminowana przez szumy toru analogowego, a udział rozrzutów wzmocnień i napięć niezrównoważenia pomiędzy kanałami w wartości energetycznej zdolności rozdzielczej wynosi kilka procent.

Ustalono także, że jednym z podstawowych problemów układu scalonego Rx-64v3 są spiętrzenia impulsów powstające w drugim stopniu toru analogowego — układzie kształtowania. Spiętrzenia te wynikają ze stosunkowo długich przerzutów powstających w tym układzie. Efektem tego zjawiska jest wyraźny wzrost ekwiwalentnego ładunku szumowego ENC. Analizując wyniki pomiarowe pokazano, że zmniejszanie czasu kształtowania w układzie kształtowania znacząco redukuje nakładanie się impulsów. Pozwala to na zwiększanie wartości rezystora w sprzężeniu zwrotnym pierwszego stopnia toru analogowego — przedwzmacniacza ładunkowego. W ten sposób uzyskuje się widoczną redukcję całkowitej wartości ENC, bowiem rezystor ten odpowiada za jeden z istotniejszych składników całkowitego szumu toru analogowego. Wobec powyższego można śmiało stwierdzić, że najważniejszym usprawnieniem przyszłych wersji układu Rx-64v3 powinno być zaprojektowanie nowego, znacznie szybszego układu kształtowania, o możliwie małych przerzutach.

Wspomniane wyżej modyfikacje toru analogowego powinny umożliwić bezproblemowe zastosowanie przyszłych wersji układu scalonego do, rozpatrywanej w tej pracy tylko teoretycznie, angiografii dwuenergetycznej wykorzystującej krawędź absorpcji K jodu. Aktualna energetyczna zdolność rozdzielcza modułu detektora leży na granicy wartości użytecznych z punktu widzenia takiego obrazowania. Powoduje to, że stosując ten system w wymienionym obrazowaniu można się spodziewać trudności z poprawnym wykonaniem pomiaru.

Używając prototypowego modułu detektora paskowego oraz prostego

fantomu mammograficznego wykonano pomiary z użyciem wiązki dwuenergetycznej. Wiązka była generowana poprzez odbicie braggowskie od kryształu mozaikowego. Taki sposób generacji powoduje, że wartość wyższej energii w wiązce jest zawsze dwa razy większa od energii niższej. Pomiary wykonano używając trzech par energii 16/32 keV, 18/36 keV i 20/40 keV. Uzyskane wyniki posłużyły do sprawdzenia procedury usuwania kontrastu pomiędzy parą wybranych materiałów proponowanej do zastosowań mammograficznych. Stwierdzono dużą zgodność wartości kąta usuwania kontrastu otrzymaną na drodze analizy wyników pomiarowych i obliczeń teoretycznych.

Ustalono, posilkując się wykonanymi przez jednego z kolegów autora symulacjami Monte Carlo, że głównym ograniczeniem systemu obrazowania jest w tej chwili niski kontrast otrzymanych z pomiaru obrazów hybrydowych. Problem ten objawia się szczególnie dotkliwie dla najwyższej pary energii uniemożliwiającej praktycznie odczytanie z obrazu informacji. Spowodowane jest to po części niskimi natężeniami składowej wysokoenergetycznej w wiązce, a także, choć już w mniejszym stopniu stosunkowo niską wydajnością kwantową detektora dla tych energii.

Ze względu na niskie wydajności detekcji krzemu dla wymienionych wyżej par energii zdecydowano, że paskowy detektor krzemowy powinien pracować w konfiguracji krawędziowej. W takiej konfiguracji jego wydajność kwantowa osiąga maksimum przy energii padającego promieniowania ok. 33 keV, na wartości ok. 75%, i maleje dość wolno ze wzrostem energii osiągając 70% dla 40 keV. Ponadto ze względu na warstwę martwą o grubości 765 μm wydajność rozpatrywanego detektora jest niska dla dolnych energii w wiązce dwuenergetycznej. Dla 20 keV osiąga ona wartość 50% i spada wraz ze zmniejszaniem się energii promieniowania. Ten aspekt prezentowanego systemu, choć nie wpłynął znacząco na wyniki pomiarowe, także należy uznać za jego wadę.

Poprawienie wydajności kwantowej dla wyższych z rozpatrywanych energii można osiągnąć zwiększając długość pasków, ale wtedy rośnie pojemność detektora i szumy elektroniki odczytu także wzrosną. Redukowanie warstwy martwej wymaga zastosowania nowych technologii produkcji detektorów, ale niesie ze sobą większe korzyści. Zmniejszenie grubości tego obszaru pociąga za sobą zdecydowany wzrost wydajności detekcji dla niższych energii w wiązce, ale jednocześnie zwiększa maksymalną wydajność detekcji, jaką detektor może osiągnąć, i tym samym zwiększa wydajność detekcji dla wyższych energii w wiązce dwuenergetycznej. Takie nowe technologie są w chwili obecnej wprowadzane na rynek m.in. przez ITC-IRST — producenta, który dostarczył detektory do tego projektu.

Należy się spodziewać, że następna wersja modułu detektora, z nowymi układami scalonymi, będzie już posiadała detektor paskowy z warstwą martwą o grubości tylko 250 μm co znacznie usprawni cały system obrazowania. Zbliżyliśmy się w ten sposób znacząco do celu jakim jest zastosowanie rozpatrywanego tu systemu obrazowania do diagnostyki medycznej.

Dodatek A

Parametry średnie układów scalonych dla różnych ustawień

W tym rozdziale zebrano wyniki pomiarowe układów scalonych, które wchodziły w skład prototypowego systemu prezentowanego w tej pracy. Każdemu zestawowi ustawień przetworników tj. D_{cas} , D_{fed} i D_{fedsh} odpowiadają dwie tabele. Jedna tablica zawiera parametry średnie wyrażone w jednostkach przetwornika i energii (jednostki LSB), a druga te same wielkości wyrażone w jednostkach napięcia i ładunku (jednostki elektroniczne). Jedną niedublowaną wielkością jest bezwymiarowy współczynnik korelacji umieszczony w tabeli drugiej.

Ekwiwalentny ładunek wejściowy σ_n wyznaczono we wszystkich przypadkach z szerokości piku srebra dla ustawień lampy: napięcie $HV = 35$ kV i prąd $IT = 35$ mA. Ponieważ obie średnie szumowe wprowadzone w podrozdziale 6.2 $\sqrt{(\sigma_v/g)^2}$ oraz $(1/g)\sqrt{\sigma_v^2}$ są sobie równe z dokładnością do trzech miejsc znaczących, więc w tabelach znalazły się pod wspólną nazwą σ_n .

Używając prezentowanych tu tabel można obliczyć rozdzielczość energetyczną Δ_E wybranego układu scalonego dla określonej energii E używając wzoru

$$\Delta_{FWHM} = 2.355 \frac{\sqrt{\sigma_{nD}^2 + \sigma_{rD}^2}}{E}, \quad (A.1)$$

przy czym rozrzut σ_{rD} można wyrazić formułą

$$\sigma_{rD}^2 = \frac{1}{g_D^2} \left(\sigma_{gD}^2 (E + E_{cov}) E + \sigma_{fD}^2 \right). \quad (A.2)$$

Jeżeli dany jest ładunek Q zamiast energii, to w powyższych formułach wystarczy wymienić wszystkie E na Q , usunąć dolne indeksy $_D$ i do obliczenia wziąć współczynniki z drugiej tabeli.

Poprawka E_{cov} pojawiająca się we wzorze A.2 ma znaczenie dla układów w których współczynnik korelacji jest wysoki. Obliczono ją wg wzoru $E_{cov} = \text{cov}(g_D, f_D) / \sigma_{gD}^2$.

Przy wyznaczaniu wartości średnich, które pokazują tabele z różnych względów (kanały martwe lub bardzo znacząco odbiegające od wartości średniej) pominięte zostały następujące kanały: dla dyskryminatorów P 1, 302, 374 i 380–384, a dla dyskryminatorów R 1, 374 oraz 380–384.

W tabelach poniżej układy numerowane są cyframi natomiast litery P oraz R odnoszą się do przetworników cyfrowo-analogowych ustawiających progi dyskryminacji.

Pierwsze 4 tabele pokazują pomiary wykonane dla obu grup kanałów (P i R) z użyciem kolimatora, który przesłaniał część kanałów, głównie w układzie nr 6. Z tego powodu w układzie tym obserwuje się bardzo duży współczynnik korelacji pomiędzy f i g . Ostatnie 3 tabele prezentują pomiary wykonane tylko dla kanałów P , ale za to bez używania kolimatora.

Ustawienia $D_{fed} = 24$, $D_{fedsh} = 24$, $D_{cas} = 48$

Numer toru	g_D [LSB/keV]	f_D [LSB]	σ_{gD} [LSB/keV]	σ_{fD} [LSB]	E_{cov} [keV]	σ_{nD} [keV]
1P	5,35	-5,2	0,030	0,63	1,4	0,78
2P	5,15	-6,0	0,041	0,67	0,2	0,84
3P	5,11	-6,3	0,035	0,59	-0,4	0,85
4P	5,08	-6,8	0,031	0,57	1,0	0,85
5P	5,48	-5,2	0,033	0,72	5,6	0,92
6P	5,27	-6,4	0,045	0,86	-8,9	0,87
1R	5,35	-10,1	0,032	0,59	0,8	0,81
2R	5,14	-11,0	0,042	0,59	0,2	0,84
3R	5,13	-11,5	0,037	0,61	-0,8	0,84
4R	5,07	-11,6	0,029	0,59	-0,8	0,85
5R	5,49	-10,2	0,036	0,73	2,5	0,88
6R	5,28	-11,3	0,047	0,85	-10,4	0,88

Tabela A.1: Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 24/24/48

Numer toru	g [$\mu\text{V}/e$]	f [mV]	σ_g [$\mu\text{V}/e$]	σ_f [mV]	Q_{cov} [e]	σ_n [e]	corr(f, g) [%]
1P	54,2	-14	0,30	1,8	376	215	6,4
2P	53,1	-17	0,42	1,9	47	231	1,0
3P	52,9	-18	0,36	1,7	-98	234	-2,1
4P	52,6	-19	0,32	1,6	279	234	5,5
5P	54,3	-14	0,33	1,9	1543	253	25,9
6P	54,7	-18	0,47	2,5	-2434	238	-46,5
1R	55,1	-28	0,33	1,7	224	223	4,4
2R	52,8	-31	0,44	1,7	65	232	1,7
3R	53,3	-33	0,38	1,7	-222	231	-4,9
4R	52,4	-33	0,30	1,7	-218	232	-3,9
5R	54,3	-28	0,36	2,0	686	241	12,3
6R	54,6	-32	0,49	2,4	-2853	241	-57,4

Tabela A.2: Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 24/24/48

Ustawienia $D_{fed} = 24$, $D_{fedsh} = 32$, $D_{cas} = 48$

Numer toru	g_D [LSB/keV]	f_D [LSB]	σ_{gD} [LSB/keV]	σ_{fD} [LSB]	E_{cov} [keV]	σ_{nD} [keV]
1P	4,41	3,3	0,025	0,64	2,0	1,02
2P	4,27	2,0	0,038	0,69	0,6	0,98
3P	4,27	1,3	0,031	0,66	-1,5	0,94
4P	4,28	0,4	0,024	0,62	-0,3	0,94
5P	4,41	4,4	0,031	0,76	4,3	1,02
6P	4,34	2,1	0,038	0,84	-9,0	1,03
1R	4,39	-1,5	0,026	0,63	1,1	1,01
2R	4,26	-3,1	0,036	0,62	1,2	0,99
3R	4,27	-3,8	0,037	0,60	-0,9	0,97
4R	4,27	-4,4	0,025	0,62	-2,1	0,97
5R	4,42	-0,6	0,032	0,77	3,2	1,03
6R	4,34	-2,8	0,040	0,84	-11,8	1,03

Tabela A.3: Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 24/32/48

Numer toru	g [$\mu\text{V}/e$]	f [mV]	σ_g [$\mu\text{V}/e$]	σ_f [mV]	Q_{cov} [e]	σ_n [e]	corr(f, g) [%]
1P	44,6	9	0,25	1,8	541	280	7,6
2P	44,0	6	0,39	1,9	171	271	3,4
3P	44,2	4	0,32	1,9	-416	258	-7,0
4P	44,4	1	0,25	1,8	-89	259	-1,2
5P	43,7	12	0,31	2,1	1195	279	17,6
6P	45,0	6	0,39	2,4	-2472	283	-40,8
1R	45,2	-4	0,27	1,8	303	279	4,5
2R	43,9	-9	0,37	1,7	335	273	7,1
3R	44,5	-11	0,38	1,7	-250	265	-5,6
4R	44,2	-12	0,26	1,8	-579	267	-8,6
5R	43,8	-2	0,31	2,1	878	282	13,2
6R	44,9	-8	0,41	2,4	-3239	282	-56,0

Tabela A.4: Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 24/32/48

Ustawienia $D_{fed} = 32$, $D_{fedsh} = 24$, $D_{cas} = 48$

Numer toru	g_D [LSB/keV]	f_D [LSB]	σ_{gD} [LSB/keV]	σ_{fD} [LSB]	E_{cov} [keV]	σ_{nD} [keV]
1P	5,35	-5,3	0,032	0,63	0,2	0,83
2P	5,15	-6,1	0,039	0,67	1,2	0,90
3P	5,11	-6,4	0,035	0,66	-2,1	0,91
4P	5,08	-6,9	0,031	0,57	0,5	0,92
5P	5,48	-5,3	0,035	0,75	2,9	0,98
6P	5,28	-6,5	0,047	0,87	-9,0	0,93
1R	5,35	-10,2	0,032	0,62	0,2	0,86
2R	5,14	-11,1	0,040	0,61	0,7	0,91
3R	5,13	-11,6	0,040	0,60	-1,7	0,91
4R	5,07	-11,7	0,030	0,62	-2,6	0,92
5R	5,49	-10,3	0,036	0,77	1,8	0,93
6R	5,28	-11,4	0,048	0,86	-10,8	0,94

Tabela A.5: Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/24/48

Numer toru	g [$\mu\text{V}/e$]	f [mV]	σ_g [$\mu\text{V}/e$]	σ_f [mV]	Q_{cov} [e]	σ_n [e]	$\text{corr}(f, g)$ [%]
1P	54,2	-14	0,32	1,8	43	228	0,8
2P	53,1	-17	0,40	1,9	329	246	7,0
3P	52,9	-18	0,36	1,9	-571	251	-11,1
4P	52,7	-20	0,32	1,6	148	254	2,9
5P	54,3	-15	0,35	2,0	806	269	13,8
6P	54,7	-18	0,49	2,5	-2483	255	-48,8
1R	55,1	-28	0,32	1,8	51	237	0,9
2R	52,9	-31	0,41	1,7	185	249	4,4
3R	53,3	-33	0,42	1,7	-462	249	-11,1
4R	52,4	-33	0,32	1,8	-725	253	-13,1
5R	54,3	-28	0,35	2,1	494	256	8,4
6R	54,6	-32	0,50	2,4	-2954	258	-60,8

Tabela A.6: Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/24/48

Ustawienia $D_{fed} = 32$, $D_{fedsh} = 32$, $D_{cas} = 48$

Numer toru	g_D [LSB/keV]	f_D [LSB]	σ_{gD} [LSB/keV]	σ_{fD} [LSB]	E_{cov} [keV]	σ_{nD} [keV]
1P	5,12	-6,6	0,029	0,69	-1,3	0,92
2P	4,76	-6,8	0,040	0,69	-0,1	0,95
3P	4,70	-7,2	0,033	0,58	0,0	0,93
4P	4,67	-7,3	0,027	0,57	0,6	0,92
5P	5,42	-6,6	0,040	0,75	3,7	0,87
6P	4,80	-7,2	0,040	0,80	-8,3	0,99
1R	4,94	-11,3	0,030	0,54	0,8	0,95
2R	4,77	-11,9	0,042	0,55	-0,6	0,96
3R	4,65	-11,6	0,036	0,53	-0,4	0,96
4R	4,67	-12,0	0,028	0,55	-2,2	0,95
5R	5,44	-12,4	0,042	0,79	1,0	0,88
6R	4,81	-11,9	0,040	0,74	-9,4	0,98

Tabela A.7: Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/32/48

Numer toru	g [$\mu\text{V}/e$]	f [mV]	σ_g [$\mu\text{V}/e$]	σ_f [mV]	Q_{cov} [e]	σ_n [e]	corr(f, g) [%]
1P	51,8	-18	0,29	1,9	-345	252	-5,3
2P	49,1	-19	0,41	1,9	-19	262	-0,4
3P	48,7	-20	0,34	1,6	10	254	0,2
4P	48,5	-21	0,29	1,6	156	254	2,8
5P	53,7	-18	0,39	2,0	1019	239	19,6
6P	49,8	-20	0,42	2,3	-2275	271	-41,5
1R	50,9	-32	0,31	1,5	219	260	4,5
2R	49,0	-33	0,43	1,6	-178	264	-5,0
3R	48,4	-33	0,38	1,5	-104	264	-2,6
4R	48,3	-34	0,29	1,6	-604	261	-11,4
5R	53,9	-34	0,42	2,1	269	242	5,2
6R	49,8	-34	0,41	2,1	-2595	269	-50,8

Tabela A.8: Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/32/48

Ustawienia $D_{fed} = 32$, $D_{fedsh} = 32$, $D_{cas} = 36$

Numer toru	g_D [LSB/keV]	f_D [LSB]	σ_{gD} [LSB/keV]	σ_{fD} [LSB]	E_{cov} [keV]	σ_{nD} [keV]
1P	5,14	-6,7	0,023	0,72	-6,5	1,01
2P	4,90	-7,6	0,032	0,67	2,5	1,07
3P	4,85	-8,0	0,033	0,61	-2,1	1,08
4P	4,82	-8,3	0,025	0,58	-2,1	1,10
5P	5,27	-6,3	0,023	0,99	-8,0	0,99
6P	4,95	-7,7	0,022	0,80	-8,9	1,10

Tabela A.9: Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/32/36

Numer toru	g [$\mu\text{V}/e$]	f [mV]	σ_g [$\mu\text{V}/e$]	σ_f [mV]	Q_{cov} [e]	σ_n [e]	corr(f, g) [%]
1P	52,0	-18	0,23	2,0	-1774	277	-20,6
2P	50,5	-21	0,33	1,9	676	293	11,9
3P	50,1	-22	0,34	1,7	-586	297	-11,3
4P	50,0	-23	0,26	1,6	-572	302	-9,1
5P	52,2	-17	0,22	2,7	-2189	272	-18,2
6P	51,4	-22	0,22	2,3	-2443	303	-24,1

Tabela A.10: Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/32/36

Ustawienia $D_{fed} = 32$, $D_{fedsh} = 32$, $D_{cas} = 48$

Numer toru	g_D [LSB/keV]	f_D [LSB]	σ_{gD} [LSB/keV]	σ_{fD} [LSB]	E_{cov} [keV]	σ_{nD} [keV]
1P	4,99	-7,6	0,030	0,62	-1,2	0,92
2P	4,74	-8,2	0,035	0,65	2,7	0,95
3P	4,70	-8,5	0,033	0,58	-0,5	0,93
4P	4,67	-8,8	0,027	0,58	-0,3	0,92
5P	5,17	-7,8	0,028	0,84	4,0	0,87
6P	4,79	-8,4	0,027	0,78	-5,9	0,99

Tabela A.11: Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/32/48

Numer toru	g [$\mu\text{V}/e$]	f [mV]	σ_g [$\mu\text{V}/e$]	σ_f [mV]	Q_{cov} [e]	σ_n [e]	corr(f, g) [%]
1P	50,4	-21	0,30	1,7	-330	252	-5,7
2P	48,9	-23	0,36	1,8	751	262	14,7
3P	48,6	-24	0,35	1,7	-146	254	-3,0
4P	48,5	-25	0,28	1,6	-79	254	-1,3
5P	51,2	-22	0,27	2,3	1085	239	13,0
6P	49,6	-24	0,28	2,2	-1615	271	-20,1

Tabela A.12: Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/32/48

Ustawienia $D_{fed} = 32$, $D_{fedsh} = 32$, $D_{cas} = 60$

Numer toru	g_D [LSB/keV]	f_D [LSB]	σ_{gD} [LSB/keV]	σ_{fD} [LSB]	E_{cov} [keV]	σ_{nD} [keV]
1P	4,79	-7,9	0,030	0,66	0,0	0,83
2P	4,59	-8,4	0,034	0,66	2,6	0,86
3P	4,57	-8,6	0,033	0,59	0,4	0,86
4P	4,55	-8,9	0,031	0,55	0,7	0,87
5P	4,99	-8,4	0,033	0,79	3,6	0,80
6P	4,59	-8,7	0,029	0,74	-1,3	0,91

Tabela A.13: Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/32/60

Numer toru	g [$\mu\text{V}/e$]	f [mV]	σ_g [$\mu\text{V}/e$]	σ_f [mV]	Q_{cov} [e]	σ_n [e]	corr(f, g) [%]
1P	48,5	-22	0,30	1,8	7	228	0,1
2P	47,3	-23	0,35	1,9	719	237	13,6
3P	47,2	-24	0,34	1,7	123	236	2,5
4P	47,2	-25	0,32	1,6	187	240	3,8
5P	49,4	-23	0,33	2,2	997	220	15,3
6P	47,6	-25	0,30	2,1	-368	249	-5,2

Tabela A.14: Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/32/60

Spis rysunków

1.1.	Oslabienie wiązki promieniowania X w warstwie materii	10
1.2.	Absorpcja fotoelektryczna fotonu	11
1.3.	Comptonowskie rozproszenie fotonu	12
1.4.	Kreacja pary elektron-pozyton ($e^- - e^+$) w polu jądra atomowego . . .	13
1.5.	Masowe współczynniki osłabienia w krzemie związane z różnymi oddziaływaniami mikroskopowymi	15
2.1.	Mammogramy zdrowych piersi	19
2.2.	Reprezentacja wektorowa materiału w układzie współrzędnych A_1 i A_2	22
2.3.	Algorytm usuwania wybranej pary materiałów z obrazu hybrydowego; Promienie P_1 , P_2 i P_3 z rysunku (a) odpowiadają wektorom M_1 , M_2 i M_3 z rysunku (b)	23
2.4.	Masowy współczynnik osłabienia wiązki $\mu(E)/\rho$ dla wybranych materiałów i tkanek	25
2.5.	Przykładowe angiogramy	26
2.6.	Masowy współczynnik osłabienia wiązki $\mu(E)/\rho$ dla jodu, kości i tkanki miękkiej	28
3.1.	Rozdzielczość przestrzenna dla cząstki relatywistycznej	32
3.2.	Odpowiedź detektora na punktową wiązkę promieniowania – PSF . . .	33
3.3.	Przykładowe punktowe funkcje rozpraszania i funkcje przenoszenia modulacji	34
3.4.	Odpowiedź detektora na liniową i krawędziową wiązkę promieniowania .	34
3.5.	DQE jako funkcja dawki promieniowania dla różnych wartości QE . . .	38
4.1.	Długość absorpcji w Si, GaAs i CdTe	42
4.2.	Budowa detektora CCD	44
4.3.	Struktura DEPFET	45
4.4.	Techniki wykonywania mikropołączeń	46
4.5.	Różnica między detektorem wykonanym w technologii planarnej i technologii 3D	48
5.1.	Slinie niesymetryczne złącze p^+-n oraz rozkład pola elektrycznego wewnątrz niego	51
5.2.	Prąd indukowany na pasku detektora w funkcji czasu	58
5.3.	Detektor paskowy — budowa	59
5.4.	Detektor paskowy — co trzeci pasek podłączony do elektroniki	60
5.5.	Rodzaje sprzężenia detektor — elektronika	61
5.6.	Sposoby polaryzacji pasków detektora ze sprzężeniem AC	63
5.7.	Paskowy detektor dwustronny	65
5.8.	Sposoby świecenia na detektor paskowy	66
5.9.	Wydaźność detekcji w konfiguracji krawędziowej	67
5.10.	Zdjęcie jednego z rogów detektora użytego w eksperymencie	68
6.1.	Schemat blokowy układu Rx-64v3	71
6.2.	Piki sygnałowe dla systemu jedno i wielokanałowego — rozdzielczość energetyczna	72
6.3.	Schemat blokowy pojedynczego kanału analogowego	77
6.4.	Szumowy schemat zastępczy przedwzmacniacza ładunkowego	78

6.5.	Schemat przedwzmacniacza ładunkowego	81
6.6.	Całkowity teoretyczny szum wzmacniacza	82
6.7.	Odpowiedź układu kształtowania na sygnał z przedwzmacniacza ładunkowego	83
6.8.	Schemat podukładu zamieniającego sygnał niesymetryczny na sygnał różnicowy	85
6.9.	Sygnały na wyjściu układu konwertującego sygnał niesymetryczny na sygnał różnicowy	86
6.10.	Widmo całkowite — częstość zliczeń w funkcji progu dyskryminacji . . .	87
6.11.	Licznik i półdynamiczny przerzutnik D	89
6.12.	Układy wejściowe licznika i schemat uniwibratora	91
6.13.	Schemat logicznej organizacji układu Rx-64v3 z punktu widzenia sterowania	96
6.14.	Plan masek układu Rx-64v3	101
7.1.	Zdjęcie modułu zawierającego 6 układów scalonych i detektor	104
7.2.	Konfiguracja pomiarowa używana do wyznaczania parametrów układów	105
7.3.	Procedura analizy danych na przykładzie kanału 280	107
7.4.	Charakterystyki 8-bitowych przetworników cyfrowo-analogowych	110
7.5.	Podstawowe parametry układów dla ustawień standardowych 32/32/48	112
7.6.	Profil wiązki dla piku Ag i progu dyskryminacji $D_P = 80$; występujące na brzegach osłabienie natężenia spowodowane jest przez kolimator; ustawienia 32/32/48	113
7.7.	Histogramy podstawowych parametrów układu nr 3	115
7.8.	Przybliżenie wzmocnienia — układ nr 3	115
8.1.	Realizacja pomiarów mammograficznych	123
8.2.	Fantom mammograficzny	125
8.3.	Pomiarowe („surowe”) obrazy fantomu dla pary energii 16/32 keV . . .	127
8.4.	Pomiarowe obrazy fantomu	128
8.5.	Symulacyjne obrazy fantomu	130
8.6.	Nałożone na siebie profile dla pary 16/32 keV uzyskane z pomiaru i symulacji dla obu połówek fantomu	131
8.7.	Stosunek sygnału do szumu w funkcji kąta Φ dla wyników pomiarowych i symulacyjnych dla pary energii 16/32 keV	133
8.8.	Pomiarowe obrazy hybrydowe powstałe po usunięciu kontrastu pomiędzy parą wybranych materiałów dla energii 16/32 keV	135
8.9.	Symulacyjne obrazy hybrydowe powstałe po usunięciu kontrastu pomiędzy parą wybranych materiałów dla energii 16/32 keV	135

Spis tabel

2.1.	Dokładność dekompozycji współczynnika masowego	21
5.1.	Średnie ładunki wyrażone w elektronach generowane przez pojedynczy foton dla wybranych energii	54
6.1.	Zależności występujące w układzie kształtowania	84
6.2.	Numery kanałów odpowiadające różnym ustawieniom bitów dv7 i dv6	97
7.1.	Energie K_{α} tarcz fluorescencyjnych	105
7.2.	Charakterystyki przetworników cyfrowo-analogowych ustawiających progi dyskryminacji	109
7.3.	Średnie wzmocnienia i napięcia niezrównoważenia, rozrzuty tych parametrów oraz szумы dla ustawień 32/32/48	114
7.4.	Rozdzielczość energetyczna układu nr 3	118
7.5.	Parametry przykładowego układu nr 3 dla różnych wybranych ustawień	119
8.1.	Parametry wiązek używanych w obrazowaniu mammograficznym	124
8.2.	Liniowe współczynniki osłabienia dla tkanek piersi oraz materiałów fantomu	126
8.3.	Ustawienia lampy i detektora w czasie wykonywania pomiarów mammograficznych	126
8.4.	Kąty usuwania kontrastu: teoretyczny, otrzymany z symulacji Monte Carlo i pomiarowy	134
A.1.	Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 24/24/48	140
A.2.	Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 24/24/48	140
A.3.	Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 24/32/48	141
A.4.	Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 24/32/48	141
A.5.	Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/24/48	142
A.6.	Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/24/48	142
A.7.	Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/32/48	143
A.8.	Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/32/48	143
A.9.	Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/32/36	144
A.10.	Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/32/36	144
A.11.	Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia 32/32/48	144
A.12.	Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia 32/32/48	145

A.13. Parametry układu w jednostkach przetwornika i energii; ustawienia	
32/32/60	145
A.14. Parametry układu w jednostkach napięcia i ładunku; ustawienia	
32/32/60	145

Bibliografia

- [ABB⁺97] F. ARFELLI, G. BARBIELLINI, V. BONVICINI, A. BRAVIN, G. CANTATORE, E. CASTELLI, P. CRISTAUDDO, M. M. DI DI MICHEL, R. LONGO, A. OLIVO, S. PANI, D. PONTONI, P. POROPAT, M. PREST, A. RASHEVSKY, F. TOMASINI, G. TROMBA, ORAZ A. VACCHI, *SYRMEP: an innovative detection system for soft X-rays*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 392 (1997), str. 188–191.
- [ABB⁺99] S. R. AMENDOLIA, E. BERTOLUCCI, M. G. BISOGNI, U. BOTTIGLI, A. CECCOPIERI, M. A. CIOCCI, M. CONTI, P. DELOGU, M. E. FANTACCI, P. MAESTRO, V. MARZULLI, E. PERNIGOTTI, N. ROMEO, V. ROSSO, P. ROSSO, A. STEFANINI, ORAZ S. STUMBO, *MEDIPIX: a VLSI chip for a GaAs pixel detector for digital radiology*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 422 (1999), str. 201–205.
- [ABB⁺00] S. R. AMENDOLIA, M. G. BISOGNI, U. BOTTIGLI, M. A. CIOCCI, P. DELOGU, G. DIPASQUALE, M. E. FANTACCI, P. MAESTRO, V. MARZULLI, B. MIKULEC, E. PERNIGOTTI, V. ROSSO, A. STEFANINI, ORAZ S. STUMBO, *Test of a GaAs-based pixel device for digital mammography*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 460 (2000), str. 50–54.
- [ABD⁺03] S. R. AMENDOLIA, M. G. BISOGNI, P. DELOGU, M. E. FANTACCI, S. LINSALATA, M. NOVELLI, M. QUATTROCCHI, V. ROSSO, A. STEFANINI, ORAZ S. ZUCCA, *Full field images of mammographic phantoms obtained with a single photon counting system*, w Proceedings SPIE Medical Imaging Conference, vol. 5030, 2003, str. 191–202.
- [AH87] P. ALLEN ORAZ D. HOLBERG, *CMOS analog circuit design*, Hold, Rinehart and Winston, Inc., USA, 1987.
- [AM76] R. ALVAREZ ORAZ A. MACOWSKI, *Energy-selective reconstruction in X-ray computerized tomography*, Physics in Medicine and Biology, 21 (1976), str. 733–744.
- [Arf00] F. ARFELLI, *Synchrotron light and imaging for medical radiology*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 454 (2000), str. 11–25.
- [BBC⁺03] G. BALDAZZI, D. BOLLINI, A. E. CABAL RODRIGUEZ, W. DABROWSKI, A. DIAZ GARCIA, M. GAMBACCINI, P. GIUBELLINO, M. GOMBIA, P. GRYBOS, M. IDZIK, A. MARZARI-CHIESA, L. M. MONTANO ZETINA, F. PRINO, L. RAMELLO, A. SARNELLI, M. SITTA, K. SWIENTEK, A. TAIBI, E. TOMASSI, A. TUFFANELLI, P. VAN ESPEN, ORAZ P. WIACEK, *Results about imaging with silicon strips for angiography and mammography*, American Institute of Physics Conference Proceedings, 682 (2003), str. 14–23.
- [BBE⁺01] C. BRONNIMANN, R. BAUR, E. F. EIKENBERRY, S. KOHOUT, M. LINDNER, B. SCHMITT, ORAZ R. HORISBERGER, *A pixel read-out chip for the PILATUS project*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 465 (2001), str. 235–239.
- [BDOG⁺97] A. BRESSAN, R. DE OLIVEIRA, A. GANDI, J.-C. LABBE, L. ROPELEWSKI, F. SAULI, D. MORMANN, D. MULLER, ORAZ S. H.J.,

- Two-dimensional readout of GEM detectors*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 425 (1997), str. 254–261.
- [Bet] BETHANIEN KRANKENHAUS FRANKFURT AM MAIN, *Radiologische Gemeinschaftspraxis: Digitale Subtraktions Angiographie (DSA)*. <http://www.radiologie-frankfurt.de>.
- [BPV+03] A. BERGAMASCHI, M. PREST, E. VALLAZZA, F. ARFELLI, D. DREOSSO, R. LONGO, A. OLIVO, S. PANI, ORAZ E. CASTELLI, *FROST: an ASIC for digital mammography with synchrotron radiation*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 510 (2003), str. 51–56.
- [Bra99] S. BRANDT, *Analiza danych. Metody statystyczne i obliczeniowe*, Wydawnictwa Naukowe PWN, Warszawa, 1999.
- [BS70] W. S. BOYLE ORAZ G. E. SMITH, *Charge coupled semiconductor devices*, Bell System Technical Journal, 49 (1970), str. 587–593.
- [BSLB94] J. T. BUSHBERG, J. A. SEIBERT, E. M. LEIDHOLDT, ORAZ J. M. BOONE, *The Essential Physics of Medical Imaging*, Williams & Wilkins, Baltimore, Maryland USA, 1994.
- [CBB+68] G. CHARPAK, R. BOUCLIER, T. BRESSANI, J. FAVIER, ORAZ C. ZUPANCIC, *The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, 62 (1968), str. 262–268.
- [CBB+03] C. CEBALLOS, G. BALDAZZI, D. BOLLINI, A. E. CABAL RODRIGUEZ, W. DABROWSKI, A. DIAZ GARCIA, M. GAMBACCINI, P. GIUBELLINO, M. GOMBIA, P. GRYBOS, M. IDZIK, A. MARZARI-CHIESA, L. M. MONTANO ZETINA, F. PRINO, L. RAMELLO, M. SITTA, K. SWIENTEK, A. TAIBI, E. TOMASSI, A. TUFFANELLI, ORAZ P. WIACEK, *Monte Carlo simulation of a silicon strip detector response for angiography applications. First approach*, American Institute of Physics Conference Proceedings, 682 (2003), str. 185–191.
- [CCD+97] C. COLLEDANI, G. COMES, W. DULINSKI, Y. HU, F. LODDO, R. TURCHETTA, V. BONVICINI, E. CASTELLI, D. PONTONI, M. PREST, A. RASHEVSKY, ORAZ A. VACCHI, *Castor 1.0, a VLSI analog-digital circuit for pixel imaging applications*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 395 (1997), str. 435–442.
- [CFG+04] M. CHMEISSANI, C. FROJDH, O. GAL, X. LLOPART, J. LUDWIG, M. MAIORINO, E. MANACH, G. METTIVIER, M. C. MONTESI, C. PONCHUT, P. RUSSO, L. TLUSTOS, , ORAZ A. ZWERGER, *First experimental tests with a cdte photon counting pixel detector hybridized with a Medipix2 readout chip*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 51 (2004), str. 2379–2385.
- [CHM+98] M. CAMPBELL, E. H. M. HEIJNE, G. MEDDELER, E. PERNIGOTTI, ORAZ W. SNOEYS, *Readout for a 64x64 pixel matrix with 15-bit single photon counting*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 45 (1998), str. 751–753.
- [CS91] Z. CHANG ORAZ W. SANSEN, *Effect of 1/f noise on the resolution of CMOS analog readout systems for microstrip and pixel detectors*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 305 (1991), str. 553–560.
- [DBC+04] G. DEPTUCH, A. BESSON, G. CLAUS, C. COLLEDANI, M. DEVEAUX, W. DULINSKI, A. GAY, G. GAYCKEN, Y. GORNUSHKIN, D. GRANDJEAN, A. HIMMI, C. HU, I. VALIN, ORAZ M. WINTER, *Monolithic active pixel sensors adapted to future vertex detector requirements*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 535 (2004), str. 366–369.
- [DBG+00] W. DĄBROWSKI, W. BIAŁAS, P. GRYBOŚ, M. IDZIK, ORAZ J. KUŁĄTY, *A readout system for position sensitive measurements of*

- X-ray using silicon strip detectors*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 442 (2000), str. 346–354.
- [DG04] W. DĄBROWSKI ORAZ P. GRYBOS, *Position sensitive semiconductor strip detectors*, w *X-Ray spectrometry: Recent Technological Advances*, John Wiley & Sons, Ltd., Chichester (West Sussex England), 2004.
- [DGI96] W. DĄBROWSKI, P. GRYBOS, ORAZ M. IDZIK, *Study od spatial resolution and efficiency od silicon strip detectors with charge division readout*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 383 (1996), str. 137–143.
- [DK95] B. DZIUNIKOWSKI ORAZ S. KALITA, *Ćwiczenia laboratoryjne z jądrowych metod pomiarowych*, AGH Uczelniane Wydawnictwa Naukowo-Dydaktyczne, Kraków, 1995.
- [Dwu02] M. DWUŹNIK, *Projekt scalonego dyskryminatora okienkowego*, praca magisterska, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej, Kraków, 20 maj 2002.
- [EBH⁺03] E. F. EIKENBERRY, C. BRONNIMANN, G. HULSEN, H. TOYOKAWA, R. HORISBERGER, B. SCHMITT, C. SCHULZE-BRIESE, ORAZ T. TOMIZAKI, *PILATUS: a two-dimensional X-ray detector for macromolecular crystallography*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 501 (2003), str. 260–266.
- [EVL⁺04] S. ERANEN, T. VIROLAINEN, I. LUUSUA, J. KALLIOPUSKA, K. KURVINEN, M. ERAUOTO, J. HARKONEN, K. LEINONEN, M. PALVIAINEN, ORAZ M. KOSKI, *Silicon semi 3D radiation detectors. Technology demonstration*, w *IEEE Medical Imaging Conference*, Rome, Italy, październik 2004.
- [Fan46] U. FANO, *On the theory of ionization yield of radiations in different substances*, Physics Review, 70 (1946), str. 44–52.
- [Fan47] ———, *Ionization yield of radiations II. The fluctuations of the number of ions*, Physics Review, 72 (1947), str. 26–29.
- [FCE⁺99] P. FESSLER, J. COFFIN, H. EBERLE, C. DE RAAD ISELI, B. HILT, D. HUSS, F. KRUMMENACHER, J. R. LUTZ, G. PREVOT, A. RENOUPEZ, M. H. SIGWARD, B. SCHWALLER, ORAZ C. VOLTOLINI, *An important step forward in continuous spectroscopic imaging of ionising radiations using ASICs*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 421 (1999), str. 130–144.
- [FHO⁺98] P. FISCHER, J. HAUSMANN, M. OVERDICK, B. RAITH, N. WERMES, L. BLANQUART, V. BONZOM, ORAZ P. DELPIERRE, *A counting pixel readout chip for imaging applications*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 405 (1998), str. 53–59.
- [FNT⁺03] P. FISCHER, W. NEESER, M. TRIMPL, J. ULRICI, ORAZ N. WERMES, *Readout concepts for depfet pixel arrays*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 512 (2003), str. 318–325.
- [FTI⁺92] H. FUJITA, D. TSAI, T. ITHO, K. DOI, J. MORISHITA, K. UEDA, ORAZ A. OHTSUKA, *A simple method for determining the modulation transfer function in digital radiography*, IEEE Transactions on Medical Imaging, 11 (1992), str. 34–39.
- [FTM⁺02] S. FABBRI, A. TAIBI, M. MARZIANI, A. OLIVO, S. PANI, A. TUFFANELLI, ORAZ M. GAMBACCINI, *Signal-to-noise ratio evaluation in dual-energy radiography with synchrotron radiation*, Physics in Medicine and Biology, 47 (2002), str. 4093–4105.
- [GCRD⁺04] P. GRYBOS, A. E. CABAL RODRIGUEZ, W. DĄBROWSKI, M. IDZIK, J. LOPEZ GAITAN, F. PRINO, L. RAMELLO, K. SWIENTEK, ORAZ P. WIACEK, *Multichannel charge amplifier for medical X-ray imaging with energy window selection*, w *Proceedings of the 11th International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, MIXDES*, Szczecin, czerwiec 2004, str. 589–594.
- [GGH⁺02] I. GORELOVA, G. GORFINEA, M. HOEFERKAMPA, V. M. BRU-

- NIA, G. SANTISTEVANA, S. SEIDEL, A. CIOCIOB, K. EINSWEILERB, J. EMESB, M. GILCHRIESEB, A. JOSHIB, S. KLEINFELDERB, R. MARCHESINIB, F. MCCORMACKB, O. MILGROMEB, N. PALAIOB, F. PENGGB, J. RICHARDSONB, G. ZIZKAB, M. ACKERSC, I INNI, *Electrical characteristics of silicon pixel detectors*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 489 (2002), str. 202–217.
- [GM86] E. GATTI ORAZ P. MANFREDI, *Processing the signal from solid-state detectors in elementary particle physics*, La Revista del Nouvo Cimento, 9, no. 1 (1986).
- [GR84] E. GATTI ORAZ P. REHAK, *Semiconductor drift chamber — an application of a novel charge transport scheme*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 225 (1984), str. 608–614.
- [Gry02] P. GRYBOŚ, *Low Noise Multichannel Integrated Circuits in CMOS Technology for Physics and Biology Applications*, AGH Uczelniane Wydawnictwa Naukowo-Dydaktyczne, Kraków, 2002.
- [Gry03] ———, *Efekty niedopasowania tranzystorów MOS wykonanych w technologii VLSI*, Elektrotechnika i Elektronika, Tom 22, Zeszyt 1 (2003), str. 25–35. Kraków AGH.
- [Gry04] ———, *Optymalizacja szumowa wielokanałowych mieszanych układów scalonych na przykładzie układu RX64*, Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji, Tom 50 zeszyt 3 (2004), str. 441–470. Warszawa PWN.
- [GTDG+95] M. GAMBACCINI, A. TAIBI, A. DEL GUERRA, F. FRONTERA, ORAZ M. MARZIANI, *Narrow energy band X-ray via mosaic crystal for mammography application*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 365 (1995), str. 248–254.
- [Hal52] R. N. HALL, *Electron-hole recombination in germanium*, Physics Review, 87 (1952), str. 387.
- [Has00] A. HASTINGS, *The Art of Analog Layout*, Prentice Hall, USA, 2000.
- [HFP00a] B. HILT, P. FESSLER, ORAZ G. PREVOT, *New quantum detection system for very low dose X-ray radiology*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 442 (2000), str. 38–44.
- [HFP00b] ———, *The quantum X-ray radiology apparatus*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 442 (2000), str. 355–359.
- [HH92] P. HOROWITZ ORAZ W. HILL, *Sztuka elektroniki*, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa, 1992.
- [HR00] A. HRYNKIEWICZ ORAZ E. ROKITA, eds., *Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii*, Wydawnictwa Naukowe PWN, Warszawa, 2000.
- [JD00] B. JAWORSKI ORAZ A. DIETŁAF, *Fizyka: poradnik encyklopedyczny*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa, 2000.
- [JDYF85] P. JOHNS, D. DROST, M. YAFFE, ORAZ A. FENSTER, *Dual-energy mammography: initial experiment results*, Medical Physics, 12 (1985), str. 297–304.
- [JY85] P. JOHNS ORAZ M. YAFFE, *Theoretical optimization of dual-energy X-ray imaging with application to mamography*, Medical Physics, 12 (1985), str. 289–296.
- [JY87] ———, *X-ray characterization of normal and neoplastic breast tissues*, Physics in Medicine and Biology, 32 (1987), str. 675–699.
- [Kem80] J. KEMMER, *Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, 169 (1980), str. 499–502.
- [KL73] G. W. KAYE ORAZ T. H. LABY, *Tables of Physical and Chemical Constants*, Longman, 14th ed., 1973.
- [KL87] J. KEMMER ORAZ G. LUTZ, *New detector concepts*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 253 (1987), str. 356–377.
- [KLP+90] J. KEMMER, G. LUTZ, U. PRECHTEL, K. SCHUSTER, M. STE-

- RZIK, L. STRUDER, ORAZ T. ZIEMANN, *Experimental confirmation of a new semiconductor detector principle*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 288 (1990), str. 92–98.
- [Kop00] M. KOPCZYŃSKA-KOWALCZYKOWA, *Mammografia nie lubi pośpiechu!*, MEDICUS miesięcznik Okręgowej Izby Lekarskiej w Lublinie, 3 (2000).
- [Kor00] K. KORBEL, *Układy elektroniki front-end*, AGH Uczelniane Wydawnictwa Naukowo-Dydaktyczne, Kraków, 2000.
- [Kuc00] W. KUCEWICZ, *Krzemowe detektory paskowe i ich zastosowania w fizyce wysokich energii na przykładzie eksperymentu DELPHI*, AGH Uczelniane Wydawnictwa Naukowo-Dydaktyczne, Kraków, 2000.
- [LAMB81] L. LECHMANN, R. ALVAREZ, A. MACOWSKI, ORAZ W. BRODY, *Generalized image combination in dualKVP digital radiography*, Medical Physics, 8 (1981), str. 659–667.
- [LCD+01] X. LLOPART, M. CAMPBELL, R. DINAPOLI, D. SAN SEGUNDO, ORAZ E. PERNIGOTTI, *Medipix2, a 64k pixel readout chip with 55 μm square elements working in single photon counting mode*, w Proceedings of the IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, San Diego, California, listopad 2001.
- [LnHSS96] P. LECHNER, R. H. NAD H. SOLTAU, ORAZ L. STRUDER, *Pair creation energy and fano factor of silicon in the energy range of soft x-rays*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 377 (1996), str. 206–208.
- [LS78] C. M. LEDERER ORAZ V. S. SHIRLEY, *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons, Ltd., USA, 7th ed., 1978.
- [Lut99] G. LUTZ, *Semiconductor radiation detectors: device physics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1999.
- [McK51] K. MCKAY, *Electron-hole production in germanium by alpha-particles*, Physics Review, 84 (1951), str. 829–832.
- [Mik03] B. MIKULEC, *Development of segmented semiconductor arrays for quantum imaging*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 510 (2003), str. 1–23.
- [Mit00] J. MITUŚ, *Chirurgia wspomaganą mammografią*, MEDICUS miesięcznik Okręgowej Izby Lekarskiej w Lublinie, 4 (2000).
- [MTTG02] M. MARZIANI, A. TAIBI, A. TUFFANELLI, ORAZ M. GAMBACCIANI, *Dual-energy tissue cancelation in mammography with quasi-monochromatic X-rays*, Physics in Medicine and Biology, 47 (2002), str. 305–313.
- [Nat] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY, *NIST X-ray Mass Attenuation Coefficients*. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/>.
- [Nik] NIKON INC., *Nikon MicroscopyU*. <http://www.microscopyu.com>.
- [Oak01] OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, *MCNP 4C-Monte Carlo N-particle transport code system; RSIC Computer Code Collection*, Oak Ridge, Tennessee 37831–6171, 2001. <http://www-rsicc.ornl.gov/index.html>.
- [Oed88] A. OED, *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 263 (1988), str. 351–359.
- [PF99] F. PEROTTI ORAZ C. FIORINI, *Observed energy dependence of fano factor in silicon at hard x-ray energies*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 423 (1999), str. 356–363.
- [PFTV92] W. H. PRESS, B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKY, ORAZ W. T. VETTERLING, *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, Cambridge university Press, 1992.
- [Phi] PHILIPS PHOTONICS INTERNATIONAL MARKETING, BRIVE, FRANCE, *Photomultiplier tubes. Principles and applications*. 1994.
- [PKS97] S. I. PARKER, C. J. KENNEY, ORAZ J. SEGAL, *3D - A proposal*

- of new architecture for solid-state radiation detectors*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 395 (1997), str. 328 – 343.
- [Ram39] S. RAMO, *Current induced by electron motion*, w Proceedings of the IRE, vol. 27, wrzesień 1939, str. 584 – 585.
- [RG08] E. RUTHERFORD ORAZ H. GEIGER, *An electrical method of counting the number of α -particles from radio-active substances*, Proceedings of the Royal Society (London), A 81 (1908), str. 141 – 161.
- [Ric45] S. O. RICE, *Mathematical analysis of random noise*, Bell System Technical Journal, 24 (1945).
- [Ros73] A. ROSE, *Vision: human and electronics*, Plenum Press, New York, 1973.
- [Sau97] F. SAULI, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 386 (1997), str. 531 – 534.
- [SBE+04] B. SCHMITT, C. BRONNIMANN, E. F. EIKENBERRY, G. HULSEN, H. TOYOKAWA, R. HORISBERGER, F. GOZZO, B. PATTERSON, C. SCHULZE-BRIESE, ORAZ T. TOMIZAKI, *Development of single photon counting detectors at the Swiss Light Source*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 518 (2004), str. 463 – 439.
- [Sho38] W. SHOCKLEY, *Currents to conductors induced by a moving point charge*, Journal of Applied Physics, 9 (1938), str. 635 – 636.
- [SR52] W. SHOCKLEY ORAZ W. T. READ, *Statistics of the recombinations of holes and electrons*, Physics Review, 87 (1952), str. 835 – 842.
- [TBC+01] R. TURCHETTA, J. BERST, B. CASADEI, G. CLAUS, C. COLLEDANI, W. DULINSKI, Y. HU, D. HUSSON, J. P. LE NORMAND, J. L. RIESTER, G. DEPTUCH, U. GOERLACH, S. HIGUERET, ORAZ M. WINTER, *A monolithic active pixel sensor for charged particle tracking and imaging using standard VLSI CMOS technology*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 458 (2001), str. 677 – 689.
- [TFS+02] A. TUFFANELLI, S. FABBRI, A. SARNELLI, A. TAIBI, ORAZ M. GAMBACCINI, *Evaluation of a dichromatic X-ray source for dual-energy imaging in mammography*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 489 (2002), str. 509 – 518.
- [UAB+01] J. ULRICI, S. ADLER, P. BUCHHOLZ, P. FISCHER, P. KLEIN, M. LOCKER, G. LUTZ, W. NEESER, L. STRUDER, M. TRIMPL, ORAZ N. WERMES, *Spectroscopic and imaging performance of DEP-FET pixel sensors*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 465 (2001), str. 241 – 252.
- [Uni] UNIVERSITY OF SOUTH FLORIDA, *DDSM: Digital Database for Screening Mammography*. <http://marathon.csee.usf.edu/Mammography/Database.html>.
- [Wri04] V. WRIGHT, *3D Medipix. A new generation of X-ray detectors*, w IEEE Medical Imaging Conference, Rome, Italy, październik 2004.
- [WZ97] R. WIECZORKOWSKI ORAZ R. ZIELIŃSKI, *Komputerowe generatory liczb losowych*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa, 1997.
- [Zan02] G. ZANELLA, *DQE as quantum efficiency of imaging detectors*, ArXiv Physics e-prints, (2002). Provided by the NASA Astrophysics Data System, <http://adsabs.harvard.edu>.
- [ZDG+02] A. ZIĘBA, W. DĄBROWSKI, P. GRYBOŚ, W. POWROŃNIK, T. STOBIECKI, K. ŚWIENIEK, J. SŁOWIK, ORAZ P. WIĄCEK, *Prototype silicon position-sensitive detector with Bragg-Brentano powder diffractometer*, Acta Physica Polonica, A 101 (2002), str. 629 – 634.