

Badanie Efektu Comptona

Przemysław Duda

Laboratorium Fizyki i Techniki Jądrowej Wydziału Fizyki P.W.

Materiał dydaktyczny dla Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej, opracowany w ramach zadania nr 33: „Modyfikacja kształcenia na Wydziale Fizyki w zakresie wykorzystywania technik i technologii jądrowych w gospodarce narodowej” projektu „Program Rozwojowy Politechniki Warszawskiej” współfinansowanego przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego (Program Operacyjny Kapitał Ludzki)



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



PROGRAM ROZWOJOWY
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ

ZJAWISKO COMPTONA

Wczesne doświadczenia pokazały, że powstające podczas rozpraszania promieniowania X wtórne promieniowanie X było mniej przenikliwe niż promieniowanie pierwotne. Na początku myślano, że to wtórne promieniowanie jest promieniowaniem fluorescencyjnym, charakterystycznym dla promieniującego pierwiastka. Chociaż fluorescencja jest typowym zjawiskiem dla cięższych pierwiastków, to późniejsze doświadczenia wykazały różnicę w przenikliwości wtórnych promieni X pochodzących od lżejszych pierwiastków, takich jak węgiel, dla których promieniowanie fluorescencyjne takie, jakie obserwowano, w ogóle nie może wystąpić. Doprowadziło to niektórych fizyków do wniosku, że odkryto nowe promieniowanie, które nazwano promieniowaniem "J". Jednakże idea promieniowania "J" nie ostała się wnikliwej analizie spektroskopowej.

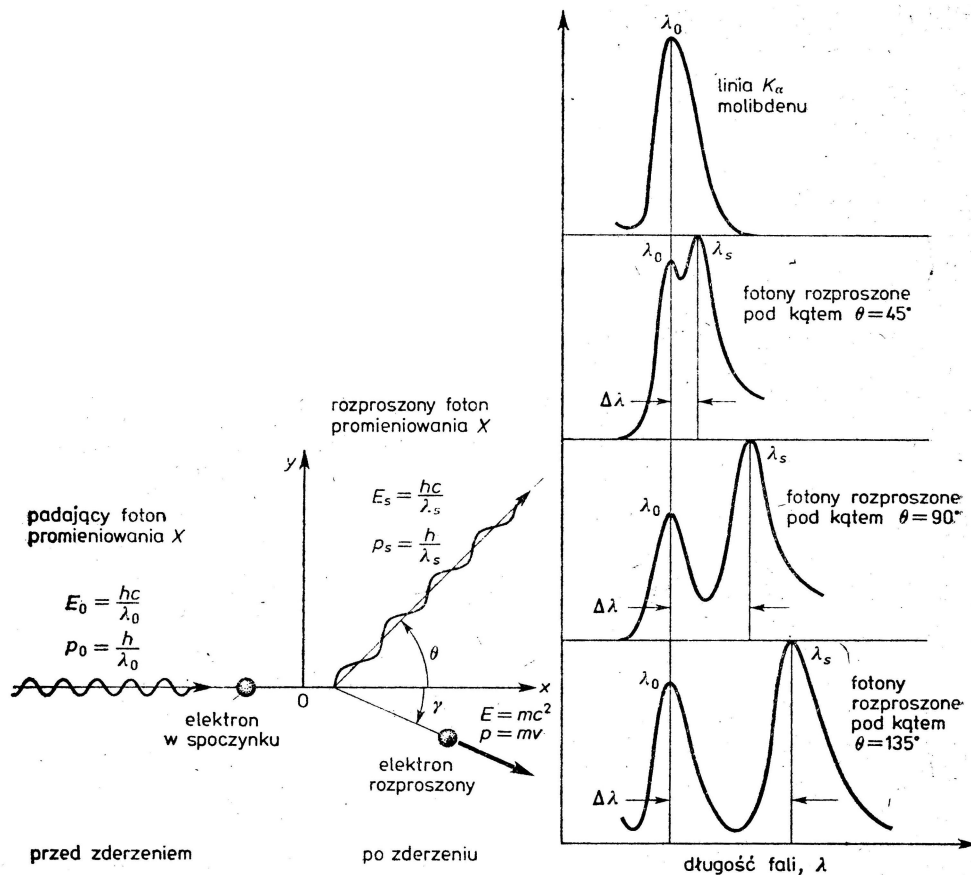
Dokładne doświadczenia pokazały, że wtórne promieniowanie X, powstałe w procesie rozpraszania, ma następujące własności:

1. Promieniowanie rozproszone składa się z dwóch długości fal - początkowej λ_0 i dodatkowej długości fali λ_s , której wartość jest bliska λ_0 ;
2. λ_s jest zawsze większa od λ_0 ;
3. λ_s zależy od kąta rozpraszania θ , ale nie zależy od ośrodka rozpraszającego.

Na podstawie matematycznej analizy tej sytuacji przeprowadzonej przez G. E. M.: Jaunceya, A. H. Compton wysunął w roku 1923 śmiałą hipotezę, że fotony promieniowania X mają pęd, podobnie jak cząstki, i że proces rozpraszania jest elastycznym zderzeniem fotonu z elektronem. Zmiana długości fali promieniowania X, występująca w wyniku elastycznego rozpraszania na elektronach, jest znana jako zjawisko Comptona.

Z równania wynika, że energia fotonu (cząstki o masie spoczynkowej równej zero) wynosi $E=pc$; z drugiej strony wiadomo, że energia fotonu może być zapisana jako $E=h\nu$, gdzie ν jest częstością. Zatem pęd fotonu jest równy:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$



Rozproszenie komptonowskie fotonu na elektronie w spoczynku. Na wykresach po prawej stronie przedstawiono, jak zmienia się długość promieniowania K_α molibdenu rozproszonego na węglu.

Energia kwantów rozproszonych w efekcie Comptona zależy od kąta rozproszenia ν i wyraża się wzorem:

$$k' = \frac{k}{1 + k(1 - \cos \nu)}$$

(8.19.1)

gdzie k i k' oznaczają wyrażone w jednostkach $m_0 c^2$ energie kwantu padającego i rozproszonego.

Celem tego ćwiczenia jest doświadczalne sprawdzenie zależności (8.19.1). Zasada pomiaru jest podobna do opisanej w ćwiczeniu Nr 18 z tą różnicą, że impulsy z ruchomej sondy są poddawane analizie amplitudowej. Analizator amplitudy impulsów, podobnie jak każde inne urządzenie elektryczne, charakteryzuje się pewnym skończonym czasem przetwarzania informacji. Wprowadzenie analizatora do jednej gałęzi układu narusza symetrię czasową i jednocześnie akty detekcji mogą nie wywołać koincydencji. Z tego powodu do drugiej gałęzi zestawu wprowadza się linię opóźniającą (patrz schemat blokowy na rys. 8.19.1), której zadaniem jest usymetryzowanie układu. Czas opóźnienia powinien być wybrany tak, aby równał się odstępowi czasu jaki upływa między momentem wejścia impulsu w

analizatorze i momentem pojawienia się impulsu na jego wyjściu. ,

Schemat blokowy aparatury do. pomiarów energii rozpraszaniu comptonowskim

Zadanie polega na wyznaczeniu widm (tylko w obszarze fotoefektu) dla szeregu kątów ν . Położenia fotomaksimów w tych widmach pozwolą wyznaczyć energie kwantów rozproszonych pod odpowiednimi kątami. Oczywiście przed rozpoczęciem właściwych pomiarów należy wyskalować gałąź spektrometryczną układu (patrz ćwiczenie Nr 14). Wyniki doświadczenia porównać z obliczeniami wykonanymi w oparciu o wzór (8.19.1). Sporządzić odpowiednie wykresy.

Pomiar energii comptonowskich elektronów odrzutu

W poprzednim ćwiczeniu wyznaczano energie kwantów rozproszonych w efekcie Comptona. Przy użyciu podobnego zestawu aparatury można wyznaczać również energie elektronów odrzutu. Oczywiście, w tym przypadku analizator powinien współpracować z nieruchomą sondą. Odpowiedni schemat blokowy *jest* przedstawiony na rys. .8.19.1. Scyntylatory NaJ(Tl) posiadają lepsze charakterystyki spektrometryczne niż scyntylatory organiczne, dlatego w tym ćwiczeniu, w charakterze rozpraszacza używa się kształtu NaJ(Tl).

Przy danej energii kwantów padających na rozpraszacz istnieje jednoznaczny związek pomiędzy energią kwantów rozproszonych i kątem ich wylotu ν . Z kolei zasada zachowania energii wymaga, aby suma energii kwantu rozproszonego i elektronu odrzutu była równa energii kwantu padającego. Wynika stąd, że jeżeli źródło promieniowania emituje monoenergetyczne kwanty γ , to koincydencjom rejestrowanym przy danym kącie ν odpowiadają elektrony odrzutu o jednakowych energiach. Jeżeli źródło promieniowania emituje kilka monoenergetycznych grup kwantów, to widmo energii elektronów odrzutu powinno zawierać maksima, z których każde odpowiada innej energii kwantów padających. Znając energie elektronów odrzutu, które koincydują z kwantami rozproszonymi pod kątem ν można wyznaczyć energie kwantów rozpraszanych. Zależność między tymi energiemi, której wprowadzenie pozostawiamy Czytelnikowi, ma postać:

(8.20.1)

$$k = \frac{\alpha k_e + \sqrt{\alpha^2 k_e^2 + 4\alpha k_e}}{2\alpha}$$

gdzie:

$\alpha = 1 - \cos \nu$

k i k' - energia kwantów padających i elektronów odrzutu, związanych z rozproszeniem kwantów pod kątem ν .

Energie są tu wyrażone w bezwymiarowych jednostkach $k = E/m_0 c^2$.

Pomiary wykonać z trzema źródłami promieniowania: ^{137}Cs , ^{60}Co i z mieszaniną $^{65}\text{Zn} + ^{137}\text{Cs}$. Powtórzyć je dla dwóch lub trzech różnych kątów ν wybranych w ten sposób, aby kierunek wiązki padającej na rozpraszacz nie trafiał w scyntylator ruchomej sondy. Nie spełnienie tego warunku prowadzi do istotnego wzrostu liczby koincydencji przypadkowych. Należy również wykonać cechowanie spektrometrycznej gałęzi aparatury (patrz ćwiczenie Nr 14).

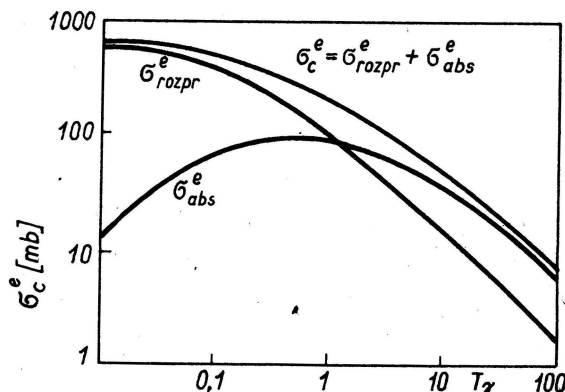
Na podstawie wyników doświadczenia oraz wzoru (8.20.1) obliczyć energie kwantów emitowanych przez poszczególne źródła i porównać je z danymi tablicowymi. Sporządzić wykresy widm doświadczalnych i porównać je z widmami uzyskiwanymi za pomocą jednokanałowych spektrometrów promieniowania γ . Przedyskutować wyniki ćwiczenia pod kątem zastosowania takiej metody do celów spektrometrycznych.

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska Comptona. W wyniku zjawiska Comptona energia niesiona przez strumień promieni γ ulega częściowo zamianie na energię kinetyczną elektronów, a częściowo rozproszeniu (część uniesiona przez fotony). Wzajemny stosunek tych części zależy od energii kwantów pierwotnych. Zatem całkowita strata energii strumienia promieni γ przechodzącego przez absorbent równa się sumie energii zaabsorbowanej przez elektrony i rozproszonej.

Całkowity przekrój dla zjawiska Comptona na elektron σ_C równa się sumie przekroju czynnego dla absorpcji σ_{abs} i dla rozproszenia energii

$$\sigma_C = \sigma_{abs} + \sigma_{rozpr}$$

Przekrój czynny na elektron równa się liczbowo części strumienia cząstek, która spowodowała zajście danego zjawiska przy przejściu strumienia przez tarczę o powierzchni jednostkowej, w której znajduje się 1 elektron. Na rys. 3.6.2 przedstawiono zależność σ_C , σ_{abs} i σ_{rozpr} od energii kwantu pierwotnego.



Rys. 3.6.2. Zależność przekrojów czynnych na elektron dla zjawiska Comptona od energii pierwotnego kwantu γ .

σ_C^e - całkowity przekrój czynny dla zjawiska Comptona,

σ_{abs}^e - przekrój czynny na elektron dla absorpcji energii w zjawisku Comptona,

σ_{rozpr}^e - przekrój czynny na elektron dla rozproszenia energii w zjawisku Comptona

Wygodniejszymi do stosowania wielkościami charakteryzującymi zjawisko Comptona są współczynniki osłabiania (definicja w § 3.5): liniowy μ_C [cm^{-1}] lub masowy μ_C/ρ [$\text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$].

Współczynnik osłabiania dla zjawiska Comptona wyraża się następująco w zależności od całkowitego przekroju czynnego na elektron \sim , który jest wielkością stałą dla danej energii kwantów γ :

$$\mu_C = \sigma_C \cdot Z \cdot n, \quad \frac{\mu_C}{\rho} = \sigma_C \frac{Z \cdot N_A}{A}$$

gdzie:

Z - liczba atomowa absorbentu,

N_A - liczba Avogadro,

$n = \frac{\rho \cdot N_A}{A}$ - liczba atomów w 1 cm³ absorbentu,

A - liczba masowa absorbentu.

Dla danej energii kwantów γ liniowy współczynnik osłabiania jest proporcjonalny do liczby atomowej Z absorbentu, natomiast masowy współczynnik osłabiania pozostaje prawie stały. Stosunek Z/A wzrasta o około 20% przy przejściu od jąder lekkich do ciężkich. Zjawisko Comptona odgrywa zasadniczą rolę w procesie osłabiania promieni γ w zakresie energii od 0,5 MeV do MeV (rys. 3.5.4).

Rozkłady kątowe fotonów rozproszonych i elektronów odrzutu w zjawisku Comptona. Różniczkowy przekrój czynny dla rozproszenia kwantów γ na elektronie został wyprowadzony w oparciu o mechanikę kwantową przez Kleina i Nishinę (1928):

$$d\sigma = \frac{r_0^3}{2} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 \left(\frac{\nu_0}{\nu} + \frac{\nu}{\nu_0} - \sin^2 \phi \right) d\Omega$$

(3.6.18)

Gdzie:

$r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ cm - klasyczny promień elektronu,

ν_0 - częstość pierwotnych promieni γ ,

ν - częstość rozproszonych promieni γ , zależna od kąta rozproszenia γ

(patrz wzór 3.6.6).

$d\sigma$ - różniczkowy przekrój czynny równa się liczbowo prawdopodobieństwu tego, że przy przejściu kwantu γ przez absorbent zawierający 1 elektron na 1 cm² nastąpi rozproszenie w element kąta bryłowego $d\Omega$ pod kątem ϕ względem kierunku pierwotnego. Na rys. 3.6.3 przedstawiono w układzie biegunowym różniczkowe przekroje czynne dla zjawiska Comptona. Widać, że ze wzrostem energii kwantów pierwotnych zwiększa się liczba kwantów rozproszonych pod małymi kątami.

Elektrony odrzutu w zjawisku Comptona mogą ulegać rozproszeniu pod kątami od 0° do 90°. Różniczkowy przekrój czynny dla elektronów obliczony w oparciu o równanie (3.6.18) ma bardzo skomplikowaną postać:

Rozkład kątowy kwantów γ rozproszonych w efekcie Comptona

Zasady zachowania energii i pędu zastosowane do opisu efektu Comptona jednoznacznie określają zależność pomiędzy kątami wylotu elektronu odrzutu i rozproszonego kwantu, jednakże nie dostarczają żadnych informacji o prawdopodobieństwie zajścia tego zjawiska i wlotu kwantu (lub elektronu) w określony kąt bryłowy. Przekrój czynny na efekt Comptona może być określony w oparciu o aparat elektrodynamiki kwantowej. Ze szczegółowych rozważań wynika, że prawdopodobieństwo rozproszenia kwantu nie jest jednakowe dla różnych kątów. Przekrój czynny na efekt Comptona, w wyniku którego rozproszony kwant wylatuje pod kątem ν w stosunku do kierunku lotu kwantu nierozproszonego (tzw. różniczkowy przekrój czynny) jest określony znanym wzorem Kleina-Nishiny-Tamma:

(8.18.1)

$$d\sigma_c(\nu, k) = \frac{\alpha^2 \lambda_0^2}{2} \frac{k'^2}{k^2} \left(\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - \sin^2 \nu \right) d\Omega$$

Gdzie:

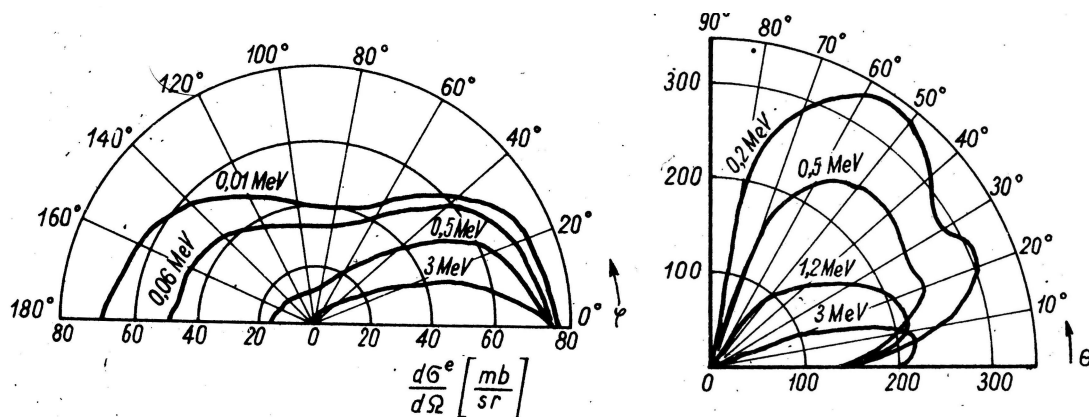
α - stała subtelnej struktury,

$\lambda_0 = h/m_0 c$ - tzw. comptonowska długość fali elektronu,

k i k' -energie kwantu padającego i rozproszonego wyrażone w (tzn. $k = k = h\nu / m_0 c^2$).

Warto zauważyć, że dla $k \ll 1$ wzór ten przybiera postać:

$$d\sigma_c(\nu, k) = \frac{\alpha^2 \lambda_0^2}{2} (1 + \cos^2 \nu)$$

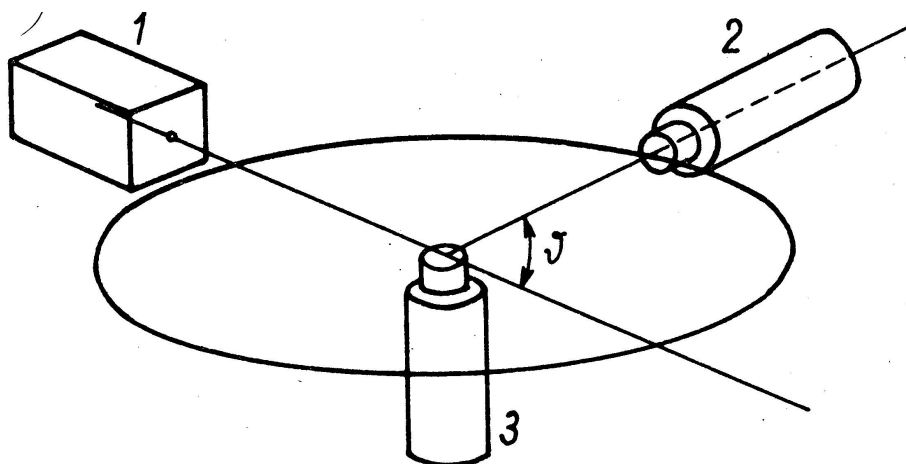


Relacja jest identyczna z klasycznym wzorem Thomsona opisującym rozpraszanie światła na swobodnym elektronie.

Celem tego ćwiczenia jest pomiar rozkładów kątowych rozproszonych kwantów dla dwóch różnych energii padającego promieniowania. Pomiary należy wykonać ze źródłami ^{65}Zn i ^{170}Tl emitującymi kwanty o energiach równych odpowiednio 1,11 MeV i 0,084 MeV.

Pomiary wykonuje się za pomocą dwóch detektorów scyntylacyjnych (patrz rys. 8.18.1). Scyntylator jednej z sond (nieruchomej) jest ustawiony na osi kolimatora wydzielającego ze źródła wąską wiązkę promieniowania i spełnia rolę rozpraszacza. Ta sonda jest wyposażona w scyntylator organiczny. Druga sonda (ruchoma), ze scyntylatorem NaJ(Tl) jest umocowana na ruchomym ramieniu i może być obracana wokół osi przechodzącej przez środek

rozpraszacza.



Rys. 8.18.i. Geometria pomiarów w ćwiczeniach Nr 18,19 i "20 1- pojemnik ze źródłem promieniowania oraz kolimator, 2- sonda ruchoma, 3- sonda nieruchoma

Elektrony Comptonowskie powstające w scyntylatorze organicznym wywołują błyski i są rejestrowane przez fotopowielacz, natomiast rozproszone kwanty γ z dużym prawdopodobieństwem mogą opuścić scyntylator. Druga (ruchoma) sonda ma za zadanie rejestrować te właśnie kwanty. Obie sondy pracują w koincydencji (schemat blokowy na rys. 8.18.2). Jednoczesne pojawienie się impulsów na wyjściach obu detektorów z wysokim poziomem ufności pozwala uważać koincydencję za akt związany z efektem Comptona. Zastosowanie techniki koincydencyjnej w istotny sposób obniża tło pomiarów.

Sposób wyznaczania tła przy pomiarach z udziałem detektorów pracujących w koincydencji został opisany w ćwiczeniu Nr 7.

Z mechanizmu powstawania koincydencji przypadkowych wynika, że w tym zadaniu tło będzie funkcją kąta ν z maksimum przy $\nu = 0$.

Schemat blokowy aparatury do pomiaru rozkładów kątowych w efekcie Comptona

Oczywiście tło koincydencji przypadkowych należy wyznaczać dla obydwu używanych w zadaniu źródeł promieniowania.

Pomiary z preparatem ^{170}Tu należy wykonywać zmieniając kąt ν co 10° . W przypadku ^{65}Zn dla kątów z przedziału $0^\circ \sim 40^\circ$ położenie ruchomej sondy zmieniać co 5° , a dla pozostałych kątów co 15° . Bezpośrednie wyniki pomiarów, niestety, nie odzwierciedlają wystarczająco dokładnie rzeczywistego rozkładu kątowego. Wiadomo, że kwanty rozproszone pod różnymi kątami posiadają różne energie i w związku z tym wydajność ruchomej sondy jest różna przy różnych jej położeniach. Powoduje to konieczność wyznaczania odpowiednich poprawek. W tym celu należy obliczyć energie rozproszonych kwantów dla takich kątów ν , przy których były wykonywane pomiary a następnie z wykresu lub odpowiednich tablic (udostępni je osoba, prowadząca zajęcia) odczytać odpowiadające tym energiom współczynniki osłabienia dla NaJ(Tl). Znając grubość scyntylatora łatwo można obliczyć poprawki na wydajność. Szczegółowe rozważania na ten temat; zresztą bardzo proste, pozostawiamy Czytelnikowi.

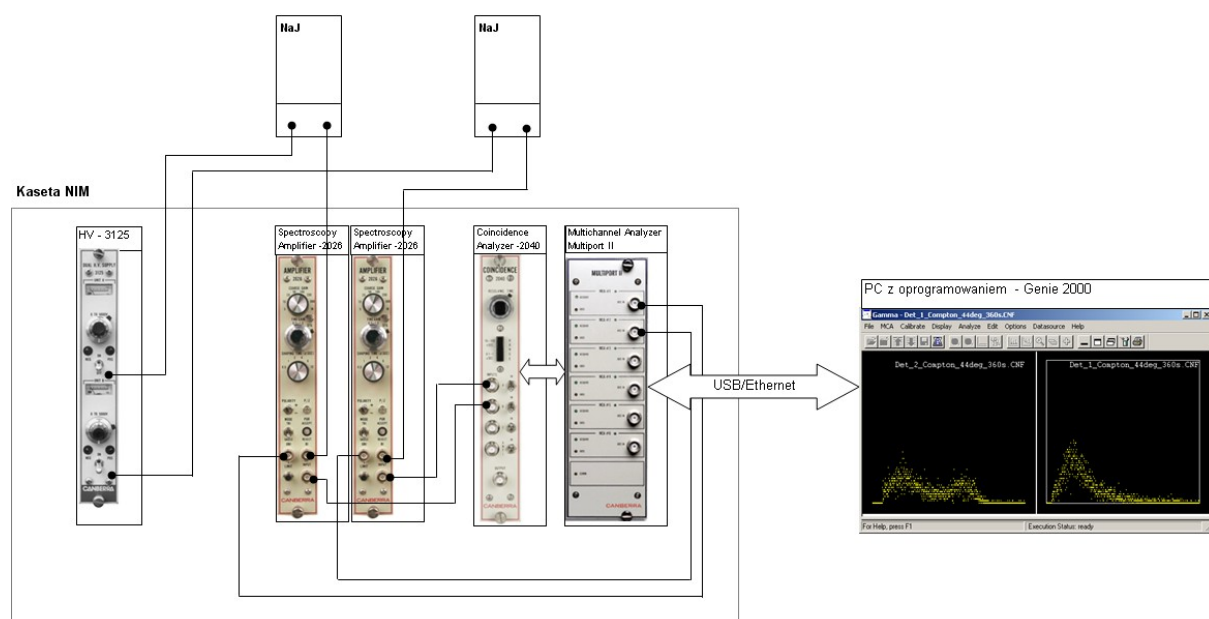
Na podstawie wyników doświadczenia należy sporządzić wykresy przedstawiające przypadającą na jednostkę czasu liczbę zarejestrowanych rozproszonych kwantów w funkcji kąta ν . Korzystając z wzoru Kleina-Nishiny-Tamma obliczyć teoretyczne rozkłady kątowe i

porównać je z doświadczalnymi. W tym celu każdą parę wykresów (doświadczalny i teoretyczny) unormować tak, aby pola pod krzywymi były jednakowe i narysować je we wspólnym układzie współrzędnych. Na zakończenie rozważmy celowość wyboru typów użytych, w zadaniu scyntylatorów. Nie naruszając w niczym zasad pomiarów można je wykonać przy użyciu dwóch jednakowych scyntylatorów np. NaJ(Tl). Zauważmy jednak, że w scyntylatorze organicznym praktycznie nie zachodzi efekt fotoelektryczny (patrz ćwiczenie Nr 16). Zjawisko fotoefektu w scyntylatorze nieruchomej sondy jedynie zwiększa prawdopodobieństwo pojawienia się koincydencji przypadkowych (podwyższa tło). Ponadto, współczynnik pochłaniania dla scyntylatora organicznego jest mniejszy niż dla NaJ(Tl), dlatego prawdopodobieństwo wyjścia z niego kwantu rozproszonego jest większe (przy porównywalnych rozmiarach obu scyntylatorów). Z kolei dla rejestracji kwantów rozproszonych korzystnym jest stosowanie NaJ(Tl) o stosunkowo dużej wydajności. Powyższe rozważania potwierdzają celowość użycia scyntylatorów opisanych w tej instrukcji

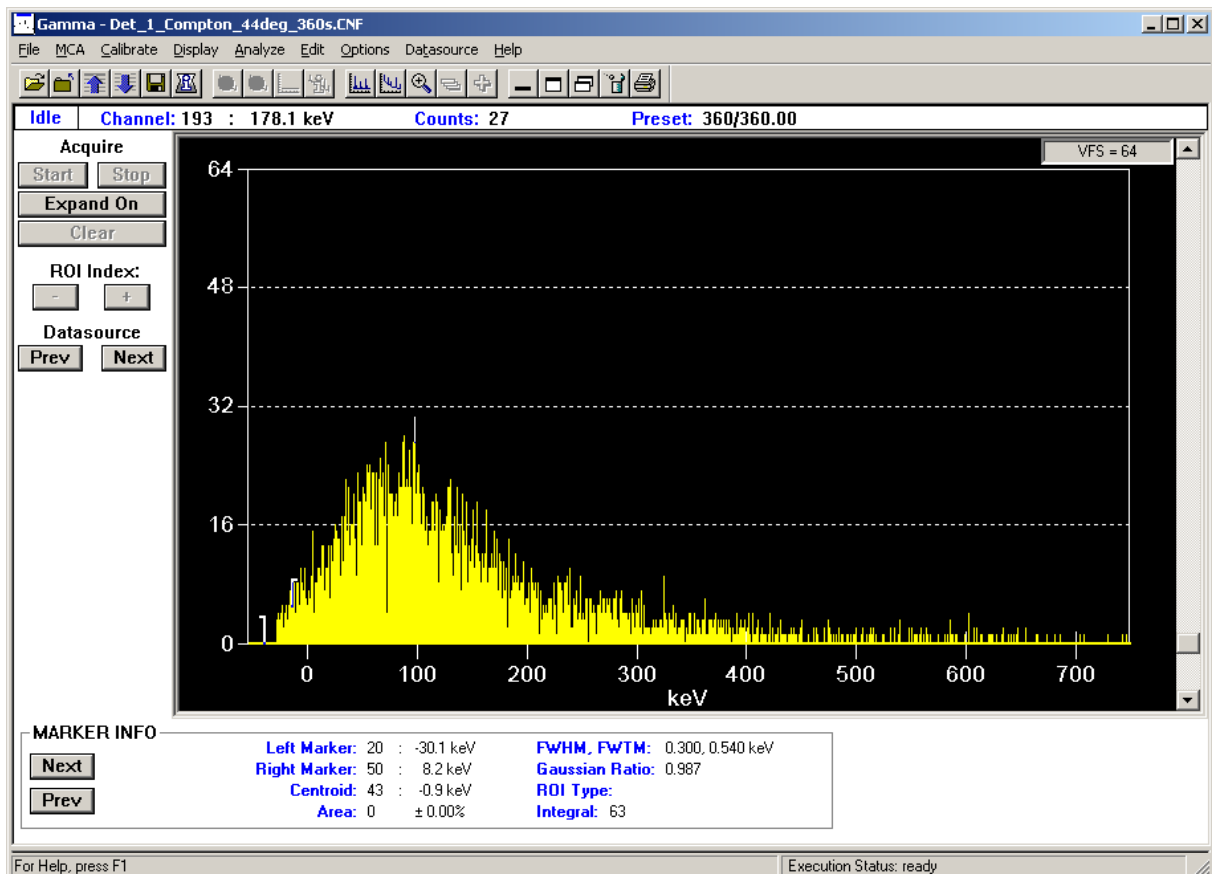
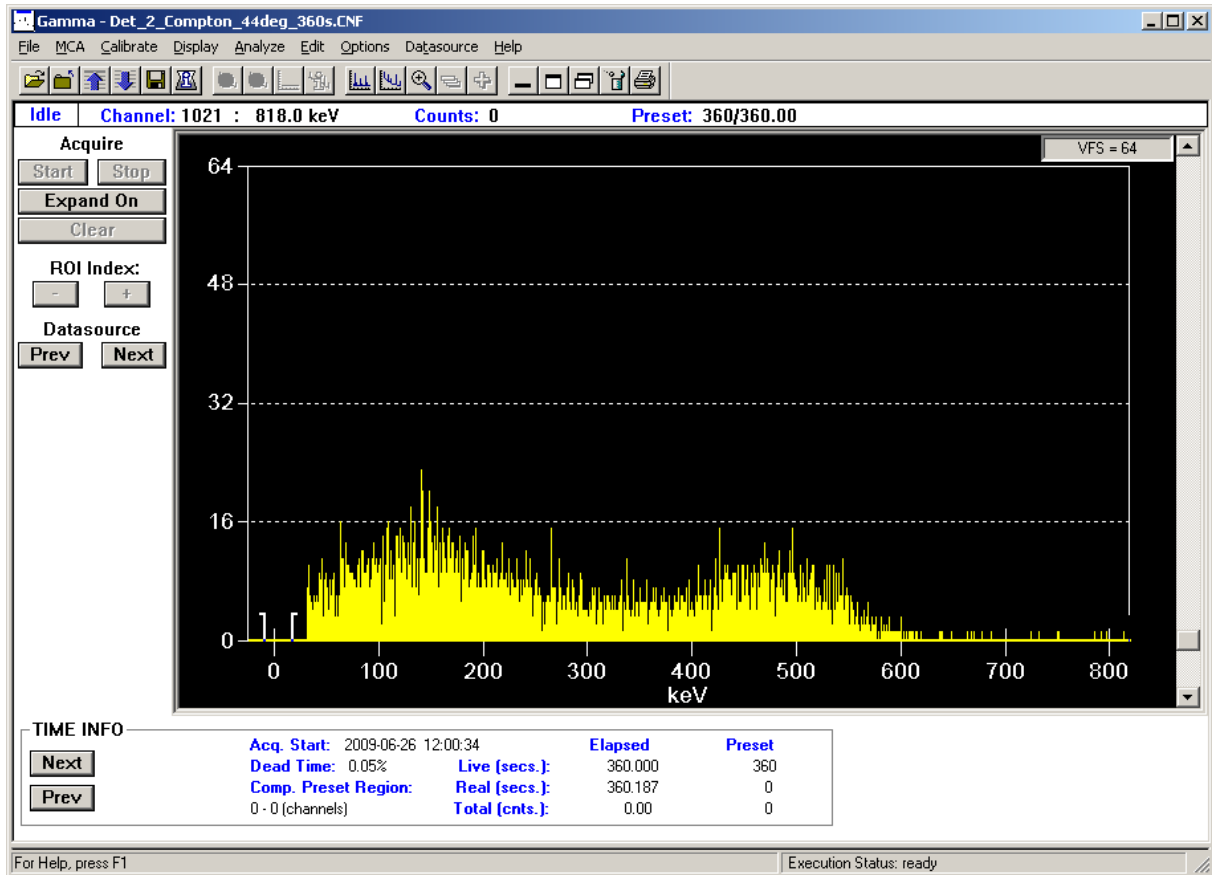
Aparatura wersja 1

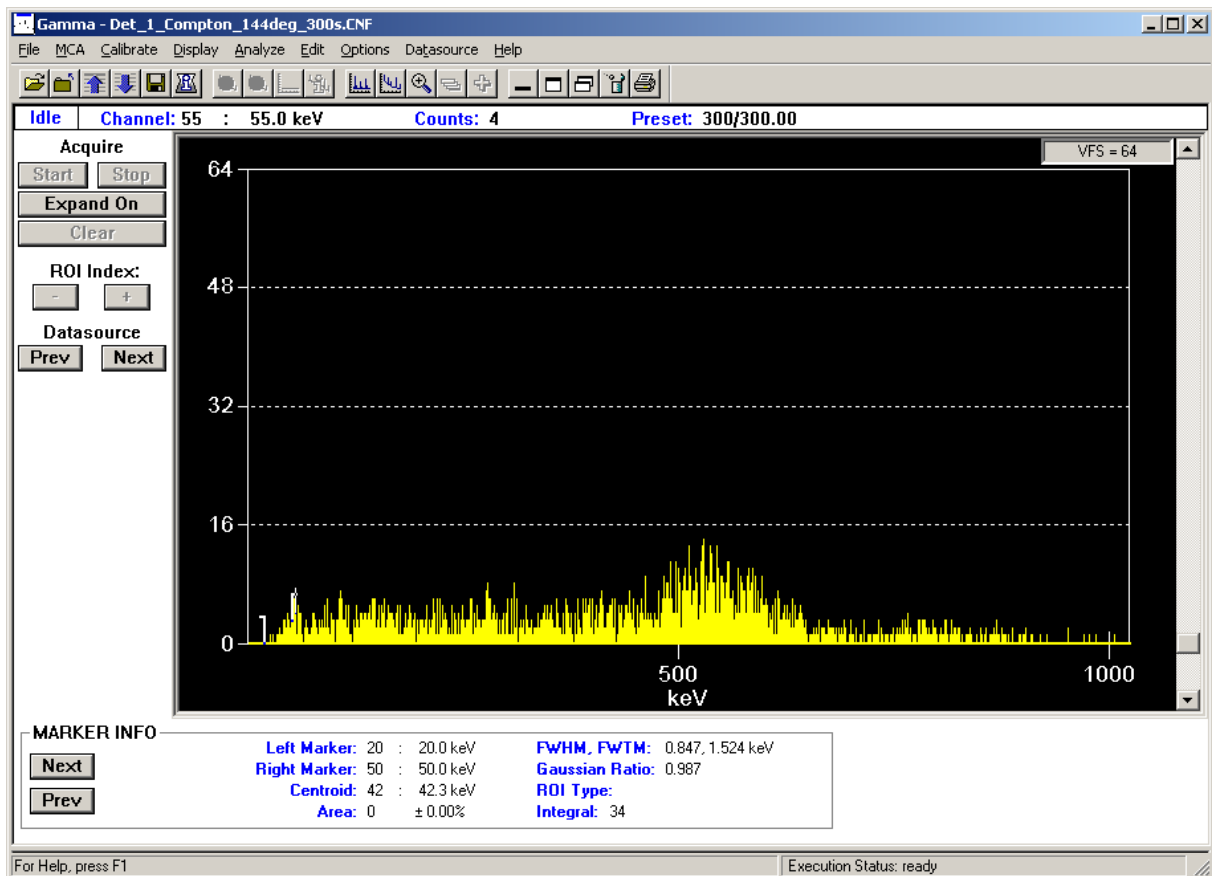
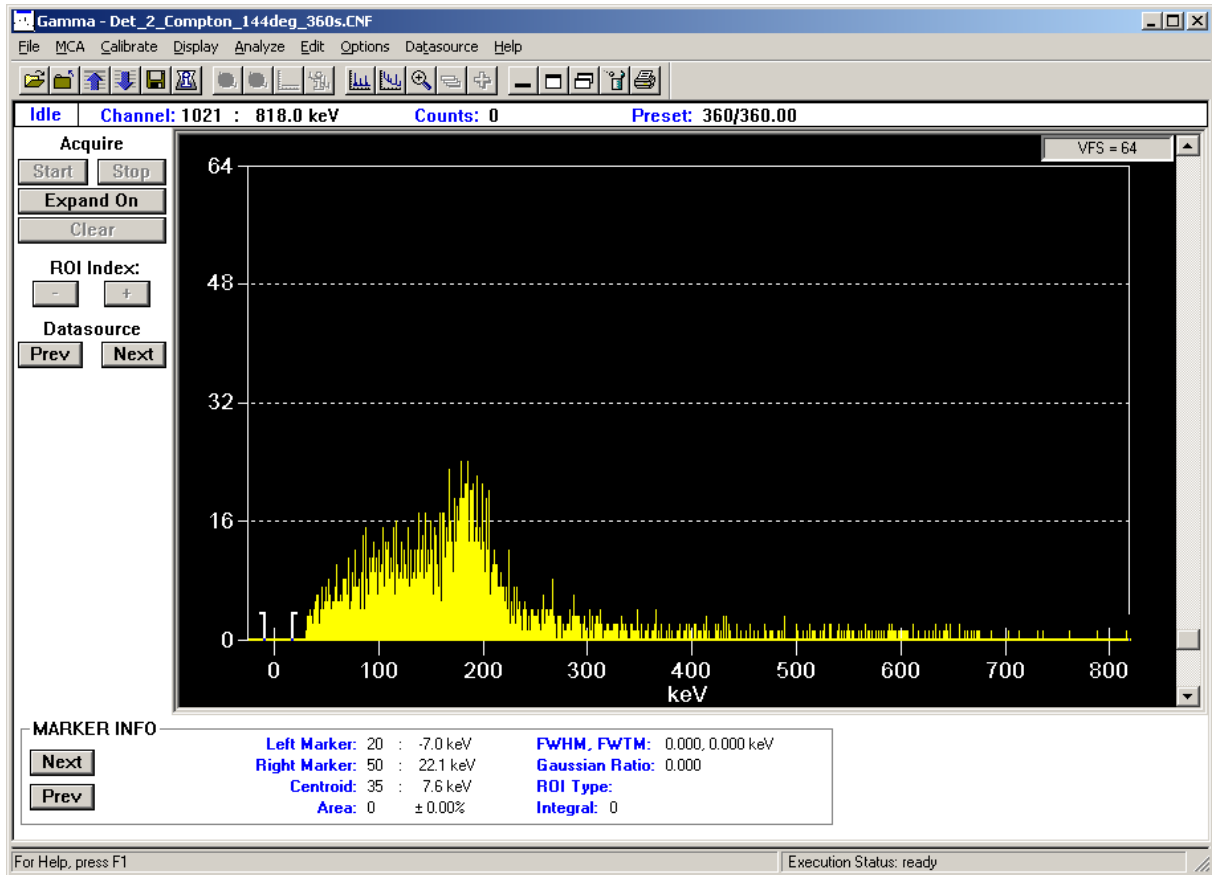
1. **Kaseta NIM-BIN (6,12,24 V), 230 VAC (model 2100-2, 150W 12 miejsc NIM)**
2. **Detektor NaI(Tl), 2"x2" (model 802-2x2) – 2sztuki**
3. **Przedwzmacniacz do det. Scyntylacyjnych (model 2007) – 2 sztuki**
4. **Wzmacniacz spektrometryczny zawansowany (model 2026, kształtowanie Trójkąt/Gauss; PUR/LTC)**
5. **Podwójny (niezależny) zasilacz wysokiego napięcia 0 – 5 kV, (model 3125)**
6. **Analizator koincydencji (model 2040)**
7. **Wielokanałowy 2 torowy analizator amplitudy impulsów (model MP2-2E MultiPort II, Ethernet i USB, 2 wejścia) zawierający 2 niezależne 16K ADC praca w trybie PHA i MCS podwójny moduł NIM**
8. **Oprogramowanie spektrometryczne (Genie-2000 Basic Spectroscopy – Multi Input)**

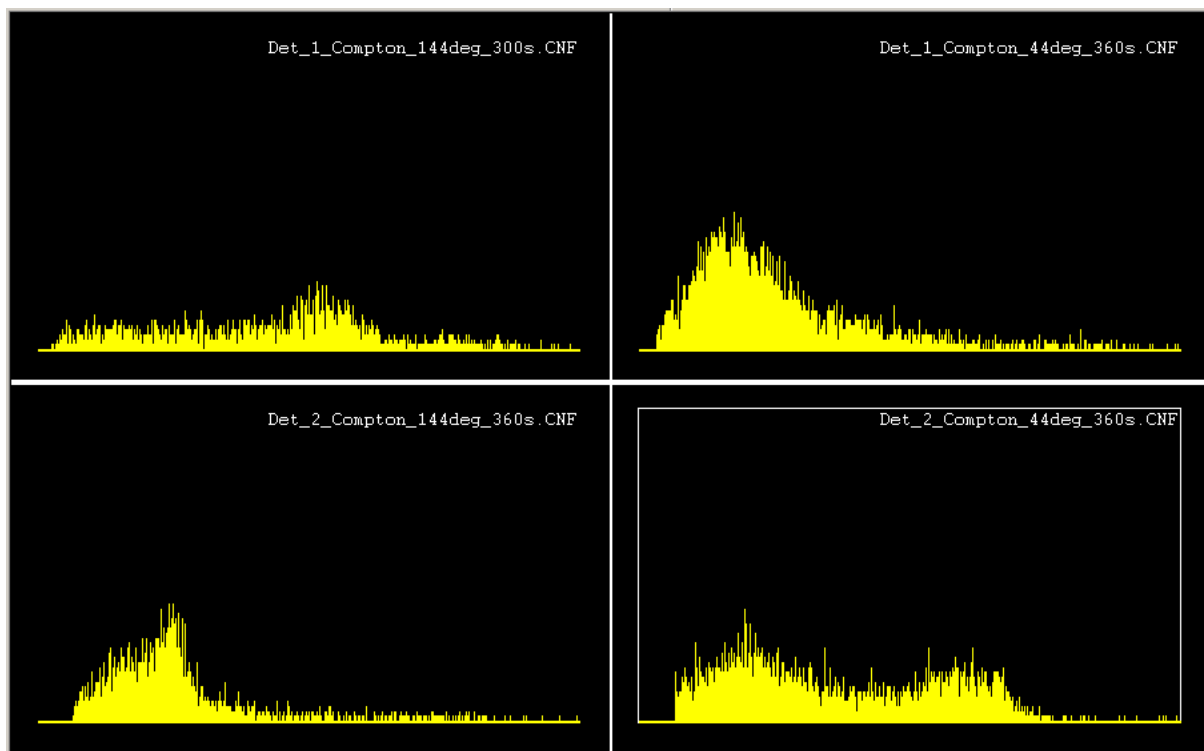
Dodatkowo potrzebny będzie mechanizm ustawiania kąta położenia sond: w skład układu wejdą potencjometr wieloobrotowy, silnik krokowy i układ sterowania poprzez RS), oraz oprogramowanie umożliwiające komunikację z Analizatorem amplitudy poprzez programy typu batch i C/C++



Zmierzone widma







Widoczne jest zjawisko Comptona.

Pik fotonów (na detektorze 2) przesuwa się w kierunku niższej energii wraz ze wzrostem kąta rozproszenia. Pik elektronów (na detektorze 1) przesuwa się w kierunku wyższych energii wraz ze wzrostem kąta rozproszenia fotonu.

Energia elektronu i fotonu sumuje się do 660KeV (eksperyment wykonywano ze źródłem Cs)

Aparatura wersja 2 z wykorzystaniem wieloparametrycznego analizatora amplitudy

1. **Kaseta NIM-BIN (6,12,24 V), 230 VAC (model 2100-2, 150W 12 miejsc NIM)**
2. **Detektor NaI(Tl), 2"x2" (model 802-2x2) – 2sztuki**
3. **Przedwzmacniacz do det. Scyntylicyjnych (model 2007) – 2 sztuki**
4. **Wzmacniacz spektrometryczny zawansowany (model 2026, kształtowanie Trójkąt/Gauss; PUR/LTC)**
5. **Podwójny (niezależny) zasilacz wysokiego napięcia 0 – 5 kV, (model 3125)**
6. **Analizator koincydencji (model 2040)**
7. **CM7072T Podwójny przetwornik ADC/TDC 8K, 500 ns czas konwersji**
8. **Analizator Multiparametryczny MPA3-2**

