

Eksperymentalne badanie efektu Comptona

Ryszard Kosteki

rpkost@tempac.okwf.fuw.edu.pl

www.rysieq.prv.pl

praca wykonana pod opieką dr Juliana Srebnego

*Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski*

14 stycznia 2003 (v1)

31 maja 2003 (v2)

4 sierpnia 2003 (v3)

Streszczenie

Praca ta jest opisem eksperymentu mającego na celu zbadanie efektu Comptona metodą szybkowolnych koincydencji. W doświadczeniu tym jako źródło kwantów γ zastosowano izotop ^{137}Cs , zaś detekcji promieniowania dokonywano przy pomocy scyntylatorów opartych na kryształach NaI. Wyniki eksperymentu zgodziły się z przewidywaniami teoretycznymi w pojedynczym przedziale błędu pomiarowego, który wyniósł średnio 7.6% mierzonych wartości energii.

Abstract

This paper presents the results of the experimental test of a Compton effect with the fastslow coincidence method. As the source of γ quanta, ^{137}Cs isotope was used. The detection of radiation was made by scintillators based on NaI crystals. The results of experiments agreed with the theory in range of one standard deviation, which was on the average equal to 7.6% of measured values of the energy.

1 Teoretyczne podstawy zjawiska

Zakładając kwantową naturę światła i traktując je jako wiązkę fotonów, można rozpatrywać proces zderzenia pojedynczego kwantu promieniowania elektromagnetycznego – fotonu – z inną cząstką, na przykład elektronem. Przypisując fotonowi związaną z jego długością fali λ energię $E_f = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda}$ i pęd $p_f = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$, możemy proces zderzenia elektronu z fotonem rozwiązać korzystając z klasycznych zasad zachowania energii i pędu, uwzględniając oczywiście relatywistyczną naturę zjawiska. W wyniku rozwiązania tych równań (patrz: [2, str. 85–87]), otrzymujemy wzór:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{mc^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (1)$$

gdzie E i E' to energia kwantu światła odpowiednio przed i po zderzeniu, θ to kąt rozproszenia fotonu, zaś m to masa cząstki, z którą zderzył się foton (w rozpatrywanym tu przypadku cząstką tą był elektron).

Wzór (1) nazywa się wzorem Comptona, zaś samo zjawisko rozproszenia fotonu na elektronie zwie się efektem Comptona.

2 Metoda pomiarowa

W celu zbadania prawdziwości powyższych przewidywań teoretycznych użyto aparatury przedstawionej na rysunku 1. Składała się ona ze źródła kwantów γ , jednego scyntylatora ustawionego pionowo w pozycji nieruchomej oraz jednego scyntylatora ustawionego w pozycji poziomej, o zmiennym położeniu kątowym. Kwant γ oddziałuje z materią w trojaki sposób - poprzez efekt fotoelektryczny, efekt Comptona, oraz generację pary elektron-antyelektron.

- **Efekt fotoelektryczny.**

Efekt ten polega na oddziaływaniu kwantu γ z elektronami atomów, prowadzącym do całkowitego pochłonięcia kwantu γ przez materiał. Absorpcja ta połączona jest z emisją elektronu i kwantu promieniowania X (patrz: [2, str. 80–83]). Energia wyemitowanego elektronu i kwantu X nie ucieka ze scyntylatora, bowiem droga swobodna elektronu jest bardzo mała, zaś kwant X zostaje zaabsorbowany.

- **Tworzenie par elektron-antyelektron.**

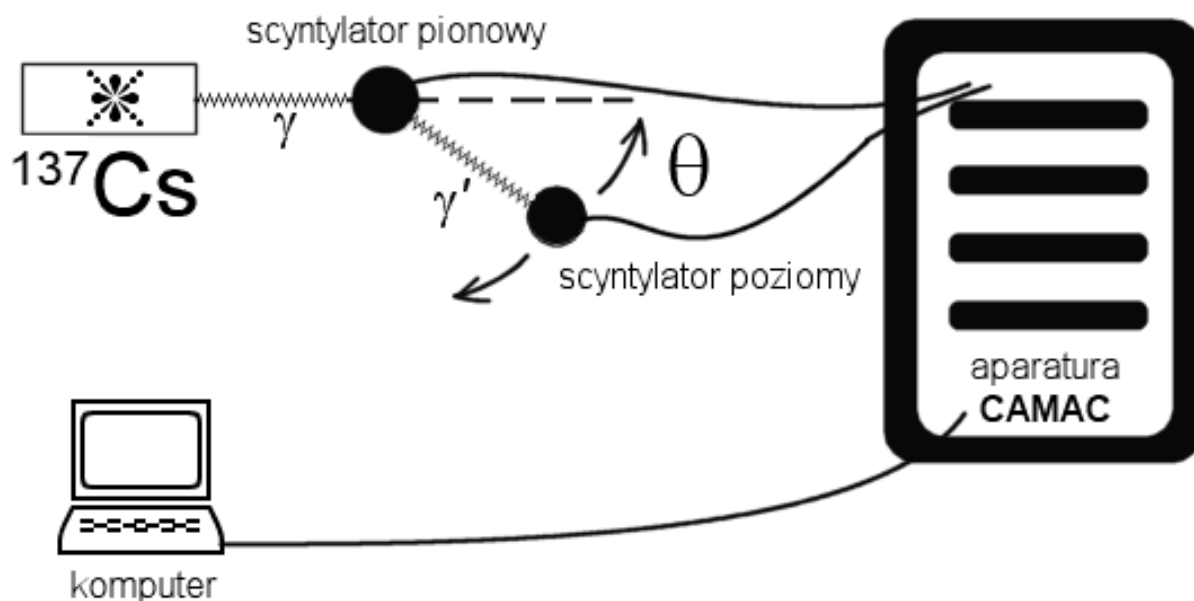
Kwanty o energii większej od 1.02MeV (czyli podwójnej masy elektronu) mogą wygenerować parę $e^- e^+$. Procesem tym nie będziemy się zajmować, ponieważ najwyższa energia kwantu γ otrzymana w tym doświadczeniu nie przekroczyła 700keV.

- **Efekt Comptona.**

Zbadanie tego zjawiska jest celem niniejszej pracy. Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, polega ono na nieelastycznym rozproszeniu kwantu γ na swobodnym (bądź quasiswobodnym) elektronie. Rozproszony kwant γ , o energii mniejszej od początkowej, ucieka ze scyntylatora.

Metoda pomiarowa zastosowana w tym eksperymencie polega na badaniu widma promieniowania γ zaobserwowanego w koincydencji¹ w obydwu scyntylatorach. W ten sposób w obserwowanym widmie nie występuje część odpowiedzialna za efekt fotoelektryczny, oraz zredukowany niemalże do zera zostaje wpływ tła promieniowania, zatem – zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi – powinniśmy zaobserwować jedynie efekt Comptona. Wszystkie poniższe rozważania prowadzone są przy założeniu hipotezy liniowości wszystkich zachodzących procesów: przetwarzania kwantów γ , X i elektronów przez scyntylator, działania fotopowielacza i aparatury CAMAC.

¹Koincydencją nazywa się wystąpienie dwóch powiązanych ze sobą procesów, odległych od siebie w czasie o ustalony (i krótki) odcinek czasu.



Rysunek 1: Schemat budowy układu pomiarowego.

3 Techniczna realizacja pomiaru

3.1 Szkic ogólny aparatury

Układ pomiarowy składał się z trzech części: układu źródło-scyntylatory (przedstawionego na rysunku 1), stanowiska elektroniki w standardzie CAMAC do przetwarzania szybkozmiennych koincydencji (przedstawionego schematycznie na rysunku 2), oraz komputera z zainstalowanym na nim programem SMAN (w wersji 4.20).

Bloki elektroniki standardu CAMAC były produkcji firmy polon (oznaczenia poszczególnych komponentów podane są na rysunku 2), z wyłączeniem układu *logic shaper and delay* produkcji firmy ZDAE. Źródłem kwantów γ był izotop ^{137}Cs , emitujący kwanty o energii $E_\gamma = 661.7\text{keV}$.

Skonstruowanie działającego poprawnie stanowiska CAMAC było trudne. Ponad 70% czasu trwania eksperymentu zajęła konfiguracja aparatury. Pewne wady i niedostatki najważniejszych modułów trzeba było skompenzować rozbudową całego układu.

W doświadczeniu zastosowałem scyntylatory oparte na kryształach NaI. Pod względem rozdzielczości energetycznej i wydajności nie był to sprzęt najlepszej jakości, jednakowoż inny nie był dostępny. W celu poprawy warunków pracy układu rozmontowałem jeden ze scyntylatorów,² wymieniając zastosowany w nim klej optyczny, oraz sklejając go ponownie. Poprawiło to otrzymywane widmo, jakkolwiek nadal było ono rozmyte (FWHM ok. 10%), najprawdopodobniej ze względu na rysy na okienku przy wejściu do fotopowielacza.³

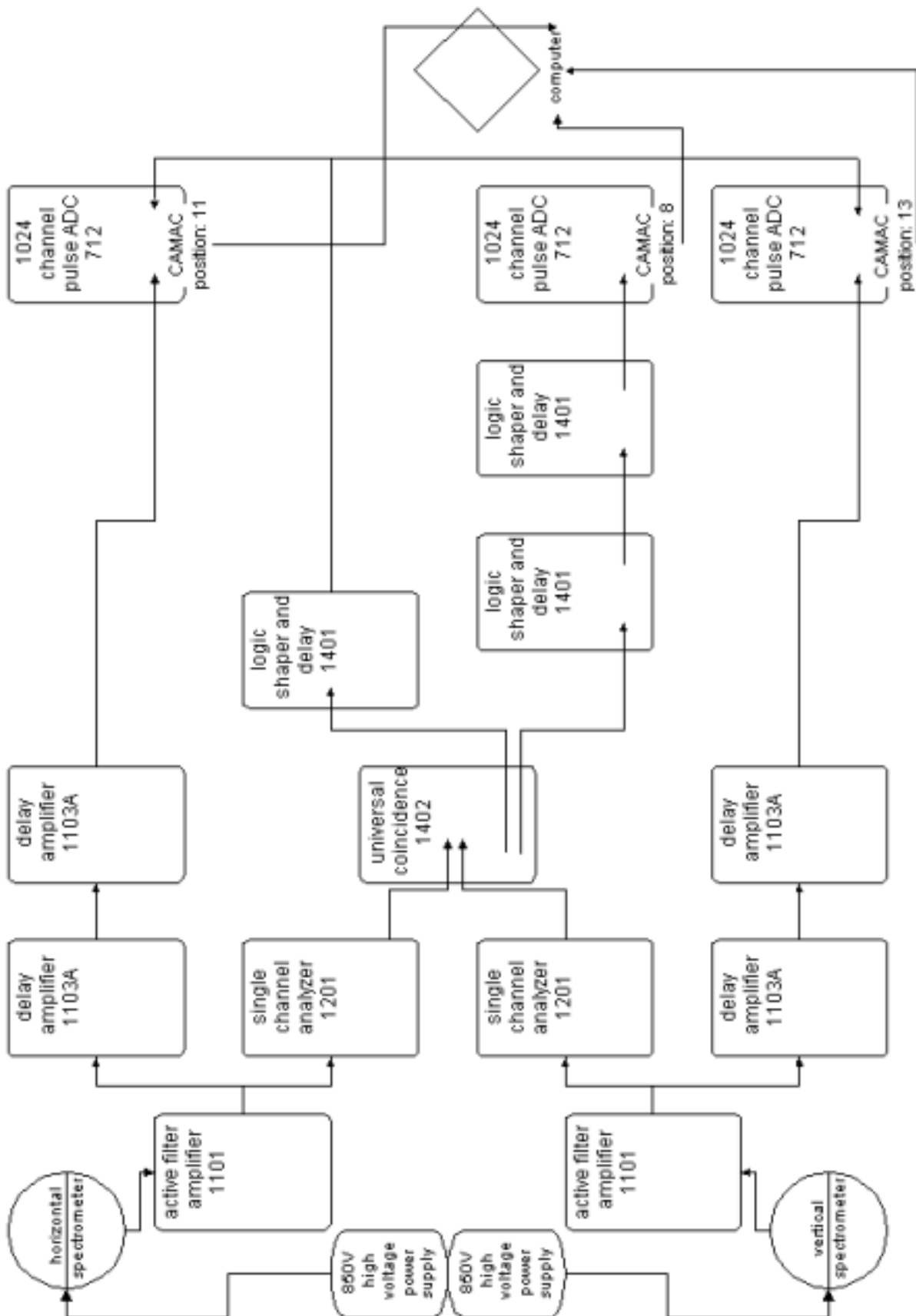
3.2 Logika aparatury

Logika aparatury i przebiegu sygnału jest następująca:

1. Sygnał ze scyntylatora zostaje wzmocniony przez *active filter amplifier*.
2. Sygnał ten rozdziela się na dwie części:

²Uczyniłem to ponieważ otrzymywane z niego widmo było znacznie bardziej rozmyte od widma z drugiego scyntylatora.

³Rysy te zaobserwowałem podczas procedury wymiany połączenia kryształu scyntylacyjnego z fotopowielaczem.



Rysunek 2: Schemat budowy stanowiska przetwarzania sygnału w standardzie CAMAC.

3. Droga początkowego sygnału analogowego:
 - (a) Dwa następujące po sobie *delay amplifiers* opóźniają sygnał analogowy.
 - (b) Sygnał ten dochodzi do *1024 channel pulse analog-digital converter*, który, o ile otrzymuje w tym samym czasie sygnał cyfrowy (bramkę) przez drugie gniazdo, przetwarza go i umieszcza w jednym z 256 równej szerokości kanałów energetycznych.
4. Droga koincydencyjna sygnału logicznego:
 - (a) Sygnał analogowy z *active filter amplifier* zostaje przetworzony na sygnał logiczny przez *single channel analyzer*.
 - (b) Sygnał ten, wraz z analogicznym sygnałem z drugiego scyntylatora, wchodzi do układu koincydencyjnego, *universal coincidence*, ten zaś decyduje, czy sygnały nadchodzące są w koincydencji (czyli czy ich odległość czasowa nie jest za duża na bycie tym samym procesem), czy też nie.
 - (c) Z układu koincydencyjnego wychodzą dwa sygnały. Jeden z nich przechodzi przez dwa układy *logic shaper and delay*, mające za zadanie ustawienie odpowiedniego kształtu sygnału (o odpowiedniej wobec wymagań *ADC* długości i wysokości), po czym wchodzi do *ADC* zainstalowanego na pozycji 8. Przetwornik ten służy to wyzwani odczytu. Sygnały z dwóch pozostałych *ADC* zostaną czytane z magistrali CAMAC tylko wtedy, kiedy ten poda sygnał. Dzięki temu uzyskuje się prawidłowy odczyt koincydencji.
 - (d) Drugi sygnał z układu koincydencyjnego zostaje prawidłowo uformowany przez *logic shaper and delay*, a następnie zostaje skierowany do *ADC* na pozycjach 11 i 13, gdzie służy jako logiczna bramka do uruchomienia konwersji z sygnału analogowego do cyfrowego.
5. Informacja ze wszystkich *ADC* zostaje przekazana do komputera.
6. Komputer odczytuje informację z *ADC* położonych na pozycji 11 i 13 w bloku CAMAC, czyli odpowiednio ze scyntylatorów pionowego i poziomego, zapisując je na dysk w kolejności przychodzenia (jest to tzw. *list mode*).

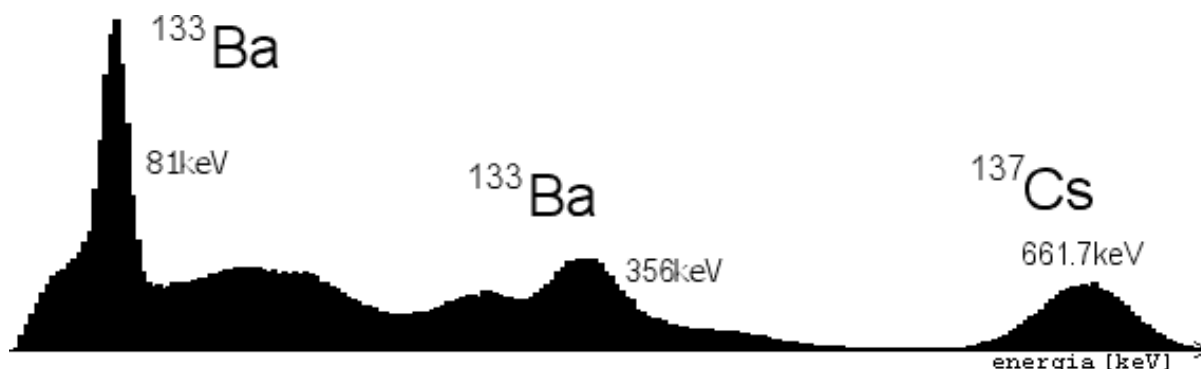
3.3 Ważniejsze ustawienia

- Czas koincydencji w module *universal coincidence*: $1\mu s$.
- Liczba kanałów w przetwornikach *ADC*: 256.
- Dolny próg obciążenia sygnału w *single channel analyzer*: 1.8V dla scyntylatora poziomego, 1.32V dla scyntylatora pionowego, co odpowiada energiom równym odpowiednio 50keV i 40keV. Takie obciążenie sygnału było konieczne, bowiem w kanałach odpowiadających niższym energiom wciąż formował się szybko rosnący pik, nie odpowiadający żadnemu rzeczywistemu przejściu energetycznemu (powstający zapewne w wyniku szumu elektronicznego).
- Położenie przetworników *ADC*: *ADC* wyzwalający: pozycja 8, *ADC horizontal*:⁴ pozycja 11, *ADC vertical*: pozycja 13.

3.4 Kalibracja

Kalibracji, czyli przypisania 256 kanałom *ADC* skali energetycznej w kiloelektronowoltach, dokonałem przy użyciu źródeł ^{133}Ba , oraz ^{137}Cs , korzystając oczywiście z fotopików, czyli pików energetycznych zaistniałych w wyniku efektu fotoelektrycznego. Fotopik dla ^{137}Cs znajduje się w energii równej 661.7keV, natomiast dwa główne piki ^{133}Ba to przejścia odpowiadające energiom 81keV i 356keV. Dopasowując do pików 81keV i 661.7keV zależność liniową $[keV] = a * \text{kanał} + b$ i porównując otrzymany z tej zależności wynik dla kanału odpowiadającego pikowi 356keV, otrzymałem wartość błędu kalibracji. Błąd ten wyniósł 3.8keV. Jest to wartość zadowalająca w porównaniu z typową średnią szerokością fotopiku ^{137}Cs , która wyniosła 63.5keV.

⁴Czyli odpowiadający za poziomy (drugi) scyntylator.



Rysunek 3: Kalibracja energetyczna układu.

3.5 Poprawność działania elektroniki

Poprawność działania układu koincydencyjnego zbadalem mierząc widmo koincydencyjne pochodzące od źródeł ^{137}Cs oraz ^{133}Ba i ustawiając okna na odpowiednich pikach energetycznych (czyli obserwując tą część widma pochodzącego z jednego scyntylatora, która przychodzi w koincydencji z ustalonym zakresem energii w drugim widmie). Dzięki temu mogłem sprawdzić, czy układ przepuszcza przypadkowe koincydencje. Koniecznym okazało się dołożenie trzech układów *logic shaper and delay*, wydłużających czas trwania sygnału logicznego oraz formujących jego zbocza. Prócz tego niezbędnym okazało się dołożenie do aparatury trzeciego *ADC*, służącego do wyzwiania odczytu sygnału z dwóch pozostałych *ADC*. Te zmiany w aparaturze, wraz z obcięciem przy pomocy *single channel analyzer* niskoenergetycznego pasma szumów, zapewniły poprawne działanie logiki koincydencyjnej, co stwierdziłem obserwując okna nałożone na widma.

Kryterium poprawności działania układu była koniunkcja dwóch warunków:

1. Rejestrowanie przez układ zdarzeń równoczesnych,
2. Nie rejestrowanie przez układ zdarzeń niejednoczesnych.

Do sprawdzenia realizowania przez układ warunku 1. użyłem izotopu ^{133}Ba , korzystając z faktu, iż najbardziej prawdopodobny schemat jego rozpadu przejawia się w dwóch, następujących po sobie, przejściach: 356keV (prawdopodobieństwo przejścia = 88%) i 81keV (prawdopodobieństwo przejścia = 100%). Czas półtrwania przejściowego izotopu baru wynosi 6.36ns, zatem układ koincydencyjny musi zarejestrować zliczenia na kanałach 356keV i 81keV w tym samym czasie. W związku z tym w oknie nałożonym na pik energii 356keV musi się pojawić tylko pik 81keV. Tak też - ostatecznie, czyli po zakończeniu procesu sprawdzania i regulowania poprawności działania układu - było.

Do sprawdzenia tego, czy układ nie rejestruje zdarzeń niekoincydencyjnych, wykorzystałem izotop ^{137}Cs . Jego rozpady nie są ze sobą skorelowane, jak również nie są one skorelowane z rozpadami źródła ^{133}Ba . Zatem nakładając okna na energetyczny pik cezu (661.7keV), powinno się otrzymać rozkład płaski liczby zliczeń. Widmo koincydencyjne w tym oknie niekoniecznie musi być równe zero, bowiem probabilistyczny charakter przejść nie wyklucza zaistnienia przypadkowych koincydencji. Jednakowoż rozkład tych koincydencji powinien być właśnie - z dokładnością do statystycznych fluktuacji - płaski.

4 Przebieg pomiaru

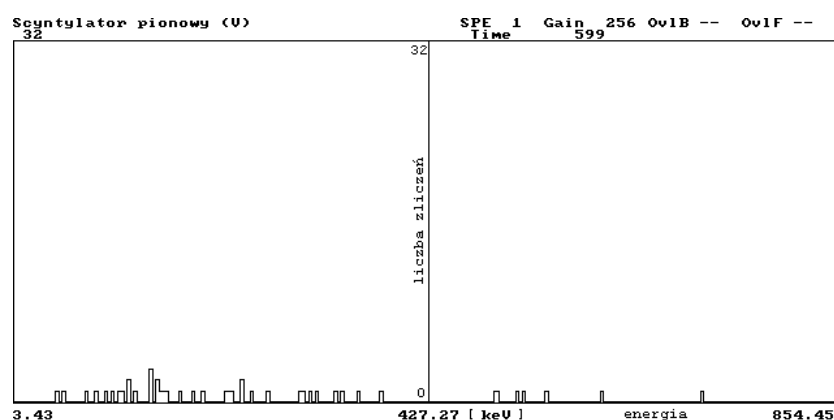
Dla kolejnych kątów θ (patrz: wzór 1 oraz rysunek 1), określających odchylenie drugiego scyntylatora od linii źródło-pierwszy scyntylator, mierzyłem przez 600 sekund koincydencje w obydwu scyntylatorach. Następnie dokonywałem trwającego 100 sekund pomiaru koincydencji przypadkowych, po czym zmieniłem kąt pomiaru. Pomiar koincydencji przypadkowych polegał na rejestracji *wszystkich* zdarzeń, które były w koincydencji

z sygnałem podanym z pierwszego (a nie z obu) scyntyлятора. Pomiar, z przyczyn technicznych, wykonałem dla kątów z zakresu od 30° do 150° , co 10° . Na zakończenie pomiarów dokonałem 600 sekundowego pomiaru tła promieniowania przy szczelnie zasłoniętym źródle.

5 Wyniki i analiza pomiarów

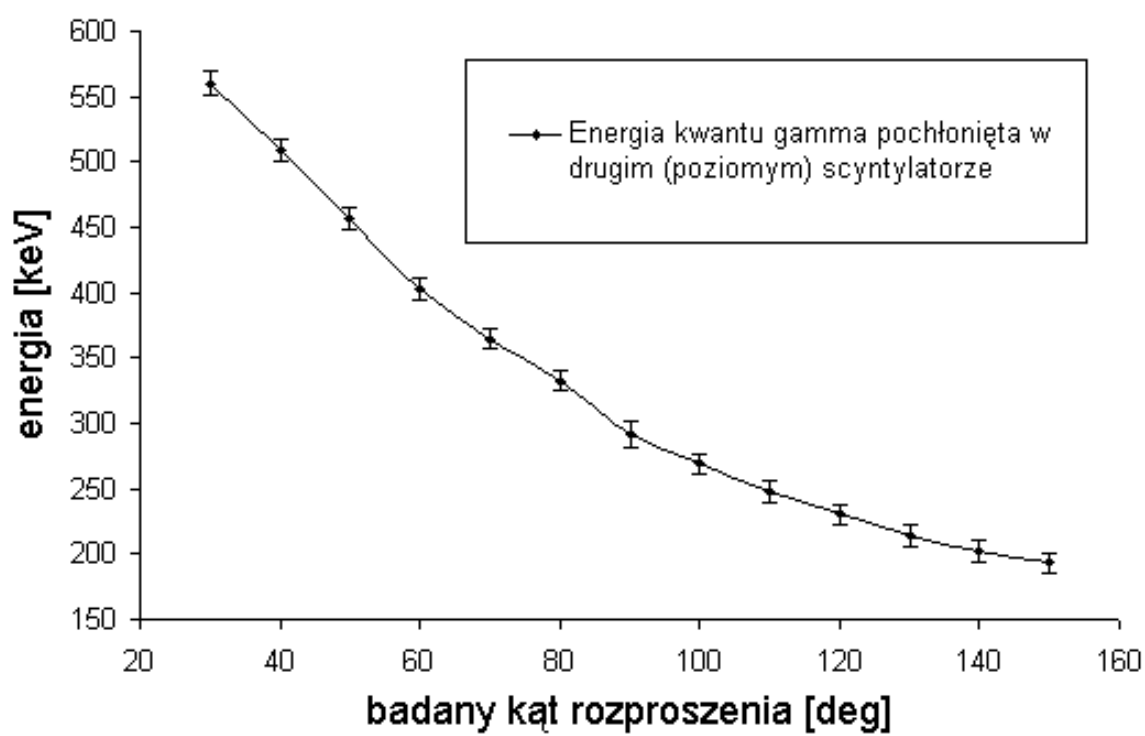
Otrzymane w wyniku eksperymentu pomiary zliczeń fotonów o określonych energiach poddałem obróbce, odejmując od nich zmierzone tło promieniowania (które było prawie zerowe, jak pokazuje rysunek 4), oraz, odpowiednio przeskalowane (pomnożone przez 6, ze względu na sześciokrotnie krótszy czas pomiaru), pomiary koincydencji przypadkowych. W otrzymanych w ten sposób danych znalazłem rozmyte fotopiki energetyczne odpowiadające energii rozproszonych kwantów γ zarejestrowanych w wyniku efektu fotoelektrycznego w drugim scyntyляторze. Do pików tych dopasowałem krzywe gaussa, traktując środek dopasowanego gaussa jako wartość energii $E_{\gamma'}$, zaś całą powyższą procedurę wykonałem korzystając z programu SMAN.

Otrzymana z pomiarów zależność energii rozproszonego kwantu γ od kąta θ rozproszenia znajduje się na rysunku 5. Na rysunku 6 przedstawiona jest konfrontacja tych wyników z przewidywaną teoretycznie zależnością. Rysunek 7 przedstawia trójwymiarowy wykres wszystkich pomiarów energii w zależności od kąta.

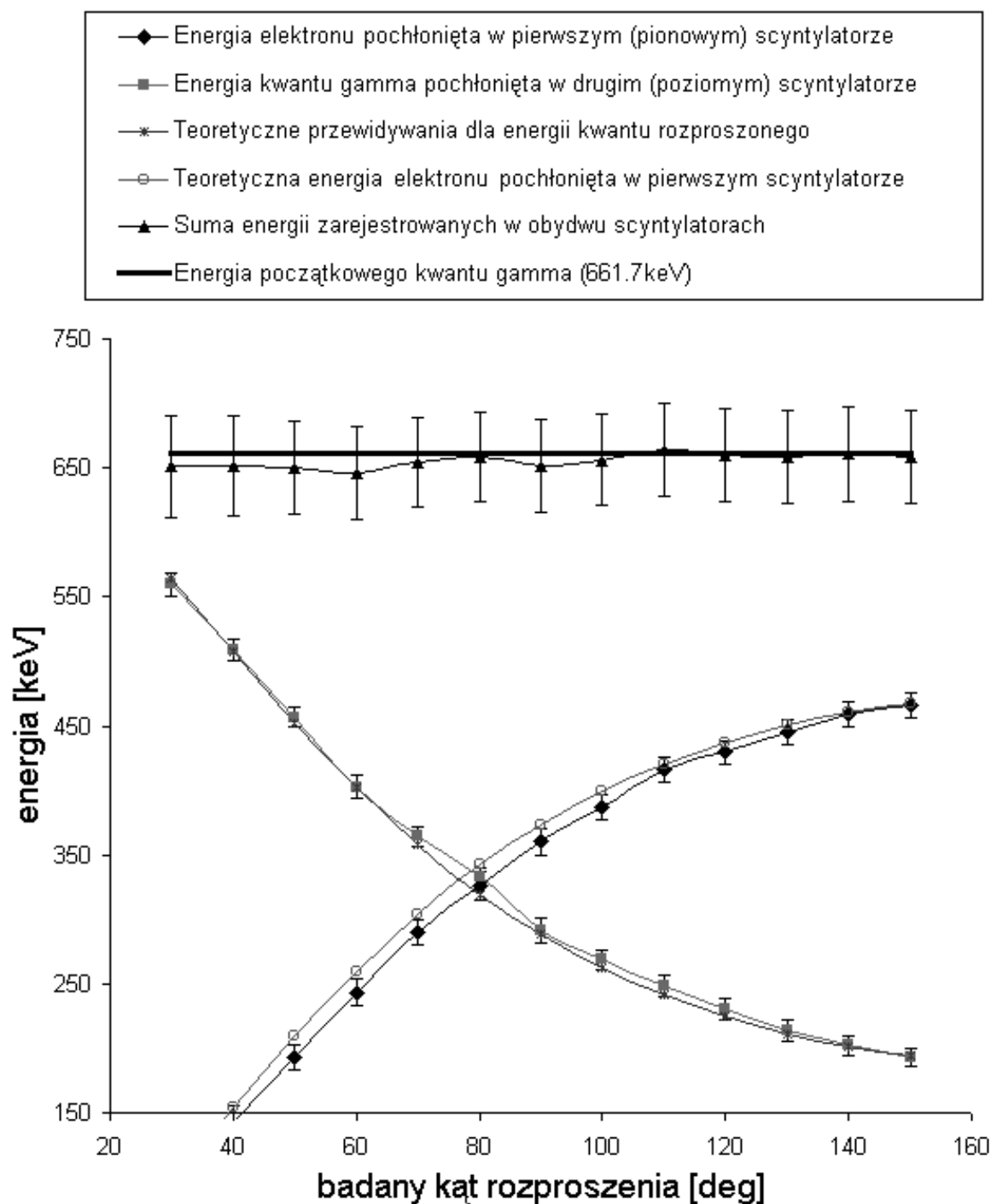


Rysunek 4: Tło promieniowania γ zarejestrowane przy zasłoniętym źródle.

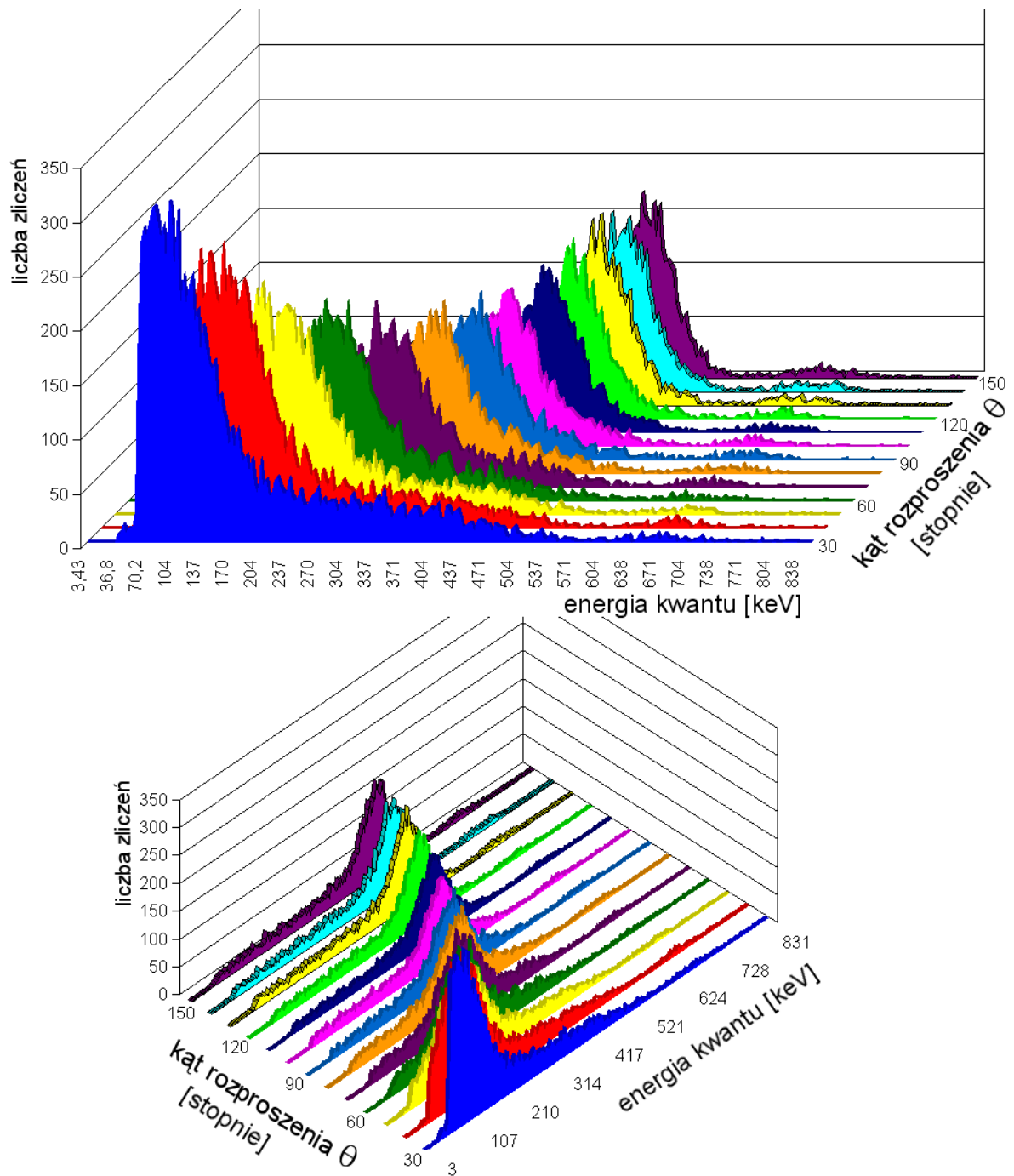
Oszacowanie niepewności pomiarów wykonywanych w tym doświadczeniu było trudne, bowiem pomiar widma dla każdego kąta rozproszenia był wykonywany jednokrotnie. W tej sytuacji jedynym rozsądnym wyjściem było przyjęcie jako kryterium błędu dokładność dopasowania krzywej gaussa do badanych pików. Z powodu braku narzędzi do policzenia współczynnika korelacji takiego dopasowania zastosowałem pośrednią miarę tej dokładności, jaką jest stosunek pierwiastka liczby zliczeń w pikcie do tejże liczby zliczeń. Jest to dobra miara pośrednia, bowiem im mniejsza jest liczba zliczeń, tym większe odstępstwa od gaussowskiego rozkładu (tym większy wpływ statystycznych fluktuacji), zaś pierwiastkowy charakter zależności odpowiada probabilistycznemu charakterowi rozpadów promieniotwórczych. W ten sposób otrzymałem względny błąd każdego pomiaru. Kryterium niepewności pomiaru nie mogła być mała zdolność rozdzielcza (FWHM) pików całkowitej energii, bowiem FWHM dopasowanej do pomiaru krzywej gaussa nie wskazuje w żaden sposób na to, jak to dopasowanie różni się od realnego pomiaru. Duży błąd wprowadzała również niejednoznaczność dopasowania krzywej gaussa do fotopiku. W zależności od małych zmian brzegów obszaru dopasowania wyniki różniły się od 0.3% do 2.1%. Dlatego też dla każdego pikcie dokonywałem trzech niezależnych dopasowań krzywej gaussa, których wyniki następnie uśredniałem, zaś rozrzut tych dopasowań włączałem do błędu.



Rysunek 5: Wynik pomiarów: zależność E_γ od kąta θ .



Rysunek 6: Konfrontacja przewidywań teoretycznych z wynikami doświadczalnymi.



Rysunek 7: Trójwymiarowy wykres liczby zliczeń kwantów γ w zależności od ich energii i kąta rozproszenia (widok w rzucie prostokątnym oraz pochyłym).

6 Podsumowanie

Doświadczenie to potwierdziło teoretyczne przewidywania efektu Comptona. Otrzymane wyniki na energię rozproszonego kwantu γ pokrywają się z krzywą teoretyczną w pojedynczym przedziale błędów pomiarowych. Jeśli chodzi o teoretyczne przewidywania dotyczące energii przejętej przez rozproszony elektron, to krzywa teoretyczna dla części punktów przebiega poza przedziałem pojedynczego błędów pomiarowych, mieszcząc się jednakowoż w potrójnym przedziale błędów. Podejrzewam, iż fakt ten wynika z defektu wewnątrz pierwszego scyntylatora (rys na okienku wejściowym fotopowielacza), z powodu którego część (zwłaszcza niskoenergetycznych) fotonów nie dochodziła do fotopowielacza. Typowe FWHM dla tego eksperymentu wyniosło 9.6%, co jest dość dobrym wynikiem, zwłaszcza, iż najlepsza możliwa dokładność dla detekcji przy użyciu scyntylatorów NaI wynosi 9% (patrz: [1, str. 75]).

W celu poprawy dokładności pomiarów dobrym pomysłem byłoby powtórzenie tego doświadczenia z innym pionowym scyntylatorem. Wówczas można by również poprawić warunki pracy poprzez optymalizację architektury układów CAMAC, takie jak zastąpienie podwójnych układów *delay amplifier* oraz *logic shaper and delay* pojedynczymi.

Literatura

- [1] J. B. A. England. *Metody doświadczalne fizyki jądrowej*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, wydanie pierwsze, 1980. Tłumaczenie: M. Kicińska-Habior, B. Sikora, M. Święcki, M. Dąbrowska, J. Siemińska.
- [2] Herman Haken, Hans Christoph Wolf. *Atomy i kwanty. Wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, wydanie drugie, zmienione, 2002. Tłumaczenie: Irena Deperasińska, Jerzy Prochorow.
- [3] Adam Strzałkowski. *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, wydanie drugie poprawione, 1972.

Appendix

Konfiguracja programu SMAN 4.20 użyta w doświadczeniu, zawarta w pliku EXP.DEF:

```
;offline
Run_id = Calkiem nowy run
CAMACINIT={n=8,a=0,f=9:f=26:a=1:N=11,A=0,F=9:f=26:a=1:N=13,A=0,F=9:f=26:a=1}
endevent={n=8,f=9,a=0}

SPECTRUM 1 Length = 256
parameter 1
savegr 1
calibration 3.138919 -16.3064 keV
Title Scyntylator poziomy (H)

Spect 2 Length = 256
parameter 2
savegr 1
calibration 3.337356 0.0903450 keV
Title Scyntylator pionowy (V)

Spect 3 Length = 256
savegr 1
Title H war z V {56:66}
;calibration 3.337356 0.0903450 keV
cpar=2
condition={par1:56:66}

Spect 4 Length = 256
savegr 1
calibration 3.337356 0.0903450 keV
Title H war z V {110:128}
cpar=2
condition={par1:110:128}

Spec 5 twodim
xsize=256
ysize=256
xpar=1
ypar=2
;
; Grafika w dwóch modach: single - jedno widmo, multi - wiele widm
;   przejscie do single: Alt_S, do multi: Alt_M
; Organizacja ekranu w modzie multi definiowana jest komenda picture:
;   picture = x,y, - podzial ekranu na x czesci w poziomie i y w pionie
;   nazwa - potrzebna przy zmianach konfiguracji
; n1,n1,n2,n2... - x*y numerow widm przypisanych do kolejnych
; okien ekranu - numeracja od lewego gornego rogu
Picture = {1,2,First,1,1,2,2}
picture = {1,1,2D,5,5}
Picture = {2,2,Second,1,1,2,2,3,3,4,4}
End
```