Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki
Zakład Fizyki Jądra Atomowego

Badanie wydajności detektorów promieniowania γ teleskopu kosmicznego SPI/INTEGRAL. Zastosowanie w redukcji map nieba

Radosław Marcinkowski

Praca magisterska
wykonana pod kierunkiem
dr Mirosława Denis (CBK)
i dr hab. Teresy Rząćej-Urban

Warszawa 1998

Spis rzeczy

Podziękowania

Ta praca nie powstałaby bez współpracy i obecności wielu osób. Dziękuję:

Panu dr **Mirosławowi Denisowi** za ciągłą pomoc w redakcji tekstu tej pracy oraz merytoryczne wsparcie w trakcie mojej z Nim współpracy. Bez Niego tej pracy by nie było.

Pani dr hab. **Teresie Rządcej-Urban**, za krytyczne uwagi i zachętę do działania.

Mojej żonie **Zuzannie**, za ciągła obecność i wykonanie części rysunków.

Pozostałej **rodzinie**, za stworzenie warunków do efektywnego działania.

Panom **François Albernhe** i **Benjaminowi Kandel** za opiekę nad układem pomiarowym w CESR w Tuluzie i przeprowadzenie części testów. *Merci beaucoup.*

Magistrom **Jolancie Grygorczuk, Janowi Słonimskiemu i Romanowi Wronowskiemu** za wszechstronną pomoc.

Rozdział 1

Wstęp

Człowiek już od najdawniejszych czasów interesował się ciałami niebieskimi. Powszechnie znana jest wiedza kapłanów egipskich przewidujących zaćmienia Słońca i Księżyca

Rysunek 1.1: Stonehenge, Anglia

oraz określających jasności gwiazd[1], astronomów chińskich, którzy jeszcze przed naszą erą prowadzili regularne dzienniki obserwacyjne, mieszkańców Ameryki południowej

[1]egipskie, intuicyjne, określenie jasności (wielkości) gwiazdowej przetrwało w prawie niezmienionej choć nieco usystematyzowanej formie aż do dziś. Im "jaśniejsza" gwiazda tym mniejsza jej wielkość gwiazdowa. Gwiazdy "najjaśniejsze" (poza Słońcem) mają jasność równą około 0 (Syriusz nawet $-1{,}7$), mniej jasne 1 itd., najsłabsze widziane gołym okiem gwiazdy mają jasność ≥ 5. Zależność pomiędzy wielkościami dwóch gwiazd można zapisać następująco:

$$m_1 - m_2 = -2.513 \log \frac{F_1}{F_2} \tag{1.1}$$

gdzie: m_i – wielkość gwiazdowa, F_i – natężenie promieniowania. Nieco skomplikowana forma zależności (1.1) jest odzwierciedleniem fizjologicznych własności ludzkiego oka [1].

budujących obserwatoria astronomiczne, tajemniczych twórców Stonehenge (rys. 1.1), budowli o niewątpliwie astronomicznym przeznaczeniu jest kolejnym przykładem zainteresowań człowieka sferą niebieską. Tę listę można by ciągnąć dalej.

Aż do czasów Odrodzenia astronomowie posługiwali się własnymi oczami jako instrumentami naukowymi[2]. Kopernik, Tycho Brahe i wielu innych nie znało lunet! Przełom nastąpił w 1610 roku we Włoszech, kiedy to Galileusz zbudował pierwszą lunetę i oczom ludzkim ukazały się nieznane obiekty: księżyce Jowisza i miliony nowych gwiazd (np. w Drodze Mlecznej uważanej za zjawisko atmosferyczne). Drugi, nieco mniej spektakularny przełom przyszedł wraz z rozszczepieniem światła słonecznego w pryzmacie i odkryciu, że istnieje niewidzialna, podczerwona część widma (W. Herschell 1800). Badacze zaczynali rozumieć, że Wszechświat można oglądać nie tylko oczami. Kolejne odkrycia końca XVII wieku, takie jak fale radiowe (H. Hertz 1888),

Rysunek 1.2: Największy na świecie radioteleskop Arecibo (Puerto Rico). Średnica czaszy zbudowanej w naturalnej kotlinie wynosi 305 metrów

promienie X (W. Röntgen 1895) i promieniowanie γ (J. Becquerel 1896) wypełniły całe widmo elektromagnetyczne. Za pomocą klisz fotograficznych i filtrów zaczęto wykonywać pomiary w podczerwieni i częściowo nadfiolecie. Niestety próby obserwacji fal krótszych od 10^{-7}m (100nm) pochodzących z Kosmosu nie powiodły się. Na drodze stanęły własności atmosfery ziemskiej, która jest niejednakowo przepuszczalna dla promieniowania o różnych długościach fali[3]. Niemniej obserwacje w stosunkowo

[2]używali oczywiście kątomierzy i innych przyrządów "geometrycznych" do określanie położenia obiektów na niebie.

[3]zjawiskami odpowiedzialnymi za to są rozpraszanie i pochłanianie.

szerokim zakresie widma dały impuls do rozwoju astrofizyki teoretycznej. Powstały liczne teorie i modele dotyczące pojedynczych gwiazd, zespołów gwiazd (galaktyk), a także całego Wszechświata, z których wynikało, że Wszechświat promieniuje nie tylko w świetle widzialnym. W połowie XX wieku, wraz z rozwojem techniki radarowej, rozpoczęto obserwacje nieba także w falach radiowych (rysunek 1.2). Niestety wysokoenergetyczny kraniec widma elektromagnetycznego pozostawał wciąż niedostępny. Jedynym wyjściem było wyniesienie układów pomiarowych w wyższe warstwy atmosfery za pomocą samolotów i balonów stratosferycznych.

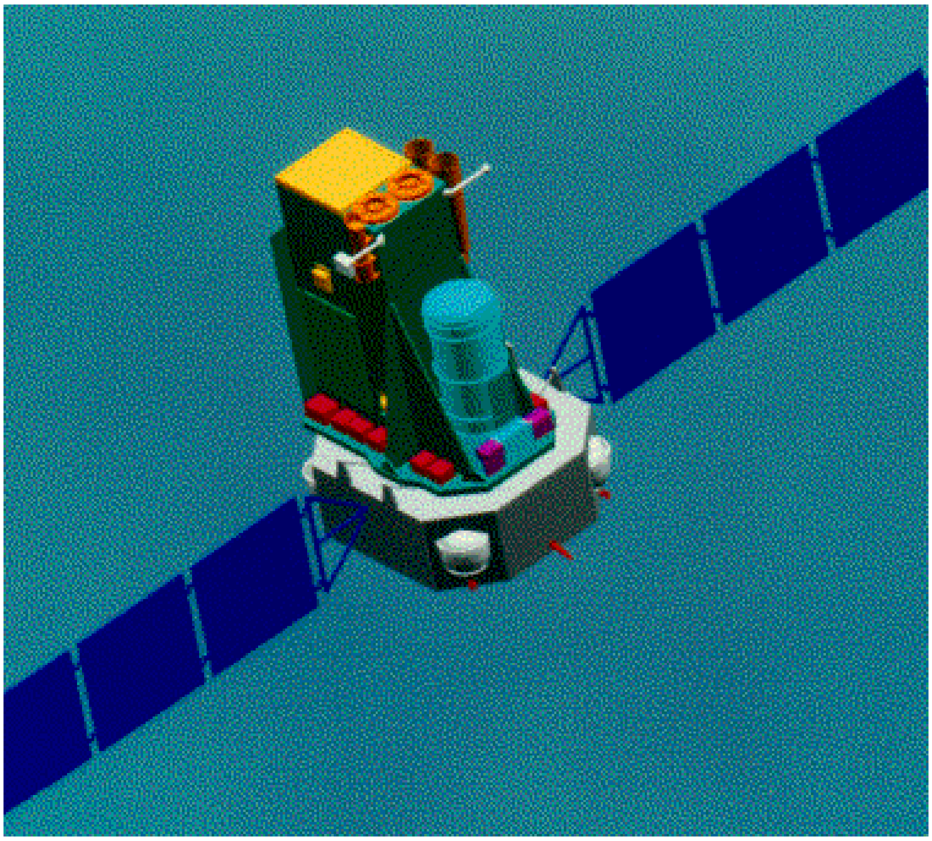
Kolejny przełom w astronomii, a właściwie już w astrofizyce nastąpił w połowie lat pięćdziesiątych naszego wieku wraz z pierwszymi lotami kosmicznymi. Przestrzeń

Rysunek 1.3: Teleskop kosmiczny Hubble

kosmiczna jest doskonałym miejscem do prowadzenia obserwacji, głównie z powodu braku atmosfery, która pogarsza kątową zdolność rozdzielczą i rozmazuje obraz w ognisku teleskopu. Satelity badawcze (obok wojskowych) zaczęły się pojawiać bardzo szybko na orbicie okołoziemskiej. Najbardziej spektakularnym instrumentem astronomicznym umieszczonym w Kosmosie jest chyba optyczny teleskop Hubble (rys. 1.3). Ale z punktu widzenia poznania Wszechświata najważniejsza stała się możliwość zbadania wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego, zarówno elektromagnetycznego jak i korpuskularnego[4]. Na orbicie okołoziemskiej krąży obecnie wiele satelitów

[4]w Kosmosie obecne są także protony, elektrony, cząstki α i ciężkie jony.

prowadzących takie badania.



Rysunek 1.4: Przewidywany wygląd satelity INTEGRAL

W 2001 roku Europejska Agencja Kosmiczna umieści na orbicie satelitę INTEGRAL. Na jego pokładzie znajdzie się szereg instrumentów naukowych, między innymi SPI (z ang. *SPektrometer for Integral*) przeznaczony do obserwacji nieba[5] w promieniach γ w zakresie energii od 10 keV do 20 MeV.

Niniejsza praca jest poświęcona problemowi wydajności detektorów germanowych, w jakie będzie wyposażony SPI. W rozdziale 2 wstępnie omówiono podstawowe zagadnienia dotyczące detekcji promieniowania γ: zjawiska odpowiedzialne za oddziaływanie kwantów γ i elektronów z materią oraz typy detektorów i ich zastosowanie w przestrzeni kosmicznej. Następne rozdziały (3 i 4) koncentrują się na przeznaczeniu, budowie i ogólnej zasadzie działania SPI. Kluczowa część (rozdział 5) omawia wstępne testy naziemne jakim został poddany jeden z detektorów germanowych, następnie symulacje Monte Carlo tych testów i porównanie testów z symulacjami. Praca kończy się analizą wyników i wnioskami.

[5]głównie do obserwacji Drogi Mlecznej oraz wybranych obiektów pozagalaktycznych.

Rozdział 2

Detekcja promieniowania γ

2.1 Wprowadzenie

Cząstki γ to promieniowanie elektromagnetyczne o energii pojedynczego fotonu większej od kilkunastu–kilkudziesięciu keV. Detekcja promieniowania γ opiera się na kilku procesach, w których foton oddziałuje zazwyczaj z elektronem[1] przekazując mu część lub całą energię (podrozdział 2.2). Dopiero elektron podlega ostatecznej detekcji i to jego energia kinetyczna jest rejestrowana w detektorze (podrozdział 2.3). Do podstawowych efektów, w których kwanty γ przekazują swoją energię elektronom należą zjawiska: fotoelektryczne, Comptona i kreacja par e^+ e^-. Dodatkowo należy pamiętać o rozpraszaniu Rayleygh'a, w którym energia nie jest przekazywana, bo foton rozprasza się elastycznie.

Wymienione wyżej procesy mają cechę wspólną: "wybijają" fotony z ich pierwotnej wiązki. Natężenie promieniowania maleje eksponencjalnie z drogą przebytą w materii z charakterystycznym dla każdego materiału współczynnikiem osłabienia μ:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \tag{2.1}$$

gdzie: N – liczba fotonów po przejściu warstwy materiału o grubości x, N_0 – pierwotna liczba fotonów. Współczynnik μ jest wielkością makroskopową bezpośrednio związaną z mikroskopowym całkowitym przekrojem czynnym na oddziaływanie fotonów z materią[2] σ. Wkład do całkowitego przekroju czynnego dają przekroje czynne na wymienione wcześniej procesy:

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p \tag{2.2}$$

gdzie: σ_f – przekrój czynny na efekt fotoelektryczny, σ_c – przekrój czynny na rozpraszanie Comptona, σ_p – przekrój czynny na produkcję par. Wiedzę o powyższych procesach wykorzystano przy konstrukcji detektorów promieniowania γ (podrozdziały 2.4 i 2.5).

[1] fotony oddziałują także bezpośrednio z jądrami atomowymi ale są to efekty bardzo rzadkie.

[2] w zależności od potrzeb możemy mówić o przekrojach: *masowym* liczonym na kilogram, *atomowym* na atom lub *elektronowym* na elektron.

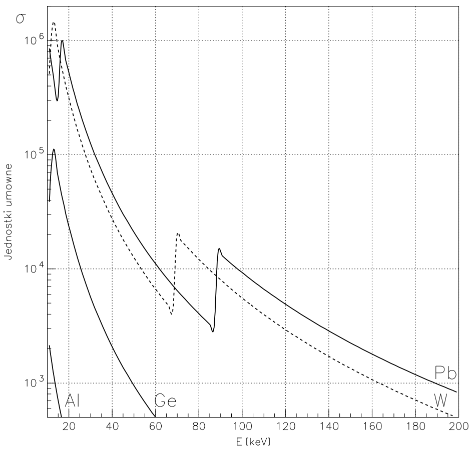
2.2 Oddziaływanie promieniowania γ z materią

Efekt fotoelektryczny

Zjawisko fotoelektryczne (zewnętrzne) znane było już w końcu XIX wieku[3]. Jego mikroskopowa natura została wytłumaczona przez Einsteina w 1905 roku, a doświadczalne ilościowe potwierdzenie teorii Einsteina zawdzięczamy Millikanowi[4]. Zjawisko to polega na zderzeniu fotonu z elektronem związanym w atomie[5]. Foton przekazuje *całą* energię elektronowi, który zostaje wybity z atomu, a sam foton "znika". Energia kinetyczna wybitego elektronu jest równa energii fotonu pomniejszonej o energię wiązania elektronu w atomie. Wolne miejsce na bliskiej powłoce elektronowej jest natychmiast zapełniane przez elektrony z wyższych powłok czemu towarzyszy emisja promieniowania rentgenowskiego właściwego dla każdego materiału. Suma energii kinetycznej wybitego elektronu i wyemitowanych kwantów X daje energię pierwotnego kwantu γ[6]. Zjawisko fotoelektryczne zachodzi tylko dla kwantów o energii większej od energii wiązania elektronu w atomie. Przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne zachowuje się jak w równaniu 2.3

$$\sigma_f \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \tag{2.3}$$

gdzie: σ_f – przekrój czynny, Z – liczba atomowa, E_γ – energia kwantu γ. Jak widać



Rysunek 2.1: Przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne w ołowiu, wolframie, germanie i glinie. Widoczne charakterystyczne progi pochodzące od "włączania" się kolejnych powłok atomowych wraz ze wzrostem energii kwantu γ

[3] znane były doświadczenie z elektryzowaniem płyt metalowych oświetlanych światłem ultrafioletowym, z których emitowane były elektrony. Wtedy, oczywiście nie wiedziano jeszcze, że są to elektrony.

[4] Einstein otrzymał nagrodę Nobla w 1921 roku, a Millikan w 1923 roku.

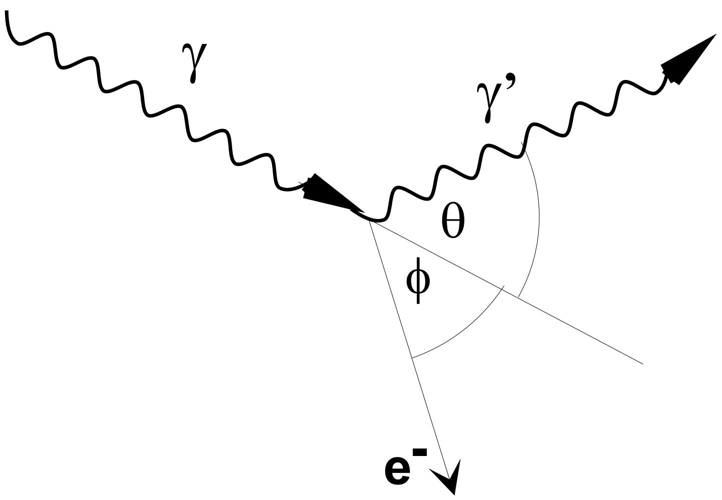
[5] zasady zachowania uniemożliwiają zajściu zjawiska na elektronie swobodnym.

[6] zamiast wypromieniowania kwntów X możliwe jest też tzw. zjawisko emisji elektonów Augera.

ze wzoru 2.3 przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne jest duży dla małych energii kwantów γ i atomów o dużym Z. Na rysunku 2.1 pokazano przybliżony przebieg przekroju czynnego na zjawisko fotoelektryczne w kilku pierwiastkach, widoczne są charakterystyczne progi, wynikające ze skwantowanych energii wiązania elektronów w atomie.

Efekt Comptona

Zjawisko to zostało odkryte i wytłumaczone teoretycznie przez A. H. Comptona[7] w 1923 roku. Jego przebieg jest schematycznie przedstawiony na rysunku 2.2. Foton



Rysunek 2.2: Schematyczne przedstawienie efektu Comptona

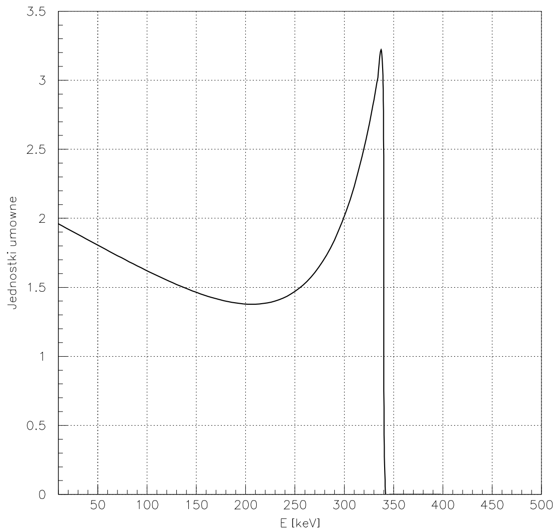
o energii E_γ zderza się sprężyście z elektronem swobodnym. Zastosowanie do takiego zderzenia praw zachowania energii i pędu prowadzi do zależności łączącej kierunek i energię rozproszonego fotonu z energią fotonu pierwotnego (wzór 2.4).

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + a[1 - \cos\theta]} \tag{2.4}$$

gdzie: E'_γ – energia rozproszonego fotonu, E_γ – energia padającego fotonu, θ – kąt rozproszenia fotonu, a – energia padającego fotonu wyrażona w energii odpowiadającej masie elektronu: $a = E_\gamma/m_0c^2$, m_0 – masa elektronu, c – prędkość światła. Z uwagi na to, że funkcja cosinus przyjmuje wartości od -1 do 1 energia rozproszonego fotonu może mieć maksymalną wartość równą energii fotonu pierwotnego dla rozproszenia pod kątem 0°, minimalna zaś, dla rozproszenia do tyłu nie jest równa 0, lecz np. dla fotonów o energii 511 keV wynosi 170 keV. W związku z tym energia rozproszonych elektronów, (która jak wspomniano we wstępie jest deponowana w detektorze) jest z przedziału od 0 do pewnej granicznej wartości (dla 511 keV jest to ok. 341 keV). Z punktu widzenia detekcji promieniowania γ jest to podstawowa różnica pomiędzy opisywanym

[7] nagroda Nobla w 1927 roku.

powyżej zjawiskiem fotoelektrycznym, gdzie deponowana była cała energia fotonu. Rysunek 2.3 przedstawia teoretyczne widmo energii kinetycznej elektronów pocho-



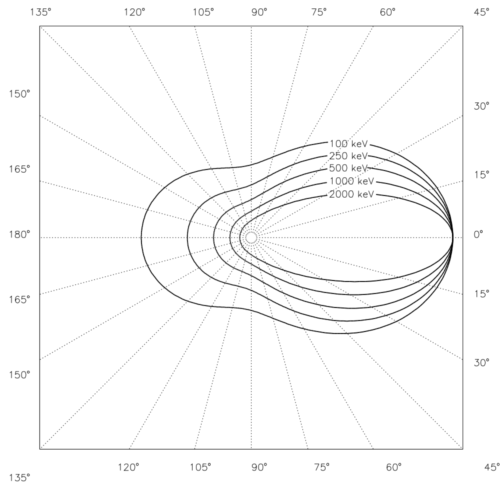
Rysunek 2.3: Teoretyczne widmo elektronów powstałych w rozproszeniu komptonowskim fotonów o energii 511 keV z progiem przy energii 341 keV

dzących z jednokrotnego rozproszenia komptonowskiego fotonów o energii 511 keV z charakterystycznym progiem[8]. W latach czterdziestych Klein i Nishina stworzyli ilościową teorię zjawiska Comptona opartą o elektrodynamikę kwantową. Jednym z jej wyników jest formuła na różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie fotonu na elektronie pod kątem θ w efekcie Comptona (foton i elektron są niespolaryzowane):

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{e^4}{2m_0^2c^4}\frac{1}{[1+a(1-\cos\theta)]^2}\left[1+\cos^2\theta+\frac{a^2(1-\cos\theta)^2}{1+a(1+\cos\theta)}\right] \tag{2.5}$$

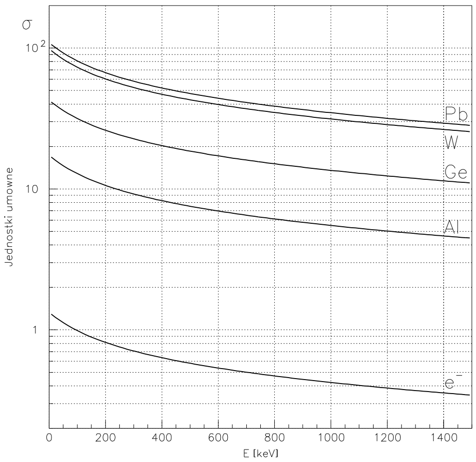
gdzie: e – ładunek elementarny, pozostałe oznaczenia jak we wzorze 2.4. Na rysunku 2.4, widoczny jest kształt różniczkowego przekroju czynnego dla różnych energii (długość promienia wodzącego reprezentuje wartość przekroju w odpowiednim kierunku).

[8]podobne widma uzyskuje się przy detekcji fotonów o energii rzędu 500 i więcej kiloelektronowoltów w lekkich scyntylatorach, gdzie prawdopodobieństwo zajścia efektu fotoelektrycznego jest wielokrotnie mniejsze niż efektu Comptona.



Rysunek 2.4: Różniczkowy przekrój czynny na zjawisko Comptona dla fotonów o wybranych energiach

Scałkowanie wzoru 2.5 po pełnym kącie bryłowym daje całkowity przekrój czynny w zależności od energii. Na rysunku 2.5 pokazane są zależności przekroju czynnego na efekt Comptona na atomach różnych pierwiastków.



Rysunek 2.5: Przekrój czynny na efekt Comptona w różnych materiałach.

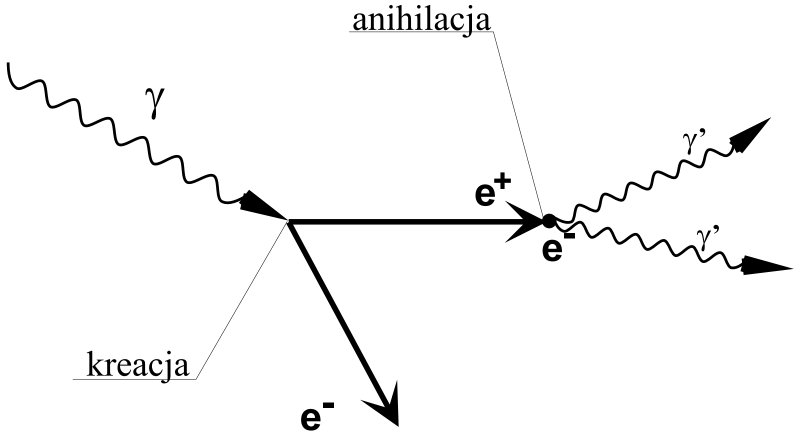
Przekrój czynny na rozpraszanie komptonowskie jest proporcjonalny do liczby atomowej i dominuje on nad innymi procesami dla lekkich pierwiastków i średnich energii.

Kreacja par

Przy dostatecznie dużej energii kwantu γ ($\geq$ 1 022 keV) do omówionych powyżej zjawisk dochodzi kolejne: kreacja pary. Zjawisko to polega na wytworzeniu z kwantu γ (rysunek 2.6) dwóch nowych cząstek[9]: elektronu i pozytonu (kwant znika). Energie kinetyczne obu powstałych cząstek są takie same i wynoszą:

$$T_{e^+,e^-} \simeq \frac{E_\gamma - 1\,022\,\mathrm{keV}}{2} \tag{2.6}$$

Dalszy przebieg zjawiska jest zazwyczaj następujący: elektron deponuje swoją e-



Rysunek 2.6: Schematyczne przedstawienie procesu produkcji par wraz z możliwym procesem anihilacji pozytonu

nergię kinetyczną w procesach opisanych w rozdziale 2.3, a pozyton (po zdeponowaniu całej energii kinetycznej) anihiluje z jednym ze swobodnych elektronów na dwie cząstki γ, które podlegają wszystkim procesom opisanym w tym rozdziale[10]. Efekt nie łamie zasad zachowania liczb kwantowych: leptonowej, ładunkowej, momentu pędu itd. ale proste rachunki pokazują, że aby zachować na raz zasady zachowania energii i pędu musi się odbywać w zewnętrznym polu elektrycznym np. jądra lub elektronu. Schematycznie proces ten jest pokazany na rysunku 2.6. Efekt ten został "przewidziany" teoretycznie przez Diraca w 1928 roku jako wyjaśnienie dla "niefizycznych" – z ujemną energią – rozwiązań jego równania. Dokładniejsza analiza zjawiska

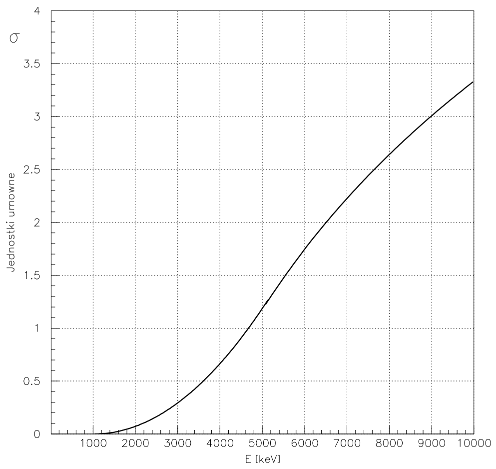
[9]możliwa jest także obserwacja trzech elektronów – dwa kreują z fotonu, a trzeci jest wybijany siłą odrzutu, ale jest to zjawisko zaniedbywalne.

[10]w widmach energetycznych łatwo jest zaobserwować bardzo interesujący efekt zwany linią pojedynczej (lub podwójnej) ucieczki, objawiający się pojawianiem się linii widmowej o energii odpowiadającej różnicy $E_\gamma - 511$ keV ($E_\gamma - 1022$ keV), co można łatwo wytłumaczyć ucieczką z detektora jednego (bądź obu) fotonu poanihilacyjnego.

tworzenia par pozwoliła na wyprowadzenie zależności opisującej asymptotyczne zachowanie przekroju czynnego na to zjawisko na atomie:

$$\sigma_p = Z^2 \alpha r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2} - \frac{218}{27} \right) \tag{2.7}$$

gdzie: σ_p – przekrój czynny na wytworzenie pary, Z – liczba atomowa, α – stała struktury subtelnej (1/137), r_e – klasyczny promień elektronu $e^2/(m_0c^2)$, E_γ – energia fotonu pierwotnego.



Rysunek 2.7: Przekrój czynny na produkcję par e^+e^-

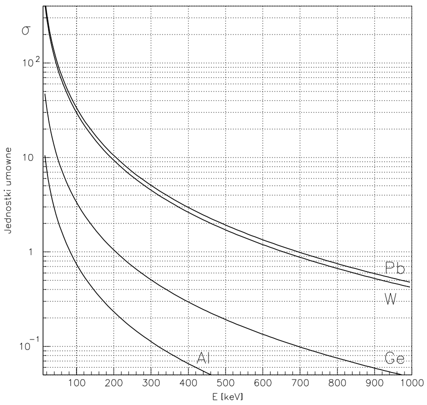
Rysunek 2.7 pokazuje przebieg przekroju czynnego na kreację par. Przekrój czynny na kreację par jest proporcjonalny do kwadratu liczby atomowej i dominuje nad innymi dla dużych energii.

Rozpraszenie Rayleigh'a

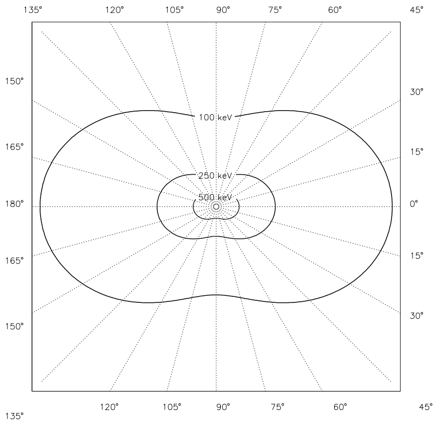
Rozproszenie Rayleigh'a jest jednym z tych rodzajów oddziaływania fotonów z materią w których foton nie zmienia swojej energii[11], a więc jej nie deponuje. Pomimo bardzo małego przekroju czynnego na to zjawisko, w zasadzie zerowego dla energii większej niż 1000 keV, ma on jednak jak się okazuje bardzo duże znaczenie dla ilościowych obliczeń wydajności z użyciem kolimatorów[12], o czym traktuje dalsza część tej pracy. Rysunek 2.8 prezentuje względne wartości przekrojów czynnych na rozproszenie Rayleigh'a w różnych substancjach, a rysunek 2.9 zależność różniczkowego przekroju czynnego

[11]innym takim efektem szczególnie dla niższych energii, jest rozpraszanie Thompsona. Powszechnie znane są też: klasyczne odbicie światła w zwierciadle i jego ugięcie na granicy ośrodków, które zasadniczo nie są obserwowane dla dużych energii.

[12]fotony "odbijają" się rayleighowsko od wewnętrznej powierzchni otworu kolimatora i w efekcie strumień skolimowanych fotonów jest większy, niż by to wynikało z obliczeń geometrycznych.



Rysunek 2.8: Przekrój czynny na zjawisko Rayleigh'a w funkcji energii w ołowiu, wolframie, germanie i aluminium



Rysunek 2.9: Przybliżony różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Rayleigh'a w funkcji kąta rozproszenia dla różnych energii

niespolaryzowanych fotonów na niespolaryzowanych elektronach od kąta θ, której ogólny charakter przedstawia wzór:

$$\frac{d\sigma_r}{d\Omega} \sim 1 + \cos^2(\theta). \tag{2.8}$$

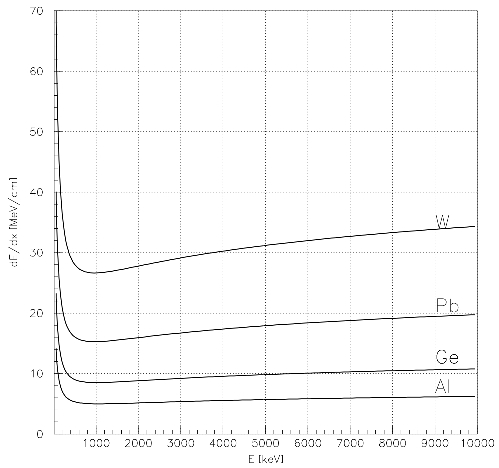
2.3 Oddziaływanie elektronów z materią

Istnieje kilka procesów, w których elektrony oddziałują z materią oddając jej swoją energię. Do podstawowych należą: jonizacja, promieniowanie hamowania i promieniowanie Czerenkowa.

Jonizacja
Jonizacja jest głównym zjawiskiem w jakim elektron (szczególnie nisko energetyczny) oddziałuje z materią. Efekt polega na wybijaniu związanych elektronów z powłok atomowych. Bethe i Bloh wyprowadzili wzór na straty energii elektronu na jednostkę długości wywołane jonizacją w substancji o liczbie atomowej Z i liczbie masowej A:

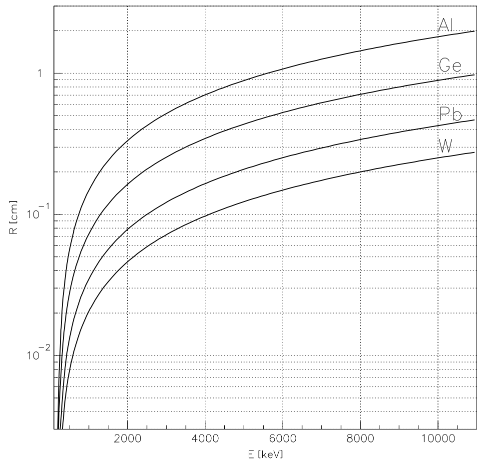
$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 m_0 N_A c^2 \frac{Z}{A\beta^2}\left[\ln\frac{2m_0c^2\gamma^2\beta^2}{I} - \beta^2\right] \tag{2.9}$$

gdzie: r_e – klasyczny promień elektronu, m_0 – masa elektronu, N_A – liczba Avogadro, β – prędkość cząstki (v/c), γ – lorenzowska gamma $(1-\beta^2)^{-0.5}$, I – energia jonizacji ośrodka. Rysunek 2.10 przedstawia przebieg zależności strat energii na jonizację na jednostkę długości w kilku substancjach. Wzór 2.9 jest pomocny do obliczenia zasięgu



Rysunek 2.10: Straty energii elektronów na jonizację dla ołowiu, wolframu, germanu i aluminium. Na uwagę zasługuje fakt, że wolfram silniej hamuje elektrony niż ołów pomimo mniejszej liczby atomowej. Powodem jest jego duża gęstość – 19.5 g cm^{-3}.

elektronów w materii, którego zależność od energii jest graficznie zaprezentowana na rysunku 2.11.



Rysunek 2.11: Zasięg elektronów w ołowiu, wolframie, germanie i aluminium. Elektron o energii 1 MeV ma w germanie zasięg tylko około 0.7 mm!

Promieniowanie hamowania

Elektron hamując w polu elektrycznym jąder atomowych i elektronów emituje tzw. promieniowanie hamowania (z niem. Bremsstrahlung). Jest to konsekwencja elektrodynamiki klasycznej: cząstka naładowana zmieniając swą prędkość (chociażby jej zwrot) emituje promieniowanie. Efekt ten jest proporcjonalny do energii ale do energii kilkudziesięciu megaelektronowoltów jego znaczenie jest zaniedbywalne w porównaniu ze stratami na jonizację.

Efekt Czerenkowa[13]

Przy bardzo dużych energiach, elektrony wywołują w materii tzw. zjawisko Czerenkowa. Zjawisko to zachodzi tylko wtedy, gdy elektron przekroczy prędkość światła w danym ośrodku. Zjawisko jest podobne do efektu wywołanego przez samolot przekraczający prędkość dźwięku w powietrzu. Promieniowanie Czerenkowa ma znaczenie dla bardzo dużych energii elektronów.

2.4 Detektory promieniowania γ

Historycznie pierwszymi detektorami promieniowania γ były detektory gazowe, po nich klisze jądrowe. Obecnie w fizyce jądrowej i astrofizyce wysokich energii podstawowymi typami detektorów są detektory scyntylacyjne i półprzewodnikowe, a wśród nich germanowe.

Detektory scyntylacyjne

Szczegóły działania detektorów scyntylacyjnych są dość złożone i różne dla różnych

[13]za odkrycie i wytłumaczenie tego zjawiska nagrodę Nobla w 1958 roku otrzymali P. A. Czerenkow, I. E. Tamm i I. M. Frank.

typów scyntylatorów ale można je prosto przedstawić następująco. Cząstka γ przechodząc przez scyntylator wybija elektrony. Te z kolei jonizują i wzbudzają napotkane na swojej drodze cząsteczki scyntylatora. W procesach deekscytacji cząsteczki wyświecają światło w "ilości" proporcjonalnej do energii pierwotnego kwantu γ. O ile scyntylator jest przezroczysty dla światła, można je zarejestrować na zewnątrz scyntylatora. Rejestrację światła wykonuje się używając fotopowielaczy: urządzeń zamieniających błyski światła na prąd elektryczny. Natężenie prądu w maksimum impulsu (bądź scałkowany ładunek) jest miarą energii pierwotnego fotonu. Zaletami detektorów scyntylacyjnych są bardzo krótkie czasy reakcji, duża wydajność (stosunek liczby zarejestrowanych fotonów do wszystkich przechodzących przez detektor) i relatywnie niskie koszty, podstawową wadą natomiast słaba zdolność rozdzielcza (zazwyczaj definiowana jako stosunek szerokości linii widmowej w połowie wysokości linii do położenia jej centrum), średnio wynosząca 10% [14].

Detektory półprzewodnikowe
W detektorach półprzewodnikowych głównym medium jest kryształ (najczęściej german) półprzewodnika spolaryzowanego zaporowo silnym polem elektrycznym (więcej niż $1000\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$). Atomy w ciele stałym uwspólniają swoje powłoki elektronowe tworząc tak zwane pasma elektronowe, dozwolone *ciągłe* stany energetyczne poprzedzielane pasmami wzbronionymi. Kwant (i elektrony przez niego wybite) przechodząc przez półprzewodnik przenoszą elektrony z tzw. pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa (wystarczy do tego energia kilku elektronowoltów!). Silne pole elektryczne "zbiera" elektrony z pasma przewodnictwa tworząc prąd elektryczny proporcjonalny do energii zdeponowanej przez foton. Prąd ten jest wzmacniany i po obróbce analogowo-cyfrowej, zapisywany. Zaletą detektorów półprzewodnikowych jest ich bardzo dobra energetyczna zdolność rozdzielcza sięgająca 0.5%, wadami wysoki koszt, czułość na uszkodzenia radiacyjne (szczególnie neutronami zaburzającymi sieć krystaliczną i sztucznie domieszkującymi półprzewodnik) oraz konieczność ciągłego oziębiania do temperatury ciekłego azotu.

Półprzewodnik jest jednocześnie medium, w którym foton deponuje swą energię i układem elektronicznym dającym impulsy o amplitudzie proporcjonalnej do energii fotonu, dodatkowo infinitezymalnie mała (w porównaniu z energią fotonu) energia potrzebna na przeniesienie elektronu do pasma przewodnictwa są powodem bardzo wysokiej rozdzielczości detektorów półprzewodnikowych.

2.5 Układy detekcyjne w przestrzeni kosmicznej

O ile detektory używane do detekcji promieniowania γ w fizyce jądrowej i wysokich energii muszą charakteryzować się dobrą *energetyczną zdolnością rozdzielczą* i wysoką *wydajnością* (i czasami dobrymi własnościami czasowymi) o tyle układy wysyłane w Kosmos muszą posiadać dodatkowe cechy. Wśród nich najważniejszą jest *kątowa zdolność rozdzielcza*, która pozwala wyznaczyć kierunek fotonu, a więc zidentyfikować

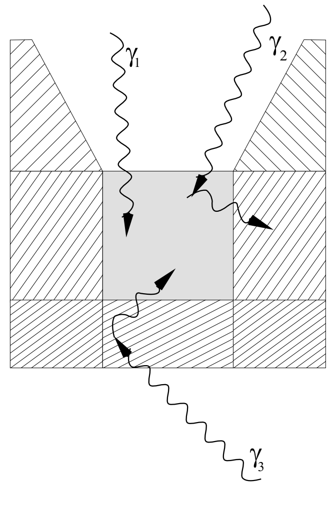
[14] nowe typy scyntylatrów z odczytem półprzewodnikowym (fotodiody) osiągają 4%.

źródło jakie go wyemitowało. (Należy pamiętać, że promieniowanie γ nie ulega załamaniu i odbiciu tak jak światło widzialne. Nie da się zbudować γ-soczewki[15] i γ-zwierciadła.) W jądrowych laboratoriach ziemskich problem kątowej zdolności rozdzielczej jest rozwiązywany przez stosowanie (zazwyczaj ołowianych) kolimatorów, które zawężają pole widzenia detektora do kilku stopni. Tego typu rozwiązanie w układach kosmicznych w zasadzie nie jest stosowane, bo duża masa kolimatora ogromnie zwiększa koszty wyniesienia go w Kosmos. Podobne konstrukcje były stosowane w pierwszych teleskopach γ i ogólnie znane są pod nazwą *układów z pasywną osłoną*, która raczej pełniła rolę grubego "pancerza" osłaniającego detektor niż kolimującego promienie γ.

Kolejne punkty tego rozdziału omawiają bardziej zaawansowane układy detekcji promieniowania γ w Kosmosie. W niektórych z nich rozpoznamy znane z fizyki jądrowej osłony antykomptonowskie (*osłony aktywne*), czy układy wielodetektorowe ale inne są specyficzne jedynie dla układów kosmicznych (*teleskopy komptonowskie* i *układy z maską*). Można zauważyć, że przy budowie teleskopów kosmicznych γ silny nacisk jest położony na kątową zdolność rozdzielczą.

Układy z osłonami aktywnymi

Układ z osłoną aktywną jest bardzo podobny do układu z osłoną pasywną. Różnica



Rysunek 2.12: Schemat układu z osłoną aktywną. Szary kwadrat symbolizuje detektor właściwy, zakreskowane czworokąty osłonę aktywną (szczegóły w tekście)

polega na tym, że zamiast ołowianego bloku mamy "pancerz" wykonany zazwyczaj z ciężkiego scyntylatora. Schemat takiego układu prezentuje rysunek 2.12. Jego zalety można pokazać na przykładach detekcji kilku fotonów. Najprostszy przypadek to kwant γ_1. Został on zarejestrowany bezpośrednio w detektorze właściwym (np.: detektorze germanowym) i tylko od rozmiarów geometrycznych całego układu zależy jaki

[15]istnieją projekty, w których do skupiana promieniowania γ używa się zestawów kryształów o bardzo małych stałych sieci i wykorzystując zjawisko Bragga "ugina" kwanty γ tak jak promienie X ale kąty ugięcia są bardzo małe, co oznacza, że układy te mają bardzo dużą ogniskową.

mu zostanie przypisany kierunku. γ_2 rozproszył się komptonowsko i gdyby nie aktywna osłona zostałby zarejestrowany ale z niepoprawna energią. Jednak wykorzystując proste układy koincydencyjne można już na pokładzie satelity ocenić, że depozycja w osłonie 2 była efektem rozproszenia komptonowskiego i "on-line" wykluczyć taki foton. Analogiczny przypadek jest z γ_3.

Przykład jasno pokazuje, że oprogramowany układ elektroniczny, który dostaje na wejście sygnały z detektora głównego i detektorów z osłony jest w stanie odfiltrować fotony, które się rozproszyły od tych, które zdeponowały całą energię i na ziemię przesłać tylko wartościową informację.

Układy wielodetektorowe
Kolejnym krokiem w rozwoju kosmicznej techniki detekcyjnej, było zestawienie kilku pojedynczych detektorów równocześnie w jednym satelicie.

Już w początkach lat osiemdziesiątych wystrzelono układ[16] składający się z ośmiu pojedynczych detektorów (podobnych jak opisywany powyżej) umieszczonych w rogach sześcianu. Zaawansowana obróbka naziemna sygnałów, pozwoliła na zbudowanie mapy nieba o rozdzielczości kilku stopni i pierwsze badania błysków gamma (z ang. *burst*).

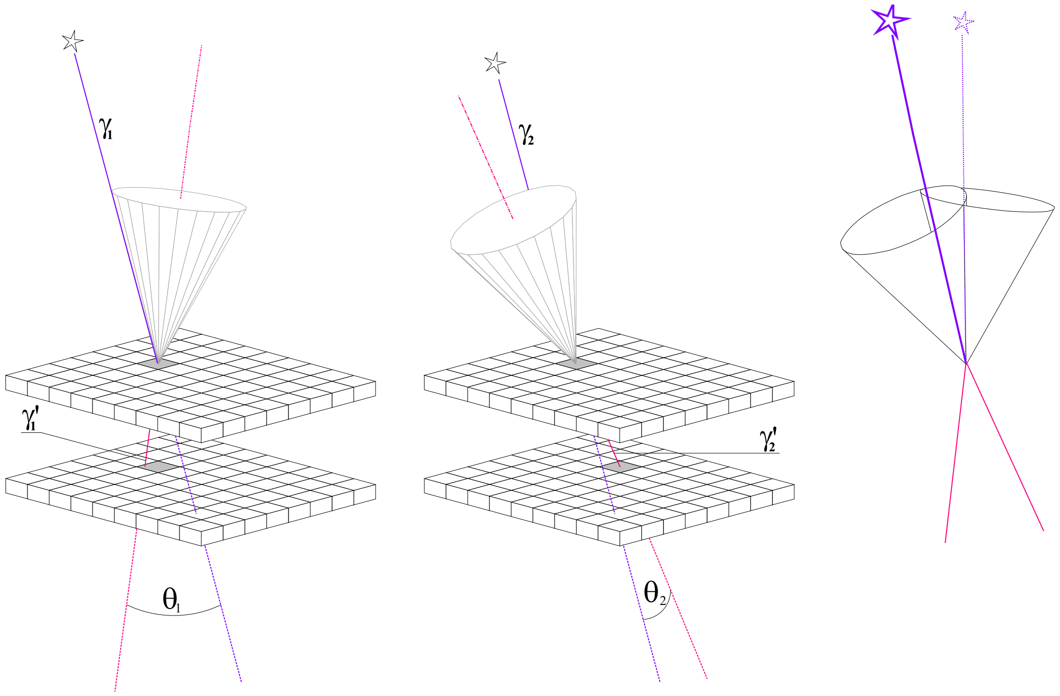
Aktualnie dominują dwa typy układów detekcyjnych: teleskopy komptonowskie i teleskopy z maską, oba są układami wielodetektorowymi. (SPI będzie układem z maską zawierającym 19 detektorów głównych i dużą liczbę bloków scyntylatora w aktywnej osłonie. Na pokładzie INTEGRALA znajdować się będzie również układ komptonowski IBIS, zbudowany z kilku tysięcy pojedynczych detektorów, dodatkowo wyposażony w maskę)

Teleskopy komptonowskie
Efekt Comptona opisany w rozdziale 2.2, bardzo niekorzystny w układach bez osłon aktywnych, stał się podstawą dla konstrukcji dużej grupy teleskopów zwanych komptonowskimi. Układy takie składają się z dwóch warstw, każdej zbudowanej z wielu detektorów (rysunek 2.13), np.: macierzy N$\times$N sześcianów. Warstwy są równoległe do siebie. Zasada działania takiego układu wykorzystuje wzór 2.4 łączący ze sobą energię fotonu przed rozproszeniem, energię po rozproszeniu i kąt rozproszenia. Zakładając, że tak jak na rysunku 2.13 zarejestrowano dwa sygnały: jeden w pierwszej warstwie, a drugi w drugiej i sygnały przyszły w koincydencji możemy wnioskować, że mamy do czynienia z rozproszeniem Comptona w pierwszej warstwie, gdzie została zdeponowana część energii i zjawiskiem fotoelektrycznym w drugiej[17], gdzie zdeponowała się reszta. Suma energii będzie więc energią pierwotnego fotonu, a energia w drugim energią kwantu rozproszonego. Stosując wymieniony wzór otrzymujemy kąt rozproszenia, a więc stożek[18] prawdopodobnego położenia źródła. Analizując kilka takich zdarzeń

[16] BATSE na satelicie C(ompton) G(amma) R(ay) O(bserwatory) [8].

[17] możliwa jest także sytuacja odwrotna: rozproszenie komptonowskie "do tyłu" w drugiej warstwie i depozycja w pierwszej.

[18] w rzeczywistości jest on "rozmyty", a miarą tego rozmycia są rozmiary pojedynczego detektora i rozdzielczość energetyczna detektorów.

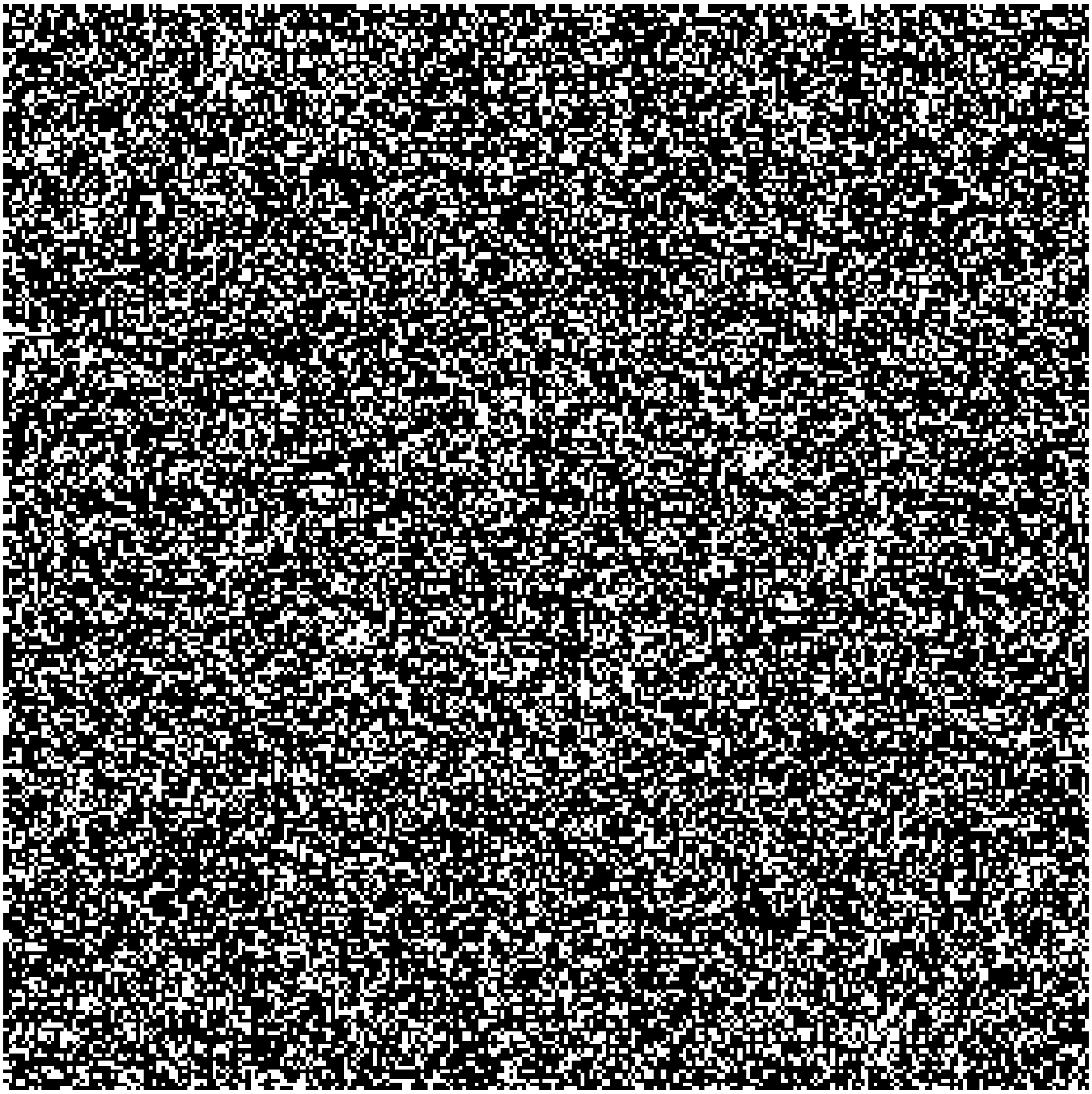


Rysunek 2.13: Zasada działania teleskopów komptonowskich. Dwa pierwsze rysunki pokazują zarejestrowanie dwóch fotonów, trzeci próbę zidentyfikowania kierunku źródła. Duża gwiazda symbolizuje rzeczywiste położenie źródła, mała zaś, inne możliwe położenie, które może zostać wykluczone dopiero po analizie kolejnych fotonów

dostajemy wiele stożków, których wszystkie stożkowe mają jedną wspólną prostą wskazującą źródło. Układy tego typu zbudowane są zazwyczaj z detektorów półprzewodnikowych (w przypadku wspominanego IBIS-a jest to tellurek kadmu CdTe) otoczonych aktywną bądź pasywną osłoną i czasami wyposażone w maskę.

Teleskopy z maską

Zastosowanie tzw. masek jest kolejnym sposobem na określenie kierunku fotonów. Układy z maską składają się z jednej macierzy detektorów, ponad nią znajduje się maska, która jest mozaiką złożoną z wielu, zazwyczaj jednakowych, segmentów wykonanych z materiału silnie pochłaniającego kwanty γ. Najczęściej są to graniastosłupy wolframowe o podstawie kwadratu, trójkąta równobocznego lub sześciokąta foremnego. Co najważniejsze niektóre (około połowa) z elementów tej mozaiki są celowo usunięte. Rysunek 2.14 pokazuje maskę teleskopu rentgenowskiego z satelity SAX. Rysunek 3.1 prezentuje zasadę działania teleskopu z maską, którą szczegółowo omawia rozdział 3.

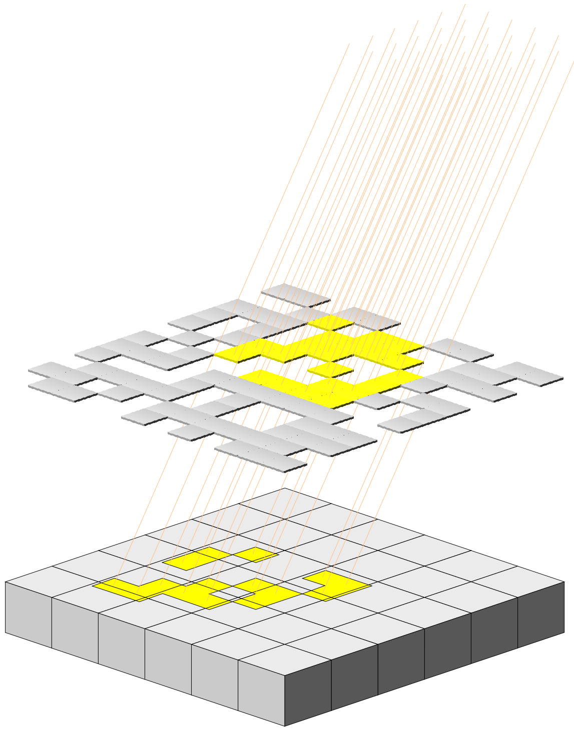


Rysunek 2.14: Stalowa maska teleskopu rentgenowskiego WFC z satelity SAX (65 536 elementów) wystrzelonego w 1996 roku. Wymiary: 26×26 cm, grubości 0.1 mm

Rozdział 3

Redukcja map nieba dla układów z maską

Redukcją map nieba nazywamy proces obróbki sygnałów pochodzących z instrumentu astronomicznego prowadzący do jednoznacznego przypisania fotonom energii i kierunku. W tym rozdziale skoncentruję się na omówieniu problemu redukcji map dla teleskopów promieniowania γ z maską.



Rysunek 3.1: Zasada działania teleskopów z maską

3.1 Zasada działania teleskopów z maską

Maska (rysunek 3.1) działa jak "dziurawy parasol" w deszczu, przepuszcza tylko te fotony (krople), które trafią w otwór, zatrzymuje zaś te, które trafią w metal. Na macierzy detektorów powstaje "cień", który w pierwszym przybliżeniu jest odzwierciedleniem rozkładu źródeł promieniowania na niebie i kształtu maski. Kolejny podrozdział w skrócie opisuje matematyczne podstawy problemu redukcji map nieba dla układów z maską.

3.2 Sformułowanie problemu redukcji map nieba

Znając rozkład otworów w masce i sygnałów z detektorów można wyliczyć rozkład źródeł promieniowania. Jest to problem bardzo skomplikowany, w którym zawiłości matematyczne są tylko wstępem. Można napisać układ N równań całkowych na sygnał S_i, otrzymany z i-tego detektora po pewnym czasie pomiaru:

$$S_i(E) = \int I(\theta, \phi, E_\gamma, t) M(x, y, E_\gamma) W_i(x_i, y_i, \theta, \phi, E_\gamma, t) dt dx_i dy_i d\Omega + \tag{3.1}$$

$$+ \int B_i(t) dt, \quad i = 1 \dots N$$

gdzie: N jest liczbą detektorów, I jest rozkładem intensywności źródeł promieniowania zależnym od położenia θ i ϕ, energii kwantów E_γ i od czasu t; M funkcją przepuszczalności maski, która tylko w pierwszym przybliżeniu przyjmuje dyskretne wartości 0 lub 1; w rzeczywistości jest ciągłym rozkładem zależnym również od energii; współrzędne x i y są funkcjami x_i i y_i – współrzędnych w układzie i-tego detektora, kątów θ i ϕ oraz geometrii całego układu; W_i jest uogólnioną wydajnością detektora; B_i jest rozkładem tła instrumentalnego pochodzącego z samego satelity; tzn. kwantów rozproszonych komptonowsko, promieniowania wywołanego w satelicie ciągłym bombardowaniem przez energetyczne promieniowanie korpuskularne, opóźnionego promieniowania pochodzącego z jąder zaaktywowanych przez promieniowanie kosmiczne[1]. Jedynymi naprawdę znanymi wielkościami w tym równaniu (układzie równań) są sygnały S_i zebrane z detektorów. Z uwagi na prostotę konstrukcji z dobrym przybliżeniem znany jest człon maski M. Człony wynikające z tła mogą być w zasadzie tylko szacowane, symulowane doświadczalnie bądź komputerowo. Dalszy ciąg tej pracy poświęcony jest bardzo ogólnej dyskusji i badaniu doświadczalnemu członu W_i, niezbędnemu do wyliczenia (dekonwolucji) wielkości I. Człon W (od tego miejsca w celu uproszczenia zapisu, o ile nie będzie to niezbędne, będą pomijane wszystkie indeksy i) występujący w równaniu 3.1 jest uogólnioną wydajnością detektora zależną od wielu parametrów: energii E, współrzędnych trafienia kwantu w powierzchnię detektora x i y, kątów pod jakimi porusza się kwant względem detektora θ i ϕ, a w dokładniejszych analizach również czasu t, bo detektor może zmieniać swoje własności w czasie[2]. O znaczeniu członu W świadczy prosty i dydaktyczny przykład zamieszczony w kolejnym podrozdziale.

[1] wzór ten nie uwzględnia wielu bardzo ważnych czynników, np.: ruchu własnego satelity, który spowodowałby, że wszystkie zmienne położeniowe zależałyby od czasu.

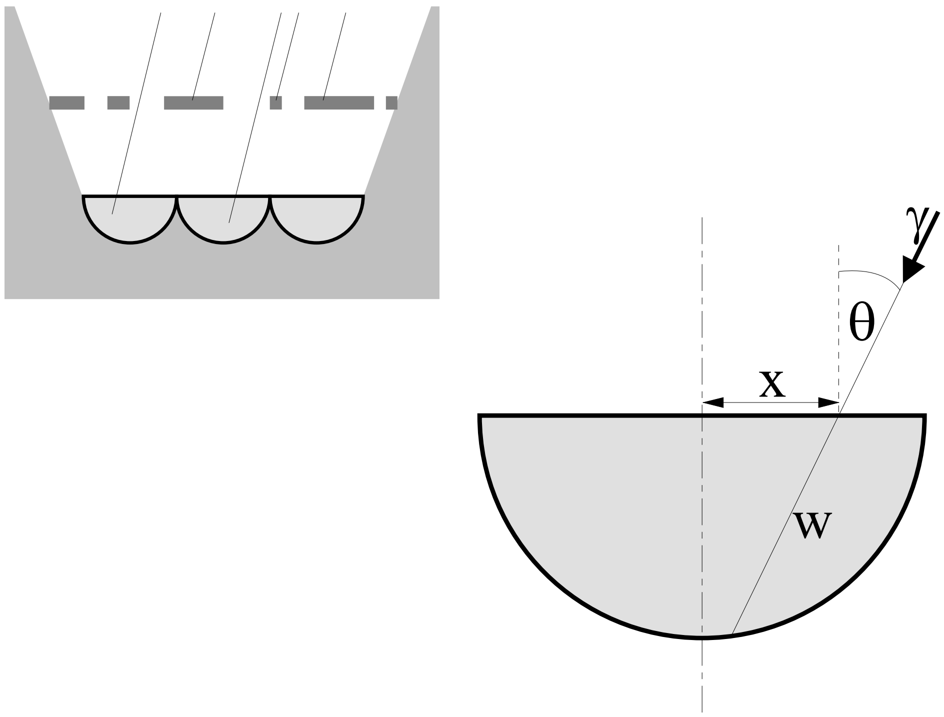
[2] w szczególności detektory germanowe zmieniają silnie swoje własności wraz z otrzymaną dawką różnych typów promieniowania, szczególnie neutronów, należałoby wspomnieć też o temperaturze pracy i oczywiście napięciu przyłożonym do detektora.

3.3 Uogólniona wydajność detektora – przykład

W naszym przykładzie robimy następujące założenia upraszczające:

1. *Przestrzeń* jest dwuwymiarowa.
2. *Fotony* oddziałują tylko fotoelektrycznie, oddają całą energię w jednym akcie.
3. Prawdopodobieństwo oddziaływania jest proporcjonalne do drogi przebytej przez foton (bardzo niefizyczne i niematematyczne założenie) i nie jest zależne od energii fotonów.

Niech układ detekcyjny z maską będzie wyglądał jak na rysunku 3.2: trzy detektory



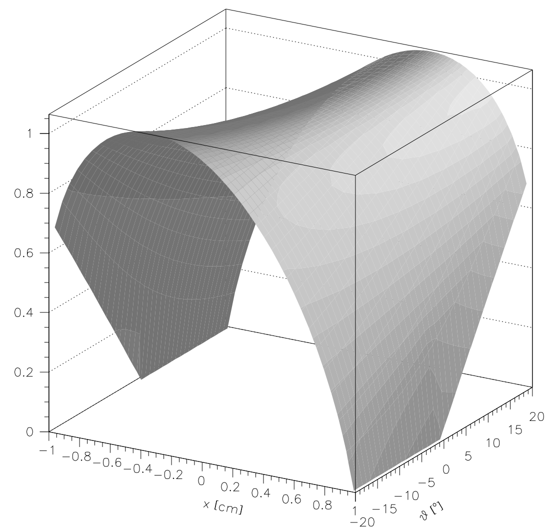
Rysunek 3.2: Schemat przykładowego układu pomiarowego. Na dole pojedynczy “detektor” (z oznaczeniami przyjętymi w tekście), na górze pełen zestaw “detektorów” z maską

w kształcie półkoli o promieniu jednostkowym ustawione obok siebie i maska położona dwie jednostki długości nad nimi.

Jeżeli rozpatrzymy pojedynczy detektor, to okazuje się, że można **analitycznie** policzyć uogólnioną wydajność takiego detektora. W równaniu 3.1 wielkość W była zależna od wielu parametrów. W tym przykładzie, dzięki początkowym założeniom możemy się ograniczyć tylko do dwóch parametrów: położenia x punktu na detektorze w jaki trafia foton (mierzonego od osi symetrii detektora; w lewo wartości ujemne, w prawo dodatnie), kąta padania θ (mierzonego od normalnej do powierzchni detektora). Dzięki założeniu numer 3 możemy powiedzieć, że wydajność detektora jest proporcjonalna do długości toru fotonu wewnątrz detektora, dla uproszczenia niech będzie po prostu *równa* tej długości, czyli jeżeli na drodze kwantu znajduje się 0.2 jednostki długości detektora to wydajność na detekcje takiego kwantu wynosi 0.2. Wtedy uogólniona wydajność naszego pojedynczego detektora wynosi:

$$W(x, \theta) = x \sin\theta + \sqrt{1 - x^2 \cos^2\theta} \tag{3.2}$$

Jej graficzne wyobrażenie prezentuje rysunek 3.3: Średnia wydajność takiego detek-



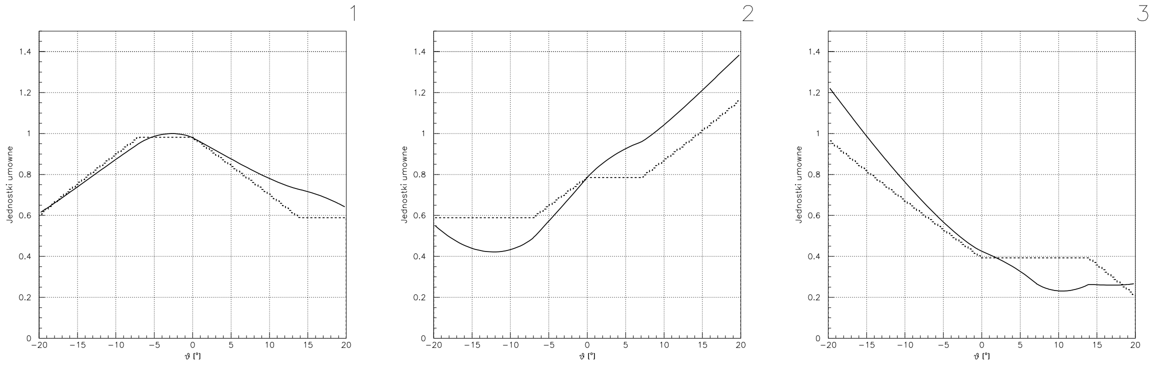
Rysunek 3.3: Kształt uogólnionej wydajności detektora (wzór 3.2) w funkcji położenia punktu trafienia x i kąta padania θ

tora[3] jest prostą całką wzoru 3.2: $\langle W \rangle = \int_{-1}^{1} W(x, \theta = 0)\, dx$ i wynosi[4] $0.5\,\pi$. Kolejnym etapem jest połączenie trzech takich detektorów i umieszczenie nad nimi maski tak jak na rysunku 3.2. Rysunki 3.4 pokazują odpowiedź każdego z detektorów na pojedyncze źródło promieniowania w zależności od kąta pod jakim umieszczone jest źródło (maska została uwzględniona[5]). Każdy rysunek prezentuje dwie krzywe, jedna uwzględnia wzór 3.2, a więc wydajność zależną od x i θ, druga tylko policzenie średniej wydajności. Krzywe różnią się znacznie: ciągłe są gładkie, przerywane mają charakterystyczne

[3] odpowiadająca wydajności mierzonej źródłem kalibracyjnym ustawionym daleko przed czołem detektora, tak, że wiązkę fotonów można uznać za równoległą.

[4] w celu uproszczenia, nie została ona podzielona przez długość zakresu całkowania. Dalej konsekwentnie postępowano podobnie. Wydajność równa $0.5\,\pi$ czyli 1.57 nie ma sensu fizycznego, jest konsekwencją założenia 3, które z kolei pozwoliło na analityczne przedstawienia problemu.

[5] dla jasności nie uwzględniłem czysto geometrycznego faktu, że wydajność, zależy od kąta padania jak $\cos\theta$, "rzeczywiste" krzywe powinny być pomnożone przez $\cos\theta$, co skomplikowałoby tylko dalsze rozważania



Rysunek 3.4: Odpowiedź detektorów na jednostkowe źródło promieniowania w zależności od kąta położenia źródła. Krzywe ciągłe uwzględniają wzór 3.2: $S_i = \int M\, W$, przerywane tylko średnią wydajność: $S_i = \langle W \rangle \int M$

punkty nieróżniczkowalności. Już ta różnica przekonuje o wadze uogólnionej wydajności.

Ciekawym eksperymentem było sprawdzenie, czy możliwe będzie wyliczenie położenia źródła promieniowania γ tylko na podstawie sygnałów z trzech detektorów. Idea eksperymentu była następująca: ustawiamy źródło pod pewnym znanym kątem, otrzymujemy sygnały z detektorów – liczby zliczeń, od tego momentu zapominamy o kącie i próbujemy go wyliczyć na podstawie trzech sygnałów oraz znajomości geometrii układu.

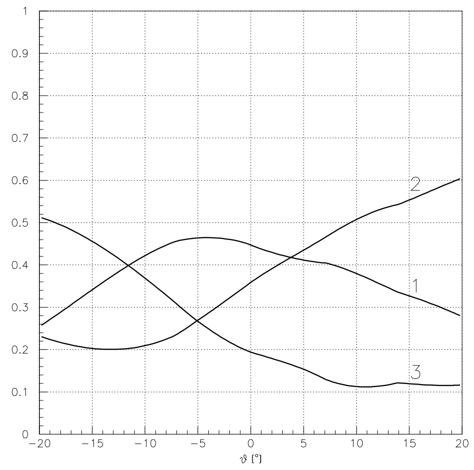
Źródło zostało umieszczone pod kątem $\theta_0 = 9.6°$, sygnały z detektorów można było odczytać z krzywych ciągłych z rysunku 3.4, wynosiły kolejno: $0.77a$, $1.07a$ i $0.25a$, gdzie a było jakąś stałą proporcjonalną do czasu obserwacji i intensywności źródła.

Naturalną drogą do rozwiązania tego problemu, było odnalezienia takiego kąta θ dla którego proporcje sygnałów z każdego z detektorów były takie jak 0.77/1.07/0.25 ale nie metodą prób i błędów, tylko metodami analitycznymi. Problem rozwiązałem następująco:

- podzieliłem sygnały z każdego z detektorów przez ich sumę i otrzymałem liczby określające jaki procent całego sygnału otrzymał każdy z detektorów. Analogicznie postąpiłem dla krzywych ciągłych z rysunku 3.4 i otrzymałem trzy krzywe (rysunek 3.5), z których każda mówiła jaki procent sygnału zarejestrowanego przez cały układ z danego kąta jest rejestrowany przez każdy z detektorów.

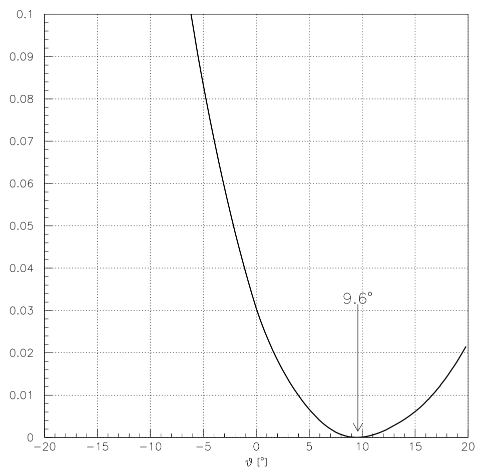
- od każdej otrzymanej krzywej odjąłem odpowiednią znormalizowaną wartość sygnału z detektora,

- policzyłem sumę różnic:
$$f(\theta) = \sum_{i=1}^{3} (w_i(\theta) - s_i)^2 \qquad (3.3)$$
gdzie: w_i – znormalizowana wydajność i-tego detektora, s_i – znormalizowany sygnał z i-tego detektora.



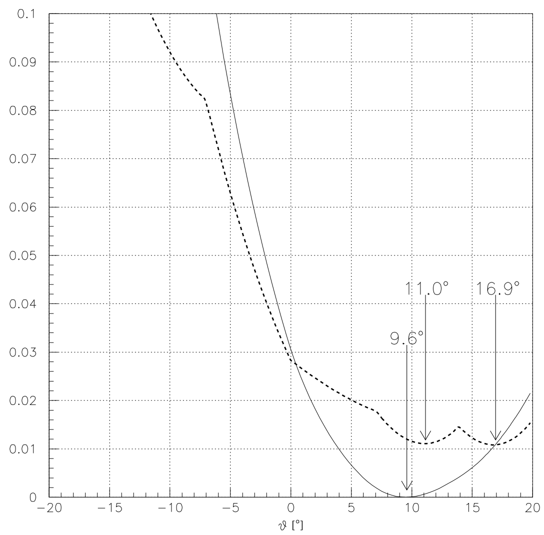
Rysunek 3.5: Normalizowane odpowiedzi detektorów na jednostkowe źródło promieniowania. Suma trzech krzywych wynosi 1 dla każdego θ

Otrzymany wynik był zależny tylko od θ. Tak utworzona funkcja f miała charakter χ^2. Spodziewałem się więc minimum dla θ_0. Otrzymaną krzywą prezentuje rysunek 3.6. Całą procedurę powtórzyłem dla krzywych przerywanych z rysunku 3.4 czyli



Rysunek 3.6: Wykres funkcji $f(\theta)$, której minimum określa położenie szukanego źródła (definicja i szczegóły w tekście)

dla przypadku, gdy znana jest tylko średnia wydajność detektora. Wynik prezentuje rysunek 3.7. Porównanie obu krzywych z rysunków 3.6 i 3.7 pokazuje, że minimum na rysunku 3.6 jest wyraźne, a jego położenie jest dokładnie w $\theta_o = 9.6°$. Natomiast na drugim rysunku można zauważyć dwa minima: dla $11.0°$ i $16.9°$, czyli oddalone odpowiednio o $1.4°$ i $7.3°$ od rzeczywistego położenia źródła.



Rysunek 3.7: Krzywa (przerywana) otrzymana w celu ustalenia położenia szukanego źródła ale bez uwzględnienia wzoru 3.2 (szczegóły w tekście). Krzywą ciągłą narysowano przebieg uwzględniający wzór

Powyższy prosty przykład nie uwzględniał wielu czynników, takich jak tło instrumentalne, różnorodność zjawisk w jakich uczestniczą fotony. Mimo to jednoznacznie pokazał znaczenie uogólnionionej wydajności W w procesie redukcji map nieba. Opisanie rzeczywistych metod tedukcji map nieba wykracza daleko poza zakres niniejszej pracy.

Rozdział 5 omówi bardziej szczegółowo wyznaczanie wydajności detektora germanowego metodami labolatorynymi.

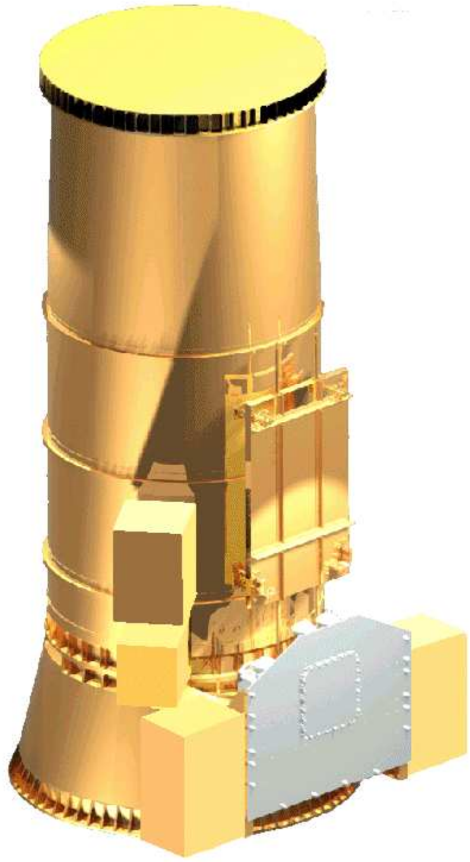
Rozdział 4

SPI

Jak już wspomniano we wstępie SPI jest jednym z instrumentów satelity INTEGRAL, który w 2001 roku zostanie umieszczony na dalekiej orbicie okołoziemskiej (apogeum w 2/3 odległości Ziemia–Księżyc). Ten rozdział zawiera opis budowy i przeznaczenia instrumentu.

4.1 Przeznaczenie instrumentu

SPI jest w założeniu teleskopem promieniowania γ o energii od 10 keV do 20 MeV. Przewidywana energetyczna zdolność rozdzielcza ma wynosić 0.5%, kątowa zdolność rozdzielcza 1°. Jest to pierwszy w historii astronomii instrument łączący w sobie tak dobre parametry energetyczne i kątowe. Obfitość źródeł promieniowania γ we Wszechświecie i procesów, których efektem jest takie promieniowanie jest ogromna.



Rysunek 4.1: Model inżynieryjno-termiczny SPI (ESA, czerwiec 1998)

Podstawowym zadaniem SPI będzie systematyczne przemiatanie Drogi Mlecznej, w celu wykonania jej dokładnej mapy (dokładnej pod względem energetycznym i kątowym). Szczególny nacisk zostanie położony na zbadanie obszaru centrum Galaktyki, w którym znajduje się być może czarna dziura. Kolejnymi obiektami badanymi przez spektrometr będą kwazary, niezwykle silne źródła promieniowania elektromagnetycznego i cząstek naładowanych o prędkościach zbliżonych do prędkości światła, położone w najdalszych zakątkach Wszechświata.

Pulsary są gwiazdami neutronowymi, na powierzchni których natężenie pola magnetycznego (indukcji) może wynosić nawet 10^8 tesli, emitują one silne niejednorodne promieniowanie radiowe, które w odwrotnym efekcie Comptona[1] mogą być źródłem ciągłego wysokoenergetycznego promieniowania γ.

Masywne, niewielkie obiekty, takie jak czarne dziury i gwiazdy neutronowe w układach podwójnych ze zwykłymi gwiazdami tworzą tzw. dyski akrecyjne. Bezpośrednia obserwacja czarnych dziur nie jest możliwa (gwiazd neutronowych jest znacznie utrudniona), bo żaden rodzaj promieniowania nie jest w stanie wydostać się z ich wnętrza[2]. Możliwa jest natomiast rejestracja promieniowania z dysku. Cząstki akreowanego, zjonizowanego gazu, przyspieszane są w polu grawitacyjnym do tak wielkich energii, że ich promieniowanie cieplne, wynikające z procesów typu tarcia, a więc promieniowanie ciała doskonale czarnego ma maksimum rozkładu natężenia[3] dla energii 100 i więcej keV! Można nadmienić, że Słońce traktowane jako ciało doskonale czarne ma maksimum dla energii mniejszej niż 1 eV.

Źródła wymienione do tej pory charakteryzowały się widmami ciągłymi (może poza jądrem Galaktyki w którym widoczna jest linia anihilacyjna 511 keV). Linie dyskretne są wysyłane zazwyczaj przez obiekty rozciągłe, np. obłoki. Są to zazwyczaj ogromne obiekty o bardzo małej gęstości (kilka – kilkaset atomów na metr sześcienny), chmury gazu, które zawierają niewielkie ilości pierwiastków radioaktywnych o czasie połowicznego rozpadu równym tysiąc do kilku milionów lat (dobrym przykładem jest ^{26}Al o czasie połowicznego rozpadu równym 74 tys. lat z charakterystyczną linią 1 809 keV).

Linie są emitowane także przez supernowe, ogromne i krótkotrwałe "eksplozje" gwiazd w końcowej fazie ich życia. Kiedy w reakcjach termojądrowych wypalony zostaje wodór, hel, a nawet cięższe pierwiastki, siła grawitacji przewyższa ciśnienie wewnętrzne, to gwiazda gwałtownie zapada się odrzucając zewnętrzne warstwy[4]. Warunki panujące wewnątrz supernowej w trakcie jej wybuchu są tak ekstremalne, że możliwy jest proces tzw. nukleoosyntezy, powstawania jąder cięższych, niż jądro żelaza ^{56}Fe[5]. Jądra te są zazwyczaj promieniotwórcze i na drodze rozpadów emitują kwanty γ.

---

[1] wysokoenergetyczna naładowana cząstka (najczęściej elektron) "zderza" się z fotonem o dowolnej energii jest w stanie przekazać mu większość swojej energii. Fotony w tego typu zjawisku osiągają energie rzędu nawet GeV.

[2] obszar z jakiego nawet światło niejest w stanie uciac zwany jest *promieniem Schwarzschilda.*

[3] rozkładu Plancka.

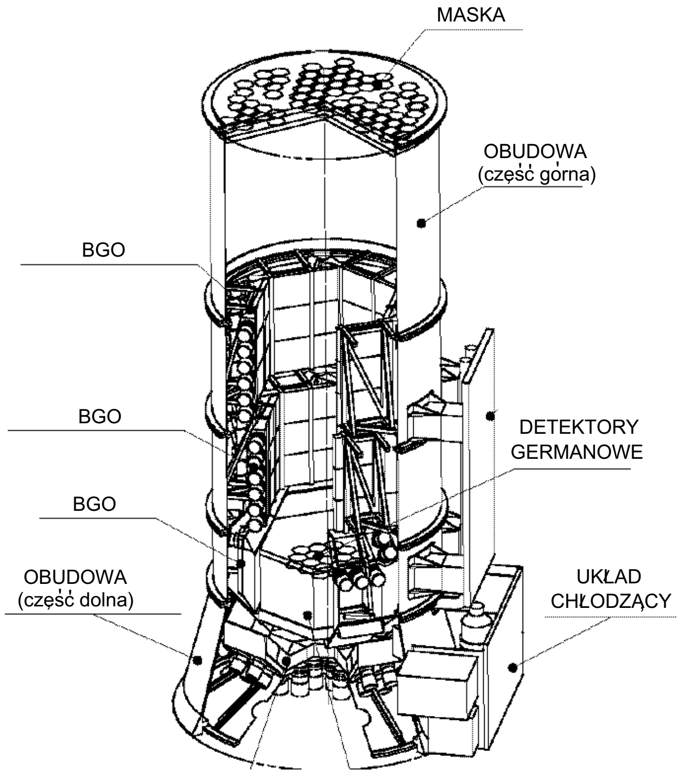
[4] w 1054 roku nastąpił taki wybuch w gwiazdozbiorze Byka. Powstały obiekt przewyższał swą jasnością Księżyc i przez kilka dni był widoczny w dzień. Dziś w miejscu wybuchu tej supernowej znajdują się jej pozostałości: mgławica Krab, która emituje promieniowanie w całym zakresie widma.

[5] jest to jeden z podstawowych procesów jakim aktualnie zajmują się fizycy z pogranicza fizyki jądrowej i astrofizyki. Okazuje się, że teoria Wielkiego Wybuchu przewiduje powstanie tylko wodoru, cięższe jądra mogą powstawać na drodze reakcji termojądrowych zachodzących we wnętrzach gwiazd. Jednak zależność energii wiązania na jeden nukleon od liczby nukleonów nie pozwala na powstanie jąder cięższych niż ^{56}Fe, gdyż jest to jądro najsilniej związane ze wszystkich. Jak się aktualnie wydaje jedyną możliwą drogą do powstania pierwiastków cięższych są właśnie wybuchy supernowych,

Należy podkreślić, że spektrometr będzie w stanie zarejestrować jeszcze jedno niezwykle interesujące i do dziś niewyjaśnione zjawisko, tzw. GRB (*Gamma Ray Burst)* czyli błyski gamma. Zostało ono odkryte w końcu lat siedemdziesiątych i polega na pojawianiu się na niebie, bardzo krótkotrwałych i niezwykle silnych błysków promieniowania γ. Pierwsza identyfikacja błysku gamma z obiektem w świetle widzialnym nastąpiła w końcu 1997 roku. Rocznie, jak się szacuje, dochodzi do 1 000 takich zjawisk. Jednak ich krótki czas trwania (kilka sekund) nie pozwala na skuteczną obserwację. Jak się oblicza, parametry SPI pozwolą na zaobserwowanie (w aktywnym polu widzenia) do 30 takich zdarzeń rocznie. Bardzo skromny dotychczasowy dorobek badawczy w tej materii pozwala stwierdzić, że błyski gamma promieniują widmo ciągłe odpowiadające temperaturze (ciała doskonale czarnego) 200 do 300 keV.

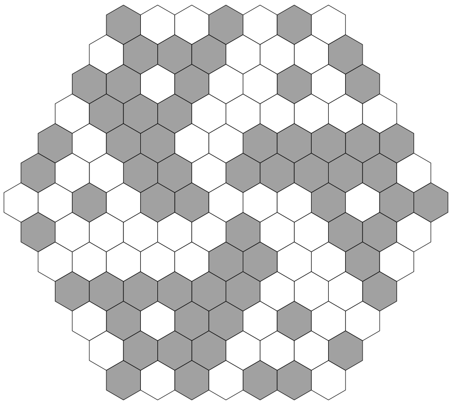
4.2 Budowa spektrometru

Spektrometr (rys. 4.2) ma kształt walca o wysokości około 2 metrów o rozszerzającej się ku dołowi podstawie. W części dolnej znajduje się 19 detektorów germanowych, poniżej których umieszczono przedział elektroniczny służący do sterowania całym systemem oraz układ chłodzący detektory germanowe do temperatury ciekłego azotu. Ściany cylindrycznego korpusu teleskopu stanowi warstwa od 10 cm u dołu do 5 cm u góry scyntylatora BGO (germanian bizmutu) pełniąca funkcję osłony aktywnej (antykomptonowskiej) ważąca w sumie około pół tony.



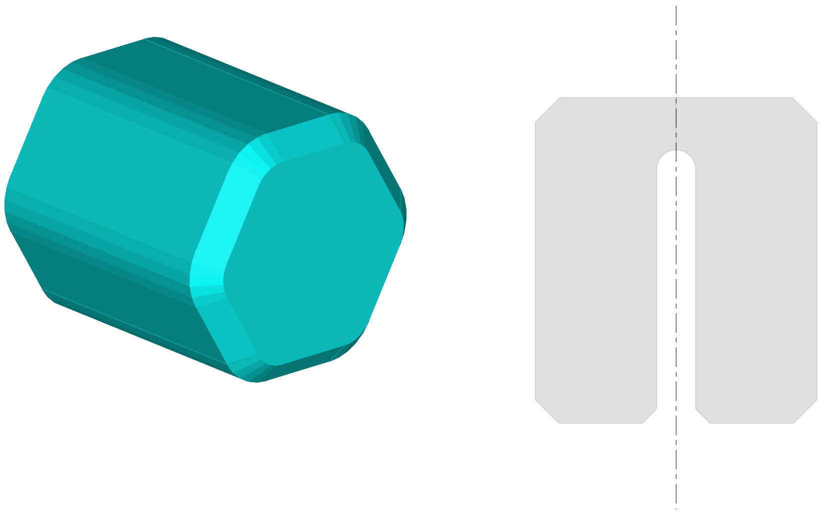
Rysunek 4.2: Budowa spektrometru SPI

w trakcie których warunki sprzyjają wielokrotnym wychwytom nukleonów i na drodze tzw. procesu R mogą powstać pierwiastki ciężkie. Wiele ośrodków jądrowych prowadzi badania w obszarach jąder neutronowo deficytowych, które mogą przybliżyć rozwiązanie problemu nukleosyntezy.



Rysunek 4.3: Widok z góry wolframowej maski spektrometru SPI. 127 elementów, z czego 63 zakryte, grubość 2 centymetry, średnica zewnętrzna podstawowej komórki 6 centymetrów, średnica zewnętrzna całej maski 78 centymetrów

Od góry korpus zamyka maska (rysunek 4.3) wykonana z dwucentymetrowej warstwy wolframu uformowanej w kształt plastra miodu o 127 elementach (około połowa zakrytych). Kluczowym elementem układu i głównym systemem detekcyjnym są detektory germanowe. Każdy z nich jest graniastosłupem o podstawie sześciokąta foremnego



Rysunek 4.4: Pojedynczy detektor i jego przekrój podłużny

(średnicy zewnętrznej około 5.5 centymetra każdy) o nieco zaokrąglonych rogach (rysunek 4.4) i z wywierconym z tyłu nieprzelotowym otworem o głębokości 6 centymetrów i średnicy 10 milimetrów, w którym znajduje się układ polaryzujący. Badaniu wydajności takiego pojedynczego detektora jest poświęcony rozdział następny.

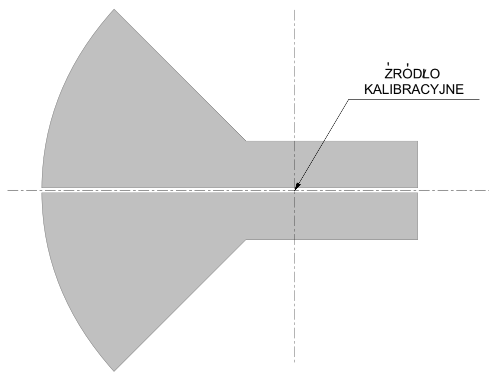
Rozdział 5

Badanie wydajności

Jak wspomniano w rozdziałach poprzednich, zbadanie wydajności jest jednym z podstawowych zadań stojących przed twórcami układów detekcyjnych z maską. Dlatego też wśród wielu testów, jakim poddawane są elementy teleskopu SPI znajduje się także badanie wydajności detektorów germanowych użytych do jego budowy. Cykl takich testów został rozpoczęty w końcu 1997 roku w laboratorium CESR (*Centre d'Etudes Spatiale des Rayonnements*) w Tuluzie we Francji. Opis układu laboratoryjnego realizującego testy wydajności znajduje się w następnym podrozdziale.

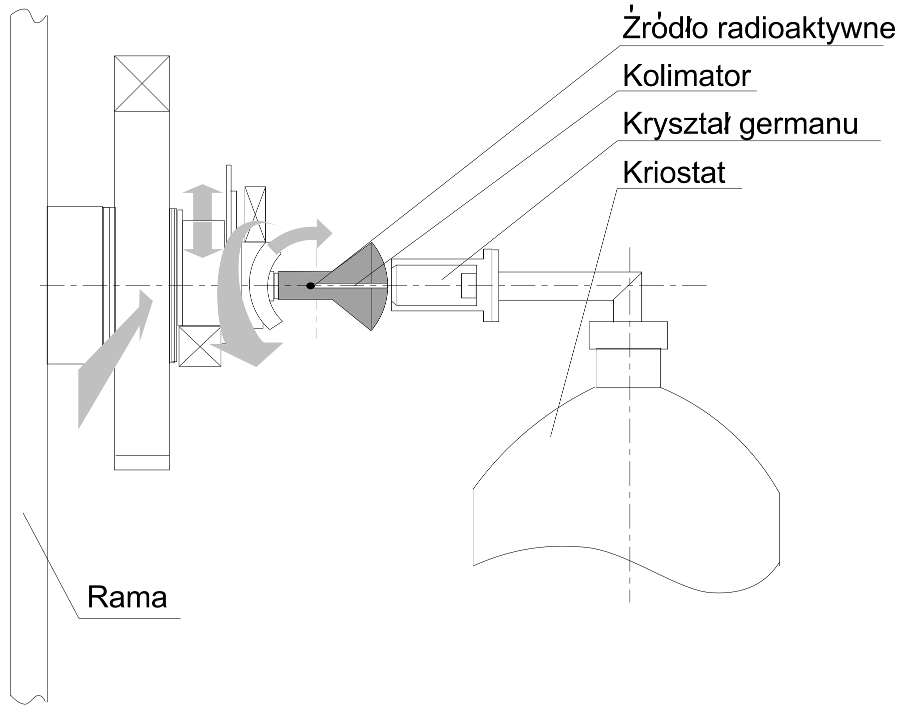
5.1 Układ testowy

Pojedynczy kryształ germanu, taki jak na rysunku 4.4, został umieszczony w próżniowej aluminiowej kapsule, a następnie przymocowany do standardowego układu chłodzącego, jaki można spotkać w laboratoriach jądrowych. Oś kryształu została wypoziomowana z dokładnością do 0.005°. Przed czołem detektora został ustawiony wolframowy kolimator (rysunki 5.1 i 5.3) w kształcie wycinka kuli o kącie rozwarcia 90° i promieniu 10 cm z przymocowaną z tyłu szyjką. Otwór kolimatora miał średnicę 2 mm (ale kolimator przystosowany był do wymiany wolframowego "wkładu" z otworem o dowolnej średnicy). W środku wycinka kuli znajdowała się komora ze źródłem radioaktywnym,



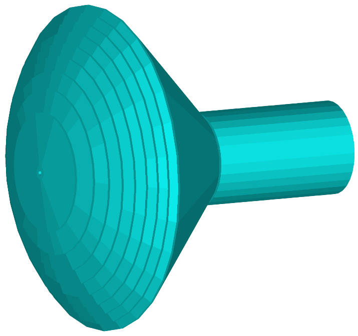
Rysunek 5.1: Przekrój przez wolframowy kolimator

którym przez kolimator miały być oświetlane pojedyncze punkty detektora. Cały wolframowy kolimator był przymocowany do ramienia specjalnie skonstruowanego robota (rysunek 5.2). Ramię to miało w podstawowej konfiguracji cztery stopnie swobody:



Rysunek 5.2: Schemat układu testowego. Strzałkami zaznaczone są stopnie swobody ramienia robota

mogło poruszać się wzdłuż osi X i Y (oś Z jest osią kryształu germanu) w zakresie około ± 30 cm, a także obracać w kątach: azymutalnym ϕ w płaszczyżnie X–Y (360°) oraz normalnym do tej płaszczyzny θ liczonym od osi Z (±45°). Cały układ był kontrolowany przez dwa komputery PC połączone w sieć i podłączone do sieci globalnej, tak, że można nim było sterować z dowolnego punktu na świecie. Jeden z nich pracujący w systemie MS-DOS był wyposażony w kartę interfejsu CAMAC, miał na stałe włączony program akwizycji danych. Drugi komputer, nadzorujący pracę pierwszego, pracujący w systemie Linux, miał zainstalowaną kartę obsługi wielu portów szergowych. Dwa z nich sterowało ramieniem robota, trzeci służył do wydawania poleceń systemowi akwizycyjnemu. Cały układ był sterowany jednym zintegrowanym programem, który na różnych poziomach i różnymi połączeniami (ethernet, porty równoległe, wspólna przestrzeń dyskowa) wydawał rozkazy innym urządzeniom, a także odbierał od nich informacje. Program ten został napisany w Centrum Badań Kosmicznych w Warszawie w oparciu o wizualny język programowania (Tcl). Moim udziałem był zestaw procedur wysokiego poziomu generujący współrzędne dla robota. Detektor germanowy zasilany był napięciem 4000 woltów, widma były zbierane za pomocą układu: przedwzmacniacz $\rightarrow$ wzmacniacz $\rightarrow$ ADC $\rightarrow$ karta akwizycyjna. Dodatkowo, z systemem akwizycji i kontroli robota został wykonany zintegrowany z nimi



Rysunek 5.3: Kolimator wolframowy (rysunek otrzymany przy zastosowaniu pakietu GEANT)

pakiet do obróbki i wizualizacji widm oparty o oprogramowanie cernowskie PAW++. W tym zakresie przygotowałem procedury opierające się o biblioteki MINUIT-a, które służyły do dopasowywania linii widmowych kilkoma modelami. Wyniki pomiarów wykonanych z robotem są zamieszczone w rozdziale 5.3.

5.2 Symulacje testów naziemnych

Testy z robotem sterującym kolimatorem okazały się bardzo czasochłonne. Geometria układu (długość kolimatora 10 cm i średnica otworu 2 mm) spowodowały, że pojedynczy pomiar musiał trwać co najmniej jedną godzinę, aby statystyka przynajmniej kilku linii widmowych była zadowalająca. Wykonałem serię testów symulujących pomiary wydajności detektora germanowego z robotem. Skorzystałem z bibliotek cernowskich GEANT [7]. Jest to zestaw wielu współdziałających ze sobą procedur, które symulują zachowanie się w materii energetycznych elektronów, protonów, mionów, cząstek γ i wielu innych cząstek elementarnych. Uwzględniają przy tym wszystkie znane procesy fizyczne jakim podlegają te cząstki w trakcie poruszania się w materii w zależności od jej własności fizycznych, a więc liczby atomowej Z, liczby masowej A i gęstości. Geant umożliwia również wprowadzenie geometrii układu w postaci prostych brył geometrycznych obdarzonych parametrami różnych materiałów.

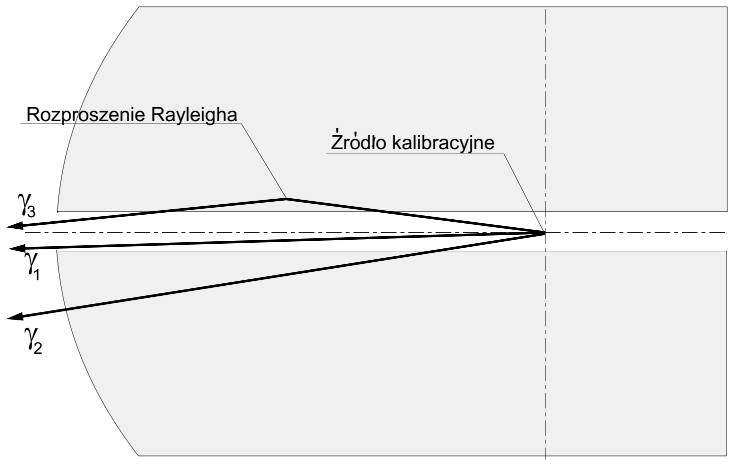
Pierwszą fazą symulacji komputerowych było wprowadzenie geometrii układu (rysunki 4.4 i 5.3).

Jednak już pierwsze próby uruchomienia symulacji ze źródłem kalibracyjnym umieszczonym w kolimatorze pokazały, że wydajność nawet najszybszych komputerów, do których miałem dostęp (kilka stacji SUN SPARC STATION) jest zbyt mała. Komputer był w stanie prześledzić od 3 do 20 milionów[1] fotonów na godzinę. A pamiętając o geometrii można łatwo policzyć, że na każdy milion fotonów wypromieniowanych ze źródła

[1] duża rozbieżność wynika z tego że fotony o energii 100 keV mają większy przekrój czynny na oddziaływanie z materią i "znikają" zazwyczaj już w pierwszym oddziaływaniu, a o energii 2000 keV podlegają większej liczbie oddziaływań a dodatkowo produkują nowe cząstki (np. elektrony w zjawisku kreacji par), które GEANT śledzi oddzielnie

w pełen kąt bryłowy przez otwór kolimatora wyleci 25!

Początkowo celem było zasymulowanie układu ze źródłem ^{152}Eu, który ma osiem silnych linii. Zakładając statystykę rzędu 5000 tysięcy zliczeń w detektorze czas symulacji pojedynczego jednogodzinnego pomiaru musiałby wynosić 2 tygodnie, przy stuprocentowym obciążeniu procesora! Rozwiązaniem były uproszczenia, które nie powodowałyby wprowadzenia znaczących błędów, a istotnie zmniejszyłyby czas obliczeń. W celu ich wprowadzenia wykonałem miesięczną symulację zachowania kolimatora ze źródłem emitującym izotropowo w pełen kąt bryłowy (w sumie było to blisko 5 miliardów fotonów). Kontrolowałem tylko te fotony które z pełną energią opuszczą kolimator w kącie o rozwartości $\pm 45°$ do przodu. Fotonami które straciły energię



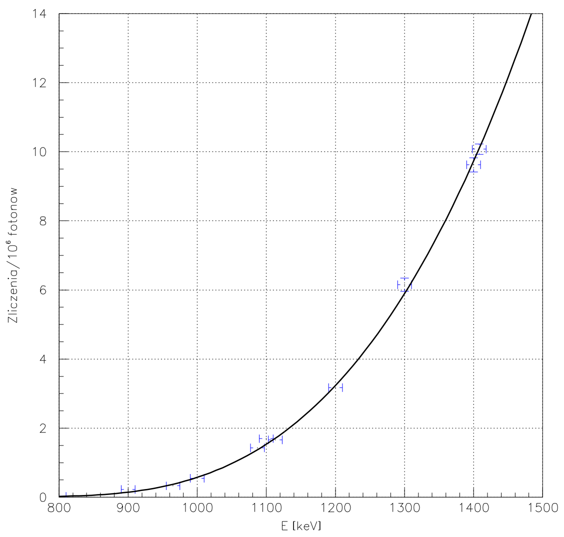
Rysunek 5.4: Schematyczny podział fotonów wyemitowanych ze źródła na trzy grupy: 1 – fotony, które ze względu na kierunek emisji nie miały kontaktu z kolimatorem, 2 – fotony, które przeleciały przez materiał kolimatora ale nie oddziałały, 3 – fotony, które po rozproszeniu rayleiowskim "wróciły" do otworu kolimatora

w kolimatorze nie interesowałem się, gdyż cały projekt był poświęcony wydajności w fotopiku. Okazało się (rysunek 5.4), że fotony z pełną energią można podzielić na trzy grupy:

1. Fotony, które zostały wyemitowane do przodu w kąt θ od 0 do 1.46° i ich tor nie miał żadnego punktu wspólnego z materiałem kolimatora. Było to, wspomniane wcześniej 25 fotonów na każdy milion wyemitowanych.

2. Fotny, które zostały wyemitowane ze źródła do przodu w kąt θ od 1.46 do 45°, które przeszły przez 10 cm kolimatora bez oddziaływania. Okazało się, czego należało się spodziewać, że liczba takich fotonów rośnie z ich energią: dla 100 keV nie zaobserwowałem żadnego takiego fotonu ale dla około 1400 keV było ich już około 10 na każdy milion wyemitowanych. Szczegółowo pokazuje to rys. 5.5.

3. Fotony, które zostały wyemitowane w pełen kąt bryłowy (poza tymi, które z uwagi na geometrię w ogóle nie oddziałały) i po *rozproszeniu Rayleigh'a* zmieniły swój



Rysunek 5.5: Zależność liczby fotonów wyemitowanych ze źródła, które nie oddziałały z materiałem kolimatora w funkcji energii wraz z krzywą dopasowaną do rozkładu

kierunek i wróciły na tor wewnątrz otworu kolimatora. Liczba takich przypadków przekraczała dla energii 700 keV 70 na każdy milion wyemitowanych!

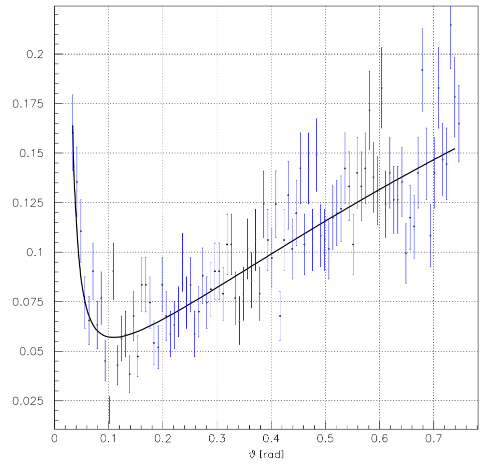
Każda z tych grup fotonów została bardzo dokładnie przeanalizowana ilościowo. Przeprowadziłem dokładne i szczegółowe badania rozkładów kątowych w zależności od energii emitowanego fotonu. Dla przykładu przytoczę tutaj w skrócie tok analizy jakiej poddałem fotony z grupy 2.

- Po pierwsze wykonałem symulacje z kolimatorem dla fotonów o energiach z przedziału od 100 keV do 1400 keV.
- Zliczyłem ile fotonów o danej energii opuści kolimator w sposób zdefiniowany w podpunkcie 2. Następnie przeliczyłem tę liczbę na każdy milion wyemitowany ze źródła w pełen kąt bryłowy, co jest przedstawione na wspominanym już rysunku 5.5. Do otrzymanego rozkładu dopasowałem krzywą.
- Potem bardziej szczegółowo zająłem się rozkładem kątowym fotonów dla każdej energii. Przykładowy jest zaprezentowany na rysunku 5.6. Dla każdej energii otrzymałem podobny rozkład i do każdego z nich dopasowałem krzywą typu[2]:

$$R_{a\,b}(\theta) = ae^{-b(R-r/\sin\theta)} \tag{5.1}$$

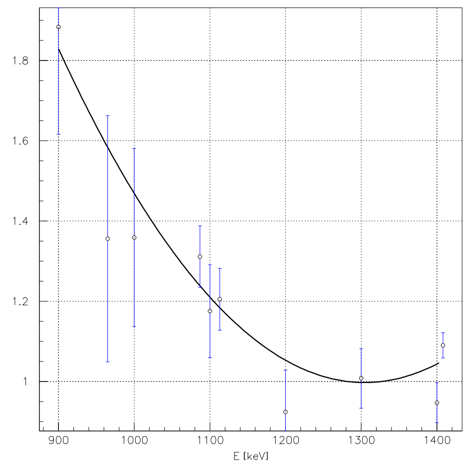
gdzie: a i b były parametrami dopasowania, $R = 10$ cm promieniem "kuli" kolimatora, a $r = 0.1$ cm promieniem otworu kolimatora.

[2]postać tej funkcji otrzymałem przez prostą analizę uwzględniającą "eksponencjalne" pochłanianie fotonów w materii i kształty kolimatora.



Rysunek 5.6: Rozkład kątowy fotonów o energii 1408 keV, które przeszły przez materiał kolimatora bez oddziaływania wraz z dopasowaną krzywą

- Dla każdej energii otrzymałem parę liczb a i b z błędami. Potraktowałem je jako kolejne rozkłady, tym razem w funkcji energii i do nich także dopasowałem krzywe. Na rysunku 5.7 pokazany jest rozkład parametru b z dopasowaną krzywą.



Rysunek 5.7: Zależność parametru b z rozkładu 5.1 od energii

- Wszystkie wyniki (dopasowania) uwzględniłem w symulacjach poprzez emisję fotonów nie z centrum kolimatora, tylko z jego kulistej powierzchni, ale z rozkładami kątowymi odpowiadającymi rozkładom bez uproszczeń.

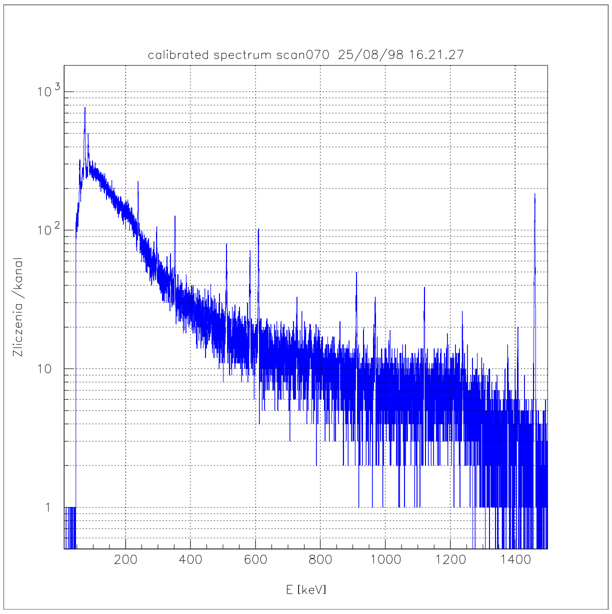
Podobnie postąpiłem dla fotonów z grupy 3. W tym przypadku nie potrafiłem znaleźć żadnych przesłanek geometrycznych i fizycznych, których efektem byłyby rozkłady takie jak wzór 5.1. W efekcie rozkłady kątowe fotonów "raylaighowskich" został opisany prostymi wielomianami interpolacyjnymi. Uwzględniłem fakt, że rozproszenie Rayleigha zachodzi na pewnej głębokości materiału kolimatora, jak to widać na rysunku 5.4, która także podlega pewnemu rozkładowi zależnemu od energii kwantu. W symulacjach, wynikiem tych rozważań była emisja fotonów z wewnętrznej powierzchni otworu kolimatora zamiast z jego środka.

Efektem był geometryczno-fizyczny model kolimatora. Nie musiałem już symulować źródła emitującego w pełny kąt bryłowy poprzestałem na stożku o rozwarciu rzędu 3° i "wirtualnych" źródłach, które były efektem analizy wymienionych wyżej zjawisk. Zamiast symulować każdy milion fotonów ograniczyłem się do około 300, co spowodowało, że symulacja jednego pomiaru zamiast dwóch tygodni trwała 20 minut. Wyniki symulacji jednego dużego cyklu pomiarowego obejmującego przeskanowanie 270 punktów detektora zamieszczone są w rozdziale 5.3.

5.3 Wyniki testów

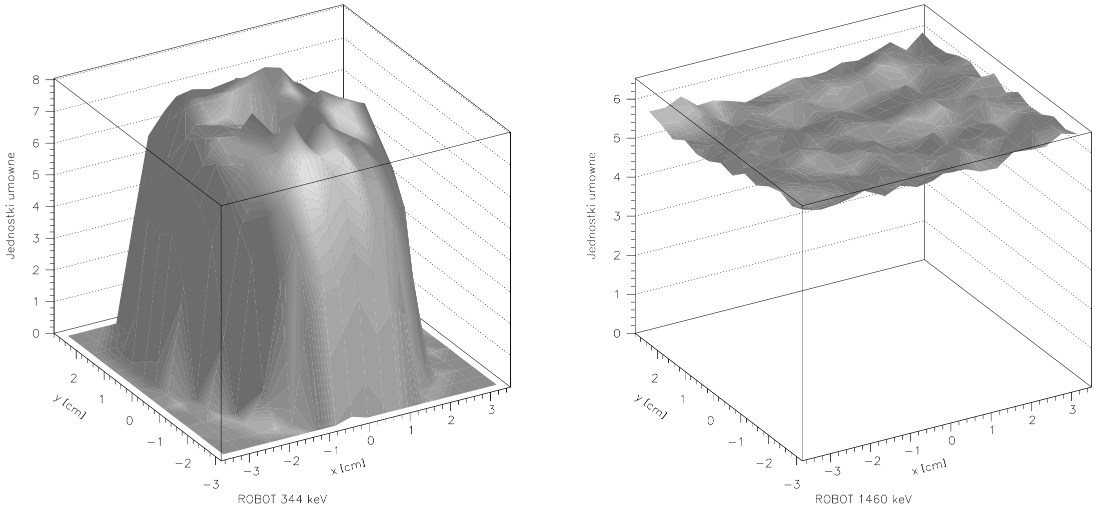
Testy z robotem

Podstawowym testem jaki został przeprowadzony było skanowanie kryształu germanowego punkt po punkcie na siatce kwadratowej o skoku 4 milimetry prostopadle do jego powierzchni. Każdy pomiar trwał godzinę. Po kalibracji energetycznej otrzymanych widm nastąpił proces fitowania. Podstawowymi wynikami dopasowań były pola fotopików (z błędem) dla linii ^{152}Eu. Dodatkowo analizie została poddana linia tła 1461 keV pochodząca od potasu ^{40}K. Przykładowe widmo otrzymane z pojedynczego pomiaru jest na rysunku 5.8.



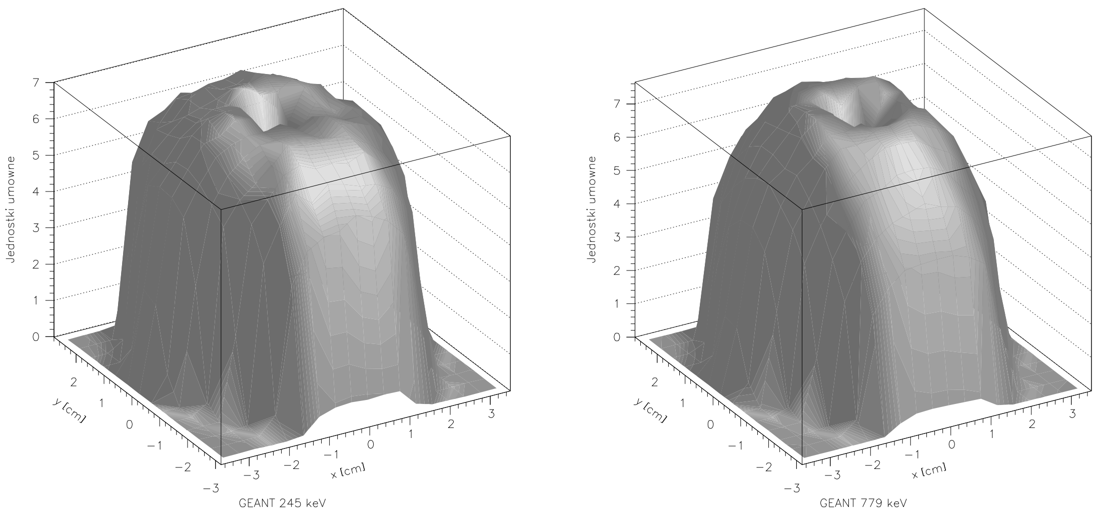
Rysunek 5.8: Przykładowe widmo fotonów otrzymane z układu doświadczalnego

Kolejnym krokiem było skompilowanie wyników fitów dla danej energii dla wszystkich punktów skanowanych w jeden histogram w celu wizualizacji i dalszej obróbki ilościowej. Rysunek 5.9 zawiera trójwymiarową prezentację wydajności (tzn. znormalizowaną liczbę zliczeń w fotopiku w funkcji położenia punktu skanowanego) badanego detektora dla dwóch fotopików.



Rysunek 5.9: Trójwymiarowe rozkłady wydajności detektora germanowego otrzymane na podstawie pomiarów z użyciem robota dla energii 344 keV i 1460 keV. Widać bardzo wyraźną modulację kształtu dla linii 344 keV pochodzącej ze źródła ^{152}Eu, oraz absolutny brak modulacji dla linii tła 1461 keV. Fotony tła wpadały do detektora ze wszystkich kierunków, niezależnie od położenia kolimatora. Modulacja dla tej linii mogła nastąpić tylko w przypadku, zmieny intensywności lokalnego tła. Jest to możliwe poprzez np. wietrzenie pomieszczenia, w którym odbywały się pomiary

Testy komputerowe
Jak już wspomniano, symulacje zostały przeprowadzone dla tych samych punktów dla jakich były prowadzono rzeczywiste pomiary. Obróbka była podobna, poza tym, że otrzymane widma nie były rozmyte gausowsko i dlatego nie był potrzebny proces dopasowań linii. Wystarczyło odjęcie tła. Analogicznie otrzymano trójwymiarowe rozkłady wydajności (rysunek 5.10).



Rysunek 5.10: Trójwymiarowe rozkłady wydajności detektora germanowego otrzymane na podstawie symulacji komputerowych dla energii fotonów 245 i 779 keV

Rozdział 6

Analiza jakościowa i ilościowa

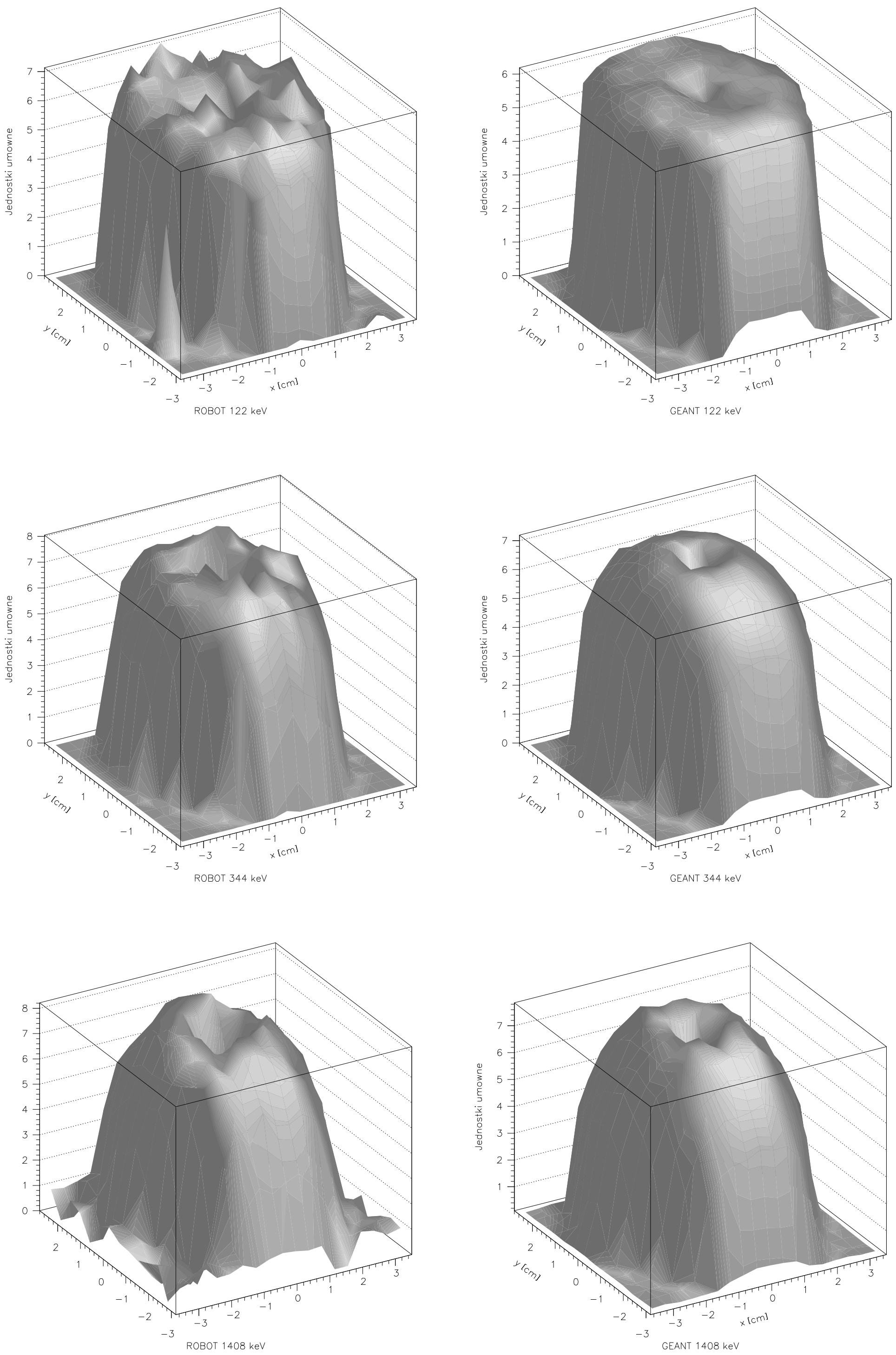
Analizując informacje zamieszczone w rozdziale 2.2 poświęconym teorii oddziaływania promieniowania γ i elektronów z materią można było przypuszczać, że rozkłady wydajności detektorów germanowych otrzymane w eksperymencie i w symulacjach komputerowych będą się charakteryzować następującymi własnościami:

- Mniejszą wartością w centralnej części detektora, za co odpowiada jego mniejsza grubość, a tym samym mniejsze prawdopodobieństwo oddziaływania z fotonami.
- Mniejszą wartością na brzegach kryształu, gdyż w tych rejonach istnieje większe prawdopodobieństwo, że wtórny foton po efekcie Comptona opuści detektor (i nie zostanie zdeponowana pełna energia), niż w rejonach bliższych środkowi, gdzie jest większa szansa na kolejne oddziaływanie (i pełną depozycję).
- Dodatkowym argumentem potwierdzającym poprzednią cechę rozkładów jest analiza zasięgu elektronów w germanie. Zasięg ten jest rzędu milimetrów, co oznacza, że elektron wybity w zjawisku fotoelektrycznym w pobliżu brzegu kryształu ma duże szanse opuścić go nie deponując całej swojej energii
- Silniejsza modulacja wydajności dla dużych energii, a słabsza dla małych. Foton o małej energii ma większy przekrój czynny na oddziaływanie z materią, a dominuje w nim zjawisko fotoelektryczne. Foton oddziałuje po przebyciu małej drogi i od razu deponuje **całą** energię. Dla większej energii przekrój czynny jest mniejszy, a dodatkowo zaczyna dominować efekt Comptona. Foton deponuje **część** swojej energii i to po przejściu dużej drogi.

Te przewidywania potwierdziły się, co pokazuje zestaw rysunków 6.1, na których zaprezentowane są trówymiarowe rozkłady wydajności detektorów otrzymane eksperymentalnie i za pomocą symulacji.

Nie należy dziwić się silnym fluktuacjom jakie widać na powierzchni rozkładów eksperymentalnych. Ich statystyka nie przeklraczała 3000 zliczeń w najsilniejszej linii przy błędach w najkorzystniejszych przypadkach nie schodzących poniżej 7%.

Z uwagi na złożoność procesów w zasadzie nie można dokonać porównania wyników pomiarów eksperymentalnych z jakąkolwiek teorią. Skomplikowane kształty i niecałkowalne



Rysunek 6.1: Trójwymiarowe widma wydajności detektora germanowego otrzymane z analizy wyników z użyciem robota (z lewej) i próby ich symulacji Monte Carlo (z prawej) dla energii 122 keV, 344 keV i 1408 keV

postaci zależności przekrojów czynnych na poszczególne zjawiska (rozdział 2) powodują, że o takim porównaniu nie może być po prostu mowy z czysto matematycznych powodów.

Jedną z możliwych form analizy ilościowej jest porównanie wyników pomiarów z wynikami symulacji, także niestety obdarzonymi błędami[1]. W celu opisania metody ilościowego porównania wyników eksperymentalnych z wynikami otrzymanymi z symulacji Monte Carlo należy wykonać następujące założenie:

- Każdy uzyskany pomiar P (pole fotopiku) z błędem ΔP jest zmienną losową o rozkładzie normalnym (opisywanym funkcją Gaussa) ze średnią P i ochyleniem ΔP. Takie założenie jest uzasadnione, gdyż $P \gg 1$.

Wprowadźmy następujące oznaczenia:

$R_{e,i}$ – pole fotopiku otrzymane z eksperymentu z <u>R</u>obotem

$G_{e,i}$ – pole "fotopiku" otrzymane w symulacjach komputerowych przeprowadzonych z użyciem <u>G</u>eanta.

gdzie indeks e oznacza energię fotopiku, a i wspórzędne skanowanego punktu.

Ideą analizy ilościowej było sprowadzenie otrzymanych wyników do liczby lub zestawu liczb, które obiektywnie opisałyby zgodność (lub niezgodność) wyników z eksperymentu z symulacjami. Takim powszechnie używanym testem zgodności jest χ^2. Test wykonano oddzielnie dla każdej energii, tzn wyodrębniono w oddzielnych grupach pomiary dotyczące różnych energii. Aby móc porównać konkretny wynik otrzymany eksperymentalnie R_{e_0,i_0} z odpowiadającym mu wynikiem G_{e_0,i_0} należało je znormalizować. Jako stałą normalizacyjną przyjęto odwrotność sumy wszystkich pomiarów, otrzymując nową zmienną losową:

$$r_{e_0,i} = R_{e_0,i} \left(\sum_{j=1}^{N_{e_0}} R_{e_0,j} \right)^{-1} \tag{6.1}$$

gdzie $r_{e,i}$ – znormalizowana wydajność uzyskana eksperymentalnie. Sumowanie we wzorze 6.1 odbywało się tylko dla tych j, dla których, których statystyka zliczeń była zadowalająca i dopasowania dawały znaczące pola fotopiku. Analogicznie postąpiono dla rozkładów pochodzących z symulacji:

$$g_{e_0,i} = G_{e_0,i} \left(\sum_{j=1}^{N_{e_0}} G_{e_0,j} \right)^{-1} \tag{6.2}$$

gdzie suma odbywała się po dokładnie **tych samych** j. Odpowiednio znormalizowane zostały również błędy.

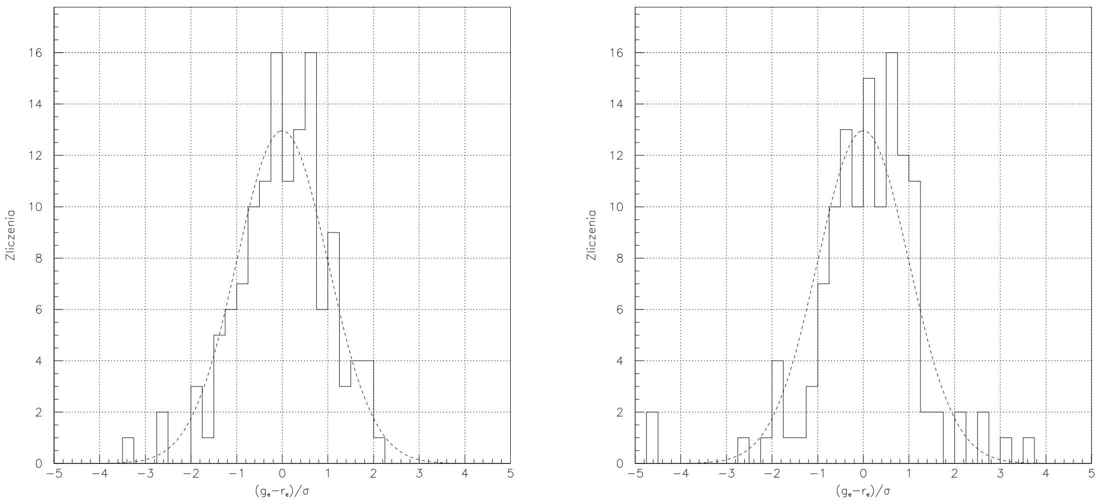
Niech zmienna losowa $l_{e,j}$ dana będzie wzorem:

$$l_{e,j} = \frac{g_{e,j} - r_{e,j}}{\sigma_{e,j}} \tag{6.3}$$

[1]twórcy oprogramowania GEANT bardzo szczegółowo opisali dokładność stosowanych przez siebie metod [7]. We wszystkich przypadkach jest ona nie gorsza niż 10%

gdzie $(\sigma_{e,j})^2 = (\delta r_{e,j})^2 + (\delta g_{e,j})^2$, $\delta r_{e,j}$ i $\delta r_{e,j}$ są odpowiednio błędami znormalizowanych zmiennych $r_{e,j}$ i $g_{e,j}$.

Rysunek 6.2 pokazuje obserwowany rozkład zmiennej losowej $l_{e,j}$ w przypadku dwóch linii: 122 keV i 1408 keV.



Rysunek 6.2: Rozkład wartości wyrażenia $(g_e - r_e)/\sigma$ dla energii 121 keV i 1408 keV (g_e – wydajność otrzymana za pomocą symulacji, r_e – wydajność otrzymana z testów z robotem, σ – błąd całkowity). Na obu rysunkach linią kreskowaną dorysowano rozkład Gaussa o średniej w 0 i odchyleniu równym 1 znormalizowany do odpowiedniej liczby zliczeń z uwzględnieniem kanałów

Jeżeli $R_{e,j}$ i $G_{e,j}$ są zmiennymi losowymi o rozkładach normalnych to, zgodnie z definicją zawartą we wzorze 6.3 $l_{e,j}$ powinno mieć rozkład normalny o średniej 0 i odchyleniu standardowym 1, oznaczany zwykle przez $N(0,1)$. Testowanie hipotezy zgodności rozkładów $R_{e,i}$ i $G_{e,i}$ jest równoważne z testem χ^2 zgodności rozkładu zmiennej losowej $l_{e,j}$ z rozkładem normalnym $N(0,1)$ opisanym wcześniej.

W celu jego wykonania podzielono rozkład normalny opisany funkcją Gaussa na 8 rozłącznych przedziałow o jednakowym polu (równym 0.125). Liczby $l_{e,j}$ zakwalifikowano do odpowiedznich przedziałów (oddzielnie dla każdej energii e). W każdym z nich statystycznie powinna znaleźć się $\frac{1}{8}$ przypadków, a znalazło się $N_{e,k}$ $(k = 1 \ldots 8)$ przypadków. Dla każdej energii e χ^2 zdefiniowano następujaco:

$$\chi_e^2 = \frac{1}{7} \sum_{k=1}^{8} \frac{(N_{e,k} - \frac{N_{e_0}}{8})^2}{N_{e,k}} \tag{6.4}$$

gdzie: N_{e_0} jest wspomnianą już wcześniej zakwalifikowaną liczbą punktów pomiarowych dla każdej energii. Proces normalizacji odjął jednen stopień swobody stąd $\frac{1}{7}$ przed sumą.

Już we wczesnych fazach obliczeń okazało się, że zbyt mała liczba punktów pomiarowych powoduje, że do dalszej analizy można zakwalifikować jedynie pomiary dla silnych linii energetycznych: 122, 344, 779 i 1408 keV. Wyniki prezentuje poniższa tabela:

Energia [keV]	χ^2
122	0.33
344	1.8
779	1.4
1408	1.0

Otrzymane wyniki nie pozwalają odrzucić postawionej wcześniej hipotezy! Wartość testu χ^2 nie przekracza 2 i oscyluje w okolicach wartości najbardziej prawdopodobnej 1.

Dodatkowo wykonano taki sam test χ^2, z tą różnicą, żę porównano rozkład otrzymany z eksperymentów z robotem z rozkładem stałym (taka sama wydajność dla każdego punktu, równa średniej z testów Monte Carlo). Zastosowano dokładnie takie same procedury jak poprzednio. Wynik podaje kolejna tabela:

Energia [keV]	χ^2
122	1.5
344	23.0
779	12.0
1408	31.0

Tym razem wyniki pozwalają odrzucić hipotezę. Powyższe wyniki upoważniają do stwierdzenia, że symulacje komputerowe w sposób poprawny oddały rzeczywiste pomiary. Niestety wydajność komputerów nie pozwoliła na przeprowadzenie testów Monte Carlo przy pełnej geometrii układu.

Rozdział 7

Wnioski i podsumowanie

W prezentowanej pracy starałem się wykazać znaczenie *uogólnionej wydajności* detektorów w procesach redukcji map nieba oraz omówić jeden ze sposobów wyznaczania tej wydajności metodami laboratoryjnymi. Zamieszczony w rozdziale 3 przykład zilustrował w sposób jakościowy ten problem. Następnie zaprezentowałem wyniki eksperymentów przeprowadzonych w celu doświadczalnego wyznaczenia uogólnionej wydajności konkretnego detektora germanowego. Wykonałem także symulacje komputerowe rzeczywistych eksperymentów. Dyskusja jakościowa i ilościowa otrzymanych wyników pokazały, że możliwa jest skuteczna symulacja Monte Carlo eksperymentu.

Należy zastanowić się nad następnymi krokami.

Już dziś wiadomo, że w najbliższej przyszłości zostanie przeprowadzona (doświadczalnie) analiza wielu detektorów równocześnie, z uwzględnieniem możliwości pracy w modzie koincydencyjnym pomiędzy poszczególnymi detektorami, co znacząco wpłynie na wydajność całego systemu. Końcowym etapem będą testy układu detektorów wraz z maską i osłonami BGO.

Istnieją duże możliwości wykonania testów Monte Carlo całego układu SPI wykorzystujące potencjał Interdyscyplinarnego Centrum Modelowania Uniwersytetu Warszawskiego wyposażonego w zespół bardzo wydajnych komputerów CRAY.

Wnioski z tej pracy zostaną uwzględnione w kolejnych analizach. Uzyskane wyniki oraz rezultaty następnych testów będą podstawą do stworzenia oprogramowania do obróbki sygnałów z teleskopu SPI.

Literatura

[1] L. Oster *Astronomia współczesna*, PWN (1978)

[2] *Encyklopedia fizyki* PWN (1974)

[3] J. O. E. Clark *Encyklopedia fizyki* (1997)

[4] K. N. Muchin *Doświadczalna fizyka jądrowa t. 1* NT (1978)

[5] E. Skrzypczak, Z. Szefliński *Wstęp do fizyki jądra i cząstek elementarnych* PWN (1995)

[6] J. B. England *Metody fizyki jądrowej* PWN (1980)

[7] Application Software Group CERN *GEANT Detektor Descriptor and Simulation Tool* CERN Geneva, Swirtzeland (1993)

[8] G. J. Fishman et al., w *Proceedings for gamma ray observatory science workshop,* red. W. Neil Johnson s. 2-39 (1989)

[9] C. Winkler *INTEGRAL: The International Gamma-Ray Laboratory* ESA (1997)

[10] J. R. Taylor *Wstęp do analizy błędu statystycznego* PWN (1995)