

INSTYTUT FIZYKI
WYDZIAŁ FIZYKI, ASTRONOMII
I INFORMATYKI STOSOWANEJ
UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO

**Kalibracja energetyczna i synchronizacja czasowa
modularnego scyntylicyjnego systemu
detekcyjnego do tomografii TOF-PET**

Tomasz Bednarski

Praca doktorska

opiekun:

Prof. dr hab. Paweł Moskal

Dr Eryk Czerwiński



Kraków, 2016

Streszczenie

Celem tej pracy było skonstruowanie i uruchomienie pierwszego prototypu urządzenia do tomografii pozytonowej wykorzystującego scyntylatory plastikowe. Wykonany został 24-modułowy detektor, w którym scyntylatory o wymiarach $5 \times 19 \times 300 \text{ mm}^3$ są ułożone na poboczniczy walca o średnicy 360 mm . W stosunku do obecnie dostępnych, komercyjnych skanerów, uruchomiony prototyp tomografu PET ma około dwa razy większe osiowe pole widzenia i jednocześnie o około 50 ps (FWHM) lepszą rozdzielczość czasową. Dodatkowo w ramach tej pracy zostały przygotowane i przetestowane metody synchronizacji czasowej i kalibracji energetycznej detektora.

Uzyskana rozdzielczość czasowa koincydencji pomiędzy modułami detekcyjnymi dla anihilacji elektronu z pozytonem w środku detektora to $\sigma = 208 \pm 4 \text{ ps}$ (FWHM = 490 ps). Natomiast rozdzielczość przestrzenna uproszczonej rekonstrukcji (Rozdział 9.1) dla punktowego źródła waha się od $\sigma = 26.9 \pm 0.2 \text{ mm}$ (FWHM = 63.3 mm) do $\sigma = 39.6 \pm 0.9 \text{ mm}$ (FWHM = 93.3 mm) w obszarze od centrum tomografu do 100 mm od jego osi. Wykonanie rekonstrukcji obrazu metodą największej wiarygodności MLEM (z ang. Maximum Likelihood Expectation Maximization) po dziesięciu iteracjach pozwala na otrzymanie poprzecznej rozdzielczości przestrzennej FWHM = $18 \pm 2 \text{ mm}$ (odpowiednio $\sigma = 7.6 \text{ mm}$) oraz rozdzielczości wzdłuż osi detektora FWHM = $27 \pm 2 \text{ mm}$ (odpowiednio $\sigma = 11.5 \text{ mm}$).

Osiągnięte wyniki były podstawą projektu konstrukcji tomografu w pełnej skali, tj. o średnicy wewnętrznej 800 mm , osiowym polu widzenia 500 mm i składającego się ze 192 modułów detekcyjnych.

W pracy, potwierdzono, że możliwa jest pozytonowa tomografia emisyjna wykorzystująca scyntylatory plastikowe, wbrew opiniom uznanym przez prawie 40 lat.

Abstract

The aim of this work was to construct a prototype of a positron emission tomograph based on plastic scintillators and to take it into operation. 24-module prototype was built of scintillators with dimensions of $5 \times 19 \times 300 \text{ mm}^3$ placed axially in a ring with diameter of 360 mm . Comparing to currently available commercial PET scanners, built prototype has about two times larger Field Of View (FOV) and simultaneously better by 50 ps (FWHM) time of flight resolution. In addition, time synchronisation and energy calibration methods were also created and tested in the framework of this thesis.

Obtained time of flight resolution between detection modules for radioactive source in the centre of the detector is equal to $\sigma = 208 \pm 4 \text{ ps}$ (FWHM = 490 ps). Spatial resolution of simple reconstruction for a pointlike radioactive source placed in the centre of the detector amounts to $\sigma = 26.9 \pm 0.2 \text{ mm}$ (FWHM = 63.3 mm). The equivalent result for a pointlike radioactive source placed 100 mm aside is equal to $\sigma = 39.6 \pm 0.9 \text{ mm}$ (FWHM = 93.3 mm). Image reconstructed with Maximum Likelihood Expectation Maximization algorithm allows to obtain spatial transverse resolution of FWHM = $18 \pm 2 \text{ mm}$ ($\sigma = 7.6 \text{ mm}$) and spatial axial resolution of FWHM = $27 \pm 2 \text{ mm}$ ($\sigma = 11.5 \text{ mm}$) for 10-th iteration.

Results achieved in this thesis constitute a basis for the design and construction of a prototype with detection chamber diameter of 800 mm which is comparable to commercial PET scanners. It has 192 detection modules and axial FOV = 500 mm . It was shown in the thesis that Positron Emission Tomography based on plastic scintillators is feasible (until very recent it was considered as unrealistic).

Spis treści

1	Wstęp	13
2	Podstawy działania skanerów TOF-PET	17
2.1	Idea Pozytonowej Emisyjnej Tomografii (PET)	17
2.2	Technika czasu przelotu - TOF	20
2.3	Kryształy scyntylacyjne	22
3	J-PET: Tomograf oparty na scyntylatorach plastikowych	25
4	Prototyp zbudowany z 24 modułów	29
5	Kalibracja energetyczna	35
5.1	Wyznaczenie wzmocnienia fotopowielaczy	35
5.1.1	Pomiar pojedynczych fotoelektronów	35
5.1.2	Kalibracja wzmocnienia fotopowielaczy	38
5.2	Efektywna długość tłumienia światła	39
5.3	Zależność liczby fotoelektronów od zdeponowanej w scyntylatorze energii	47
5.4	Cechowanie czasu nad progiem w funkcji ładunku sygnału	53
6	Elektronika odczytu: rozwiązanie wieloprogrowe	55
6.1	Płyta TRB (Trigger and Readout Board)	55
6.2	Wieloprogowy układ elektroniki odczytu	57
6.3	Kalibracja elektroniki odczytu	59
6.3.1	Nieliniowość różniczkowa w układzie TDC	59
6.3.2	Wzorcowanie czasu nad progiem - TOT (Time Over Threshold)	62
6.3.3	Kalibracja fizycznego rozmieszczenia łańcuchów opóźnień w FPGA	64
6.4	Wzorcowanie wartości progów	66
6.5	Wyznaczenie dokładności ustawiania progów	69
6.6	Działanie elektroniki odczytu w obecności sinusoidalnego szumu	74
7	Synchronizacja czasowa	75
7.1	Idea synchronizacji czasowej przy wykorzystaniu promieniowania kosmicznego oraz detektora referencyjnego	75
7.2	Zestrojenie czasowe pojedynczego modułu	76
7.3	Synchronizacja czasowa ścieżek odpowiadających różnym progom	79
7.4	Koordinacja czasowa modułów	80

8	Rekonstrukcja miejsca interakcji	85
8.1	Wyznaczenie miejsca interakcji na podstawie informacji czasowej . . .	85
8.2	Odtworzenie miejsca interakcji na podstawie ładunku sygnałów . . .	87
9	Rekonstrukcja punktu anihilacji	95
9.1	Uproszczona rekonstrukcja obrazu źródła punktowego	96
9.2	Rekonstrukcja MLEM obrazu źródła punktowego	102
10	Porównanie z komercyjnymi tomografami PET	107
11	Podsumowanie	109
	Dodatek A Lista skrótów	111
	Dodatek B Parametry krzywych wzmocnień fotopowielaczy	113

1 Wstęp

Pozytonowa tomografia emisyjna jest badaniem diagnostycznym, szeroko stosowanym w onkologii, neurologii, kardiologii, psychiatrii i gastrologii, pozwalającym obrazować czynność tkanek i narządów. Umożliwia wykrycie zmian nowotworowych na bardzo wczesnym etapie, przed wystąpieniem objawów obserwowanych w innych badaniach obrazowych, co znacząco zwiększa szansę pacjenta na całkowite wyleczenie. Tomografia PET (z ang. Positron Emission Tomography) jest używana w leczeniu onkologicznym do:

- wyszukiwania ognisk choroby nowotworowej,
- określenia stopnia rozwoju choroby nowotworowej i wykrycia nieznanymi ognisk przerzutowych,
- oceny reakcji organizmu na zastosowaną terapię,
- kontroli, czy nie nastąpił nawrót choroby.

Dodatkowo jest to doskonałe narzędzie do badań schorzeń neurologicznych (np. w mózgu) oraz nieinwazyjnego studiowania procesów fizjologicznych zachodzących w organizmach żywych. Np. poprzez pomiar metabolizmu skanery PET pomagają w diagnostyce chorób Alzheimera, Parkinsona i epilepsji.

Tak szerokie zastosowanie sprawia, że ta metoda jest coraz częściej używana przez lekarzy. W latach 2009 - 2013 w Polsce tomografią pozytonową przebadano prawie 100 tysięcy pacjentów [1].

Niestety skanery PET są nadal bardzo kosztownymi urządzeniami. W Stanach Zjednoczonych wg danych z 2009 roku, na milion mieszkańców przypadało średnio około 6.5 skanerów do tomografii pozytonowej [2]. Dla porównania w Polsce cztery lata później, na koniec 2013 roku było używanych 19 skanerów [1], co po przeliczeniu daje około 0.5 tomografu na milion mieszkańców. Są to głównie urządzenia zakupione w ramach zakończonego już “Narodowego Programu Zwalczenia Chorób Nowotworowych” [3] i wydaje się mało prawdopodobne, aby liczba tych urządzeń znacząco wzrosła bez spadku ich ceny. Stąd też zrodził się pomysł, aby do budowy skanerów PET wykorzystać scyntylatory plastikowe jako detektory promieniowania gamma [4]. Pozwoliłoby to obniżyć cenę urządzenia, gdyż są one tańsze niż używane obecnie scyntylatory krystaliczne.

W latach 70-tych podjęto próby opracowania metody tomografii pozytonowej w oparciu o detektory plastikowe [5]. Z uwagi na bardzo małe prawdopodobieństwo

zajścia efektu fotoelektrycznego w scyntylatorach plastikowych (w oddziaływaniu kwant gamma - scyntylator) oraz trudności odrzucenia zdarzeń rozproszonych (anihilacyjne kwanty gamma wtórnie rozproszone w badanym materiale) wyciągnięto wnioski o braku technicznych możliwości wykorzystania scyntylatorów plastikowych w technice PET. Opinia ta była powszechnie uznana przez ostatnie dekady. W tej pracy wykazano, że taka tomografia jest możliwa, a jak przedstawiono w artykule [6], daje możliwość nie tylko tańszego, ale także bardziej wydajnego obrazowania PET.

Celem tej pracy było skonstruowanie i uruchomienie pierwszego 24-modułowego prototypu urządzenia do tomografii pozytonowej wykorzystującego scyntylatory plastikowe, a także opracowanie metod kalibracyjnych i zastosowanie ich do wykonania kalibracji energetycznej oraz synchronizacji czasowej prototypu tomografu.

Była to praca przede wszystkim doświadczalna. Ze względu na niewykorzystywany dotychczas, innowacyjny pomysł użycia scyntylatorów plastikowych, większość zadań, które musiały być wykonane, aby uruchomić prototyp, musiała być opracowywana od samego początku, aby od pomysłu, poprzez realizację otrzymać w pełni działające rozwiązania. Podczas budowy prototypu rozwiązano m. in. problem sinusoidalnego szumu zaburzającego sygnały (Sekcja 6.6) oraz przebieg pomiędzy bazami fotopowielaczy i obudową prototypu. W poszczególnych rozdziałach została opisana zweryfikowana część tej pracy, np. sposób kalibracji fotopowielaczy, układ zapewniający szczelność styku scyntylator-fotopowielacz, czy wzorcowanie wartości progów (dotyczy elektroniki odczytu zaprojektowanej specjalnie na potrzeby projektu). W pracy skoncentrowano się na opisie ostatecznie przyjętych materiałów, metod oraz procedur, w wielu przypadkach zrezygnowano z przedstawienia rozpatrywanych równoważnie innych rozwiązań (w celu ograniczenia objętości pracy). Przykładami mogą być: wybór odpowiedniego typu scyntylatorów, fotopowielaczy, czy folii do owijania scyntylatorów. W pracy zostały podane wybrane wcześniej typy i modele. Nie zostały tu również opisane działania związane z projektowaniem, testami, porównaniem i wyborem pomiędzy elektroniką stało-progową i stało-frakcyjną. W pracy znajduje się jedynie rozdział poświęcony wybranej do projektu elektronice stało-progowej (Rozdział 6).

Powstała praca składa się z 11 rozdziałów. Niniejszy rozdział przedstawia motywację dlaczego podjęto pracę mającą na celu skonstruowanie 24-modułowego prototypu tomografu pozytonowego wykorzystującego dla detekcji kwantów anihilacyjnych gamma detektory plastikowe (organiczne). Określa on również zawartość pozostałych rozdziałów pracy. W drugim rozdziale opisana została zasada działania znanych obecnie skanerów PET oraz technika TOF-PET (z ang. Time Of Flight Positron Emission Tomography) używana do poprawy rozdzielczości uzyskiwanych obrazów. Zostały tu również zaprezentowane parametry kryształów scyntylacyjnych

i kilku scyntylicatorów plastikowych. Trzeci rozdział przedstawia szczegółowo ideę nowatorskiego pomysłu tomografu J-PET, a budowa prototypu została dokładnie opisana w rozdziale czwartym. W piątym rozdziale przedstawiona została kalibracja energetyczna prototypu tomografu. Rozdział szósty zawiera opis specjalnie zaprojektowanej elektroniki odczytu oraz metody jej kalibracji. Synchronizacja czasowa pojedynczych modułów detekcyjnych, ścieżek na elektronice odczytu dla każdego fotopowielacza oraz poszczególnych modułów między sobą została opisana w rozdziale siódmym. Rozdział ósmy zawiera metody oraz wyniki rekonstrukcji miejsca interakcji kwantów gamma w scyntylicatorach plastikowych na podstawie informacji czasowej oraz energetycznej. W rozdziale dziewiątym zostały zestawione wyniki rekonstrukcji miejsca anihilacji przed i po wykonanej synchronizacji czasowej. Są tam również przedstawione wyniki rekonstrukcji obrazu punktowego źródła dla metody uproszczonej oraz metody największej wiarygodności MLEM (z ang. Maximum Likelihood Expectation Maximization). Porównanie wyników otrzymanych przy użyciu prototypu J-PET z komercyjnymi tomografami znajduje się w rozdziale dziesiątym. Podsumowanie pracy umieszczono w rozdziale jedenastym. Dodatkowo w pracy znalazły się dwa załączniki. Pierwszy z nich (A) zawiera listę skrótów używanych w pracy. W załączniku B znajdują się parametry krzywych wzmocnienia dla fotopowielaczy użytych do budowy 24-modułowego prototypu tomografu.

2 Podstawy działania skanerów TOF-PET

W tym rozdziale przedstawiona zostanie idea działania obecnych tomografów PET dostępnych komercyjnie, a produkowanych przez firmy GE Healthcare, Philips Healthcare, Siemens Healthcare oraz Hitaci. Opisana zostanie również technika TOF-PET, która umożliwia poprawę przestrzennej zdolności rozdzielczej tomografów.

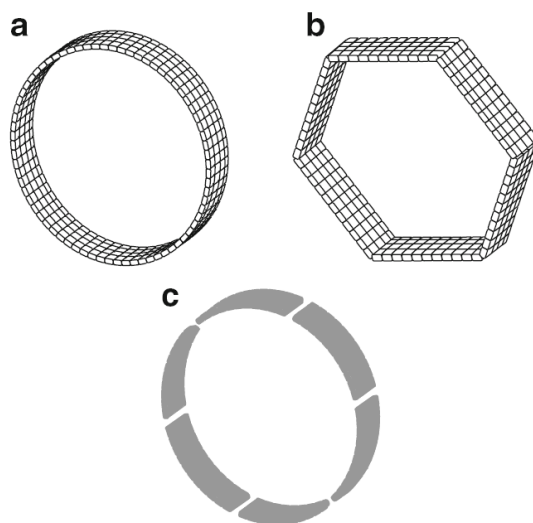
2.1 Idea Pozytonowej Emisyjnej Tomografii (PET)

Pozytonowa Emisyjna Tomografia jest techniką obrazowania molekularnego, stosowaną do wizualizacji procesów fizjologicznych in-vivo za pomocą radionuklidów przyłączonych do substancji bioaktywnych podawanych pacjentowi. Wykorzystuje ona znaczniki zawierające krótko-żyjące (czas połowicznego rozpadu waha się od minut do godzin) izotopy radioaktywne (np. F-18, C-11, N-13, O-15), ulegające spontanicznemu rozpadowi β^+ . Stosowanie substancji bioaktywnej, posiadającej w swej strukturze pierwiastek promieniotwórczy, podawanej przez iniekcję, sprawia, że metoda ta jest niskoinwazyjna.

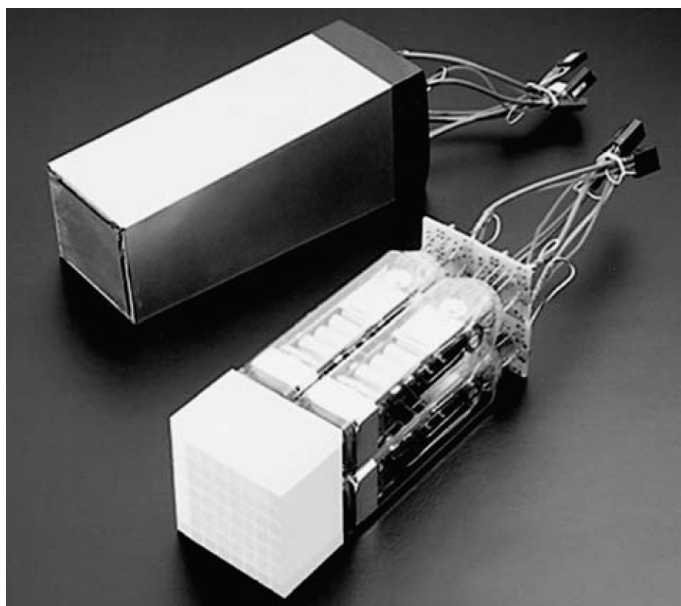
Rozpad β^+ pierwiastka promieniotwórczego powoduje przekształcenie protonu w jądrze atomowym w neutron z jednoczesną emisją pozytonu i neutrino elektronowego. Powstały w ten sposób pozyton, w zależności od uzyskanej energii, przebywa średnio drogę około 1 mm [7] i po wytraceniu energii kinetycznej w oddziaływaniu z elektronem ulega anihilacji bezpośrednio lub przez stan związany e^+e^- (pozytonium) emitując dwa (najczęściej) lub więcej kwantów gamma. W rekonstrukcji obrazu PET przyjmuje się, że dwa anihilacyjne kwanty gamma są emitowane pod kątem 180° względem siebie, o energii 511 keV każdy, jednak różna od zera energia kinetyczna pozytonu wprowadza rozmycie kąta emisji $180^\circ \pm 0.25^\circ$ [7] i powoduje pogorszenie jakości obrazu. Wyemitowane kwanty gamma są rejestrowane przy użyciu detektorów scyntylicyjnych, które otaczają pacjenta. Przykładowe konfiguracje ułożenia detektorów, są pokazane na Rysunku 2.1 [8].

Kryształy scyntylicyjne używane jako detektory promieniowania gamma grupowane są w bloki, które zazwyczaj odczytywane są przez układ czterech fotopowielaczy (Rysunek 2.2 [8]). Taki blok detekcyjny pozwala na wyznaczenie elementu na pierścieniu, w który uderzył kwant gamma. Przy rozmieszczeniu fotopowielaczy A , B , C oraz D , tak jak to jest przedstawione na Rysunku 2.3, możliwe jest wyznaczenie miejsca uderzenia przy użyciu wzorów [8]:

$$X = \frac{(B + C) - (A + D)}{A + B + C + D}, \quad (2.1)$$



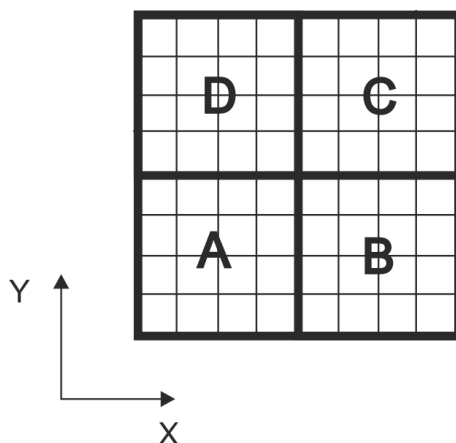
Rysunek 2.1: Różne konfiguracje ułożenia detektorów: (a) Okrągły pierścień, (b) Macierze detektorów ułożone w kształcie heksagonu, (c) Ciągły detektor zbudowany z zakrzywionych płyt NaI(Tl). Źródło rysunku: [8].



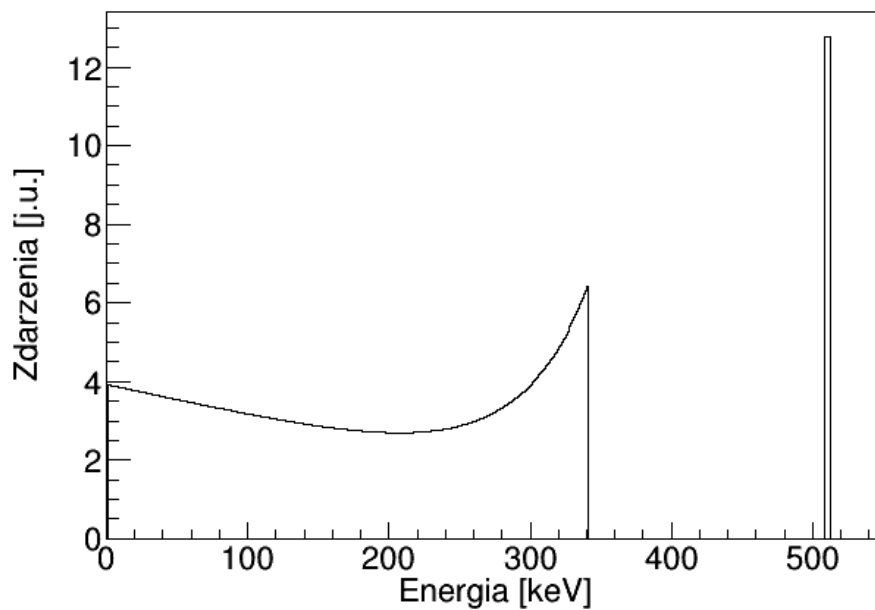
Rysunek 2.2: Typowy komercyjny blok detektorów (8×8) z przyłączonymi czterema fotopowielaczami. Źródło rysunku: [8].

$$Y = \frac{(C + D) - (A + B)}{A + B + C + D}. \quad (2.2)$$

A , B , C , D oznaczają we wzorach ładunki sygnałów proporcjonalne do zdeponowanej w scyntylatorze energii i zarejestrowane przez odpowiedni fotopowielacz.



Rysunek 2.3: Graficzne oznaczenie rozmieszczenia fotopowielaczy z układu pokazanego na Rysunku 2.2.



Rysunek 2.4: Poglądowe przedstawienie widma mierzonego idealnym detektorem dla kwantu anihilacyjnego o energii 511 keV . Po lewej widoczny jest ciągły rozkład Comptona natomiast po prawej maksimum efektu fotoelektrycznego. Na wykresie, liczby zliczeń efektu Comptona i efektu fotoelektrycznego są arbitralnie unormowane.

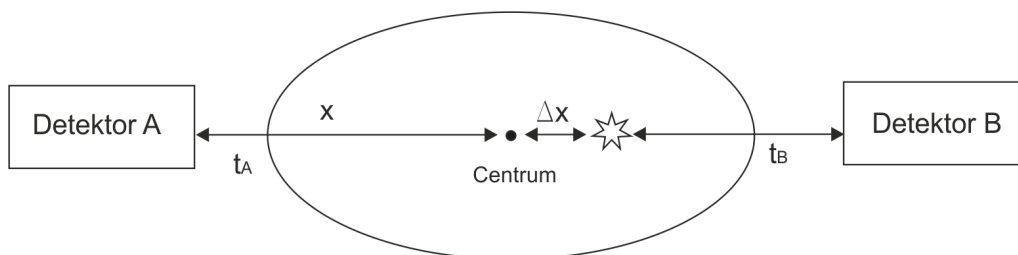
Gdy znane są miejsca uderzenia dwóch kwantów gamma pochodzących z anihilacji pozytonu z elektronem, możliwe jest wyznaczenie linii odpowiedzi - LOR (z ang.

Line Of Response) łączącej elementy detekcyjne, w których zaobserwowano sygnały. Dzięki złożeniu wielu linii odpowiedzi, możliwe jest uzyskanie obrazu tomograficznego informującego o rozmieszczeniu radioznacznika w ciele pacjenta. Większe stężenie znacznika (np. znakowanej fluorem F-18 fluorodeoksyglukozy - FDG) w danym obszarze ciała pacjenta, może sugerować o większym zapotrzebowaniu energetycznym rozlokowanych tam zmian nowotworowych, w stosunku do prawidłowych komórek organizmu (efekt Warburga [9]).

Wszystkie komercyjnie produkowane obecnie tomografy PET opierają się na wykorzystaniu kryształów scyntylacyjnych jako detektorów kwantów gamma. Zgrupowane są one w bloki detekcyjne, które są ustawione wzdłuż promienia pierścienia detekcyjnego, który otacza pacjenta [8]. Obrazy tomograficzne tworzone są głównie na podstawie informacji energetycznej. Detekcja sygnałów opiera się na efekcie fotoelektrycznym, jaki zachodzi w kryształach w wyniku interakcji z kwantem gamma. Gdyby istniały idealne detektory, to widmo energii elektronów widziane przez taki detektor podczas detekcji kwantów anihilacyjnych o energii 511 keV wyglądałoby jak to, przedstawione na Rysunku 2.4. Składa się ono ze zliczeń powstałych, gdy kwant gamma zareagował w scyntylatorze poprzez efekt Comptona oraz z monoenergetycznego maksimum pochodzącego od zjawiska fotoelektrycznego.

2.2 Technika czasu przelotu - TOF

Opis poniższej sekcji bazuje głównie na książce [8]. Technika czasu przelotu TOF (z ang. Time Of Flight) w tomografii pozytonowej opiera się na pomiarze różnicy czasów detekcji dwóch kwantów gamma powstałych w wyniku anihilacji pozytonu z elektronem.



Rysunek 2.5: Graficzna ilustracja zasady działania techniki czasu przelotu. Wyjaśnienie użytych symboli i opis techniki znajduje się w tekście.

Założmy, że dwa detektory znajdują się w takiej samej odległości (x) od centrum tomografu. Gdy punkt anihilacji w pacjencie znajduje się w punkcie oznaczonym gwiazdką (Rysunek 2.5), oddalonym o Δx od centrum, to wyemitowane kwanty gamma będą podróżować po drodze $x + \Delta x$ oraz $x - \Delta x$, odpowiednio do detektora

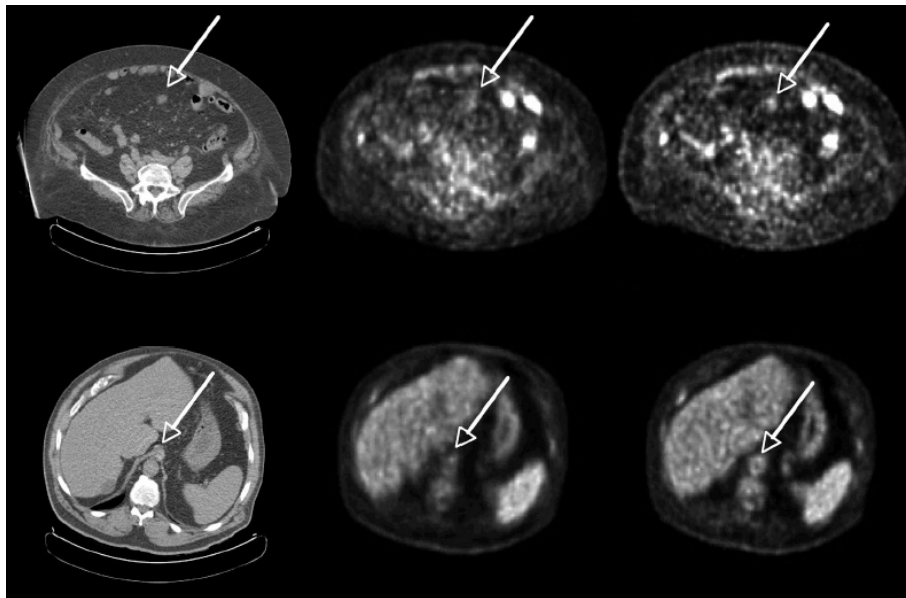
A oraz detektora B. Można przyjąć, że podróżują one z prędkością światła w próżni (c), zatem różnica czasu (Δt) dotarcia kwantów gamma do detektorów wynosi:

$$\Delta t = \frac{2\Delta x}{c}. \quad (2.3)$$

Zatem niepewność wyznaczenia Δx zależy od niepewności wyznaczenia czasu Δt następująco:

$$\sigma(\Delta x) = \frac{c \cdot \sigma(\Delta t)}{2}. \quad (2.4)$$

Użycie w rekonstrukcji informacji o Δt poprawia stosunek sygnału do szumu (SNR - z ang. Signal-to-Noise Ratio). Dla pacjenta o średnicy $D = 40 \text{ cm}$ i rozdzielczości czasowej tomografu wynoszącej 0.5 ns , SNR wzrasta o czynnik 5.3 przy wykorzystaniu techniki TOF. Poprawa jest odwrotnie proporcjonalna do rozdzielczości $2D/(c \cdot \sigma(\Delta t))$. Wykorzystanie techniki czasu przelotu ogranicza długość linii LOR, wzdłuż której znajduje się punkt emisji kwantów gamma, a tym samym poprawia rozdzielczość uzyskiwanych obrazów tomograficznych. Jest to zobrazowane na Rysunku 2.6.



Rysunek 2.6: Zrekonstruowane obrazy dla dwójki pacjentów z wykrytym nowotworem (górną i dolną część). Obrazy od lewej strony: z tomografii komputerowej, z PET bez TOF oraz z PET-TOF po prawej stronie. Źródło rysunku: [10].

2.3 Kryształy scyntylacyjne

W znanych obecnie i używanych komercyjnie skanerach do tomografii pozytonowej używane są kryształy scyntylacyjne jako materiał do detekcji kwantów anihilacyjnych. Zestawienie parametrów najpopularniejszych wykorzystywanych komercyjnie kryształów scyntylacyjnych znajduje się w Tabeli 2.1. Dla porównania, w tabeli podane zostały również parametry scyntylatorów plastikowych BC-420, EJ-230 oraz RP-408. Wydajność świetlna dla scyntylatorów plastikowych podana w Tabeli 2.1, została przeliczona w stosunku do wydajności świetlnej NaI(Tl), która wynosi $3.8 \cdot 10^4$ [fotonów/MeV γ] [11].

Rodzaj scyntylatora	Gęstość [g/cm ³]	Relatywna wydajność świetlna względem NaI(Tl) [%]	Długość tłumienia światła [cm ⁻¹]	Czas wyświecania [ns]
BGO	7.13	25	37	300
LSO	7.4	75	21	42
LYSO	7.3	75	42	50
BC-420	1.032	26-32	110	1.5
EJ-230	1.023	26-32	100	1.5
RP-408	1.032	26-32	400	2.1

Tabela 2.1: Własności najpopularniejszych kryształów scyntylacyjnych (BGO, LSO, LYSO) wykorzystywanych w tomografach PET oraz scyntylatorów plastikowych rozważanych do budowy tomografu opartego na scyntylatorach plastikowych. Dane przedstawione w tabeli zostały zaczerpnięte z referencji [12–20].

W Tabeli 2.2 zebrano cztery modele skanerów do pozytonowej tomografii emisyjnej, różnych producentów, wykorzystujące różne rodzaje kryształów scyntylacyjnych do detekcji kwantów gamma. Dla tych modeli przedstawiono wartości uzyskiwanej rozdzielczości przestrzennej wg powszechnie akceptowanego standardu NEMA (z ang. National Electrical Manufacturers Association) oraz rozdzielczość czasową koincydencji kwantów gamma pochodzących z anihilacji pozytonu, czyli rozdzielczość wyznaczania TOF.

Otrzymywane rozdzielczości obecnych skanerów pozwalają na wykrycie ognisk nowotworowych np. w aorcie człowieka [10].

Producent	Model	Rodzaj kryształu	Rozdzielczość przestrzenna* poprzeczna FWHM [mm]	Rozdzielczość przestrzenna* wzdłuż osi FWHM [mm]	Rozdzielczość czasowa koincydencji " $\gamma - \gamma$ " FWHM [ps]
GE Healthcare	Discovery ST	BGO	6.1 (6.7)	5.2 (6.1)	544.3
Hitachi	Sceptre	LSO	6.3 (6.8)	5 (7)	-
GE Healthcare	Discovery-690	LYSO	4.70 (5.06)	4.74 (5.55)	-
Philips	Gemini TF	LYSO	4.8 (5.2)	4.8 (4.8)	585

Tabela 2.2: Zestawienie wartości rozdzielczości przestrzennej uzyskiwanej przez tomografy zbudowane z różnych kryształów scyntylacyjnych. Dane przedstawione w tabeli zostały zaczerpnięte z referencji [21–24]. Użyte oznaczenie FWHM to skrót z ang. Full Width at Half Maximum.

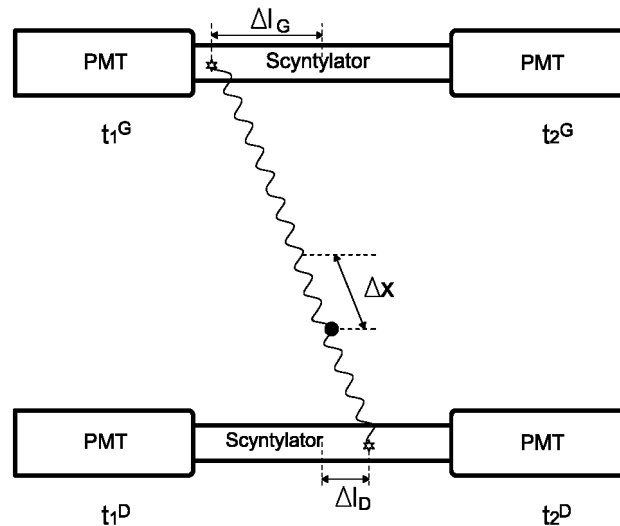
* wartości dla pomiaru 1 cm od osi skanera, w nawiasie wartości dla pomiaru 10 cm od osi skanera.

3 J-PET: Tomograf oparty na scyntylatorach plastikowych

Nowatorska koncepcja tomografu J-PET rozwijanego na Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie bazuje na innych złożeniach niż komercyjne tomografy PET opisane w poprzednim rozdziale. W tej pracy przedstawione zostaną tylko najważniejsze informacje, a szczegółowy opis koncepcji znajduje się w zgłoszeniu patentowym [4] oraz publikacjach [6, 25].

Najistotniejszą zmianą jest użycie scyntylatorów plastikowych, zamiast scyntylatorów kryształowych, jako materiału detekcyjnego. Jest to bezpośrednio związane z używaniem informacji czasowej do rekonstrukcji obrazu tomograficznego zamiast informacji energetycznej.

Scyntylatory plastikowe mają nanosekundowe czasy narastania sygnałów oraz wyświecania [18]. Jest to od kilkudziesięciu do kilkuset razy krócej niż w kryształach scyntylacyjnych (Tabela 2.1). Pozwala to używać techniki czasu przelotu do dokładniejszego wyznaczania miejsca anihilacji pozytonu z elektronem (Sekcja 2.2), ale także do wyznaczania miejsca interakcji kwantu gamma w scyntylatorze.



Rysunek 3.1: Schemat idei rekonstrukcji interakcji dwóch kwantów gamma pochodzących z anihilacji na przykładzie układu składającego się z dwóch modułów detekcyjnych. Użyte oznaczenia opisane są w tekście.

Oznaczenia użyte w dalszej części rozumowania zaznaczone są na Rysunku 3.1. Dla zarejestrowanych zdarzeń, można dokonać pomiaru czasów (t_1, t_2) dotarcia świa-

tła do fotopowielaczy (PMT z ang. PhotoMultiplier Tube) znajdujących się na końcach paska scyntylacyjnego. Na podstawie tego czasu możliwe jest obliczenie odległości miejsca interakcji kwantu gamma ze scyntylatorem w stosunku do jego centrum (Δl):

$$\Delta l = \frac{(t_2 - t_1) \cdot v}{2}, \quad (3.1)$$

gdzie v to prędkość sygnału świetlnego w scyntylatorze. Analogiczny wzór obowiązuje również dla drugiego modułu detekcyjnego. Wykorzystując znajomość miejsc uderzeń w pasek scyntylacyjny, możliwe jest wyznaczenie linii odpowiedzi - LOR. Korzystając z techniki czasu przelotu, możliwe jest obliczenie odległości między środkiem linii odpowiedzi oraz miejscem anihilacji pozytonu z elektronem (Δx):

$$\Delta x = \frac{(t_G - t_D) \cdot c}{2}, \quad (3.2)$$

gdzie c to prędkość światła, t_G oraz t_D to czas interakcji kwantu gamma w górnym oraz dolnym module detekcyjnym (Rysunek 3.1), które można obliczyć ze wzoru:

$$t_{G,D} = \frac{t_1^{G,D} + t_2^{G,D}}{2}. \quad (3.3)$$

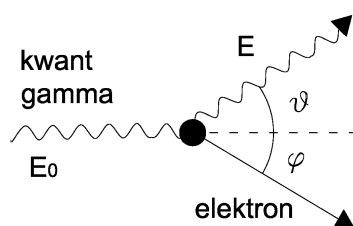
Zatem z pomiaru czasu dotarcia sygnałów świetlnych do końców paska uzyskuje się dla każdego zarejestrowanego zdarzenia informację analogiczną jak w obecnych tomografach, czyli możliwe jest wyznaczenie miejsca anihilacji, a tym samym uzyskanie obrazu tomograficznego poprzez złożenie wielu zarejestrowanych zdarzeń.

Problemem stosowania scyntylatorów plastikowych w tomografii pozytonowej, jest bardzo małe prawdopodobieństwo na zaistnienie efektu fotoelektrycznego, które sprawia, że jest on praktycznie nieobserwowalny. Można jednak oprzeć detekcję kwantów gamma na efekcie Comptona opisanym wzorem Kleina-Nishiny. Wzór na różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie fotonu na elektronie w dany zakres kąta bryłowego $d\Omega$ ma postać [26]:

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \sin^2\vartheta \right)^2 d\Omega, \quad (3.4)$$

gdzie $r_0 = 2.82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ to klasyczny promień elektronu, E_0 oraz E to energia pierwotnego i rozproszonego kwantu gamma, ϑ to kąt pomiędzy kierunkiem pierwotnego i rozproszonego kwantu gamma. Przykład takiego procesu przedstawia Rysunek 3.2.

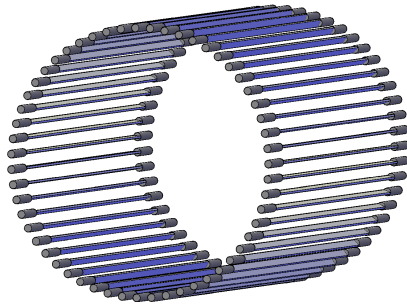
Energia rozproszonego kwantu gamma z efektu Comptona może przyjmować wartości z całego spektrum w przeciwieństwie do jednej zdefiniowanej energii w efekcie fotoelektrycznym (Rysunek 2.4).



Rysunek 3.2: Schemat oddziaływania kwantu gamma poprzez efekt Comptona.

Z powodu braku efektu fotoelektrycznego, używając scyntylatorów plastikowych trzeba zmodyfikować, w stosunku do znanych tomografów, sposób redukowania zdarzeń dla kwantów gamma rozproszonych w pacjencie. W starszych modelach komercyjnie używanych tomografów akceptowane są kwanty gamma, które uległy rozproszeniu do 60° [27]. Odpowiada to oknu na energię zdeponowaną w granicach $380 - 680 \text{ keV}$ [8]. Uwzględnienie takiego samego warunku na energię dla efektu Comptona odpowiada energii zdeponowanej równej około 200 keV [27]. Dla nowszych modeli okno to zawiera się w granicach $440 - 625 \text{ keV}$ [24], co odpowiada rozproszeniu do około 30° .

Zaletą używania scyntylatorów plastikowych jest ich cena, która za 1 cm^3 jest kilkadziesiąt razy mniejsza w porównaniu ze scyntylatorami kryształowymi. Pozwala ona obniżyć cenę gotowego tomografu PET, aby uczynić je bardziej dostępnymi. Scyntylatorom plastikowym łatwo nadać dowolny kształt podczas produkcji, co pozwala na stworzenie komory detekcyjnej zbudowanej z długich pasków scyntylacyjnych rozmieszczonych na pobocznicy walca i fotopowielaczami umieszczonymi na końcach pasków (Rysunek 3.3). Dzięki temu możliwe jest jednoczesne diagnozowanie dużej powierzchni ciała pacjenta. Brak elektroniki odczytu umieszczonej wzdłuż pasków scyntylacyjnych pozwala na bezpośrednie połączenie tomografu J-PET ze skanerami do magnetycznego rezonansu jądrowego (MRI) oraz tomografami komputerowymi (CT) i wykonywanie dwóch obrazowań jednocześnie [28, 29].



Rysunek 3.3: Schemat komory detekcyjnej tomografu wykorzystującego scyntylatory plastikowe z fotopowielaczami przytwierdzonymi na końcach scyntylatorów.

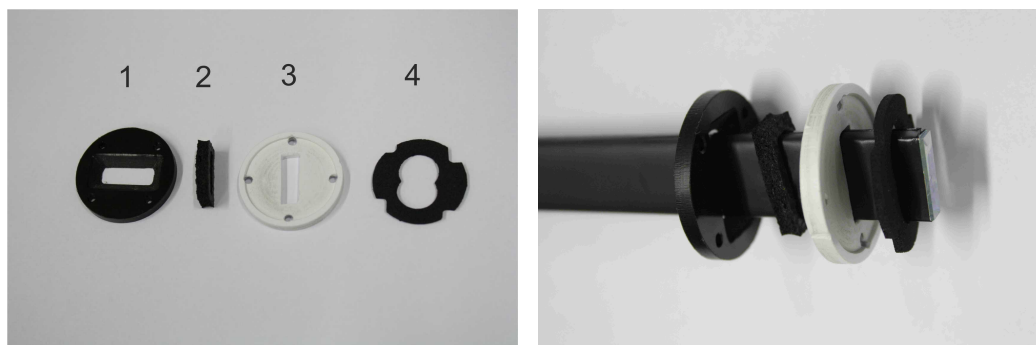
4 Prototyp zbudowany z 24 modułów

W ramach tej pracy doktorskiej, w celu potwierdzenia działania koncepcji tomografu J-PET przedstawionego w poprzednim rozdziale, został zbudowany prototyp składający się z 24 modułów detekcyjnych. W rozdziale tym zostaną przedstawione poszczególne elementy konstrukcyjne oraz omówione istotne parametry techniczne użytych elementów.

Podstawowym elementem składowym prototypu tomografu jest pojedynczy moduł detekcyjny, który składa się z paska scyntylatora plastikowego i dwóch fotopowielaczy przytwierdzonych na końcach tego scyntylatora. Pojedynczy pasek scyntylacyjny ma wymiary $5 \times 19 \times 300 \text{ mm}^3$. Producentem scyntylatora użytego przy konstrukcji jest Saint-Gobain Crystals, a wybrany model to BC-420 [18]. Został on wybrany ze względu na odpowiednie wartości parametrów istotnych dla działania tomografu. Rekonstrukcja obrazu w tomografii J-PET opiera się na informacji czasowej, dlatego najważniejszymi były parametry czasowe scyntylatora. Potrzebne są szybkie czasy narastania sygnału w celu dokładnego pomiaru czasu (dla BC-420 to 0.5 ns) oraz krótkie czasy wyświecania, aby zminimalizować czas martwy detektora ze względu na nakładanie się na siebie kolejnych sygnałów (1.5 ns). Szerokość pulsu FWHM jest na poziomie 1.3 ns . Istotne było też małe tłumienie światła, z powodu używania długich pasków scyntylacyjnych. Długość tłumienia światła podawana przez producenta to 110 cm dla tłumienia w scyntylatorze o dużej objętości. Dodatkowo scyntylator produkuje relatywnie dużo światła (10^4 fotonów/MeV co stanowi 64% ilości światła produkowanego przez antracen), co przy sygnałach pochodzących z depozycji energii kwantów anihilacyjnych ($E_\gamma = 0.511 \text{ MeV}$) poprzez efekt Comptona, miało również istotne znaczenie. Najwięcej światła jest emitowane dla długości fali 391 nm .

Do scyntylatora przyłączone są fotopowielacze (PMT) zamieniające światło, które powstaje w scyntylatorze, w ładunek elektryczny. Działanie fotopowielaczy jest dokładniej opisane w podrozdziale 5.1. Są to fotopowielacze firmy Hamamatsu, model R4998 [30, 31], których maksimum czułości odpowiada długości fali produkowanej przez wspomniany powyżej scyntylator. Główną zaletą tych fotopowielaczy to przede wszystkim bardzo krótkie czasy narastania sygnału (0.7 ns) oraz bardzo małe rozmycie czasu (TTS, z ang. Transit Time Spread) podczas wytwarzania sygnału przez fotopowielacz, które wynosi 160 ps (FWHM).

W celu poprawy przechodzenia światła na styku dwóch ośrodków, pomiędzy scyntylatorem i fotopowielaczem zastosowano żel optyczny BC-630 [32]. Wypróbowano również żel EJ-550 [33]. Ilość światła, która była obserwowana przez fotopowielacze, była zbliżona dla obu żeli. Podczas użytkowania, okazało się natomiast,



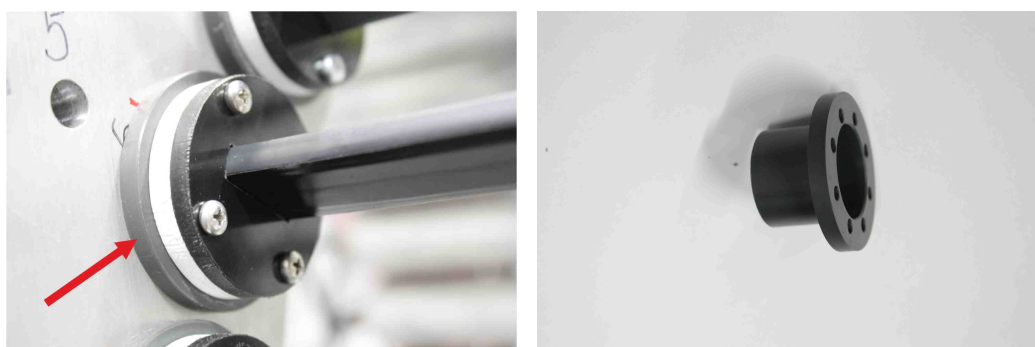
(a) Elementy zapewniające światłoszczelność modułu detekcyjnego.

(b) Części zamontowane w kolejności na scyntylatorze.

Rysunek 4.1: Układ części zapewniający światłoszczelność miejsca styku fotopowielacza i scyntylatora. Opis elementów znajduje się w tekście.

że EJ-550 nie zostawał na nałożonej powierzchni fotopowielacza, tylko po pewnym czasie przesuwał się pod wpływem siły grawitacji. Tego zjawiska nie obserwowano natomiast dla BC-630. Były brane pod uwagę również pady optyczne EJ-560 [34], ale przeprowadzone testy wykazały, że pochłaniają one więcej światła niż żele optyczne.

W celu zmniejszenia liczby fotonów, która ucieka ze scyntylatora, a tym samym zwiększenia ilości światła, która dociera do fotopowielacza, scyntylatory zostały owinięte w folię Vikuiti firmy 3M [35]. Użycie foli zwiększyło ilość docierającego do fotopowielacza światła 1.16 razy [36] w porównaniu z folią Tyvek firmy Dupont.

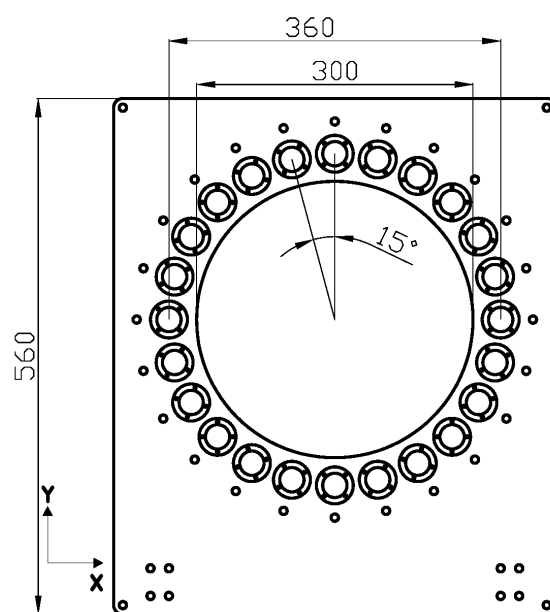


(a) Miejsce styku fotopowielacza i scyntylatora.

(b) Plastikowa nakładka przytrzymująca fotopowielacz.

Rysunek 4.2: Punkt styku scyntylatora z fotopowielaczem i zmontowany układ zapewniający światłoszczelność modułu detekcyjnego. Po prawej stronie pokazany jest element przytrzymujący fotopowielacz w ramie. Na zdjęciu po lewej, jest on oznaczony czerwoną strzałką.

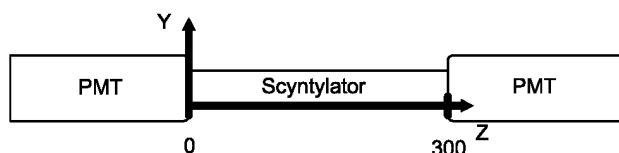
Fotopowielacze są bardzo czułe na światło, dlatego też każdy moduł detekcyjny powinien być światłoszczelny, aby żadne zewnętrzne fotony nie docierały do fotopowielaczy. Folia Vikuiti nie jest światłoszczelna, dlatego scyntylator został dodatkowo owinięty światłoszczelną folią Tedlar [37]. Światłoszczelny musiał być również punkt styku scyntylatora z fotopowielaczem. W celu zabezpieczenia go przed światłem, został zaprojektowany i przetestowany układ uszczelek, który zapewnia światłoszczelność modułu detekcyjnego. Jest on pokazany na Rysunku 4.1 i 4.2.



Rysunek 4.3: Schemat jednej z ram przytrzymujących fotopowielacze w prototypie 24 modułowym J-PET. Prototyp składa się z dwóch takich ram oraz pasków scyntylatora pomiędzy nimi. Fotopowielacze rozmieszczone są na poboczniczy walca. Wymiary znajdujące się na rysunku są podane w *mm*.

Układ zapewniający światłoszczelność miejsca styku fotopowielacza ze scyntylatorem składa się z dwóch flansz: 1 i 3 (numeracja umieszczona na Rysunku 4.1a) oraz dwóch uszczelek z gumowanej pianki: 2 i 4. Kolejność montowania poszczególnych części jest widoczna na Rysunku 4.1b. Flansa (1) ma podfrezowanie, w które wchodzi uszczelka (2). Jest ona dociskana przez drugą flanszę (3) i dzięki podfrezowaniu odkształca się w sposób, który zapewnia docisk do scyntylatora i wypełnienie wszystkich dziur, którymi mogłoby dostawać się światło. Dodatkowo od strony fotopowielacza jest zamontowana uszczelka (4), która po skręceniu, jest dociskana przez obie flansze do elementu utrzymującego fotopowielacz w ramie (Rysunek 4.2b), zapewniając światłoszczelność od strony połączenia ramy, w której znajduje się fotopowielacz

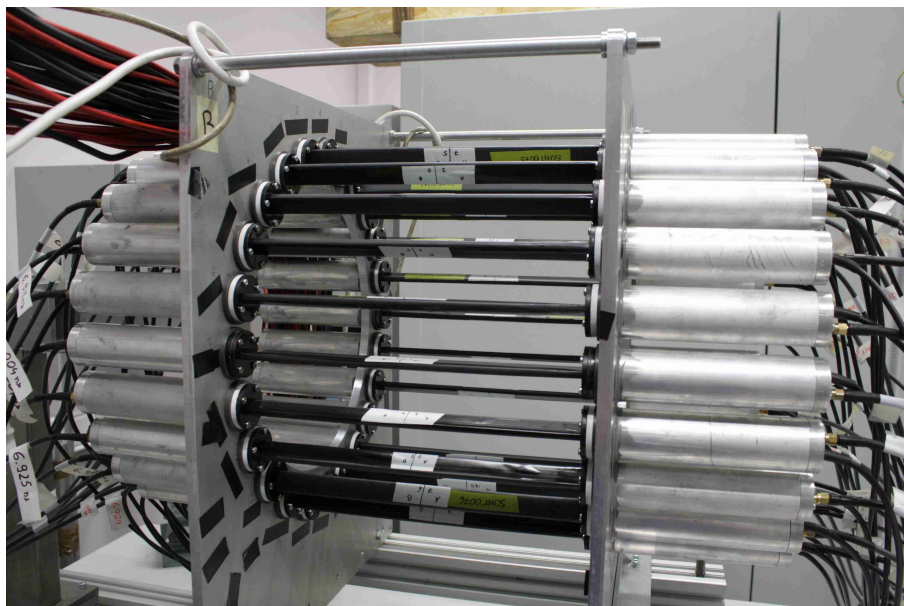
i flansz układu zapewniającego szczelność od strony paska scyntylacyjnego.



Rysunek 4.4: Układ współrzędnych dla płaszczyzny równoległej do jednego ze scyntylatorów wraz z zaznaczeniem początku układu dla osi z . Wymiary znajdujące się na rysunku są podane w mm .

Do tej pory był omawiany pojedynczy moduł detekcyjny prototypu. Komercyjnie produkowane tomografy PET mają kształt pierścienia, dzięki czemu możliwe jest obrazowanie w trzech wymiarach. Prototyp J-PET został zbudowany w kształcie walca. 24 moduły detekcyjne zostały równomiernie rozmieszczone na poboczniczy walca o średnicy 360 mm . Rozmieszczenie jest widoczne na schemacie jednej z ram podtrzymujących fotopowielacze na Rysunku 4.3, gdzie jest również zaznaczony układ współrzędnych, przyjęty w danej płaszczyźnie. Płaszczyzna prostopadła do niej, a równoległa do scyntylatorów wraz z zaznaczonym układem współrzędnych jest przedstawiona na Rysunku 4.4.

Zdjęcie złożonego prototypu tomografu J-PET znajduje się na Rysunku 4.5.



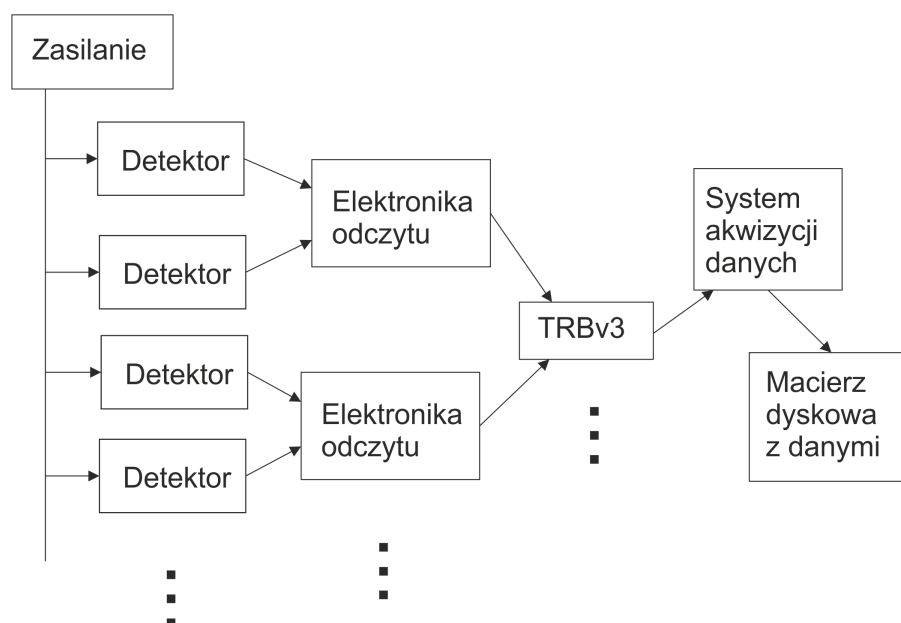
Rysunek 4.5: Zdjęcie gotowego 24 modułowego prototypu tomografu J-PET.

W celu otrzymywania sygnałów z fotopowielaczy, muszą one zostać zasilone.

Optymalnym napięciem pracy użytych fotopowielaczy jest 2250 V. Do kompleksowego zasilania 48 fotopowielaczy została użyta krata oraz zasilacz wysokiego napięcia firmy CAEN. Model kraty zasilającej to SY4527, natomiast zasilacz to SY5527 [38].

Sygnaly z fotopowielaczy są odczytywane przez specjalnie do tego celu stworzoną i opatentowaną elektronikę [39]. Akwizycja danych oraz sygnały wyzwania są zapewniane przez płyty Trigger and Readout Board wersja 3 (TRBv3) wyprodukowane w Instytucie Badań Ciężkich Jonów w Darmstadt. Elektronice odczytu poświęcony jest Rozdział 6.

Wszystkie te elementy zostały zebrane na schemacie blokowym całego prototypu J-PET i są przedstawione na Rysunku 4.6.



Rysunek 4.6: Schemat blokowy elementów składających się na prototyp tomografu J-PET.

5 Kalibracja energetyczna

Komercyjnie używane tomografy PET, jak i wszystkie zaawansowane układy detekcyjne, do poprawnego działania wymagają kalibracji. W tej części pracy zostanie omówiona kalibracja energetyczna. Dzięki niej będzie można określić jaka energia została zdeponowana przez kwant gamma w scyntylatorze, a nawet wstępnie określić punkt interakcji wzdłuż scyntylatora (Sekcja 8.2).

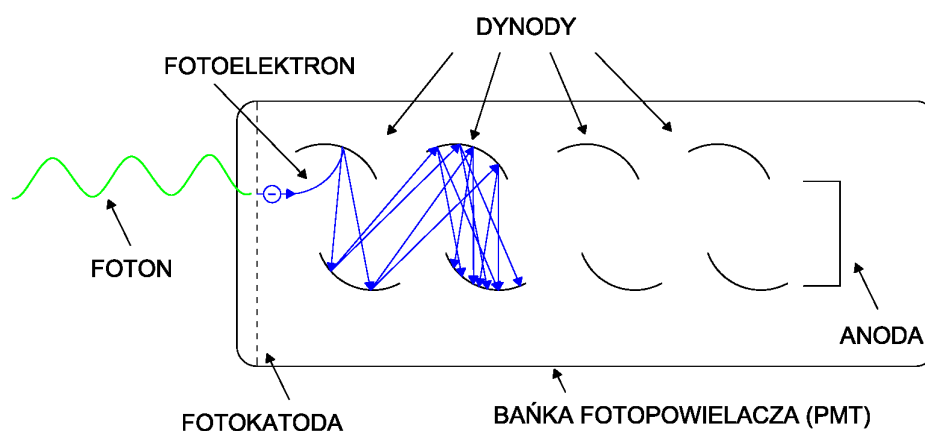
5.1 Wyznaczenie wzmocnienia fotopowielaczy

Zostało już wspomniane w Rozdziale 4, że pojedynczy moduł detekcyjny składa się z paska scyntylacyjnego i dwóch fotopowielaczy przyklejonych na jego końcach. Liczba fotonów wyemitowanych w procesie deekscytacji cząsteczek scyntylatora jest proporcjonalna do energii zdeponowanej w scyntylatorze przez kwant gamma. Informacja w postaci impulsów świetlnych jest zamieniana przez fotopowielacz na sygnał elektryczny, którego ładunek jest proporcjonalny do liczby fotonów padających na fotopowielacz. Aby odtworzyć informację o liczbie fotonów, potrzebna jest znajomość wzmocnienia fotopowielaczy, która może być różna dla urządzeń tego samego modelu.

5.1.1 Pomiar pojedynczych fotoelektronów

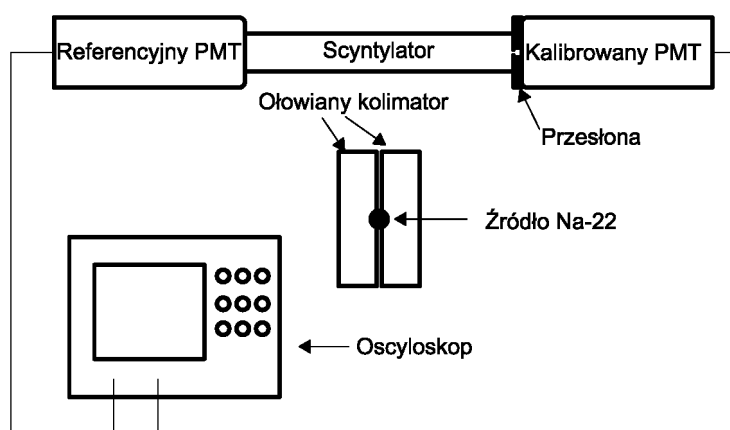
Metoda pojedynczych fotoelektronów jest wykorzystywana w wielu eksperymentach fizycznych [40, 41]. W ogólności polega ona na mierzeniu ładunku wysyłanego przez fotopowielacz, gdy konkretna liczba fotonów reaguje z fotokatodą. Sytuacja, gdy reaguje tylko jeden foton, jest pokazana na Rysunku 5.1. Fotoelektron wybity z fotokatody, jest następnie przyspieszany i kierowany na pierwszą dynodę, z której wybija elektrony i dzięki temu pojawia się emisja wtórna. Następnie te elektrony są przyspieszane i kierowane na kolejną dynodę. Sytuacja ta jest powtarzana tyle razy, ile dynod znajduje się w fotopowielaczu. W każdym kolejnym etapie pojedynczy elektron zostaje zazwyczaj powielony trzy lub czterokrotnie. Dzięki temu na wyjściu z fotopowielacza mamy duże wzmocnienie w porównaniu z liczbą fotoelektronów wybitych z fotokatody.

W celu rejestracji pojedynczych fotonów, został zmontowany układ pokazany schematycznie na Rysunku 5.2. Moduł detekcyjny składał się z dwóch fotopowielaczy oraz scyntylatora. Scyntylator był naświetlany skolimowaną wiązką kwantów gamma ze źródła Na-22. Pomiedzy scyntylator, a kalibrowany fotopowielacz została włożona przesłona z otworem o średnicy 0.6 mm . Dzięki temu bardzo mała liczba fotonów ze scyntylatora padała na fotopowielacz. Podczas analizy można było



Rysunek 5.1: Schemat działania fotopowielacza.

wyróżnić sytuacje gdy było ich 0, 1 lub 2. Całkowity kształt sygnałów z obu fotopowielaczy był zapisywany przez oscyloskop Serial Data Analyzer 6000A firmy LeCroy [42]. Zapisywanie sygnałów przez oscyloskop było wyzwalane sygnałem z fotopowielacza referencyjnego, znajdującego się na przeciwległym końcu scyntylatora, pod warunkiem, że przekroczył on próg w wysokości 0.25 V . Zapewniało to wyzwalanie na realnym sygnale pochodzącym z interakcji kwantu gamma w scyntylatorze, a zapobiegało wyzwalaniu na szumach termicznych pochodzących z samego fotopowielacza.

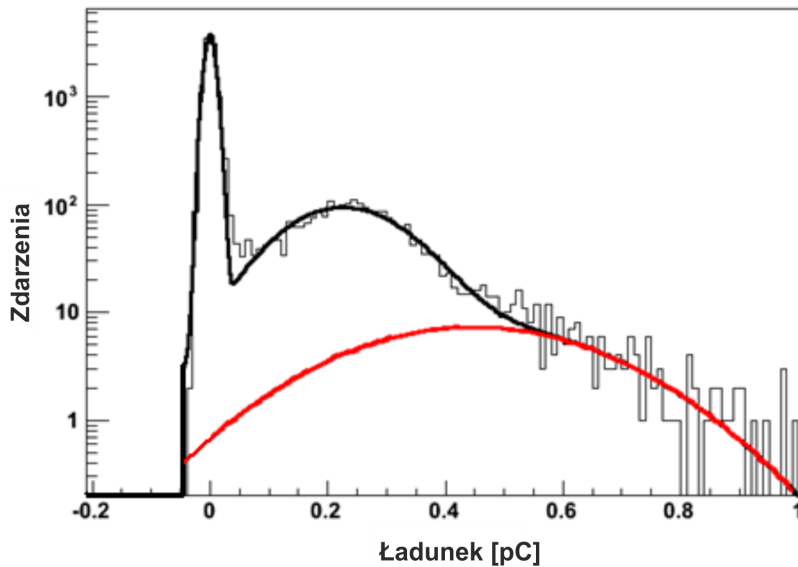


Rysunek 5.2: Schemat układu używanego do kalibracji fotopowielaczy przy użyciu metody pomiaru pojedynczego fotoelektronu.

Linia bazowa każdego sygnału była odpowiednio przesuwana, aby średni ładunek

linii bazowej wynosił 0 pC . Na podstawie zapisywanych kształtów sygnałów, liczony był ładunek każdego z sygnałów. Zbiorczy histogram ładunku z przykładowego pomiaru jest przedstawiony na Rysunku 5.3. Można tam zaobserwować 3 maksima. Od lewej strony: maksimum, gdy żaden fotoelektron nie został wyemitowany przez fotokatodę (ładunek w okolicach 0 pC), maksimum od pojedynczego fotoelektronu w okolicach 0.25 pC oraz od dwóch fotoelektronów (0.5 pC). Czarna krzywa z rysunku jest sumą trzech krzywych Gaussa. W ogólności można ją zapisać wzorem

$$F(x) = N_0 \cdot \exp\left(\frac{-(x - X_0^0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + N_1 \cdot \exp\left(\frac{-(x - X_1^0)^2}{2\sigma_1^2}\right) + N_2 \cdot \exp\left(\frac{-(x - X_2^0)^2}{2\sigma_2^2}\right), \quad (5.1)$$



Rysunek 5.3: Zbiorczy histogram ładunku zmierzonego podczas pomiarów kalibracyjnych fotopowielaczy. Czarna linia to suma trzech krzywych Gaussa odpowiadających sytuacjom, gdy żaden fotoelektron nie został zarejestrowany (maksimum po lewej), gdy zaobserwowano jeden (środkowe maksimum) oraz gdy były dwa fotoelektrony (maksimum po prawej). Czerwona linia pokazuje zdarzenia pochodzące od dwóch fotoelektronów i dla ładunków powyżej 0.6 pC pokrywa się z czarną linią.

gdzie N_i, X_i^0, σ_i ($i = 0, 1, 2$) oznaczają odpowiednio normalizację, położenie maksimum oraz odchylenia standardowe. Ponieważ zarejestrowany ładunek powinien składować się liniowo z liczbą obserwowanych fotoelektronów, położenie maksimum dla dwóch fotoelektronów powinno być dwa razy większe niż centrum maksimum pojedynczego fotoelektronu. Dlatego w celu zmniejszenia liczby wolnych parametrów,

do histogramu z Rysunku 5.3 dopasowywana była krzywa o wzorze

$$F(x) = N_0 \cdot \exp\left(\frac{-(x - X_0^0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + N_1 \cdot \exp\left(\frac{-(x - X_1^0)^2}{2\sigma_1^2}\right) + N_2 \cdot \exp\left(\frac{-(x - 2X_1^0)^2}{2\sigma_2^2}\right). \quad (5.2)$$

Pozwala ona określić ładunek, jaki jest generowany przez fotopowielacz dla padającego pojedynczego fotoelektronu przy zadanym napięciu na fotopowielaczu.

5.1.2 Kalibracja wzmocnienia fotopowielaczy

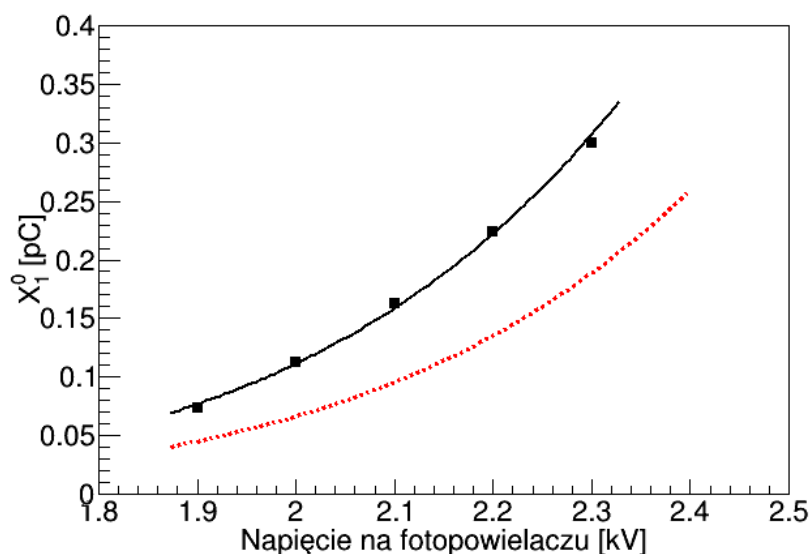
Powyżej zostało wspomniane, że wzmocnienie fotopowielaczy może różnić się nawet dla fotopowielaczy tego samego modelu. Wynika to z faktu, że zależy ono od wewnętrznej budowy fotopowielacza. Wtórna emisja elektronów (δ), charakteryzowana przez współczynnik powielania, pomiędzy dwoma dynodami dana jest przez $\delta = A \cdot E^\nu$, gdzie A jest stałą, E jest napięciem pomiędzy dynodami, natomiast ν to współczynnik zależny od dynody oraz geometrii układu. Fotopowielacz z m dynodami osiąga wzmocnienie μ

$$\mu = \delta^m = (A \cdot E^\nu)^m = K \cdot V^{\nu m}, \quad (5.3)$$

gdzie K jest stałą, a V jest napięciem przyłożonym pomiędzy katodą i anodą [30]. Wyznaczając ładunek generowany przez fotopowielacz dla pojedynczego fotoelektronu, dla danego napięcia, otrzymujemy wartość wzmocnienia. Wykonując pomiary pojedynczych fotoelektronów, tak jak jest to opisane w części 5.1.1 w funkcji napięcia na fotopowielaczu, możemy wyznaczyć krzywą kalibracyjną wzmocnienia dla danego fotopowielacza. Dla przykładowego fotopowielacza, zmierzone wartości ładunku z pomiaru pojedynczego fotoelektronu w zależności od przyłożonego napięcia znajdują się na Rysunku 5.4.

Czarna linia odpowiada dopasowanej funkcji o Wzorze 5.3. Dodatkowo, czerwoną, przerywaną linią narysowano również krzywą kalibracyjną wzmocnienia dla innego fotopowielacza tego samego modelu. Unaocznia to, że wzmocnienie może być znacząco różne dla różnych fotopowielaczy. Przykład na Rysunku 5.4 pokazuje, że aby ustawić takie samo wzmocnienie na obu fotopowielaczach (ładunek indukowany na fotopowielaczu około $0.16 \text{ pC} = 10^4 e$), to na fotopowielaczu o większym wzmocnieniu trzeba ustawić napięcie 2100 V , a na drugim 2250 V .

Zbiorny histogram wartości zmierzonego ładunku dla pojedynczego fotoelektronu dla 48 fotopowielaczy Hamamatsu R4998 i przyłożonego optymalnego napięcia 2250 V przedstawiony jest na Rysunku 5.5. Wynika z niego, że stosunek wzmocnień dla fotopowielaczy najsilniej i najslabiej wzmacniających sygnały wynosi około

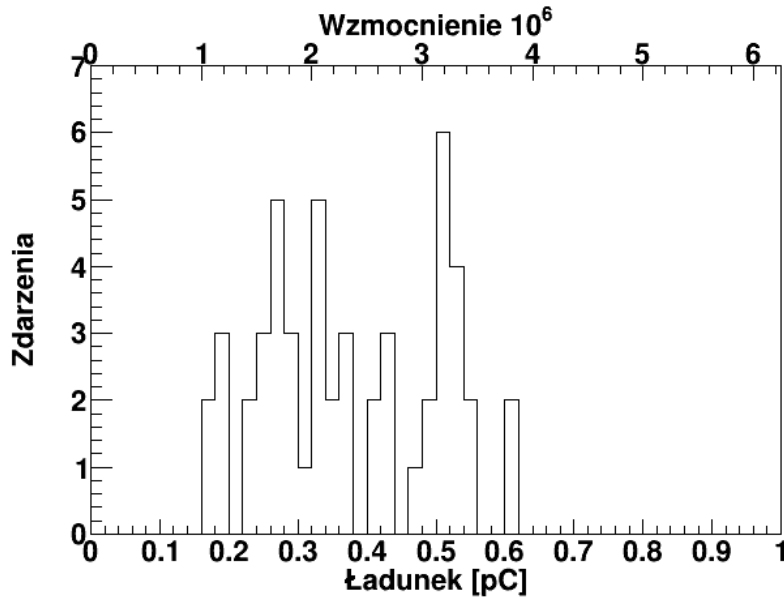


Rysunek 5.4: Średnie wartości ładunków z sygnałów dla pojedynczych fotoelektro-
nów w funkcji napięcia przyłożonego do fotopowielacza. Czarną, ciągłą linią na-
rysowane jest dopasowanie krzywej wykładniczej do punktów eksperymentalnych.
Czerwoną przerywaną linią zaznaczono krzywą kalibracyjną dla innego egzemplarza
fotopowielacza tego samego modelu. Tabela z parametrami K oraz νm dla każdego
fotopowielacza znajduje się w Dodatku B.

trzy. Wpływa to na zakres rejestrowanych sygnałów dla jednego poziomu wyzwala-
nia (pojęcie wytłumaczone jest w Rozdziale 6), a zatem i rozdzielczość uzyskiwanych
obrazów. Dlatego też istotna jest kalibracja fotopowielaczy pod względem wzmoc-
nienia.

5.2 Efektywna długość tłumienia światła

Dzięki opisanej w poprzedniej części metodzie kalibracyjnej wzmocnienia fotopo-
wielaczy, możemy ustawić taką wartość napięcia na pojedynczym module detekcyj-
nym, aby fotopowielacze dawały taką samą wartość ładunku, dla takiej samej energii
zdeponowanej przez kwant gamma, gdy interakcja nastąpiła dokładnie w centrum
paska scyntylacyjnego. Gdy interakcja nie nastąpiła w centrum, liczba fotonów, które
dolatują do fotopowielaczy jest różna. Powodem jest absorpcja fotonów w materiale
scyntylatora na skutek czego zachodzi tłumienie światła rozchodzącego się w pa-
skach scyntylacyjnych. Aby określić energię zdeponowaną w scyntylatorze, oprócz
ładunku na wyjściu fotopowielacza, musimy znać miejsce uderzenia w scyntylator
oraz efektywną długość tłumienia światła w pasku scyntylacyjnym. Długość tłumie-

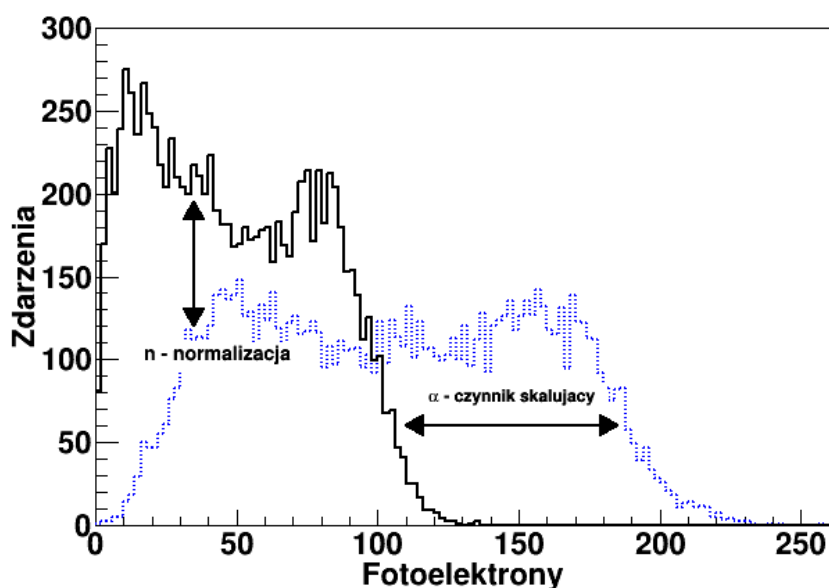


Rysunek 5.5: Zbiorczy histogram średniego ładunku sygnałów od pojedynczych fotoelektronów dla fotopowielaczy Hamamatsu R4998 z przyłożonym napięciem 2250 V.

nia wynikająca z właściwości materiałowych ośrodka może się różnić w porównaniu z efektywną długością tłumienia. Wynika to z faktu, że rzeczywista droga, jaką przebywają fotony od miejsca emisji do fotopowielaczy, zależy od kąta emisji fotonów względem powierzchni paska scyntylacyjnego, a tym samym geometrii paska. W wąskim pasku tylko część fotonów jest w stanie dotrzeć bezpośrednio do fotopowielacza, tzn. bez wewnętrznego odbicia od powierzchni scyntylatora.

Efektywną długość tłumienia można wyznaczyć mierząc zależność ładunku zebranego z fotopowielacza w funkcji miejsca uderzenia kwantu gamma w scyntylator. Z Rysunku 5.6 widać, że ładunki zebrane z fotopowielacza dla różnych punktów naświetlania różnią się między sobą. Żeby uniezależnić otrzymywane wyniki od napięcia przyłożonego do fotopowielacza, ładunek został przeliczony na liczbę fotoelektronów z uwzględnieniem krzywych wzmocnienia fotopowielaczy oraz przyłożonego do nich napięcia.

Metoda wyznaczania długości tłumienia światła w scyntylatorze opiera się na porównaniu rozkładów fotoelektronów dla bazowej i testowanej pozycji miejsca naświetlania wzdłuż scyntylatora. Pozycja bazowa jest wybrana tak, aby była najbardziej oddalona od fotopowielacza, z którego pochodzi ładunek. Ze względu na występowanie tłumienia światła, liczba fotonów docierających do fotopowielacza z tego miejsca będzie najmniejsza. Dlatego też relatywna niepewność ładunku obserwowanych sygnałów, związana z fluktuacją obserwowanej liczby fotonów będzie największa. Nie



Rysunek 5.6: Przykładowe widma z pozycji bazowej (czarna linia) oraz porównywanej (przerywana niebieska). Na rysunku zaznaczono również graficznie znaczenie parametrów α i n .

możemy usunąć tej niepewności z już zebranych widm, dlatego z pozycją bazową porównywane jest widmo powstałe z naświetlania pozycji bliżej fotopowielacza. W widmie tym obserwowana jest większa liczba fotoelektronów, a zatem relatywna niepewność fluktuacji liczby fotonów jest mniejsza. Takie widmo można następnie rozmyć, aby otrzymać niepewność zgodną z widmem bazowym, a następnie porównać te widma ze sobą. Porównywany rozkład jest skalowany i normalizowany do histogramu bazowego parametrami α i n . Są one widoczne na Rysunku 5.6, gdzie czarną linią przedstawiony jest histogram z pozycji bazowej, natomiast niebieską, przerywaną z pozycji porównywanej.

Rozmywanie widm realizowane było funkcją rozkładu normalnego. Odchylenie standardowe liczby fotoelektronów σ może być obliczone dla każdego przedziału histogramu i zależy od liczby fotoelektronów "przed" i "po" skalowaniu. Symbole użyte w poniższych równaniach: σ_{przed} , σ_{po} , σ_x oznaczają odpowiednio odchylenie standardowe dla danego przedziału histogramu przed skalowaniem, po przeskalowaniu oraz "dodatkowe rozmycie", które należy dodać do odchylenia standardowego "po", aby otrzymać wartość odchylenia taką, jaka występuje w histogramie bazowym σ_{bazowy} . Te same indeksy występują przy liczbie fotoelektronów N . Wzór na relatywną niepewność można otrzymać w następujący sposób:

$$\sigma_{bazowy}^2 = \sigma_{po}^2 + \sigma_x^2, \quad (5.4)$$

$$\sigma_{po} = \sigma_{przed} \cdot \frac{N_{po}}{N_{przed}}. \quad (5.5)$$

Łącząc ze sobą Wzór 5.4 oraz 5.5, dostajemy

$$\left(\frac{\sigma_{bazowy}}{N_{po}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{przed}}{N_{przed}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_x}{N_{po}}\right)^2. \quad (5.6)$$

Z tego wzoru można obliczyć σ_x :

$$\sigma_x = N_{po} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{bazowy}}{N_{po}}\right)^2 - \left(\frac{\sigma_{przed}}{N_{przed}}\right)^2} \quad (5.7)$$

Jeżeli założymy, że liczba fotoelektronów podlega rozkładowi Poissona, wtedy $\sigma_i = \sqrt{N_i}$, gdzie indeks i oznacza *przed* albo *bazowy*. W tym wypadku $N_{bazowy} = N_{po}$, gdyż widmo zostało specjalnie w ten sposób przeskalowane. Jako wynik otrzymamy równanie na dodatkowe rozmycie, które musi zostać dodane do widma porównywanego, aby otrzymać taką samą niepewność liczby fotoelektronów, jaka występuje w widmie bazowym:

$$\sigma_x = N_{po} \sqrt{\frac{1}{N_{po}} - \frac{1}{N_{przed}}}. \quad (5.8)$$

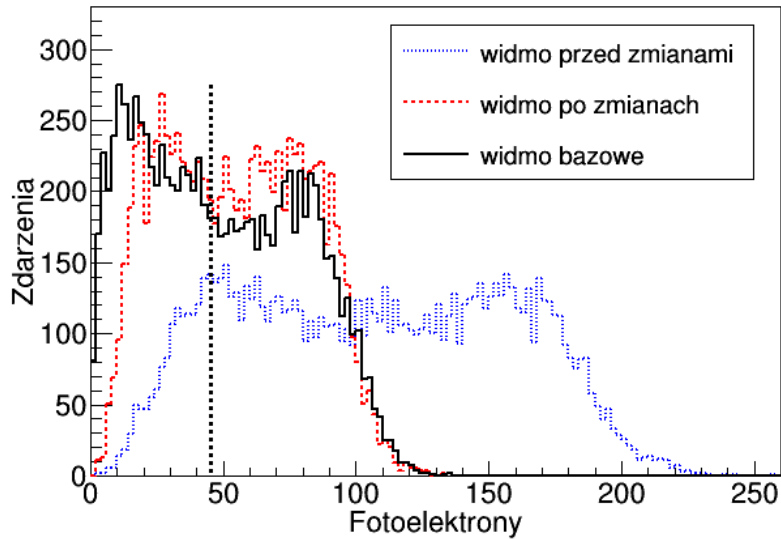
W celu ilościowego porównywania ze sobą widm, była minimalizowana wartość χ^2 względem parametrów n i α [43]:

$$\chi^2(\alpha, n) = \sum_i \frac{\left(n \cdot f_{skalowany}(i/\alpha) - f_{baza}(i)\right)^2}{n^2 \cdot f_{skalowany}(i/\alpha) + f_{baza}(i)}, \quad (5.9)$$

gdzie $f_{baza}(i)$ jest liczbą zdarzeń w i -tym przedziale widma z pozycji bazowej, natomiast $f_{skalowany}(i)$ jest liczbą zdarzeń w i -tym przedziale widma z pozycji, którą porównujemy i będziemy zmieniać. Mianownik występujący we Wzorze 5.9 może zostać zapisany w ten sposób, gdy przyjmiemy założenie, że obserwowana liczba zdarzeń ma rozkład Poissona.

Dla każdej zmierzonej pozycji wzdłuż paska scyntylicyjnego otrzymano wartości parametrów n i α , dla których wartość χ^2 była najmniejsza. Przykład widma przed i po zmianie jest pokazany na Rys 5.7. Widać tam, że kształt widma dla małej liczby fotoelektronów różni się pomiędzy widmem bazowym i z porównywanej pozycji z powodu ustawienia różnego poziomu wyzwalania na oscyloskopie podczas pomiarów. Aby uniknąć wpływu zewnętrznego czynnika, wartość χ^2 była liczona

od połowy widma bazowego (zaznaczonej czarną przerywaną linią) obliczonej jako połowa odległości pomiędzy punktami, na lewym i prawym zboczach, gdzie widmo osiąga 50 % maksymalnej wartości.



Rysunek 5.7: Widma z pozycji bazowej (czarna, ciągła linia) oraz porównywanej (niebieska, przerywana linia). Czerwona, przerywana linia jest otrzymana poprzez zmianę widma ukazanego niebieską linią przy użyciu wartości parametrów n i α otrzymanych dla najmniejszej wartości χ^2 ze Wzoru 5.9. Dla dopasowania metodą χ^2 parametrów α oraz n użyto interwałów histogramu bazowego powyżej czarnej, przerywanej, pionowej linii.

Efektywna długość tłumienia (λ), którą chcemy wyznaczyć, może być wprowadzona jako [44]:

$$Phe_{x=x_i} = Phe_{x=0} \cdot e^{\frac{-x_i}{\lambda}}, \quad (5.10)$$

gdzie Phe_x oznacza liczbę fotoelektronów zaobserwowaną przez fotopowielacz w przypadku, gdy scyntylator był naświetlany w odległości x od fotopowielacza. Takie samo równanie może być napisane dla pozycji bazowej:

$$Phe_{x=x_{baza}} = Phe_{x=0} \cdot e^{\frac{-x_{baza}}{\lambda}}. \quad (5.11)$$

Korzystając z powyższych równań, można policzyć ich stosunek:

$$\frac{Phe_{x=x_i}}{Phe_{x=x_{baza}}} = e^{\frac{-(x_i - x_{baza})}{\lambda}}. \quad (5.12)$$

Jako, że

$$Phe_{x_{baza}} = \alpha \cdot Phe_{x_i}, \quad (5.13)$$

to ze Wzoru 5.12 wynika

$$\frac{1}{\alpha} = e^{\frac{-(x_i - x_{baza})}{\lambda}} \equiv e^{\frac{-\Delta x}{\lambda}}, \quad (5.14)$$

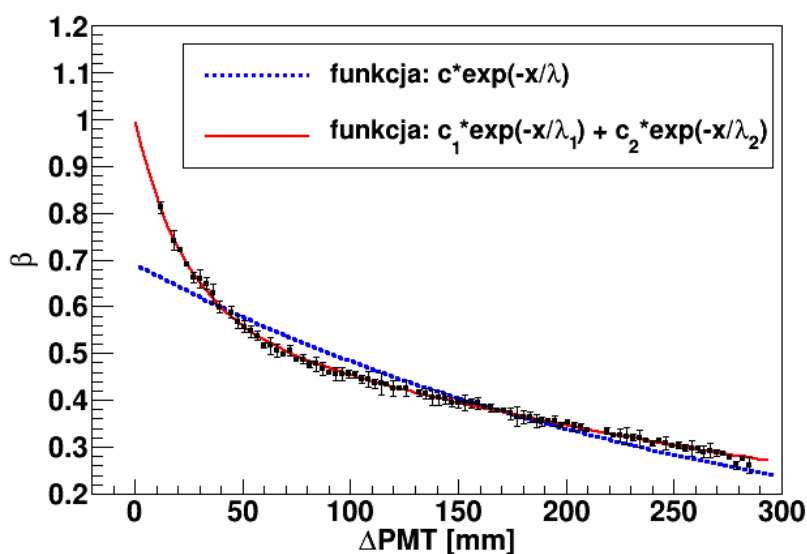
gdzie $\Delta x = x_i - x_{baza}$. Dane pomiarowe dla przykładowego paska scyntylacyjnego pokazane są na Rysunku 5.8. Zmienna, która jest różnicą odległości pomiędzy miejscem naświetlanym oraz miejscem bazowym, które w tym wypadku jest pozycją najbardziej oddaloną od pozycji fotopowielacza, jest bardzo nieintuicyjna. Dlatego w celu prezentacji wyników na Rysunku 5.8 skala pozioma została przesunięta tak, aby wyrażała odległość pozycji naświetlanej od fotopowielacza (ΔPMT). Zmienna ta jest graficznie zaznaczona na schemacie układu pomiarowego (Rysunek 5.9). Oś pionowa Rysunku 5.8 została oznaczona przez parametr β . Został on dobrany tak, aby β wyrażała część fotonów, która dociera do fotopowielacza. $\beta = \frac{1}{\alpha} \cdot s$, gdzie s skaluje dla wszystkich punktów pomiarowych oś pionową tak, aby w miejscu fotopowielacza liczba fotonów była maksymalna i $\beta = 1$. Takie przeskalowanie nie zmienia wartości λ oraz jest łatwiejsze w interpretacji, dlatego rysunki z wynikami są przedstawione w tych zmiennych.

Jak widać na Rysunku 5.8, pojedyncza eksponenta nie opisuje poprawnie danych eksperymentalnych. Podobne zachowanie było obserwowane w innych eksperymentach, które badały długość tłumienia światła we włóknach scyntylacyjnych [44]. Taki kształt punktów eksperymentalnych jest efektywnie tłumaczony występowaniem dwóch składowych tłumienia światła: długą (przeważającą) i krótką długością tłumienia. W ogólności fotony emitowane są z rozkładem długości fali od około 355 nm do około 500 nm. Długość tłumienia zależy od długości fali [6], ale jak pokazuje Rysunek 5.8 efektywnie tłumienie można bardzo dobrze opisać za pomocą dwóch składowych. Dlatego też w celu opisania danych i wyznaczenia efektywnej długości tłumienia światła, dopasowywana była funkcja będąca sumą dwóch funkcji eksponencjalnych, odpowiedzialnych za obie składowe:

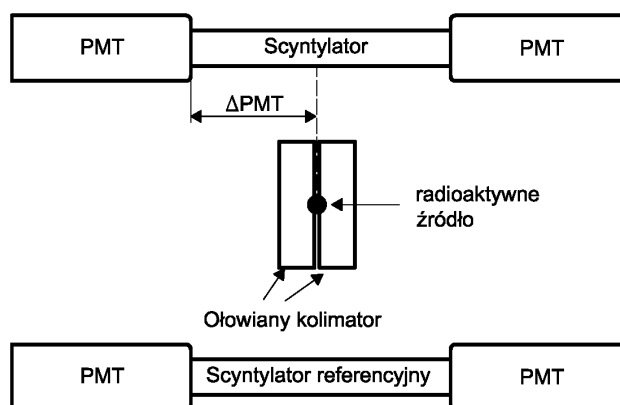
$$\beta = c_1 \cdot e^{\frac{-\Delta PMT}{\lambda_1}} + c_2 \cdot e^{\frac{-\Delta PMT}{\lambda_2}}. \quad (5.15)$$

Rezultat dopasowania funkcji o Wzorze 5.15 do danych, jest pokazany czerwoną, ciągłą linią na Rys 5.8.

Niepewność parametru β jest obliczona w oparciu o zależność χ^2 od parametru β (Rysunek 5.10). Dla poziomu ufności 70% podczas minimalizowania χ^2 zależącego od dwóch parametrów (β , n) wartość niepewności statystycznej β może być wyznaczona



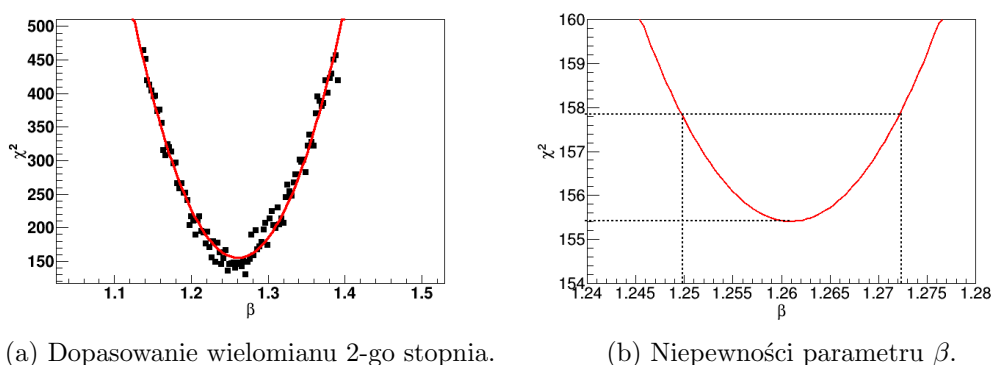
Rysunek 5.8: Kształt dopasowywanej funkcji jest porównany z danymi eksperymentalnymi (punkty) dla pojedynczej (niebieska, przerywana linia) oraz podwójnej (czerwona, ciągła linia) funkcji eksponencjalnej. Parametry uzyskane w wyniku dopasowania dla Wzoru 5.15 są podane w tekście. Znaczenie poziomej osi jest graficznie wytłumaczone na Rysunku 5.9.



Rysunek 5.9: Schemat układu pomiarowego wykorzystywany do wyznaczenia efektywnej długości tłumienia scyntylicatorów.

z wartości tego parametru, dla których funkcja χ^2 przyjmuje wartości $\chi_{min}^2 + 2.41$ [45]. Jest to graficznie pokazane po prawej stronie Rysunku 5.10.

Używając tej metody, otrzymano wartości parametrów funkcji opisującej efektywną długość tłumienia światła w scyntylicatorze BC-420 [18] owiniętego w folię



Rysunek 5.10: Przykład wyznaczenia niepewności parametru β . Po lewej, do danych dopasowano wielomian drugiego stopnia, na podstawie którego obliczono wartość niepewności β : $\chi_{min}^2 + 2.41$ (prawa strona). Na osi pionowej pokazana jest wartość χ^2 minimalna w funkcji parametru n .

Vikuiti [35]. Jak widać na Rysunku 5.9, podczas pomiaru były zbierane dane dla dwóch pasków scyntylacyjnych, co pozwoliło wyznaczyć parametry tłumienia dla dwóch niezależnych pomiarów. Otrzymane parametry dla obu scyntylatorów znajdują się w Tabeli 5.1.

	c_1	λ_1 [mm]	c_2	λ_2 [mm]
Scyntylator 1	0.632 ± 0.005	370 ± 5	0.39 ± 0.07	8 ± 2
Scyntylator 2	0.848 ± 0.008	377 ± 7	0.15 ± 0.02	19 ± 4

Tabela 5.1: Otrzymane parametry w wyniku dopasowania Wzoru 5.15 do danych eksperymentalnych dla dwóch scyntylatorów.

Wartość długości tłumienia λ_1 jest zgodna dla obu scyntylatorów w ramach niepewności pomiarowej. Różna wartość parametru λ_2 , sugeruje, że sposób wyznaczenia tej wartości jest bardzo czuły na warunki pomiarowe. Wpływ na to mogła mieć różna czułość fotopowielacza na fotokatodzie na daną długość fali. Parametr λ_2 jest odpowiedzialny za bardzo szybkie tłumienie jednej ze składowych światła. Sprawia to, że z dalszych obszarów paska scyntylacyjnego dochodzi do fotopowielacza bardzo mało tego światła, a tym samym występują duże fluktuacje. Producent niestety nie podaje jakie są rozbieżności w czułości fotokatody dla wielu egzemplarzy, co mogłoby tłumaczyć uzyskane rozbieżności w wynikach. Różne wartości parametrów c_1 oraz c_2 wynikają z różnych wartości dla parametru λ_2 . Powyższe rozważania sugerują, że w celu wykorzystywania informacji o dokładnym kształcie krzywej tłumienia, potrzebna jest niezależna kalibracja dla wszystkich modułów detekcyjnych.

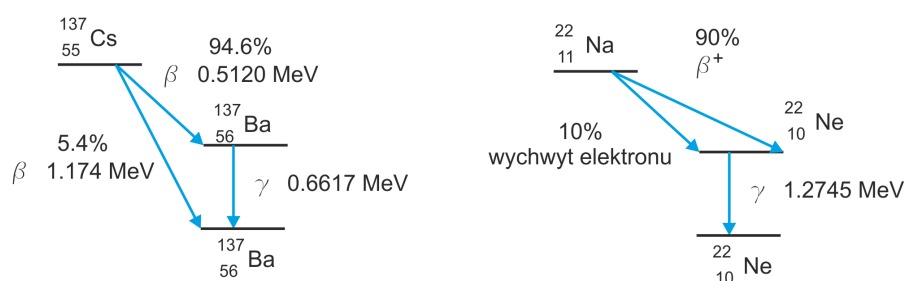
Uzyskana efektywna długość tłumienia światła (λ_1) znacząco odbiega od długości tłumienia światła podawanego przez producenta (110 *cm* dla tłumienia w scyntylatorze o dużej objętości) [18]. Jednak producent nie podaje jak dokładnie robione są testy mające na celu wyznaczenia długości tłumienia światła w scyntylatorze. Tym samym nie jest wiadome jakiej długości fale świetlne są badane. Natomiast jak wynika z przeprowadzonych pomiarów oraz jest raportowane przez inne grupy badawcze [44], długość tłumienia światła mocno zależy od długości fali świetlnej [6]. Nie można zatem jednoznacznie porównać ze sobą tych dwóch wartości.

Otrzymana funkcja opisana Wzorem 5.15, była wyznaczona przy użyciu fotopowielaczy, które będą wykorzystywane podczas pracy tomografu, dlatego też wartości parametrów przedstawione powyżej będą używane jako wartości efektywnej długości tłumienia światła dla modułów detekcyjnych.

5.3 Zależność liczby fotoelektronów od zdeponowanej w scyntylatorze energii

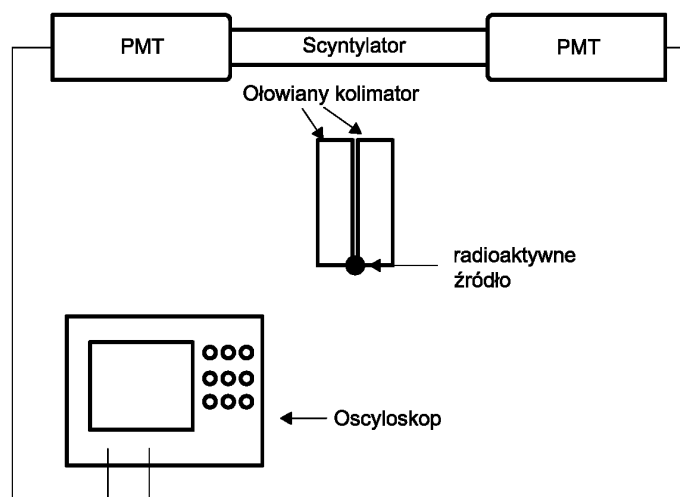
Opisane powyżej kroki wyznaczenia wzmocnienia fotopowielaczy oraz określenie jaka część światła jest tłumiona w scyntylatorze, pozwala znaleźć zależność liczby fotonów, która dociera do fotopowielaczy w zależności od energii, jaka została zdeponowana w scyntylatorze. Ponieważ obserwowane widmo Comptona jest widmem ciągłym, poniższe rozważania będą przeprowadzone dla brzegu widma Comptona (wsteczne rozpraszanie kwantu gamma na elektronie), które pozwala na jednoznaczne określenie energii kwantów gamma, które zareagowały w scyntylatorze.

Najpierw wykonano pomiary ilości światła zdeponowanego w scyntylatorze dla dwóch dostępnych źródeł promieniotwórczych emitujących kwanty gamma (Cs-137 oraz Na-22). Ze źródła sodu otrzymujemy kwanty gamma o dwóch różnych energiach. Jeden z anihilacji pozytonu, drugi z deekscytacji wzbudzonego Ne-22. Schematy rozpadów znajdują się na Rysunku 5.11 [46, 47].



Rysunek 5.11: Schematy rozpadu dla Cs-137 po lewej i Na-22 po prawej stronie rysunku.

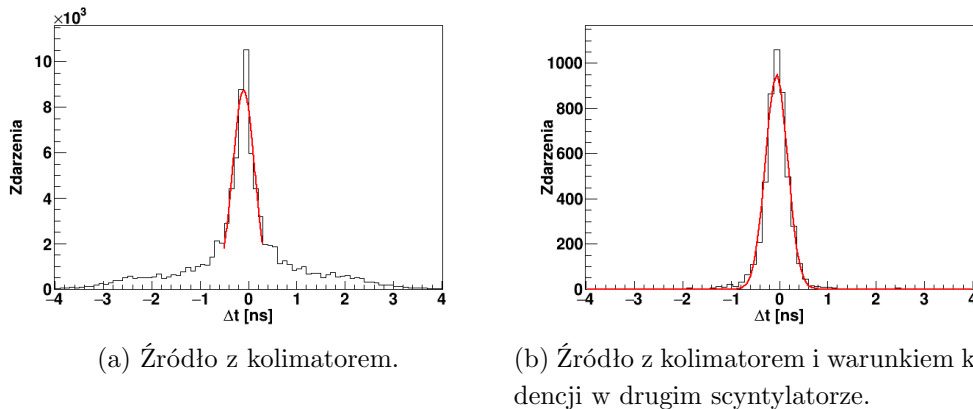
Układ pomiarowy składał się z pojedynczego modułu detekcyjnego (pasek scyntyлятора pomiędzy dwoma fotopowielaczami). Sygnały były zapisywane przez oscyloskop SDA6000A. Schemat układu pomiarowego znajduje się na Rysunku 5.12. Ołowiany kolimator został zastosowany, aby wybrać tylko te kwanty gamma, które trafiają w ograniczony obszar na scyntylatorze. Naświetlany był środek scyntylatora.



Rysunek 5.12: Schemat układu pomiarowego dla pomiarów z Cs-137 i Na-22.

Różnica czasów (Δt) sygnałów pochodzących z tego samego zdarzenia i mierzonych na obu fotopowielaczach wykazuje, że mimo użycia ołowianego kolimatora, była również akceptowana część zdarzeń, które uderzały w inne obszary paska scyntylatorcyjnego (Rysunek 5.13a).

Dla porównania, przedstawione jest na Rysunku 5.13b widmo różnicy czasów zdarzeń pochodzących z anihilacji elektronu i pozytonu, gdy był dodatkowo narzucony warunek na koincydencję zdarzeń w scyntylatorach ustawionych po obu stronach źródła. Warunek koincydencji i kolimator wymuszają zdarzenia, gdy reakcja nastąpiła w okolicach środka scyntylatora. Pomiar z różnymi energiami kwantów gamma były również wykonywane, gdy ze źródła promieniotwórczego emitowany był tylko pojedynczy kwant gamma (np. dla Cs-137), dlatego niemożliwe jest narzucenie warunku koincydencji na wszystkie pomiary. Różna sytuacja pomiarowa mogłaby skutkować różnicami podczas analizy, dlatego dla zapewnienia takiej samej ścieżki analizy dla wszystkich pomiarów, wykonywano je bez warunku koincydencji. W celu wybrania zdarzeń pochodzących ze środka scyntylatora, został narzucony warunek ograniczający wartości różnicy czasów pomiędzy sygnałami pochodzącymi z przeciwnych fotopowielaczy. W celu wyznaczenia optymalnego zakresu cięcia na różnicy



Rysunek 5.13: Różnica czasów sygnałów mierzonych przez fotopowielacze na dwóch końcach scyntylatora z pomiarów ze skolimowanym źródłem uderzającym w środek scyntylatora. Lewa strona ukazuje, że oprócz zdarzeń pochodzących z środka scyntylatora (wąskie maksimum wokół zera), obserwowane były zdarzenia pochodzące z innych obszarów paska. Dla porównania, zdarzenia te znikają, kiedy narzucimy warunek koincydencji ze scyntylatorem po drugiej stronie kolimatora (prawy wykres) dla kwantów anihilacyjnych z sodu. Czerwoną linią przedstawione jest dopasowanie rozkładu normalnego do obu widm. Uzyskano parametry dopasowania $\sigma = 0.294 \pm 0.005$ [ns] dla lewego wykresu oraz $\sigma = 0.252 \pm 0.002$ [ns] dla prawego.

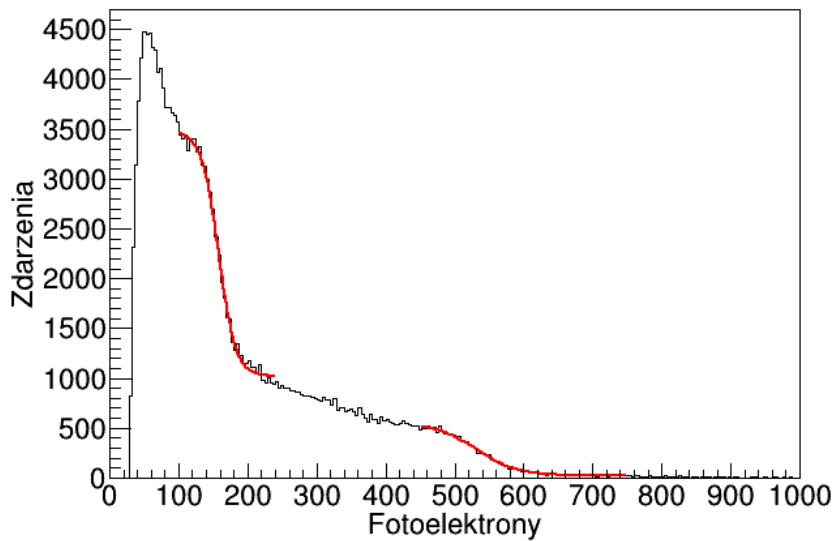
czasów, do zdarzeń z środka scyntylatora dopasowano funkcję Gaussa, a następnie akceptowano zdarzenia w przedziale $\pm 2\sigma$ od centrum rozkładu.

Na tej podstawie otrzymano widma ładunku, przeliczone na fotoelektrony dla źródła sodu Rysunek 5.14 i cezu Rysunek 5.15, na których można zaobserwować zbocze Comptona. Na Rysunku 5.15 niebieską linią zaznaczono zdarzenia pochodzące od promieniowania kosmicznego, unormowane do czasu pomiaru, które tłumaczą występowanie zdarzeń po prawej stronie od zbocza Comptona. Nie jest to tak wyraźnie widoczne dla widma z sodu (Rysunek 5.14), ze względu na jego większą aktywność i czterokrotnie krótszy czas pomiaru. Występowanie tła od promieniowania kosmicznego, nie wpływa jednak na wyznaczenie położenia brzegu Comptona.

W celu wyznaczenia wartości liczby fotoelektronów na brzegu Comptona, do widm eksperymentalnych została dopasowana funkcja Fermiego o wzorze:

$$f_F(x) = \frac{P_0}{e^{\frac{x-P_1}{P_2}} + 1} + P_3, \quad (5.16)$$

gdzie parametry P_0 , P_1 , P_2 , P_3 odpowiadają odpowiednio za wartości maksymalne funkcji, środek zbocza, nachylenie zbocza i wartości minimalne funkcji. Funkcja



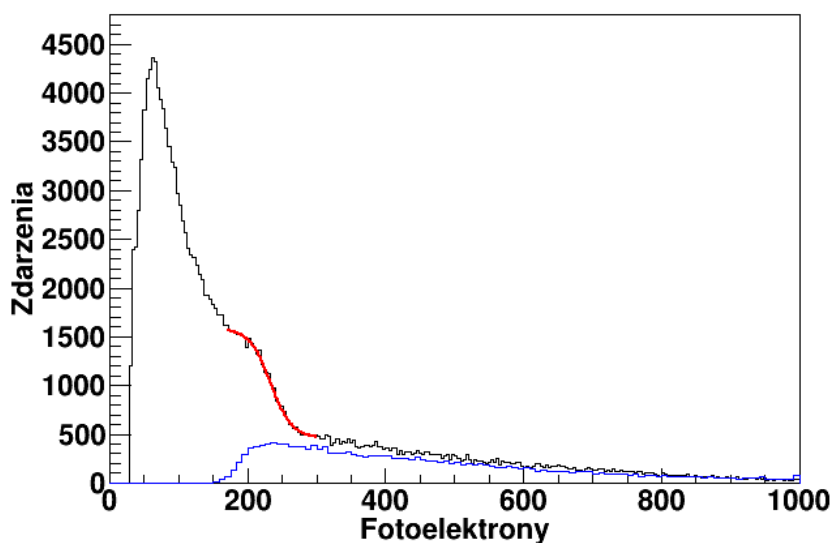
Rysunek 5.14: Widmo liczby obserwowanych fotolektronów dla źródła Na-22. Do widocznych dwóch brzegów Comptona pochodzących od kwantów gamma o energiach 511 keV oraz 1275 keV dopasowano funkcję Fermiego (czerwone linie) o Wzro-
rze 5.16.

Fermiego nie ma w tym przypadku fizycznego uzasadnienia i jest zastosowana jako dobra efektywna parametryzacja kształtu brzegu widma. Dzięki niej można otrzymać bezpośrednio z dopasowania wartość środka zbocza Comptona, który definiuje parametr P_1 .

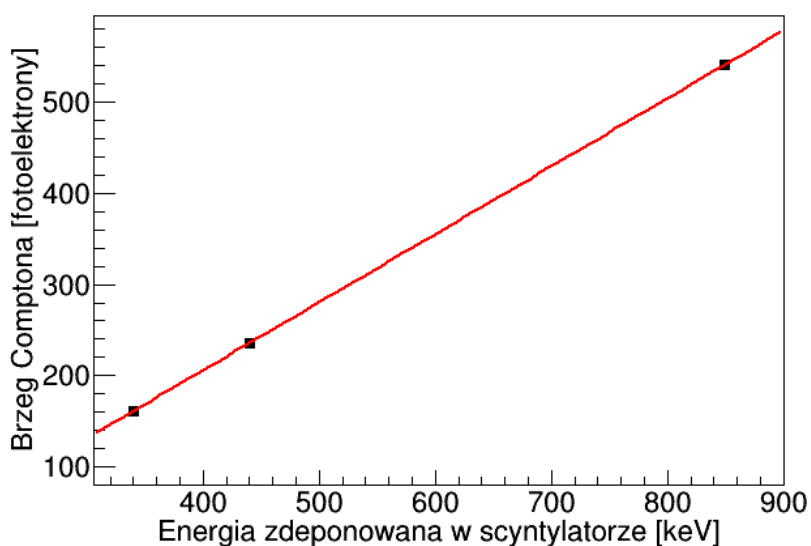
Na tej podstawie wyznaczono wartości środka brzegu Comptona niezależnie dla dwóch fotopowielaczy znajdujących na końcach paska scyntylacyjnego. Jako, że naświetlany był środek scyntylatora, taka sama liczba fotonów powinna dotrzeć do lewego i prawego fotopowielacza. Licząc średnią ważoną z wagą niepewności otrzymanych podczas dopasowywania funkcji Fermiego, otrzymano liczbę obserwowanych fotolektronów w zależności od energii zdeponowanej przez kwant gamma. Punkty pomiarowe są przedstawione na Rysunku 5.16.

Jak widać na Rysunku 5.16, zależność liczby fotolektronów liniowo zależy od energii zdeponowanej przez kwant gamma w scyntylatorze. Potwierdza to również dopasowana linia prosta, która dobrze odwzorowuje zależność punktów pomiarowych.

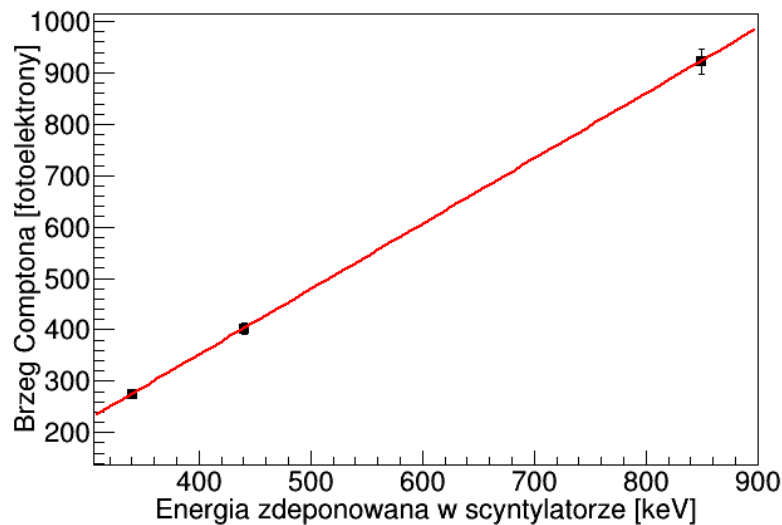
Powyższe rozważania prowadzą do wyznaczenia zależności liczby fotolektronów w fotopowielaczach od energii zdeponowanej kwantu gamma, ale również w zależności od miejsca naświetlania wzdłuż scyntylatora. Przy obliczeniach nie wzięto pod uwagę tłumienia światła rozchodzącego się w scyntylatorze. Tym samym przeprowa-



Rysunek 5.15: Widmo liczby obserwowanych fotoelektronów dla źródła Cs-137. Czerwoną linią oznaczono dopasowanie funkcji Fermiego o Wzorze 5.16 do zbocza Comptona pochodzącego od kwantów gamma o energii 662 keV . Niebieską linią zaznaczono zdarzenia pochodzące z promieniowania kosmicznego.



Rysunek 5.16: Zależność liczby fotoelektronów na brzegu Comptona w funkcji energii zdeponowanej przez kwant gamma. Do punktów pomiarowych (trzy dostępne energie kwantów gamma) dopasowana jest linia prosta.



Rysunek 5.17: Zależność liczby fotoelektronów na brzegu Comptona w funkcji energii zdeponowanej przez kwant gamma. Liczba fotoelektronów została skorygowana o tłumienie światła w scyntylatorze. Do punktów pomiarowych dopasowana jest linia prosta.

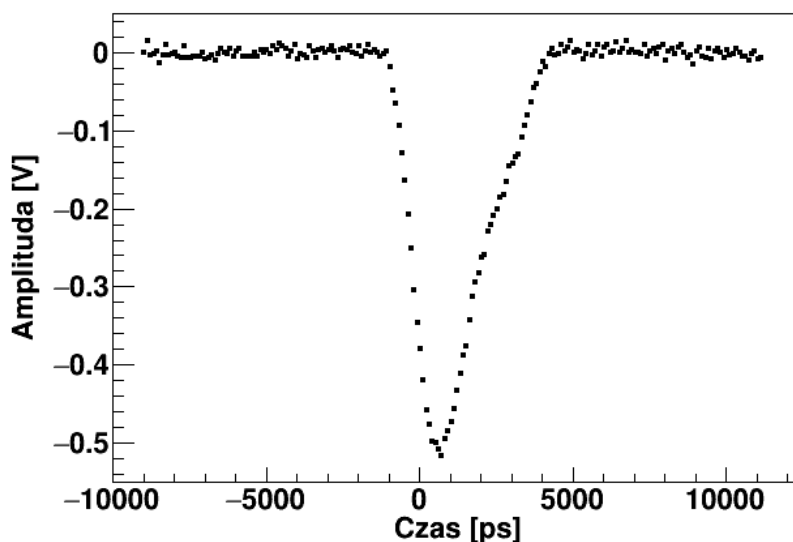
działając analogiczny pomiar, ale naświetlając inny punkt na scyntylatorze, otrzymana zostałaby inna zależność.

Aby uniezależnić wynik od miejsca naświetlania, trzeba jeszcze uwzględnić tłumienie światła w materiale scyntylatora. Wykorzystywana jest do tego efektywna długość tłumienia światła, która była opisana w Części 5.2 oraz znajomość położenia naświetlanego punktu wzdłuż paska scyntylacyjnego. Łącząc ze sobą te informacje, otrzymujemy liczbę fotoelektronów, która byłaby wytworzona w fotopowielaczu, gdyby interakcja zaszła w scyntylatorze, który nie tłumii światła. Zależność ta jest przedstawiona na Rysunku 5.17. Do punktów została dopasowana linia prosta $y = P_0 + P_1x$ o parametrach: $P_0 = -159 \pm 21$ [fotoelektron], $P_1 = 1.272 \pm 0.050$ [fotoelektron/keV].

Uzyskana powyżej liniowa zależność energii deponowanej kwantu gamma od liczby fotoelektronów zarejestrowanych przez fotopowielacze (dla sytuacji odpowiadającej brzegowi rozpraszania Comptona kwantu gamma na elektronie) umożliwi obliczenie energii deponowanej przez kwant gamma w scyntylatorze na podstawie informacji z fotopowielacza. Pozwala to na ustawienie okna energetycznego i selekcję zdarzeń branych pod uwagę przy tworzeniu obrazu tomograficznego.

5.4 Cechowanie czasu nad progiem w funkcji ładunku sygnału

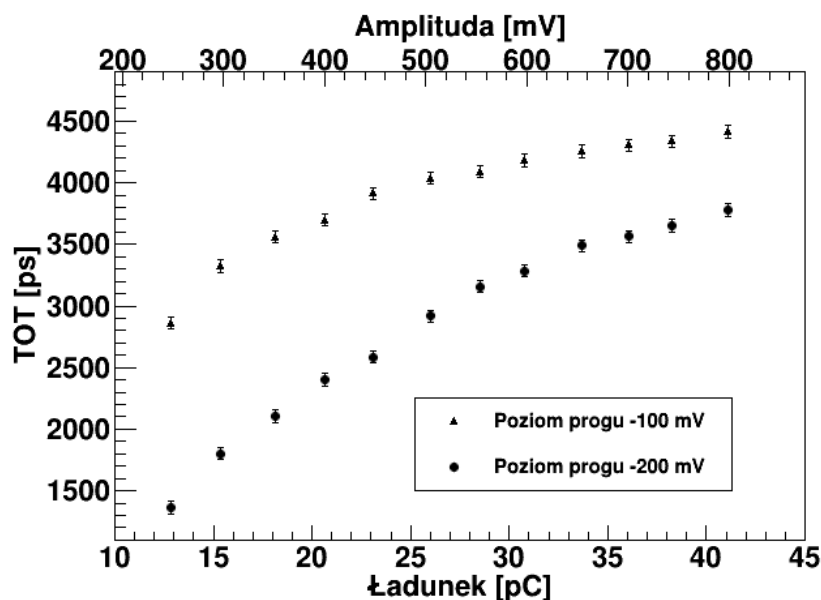
Przedstawione w Sekcji 5.3 rozważania opierały się na założeniu, że możliwe jest zmierzenie ładunku sygnału otrzymywanego z fotopowielaczy. Jednak zgodnie z opisem w Rozdziale 6, używając elektroniki odczytu zaprojektowanej do tomografu J-PET, mamy jedynie możliwość pomiaru czasu, gdy zbocze narastające i opadające sygnału przekroczyło poziom ustawionego progu. Długość tego interwału nazywana jest czasem nad progiem (TOT z ang. Time Over Threshold) i dokładny opis znajduje się w Sekcji 6.3.2. Szerokość sygnału (tym samym czas nad progiem) zależy od ładunku tego sygnału, dlatego możliwe jest wyznaczenie zależności między mierzonym ładunkiem oraz wartością czasu nad progiem.



Rysunek 5.18: Uśredniony kształt sygnału o amplitudzie 500 mV pochodzącego z fotopowielaczy.

W tym celu został oszacowany średni kształt sygnału na podstawie sygnałów pochodzących z fotopowielaczy, gdy naświetlana była środkowa pozycja scyntylatora BC-420 o wymiarach $5 \times 19 \times 300 \text{ mm}^3$. Średniowanie rozpoczynało się od zebrania bazy sygnałów dla danej pozycji naświetlania modułu detekcyjnego dla obu fotopowielaczy. Następnie liczona była średnia amplituda wszystkich sygnałów, oraz minimalizowana wartość χ^2 w celu wyznaczenia przesunięć czasowych sygnałów względem zboczy narastających. Szczegółowo jest to opisane w publikacji [48]. Pozycja w środku scyntylatora została wybrana ze względu na występowanie takiego

samego kształtu sygnałów dla obu fotopowielaczy. Uśredniony sygnał dla amplitudy 500 mV przedstawiony jest na Rysunku 5.18. Taki kształt sygnału został zaprogramowany na generatorze sygnałów [49], dzięki czemu mogła być zmieniana amplituda, a następnie sygnały były zapisywane przy użyciu oscyloskopu SDA6000A [42], co umożliwiało obliczenie pola powierzchni pod zmierzonym sygnałem, a tym samym wyznaczenie ładunku sygnału. Na tej podstawie została wyznaczona wartość czasu nad progiem dla sygnałów w zakresie $250 - 800\text{ mV}$ dla dwóch wartości przyłożonego progu: -100 mV oraz -200 mV . Uzyskane rezultaty są przedstawione na Rysunku 5.19. Naniesione niepewności są zgodne ze specyfikacją używanej elektroniki odczytu opisanej w Rozdziale 6.



Rysunek 5.19: Zależność czasu nad progiem od ładunku uśrednionego sygnału powstałego na podstawie sygnałów pochodzących z fotopowielaczy podczas naświetlania środkowej pozycji scyntylatora BC-420 o wymiarach $5 \times 19 \times 300\text{ mm}^3$.

Jak widać na Rysunku 5.19 zależność TOT od ładunku jest monotoniczna. Jej kształt zmienia się wraz z wartością przyłożonego progu. Dla wyższej wartości progu, krzywa jest bardziej stroma i pozwala na dokładniejsze wyznaczenie kształtu przez pomiar TOT.

6 Elektronika odczytu: rozwiązanie wieloprogrowe

Dzisiejsze metody z zakresu dyskryminacji sygnałów analogowych opierają się na dwóch głównych rozwiązaniach:

- elektronika stało-progowa,
- elektronika stało-frakcyjna.

W elektronice stało-progowej ustawiana jest stała wartość progu. W momencie, gdy sygnał pochodzący z detektora, przekracza ustaloną wcześniej wartość progu, generowany jest sygnał logiczny, informujący o zdarzeniu.

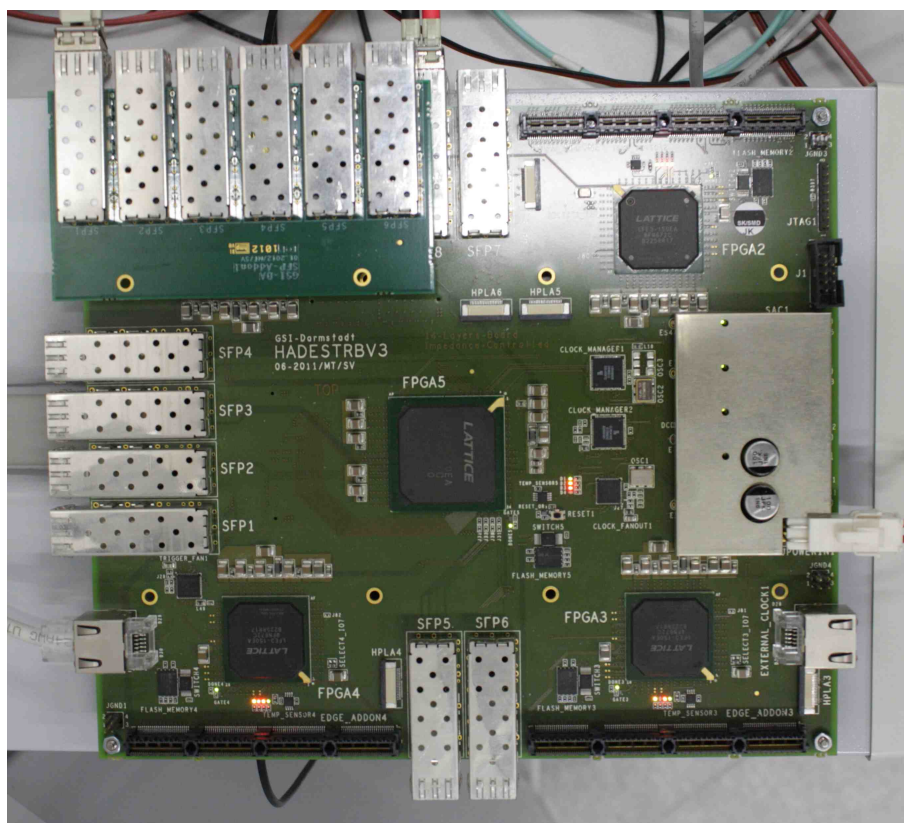
W elektronice stało-frakcyjnej ustawiana jest stała frakcja sygnału. Dla przykładu załóżmy, że jest to 50%. W momencie przyjścia sygnału z detektora, niezależnie od jego amplitudy, informacja logiczna o przyjściu sygnału jest wysyłana w momencie, gdy sygnał osiągnął 50% swojej amplitudy.

W projekcie J-PET akwizycja i odczyt danych oparta jest na płytach TRBv3 zbudowanych na układach FPGA oraz nowatorskiej elektronice stało-progowej, posiadającej możliwość dyskryminacji sygnału na wielu poziomach progu jednocześnie [39, 50]. Dokładny opis elementów układu znajduje się w poniższych sekcjach.

6.1 Płyta TRB (Trigger and Readout Board)

Płyty TRB zostały zaprojektowane w celu zapewnienia uniwersalnej elektroniki odczytu, która obsłuży system akwizycji danych z jednoczesnym zapewnieniem źródła sygnałów wyzwających tę akwizycję. Płyty te są rozwijane we współpracy wielu instytucji z udziałem Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. Do akwizycji danych w projekcie J-PET zostały użyte TRB w wersji 3 [51, 52] (TRBv3). Przykładowa płyta TRBv3 pokazana jest na Rysunku 6.1.

Płyta TRBv3 zbudowana jest z pięciu programowalnych układów FPGA (z ang. Field-Programmable Gate Array) [53]. FPGA jest to macierz konfigurowalnych bloków logicznych, które można odpowiednio ustawiać (poprzez wgranie do układu oprogramowania wbudowanego - firmware) w zależności od zadań, jakie dany układ ma wykonywać. Oprogramowanie wbudowane może być napisane w języku, który reprezentuje fizyczną architekturę systemu. Takim językiem jest np. VHDL (z ang. Very high speed integrated circuits Hardware Description Language) [54]. Programowalne układy FPGA zapewniają możliwość wielokrotnego programowania ich pod wyspecjalizowane potrzeby, związane z danym systemem akwizycji danych.



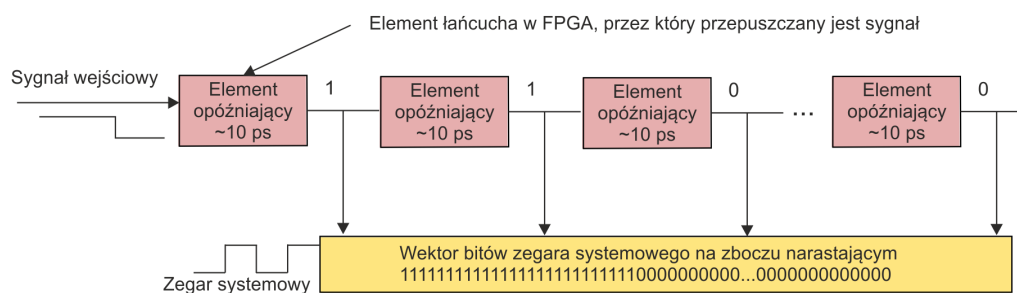
Rysunek 6.1: Płyta TRBv3 z widocznym centralnym FPGA oraz trzema bocznymi FPGA. Do czwartego układu FPGA (lewy górny róg) został podłączony dodatkowy moduł, służący jako rozdzielacz zapewniający możliwość podłączenia w jeden układ innych płyt TRB przy użyciu połączeń optycznych.

Płyta TRBv3 jest wyposażona w pięć układów Lattice ECP3 FPGA, połączonych w strukturę gwiazdy z jednym modułem centralnym oraz czterema satelitami, zwanymi bocznymi FPGA. Centralne FPGA zostało przewidziane jako układ, który pełni rolę kontrolną nad pozostałymi układami na pojedynczej płycie. Połączenie z komputerem sprawującym kontrolę nad płytą TRBv3, odbywa się przy użyciu światłowodów oraz dedykowanego oprogramowania wbudowanego, wgranego na centralne FPGA. Na płycie znajdują się również dwa gniazda RJ45, które odpowiadają za podawanie cyfrowego sygnału wyzwalającego do centralnego układu sprawującego kontrolę nad płytą. Każdy z bocznych FPGA ma przyłączoną złączkę, do której można podpiąć moduły obsługiwane przez boczne FPGA. Każda złączka zbudowana jest ze 104 par pinów różnicowych w standardzie LVDS (z ang. Low Voltage Differential Signalling).

W przypadku zastosowania płyt TRBv3 jako elektroniki odczytu w projekcie J-PET, na płycie zostało wgrane oprogramowanie odpowiedzialne za konwersję in-

formacji czasowej (TDC - Time to Digital Converter). Ostatnimi czasy technologia pomiaru czasu oparta na FPGA posunęła się znacząco do przodu, uzyskując rozdzielczości na poziomie pikosekund [55].

Układ TDC wykorzystuje fakt, że propagacja sygnału przez element elektryczny zajmuje określony interwał czasu. Wstrzykując impuls na łańcuch takich elementów można oszacować jak szeroki był taki sygnał lub jak czasowo rozseparowane były sygnały na dwóch łańcuchach. Im mniej czasu zajmuje propagacja sygnału przez pojedynczy element łańcucha, tym można osiągnąć lepszą rozdzielczość czasową. Działanie takiego łańcucha jest schematycznie przedstawione na Rysunku 6.2 [50]. Szczegółowe omówienie zasady pomiaru czasu takim układem znajduje się w Sekcji 6.3.1. Problemem związanym z tym rozwiązaniem jest założenie, że wszystkie elementy mają taki sam czas propagacji sygnału, co nie zawsze jest prawdą i dlatego konieczna jest kalibracja tzw. nieliniowości różniczkowej układu. Jest to omówione w Sekcji 6.3.1.

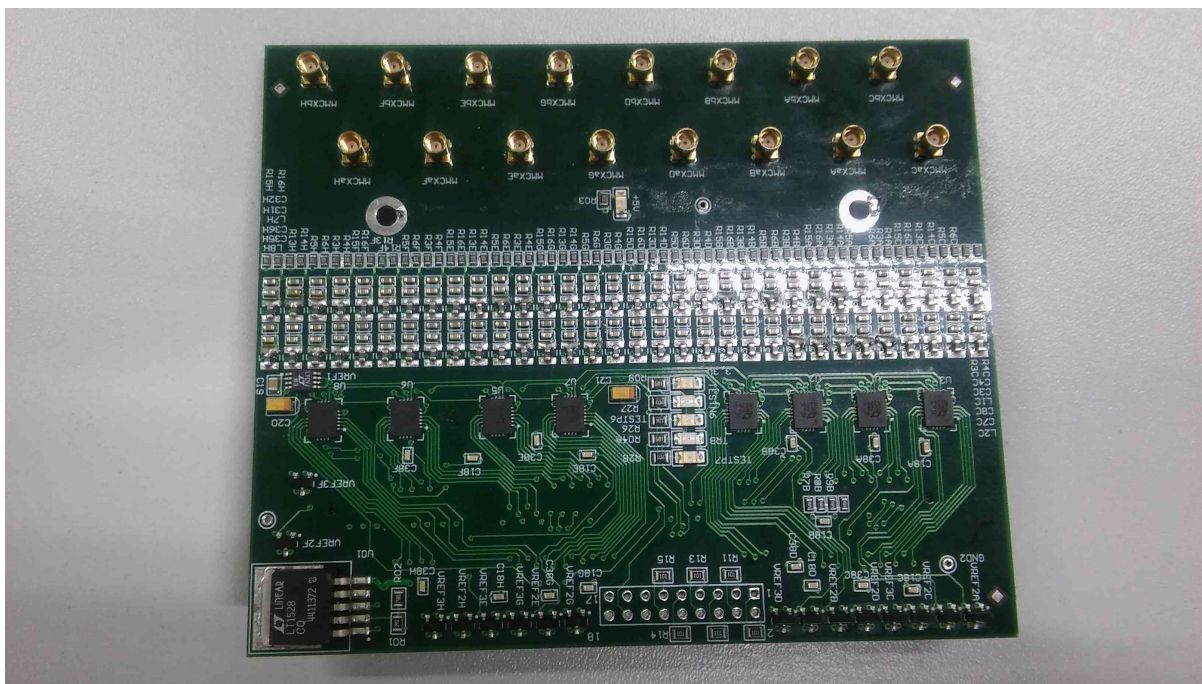


Rysunek 6.2: Diagram pomiaru czasu przy wykorzystaniu łańcucha elementów opóźniających. Rysunek został zaadaptowany z artykułu [50].

6.2 Wieloprogowy układ elektroniki odczytu

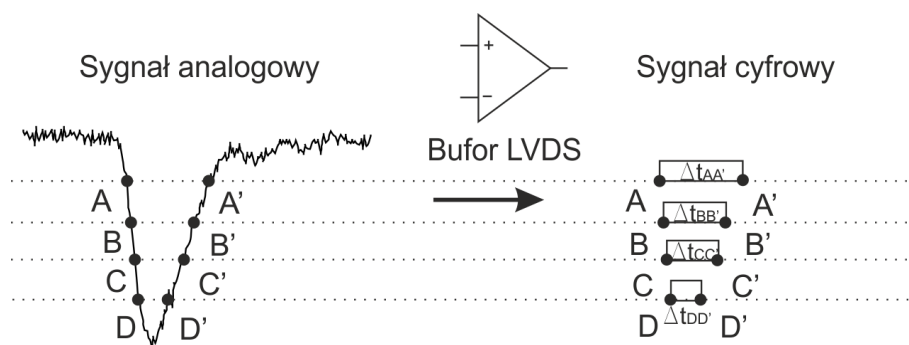
Opisana w poprzednim podrozdziale płyta TRBv3 jest odpowiedzialna za konwersję informacji z sygnałów analogowych na formę cyfrową oraz akwizycję danych. Pomędzy nią, a fotopowielaczami istnieje jeszcze jeden element, który jest niezbędny do przetwarzania sygnałów analogowych na cyfrowe. Jest to analogowo-cyfrowy układ elektroniki odczytu, który umożliwia pomiar jednego sygnału wejściowego na wielu progach MVT (z ang. Multi-Voltage Threshold). Rozwiązanie stało-progowe opiera się na użyciu bufora LVDS jako komparatora sygnału [50, 56]. Zdjęcie układu elektroniki odczytu wykonanego dla detektora J-PET jest pokazane na Rys 6.3.

W typowym zastosowaniu bufor LVDS są używane do transmisji sygnałów cyfrowych. W komparatorze LVDS porównywana jest para sygnałów. Gdy jeden z



Rysunek 6.3: Zdjęcie wieloprogowego układu elektroniki odczytu.

nich jest większy od drugiego, otrzymujemy logiczną "1", natomiast w przeciwnym wypadku "0". Standardowo tego typu bufony są używane przy przesyłaniu danych z wysoką przepustowością (Gbit/s).



Rysunek 6.4: Schemat działania bufora LVDS dla przykładowego sygnału z fotopielacza. Sygnał jest próbkowany w domenie napięciowej na czterech progach na zboczu narastającym i opadającym. Pozwala to na otrzymanie wartości czasu, dla której sygnał przekroczył próg na obu zboczach.

W układzie MVT komparatory LVDS są używane w niestandardowy sposób. Każdy kanał wejściowy modułu elektroniki odczytu jest rozdzielany pasywnie na cztery sygnały, które są następnie ponownie wzmacniane 21 dB przez wzmacniacz

ABA-51563 [57]. W rezultacie sygnał jest wzmacniany ponad dwa razy. Dzięki temu każdy sygnał może być mierzony na czterech różnych progach. Próbkowanie dla pojedynczego progów w układzie MVT opiera się na użyciu bufora LVDS jako komparatora sygnału, który służy do porównywania sygnału wejściowego z poziomem odniesienia ustawionego progów. W momencie przecięcia się sygnałów jest zmieniana wartość logiczna zwracana przez bufor. Zakres pracy buforów jest zazwyczaj w granicach od 0 do 2 V. Ze względu na mierzenie ujemnych sygnałów pochodzących z fotopowielaczy, linia bazowa została przesunięta na górną granicę zakresu pracy buforów w celu ich poprawnego działania. Działanie bufora w układzie MVT jest schematycznie przedstawione na Rysunku 6.4.

6.3 Kalibracja elektroniki odczytu

Elektronika odczytu, jak każdy układ pomiarowy wymaga kalibracji. Omówiona tutaj zostanie nieliniowość różniczkowa czasu propagacji sygnału w układzie TDC. Wytlumaczone zostanie jak określić prawdziwą wartość czasu nad progiem oraz wyznaczyć wartości opóźnień fizycznego układu bramek. Na koniec opisana zostanie kalibracja ładunkowa elektroniki odczytu.

6.3.1 Nieliniowość różniczkowa w układzie TDC

Zanim przejdziemy do opisu problemu nieliniowości, warto wytłumaczyć dokładnie na jakiej zasadzie wykonywany jest pomiar czasu.

Architektura TDC, służąca do pomiaru czasu składa się ze zgrubnego licznika (z ang. coarse counter) oraz dokładnego pomiaru czasu (z ang. fine time). Jeden okres licznika zgrubnego wynosi 5 ns. Każdy przedział 5 ns jest dodatkowo mierzony przy użyciu dokładnego pomiaru czasu przez 500 elementów linii opóźniającej. Przeliczając, uzyskuje się dokładność pomiaru czasu na poziomie 10 ps.

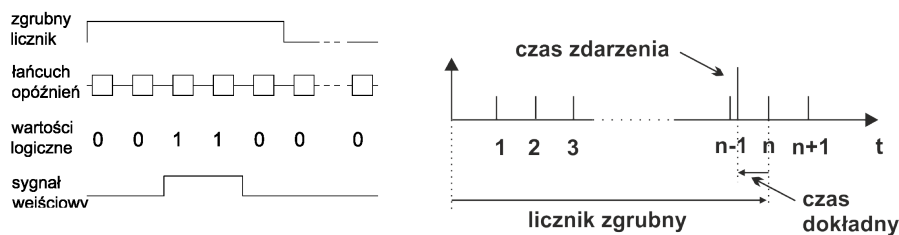
Podczas pomiarów wykorzystywany jest ciągły tryb wyzwalań. Zaletą takiego pomiaru jest to, że mierzony jest czas każdego sygnału, który przychodzi, bez czasu martwego. Każdy element linii opóźniającej przechowuje informację logiczną, czy w oknie czasowym tego elementu, był impuls na wejściu (logiczna wartość 1), czy też nie (logiczna wartość 0). Jest to przedstawione na Rysunku 6.5a. Następnie ta informacja jest używana do określenia dokładnego czasu przyścia impulsu. Wartości logiczne na elementach opóźniających są odczytywane w momencie zamknięcia się okresu zegara licznika zgrubnego (zobocze narastające), a następnie są one zerowane w celu umożliwienia wykonania kolejnego pomiaru.

Całkowity czas zdarzenia jest złożeniem licznika zgrubnego i dokładnego pomiaru czasu. Sumowana jest liczba przedziałów o okresie 5 ns, łącznie z przedziałem,

w którym nastąpiło zdarzenie, a następnie odejmowana jest wartość dokładnego czasu pomiaru (t_d) względem końca przedziału licznika czasu zgrubnego (t_z)

$$t = n \cdot t_z - t_d, \quad (6.1)$$

gdzie n to liczba okresów licznika zgrubnego, liczona od początku pomiaru. Dzieje się tak, gdyż odczyt wartości logicznych z elementów opóźniających jest wykonywany w momencie zamknięcia się danego okresu licznika zgrubnego, gdy jest pewne, że żadna wartość logiczna na elementach opóźniających nie ulegnie już zmianie. Jest to przedstawione graficznie na Rysunku 6.5b.



(a) Symbolicznie przedstawiony łańcuch opóźnień. (b) Sposób obliczania czasu zdarzenia.

Rysunek 6.5: Rysunek po lewej stronie schematycznie przedstawia elementy łańcucha opóźnień używane do określania czasu zdarzeń w ramach jednego okresu licznika zgrubnego. Dodatkowo przedstawione są wartości logiczne przechowywane przez elementy opóźniające, gdy w okresie licznika pojawił się sygnał. Prawa strona przedstawia graficznie Wzór 6.1, na podstawie którego, obliczany jest czas pojedynczego zdarzenia. Numeracja pod osią czasu odnosi się do liczby okresów licznika zgrubnego.

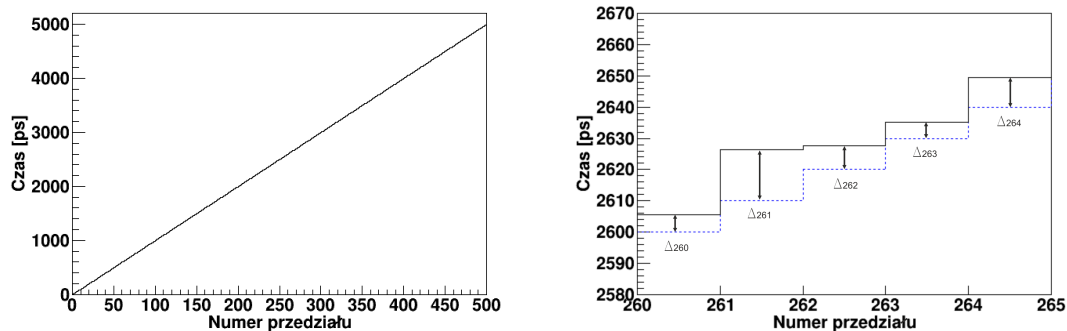
Pomiar czasu przy wykorzystaniu układów FPGA opiera się na opóźnieniu sygnałów wynikającym z ich propagacji poprzez poszczególne elementy łańcucha opóźnień. W zależności od liczby elementów, przez które przebiegł sygnał do momentu pomiaru, otrzymujemy różne wartości czasu i przy obliczaniu interwału czasu zakładamy, że jest on proporcjonalny do liczby elementów łańcucha opóźnień, przez które propagował się sygnał. Taki pomiar jest poprawny przy założeniu, że czas propagacji sygnału przez wszystkie elementy łańcucha jest taki sam. Niestety nie jest to zawsze prawdą. Problem taki nazywamy nieliniowością różniczkową czasu propagacji sygnału w układzie TDC. Jest to jeden z czynników, które pogarszają rozdzielczość pomiaru czasu. Poziom nieliniowości dla poszczególnych elementów jest zależny od temperatury i fluktuacji napięcia na elementach elektronicznych podczas pracy układu. Rozwiązaniem tego problemu są częste kalibracje.

Metoda kalibracji TDC pod kątem nieliniowości różniczkowej czasu propagacji jest opisana w artykułach [52, 58]. Polega ona na podaniu na wejście TDC dużej

liczby sygnałów. Zakładając, że sygnały wejściowe są przypadkowe i nieskorelowane z sygnałem zegara, powinny one mieć rozkład jednorodny w przedziale dokładnego czasu pomiaru. Na tej podstawie tworzony jest histogram liczby zdarzeń w funkcji numeru elementu łańcucha opóźnień (Rysunek 6.6). Liczba elementów łańcucha opóźnień odpowiada liczbie przedziałów. Wtedy szerokość przedziału można policzyć ze wzoru:

$$BW = n \cdot \frac{T_0}{N}, \quad (6.2)$$

gdzie n to liczba zarejestrowanych zdarzeń w danym przedziale, N to całkowita liczba zdarzeń oraz T_0 to przedział czasu jaki pokrywa łańcuch opóźnień. Na tej podstawie jest tworzony histogram czasu w funkcji numeru przedziału jako suma czasów opóźnień na poszczególnych elementach, zaczynając od początku łańcucha, aż do danego elementu. Histogram ten pozwala na obliczenie czasu przy uwzględnieniu doświadczalnie wyznaczonych opóźnień na każdym elemencie łańcucha. Przykładowy histogram korekcji na nieliniowość TDC jest pokazany na Rysunku 6.6.



(a) Histogram kalibracyjny.

(b) Przybliżenie fragmentu histogramu kalibracyjnego.

Rysunek 6.6: Po lewej stronie jest przykładowy histogram kalibracyjny tworzony pod kątem nieliniowości różniczkowej czasu propagacji sygnału w układzie TDC. Po prawej natomiast zbliżenie wraz z zaznaczeniem linii odniesienia (niebieska, przerywana) względem której wyliczane są poprawki (Δ_i) do wartości czasów przychodzących zdarzeń.

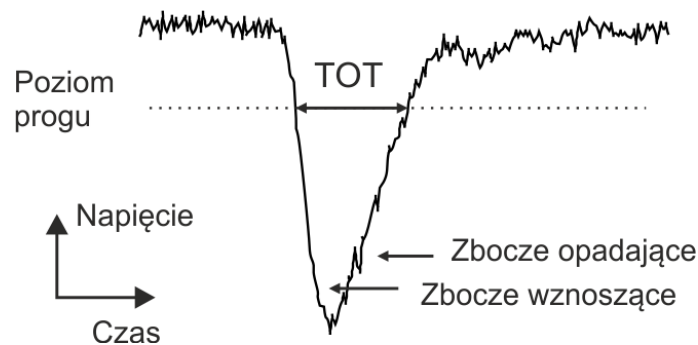
W przypadku idealnych elementów, posiadających takie samo opóźnienie, histogram powinien układać się w łamaną linię o takiej samej różnicy w wysokości dla każdego kolejnego przedziału (niebieska przerywana linia na Rysunku 6.6b). Jak można jednak zauważyć na tym rysunku, różnica pomiędzy przedziałami może mieć

różne wartości, co jest przejawem występowania nieliniowości na elementach łańcucha opóźnień. Histogram wspomniany powyżej jest tworzony dla każdego łańcucha opóźnień, przez który przepuszczane są sygnały oraz zapisywany i przechowywany w celu wykorzystywania zawartej w nim informacji do korekcji mierzonych sygnałów. Po wykonaniu pomiaru, czasy przychodzących zdarzeń z danych eksperymentalnych, są korygowane o różnicę w wysokościach dla każdego przedziału (i) z histogramu zmierzonego względem referencyjnego (Δ_i) zgodnie z utworzonymi histogramami kalibracyjnymi.

6.3.2 Wzorcowanie czasu nad progiem - TOT (Time Over Threshold)

Chcąc uzyskiwać informację o wielkości sygnału, w oparciu o pomiar czasu, wykorzystuje się informację o tym, jak długo sygnał był powyżej zadanego progu. W Sekcji 5.4 zostało pokazane, że wraz z rosnącym ładunkiem sygnału, rośnie jego szerokość, a tym samym czas, gdy napięcie sygnału przekraczało ustawiony wcześniej próg. Przy takim pomiarze potrzebna jest informacja o dwóch czasach:

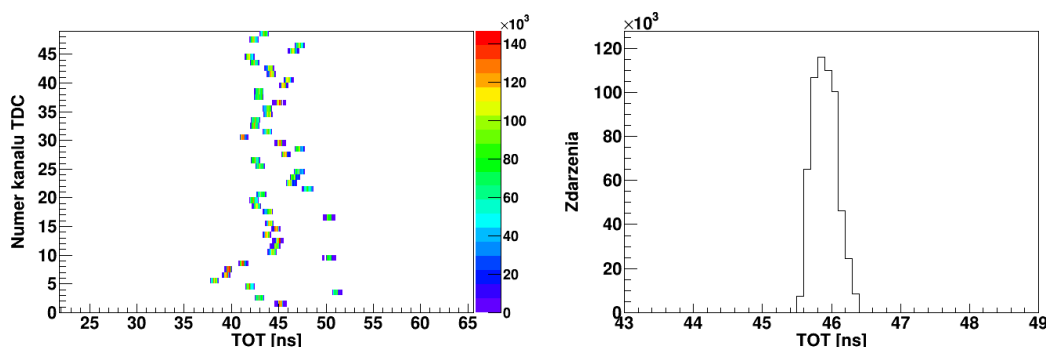
- czas, gdy zbocze wznoszące przekroczyło poziom progu
- czas, gdy zbocze opadające znalazło się poniżej poziomu progu



Rysunek 6.7: Dla przykładowego sygnału z fotopowielaczy zaznaczona jest graficznie wartość TOT. Sygnał był zmierzony za pomocą oscyloskopu LeCroy SDA6000A [42].

Podkreślić należy, że obserwowane sygnały miały ujemną amplitudę. Różnica, tych dwóch czasów daje nam informację, jak długo sygnał przebywał nad poziomem progu. Graficznie TOT jest zaznaczony dla przykładowego sygnału na Rysunku 6.7.

Ze względu na bardzo krótkie sygnały z użytych scyntylatorów i fotopowielaczy (rzędu ns), których mierzenia wymaga się od płyt TRBv3, zostało celowo wprowadzone opóźnienie przy pomiarze zbocza opadającego. W TDC, dla każdego kanału, został zaimplementowany łańcuch elementów opóźniających, przez które musi



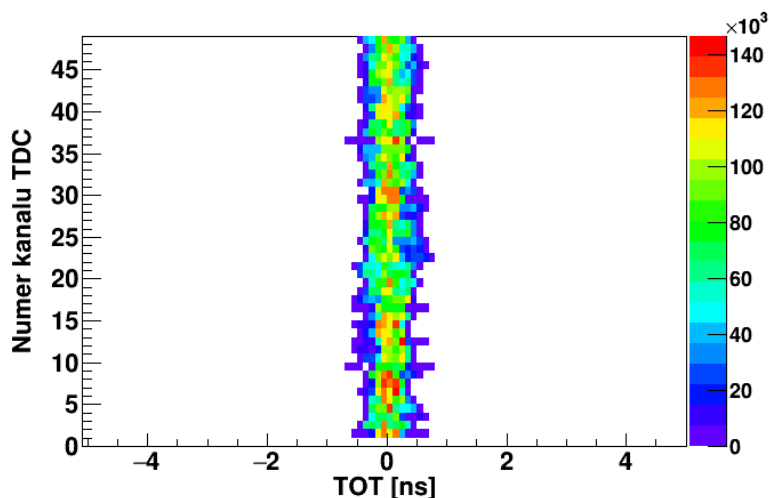
(a) Zmierzone czasy opóźnień TOT dla numerów kanałów.

(b) Rozkład czasów opóźnień dla przykładowego kanału.

Rysunek 6.8: Zmierzone czasy opóźnień zbocza opadającego w stosunku do zbocza narastającego dla wszystkich kanałów pomiarowych z jednego TDC (po lewej), oraz przykładowy rozkład czasów zmierzonych dla jednego kanału pomiarowego (po prawej). Widoczny przybliżony kształt rozkładu normalnego tych czasów, uzasadnia stosowanie średniej arytmetycznej z rozkładu jako stałej kalibracyjnej czasu opóźnienia.

przejsić sygnał zbocza opadającego. Skutkuje to sztucznym rozciągnięciem sygnału, umożliwiającym pomiar bardzo wąskich sygnałów. Ponieważ elementy, z których zostały zmontowane płyty TRBv3, nie są idealne, opóźnienia na różnych kanałach TDC mogą się lekko różnić między sobą. Sprawia to, że należy wykonać kalibrację elementów opóźniających zbocze opadające. Kalibrację taką można wykonać, używając dodatkowego oscylatora, który jest umieszczony na płycie TRBv3 i jest nieskorelowany z zegarem odpowiedzialnym za cykle sygnału wyzwającego. Pozwala on wpuszczać sygnał o szerokości 10 ns na każdy kanał pomiarowy. Dzięki temu możliwe jest jednoczesne zmierzenie szerokości sygnałów (TOT) dla wszystkich kanałów i znalezienie wartości parametrów kalibracyjnych opóźnień zbocza opadającego dla każdego kanału. Dwuwymiarowy histogram zależności czasu nad progiem od kanału pomiarowego pokazany jest na Rys 6.8a.

Na podstawie średniej ze zmierzonych wartości TOT dla każdego kanału pomiarowego, korygowane są wartości czasów zbocza opadającego sygnałów na danym kanale. Po uwzględnieniu, czyli odjęciu szerokości sygnału kalibracyjnego, na wszystkich kanałach czasy skorygowane powinny dawać wartości 0. Dowód poprawnego działania jest przedstawiony na Rysunku 6.9.

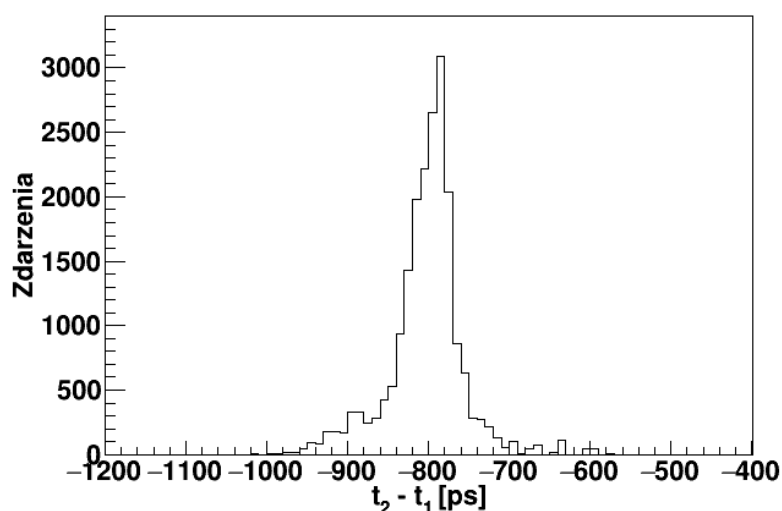


Rysunek 6.9: Zmierzone wartości czasów nad progiem po uwzględnieniu wyznaczonych w procesie kalibracji czasów opóźnień zbocza opadającego oraz szerokości sygnału kalibracyjnego. Tak jak można się spodziewać, po uwzględnieniu tych poprawek, wartości TOT układają się w okolicach wartości 0.

6.3.3 Kalibracja fizycznego rozmieszczenia łańcuchów opóźnień w FPGA

Jak już zostało opisane w sekcji 6.1, układ FPGA jest macierzą konfigurowalnych bloków logicznych, które można odpowiednio ustawiać poprzez wgranie do układu oprogramowania wbudowanego. Każda taka implementacja wykorzystuje elementy, które mają swoje konkretne miejsce w układzie FPGA. To, jakie jest fizyczne rozmieszczenie wykorzystywanych elementów, zależy bezpośrednio od implementacji. Zatem fizyczna droga, jaką musi pokonać sygnał wewnątrz układu FPGA, może być różna dla sygnałów, które są przetwarzane przez różne kanały TDC wgrane do układu FPGA. Sprawia to, że czasy tego samego sygnału, przetwarzanego na różnych kanałach TDC, mogą się różnić między sobą. Dodatkowo różnice czasowe mogą się pojawić ze względu na różne długości ścieżek na modułach elektroniki odczytu. Łącząc ze sobą oba te przyczynki, obserwowane różnice mogą być nawet rzędu nanosekund (Rysunek 6.10). Należy zatem przeprowadzić odpowiednią kalibrację, aby wyeliminować występowanie tego efektu.

Kalibracja była wykonywana przy użyciu generatora sygnałów Keysight 81160A [49]. Pojedynczy sygnał, o maksymalnej amplitudzie 5 V był rozdzielany, przy użyciu trójników terminowanych opornikami 50Ω , na 16 oddzielnych sygnałów, aby każdy sygnał wyjściowy miał taką samą amplitudę. Następnie sygnały te były wprowadzane na kanały wejściowe elektroniki odczytu wraz z przyporządkowanymi



Rysunek 6.10: Przykładowa różnica czasów ($\sigma = 28.8 \pm 2.6$ [ps]) zmierzona przy użyciu TDC wgranego na układ FPGA (w koincydencji została policzona różnica czasów t_1 oraz t_2).

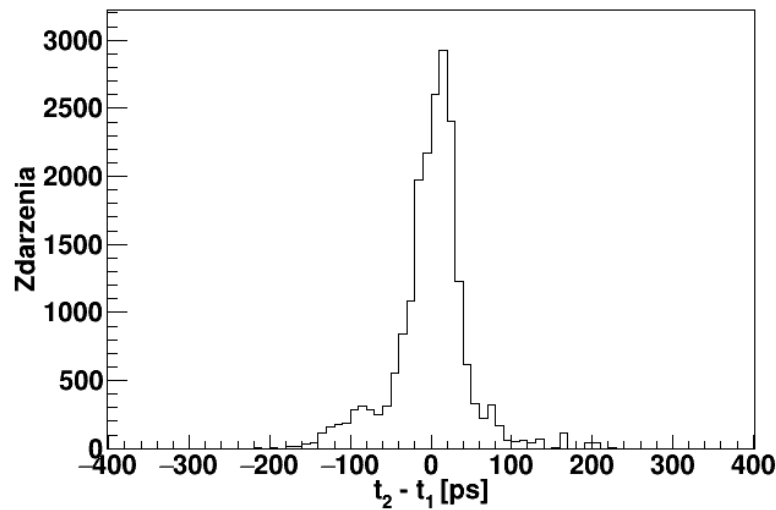
im kanałami TDC.

Czas przyjścia sygnału zawsze określany jest względem jakiegoś zadanego progu, który musiał przekroczyć dany sygnał. Aby uniknąć określania czasu przyjścia sygnału na różnym poziomie amplitudy sygnałów, a tym samym, aby wykonywana kalibracja była poprawna, wszystkie progi na kanałach wejściowych były ustawione na tej samej wartości. Sposób kalibracji progów na kanałach elektroniki odczytu jest opisany w sekcji 6.4.

Sam sposób rozdzielania sygnału może wprowadzać stałe, dodatkowe interwały czasowe do czasu wytworzenia sygnałów przez generator. Dlatego też przy użyciu oscyloskopu Keysight Infiniium S-Series DSO 4GHz [59] najpierw wyznaczono różnicę czasów między sygnałem uznany za referencyjny i wszystkimi pozostałymi sygnałami. Wyznaczone czasy zostały następnie uwzględnione podczas kalibracji kanałów wejściowych elektroniki odczytu.

Każda płyta elektroniki odczytu miała dwanaście działających kanałów wejściowych, do których były podłączane rozdzielone sygnały. Niewykorzystane sygnały były zwarte opornikami 50Ω , aby nie następowało odbicie sygnału. Dokonano kalibracji czterech modułów elektroniki odczytu. Kanał referencyjny był obrany na jednym z modułów i zawsze był podawany na niego sygnał, aby obliczać różnicę czasów zawsze względem tego samego kanału referencyjnego.

Po uwzględnieniu wyznaczonych stałych czasowych, różnica czasów dla różnych



Rysunek 6.11: Różnica czasów ($\sigma = 28.2 \pm 2.5$ [ps]) z Rysunku 6.10 po uwzględnieniu wyznaczonych stałych kalibracyjnych.

kanałów wejściowych, dla tego samego sygnału wejściowego powinna być w okolicach 0. Jest to zgodne z uzyskanym wynikiem różnicy czasów dla przykładowego kanału względem kanału referencyjnego przedstawionego na Rysunku 6.11.

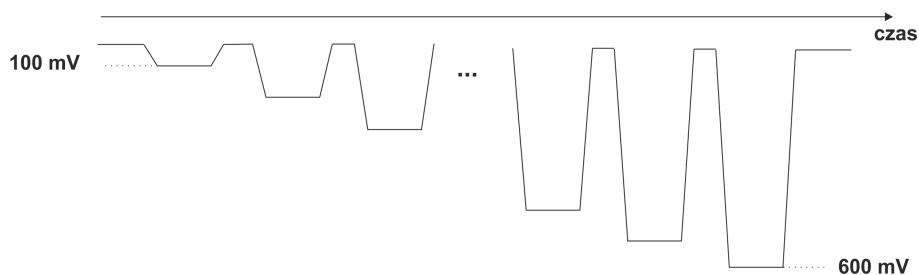
6.4 Wzorcowanie wartości progów

Progi wyzwalające na płycie elektroniki odczytu są ustawiane za pomocą układu DAC (z ang. Digital-to-Analog Converter). Jego zadaniem jest przetworzenie informacji w formie cyfrowej, na sygnał analogowy. Sygnał ten następnie jest podawany na jedno wejście bufora LVDS i służy jako napięcie odniesienia. Na drugie wejście podawany jest sygnał z fotopowielaczy. Bufor LVDS porównuje ze sobą napięcie analogowego sygnału wejściowego z fotopowielaczy oraz poziom sygnału z DAC, na którym chcemy ustawić próg. W momencie przecięcia się ze sobą tych poziomów, wysyłany jest sygnał cyfrowy informujący, że sygnał wejściowy przekroczył zadaną wartość progu.

Aby móc ustawiać próg na zadanym poziomie, układ DAC musiał zostać wykalibrowany. Zostało to zrobione przy użyciu generatora impulsów Keysight 81160A [49]. Na każdy kanał elektroniki odczytu była wielokrotnie wysyłana z generatora sekwencja pulsów o zmiennej amplitudzie pokazana schematycznie na Rysunku 6.12.

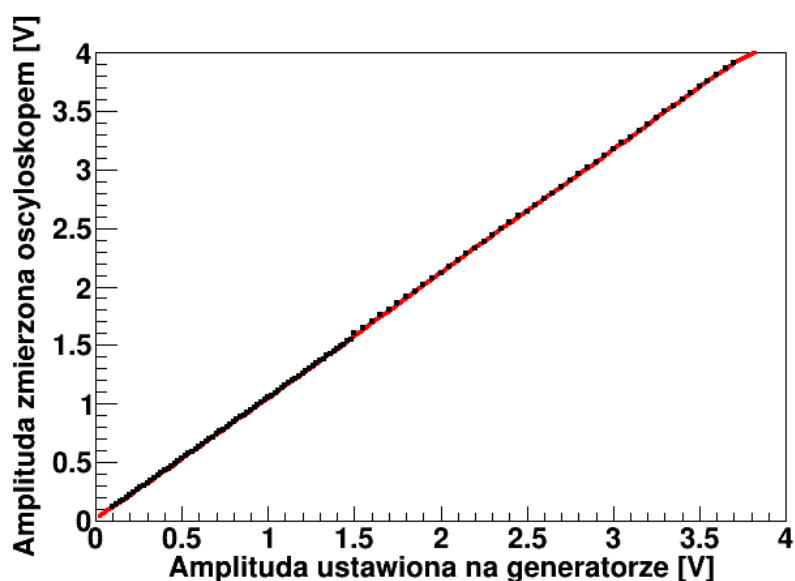
Parametry pulsów w sekwencji są następujące:

- amplituda: zmienna od 100 mV do 600 mV z krokiem 10 mV



Rysunek 6.12: Przedstawiony jest początek i koniec sekwencji z generatora sygnałów używanej do kalibracji progów elektroniki odczytu.

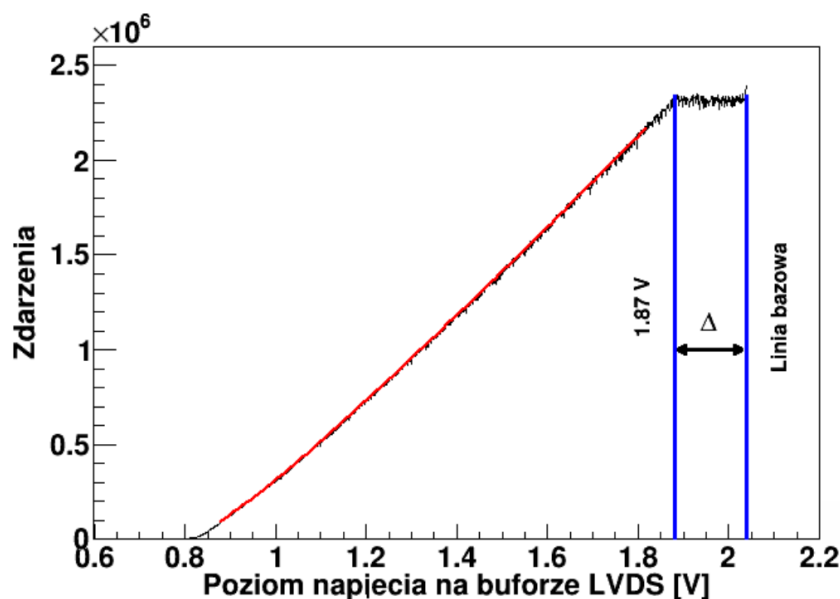
- czas narastania: 1 ns (10% – 90% amplitudy)
- czas opadania: 1 ns (10% – 90% amplitudy)
- szerokość sygnału: 4 ns (czas od początku narastania sygnału do momentu gdy zaczął opadać)



Rysunek 6.13: Zależność amplitudy zmierzonej od ustawionej na generatorze. Do punktów pomiarowych dopasowano zależność liniową w celu uwzględnienia kalibracji generatora przy ustalaniu wartości progów. Parametry dopasowanej prostej są podane w tekście.

Przed rozpoczęciem kalibracji elektroniki odczytu, należało się upewnić, że amplituda sygnałów podawanych przez generator odpowiada żądanej wartości. W tym celu zbadano serię pulsów z generatora przy użyciu oscyloskopu Keysight Infiniium

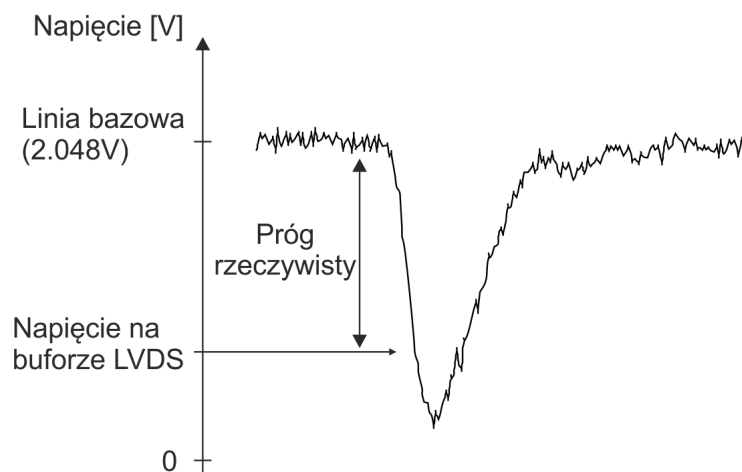
S-Series DSO 4GHz [59]. Zależność amplitudy mierzonej od generowanej jest przedstawiona na Rysunku 6.13, gdzie dopasowano prostą o wzorze $y = P_0 + P_1x$ z parametrami $P_0 = 0.00461 \pm 0.00068$ [V] oraz $P_1 = 1.05482 \pm 0.00056$. Na tej podstawie stwierdzono niewielkie odstępstwo ustawianej amplitudy sygnałów od amplitudy sygnałów generowanych.



Rysunek 6.14: Zależność liczby zliczeń od wartości ustawionego napięcia na buforze LVDS. Linia bazowa została przesunięta do poziomu 2.048 V. Dlatego dla ujemnych sygnałów mniejsza wartość progu oznacza próg przyłożony na wyższej amplitudzie sygnału. W celu opisanego zależności liczby zliczeń od napięcia na buforze, do danych został dopasowany wielomian 5-go stopnia (zaznaczony czerwoną linią). Część płaska wykresu powyżej 1.87 V odpowiada za poziom progu, dla którego zaobserwowane zostały wszystkie pulsy z pojedynczej sekwencji.

W czasie podawania sekwencji pulsów z generatora na elektronikę odczytu, zmieniany był poziom napięcia na buforze LVDS i zbierana była liczba sygnałów, które przekroczyły ten poziom. Przykładowa zależność liczby sygnałów zaakceptowanych w funkcji poziomu napięcia na buforze LVDS jest przedstawiona na Rysunku 6.14. Sygnały otrzymywane z fotopowielaczy mają ujemną amplitudę. Ze względu na użycie standardu LVDS, poziom wyzwalania musiał być ustawiany na dodatnich wartościach. Dlatego też, aby móc przykładać próg na sygnale o ujemnej amplitudzie, poziom bazowy sygnału został przesunięty do wartości 2.048 V. Dzięki temu sygnały o ujemnej amplitudzie pozostają w domenie dodatnich napięć i możliwe jest ustawianie progu na ujemnych sygnałach. Przesunięcie linii bazowej sygnałów, na-

rzucone przez standard LVDS, może wprowadzać zamieszanie. Dlatego też, w celu objaśnienia używanego nazewnictwa, zostało ono zaznaczone graficznie na Rysunku 6.15.

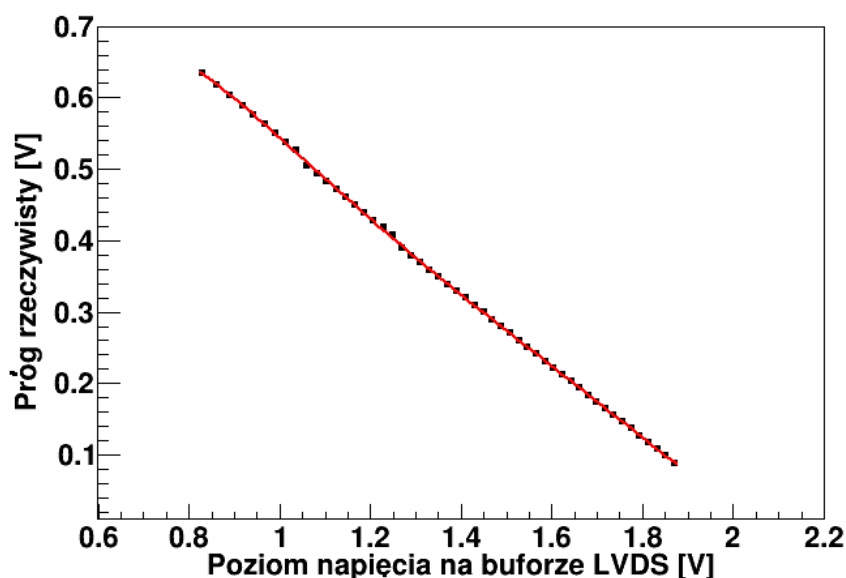


Rysunek 6.15: Graficznie przedstawione definicje odnoszące się do wzorcowania wartości progów, na przykładzie pojedynczego sygnału.

Pomiar, którego przykładowy wynik przedstawiony jest na Rysunku 6.14, wykonany był dla wszystkich kanałów wejściowych elektroniki odczytu. Liczba sekwencji pulsów, która była wysłana przez generator w czasie pomiaru jednej z wartości ustalonego napięcia na buforze LVDS, może być policzona na podstawie liczby zliczeń w płaskiej części wykresu (Δ na Rysunku 6.14). Jest to obszar, w którym zarejestrowano wszystkie wygenerowane pulsy z sekwencji. Wartość napięcia na buforze LVDS równa 1.87 V odpowiada punktowi, dla którego ustawiony próg przestaje obserwować puls o najmniejszej amplitudzie z sekwencji (100 mV). Łącząc ze sobą informacje o liczbie pulsów w sekwencji, liczbie zliczeń dla wszystkich zaobserwowanych pulsów z sekwencji oraz punkcie gdy najniższy puls przestaje być obserwowany, można obliczyć, ile pulsów z sekwencji zostało zarejestrowanych na progu o danej wartości napięcia oraz które z pulsów były rejestrowane przez ustawiony próg. Tym samym możliwe jest przeliczenie poziomu napięcia ustawianego na buforze LVDS na rzeczywisty próg przykładany do sygnału. Przykładowy wynik w zakresie dopasowanej krzywej (Rysunek 6.14) jest przedstawiony na Rysunku 6.16.

6.5 Wyznaczenie dokładności ustawiania progów

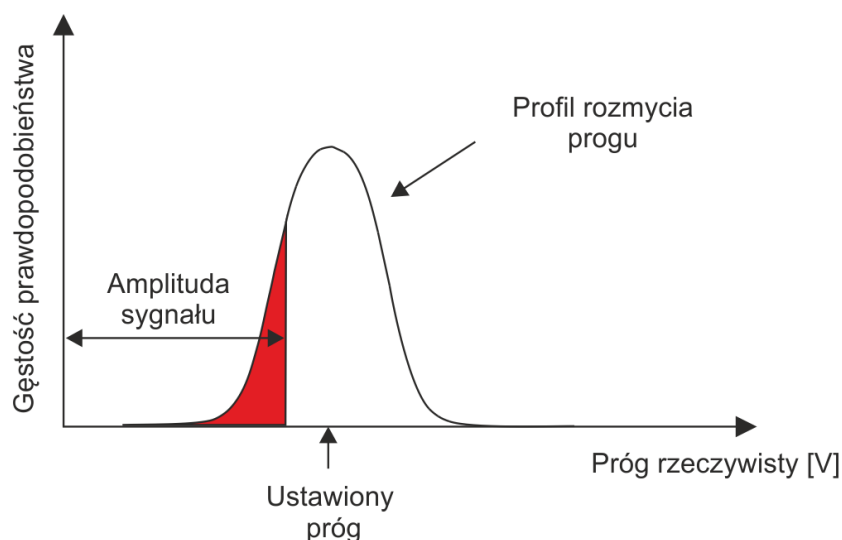
Rozmycie napięcia ustawianego na buforze LVDS została zbadana przy użyciu pojedynczego pulsu o zadanej amplitudzie wpuszczanego na kanał wejściowy elektroniki odczytu. Dla stałego interwału czasu został przeprowadzony pomiar liczby zli-



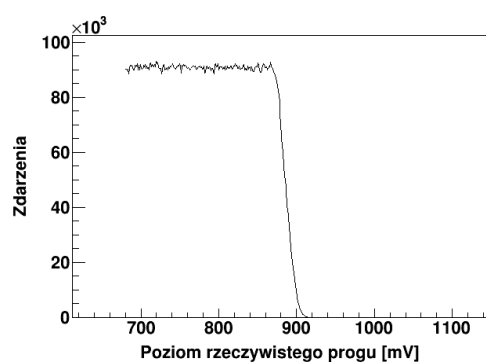
Rysunek 6.16: Zależność wartości ustawionego progu na buforze LVDS od amplitudy pulsu z generatora, który przestawał być widoczny. Dopasowany wielomian 5-go stopnia (ciągła, czerwona linia) pozwala otrzymać zależność funkcjonalną umożliwiającą na ustawianie progu na danej wartości amplitudy sygnału wejściowego.

czeń sygnałów wejściowych o stałej amplitudzie, które przekroczyły poziom napięcia na buforze LVDS w funkcji przyłożonego progu rzeczywistego. Dla przypadku, gdy próg był znacznie mniejszy niż amplituda sygnału, wszystkie sygnały przekraczały ustawiony poziom progu. W momencie zbliżania się poziomemu progu do amplitudy sygnału, liczba zliczeń malała, aż do momentu, gdy żaden z pulsów nie przekraczał poziomu progu.

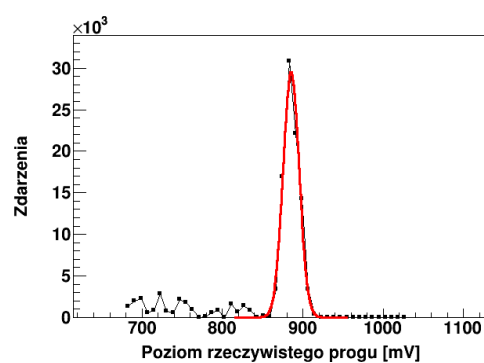
Wartość progu również możemy ustawić ze skończoną dokładnością i pewnym rozmyciem. Kiedy ustawiamy wartość progu znacząco poniżej wartości amplitudy, to wszystkie zdarzenia zostają zaakceptowane przez wartość progu. Gdy dla stałej wartości amplitudy impulsu, zaczynamy zbliżać wartość ustawionego progu do wartości amplitudy impulsu, to zaczynamy obserwować, że część impulsów jest traconych. Nie są one akceptowane jako sygnały, które przekroczyły wartość progu. Liczba akceptowanych impulsów maleje aż do momentu, gdy żaden z nich nie jest akceptowany. Takie zachowanie można tłumaczyć istnieniem rozmycia ustawianej wartości progu. Jedno konkretne ustawienie poziomu progu blisko amplitudy sygnałów wraz z zaznaczeniem części sygnałów, które były akceptowane jest przedstawione na Rysunku 6.17. Przykładowy przebieg liczby zliczeń w funkcji ustawionej wartości rzeczywistego progu jest przedstawiony na Rysunku 6.18a. Zatem liczba zdarzeń za-



Rysunek 6.17: Graficznie przedstawione jest występowanie rozkładu gęstości prawdopodobieństwa występowania danej wartości progu przy zadanej wartości progu ustawionym. Zacięniowany obszar przedstawia symbolicznie liczbę zdarzeń o danej amplitudzie, które zostaną zaakceptowane przez daną wartość progu.



(a) Rozmycie progu.



(b) Różniczka z rozmycia progu.

Rysunek 6.18: Lewa strona przedstawia liczbę zaakceptowanych zliczeń dla przykładowego progu elektroniki odczytu, gdy podawany był z generatora impuls o stałej amplitudzie i zmieniana była wartość ustawionego progu. Na tej podstawie policzona została różniczka z liczby zliczeń (prawy rysunek). Rozkład normalny uzyskanego profilu potwierdzony jest dopasowaniem krzywej Gaussa do danych (ciągła czerwona linia). Na podstawie dopasowania możliwe jest ustalenie rozmycia profilu ustawianej wartości progu.

rejestranych przy danym ustawieniu progu i zadanej amplitudzie sygnału wejściowego będzie proporcjonalna do dystrybuanty rozkładu gęstości prawdopodobieństwa

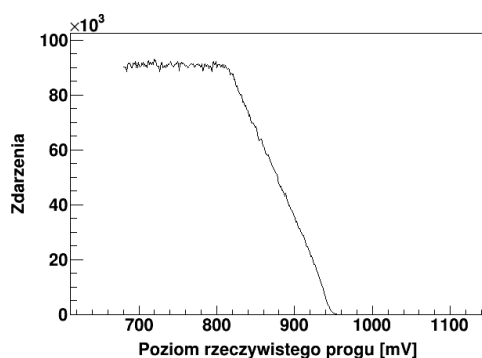
profilu.

Oznacza to, że nasz profil możemy traktować jako funkcję gęstości prawdopodobieństwa. Możemy przyjąć, że dla każdego bufora LVDS istnieje charakterystyczny rozkład gęstości prawdopodobieństwa występowania danej wartości progu przy zadanym progu ustawionym. Jest to przedstawione na Rysunku 6.17.

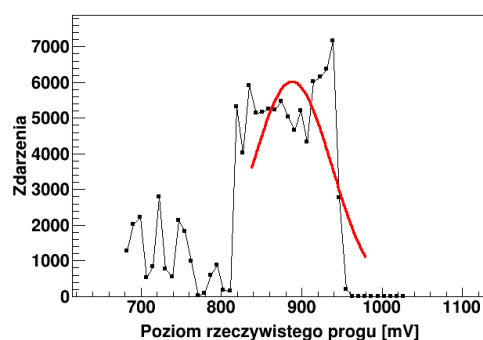
Licząc różniczkę z dystrybuanty otrzymujemy funkcję gęstości prawdopodobieństwa. Analogicznie, dla przypadku ustawianego progu, licząc różniczkę z liczby zaobserwowanych zdarzeń (Wzór 6.3), powinniśmy otrzymać profil wartości ustawianego progu.

$$N(\text{amplituda}) = N_0 \int_{-\infty}^{\text{amplituda}} \text{profil}(V) dV, \quad (6.3)$$

gdzie N_0 oznacza liczbę wszystkich generowanych sygnałów. Taka różniczka z Rysunku 6.18a jest przedstawiona na Rysunku 6.18b. Jak widać, z dopasowanej krzywej Gaussa, profil ma rozkład normalny, dzięki czemu bezpośrednio, na podstawie dopasowania można określić rozmycie ustawianej wartości progu.



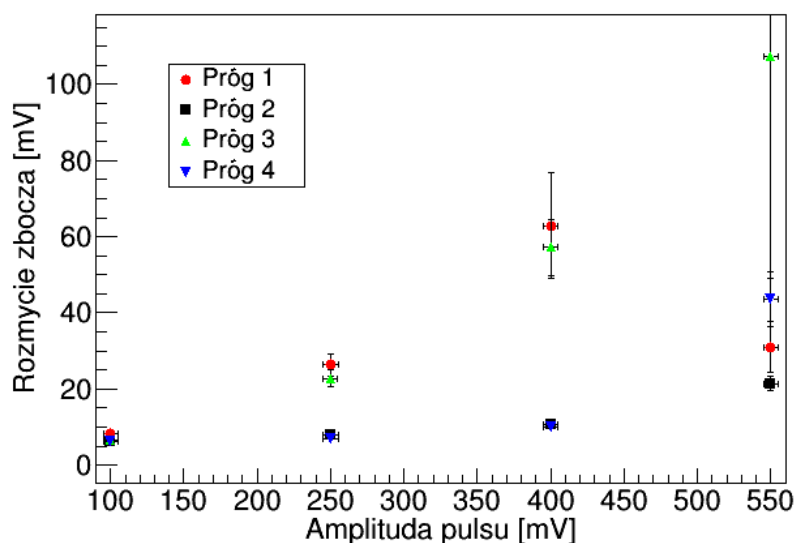
(a) Rozmycie progu.



(b) Różniczka z rozmycia progu.

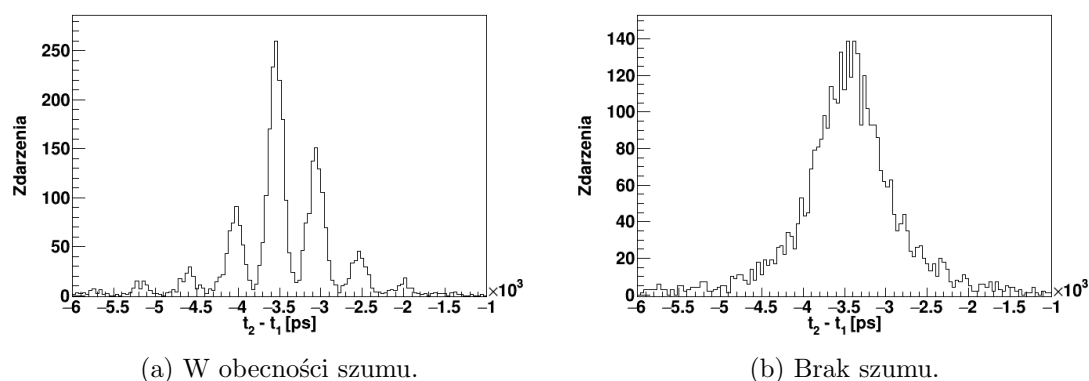
Rysunek 6.19: Analogicznie do Rysunku 6.18, przedstawione są tu liczba zliczeń w funkcji wartości ustawionego progu dla stałego sygnału wejściowego (lewa strona) oraz różniczka z liczby zliczeń (prawa strona). Widać tutaj, że dla tego progu, różniczka z liczby zliczeń nie ma kształtu rozkładu normalnego, który próbowano dopasować.

Niestety nie wszystkie progi zachowują się w ten sposób. Jak widać na Rysunku 6.19 część profili nie ma kształtu rozkładu normalnego. Jednak wtedy parametr rozmycia jest znacząco większy w porównaniu z profilem, który ma kształt rozkładu normalnego, co również daje nam informację, że ten próg nie zachowuje się zbyt dobrze, a zatem niepewność jego ustawienia jest znacząco większa.



Rysunek 6.20: Zależność rozdzielczości progów dla przykładowego kanału wejściowego na płycie elektroniki odczytu w funkcji amplitudy sygnału wejściowego. Rozdzielczość, to wartość parametru σ z dopasowania krzywej Gaussa do różniczki z liczby zliczeń, której przykłady pokazane są na Rysunku 6.18b, 6.19b. Dla progów 2 i 4, dla których różniczka z liczby zliczeń, przyjmuje kształt rozkładu normalnego wykazują niewielką zależność rozdzielczości progów od amplitudy wejściowej sygnału. Rozrzut pozostałych progów (1 i 3) wskazuje na kształt różniczki z liczby zliczeń, różny od rozkładu normalnego.

Na Rysunku 6.20 przedstawiona jest rozdzielczość progów dla przykładowego kanału wejściowego na płycie elektroniki odczytu. Zbadano tutaj zależność rozdzielczości rozumianej jako wartość parametru σ z dopasowania krzywej Gaussa do różniczki z liczby zliczeń (np. Rysunek 6.18b) w funkcji amplitudy sygnału wejściowego. Część progów (2 i 4) wykazuje niewielką zależność rozdzielczości od amplitudy sygnału. Są to progi, których różniczka z liczb zliczeń przedstawionej przykładowo na Rysunku 6.18a przyjmuje kształt rozkładu normalnego. Pozostałe progi, których wartości σ są większe i wykazują większy rozrzut w zależności od amplitudy sygnału, mają kształt profilu progów różny od rozkładu normalnego.



Rysunek 6.21: Widma różnicy czasów sygnałów pochodzących od nieskolimowanego źródła oświetlającego moduł detekcyjny. Lewy rysunek przedstawia sytuację, gdy sygnał wejściowy był zaburzany niepożądanym sinusoidalnym szumem, co skutkowało wyraźnie widoczną periodyczną strukturą. Prawa strona przedstawia ten sam pomiar, po wyeliminowaniu szumu.

6.6 Działanie elektroniki odczytu w obecności sinusoidalnego szumu

Podczas użytkowania elektroniki odczytu specjalnie projektowanej dla projektu J-PET trudno ustrzec się nieoczekiwanych problemów związanych z działaniem prototypów. Jednym z takich problemów było wzbudzenie się użytych wzmacniaczy sygnału [57]. Powodowało to pojawienie się sygnału sinusoidalnego o częstotliwości około 2.4 GHz na wejściu kanałów, który zaburzał sygnały wejściowe. Oprócz samego zaburzania sygnałów, objawiało się to pojawianiem periodycznej struktury na rejestrowanych widmach różnicy czasu. Przykład takiego widma jest pokazany na Rysunku 6.21a. Podobne periodyczne struktury na widmach czasowych były obserwowane również przez inne grupy badawcze [60].

Rozwiązaniem tego problemu było ograniczenie amplitudy obserwowanych szumów. Zostało to zrealizowane poprzez zamontowanie kondensatorów na wejściu kanałów elektroniki odczytu, których zadaniem było tłumienie sygnałów o bardzo wysokiej częstotliwości oraz nałożeniem taśmy przewodzącej [61] w celu ekranowania cewek znajdujących się na modułach elektroniki odczytu. Rozwiązania te wyeliminowały szumy na części kanałów, a na pozostałych znacząco obniżyły amplitudę obserwowanych szumów. Widmo różnicy czasów po wyeliminowaniu szumu sinusoidalnego jest widoczne na Rysunku 6.21b.

7 Synchronizacja czasowa

W poprzednim rozdziale została opisana kalibracja elektroniki odczytu używanej w przygotowanym w ramach tej pracy prototypie tomografu pozytonowego J-PET. Aby możliwa była rekonstrukcja miejsca interakcji kwantu gamma ze scyntylatorem, a także miejsca anihilacji elektronu z pozytonem potrzebna jest jeszcze synchronizacja czasowa obserwowanych sygnałów uwzględniająca geometryczne ułożenie modułów detekcyjnych a także długości ścieżek oraz kabli, którymi propagują się sygnały.

7.1 Idea synchronizacji czasowej przy wykorzystaniu promieniowania kosmicznego oraz detektora referencyjnego

Synchronizacja czasowa prototypu tomografu J-PET została podzielona na trzy oddzielne etapy:

- zestrojenie czasowe pojedynczego modułu detekcyjnego,
- synchronizacja czasowa ścieżek odpowiadających różnym progom,
- koordynacja czasowa wszystkich modułów detekcyjnych.

Synchronizacja czasowa pojedynczego modułu uwzględnia różne długości ścieżek na elektronice odczytu oraz kabli, którymi propagują się sygnały. Opiera się ona o opatentowaną metodę wykorzystującą promieniowanie kosmiczne [62] i jest opisana w publikacji [63] oraz w Rozdziale 7.2.

Metoda wykorzystuje technikę czasu przelotu (Sekcja 2.2), natomiast jej głównym założeniem jest fakt, że promieniowanie kosmiczne jednorodnie oświetla dany obszar powierzchni. Dzięki temu, licząc różnicę czasu zaobserwowania sygnałów dla dwóch fotopowielaczy znajdujących się na końcach paska scyntylacyjnego, otrzymamy równomierny rozkład liczby zarejestrowanych zdarzeń z obszaru wypełnianego przez scyntylator oraz brak zdarzeń w pozostałym obszarze. Pozwala to wyznaczyć stałe czasowe, o które trzeba wykonać korekcje modułów detekcyjnych.

Drugi etap synchronizacji polega na wyznaczeniu poprawek czasowych wynikających z różnej długości ścieżek na elektronice odczytu pomiędzy progami, dla tego samego fotopowielacza. W tym celu wykonano pomiary ustawiając wszystkie progi na tym samym poziomie. Dla tak ustawionych progów, różnica czasów pomiędzy progami powinna wnosić zero. Obserwowane odstępstwa od tej wartości będą dawały wartość poprawki czasowej.

Ostatnim etapem jest koordynacja czasowa pomiędzy modułami detekcyjnymi. W tym celu możliwe jest również wykorzystanie promieniowania kosmicznego, jak jest to opisane w publikacji [63]. Jednak mała intensywność promieniowania kosmicznego w dany kąt bryłowy $I \approx 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ [64] sprawia, że w zależności od ustawienia pasków scyntylacyjnych, otrzymujemy intensywność od kilku do kilkadziesiąt zdarzeń na godzinę. Sprawia to, że taka kalibracja jest bardzo czasochłonna, dlatego też do koordynacji czasowej modułów wykorzystano metodę kalibracyjną z użyciem obracanego źródła promieniotwórczego sodu wraz z detektorem referencyjnym. Jest to metoda analogiczna do tej opisanej w referencji [65]. Pozwala ona na synchronizację modułów względem detektora referencyjnego, dla którego czas dotarcia sygnałów jest stały.

7.2 Zestrojenie czasowe pojedynczego modułu

Synchronizacja czasowa pojedynczego modułu wykorzystuje promieniowanie kosmiczne i opiera się na założeniu, że obszar powierzchni scyntylatora jest przez nie jednorodnie oświetlany. Dzięki temu, otrzymujemy ciągły rozkład liczby zarejestrowanych zdarzeń z obszaru scyntylatora oraz brak zdarzeń w pozostałym obszarze.

W przypadku poprawnej synchronizacji fotopowielaczy z modułu detekcyjnego, widmo takie powinno być symetryczne wokół wartości zero, gdyż czas dotarcia fotonów do fotopowielaczy z centrum scyntylatora jest taki sam. W ogólności nie jest to jednak prawdą i widmo takie jest przesunięte o stałą wartość czasu, ze względu na różne długości kabli i ścieżek w elektronice odczytu, przez które propagują się sygnały. Czas dotarcia sygnału pochodzącego z interakcji promieniowania ze scyntylatorem dla lewego (t_l) i prawego (t_p) fotopowielacza można zapisać jako:

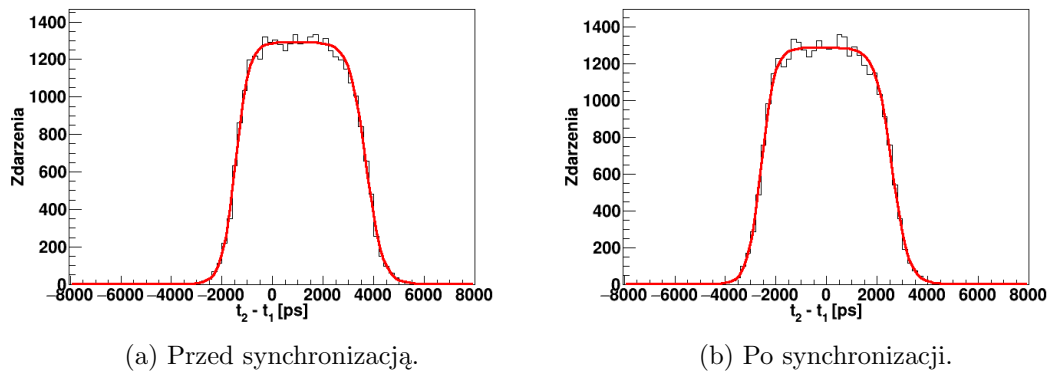
$$t_l = t_{\text{zdarzenie}} + \frac{z}{v} + t_{\text{off}_l}, \quad (7.1)$$

$$t_p = t_{\text{zdarzenie}} + \frac{L-z}{v} + t_{\text{off}_p}, \quad (7.2)$$

gdzie $t_{\text{zdarzenie}}$ to czas, w którym nastąpiła interakcja ze scyntylatorem, L to długość scyntylatora, natomiast z to współrzędna zdarzenia na scyntylatorze zgodnie z opisem na Rysunku 4.4. Prędkość światła w scyntylatorze v została wyznaczona w publikacji [25]. Czynniki $\frac{z}{v}$ oraz $\frac{L-z}{v}$ to czas, jaki światło propagowało się w scyntylatorze od miejsca interakcji do odpowiednio lewego i prawego fotopowielacza. Czas $t_{\text{off}_{l,p}}$ to stała wartość, dla lewego i prawego fotopowielacza, wynikająca z propagacji sygnału przez ścieżki elektroniki odczytu oraz kable. Licząc różnicę tych dwóch czasów:

$$t_p - t_l = \frac{L}{v} - \frac{2z}{v} + t_{off_p} - t_{off_l}, \quad (7.3)$$

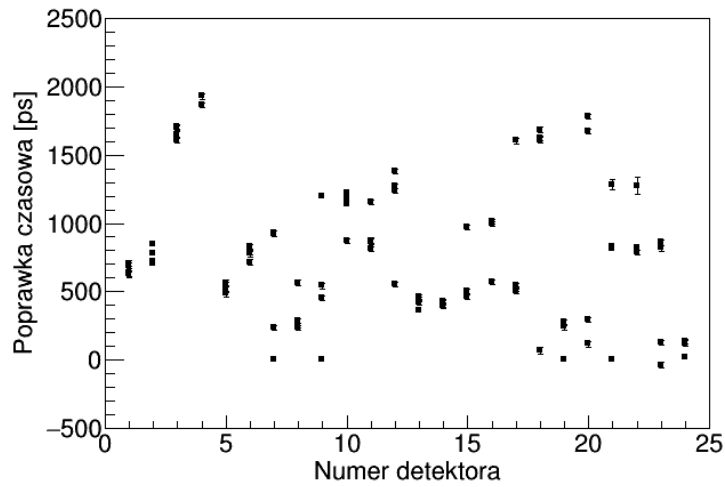
otrzymujemy względne wartości stałych czasowych dla fotopowielaczy z danego modułu detekcyjnego ($t_{off_p} - t_{off_l}$). Zatem wyznaczając wartość przesunięcia z widma różnicy czasów, możemy otrzymać wartości korekcji stałych czasowych. Przesunięcie na przykładowym widmie różnicy czasów jest pokazane na Rysunku 7.1a.



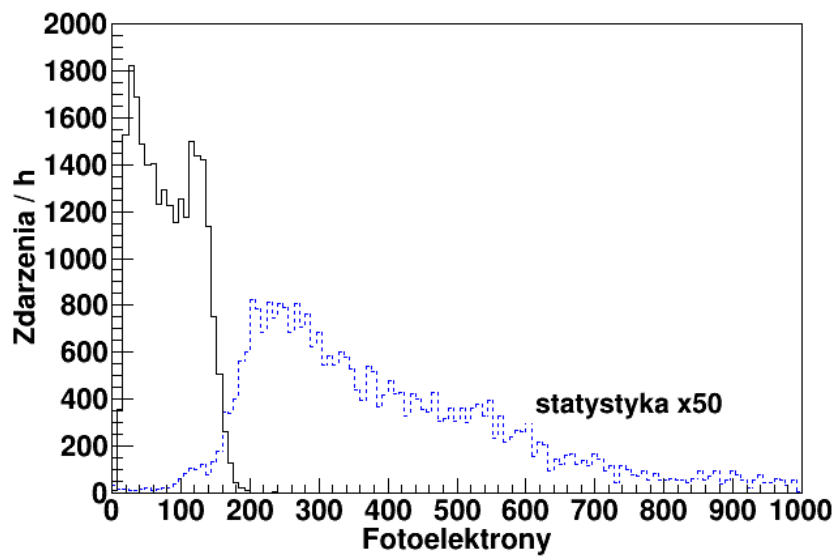
Rysunek 7.1: Rozkład różnicy czasów dwóch fotopowielaczy znajdujących się na końcach scyntylatora dla przykładowego modułu detekcyjnego oświetlanego promieniowaniem kosmicznym. Po lewej stronie widoczne jest widmo przed synchronizacją czasową. Po prawej stronie natomiast symetryczne wokół zera, widmo po synchronizacji czasowej modułu. Czerwoną linią jest pokazane dopasowanie podwójnej funkcji Fermiego.

W celu wyznaczenie położenia środka dwóch brzegów widma różnicy czasów, dopasowano funkcję Fermiego (Wzór 5.16), której jednym z parametrów jest centrum zbrocza. Dopasowanie do dwóch zbroczy jest widoczne na Rysunku 7.1. Na podstawie wartości położenia centrów dwóch zbroczy, możliwe jest obliczenie o ile należy przesunąć widmo, aby było ono symetryczne względem wartości zero. Jest to poszukiwana stała kalibracyjna, którą należy uwzględnić podczas synchronizacji modułu detekcyjnego. Wartości te są zebrane razem dla wszystkich modułów detekcyjnych i przedstawione na Rysunku 7.2. W przypadku braku kalibracji miejsce interakcji kwantu gamma ze scyntylatorem byłoby źle rekonstruowane o około 12 cm.

Ta procedura synchronizacji wykorzystująca dopasowanie funkcji Fermiego do zbroczy zamiast policzenia średniej z zaobserwowanych zdarzeń została zastosowana, gdyż podczas użytkowania prototypu obserwowane były również widma, dla których liczba zaobserwowanych zdarzeń różniła się znacząco na obu zbroczach. W przeciwieństwie do obliczenia średniej lub mediany, metoda dopasowywania funkcji jest



Rysunek 7.2: Wartości uzyskanych stałych kalibracyjnych dla synchronizacji pojedynczych modułów detekcyjnych przy wykorzystaniu promieniowania kosmicznego. Cztery punkty dla każdego detektora odpowiadają za różne progi.

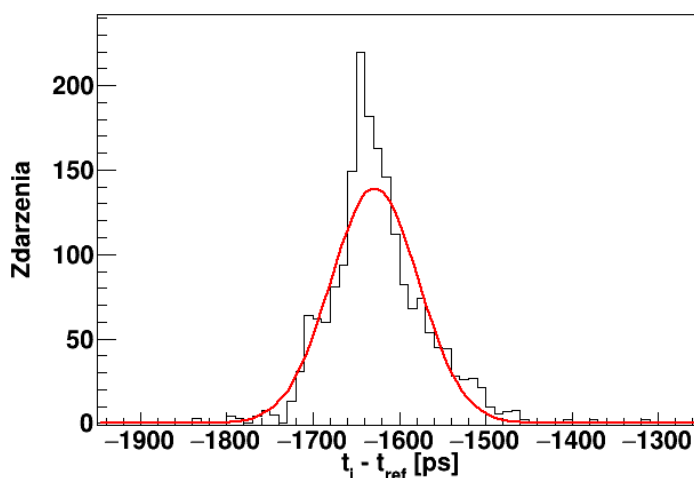


Rysunek 7.3: Widmo liczby zaobserwowanych przez przykładowy fotopowielacz fotolektronów na godzinę dla sygnałów pochodzących z anihilacji pozytonu z elektronem dla źródła o aktywności 17.3 MBq (czarna, ciągła linia) oraz od promieniowania kosmicznego (niebieska, przerywana linia). Dla promieniowania kosmicznego widmo zostało przeskalowane o czynnik 50.

odporna na zmianę kształtu widma ze względu na różną liczbę zliczeń w różnych obszarach widma.

Zaletą synchronizacji przy użyciu promieniowania kosmicznego jest możliwość równoczesnego wykonywania kalibracji podczas badań tomograficznych pacjentów. Nie naraża ona pacjenta w żaden sposób na dodatkowe promieniowanie oraz umożliwia częste synchronizacje czasowe modułów detekcyjnych bez konieczności ingerencji w harmonogram badań pacjentów. Rozróżnienie promieniowania kosmicznego od promieniowania pochodzącego z radioznaczników jest możliwe dzięki dużej różnicy w deponowanej energii w scyntylatorach przez te dwa rodzaje promieniowania. Widmo liczby zaobserwowanych przez fotopowielacze fotoelektronów dla obu tych rodzajów promieniowania jest przedstawione na Rysunku 7.3.

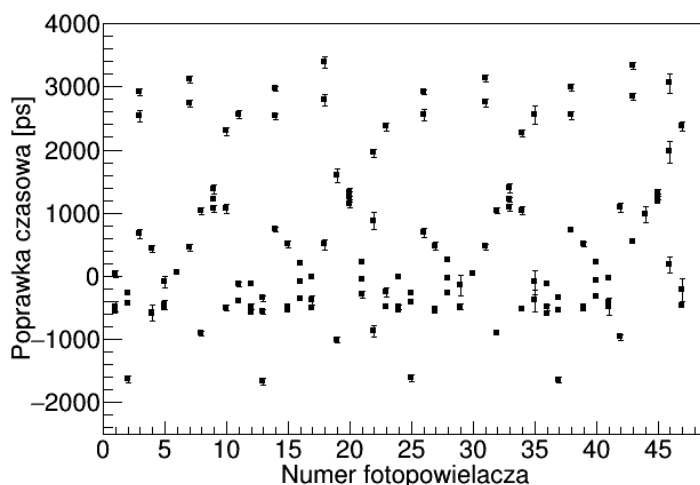
7.3 Synchronizacja czasowa ścieżek odpowiadających różnym progom



Rysunek 7.4: Przykładowe widmo różnicy czasów pomiędzy dwoma progami elektroniki odczytu ustawionymi na tym samym poziomie. W celu estymacji centrum rozkładu, dopasowano funkcję Gaussa (czerwona linia).

Opisana w poprzedniej części kalibracja czasowa pojedynczego modułu została dokonana dla każdej pary progów. Nie zapewnia to jednak synchronizacji czasowej pomiędzy progami. Została ona dokonana poprzez ustawienie wszystkich progów na tym samym poziomie. Dzięki temu rejestrowane sygnały powinny mieć taki sam czas pomiaru. Wszelkie odstępstwa mogą być wyznaczone poprzez wyznaczenie różnicy czasów pomiędzy progami, względem jednego, arbitralnie wybranego progów. Widmo

takiej różnicy czasów dla jednej, przykładowej pary progów jest przedstawione na Rysunku 7.4. Do wykresu dopasowano krzywą Gaussa w celu wyznaczenia centrum rozkładu.



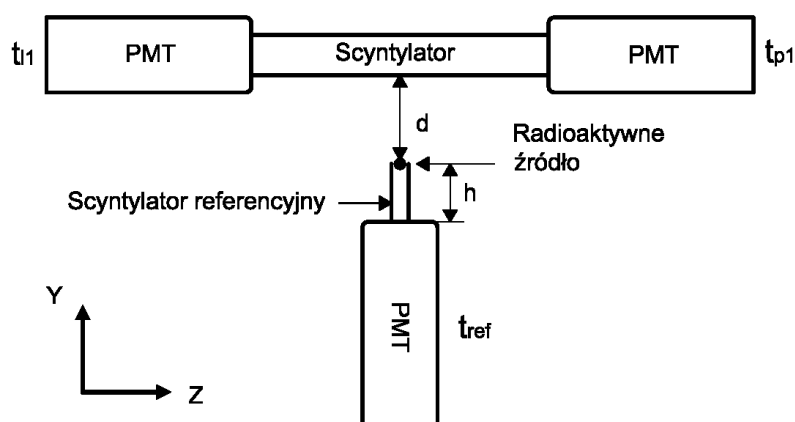
Rysunek 7.5: Zbiórny rysunek różnic czasów pomiędzy progami elektroniki odczytu dla wszystkich fotopowielaczy.

Wszystkie wartości różnic czasów pomiędzy progami na fotopowielaczach zostały przedstawione na Rysunku 7.5. Brak tego etapu synchronizacji, skutkowałby w najgorszym wypadku, błędnym wyznaczeniem miejsca interakcji kwantu gamma w scyntylatorze o około 21 *cm*.

7.4 Koordynacja czasowa modułów

Synchronizacja czasowa pomiędzy modułami detekcyjnymi została zrealizowana z użyciem obracanego źródła promieniotwórczego sodu wraz z detektorem referencyjnym. Referencyjnym detektorem był wąski (5×5 *mm*) scyntylator BC-420 przyklejony do dodatkowego fotopowielacza. Dzięki temu następowała samokolimacja kwantów gamma ze źródła Na-22, gdyż te lecące pod małymi kątami względem osi scyntylatora referencyjnego mogły być zaobserwowane z większym prawdopodobieństwem w koincydencji ze zdarzeniami na kalibrowanym module detekcyjnym, niż te lecące pod dużymi kątami. Układ do koordynacji modułów detekcyjnych, został schematycznie przedstawiony na Rysunku 7.6.

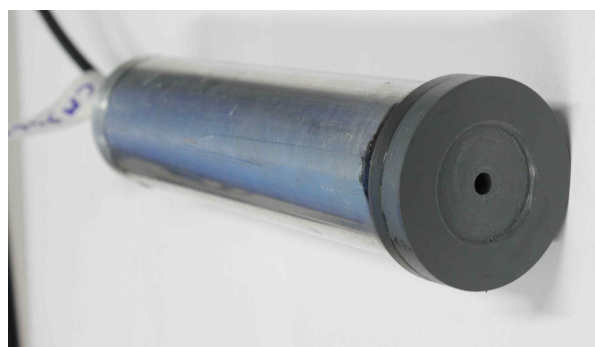
Zdjęcie fotopowielacza wraz ze scyntylatorem referencyjnym jest pokazane na Rysunku 7.7.



Rysunek 7.6: Schemat ułożenia detektora referencyjnego względem modułu detekcyjnego.



(a) Budowa detektora referencyjnego.



(b) Detektor referencyjny.

Rysunek 7.7: Zdjęcie detektora referencyjnego do koordynacji czasowej między modułami detekcyjnymi prototypu J-PET. Składa się on z fotopowielacza wraz z doklejonym scyntylnatorem, osłanianymi przez metalową tuleję. W celu zapewnienia świątłuszczelności tuleja zamykana jest specjalną zatyczką.

Detektor referencyjny został zamontowany tak, aby był blisko pasków scyntylacyjnych i umieszczony na obracającym się ramieniu. Jest to przedstawione na Rysunku 7.8. Bliskie ustawienie detektora referencyjnego i scyntylnatora z modułu detekcyjnego pozwala na efektywną synchronizację czasową przy ograniczonej intensywności źródła promieniotwórczego.

Na schemacie układu pomiarowego (Rysunek 7.6) są zaznaczone czasy t_{l1} oraz t_{p1} dla pierwszego modułu detekcyjnego, które można rozpisać analogicznie do Wzórów 7.1 oraz 7.2. Jednak w tym przypadku, czasem odniesienia ($t_{zdarzenie}$) jest czas



Rysunek 7.8: Zdjęcie detektora referencyjnego do koordynacji czasowej między modułami detekcyjnymi zamontowanego w prototypie tomografu J-PET na ramieniu umożliwiającym obrót detektora.

emisji kwantów gamma ze źródła znajdującego się na detektorze referencyjnym. Dlatego też należy dodać czas ($\frac{d}{c}$), w którym kwant gamma leciał od źródła do scyntylatora z modułu detekcyjnego. Wtedy zmierzony czas składa się z następujących przyczynków:

$$t_{l1} = t_{\text{zdarzenie}} + \frac{d}{c} + \frac{z}{v} + t_{\text{off}_{l1}}, \quad (7.4)$$

$$t_{p1} = t_{\text{zdarzenie}} + \frac{d}{c} + \frac{L-z}{v} + t_{\text{off}_{p1}}. \quad (7.5)$$

Natomiast czas dla detektora referencyjnego (t_{ref}) można rozpisać jako:

$$t_{ref} = t_{\text{zdarzenie}} + \frac{h}{2v} + t_{\text{off}_{ref}}, \quad (7.6)$$

gdzie $t_{\text{off}_{ref}}$ to stałe wartości czasu wynikające z propagacji sygnału w ścieżkach elektroniki odczytu oraz kablach. Czynniki $\frac{h}{2v}$ opisuje czas jaki potrzebowało światło na przebycie drogi w scyntylatorze referencyjnym, przed dotarciem do fotopowielacza. W ogólności kwant gamma może zareagować w różnych miejscach wzdłuż scyntylatora. Wpływa to na rozmycie uzyskanej wartości czasu, ale nie na wartość średnią, dlatego w rozważaniach założono, że średnia droga światła w scyntylatorze referencyjnym jest taka sama, a tym samym średni czas dotarcia fotonów do fotopowielacza jest stały ($\overline{h/2v} = const$) dla wszystkich wykonanych pomiarów.

Uwzględniając synchronizację pojedynczego modułu opisaną w Sekcji 7.2, stałe wartości czasu $t_{off_{i1}}$ oraz $t_{off_{p1}}$ są znane, zatem można zapisać:

$$\frac{t_{off_{p1}} + t_{off_{i1}}}{2} = t_{off_{f1}}. \quad (7.7)$$

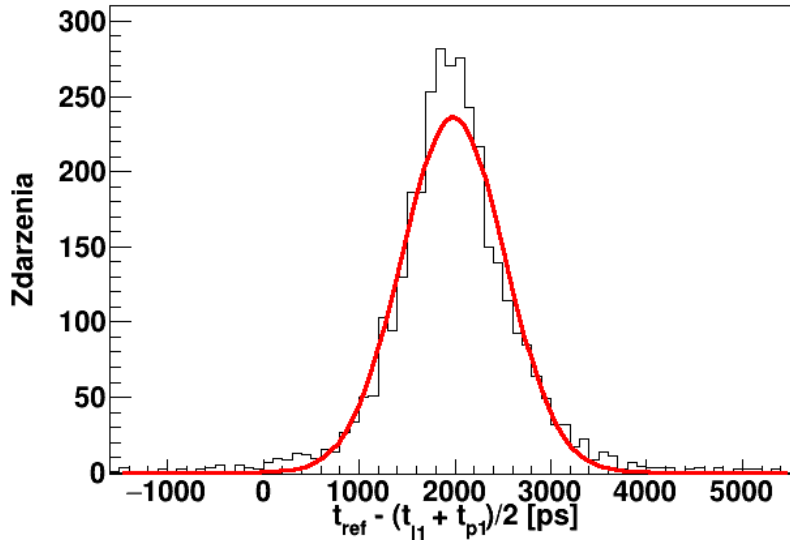
Zatem odejmując od czasu z detektora referencyjnego czas z danego modułu detekcyjnego (numerowanego indeksem i) otrzymujemy:

$$t'_i = t_{ref} - \frac{t_{pi} + t_{li}}{2} = \frac{h}{2v} - \frac{d}{c} - \frac{L}{2v} + t_{off_{ref}} - t_{off_i}. \quad (7.8)$$

Dzięki temu możliwe jest wyznaczenie relacji pomiędzy czasem pomiaru z obu modułów detekcyjnych poprzez detektor referencyjny, a tym samym wyznaczenie względnych czasów i synchronizacja tych modułów. Ogólnie dla modułów i, j można to zapisać jako:

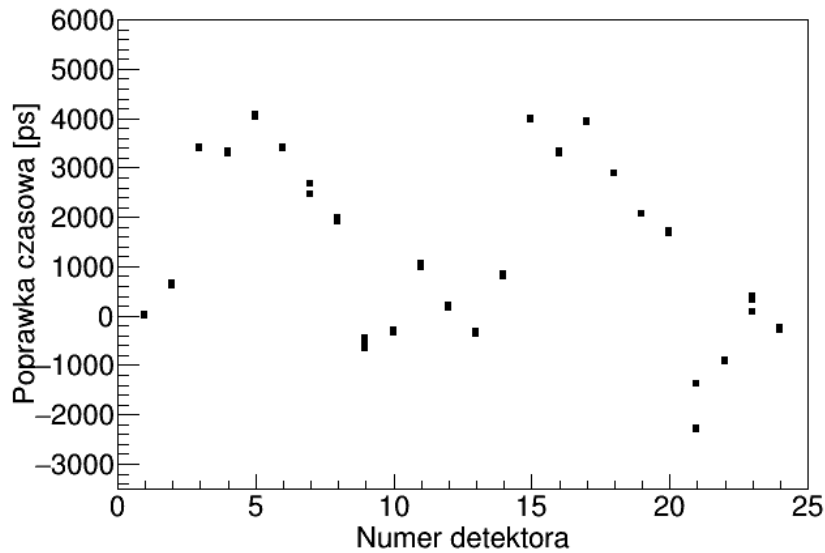
$$(t_{ref} - \frac{t_{pi} + t_{li}}{2}) - (t_{ref} - \frac{t_{pj} + t_{lj}}{2}) = -t_{off_i} + t_{off_j}. \quad (7.9)$$

Przykładowe widmo t' jest przedstawione na Rysunku 7.9. Położenie dopasowanej krzywej Gaussa pozwala na synchronizację każdego modułu względem jednego, arbitralnie wybranego detektora.



Rysunek 7.9: Widmo różnicy czasu z detektora referencyjnego i średniego czasu z przykładowego synchronizowanego modułu (t'). Czynnikiem ten występuje we Wzrach 7.8 oraz 7.9. Ciągłą linią zaznaczono dopasowanie funkcji Gaussa, której odchylenie standardowe wynosi $\sigma = 575 \pm 10$ [ps].

Na Rysunku 7.10 zestawione są wyznaczone stałe kalibracyjne dla synchronizacji między modułami detekcyjnymi. Największa wartość stałej kalibracyjnej odpowiadałaby złej rekonstrukcji punktu anihilacji o 60 cm .



Rysunek 7.10: Wartości uzyskanych stałych kalibracyjnych dla koordynacji czasu modułów detekcyjnych między sobą. Ukazane wartości prezentują stałe kalibracyjne względem detektora numer 1. Cztery punkty dla każdego detektora odpowiadają za różne progi. Niepewności punktów są niewidoczne na danej skali.

8 Rekonstrukcja miejsca interakcji

W komercyjnie budowanych skanerach do tomografii pozytonowej, miejsce interakcji kwantu gamma z detektorem wyznaczane jest z dokładnością nie lepszą niż wielkość pojedynczego kryształu [8], co ogranicza to miejsce rekonstrukcji do zmiennej dyskretnej. W tomografie J-PET zbudowanym z długich pasków scyntylacyjnych miejsce interakcji jest zmienną ciągłą i możliwa jest rekonstrukcja punktu interakcji w każdym miejscu wzdłuż scyntylatora. Dlatego też osiągnięcie lepszej rozdzielczości wyznaczania tego punktu wpłynie na poprawę rozdzielczości uzyskiwanego obrazu. Miejsce interakcji będzie głównie rekonstruowane przy wykorzystaniu informacji czasowej przychodzących sygnałów. W tomografie J-PET, dodatkowo można wykorzystać informację o ładunku sygnału, jako niezależną zmienną, która może służyć jako test poprawności zrekonstruowanego miejsca na podstawie informacji czasowej.

8.1 Wyznaczenie miejsca interakcji na podstawie informacji czasowej

Sposób wyznaczania miejsca interakcji kwantu gamma ze scyntylatorem został opisany dokładnie w Rozdziale 3. Dla przypomnienia, zamieszczam jeszcze raz Wzór 3.1:

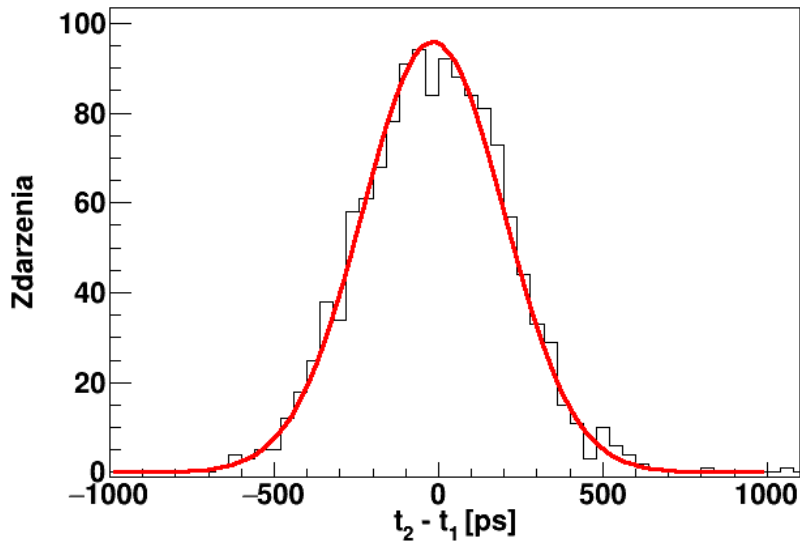
$$\Delta l = \frac{(t_2 - t_1) \cdot v}{2}, \quad (8.1)$$

który pozwala wyznaczyć miejsce interakcji, gdzie Δl jest odległością punktu interakcji od środka scyntylatora (graficznie przedstawione na Rysunku 3.1). Rozdzielczość określenia miejsca interakcji zależy od niepewności wyznaczenia różnicy czasów pochodzącej z fotopowielaczy z pojedynczego modułu detekcyjnego oraz niepewności prędkości światła w scyntylatorze (v), która jest opisana w publikacji [25].

Pomiary zostały wykonane zbudowanym w ramach tej pracy 24-modułowym prototypem J-PET. W środku detektora został ustawiony ołowiany kolimator (zbudowany z dwóch ołowianych dysków o grubości 30 *mm* i średnicy 200 *mm*), w środku którego znajdowało się źródło Na-22. Taki kolimator zapewnia profil wiązki o szerokości połówkowej około 1 *mm* [66]. Biorąc przekrój detektora w płaszczyźnie dwóch naprzeciwległych modułów detekcyjnych, układ pomiarowy można uprościć do tego, przedstawionego na Rysunku 5.9. Ustawiony próg był na poziomie -0.2 *V*.

Uzyskana różnica czasów dla pojedynczego modułu detekcyjnego jest przedstawiona na Rysunku 8.1. Podczas selekcji danych zostało zastosowane jedynie kryterium koincydencji ze zdarzeniami z naprzeciwległego modułu detekcyjnego (okno czasowe 10 *ns*) oraz wartość zmierzonego czasu nad progiem (TOT) musiała być

większa niż wartość odpowiadająca 200 keV energii zdeponowanej na widmie Comptona (kryterium opisane w Rozdziale 3). Przeliczenie takie jest możliwe dzięki ciągłości i monotoniczności funkcji łączącej zależność czasu nad progiem z ładunkiem otrzymanym na fotopowielaczu (Sekcja 5.4). Uzyskana rozdzielczość różnicy czasów (σ), otrzymana poprzez dopasowanie funkcji Gaussa do danych pomiarowych, wynosi $\sigma = 214 \pm 4$ [ps]. Korzystając ze Wzoru 8.1, uzyskana niepewność wyznaczenia miejsca uderzenia (σ) wynosi 13.5 mm i jest stała w granicach 1% wzdłuż całego paska scyntylicyjnego.



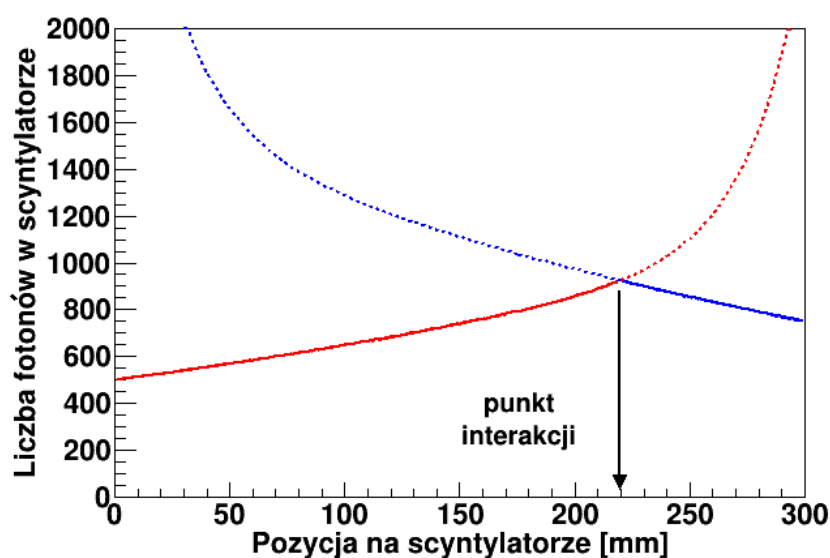
Rysunek 8.1: Różnica czasów dla fotopowielaczy pochodzących z tego samego modułu detekcyjnego. Czerwoną linią jest zaznaczone dopasowanie funkcji Gaussa. Otrzymane parametry to $\mu = -16.5 \pm 6.0$ [ps] oraz $\sigma = 214 \pm 4$ [ps]. Uwzględniając niepewność wyznaczenia centrum w wyniku dopasowania oraz położenia kolimatora (2 mm), zrekonstruowane położenie zgadza się z centrum detektora.

Należy mieć na uwadze, że uzyskane powyżej rezultaty mogą być poprawione w przyszłości. Przedstawiony w tej sekcji opis rekonstrukcji nie miał na celu uzyskania jak najlepszego rezultatu, a tylko wykazanie możliwości rekonstrukcji miejsca interakcji w przypadku pierwszego prototypu z zastosowaniem wszystkich nowych rozwiązań elektronicznych i akwizycji danych opracowanych dla tomografu J-PET. Dlatego też przeprowadzono tu tylko najprostszy wariant analizy danych. Nie stosowano optymalizacji wartości przyłożonego progu, ani skomplikowanych metod rekonstrukcji [67–69]. W publikacji [25] pokazano, że rozdzielczość ta mocno zależy od wartości ustawionego progu.

Jak zostało wykazane przez grupę badawczą J-PET dla pojedynczego modułu i pomiarów wykonanych oscyloskopem, możliwe jest poprawienie uzyskiwanych rozdzielczości wyznaczenia miejsca interakcji kwantu gamma ze scyntylatorem. W publikacjach [48,67] otrzymano rozdzielczości (σ) na poziomie około 12 mm, a metoda kompresyjnego próbkowania pozwala nawet wyznaczać miejsce uderzenia kwantu gamma w scyntylatorze z dokładnością do 9.3 mm [68].

8.2 Odtworzenie miejsca interakcji na podstawie ładunku sygnałów

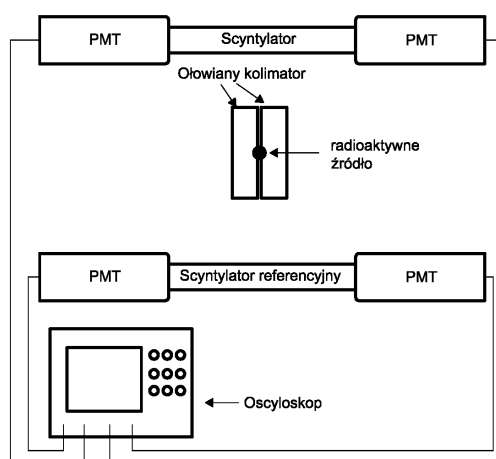
W części tej zostaną przedstawione wyniki rekonstrukcji miejsca interakcji kwantu gamma w scyntylatorze przy wykorzystaniu informacji o liczbie fotonów zarejestrowanych przez fotopowielacze. Dla czytelnika przydatne może być przypomnienie, że ładunek sygnału generowanego przez fotopowielacz jest proporcjonalny do liczby fotoelektronów, które zostały wyemitowane z fotokatody fotopowielacza. Liczba fotoelektronów z kolei jest proporcjonalna do liczby fotonów, które dotarły do fotopowielacza.



Rysunek 8.2: Schematycznie przedstawiony sposób wyznaczenia miejsca interakcji w scyntylatorze przy wykorzystaniu informacji ładunkowej i krzywych tłumienia światła. Różnymi kolorami przedstawione są liczby fotonów obliczone na podstawie krzywej tłumienia światła dla różnych fotopowielaczy.

Idea rekonstrukcji opiera się na wykorzystaniu zjawiska pochłaniania światła

w scyntylatorze. Dla długich pasków detekcyjnych pochłanianie światła negatywnie wpływa na uzyskiwane rozdzielczości wyznaczenia miejsca interakcji liczone na podstawie czasu. Jednak wykorzystanie tego zjawiska umożliwia niezależne, od informacji czasowej, wyznaczenie miejsca interakcji.



Rysunek 8.3: Schemat układu pomiarowego używanego podczas pomiarów do wyznaczenia miejsca interakcji kwantu gamma ze scyntylatorem na podstawie ładunku mierzonego sygnału.

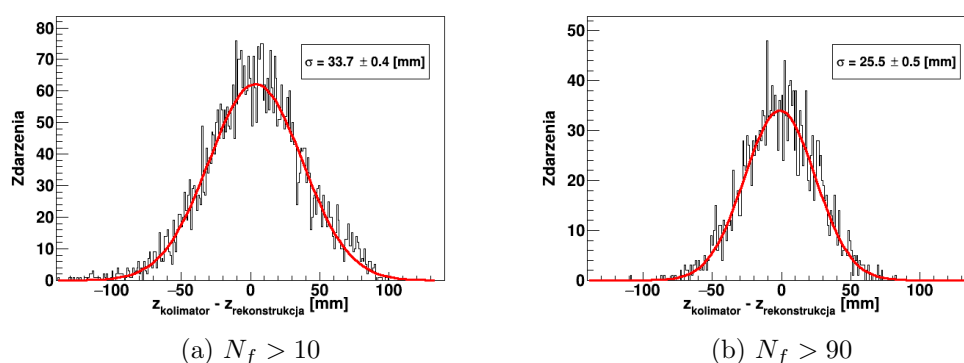
Dla łatwiejszego zrozumienia poniższego opisu wyjaśniającego algorytm rekonstrukcji, przedstawiono najpierw punktowo ciąg czynności, które należy wykonać w celu przeprowadzenia rekonstrukcji miejsca interakcji.

Algorytm rekonstrukcji:

1. Wyznaczenie liczby fotonów, które dotarły do fotopowielaczy.
2. Normalizacja wzoru opisującego tłumienie światła w scyntylatorze (Wzór. 5.15), aby opisywał zdarzenie dla danej liczby fotonów.
3. Czynność należy wykonać dla obu fotopowielaczy znajdujących się na końcach paska scyntylacyjnego.
4. Pozycja na scyntylatorze, dla której obie funkcje się przecinają, jest punktem interakcji.

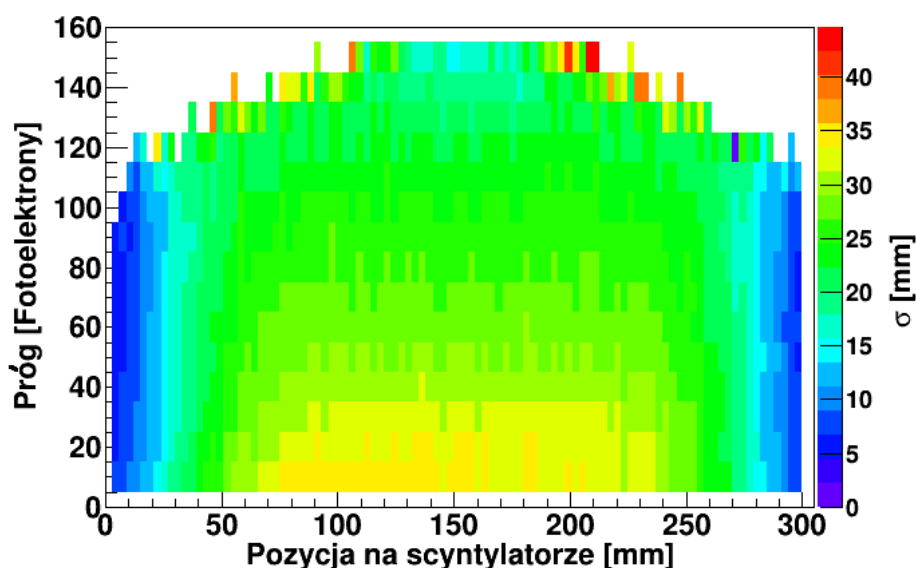
Teraz nastąpi dokładny opis i wytłumaczenie rozumowania stojącego za algorytmem rekonstrukcji miejsca interakcji w scyntylatorze na podstawie informacji o liczbie fotonów, które doleciały do fotopowielaczy.

Gdy w scyntylatorze zachodzi interakcja kwantu gamma, produkowane jest światło, które rozprzestrzenia się izotropowo. Część światła dociera do fotopowielacza znajdującego się na jednym końcu scyntylatora, a część do drugiego. Z pojedynczego fotopowielacza jesteśmy w stanie uzyskać informację o liczbie fotoelektronów. Jest ona proporcjonalna poprzez efektywność kwantową fotopowielacza do liczby fotonów, które doleciały do końca scyntylatora. Znając zależność tłumienia światła w scyntylatorze (jej wyznaczenie jest opisane w Części 5.2) oraz liczbę fotonów na końcu scyntylatora, możemy obliczyć jak zmieniała się liczba fotonów wzdłuż scyntylatora dla danego zdarzenia. Analogiczne obliczenia możemy wykonać dla drugiego fotopowielacza. Ponieważ wiemy, że światło pochodziło z tego samego zdarzenia, dlatego też punkt przecięcia krzywych opisujących liczbę fotonów w scyntylatorze w funkcji miejsca na scyntylatorze dla jednego i drugiego fotopowielacza jest punktem interakcji kwantu gamma. Rozumowanie to jest graficznie przedstawione na Rysunku 8.2.



Rysunek 8.4: Przykładowe histogramy różnicy miejsc naświetlania scyntylatora i zrekonstruowanych miejsc interakcji kwantu gamma przy wykorzystaniu informacji ładunkowej. Histogramy różnią się między sobą warunkiem zastosowanym w analizie na liczbę fotoelektronów (N_f), która została zaobserwowana przez fotopowielacze. Przedstawiają one przypadek naświetlania scyntylatora w pozycji 216 mm. Czerwoną linią jest zaznaczone dopasowanie krzywej Gaussa.

Przedstawione w dalszej części wyniki eksperymentalne pochodzą z danych pomiarowych zebranych przy użyciu układu składającego się z dwóch modułów detekcyjnych, między którymi znajdowało się skolimowane źródło Na-22. Schemat układu pomiarowego jest przedstawiony na Rysunku 8.3. Kształt sygnałów był zbierany przy użyciu oscyloskopu w celu dokładnego określenia ładunku. Podczas zbierania danych narzucony był warunek koincydencji czasowej (50 ns) pomiędzy zdarzeniami w obu paskach, aby wybrać zdarzenia pochodzące z anihilacji elektronu z pozytonem.

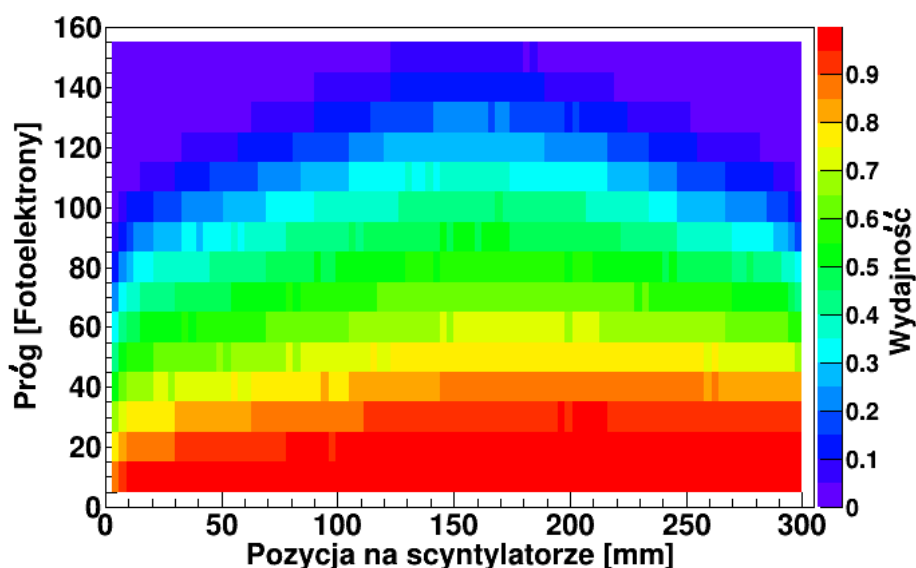


Rysunek 8.5: Wykres uzyskiwanej rozdzielczości rekonstrukcji (σ) miejsca interakcji kwantu gamma w funkcji pozycji na scyntylatorze oraz w funkcji minimalnej liczby fotoelektronów zarejestrowanych przez fotopowielacze.

Rozdzielczość rekonstrukcji zależy od liczby fotonów, które doleciały do fotopowielacza. Dla zilustrowania tej zależności na Rysunku 8.4 pokazane są przykładowe histogramy ze zrekonstruowanymi zdarzeniami dla przypadku gdy zarejestrowano więcej niż 10 fotoelektronów (Rysunek 8.4a) lub więcej niż 90 fotoelektronów (Rysunek 8.4b). Czerwoną linią zaznaczone jest dopasowanie krzywej Gaussa, na podstawie którego wyznaczono wartość rozdzielczości (σ) oraz wartość średnią zrekonstruowanego miejsca interakcji.

Na Rysunku 8.5 przedstawiony jest dwuwymiarowy histogram uzyskiwanych rozdzielczości rekonstrukcji miejsca interakcji kwantu gamma (σ) w scyntylatorze w funkcji punktu naświetlania scyntylatora oraz w funkcji minimalnej liczby fotonów zarejestrowanych przez oba fotopowielacze. Jak wynika z Rysunku 8.5, lepsza rozdzielczość jest na brzegach scyntylatora i pogarsza się wraz ze zbliżaniem się do jego środka. Wynika to z kształtu krzywej opisującej pochłanianie światła w scyntylatorze (Rysunek 5.8). Liczba fotonów w funkcji położenia zmienia się bardziej na pierwszych centymetrach, zatem punkt przecięcia dwóch krzywych jest lepiej określony na brzegach scyntylatora.

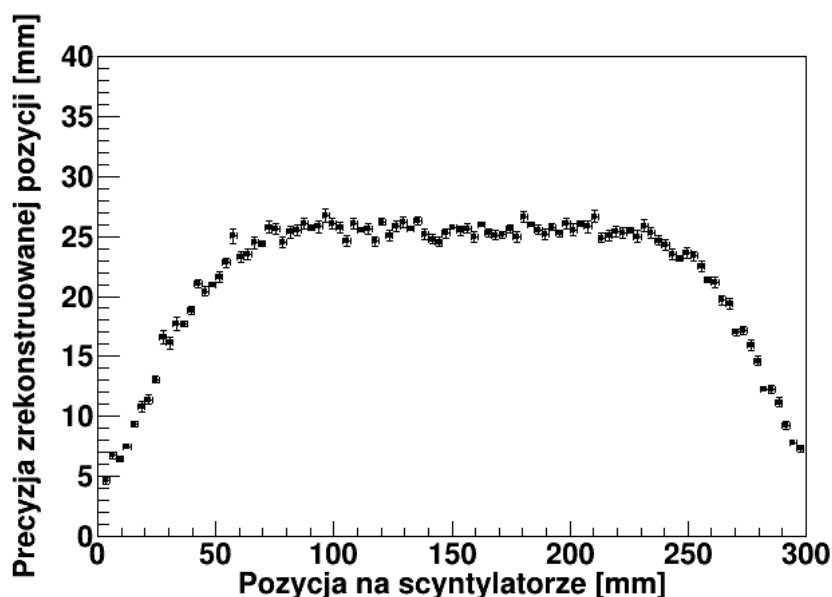
Rozdzielczość wyznaczenia miejsca uderzenia kwantu gamma poprawia się również wraz ze wzrostem liczby fotonów zarejestrowanych przez fotopowielacze. Rysunek 8.5 nie był wypełniany w momencie, gdy rozdzielczość rekonstrukcji miejsca



Rysunek 8.6: Wykres uzyskiwanej wydajności na rejestrację interakcji kwantów gamma ze scyntylatorem w funkcji położenia na scyntylatorze oraz minimalnej liczby fotolektronów rejestrowanych przez fotopowielacze. Asymetria w widmie dla progów mniejszych niż 60 fotolektronów wynika ze sposobu wyzwalania i jest wytłumaczona w tekście.

interakcji była gorsza niż 45 mm. Optymalną wartością warunku na minimalną liczbę fotolektronów, która poprawia rozdzielczość w centrum paska scyntylacyjnego i nie doprowadza do pogarszania się rozdzielczości na brzegach w wyniku zmniejszania się statystyki zaakceptowanych zdarzeń to 90 fotolektronów.

Wraz ze zmieniającą się minimalną liczbą fotolektronów w zdarzeniu, zmienia się wydajność zarejestrowanych zdarzeń. Dwuwymiarowy histogram wydajności rejestracji kwantów gamma w detektorach w funkcji punktu naświetlania scyntylatora oraz minimalnej liczby fotonów rejestrowanych przez oba fotopowielacze jest pokazany na Rysunku 8.6. Jako pełną wydajność (1), przyjęto wszystkie zdarzenia, zarejestrowane przez fotopowielacze, których próg wyzwalania był ustawiony na -80 mV . Asymetria w wydajności dla zdarzeń z małą liczbą fotolektronów w zdarzeniach wynika z ustawienia wyzwalania na fotopowielaczu, który był w miejscu oznaczonym 0 mm. W momencie naświetlania miejsca, które było bliskie fotopowielacza z ustawionym na nim wyzwalaniem, możliwa była rejestracja niskich sygnałów, które przekraczały wartość progu. Zwiększały one zatem statystykę wszystkich zarejestrowanych sygnałów. Wraz ze wzrostem żądanej minimalnej liczby fotolektronów, tworzących sygnały, takie zdarzenia zostały szybko odrzucone. Nie dzieje się tak



Rysunek 8.7: Wykres zależności rozdzielczości (σ) rekonstruowanej pozycji przy wykorzystaniu informacji ładunkowej w funkcji pozycji na scyntylatorze.

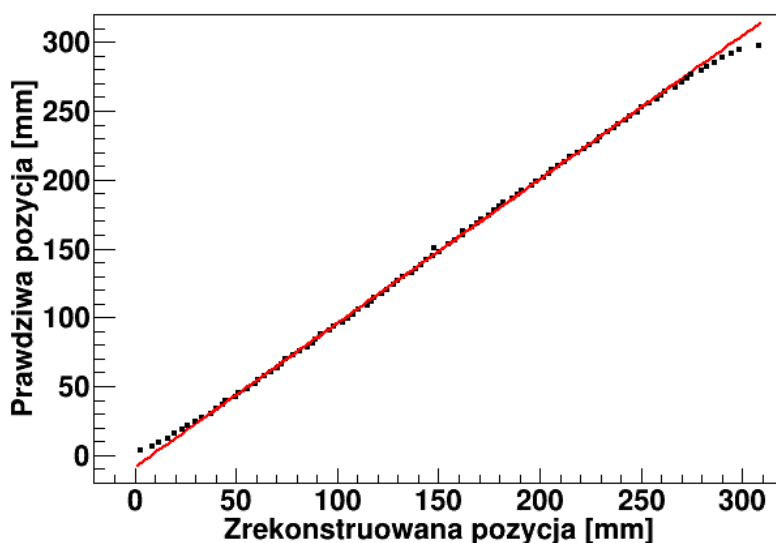
natomiast dla drugiej strony paska scyntylacyjnego, gdyż tłumienie światła w scyntylatorze sprawiało, że fotony ze zdarzeń, w których została zdeponowana mała ilość energii, nie dolatywały do fotopowielacza na przeciwnej stronie scyntylatora. Nie były one zatem wliczane w ogólną statystykę zarejestrowanych sygnałów. Tym samym faworyzowane były zdarzenia o dużej ilości zdeponowanej energii, których liczba zaczyna maleć dla zdarzeń z większą liczbą rejestrowanych fotoelektronów w porównaniu ze zdarzeniami, które miały miejsce przy wyzwalającym fotopowielaczu.

Symetryczny spadek wydajności na rejestrację kwantów gamma wraz ze wzrostem liczby obserwowanych fotoelektronów na brzegach scyntylatora wynika z wprowadzenia warunku obserwacji sygnałów powyżej progu na obu fotopowielaczach, jaki występuje również w przypadku obliczania rozdzielczości rekonstrukcji miejsca interakcji kwantu gamma ze scyntylatorem.

Wydajność dla żądania co najmniej 90 obserwowanych fotoelektronów to 50% dla centrum i około 30% na brzegach paska scyntylacyjnego.

Rzut histogramu z Rysunku 8.5 na oś x, dla minimalnej liczby fotoelektronów 90 jest przedstawiony na Rysunku 8.7. Widać na nim, że w przeważającej części paska scyntylacyjnego rozdzielczość (σ) na wyznaczenie miejsca interakcji kwantu gamma to około 25 mm i jest ona około dwukrotnie gorsza od dokładności uzyskanej na podstawie informacji czasowej (Seksja 8.1).

Na Rysunku 8.8, dla optymalnego progu (90 fotoelektronów), przedstawiono



Rysunek 8.8: Wykres ukazujący zależność pomiędzy zrekonstruowaną pozycją przy wykorzystaniu informacji o ładunku sygnałów oraz prawdziwą pozycją na scyntylatorze. Wartości wyznaczone w dopasowaniu (czerwona linia) znajdują się w tekście.

średnie wartości zrekonstruowanego miejsca wraz z porównaniem do miejsca, które było naświetlane na scyntylatorze. Jak widać z rysunku, średnia wartość z rozkładu dobrze oddaje prawdziwe miejsce naświetlania z wyjątkiem brzegów scyntylatora. Na brzegach część światła może bezpośrednio (bez odbić na powierzchniach scyntylatora) dolecieć do fotopowielacza. W wyniku tego zmienia się ilość światła, jaka dolatuje do bliskiego fotopowielacza, w porównaniu do światła, które dolatuje do przeciwnego fotopowielacza (głównie na skutek wewnętrznego odbicia). Zaburza to rekonstrukcję miejsca interakcji kwantu gamma ze scyntylatorem na podstawie liczby fotonów, które doleciały do fotopowielaczy. Do punktów dopasowano linię prostą $P_0 + P_1x$ o parametrach $P_0 = -6.28 \pm 0.32 \text{ mm}$ oraz $P_1 = 1.026 \pm 0.0018$. Niepewność zrekonstruowanego miejsca, na podstawie dopasowanej prostej, względem prawdziwego miejsca naświetlania jest mniejsza niż niepewność rekonstrukcji tego miejsca (patrz Rysunek 8.7).

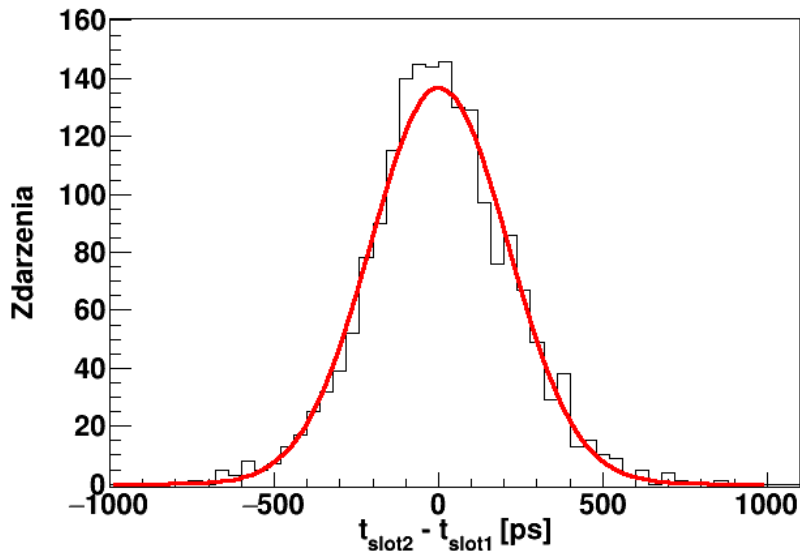
Warunek na liczbie fotoelektronów większej niż 90, odpowiada 150 keV energii zdeponowanej. Zgodnie z wykresem 5.17, taką energię mógł zdeponować kwant gamma o energii większej niż 290 keV. Obliczenia te dotyczą zdarzeń pochodzących z brzegu paska scyntylacyjnego. Odpowiednie wartości dla zdarzeń pochodzących z środka paska (pozycja $z = 150 \text{ mm}$), po uwzględnieniu tłumienia światła, to 200 keV energii zdeponowanej oraz więcej niż 350 keV energii kwantu padającego.

Wartości te nie są większe niż przyjęte w ramach warunku opisanego w Rozdziale 3.

9 Rekonstrukcja punktu anihilacji

Opisane w Rozdziale 7 metody synchronizacji czasowej pozwalają zrekonstruować miejsce anihilacji pozytonu z elektronem, które będzie znajdować się w ciele pacjenta. Jest to możliwe dzięki informacji o czasie dotarcia sygnałów do fotopowielaczy w naprzeciwległych modułach detekcyjnych. Idea jest dokładnie opisana w Rozdziale 3. Korzystając ze Wzoru 3.3, można policzyć czas dla obu modułów. Licząc różnicę czasów w obu modułach, dla interakcji kwantów gamma pochodzących z anihilacji w ustalonym miejscu, możliwe jest wyznaczenie rozdzielczości czasowej koincydencji, która jest jednym z parametrów charakteryzujących tomografy pozytonowe. Przykładowe wartości są umieszczone w Tabeli 2.2.

Dla prototypu J-PET widmo różnic czasów dla jednej z par modułów jest przedstawione na Rysunku 9.1. Zdarzenia pochodzą z pomiaru ze skolimowanym źródłem Na-22, które znajdowało się w centrum geometrycznym detektora. Narzucono warunek na koincydencję w oknie 10 ns i wartość TOT musiała być większa niż mediana z rozkładu TOT dla wszystkich zdarzeń. Poziom progu wyzwania był ustawiony na -200 mV. W wyniku dopasowania krzywej Gaussa uzyskano rozdzielczość czasową koincydencji $\sigma = 208 \pm 4$ [ps] (FWHM = 490 [ps]).

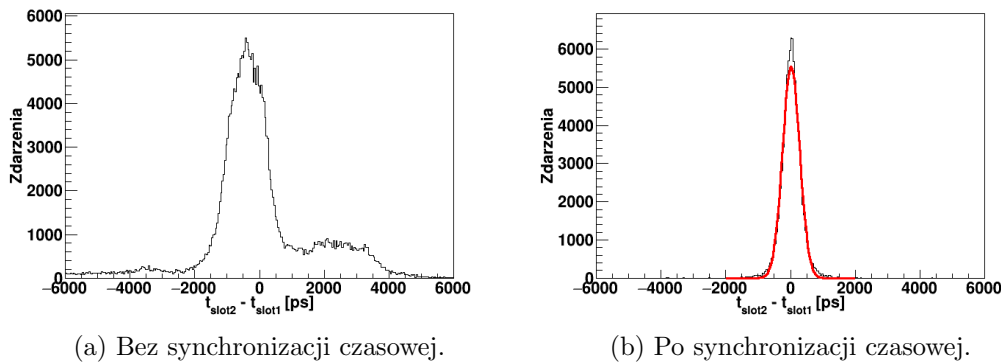


Rysunek 9.1: Rozdzielczość czasowa koincydencji. Czerwoną linią jest zaznaczone dopasowanie funkcji Gaussa. Otrzymane parametry to $\mu = 2.1 \pm 5.0$ [ps] oraz $\sigma = 208 \pm 4$ [ps].

Widmo różnicy czasów pomiędzy modułami detekcyjnymi można również wykorzystać do sprawdzenia poprawności wykonania synchronizacji czasowej prototypu.

Dla skolimowanego źródła umieszczonego w środku detektora, czas dotarcia kwantów gamma do naprzeciwległych modułów detekcyjnych powinien być taki sam, dlatego różnica tych czasów powinna dawać wartość zero. Na Rysunku 9.2a przedstawione jest widmo różnic czasów dla modułów przed synchronizacją czasową detektora. Maksimum tego rozkładu znajduje się w około -500 ps, co korzystając ze Wzoru 3.2, pozwala oszacować, że źródło byłoby zrekonstruowane w odległości około 7.5 cm od swojego prawdziwego położenia. Zdarzają się również różnice poniżej -6000 ps, co skutkowałoby rekonstrukcją w położeniu 90 cm, czyli daleko poza detektorem.

Takie samo widmo po wykonaniu synchronizacji, pokazane jest na Rysunku 9.2b. Środek dopasowanej tam krzywej Gaussa to $\mu = 22 \pm 1$ [ps]. Wyznaczone centrum oznacza, że po synchronizacji, miejsce zrekonstruowanego źródła będzie nie dalej niż około 3.5 mm od prawdziwego położenia źródła. Powyższe obliczenia nie uwzględniają dokładności określenia położenia kolimatora, która wynosiła około 2 mm.



Rysunek 9.2: Po lewej stronie znajduje się zsumowany wykres różnic czasów pomiędzy wszystkimi naprzeciwległymi modułami detekcyjnymi dla wszystkich progów. Dane pochodzą z pomiaru ze źródłem znajdującym się w środku detektora. Ten sam wykres znajduje się po prawej, po uwzględnieniu synchronizacji czasowej. Czerwoną ciągłą linią dopasowano funkcję Gaussa $\mu = 22 \pm 1$ [ps] oraz $\sigma = 266 \pm 1$ [ps].

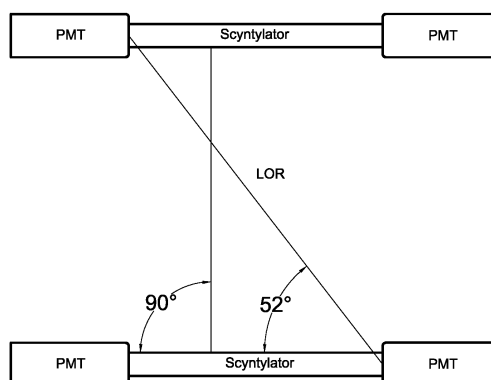
9.1 Uproszczona rekonstrukcja obrazu źródła punktowego

Jedną z metod rekonstrukcji obrazu tomograficznego na podstawie zebranych danych jest wykonanie uproszczonej rekonstrukcji. Można to zrealizować korzystając z idei wyznaczenia miejsca anihilacji pozytonu z elektronem opisanej w Rozdziale 3. Jest to uproszczona rekonstrukcja, gdyż nie uwzględnia ona niepewności związanej

z pomiarem ani niepewności wynikającej z geometrii detektorów tj. głębokości miejsca interakcji kwantu gamma w scyntylatorze. W metodzie tej założone jest, że linia odpowiedzi przechodzi przez centra przekrojów obu scyntylatorów. Dodatkowo nie są używane żadne algorytmy do rekonstrukcji danych, które są stosowane do odtwarzania obrazów tomograficznych. Jest to jedynie zbiór punktów anihilacyjnych, które są otrzymywane na podstawie wartości zmierzonych czasów przyścia sygnałów.

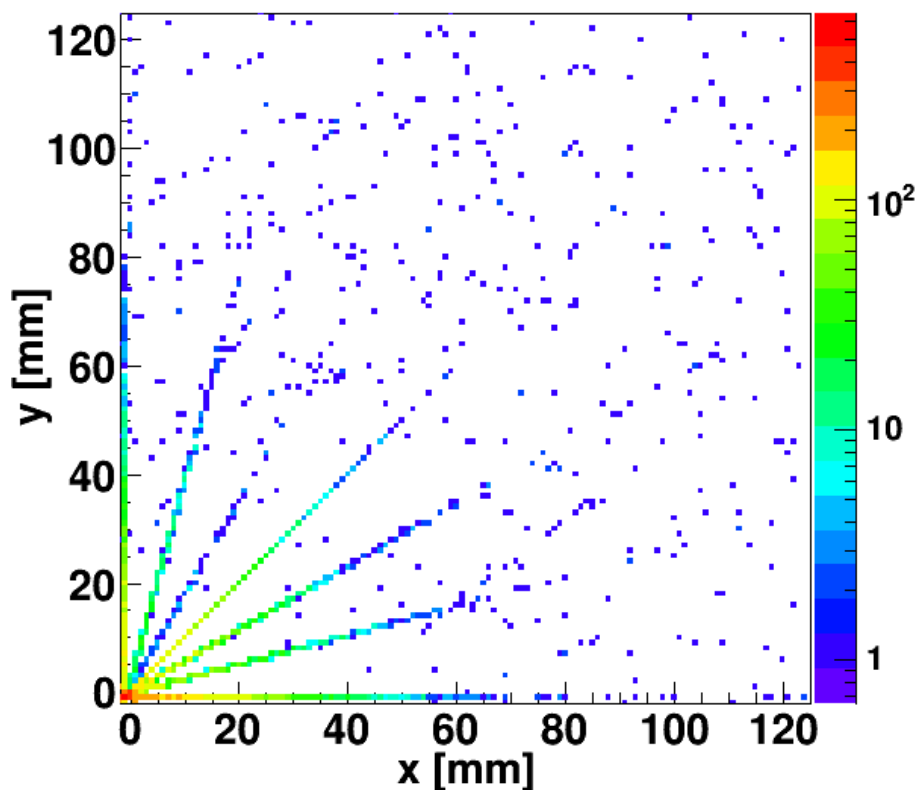
Aby określić możliwe rezultaty otrzymywane 24-modułowym prototypem tomografu przeprowadzono pomiar ze źródłem Na-22 w centrum tomografu (pozycja $0\text{ mm}, 0\text{ mm}, 150\text{ mm}$) oraz przesuniętym o 100 mm względem osi tomografu w płaszczyźnie x-y (pozycja $100\text{ mm}, 100\text{ mm}, 150\text{ mm}$).

Dla radioaktywnego źródła ustawionego w centrum tomografu możliwe jest zaobserwowanie linii odpowiedzi LOR (z ang. Line Of Response) tylko dla modułów detekcyjnych leżących symetrycznie względem centrum detektora. Linia odpowiedzi jest linia łącząca miejsca interakcji kwantów gamma wzdłuż scyntylatora dla dwóch różnych modułów. Przykłady takich linii odpowiedzi są widoczne na Rysunku 9.3. Na Rysunku 9.4 przedstawiono uproszczoną rekonstrukcję linii odpowiedzi dla rzutu na płaszczyznę x-y. Dla przejrzystości rysunku przedstawiono tylko ćwiartkę symetrycznego detektora. Pojedynczy piksel ma wymiar 1 mm . Są tam wyraźnie widoczne linie odpowiedzi promieniście rozchodzące się z centrum detektora (pozycja $0, 0$).



Rysunek 9.3: Schemat jednej z płaszczyzn pomiędzy modułami detekcyjnymi dla prototypu tomografu wraz z zaznaczeniem kątów pomiędzy możliwymi do zaobserwowania liniami odpowiedzi (LOR).

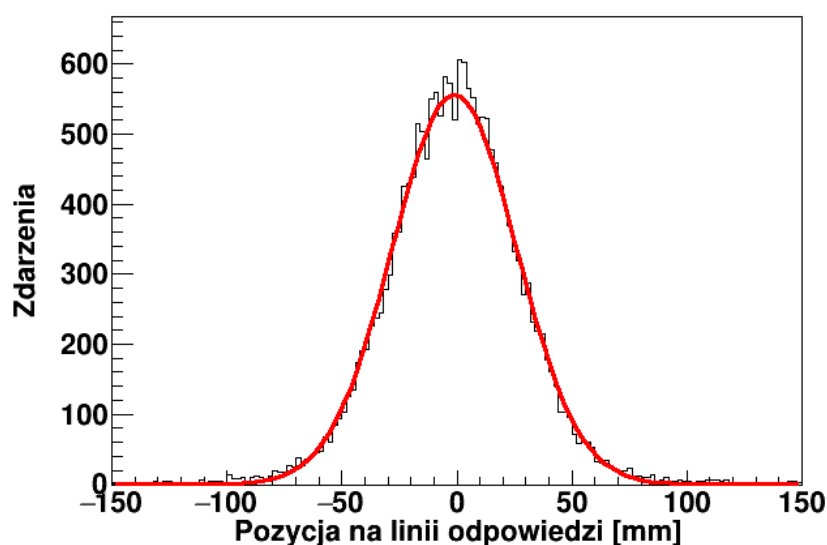
Jednym z parametrów, które określają uzyskiwaną rozdzielczość dla tomografu jest rozrzut rekonstruowanego miejsca anihilacji wzdłuż linii odpowiedzi. Dla źródła w centrum detektora histogram uzyskanych rezultatów jest przedstawiony na Rysunku 9.5. Do danych dopasowano krzywą Gaussa i otrzymane rozmycie rozkładu to



Rysunek 9.4: Uproszczona rekonstrukcja obrazu w płaszczyźnie x-y powstałego z pomiarów dla pojedynczego źródła w centrum detektora. Na rysunku przedstawiono tylko ćwiartkę symetrycznego detektora.

$\sigma = 26.9 \pm 0.2$ [mm]. Należy tutaj podkreślić, że w uzyskanym rezultacie zawierają się zrekonstruowane punkty anihilacyjne dla wszystkich możliwych linii odpowiedzi. Czyli takich, które łączą scyntylatory pod kątem prostym względem ułożenia scyntylatorów, a także takie, które dają maksymalny kąt 52° (Rysunek 9.3).

Uzyskana rozdzielczość wzdłuż linii odpowiedzi jest najgorszą z możliwych rozdzielczości charakteryzujących tomograf. Po transformacji zrekonstruowanego obrazu do przestrzeni wymiarów poprzecznych (x-y) oraz wzdłuż osi tomografu (z), które są najczęściej podawane przez producentów (Tabela 2.2), otrzymuje się lepsze wyniki uzyskiwanej rozdzielczości. Dzieje się to na skutek rzutowania rozmycia wzdłuż linii odpowiedzi na osie współrzędnych. Linie odpowiedzi są zazwyczaj ustawione względem nich pod różnymi kątami. Można tutaj wyróżnić dwa ekstremalne przypadki:

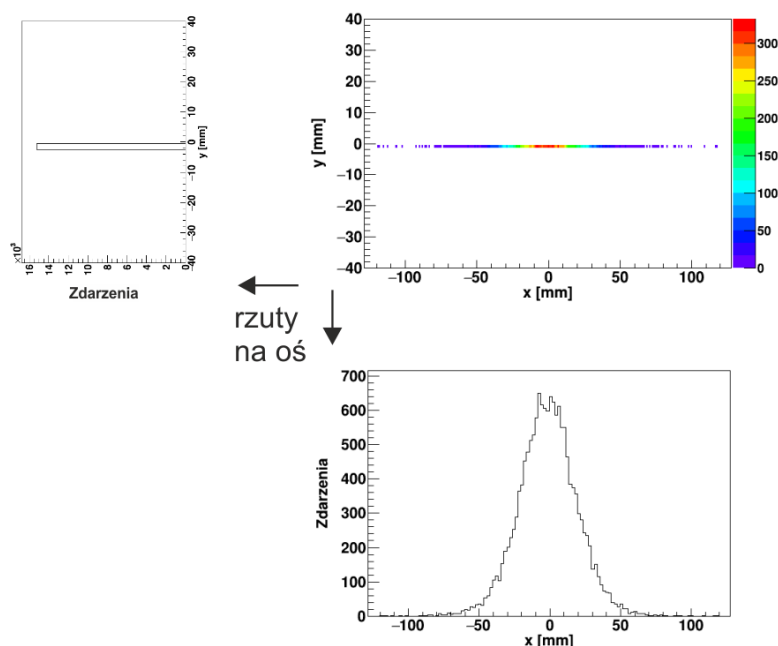


Rysunek 9.5: Rozkład punktów anihilacji otrzymanych uproszczoną metodą rekonstrukcji wzdłuż linii odpowiedzi dla pary modułów detekcyjnych. Czerwoną linią została dopasowana krzywa Gaussa. Parametr rozmycia otrzymany w wyniku dopasowania to $\sigma = 26.9 \pm 0.2$ [mm]. Analizę wykonano dla zdarzeń, których TOT jest większy niż mediana rozkładu TOT.

- rzutowania linii odpowiedzi na oś, która jest do niej równoległa, otrzymuje się wtedy takie samo rozmycie,
- rzutowania linii odpowiedzi na oś, która jest do niej prostopadła, otrzymuje się wtedy wszystkie zdarzenia skupione w 1 punkcie.

Sytuacje takie są zobrazowane na Rysunku 9.6 dla zbioru linii odpowiedzi pochodzących z pojedynczej pary modułów detekcyjnych.

Podając wartości rozdzielczości wzdłuż osi współrzędnych należy pamiętać, że jest ona wynikiem nałożenia się wielu linii odpowiedzi znajdujących się pod różnymi kątami względem osi współrzędnych, a tym samym wnoszącymi różny wkład do otrzymywanego rozmycia zrekonstruowanego punktu. Aby zatem określić ten wpływ wybrano zdarzenia z modułów detekcyjnych, które miały najmniejsze i największe rozmycie wzdłuż zrekonstruowanej linii odpowiedzi, a następnie zasymulowano, jakby wszystkie moduły detekcyjne posiadały takie rozmycie. Dla tak wybranych zdarzeń przeprowadzono uproszczoną rekonstrukcję obrazu i wykonano rzut poprzeczny



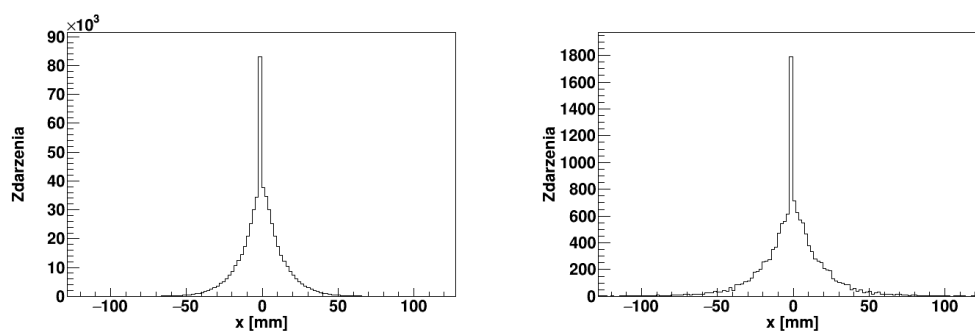
Rysunek 9.6: Zbiór linii odpowiedzi, pochodzących z pojedynczej pary modułów detekcyjnych, otrzymanych uproszczoną metodą rekonstrukcji, a następnie rzutowane na dwie prostopadłe względem siebie osie współrzędnych.

względem osi tomografu.

Ze względu na niegaussowski kształt otrzymanego rozkładu, rozmycie zostało określone jako szerokość połówkowa (FWHM), a następnie przeliczone na gaussowskie rozmycie (σ) w celu utrzymania konwencji podawania rozdzielczości przyjętej w pracy. Otrzymane rozkłady są przedstawione na Rysunku 9.7. Przy obliczaniu szerokości połówkowej pominięto najwyższy przedział wynikający z rzutowania prostopadłej linii odpowiedzi względem rzutowanej osi podczas określania maksimum rozkładu. Otrzymane rezultaty dla najmniejszego rozmycia wzdłuż linii odpowiedzi to $\text{FWHM} = 19 \pm 2 \text{ [mm]}$ ($\sigma = 8 \text{ mm}$) oraz dla największego $\text{FWHM} = 27 \pm 2 \text{ [mm]}$ ($\sigma = 11.5 \text{ mm}$).

Dla osi równoległej z osią tomografu, po przeprowadzeniu analogicznych obliczeń, otrzymano $\text{FWHM} = 23 \pm 2 \text{ [mm]}$ ($\sigma = 9.8 \text{ mm}$) dla najmniejszego rozmycia wzdłuż linii odpowiedzi oraz $\text{FWHM} = 32 \pm 2 \text{ [mm]}$ ($\sigma = 13.5 \text{ mm}$) dla największego rozmycia.

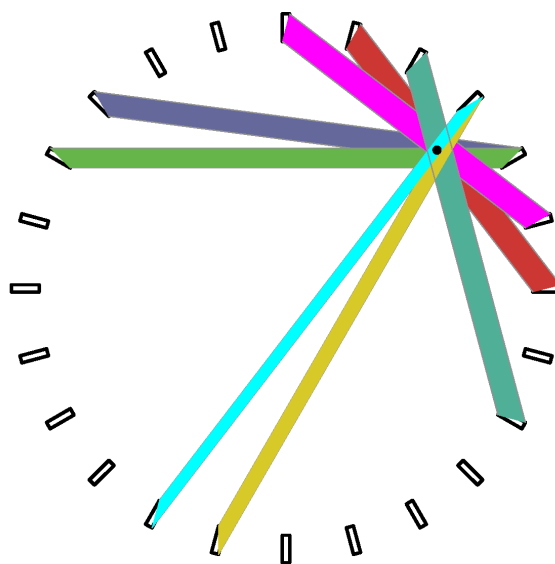
Drugim pomiarem, były zdarzenia pochodzące od źródła radioaktywnego w pozycji 100 mm , 100 mm , 150 mm . Ze względu na geometrię tomografu, dla tak ustawionego źródła kwanty anihilacyjne mogły być zaobserwowane tylko w kilku parach modułów detekcyjnych. Pary te są schematycznie pokazane na Rysunku 9.8.



(a) Najmniejsze rozmycie wzdłuż linii odpowiedzi FWHM = 19 ± 2 [mm].

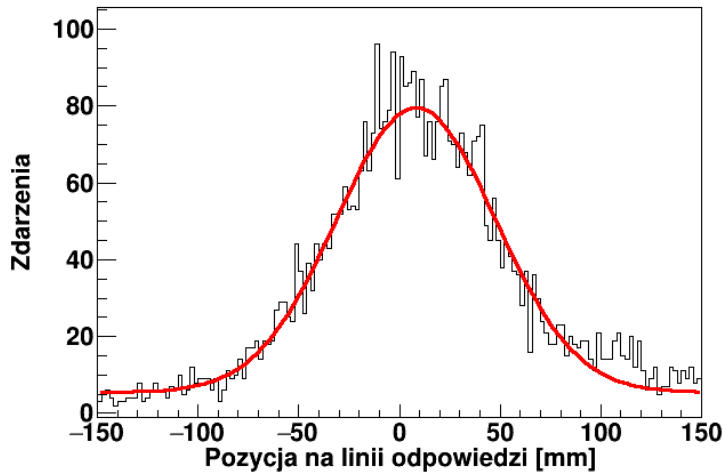
(b) Największe rozmycie wzdłuż linii odpowiedzi FWHM = 27 ± 2 [mm].

Rysunek 9.7: Dystrybucje zrekonstruowanego miejsca anihilacji metodą uproszczoną w przekroju poprzecznym względem osi tomografu dla zbioru linii odpowiedzi otrzymanych w oparciu o pomiar modułami detekcyjnymi, którymi uzyskano najmniejsze rozmycie (po lewej) oraz w oparciu o pomiary z największym rozmyciem (po prawej). Centralny przedział (o największej statystyce) pochodzi od rzutowania linii odpowiedzi ustawionych prostopadle względem osi rzutowania.



Rysunek 9.8: Schematycznie zaznaczone pary modułów detekcyjnych, dla których mogło być zaobserwowane źródło Na-22 w pozycji (100 mm, 100 mm, 150 mm) (czarny punkt).

Rozkład rekonstrukcji miejsca anihilacji wzdłuż linii odpowiedzi dla tych pomia-



Rysunek 9.9: Dystrybucja zrekonstruowanych uproszczoną metodą miejsc anihilacji wzdłuż linii odpowiedzi dla źródła w pozycji $(100\text{ mm}, 100\text{ mm}, 150\text{ mm})$. Czerwoną linią zaznaczono dopasowaną funkcję Gaussa o parametrze rozmycia $\sigma = 39.6 \pm 0.9\text{ [mm]}$.

rów jest przedstawiony na Rysunku 9.9. Otrzymane rozmycie to $\sigma = 39.6 \pm 0.9\text{ [mm]}$.

9.2 Rekonstrukcja MLEM obrazu źródła punktowego

Jest wiele metod rekonstrukcji obrazów tomograficznych. Od prostych, taka jak opisana powyżej uproszczona metoda rekonstrukcji do złożonych, iteracyjnych. Przykładem iteracyjnej metody jest algorytm maksymalnej wiarygodności MLEM (z ang. Maximum Likelihood Expectation Maximization).

Metoda MLEM opiera się na znajdowaniu parametrów modelu ρ , dla których zaobserwowane zdarzenia \tilde{E} są najbardziej prawdopodobne, tzn. prawdopodobieństwo $P(\tilde{E}|\rho)$ jest największe. ρ oznacza rozkład gęstości radioznacznika, natomiast \tilde{E} to zbiór wszystkich zaobserwowanych zdarzeń w trakcie obrazowania. Pojedyncze zdarzenie \tilde{e} to znalezione w koincydencji wartości czasów sygnałów z dwóch modułów detekcyjnych $(t_{l1}, t_{p1}, t_{l2}, t_{p2})$. Szerzej algorytm jest opisany w referencji [70]. W prototypie J-PET, tak jak w większości obecnie używanych skanerów, każde zdarzenie zapisywane jest oddzielnie. Dlatego też zbiór wszystkich zdarzeń został podzielony na poszczególne zdarzenia $\tilde{E} = \{\tilde{e}_1, \dots, \tilde{e}_N\}$. Możemy wtedy zdefiniować prawdopodobieństwo $P(\tilde{e}|i)$, że zaobserwowane zdarzenie pochodzące z elementu powierzchni obrazu i było zrekonstruowane jako \tilde{e} . Znając to prawdopodobieństwo, dla każdej gęstości emitera ρ , możemy obliczyć prawdopodobieństwo zaobserwowania danego

zestawu zdarzeń N :

$$P(\{\tilde{e}_1, \dots, \tilde{e}_N\}|\rho) = \prod_j \sum_i P(\tilde{e}_j|i) \frac{\rho(i)s(i)}{\sum_i \rho(i)s(i)}, \quad (9.1)$$

gdzie j numeruje zdarzenia, i numeruje elementy powierzchni w przestrzeni obrazu, a $s(i)$ to czułość detektora, czyli całkowite prawdopodobieństwo, że zdarzenie pochodzące z elementu powierzchni w przestrzeni obrazu i będzie wykryte w detektorze.

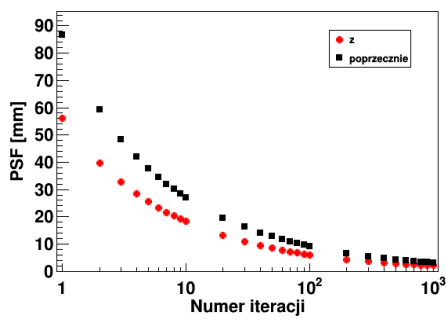
Algorytm rekonstruujący obraz tomograficzny doprowadza do maksymalizacji powyższego prawdopodobieństwa, co jest dokonane przy użyciu iteracyjnego algorytmu największej wiarygodności MLEM [70, 71]

$$\rho(j)^{(t+1)} = \sum_{\tilde{e} \in \tilde{E}} \frac{P(\tilde{e}|j)\rho(j)^{(t)}}{\sum_{i \in S} P(\tilde{e}|i)s(i)\rho(i)^{(t)}}, \quad (9.2)$$

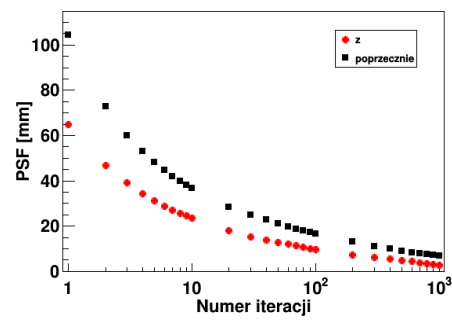
gdzie $\rho(j)$ jest szukaną gęstością prawdopodobieństwa znacznika, podaną jako średnia liczba emisji z elementu powierzchni $j \in S$ podczas badania. S to dyskretna przestrzeń obrazu.

Aby móc wykorzystać Wzór 9.2 potrzebna jest znajomość postaci $P(\tilde{e}|i)$ oraz $s(i)$. Dla detektora J-PET w dwóch wymiarach jest to przedstawione dokładnie w publikacji [72], natomiast sposób zastosowania przy użyciu kart graficznych jest opisany w artykule [73].

Korzystając z metody rekonstrukcji MLEM dla dwuwymiarowego obrazu wyznaczono rozdzielczość przestrzenną dla punktowego źródła (PSF z ang. Point Spread Function) w centrum tomografu oraz w odległości 100 mm od centrum. Wykresy rozdzielczości w funkcji numeru iteracji przedstawione są na Rysunku 9.10. Dla pierwszych stu iteracji następuje znacząca poprawa rozdzielczości obrazu (około dziesięciokrotnie dla źródła w centrum detektora oraz około sześciokrotnie dla źródła oddalonego o 100 mm od centrum). Następnie poprawa rozdzielczości spowalnia i pomiędzy setną i tysięczną iteracją rozdzielczość poprawia się około trzy razy (niezależnie od miejsca ułożenia źródła). Przykładowy obraz zrekonstruowanego źródła punktowego w centrum tomografu dla dwudziestej iteracji jest przedstawiony na Rysunku 9.11.

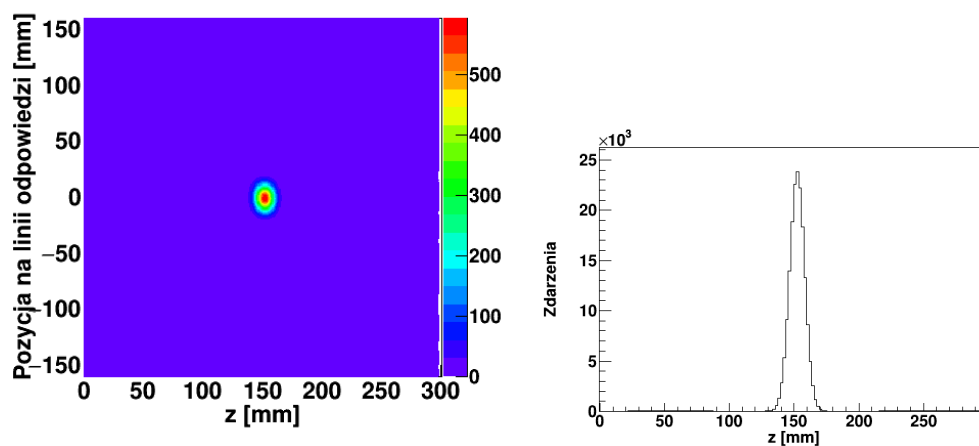


(a) Źródło w centrum detektora.



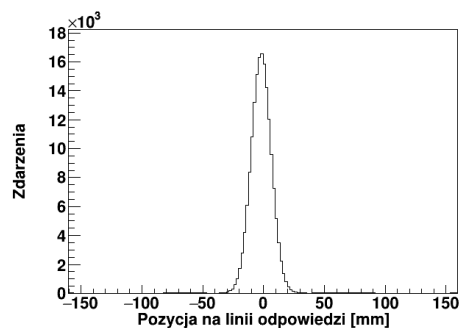
(b) Źródło w odległości 100 mm od centrum detektora.

Rysunek 9.10: Wartości PSF w funkcji numeru iteracji algorytmu rekonstrukcji MLEM. Punkty dla osi "z" oznaczają położenie wzdłuż osi detektora, natomiast "poprzecznie" oznacza oś, która jest ustawiona poprzecznie do osi detektora.



(a) Obraz dwuwymiarowy.

(b) Rzut na oś z.



(c) Rzut na oś poprzeczną do osi detektora.

Rysunek 9.11: Przykładowy obraz zrekonstruowany metodą MLEM dla pojedynczego źródła w centrum detektora dla dwudziestej iteracji. Dwuwymiarowy obraz widoczny jest na (a), natomiast rzuty widoczne są na (b) i (c), odpowiednio na oś równoległą i poprzeczną do osi tomografu.

10 Porównanie z komercyjnymi tomografami PET

Przedstawione w powyższych rozdziałach rezultaty uzyskiwane przez prototyp J-PET nabierają znaczenia, gdy porównamy je z tomografami pozytonowymi wykorzystywanymi do badania pacjentów. Parametry kilku tomografów, różnych producentów i wykorzystujących różne kryształy scyntylacyjne jako detektory promieniowania gamma, przedstawione są w Tabeli 2.2.

Porównując poniższe rezultaty należy pamiętać, że zbudowany prototyp tomografu J-PET ma około dwa razy większe osiowe pole widzenia (FOV) względem porównywanych tomografów komercyjnych.

Jednym z parametrów jest rozdzielczość czasowa koincydencji. Uzyskany rezultat dla skanera J-PET jest opisany w Rozdziale 9. Dopasowana do danych funkcja Gaussa określa rozdzielczość na poziomie $\sigma = 208 \pm 4$ [ps] (FWHM = 490 ps). Jest to wynik lepszy zarówno od tomografu Discovery ST (FWHM 544.3 ps) [21], jak i Gemini TF (FWHM 585 ps) [24].

Poprzeczna rozdzielczość przestrzenna (FWHM) dla modeli tomografów zebranych w Tabeli 2.2 waha się od 4.7 do 6.3 mm dla punktowego źródła w odległości 10 mm od osi detektora. Dla rekonstrukcji MLEM taka rozdzielczość jest osiągnięta przez zbudowany prototyp J-PET po około 150 iteracjach. Uproszczona rekonstrukcja dla punktowego źródła w centrum tomografu J-PET pozwala otrzymać rozdzielczość w granicach 19 – 27 mm.

Dla źródła oddalonego o 100 mm od osi tomografu poprzeczna rozdzielczość tomografów komercyjnych jest w granicach 5.06 – 6.8 mm. W opracowanym prototypie J-PET w rekonstrukcji MLEM taka rozdzielczość jest osiągnięta po około 750 iteracjach.

Rozdzielczość przestrzenna wzdłuż osi (FWHM) dla tomografów z Tabeli 2.2 dla źródła w odległości 10 mm od centrum detektora jest w zakresie 4.74 – 5.2 mm. Uproszczona rekonstrukcja dla punktowego źródła w centrum tomografu J-PET pozwala otrzymać rozdzielczość w granicach 23 – 32 mm. Rozdzielczość 5.2 mm jest otrzymywana po 140 iteracji rekonstrukcji MLEM.

Dla źródła oddalonego o 100 mm od centrum tomografu rozdzielczość wzdłuż osi detektora jest w granicach 4.8 – 7.0 mm. W rekonstrukcji MLEM taka rozdzielczość jest osiągnięta po około 210 iteracjach.

11 Podsumowanie

W tej pracy, wbrew opiniom głoszonym przez prawie 40 lat, wykazano, że możliwa jest pozytonowa tomografia emisyjna oparta na scyntylatorach plastikowych.

Został zbudowany, wykalibrowany i uruchomiany prototyp tomografu składający się z dwudziestu czterech pasków scyntylatora plastikowego o wymiarach $5 \times 19 \times 300 \text{ mm}^3$. Specjalnie dla opracowywanego prototypu została zaprojektowana stało-progowa elektronika odczytu opierająca się na wykorzystaniu bufora LVDS jako komparatora sygnałów. Umożliwia ona odczyt pojedynczego sygnału na czterech progach o różnej wartości. Akwizycja danych odbywała się w trybie ciągłego wyzwalania i opierała się na bazujących na FPGA płytach TRB w wersji 3.

Układ detekcyjny wykazał możliwość uzyskania (porównanie z tomografem Discovery-690 opisanym w publikacji [23]):

- prawie dwa razy większego osiowego pola widzenia (FOV),
- o 54 ps lepszej rozdzielczości koincydencji czasowej (FWHM),
- dla rekonstrukcji dwuwymiarowej MLEM dla pojedynczego źródła w centrum detektora, przestrzenna rozdzielczość poprzeczna do osi detektora jest taka sama jak dla tomografu Discovery-690 (źródło 10 mm od osi tomografu) dla 409 iteracji oraz wzdłuż osi detektora dla 168 iteracji.
- dla rekonstrukcji dwuwymiarowej MLEM dla pojedynczego źródła 100 mm od centrum tomografu, przestrzenna rozdzielczość poprzeczna do osi detektora jest taka sama jak dla tomografu Discovery-690 dla 1155 iteracji oraz wzdłuż osi detektora dla 519 iteracji.

Podczas pomiarów zaobserwowano duże różnice w czułości detektora w różnych elementach objętości komory detekcyjnej. Wynika to z układu geometrycznego i liczby modułów detekcyjnych. Otrzymane rezultaty motywują do dalszych badań nad rozwojem emisyjnej tomografii pozytonowej opartej na scyntylatorach plastikowych. Dlatego też obecnie przygotowany jest prototyp tomografu o większej średnicy (800 mm), większym osiowym polu widzenia (500 mm) i większym wypełnieniu komory detekcyjnej (trzy warstwy z łącznie 192 modułami detekcyjnymi). Przy jego użyciu będą prowadzone dalsze badania nad rozwojem tomografii PET opartej na scyntylatorach plastikowych, które umożliwią wykonanie obrazów w 3D.

A Lista skrótów

- CT - Computed Tomography
- DAC - Digital to Analog Converter
- FDG - fluorodeoksyglukoza
- FOV - Field Of View
- FPGA - Field-Programmable Gate Array
- LOR - Line Of Response
- LVDS - Low Voltage Differential Signalling
- MLEM - Maximum Likelihood Expectation Maximization
- MVT - Multi-Voltage Threshold
- MRI - Magnetic Resonance Imaging
- NEMA - National Electrical Manufacturers Association
- PET - Positron Emission Tomography
- PMT - PhotoMultiplier Tube
- PSF - Point Spread Function
- SNR - Signal-to-Noise Ratio
- TDC - Time to Digital Converter
- TOF - Time Of Flight
- TOT - Time Over Threshold
- TTS - Transit Time Spread
- TRBv3 - Trigger and Readout Board version 3
- VHDL - Very high speed integrated circuits Hardware Description Language

B Parametry krzywych wzmocnień fotopowielaczy

Model	Nazwa	K	νm	Wzmocnienie 10^6
R4998	PM001	$(11.7 \pm 1.1)e - 04$	7.04 ± 0.13	2.19
R4998	PM002	$(27.0 \pm 2.8)e - 04$	6.56 ± 0.14	3.46
R4998	PM003	$(18.1 \pm 2.2)e - 04$	6.29 ± 0.17	1.85
R4998	PM004	$(46.8 \pm 8.8)e - 04$	5.26 ± 0.27	2.08
R4998	PM005	$(75.3 \pm 6.5)e - 05$	7.26 ± 0.12	1.70
R4998	PM006	$(16.6 \pm 1.2)e - 04$	7.040 ± 0.098	3.13
R4998	PM007	$(12.6 \pm 1.0)e - 04$	6.22 ± 0.11	1.22
R4998	PM008	$(22.5 \pm 2.2)e - 04$	6.48 ± 0.13	2.70
R4998	PM009	$(13.8 \pm 1.3)e - 04$	7.19 ± 0.12	2.94
R4998	PM010	$(31.5 \pm 4.0)e - 04$	5.75 ± 0.17	2.09
R4998	PM011	$(76.9 \pm 8.1)e - 05$	7.34 ± 0.14	1.85
R4998	PM012	$(10.0 \pm 1.9)e - 04$	7.09 ± 0.26	1.96
R4998	PM013	$(56.6 \pm 6.9)e - 05$	8.00 ± 0.16	2.31
R4998	PM014	$(16.6 \pm 1.3)e - 04$	6.61 ± 0.11	2.20
R4998	PM015	$(16.1 \pm 1.1)e - 04$	6.285 ± 0.092	1.65
R4998	PM016	$(83.4 \pm 6.5)e - 05$	7.39 ± 0.10	2.08
R4998	PM017	0.00119 ± 0.00024	7.46 ± 0.27	3.16
R4998	PM018	$(89.0 \pm 7.1)e - 05$	7.00 ± 0.11	1.63
R4998	PM019	$(21.6 \pm 1.7)e - 04$	6.80 ± 0.10	3.35
R4998	PM020	$(26.5 \pm 2.2)e - 04$	6.51 ± 0.11	3.24
R4998	PM021	$(79.1 \pm 6.7)e - 05$	7.18 ± 0.11	1.68
R4998	PM022	$(20.5 \pm 1.6)e - 04$	6.82 ± 0.10	3.24
R4998	PM023	$(19.9 \pm 1.9)e - 04$	7.08 ± 0.13	3.87
R4998	PM024	$(7.5 \pm 1.5)e - 04$	7.17 ± 0.26	1.57
R4998	PM025 (NQ1)	$(136.2 \pm 8.4)e - 05$	7.307 ± 0.083	3.19
R5320	PM026 (N2)	0.00217 ± 0.00011	6.709 ± 0.069	3.13
R4998	PM027	$(65.8 \pm 8.2)e - 05$	7.20 ± 0.17	1.42
R5320	PM028 (N1)	$(113.7 \pm 9.1)e - 05$	7.13 ± 0.11	2.30
R5320	PM029 (PM2)	0.00194 ± 0.00011	6.320 ± 0.078	2.04

R5320	PM030 (F1)	0.00189 ± 0.00014	6.947 ± 0.096	3.29
R4998	PM031	$(21.4 \pm 2.3)e - 04$	6.98 ± 0.14	3.84
R4998	PM032	$(20.6 \pm 1.9)e - 04$	6.89 ± 0.12	3.46
R4998	PM033	$(33.1 \pm 3.1)e - 05$	7.64 ± 0.13	1.02
R4998	PM034	$(28.8 \pm 2.8)e - 05$	7.91 ± 0.13	1.10
R4998	PM035	$(89.1 \pm 6.6)e - 05$	6.941 ± 0.096	1.55
R4998	PM036	$(126.9 \pm 9.8)e - 05$	7.13 ± 0.10	2.59
R4998	PM037	$(72.0 \pm 6.1)e - 05$	7.27 ± 0.11	1.64
R4998	PM038	$(13.6 \pm 1.2)e - 04$	7.38 ± 0.11	3.36
R4998	PM039	$(64.5 \pm 6.3)e - 05$	7.52 ± 0.13	1.80
R4998	PM040	$(59.6 \pm 9.6)e - 05$	7.14 ± 0.21	1.22
R4998	PM041	$(50.2 \pm 4.4)e - 05$	7.52 ± 0.12	1.39
R4998	PM042	$(17.1 \pm 1.8)e - 04$	7.09 ± 0.14	3.35
R4998	PM043	$(105.8 \pm 9.9)e - 05$	7.20 ± 0.12	2.27
R5320	PM044 (F2)	$(24.4 \pm 1.7)e - 04$	6.557 ± 0.096	3.11
R5320	PM045 (PM1)	$(15.2 \pm 1.1)e - 04$	6.88 ± 0.10	2.50
R4998	PM046	$(75.7 \pm 6.5)e - 05$	7.20 ± 0.11	1.62
R4998	PM047	$(66.5 \pm 8.1)e - 05$	7.00 ± 0.16	1.22
R4998	PM048	$(21.4 \pm 2.1)e - 04$	6.72 ± 0.14	3.09
R4998	PM049	$(14.1 \pm 1.6)e - 04$	7.04 ± 0.15	2.66
R4998	PM050	$(118.8 \pm 10.0)e - 05$	7.24 ± 0.11	2.63
R4998	PM052	$(138.9 \pm 9.3)e - 05$	6.753 ± 0.090	2.07

Tabela B.1: Wyznaczone na podstawie opisu w sekcji 5.1.2 parametry krzywych wzmocnień fotopowielaczy o postaci $K \cdot V^{\nu m}$. Kolumna wartości wzmocnień odnosi się do fotopowielaczy zasilanych napięciem 2250 V.

Podziękowania

Przede wszystkim chciałbym podziękować prof. dr hab. Pawłowi Moskałowi oraz dr Erykowi Czerwińskiemu za czas poświęcony mi podczas pisania tej pracy.

Podziękowania należą się również prof. dr hab. Zbigniewowi Rudemu oraz dr hab. Tomaszowi Kozikowi za merytoryczne uwagi po przeczytaniu pracy.

Chciałbym podziękować prof. dr hab. Bogusławowi Kamysowi za pozwolenie przygotowania tej pracy w Zakładzie Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Wkład w tę pracę pochodził również od grupy, która zajmowała się rekonstrukcją obrazu tomograficznego, dlatego chciałbym Im również za to serdecznie podziękować.

Bardzo dziękuję osobom, które zajmowały się elektroniką odczytu oraz akwizycją danych, za ogromne ilości czasu, które mi poświęciły podczas uruchamiania prototypu tomografu.

Oddzielnie chciałbym podziękować wszystkim, którzy od strony technicznej pomagali mi podczas projektowania i konstrukcji prototypu tomografu.

Podziękowania należą się również wszystkim z grupy badawczej J-PET, którzy w bardziej bezpośredni lub pośredni sposób pomagali mi w budowie, uruchamianiu i przeprowadzaniu pomiarów na prototypie tomografu oraz tworzyli frameworka.

Dziękuję Małopolskiemu Centrum Przedsiębiorczości za finansowanie stypendium w ramach projektu *Doctus*.

Na koniec, ale nie mniej ważne, są podziękowania dla moich bliskich, którzy cierpliwie wspierali mnie podczas pisania tej pracy.

Literatura

- [1] Najwyższa Izba Kontroli, Informacja o wynikach kontroli KZD-4101-03/2013, 2013.
- [2] A.K. Buck, et.al, The Journal of Nuclear Medicine, 2010; 51: 401.
- [3] Ministerstwo Zdrowia, Narodowy Program Zwalczenia Chorób Nowotworowych, Budowa sieci ośrodków PET, 2005.
- [4] Zgłoszenie patentowe, P. Moskal, P 388 555 (2009).
- [5] R. J. Nickles, H. O. Meyer Physics in Medicine and Biology 23, 686–95 (1978).
- [6] P. Moskal, ..., T.Bednarski, et.al., Physics in Medicine and Biology 61, 2025–2047 (2016).
- [7] J. L. Humm et al., European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging, 2003, 30(11):1574-97.
- [8] G. B. Saha “Basics of PET Imaging”, Springer Science+Business Media, LLC 2010.
- [9] O. Warburg, Science 123 (3191): 309–314 (1956).
- [10] J. S. Karp et al., The Journal of Nuclear Medicine, 2008; 49(3): 462–470.
- [11] <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/BG0%20data%20sheet.pdf>
- [12] <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20organics%20Brochure.pdf>
- [13] http://www.omegapiezo.com/crystal_scintillators.html
- [14] N. Akchurin et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 640, (2011) 91–98.
- [15] I. Vilardi et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 564, 1, (2006) 506–514.
- [16] F. Daghighian et al., Institute of Electrical and Electronics Engineers, Transactions on Nuclear Science, Vol. 40, No. 4, 1993.

- [17] A. Kriplani et al., Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, 3036 - 3040 Vol. 5, 2003.
- [18] <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20BC418-420-422%20Data%20Sheet.pdf>
- [19] <http://www.eljentechnology.com/index.php/products/plastic-scintillators/65-ej-228>
- [20] Rexon, specyfikacja scyntylatora, "RP-408 plastic scintillator", 2004.
- [21] O. Mawlawi et al., The Journal of Nuclear Medicine, 2004 Vol. 45 no. 10 1734-1742.
- [22] <http://www.medwow.com/med/petct/hitachi/sceptre/9804.model-spec>
- [23] V. Bettinardi et al., Medical Physics, 2011; 38(10):5394-411.
- [24] S. Surti et al., The Journal of Nuclear Medicine, 2007, 48 471-480.
- [25] P. Moskal, Sz. Niedźwiecki, T. Bednarski et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 764 (2014), 317-321.
- [26] A. Strzałkowski, "Wstęp do fizyki jądra atomowego", PWN, Warszawa, 1969.
- [27] P. Moskal, T. Bednarski et al., Nuclear Medicine Review 2012, 15, Suppl. C: C81-C84.
- [28] Zgłoszenie patentowe, B. Głowacz et al., PCT/PL2015/050035.
- [29] Zgłoszenie patentowe, P. Moskal, P 405 181 (2013).
- [30] Hamamatsu, "Photomultiplier tubes and assemblies for scintillation counting & high energy physics", Katalog produktów producenta, TPMO0007E01, Sept. 2004.
- [31] Hamamatsu, Specyfikacja fotopowielacza, TPMH1261E02, 1999.
- [32] <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/Organic%20Product%20Accessories%20Data%20Sheet.pdf>
- [33] <http://www.eljentechnology.com/index.php/products/accessories/94-ej-550>
- [34] <http://www.eljentechnology.com/index.php/products/accessories/97-ej-560>

-
- [35] http://solutions.3m.co.uk/wps/portal/3M/en_GB/EU-DisplaysGraphics/Home/ProdInfo/Vikuiti/
- [36] N.G. Sharma et al., J-PET Report no. 10/2014.
- [37] DuPont, Materiały reklamowe produktów, H-49725-5 Ltr 04.14.
- [38] CAEN, “Power Supply Systems rev. 12”, Instrukcja obsługi panelu zasilania, UM2462-SY4527-SY4527LC, June 2015.
- [39] Zgłoszenie patentowe, M. Pałka, P. Moskal, P 405 182 (2013).
- [40] Ronzhin A, Albrow MG, Demarteau M, Los S, Malik S, Pronko A et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 2010;623:931-941.
- [41] Baturin V, Burkert V, Kim W, Majewsky S, Nekrasov D, Park K et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 2006;562:327-337.
- [42] LeCroy Corporation, “Serial Data Analyzers”, Materiały reklamowe producenta, SDAJDSrev4_revA_W1_29Nov06.
- [43] R. Nowak, “Statystyka dla fizyków, ” Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 2002.
- [44] A. E. Baulin et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A, 715, 2013, 48–55.
- [45] F. James, Computer Physics Communications, 20 (1980) 29-35.
- [46] <http://ns.ph.liv.ac.uk/~ajb/radiometrics/glossary/sodium22.html>
- [47] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/nucene/fisfrag.html#c4>
- [48] P. Moskal, N.G.Sharma, M.Silarski, T. Bednarski et al., Acta Physica Polonica A127 (2015) 1495-1499.
- [49] Keysight Technologies, Specyfikacja generatora sygnałów, 5989-6433EN, marzec 18, 2015.
- [50] M. Pałka, T. Bednarski et al., Bio-Algorithms and Med-Systems Volume 10, Issue 1, Pages 41-45 (2014).
- [51] G. Korcyl et al., Journal of Instrumentation, 6, 2011, 10.1088/1748-0221/6/12/C12004.

- [52] G. Korcyl et al.,
“A Users Guide to the TRB3 and FPGA-TDC Based Platforms”, Materiały informacyjne, 2015.
<http://jspc29.x-matter.uni-frankfurt.de/docu/trb3docu.pdf>
- [53] H. William, C. Ebeling i G. Borriello, US Patent and Trademark Office. 1993, US5208491 A.
- [54] P. J. Ashenden, Morgan Kaufmann, 2010. 0080568858, 9780080568850.
- [55] B. G. West, US Patent and Trademark Office. 2002, 6,501,706.
- [56] W. Jinyuan et al., Conference Record, 2007. NSS '07. Institute of Electrical and Electronics Engineers, Volume:1, 281 - 286 978-1-4244-0922-8
- [57] Agilent Technologies, Specyfikacja wzmacniacza, 5989-1970EN, 2004.
- [58] R. Szplet, J. Kalisz, and R. Pelka, Institute of Electrical and Electronics Engineers, Transactions on Instrumentation and Measurement, 46:449–453, 1997.
- [59] Keysight Technologies, Specyfikacja oscyloskopu, 5991-3904EN, 2015.
- [60] F. Gonnella et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 791 (2015), 16–21.
- [61] 3M, Specyfikacja taśmy, 78-8124-4705-6, 1998.
- [62] Zgłoszenie patentowe, E. Czerwiński et al., P 405 183 (2015).
- [63] M. Silarski, E. Czerwiński, T. Bednarski et al., Bio-Algorithms and Med-Systems Volume 10, Issue 1, Pages 19-25 (2014).
- [64] J. Beringer, et al. (Particle Data Group) Physical Review D 2012;86:010001–1527.
- [65] Zgłoszenie patentowe, CW. Stearns, US5272343 (1993).
- [66] E. Kubicz, ..., T. Bednarski et al., Acta Physica Polonica B 47, 537 (2016).
- [67] P. Moskal, N. Zoń, T. Bednarski et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 2015;775, 54-62.
- [68] L. Raczyński, ..., T. Bednarski, et.al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 2015;786, 105-112.

- [69] L. Raczyński, ..., T. Bednarski, et.al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 2014;764, 186-192.
- [70] D. Prescher, "A short tutorial on the expectation-maximization algorithm.", notatki z kursu na 15th European Summer School in Logic, Language and Information (ESSLLI-03) (2003).
- [71] L. A. Shepp, Y. Vardi, Institute of Electrical and Electronics Engineers, Transactions on Medical Imaging, 1.2, pp. 113–122, Oct. 1982.
- [72] P. Białas, ..., T. Bednarski et al., Acta Physica Polonica B Suppl. 6, 1027-1036, 2013.
- [73] P. Białas, ..., T. Bednarski et al., Acta Physica Polonica A 127, 1500-1504, 2015.