

POMIARY KOINCYDENCYJNE FAST-TIMING Z WYKORZYSTANIEM 8 DETEKTORÓW LABR₃

Aleksander Augustyn, Karolina Królik, Michał Mikołajczuk,
Adam Nałęcz-Jawecki, Michał Swebodziński

Sprawozdanie z Zespołowego Projektu studenckiego
realizowanego w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów pod kierunkiem
dr. hab. Krzysztofa Piaseckiego (UW) i dr. hab. Ernesta Grodnera (NCBJ)

Warszawa, czerwiec 2019

1 Wstęp

Realizowany projekt opierał się na pomiarze pomocniczym dla układu badawczego Eagle [1] zainstalowanego w ŚLCJ. Celem wykonanego projektu [2] było dokładne wyznaczenie drogi pokonywanej przez fotony pomiędzy rozproszeniem Comptona w jednym z kryształów scyntylatora, a fotoelektryczną absorpcją w drugim oraz porównanie jej z drogą zmierzoną poprzez pomiar czasu pomiędzy rejestracją rozproszenia i absorpcji w układzie pomocniczym wobec układu Eagle. Porównanie wartości tych dróg pozwoli zweryfikować wiarygodność pomiarów prowadzonych w układzie lub wprowadzić odpowiednie poprawki tak, aby wyniki pomiarów były zgodne z prawami fizyki. Na potrzeby pomiarów została przygotowana specjalna kalibracja energetyczna. Wykorzystano w niej źródła ^{152}Eu i ^{60}Co . Źródło ^{60}Co było szczególnie przydatne do wyznaczenia kalibracji dla wysokich energii, natomiast użycie źródła ^{152}Eu pozwoliło wprowadzić do kalibracji poprawki dla niskich energii. Zarówno do zbierania widm czasowych jak i do kalibracji energetycznej jako scyntylatorów używano kryształów LaBr_3 . Źródłem kwantów γ w przypadku zbierania widm czasowych był izotop ^{60}Co , który emituje kwanty γ o energiach 1332.5 oraz 1173.2 keV.

2 Geometria układu

W centrum układu (rys. 1) 8 detektorów rozmieszczonych równomiernie na obwodzie okręgu o promieniu 50 cm umieszczone było źródło promieniotwórcze ^{60}Co . Używane detektory były scyntylatorami krystalicznymi wykonanymi z LaBr_3 o gęstości $5,06 \text{ g/cm}^3$.



Rysunek 1: Układ pomiarowy. W promieniu 0.5 m od źródła ^{60}Co umieszczonych było 8 detektorów z kryształem LaBr_3 .

Detektory ponumerowano od 1 do 8 zgodnie z ruchem wskazówek zegara. Odległość pomiędzy środkami frontów danej pary detektorów jest różna w zależności od ich pozycji w układzie (tabela 1). Komplet detektorów umieszczony był na styropianie, aby wyeliminować rozproszenia Comptona na elementach konstrukcyjnych.

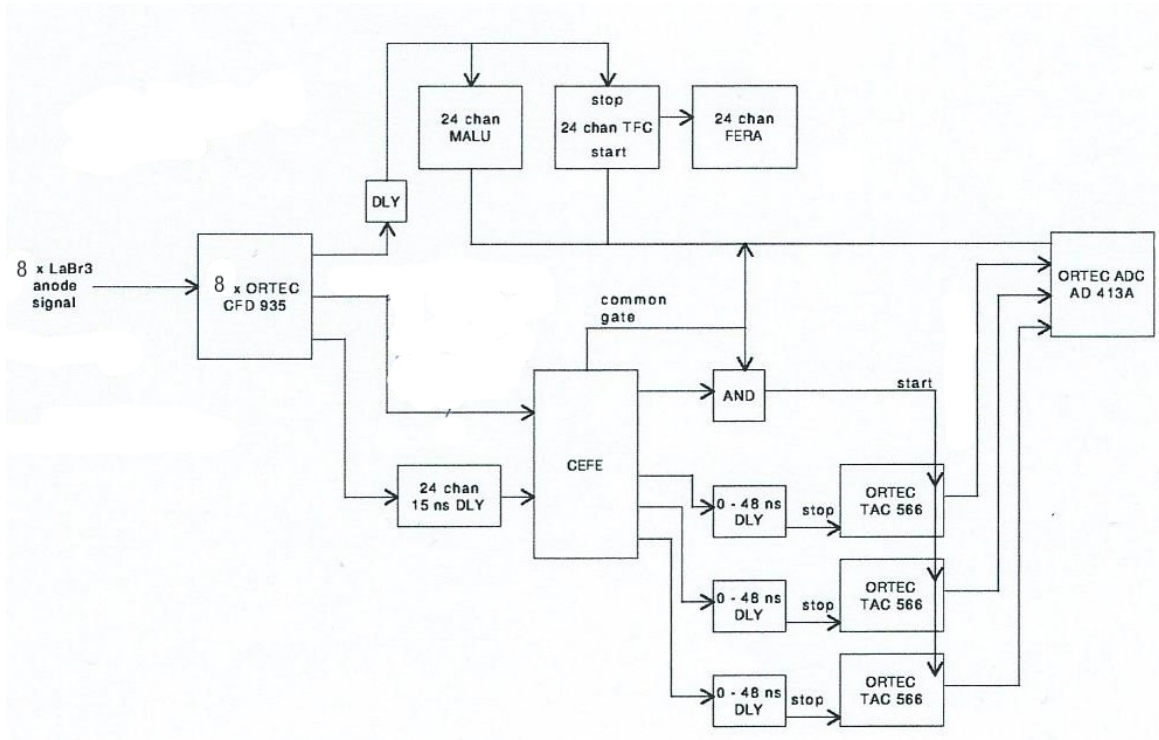
Tabela 1: Odległość pomiędzy frontami detektorów w układzie.

Para detektorów	d [cm]
8 - 7	38.26
8 - 6	70.71
8 - 5	92.35
8 - 4	100

2.1 Zastosowany układ elektroniczny

Oddziaływanie kwantu γ w kryształach scyntylatora generuje powstanie sygnału elektrycznego w detektorze o amplitudzie proporcjonalnej do energii zdeponowanej przez kwant γ . Sygnały elektryczne przekazywane z detektorów kierowane są do 8 dyskryminatorów (na rys. 2 oznaczone jako ORTEC CFD 935), które generują sygnał logiczny w przypadku rejestracji sygnału z detektora. Drugim zadaniem dyskryminatora jest utworzenie kopii każdego zebranego sygnału. Następnie dwa identyczne zestawy sygnałów logicznych kierowane są z dyskryminatora do procesora CEFÉ, przy czym jeden z tych zestawów jest opóźniony o 15 ns względem drugiego. Procesor na podstawie pierwszego zestawu dochodzących sygnałów określa pomiędzy którymi detektorami nastąpiła rejestracja kwantu γ w koincydencji czasowej. Z drugiego zestawu sygnałów procesor przekazuje tylko sygnały detektorów będących w koincydencji. Sygnał pochodzący z detektora o niższym numerze przekazywany jest jako start do zegara (ORTEC TAC 566) gdzie rozpoczyna się pomiar czasu. Pomiar kończy się wraz z dojściem do zegara sygnału z detektora o wyższym numerze. Amplituda sygnału z modułu TAC zależy liniowo od czasu po którym do zegara trafi drugi z sygnałów. Ostatnim etapem przekazania informacji z układu pomiarowego do komputera jest konwersja amplitudy sygnału wytworzonego przez zegar na liczbę reprezentującą czas pomiędzy rejestracją kwantu γ przez daną parę detektorów (w bloku oznaczonym jako ORTEC ADC AD 413A na rys. 2).

Z układu (rys. 2) uzyskiwane są informacje nie tylko o odstępie czasowym pomiędzy rejestracją kwantu pierwotnego oraz kwantu rozproszonego przez daną parę detektorów, ale również o energiach zdeponowanych przez te kwanty. Zebrane dane posłużą później do utworzenia widm czasowych rejestrowanych rozproszeń (patrz roz. 4).



Rysunek 2: Schemat blokowy układu pomiarowego.

3 Oddziaływanie promieniowania z materią

Promieniowanie γ oddziałuje z materią na kilka sposobów. Rozpatrując foton jako cząstkę można wyobrazić sobie co stanie się podczas zderzenia np. z elektronem. Analogia do zjawisk w świecie makroskopowym pozwala rozpatrzyć dwie sytuacje. Foton może przekazać elektronowi całą swoją energię co odpowiadałoby zderzeniu doskonale niesprężystemu. Taki proces nazywany jest zjawiskiem fotoelektrycznym. Przekrój czynny σ_f na zajście takiego zjawiska jest proporcjonalne do:

$$\sigma_f \sim Z^h / E_\gamma^k \quad (1)$$

gdzie parametry "h" i "k" są zależne od energii kwantu γ i wynoszą od $h = 4.0$ i $k = 3.5$ dla niskich energii ($E_\gamma \ll 2m_e c^2$) do wartości $h = 4.6$ i $k = 1$ dla energii bardzo wysokich, natomiast Z jest ładunkiem jądra którego elektron absorbuje foton.

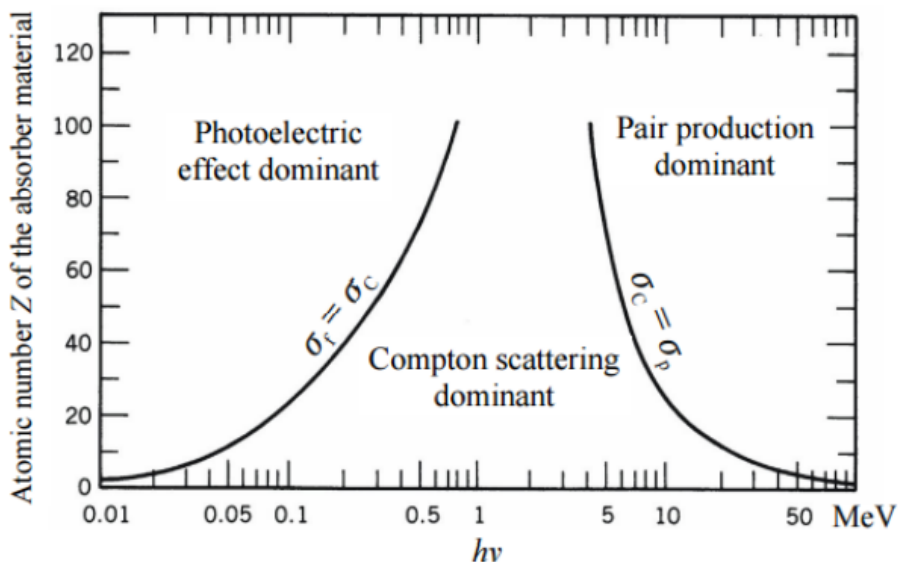
Alternatywą jest zderzenie z elektronem w którym foton przekazuje tylko część swojej energii, po czym rozproszony pod pewnym kątem względem swojego pierwotnego toru kontynuuje ruch. Takie zjawisko nazywane jest rozproszeniem comptonowskim, a przekrój czynny σ_c jest proporcjonalny do:

$$\sigma_c \sim Z / E_\gamma \quad (2)$$

Kolejne zjawisko polega na zamianie kwantu γ o energii większej niż $2m_e c^2$ na parę elektron pozyton. Musi to zachodzić w pobliżu jądra atomowego, aby spełniona była zasada zachowania pędu. Przekrój czynny σ_p na zajście takiego zjawiska zależy od:

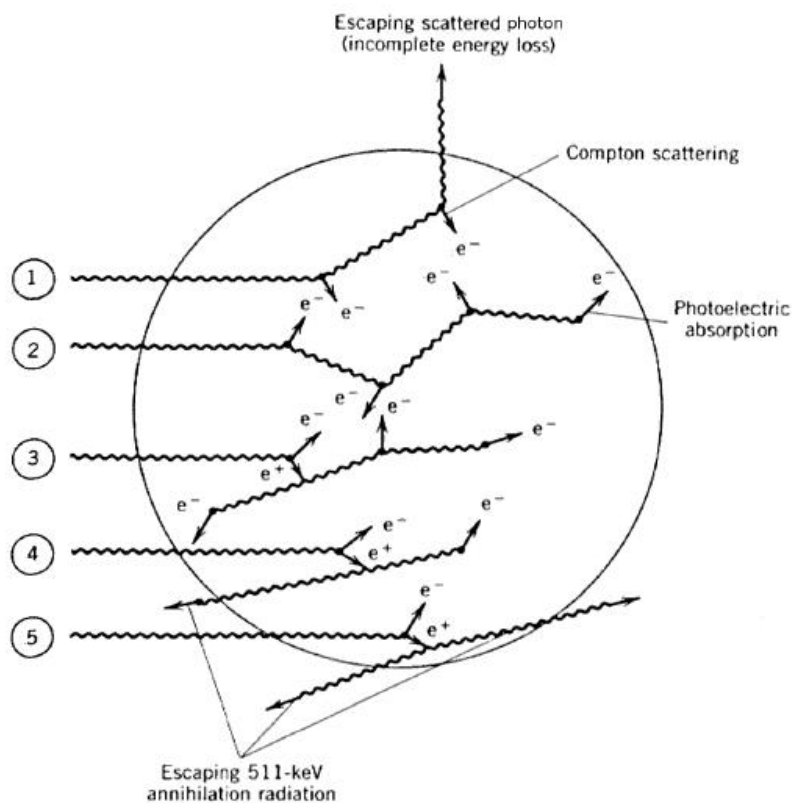
$$\sigma_p \sim Z^2 E_\gamma \quad (3)$$

Najbardziej prawdopodobny sposób oddziaływania kwantu γ z materią jest zależny od jego energii oraz ładunku jąder ośrodka Z przez który przechodzi. Rysunek 2 przedstawia obszary dominacji omówionych zjawisk.



Rysunek 3: Obszary dominacji zachodzących w materii zjawisk w zależności od energii oddziałujących fotonów $h\nu$ oraz liczby atomowej Z absorbera

Możliwe procesy zachodzące w scyntylatorze przyjmującym energię fotonu przedstawia rys. 4



Rysunek 4: Procesy odgrywające rolę w detekcji promieniowania γ . (1) Niepełna absorpcja. (2) Wielokrotne rozproszenie zakończone absorpcją fotoelektryczną. (3) Pełna absorpcja energii kwantu γ po wytworzeniu przez niego pary elektron-pozyton. (4), (5) Niepełna absorpcja energii kwantu γ spowodowana ucieczką odpowiednio jednego lub dwóch kwantów anihilacji pozytonu.

4 Rozproszenia Comptona

W świetle przedmiotu badań najważniejszym z przytoczonych zjawisk jest rozpraszanie Comptona. Ze względu na geometrię układu pomiarowego (rys. 1) rejestracja rozproszonych kwantów γ jest możliwa tylko dla kilku szczególnych kątów rozproszenia. Zależność energii kwantu rozproszonego E' od kąta α pod jakim zaszło rozproszenie oraz energii E_γ kwantu pierwotnego opisuje wzór:

$$E' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{2m_e c^2} (1 - \cos(\alpha))} \quad (4)$$

Deekscytacja poziomów wzbudzonych źródła ^{60}Co powoduje emisję kwantów γ o energii 1332.5 i 1173.2 keV. Energię takich kwantów rozproszonych comptonowsko pod kątami istotnymi w naszym eksperymencie przedstawia tabela 2. Liczby atomowe bromu i lantanu to odpowiednio 35 i 57. W takim ośrodku (rys. 3) obydwa kwanty pierwotne będą przede wszystkim rozpraszane comptonowsko. Stwierdzenie, że zaobserwowano rozproszenie pomiędzy detektorami w wyniku efektu Comptona wymaga zajścia absorpcji fotoelektrycznej w detektorze rejestrującym kwant rozproszony. Wówczas uzyskamy pewność, że energia kwantu odpowiada rozproszeniu dokładnie pod jed-

Tabela 2: Energie E' kwantów γ rozproszonych pod kątem α dla pierwotnych kwantów o energii E równej 1173.2 i 1332.5 keV, zgodnie ze wzorem 4.

α [deg]	$E = 1332.5$ E'_{γ} [keV]	$E = 1173.2$ E'_{γ} [keV]
180.0	214	209
157.5	221	216
135.0	244	238
112.5	289	281

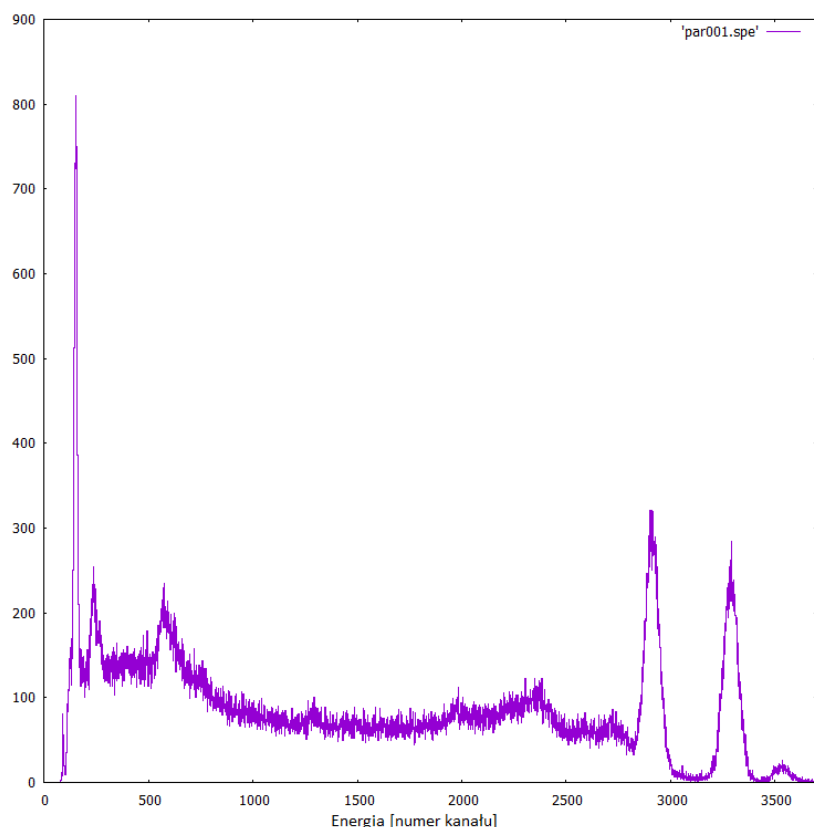
nym z określonych kątów. Kwanty rozproszone mają energię z zakresu ok. 200 – 300 keV, dla takich energii zjawisko fotoelektryczne jest bardziej prawdopodobne niż dla kwantów pierwotnych.

5 Kalibracja energetyczna

Sygnaly energetyczne zarejestrowane przez układ pomiarowy zostają zamienione na postać cyfrową do liczby całkowitej w przedziale [0; 8191] i zapisane na dysku. Program analizujący formuje z nich histogram energii (tzw. „widmo”). Celem przeprowadzenia kalibracji energetycznej jest uzyskanie zależności energii od numeru kanału dla każdego detektora w każdej serii pomiarowej. W tym celu w widmie znajdowane są maksima odpowiadające fotonom o znanych energiach. W przypadku ^{60}Co obecne są dwa główne maksima odpowiadające koincydencji kwantów gamma o energiach 1332.5 keV oraz 1173.2 keV, ale nie jest to wystarczające do uzyskania odpowiednio dokładnej kalibracji. Konieczne jest znalezienie dokładnych położenia maksimów odpowiadających koincydencjom, przy których doszło do rozproszenia Comptona. Możliwe byłoby wykorzystanie wielu różnych kombinacji detektorów oraz więcej niż pojedynczych rozproszeń, ale przy tej kalibracji zostały wykorzystane tylko koincydencje przy pojedynczych, wstecznych rozproszeniach comptonowskich, czyli koincydencje fotonów o energiach 1118.1 keV oraz 214.4 keV i 963.2 keV oraz 209.8 keV. Wartości energii zostały uzyskane ze wzoru 4. Kalibrację zaczęto od wyznaczenia położenia maksimów odpowiadających fotonom o energiach 1332.5 keV oraz 1173.2 keV, które są łatwo rozpoznawalne w widmie w zakresie wysokich energii, jak widać na rysunku 5.

Następnie rozważane są naszkicowane na rys. 6 koincydencje możliwe przy przyjętych przez nas warunkach. Sytuacji 1) odpowiada maksimum 2. na widmie czasowym zobrazowanym na rysunku 7. Sytuacji 2) odpowiada maksimum 1. (detektory 1-4) lub 3. (detektory 5-8). Sytuacji 3) odpowiada maksimum 3. (detektory 1-4) lub 1. (detektory 5-8).

Wykorzystując bramkę czasową ustawioną na maksimum odpowiadającym rozproszeniu na kalibrowanym detektorze można znaleźć położenie maksimów odpowiadających fotonom o energiach 1118.1 keV oraz 963.2 keV, ponieważ są na tyle odległe by być rozróżnialne. Jednak maksima dla fotonów o energiach 214.4 keV i 209.8 keV są zbyt blisko siebie, przez co tworzą jedno rozmyte maksimum. Dlatego oprócz wykorzystania bramki czasowej na maksimum odpowiadającym rozproszeniu na detektorze przeciwnym używa się także bramek energetycznych na maksimach odpowiadają-



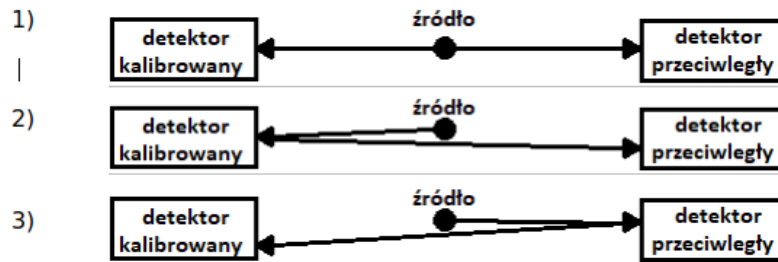
Rysunek 5: Przykładowy surowy rozkład energii sygnałów pochodzących od fotonów emitowanych z ^{60}Co i zmierzonych przez jeden z detektorów.

nych fotonom o energiach 1118.1 keV oraz 963.2 keV. Dzięki temu zabiegowi można rozdzielić maksima dla fotonów o energiach 214.4 keV oraz 209.8 keV i znaleźć ich położenia. Znając położenie maksimów odpowiadających wszystkim sześciu fotonom o znanych energiach można wyznaczyć zależność kanał-energia. Przyjęcie założenia o liniowości tej zależności skutkuje jednak niedokładnym opisem danych przy niskich energiach. Z tego powodu rozszerzono zależność na wielomian 3. stopnia. Jako poprawkę dla niskich energii wykorzystano współczynniki 3-go i 2-go stopnia uzyskane z kalibracji energetycznej widma ^{152}Eu dostarczonej przez członków współpracy Eagle. Zależność kalibracyjna $E(\text{kan})$ miała postać:

$$E(\text{kan}) = a \cdot (\text{kan})^3 + b \cdot (\text{kan})^2 + c \cdot (\text{kan}) + d \quad (5)$$

Przy ustalonych współczynnikach a i b odpowiednio 3-go i 2-go stopnia z danych z ^{152}Eu dopasowano współczynnik c 1-go stopnia oraz wyraz wolny d . Uzyskany wielomian (5) był ostateczną zależnością kanał-energia użytą do skalibrowania widma z każdego detektora w serii pomiarowej. Jak widać na rysunku 8 środki każdego z maksimów odpowiadają spodziewanym energiom.

Uzyskane współczynniki do kalibracji dla każdego detektora w każdej serii pomiarowej znajdują się w pliku `ene_calib_coefficients.calib` w folderze w sieci Eagle 3 komputerów ŚLCJ, zawierającym dane z danej serii pomiarowej. Pliki zawierające dane ze wszystkich serii pomiarowych znajdują się w folderze: `"/e30/studenci2019/kalibracja"`



Rysunek 6: Rozważane koincydencje rejestracji fotonów przez detektory.

Współczynniki przedstawione są w formie tabeli o ośmiu wierszach (dla każdego detektora) oraz sześciu kolumnach zawierających kolejno:

- 1) Współczynnik przy wyrazie 3-go stopnia
- 2) Współczynnik przy wyrazie 2-go stopnia
- 3) Współczynnik przy wyrazie 1-go stopnia
- 4) Niepewność bezwzględna wyrazu 1 stopnia
- 5) Wyraz wolny
- 6) Niepewność bezwzględna wyrazu wolnego

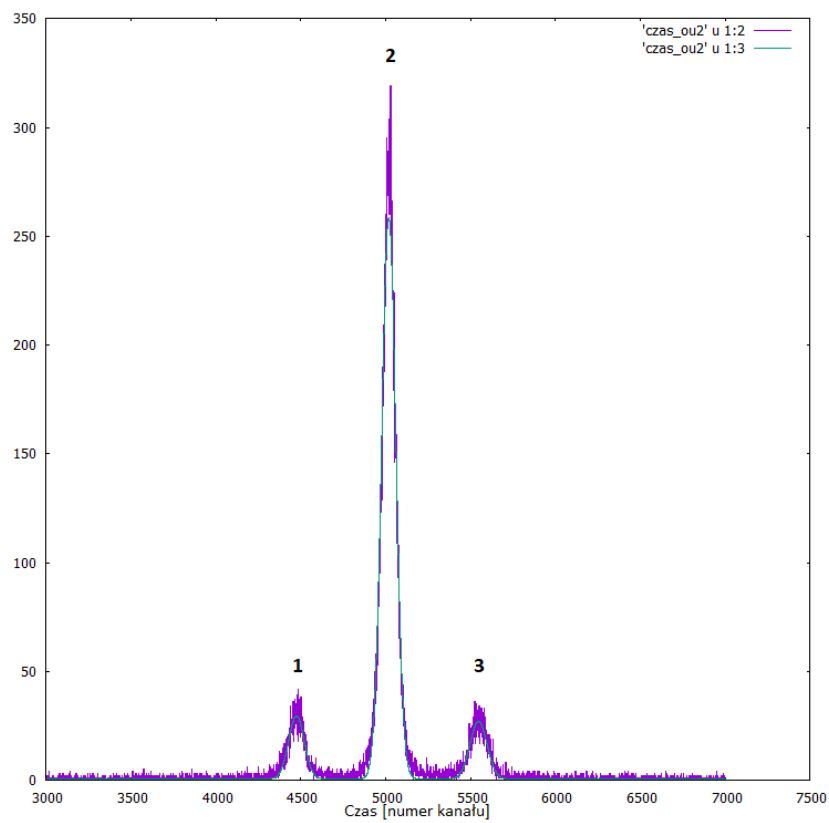
Przykładowy zestaw współczynników dla jednego z detektorów:

$$a = 2.3374e-09 \left[\frac{keV}{kan^3} \right]$$

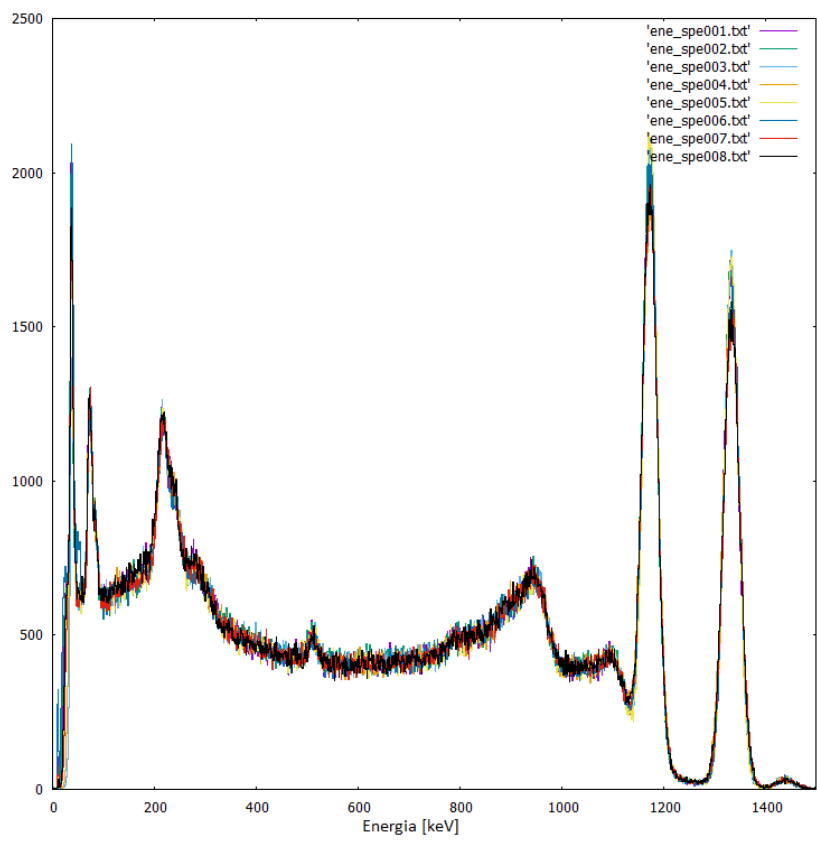
$$b = -1.1401e-05 \left[\frac{keV}{kan^2} \right]$$

$$c = 0.425479 \left[\frac{keV}{kan} \right]$$

$$d = -26.9317 [keV]$$



Rysunek 7: Przykładowe surowe widmo czasowe z dopasowaniami gaussowskimi do maksimumów odpowiadających rozważanym koincydencjom opisanym schematycznie na rys. 6.



Rysunek 8: Przykładowe skalibrowane widmo dla ośmiu detektorów w serii pomiarowej o widocznie pokrywających się maksimach dla fotonów o znanych energiach.

6 Widma czasowe

Efektom pracy układu pomiarowego jest szereg danych o energiach zarejestrowanych kwantów γ oraz występujących pomiędzy nimi koincydencjach. Surowe dane należy odpowiednio posortować. Procedura sortowania wymagała wyznaczenia odpowiednich bramek energetycznych. Przykładowo kwant o energii 1332,5 keV przy rozproszeniu wstecznym zdeponuje w pierwszym detektorze ok. 1118 keV i 214 keV energii w drugim. Postawienie bramek energetycznych na tych wartościach spowoduje, że posortowane dane będą zawierać tylko zdarzenia wstecznego rozproszenia Comptona.

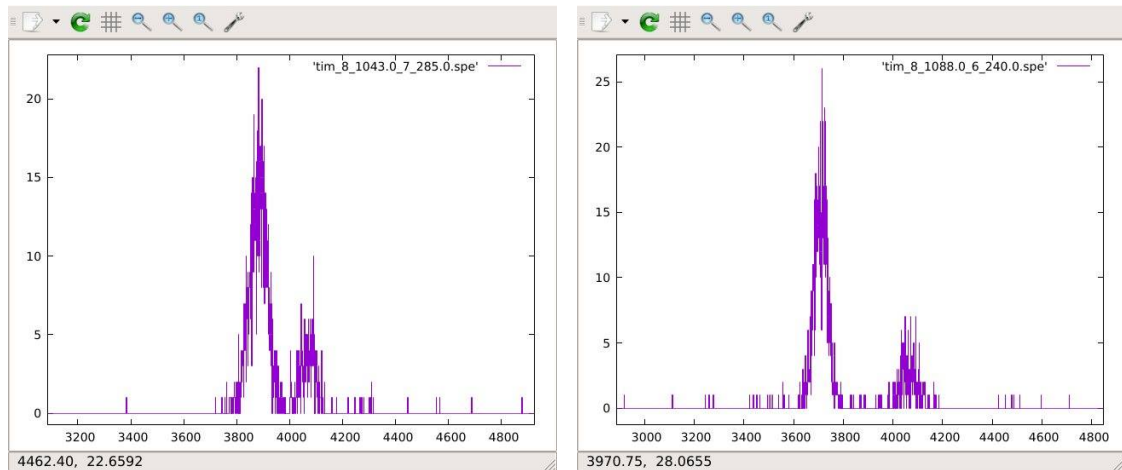
Odpowiednio wysortowane dane pozwalają utworzyć widma czasowe tzn. histogramy pokazujące liczbę zliczeń kwantów o określonej energii w zależności od czasu, które w formie nieskalibrowanej zostały zilustrowane na rys. 9 Centrum pików "c1" pochodzącego od zliczeń w detektorze w którym dokonuje się rozproszenie jest umieszczone na środku widma (tzn. w pobliżu kanału nr. 4096). Odstęp czasu "t" do centrum drugiego pików "c2" powinien odpowiadać czasowi jaki potrzebuje kwant γ , aby pokonać odległość z punktu rozproszenia do punktu w którym kwant został zaabsorbowany w drugim detektorze. Odległość przebytą przez kwant w czasie "t" oznaczymy jako "w".

Zmierzenie odległości czasowych na widmach wymagało dopasowania do pików rozkładu Gaussa z którego jako jeden z parametrów uzyskuje się pozycję centrum pików. Widma czasowe na poziomej osi prezentują numer kanału. Aby obliczyć jakiemu odstępowi w czasie odpowiada różnica pozycji pików na widmie czasowym skorzystano z dostępnej kalibracji czasowej. Polegała ona na pomiarze położenia pików na widmie czasowym przy znanym przyłożonym opóźnieniu czasowym. Na podstawie takiej kalibracji wyznaczono, że odległość 1 kanału odpowiada różnicy czasu 6.05 ps. Zatem uzyskanie odstepu czasu wymaga użycia przelicznika:

$$1 \text{ kan} = 6.05 \text{ ps} \quad (6)$$

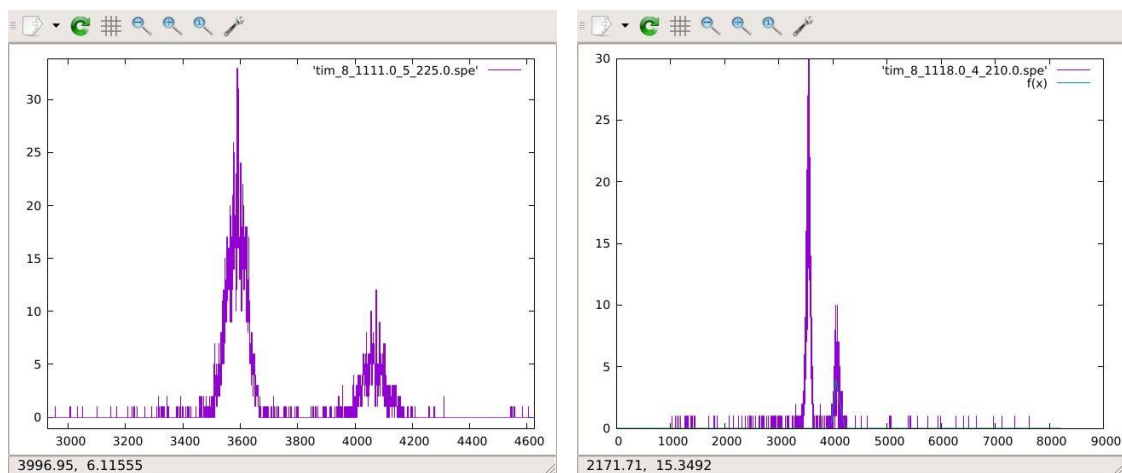
Tabela 3: Wyznaczone w oparciu o pomiary sygnałów czasowych odległości i czasy lotu fotonów pomiędzy danymi detektorami.

detektory	c1 [kan]	$\Delta c1$ [kan]	c2 [kan]	$\Delta c2$ [kan]	t [ns]	w [cm]	Δw [mm]
8 - 7	4069.13	0.67	3882.3	2.0	1.130	33.9	3.7
8 - 6	4062.82	0.83	3710.3	3.5	2.132	63.9	6.5
8 - 5	4065.66	0.71	3588.0	1.8	2.889	86.6	3.5
8 - 4	4057.35	0.57	3546.4	2.1	3.200	95.9	4.6



(a) Para detektorów 8 - 7

(b) Para detektorów 8 - 6



(c) Para detektorów 8 - 5

(d) Para detektorów 8 - 4

Rysunek 9: Nieskalibrowane widma czasowe dla par detektorów ustawionych pod różnymi kątami względem siebie. Energia kwantu pierwotnego wynosiła 1332.5 keV.

7 Droga fotonu

Odległość pomiędzy środkami okienek detektorów jest znana, ponieważ jest ściśle określona przez geometrię układu (rys. 1). Jednak droga jaką pokonuje kwant γ pomiędzy rozproszeniem a absorpcją jest dłuższa niż dystans pomiędzy detektorami. Dla fotonu o danej energii w ośrodku jakim jest LaBr_3 występuje pewne prawdopodobieństwo zajścia oddziaływania. Droga pokonana w scyntylatorze przez fotony o tej samej energii jest różna, lecz możliwe jest wyznaczenie jej wartości średniej tzn. średniej drogi swobodnej " λ ". Za drogę " s " jaką pokonuje kwant γ można przyjąć sumę odległości dzielącej powierzchnie detektorów " d " i dwóch średnich dróg swobodnych λ . Uwzględnione są dwie drogi swobodne ze względu na to, że kwant gamma najpierw pokonuje drogę λ wychodząc z pierwszego detektora a następnie drugą wchodząc do drugiego.

Można spodziewać się, że dla każdej pary detektorów droga " s " pokonywana przez foton pomiędzy rozproszeniem, a absorpcją będzie w granicach niepewności pomiaro-

wych tożsama lub dłuższa od drogi "w" wyznaczonej na podstawie widm czasowych. Jeżeli droga "w" zmierzona na podstawie widm czasowych byłaby krótsza od drogi "s" oznaczałoby to, że detektor w którym zachodzi absorpcja zarejestrował foton zanim ten zdążyłby do niego przybyć.

$$s = d + 2\lambda \quad (7)$$

Średnia droga swobodna λ cząstek w wiązce o natężeniu początkowym I_0 - to taka odległość po której natężenie wiązki będzie osłabione względem pierwotnego o czynnik e tzn.

$$I(\lambda) = (1/e) \cdot I_0 \quad (8)$$

Zanik natężenia wiązki nienaładowanych cząstek na drodze x biegnącej przez ośrodek materialny o koncentracji centrów oddziaływania n i przekroju czynnym na oddziaływanie σ jest eksponencjalny i opisywany przez prawo absorpcji:

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-(n\sigma) \cdot x) \quad (9)$$

Wykorzystując zależność 8 otrzymujemy wyrażenie:

$$\frac{1}{e} = \exp(-(n\sigma) \cdot \lambda) \quad (10)$$

Rozwiązując równanie 10 ze względu na parametr λ otrzymuje się zależność:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (11)$$

Powyższe rozumowanie pozwala ustalić, że średnia droga swobodna jest zależna tylko od przekroju czynnego na oddziaływanie oraz koncentracji atomów ośrodka tzn. ich ilości przypadającej na jednostkę objętości. W celu wyznaczenia drogi swobodnej fotonów o wszystkich istotnych energiach należy wyznaczyć jeszcze koncentracje centrów oddziaływania w kryształach oraz odpowiednie przekroje czynne. Wartości proporcjonalne do przekrojów czynnych σ_{XCOM} zostały pobrane z bazy XCOM [3]. Dane pobrane lub obliczone na podstawie danych z tej bazy będą oznaczone indeksem dolnym "XCOM" (tab 4). Przekrój czynny na rozproszenie Comptona σ wiąże się z wartością σ_{XCOM} wyrażeniem:

$$\sigma = \frac{\sigma_{XCOM} \cdot \mu}{N_A} \quad (12)$$

Tabela 4: Sposób pobierania danych z programu XCOM

Etap	Output z XCOM	Odpowiedź
1	Nazwa substancji	<i>LaBr₃</i>
2	Charakterystyka substancji	Mieszanka
3	Wzór chemiczny	<i>LaBr₃</i>
4	Energie podawane w pliku wyjściowym	Energie niestandardowe
5	Sposób podawania energii	Wartości z klawiatury

Koncentrację n centrów oddziaływania można zdefiniować jako ilość tych centrów N w jednostce objętości V danej substancji. Liczba Avogadra N_A mówi jaka ilość atomów przypada na jeden mol, zatem liczba centrów oddziaływania jest iloczynem liczby moli l substancji i liczby Avogadra

$$n = \frac{N_A \cdot N_{mol}}{V} \quad (13)$$

Równanie 13 mówi, że N centrów oddziaływania w substancji o ich koncentracji n zajmie objętość V . Gęstość substancji to jej masa m przypadająca na jednostkę objętości V , z kolei masa molowa μ mówi jaka masa m przypada na jeden mol substancji:

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (14)$$

$$\mu = \frac{m}{N_{mol}} \quad (15)$$

Po wyznaczeniu masy z równań 14 i 15 i przyrównaniu ich do siebie otrzymujemy związek:

$$\rho \cdot V = \mu \cdot N_{mol} \quad (16)$$

Po wstawieniu objętości V do powyższego równania wyznaczonej z równania 13 koncentracja n będzie powiązana z gęstością i masą molową substancji której dotyczy oraz stałą w postaci liczby N_A :

$$n = \frac{N_A \cdot \rho}{\mu} \quad (17)$$

Uzyskany wynik można teraz podstawić do równania 11 przez co uzyskuje się:

$$\lambda = \frac{\mu}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma} \quad (18)$$

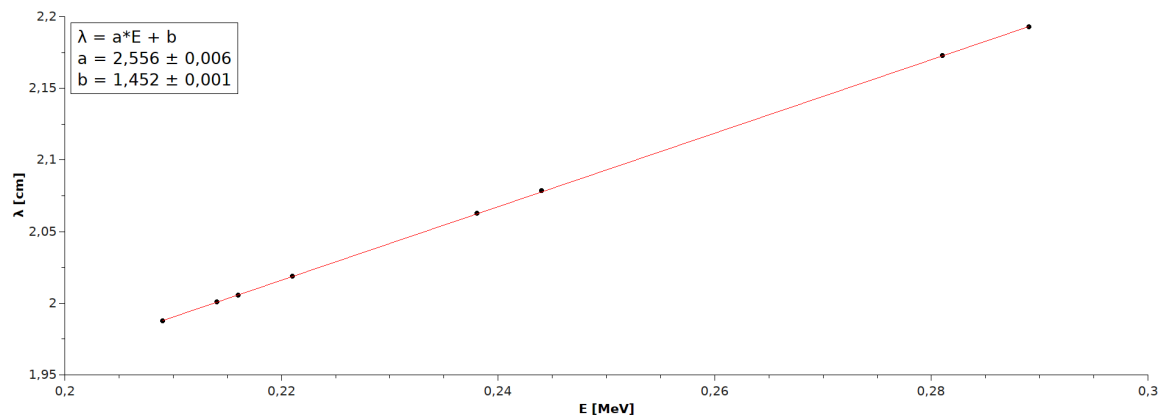
Zastosowanie wzoru 12 upraszcza równanie 18 do wyrażenia:

$$\lambda_{XCOM} = \frac{1}{\rho \cdot \sigma_{XCOM}} \quad (19)$$

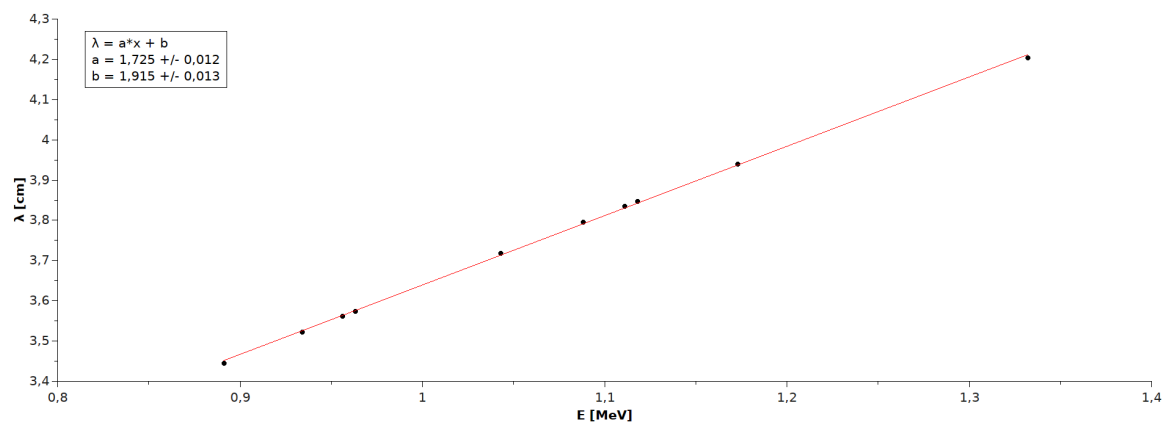
Należy jednak zwrócić uwagę, że wyznaczona wartość średniej drogi swobodnej odnosi się do rozkładu w którym droga pokonywana przez wiązkę jest nieskończona. Tymczasem w układzie eksperymentalnym detektor ma skończone wymiary. Maksymalny dystans jaki kwant γ może pokonać w kryształce scyntyлятора poruszając się równoległe do ścian bocznych detektora - to 5 cm. Uwzględnienie rozmiaru detektora w obliczeniu drogi swobodnej powinno obniżyć otrzymane wcześniej wartości. Ich wartość jest niezależna od tego jakie są rozmiary detektora w którym oddziałują kwanty γ , zatem można je wykorzystać do obliczeń wprowadzających poprawkę na rozmiar detektora.

Rysunki nr. 10 i 11 są graficznym przedstawieniem tych wartości przy założeniu, że detektor ma nieskończoną długość.. Energie kwantów γ docierających do detektorów po rozproszeniu różnią się znacznie od energii kwantów pierwotnych. Z tego powodu wykonano rysunki dla niskich oraz wysokich energii.

Tabela nr. 5 pokazuje przykładowe wartości drogi swobodnej dla danych energii kwantów γ . Wartości λ_{XCOM} zostały obliczone z wykorzystaniem wzoru 19



Rysunek 10: Droga swobodna w zakresie małych energii w absorbcie o nieskończonej grubości.



Rysunek 11: Droga swobodna w zakresie wysokich energii w absorbcie o nieskończonej grubości.

Tabela 5: Wartości proporcjonalne do przekroju czynnego na rozpraszanie Comptona oraz średnie drogi swobodne kwantów o energiach odpowiadających kwantom pierwotnym oraz po rozproszeniu. Obliczenia w oparciu o dane z programu XCOM.

E_γ [MeV]	σ_{XCOM} [cm ² /g]	λ_{XCOM} [cm]
0.209	0.09938	1.988
0.214	0.09873	2.001
0.216	0.09848	2.006
0.221	0.09784	2.019
0.238	0.09576	2.063
0.244	0.09505	2.079
0.281	0.09094	2.173
0.289	0.09011	2.193
0.891	0.05735	3.446
0.934	0.05609	3.523
0.956	0.05547	3.563
0.963	0.05528	3.575
1.043	0.05316	3.718
1.088	0.05206	3.796
1.111	0.05153	3.835
1.118	0.05137	3.847
1.173	0.05015	3.941
1.332	0.04701	4.204

7.1 Symulacja Monte Carlo

Do wyznaczenia poprawek wykorzystano metodę Monte Carlo. Na potrzeby obliczeń detektor został podzielony wzdłuż na sto fragmentów o długości 0.05 cm każdy. Następnie wygenerowano po 200 000 przypadków kwantów γ o energii 1332 i osobno 1173 keV. Pierwszym etapem symulacji jest transport kwantu przez kolejne warstwy oraz określenie czy pierwotny kwant ulegnie oddziaływaniu w detektorze czy też przejdzie przez niego nienaruszony. W każdym ze stu fragmentów prawdopodobieństwo p_1 i p_2 wystąpienia rozproszenia Comptona kwantu pierwotnego wynosiło (do obliczeń użyto wartości λ_{XCOM} z tab. 5):

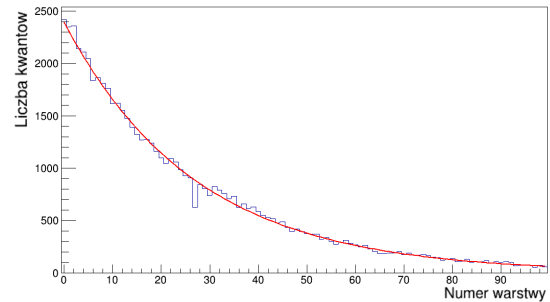
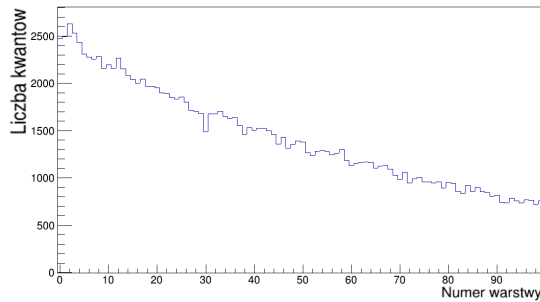
$$p_1 = 1 - \exp\left(\frac{-0.05}{\lambda_{1332}}\right) = 1.18\%, \quad p_2 = 1 - \exp\left(\frac{-0.05}{\lambda_{1172}}\right) = 1.26\% \quad (20)$$

Jeżeli rozproszenie zaszło program zapamiętywał numer warstwy w której to zdarzenie miało miejsce. Następnie dla tych kwantów które rozproszyły się w obrębie detektora program symulował czy kwant rozproszony opuści detektor pokonując wstecz warstwy przebyte na wcześniejszym etapie. Prawdopodobieństwo p_3 i p_4 oddziaływania kwantu rozproszonego na tym etapie symulacji wynosiło (do obliczeń użyto wartości λ_{XCOM} z tab. 5):

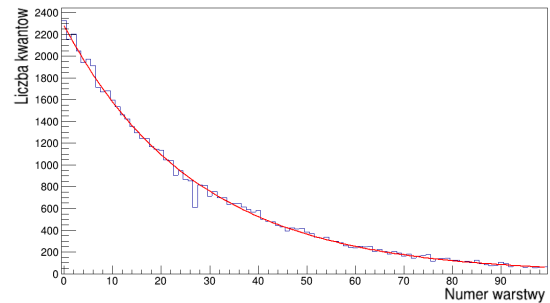
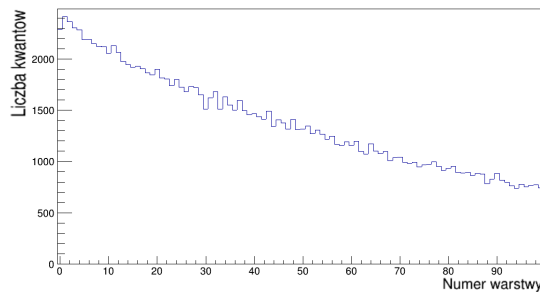
$$p_3 = 1 - \exp\left(\frac{-0.05}{\lambda_{214}}\right) = 2.46\%, \quad p_4 = 1 - \exp\left(\frac{-0.05}{\lambda_{209}}\right) = 2.48\% \quad (21)$$

Za każdym razem kiedy kwant rozproszony opuścił detektor program umieszcza na histogramie kolejne zdarzenie odpowiadające warstwie na której nastąpiło rozproszenie. Na histogram (rys. 12) trafiają tylko takie zdarzenia w których kwant pierwotny uległ pojedynczemu rozproszeniu w obszarze detektora, a następnie kwant rozproszony opuścił detektor. Symulacje przeprowadzono dla kwantów pierwotnych o energii 1332

i 1173 keV oraz dla kwantów rozproszonych wstecznie o energiach odpowiednio 214 i 209 keV.



(a) Wszystkie kwanty rozproszone w danej warstwie. $E_\gamma=1173$ keV
 (b) Kwanty opuszczające detektor. $E_\gamma=1173$ keV



(c) Wszystkie kwanty rozproszone w danej warstwie. $E_\gamma=1332$ keV
 (d) Kwanty opuszczające detektor. $E_\gamma=1332$ keV

Rysunek 12: Histogramy utworzone w wyniku symulacji opisanej w rozdziale 7.1. Po lewej histogramy pokazujące liczbę kwantów rozproszonych w zależności od numeru warstwy, w której zaszło rozproszenie. Po prawej liczba kwantów rozproszonych w danej warstwie które dodatkowo opuściły detektor.

Do histogramów na rysunkach 12(b) i 12(d) dopasowano funkcję $f(x) = \exp(a+bx)$ i na jej podstawie wyznaczono średnią drogę swobodną λ kwantów γ w kryształach scyntylatora. Parametry dopasowanej funkcji zebrano w tabeli 6.

7.2 Rozproszenia pomiędzy detektorami

Wartości drogi "s" przebywanej przez foton pomiędzy rozproszeniem i absorpcją w odpowiednich parach detektorów, drogi "w" obliczanej na podstawie widm czasowych, odległości pomiędzy frontami detektorów "d" i drogi swobodnej λ kwantu γ w detektorze zostały zebrane w tab. 7

Z danych w tabeli nr. 7 wynika, że droga zmierzona na podstawie widm czasowych dla pary detektorów 8 - 4 jest wyraźnie krótsza niż droga pokonywana przez foton. Takie wyniki pomiarów nie mogą być zgodne z rzeczywistością, gdyż oznaczałyby to rejestrację kwantu γ zanim ten pokona drogę pomiędzy detektorami. Przyczyną otrzymania takich wyników jest przenikanie fotonów przez ściany boczne detektorów

Tabela 6: Parametry dopasowane do funkcji $f(x) = \exp(a + bx)$, opisującej liczbę kwantów γ rozproszonych Comptonowsko w pierwszym detektorze które dodatkowo opuściły detektor.

E_γ [MeV]	parametr a	parametr b [$\frac{1}{cm}$]	średnia droga swobodna λ [cm]
1.173	7.780	-0.037 ± 0.002	1.355
1.332	7.731	-0.037 ± 0.002	1.362

Tabela 7: Porównanie drogi jaką zmierzono na podstawie odstępów czasu pomiędzy pikami (rys. 12) w oparciu o standardową kalibrację energetyczną oraz tej obliczonej na podstawie dróg swobodnych i odległości pomiędzy detektorami. Kwant pierwotny miał energię 1332.5 keV. (Symbole zgodne z ich definicjami w roz. 7.)

detektory	d [cm]	λ [cm]	w [cm]	s [cm]	w - s [cm]
8 - 7	38.26	1.362	33.87 ± 0.37	40.98	-7.11 ± 0.37
8 - 6	70.71	1.362	63.91 ± 0.65	73.43	-9.52 ± 0.65
8 - 5	92.35	1.362	86.61 ± 0.35	95.07	-8.46 ± 0.35
8 - 4	100.00	1.362	95.93 ± 0.46	102.72	-6.79 ± 0.46

oraz sposób pracy układu pomiarowego (patrz paragraf 7.3). Droga kwantu γ pomiędzy detektorami jest łatwa do obliczenia tylko w przypadku rozprożeń wstecznych. W przypadku rozprożeń pod kątem innym niż 180 stopni duże znaczenia ma też fakt, że do detektora rejestrującego kwanty rozproszone fotony mogą docierać nie tylko przez okienko ale również wnikać przez jego ściany boczne. W takiej sytuacji wyznaczenie dokładnej drogi fotonu jest bardzo trudne (tab. 7).

W celu ograniczenia wpływu fotonów wnikaających przez ściany boczne detektorów, dokładnie przebadano tylko rozproszenia wsteczne. Znając odpowiednią drogę swobodną można obliczyć drogę optyczną "s" pokonywaną przez fotony pomiędzy poszczególnymi detektorami. Widma czasowe tworzone były na podstawie dwóch różnych kalibracji energetycznych. W kolumnie "w" (tab. 8) zebrano wartości drogi kwantów pomiędzy detektorami obliczone na podstawie standardowej kalibracji, natomiast kolumna " w_{kal} " przedstawia drogę obliczoną na podstawie kalibracji przygotowanej specjalnie na potrzeby tego eksperymentu.

7.3 Wnioski

Skupienie się na rozprośzeniach wstecznych (tab. 8) skutkuje uzyskaniem wyników znacznie różniących się od tych otrzymanych dla rozprożeń zachodzących pod kątami różnymi od 180 stopni. W granicach niepewności pomiarowych droga pokonana przez kwant γ w układzie okazuje się równa mierzonej na widmie czasowym dla par detektorów 5 - 1, 6 - 2 i 7 - 3. Oznacza to, że wyniki pomiarów dla tych par można uznać za zgodne z prostym założeniem wedle którego detektor rejestrujący foton rozproszony nie może go zarejestrować zanim foton do niego dotrze.

Uwzględnienie specjalnej kalibracji energetycznej oraz innych wprowadzonych po-

Tabela 8: Porównanie drogi zmierzonej na podstawie odstępów czasu pomiędzy pikami (rys. 12) z wykorzystaniem specjalnie przygotowanej kalibracji energetycznej oraz obliczonej na podstawie dróg swobodnych i odległości pomiędzy detektorami. Kwant pierwotny miał energię 1332.5 keV. (Symbole zgodne z ich definicjami w roz. 7.)

para detektorów	d [cm]	λ [cm]	w [cm]	w_{kal} [cm]	s [cm]	$w_{kal} - s$ [cm]
5 - 1	100.2	1.362	103.2	103.2 ± 0.47	102.92	0.28 ± 0.47
6 - 2	99.8	1.362	100.5	100.1 ± 1.01	102.52	-2.42 ± 1.01
7 - 3	100	1.362	102.1	102.6 ± 0.66	102.72	-0.12 ± 0.66
8 - 4	100.1	1.362	95.93	95.6 ± 1.8	102.82	-7.22 ± 1.86

prawek nie wyjaśnia dlaczego para detektorów 8 - 4 daje wyniki tak znacząco odbiegające od przewidywań. Przyczyn należy szukać w elektronice układu pomiarowego. Najbardziej prawdopodobną przyczyną wykrytych odstępów od poczynionych przewidywań wydaje się, różne ustawienie dyskryminatorów ORTEC CFD 935 (rys. 2), które może wywołać sztuczne opóźnienie lub przyspieszenie odbioru sygnałów przez procesor CEFE. Ostatecznie na widmie czasowym pik odpowiadający zarejestrowaniu kwantu rozproszonego będzie przesunięty względem położenia odpowiadającego idealnemu działaniu dyskryminatorów jest to tzw. efekt walk'u. Efekt przesunięcia pik może być różny dla każdego z 8 używanych dyskryminatorów oraz zależeć od energii rejestrowanego kwantu. Z tego powodu w celu dokładnego pomiaru czasu jaki występuje pomiędzy rejestracją kwantu pierwotnego, a rozproszonego należy zbadać krzywe tzw. walku, czyli zależność czasu rejestracji sygnału od amplitudy tego sygnału dla wszystkich używanych detektorów układu pomiarowego

8 Dodatek. Instrukcja obsługi programów

Podstawowym programem napisanym przez nas jest skrypt *nasz_skrypt1*, który służy do znajdowania położenia pików, odpowiadających omawianym wcześniej (patrz rozdz. 5) sześciu charakterystycznym energiom. Program został umieszczony w folderze: *studenci2019/cprogramy* na komputerach w sieci Eagle 3 w ŚLCJ. Do poprawnego działania wymaga wcześniej stworzonych programów *gauss_fit* (dopasowywanie funkcji Gaussa) i *mult2_64m* (sortowanie danych z zadanymi warunkami), których działania nie będziemy tutaj opisywać, a także całej zawartości katalogu *studenci2019/kalibracja/konieczne*, który zawiera m.in. skrypty do wykonywania wykresów. Poprawność działania skryptu kontrolowana jest na bieżąco przez użytkownika dzięki wyświetlającym się wykresom.

Napisaliśmy również program *ene_calib_same.c* służący do przeliczenia liczby zliczeń z binowania z kanałów na binowanie energetyczne o szerokości 1 keV. Powstały również pomniejsze programy i skrypty opisane poniżej.

8.1 nasz_skrypt1

Skrypt ten służy do znalezienia numerów kanałów danego detektora odpowiadających charakterystycznym energiom widma kobaltu: 209.8, 214.4, 963.2, 1118.1, 1173.2 i

1332.5 keV. Jak zostało to opisane wcześniej (rozd. 5), odpowiadają one energiom fotonów w przypadku całkowitego pochłonięcia lub rozproszenia Comptonowskiego pod kątem 180 stopni. Jest to uzyskane poprzez wywoływanie programów *gauss_fit* i *mult2_64* z odpowiednimi danymi wejściowymi.

Aby uruchomić *nasz_skrypt1*, należy skopiować zawartość katalogu *konieczne* do katalogu roboczego, w którym znajdują się dane. Następnie zmieniamy w skrypcie zmienną *iledogory*, która określa ścieżkę z katalogu roboczego do katalogu nadrzędnego względem katalogu *cprogramy* (w naszym przypadku do katalogu *studenci2019*). Potem, dla każdego detektora osobno, należy w skrypcie zmienić numery detektorów, nazwę pliku wyjściowego oraz numerację detektorów w zapisie szesnastkowym. Skrypt jest napisany jedynie dla par detektorów znajdujących się naprzeciwko siebie, choć zmieniając wartości zmiennych *a210*, *a214*, *a963*, *a1118* na właściwe energie powinno dać się zastosować skrypt również dla innych kątów rozproszeń (nie zostało to jednak przetestowane).

Skrypt uruchamiamy z folderu roboczego. Po uruchomieniu powinny pojawiać się wykresy danych z dopasowanymi funkcjami Gaussa dla kolejno: czasu (3 piki, taki jak rys. 7), energii pierwszego detektora (piki 1332.5 i 1173.2 keV, patrz rys. 5, dwa piki w kanałach około 2900 i 3300), energii drugiego detektora (piki 1118.1 i 963.2 keV, niewidoczne na widmie bez bramki czasowej), 2 wykresy z energiami pierwszego detektora (209.8 i 214.4 keV, na rys. 5 zlewające się w jeden pik w kanałach około 600) oraz wykres z energiami pierwszego detektora (1118.1 i 963.2 keV). Na dane są narzucone następujące warunki (bramki): do pierwszych 2 wykresów brak ograniczeń, do kolejnych 3 ograniczenie, że foton najpierw został zaobserwowany w drugim detektorze, a w ostatnim przypadku – najpierw w pierwszym detektorze. Dodatkowo na czwartym wykresie narzucone jest ograniczenie, że w drugim detektorze została zdeponowana energia około 1118 keV, a w piątym – 963 keV.

Ograniczenia te program bierze z dopasowania funkcji Gaussa na poprzedzających wykresach (środek $\pm 3\sigma$), dlatego jeśli dopasowania są złe, to niektóre wykresy mogą się nie pojawić. Jeżeli na którymś wykresie dopasowanie (zielona linia) nie będzie się pokrywać z danymi (fioletowa), np. któryś Gauss będzie w złym miejscu lub nie będzie go wcale, należy ręcznie wprowadzić nowe wartości. W tym celu należy edytować plik *fit_SUF_part1.inp*, gdzie SUF to odpowiednio *time_3*, 1333.1173, 5, 211, 1119. Zazwyczaj wystarczy wprowadzić położenie pików (od 3 linijki), w nielicznych (około 5%) przypadkach trzeba dodatkowo zmienić wysokości pików (liczby na prawo od położenia) i szerokość połówkową (linijka bezpośrednio poniżej położenia ostatniego). Następnie należy uruchomić skrypt od nowa.

Jeśli wszystko przebiegnie poprawnie, wyniki pojawią się w pliku wyjściowym w formie: nr kanału, oczekiwana energia, odchylenie standardowe. Aby otrzymać współczynniki wielomianu kalibracji należy dopasować funkcję $f(x) = ax^3 + bx^2 + cx + d$, wywołując w Gnuplocie polecenie: `fit f(x) 'ene_calib001.spe' u 1:2:3:(1) errors x,z via c,d.` (wcześniej należy wprowadzić wartości współczynników a i b). Wyniki otrzymane przez nas znajdują się w pliku *ecalib* kolejno współczynniki a b c d dla kolejnych 8 detektorów.

8.2 ene_calib_same.c

Drugim programem potrzebnym do kalibracji jest *ene_calib_same.c*. Dokonuje on kalibracji energetycznej, tzn. zamienia zależność liczby zliczeń od kanału na zależność liczby zliczeń od energii. Program wymaga ręcznego wprowadzenia wartości współczynników a , b , c , d (otrzymanych dzięki skryptowi *nasz_skrypt1*), a także nazwy pliku wyjściowego (a następnie kompilacji).

Program tworzy plik (np. *ene_spe001.txt*), w którym kolejne wiersze oznaczają liczbę zliczeń w kolejnych binach energetycznych (co 1 keV). Program (za pomocą funkcji $f(x)$, patrz wyżej) przypisuje zliczenia z każdego kanału do odpowiadającego mu numeru binu lub, jeśli kanał zahacza o dwa biny energetyczne zliczenia z tego kanału dzielone są pomiędzy oba biny proporcjonalnie do ich przekrycia z widmem kanału. Pomijane są zliczenia, które odpowiadają ujemnej energii. Program działa poprawnie jedynie jeśli każdy kanał mieści się w co najwyżej 2 binach energetycznych, co było spełnione dla naszych danych (szerokość energetyczna kanału około 0.4 keV), jednak nie będzie spełnione dla wstępnie zbinowanych danych.

8.3 Pozostałe programy

nasz_skrypt1 wykorzystuje prosty program *dodaj.c*, który pobiera liczby rzeczywiste a , b , c i zwraca liczbę $a+b*c$. Konieczne też było napisanie krótkich skryptów w gnuplocie *plotujemySUF* (gdzie *SUF* to nic, 5, 211 1119, 1333), które pokazują odpowiednie wykresy we właściwych zakresach kanałów wraz z dopasowanymi funkcjami Gaussa przez program *gauss_fit*. Pauzują również działanie skryptu *nasz_skrypt1* dając czas dla użytkownikowi na przyjrzenie się jakości dopasowania; wznawiać należy poprzez wciśnięcie enteru.

9 Bibliografia

1. Informacje o układzie Eagle dostępne na stronie ŚLCJ:
<https://slcj.uw.edu.pl/pl/eagle/>
2. Podstawowe informacje o projekcie:
https://www.fuw.edu.pl/~kpias/warsztaty_fizjadr_2019.pdf
3. Baza danych XCOM dostępna pod adresem:
<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>