

AKADEMIA POŻARNICZA

INSTYTUT INŻYNIERII BEZPIECZEŃSTWA

Rozprawa doktorska

**Monitoring radiacyjny środowiska w oparciu
o spektrometr promieniowania gamma
z detektorem LaBr₃(Ce)**

mgr inż. Łukasz MODZELEWSKI

Promotor

dr hab. inż. Sławomir Jednoróg, prof. CLOR

Warszawa 2023

Podziękowania

*Składam serdeczne podziękowania promotorowi mojej rozprawy doktorskiej
Panu dr hab. inż. Sławomirowi Jednorogowi, prof. CLOR za opiekę naukową i merytoryczną
podczas pisania pracy jak również za wszelkie sugestie, dyskusje
i wysublimowane formy mobilizacji mojej osoby.*

*Dziękuję Dyrektorowi Centralnego Laboratorium Ochrony Radiologicznej
Panu dr Pawłowi Krajewskiemu za udzielenie potrzebnego wsparcia i stworzenie warunków
do przeprowadzenia badań, a tym samym powstania niniejszej dysertacji.*

*Pragnę również serdecznie podziękować za pomoc, współpracę i życzliwość
koleżankom i kolegom z Zakładu Kontroli Dawek i Wzorcowania
Centralnego Laboratorium Ochrony Radiologicznej.*

Pracę dedykuję całej mojej Rodzinie.

Spis treści

WYKAZ SKRÓTÓW STOSOWANYCH W ROZPRAWIE	9
WSTĘP	11
1.1. Cel pracy	11
1.2. Teza pracy	11
1.3. Zakres i plan pracy	12
1.4. Struktura pracy	13
1. WPROWADZENIE	15
1.1. Obecny stan wiedzy z zakresu tematyki rozprawy	15
1.2. Ziemskie tło promieniowania naturalnego (gamma promieniotwórcze)	19
1.2.1. Pochodzenia naturalnego (w tym pochodzenia kosmicznego)	19
1.2.2. Pierwiastki promieniotwórcze pochodzenia sztucznego	22
1.3. Monitoring radiacyjny środowiska	28
1.4. Aktywne detektory promieniowania gamma stosowane do monitoringu radiacyjnego środowiska	31
1.4.1. Detektory scyntylicyjne	31
1.4.2. Detektory półprzewodnikowe	33
1.5. Źródło dryftu temperaturowego detektora	35
2. MATERIAŁ	39
2.1. Rozkład Gaussa ilości zliczeń w pikie całkowitego pochłaniania energii	39
2.2. Kalibracja spektrometru promieniowania gamma	40
2.2.1. Kalibracja energetyczna	40
2.2.2. Kalibracja kształtu piky (szerokości połówkowej FWHM)	41
2.2.3. Kalibracja wydajnościowa	42
2.2.4. Liniowa kalibracja energetyczna	43
2.2.5. Określenie położenia centroidu	44
2.2.5.1. Wizualne określenie położenia centroidu	44
2.2.5.2. Analityczne określenie centroidu	45
2.2.5.3. Określenie położenia piky metodą momentów pierwszego rzędu	45
2.2.5.4. Określenie położenia piky metodą pięciu kanałów	46

2.2.5.5.	Kalibracja eksperymentalna i numeryczna	46
2.2.5.6.	Oprogramowanie Genie 2000	49
2.2.5.7.	Aplikacja polowa ISOCS	50
2.2.5.8.	Połowy wielokanałowy analizator amplitudy InSpector 2000	51
2.3.	Charakterystyka sondy z detektorem scyntylacyjnym LaBr ₃ (Ce).....	52
2.4.	Przestrzeń badawcza.....	54
2.4.1.	Źródła promieniowania jonizującego.....	54
2.4.1.1.	Certyfikowane wieloizotopowe źródło kalibracyjne	54
2.4.1.2.	Certyfikowane punktowe źródła z pojedynczym radionuklidem	56
2.4.2.	Akredytowane przestrzenie ekspozycyjne	57
2.4.2.1.	Stanowisko kalibracyjne gamma	57
2.4.2.2.	Akredytowana komora klimatyczna	59
2.4.2.3.	Wyposażenie pomiarowe	60
3.	METODY.....	65
3.1.	Metody analityczne i doświadczalne badania położenia detektora przeznaczonego do monitoringu <i>in situ</i>	65
3.1.1.	Funkcja wydajności i narzędzia analityczne do jej badania.....	66
3.1.2.	Trójwymiarowe mapy wydajności rejestracji	68
3.1.3.	Tablica współczynników funkcji wydajności	69
3.1.4.	Porównanie wielkości FEAP dla odpowiednich radionuklidów.....	70
3.2.	Metody doświadczalne i analityczne badania dryftu temperaturowego detektora przeznaczonego do monitoringu <i>in situ</i>	71
3.2.1.	Wykonanie kalibracji energetycznej i kształtu piku FWHM.....	73
3.2.2.	Wykonanie kalibracji wydajnościowej	74
3.2.3.	Wykonanie kalibracji temperaturowej	75
3.2.4.	Unfolding dryftu temperaturowego widma spektrometrycznego promieniowania gamma	75
3.2.4.1.	Dryft widma spektrometrycznego – badania numeryczne.....	75
3.2.4.2.	Dryft widma spektrometrycznego – badania doświadczalne.....	77
3.2.4.3.	Dryft widma spektrometrycznego tła promieniotwórczego.....	78

3.3. Kalibracja spektrometru gamma w jednostkach mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$	80
4. WYNIKI I ICH OMÓWIENIE	83
4.1. Wyniki stosowania symulacji numerycznych do kalibracji wydajnościowej spektrometru promieniowania gamma z detektorem $LaBr_3(Ce)$	83
4.2. Badanie usytuowania sondy względem powierzchni Ziemi.....	83
4.2.1. Badanie wydajności rejestracji fotonów emitowanych z kolistych obszarów o różnej średnicy	84
4.2.2. Trójwymiarowe mapy wydajności rejestracji fotonów	87
4.2.3. Badanie wartości IAFEPE - scałkowanej absolutnej wydajności rejestracji fotonów w pikie całkowitego pochłaniania energii	88
4.2.4. Przebieg zmienności współczynników opisujących krzywą wydajności	89
4.2.5. Pomiar radionuklidów przy usytuowaniu poziomym i pionowym	91
4.3. Dryft temperaturowy spektrometru gamma	93
4.3.1. Dryft widma	93
4.3.2. Dryft kalibracji energetycznej	96
4.3.3. Dryft temperaturowy kalibracji kształtu (FWHM - rozdzielczości)	104
4.3.4. Dryft temperaturowy kalibracji wydajnościowej.....	109
4.4. Unfolding dryftu temperaturowego widma spektrometrycznego promieniowania gamma.....	116
4.4.1. Dryft widma spektrometrycznego – badania numeryczne.....	116
4.4.2. Dryft widma spektrometrycznego – badania doświadczalne.....	122
4.5. Wyniki kalibracji spektrometru gamma w jednostce mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$	125
4.6. Analiza niepewności pomiarowej.....	128
PODSUMOWANIE I WNIOSKI	131
BIBLIOGRAFIA.....	141
SPIS RYSUNKÓW.....	153
SPIS TABEL.....	159
ZAŁĄCZNIKI.....	161

WYKAZ SKRÓTÓW STOSOWANYCH W ROZPRAWIE

ADC	(ang.: Analog to Digital Converter) przetwornik analogowo - cyfrowy
AFEPE	(ang.: Absolute Full Energy Peak Efficiency) Absolutna Wydajność w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii
BWR	(ang.: boiling water reactor) reaktor wodny wrzący
CBRNE	(ang.: Chemical Biological Radiological Nuclear Explosive) zagrożenia chemiczne, biologiczne, radiacyjne, nuklearne, wybuchowe
CLOR	Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej
DSP	(ang.: Digital Signal Processing) cyfrowe przetwarzanie sygnału
EC	(ang.: electron capture) zjawisko wychwytu elektronu
FEAP	(ang.: Full Energy Absorption Peak) Pik Całkowitego Pochłaniania Energii
FEPE	(ang.: Full Energy Peak Efficiency) Wydajność Rejestracji Fotonów w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii
FWHM	(ang.: Full Width at Half Maximum) szerokość w połowie wysokości piku
HPIC	(ang.: High Pressure Ion Chamber) wysokociśnieniowa komora jonizacyjna
HPGe	(ang.: High Purity Germanium) germanowy detektor półprzewodnikowy wysokiej czystości
IAFEPE	(ang.: Integrated Absolute Full Energy Peak Efficiency) Scałkowana Absolutna Wydajność w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii
ISOCS	(ang.: In Situ Object Counting Systems) oprogramowanie do kalibracji matematycznej w zastosowaniach polowych
LabSOCS	(ang.: Laboratory Sourceless Object Calibration Software) oprogramowanie do kalibracji matematycznej do zastosowań laboratoryjnych
LWPDiR	Laboratorium Wzorcowania Przyrządów Dozometrycznych i Radonowych
MCA	(ang.: Multichannel Analyzer) wielokanałowy analizator amplitudy
MCNP	(ang.: Monte Carlo N-particle) metody numeryczne Monte Carlo
NCh	(ang.: numerical characteristics) charakterystyka numeryczna
NDA	(ang.: nondestructive assay) badania nieniszczące
PC	(ang.: personal computer) komputer osobisty
PCA	Polskie Centrum Akredytacji
PMS	(ang.: Permanent Monitoring System) permanentny system monitoringu
PLA	(ang.: polylactic acid) materiał PLA do druku 3D

PMT	(ang.: photomultiplier tube) fotopowielacz
PWR	(ang.: pressurized water reactor) reaktor chłodzony wodą pod ciśnieniem
ROI	(ang.: Region of Interest) rejon zainteresowania w widmie spektrometrycznym
SIAFEPE	(ang.: Surface Integrated Absolute Full Energy Peak Efficiency) iloczyn IAFEPE i pola skażonej powierzchni
TLD	(ang.: thermoluminescence detector) detektory termoluminescencyjne
UAV	(ang.: unmanned aerial vehicle) bezzałogowy statek powietrzny
VBA	(ang.: Visual Basic for Application) język programowania przeznaczony do pisania makropoleczeń w aplikacjach Microsoft

WSTĘP

1.1. Cel pracy

Monitoring radiacyjny środowiska w Polsce jest prowadzony, aby kontrolować sytuację radiacyjną w przypadku awarii obiektów jądrowych znajdujących się poza granicami kraju, awarii w przemyśle, użycia broni jądrowej w konfliktach zbrojnych, działalności terrorystycznej skutkującej zniszczeniem obiektów energetyki jądrowej oraz w celu oceny sytuacji wyjściowej wobec projektowanego rozwoju energetyki jądrowej w Polsce. Monitoring radiacyjny *in situ*, a taki jest wzięty pod uwagę w pracy, obejmuje badanie zawartości pierwiastków promieniotwórczych w powietrzu i na powierzchni ziemi oraz pomiary mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$. Stacje prowadzące monitoring *in situ* oraz monitorujące $H^*(10)$ powinny zapewnić działalność autonomiczną, o wysokiej czułości, niezależną od poziomu radiacji w otaczającym je środowisku. Badanie zawartości radionuklidów w pozostałych wybranych elementach środowiska jak np. w glebie, żywności, wodzie pitnej, paszy dla zwierząt leży poza obszarem objętym niniejszą pracą.

Celem pracy jest opracowanie założeń teoretycznych dotyczących wydajności rejestracji fotonów emitowanych z radionuklidów obecnych w przyziemnej warstwie powietrza oraz na powierzchni ziemi, określenie wpływu temperatury otoczenia na kalibrację energetyczną i wydajnościową spektrometru gamma oraz na jego rozdzielczość. Na tej podstawie opracowano założenia i konstrukcje prototypowego, autonomicznego, stanowiska do monitoringu radiacyjnego środowiska w oparciu o spektrometr promieniowania gamma wyposażony w detektor $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ oraz stworzono system analityczny pozwalający natychmiastowo ocenić narażenie radiacyjne dla człowieka.

Osiągnięcie wyżej założonego celu nastąpi poprzez przeprowadzenie badań eksperymentalnych i symulacji numerycznych mających na celu zastosowanie spektrometru promieniowania gamma wyposażonego w detektor scyntylacyjny $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ do monitoringu oraz wykonanie prototypu autonomicznego stanowiska do prowadzenia permanentnego monitoringu radiacyjnego środowiska *in situ*.

1.2. Teza pracy

Sonda zaopatrzona w detektor scyntylacyjny z bromku lantanu $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ może być zastosowana do monitoringu radiacyjnego środowiska w zakresie badania zawartości

radionuklidów w otaczającym ją powietrzu i na powierzchni ziemi oraz jako miernik mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$, co pozwala skutecznie ocenić narażenia człowieka na promieniowanie jonizujące.

Potwierdzenie tej tezy nastąpi poprzez opracowanie modelu matematycznego obecności radionuklidów w środowisku w warunkach pojawienia się opadu promieniotwórczego oraz warunkach po zakończeniu opadu. Będzie to skutkowało wyznaczeniem metodami numerycznymi uniwersalnych krzywych wydajności rejestracji fotonów. Badaniem wpływu temperatury otoczenia na kalibrację energetyczną, kształtu (rozdzielczość) i kalibrację wydajnościową spektrometru oraz opracowanie metodologii rozłożenia (unfoldingu) dryftu temperaturowego na takie parametry pracy spektrometru jak jego zdolność do wykonania analiz jakościowych i ilościowych radionuklidów. Wykonanie kalibracji spektrometru do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$ i oszacowanie dokładności tej metody pozwoli na rozszerzenie możliwości funkcjonalnych spektrometru ponad jego funkcje konstytutyjne (tj. analizy jakościowe i ilościowe radionuklidów).

1.3. Zakres i plan pracy

Zakres pracy obejmuje przeprowadzenie badań charakterystyki rejestracji fotonów (energetycznej i rozdzielczości, wydajnościowej, temperaturowej) przez sondę z detektorem scyntylicyjnym $LaBr_3(Ce)$ w warunkach ekspozycji fotonami pochodzącymi z rozpadu jąder pierwiastków promieniotwórczych występujących naturalnie oraz w czasie wielkoskalowych uwolnień substancji promieniotwórczych w czasie awarii obiektów energetyki jądrowej lub wykorzystania broni jądrowej.

Nastąpi to poprzez zbadanie wpływu dryftu temperaturowego na kalibrację energetyczną i rozdzielczość, kalibrację wydajnościową oraz dzięki opracowaniu metody rozłożenia (unfoldingu).

Następstwem adaptacji sprzętowej będzie, opracowanie metodami symulacji numerycznych, uniwersalnej funkcji wydajności rejestracji fotonów emitowanych z nieskończonej płaskiej powierzchni (symulacja skażenia powierzchni ziemi). W celu oznaczania narażenia radiacyjnego od wymienianych komponentów opracowane zostaną metody rozłożenia (unfoldingu) wskazań spektrometru gamma.

Praktycznym wynikiem doświadczeń oraz symulacji numerycznych będzie opracowanie prototypu autonomicznej stacji monitoringu radiacyjnego środowiska badającej

zawartość radionuklidów w przyziemnej warstwie powietrza i na powierzchni ziemi oraz określenie warunków jej przyłączenia do krajowej sieci monitoringu radiacyjnego w Polsce.

Opracowane zostaną narzędzia rozszerzające funkcjonalność spektrometru promieniowania gamma ponad badania jakościowe i ilościowe radionuklidów o pomiar wartości operacyjnej jaką jest moc przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$. Nastąpi to poprzez przeprowadzenie kalibracji częstości zliczeń w polu pod pikiem całkowitego pochłaniania energii w jednostkach mocy przestrzennego równoważnika dawki. Spowoduje to radykalne zwiększenie wrażliwości urządzenia monitorującego na zmianę warunków radiacyjnych bowiem wzrost mocy dawki promieniowania jonizującego wyrażonej przez wzrost mocy przestrzennego równoważnika dawki jest wysoko czułym parametrem wskazującym na wzrost narażenia radiacyjnego.

1.4. Struktura pracy

Niniejsza rozprawa doktorska została podzielona na sześć rozdziałów (w tym WSTĘP oraz PODSUMOWANIE I WNIOSKI). Wstęp stanowi opis celu i sformułowanie tezy pracy oraz zakresu i planu dysertacji.

Pierwszy rozdział zawiera wprowadzenie do tematyki rozprawy na podstawie przeglądu literaturowego zgodnie z obecnym stanem wiedzy. W rozdziale tym opisano również pochodzenie ziemskiego tła promieniowania naturalnego oraz sposoby monitoringu radiacyjnego środowiska z wykorzystaniem aktywnych detektorów promieniowania gamma, których zasada działania została szczegółowo opisana. Przedstawiono zjawisko dryftu temperaturowego spektrometru promieniowania gamma.

Drugi rozdział zawiera użyty do badań materiał, czyli zastosowane do wykonania obliczeń narzędzia matematyczne, opis charakterystyki sondy z detektorem scyntylacyjnym $LaBr_3(Ce)$ oraz wykorzystaną do pomiarów przestrzeń badawczą.

Rozdział trzeci zawiera opis stosowanych do badań metod doświadczalnych oraz numerycznych jak również autorskich narzędzi analitycznych wykorzystanych do badania wydajności rejestracji fotonów.

W rozdziale czwarty przedstawiono wyniki z wykonanych badań numerycznych i doświadczalnych wraz z ich omówieniem.

W ostatnim rozdziale podsumowano otrzymane wyniki przeprowadzonych badań oraz sformułowano odpowiedź na postawione w tezie pytanie. Przedstawiono wnioski z wykonanej pracy.

1. WPROWADZENIE

1.1. Obecny stan wiedzy z zakresu tematyki rozprawy

Promieniowanie gamma jest przenikliwym promieniowaniem jonizującym (pośrednio) pochodzącym ze źródeł naturalnych i sztucznych. Poszczególne radionuklidy emitują promieniowanie gamma o ściśle określonych energiach, które są charakterystyczne dla danego pierwiastka promieniotwórczego. Pomiary promieniowania gamma są przeprowadzane z samolotów, pojazdów terenowych, pieszo, a także w odwiertach, na dnie morza oraz w wyspecjalizowanych laboratoriach stacjonarnych. Pomiary promieniowania gamma pochodzącego z powietrza atmosferycznego oraz z powierzchni ziemi obejmują olbrzymie obszary. Umożliwia to opracowanie regionalnych i krajowych map radiometrycznych. Standaryzowane mapy lądowe stężenia pierwiastków promieniotwórczych można ujednoczyć i porównać identyfikując w ten sposób ogólne tendencje, w ich regionalnym rozmieszczeniu oraz dokonać na tej podstawie oceny narażenia radiacyjnego na danym obszarze. Wprawdzie metoda pomiaru promieniowania gamma została pierwotnie opracowana dla nauk o Ziemi, jest obecnie z powodzeniem stosowana jako monitoring radiacyjny środowiska wokół obiektów jądrowych oraz w przypadku sytuacji awarii jądrowych do mapowania (pomiaru) skażeń z opadu promieniotwórczego jak również do lokalizacji niekontrolowanych i utraconych źródeł promieniotwórczych.

W ciągu ostatnich dekad nastąpiło kilka istotnych zmian zarówno w oprzyrządowaniu jak i metodologii pomiarowej. Nowoczesne spektrometry posiadają obecnie automatyczną stabilizację parametrów detektora. Zwiększenie możliwości sprzętu komputerowego spowodowało wdrożenie statystycznej redukcji szumów i komputerowego przetwarzania danych. Opracowano również nowe metody wizualizacji danych pomiarowych. Te ulepszenia znacznie zwiększyły ilość przydatnych informacji, które można wydobyć z danych spektrometrycznych. Zastosowanie nowoczesnego komputerowego przetwarzania danych umożliwiło również wprowadzenie nowych metody interpretacji wyników i osiągnięcie większej niezawodności i jakości wykonywanych pomiarów [1].

Spektrometria promieniowania gamma jest dobrze znaną metodą identyfikacji i oznaczania ilościowego radionuklidów emitujących promieniowanie gamma w warunkach laboratoryjnych oraz w terenie *in situ*. Wykorzystanie spektrometrii promieniowania gamma jako narzędzia do mapowania stężeń pierwiastków promieniotwórczych znalazło powszechną akceptację w różnych dziedzinach nauki. Metoda ta ewoluowała przez kilkadziesiąt lat i nadal

jest rozwijana. Spektrometria gamma w kontrolowanym środowisku laboratoryjnym jest standardowym sposobem identyfikacji i pomiaru aktywności radionuklidów obecnych w próbce. Z drugiej strony, pomiary *in situ* są preferowane w celu scharakteryzowania większego obszaru, zwłaszcza w celu uniknięcia żmudnego procesu zbierania wielu próbek, który może być kosztowny i czasochłonny, a także niereprezentatywny [2, 3]. Obecnie na rynku światowym dostępne są różne typy detektorów do spektrometrii promieniowania gamma. Wśród nich preferowany jest germanowy detektor półprzewodnikowy wysokiej czystości (HPGe – ang.: High Purity Germanium) ze względu na wysoką rozdzielczość energetyczną (zdolność rozdzielczą) i wydajność detekcji. Jednak detektor HPGe wymaga systemu chłodzenia, a detektor o wysokiej wydajności jest kosztowny (nawet powyżej 1 mln zł). Takie ograniczenie (system chłodzenia i cena) detektora HPGe może ograniczyć jego zastosowanie do masowych pomiarów *in situ* [4]. Z drugiej strony nieorganiczne detektory scyntylicyjne, takie jak NaI(Tl), LaBr₃(Ce), nie wymagają systemu chłodzenia i potrzebują stosunkowo krótkiego czasu zliczania, dzięki ich wyższej niż w przypadku HPGe wydajności detekcji [5]. Jednak mają one również pewne ograniczenia, takie jak niższa rozdzielczość oraz zależność od temperatury (dryft), która wpływa niekorzystnie na kalibrację energetyczną.

Sonda zaopatrzona w detektor scyntylicyjny z bromku lantanu LaBr₃(Ce) charakteryzuje się lepszymi właściwościami niż powszechnie stosowana sonda z detektorem NaI(Tl). Są to lepsza rozdzielczość energetyczna oraz porównywalna wydajność [6]. Ma jednak również pewne ograniczenia, takie jak aktywność wewnętrzna ze względu na obecność długożyciowych pierwiastków promieniotwórczych lantanu (¹³⁸La) i aktynu (²²⁷Ac) oraz wyższą cenę w porównaniu z NaI(Tl). Wysoka cena sondy z detektorem LaBr₃(Ce) jest pochodną skomplikowanego procesu ich produkcji [7, 8, 9, 10]. Aktywność wewnętrzna detektora LaBr₃(Ce) jest głównym ograniczeniem w przypadku jego wykorzystania w monitoringu radiacyjnym środowiska, szczególnie dla próbek o niskiej aktywności, gdy szybkość zliczania próbki jest mniejsza niż szybkość zliczania wewnętrznej aktywności detektora. Jednak w takim przypadku przydatne jest automatyczne odejmowanie widma tła promieniotwórczego od widm mierzonych. Z drugiej strony możliwe jest stosowanie przenośnego spektrometru z detektorem LaBr₃(Ce) ze względu na jego wysoką skuteczność wykrywania. Taki przenośny detektor scyntylicyjny może być preferowaną opcją dla spektrometrii gamma w takich przypadkach, jak pomiary w otworze wiertniczym [11, 12], do określenia charakterystyk skażonych miejsc [13, 14, 15], w środowisku morskim [16], do monitoring w elektrowniach jądrowych [17, 18] oraz w bezzałogowych statkach powietrznych (UAV- ang.: unmanned aerial vehicle) do monitoringu promieniowania [19].

Znajomość wydajności rejestracji fotonów w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii (FEPE – ang.: Full Energy Peak Efficiency) dla energii będącej przedmiotem zainteresowania jest wymagana do wykonania analizy ilościowej, czyli obliczenia stężenia aktywności radionuklidów w próbce. FEPE można określić eksperymentalnie (doświadczalnie), jak również matematycznie. Eksperymentalne oznaczenie FEPE, zwane kalibracją wydajnościową z użyciem źródła kalibracyjnego, wymaga użycia materiałów odniesienia o znanej aktywności i identycznej geometrii jak próbka do pomiaru [20, 21, 22, 23]. Geometria próbki obejmuje jej kształt, gęstość, skład atomowy, jednorodność oraz naczynie jeśli jest konieczne do pomiaru. Wykonywanie kalibracji eksperymentalnych jest kosztowne i trudne, ponieważ geometria źródła i warunki pomiaru mogą się bardzo różnić, zwłaszcza w przypadku pomiarów *in situ* [24, 25]. Skuteczną alternatywą dla kalibracji wydajnościowej metodami eksperymentalnymi są symulacje numeryczne metodami Monte Carlo (MCNP – ang.: Monte Carlo N-particle) lub GEANT N [26, 27, 28]. Niemożliwy byłoby rozwój i wkroczenie spektrometrii promieniowania gamma na nowe obszary nauki, które do tej pory nie były badane, gdyby nie rozwój charakterystyk numerycznych detektorów oraz narzędzi programistycznych dających możliwość projektowania i analizowania stosowanych geometrii pomiarowych.

Metody Monte Carlo są często stosowane do kalibracji i analizy wydajności detektora promieniowania jonizującego [29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36]. Można je z powodzeniem wykorzystać do obliczenia wydajności detektora dla szerokiej gamy geometrii i rozmieszczenia źródeł promieniotwórczych, które są trudne do wykonania eksperymentalnie [37]. Istnieje kilka kodów komputerowych, które można wykorzystać do symulacji Monte Carlo, takich jak MCNP6 [38], GEANT4 [39], PENELOPE [40], FLUKA [41], EGS5 [42], itp. Te kody komputerowe mogą symulować transport promieniowania i procesy interakcji fotonów i elektronów w dowolnym materiale [43, 44, 45]. Na rynku dostępne jest również oprogramowanie do numerycznej symulacji detektorów gamma, takie jak LabSOCS [46], ISOCS [47], ANGLE [48].

Model detektora używany w symulacji Monte Carlo powinien odzwierciedlać możliwie dokładnie charakterystykę rzeczywistego detektora w celu uzyskania miarodajnych wartości FEPE. Wiarygodny model detektora można uzyskać poprzez optymalizację jego parametrów na podstawie zmierzonych wydajności wzorców kalibrowanych (źródeł kalibracyjnych) w warunkach laboratoryjnych, z którymi porównywane są wyliczone wydajności. W warunkach laboratoryjnych źródła są zawsze bliżej detektora niż w pomiarach *in situ*. Powoduje, to że model układu pomiarowego, w tym sam detektor, jest bardziej czuły na zmianę wartości opisujących go parametrów. Zoptymalizowany model detektora można następnie

zweryfikować, mierząc dodatkowe wzorce kalibracyjne, które nie zostały użyte w procesie optymalizacji. Można oczekiwać, że taka procedura, jeśli zostanie przeprowadzona prawidłowo zapewni, że model detektora będzie odpowiedni do obliczeń wydajności w geometriach pomiarowych *in situ*.

W publikacji [29] autorzy uzyskali dobrą zgodność między eksperymentami, a symulacjami numerycznymi Monte Carlo przy użyciu kodu GEANT4 do kalibracji wydajności cylindrycznego detektora $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ o wymiarach $25,4 \times 25,4$ mm przy użyciu skalibrowanych źródeł punktowych cezu (^{137}Cs) i kobaltu (^{60}Co). Model detektora $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ o wymiarach $50,8 \times 50,8$ mm został zweryfikowany przy użyciu dwóch różnych kodów numerycznych opartych na metodzie Monte Carlo: EGS5 w pracy [49] oraz MCNP w przez autorów publikacji [9]. Symulowane wydajności różnią się od 10 % do 20 % między dwoma kodami w zależności od energii gamma. W artykule [50] autorzy przeanalizowali wpływ różnych parametrów symulacji na określenie pełnej wydajności energetycznej detektora HPGe. Zalecili, aby parametry symulacji (np. szerokość przedziału energii, energia odcięcia dla fotonów i elektronów, górna i dolna granica przedziału pików) były starannie dobierane, aby uzyskać poprawne wyniki i zoptymalizować szybkość symulacji. Nieprawidłowy parametr symulacji może prowadzić do nierealistycznego modelu detektora. Mogą jednak występować pewne różnice w symulowanych wynikach między różnymi kodami numerycznymi opartymi na różnych bibliotekach jądrowych i różnych założeniach dotyczących stosowanych modeli wykorzystywanych przez kody symulacyjne [43].

Opracowanie modelu numerycznego detektora może być wyzwaniem w przypadku niewystarczających informacji o kryształach detektora i jego obudowie. W takim przypadku nieznanne parametry detektora można zoptymalizować porównując symulację numeryczną Monte Carlo i wyliczoną eksperymentalną wydajnością detektora [24, 51, 52]. Ponieważ symulowana wydajność detektora zależy od wielu parametrów, konieczne jest wykonanie walidacji modelu detektora przy użyciu różnych kodów numerycznych. Ponadto konieczne jest również zweryfikowanie modelu detektora przy użyciu różnych typów źródeł, takich jak źródła punktowe i źródła powierzchniowe, a także dla różnych energii. W publikacji [53] autorzy stwierdzili większą rozbieżność dla powierzchniowych źródeł niż dla źródeł punktowych między wydajnością eksperymentalną, a symulowaną dla detektora HPGe. Obecnie istnieją komercyjnie dostępne metody szacowania m.in. wydajności rejestracji fotonów przez detektory, które dają precyzyjne rezultaty.

1.2. Ziemskie tło promieniowania naturalnego (gamma promieniotwórcze)

1.2.1. Pochodzenia naturalnego (w tym pochodzenia kosmicznego)

Promieniowanie jonizujące jest zjawiskiem występującym w środowisku i otoczeniu człowieka od zawsze. Jego obecność nie może być wyeliminowana, a jedynie ograniczona. Wynika z tego, że człowiek nie ma wpływu na zawartość naturalnych radionuklidów w skorupie ziemskiej, poziom promieniowania kosmicznego, czy też zawartość pierwiastków promieniotwórczych w swoim ciele [54].

Znamy 117 pierwiastków i około 3000 pierwiastków promieniotwórczych. W środowisku występuje: około 15 radionuklidów pochodzenia kosmicznego. 81 pierwiastków posiada 260 trwałych (stabilnych) nuklidów. 29 radionuklidów uznaje się za „starszych niż Świat”. 45 radionuklidów należy do naturalnych szeregów promieniotwórczych toru (^{232}Th) i izotopów uranu (^{235}U oraz ^{238}U).

Pierwiastki promieniotwórcze pochodzenia naturalnego (pierwotnego) istniejące od chwili powstania Ziemi. Charakteryzują się one w dużej mierze, okresem (czasem) połowicznego rozpadu $T_{1/2}$ porównywalnym z wiekiem Ziemi, to jest około $4,6 \times 10^9$ lat. Radionuklidy znajdujące się w skorupie Ziemi powodują ekspozycje żyjących na powierzchni ziemi organizmów, głównie poprzez promieniowanie gamma. Promienie beta i alfa są w większości pochłaniane.

Do najważniejszych pierwiastków pierwotnych należą te, które tworzą naturalne szeregi promieniotwórcze zaczynające się od uranu (^{235}U , ^{238}U) oraz toru (^{232}Th), powstające w wyniku kolejnych przemian alfa i beta. Ich przemianom towarzyszy promieniowanie gamma. Do radionuklidów pierwotnych zalicza się również potas (^{40}K) występujący w ilości 0,0117 % w naturalnym potasie oraz rad (^{226}Ra), który jest uważany za najniebezpieczniejszy naturalny pierwiastek promieniotwórczy. W Polsce radionuklidy te powodują narażenie radiacyjne, od promieniowania gamma, wynoszące około 0,80 mSv na rok, co stanowi 9 % całkowitej dawki skutecznej (efektywnej) od źródeł naturalnych.

Kolejną istotną składową, mającą największy udział w narażeniu od źródeł naturalnych jest promieniotwórczy gaz szlachetny radon (^{222}Rn) i produkty jego rozpadu, który jest pochodną rozpadu radu (^{226}Ra). Statystyczny mieszkaniec Polski otrzymuje od radonu dawkę efektywną wynoszącą około 1,2 mSv na rok. Do rocznej dawki skutecznej (efektywnej) wlicza się również promieniowanie pochodzące z naturalnych radionuklidów wchodzących w skład ciała człowieka. Wartość ta wynosi 0,001 mSv na rok [54].

Tabela 1 przedstawia najważniejsze dane dla wybranych pierwiastków promieniotwórczych pochodzenia naturalnego.

Tab. 1. Pierwiastki promieniotwórcze pochodzenia naturalnego

Pierwiastek	Czas połowicznego rozpadu w latach	Rodzaj rozpadów
^{238}U	$4,468 \pm 0,003 \times 10^9$	α
^{235}U	$7,04 \pm 0,01 \times 10^8$	α
^{232}Th	$14,0 \pm 0,1 \times 10^{10}$	α
^{40}K	$1,248 \pm 0,003 \times 10^9$	β^- (90%)
^{226}Ra	$1,6 \pm 0,007 \times 10^3$	α
^{187}Re	$4,33 \pm 0,07 \times 10^{10}$	β^-
^{87}Rb	$4,97 \pm 0,03 \times 10^{10}$	β^-
^{138}La	$1,03 \pm 0,01 \times 10^{11}$	β^-

Źródło: opracowanie własne na podstawie [55]

Do narażenia od źródeł naturalnych wlicza się również promieniowanie kosmiczne, czyli pierwiastki pochodzenia kosmicznego powstające m.in. w wyniku reakcji spalacyjnych i transmutacyjnych wywoływanych przez protony i neutrony z jądrami pierwiastków obecnych w atmosferze. Spalacja to tzw. kruszenie jąder atomowych przez wysokoenergetyczne protony pochodzenia galaktycznego. W wyniku spalacji jądro tarczy ulega rozbiciu z emisją wielu neutronów. W reakcjach transmutacyjnych następuje przekształcenie jądra pierwiastka pochłaniającego neutrony w inne jądro.

Pierwiastki promieniotwórcze pochodzenia kosmicznego tworzą się w sposób ciągły w atmosferze, w wyniku oddziaływania promieniowania kosmicznego z zawartymi w niej pierwiastkami. Spośród pierwiastków kosmogenicznych, najistotniejsze to beta promieniotwórcze tryt (^3H) oraz węgiel (^{14}C). Promieniowanie gamma emituje beryl (^7Be) tworzący się w atmosferze w wyniku kruszenia cięższych jąder (spalacja) pod wpływem promieniowania kosmicznego. Jego obecność w przyziemnej warstwie atmosfery związana jest z pionowymi ruchami powietrza. Roczna dawka skuteczna (efektywna) od promieniowania kosmicznego wynosi 0,2 mSv [54].

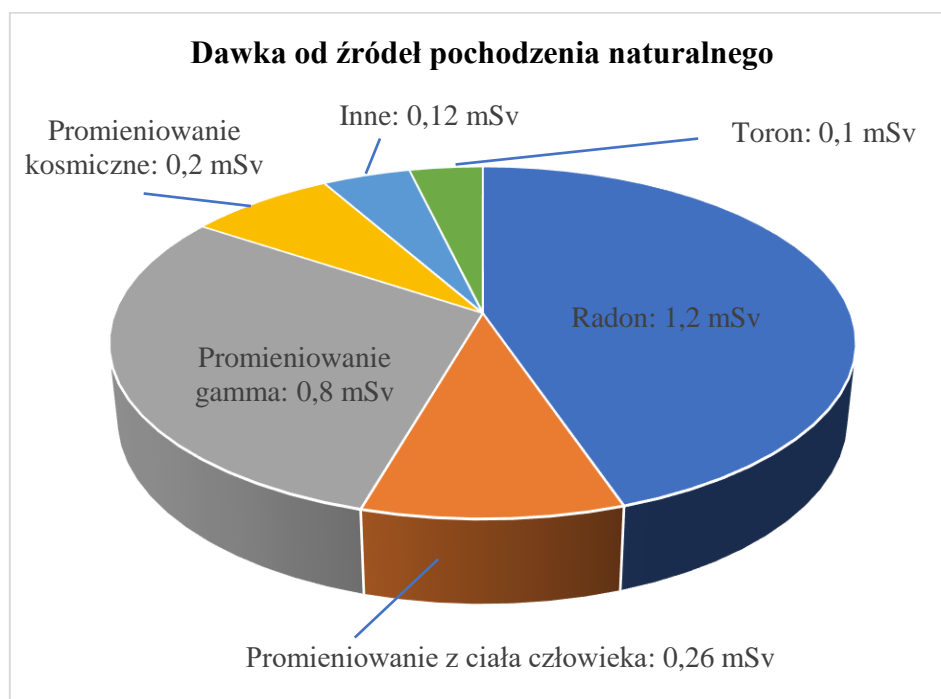
Tabela 2 przedstawia najważniejsze dane wybranych pierwiastków promieniotwórczych pochodzenia kosmicznego.

Tab. 2. Pierwiastki promieniotwórcze pochodzenia kosmicznego

Pierwiastek	Czas połowicznego rozpadu w latach	Rodzaj rozpadów
^3H	$12,32 \pm 0,02$	β^-
^{14}C	5730 ± 30	β^-
^7Be	$53,3 \pm 0,06$ dnia	γ
^{10}Be	$1,51 \pm 0,06 \times 10^6$	β^-
^{22}Na	$2,6018 \pm 0,0022$	β^-
^{26}Al	$7,17 \pm 0,24 \times 10^5$	β^+
^{36}Cl	$3,01 \pm 0,02 \times 10^5$	β^-
^{39}Ar	268 ± 8	β^-

Źródło: opracowanie własne [55]

Rysunek 1 przedstawia roczną dawkę skuteczną (efektywną) dla ludzi pochodzącą ze źródeł naturalnych. Średnia roczna dawka promieniowania jonizującego w Polsce wynosi 4,19 mSv, w tym od źródeł naturalnych około 2,68 mSv (64 %).

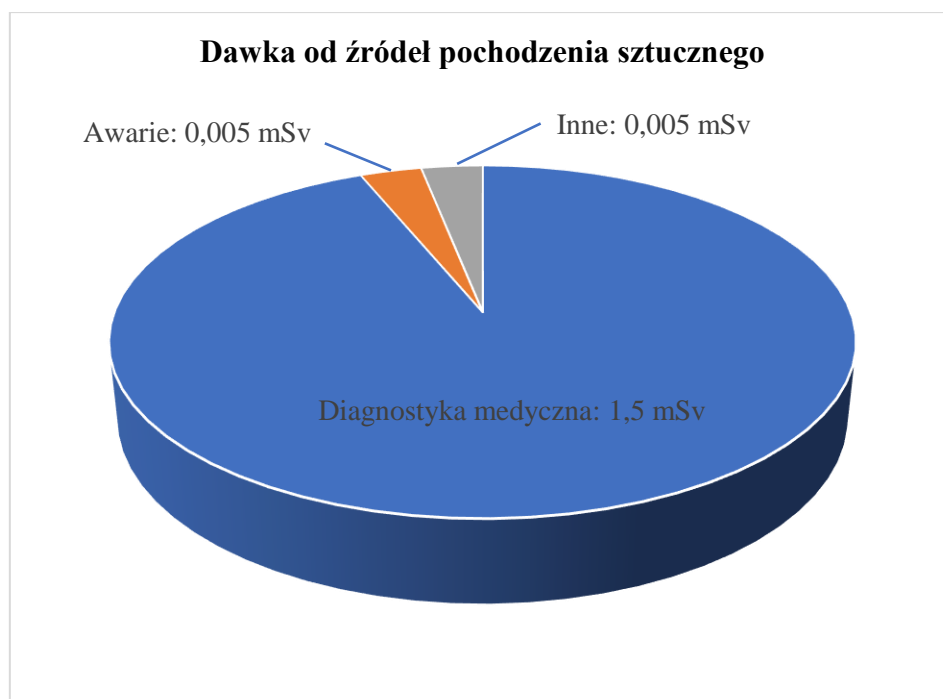


Rys. 1. Roczna dawka skuteczna (efektywna) promieniowania jonizującego otrzymywana przez ludność Polski od źródeł pochodzenia naturalnego

Źródło: opracowanie własne na podstawie [54]

1.2.2. Pierwiastki promieniotwórcze pochodzenia sztucznego

Do narażenia od źródeł sztucznych zalicza się diagnostykę medyczną, awarie jądrowe oraz narażenie sklasyfikowane jako „inne”. Sumaryczna roczna dawka od źródeł sztucznych wynosi 1,51 mSv, co stanowi (36 %) całkowitej dawki skutecznej (efektywnej) otrzymanej przez statystycznego mieszkańca Polski. Rysunek 2 przedstawia roczną dawkę od źródeł sztucznych w Polsce.



Rys. 2. Roczna dawka skuteczna (efektywna) promieniowania jonizującego otrzymywana przez ludność Polski od źródeł pochodzenia sztucznego

Źródło: opracowanie własne na podstawie [54]

Pierwiastki promieniotwórcze antropogeniczne, powstałe w wyniku działalności ludzi, emitujące promieniowanie gamma, to głównie cez (^{137}Cs) będący produktem reakcji rozszczepienia. Powstawał w trakcie próbnych wybuchów jądrowych. Próby tego typu miały miejsce od drugiej wojny światowej do lat osiemdziesiątych XX wieku, z nasileniem w latach 1963 – 1964. Wprowadzone do stratosfery pierwiastki promieniotwórcze opadały stopniowo na powierzchnię Ziemi stanowiąc tzw. globalny opad promieniotwórczy. Do zwiększenia liczby pierwiastków promieniotwórczych pochodzenia sztucznego przyczyniły się również awarie reaktorów jądrowych, w wyniku których nastąpiło uwolnienie radionuklidów do atmosfery. Na szczególną uwagę zasługują te, które wydarzyły się w Windscale, Three Mile Island-2, Czarnobylskiej Elektrowni Jądrowej oraz ostatni incydent w Fukushima.

Awaria w Windscale miała miejsce 10 października 1957 roku w wyniku przegrzania i poważnego uszkodzenia reaktora. Był to obiekt wojskowy, w którym wyrabiano paliwo jądrowe w celu produkcji plutonu w zakładach Aldermanson. Reaktor tego typu pracował na paliwie niejednorodnym. Pręty z uranu naturalnego były otoczone moderatorem grafitowym i chłodzone za pomocą powietrza w obiegu otwartym. Moc cieplna wynosiła około 6 MW. Elementy paliwowe były umieszczone w szczelnej aluminiowej obudowie co zapobiegało skażeniu reaktora oraz chłodziwa. Po przejściu przez rdzeń powietrze było wypuszczane przez komin o wysokości 100 metrów. Przyczyną awarii było przegrzanie rdzenia o około 100 °C ponad temperaturę nominalną. Tego typu procedurę stosowano rutynowo w celu usunięcia wewnętrznych naprężeń powstających w moderatorach grafitowych pod wpływem bombardowania ciężkimi jonami, jest to nagromadzenie tzw. energii Wignera [56]. Hartowanie takie powoduje wyzwolenie energii Wignera. W wyniku awarii radioaktywne substancje zostały uwolnione do atmosfery przez komin. Spowodowało to skażenie substancjami promieniotwórczymi głównie obszaru Północnej Europy.

Zagrożenie radiacyjne, w głównej mierze pochodziło od promieniotwórczego jodu (^{131}I). Obliczenia aktywności pierwiastków promieniotwórczych uwolnionych w czasie awarii i bezpośrednio po niej wykonał Loutit [57]. Natomiast Clarke [58] przeprowadził podobne obliczenia używając programu numerycznego (WEERIE) pozwalającego określić skład i aktywność pierwiastków promieniotwórczych w rdzeniu reaktora. Tabela 3 przedstawia wyniki powyższych obliczeń.

Tab. 3. Aktywność uwolnionych do atmosfery radionuklidów w wyniku awarii w Windscale

Radionuklid	Aktywność radionuklidów uwolnionych do atmosfery (Bq $\times 10^{12}$), błąd oceny $\pm 50\%$	
	wg Clarke'a	wg Loutita
^{89}Sr	$5,1 \times 10^0$	$3,0 \times 10^0$
^{90}Sr	$2,2 \times 10^{-1}$	$7,4 \times 10^{-2}$
^{106}Ru	$5,9 \times 10^0$	$3,0 \times 10^0$
^{131}I	$6,0 \times 10^2$	$7,4 \times 10^2$
^{132}T	$6,0 \times 10^2$	$4,4 \times 10^2$
^{137}Cs	$4,6 \times 10^1$	$2,2 \times 10^1$
^{144}Ce	$4,0 \times 10^0$	$3,0 \times 10^0$
^{135}Xe	$3,5 \times 10^1$	-

^{131m}Xe	$6,5 \times 10^1$	-
^{85}Kr	$5,9 \times 10^1$	-

Źródło: opracowanie własne na podstawie [57, 58]

Awaria w Three Mile Island-2 wydarzyła się 28 marca 1979 roku w amerykańskiej elektrowni jądrowej. Była to elektrownia o nominalnej mocy termicznej 2722 MW i elektrycznej 906 MW, wyposażona w reaktor chłodzony wodą pod ciśnieniem PWR (PWR – ang.: pressurized water reactor). Energia powstająca podczas rozszczepienia wydzielana była w postaci ciepła w elementach paliwowych. Rdzeń zawierał około 4000 prętów o długości 4 m i średnicy 10 mm. Awaria miała miejsce około godziny 04:00. Zapoczątkowana została w maszynowni z dala od części reaktorowej. Powodem było zatkanie rur wtórnego obiegu wody w wyniku czego wyłączyła się sekwencja automatycznego sterowania reaktorem. Na skutek kolejnej awarii zaworu zrzutowego oraz błędnego rozeznania sytuacji przez operatora doszło w konsekwencji do uszkodzenia rdzenia reaktora.

W wyniku tego skażona woda wraz z lotnymi produktami rozszczepienia wydostała się do obudowy bezpieczeństwa. Na skutek opóźnionego uszczelnienia obudowy woda z mieszaniną produktów rozszczepienia rozprowadzona została po niektórych pomieszczeniach elektrowni, a lotne produkty rozszczepienia poprzez układ wentylacyjny przedostały się do atmosfery. Skażenie środowiska nastąpiło głównie promieniotwórczymi gazami szlachetnymi i izotopami jodu. Tabela 4 przedstawia ilość uwolnionych do atmosfery radionuklidów na podstawie obliczeń Rogovina [59].

Tab. 4. Aktywność uwolnionych do atmosfery radionuklidów w wyniku awarii w Three Mile Island-2

Radionuklid	Aktywność uwolnionych do atmosfery radionuklidów (Bq), błąd oceny $\pm 50\%$
	wg Rogovina
^{88}Kr	$1,4 \times 10^{16}$
^{123}Xe	$5,8 \times 10^{16}$
^{133m}Xe	$8,3 \times 10^{15}$
^{135}Xe	$1,1 \times 10^{16}$
^{135m}Xe	$9,3 \times 10^{14}$
^{131}I	$5,6 \times 10^{11}$

Źródło: opracowanie własne na podstawie [59]

Awaria w Czarnobylu nastąpiła 26 kwietnia 1986 roku około godziny 01:24 w czwartym bloku elektrowni. Zdarzenie to miało istotny udział we wprowadzeniu pewnych ilości cezu (^{137}Cs) do atmosfery. W elektrowni tej pracowały reaktory typu RBMK- 1000, były to reaktory kanałowe, grafitowo - wodne, wrzące o mocy elektrycznej 1000 MW i termicznej 3200 MW. W wyniku naruszenia zasad bezpieczeństwa przez obsługę reaktora w trakcie badań nad turbogeneratorem doszło do uszkodzenia rdzenia reaktora. Substancje promieniotwórcze wydostawały się z rdzenia reaktora od 26 kwietnia praktycznie do 6 maja. Skład ilościowy i jakościowy substancji promieniotwórczych uwalnianych w tym czasie ulegał zmianie. Wyróżnić można cztery okresy charakteryzujące uwalnianie substancji promieniotwórczych z uszkodzonego rdzenia reaktora w Czarnobylskiej Elektrowni Jądrowej.

W pierwszym okresie w wyniku eksplozji nastąpiło uwolnienie rozproszonego paliwa na zewnątrz bloku. Skład substancji promieniotwórczych odpowiadał zawartości rdzenia ze zwiększonym udziałem izotopów promieniotwórczych jodu, telluru i gazów szlachetnych. W drugim okresie ilość uwalnianych radionuklidów zmniejszyła się, a ich skład izotopowy pozostawał zbliżony do zawartości rdzenia. Strumień rozgrzanego powietrza i gazowe produkty spalania grafitu wynosiły z rdzenia drobno rozproszone paliwo. W trzecim okresie nastąpił szybki wzrost intensywności uwalniania mieszaniny substancji promieniotwórczych z reaktora. W początkowej fazie nastąpiło wzmożone uwalnianie składników lotnych w szczególności jodu (^{131}I), a następnie skład substancji promieniotwórczych z powrotem zbliżył się do ich zawartości w wypalonym paliwie. W czwartym okresie tj. po 6 maja nastąpiło szybkie zmniejszanie emisji substancji promieniotwórczych, było to następstwem tzw. „pogrzebania reaktora”. Tabela 5 przedstawia charakterystyki ilościowe i jakościowe mieszaniny substancji promieniotwórczych uwalnianych z uszkodzonego reaktora [60].

Tab. 5. Aktywność radionuklidów uwolnionych do atmosfery w wyniku awarii w Czarnobylu

Radionuklidy	Aktywność radionuklidów uwolnionych do atmosfery (Bq), błąd oceny $\pm 50\%$	Stopień uwolnienia z rdzenia do 06.05.1986 r. (%)
^{133}Xe	$1,7 \times 10^{18}$	100
$^{85\text{m}}\text{Kr}$	$5,6 \times 10^{15}$	100
^{85}Kr	$3,3 \times 10^{16}$	100
^{131}I	$2,7 \times 10^{17}$	20
^{132}Te	$4,8 \times 10^{16}$	15

^{134}Cs	$7,0 \times 10^{16}$	10
^{137}Cs	$3,7 \times 10^{16}$	13
^{99}Mo	$1,1 \times 10^{17}$	2,3
^{95}Zr	$1,4 \times 10^{17}$	3,2
^{103}Ru	$1,2 \times 10^{17}$	2,9
^{106}Ru	$5,9 \times 10^{16}$	2,9
^{140}Ba	$1,6 \times 10^{17}$	5,6
^{141}Ce	$1,0 \times 10^{17}$	2,3
^{144}Ce	$8,9 \times 10^{16}$	2,8
^{89}Sr	$8,1 \times 10^{16}$	4,0
^{90}Sr	$8,1 \times 10^{15}$	4,0
^{238}Pu	$3,0 \times 10^{13}$	3,0
^{239}Pu	$2,6 \times 10^{13}$	3,0
^{240}Pu	$3,7 \times 10^{13}$	3,0
^{241}Pu	$5,2 \times 10^{15}$	3,0
^{242}Pu	$7,4 \times 10^{10}$	3,0
^{242}Cm	$7,8 \times 10^{14}$	3,0
^{239}Np	$4,4 \times 10^{16}$	3,2

Źródło: opracowanie własne na podstawie [60]

Awaria w Fukushima miała miejsce 11 marca 2011 roku około godziny 14:46 w wyniku najsilniejszego od 140 lat trzęsienia ziemi w Japonii. Hipocentrum znajdowało się pod dnem morza około 130 kilometrów na wschód od półwyspu Oshika na wyspie Honsiu. Na skutek trzęsienia powstało tsunami, które uderzyło w wybrzeża Japonii.

Elektrownia Fukushima I była wyposażona w 6 reaktorów BWR (BWR – ang.: boiling water reactor) w obudowach Mark I, o łącznej mocy 4,7 GW [61]. Elektrownia została zaprojektowana tak, aby była odporna na trzęsienia ziemi. Po wstrząsie sejsmicznym systemy zadziałały prawidłowo tj. wyłączyły reaktory, a ich chłodzenie przebiegało zgodnie z planem. Niestety w wyniku wstrząsów cała prowincja została zdewastowana, a linie energetyczne zostały zniszczone, jedynym źródłem prądu pozostały generatory awaryjne zainstalowane w elektrowni Fukushima I. Pracowały one zgodnie z planem, jednak w ślad za trzęsieniem ziemi uformowało się tsunami, czyli bardzo wysoka fala, której wysokość rosła w miarę przybliżania się do wybrzeża. Elektrownia posiadała zaprojektowane systemy, które miały

chronić przed takimi żywiołami. Jak się okazało zabezpieczenia przeciwpowodziowe elektrowni były za niskie i fala tsunami o wysokości około 15 metrów przełała się nad murami ochronnymi, zalała całą elektrownię i generatory prądu. Generatory awaryjne przestały działać, pozbawiło to zasilania elektrycznego układy w całej elektrowni, włącznie z systemami bezpieczeństwa. W wyniku czego układy chłodzenia przestały działać.

W ciągu kilku godzin woda w reaktorze nagrzała się i zaczęła wrzeć, a następnie zmieniać się w parę wodną w wyniku czego rdzenie pozostały bez chłodzenia. W końcu doszło do osuszenia rdzenia w bloku nr 1. Paliwo zaczęło się grzać i topić. W momencie, gdy paliwo osiągnęło wysokie temperatury, koszulki cyrkonowe otaczające paliwo weszły w reakcję z parą wodną i wytworzył się łatwopalny wodór, który ulotnił się do wnętrza obudowy bezpieczeństwa. Z chwilą, gdy zgromadziło się go dużo nastąpiło gwałtowne spalanie wodoru i doszło do wybuchu w bloku nr 1. Wybuch rozsadził wtórną obudowę bezpieczeństwa i uszkodził budynki wokół. Pierwotna obudowa bezpieczeństwa pozostała nieuszkodzona, ale inne bariery bezpieczeństwa były zniszczone i część produktów rozszczepienia wydostawała się z elektrowni Fukushima I. Potem nastąpiło przegrzanie dwóch kolejnych reaktorów oraz dalsze wybuchy wodoru co spowodowało kontynuację uwolnień substancji radioaktywnych do środowiska [62].

W wyniku awarii, w elektrowni jądrowej Fukushima I doszło do uwolnienia pierwiastków promieniotwórczych takich jak krypton (^{88}Kr), ksenon (^{133}Xe), jod (^{131}I), oraz cez (^{134}Cs , ^{137}Cs). Tabela 6 przedstawia charakterystyki ilościowe i jakościowe mieszaniny substancji promieniotwórczych uwolnionych w wyniku wybuchów wodoru w elektrowni Fukushima I [63].

Tab. 6. Aktywność uwolnionych do atmosfery radionuklidów w wyniku awarii elektrowni Fukushima I

Radionuklid	Aktywność radionuklidów uwolnionych do atmosfery (Bq), błąd oceny $\pm 50\%$
^{88}Kr	$1,2 \times 10^{19}$
^{133}Xe	
^{131}I	$4,0 \times 10^{17}$
^{134}Cs	$2,0 \times 10^{16}$
^{137}Cs	

Źródło: opracowanie własne na podstawie [63]

1.3. Monitoring radiacyjny środowiska

Monitoring radiacyjny środowiska prowadzony jest w celu oceny sytuacji radiacyjnej w wyniku wielkoskalowych uwolnień substancji promieniotwórczych do środowiska w czasie awarii obiektów jądrowych, awarii w przemyśle i użycia broni jądrowej oraz działalności terrorystycznej prowadzącej do rozproszenia substancji promieniotwórczych. Monitoring ma na celu również ocenę sytuacji wyjściowej wobec projektowanego rozwoju energetyki jądrowej w Polsce, czyli planowanego powstania pierwszej polskiej elektrowni jądrowej. Na terenie Polski prowadzony jest stały monitoring mocy dawki promieniowania gamma oraz pomiarów zawartości pierwiastków promieniotwórczych w środowisku i produktach spożywczych. System monitoringu funkcjonuje 24 godziny na dobę 7 dni w tygodniu. Dzięki temu można na bieżąco śledzić sytuację radiacyjną na terenie kraju i prowadzić wczesne wykrywanie potencjalnych zagrożeń [54].

Monitoring radiacyjny *in situ* środowiska obejmuje:

- permanentne badanie zawartości radionuklidów w powietrzu i na powierzchni Ziemi, wokół (stacjonarnego, autonomicznego) stanowiska pomiarowego,
- pomiary i ocenę wartości mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$ w jednostce ($\mu\text{Sv/h}$).

Monitoring wybranych elementów środowiska obejmuje:

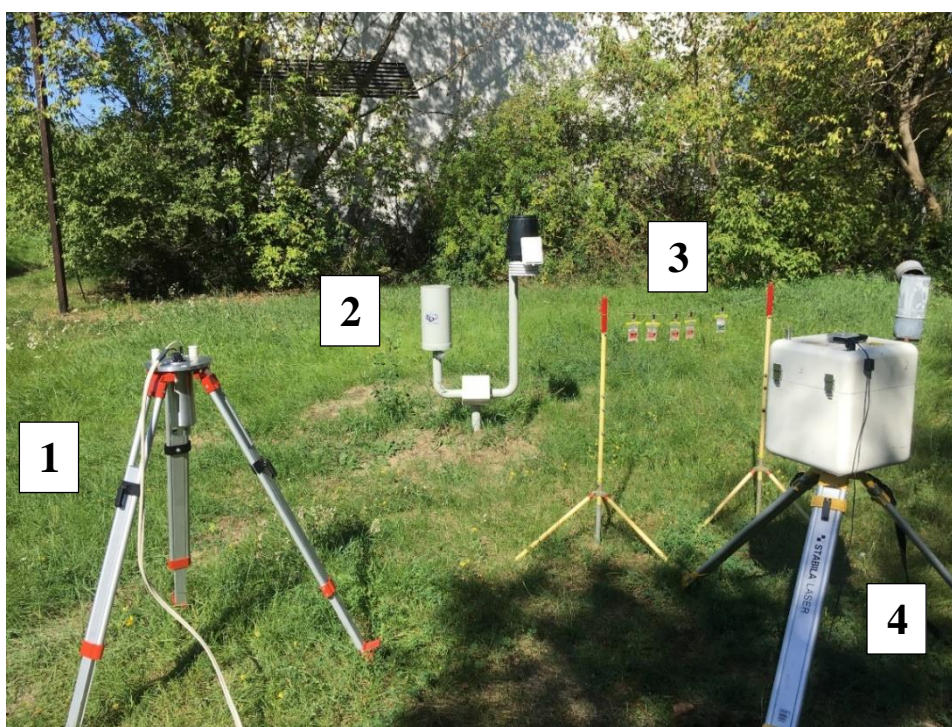
- badanie zawartości radionuklidów w glebie, żywności, wodzie pitnej oraz paszy dla zwierząt.

Monitoring radiacyjny powinien dostarczyć wiarygodne dane do CEZAR (Centrum do spraw Zdarzeń Radiacyjnych) dla Krajowego Punktu Kontaktowego MAEA (Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej) o działalności zaradczej (interwencyjnej) takiej jak:

- ewakuacja (gdy w ciągu 7 dni dawka skuteczna osiągnie 100 mSv) i stałe wysiedlenie (gdy w ciągu całego życia dawka skuteczna osiągnie 1 Sv) lub czasowe przesiedlenie ludności (gdy w ciągu 30 dni dawka skuteczna osiągnie 30 mSv),
- nakaz pozostania w pomieszczeniach zamkniętych (gdy w ciągu 2 dni dawka skuteczna co najmniej przekroczy 10 mSv),
- podawanie tabletek ze stabilnym jodem (gdy dawka pochłonięta na tarczycę co najmniej przekroczy 100 mGy),

- zakaz lub ograniczenie spożywania skażonej żywności i wody pitnej (środki spożywcze do karmienia niemowląt, zboża, mleka, grzybów, warzyw, ryb, itd.),
- zakaz lub częściowe ograniczenie żywienia zwierząt skażonymi pokarmami oraz wypasu [64].

Z takich też powodów stacje monitorujące środowisko powinny zapewnić działalność autonomiczną o wysokiej czułości, niezależną od poziomu radiacji i warunków środowiskowych. Rysunek 3 przedstawia aktualnie stosowane metody sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska w Polsce i na Świecie.



Rys. 3. Metody sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska w Polsce i na Świecie

Źródło: opracowanie własne

Od lewej z numerem (1) przedstawiono sondę scyntylicyjną z detektorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, która jest przedmiotem badań w niniejszej pracy. Z numerem (2) przedstawiono stację PMS (PMS – ang. Permanent Monitoring Station) wyposażoną w sondę scyntylicyjną $\text{NaI}(\text{Tl})$ służącą do pomiarów spektrometrycznych oraz licznik Geigera-Müllera mierzący moc dawki promieniowania jonizującego należące do krajowego systemu monitoringu radiacyjnego środowiska wykorzystywane przez CEZAR Państwowej Agencji Atomistyki. Numerem (3) oznaczono detektory pasywne termoluminescencyjne dawkomierze (TLD), które są wykorzystywane do pomiarów środowiskowych promieniowania jonizującego. CLOR posiada

akredytację PCA (Polskiego Centrum Akredytacji) na stosowanie tej metody. Istotnym ograniczeniem jest to, że pomiar prowadzi się przez kwartał, a dopiero po tym okresie dokonuje odczytu zmierzonej dawki promieniowania jonizującego. Numerem (4) oznaczono wysokociśnieniową komorę jonizacyjną, która charakteryzuje się wysoką czułością i można za jej pomocą prowadzić całodobowe pomiary mocy dawki promieniowania jonizującego.

PAA bierze udział w międzynarodowej wymianie danych pochodzących z monitoringu radiacyjnego środowiska. CEZAR w ramach realizacji postanowień Art. 36 Traktatu EUROATOM przygotowuje i udostępnia dane z monitoringu radiacyjnego prowadzonego w Polsce jak również otrzymuje i analizuje dane o sytuacji radiacyjnej w innych krajach [54].

Jedną z obecnie szeroko stosowanych metod sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska na Świecie są mobilne laboratoria CBRNE (CBRNE ang.: chemical, biological, radiological, nuclear, explosives). Ich zadaniem jest analiza zagrożeń chemicznych, biologicznych, radiologicznych, nuklearnych oraz wybuchów. Eliminacja tego typu zagrożeń jest poważnym problemem nawet w czasie pokoju, a tym bardziej w przypadku aktualnie toczących się konfliktów zbrojnych tuż przy granicy Polski. Rysunek 4 przedstawia mobilne laboratorium CBRNE zabudowane na naczepach z ciągnikami siodłowymi, które są w posiadaniu Państwowej Straży Pożarnej w Warszawie oraz Poznaniu. Są to najnowocześniejsze i najbardziej zaawansowane technologicznie pojazdy tego typu w całej Europie [65].



Rys. 4. Mobilne laboratorium CBRNE służące do sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska w Polsce
Źródło: opracowanie na podstawie [65]

1.4. Aktywne detektory promieniowania gamma stosowane do monitoringu radiacyjnego środowiska

1.4.1. Detektory scyntylacyjne

Detektory scyntylacyjne wykorzystują zjawisko rejestracji błysków świetlnych wywołanych w materiale zwanym scyntylatorem przez przechodzące promieniowanie jonizujące. Błyski te nazywane są scyntylacjami. Zjawisko to polega na emisji części energii traconej przez promieniowanie w materii w postaci kwantów energii z zakresu widzialnego lub nadfioletowego widma promieniowania elektromagnetycznego. Powstanie błysku świetlnego nazywane jest również luminescencją.

Luminescencja może przejawiać się jako fluorescencja lub fosforescencja. Zjawisko fluorescencji tzw. szybkiej luminescencji zachodzi, jeżeli wzbudzony atom powraca do stanu podstawowego po czasie określonym jedynie przez fluktuacje statystyczne. Natomiast fosforescencja tzw. opóźniona luminescencja zachodzi, jeżeli bezpośrednie przejście ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego jest wzbronione, to stan wzbudzony jest stanem metastabilnym i przejście do stanu podstawowego odbywa się poprzez wyższy energetycznie stan, z którego przejście do stanu podstawowego nie jest wzbronione [66].

Detektory scyntylacyjne w zależności od zastosowanego do ich budowy scyntylatora można podzielić na kryształy nieorganiczne, organiczne, a ze względu na stan skupienia na stałe, ciekłe i gazowe. Sonda wyposażona w detektor scyntylacyjny z bromku lantanu aktywowanego cerem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, która jest przedmiotem badań w tej pracy ze względu na użyty do jej budowy scyntylator należy do grupy stałych kryształów nieorganicznych. Rysunek 5 przedstawia sondę scyntylacyjną z detektorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.



Rys. 5. Sonda z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$

Źródło: opracowanie własne

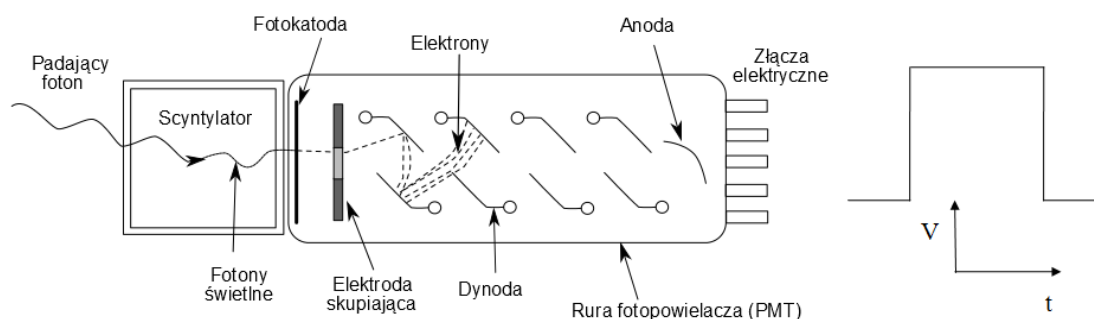
W przypadku spektrometrii gamma, w której istotnymi parametrami są wysoka energetyczna zdolność rozdzielcza oraz wydajność rejestracji fotonów stosuje się detektory ze scyntylatorami typu $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, $\text{NaI}(\text{Tl})$ oraz $\text{CsI}(\text{Na})$.

W kryształach nieorganicznych elektrony mogą się znajdować tylko w określonych stanach energetycznych tworzących pasma, w których zakłada się wzbronioną przerwę energetyczną pomiędzy pasmem walencyjnym, a pasmem przewodzenia. W stanie naturalnym elektrony wypełniają pasma walencyjne (o najniższej energii). W wyniku oddziaływania promieniowania jonizującego elektrony mogą być wzbudzone do pasma przewodnictwa, wtedy w paśmie walencyjnym pozostawiają za sobą dodatnio naładowaną „dziurę”. Para elektron-dziura tzw. ekscyton ulega rekombinacji. Z racji tego, że ekscyton posiada energię to może on przemieszczać się we wnętrzu kryształu. W przypadku rzeczywistego kryształu zawsze występują pewne niedoskonałości i zanieczyszczenia sieci krystalicznej pochodzące od tzw. aktywatorów, w wyniku czego tworzą się dodatkowe lokalne poziomy energetyczne w obszarze wzbronionej przerwy energetycznej, które mogą działać jak pułapki na błądzący ekscyton. Powrót elektronu do pasma walencyjnego (podstawowego) powoduje emisję (fotonu) kwantu promieniowania [67, 68].

Do zliczenia błysków świetlnych (scyntytacji) wykorzystuje się fotopowielacze, które jednocześnie zwielokrotniają ich ilość. Fotopowielacz jest urządzenie, które zmienia strumień fotonów na impulsy elektryczne [67, 68]. Zbudowany jest z katody (fotokatody), układu elektrod i dynod oraz anody, które są zamknięte w próżniowej bańce wykonanej ze szkła. Próżnia jest konieczna, aby elektrony miały możliwość się w niej swobodnie poruszać. Zasadę działania całego układu można opisać następująco. Foton promieniowania gamma lub cząstka jonizująca wpadająca do scyntylatora wywołuje w nim zjawisko scyntytacji. Fotony tego światła padają na fotokatodę wybijają z jej powierzchni fotoelektrony. Następnie każdy fotoelektron jest przyśpieszany w polu elektrycznym i przy pomocy specjalnych elektrod skupiających kierowany na pierwszą z tzw. dynod fotopowielacza. Uderzając w jej powierzchnię wybija z niej kilka elektronów wtórnych. Każdy z tych elektronów wyzwala następne elektrony z powierzchni kolejnych dynod znajdujących się na coraz to wyższych potencjałach dodatnich. W wyniku takiego procesu powielania (mnożenia) elektronów ich liczba zwiększa się lawinowo, współczynnik wzmocnienia może wynosić nawet 10^8 . Aby możliwie duża liczba fotonów światła, generowanych w scyntylatorze dotarła do powierzchni fotokatody łączy się te elementy bezpośrednio ze sobą, a na przylegające powierzchnie stosuje się cienką warstwę oleju silikonowego, który zapewnia dobry kontakt optyczny. Zwielokrotniony w fotopowielaczu strumień elektronów dociera do anody zbiorczej dając

w obwodzie fotopowielacza impuls prądu, który jest rejestrowany na wielokanałowym analizatorze amplitudy, a następnie wizualizowany w dedykowanym oprogramowaniu w postaci widma spektrometrycznego.

W fotopowielaczu oprócz rzeczywistego sygnału tworzą się również szумы. Głównym szumem jest tzw. prąd ciemny, który generowany jest przez elektrony emitowane z fotokatody i pierwszych dynod w wyniku efektu termoelektrycznego. Prąd ten jest spowodowany wpływem na powierzchni materiału izolacyjnego. Składowe prądu ciemnego są zależne od temperatury oraz od przyłożonego napięcia do fotopowielacza [66, 67, 68]. Rysunek 6 przedstawia schematycznie detektor scyntylacyjny wraz z fotopowielaczem.



Rys. 6. Schemat budowy detektora scyntylacyjnego wraz z fotopowielaczem

Źródło: opracowanie na podstawie [69]

1.4.2. Detektory półprzewodnikowe

Detektory półprzewodnikowe są oparte na wykorzystaniu szczególnych właściwości elektrycznych niektórych półprzewodników i umożliwiają pomiar cząstek naładowanych oraz fotonów. Zasadniczym elementem tego typu detektorów są dwie warstwy półprzewodników o różnym domieszkowaniu czyli złącze p - n. W warstwie p (positive) znajdują się „dziury” o ładunku dodatnim, a w warstwie n (negative) nadmierna ilość nośników ładunku ujemnego – elektronów [70].

Zasada działania tych detektorów polega na przenoszeniu elektronów z niższych (głębszych) pasm energii do pasma przewodnictwa. W przypadku detekcji fotonów najpierw następuje ich absorpcja w materiale detektora w wyniku zjawiska fotoelektrycznego. Następuje to w niższych pasmach energii. Po wybitych elektronach powstają „dziury”. Następnie są one wypełniane przez elektrony z pasm wyższych. Prowadzi to do pojawienia się takich dziur w paśmie walencyjnym. W zewnętrznym polu elektrycznym dziury zachowują się jak nośniki

ładunku dodatniego. Podsumowując, zaabsorbowane w kryształach fotony powodują pojawienie się nośników ładunku w postaci elektronów w paśmie przewodnictwa oraz dziur w paśmie walencyjnym. Uporządkowany ruch opisanych tych nośników ładunku w polu elektrycznym tworzy prąd elektryczny, który powoduje spadek napięcia na oporze w obwodzie detektora. Proces ten przebiega podobnie jak w detektorach scyntylacyjnych. Liczba powstałych w ten sposób par elektron-dziura jest wprost proporcjonalna do energii fotonów wydzielonych w objętości detektora.

Niekorzystnym zjawiskiem, utrudniającym wykorzystanie półprzewodników do pomiarów promieniowania jonizującego jest tzw. prąd upływu, który jest niezależny od strumienia padających na detektor fotonów. Przyczyną takiego zjawiska są drgania termiczne sieci krystalicznej. Podstawowym problemem technologicznym przy produkcji detektorów półprzewodnikowych jest uzyskanie kryształów charakteryzujących się niskim stałym prądem upływu. Materiałem spełniającym ten warunek byłby kryształ nie zawierający żadnych domieszek, czyli absolutnie czysty. Jednak uzyskanie tak czystych kryształów napotyka poważne trudności techniczne w procesie ich produkcji [71].

W spektrometrii promieniowania gamma zdecydowanie preferowanym detektorem są stałociałowe kryształy germanu o wysokiej czystości HPGe (High Purity Germanium). Rysunek 7 przedstawia detektor półprzewodnikowy HPGe chłodzony azotem.



Rys. 7. Detektor HPGe chłodzony azotem

Źródło: opracowanie własne na podstawie [72]

Detektory germanowe stosuje się do detekcji fotonów o energii większej niż 50 keV ze względu na ich wysoką liczbę atomową oraz gęstość materiału z jakiego są wykonane. Można je przechowywać w temperaturze pokojowej. Jednak do detekcji wszystkie tego typu detektory wymagają chłodzenia. Realizuje się to poprzez zanurzenie części detektora w ciekłym azocie (LN_2), który umieszczany jest w naczyniu Dewara (tzw. termosie) zamontowanym najczęściej bezpośrednio pod detektorem. Coraz częściej stosuje się chłodzenie elektroniczne. Jest ono znacznie droższe jednak zapewnia mobilność całego zestawu.

Do pomiarów spektrometrycznych promieniowania gamma oprócz detektorów HPGe stosuje się również detektory półprzewodnikowe typu Si(Li), Ge(Li) oraz najnowszy, detektor CZT (CdZnTe), który nie wymaga chłodzenia [73].

Aktualnie stosowanym rozwiązaniem w technologii i konstrukcji detektorów półprzewodnikowych są zminiaturyzowane mobilne urządzenia zawierające detektor HPGe chłodzone elektrycznie (chłodziarka Stirlinga), które można wykorzystać w pomiarach środowiskowych. Rysunek 8 przedstawia mobilny detektor HPGe.



Rys. 8. Mobilny detektor HPGe chłodzony elektronicznie

Źródło: opracowanie na podstawie [74]

1.5. Źródło dryftu temperaturowego detektora

Ujemnym zjawiskiem w spektrometrii promieniowania gamma realizowanej zwłaszcza w oparciu o detektory scyntylacyjne jest dryft temperaturowy, czyli przemieszczanie się widma promieniowania wraz ze zmianami temperatury. Przyczyny dryftu temperaturowego w spektrometrach promieniowania gamma można wyjaśnić dwoma zjawiskami. Jedną z nich

jest oddziaływanie temperatury otoczenia na układy elektroniczne w przedniej części detektora i fotopowielacz (PMT – ang.: photomultiplier tube). Drugim jest zmiana właściwości fizycznych detektorów scyntylicyjnych. Analizując system wieloskładnikowy, taki jak spektrometr gamma, należy wziąć pod uwagę wpływ na każdy z elementów. Producenci różnych urządzeń detekcyjnych i użytkownicy dokładają wszelkich starań, aby uzyskać jak najlepsze charakterystyki temperaturowe. Metody te obejmują wykorzystanie sztucznych sieci neuronowych i innych nowoczesnych technik przetwarzania [75]. Ogólnie rzecz biorąc, efekt wypadkowy jest iloczynem wielu procesów nieliniowych. Można przybliżyć za pomocą funkcji liniowej lub wielomianu jak na przykład wygląda zależność kalibracji energetycznej spektrometru od temperatury.

Skuteczność rejestracji fotonów przez PMT może zależeć od temperatury. Jest to związane z procesami zachodzącymi na materiale anodowym PMT, którego zachowanie zmienia się w zależności od wykrywanej długości fali światła [76]. Minimalna wykrywalna energia fotonu jest związana z pracą wyjścia materiału zastosowanego do konstrukcji lub samego pokrycia anody. Jednak dla wyższych energii promieniowania efektywność rejestracji fotonów jest nieliniową funkcją długości fali z maksimum zależnym od konstrukcji PMT [77]. Podobne efekty są wspólne dla krzemowych fotopowielaczy, które w ostatnich latach zyskały coraz większą popularność [78]. Zatem każde przesunięcie długości fali w sygnale optycznym może wpływać ostatecznie na jego wzmocnienie. Ponadto wzrost prądu ciemnego i szumów spowodowany temperaturą może mieć znaczący wpływ na układy elektroniczne występujące za PMT. Charakterystyka stosunku sygnału do szumu przeważnie maleje wraz z temperaturą i generalnie nie jest liniowa. Najistotniejsze informacje na temat zachowania się urządzeń można znaleźć w instrukcjach producenta. Nie są to jednak informacje wystarczające zwłaszcza przy stosowaniu spektrometru promieniowania gamma do sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska.

Układy wzmacniaczy sygnału są zaprojektowane w taki sposób, aby kompensować zmiany wzmocnienia spowodowane temperaturą lub zmianami innych warunków fizycznych. Można to osiągnąć stosując w układach scalonych pary elementów o podobnych właściwościach fizycznych i topologii. Najlepszym przykładem są dopasowane pary tranzystorów zwierciadeł prądowych w układach scalonych [79]. Jednak podczas korzystania z mikroprocesorowych wzmacniaczy należy wziąć pod uwagę charakterystykę temperaturową. Pasywne elementy elektroniczne również zmieniają swoje zachowanie pod wpływem temperatury. Wpływ ten należy również brać pod uwagę.

W kryształach scyntylacyjnych zachodzi kilka procesów wywołanych zmianami temperatury. Jednym z nich jest hartowanie termiczne, które zmniejsza intensywność wynikowego sygnału optycznego wraz ze wzrostem temperatury [80]. Drugi to czas zaniku stanów wzbudzonych, który maleje wraz ze wzrostem temperatury [81]. Oznacza to, że kształt impulsu sygnału optycznego zarejestrowany na dowolnym fotodetektorze zmienia się wraz z temperaturą.

Opisane procesy w większości nie zależą od energii zdeponowanej przez promieniowanie w detektorze ani siły sygnału optycznego dla fotodetektorów. Nie obserwujemy zatem istotnej zmiany w kalibracji wydajności. Może to jednak nie mieć miejsca w przypadku stosowania dużych i płynnych detektorów ze względu na rozszerzalność cieplną.

Generalnie dryft temperatury należy brać pod uwagę. Przeciwdziałać dryftowi można umieszczając co najmniej sondę z detektorem, a najlepiej cały spektrometr w klimatyzowanej obudowie. Wpływie to jednak na właściwości detekcyjne i autonomiczność urządzenia. Współczesne spektrometry są w stanie pracować na zasilaniu bateryjnym dziesiątki godzin. Dołączenie do układu systemu klimatyzacji wprowadza kolejne utrudnienia, zwłaszcza w przypadku spodziewanych działań wojennych.

Innym rozwiązaniem jest zbadanie dryftu temperaturowego i jego późniejsze uwzględnianie w analizach ilościowych i jakościowych, czyli przeprowadzenie tzw. rozkładania lub rozłożenia (ang.: unfolding).

2. MATERIAŁ

2.1. Rozkład Gaussa ilości zliczeń w pikie całkowitego pochłaniania energii

Nawet w przypadku detektorów o dużej rozdzielczości pik całkowitego pochłaniania energii (FEAP – ang.: Full Energy Absorption Peak) jest szerokości kilku kanałów. Piki są prawie symetryczne. Położenie pików określone jest przez jego środek i szerokość w połowie wysokości zwaną również szerokość połówkową (FWHM – ang.: Full Width at Half Maximum) oraz rozdzielczością spektrometru. Położenie środka pików jest zdefiniowane poprzez jego oś symetrii. FEAP daje się na ogół dobrze opisać za pomocą funkcji Gaussa o postaci (równanie 1):

$$y(x) = y_0 \exp\left(\frac{-(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1)$$

gdzie: $y(x)$ – ilość zliczeń (imp.) w kanale x (nr. kanału), y_0 – amplituda pików (imp.), x_0 – środek pików (centroid) (nr kanału), σ^2 – wariancja (liczba kanałów).

Funkcja jest symetryczna względem wartości x_0 nazywanej centroidem. Wartości tej używa się do przeprowadzenia kalibracji energetycznej spektrometru. Wielkość y_0 oznacza maksimum funkcji i jest niemalże równe maksymalnej ilości zliczeń w kanałach pików o ile tło pod pikami jest do zanedbania. Parametr σ^2 jest związany z całkowitą szerokością pików w połowie jego wysokości w sposób przedstawiony przez (równanie 2):

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma = 2,35482\sigma \quad (2)$$

Pole pod krzywą Gaussa jest opisane przez równanie 3:

$$A = \sqrt{2\pi}\sigma y_0 = 2,507\sigma y_0 = 1,0645(FWHM)y_0 \quad (3)$$

Stała liczbowa występująca po prawej stronie (równanie 3) jest bliska jedności, gdyż pole pod krzywą Gaussa jest niewiele większe od pola trójkąta równobocznego o tej samej wysokości i szerokości mierzonej w jego połowie równej FWHM.

Kształt FEAP nie w pełni odzwierciedla kształt funkcji Gaussa. W przypadku detektora germanowego wysokiej jakości rozbieżności są trudne do zauważenia, natomiast dla detektora

o niższej jakości odstępstwa są łatwo dostrzegalne jako nadmiar zliczeń po niskoenergetycznej stronie piku (ramię – ang.: tailing). Ramię wysokoenergetyczne uwidacznia się czasami przy dużej prędkości zliczeń lub przy źle wyregulowanym systemie. W przypadku poprawnie mierzonego piku górna połowa, a nawet dwie trzecie piku mają zazwyczaj gaussowski kształt i centroid określony poprzez aproksymację funkcją Gaussa górnej części piku [82].

2.2. Kalibracja spektrometru promieniowania gamma

2.2.1. Kalibracja energetyczna

Współczesna spektrometria promieniowania gamma jest realizowana na ogół w układzie wielokanałowego analizatora amplitudy (MCA – ang.: Multichannel Analyzer). W MCA zakres energii rejestrowanych cząstek, w naszym przypadku fotonów jest podzielony na tzw. kanały. Od czasu wprowadzenia techniki cyfrowej do wizualizacji, a następnie analizy widm, ilość kanałów jest na ogół wyrażona w postaci 2^n potęgi liczby dwa. Stąd spotykamy spektrometry 512 - kanałowe, 1024 - kanałowe, 2048 - kanałowe itd. W przypadku pracy z detektorem scyntylacyjnym na ogół wystarczający jest podział widma energetycznego na 1024 - kanały. W przypadku detektora HPGe dochodzi do podziału nawet na 16 tysięcy kanałów.

Kalibracja energetyczna detektora polega na przypisaniu konkretnym kanałom energii fotonów i pozwala na wykonanie analizy jakościowej, czyli dokonanie identyfikacji pierwiastków promieniotwórczych występujących w próbce. Zadanie to jest tym łatwiejsze im lepsza jest rozdzielczość spektrometru. Dzięki temu możemy określić jakie radionuklidy zostały zmierzone. Tego typu działanie nazywamy analizą jakościową.

Kalibracja energetyczna spektrometru promieniowania gamma jest zależnością pomiędzy energią deponowaną w detektorze przez promieniowanie gamma oraz amplitudą impulsu wyjściowego pochodzącego z odpowiedniego wzmacniacza. Amplituda impulsu jest mierzona przez konwerter analogowo cyfrowy (ADC – ang.: Analog to Digital Converter) wielokanałowego analizatora amplitudy (MCA). Kalibracja energetyczna jest używana do określenia szerokości i położenia obszarów zainteresowania (ROI – ang.: regions of interest), określania rozdzielczości jak również określenia energii jakiegokolwiek nieznanego mierzonego promieniowania gamma.

Kalibracja energetyczna dobrego systemu spektroskopowego jest niemalże liniowa, opisuje ją (równanie 4):

$$E = mx + b \quad (4)$$

gdzie: E – energia deponowana w detektorze (keV), m – nachylenie, x – numer kanału, b – odcięcie.

Założenie linearności jest zwykle wystarczające dla wielu rodzajów analiz. Nie ma jednak systemów idealnie liniowych, Każdy wykazuje niewielką aczkolwiek mierzalną nieliniowość. Kiedy konieczne jest wprowadzenie większych dokładności stosuje się wyższego rzędu wielomiany. Dla detektora HPGe, kalibracja liniowa będzie określała piki energetyczne począwszy od kilku (keV) co odpowiada potrzebie identyfikacji radionuklidów znajdujących się w mierzonej próbce.

Procedura kalibracyjna wymaga określenia kanału, w którym znajduje się pik i zastosowanie tej wiedzy do określenia funkcji kalibracyjnej. Często promieniowanie gamma z mierzonej próbki zawierającej substancje promieniotwórcze może zostać użyte do kalibracji energetycznej. Podobna kalibracja jest możliwa przy zastosowaniu naturalnego tła promieniotwórczego. Kiedy mierzony materiał jądrowy nie jest w stanie posłużyć do wykonania stosownej kalibracji, należy użyć źródła kalibracyjnego emitującego znane energie promieniowania.

Dogodny zestaw zawiera zazwyczaj od sześciu do ośmiu różnych radionuklidów. Są one odpowiednie do wykonania kalibracji, testowania, oraz sprawdzenia wielu parametrów. Taki zestaw jest przydatny do wykonania kalibracji energetycznej, testowania rozdzielczości detektora, pomiaru wydajności. Źródła kalibracyjne są dostępne w postaci ampulek zawierających po kilka pierwiastków promieniotwórczych. Takie wieloizotopowe źródła stosuje się do kalibracji energetycznej i wydajnościowej detektorów o wysokiej rozdzielczości.

2.2.2. Kalibracja kształtu pików (szerokości połówkowej FWHM)

Dla potrzeb badań jakościowych należy podkreślić znaczenie nie tylko dokładnego odwzorowania położenia pików, co było przedmiotem kalibracji energetycznej, ale również znaczenie wysokiej rozdzielczości detektora. Rozdzielczość detektora to informacja jak blisko siebie mogą znajdować się dwa piki, aby były one rozróżniane. Wysoka rozdzielczość jest również pożądana w przypadku analizy ilościowej co będzie przedmiotem wyjaśniania podczas opisu kalibracji wydajnościowej. W celu interpretacji pików interferujących, to znaczy takich, których centroidy znajdują się w odległości mniejszej niż szerokość połówkowa należy

wdrażać procedury ich identyfikacji i oceny pola pod pikiem oparte o skomplikowane procedury dekonwolucji lub stosować procedury spektrometryczne polegające na oszacowaniach pośrednich opartych o analizę innych pików pochodzących od badanego radionuklidu lub nawet jego produktów rozpadu. Wąski pik o kształcie odpowiadającym funkcji Gaussa ułatwia oszacowanie jego pola oraz minimalizuje możliwość popełnienia błędu w ocenianiu rezultatów.

Sonda wyposażona w detektor scyntylacyjny $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ zajmuje pozycję między detektorami HPGe o wysokiej rozdzielczości, a detektorami $\text{NaI}(\text{Tl})$ o niskiej rozdzielczości.

FWHM (szerokość połówkowa) jest podstawowa miara rozdzielczości pików. Zwykle jest podawana w jednostkach energii dla detektorów o dużej rozdzielczości i odpowiednio w procentach dla detektorów o niskiej rozdzielczości. Rozdzielczość mierzona w jednostkach energii wzrasta z energią mierzonego promieniowania (równanie 5).

$$FWHM^2 = a + b \cdot E \quad (5)$$

gdzie: a i b – współczynniki dopasowania.

Rozdzielczość wyrażona w procentach maleje z energią. Z większości stosowanych do pomiarów detektorów otrzymuje się piki całkowitego pochłaniania energii, które mają przebieg gaussowski zwłaszcza w górnej połowie. Stosunek całkowitej szerokości na wysokości mniejszej niż połowa maksymalnej wysokości do FWHM od dawna jest używany do oceny jakości pików całkowitego pochłaniania energii. Producenci podają stosunek FWHM do pełnej szerokości na wysokości jednej dziesiątej maksymalnej wysokości do oceny kształtu pików. Wartość FW_{10}/FW_{50} niższa niż 1,9 pozwala zakwalifikować pik do kategorii dobrze zdefiniowanych. Obecnie jest uzasadnione określanie tego stosunku na poziomie dwóch setnych lub nawet jednej setnej amplitudy maksymalnej jeśli tylko wymagane jest pozyskanie pików jak najlepiej określonych. Podana w równaniu 5 zależność na FWHM ma zarówno swoich zwolenników [82] jak i przeciwników [83].

2.2.3. Kalibracja wydajnościowa

Kalibracja wydajnościowa spektrometru promieniowania gamma polega na określeniu metodami doświadczalnymi lub obliczeniowymi wydajności rejestracji fotonów w funkcji ich

energii. Do momentu pojawienia się charakterystyk numerycznych (NCh – ang.: numerical characteristics) detektorów jedynym sposobem wykonania kalibracji wydajnościowej spektrometru było stosowanie źródeł kalibracyjnych. Tego typu źródła kalibracyjne pozostają do dziś w powszechnym użyciu, choć ich kształty i gęstości są ograniczone.

Opis źródła promieniowania jonizującego obejmujący jego: kształt, budowę, skład atomowy, jednorodność, nazwano geometrią źródła. Z kolei, położenie źródła promieniowania o zdefiniowanej uprzednio geometrii źródła, względem konkretnego detektora nazwano geometrią pomiaru. Geometria pomiaru uwzględnia absorbery oraz kolimatory umieszczone pomiędzy źródłem, a detektorem i osłony przed promieniowaniem naturalnego tła promieniotwórczego. W przypadku zmiany choćby jednego z elementów wchodzących w skład obu geometrii, kalibracja wydajnościowa detektora przestaje obowiązywać.

Wydajność rejestracji fotonów w pikie całkowitego pochłaniania energii (AFEPE – ang.: Absolut Full Energy Peak Efficiency) jest to parametr o największym znaczeniu w praktycznej spektrometrii promieniowania gamma. Obliczenie AFEPE jest proste i definiuje stosunek liczby zliczeń w FEAP do liczby fotonów emitowanych przez źródło kalibracyjne. Równanie 6 przedstawia wzór na obliczenie AFEPE.

$$\text{eff}(E_{\gamma}) = \frac{N}{t \cdot P_{\gamma} \cdot A} \quad (6)$$

gdzie: N – ilość zliczeń (imp.), t – czas rejestracji (s), P_{γ} – prawdopodobieństwo emisji fotonów (wielkość bezwymiarowa), A – aktywność (Bq).

Aktywność A występująca w równaniu 6 wymaga skorygowania o czas połowicznego rozpadu radionuklidów występujących w źródle jaki upłynął od momentu powstania (lub certyfikowania) źródła promieniotwórczego.

Podczas kalibracji wydajnościowej konstruuje się funkcje wydajności mierząc wydajność rejestracji fotonów o różnych energiach pochodzących z radionuklidów znajdujących się w źródle kalibracyjnym i dopasowując najlepszą funkcję do punktów doświadczalnych.

2.2.4. Liniowa kalibracja energetyczna

Równanie 7 i równanie 8 opisują zależność liniową dla kalibracji energetycznej. Jeżeli położenie x_1 oraz x_2 centroidów pików całkowitego pochłaniania fotonów o energii E_1 oraz E_2 jest znane, to zarówno m jak i b mogą zostać wyliczone z zależności:

$$m = \frac{(E_2 - E_1)}{(x_2 - x_1)} \quad (7)$$

$$b = \frac{(x_2 E_1 - x_1 E_2)}{(x_2 - x_1)} \quad (8)$$

W przypadku kalibracji dwupunktowej, dwa piki powinny znajdować się w pobliżu końców obszaru energii będącego w obszarze naszych zainteresowań ROI. Umożliwi to przeprowadzenie ekstrapolacji poza obszar kalibracji. W przypadku wystąpienia nieliniowości oraz, gdy stopień nieliniowości jest nie do zaakceptowania można wykonać wiele kalibracji liniowych dotyczących niewielkich przedziałów energii.

W celu określenia najlepszego dopasowania linii do wszystkich pików o znanej energii znajdujących się w spektrogramie stosuje się metodę najmniejszych kwadratów. Za pomocą tej metody określa się m i b w następujący sposób (równanie 9 i równanie 10):

$$m = \frac{n \sum x_i E_i - \sum x_i \sum E_i}{\Delta} \quad (9)$$

$$b = \frac{\sum x_i^2 \sum E_i - \sum x_i \sum x_i E_i}{\Delta} \quad (10)$$

gdzie: $\Delta = n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2$.

Wiele systemów oprogramowania, w które wyposażone są współczesne MCA może określić x_i i wyliczyć m oraz b dla dowolnie wybranej ilości pików. Współczesne systemy, w które wyposażone są spektrometry wykonują analizę metodą najmniejszych kwadratów.

Liniowa kalibracja energetyczna jest zazwyczaj w pełni wystarczająca do wszelkich analiz w badaniach nieniszczących (NDA – ang.: nondestructive assay).

2.2.5. Określenie położenia centroidu

2.2.5.1. Wizualne określenie położenia centroidu

Oko ludzkie jest bardzo wprawnym instrumentem w ocenie symetrii kształtu. Jeżeli jest możliwe dostateczne rozciągnięcie piku na ekranie MCA oszacowanie położenia piku może być dokonane z dokładnością do dziesiątych części kanału na podstawie obserwacji. Ruchome

markery (kursory) będące elementem obsługi ekranu większości MCA są pomocne w analizie wzrokowej.

2.2.5.2. Analityczne określenie centroidu

Współczesne spektrometry promieniowania gamma wyposażane są w liczne udogodnienia takie jak podawanie w czasie rzeczywistym środka pików i jego pola. Tym niemniej czasami konieczne jest ustalenie położenia centroidu innymi metodami niż te dostępne z poziomu oprogramowania analizatora.

2.2.5.3. Określenie położenia pików metodą momentów pierwszego rzędu

Centroid funkcji dodatniej $y(x)$ jest określony zależnością (równanie 11):

$$\bar{x} = \frac{\int_{x_1}^{x_2} xy(x)dx}{\int_{x_1}^{x_2} y(x)dx} \approx \frac{\sum x_i y_i}{\sum y_i} \quad (11)$$

gdzie: x_1 oraz x_2 – są granicami rozważanego obszaru, y_i – ilością zliczeń w kanale x_i .

Związek ten nazywany jest momentem pierwszego rzędu ponieważ licznik w wyrażeniu przedstawionym przez (równanie 11) jest momentem pierwszego rzędu funkcji $y(x)$. Dla funkcji Gaussa opisanej wzorem (równanie 1), $\bar{x} = x_0$. Do celów obliczeniowych całka jest zastępowana przez sumę, która dokładnie odpowiada jej wielkości. Funkcja Gaussa osiąga zero jedynie dla $x \rightarrow \pm\infty$, tym niemniej sumowanie wzdłuż obszaru trzykrotnej wielkości FWHM zazwyczaj jest wystarczające.

Metoda momentu pierwszego rzędu stosowana jest w przypadku pików zawierających względnie niewiele ilości zliczeń w kanale. Należy jej używać ze szczególną ostrożnością w przypadku pików niesymetrycznych, gdyż wyliczony środek może nie pokrywać się ze ekstremum funkcji Gaussa, która z kolei musiała zostać określona dla potrzeb kalibracji energetycznej. Zastosowanie metody momentu pierwszego rzędu nie wymaga, aby pik miał kształt Gaussa, ale żeby był jedynie symetryczny.

2.2.5.4. Określenie położenia pików metodą pięciu kanałów

Metoda pięciu kanałów uwzględnia kanał z maksymalną ilością zliczeń oraz dwa sąsiadujące kanały znajdujące się po obu stronach spodziewanego pików. Stosowny wzór ma postać (równanie 12):

$$x_0 = x_m + \frac{y_{m+1}(y_m - y_{m-2}) - y_{m-1}(y_m - y_{m+2})}{y_{m+1}(y_m - y_{m-2}) + y_{m-1}(y_m - y_{m+2})} \quad (12)$$

gdzie: indeks m – oznacza numer kanału z maksymalną ilością zliczeń, y_i – oznacza liczbę zliczeń w i -tym kanale.

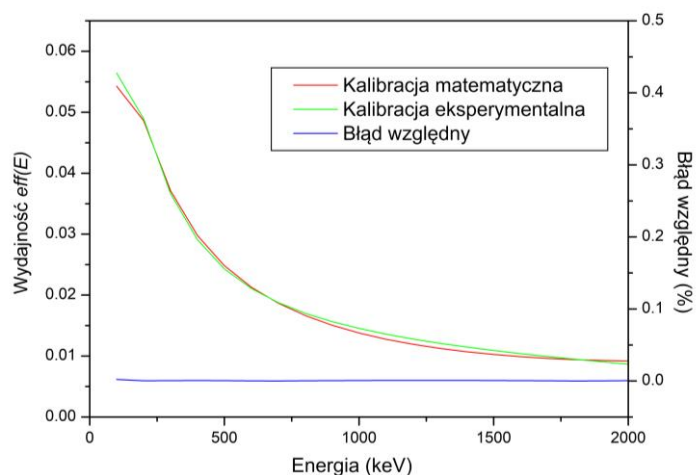
Równanie 12 zakłada, że pik ma kształt odpowiadający funkcji Gaussa. Równanie 12 jest spełnione jeśli wokół FWHM znajduje się $6 \div 30$ kanałów, a w obrębie pięciu kanałów branych do oznaczenia wierzchołka ilość zliczeń jest dostateczna do oznaczenia kształtu jego wierzchołka. Stąd też w dalszej części pracy, do oznaczania wierzchołka pików zniekształconego w wyniku zmieniającej się temperatury otoczenia (dryftu temperatury) posłużono się właśnie tą metodą.

2.2.5.5. Kalibracja eksperymentalna i numeryczna

Współczesne metody symulacji numerycznych oddziaływania promieniowania z materią są tak dokładne, że na dużych obiektach energetyki jądrowej stosuje się je do obliczania transportu cząstek, wydzielania ciepła, stopnia wypalenia paliwa jądrowego, przestrzennego rozkładu cząstek względem ich energii i wielu innych zagadnień z dziedziny oddziaływania różnych rodzajów promieniowania z materiałami wchodzącymi w skład konstrukcji urządzenia oraz aparatury.

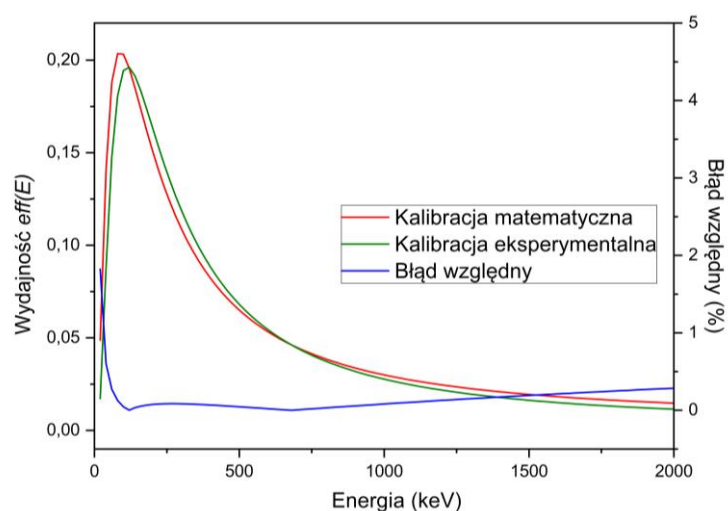
Charakterystyka numeryczna (NCh) detektora to pełen opis detektora, zawierający zarówno dane dotyczące wielkości poszczególnych elementów jak ich wzajemne położenie i strukturę materiałową. Pełni ona rolę danych wejściowych (ang.: geometrical input) dla symulacji numerycznych [84, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91] prowadzących do wyznaczenia wydajności rejestracji. Precyzyjną NCh detektora sporządza zazwyczaj jego producent, a jej cena stanowi znaczny odsetek wartości samego detektora. Dotyczy to detektorów HPGe, ale również detektorów scyntylacyjnych, np. z bromku lantanu $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, czy też jodku sodu $\text{NaJ}(\text{Tl})$. W CLOR używane są NCh dedykowane i generyczne. NCh dedykowana dotyczy

ściśle określonego egzemplarza detektora, natomiast NCh generyczna całej serii detektorów tego samego typu. Zastosowanie pierwszej ze wspomnianych charakterystyk prowadzi do uzyskania precyzyjnej krzywej wydajnościowej kalibracji, co przedstawia rysunek 9.



Rys. 9. Wydajność detektora HPGe z dedykowaną NCh, wyznaczona dwoma metodami
 Źródło: opracowanie na podstawie [82]

W przypadku detektora wyposażonego w NCh generyczną możliwe jest uzyskanie rezultatów poprawnych, jednakże obarczonych większą niepewnością, co przedstawia rysunek 10. W ostatnich latach odnotowano znaczący postęp w przygotowywaniu generycznych charakterystyk numerycznych.



Rys. 10. Kalibracja wydajnościowa spektrometru promieniowania gamma z detektorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ wykonana dwoma metodami: matematycznie i eksperymentalnie
 Źródło: opracowanie własne

Na rysunku 10 kolorem zielonym zaznaczono funkcję opisującą wydajność rejestracji fotonów otrzymaną na podstawie interpolacji wyników doświadczalnych uzyskanych przy pomocy źródła kalibracyjnego. Kolorem czerwonym zaznaczona jest krzywa zmian wydajności rejestracji fotonów powstała w wyniku kalibracji matematycznej w oparciu o generyczną NCh detektora. Kolorem niebieskim przedstawiono błąd względny funkcji wydajności otrzymanej metodą matematyczną wyrażony w procentach.

Zastosowanie metod matematycznych daje praktycznie nieograniczone możliwości wykonania kalibracji wydajnościowej detektora. Funkcja wydajności rejestracji może zostać określona z wielką precyzją, dla różnych kształtów źródeł promieniowania i ich składu atomowego oraz różnych geometrii pomiarowych [92]. Wymaga to biegłego posługiwania się narzędziem projektowym zwanym edytorem geometrii pomiarowych (ang.: Geometry Composer). Dobrym tego przykładem jest aplikacja polowa (ISOCS – ang.: In Situ Object Counting Systems) oraz laboratoryjne oprogramowanie od kalibracji bezźródłowej (LabSOCS – ang.: Laboratory Sourceless Object Calibration Software).

Wprowadzenie do powszechnego użycia symulacji numerycznych daje również możliwość samodzielnego wykonywania NCh detektora. Skutkuje to, w dalszej kolejności, możliwością wykonania matematycznej kalibracji wydajnościowej detektora dla różnych geometriach próbki i różnych geometrii pomiarowych. Wielkości te muszą tworzyć pewien ciąg logiczny i być przydatne w procesie badawczym.

Matematyczna kalibracja wydajnościowa spektrometrów promieniowania gamma zapewnia znaczną przewagę nad kalibracjami wydajnościowymi wykonywanymi źródłami kalibracyjnymi. Często symulacja rzeczywistej geometrii pomiaru za pomocą źródła kalibracyjnego jest niemożliwa do wykonania. Dzieje się tak choćby w przypadku dużych gęstości próbek (wykonanych z metali), ich skomplikowanej struktury atomowej, często również kształtu. W warunkach sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska jest wręcz niemożliwe wykonanie źródła kalibracyjnego o nieskończonej płaskiej powierzchni lub półnieskończonej przestrzeni, w której jest umieszczony spektrometr promieniowania gamma. W takich przypadkach modelowanie matematyczne pozostaje najprostszą możliwością.

Źródła kalibracyjne, abstrahując od możliwości ich wykonania, są kosztowne w produkcji, utrzymaniu i utylizacji. Ich okres przydatności do użycia pozostaje ograniczony. Modele matematyczne geometrii pomiarowych można szybko i wielokrotnie zmieniać tak, aby zoptymalizować wydajność podczas planowania rzeczywistych pomiarów. Jakość wyników matematycznych kalibracji wydajnościowych zależy w największym stopniu od dokładności modelowania detektora, czyli dokładności jego NCh, a następnie dokładności odwzorowania

geometrii pomiarowej. Detektor można dokładnie scharakteryzować w całym zakresie interesujących energii, jednorazowo optymalizując i weryfikując model detektora za pomocą precyzyjnych źródeł kalibracyjnych.

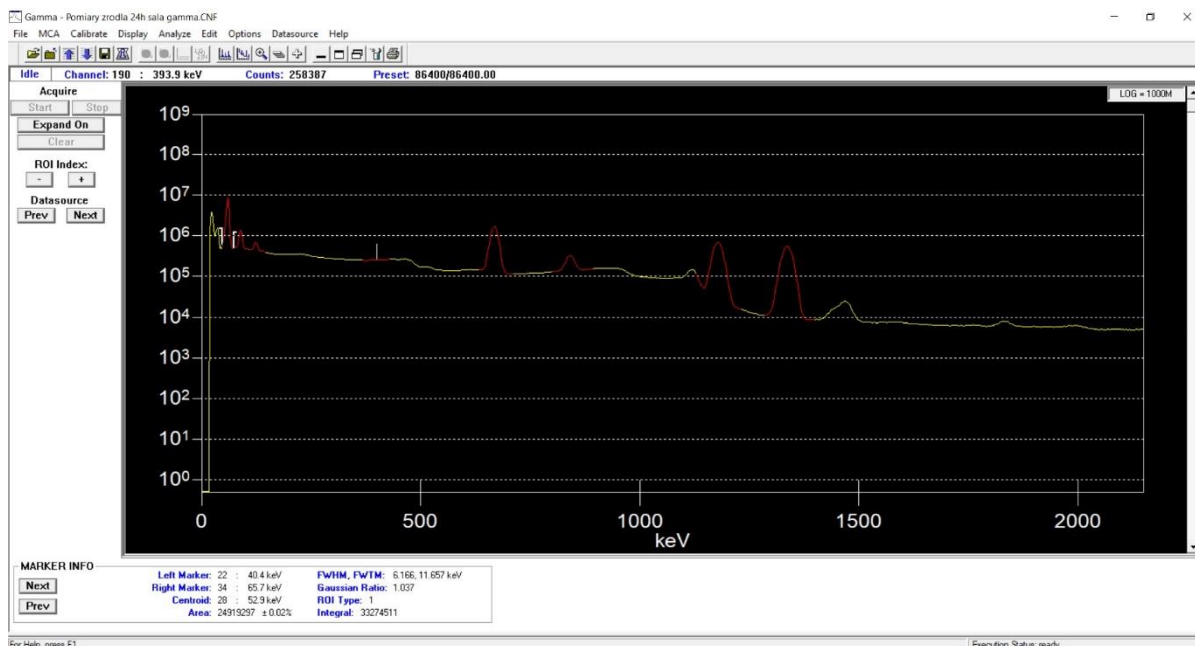
Taki proces jest wykonywany przy zastosowaniu ściśle określonych procedur opisanych m.in. w pakiecie do kalibracji *in situ* ISOCS firmy Canberra [93, 94, 95]. Detektor jest raz dokładnie scharakteryzowany. Charakterystyka ta służy następnie do generowania matematycznych krzywych kalibracji energetycznej za pomocą szerokiego zestawu ogólnych szablonów geometrii przy zastosowaniu oprogramowania Geometry Composer.

Biorąc pod uwagę dokładność odwzorowania samego detektora przez jego charakterystykę numeryczną oraz geometrię pomiaru, kalibracje wydajnościowe mogą dawać wyniki z niepewnością w zakresie od 0,01 ÷ 10 % w zależności od energii [96]. Jednak w scenariuszach, w których wymiary geometryczne nie są dobrze znane, budżet niepewności jest zdominowany przez niepewności w części dotyczącej samego źródła promieniowania jak i jego osłon. Ma to miejsce w szczególności w monitoringu radiacyjnym środowiska. Źródło promieniowania jakim jest skażona powierzchnia lub skażone powietrze wokół detektora poprzez swą nieokreśloność wymyka się spod możliwości bezpośredniego zaprojektowania np. w Geometry Composer.

W takich przypadkach adaptacyjna metoda matematycznej kalibracji wydajnościowej może zapewnić dokładne odwzorowanie modelu fizycznego i odpowiednio, ulepszoną kalibrację wydajności. Metoda ta ma zastosowanie w zapewnianiu bezpieczeństwa jądowego (ang.: safeguards), likwidacji obiektów jądowych (ang.: decommissioning) odkażaniu (ang.: decontamination) badaniach nieniszczących (ang.: Non Destructive Assay Systems) oraz konserwacji po przestojach reaktorów jądowych (ang.: Nuclear reactor outages maintenance). Metoda ta była również stosowana, z powodzeniem w monitoringu radiacyjnym środowiska [97].

2.2.5.6. Oprogramowanie Genie 2000

Oprogramowanie Genie 2000 produkcji Canberra jest podstawowym narzędziem wykorzystywanym w spektrometrii. Tworzy ono kompleksowe środowisko dla gromadzenia, obrazowania i analizy danych pochodzących ze spektrometrii gamma. Zapewnia niezależne wsparcie dla wielu detektorów, intuicyjny i interaktywny interfejs oraz kompleksowe możliwości analizy dla różnych danych wsadowych. Rysunek 11 przedstawia okno główne oprogramowania Genie 2000.



Rys. 11. Okno główne programu Genie 2000

Źródło: opracowanie własne

Okno programu Genie 2000 umożliwia wyświetlanie widma spektrometrycznego i kontrolę nad akwizycją danych dla skonfigurowanych detektorów oraz zapisywanie zebranych widm i ich późniejsze wyświetlanie w programie, a także tworzenie raportów z wykonanych analiz. Pasek narzędzi u góry ekranu daje natychmiastowy dostęp do często używanych funkcji. Analizy widma spektrometrycznego mogą być wykonywane w trybie ręcznym krok po kroku lub za pomocą zdefiniowanych wcześniej sekwencji analizy. Oprogramowanie posiada wiele zdefiniowanych algorytmów dzięki, którym można w prosty sposób analizować zarejestrowane widmo spektrometryczne. Są to m. in. wyznaczenie centroidu, określenie obszaru ROI, obliczenie pola pod pikiem itd.

Podstawową funkcją Genie 2000 jest możliwość przeprowadzenia kalibracji energetycznej i kształtu FWHM oraz kalibracji wydajnościowej detektora zarówno z wykorzystaniem źródła kalibracyjnego jak i z użyciem dedykowanych metod numerycznych (Geometry Composer, LabSOCS / ISOCS) [98].

2.2.5.7. Aplikacja polowa ISOCS

Firma CANBERRA opracowała w 1997 roku oprogramowanie do szacowania aktywności obiektów *in situ* ISOCS [99, 100]. Oprogramowanie to wykorzystuje kombinację metod Monte Carlo, integracji numerycznej i śledzenia torów cząstek. Najpierw tworzony jest

dokładny model MCNP (ang.: Monte Carlo N-Particle) detektora (HPGe, NaI, lub LaBr₃). Model ten jest następnie weryfikowany przez porównania z serią wyników pomiarów źródeł kontrolowanych. W razie potrzeby parametry modelu MCNP są dostosowywane tak, aby zmierzona wydajność odpowiadała modelowanej wydajności MCNP przy ~10 energiach i wielu lokalizacjach przestrzennych (blisko i daleko, przód i tył). Ten zweryfikowany model detektora MCNP jest następnie wykorzystywany do obliczania wydajności w około 800 różnych lokalizacjach w wielu odległościach bliskich (0,01 mm) i dalekich (500 m) oraz w wielu lokalizacjach od przodu (na osi) do tyłu (za detektorem). Te wydajności, dla źródeł punktowych, są następnie konsolidowane z mapą przestrzenną detektora i dostarczane jako plik charakterystyki numerycznej.

Oprogramowanie ISOCS korzysta z tego pliku, wraz z informacjami wprowadzonymi przez użytkownika, dotyczącymi źródła promieniowania. Dostępnych jest 21 różnych podstawowych kształtów oraz liczne parametry, które należy wykorzystać do zdefiniowania mierzonego obiektu. Oprogramowanie obliczeniowe ISOCS wykonuje następnie obliczenia integralności źródła promieniowania (poprawności zdefiniowania geometrii pomiarowej obejmującej konkretny detektor scharakteryzowany numerycznie, źródło promieniowania o zadeklarowanej geometrii i budowie atomowej, położone w ściśle zdefiniowany sposób względem detektora oraz absorbery i kolimatory jeśli występują). Następnie tworzona jest macierz abundancji mająca na celu oszacowanie pochłaniania promieniowania wewnątrz próbki, wewnątrz pojemnika, w którym znajduje się źródło, w powietrzu między źródłem, a detektorem w kolimatorze. To potwierdza możliwość obliczenia krzywej kalibracji wydajnościowej w funkcji energii w zakresie $10 \div 7000$ keV. To oprogramowanie zostało zweryfikowane w odniesieniu do 109 różnych źródeł referencyjnych zawierających wiele radionuklidów o dużej objętości i wykazało dokładność w zakresie 4,5 % względnego odchylenia standardowego (>150 keV) i $7 \div 9$ % (<150 keV) [101].

2.2.5.8. Polowy wielokanałowy analizator amplitudy InSpector 2000

InSpector 2000 to wysokowydajna przenośna stacja robocza służąca do spektrometrii w technologii cyfrowego przetwarzania sygnału (DSP – ang.: Digital Signal Processing). Rysunek 12 przedstawia wielokanałowy analizator amplitudy InSpector 2000. Zastosowanie analizatora obejmuje wszystkie detektory HPGe, NaI, CZT oraz LaBr₃(Ce), które są wykorzystywane do monitoringu radiacyjnego środowiska.



Rys. 12. Widok wielokanałowego analizatora amplitudy InSpector 2000

Źródło: opracowanie własne

InSpector 2000 zapewnia wysoką szybkość zliczania i rozdzielczość oraz wydajność w połączeniu ze stabilnością środowiskową spotykaną do tej pory tylko w wysokiej klasy systemach laboratoryjnych. Kompaktowa budowa oraz żywotność baterii wyznaczają nowy standard mobilności urządzenia w terenie. Opcje zaprojektowane specjalnie dla spektrometrii polowej są dostępne w ramach oprogramowania Genie 2000. Technologia DSP umożliwia filtrowanie funkcji i kształtu impulsów, których nie można zrealizować za pomocą konwencjonalnej techniki przetwarzania analogowego [102].

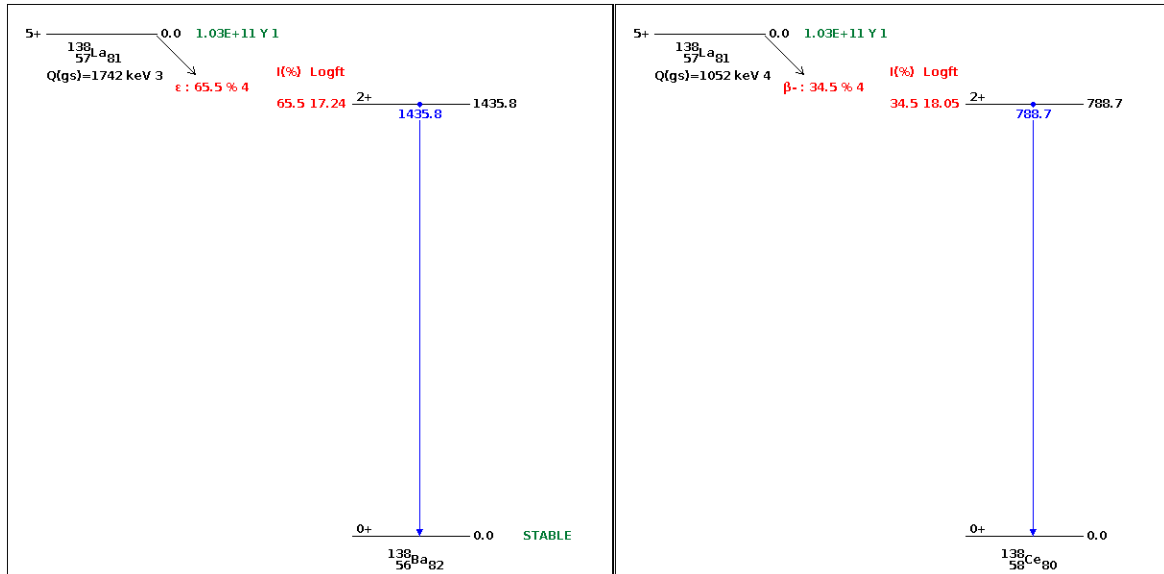
2.3. Charakterystyka sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$

Sonda wyposażona w detektor scyntylacyjny z bromku lantanu $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ posiada specyficzne własności ze względu na budowę kryształu scyntylatora.

Lantan występuje w przyrodzie w postaci mieszaniny dwóch izotopów. ^{139}La jest izotopem bardziej rozpowszechnionym (99,91 %) i stabilnym. Drugim jest radioaktywny, długiżyciowy ^{138}La o okresie połowicznego zaniku $T_{1/2} = 1,05 \times 10^{11}$ lat [103]. Lantan (^{138}La) rozpada się na dwa sposoby. Rysunek 13 przedstawia jego schemat rozpadu [55].

Jak wynika ze schematu około 65,5 % atomów rozpada się poprzez wychwyt elektronu (EC – ang.: electron capture). W wyniku tego powstaje wzbudzony bar (^{138}Ba), który z kolei rozpada się emitując promieniowanie gamma ($E_\gamma = 1436$ keV). EC wywołuje przeorientowanie powłok elektronowych czemu towarzyszy emisja promieniowania rentgenowskiego o energii

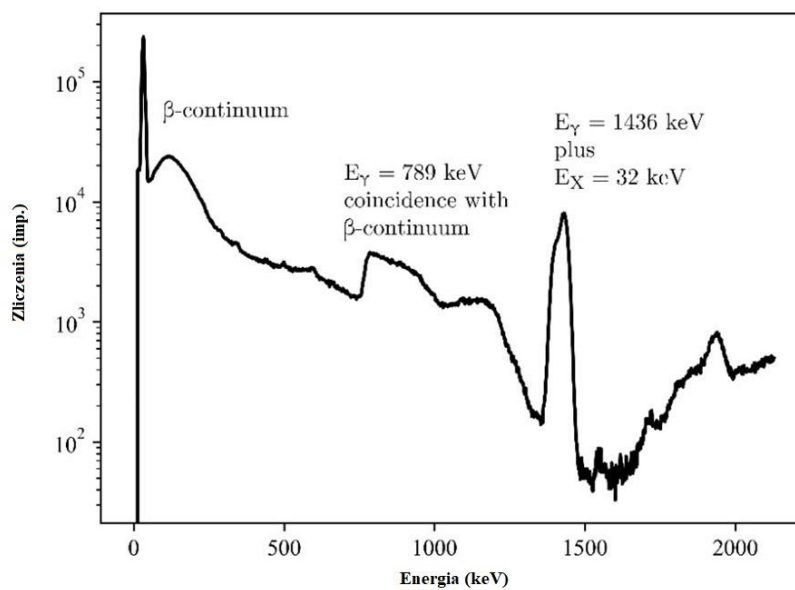
z zakresu $4,46 \div 5,53$ keV i około 35 keV występujących w koincydencji z promieniowaniem jądrowym baru. Pozostałe 34,5 % jader lantanu (^{138}La) rozpada się do ceru (^{138}Ce), emitując przy tym promieniowanie beta i gamma ($E_\gamma = 789$ keV).



Rys. 13. Schemat rozpadu ^{138}La (emitowana energia gamma 1436 keV oraz 789 keV)

Źródło: opracowanie na podstawie [55]

Rysunek 14 przedstawia bieg własny sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ o wymiarach 1,5 x 1,5 cala umieszczonej w ołowianym domku osłonowym o grubości ściany 10 cm.



Rys. 14. Widmo promieniowania gamma (bieg własny detektora)

Źródło: opracowanie własne

Promieniowanie elektromagnetyczne towarzyszące rozpadowi lantanu (^{138}La) jest rejestrowane przez detektor zbudowany z bromku lantanu w koincydencji z promieniowaniem beta. Z tych powodów detekcja promieniowania pochodzącego z próbek o niskiej koncentracji radionuklidów za pomocą detektora z bromku lantanu aktywowanego cerem jest wyzwaniem.

2.4. Przestrzeń badawcza

2.4.1. Źródła promieniowania jonizującego

2.4.1.1. Certyfikowane wieloizotopowe źródło kalibracyjne

W celu przeprowadzenia poprawnej kalibracji energetycznej, kształtu oraz kalibracji wydajnościowej do kalibracji eksperymentalnej spektrometrów gamma stosuje się specjalnie spreparowane wieloizotopowe źródła kalibracyjne.

Użyty do badań materiał odniesienia to źródło kalibracyjne będące mieszaniną radionuklidów (roztwór promieniotwórczy) naniesionych na filtr Petrianowa. Rysunek 15 przedstawia źródło kalibracyjne użyte do przeprowadzenia kalibracji energetycznej, kształtu oraz wydajnościowej sondy z detektorem scyntylicyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Było ono również stosowane do badania dryftu temperaturowego.



Rys. 15. Certyfikowane wieloizotopowe źródło kalibracyjne

Źródło: opracowanie własne

Źródło promieniotwórcze zostało sporządzone w identyczny sposób jak przygotowuje się filtr do badań spektrometrycznych. Tkanina Petrianowa w kształcie kwadratu została

sprasowana w specjalnej formie do określonej geometrii przy zastosowaniu prasy hydraulicznej. Część aktywna źródła promieniotwórczego ma kształt walca o wymiarach: średnica ok. 51 mm oraz wysokość ok. 4,1 ÷ 4,5 mm.

Tabela 7 przedstawia aktywność promieniotwórczą radionuklidów znajdujących się w źródle promieniotwórczym określoną na datę pomiaru materiału odniesienia. Załącznik 1 zawiera świadectwo pomiaru (Nr świadectwa: BW/Z-62/06/21) wydane przez Laboratorium Wzorców Radioaktywności, Ośrodek Radioizotopów POLATOM, Narodowego Centrum Badań Jądrowych, które posiada akredytację na tego typu działalność wydaną przez Polskie Centrum Akredytacji.

Tab. 7. Radionuklidy użyte do produkcji źródła kalibracyjnego i ich aktywność w dniu certyfikowania tj.: 22 stycznia 2021 godz. 12:00 CSE (CSE - czas Środkowoeuropejski)

Radionuklid	Aktywność (kBq)
²⁴¹ Am	5,44 ± 0,16
¹⁰⁹ Cd	18,53 ± 0,56
⁵⁷ Co	0,689 ± 0,021
⁵¹ Cr	18,22 ± 0,55
¹¹³ Sn	2,73 ± 0,08
⁸⁵ Sr	3,62 ± 0,11
¹³⁷ Cs	4,31 ± 0,13
⁵⁴ Mn	4,75 ± 0,14
⁶⁵ Zn	8,89 ± 0,27
⁶⁰ Co	5,59 ± 0,17
⁸⁸ Y	9,38 ± 0,28

Źródło: opracowanie własne na podstawie Załącznik 1

Tabela 8 przedstawia podstawowe dane jądrowe radionuklidów wchodzących w skład źródła kalibracyjnego. Dzięki zastosowaniu materiału odniesienia będącego źródłem kalibracyjnym można przeprowadzić z dużą dokładnością kalibrację energetyczną każdej sondy scyntylacyjnej. Podczas kalibracji spektrometru wykonują się kalibracje energetyczną, kształtu piku FWHM zwaną rozdzielczością oraz kalibrację wydajnościową.

Tab. 8. Podstawowe dane jądrowe pierwiastków promieniotwórczych wchodzących w skład źródła kalibracyjnego zbudowanego z tkaniny Petrianowa

Radionuklid	Okres półrozpadu	Emitowane fotony	
		Energia (keV)	Intensywność (%)
²⁴¹ Am	432,6 ± 0,6 lat	26,3	2,31
		59,5	35,92
¹⁰⁹ Cd	461,9 ± 0,4 dni	88,0	3,66
⁵⁷ Co	271,81 ± 0,04 dni	14,4	9,18
		122,1	85,49
		136,5	10,71
⁵¹ Cr	27,704 ± 0,004 dni	320,1	9,89
¹¹³ Sn	115,09 ± 0,03 dni	255,1	2,11
		391,7	64,97
⁸⁵ Sr	64,850 ± 0,007 dni	514,0	98,50
¹³⁷ Cs	30,05 ± 0,08 lat	661,7	84,99
⁵⁴ Mn	312,19 ± 0,03 dni	834,8	99,98
⁶⁵ Zn	244,01 ± 0,09 dni	1115,5	50,22
⁶⁰ Co	5,2711 ± 0,0008 lat	1173,2	99,85
		1332,5	99,98
⁸⁸ Y	106,63 ± 0,05 dni	898,0	93,70
		1836,1	99,35

Źródło: opracowanie własne na podstawie Załącznik 1

2.4.1.2. Certyfikowane punktowe źródła z pojedynczym radionuklidem

Wzorcowe źródło punktowe cezu (¹³⁷Cs) emitujące promieniowania gamma zostało wykorzystywane do przeprowadzenia pomiarów porównawczych. Charakteryzuje je aktywności rzędu 1 kBq, która według producenta źródła kalibracyjnego określona jest z dokładności do ± 20 %. Część aktywną źródła stanowi naniesiony na nośnik roztwór promieniotwórczy Jego średnica wynosi 5 mm. Jest on umieszczony centralnie w obudowie wykonanej z pleksi o średnicy 20 mm i grubości około 4 mm. Szczelna obudowa źródła uniemożliwia wydostanie się materiału promieniotwórczego na zewnątrz. Rysunek 16 przedstawia źródło punktowe cezu (¹³⁷Cs) wykorzystane do badań dryftu temperaturowego. Do

badania rozmycia FEAP spowodowanego dryftem temperaturowym, oprócz źródła cezu (^{137}Cs) wykorzystano również źródła ameryku (^{241}Am), kobaltu (^{60}Co) itd.



Rys. 16. Wzorcowe źródło punktowe

Źródło: opracowanie własne

2.4.2. Akredytowane przestrzenie ekspozycyjne

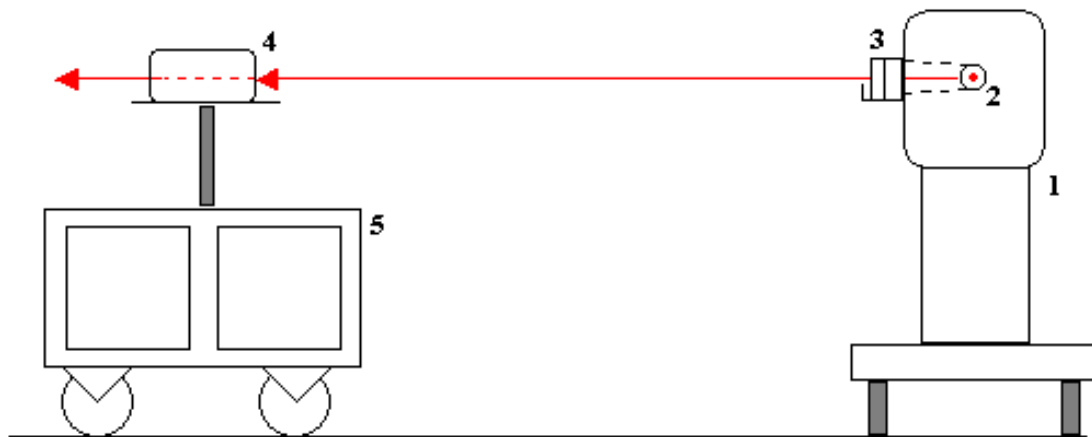
2.4.2.1. Stanowisko kalibracyjne gamma

Wszystkie pomiary laboratoryjne w polach promieniowania gamma, dotyczące badania zachowania spektrometru gamma przeznaczonego do monitoringu radiacyjnego środowiska w oparciu o sondę z detektorem scyntylicyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ wykonano w Laboratorium Wzorcowania Przyrządów Dozymetrycznych i Radonowych Centralnego Laboratorium Ochrony Radiologicznej w Warszawie.

W Laboratorium znajduje się stanowisko kalibracyjne przyrządów dozymetrycznych w polu promieniowania gamma, na którym wykonuje się wzorcowanie sprzętu dozymetrycznego, dozymetrów indywidualnych detektorów termoluminescencyjnych (TLD – ang.: thermoluminescence detector). Podczas procesu wzorcowania i napromieniania stosuje się promieniowanie gamma emitowane przez cez (^{137}Cs), kobalt (^{60}Co), ameryk (^{241}Am).

System jezdny ławy kalibracyjnej składa się z: mobilnego stanowiska pomiarowego, wózka pomiarowego umożliwiającego mocowanie detektorów i mechanizmu automatycznego napędu. Sterowanie odbywa się poprzez komputer osobisty (PC – ang.: personal computer), umieszczony w sterowni. Oddzielną część systemu stanowi irradiator zawierający źródła

promieniotwórcze. Ustawienie źródeł w pozycji do napromieniania realizują pneumatyczne siłowniki zasilane sprężarką. W celu rozszerzenia możliwości pomiarowych w zakresie mocy dawki promieniowania gamma, irradiator wyposażono w zestaw trzech absorberów ołowianych umieszczanych na podstawie przy kolimatorze. Rysunek 17 przedstawia schemat blokowy układu pomiarowego Stanowiska Kalibracyjnego Gamma.



Rys. 17. Schemat blokowy układu pomiarowego Stanowiska Kalibracyjnego Gamma; 1- irradiator, 2 - źródło, 3- dyski pochłaniające, 4- obiekt pomiarowy, 5- wózek pomiarowy

Źródło: opracowanie własne

Z kolei rysunek 18 przedstawia rzeczywisty widok Sali Kalibracyjnej Gamma wraz z irradiatorem oraz wózkiem pomiarowym.



Rys. 18. Widok Sali Kalibracyjnej Gamma.

Źródło: opracowanie własne

Laboratorium Wzorcowania Przyrządów Dozymetrycznych i Radonowych posiada akredytację Nr AP 057 (6 akredytowanych stanowisk kalibracyjnych) wydaną przez Polskie Centrum Akredytacji (PCA). Laboratorium podlega w związku z tym regularnym ocenom przez zewnętrznych audytorów. Akredytację należy rozumieć jako formalne uznanie przez akredytującą jednostkę kompetencji laboratorium do wykonywania określonych czynności metrologicznych. Akredytacja służy budowaniu i umacnianiu zaufania do wyników wzorcowania, kwalifikacji osób oraz certyfikowanych systemów zarządzania jakością.

Międzynarodowe normy i wytyczne określają wymagania akredytacyjne zarówno dla jednostek akredytujących, jak i dla podlegających akredytacji jednostek oceniających zgodność. Uzyskanie akredytacji oznacza, że akredytowane podmioty zostały ocenione i spełniają wymagania według tych norm i wytycznych. Tym samym prowadzone w Laboratorium Wzorcowania Przyrządów Dozymetrycznych i Radonowych badania naukowe wpisują się w filozofię dobrej praktyki laboratoryjnej.

2.4.2.2. Akredytowana komora klimatyczna

W Laboratorium Wzorcowania Przyrządów Dozymetrycznych i Radonowych znajduje się akredytowane przez PCA Radonowe Stanowisko Kalibracyjne. Rysunek 19 przedstawia radonową komorę klimatyczną.



Rys. 19. Akredytowana komora klimatyczna

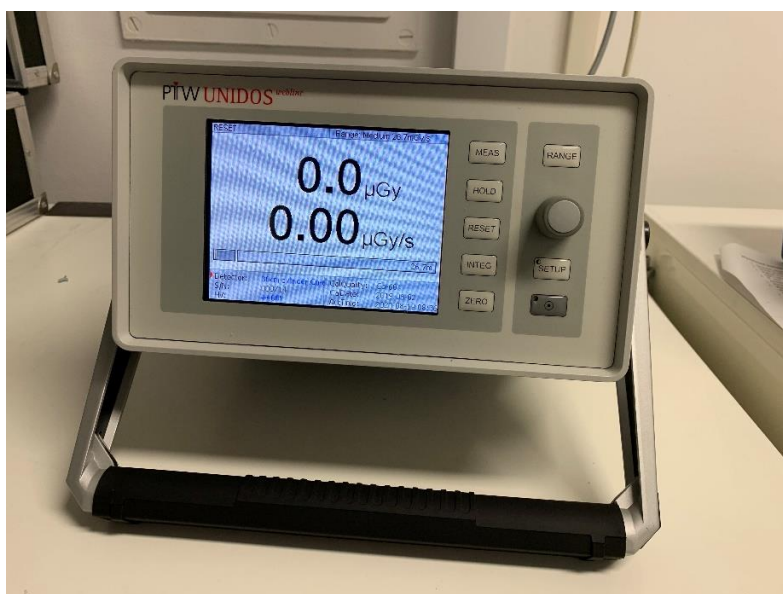
Źródło: opracowanie własne

Stanowisko umożliwia wzorcowanie przyrządów radonowych oraz ekspozycję detektorów śladowych do pomiaru stężenia aktywności radonu w powietrzu. Radonowa komora klimatyczna jest głównym elementem wyposażenia tego stanowiska. Umożliwia utrzymanie zadanych warunków środowiskowych oraz badania wpływu tych warunków na proces radiometryczny w czasie przeprowadzania wzorcowania oraz ekspozycji jak również innych czynności wykonywanych z aparaturą radiometryczną.

Komora daje możliwość wytwarzania wzorcowych wartości stężeń radonu oraz jego produktów rozpadu, pozwala również określać rozkład średnic aerozoli będących nośnikami pochodnych radonu. Dzięki temu daje możliwość poprawnego oszacowania dawki efektywnej od promieniowania emitowanego przez pochodne radonu we wdychanym powietrzu na układ oddechowy. Komora radonowa może pełnić funkcję stanowiska wzorcowego zarówno w metrologii radonu i jego produktów rozpadu w różnych warunkach środowiskowych jak i dzięki wyposażeniu w aparaturę aerozolową w dozymetrii radonowej.

2.4.2.3. Wyposażenie pomiarowe

Urządzenia pomiarowe znajdujące się na wyposażeniu LWPDiR użyte podczas prowadzenia badań eksperymentalnych to sprzęt wzorcowany w akredytowanych jednostkach. Daje pewność zapewnienia jakości i spójności pomiarowej uzyskiwanych wyników pomiarów. Rysunek 20 przedstawia elektrometr PTW UNIDOS.

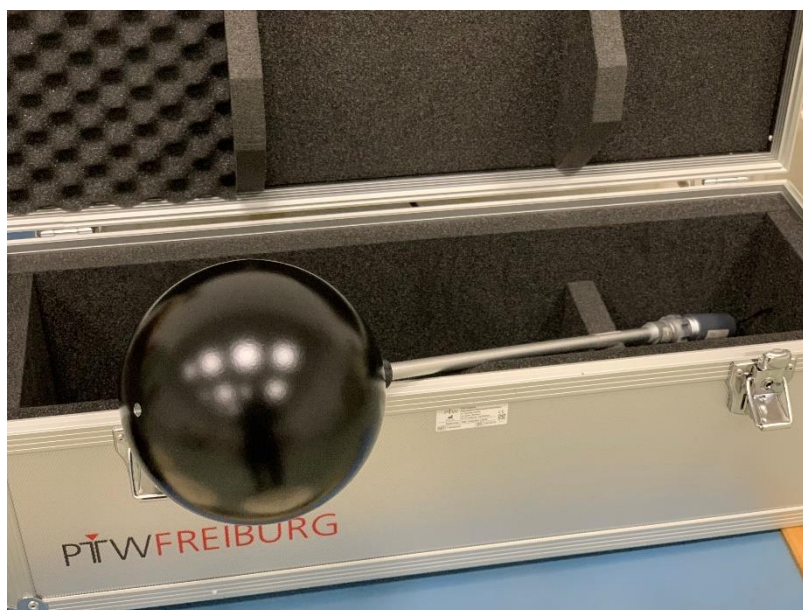


Rys. 20. Dozymetr PTW UNIDOS

Źródło: opracowanie własne

Elektrometr PTW UNIDOS nr T10021-002261 wraz z sferyczną komorą jonizacyjną PTW o objętości 1000 cm³ typ TM32002 nr 000679 służy do wyznaczania wartości wzorcowych (referencyjnych) na stanowisku kalibracyjnym gamma (SKG) dla źródeł promieniotwórczych gamma: cez (¹³⁷Cs), kobalt (⁶⁰Co), ameryk (²⁴¹Am). Do urządzenia można podłączyć różnego typu komory jonizacyjne, urządzenie posiada wbudowaną bibliotekę komór oraz umożliwia przechowywanie danych kalibracyjnych. Urządzenie UNIDOS jest zgodne z normami IEC 60731 jako dozymetr klasy referencyjnej [104].

Sferyczna komora jonizacyjna PTW typ TM32002 służy w ochronie radiologicznej do pomiarów promieniowania jonizującego. Unikalne cechy sprawiają, że komora nadaje się jako standardowa komora do celów kalibracji. Spełnia ona wymagania pełnej powtarzalności oraz długotrwałej stabilności. Kulista konstrukcja komory zapewnia praktycznie jednolitą reakcję na promieniowanie z każdego kierunku. Jej odpowiedź energetyczna jest niemalże płaska. Osiągnięto to poprzez zastosowanie cienkiej warstwy aluminium na wewnętrznej powierzchni ścianki co zapewnia zwiększoną wydajność fotoelektryczną. Zewnętrzna średnica sferycznej komory jonizacyjnej wynosi 140 mm [105]. Rysunek 21 przedstawia sferyczną komorę jonizacyjną PTW typ TM32002.



Rys. 21. Komora jonizacyjna PTW typ TM32002

Źródło: opracowanie własne

Wysokociśnieniowa komora jonizacyjna RSS-131-ER (HPIC – ang.: High Pressure Ion Chamber) produkcji General Electric przeznaczona jest do pomiarów ultraniskich wartości

mocy dawki promieniowania gamma w zakresie od $0 \div 1000$ mSv/h z dokładnością do 5 %. Sprzęt RSS-131-ER został zaprojektowany z myślą o osiągnięciu jak najlepszej równowagi między czułością pomiarową, odpowiedzią energetyczną, stabilnością, zakresem pomiarowym oraz dokładnością wykonywanych pomiarów. Detektorem w urządzeniu jest sferyczna komora jonizacyjna z katodą o średnicy 25 cm wykonana ze stali nierdzewnej. W środku katody umieszczona jest również kulista anoda o średnicy 5 cm. Podczas pracy do zewnętrznej powłoki (katody) przykładane jest wysokie napięcie o polaryzacji -400 V. Gazem roboczym w komorze jonizacyjnej jest argon pod ciśnieniem 25 atmosfer. Próbki napięcia w obwodzie dobywa się z częstotliwością 1 sekundy. Istotnym parametrem urządzenia jest zakres czułości energetycznej. Komora RSS-131-ER jest w stanie mierzyć jonizację promieniowania elektromagnetycznego o energii od 60 keV do 8 MeV [106]. Rysunek 22 przedstawia komorę jonizacyjną RSS-131-ER.



Rys. 22. Komora jonizacyjna RSS-131-ER

Źródło: opracowanie własne

Termohigrometr LB-701 z rejestratorem LB-702 jest specjalistycznym urządzeniem pomiarowym współpracującym z zewnętrznymi sondami przeznaczonymi do pomiaru

i rejestracji temperatury, wilgotności oraz ciśnienia. Sonda pomiarowa LB-701 jest wykonana w kształcie walca, zawiera cienkowarstwowy czujnik temperatury Pt-1000, cienkowarstwowy pojemnościowy czujnik wilgotności względnej, elektroniczne układy przetwarzające oraz układ programowanej pamięci elektronicznej, w której zapisywane są charakterystyki sondy oraz jej dane identyfikacyjne i techniczne. Czujniki pomiarowe sondy są chronione wymienną osłoną, której typ zależy od zastosowań. Poprzez interfejs komunikacyjny USB (opcjonalnie RS-232) wyniki mogą być przekazywane do zewnętrznego urządzenia np. komputera osobistego (PC). Panel odczytowy LB-702 jest przyrządem do przetwarzania i wizualizacji wyników pomiarowych. Obsługę panelu LB-702 zapewnia dedykowane oprogramowanie. Za pośrednictwem programu można dokonać nastaw operacyjnych, odczytać pamięć rejestracji oraz zdiagnozować ewentualne problemy [107]. Rysunek 23 przedstawia Termohigrometr LB-701 z rejestratorem LB-702.



Rys. 23. Termohigrometr LB-701 z rejestratorem LB-702

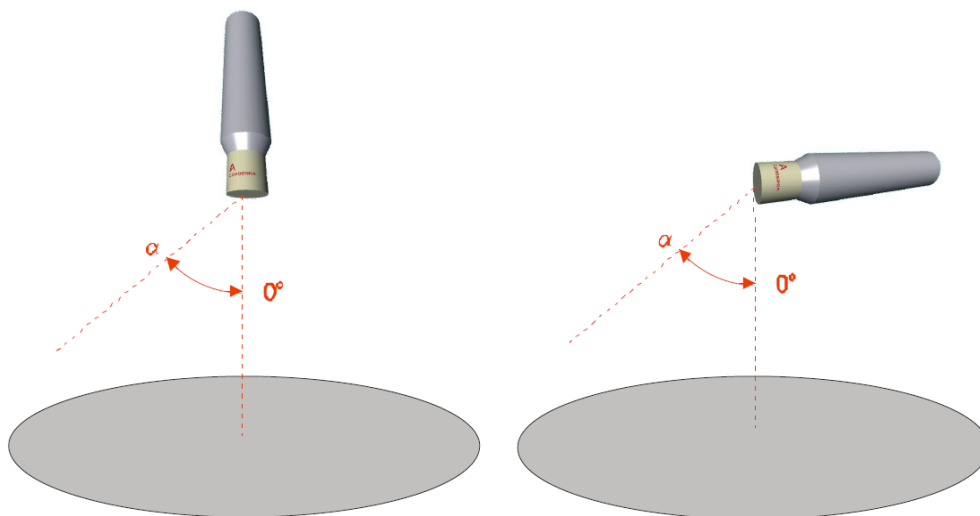
Źródło: opracowanie własne

3. METODY

3.1. Metody analityczne i doświadczalne badania położenia detektora przeznaczonego do monitoringu *in situ*

Najbardziej rozpowszechniona metoda stosowana do pomiarów promieniowania gamma podczas monitoringu radiacyjnego *in situ* bazuje na detektorach umieszczonych wertykalnie (prostopadle) do powierzchni ziemi [108, 109]. Nie ma jednak dowodów na to, że jest ona lepsza niż orientacja horyzontalna (pozioma).

Symulacje numeryczne zastosowano do odpowiedzi na pytanie, która z orientacji detektora jest lepsza. Obliczenia przeprowadzono dla spektrometru z detektorem 1.5×1.5 cala $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ wyposażonego w generyczną charakterystykę numeryczną. Skażoną powierzchnię ziemi symulowano poprzez nieskończenie cienki dysk. Środek tego dysku pokrywał się ze środkiem pokrywy detektora (ang.: end cup) rzutowanej na powierzchnię ziemi. Detektor umieszczony był 1 m nad ziemią (rysunek 24).



Rys. 24. Dwie skrajne orientacje detektora: wertykalna (po lewej) i horyzontalna (po prawej). Szare koła reprezentują powierzchnię ziemi. Rysunki wykonano posługując się oprogramowaniem Canberra: Kompozytor Geometrii Pomiarowych. Kąt alfa oznacza kierunek, z którego promieniowanie dociera do detektora
Źródło: opracowanie własne

Ponieważ w symulacjach numerycznych niemożliwe jest zaprogramowanie nieskończonej powierzchni stąd podjęto się badania ciągu dysków o wzrastającej średnicy

i badano zachowanie funkcji wydajności rejestracji fotonów emitowanych z takich źródeł promieniowania. Badaniu poddano ciąg składający się ze skażonych dysków o średnicy $10 \div 100$ metrów. Założono przy tym, że powierzchnia ziemi symulowana poprzez te dyski jest skażona równomiernie. Jeśli jednak zaszłaby konieczność, możliwe jest symulowanie skażenia niejednorodnego lub rozkładu przestrzennego skażeń w warstwie przyziemnej gruntu lub powietrza. Proces analityczny poszukiwania granicy funkcji wydajności ma sens fizyczny i odpowiada poszukiwaniu największej średnicy kolistego, skażonego terenu, z którego promieniowanie jest jeszcze rejestrowane przez detektor, niezależnie od jego energii.

3.1.1. Funkcja wydajności i narzędzia analityczne do jej badania

Kompozytor Geometrii Pomiarowych jest częścią komercyjnego oprogramowania: Systemu do Obliczeń *In Situ* – ISOCS. Oprogramowania tego użyto do projektowania geometrii pomiarowych oraz generowania funkcji opisujących zależności wydajności rejestracji fotonów od ich energii, czyli kalibracji wydajnościowej detektora. Wydajność rejestracji fotonów jest silnie nieliniową funkcją ich energii.

W dalszej części pracy, do opisu wydajności rejestracji fotonów stosowano wielomiany logarytmiczne trzeciego, czwartego i piątego rzędu (równanie 13):

$$AFEPE = eff(E_\gamma) = exp(\sum_{i=0}^n A_i \cdot \ln(E_\gamma)^i)$$

lub (13)

$$AFEPE = eff(E_\gamma) = exp(\sum_{i=0}^n A_i \cdot \ln(x)^i)$$

gdzie:

$$x = \ln\left(\frac{B}{E_\gamma}\right)$$

gdzie: E – energia fotonów (keV), A_i i B – współczynniki dopasowania.

Wydajność rejestracji fotonów jest zawsze rozumiana jako Absolutna Wydajność w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii (AFEPE) [82]. Jej analityczną reprezentacją jest funkcja $eff(E)$. Równanie 13 nie jest jedyną, możliwą, analityczną reprezentacją funkcji

wydajności. ISOCS jest oprogramowaniem wykorzystującym metodę Monte Carlo w oparciu o kod MCNP.

Kalibracja wydajnościowa pozwala transponować dane radiometryczne w tym przypadku pole FEAP w spektrogramie promieniowania gamma, na radioaktywność próbki mierzonej w ściśle określonej geometrii. Radioaktywność próbek środowiskowych jest zazwyczaj bardzo niska. Wyjątek stanowią będą próbki pobrane w czasie wypadków radiacyjnych lub innych tego typu uwolnień. Stąd też prowadząc badania środowiskowe konieczne jest wprowadzenie należytych narzędzi analitycznych umożliwiających zdefiniowanie zawczasu najbardziej wydajnej geometrii pomiaru. Wydajna geometria to taka, w której mierzona próbka wykaże najwięcej zliczeń.

Całka oznaczona z funkcji wydajności, czyli Scałkowana Absolutna Wydajność w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii – IAFEPE (ang.: Integrated Absolute Full Energy Peak Efficiency), może być używana do porównywania wydajności rejestracji próbek o różnym kształcie (czyli różnej geometrii próbki) lub o tym samym kształcie umieszczonych w różny sposób względem detektora (czyli różnej geometrii pomiaru). IAFEPE wyraża się następującym wzorem (równanie 14):

$$IAFEPE = \int_{E_{min}}^{E_{max}} eff(E)dE \quad (14)$$

IAFEPE jest wielkością wyrażaną w jednostkach energii (keV). Zwiększenie wielkości mierzonej próbki zazwyczaj prowadzi do pogorszenia wydajności rejestracji. Jednakże spadek ten może być, do pewnego stopnia kompensowany poprzez wzrost radioaktywności wynikający wprost ze wzrostu rozmiarów próbki. W przypadku płaskiej skażonej powierzchni iloczyn IAFEPE i pola skażonej powierzchni S , może być narzędziem analitycznym przydatnym do śledzenia zmian wydajności rejestracji (równanie 15):

$$SIAFEPE = S \int_{E_{min}}^{E_{max}} eff(E)dE \quad (15)$$

gdzie: S ($m^2 \cdot keV$) jest powierzchnią płaskiego skażonego koła o średnicy D (m).

3.1.2. Trójwymiarowe mapy wydajności rejestracji

Jeżeli rozważymy pewien ciąg (zdarzeń) utworzony przez próbki, które nieznacznie różnią się od siebie, a różnice te dadzą się opisać ciągiem (w sensie matematycznym) to można analizować funkcję wydajności rejestracji fotonów jako zależność od dwóch zmiennych: energii fotonów i średnicy próbki D_n (równanie 16):

$$eff(E, D_1), eff(E, D_2), eff(E, D_3), \dots, eff(E, D_n) \dots, eff(E, D_\infty), \quad (16)$$

gdzie: $eff(E, D_n)$ jest funkcją wydajności rejestracji fotonów emitowanych przez próbkę o średnicy D_n .

Trójwymiarowa (3D) mapa wydajności jako funkcja energii fotonów E i średnicy próbki D_n powstanie wtedy, kiedy wszystkie funkcje wydajności (lub pewna ich frakcja) zostaną zebrane razem i w odpowiedni sposób przedstawione na jednym wykresie. Jeżeli każdy element funkcjonału przedstawionego przez relację (równanie 16) zostanie zastąpiony całą oznaczoną po energii rejestrowanych fotonów otrzymamy ciąg (równanie 17):

$$IAFEPE(D_1), IAFEPE(D_2), IAFEPE(D_3), \dots, IAFEPE(D_n), \dots, IAFEPE(D_\infty), \quad (17)$$

Po obliczeniu poszczególnych wartości tego ciągu można pokusić się o znalezienie najlepszej funkcji interpolacyjnej $f(IAFEPE(D))$. W tym przypadku D jest zmienną niezależną, mającą, w rozpatrywanym przedziale średnic $D \subset \langle 10 \text{ m}, 100 \text{ m} \rangle$, charakter ciągły. Po znalezieniu takiej funkcji przeprowadza się badanie jej przebiegu, a w szczególności poszukiwanie granicy (równanie 18):

$$\lim f(IAFEPE_{D \rightarrow \infty}(D)) = IAFEPE(d - const) \quad (18)$$

gdzie: $IAFEPE(d = const)$ jest granicą funkcji analitycznej $IAFEPE(D)$ będącej interpolacją rozkładu $IAFEPE$ według średnicy D_n dysków reprezentujących ciąg skażonych powierzchni. $IAFEPE(d = const)$.

Jeśli funkcja interpolująca posiada poziomą asymptotę oznacza to, że posiada ona również granicę, która oznacza średnicę kolistego, skażonego obszaru. Fizycznie oznacza to, że fotony spoza tego obszaru nie dotrą do detektora bowiem zostaną zaabsorbowane pomiędzy miejscem ich emisji, a detektorem.

3.1.3. Tablica współczynników funkcji wydajności

Każda funkcja, która jest elementem ciągu przedstawionego wzorem (równanie 16) ma swoją analityczną reprezentację wyrażoną równaniem (równanie 13). Współczynniki (dopasowania) tych funkcji są wynikiem obliczeń MCNP, które łączą zarówno charakterystykę numeryczną detektora jak i właściwości propagacji promieniowania gamma w obszarze scharakteryzowanym określoną geometrią pomiarową.

Procedurę tę powtórzono dwa razy: dla detektora zorientowanego wertykalnie i horyzontalnie względem powierzchni ziemi. Dobre dopasowanie do krzywej wydajności otrzymano stosując wielomian logarytmiczny trzeciego stopnia. Wartość średnicy skażonego, kolistego obszaru oraz współczynniki wielomianu interpolacyjnego opisującego funkcję kalibracji wydajnościowej wprowadzono do tablicy M (równanie 19):

$$M = \begin{bmatrix} D_1 & A_{0,D_1} & A_{1,D_1} & A_{2,D_1} & A_{3,D_1} \\ D_2 & A_{0,D_2} & A_{1,D_2} & A_{2,D_2} & A_{3,D_2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ D_n & A_{0,D_n} & A_{1,D_n} & A_{2,D_n} & A_{3,D_n} \end{bmatrix} \quad (19)$$

gdzie: $D_1 = 10$ m, $D_2 = 20$ m, ..., $D_n = 100$ m. Indeks l przy średnicy D oznacza, że jest to wartość l -tego współczynnika dla k -tej średnicy z przedziału $\langle 10 \text{ m}, 100 \text{ m} \rangle$ wielomianu logarytmicznego opisującego wydajność rejestracji fotonów przez rozpatrywany detektor.

Wartości z każdej kolumny (począwszy od drugiej) zostały potraktowane oddzielnie i wraz z kolumną pierwszą utworzono z nich cztery tablice dwuwymiarowe $\{2 \times n\}$: $M_0 \div M_3$ (równanie 20). Następnie wartości każdej z tych czterech tablic zostały przedstawione graficznie jako rozkład współczynnika wielomianu A_{k,D_l} według średnicy skażonego, kolistego obszaru D_l .

$$M_0 = \begin{bmatrix} D_1 & A_{0,D_1} \\ D_2 & A_{0,D_2} \\ \dots & \dots \\ D_n & A_{0,D_n} \end{bmatrix}; \quad M_1 = \begin{bmatrix} D_1 & A_{1,D_1} \\ D_2 & A_{1,D_2} \\ \dots & \dots \\ D_n & A_{0,D_1} \end{bmatrix};$$

(20)

$$M_2 = \begin{bmatrix} D_1 & A_{2,D_1} \\ D_2 & A_{2,D_2} \\ \dots & \dots \\ D_n & A_{2,D_n} \end{bmatrix}; \quad M_3 = \begin{bmatrix} D_1 & A_{3,D_1} \\ D_2 & A_{3,D_2} \\ \dots & \dots \\ D_n & A_{3,D_1} \end{bmatrix};$$

Kolejno dokonano interpolacji tego rozkładu za pomocą funkcji (eksponencjalnej) wykładniczej o podstawie wykładnika e i zbadano czy funkcja ta ma granicę i gdzie. Postępowanie takie ma sens fizyczny poszukiwania (współczynników) funkcji opisującej wydajność rejestracji fotonów emitowanych ze skażonego, kolistego obszaru przy założeniu, że fotony spoza tego obszaru nie dotrą już do detektora. Cztery szczególne wartości liczbowe $a_0 \div a_3$ współczynników $A_0 \div A_3$ obliczono w następujący sposób (równanie 21):

$$a_k = \lim_{D \rightarrow \infty} M_n(D) \quad (21)$$

gdzie: $M_n(D)$ jest funkcja interpolacyjną w najlepszy sposób opisującą rozkład A_{k,D_l} według średnic D_l ; $k = 0 - 3$; $l = 10 \text{ m}, 20 \text{ m}, \dots, 100 \text{ m}$. Należy pamiętać, że a_k jest bezwymiarowe.

Cztery współczynniki a_k obliczone na podstawie równania 21 zostały następnie użyte do zbudowania funkcji określonej równaniem 13. Ponieważ procedurę tą powtarzano dwukrotnie to otrzymano w ten sposób dwie funkcje opisujące krzywe wydajności zarówno dla orientacji wertykalnej jak i horyzontalnej detektora. Ponieważ sama funkcja opisująca wydajność nie świadczy o tym, która z rozpatrywanych geometrii jest bardziej efektywna to do ich porównania użyto wielkości IAFEPE zdefiniowanej w równaniu 14.

3.1.4. Porównanie wielkości FEAP dla odpowiednich radionuklidów

W celu praktycznej weryfikacji przedstawionej powyżej analizy przeprowadzono dwie serie badań *in situ* (tj. pomiarowych tym razem wewnątrz ośrodka kalibracyjnego). Wykorzystano spektrometr promieniowania gamma wyposażony w detektor $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ oraz

analizator wielokanałowy (MCA) InInspector 2000, a pełną skalę energetyczną podzielono na 1024 kanały. Tym razem spektrometr został zamontowany wewnątrz hali kalibracyjnej Centralnego Laboratorium Ochrony Radiologicznej (CLOR). Na tym etapie badań spektrometr zabezpieczono przed zmianami temperatury zewnętrznej, wilgotności i opadów atmosferycznych, które mogą wystąpić na zewnątrz budynku.

Wcześniejsze pomiary detektorem HPGe wykonane w celach akredytacyjnych wykazały, że promieniowanie tła w hali kalibracyjnej CLOR pochodzi od naturalnie występujących radionuklidów w materiałach budowlanych stosowanych do budowy ścian, podłóg i sufitów, radioaktywnych produktów rozpadu radonu, które są obecne w powietrzu, oraz niewielkie ilości radionuklidu cezu (^{137}Cs), które zostały wbudowane do materiałów budowlanych w wyniku wcześniejszych awarii w elektrowniach jądrowych (głównie w Czarnobylu) i prób broni jądrowej.

Detektor wraz z fotopowielaczem nie były ekranowane i montowane były pionowo lub poziomo w stosunku do powierzchni podłogi. Widma promieniowania gamma zebrano za pomocą MCA InInspector 2000 i analizowano (w celu określenia położenia pików i wykonania obliczenia powierzchni pików) za pomocą pakietu oprogramowania komputerowego Genie 2000 produkcji Canberra.

3.2. Metody doświadczalne i analityczne badania dryftu temperaturowego detektora przeznaczonego do monitoringu *in situ*

W celu zbadania zjawiska dryftu temperaturowego sondę z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ umieszczono wraz z całym układem pomiarowym w akredytowanej komorze klimatycznej. Temperaturę przy samym detektorze monitorowano za pomocą wzorcowanego Termohigrometru LB-701 z rejestratorem LB-702 (patrz Rozdział 2 Materiał). Rysunek 25 przedstawia układ pomiarowy zastosowany do przeprowadzenia przedmiotowych badań doświadczalnych.

Aby zapewnić powtarzalność prowadzonych pomiarów tj. niezmienną geometrię pomiarową, zaprojektowano w programie konstrukcyjnym Autodesk Inventor i wykonano za pomocą drukarki 3D uchwyt z materiału PLA (PLA – ang.: polylactic acid) na certyfikowane wieloizotopowe źródło kalibracyjne. Uchwyt był mocowany na froncie (ang.: end cup) detektora. Rysunek 26 przedstawia zaprojektowany i wykonany uchwyt na drukarce 3D wykorzystany do przeprowadzenia badań.



Rys. 25. Widok układu pomiarowego umieszczonego w akredytowanej komorze klimatycznej
Źródło: opracowanie własne



Rys. 26. Zaprojektowany i wykonany uchwyt na drukarce 3D do wieloizotopowego źródła kalibracyjnego
Źródło: opracowanie własne

Pomiary wykonano dla widm spektrometrycznych rejestrowanych w ustabilizowanych warunkach temperaturach: - 20 °C, - 10 °C, 0 °C, 10 °C, 20 °C, 30 °C, 40 °C, 50 °C.

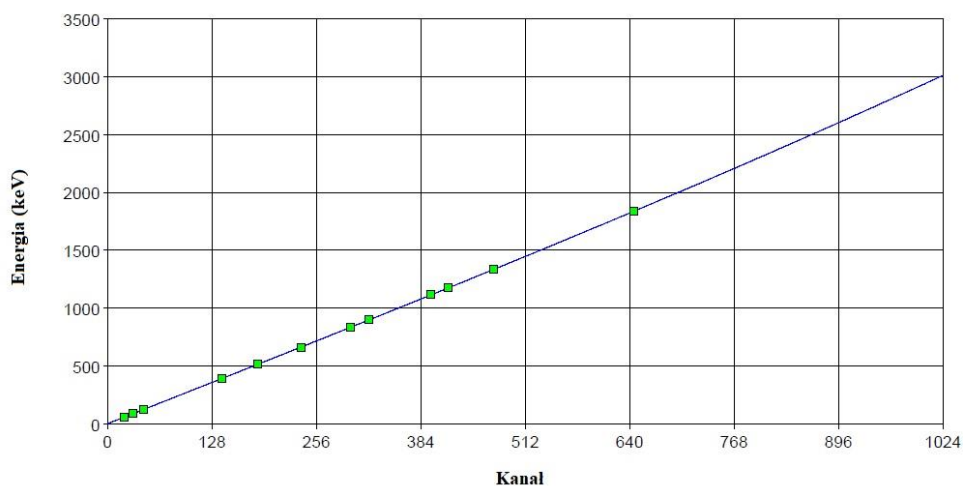
3.2.1. Wykonanie kalibracji energetycznej i kształtu pików FWHM

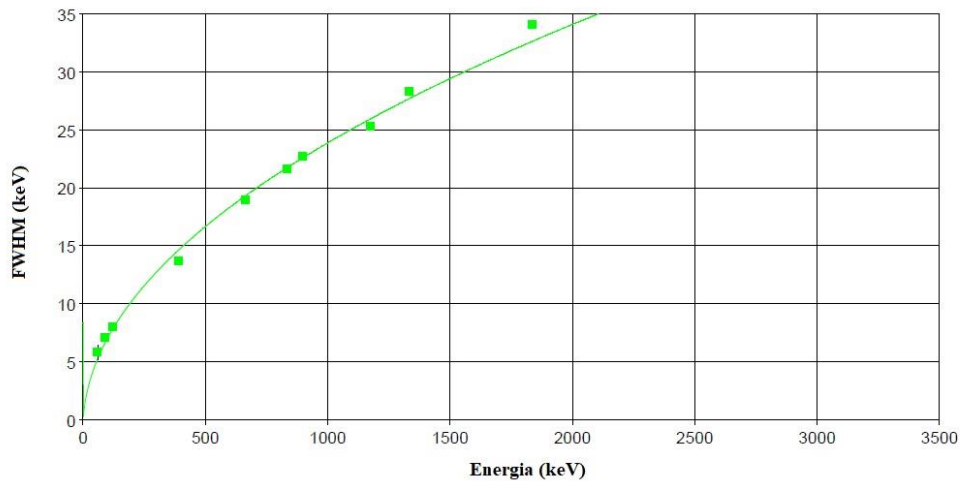
Za pomocą wieloizotopowego źródła kalibracyjnego opisanego w Rozdziale 2 Materiał przeprowadzono kalibrację energetyczną i kształtu pików FWHM sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

Spektrometr gamma umieszczano w komorze klimatycznej. Sonda z detektorem scyntylacyjnym były umieszczane na trójnogu, a sam detektor pozostawał nieosłonięty. Następnie spektrometr gamma pozostawiono na okres 7200 sekund, aż do osiągnięcia przez przyrząd temperatury panującej w komorze klimatycznej. Czas ten dobierano eksperymentalnie poprzez rejestracje temperatury wewnątrz cylindra wykonanego z materiału izolującego termicznie. Następnie wykonywano pomiar tła promieniotwórczego. Nieosłonięty detektor rejestrował naturalne tło promieniotwórcze oraz bieg własny detektora. Pomiar każdorazowo prowadzono przez 54000 sekund.

Po przeprowadzonych w różnych temperaturach pomiarach tła promieniotwórczego do detektora mocowano wykonany uchwyt do wieloizotopowego źródła kalibracyjnego. Powtarzano procedurę aklimatyzacji, a następnie dokonywano akwizycji widma promieniowania gamma emitowanego podczas rozpadu radionuklidów zastosowanych do produkcji źródła kalibracyjnego.

Po wykonaniu każdego pomiaru widma zachowywano i wykonywano kalibrację energetyczną i kształtu FWHM, a następnie kalibrację wydajnościową zmieniając stopień wielomianu interpolacyjnego, którym opisywano przebieg krzywej kalibracji energetycznej. Raporty zachowywano do dalszej analizy. Rysunek 27 przedstawia typowe wykresy kalibracji energetycznej i kształtu FWHM.



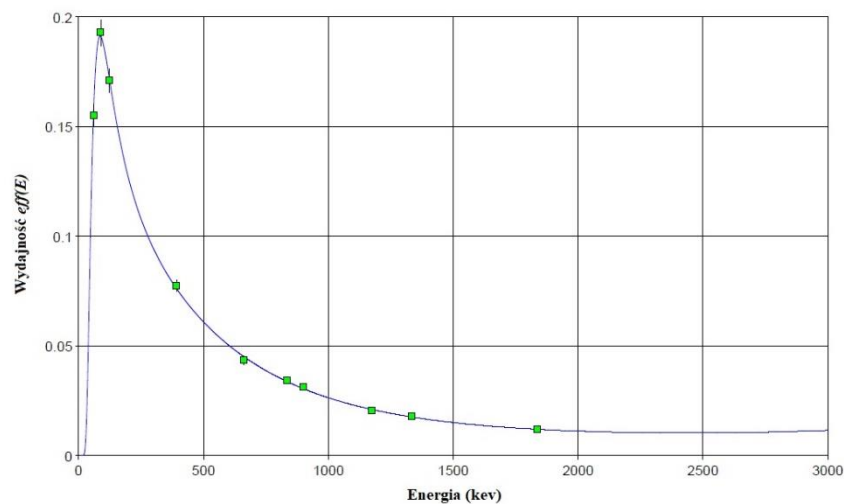


Rys. 27. Wykresy typowych kalibracji energetycznej i kształtu FWHM

Źródło: opracowanie własne

3.2.2. Wykonanie kalibracji wydajnościowej

Przy użyciu wieloizotopowego źródła kalibracyjnego, opisanego w Rozdziale 2 Materiał, przeprowadzono kalibrację wydajnościową sondy scyntylacyjnej z detektorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Kalibrację tę wykonano dla widm zmierzonych we wszystkich branych pod uwagę temperaturach (patrz pkt 3.2.). Kalibrację wydajnościową wykonywano zmieniając stopień wielomianu interpolacyjnego, którym opisywano przebieg krzywej kalibracji wydajnościowej. Raporty zachowywano do dalszej analizy. Rysunek 28 przedstawia typowy wykres funkcji opisującej kalibrację wydajnościową.

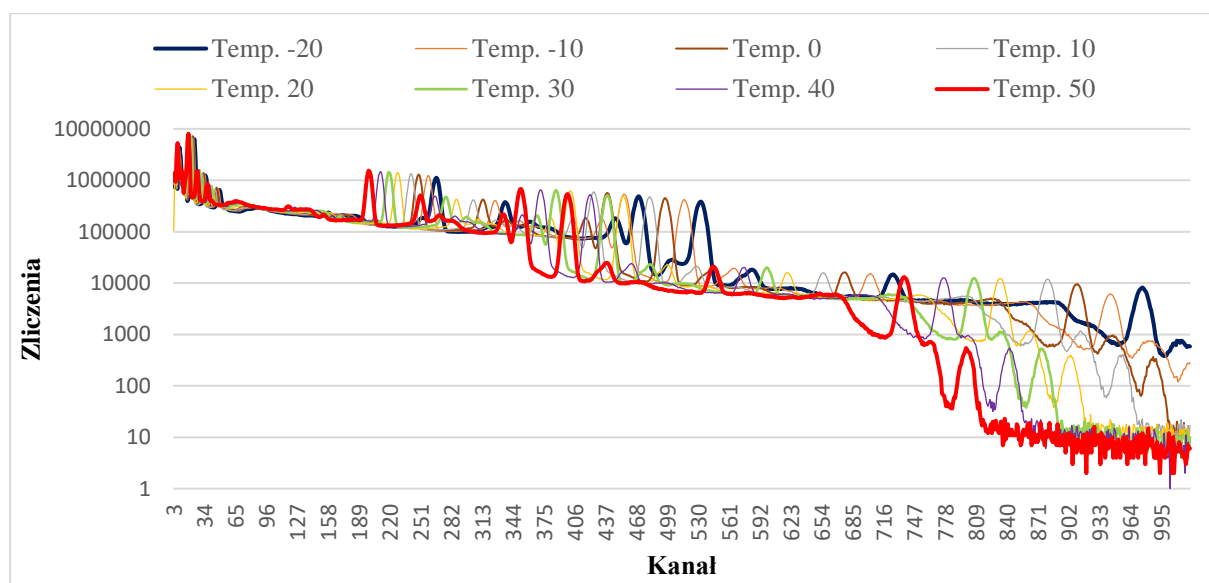


Rys. 28. Wykres kalibracji wydajnościowej

Źródło: opracowanie własne

3.2.3. Wykonanie kalibracji temperaturowej

Wykonane badanie doświadczalne miało na celu zweryfikowanie zjawiska dryftu temperaturowego sondy z detektorem scyntylicyjnym LaBr₃(Ce). Pomiary przeprowadzono w komorze klimatycznej radonowej opisanej w Rozdziale 2 Materiał. Przyjęto, że warunki temperaturowe podczas monitoringu radiacyjnego środowiska w strefie klimatycznej Polski mogą zmieniać się w zakresie od - 20 °C do 50 °C. Obecnie temperatury w Polsce nie spadają zimą poniżej - 20 °C. Jeśli nawet taka sytuacja miałaby miejsce to zakres poniżej - 20 °C może zostać uwzględniony poprzez ekstrapolacje wyników. Obserwację meteorologiczne wskazują, że temperatury latem w Polsce nie przekraczają 30 °C. Tym niemniej w okresie pełnej ekspozycji słonecznej, w okolicach południa przedmioty metalowe nagrzewają się nawet do temperatury 50 °C. Rysunek 29 przedstawia dryft temperaturowy dla sondy z detektorem scyntylicyjnym LaBr₃(Ce).



Rys. 29. Przemieszczanie się widma promieniowania gamma w warunkach zmieniającej się temperatury otoczenia: dryft temperaturowy

Źródło: opracowanie własne

3.2.4. Unfolding dryftu temperaturowego widma spektrometrycznego promieniowania gamma

3.2.4.1. Dryft widma spektrometrycznego – badania numeryczne

Wykonane badania obejmowały opracowanie i zastosowanie metod doświadczalnych analitycznych oraz numerycznych do przeprowadzenia rozłożenia (unfoldingu) dryftu tła

promieniotwórczego i widma spektrometrycznego promieniowania gamma dla sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Współczesne metody numeryczne pozwalają przeprowadzić efektywnie wirtualny eksperyment spektrometryczny bazując na danych dotyczących realnego detektora oraz jego rzeczywistych parametrów.

Symulacje numeryczne: binarne rozkłady temperatur i zliczeń

W przypadku metod analitycznych (numerycznych), aby wyznaczyć wartość liczby zliczeń w kanale $y(x)$ należy obliczyć, gdzie znajdzie się centroid x_0 w danej temperaturze T_1 , jaka jest wartość sigma (σ) dla T_1 oraz szerokość połówkową pikę (FWHM(T)). Centroid x_0 wyznaczamy po przekształceniu równania 4, do postaci:

$$x_0 = \frac{E-b(T)}{m(T)} \quad (22)$$

Następnie obliczamy z kalibracji kształtu (FWHM), posługując się m. in. równaniem 2 współczynniki c i n_1 oraz wartość sigma (σ) korzystając również z poniższego wzoru:

$$FWHM(E, T) = c(T) + n_1(T)\sqrt{E} \quad (23)$$

W celu określenia położenia pikę w widmie spektrometrycznym od kanału oznaczającego położenie centroidu x_0 odejmuje i dodajemy wyliczoną wartość 2σ (równanie 24). Takie podejście i wykonane obliczenia zapewniają, że jesteśmy w przedziale, w którym znajduje się 98 % zliczeń dla zarejestrowanego pikę całkowitego pochłaniania energii (FEAP).

Następnie, po obliczeniu tych parametrów generuje się rozkład Gaussa dla danej temperatury T_1 , a także widmo tła. Obliczenia wykonuje się do obszaru (ROI) wyznaczonego dla 2σ (równanie 24):

$$ROI = x_0(T_1) \pm 2\sigma \quad (24)$$

Kolejnym krokiem po wygenerowanego, dla danej temperatury rozkładu Gaussa jest odjęcie wygenerowanego widma tła promieniotwórczego. Następnie wykonuje się obliczenia dla temperatury T_2 , aż do T_n . W wyniku przeprowadzenia takich obliczeń otrzymujemy

numeryczny rozkład widma spektrometrycznego dla zadanej zmiany temperatury opisanej przez wektor zmiany temperatur.

Dla dalszych rozważań, w szczególności symulacji numerycznych przyjmowano, że iloczyn aktywności i wydajności równy jest jedności (aczkolwiek nie jest to konieczne). Fotony emitowane są przez promieniotwórcze jądra cezu (^{137}Cs), a temperatura zmienia się skokowo pomiędzy skrajnymi przyjmowanymi wartościami tj. $T_1 = -20\text{ }^\circ\text{C}$, $T_2 = 50\text{ }^\circ\text{C}$. Przyjęto do obliczeń sześć sekwencji obejmujących czas ekspozycji przyrządu na zadaną temperaturę. Sekwencje te oznaczają kolejno:

- $t_1 = t_2$, $T_1 \gg T_2$; identyczny czas ekspozycji przyrządu $t_1 = t_2$ na skrajnie różniące się temperatury $T_1 \gg T_2$,
- $t_1 = t_2$, $T_1 \sim T_2$; identyczny czas ekspozycji przyrządu $t_1 = t_2$ na niewiele różniące się temperatury $T_1 \sim T_2$,
- $t_1 \ll t_2$, $T_1 \ll T_2$; krótki pierwszy okres ekspozycji na skrajnie niską temperaturę i długi (x10) okres ekspozycji na skrajnie wysoką temperaturę,
- $t_1 \ll t_2$, $T_1 \gg T_2$; krótki pierwszy okres ekspozycji na skrajnie wysoką temperaturę i długi (x10) okres ekspozycji na skrajnie niską temperaturę,
- $t_1 \gg t_2$; $T_1 \gg T_2$; długi (x 10) pierwszy okres ekspozycji na skrajnie wysoką temperaturę i krótki drugi okres ekspozycji na skrajnie niską temperaturę,
- $t_1 \gg t_2$; $T_1 \ll T_2$; długi (x 10) pierwszy okres ekspozycji na skrajnie niską temperaturę i krótki drugi okres ekspozycji na skrajnie wysoką temperaturę.

Zmiany temperatury w Polsce nie następują w sposób skokowy i nie obejmują skrajnych wartości temperatur. Tym niemniej do obliczeń przyjęto wartości ekstremalne stosunków t_1/t_2 i T_1/T_2 , aby w takich okolicznościach zrozumieć jak powstają złożone struktury na spektrogramie dotyczące pojedynczego FEAP. To poznanie jest konieczne, aby sterować procesem rozłożenia (unfoldingu) złożonych FEAP na takie, dla których będzie można określić ich centroid i pole pod pikiem całkowitego pochłaniania energii.

3.2.4.2. Dryft widma spektrometrycznego – badania doświadczalne

W warunkach rzeczywistych monitoringu radiacyjnego środowiska nie mamy możliwości wymuszenia pojawienia się określonych radionuklidów oraz żądanych zmian

temperatury. Dlatego w celu przanalizowania zjawiska dryftu temperaturowego wykonano badania doświadczalne w kontrolowanym otoczeniu. Badania przeprowadzono w warunkach rzeczywistych ciągłych zmian temperatury, podczas procesu rejestracji widma spektrometrycznego. Do przeprowadzenia eksperymentu posłużono się źródłem promieniotwórczym cez (^{137}Cs) ($E_\gamma = 661,65 \text{ keV}$) umieszczonym na powierzchni czołowej detektora (end cup). Badania takie wykonano również dla źródeł promieniotwórczych o innych energiach tj. ameryk (^{241}Am) ($E_\gamma = 59,54 \text{ keV}$), kobalt (^{60}Co) ($E_\gamma = 1173 \text{ keV}$ i 1332 keV) oraz itr (^{88}Y) ($E_\gamma = 898 \text{ keV}$ i 1836 keV).

W tym celu temperaturę w komorze klimatycznej ustalano na żądaną. W komorze klimatycznej zainstalowano sondę z detektorem scyntylicyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ wraz ze źródłem promieniotwórczym (opisanym w pkt 2.4.2.1). Po osiągnięciu ustalonej temperatury przez zainstalowany sprzęt dokonywano zmiany temperatury przez odpowiednie nastawy sterownika. Temperatura wewnątrz komory zmieniała się w sposób ciągły, aż do osiągnięcia temperatury końcowej. Zmiany temperatury miały charakter wykładniczy. W zależności od kierunku zmian temperatury, były to funkcje z wykładnikiem dodatnim lub ujemnym lub różnica liczby całkowitej i funkcji wykładniczej z liczbą „e” jako podstawą wykładnika. W każdym przypadku dokonywano rejestracji zmieniającej się temperatury za pomocą Termohigrometru LB-701 z rejestratorem LB-702 (opisanym w pkt 2.4.2.3).

3.2.4.3. Dryft widma spektrometrycznego tła promieniotwórczego

W przypadku sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska za pomocą metody spektrometrycznej z wykorzystaniem spektrometru gamma istotne jest opracowanie procedury odejmowania naturalnego tła promieniotwórczego. Pomiary tła promieniotwórczego przeprowadzono zgodnie z metodyką dotyczącą pomiarów źródła kalibracyjnego. W każdej, zmieniającej się o $10 \text{ }^\circ\text{C}$, temperaturze z przedziału od $-20 \div 50 \text{ }^\circ\text{C}$ wykonano pomiar tła, a następnie, od widma źródła kalibracyjnego odejmowano widma tła promieniotwórczego zmierzone w tej samej temperaturze.

Jeśli jednak zmiany temperatury miały charakter ciągły to w celu obliczenia migracji tła promieniotwórczego dla danej temperatury (np. $-17 \text{ }^\circ\text{C}$), która nie została wyznaczona eksperymentalnie należało odpowiedzieć na pytanie jak będzie przesuwano się wzdłuż skali kanał/energia widmo tła promieniotwórczego. Na podstawie późniejszych pomiarów zmiany wydajności rejestracji fotonów w funkcji zmieniającej się temperatury wiadomo było, że zmiany te nie mają znamion statystycznej zmienności, czyli liczba zliczeń w kanale

początkowym, w temperaturze T_1 i końcowym (będącym wynikiem dryftu), w temperaturze T_2 pozostanie niezmienną. Inaczej mówiąc energia i ilość rejestrowanych fotonów nie ulegną zmianie, a jedynie zmieni się kanał, w którym będą one obserwowane.

W celu obliczenia migracji tła promieniotwórczego należy rozwiązać układ równań (równanie 25) i wyznaczyć z niego wartość kanału. Współczynniki do tego równania: $b(T_{-20})$, $b(T_{-17})$, $m_1(T_{-20})$, $m_1(T_{-17})$ pochodzą z temperaturowej kalibracji energetycznej wyznaczonej doświadczalnie (w tym przypadku dla temp. - 20 °C):

$$E = b(T_{-20}) + m_1(T_{-20}) \cdot ch_{-20} \quad (25)$$

$$E = b(T_{-17}) + m_1(T_{-17}) \cdot ch_{-17}$$

gdzie: E – stała energia fotonów (keV), ch_{-20} – kanał, w którym rejestrowane są fotony o energii E w temperaturze - 20 °C, ch_{-17} – kanał, w którym rejestrowane są fotony o energii E w temperaturze - 17 °C, $m_1(T_{-20})$ – współczynnik kierunkowy prostej opisującej funkcje kalibracji energetycznej wyznaczony w komorze klimatycznej podczas kalibracji energetycznej prowadzonej w temperaturze - 20 °C, $b(T_{-20})$ – punkt przecięcia prostej będącej reprezentacją funkcji kalibracji energetycznej z osią rzędnych w temperaturze - 20 °C, ch_{-17} – kanał, w którym rejestrowane są fotony o energii E w temperaturze - 17 °C, $m_1(T_{-17})$ – wyznaczony interpolacyjnie, na podstawie energetycznej kalibracji temperaturowej, współczynnik kierunkowy prostej opisującej funkcje kalibracji energetycznej, $b(T_{-17})$ – wyznaczony interpolacyjnie, punkt przecięcia prostej, będącej reprezentacją funkcji kalibracji energetycznej z osią rzędnych.

W układzie równań opisanych przez równanie 25 współczynniki $m_1(T_{-20})$ i $m_1(T_{-17})$ oraz $b(T_{-20})$ i $b(T_{-17})$ mają konkretne wartości liczbowe, ch_{-20} i ch_{-17} pełnią rolę zmiennych niezależnych, a E jest zmienną zależną.

Tło widma temperatury składa się z ciągu temperatur: $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$, gdzie T_1 – temperatura początkowa, a T_n temperatura końcowa. W równaniu 25 energia fotonów nie ulega zmianie. Nieznany jest numer kanału, w którym obserwowane są fotony o stałej energii E . W spektrometrze gamma skala energii podzielona została na 1024 kanały. Stąd układ równań po przekształceniach ma postać równania z jedną niewiadomą ch_{-17} :

$$ch_{-17} = \frac{b(T_{-20}) - b(T_{-17}) + m1(T_{-20}) \cdot ch_{-20}}{m1(T_{-17})} \quad (26)$$

Równanie 26 należy rozwiązać 1024 razy dla każdego kanału oraz „n” dla każdej temperatury. Ponieważ numer kanału nie może być dowolną liczbą rzeczywistą, a jedynie liczbą naturalną (z zakresu $1 \div 1024$) należy przeprowadzić procedurę zaokrąglania. Przy zmianie temperatury od 50 °C do - 20 °C widmo ulega „rozciągnięciu”, a FEAP-y przesuwają się w prawo. Obliczenia należało zakończyć, gdy maksymalny kanał osiągnie wartość 1024.

3.3. Kalibracja spektrometru gamma w jednostkach mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$

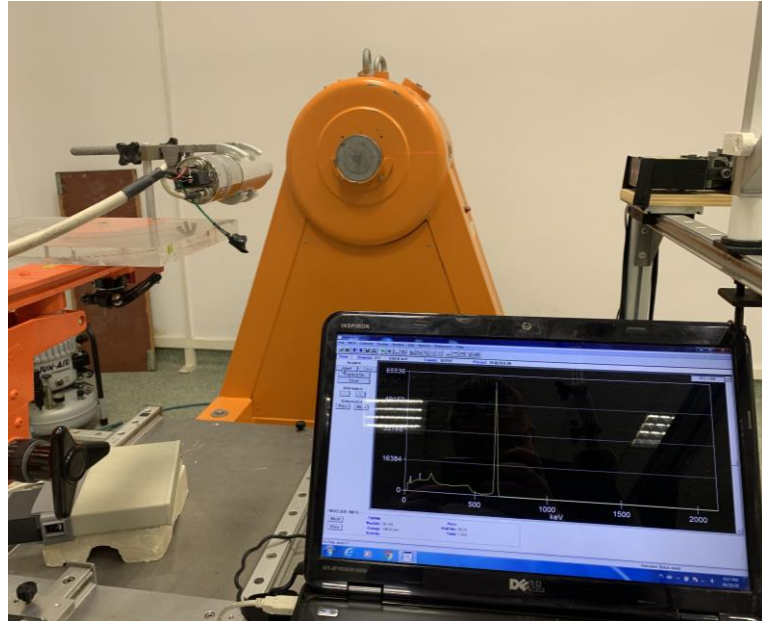
Kalibracje sondy z detektorem scyntylicyjnym $LaBr_3(Ce)$ przeprowadzono na stanowisku kalibracyjnym gamma (opisanym w Rozdziale 2 Materiał pkt 2.4.2.1).

Metoda doświadczalna polegała na badaniu odpowiedzi spektrometru gamma w postaci zarejestrowanego widma (a konkretnie pola pod zarejestrowanym pikiem) dla wybranego źródła promieniotwórczego i porównaniu wskazania ze znaną wartością odniesienia wyrażoną w jednostkach mocy dawki ($\mu Sv/h$). Znaną wartość mocy dawki uzyskiwano za pomocą zmiany odległości oraz przy zastosowaniu ołowianych absorbentów montowanych do iradiatora.

Wartości odniesienia wyznaczono za pomocą ustalonych konfiguracji odległość – absorbent przy użyciu zestawu UNIDOS i wzorcowanych komór jonizacyjnych PTW oraz RSS-131-ER (opisanych w punkcie 2.4.2.3.). Do przeprowadzonej kalibracji użyto akredytowanych źródeł promieniotwórczych stosowanych na stanowisku kalibracyjnym gamma: ameryk (^{241}Am), cez (^{137}Cs) oraz kobalt (^{60}Co). Charakteryzują się one emitowaną energią tj. dla ^{241}Am ($E_\gamma = 59,54$ keV), dla ^{137}Cs ($E_\gamma = 661,65$ keV) oraz dla ^{60}Co ($E_\gamma = 1173$ keV oraz 1332 keV). Zakres pomiarowy mocy dawki $H^*(10)$ wynosił od $0,1 \mu Sv/h$ do $1000 \mu Sv/h$.

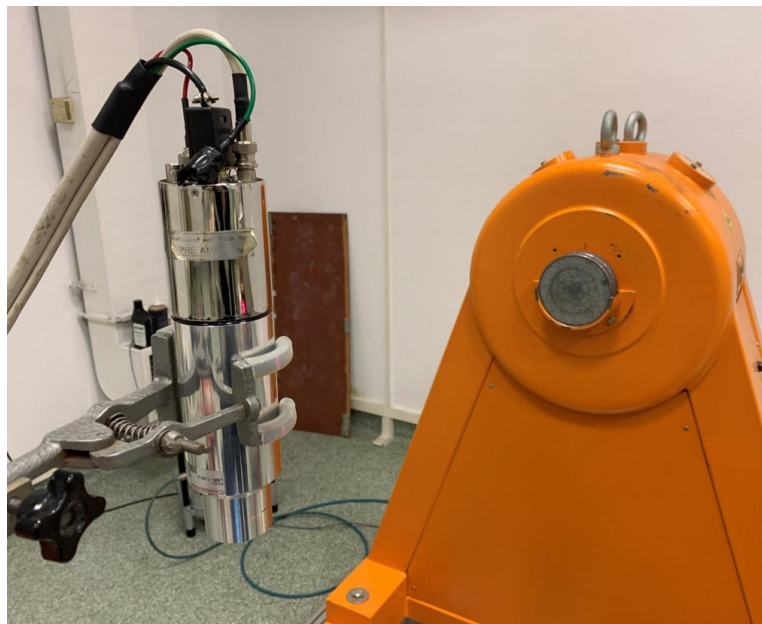
Badanie doświadczalne przeprowadzono dla dwóch położenia detektora tzn. dla położenia wertykalnego oraz horyzontalnego względem iradiatora znajdującego się na Stanowisku Kalibracyjnym Gamma.

Rysunek 30 przedstawia geometrię położenia między: detektor – iradiator dla pomiaru wertykalnego. Natomiast rysunek 31 przedstawia geometrię położenia między: detektor – iradiator dla pomiaru horyzontalnego.



Rys. 30. Położenie detektora dla pomiaru wertykalnego

Źródło: opracowanie własne



Rys. 31. Położenie detektora dla pomiaru horyzontalnego

Źródło: opracowanie własne

4. WYNIKI I ICH OMÓWIENIE

4.1. Wyniki stosowania symulacji numerycznych do kalibracji wydajnościowej spektrometru promieniowania gamma z detektorem LaBr₃(Ce)

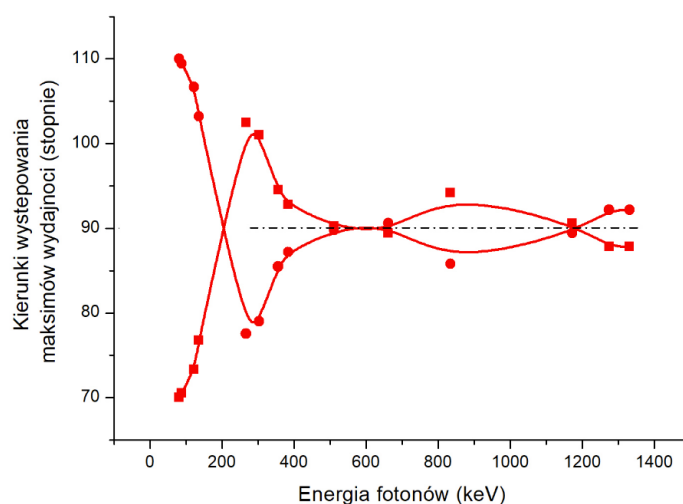
Na rysunku 10, który zaprezentowano wyjątkowo w części opisującej zastosowany w pracy materiał badawczy w celu uzasadnienia stosowania w pracy metod symulacji numerycznych przedstawiono rezultaty kalibracji wydajnościowej badanego spektrometru gamma, wykonanej dwoma metodami. Metodą bazową jest kalibracja wykonana z użyciem źródła kalibracyjnego (opis w Rozdziale Materiał). Rezultaty otrzymane tą metodą porównano z wynikami otrzymanymi metodami matematycznymi. Sonda z detektorem scyntylacyjnym LaBr₃(Ce) została charakteryzowana numerycznie przez producenta (patrz pkt 2.2.5.5.). Kalibracje przeprowadzono metodą Monte Carlo przy zastosowaniu oprogramowania Geometry Composer oraz LabSOCS. Charakterystyka numeryczna detektora miała charakter generyczny. W przeciwieństwie do charakterystyk numerycznych dedykowanych, które dotyczą zazwyczaj pojedynczego detektora HPGe. Pomimo tego zgodność rezultatów była satysfakcjonująca. Kolorem niebieskim przedstawiono błąd względny kalibracji matematycznej wyrażony w procentach. Dokładność wykonania kalibracji wydajnościowej metodą matematyczną jest akceptowalna w całym zakresie energii mierzonych fotonów. W zakresie energii fotonów poniżej 150 keV, błąd ten dochodzi do 2 %, przy czym wartości tej nie przekracza. W pozostałym zakresie energii fotonów jest na poziomie 0.5 %.

Oznacza to, że metodami matematycznymi, przy zastosowaniu symulacji MCNP, można z powodzeniem wykonywać kalibrację wydajnościową wszędzie tam, gdzie niedostępne są źródła kalibracyjne. Stosowalność metod numerycznych powinna być weryfikowana doświadczalnie (jeśli jest możliwe) jak miało to miejsce w przypadku dryftu temperaturowego.

4.2. Badanie usytuowania sondy względem powierzchni Ziemi

We wcześniejszych pracach wykonywanych w CLOR stwierdzono, że wydajność rejestracji fotonów w warunkach monitoringu radiacyjnego zmienia się w zależności od kierunku ich padania. Rysunek 32 przedstawia wydajność rejestracji fotonów w zależności od kierunku ich docierania do detektora.

Powyższe rekapitulacje skłoniły autora do przeprowadzenia badań sposobu usytuowania detektora względem powierzchni ziemi w procesie monitoringu radiacyjnego.



Rys. 32. Fluktuacje wydajności rejestracji fotonów w zależności od kierunku ich docierania do detektora

Źródło: opracowanie własne

Pod uwagę brano dwa usytuowania: wertykalne i horyzontalne (patrz rysunek 24). Z rozważań wykluczono usytuowanie wertykalne z detektorem skierowanym „w niebo”. Przyjęto bowiem, że przy takim usytuowaniu fotopowielacz i stopień wstępny oraz okablowanie będą ekranować promieniowanie docierające z powierzchni ziemi.

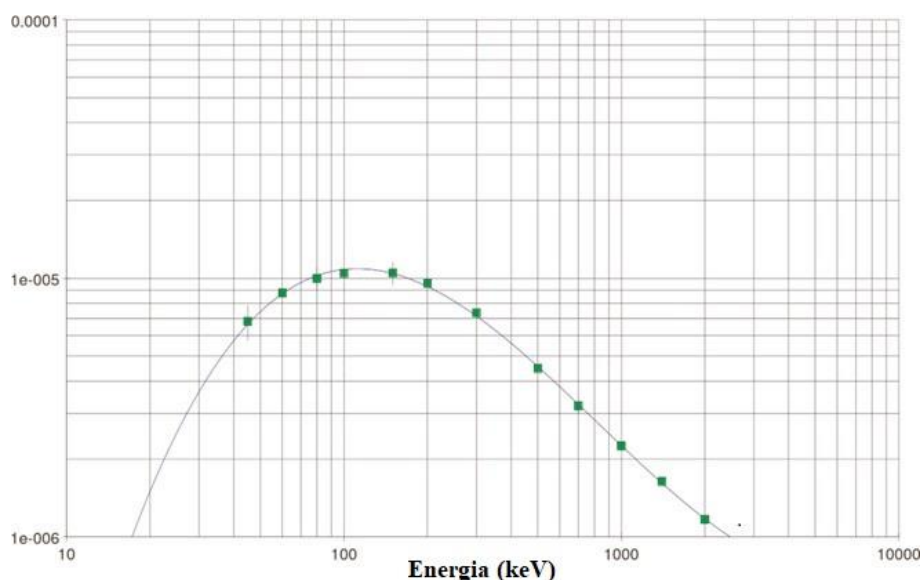
4.2.1. Badanie wydajności rejestracji fotonów emitowanych z kolistych obszarów o różnej średnicy

Dla obydwu przedstawionych na rysunku 24 orientacji sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ oraz różnych średnic skażonego obszary wykonano kalibracje wydajnościową metodą matematyczną. Upřednio dowiedziono, że metody numeryczne są w pełni użyteczne w opisie oddziaływania promieniowania gamma z materią, a w szczególności przy opisie wydajności ich rejestracji.

Do sporządzenia poszczególnych geometrii rejestracji posłużono się jak poprzednio oprogramowaniem dostępnym komercyjnie: Geometry Composer oraz tym razem ISOCS, który jest odpowiednikiem aplikacji LabSOCS, ale służy do zastosowań polowych (*in situ*).

Tabela 9 przedstawia funkcje wydajności rejestracji fotonów otrzymane w obu przypadkach usytuowania sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Na rysunku 33 pokazano reprezentatywny przebieg funkcji wydajności rejestracji fotonów. Wszystkie funkcje mają podobne przebiegi. Jest to właściwość wielomianu logarymicznego użytego do

interpolacji punktów doświadczalnych lub pochodzących z symulacji numerycznych. Należy jedynie podkreślić, że wraz ze wzrostem średnicy skażonego obszaru zachodzą dwa zjawiska: pogorszenie wydajności rejestracji, które jest kompensowane wzrostem aktywności radionuklidów zaścielających ten obszar. Kompensacja ta ma jednak ograniczony charakter.



Rys. 33. Reprezentatywny przebieg funkcji wydajności rejestracji fotonów w warunkach monitoringu radiacyjnego *in situ*. Funkcja opisuje zdolność rejestracji fotonów emitowanych z koła o średnicy 10 m i orientacji pionowej detektora, (patrz Tabela 9 druga kolumna wiersz odpowiadający D = 10 m);
 $\ln(\text{Eff}) = -1,303e+001 + 1,017e+000*x + 5,955e-002*x^2 - 8,720e-002*x^3$, gdzie: $x = \ln(1,023e+003/E)$
 Źródło: opracowanie własne

Tab. 9. Funkcje wydajności rejestracji fotonów emitowanych z okręgów o zmiennej średnicy usytuowanych na powierzchni Ziemi przy różnym umieszczeniu sondy z detektorem względem powierzchni Ziemi

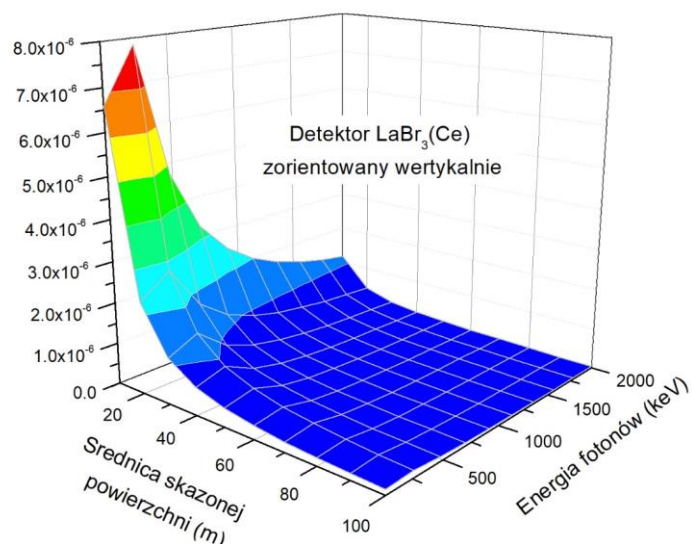
Średnica skażonego koła D [m]	Funkcja opisująca wydajność rejestracji fotonów w zależności od ich energii, gdzie: $x = \ln(1,023e+003/E)$	
	orientacja pionowa	orientacja pozioma
1	$\ln(\text{Eff}) = -1,116e+001 + 9,973e-001*x + 2,559e-002*x^2 - 7,452e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,295e-002*x^2 - 9,172e-002*x^3$
2	$\ln(\text{Eff}) = -1,141e+001 + 1,002e+000*x + 5,434e-002*x^2 - 8,212e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,284e-002*x^2 - 9,167e-002*x^3$
3	$\ln(\text{Eff}) = -1,167e+001 + 1,008e+000*x + 6,055e-002*x^2 - 8,429e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,273e-002*x^2 - 9,163e-002*x^3$

4	$\ln(\text{Eff}) = -1,193e+001 + 1,011e+000*x + 6,341e-002*x^2 - 8,571e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,262e-002*x^2 - 9,159e-002*x^3$
5	$\ln(\text{Eff}) = -1,215e+001 + 1,013e+000*x + 6,326e-002*x^2 - 8,623e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,251e-002*x^2 - 9,154e-002*x^3$
6	$\ln(\text{Eff}) = -1,236e+001 + 1,015e+000*x + 6,189e-002*x^2 - 8,636e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,239e-002*x^2 - 9,151e-002*x^3$
7	$\ln(\text{Eff}) = -1,255e+001 + 1,016e+000*x + 6,075e-002*x^2 - 8,650e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,295e-002*x^2 - 9,172e-002*x^3$
8	$\ln(\text{Eff}) = -1,272e+001 + 1,017e+000*x + 6,007e-002*x^2 - 8,670e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,228e-002*x^2 - 9,145e-002*x^3$
9	$\ln(\text{Eff}) = -1,288e+001 + 1,017e+000*x + 5,974e-002*x^2 - 8,694e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,092e+001 + 1,032e+000*x + 5,217e-002*x^2 - 9,141e-002*x^3$
10	$\ln(\text{Eff}) = -1,303e+001 + 1,017e+000*x + 5,955e-002*x^2 - 8,720e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,303e+001 + 1,021e+000*x + 7,416e-002*x^2 - 1,002e-001*x^3$
20	$\ln(\text{Eff}) = -1,406e+001 + 1,015e+000*x + 5,787e-002*x^2 - 8,831e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,408e+001 + 1,013e+000*x + 7,229e-002*x^2 - 9,989e-002*x^3$
30	$\ln(\text{Eff}) = -1,471e+001 + 1,011e+000*x + 5,696e-002*x^2 - 8,871e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,475e+001 + 1,007e+000*x + 7,133e-002*x^2 - 9,971e-002*x^3$
50	$\ln(\text{Eff}) = -1,557e+001 + 1,004e+000*x + 5,581e-002*x^2 - 8,903e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,561e+001 + 9,978e-001*x + 7,024e-002*x^2 - 9,951e-002*x^3$
60	$\ln(\text{Eff}) = -1,589e+001 + 1,000e+000*x + 5,541e-002*x^2 - 8,911e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,593e+001 + 9,939e-001*x + 6,990e-002*x^2 - 9,945e-002*x^3$
70	$\ln(\text{Eff}) = -1,616e+001 + 9,969e-001*x + 5,511e-002*x^2 - 8,916e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,620e+001 + 9,905e-001*x + 6,963e-002*x^2 - 9,940e-002*x^3$
80	$\ln(\text{Eff}) = -1,640e+001 + 9,939e-001*x + 5,486e-002*x^2 - 8,919e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,644e+001 + 9,873e-001*x + 6,940e-002*x^2 - 9,936e-002*x^3$
90	$\ln(\text{Eff}) = -1,661e+001 + 9,909e-001*x + 5,464e-002*x^2 - 8,920e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,665e+001 + 9,842e-001*x + 6,921e-002*x^2 - 9,931e-002*x^3$
100	$\ln(\text{Eff}) = -1,680e+001 + 9,882e-001*x + 5,446e-002*x^2 - 8,920e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -1,684e+001 + 9,814e-001*x + 6,905e-002*x^2 - 9,926e-002*x^3$

Źródło: opracowanie własne

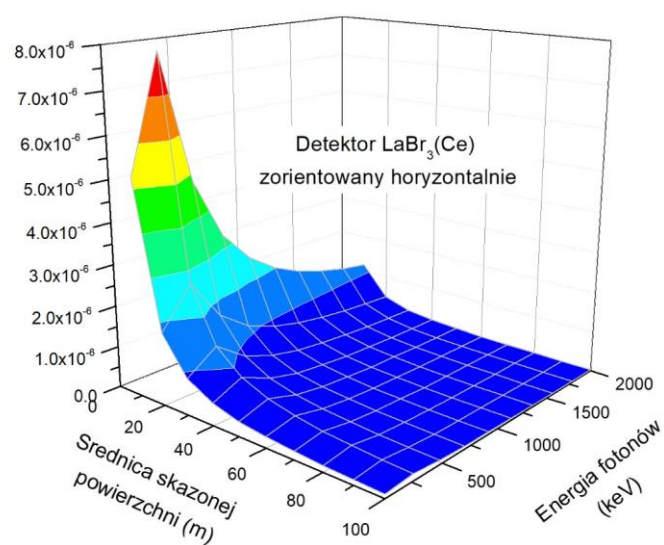
4.2.2. Trójwymiarowe mapy wydajności rejestracji fotonów

Trójwymiarowe mapy wydajności rejestracji fotonów są przydatnym narzędziem do jakościowego porównywania sprawności procesu radiometrycznego. Wszystkie funkcje związane z jedną orientacją detektora wykreślono na jednym wykresie, Czynność tą powtórzono zarówno dla orientacji wertykalnej (rysunek 34) jak i horyzontalnej (rysunek 35).



Rys. 34. 3D mapa wydajności rejestracji fotonów emitowanych ze skażonych kolistych obszarów o zmiennej średnicy. Detektor wraz z sondą były zorientowane wertykalnie względem powierzchni Ziemi

Źródło: opracowanie własne



Rys. 35. 3D mapa wydajności rejestracji fotonów emitowanych ze skażonych kolistych obszarów o zmiennej średnicy. Detektor wraz z sondą były zorientowane horyzontalnie względem powierzchni Ziemi

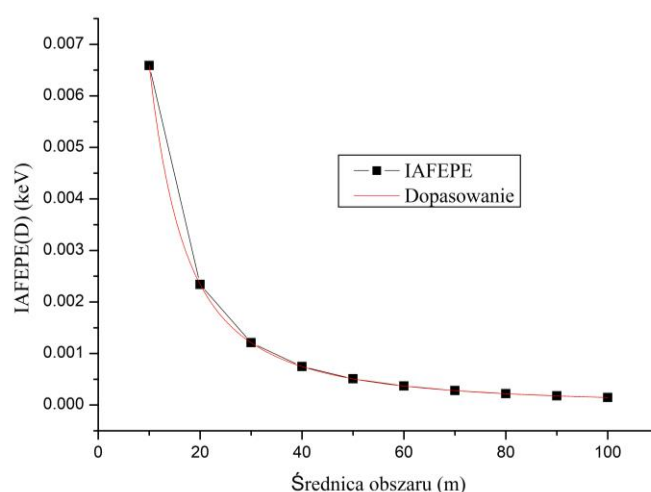
Źródło: opracowanie własne

W ten sposób wydajność rejestracji fotonów, będąca funkcja ich energii, została uzmienniona od drugiej zmiennej, w tym przypadku średnicy skażonych kolistych obszarów leżących na powierzchni ziemi.

Uzyskane w ten sposób 3D mapy porównywano. Wartości wydajności dla tych samych wartości energii fotonów i średnic odejmowano i porównywano z dokładnością metody kalibracji matematycznej (rysunek 10). Wielkości te nie miały statystycznej znamienności bowiem różnice pomiędzy odpowiednimi wydajnościami rejestracji fotonów każdorazowo były mniejsze niż dokładność metody. Reasumując metoda 3D nie pozwoliła na dokonanie wyboru pomiędzy orientacją wertykalną i horyzontalną.

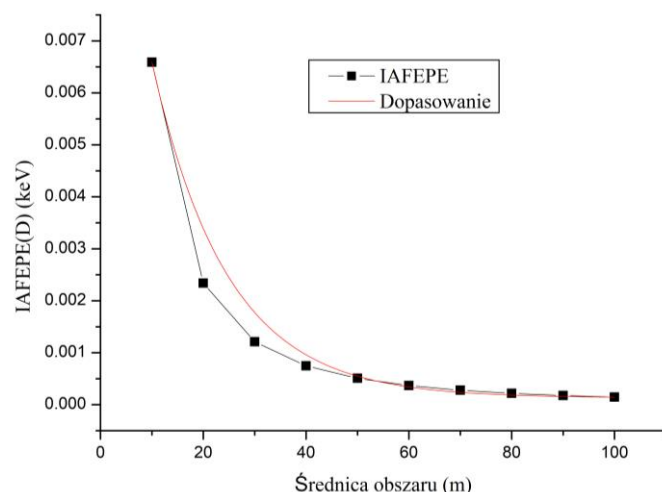
4.2.3. Badanie wartości IAFEPE - scałkowanej absolutnej wydajności rejestracji fotonów w pikie całkowitego pochłaniania energii

Wobec braku możliwości wyboru lepszej orientacji detektora przy zastosowaniu testu "3D" zastosowano test IAFEPE. Dla obydwu orientacji detektora i dla każdej z rozważanych średnic skażonych powierzchni funkcję wydajności przedstawioną w równaniu 13 scałkowano zgodnie z formułą przedstawioną w równaniu 14. W wyniku tych operacji, wykonanych kolejno dla $D_l = 10$ m, 20 m, ..., 100 m, powstały dwa ciągi opisane w równaniu 17. Łącząc w pary wyrazy tego ciągu $IAFEPE(D_l)$ i odpowiadające im średnice D_l możliwe stało się przedstawienie reprezentacji graficznej tych operacji dla obu orientacji detektora. Zostało to przedstawione na rysunku 36 i rysunku 37.



Rys. 36. Wartości IAFEPE (czarne kwadraty) dla wertykalnie zorientowanego *in situ* detektora i ich analityczna reprezentacja (czerwona krzywa)

Źródło: opracowanie własne



Rys. 37. Wartości IAFEPE (czarne kwadraty) dla horyzontalnie zorientowanego *in situ* detektora i ich analityczna reprezentacja (czerwona krzywa)

Źródło: opracowanie własne

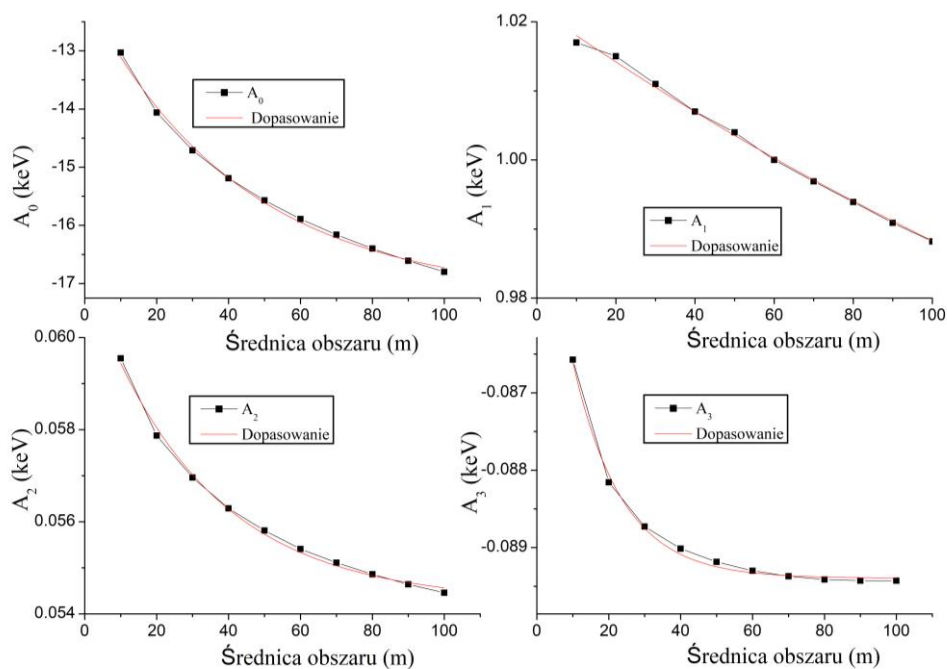
Fizycznie oznacza to badanie efektywności rejestracji fotonów pochodzących z coraz to większych kolistych, skażonych obszarów. Obydwa rozkłady przedstawiono na rysunkach 36 i 37 poddano kolejno interpolacji, a następnie zgodnie z równaniem 18 zbadano granice funkcji interpolacyjnej.

W obydwu przypadkach stwierdzono istnienie granicy odpowiednich funkcji. Dla przypadku detektora zorientowanego wertykalnie wartość ta wyniosła $(6,670 \pm 0,919) \times 10^{-5}$ podczas, gdy dla detektora zorientowanego horyzontalnie wyniosła ona $(6,290 \pm 0,878) \times 10^{-5}$.

Ponieważ nie ma statystycznie znamiennych różnic pomiędzy obiema wartościami, na podstawie analizy wartości IAFEPE trudno jest wyrokować, która z orientacji detektora jest lepsza.

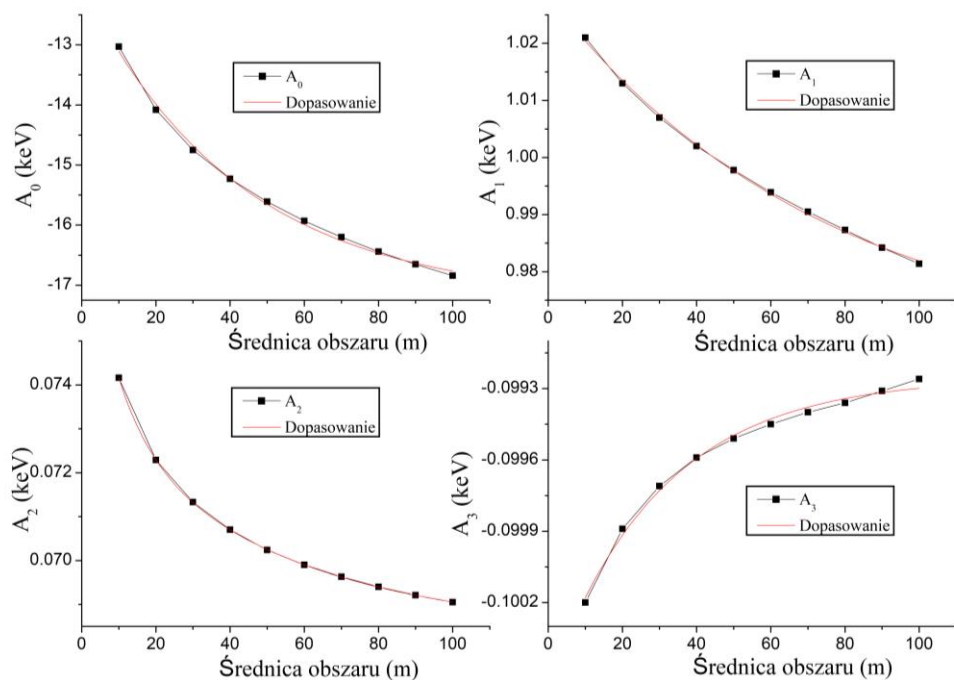
4.2.4. Przebieg zmienności współczynników opisujących krzywą wydajności

Następnie posługując się równaniem 19, na podstawie danych zamieszczonych w tabeli 9 zbudowano tablicę współczynników funkcji reprezentującej wydajność rejestracji fotonów. Procedurę powtórzono dla obu rozważanych orientacji osobno posługując się zależnością z równania 20. Pary liczb (A_i , D_i) opisane wzorem przedstawiono graficznie na rysunkach 38 oraz 39. Wyznaczono funkcje interpolacyjne, najlepiej opisujące przebieg zmienności analizowanych wartości, a następnie wyznaczono ich granicę posługując się równaniem 21.



Rys. 38. Przebieg zmienności współczynników funkcji wydajności rejestracji fotonów $A_0 \div A_3$ dla wertykalnie zorientowanego detektora *in situ*

Źródło: opracowanie własne



Rys. 39. Przebieg zmienności współczynników funkcji wydajności rejestracji fotonów $A_0 \div A_3$ dla horyzontalnie zorientowanego detektora *in situ*

Źródło: opracowanie własne

Wszystkie funkcje interpolacyjne miały postać eksponencjalnej funkcji opadających z wyjątkiem opisującej współczynnik A_3 dla wydajności detektora zorientowanego horyzontalnie. W tym przypadku najlepsze dopasowanie uzyskano stosując funkcję eksponencjalną z dodatnim wykładnikiem. Wszystkie z funkcji opisujących zależności współczynników funkcji wydajności od średnicy skażonego obszaru mają granice. Wartości graniczne wstawiono do równania 13 i w ten sposób otrzymano funkcję opisującą wydajność rejestracji dla detektorów umieszczonych wertykalnie i horyzontalnie, 1 m ponad nieskończoną skażoną równomiernie płaszczyzną.

Dla detektora zorientowanego wertykalnie wartości współczynników funkcji opisanej kalibrację wydajnościową (równanie 20) wyniosły odpowiednio: $A_0 = -17,23 \pm 0,13$; $A_1 = 0,92 \pm 0,01$; $A_2 = 0,054 \pm 0,0002$; i $A_3 = -0,089 \pm 0,00002$. Dla detektora umieszczonego horyzontalnie wartości te wyniosły odpowiednio: $A_0 = -17,25 \pm 0,13$; $A_1 = 0,97 \pm 0,002$; $A_2 = 0,068 \pm 0,00007$; i $A_3 = -0,099 \pm 0,00002$. Niezmienna pozostawała zawsze wartość wyliczonego za pomocą ISOCS współczynnika $B = 102,3$.

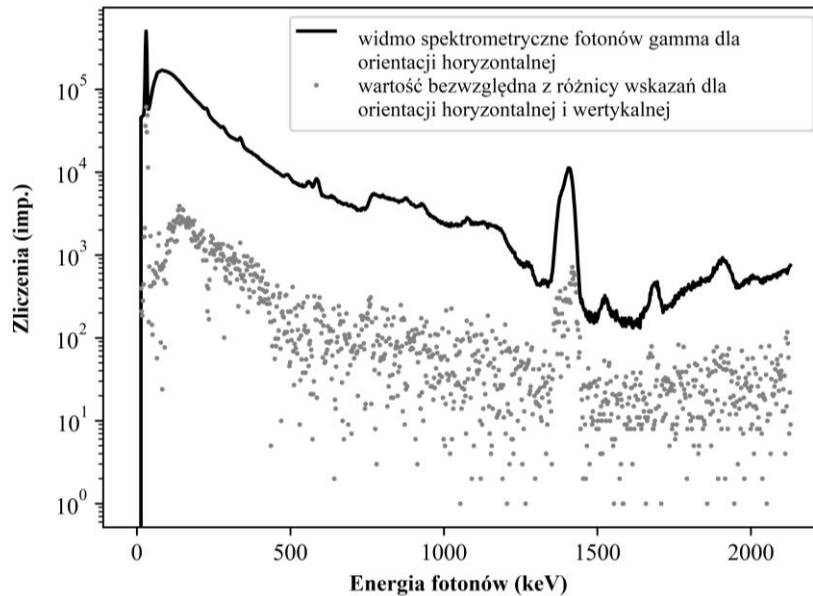
W celu oszacowania, która z opisanych geometrii pomiarowych: z detektorem umieszczonym wertykalnie czy horyzontalnie, jest lepsza, wartości wymienionych powyżej współczynników wstawiono do funkcji opisujących wydajność i scałkowano je. Obliczone w ten sposób wartości IAFEPE wynoszą odpowiednio: dla detektora zorientowanego wertykalnie $(8,97 \pm 1,23) \times 10^{-5}$, oraz dla detektora zorientowanego horyzontalnie $(9,13 \pm 1,14) \times 10^{-5}$. Nie ma więc statystycznie znamiennej różnicy między jedną, a drugą orientacją detektora.

4.2.5. Pomiar radionuklidów przy usytuowaniu poziomym i pionowym

Zwieńczeniem wcześniejszych rozważań są pomiary widma promieniowania gamma (tła promieniotwórczego) wewnątrz hali kalibracyjnej CLOR. Rysunek 40 przedstawia widma promieniowania gamma otrzymane z poziomo zamontowanego detektora $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (czarne kropki) oraz wartość bezwzględną różnicy wskazań dla detektora ustawionego wertykalnie i horyzontalnie. Wartości różnic liczone kanał po kanale są przeważnie od 100 do 1000 razy mniejsze niż liczba zliczeń w danym kanale. Oznacza to, że różnica między orientacją obu detektorów ponownie jest nieistotna.

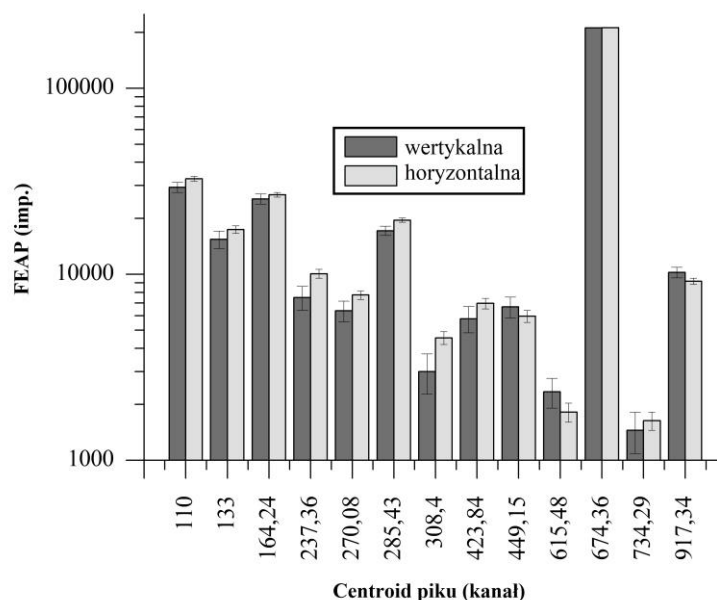
Na rysunku 41 przedstawiono obszary dla ROI-ów zidentyfikowanych w obu spektrogramach, dla obu orientacji. Porównując rozmiary FEAP dla tych samych energii kwantów gamma i ich błąd pomiaru można uznać, że obie orientacje detektora są jednakowo

czułe. To stwierdzenie ma tylko jedno wykluczenie dla FEAP-u, który ma centroid w kanale 308,4, tj, 661,65 keV, który należy do cezu (^{137}Cs). Pochodzenie tej rozbieżności jest nieznanne i trudne do wyjaśnienia.



Rys. 40. Widmo kwantów γ dla poziomego detektora $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (czarna linia) oraz wartość bezwzględna różnicy wskazań dla wertykalnego i horyzontalnego detektora (szare kropki). Pomiarzy zostały przeprowadzone (nisko rozproszeniowej) hali kalibracyjnej CLOR

Źródło: opracowanie własne



Rys. 41. Pola trzynastu FEAP (wraz z błędami pomiarów) zidentyfikowane wewnątrz spektrogramów dla wertykalnie i horyzontalnie zorientowanego detektora

Źródło: opracowanie własne

4.3. Dryft temperaturowy spektrometru gamma

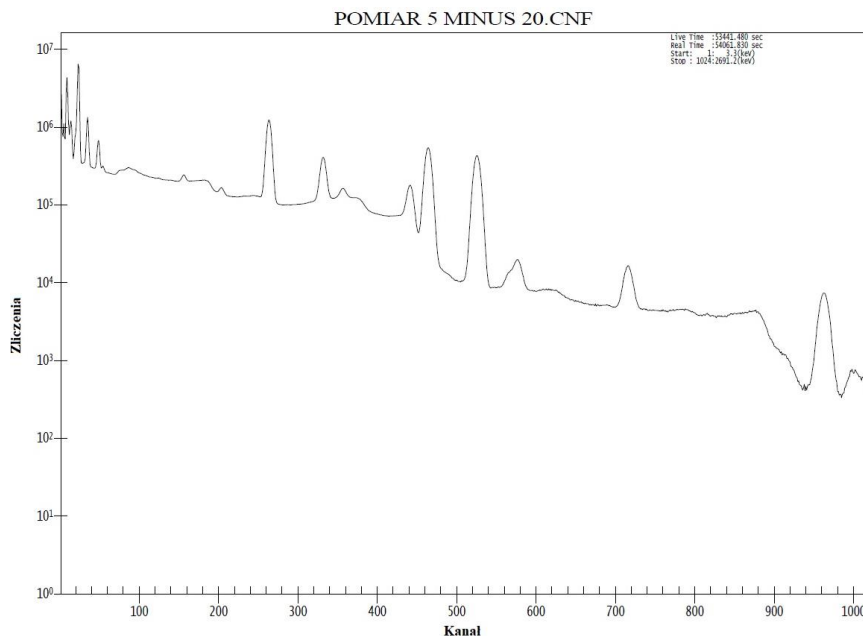
4.3.1. Dryft widma

Na rysunku 29 przedstawionym wyjątkowo w częściach wstępnych pracy jako uzasadnienie do dalszych badań pokazano dryft temperaturowy widma promieniowania gamma w całym zakresie badanych temperatur przy ich zmianie co 10 °C.

Rysunek 42 jest reprezentatywnym widmem fotonów gamma emitowanych przez jądra pierwiastków promieniotwórczych znajdujących się w certyfikowanym wieloizotopowym źródle kalibracyjnym. Widmo spektrometryczne zostało zebrane, gdy temperatura otoczenia wynosiła - 20 °C.

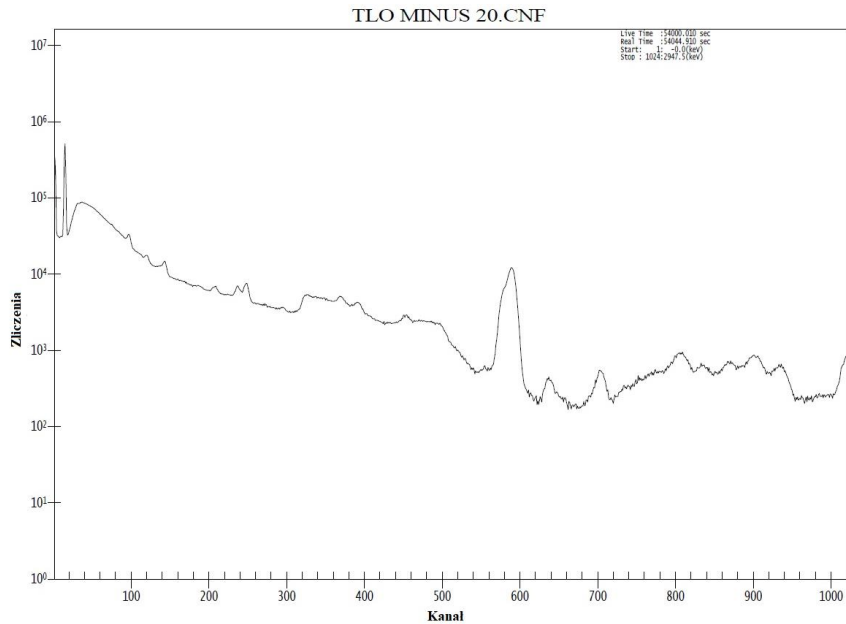
Na rysunku 42 po prawej stronie spektrogramu znajduje się FEAP o energii 1836,06 keV, powstały w wyniku rejestracji fotonów emitowanych przez jądra itru (^{88}Y). Wraz ze wzrostem temperatury przemieszcza się on w lewo, podobnie zresztą jak pozostałe piki. Zmianie podlega również struktura dyskretna tła promieniotwórczego tj. usytuowanie w kanałach poszczególnych składowych widma.

Na rysunku 43 przedstawiono natomiast widmo tła promieniotwórczego zarejestrowanego w identycznych warunkach pomiarowych.



Rys. 42. Widmo promieniowania gamma emitowanego z jąder radionuklidów obecnych w źródle kalibracyjnym zmierzone w temperaturze $T = - 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$

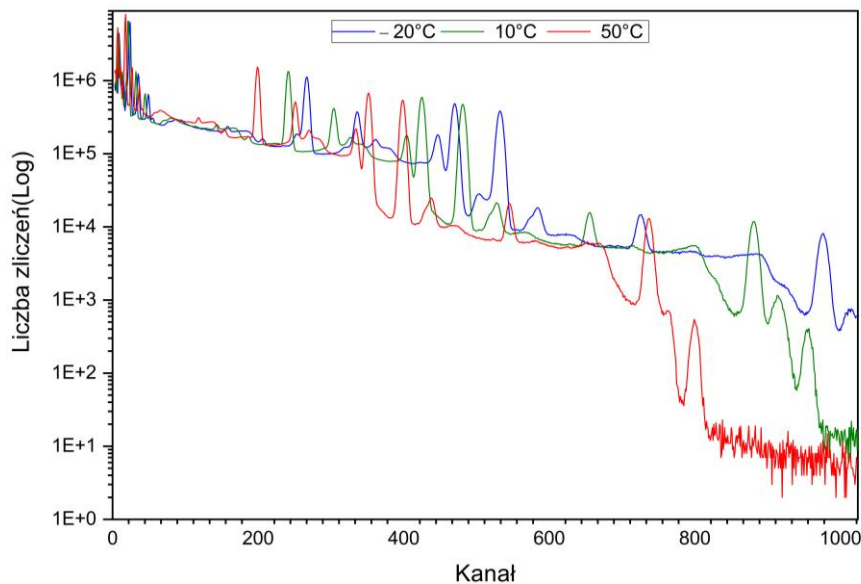
Źródło: opracowanie własne



Rys. 43. Widmo tła promieniowania gamma zmierzone w temperaturze $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$

Źródło: opracowanie własne

Przemieszczenia te przedstawiono na rysunku 44. Pokazano jedynie widma promieniowania gamma emitowanego z wieloizotopowego źródła kalibracyjnego w trzech temperaturach: dwóch skrajnych $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ oraz środkowej $T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$.



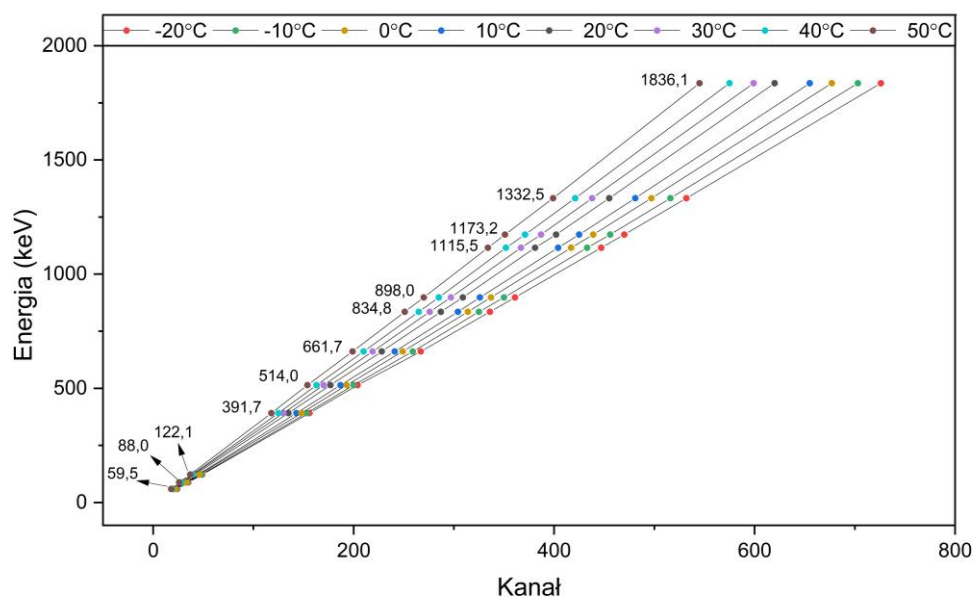
Rys. 44. Dryft temperaturowy spektrometru gamma z detektorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Na jednym spektrogramie zaprezentowane zostały trzy widma promieniowania gamma emitowanego z jąder radionuklidów obecnych w źródle kalibracyjnym dla skrajnych dwóch temperatur $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (niebieski kolor) i $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ (czerwony kolor) oraz temperatury ze środka zakresu $T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ (zielony kolor). W okolicach 200 kanału widać przemieszczenie się FEAP pochodzącego od fotonów emitowanych w czasie rozpadu jąder ceszu (^{137}Cs)

Źródło: opracowanie własne

Dla każdej energii fotonów emitowanych z jąder radionuklidów obecnych w wieloizotopowym źródle kalibracyjnym sporządzono dwie mapy przemieszczeń. Na pierwszej mapie (rysunek 45) pokazano dryft temperaturowy w funkcji numeru kanału, dla różnych energii fotonów i temperatur otoczenia. Miarą tego dryftu jest ilość kanałów, o które przemieścił się wierzchołek FEAP. Linie ciągłe to izotermy, a ich kolory reprezentują różne temperatury. Najmniejsze przesunięcie jest dla najniższej energii fotonów $E_\gamma = 59,54$ keV emitowanych w czasie rozpadu jąder ameryku (^{241}Am), przemieszczenie to wynosi 6 kanałów.

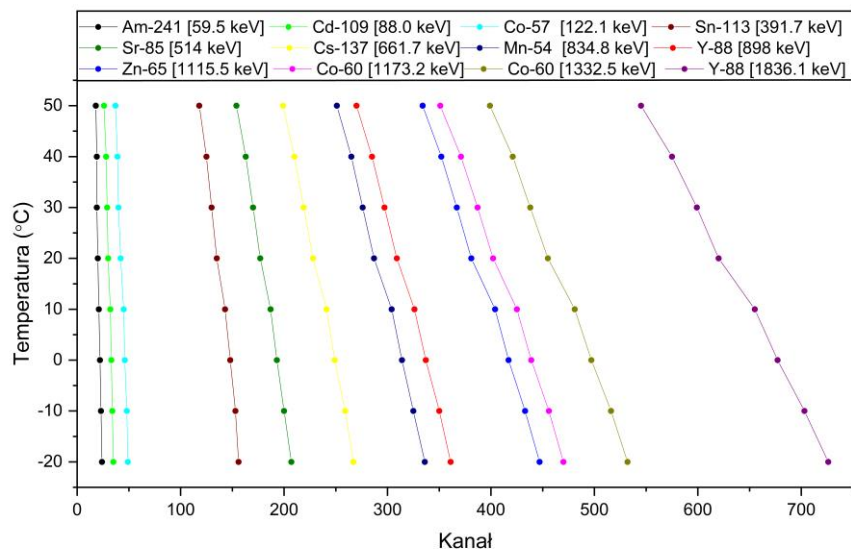
Dla fotonów gamma o energii 661,65 keV emitowanych podczas rozpadu jąder cezu (^{137}Cs) przesunięcie wierzchołka FEAP, w związku ze zmianą temperatury otoczenia od $T = -20^\circ\text{C}$ do $T = 50^\circ\text{C}$, wynosi 68 kanałów. W przypadku jąder itru (^{88}Y), które w czasie rozpadu emitują m. in. fotony o energii 1836,06 keV, tj. najwyższą energię fotonów dla używanego źródła kalibracyjnego, przesunięcie wierzchołka FEAP jest największe z obserwowanych i wynosi 181 kanałów.

Rysunek 46 przedstawia dryft temperaturowy w funkcji numeru kanału dla różnych temperatur i energii fotonów. Linie ciągłe są izoliniami stałej energii fotonów.



Rys. 45. Dryft wierzchołów FEAP w funkcji numeru kanału dla różnych energii fotonów i różnych temperatur. Linie ciągłe są izotermami. Czym wyższa jest energia fotonów emitowanych z rozpadających się jąder pierwiastków tym większemu podlegają dryftowi wierzchołki FEAP. Miarą dryftu jest ilość kanałów o jakie przesunięty został wierzchołek FEAP

Źródło: opracowanie własne



Rys. 46. Dryft wierzchołków FEAP w funkcji numeru kanału dla różnych temperatur i energii fotonów. Linie ciągłe są izoliniami stałej energii fotonów

Źródło: opracowanie własne

Odstępstwa od liniowości obserwowane dla temperatury 20 °C pojawiły się zmiennie pomimo kilkukrotnego powtórzenia eksperymentu. Ich pochodzenie jest nieznanne i niemożliwe do wyjaśnienia.

4.3.2. Dryft kalibracji energetycznej

Tabela 10 do tabela 12 przedstawiają funkcje dopasowane do punktów doświadczalnych opisujących kalibrację energetyczną wykonaną we wszystkich temperaturach z badanego zakresu. Punkty doświadczalne to ciąg liczbowy składający się z par liczbowych. Pary te zawierają numer kanału, w którym zaobserwowano wierzchołek określonego FEAP-u oraz energię fotonów odpowiedzialnych za oddziaływania z materią prowadzące do ich obrazowania w spektrometrze.

Dla każdej temperatury zmienia się jedynie jeden element z każdej pary liczb, jest to numer kanału. Oczywiście jest, że na zastosowanym poziomie rozważań energia fotonów emitowanych przez jądra atomowe, w czasie rozpadu, pozostaje niezmienna. Do ciągów liczbowych każdorazowo dopasowano wielomian interpolacyjny odpowiednio pierwszego, drugiego i trzeciego stopnia.

Tab. 10. Kalibracja energetyczna. Dopasowanie wielomianem 1 stopnia o postaci $E_\gamma = a + m_1 Ch$, gdzie a wyraz wolny, m_1 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon liniowy, Ch oznacza numer kanału, w którym zaobserwowano fotony o energii E_γ (keV)

Temperatura [°C]	Funkcja opisująca kalibrację energetyczną
	Stopień wielomianu: 1
-20	$E_\gamma = -5,089e+000 \text{ keV} + 2,544e+000 * Ch$
-10	$E_\gamma = -5,211e+000 \text{ keV} + 2,585e+000 * Ch$
0	$E_\gamma = -5,141e+000 \text{ keV} + 2,690e+000 * Ch$
10	$E_\gamma = -1,321e+001 \text{ keV} + 2,798e+000 * Ch$
20	$E_\gamma = -1,304e+001 \text{ keV} + 2,959e+000 * Ch$
30	$E_\gamma = -5,249e+000 \text{ keV} + 3,046e+000 * Ch$
40	$E_\gamma = -1,091e+001 \text{ keV} + 3,192e+000 * Ch$
50	$E_\gamma = -1,025e+001 \text{ keV} + 3,372e+000 * Ch$

Źródło: opracowanie własne

Tab. 11. Kalibracja energetyczna. Dopasowanie wielomianem 2 stopnia o postaci $E_\gamma = a + m_1 Ch + m_2 Ch^2$, gdzie a wyraz wolny, m_1 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon liniowy, m_2 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon kwadratowy, Ch oznacza numer kanału, w którym zaobserwowano fotony o energii E_γ (keV)

Temperatura [°C]	Funkcja opisująca kalibrację energetyczną
	Stopień wielomianu: 2
-20	$E_\gamma = 1,739e+000 \text{ keV} + 2,474e+000 * Ch + 1,104e-004 * Ch^2$
-10	$E_\gamma = 1,583e+000 \text{ keV} + 2,519e+000 * Ch + 1,195e-004 * Ch^2$
0	$E_\gamma = 1,515e+000 \text{ keV} + 2,620e+000 * Ch + 1,202e-004 * Ch^2$
10	$E_\gamma = 3,506e+000 \text{ keV} + 2,685e+000 * Ch + 1,613e-004 * Ch^2$
20	$E_\gamma = 3,449e+000 \text{ keV} + 2,848e+000 * Ch + 1,667e-004 * Ch^2$
30	$E_\gamma = 1,242e+000 \text{ keV} + 2,981e+000 * Ch + 1,269e-004 * Ch^2$
40	$E_\gamma = 5,814e+000 \text{ keV} + 3,076e+000 * Ch + 1,762e-004 * Ch^2$
50	$E_\gamma = 5,242e+000 \text{ keV} + 3,259e+000 * Ch + 1,781e-004 * Ch^2$

Źródło: opracowanie własne

Tab. 12. Kalibracja energetyczna. Dopasowanie wielomianem 3 stopnia o postaci $E_\gamma = a + m_1 Ch + m_2 Ch^2 + m_3 Ch^3$, gdzie a wyraz wolny, m_1 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon liniowy, m_2 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon kwadratowy, m_3 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to wyraz podniesiony do potęgi trzeciej, Ch oznacza numer kanału, w którym zaobserwowano fotony o energii E_γ (keV)

Temperatura [°C]	Funkcja opisująca kalibrację energetyczną
	Stopień wielomianu: 3
-20	$E_\gamma = 8,040e-001 \text{ keV} + 2,499e+000 * Ch + 4,879e-006 * Ch^2 + 1,177e-007 * Ch^3$

-10	$E_{\gamma} = 7,627e-001 \text{ keV} + 2,542e+000*Ch + 1,414e-005*Ch^2 + 1,209e-007*Ch^3$
0	$E_{\gamma} = 7,095e-001 \text{ keV} + 2,643e+000*Ch + 1,086e-005*Ch^2 + 1,312e-007*Ch^3$
10	$E_{\gamma} = 5,700e-001 \text{ keV} + 2,724e+000*Ch - 2,482e-005*Ch^2 + 1,397e-007*Ch^3$
20	$E_{\gamma} = 6,294e-001 \text{ keV} + 2,882e+000*Ch + 4,097e-005*Ch^2 + 1,404e-007*Ch^3$
30	$E_{\gamma} = 4,784e-001 \text{ keV} + 3,003e+000*Ch + 8,709e-006*Ch^2 + 1,562e-007*Ch^3$
40	$E_{\gamma} = 4,904e-001 \text{ keV} + 3,129e+000*Ch + 1,474e-005*Ch^2 + 1,548e-007*Ch^3$
50	$E_{\gamma} = 4,169e-001 \text{ keV} + 3,309e+000*Ch + 1,927e-005*Ch^2 + 1,579e-007*Ch^3$

Źródło: opracowanie własne

Z tabeli 10 wyodrębniono współczynniki stojące przy odpowiednich wyrazach znajdujących się po prawej stronie równania. Zmienną niezależną jest kanał Ch . Wyraz wolny jest to wyraz stojący przy kanale Ch^0 podniesionym do zerowej potęgi. Wyraz wolny reprezentuje przesunięcie wykresu wzdłuż osi odciętych. Kolejny wyraz stoi przy kanale Ch^1 podniesionym do potęgi pierwszej. Tabela 13 przedstawia współczynniki wielomianu pierwszego stopnia dopasowanego do punktów doświadczalnych.

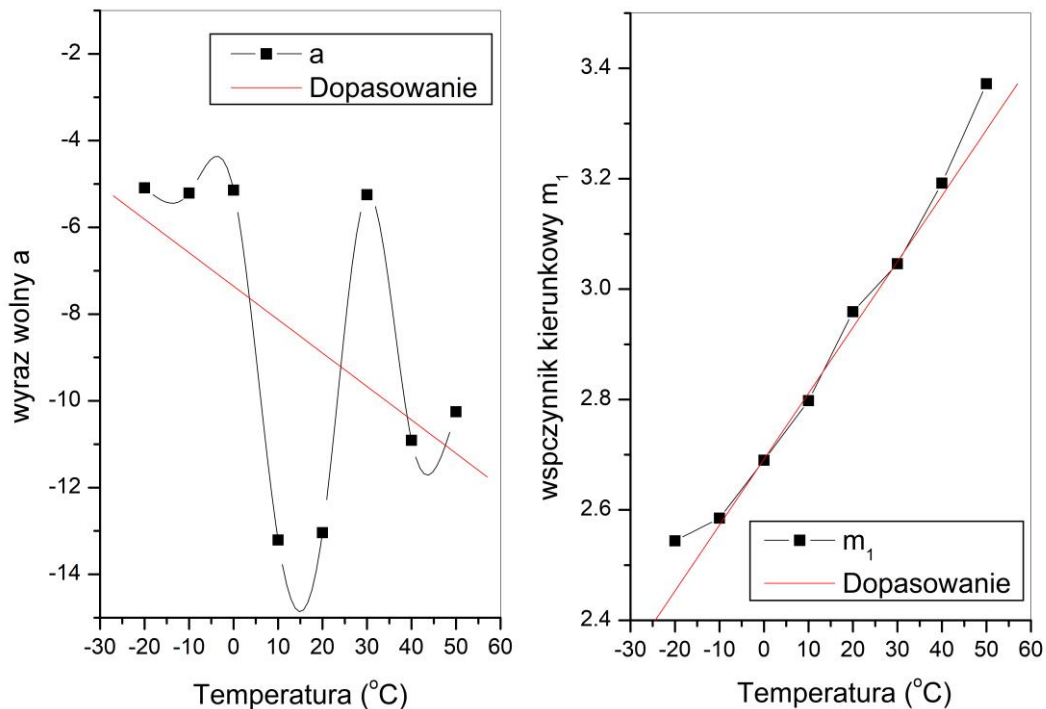
W przypadku zastosowania regresji liniowej tj. dopasowania wielomianem pierwszego stopnia, funkcja interpolacyjna jest linią prostą. Wyraz stojący przy numerze kanału podniesionym do potęgi pierwszej to tzw. człon liniowy. Jest to tangens kąta nachylenia prostej interpolacyjnej do osi odciętych. Rysunek 47 przedstawia graficznie przebieg obydwu współczynników omówionych powyżej.

Tab. 13. Kalibracja energetyczna. Współczynniki wielomianu 1 stopnia dopasowanego do punktów doświadczalnych

Temperatura [°C]	Stopień wielomianu: 1	
	Wyraz wolny a	Wyraz stojący przy zmiennej niezależnej podniesionej do potęgi pierwszej m_1
-20	-5,089	2,544
-10	-5,211	2,585
0	-5,141	2,690
10	-1,321	2,798
20	-1,304	2,959

30	-5,249	3,046
40	-1,091	3,192
50	-1,025	3,372

Źródło: opracowanie własne



Rys. 47. Kalibracja energetyczna. Do punktów doświadczalnych dopasowano wielomian interpolacyjny 1 stopnia. Na wykresie po lewej stronie przedstawiono przebieg zmian w funkcji temperatury wyrazu wolnego a . Na wykresie po prawej stronie przedstawiono zmiany w funkcji temperatury współczynnika kierunkowego prostej m_1

Źródło: opracowanie własne

Należy zwrócić uwagę, że w przypadku dopasowania wielomianem pierwszego stopnia zmiany współczynnika kierunkowego następują liniowo w funkcji temperatury (patrz prawy wykres rysunek 47). Ma to dominujące znaczenie w całym procesie rozłożenia (unfoldingu). Zmiany przebiegu wyrazu wolnego nie mają już tak jednoznacznego charakteru.

Tym niemniej do dalszego postępowania przyjęto, że funkcja opisująca zależność energii fotonów od położenia wierzchołka FEAP opisanego w kanałach będzie miała postać opisaną przez równanie 27 do równania 29:

$$E_\gamma(Ch, T) = a(T) \cdot Ch^0 + m_1(T)Ch^1 \quad \rightarrow \quad E_\gamma(Ch, T) = a(T) + m_1(T)Ch \quad (27)$$

$$a(T) = b + n \cdot T \quad ; \quad m_1(T) = c + k \cdot T \quad (28)$$

$$E_\gamma(Ch, T) = [b + n \cdot T] + [c + k \cdot T]Ch \quad (29)$$

W równaniach tych energia fotonów zarejestrowanych w konkretnym kanale zależy nie tylko od numeru tego kanału, ale również od temperatury, w której następowała rejestracja. Ma to decydujące znaczenie przy analizie jakościowej prowadzonej w zmiennych warunkach temperaturowych.

Do wyznaczenia tej zależności zastosowano model regresji liniowej. Parametry b i n oraz c i k są współczynnikami prostych interpolacyjnych przedstawionych w kolorze czerwonym na rysunku 47. Współczynniki regresji liniowej oraz wartości testów statystycznych zastosowanych do jej oceny przedstawia tabela 14. Takie podejście powoduje odseparowanie zmiennych, czyli numeru kanału i temperatury. Jest ono prostsze niż poszukiwanie funkcji dwóch zmiennych, dopasowanych do wyników kalibracji energetycznych wykonanych dla różnych temperatur.

Tab. 14. Kalibracja energetyczna i jej zależność od temperatury. Parametry regresji liniowej opisującej parametr a i m_1

Regresja liniowa zastosowana do oceny parametrów dopasowania wielomianem 1 stopnia		
$a(T)=b+n \cdot T$		
parametr	wartość	błąd
b	2,69189	0,03304
n	0,01193	0,00121
Testy statystyczne		
Współczynnik korelacji R	Odchylenie standardowe SD	Wartość testu p (Prawdopodobieństwo, że R=0)
0,97068	0,07818	< 0,0001
$m_1(T)=c+k \cdot T$		
parametr	wartość	błąd
c	-5,11664	0,92572
k	-0,08227	0,0338
Testy statystyczne		
Współczynnik korelacji R	Odchylenie standardowe SD	Wartość testu p (Prawdopodobieństwo, że R=0)
-0,70482	2,19065	0,05091

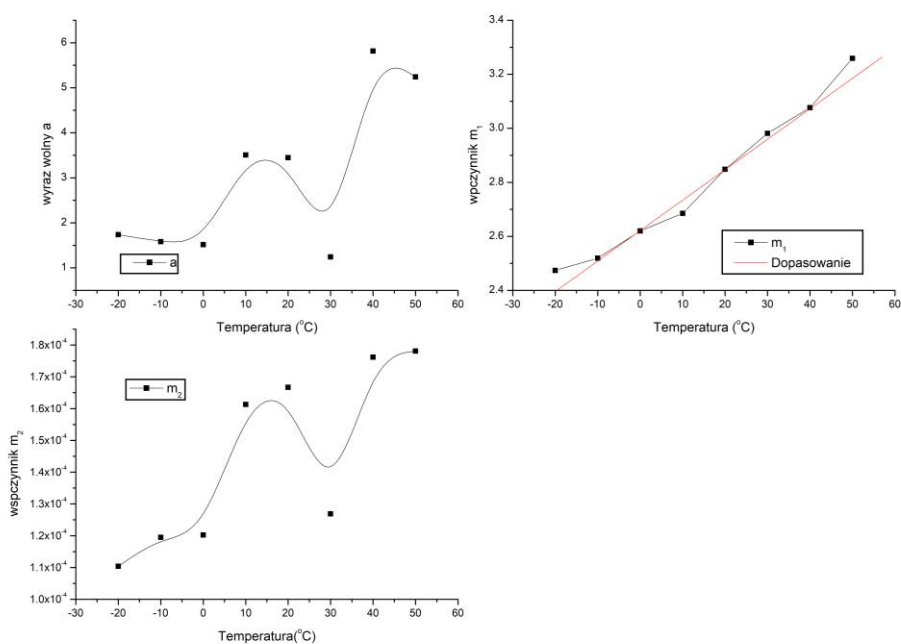
Źródło: opracowanie własne

Tabela 15 i rysunek 48 przedstawiają współczynniki wielomianu drugiego stopnia użytego w celu dopasowania do danych doświadczalnych opisujących kalibrację energetyczną. Dominujące znaczenie ma współczynnik stojący przy zmiennej niezależnej w potęgze pierwszej. Jeżeli do oceny tego parametru użyć regresji liniowej to można stwierdzić, że wartości parametrów tak otrzymanej prostej (patrz tabela 16) pozostają w zgodności z odpowiednimi wartościami parametrów przedstawionych w tabeli 14. Należy zwrócić uwagę, że dominujące znaczenie mają wyraz wolny oraz współczynnik stojący przy zmiennej niezależnej w pierwszej potęgze, czyli człon liniowy.

Tab. 15. Kalibracja energetyczna. Współczynniki wielomianu 2 stopnia dopasowanego do punktów doświadczalnych

Temperatura [°C]	Stopień wielomianu: 2		
	Wyraz wolny a	Wyraz stojący przy zmiennej niezależnej podniesionej do potęgi pierwszej m_1	Wyraz stojący przy zmiennej niezależnej podniesionej do potęgi drugiej m_2
-20	1,739	2,474	1,104E-04
-10	1,583	2,519	1,195E-04
0	1,515	2,620	1,202E-04
10	3,506	2,685	1,613E-04
20	3,449	2,848	1,667E-04
30	1,242	2,981	1,269E-04
40	5,814	3,076	1,762E-04
50	5,242	3,259	1,781E-04

Źródło: opracowanie własne



Rys. 48. Kalibracja energetyczna. Do punktów doświadczalnych dopasowano wielomian interpolacyjny 2 stopnia. Na wykresie, w górnym rzędzie po lewej stronie, przedstawiono przebieg zmian w funkcji temperatury wyrazu wolnego a . W tym samym rzędzie po prawej stronie przedstawiono zmiany w funkcji temperatury współczynnika kierunkowego prostej m_1 . W dolnym rzędzie zmiany współczynnika m_2
 Źródło: opracowanie własne

Tab. 16. Kalibracja energetyczna i jej zależność od temperatury. Parametry regresji liniowej opisującej parametr m_1

Regresja liniowa zastosowana do oceny parametrów dopasowania wielomianem 2 stopnia		
$m_1(T)=c+k \cdot T$		
parametr	wartość	błąd
c	2,62121	0,0297
k	0,01128	0,00108
Testy statystyczne		
Współczynnik korelacji R	Odchylenie standardowe SD	Wartość testu p (Prawdopodobieństwo, że R=0)
0,97337	0,07027	< 0,0001

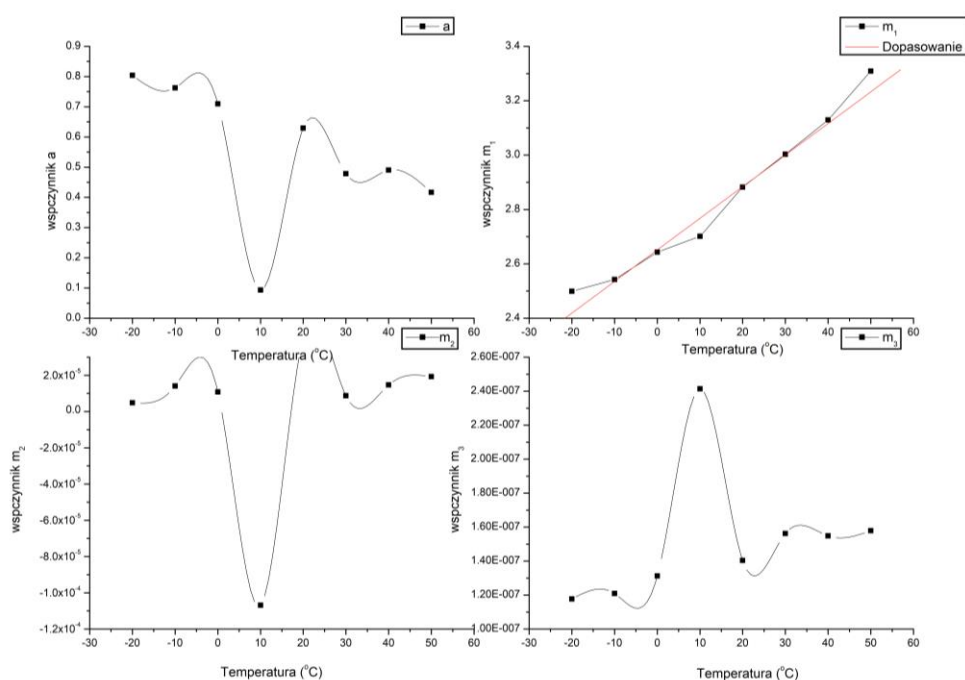
Źródło: opracowanie własne

Tabela 17 i rysunek 49 przedstawiają współczynniki wielomianu trzeciego stopnia użytego w celu dopasowania do danych doświadczalnych opisujących kalibrację energetyczną.

Tab. 17. Kalibracja energetyczna. Współczynniki wielomianu 3 stopnia dopasowanego do punktów doświadczalnych

Temperatura [°C]	Stopień wielomianu: 3			
	Wyraz wolny a	Wyraz stojący przy zmiennej niezależnej podniesionej do potęgi pierwszej m_1	Wyraz stojący przy zmiennej niezależnej podniesionej do potęgi drugiej m_2	Wyraz stojący przy zmiennej niezależnej podniesionej do potęgi drugiej m_3
-20	0,8040	2,499	4,879E-06	1,177E-007
-10	0,7627	2,542	1,414E-05	1,209E-007
0	0,7095	2,643	1,086E-05	1,312E-007
10	0,5700	2,724	2,482E-05	1,397E-007
20	0,6294	2,882	4,097E-05	1,404E-007
30	0,4784	3,003	8,709E-06	1,562E-007
40	0,4904	3,129	1,474E-05	1,548E-007
50	0,4169	3,309	1,927E-05	1,579E-007

Źródło: opracowanie własne



Rys. 49. Kalibracja energetyczna. Do punktów doświadczalnych dopasowano wielomian interpolacyjny 3 stopnia. Na wykresie w górnym rzędzie po lewej stronie przedstawiono przebieg zmian w funkcji temperatury wyrazu wolnego a . W tym samym rzędzie po prawej stronie przedstawiono zmiany w funkcji temperatury współczynnika m_1 . W dolnym rzędzie zmiany współczynnika m_2 (wykres po lewej stronie) i współczynnika m_3 (wykres po prawej stronie)

Źródło: opracowanie własne

Na rysunku 49 w przebiegu współczynników a , m_2 , m_3 widać odstępstwo od ogólnej tendencji dla punktów uzyskanych w temperaturze 10 °C. Przyczyna takiego stanu rzeczy nie jest znana i przez to trudna do interpretacji. Badania w tej temperaturze były powtarzane kilkakrotnie i prowadziły do podobnych rezultatów.

Dominujące znaczenie ma współczynnik stojący przy zmiennej niezależnej w potęgze pierwszej podobnie jak w przypadkach poprzednich. Jeżeli do oceny tego parametru użyć regresji liniowej to można stwierdzić, że wartości parametrów dla tak otrzymanej prostej (patrz tabela 18) pozostają w zgodności z odpowiednimi wartościami parametrów przedstawionych w tabeli 14 i tabeli 16.

Należy zwrócić uwagę, że za każdym razem dominujące znaczenie mają wyraz wolny oraz współczynnik stojącym przy zmiennej niezależnej w pierwszej potęgze, czyli człon liniowy. Dlatego do dalszych rozważań przyjęto, że kalibrację energetyczną można interpolować wielomianem pierwszego stopnia.

Tab. 18. Kalibracja energetyczna i jej zależność od temperatury. Parametry regresji liniowej opisującej parametr m_1

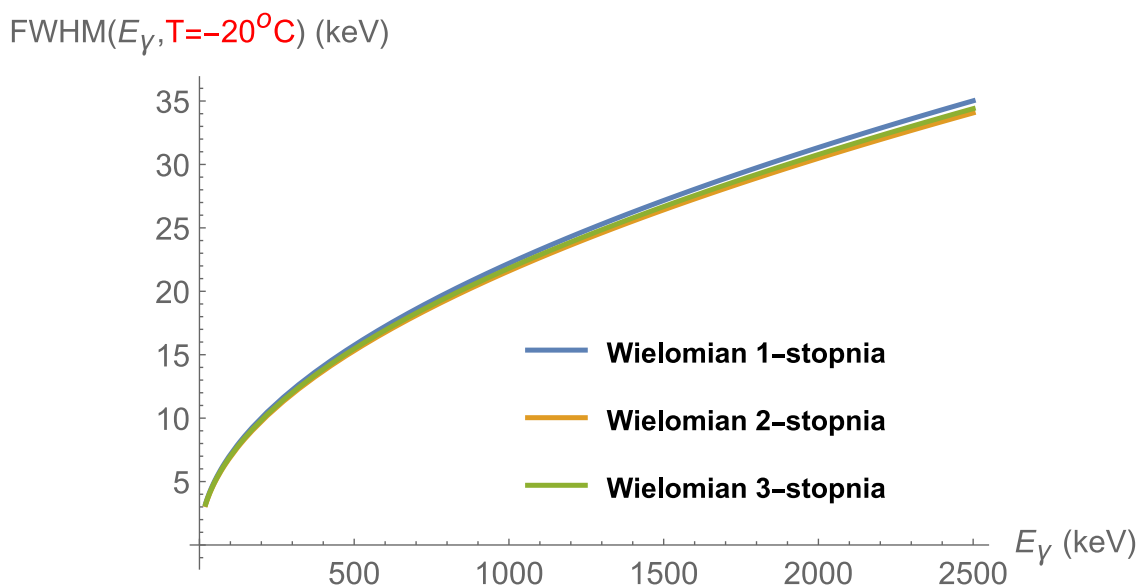
Regresja liniowa zastosowana do oceny parametrów dopasowania wielomianem 3 stopnia		
$m_1(T)=c+k\cdot T$		
parametr	wartość	błąd
c	2,6515	0,02864
k	0,01163	0,00105
Testy statystyczne		
Współczynnik korelacji R	Odchylenie standardowe SD	Wartość testu p (Prawdopodobieństwo, że R=0)
0,97657	0,06777	< 0,0001

Źródło: opracowanie własne

4.3.3. Dryft temperaturowy kalibracji kształtu (FWHM - rozdzielczości)

Równoległe z wykonywaną kalibracją energetyczną spektrometru przeprowadzono kalibrację kształtu, czyli badanie przebiegu zmian rozdzielczości spektrometru w funkcji energii E_γ rejestrowanych fotonów oraz temperatury otoczenia. Rysunek 50 jest reprezentatywny dla całego procesu kalibracji kształtu. Przedstawia on funkcję opisaną w równaniu 5. Trzy kolejne krzywe odpowiadają stopniowi wielomianu interpolacyjnego obrazującego przebieg funkcji opisującej kalibrację energetyczną. Kalibracja energetyczna

i skojarzona z nią kalibracja kształtu FWHM (dla tego przykładu) wykonana została w temperaturze $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$.



Rys. 50. Przebieg zmienności funkcji opisującej zmianę rozdzielczości spektrometru promieniowania gamma z detektorem z $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ w temperaturze $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$, w zależności od stopnia wielomianu, którym opisano funkcje kalibracji energetycznej

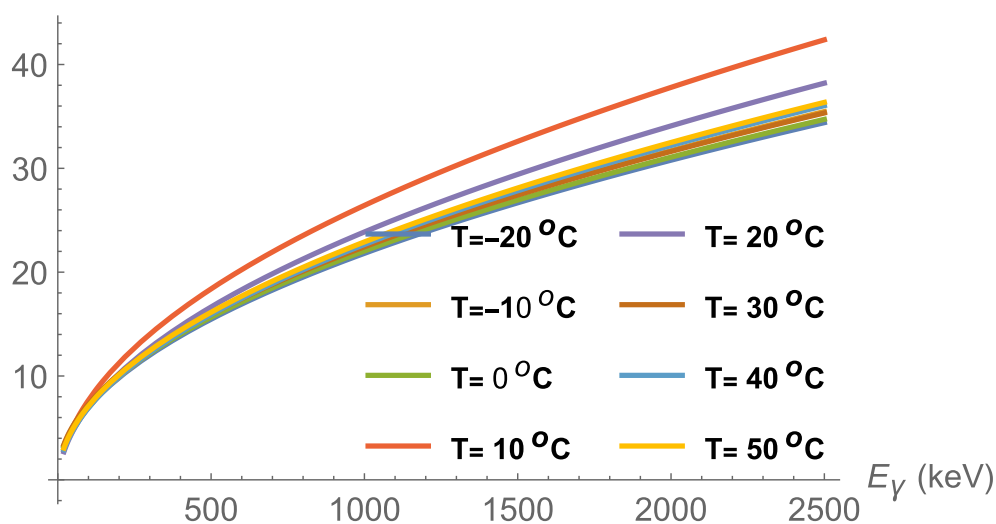
Źródło: opracowanie własne

Stopień wielomianu, którym opisano kalibrację energetyczną spektrometru ma niewielki wpływ na przebieg funkcji opisującej rozdzielczość. Krzywe na wykresie (rysunek 50) niemal pokrywają się, a odstępstwa mają charakter nieistotny. Dlatego do dalszych rozważań przyjęto, że stopień wielomianu opisującego kalibrację energetyczną nie implikuje istotnych zmian w przebiegu funkcji opisującej rozdzielczość spektrometru przy ustalonej temperaturze. Do dalszych rozważań przyjęto, że kalibracja energetyczna opisana wielomianem pierwszego stopnia jest zadawalająca dla jakości kalibracji kształtu.

Inaczej przedstawia się sprawa samej zmienności rozdzielczości spektrometru w funkcji temperatury. W celu analizy tej zależności wszystkie graficzne wyobrażenia funkcji opisujących kalibrację kształtu, przy kalibracji energetycznej wykonanej wielomianem pierwszego stopnia oraz temperaturze zmieniającej się w całym przyjętym do analizowania zakresie tj. $T = <-20; 50>\text{ }^{\circ}\text{C}$ przedstawiono na jednym wykresie (rysunek 51). Zmiany rozdzielczości spektrometru w zależności od temperatury zaczynają być widoczne już przy energii fotonów $E_{\gamma} \sim 100\text{ keV}$. Zmiany te narastają wraz ze wzrostem energii rejestrowanych fotonów. Stąd też najlepiej są one widoczne dla energii fotonów odpowiadającej górnej granicy detekcji. Dla przykładu, dla energii fotonów $661,65\text{ keV}$, emitowanych przez

promieniotwórcze jądra cezu (^{137}Cs), rozdzielczość zmienia się od około 12 keV do około 22 keV. Przy czym wartości ekstremalne – maksymalne pogorszenie się rozdzielczości spektrometru, są otrzymywane dla temperatury otoczenia $T = 10^\circ\text{C}$. Tendencja ta jest zachowana w całym zakresie energii fotonów. Powód swoistego wyodrębnienia temperatury $T = 10^\circ\text{C}$ nie jest znany i wobec wielokrotnego powtórzenia stosownych pomiarów nie może być traktowany jako nieistotna statystycznie fluktuacja.

$\text{FWHM}(E_\gamma, T_{c < -20; 50 > ^\circ\text{C}})$ (keV)



Rys. 51. Przebieg zmienności funkcji opisującej zmianę rozdzielczości spektrometru promieniowania gamma z detektorem z $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ w zależności od energii fotonów oraz zmiennej temperatury zewnętrznej. Funkcja opisująca kalibrację energetyczną była wielomianem 1 stopnia

Źródło: opracowanie własne

Funkcje opisujące kalibrację kształtu w zależności od temperatury zewnętrznej oraz stopnia wielomianu opisującego krzywą kalibracji energetycznej przedstawia tabela 19.

Tab. 19. Kalibracja kształtu w zależności od temperatury otoczenia oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru

Temperatura [$^\circ\text{C}$]	Stopień wielomianu opisującego krzywą kalibracji energetycznej		
	1 stopień	2 stopień	3 stopień
-20	$\text{FWHM} = 1,615\text{e-}001 + 6,971\text{e-}001 * E^{1/2}$	$\text{FWHM} = 1,571\text{e-}001 + 6,781\text{e-}001 * E^{1/2}$	$\text{FWHM} = 1,586\text{e-}001 + 6,848\text{e-}001 * E^{1/2}$
-10	$\text{FWHM} = -1,432\text{e-}001 + 7,243\text{e-}001 * E^{1/2}$	$\text{FWHM} = -1,395\text{e-}001 + 7,057\text{e-}001 * E^{1/2}$	$\text{FWHM} = -1,408\text{e-}001 + 7,121\text{e-}001 * E^{1/2}$
0	$\text{FWHM} = 2,415\text{e-}001 + 7,017\text{e-}001 * E^{1/2}$	$\text{FWHM} = 2,352\text{e-}001 + 6,835\text{e-}001 * E^{1/2}$	$\text{FWHM} = 2,373\text{e-}001 + 6,896\text{e-}001 * E^{1/2}$

10	FWHM = -5,171e-002 + 7,123e-001*E ^{1/2}	FWHM = -4,963e-002 + 6,836e-001*E ^{1/2}	FWHM = -5,033e-002 + 6,934e-001*E ^{1/2}
20	FWHM = -3,195e-001 + 7,270e-001*E ^{1/2}	FWHM = -3,074e-001 + 6,996e-001*E ^{1/2}	FWHM = -3,111e-001 + 7,080e-001*E ^{1/2}
30	FWHM = 2,695e-001 + 7,112e-001*E ^{1/2}	FWHM = 2,637e-001 + 6,960e-001*E ^{1/2}	FWHM = 2,657e-001 + 7,013e-001*E ^{1/2}
40	FWHM = -3,594e-001 + 7,425e-001*E ^{1/2}	FWHM = -3,464e-001 + 7,156e-001*E ^{1/2}	FWHM = -3,523e-001 + 7,278e-001*E ^{1/2}
50	FWHM = -2,135e-001 + 7,452e-001*E ^{1/2}	FWHM = -2,063e-001 + 7,202e-001*E ^{1/2}	FWHM = -2,095e-001 + 7,312e-001*E ^{1/2}

Źródło: opracowanie własne

Z funkcji opisujących kalibrację kształtu (tabela 19) wyodrębniono współczynniki stojące przy wyrazie wolnym oraz przy zmiennej niezależnej (energii fotonów). Współczynniki te przedstawiono odpowiednio w tabeli 20 oraz tabeli 21. Na rysunku 52 i rysunku 53 przedstawiono przebieg wyrazu wolnego c i współczynnika n stojącego przy zmiennej niezależnej funkcji opisującej kalibrację kształtu w zależności od temperatury oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru gamma.

Wyraz wolny odpowiadający za przesunięcie funkcji wzdłuż osi energii zmienia się od -0,98 do +0,26. Oznacza to, że wartość bezwzględna przesunięcia wynosi około 1,2 keV. Wyraz przy zmiennej niezależnej zmienia się 0,68 do 0,78 (1/(keV))^{1/2}.

Tab. 20. Wyraz wolny występujący w funkcjach opisujących kalibrację kształtu w zależności od temperatury otoczenia oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru

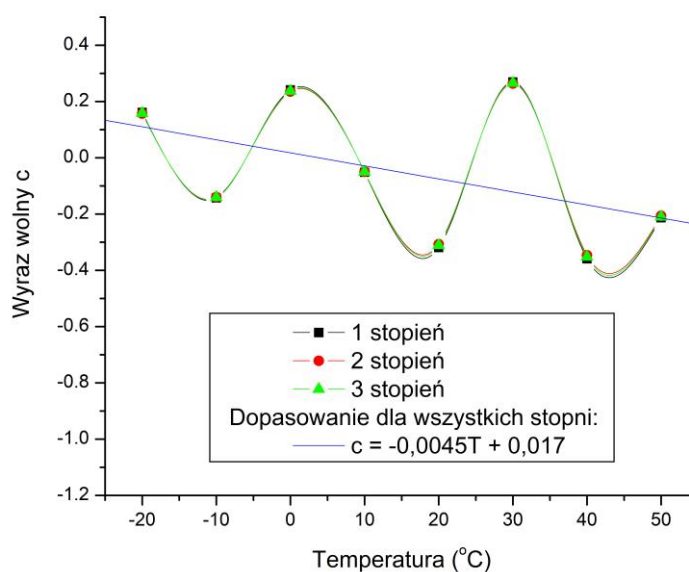
Wyraz wolny c			
Temperatura [°C]	Stopień wielomianu opisującego krzywą kalibracji energetycznej		
	1 stopień	2 stopień	3 stopień
-20	0,1615	0,1571	0,1586
-10	-0,1432	-0,1395	-0,1408
0	0,2415	0,2352	0,2373
10	-0,0517	-0,04963	-0,05033
20	-0,3195	-0,3074	-0,3111
30	0,2695	0,2637	0,2657
40	-0,3594	-0,3464	-0,3523
50	-0,2135	-0,2063	-0,2095

Źródło: opracowanie własne

Tab. 21. Wyraz występujący przy zmiennej niezależnej (energia fotonów) funkcjach opisujących kalibrację kształtu w zależności od temperatury otoczenia oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru

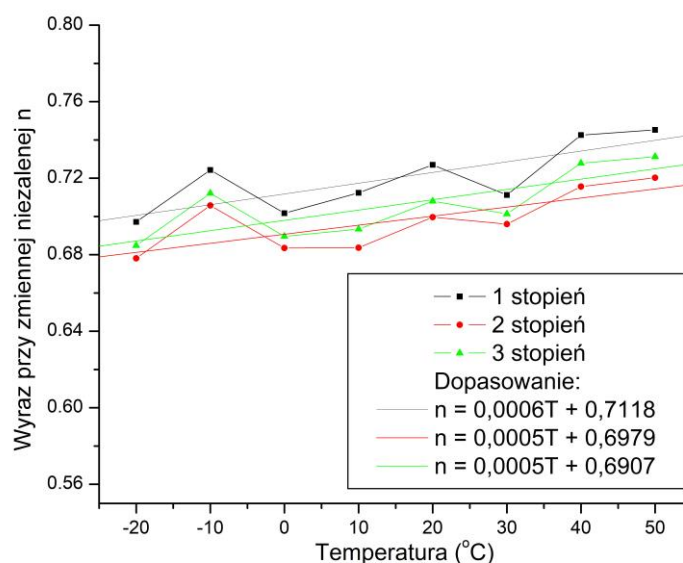
Wyraz przy zmiennej niezależnej n			
Temperatura [°C]	Stopień wielomianu opisującego krzywą kalibracji energetycznej		
	1 stopień	2 stopień	3 stopień
-20	0,6971	0,6781	0,6848
-10	0,7243	0,7057	0,7121
0	0,7017	0,6835	0,6896
10	0,7123	0,6836	0,6934
20	0,7270	0,6996	0,7080
30	0,7112	0,6960	0,7013
40	0,7425	0,7156	0,7278
50	0,7452	0,7202	0,7312

Źródło: opracowanie własne



Rys. 52. Przebieg wyrazu wolnego funkcji opisującej kalibrację kształtu w zależności od temperatury oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru

Źródło: opracowanie własne



Rys. 53. Przebieg zmiennej niezależnej funkcji opisującej kalibrację kształtu w zależności od temperatury oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru

Źródło: opracowanie własne

Analiza danych tabelarycznych (tabela 20 i tabela 21) oraz przebiegów graficznych (rysunek 52 i rysunek 53) pozwalają potwierdzić tezę przedstawioną na podstawie analizy przebiegów funkcji opisujących kalibrację kształtu (rysunek 50 i rysunek 51), że ta ostatnia w niewielkim stopniu zależy od stopnia wielomianu, którym opisano kalibrację energetyczną. Stąd też powtórzono przyjęte uprzednio założenie, że do dalszych obliczeń i analiz będzie brana kalibracja kształtu związana z kalibracją energetyczną opisaną wielomianem pierwszego stopnia, czyli funkcją liniową.

4.3.4. Dryft temperaturowy kalibracji wydajnościowej

Kalibrację wydajnościową spektrometru promieniowania gamma przeprowadzono zgodnie z metodyką opisaną w części (Rozdział 3 Metody pkt 3.2.3). Dla każdej temperatury przeprowadzono pomiar w czasie 54000 sekund. Do punktów doświadczalnych opisujących wydajność rejestracji fotonów w zależności od ich energii dopasowywano wielomian logarytmiczny odpowiednio: trzeciego, czwartego i piątego stopnia. Tabela 22 zawiera logarytmiczne wielomiany interpolacyjne opisujące wydajność rejestracji fotonów w zależności od temperatury. Interpolację punktów doświadczalnych przeprowadzono z dokładnością do czwartego miejsca znaczącego.

Tab. 22. Kalibracja wydajnościowa w zależności od temperatury oraz stopnia wielomianu logarytmicznego interpolującego wartości doświadczalne

Temperatura [°C]	Stopień wielomianu logarytmicznego		
	gdzie: $x = \ln(9,478e+002/E)$		
	3 stopień	4 stopień	5 stopień
-20	$\ln(\text{Eff}) = -3,579e+000 + 1,291e+000*x - 5,396e-002*x^2 - 6,682e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -3,569e+000 + 1,258e+000*x - 1,122e-001*x^2 + 2,531e-003*x^3 - 0,01628*x^4$	$\ln(\text{Eff}) = -3,565e+000 + 1,387e+000*x - 1,912e-001*x^2 - 2,899e-001*x^3 + 0,2282*x^4 - 0,04872*x^5$
-10	$\ln(\text{Eff}) = -3,576e+000 + 1,319e+000*x - 1,012e-001*x^2 - 5,270e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -3,571e+000 + 1,273e+000*x - 1,577e-001*x^2 + 1,873e-002*x^3 - 0,01643*x^4$	$\ln(\text{Eff}) = -3,566e+000 + 1,339e+000*x - 2,801e-001*x^2 - 1,854e-001*x^3 + 0,1944*x^4 - 0,04501*x^5$
0	$\ln(\text{Eff}) = -3,563e+000 + 1,300e+000*x - 7,059e-002*x^2 - 6,162e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -3,562e+000 + 1,286e+000*x - 8,684e-002*x^2 - 4,108e-002*x^3 - 0,004726*x^4$	$\ln(\text{Eff}) = -3,556e+000 + 1,366e+000*x - 2,350e-001*x^2 - 2,880e-001*x^3 + 0,2504*x^4 - 0,05445*x^5$
10	$\ln(\text{Eff}) = -3,560e+000 + 1,251e+000*x - 2,763e-001*x^2 - 7,159e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -3,559e+000 + 1,243e+000*x - 3,728e-002*x^2 + 5,940e-002*x^3 - 0,002804*x^4$	$\ln(\text{Eff}) = -3,552e+000 + 1,340e+000*x - 2,160e-001*x^2 - 3,576e-001*x^3 + 0,3051*x^4 - 0,06572*x^5$
20	$\ln(\text{Eff}) = -3,564e+000 + 1,239e+000*x - 4,088e-003*x^2 - 6,511e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -3,560e+000 + 1,225e+000*x - 6,588e-002*x^2 - 3,534e-002*x^3 - 0,006971*x^4$	$\ln(\text{Eff}) = -3,556e+000 + 1,357e+000*x - 1,493e-001*x^2 - 3,365e-001*x^3 + 0,2460*x^4 - 0,05052*x^5$
30	$\ln(\text{Eff}) = -3,575e+000 + 1,237e+000*x - 1,797e-002*x^2 - 7,245e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -3,572e+000 + 1,226e+000*x - 3,756e-002*x^2 - 4,910e-002*x^3 - 0,005479*x^4$	$\ln(\text{Eff}) = -3,568e+000 + 1,363e+000*x - 1,219e-001*x^2 - 3,614e-001*x^3 + 0,2555*x^4 - 0,05202*x^5$
40	$\ln(\text{Eff}) = -3,586e+000 + 1,247e+000*x - 2,267e-002*x^2 - 7,256e-002*x^3$	$\ln(\text{Eff}) = -3,578e+000 + 1,220e+000*x - 6,987e-002*x^2 - 1,630e-002*x^3 - 0,0132*x^4$	$\ln(\text{Eff}) = -3,573e+000 + 1,368e+000*x - 1,608e-001*x^2 - 3,517e-001*x^3 + 0,2672*x^4 - 0,05590*x^5$
50	$\ln(\text{Eff}) = -3,592e+000 + 1,248e+000*x -$	$\ln(\text{Eff}) = -3,587e+000 + 1,223e+000*x - 5,668e-$	$\ln(\text{Eff}) = -3,573e+000 + 1,404e+000*x - 1,596e-$

	$1,834e-002*x^2 - 7,419e-002*x^3$	$002*x^2 - 2,647e-002*x^3 - 0,0113*x^4$	$001*x^2 - 3,979e-001*x^3 + 0,2939*x^4 - 0,06019*x^5$
--	-----------------------------------	---	---

Źródło: opracowanie własne

Tabela 23 do tabela 25 zawierają współczynniki wielomianów logarytmicznych wyodrębnione ze wzorów przedstawionych w tabeli 22.

Tab. 23. Współczynniki wielomianu logarytmicznego 3 stopnia będącego interpolacją wartości doświadczalnych wydajności rejestracji fotonów w zależności od ich energii i temperatury pomiaru

Temperatura [°C]	a0	a1	a2	a3
-20	-3,579	1,291	-0,05396	-0,06682
-10	-3,576	1,319	-0,1012	-0,05270
0	-3,563	1,300	-0,07059	-0,06162
10	-3,560	1,251	-0,02763	-0,07159
20	-3,564	1,239	-0,04088	-0,06511
30	-3,575	1,237	-0,01797	-0,07245
40	-3,586	1,247	-0,02267	-0,07256
50	-3,592	1,248	-0,01834	-0,07419

Źródło: opracowanie własne

Tab. 24. Współczynniki wielomianu logarytmicznego 4 stopnia będącego interpolacją wartości doświadczalnych wydajności rejestracji fotonów w zależności od ich energii i temperatury pomiaru

Temperatura [°C]	a0	a1	a2	a3	a4
-20	-3,569	1,258	-0,1122	0,002531	-0,01628
-10	-3,571	1,273	-0,1577	0,01873	-0,01643
0	-3,562	1,286	-0,08684	-0,04108	-0,004726
10	-3,559	1,243	-0,03728	0,05940	-0,002804
20	-3,560	1,225	-0,06588	-0,03534	-0,006971
30	-3,572	1,226	-0,03756	-0,04910	-0,005479
40	-3,578	1,220	-0,06987	-0,01630	-0,01320
50	-3,587	1,223	-0,05668	-0,02647	-0,01130

Źródło: opracowanie własne

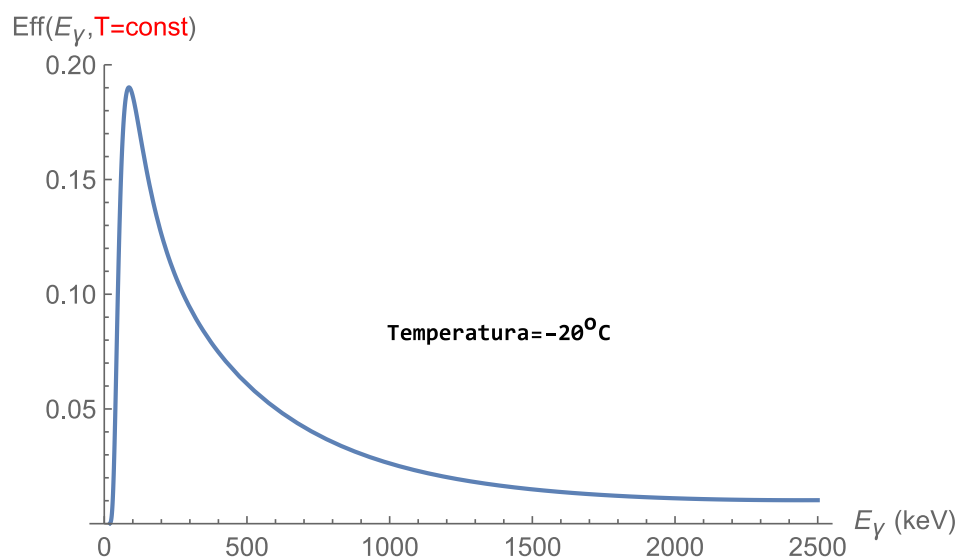
Tab. 25. Współczynniki wielomianu logarytmicznego 5 stopnia będącego interpolacją wartości doświadczalnych wydajności rejestracji fotonów w zależności od ich energii i temperatury pomiaru

Temperatura [°C]	a0	a1	a2	a3	a4	a5
-20	-3,565	1,387	-0,1912	-0,2899	0,2282	-0,04872
-10	-3,566	1,339	-0,2801	-0,1854	0,1944	-0,04501
0	-3,556	1,366	-0,2350	-0,2880	0,2504	-0,05445
10	-3,552	1,340	-0,2160	-0,3576	0,3051	-0,06572
20	-3,556	1,357	-0,1493	-0,3365	0,2460	-0,05052
30	-3,568	1,363	-0,1219	-0,3614	0,2555	-0,05202
40	-3,573	1,368	-0,1608	-0,3517	0,2672	-0,05590
50	-3,573	1,404	-0,1596	-0,3979	0,2939	-0,06019

Źródło: opracowanie własne

Analiza wartości współczynników przedstawionych w powyższych tabelach wskazuje, że czym wyższy stopień czynnika, współczynnika związanego ze zmienną niezależną (uwikłana funkcja energii) tym jego znaczenie jest niższe. Wystarczająco dobre dopasowanie otrzymuje się stosując wielomian logarytmiczny trzeciego stopnia.

Rysunek 54 jest reprezentatywnym graficznym wyobrażeniem funkcji wydajności rejestracji fotonów. Do interpolacji wyników doświadczalnych użyto wielomianu logarytmicznego trzeciego stopnia, a pomiary wydajności przeprowadzono tym przypadkiem w temperaturze - 20 °C.

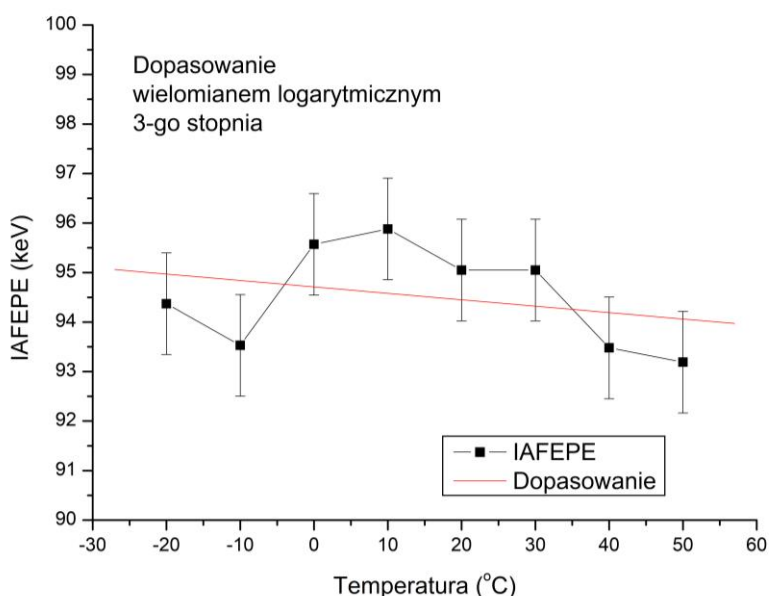


Rys. 54. Kalibracja wydajnościowa spektrometru promieniowania gamma w temperaturze $T = -20$ °C.

Dopasowanie wykonano wielomianem logarytmicznym 3 stopnia

Źródło: opracowanie własne

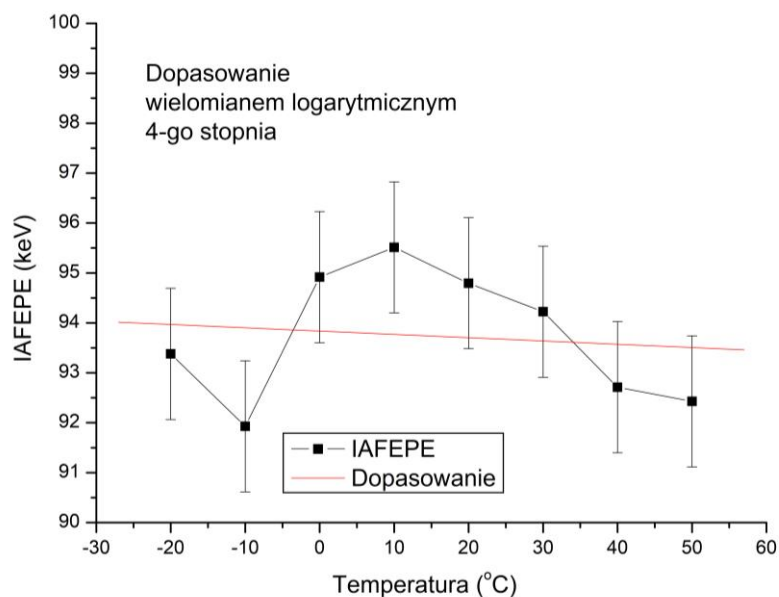
Rysunek 55 przedstawia przebieg wartości IAFEPE w funkcji temperatury dla dopasowania wielomianem logarytmicznym trzeciego stopnia. Wartość IAFEPE zmienia się od 93,3 do 95,8 keV, a jej wartość średnia wynosi 94,5 keV. Maksymalne odchylenie od wartości średniej wyrażone w procentach wynosi 1,4 %. IAFEPE jest miarą zdolności rejestracji fotonów w danych warunkach pomiarowych. Stąd można stwierdzić, że zmiany wydajności rejestracji fotonów wraz z temperaturą nie są statystycznie znamienne. Bowiem dokładność oznaczenia aktywności poszczególnych radionuklidów w wieloizotopowym źródle kalibracyjnym nie przewyższa 3 %.



Rys. 55. IAFEPE w funkcji temperatury. Krzywą wydajności rejestracji fotonów opisano wielomianem logarytmicznym 3 stopnia

Źródło: opracowanie własne

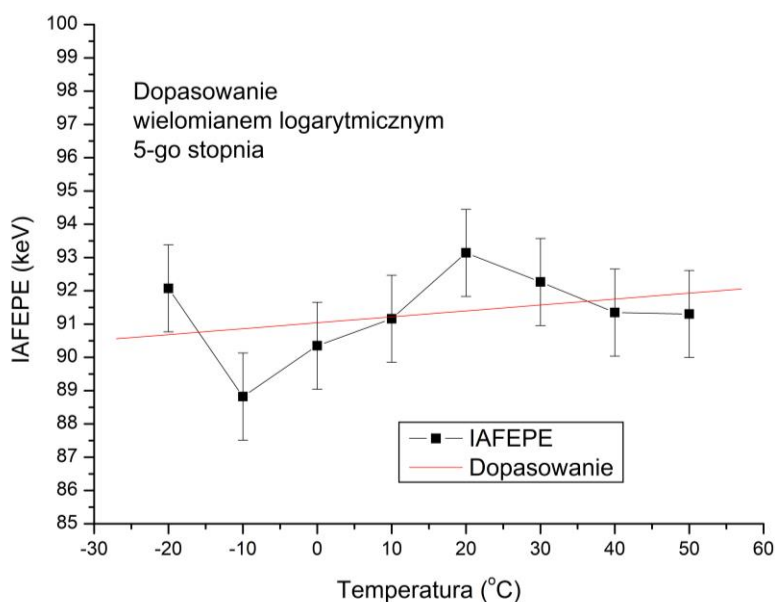
Rysunek 56 przedstawia przebieg wartości IAFEPE w funkcji temperatury dla dopasowania wielomianem logarytmicznym czwartego stopnia. Wartość IAFEPE zmienia się od 91,9 do 95,5 keV, a jej wartość średnia wynosi 93,7 keV. Maksymalne odchylenie od wartości średniej wyrażone w procentach wynosi 1,9 %. Podobnie jak w przypadku funkcji wydajności rejestracji fotonów wyrażonej wielomianem logarytmicznym trzeciego stopnia można stwierdzić, że zmiany wydajności rejestracji fotonów wraz z temperaturą nie są statystycznie znamienne. Są one niższe niż dokładność oznaczenia aktywności poszczególnych radionuklidów w wieloizotopowym źródle kalibracyjnym, która nie przekracza 3 %.



Rys. 56. IAFEPE w funkcji temperatury. Krzywą wydajności rejestracji fotonów opisano wielomianem logarytmicznym 4 stopnia

Źródło: opracowanie własne

Rysunek 57 przedstawia przebieg wartości IAFEPE w funkcji temperatury dla dopasowania wielomianem logarytmicznym piątego stopnia. Wartość IAFEPE zmienia się od 88,8 do 92,3 keV, a jej wartość średnia wynosi 91,3 keV.

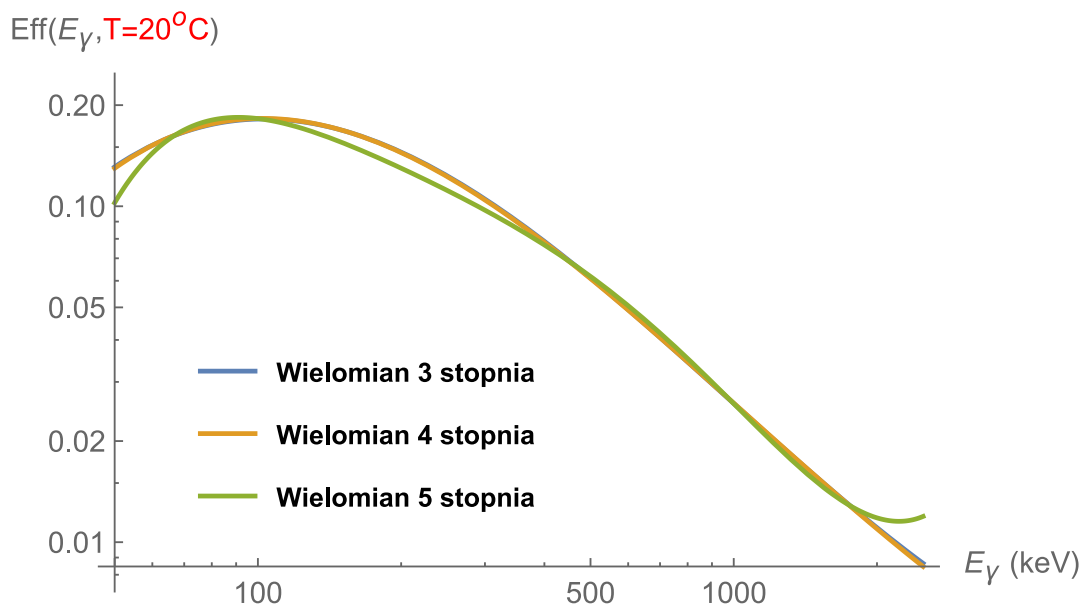


Rys. 57. IAFEPE w funkcji temperatury. Krzywą wydajności rejestracji fotonów opisano wielomianem logarytmicznym 5 stopnia

Źródło: opracowanie własne

Maksymalne odchylenie od wartości średniej wyrażone w procentach wynosi 2,7 %. Podobnie jak w przypadku funkcji wydajności rejestracji fotonów wyrażonej wielomianem logarytmicznym trzeciego i czwartego stopnia można stwierdzić, że zmiany wydajności rejestracji fotonów wraz z temperaturą nie są statystycznie znamienne. Są one niższe niż dokładność oznaczenia aktywności poszczególnych radionuklidów w wieloizotopowym źródle kalibracyjnym, która nie przewyższa 3 %.

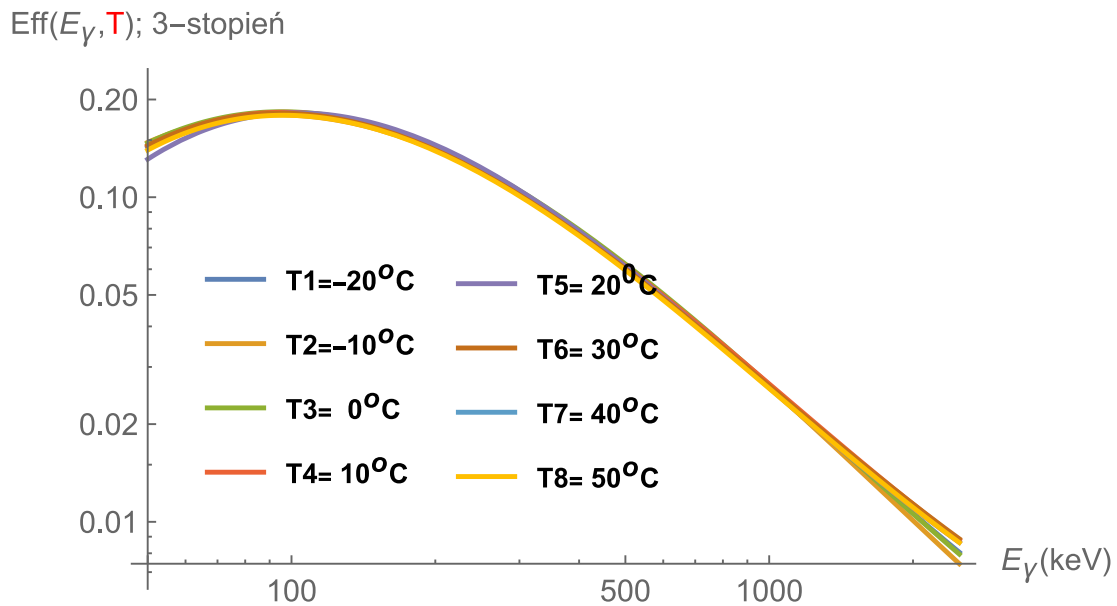
Na podstawie analizy danych przedstawionych na rysunku 58 oraz analizy IAFEPE (rysunek 55, rysunek 56, rysunek 57) wynika, że stopień wielomianu logarytmicznego zastosowanego do interpolacji danych doświadczalnych ma niewielkie znaczenie. Zmiany mają charakter nieistotny. Stąd przyjęto, że do dalszych rozważań zastosowany zostanie opis funkcji reprezentującej zmiany wydajności rejestracji fotonów w postaci wielomianu logarytmicznego trzeciego stopnia.



Rys. 58. Porównanie wpływu stopnia wielomianu logarytmicznego na przebieg funkcji interpolującej wydajność rejestracji fotonów. Przykładowo porównanie wykonano w dla temperatury 20 °C

Źródło: opracowanie własne

Analiza danych przedstawionych na rysunku 59 wskazuje, że zmiany wydajności rejestracji fotonów w funkcji zmieniającej się temperatury są widoczne. Mają one jednak charakter nieistotny statystycznie. Potwierdza to interpretacja graficzna przedstawiona na rysunku 59.



Rys. 59. Wpływ temperatury na wydajność rejestracji fotonów. Funkcję wydajności interpolowano wielomianem logarytmicznym 3 stopnia

Źródło: opracowanie własne

4.4. Unfolding dryftu temperaturowego widma spektrometrycznego promieniowania gamma

4.4.1. Dryft widma spektrometrycznego – badania numeryczne

Wynik symulacji numerycznych dotyczących binarnych zmian temperatury i zliczeń

Symulacje numeryczne przeprowadzono dla cezu (^{137}Cs). Radionuklid ten emituje w procesie rozpadu jąder fotony o energii 662,65 keV. Komputerowo odtworzono dryft FEAP po to, aby uzmysłowić jak następuje zniekształcenie piku w wyniku zmiany temperatury oraz zrozumieć znaczenie poszczególnych parametrów (temperatury i przedziałowy czas jej trwania przy założeniu zmian binarnych).

W wykonywanych obliczeniach posługiwano się programowaniem w języku VBA (VBA – ang.: Visual Basic for Application) oraz wykorzystywano program Wolfram Mathematica.

W tabeli 26 przedstawiono wartości liczbowe współczynników kalibracji energetycznej i kształtu FWHM oraz położenie ROI (lewy i prawy kanał) przy założeniu, że obszar zainteresowania obejmuje $\pm 2\sigma$.

Tab. 26. Dryft temperaturowy FEAP dla fotonów o energii 661,65 keV pochodzących z cezu (^{137}Cs). Parametry $b(T)$, $m(T)$ oraz $\text{FWHM}(661, T)$ powstały w wyniku badań

Temp. [°C]	$b(T)$ [keV]	$m(T)$ [keV/kanał]	$x_0=(E-b)/m$ [kanał]	FWHM (661,T °C) [keV]	σ [keV]	$x_0-2\sigma$ [kanał]	$x_0+2\sigma$ [kanał]
-20	-5.09E+00	2.54E+00	262	18.09	7.68	247	277
-10	-5.21E+00	2.59E+00	258	18.49	7.85	242	274
0	-5.14E+00	2.69E+00	248	18.29	7.77	232	263
10	-1.32E+01	2.80E+00	241	18.27	7.76	226	257
20	-1.30E+01	2.96E+00	228	18.38	7.81	212	244
30	-5.25E+00	3.05E+00	219	18.56	7.88	203	235
40	-1.09E+01	3.19E+00	211	18.74	7.96	195	227
50	-1.03E+01	3.37E+00	199	18.95	8.05	183	215

Źródło: opracowanie własne

Na rysunku 60 po lewej stronie przedstawiono binarny rozkład temperatury, który doprowadził do pojawienia się dryftu temperaturowego pokazanego po prawej stronie.

Pomimo, że rozkład temperatury jest niefizyczny, to pozwala on prześledzić proces dryftu w sposób odizolowany. Przy takim założeniu i danych doświadczalnych pochodzących z badań w komorze klimatycznej, w wyniku symulacji komputerowych otrzymuje się spektrogram zaprezentowany po prawej stronie. Na rysunku 60 pokazano również fizyczne znaczenie takich parametrów jak różnica czasów ekspozycji na poszczególne temperatury $\Delta t = |t_1 - t_2|$, oznaczona kolorem niebieskim oraz różnica temperatur $\Delta T = |T_1 - T_2|$, oznaczona kolorem zielonym. Operujemy wartością bezwzględną po to aby nie rozróżniać, na tym etapie rozważań kolejności pojawiania się poszczególnych zjawisk. Wzrost różnicy pomiędzy czasami ekspozycji Δt na różne temperatury skutkuje wzrostem różnicy zliczeń w centroidach pojawiających się FEAP-ów, co można zapisać równaniem 38:

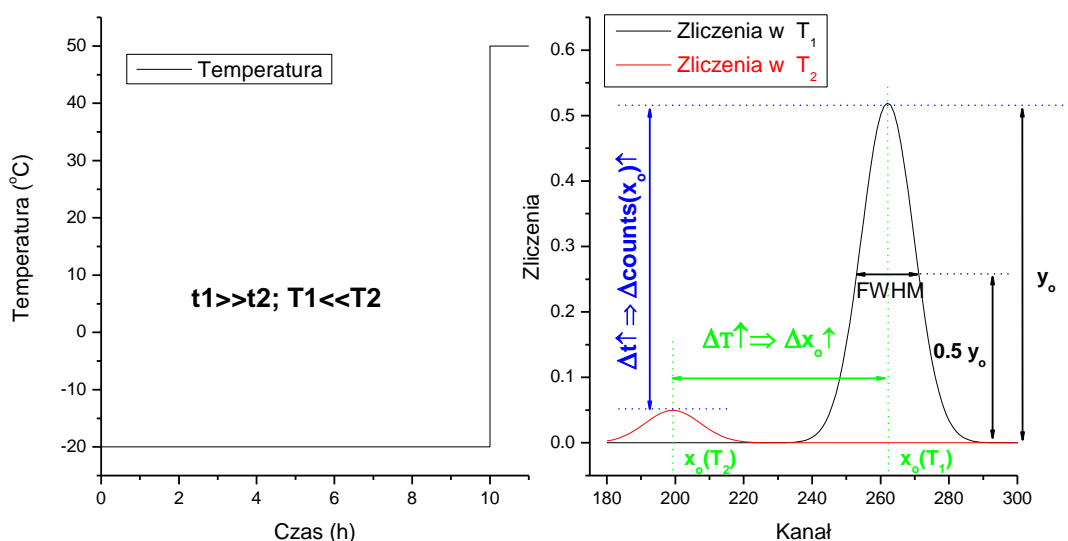
$$\Delta t \nearrow \Rightarrow |zliczenia(x_{01}) - zliczenia(x_{02})| \nearrow \quad (38)$$

gdzie: $\Delta t = |t_1 - t_2|$ (s) – wartość bezwzględna różnicy czasów ekspozycji na poszczególne temperatury w układzie binarnym zmian temperatur, x_{0i} (kanał) – centroid „*i-tego*” FEAP-u, $zliczenia(x_0(T_i))$ (zliczenia) – ilość zliczeń w centroidzie „*i-tego*” FEAP-u, $i = 1, 2$, \nearrow – oznacza wzrost wartości parametru stojącego po lewej stronie operatora.

Wzrost różnicy pomiędzy temperaturami ΔT ($^{\circ}\text{C}$) w układzie binarnym zmian temperatur skutkuje wzrostem odległości centroidów poszczególnych FEAP-ów $\Delta x_0(T_i)$ (kanał), co można przedstawić równaniem 39:

$$\Delta T \nearrow = |x_0(T_1) - x_0(T_2)| \nearrow \quad (39)$$

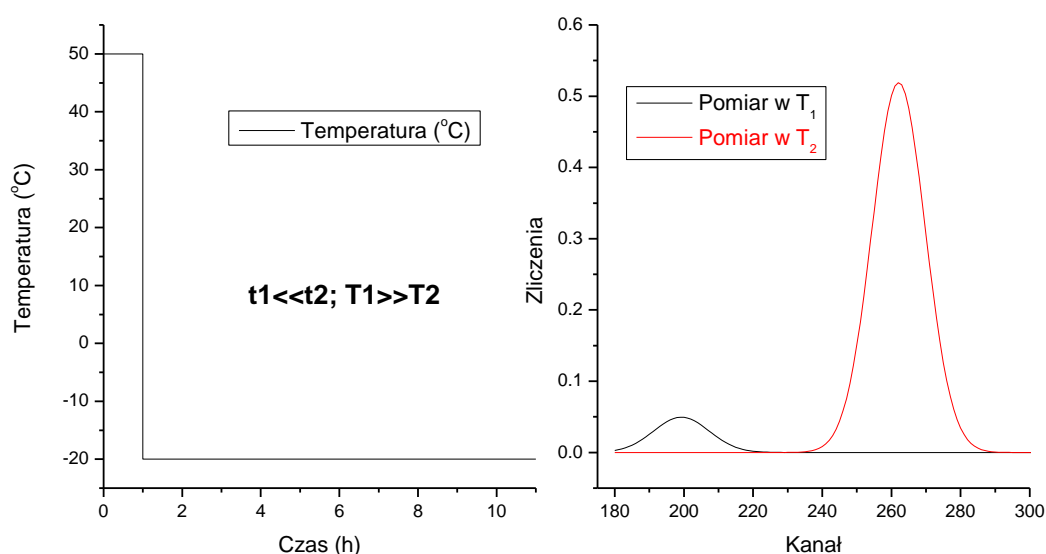
Kolorem czarnym na rysunku 60 oznaczono ten FEAP, który pojawi się na spektrogramie jako pierwszy. Ostateczny kształt ROI będzie sumą zliczeń w obu FEAP-ach. Ze względu na dobrane różnice w czasach ekspozycji i temperaturach wynikowy ROI niewiele będzie się różnił od obrazu cząstkowego przedstawionego po prawej stronie (rysunek 60). Po zakończeniu pomiaru nie będzie można ocenić w jakiej kolejności pojawiły się poszczególne elementy ROI-a.



Rys. 60. Po lewej stronie przebieg temperatury. Temperatura zmienia się skokowo i ma charakter binarny (jedynie dwie wartości). Czasy ekspozycji na poszczególne temperatury różnią się dziesięciokrotnie. Po prawej stronie widmo promieniowania gamma będące wynikiem dryftu temperaturowego. Kolor czarny wskazuje, że FEAP nim oznaczony pojawił się jako pierwszy. Kolorem niebieskim oznaczono znaczenie fizyczne różnicy czasów Δt , w którym następowała ekspozycja na odpowiednie temperatury. Kolorem zielonym zaznaczono znaczenie fizyczne różnicy temperatur ΔT , na które następowała skokowa ekspozycja przyrządu

Źródło: opracowanie własne

Rysunek 61 przedstawia odmienną sekwencję czasową. Pomiar spektrometryczny rozpoczyna się krótkim okresem ($t_1 = 1$ h) ekspozycji przyrządu na wysoką temperaturę ($T_1 = 50$ °C), a następnie dziesięciokrotnie dłuższym ($t_2 = 10$ h) czasem pracy w niskiej temperaturze ($T_2 = -20$ °C). Jako pierwszy na spektrogramie pojawi się FEAP znajdujący się po jego lewej stronie (kolor czarny na rysunku 61 po prawej stronie). Po zakończeniu pomiaru, podobnie jak w poprzednim przypadku nie będzie można ocenić, który element ROI-a powstał w pierwszej kolejności. Wypadkowy ROI będący sumą obydwu FEAP-ów, niewiele będzie się różnił od obrazu przedstawionego na rysunku 61.



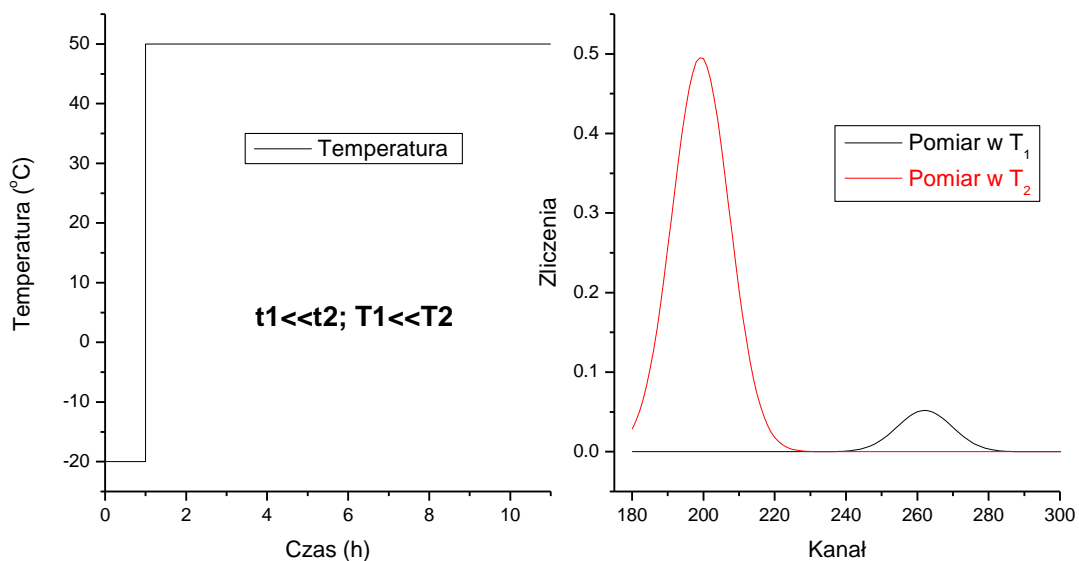
Rys. 61. Ekspozycja rozpoczyna się od krótkiego okresu trwania wysokiej temperatury ($T_1 = 50$ °C) i długiego ($t_2 = 10 \times t_1$) okresu pracy spektrometru w niskiej temperaturze ($T_2 = -20$ °C) (rysunek po lewej stronie). Jako pierwszy w spektrogramie (rysunek po prawej stronie) pojawi się FEAP znajdujący się po lewej stronie (kolor czarny)

Źródło: opracowanie własne

Pomimo, że sekwencja czasowa w obydwu przypadkach (rysunek 60 oraz rysunek 61) jest diametralnie różna otrzymano identyczne spektrogramy.

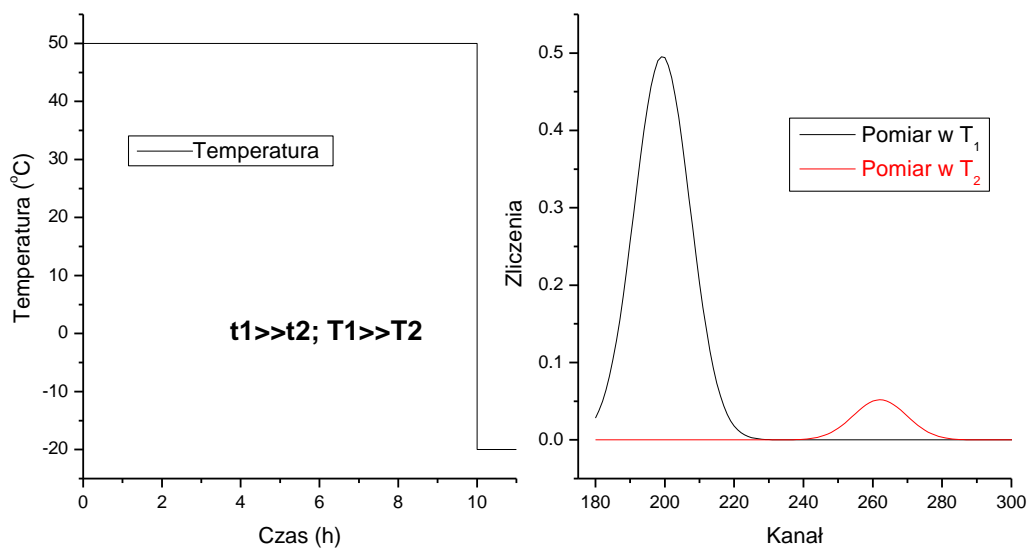
Rysunek 62 i rysunek 63 przedstawiają zdecydowanie różne sekwencje czasowe, a pomimo to prowadzą one do powstania identycznych spektrogramów wynikowych.

We wszystkich opisanych powyżej przypadkach rozłożenie (unfolding) jest możliwe dopiero po włączeniu do rozważań raportu z przebiegu zmian temperatury.



Rys. 62. Ekspozycja rozpoczyna się od krótkiego okresu w niskiej temperaturze ($T_1 = -20\text{ °C}$) i długiego ($t_2 = 10 \times t_1$) okresu pracy spektrometru w wysokiej temperaturze ($T_2 = 50\text{ °C}$) (rysunek po lewej stronie). Jako pierwszy w spektrogramie (rysunek po prawej stronie) pojawi się FEAP znajdujący się po prawej stronie (kolor czarny)

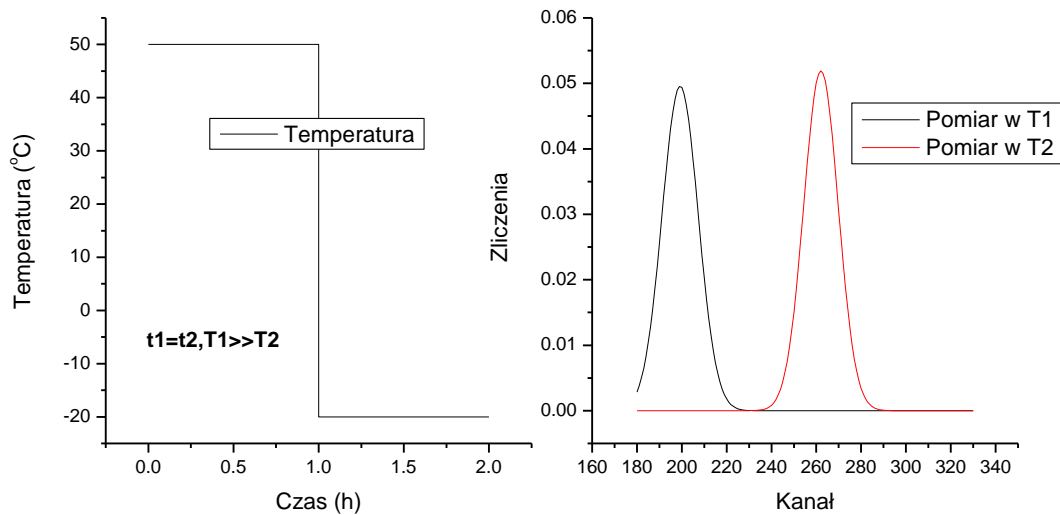
Źródło: opracowanie własne



Rys. 63. Ekspozycja rozpoczyna się od długiego okresu pracy spektrometru w wysokiej temperaturze ($T_1 = 50\text{ °C}$) i krótkiego ($t_1 = 10 \times t_2$) okresu pracy w niskiej temperaturze ($T_2 = -20\text{ °C}$) (rysunek po lewej stronie). Jako pierwszy w spektrogramie (rysunek po prawej stronie) pojawi się FEAP znajdujący się po lewej stronie (kolor czarny)

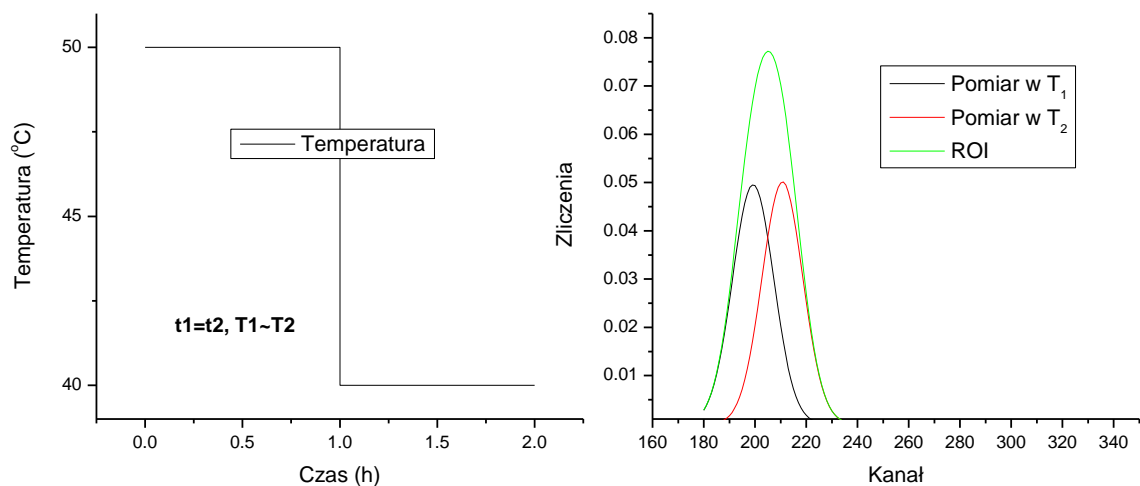
Źródło: opracowanie własne

Na rysunku 64 przedstawiona jest sytuacja, w której czasy pracy spektrometru w obydwu skrajnych temperaturach były jednakowe ($t_1 = t_2$). Skutkowało to pojawieniem się jednakowych FEAP-ów, których centroidy były skrajnie oddalone.



Rys. 64. Czasy pracy spektrometru w skrajnych temperaturach były takie same (rysunek po lewej stronie). Temperatury były skrajnie różne. Na spektrogramie (rysunek po prawej stronie) jako pierwszy pojawił się FEAP po lewej stronie (kolor czarny)

Źródło: opracowanie własne



Rys. 65. Czasy pracy spektrometru ($t_1 = t_2$) w bliskich sobie temperaturach ($T_1 \approx T_2$) były takie same (rysunek po lewej stronie). Na spektrogramie (rysunek po prawej stronie) jako pierwszy pojawił się FEAP po lewej stronie (kolor czarny). Kolorem zielonym przedstawiono ostateczny kształt ROI po zakończeniu pomiaru

Źródło: opracowanie własne

Na rysunku 65 przedstawiono sytuację kiedy czasy pracy ($t_1 \approx t_2$) spektrometru w różnych temperaturach były porównywalne. Tym razem różnica temperatur ΔT była zaledwie 10 °C. Nie jest to sytuacja skrajna. Kiedy $\Delta T \rightarrow 0$ centroidy obydwu FEAP pozostają bardzo bliskie $x_0(T_1) \approx x_0(T_2)$. Rozróżnienie wtedy poszczególnych FEAP staje się niemożliwe. Analiza wartości FWHM pochodząca z kalibracji kształtu informuje, że powstały ROI jest superpozycją dwóch FEAP-ów. Taka sytuacja będzie nastroczała najwięcej trudności podczas rozłożenia (unfoldingu).

4.4.2. Dryft widma spektrometrycznego – badania doświadczalne

W celu zobrazowania rzeczywistego zjawiska dryftu temperaturowego sondy z detektorem scyntylacyjnym LaBr₃(Ce) przeprowadzono badania doświadczalne, w kontrolowanych warunkach, zgodnie z metodyką opisaną w części (Rozdział 3 Metody pkt 3.2.4.). Do eksperymentu wykorzystano komorę klimatyczną, punktowe źródło kalibracyjne gamma cezu (¹³⁷Cs) oraz Termohigrometr LB-701 z rejestratorem LB-702 (opis Rozdział 2 Materiał).

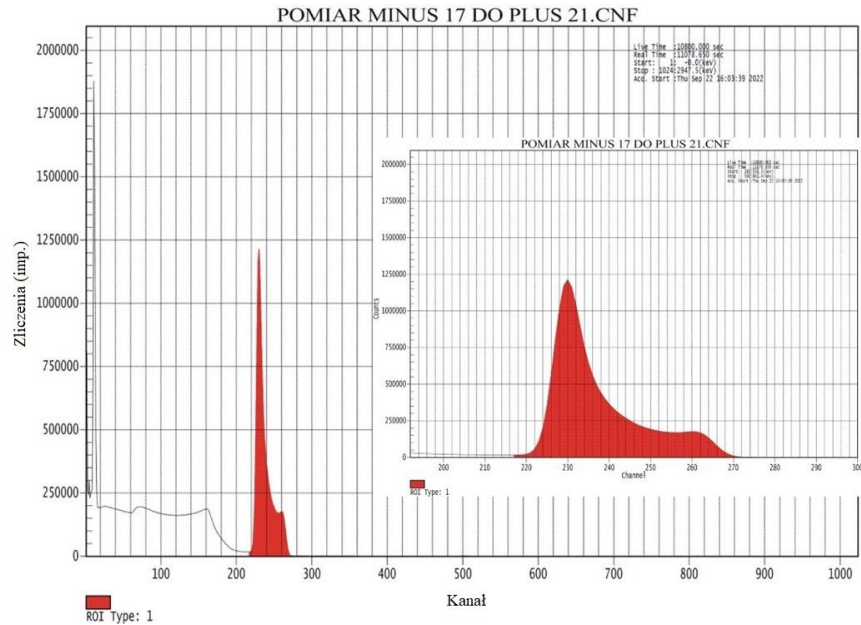
Tego typu badania doświadczalne wykonano również dla źródeł promieniotwórczych emitujących fotony o innych energiach tj. ameryk (²⁴¹Am) ($E_\gamma = 59,54$ keV), kobalt (⁶⁰Co) ($E_\gamma = 1173$ keV i 1332 keV) oraz itr (⁸⁸Y) ($E_\gamma = 898$ keV i 1836 keV). W każdym z ww. przypadków otrzymano porównywalne rezultaty dlatego też poniżej przedstawiono tylko wyniki uzyskane dla punktowego źródła kalibracyjnego cezu (¹³⁷Cs).

Ponieważ powstające widmo spektrometryczne było rejestrowane w zmiennych warunkach temperaturowych. Nie można było posłużyć się algorytmami spektrometrycznymi zawartymi w oprogramowaniu Genie 2000. Zawodne okazały się procedury poszukiwania piku, określenia jego wierzchołka, odejmowania tła promieniotwórczego, identyfikacji radionuklidu oraz obliczania jego aktywności.

Na rysunku 66 przedstawiono uzyskane rzeczywiste (rozmyte) widmo spektrometryczne zarejestrowane w wyniku dryftu temperaturowego podczas wykonanego badania doświadczalnego z wykorzystaniem źródła promieniotwórczego cezu (¹³⁷Cs). Biorąc po uwagę podejście numeryczne oraz ich prezentację graficzną (rysunku 60) można zauważyć, że spektrogram odpowiada, z dobrym przybliżeniem, przypadkom przedstawionym na rysunkach 62 oraz 63 tj. $t_1 \ll t_2$; $T_1 \ll T_2$ lub $t_1 \gg t_2$; $T_1 \gg T_2$.

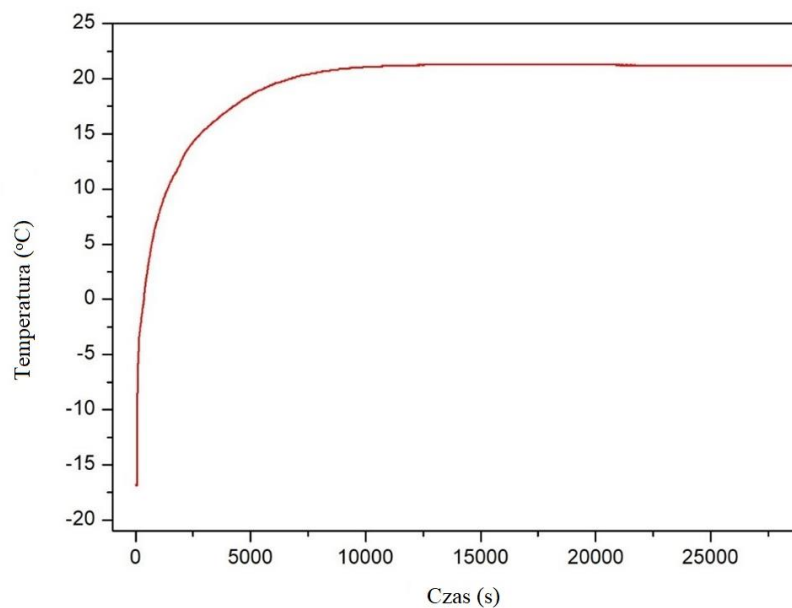
Jednak na podstawie analizy samego spektrogramu nie można stwierdzić, jaka była kolejność zmian temperatury. Dopiero na podstawie analizy wskazań Termohigrometru można

te zagadnienie rozstrzygnąć. Rysunek 67 przedstawia przebieg zmian temperatury otoczenia w czasie wykonanego badania doświadczalnego. Zmiana temperatury środowiska następowała w zakresie od - 17 °C do 21 °C.



Rys. 66. Widmo spektrometryczne cezu (^{137}Cs) uzyskane w wyniku rzeczywistych zmian temperatury środowiska (dryftu temperaturowego). Wyodrębniony obraz przedstawia ten sam ROI lecz w innych skalach energetycznej i ilości zliczeń stąd jego proporcje są inne niż na spektrogramie obejmującym cały zakres energetyczny

Źródło: opracowanie własne



Rys. 67. Wykres przebiegu zmian temperatury środowiska zarejestrowanych podczas eksperymentu

Źródło: opracowanie własne

Po uwzględnieniu przebiegu zmian temperatury i otrzymanego w tych warunkach widma spektrometrycznego (rysunku 66) można zauważyć podobny układ uformowanych pików jak przy rozpatrywanych zmianach binarnych (numerycznych) przedstawionych na rysunku 62. Za pierwszy pik (od lewej) na uzyskanym spektrogramie odpowiada długi okres pomiaru w temperaturze 21 °C, natomiast drugi pik został ukształtowany w czasie zmiany temperatury między - 17 °C, a 21 °C i odpowiednio krótszym czasie pomiaru.

Dlatego jeśli zostało zmierzone widmo spektrometryczne nieznanego radionuklidu w czasie prowadzenia monitoringu radiacyjnego środowiska, w którym następowała ciągła zmiana temperatury to otrzymamy z dużym prawdopodobieństwem ROI posiadający dwa lokalne maksima lub skrajnie jedno. Wykorzystujemy wtedy metodę pięciu kanałów (patrz Rozdział Metody, pkt 2.2.5.4.) do wyznaczenia centroidu x_0 i energii E otrzymanego pik (FEAP), a następnie na tej podstawie identyfikujemy zmierzony pierwiastek promieniotwórczy (np. ^{137}Cs) i P_γ (prawdopodobieństwo emisji fotonów). Opierając się na sumie zliczeń w ROI- u i z wykorzystaniem przekształconego wzoru przedstawionego przez równanie 6 obliczamy aktywność zmierzonego pierwiastka promieniotwórczego.

W tabeli 27 przedstawiono wyniki wykonanych obliczeń dla rzeczywistego zjawiska dryftu temperaturowego uzyskane na podstawie badań doświadczalnych.

Użyte do badań źródło promieniotwórcze (^{137}Cs) posiadało świadectwo pomiaru dzięki temu znana była jego aktywność tj. 37,5 kBq, obliczona aktywność źródła na podstawie badania dryftu temperaturowego wyniosła 29,4 kBq. Do wykonania analizy ilościowej, czyli wyznaczenia aktywności posłużono się metodą maszynową, a do przeprowadzenia analizy jakościowej, czyli określenia energii zastosowano metodę pięciu kanałów.

Tab. 27. Wyniki wykonanych obliczeń dla rzeczywistego dryftu temperaturowego

Aktywność źródła kalibracyjnego obliczona na podstawie badania dryftu temperaturowego	~ 37.5 kBq
Aktywność źródła na podstawie deklaracji jego producenta (dokładność ± 20 %)	29.4 ± 6 kBq
Niepewność wyznaczania aktywności metodą rozłożenia (unfoldingu) dryftu temperatury	45 %

Źródło: opracowanie własne

Obliczona niepewność wyznaczenia aktywności na podstawie rozłożenia (unfoldingu) dryftu temperaturowego wyniosła 45% co w ochronie radiologicznej zwłaszcza w fazie początkowej awarii radiacyjnej pozwala wprowadzić i podjąć odpowiednie działania zaradcze (interwencyjne) opisane w (Rozdział WPROWADZENIE pkt 1.3.).

4.5. Wyniki kalibracji spektrometru gamma w jednostce mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$

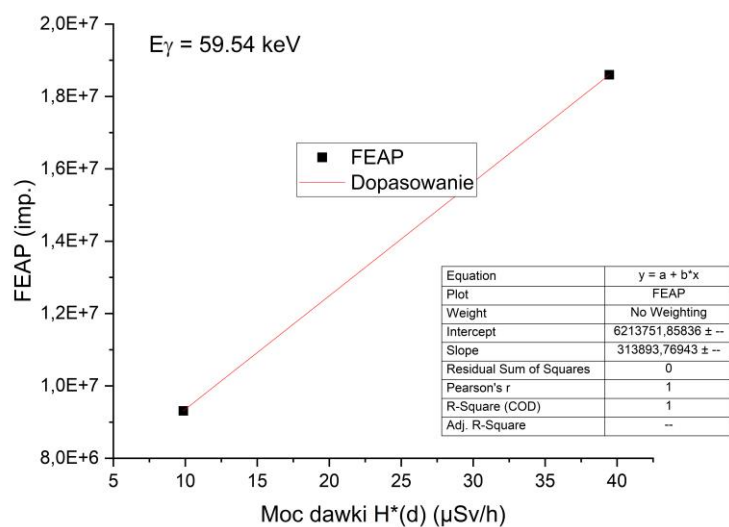
Spektrometr promieniowania gamma stosowany do monitoringu radiacyjnego środowiska oprócz pomiaru radionuklidów rozproszonych w środowisku może pełnić dodatkową funkcję taką jak pomiar mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$.

W celu potwierdzenia tej tezy przeprowadzono badanie możliwości monitorowania mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$ z zarejestrowanego widma detektorem $LaBr_3(Ce)$, wykonano je na ławie kalibracyjnej Stanowiska Kalibracyjnego Gamma (opisanego w punkcie 2.4.2.1.). Do przeprowadzenia wzorcowania spektrometru promieniowania gamma wykorzystano źródła promieniotwórcze takie jak ameryk (^{241}Am) ($E_\gamma = 59,54$ keV), cez (^{137}Cs) ($E_\gamma = 661,65$ keV), kobalt (^{60}Co) ($E_\gamma = 1173$ keV i 1332 keV).

Badanie doświadczalne przeprowadzono dla dwóch położenia detektora tzn. dla położenia wertykalnego oraz horyzontalnego względem iradiatora znajdującego się na Stanowisku Kalibracyjnym Gamma. Otrzymane wyniki dla obu geometrii pomiarowych nie miały statystycznie znamiennych różnic pomiędzy wartościami dlatego poniżej przedstawiono wyniki wzorcowania detektora dla położenia wertykalnego względem iradiatora.

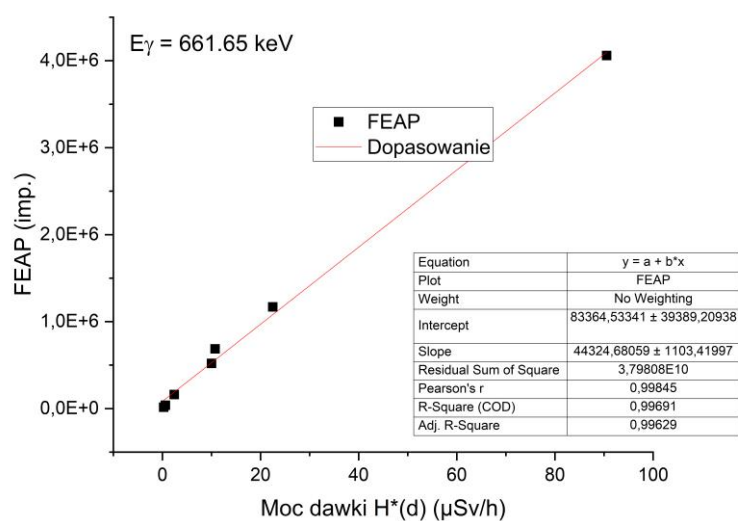
Wyniki z przeprowadzonej kalibracji sondy z detektorem scyntylicyjnym $LaBr_3(Ce)$ dla źródła promieniotwórczego ameryk (^{241}Am) ($E_\gamma = 59,54$ keV) w postaci wykresów zależności wartości mocy dawki $H^*(10)$ do zarejestrowanego pola pod pikiem FEAP dla pomiarów w położeniu wertykalnym przedstawia rysunek 68.

W przypadku tego źródła promieniowania kalibrację pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$ przeprowadzono jedynie dla dwóch położenia źródła promieniotwórczego – mocy przestrzennego równoważnika dawki ze względów technicznych. Ponieważ ameryk (^{241}Am) emituje fotony o niskiej energii dane te postanowiono dołączyć do badania, w celu potwierdzenia uniwersalności metody.

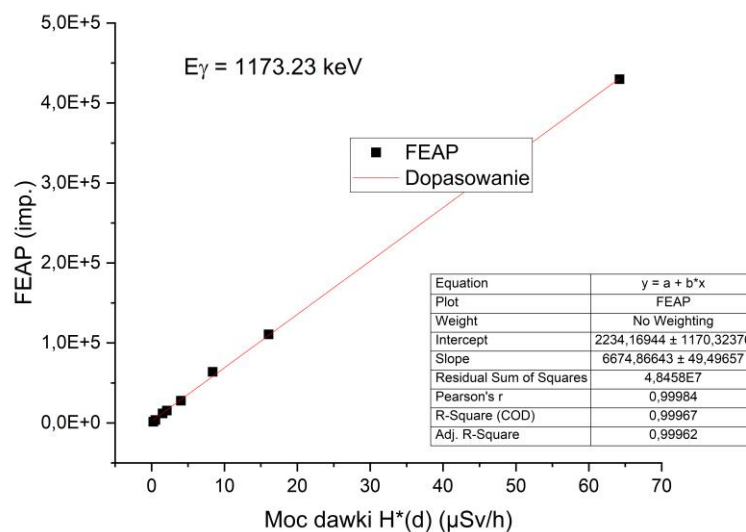


Rys. 68. Wyniki kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki w przypadku fotonów ze źródła promieniotwórczego ^{241}Am ($E_\gamma = 59,54 \text{ keV}$)
 Źródło: opracowanie własne

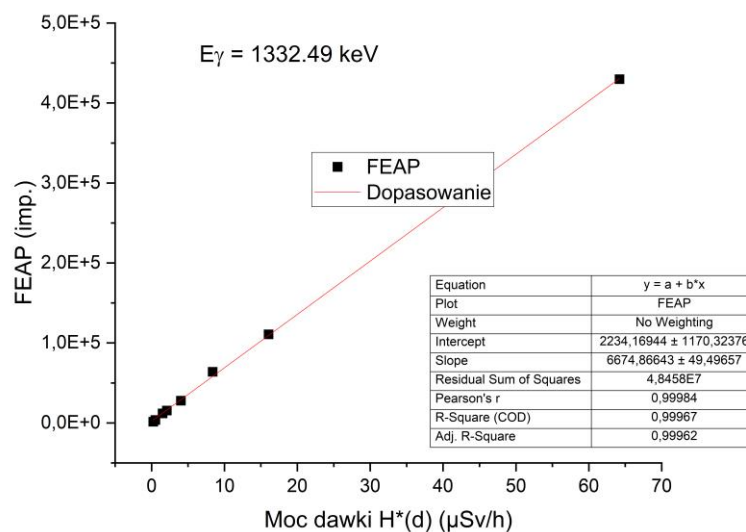
Rysunek 69 przedstawia wyniki kalibracji spektrometru gamma dla źródła promieniotwórczego cezu (^{137}Cs) ($E_\gamma = 661,65 \text{ keV}$) w postaci zależności pola pod pikiem FEAP od wartości mocy dawki $H^*(10)$ dla pomiarów w położeniu wertykalnym. Natomiast na rysunku 70 i rysunku 71 przedstawiono wyniki kalibracji dla źródła promieniotwórczego kobaltu (^{60}Co) ($E_\gamma = 1173 \text{ keV}$ i 1332 keV).



Rys. 69. Wyniki kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki w przypadku fotonów ze źródła promieniotwórczego ^{137}Cs ($E_\gamma = 661,65 \text{ keV}$)
 Źródło: opracowanie własne

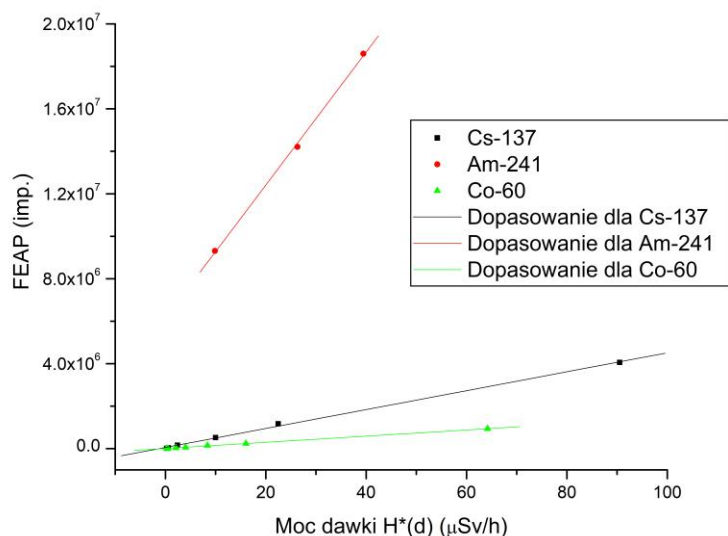


Rys. 70. Wyniki kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki w przypadku fotonów ze źródła promieniotwórczego ^{60}Co ($E_\gamma = 1173 \text{ keV}$)
 Źródło: opracowanie własne



Rys. 71. Wyniki kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki w przypadku fotonów ze źródła promieniotwórczego ^{60}Co ($E_\gamma = 1332 \text{ keV}$)
 Źródło: opracowanie własne

Na rysunku 72 przedstawiono wykres zbiorczy z wynikami wzorcowania sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ w jednostce mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$ dla źródeł promieniotwórczych ameryk (^{241}Am), cez (^{137}Cs) oraz kobalt (^{60}Co).



Rys. 72. Wyniki zbiorcze kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki dla źródeł promieniotwórczych ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{60}Co

Źródło: opracowanie własne

Kąt nachylenia prostych kalibracyjnych przedstawionych na rysunku 72 zależy od aktywności źródeł promieniotwórczych A , ich prawdopodobieństwa emisji fotonów (abundancji jądrowej) P_γ oraz wydajności rejestracji fotonów $eff(E_\gamma)$.

Na rysunku 68 do rysunku 71 przedstawiono liniowość wskazań spektrometru promieniowania gamma z detektorem scyntylicyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ eksponowanego na fotony o różnej energii (od 59,5 do 1332 keV) i różnej intensywności. Zbadano zmiany zależności FEAP od mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$. Stwierdzono zadawalającą liniowość wskazań. Każdorazowo wyznaczono metodą najmniejszych kwadratów współczynniki prostej aproksymującej wyniki badań. Hipotezę liniowości badano różnymi testami statystycznymi otrzymując zadawalającą jej wiarygodność.

4.6. Analiza niepewności pomiarowej

Dokładność zastosowanych tu metod zależy od dwóch czynników: niepewności wykonania kalibracji wydajnościowej detektora za pomocą metod matematycznych oraz niepewności wielokrotnie przeprowadzanych metod interpolacyjnych. Dokładność kalibracji metodami matematycznymi w ocenie autorów oprogramowania ISOCS/LabSOCS zależy od energii fotonów i wynosi $7 \div 9\%$ względnego odchylenia standardowego dla niskich energii (poniżej 150 keV) do $4,5\%$ dla fotonów o wyższych energiach (powyżej 150 keV) [46].

Dla porównania przeprowadzone własne badania eksperymentalne (patrz rysunek 10) wskazują, że niepewności pomiaru wynoszą odpowiednio do 2 % względnego odchylenia standardowego dla niskich energii (poniżej 150 keV) i do 0,5 % dla fotonów o energiach (powyżej 150 keV).

Każda procedura interpolacyjna była oceniana za pomocą testu χ^2 . W przypadku stosowania interpolacji funkcją eksponentialną, w celu optymalizacji otrzymywanych wartości stosowano zredukowany test χ^2 . Dodatkowo dla wszystkich interpolacji funkcjami nieliniowymi monitorowano wartości r^2 i adiestowanego r^2 i utrzymywano je możliwie blisko jedności.

PODSUMOWANIE I WNIOSKI

Monitoring radiacyjny środowiska w Polsce jest prowadzony, aby kontrolować na bieżąco sytuację radiacyjną w przypadku awarii obiektów jądrowych znajdujących się poza granicami kraju, awarii w przemyśle, ewentualnego coraz to większego w obecnej sytuacji ryzyka użycia broni jądrowej w konfliktach zbrojnych, działalności terrorystycznej skutkującej zniszczeniem obiektów energetyki jądrowej oraz w celu oceny sytuacji wyjściowej wobec projektowanego rozwoju energetyki jądrowej w Polsce. Powstanie pierwszej Polskiej elektrowni jądrowej będzie wiązało się z dużymi wyzwaniem, jednym z nich będzie wybór odpowiedniej metody i rodzaju detektorów do efektywnego sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska wokół takiego obiektu energetyki jądrowej.

Monitoring radiacyjny *in situ* obejmuje badanie zawartości pierwiastków promieniotwórczych w powietrzu i na powierzchni ziemi oraz pomiary mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$. Stacje prowadzące monitoring *in situ* oraz monitorujące $H^*(10)$ powinny zapewnić działalność autonomiczną o wysokiej czułości, niezależną od poziomu promieniowania jonizującego w otaczającym je środowisku.

Celem rozprawy doktorskiej było:

1. Opracowanie założeń teoretycznych dotyczących metod oceny wydajności rejestracji fotonów emitowanych z pierwiastków promieniotwórczych.
2. Weryfikacja doświadczalna metod badania wydajności rejestracji fotonów emitowanych z radionuklidów obecnych w przyziemnej warstwie powietrza oraz na powierzchni ziemi w zależności od orientacji detektora.
3. Określenie wpływu temperatury otoczenia na kalibrację energetyczną i wydajnościową spektrometru gamma oraz na jego rozdzielczość.
4. Przeprowadzenie rozłożenia (unfoldingu) dryftu temperaturowego widma spektrometrycznego promieniowania gamma.
5. Zbadanie możliwości pomiaru za pomocą spektrometru gamma mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^*(10)$.

Osiągnięcie wyżej założonych celów nastąpiło poprzez przeprowadzenie badań eksperymentalnych i symulacji numerycznych mających za zadanie zweryfikowanie możliwość zastosowania spektrometru promieniowania gamma wyposażonego w detektor

scyntylicyjny z bromku lantanu $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ do prowadzenia permanentnego monitoringu radiacyjnego środowiska *in situ*.

Podstawowym zadaniem było wykonanie kalibracji wydajnościowej metodą eksperymentalną z wykorzystaniem certyfikowanego wieloizotopowego źródła kalibracyjnego oraz za pomocą symulacji numerycznych z wykorzystaniem metod Monte Carlo i dedykowanego do tego celu oprogramowania tj. Geometry Composer oraz ISOCS/LabSOCS.

Uzyskane wyniki potwierdzają, że dokładność wykonania kalibracji wydajnościowej metodą matematyczną jest akceptowalna w całym zakresie energii mierzonych fotonów. Przeprowadzone przez autora własne badania eksperymentalne wskazują, że dokładności te wynoszą odpowiednio do 2 % względnego odchylenia standardowego dla niskich energii (poniżej 150 keV) i do 0,5 % dla fotonów o energiach (powyżej 150 keV). Oznacza to, że metodami matematycznymi, przy zastosowaniu symulacji MCNP, można z powodzeniem wykonywać kalibrację wydajnościową wszędzie tam, gdzie niedostępne są źródła kalibracyjne.

Kolejne zadanie polegało na przeprowadzeniu badań usytuowania detektora względem powierzchni ziemi w procesie monitoringu radiacyjnego środowiska. Pod uwagę brano dwa usytuowania: wertykalne i horyzontalne (patrz rysunek 24). Z rozważań wykluczono usytuowanie wertykalne z detektorem skierowanym „w niebo”. Przyjęto bowiem, że przy takim usytuowaniu fotopowielacz i stopień wstępny oraz okablowanie będą ekranować promieniowanie docierające z powierzchni ziemi. Następnie wykonano dla uwzględnianych orientacji badanie wydajności rejestracji fotonów emitowanych ze skażonych kolistych obszarów o różnej średnicy. W tym celu wykorzystano oprogramowanie ISOCS służące do zastosowań polowych. Udowodniono, że metody numeryczne (matematyczne) są w pełni użyteczne w opisie oddziaływania promieniowania gamma z materią, a w szczególności przy opisie wydajności ich rejestracji.

Opracowano trójwymiarowe mapy wydajności rejestracji fotonów emitowanych ze skażonych kolistych obszarów o zmiennej średnicy, i wykazano, że są przydatnym narzędziem do jakościowego porównywania sprawności procesu radiometrycznego. Opracowano mapy 3D dla orientacji wertykalnej i horyzontalnej sondy z detektorem scyntylicyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Uzyskane w ten sposób mapy 3D porównywano. Wartości wydajności dla tych samych wartości energii fotonów i średnic odejmowano i porównywano z dokładnością metody kalibracji matematycznej (patrz rysunek 10). Wielkości te nie miały statystycznej znamienności bowiem różnice pomiędzy odpowiednimi wydajnościami rejestracji fotonów każdorazowo były mniejsze niż dokładność metody. Reasumując metoda 3D nie pozwoliła na dokonanie wyboru pomiędzy orientacją wertykalną i horyzontalną detektora.

Kolejno przeprowadzono test IAFEPE, czyli oszacowanie wartości scałkowanej absolutnej wydajności rejestracji fotonów w pikie całkowitego pochłaniania energii (FEAP). Test IAFEPE wykonano dla obu orientacji detektora. Oznaczało to badanie efektywności rejestracji fotonów pochodzących z coraz to większych kolistych, skażonych obszarów. Obydwa rozkłady przedstawiono graficznie i poddano interpolacji. Następnie zbadano granice funkcji interpolacyjnej. W obydwu przypadkach stwierdzono istnienie granicy funkcji interpolacyjnych. W przypadku detektora zorientowanego wertykalnie wartość ta wyniosła $(6,670 \pm 0,919) \times 10^{-5}$ podczas, gdy dla detektora zorientowanego horyzontalnie wyniosła ona $(6,290 \pm 0,878) \times 10^{-5}$. Ponieważ nie ma statystycznie znamiennej różnicy pomiędzy obiema wartościami, na podstawie analizy wartości IAFEPE trudno jest wyrokować, która z orientacji detektora jest lepsza.

Następnie przeprowadzono analizę przebiegu zmienności współczynników opisujących krzywe wydajności. Na podstawie uzyskanych danych zbudowano tablicę współczynników funkcji reprezentującej wydajność rejestracji fotonów. Procedurę powtórzono dla obu rozważanych orientacji detektora. Dla detektora zorientowanego wertykalnie wartości współczynników funkcji opisanej kalibrację wydajnościową wyniosły odpowiednio: $A_0 = -17,23 \pm 0,13$; $A_1 = 0,92 \pm 0,01$; $A_2 = 0,054 \pm 0,0002$; i $A_3 = -0,089 \pm 0,00002$. Dla detektora umieszczonego horyzontalnie wartości te wyniosły odpowiednio: $A_0 = -17,25 \pm 0,13$; $A_1 = 0,97 \pm 0,002$; $A_2 = 0,068 \pm 0,00007$; i $A_3 = -0,099 \pm 0,00002$. Niezmienna pozostawała zawsze wartość wyliczonego za pomocą programu ISOCS współczynnika $B = 102,3$. W celu oszacowania, która z opisanych geometrii pomiarowych z detektorem umieszczonym wertykalnie czy horyzontalnie, jest lepsza wartości wymienionych powyżej współczynników wstawiono do funkcji opisujących wydajność i scałkowano je. Obliczone w ten sposób wartości IAFEPE wynoszą odpowiednio: dla detektora zorientowanego wertykalnie $(8,97 \pm 1,23) \times 10^{-5}$, oraz dla detektora zorientowanego horyzontalnie $(9,13 \pm 1,14) \times 10^{-5}$. Nie ma więc statystycznie znamiennej różnicy między wydajnością z jaką pracuje spektrometr w obydwu orientacjach detektora.

Na zakończenie powyższych rozważań dotyczących znalezienia lepszej orientacji detektora przeprowadzono pomiary promieniowania gamma wewnątrz hali kalibracyjnej CLOR. Uzyskane na spektrogramie wartości różnic liczone kanał do kanału są przeważnie od 100 do 1000 razy mniejsze niż liczba zliczeń w danym kanale. Oznacza to, że różnica między orientacją obu detektorów ponownie jest nieistotna.

Wyciągając wnioski z powyższych rozważań można stwierdzić, że orientacja detektora, czy to wertykalna, czy horyzontalna względem powierzchni ziemi nie wpływa na jakość

procesu radiometrycznego podczas sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska *in situ* za pomocą sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

Kolejnym zagadnieniem badanym przez autora była ocena wpływu zjawiska dryftu temperaturowego na zarejestrowane widma spektrometryczne oraz jego oddziaływanie na kalibrację energetyczną, kształtu FWHM (rozdzielczości) oraz kalibrację wydajnościową sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Chcąc zbadać te zjawisko dryftu spektrometr gamma umieszczono w akredytowanej komorze klimatycznej umożliwiającej utrzymanie stałej temperatury wraz z stworzonym układem pomiarowym jednocześnie monitorując warunki temperaturowe przy detektorze za pomocą wzorcowanego Termohigrometru LB-701 z rejestratorem LB-702. Pomiary wykonano dla widm spektrometrycznych rejestrowanych w ustabilizowanych temperaturach: $-20\text{ }^\circ\text{C}$, $-10\text{ }^\circ\text{C}$, $0\text{ }^\circ\text{C}$, $10\text{ }^\circ\text{C}$, $20\text{ }^\circ\text{C}$, $30\text{ }^\circ\text{C}$, $40\text{ }^\circ\text{C}$, $50\text{ }^\circ\text{C}$. Po wykonaniu każdego pomiaru widma spektrometryczne zachowywano, a następnie wykonywano kalibrację energetyczną i kształtu FWHM zmieniając stopień wielomianu interpolacyjnego odpowiednio pierwszego, drugiego i trzeciego stopnia, którym opisywano przebieg krzywej kalibracji energetycznej.

W przypadku zastosowania regresji liniowej tj. dopasowania wielomianem pierwszego stopnia, funkcja interpolacyjna jest linią prostą. Wyraz stojący przy numerze kanału podniesionym do potęgi pierwszej to tzw. człon liniowy. Jest to tangens kąta nachylenia prostej interpolacyjnej do osi odciętych. W przypadku dopasowania wielomianem pierwszego stopnia zmiany współczynnika kierunkowego następują liniowo w funkcji temperatury. Ma to dominujące znaczenie w całym procesie rozłożenia (unfoldingu). Zmiany przebiegu wyrazu wolnego nie mają już tak jednoznacznego charakteru. Należy zwrócić uwagę, że za każdym razem, niezależnie od stopnia wielomianu tj. drugiego i trzeciego stopnia, dominujące znaczenie mają wyraz wolny oraz współczynnik stojącym przy zmiennej niezależnej w pierwszej potędze, czyli człon liniowy. Na tej podstawie stwierdzono, że kalibrację energetyczną można interpolować wielomianem pierwszego stopnia i jest to wystarczająco dobre dopasowanie.

Reasumując powyższe rozważania można potwierdzić, że dryft temperaturowy wpływa istotnie na kalibrację energetyczną sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

Jednocześnie z wykonywaną kalibracją energetyczną spektrometru przeprowadzono kalibrację kształtu, czyli badanie przebiegu zmian rozdzielczości spektrometru w funkcji energii E_γ rejestrowanych fotonów oraz temperatury otoczenia. Kalibrację wykonano dla wielomianu pierwszego, drugiego oraz trzeciego stopnia. Stwierdzono, że stopień wielomianu

opisującego kalibrację energetyczną nie implikuje istotnych zmian w przebiegu funkcji opisującej rozdzielczość spektrometru przy ustalonej temperaturze.

Inaczej natomiast przedstawia się sprawa samej zmienności rozdzielczości spektrometru w funkcji temperatury. Zmiany rozdzielczości spektrometru w zależności od temperatury zaczynają być widoczne już przy energii fotonów $E_\gamma \sim 100$ keV. Zmiany te narastają wraz ze wzrostem energii rejestrowanych fotonów. Stąd też najlepiej są one widoczne dla energii fotonów odpowiadającej górnej granicy detekcji. Biorąc pod uwagę energię fotonów 661,65 keV emitowanych przez promieniotwórcze jądra cezu (^{137}Cs) rozdzielczość zmienia się od około 12 keV do około 22 keV. Przy czym wartości ekstremalne – maksymalne pogorszenie się rozdzielczości spektrometru są otrzymywane dla temperatury otoczenia $T = 10^\circ\text{C}$. Tendencja ta jest zachowana w całym zakresie energii fotonów. Powód swoistego wyodrębnienia temperatury $T = 10^\circ\text{C}$ nie jest znany i wobec wielokrotnego powtórzenia stosownych pomiarów nie może być traktowany jako nieistotna statystycznie fluktuacja.

W następnej kolejności wykonano kalibrację wydajnościową zmieniając stopień wielomianu interpolacyjnego odpowiednio: trzeciego, czwartego i piątego, którym opisywano przebieg krzywej kalibracji wydajnościowej. Po czym przeprowadzono analizę wartości współczynników tych wielomianów w wyniku czego stwierdzono, że czym wyższy stopień czynnika opisującego zmienną niezależną tym jego znaczenie jest niższe. Dlatego wystarczająco dobre dopasowanie otrzymuje się stosując wielomian logarytmiczny trzeciego stopnia.

Następnie wykorzystano test IAFEPE dla kalibracji wydajnościowej opisanej wielomianem logarytmicznym trzeciego, czwartego i piątego stopnia w celu oceny skuteczności procesu radiometrycznego. Dla dopasowania wielomianem logarytmicznym trzeciego stopnia wartość IAFEPE zmienia się od 93,3 do 95,8 keV, a jej wartość średnia wynosi 94,5 keV. Maksymalne odchylenie od wartości średniej wyrażone w procentach wynosi 1,4 %. Dla dopasowania wielomianem logarytmicznym czwartego stopnia wartość IAFEPE zmienia się od 91,9 do 95,5 keV, a jej wartość średnia wynosi 93,7 keV. Maksymalne odchylenie od wartości średniej wyrażone w procentach wynosi 1,9 %. Dla dopasowania wielomianem logarytmicznym piątego stopnia wartość IAFEPE zmienia się od 88,8 do 92,3 keV, a jej wartość średnia wynosi 91,3 keV. Maksymalne odchylenie od wartości średniej wyrażone w procentach wynosi 2,7 %.

Reasumując wyniki testu IAFEPE można stwierdzić, że zmiany wydajności rejestracji fotonów wraz z temperaturą nie są statystycznie znamienne. Są one niższe niż dokładność oznaczenia aktywności poszczególnych radionuklidów w certyfikowanym wieloizotopowym

źródle kalibracyjnym, która nie przewyższa 3 %. Na podstawie analizy wartości IAFEPE wynika, że stopień wielomianu logarytmicznego zastosowanego do interpolacji danych doświadczalnych ma niewielkie znaczenie. Zmiany mają charakter nieistotny. Stąd przyjęto, że kalibracja wydajnościowa opisana wielomianem trzeciego stopnia jest wystarczająco dobra. Analiza danych wskazuje, że zmiany wydajności rejestracji fotonów w funkcji zmieniającej się temperatury są widoczne. Mają one jednak charakter nieistotny statystycznie.

W wyniku przeprowadzonego badania dryftu temperaturowego w zakresie temperatur od $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ do $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ można było zobrazować tendencję przemieszczania się zarejestrowanego widma spektrometrycznego. Dla każdej energii fotonów emitowanych z jąder radionuklidów obecnych w certyfikowanym wieloizotopowym źródle kalibracyjnym sporządzono mapy przemieszczeń. Na mapach pokazano dryft temperaturowy w funkcji numeru kanału dla różnych energii fotonów i temperatur otoczenia. Miarą tego dryftu jest ilość kanałów, o które przemieścił się wierzchołek FEAP. Linie ciągłe to izotermy, a ich kolory reprezentują różne temperatury. Najmniejsze przesunięcie jest dla najniższej energii fotonów $E_{\gamma} = 59,54\text{ keV}$ emitowanych w czasie rozpadu jąder ameryku (^{241}Am), przemieszczenie to wynosi 6 kanałów. Dla fotonów gamma o energii $661,65\text{ keV}$ emitowanych podczas rozpadu jąder cezu (^{137}Cs) przesunięcie wierzchołka FEAP w związku ze zmianą temperatury otoczenia od $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ do $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ wynosi 68 kanałów. W przypadku jąder itru (^{88}Y), które w czasie rozpadu emitują m. in. fotony o energii $1836,06\text{ keV}$, tj. najwyższą energię fotonów dla używanego źródła kalibracyjnego, przesunięcie wierzchołka FEAP jest największe z obserwowanych i wynosi 181 kanałów.

Kolejne badanie polegało na przeprowadzeniu rozłożenia (unfoldingu) dryftu widma spektrometrycznego. W tym celu przeprowadzono badania numeryczne oraz eksperyment w rzeczywistych symulowanych w komorze klimatycznej, warunkach pogodowych wraz z rejestracją zmieniającej się temperatury otoczenia. Podczas badań numerycznych prześledzono kilka scenariuszy dotyczących zmian temperatury i czasu rejestracji widma spektrometrycznego. Spośród wszystkich przeprowadzonych badań zaprezentowano jedynie symulacje numeryczne przeprowadzono dla cezu (^{137}Cs). Komputerowo odtworzono dryft FEAP po to, aby pokazać zniekształcenie piku w wyniku zmiany temperatury oraz przeanalizować znaczenie poszczególnych parametrów (temperatury i przedziałowy czas jej trwania przy założeniu zmian binarnych).

Pomimo, że binarny, skokowy rozkład temperatury jest niefizyczny, to pozwala on prześledzić proces dryftu w sposób odizolowany. Przy takim założeniu i danych rzeczywistych pochodzących z badań w komorze klimatycznej oraz w wyniku symulacji komputerowych

otrzymano spektrogramy, które zaprezentowano graficznie. Pokazano fizyczne znaczenie takich parametrów jak różnica czasów ekspozycji na poszczególne temperatury $\Delta t = |t_1 - t_2|$, oraz różnica temperatur $\Delta T = |T_1 - T_2|$. Pomimo, że sekwencja czasowa w przedstawionych przypadkach była diametralnie różna otrzymano identyczne spektrogramy.

Podsumowując powyższe badania numeryczne autor doszedł do wniosku, że rozłożenie (unfolding) jest możliwe dopiero po włączeniu do rozważań raportu z przebiegu zmian temperatury.

Wyniki i wnioski z wykonanych badań numerycznych skłoniły autora do podjęcia próby przeprowadzenia eksperymentu w rzeczywistych symulowanych warunkach zmian temperatury wraz z ich rejestracją w celu zobrazowania zjawiska dryftu temperaturowego oraz potwierdzenia wcześniejszych rozważań. Do eksperymentu wykorzystano komorę klimatyczną, punktowe źródło kalibracyjne promieniowania gamma cezu (^{137}Cs) oraz Termohigrometr LB-701 z rejestratorem LB-702. Do analizy zniekształconego temperaturowo spektrogramu nie można było posłużyć się algorytmami spektrometrycznymi zawartymi w oprogramowaniu Genie 2000. Zawodne okazały się procedury poszukiwania piku, określenia jego wierzchołka, odejmowania tła promieniotwórczego, identyfikacji radionuklidu oraz obliczania jego aktywności. Otrzymany doświadczalnie spektrogram odpowiada zanalizowanym numerycznie dwóm przypadkom binarnych zmian temperatury. $t_1 \ll t_2$; $T_1 \ll T_2$ lub $t_1 \gg t_2$; $T_1 \gg T_2$. Dopiero na podstawie analizy wskazań Termohigrometru można stwierdzić, jaka była kolejność zmian temperatury.

Użyte do badań punktowe źródło promieniotwórcze cezu (^{137}Cs) posiadało świadectwo pomiaru dzięki temu znana była jego aktywność tj. 37,5 kBq, obliczona aktywność źródła na podstawie badania dryftu temperaturowego wyniosła 29,4 kBq. Do wykonania analizy ilościowej, czyli wyznaczenia aktywności posłużono się metodą maszynową w oparciu o algorytm Genie 2000, a do przeprowadzenia analizy jakościowej, czyli określenia energii zastosowano metodę pięciu kanałów. W wyniku czego obliczona niepewność wyznaczenia aktywności na podstawie rozłożenia (unfoldingu) dryftu temperaturowego wyniosła 45 % co w ochronie radiologicznej zapewnia akceptowalną dokładność i pozwala wprowadzić i podjąć odpowiednie działania zaradcze (interwencyjne) w początkowej fazie awarii radiacyjnej.

Podsumowując zjawisko dryftu temperaturowego sondy z detektorem scyntylacyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ uważam, że w reżimach temperaturowych badanych w mojej pracy zmiany kalibracji energetycznej wynikają głównie z wpływu na elektronikę zastosowaną do budowy detektora oraz fotopowielacz. Detektor, który testowano został umieszczony w komorze klimatycznej wraz z elektroniką czołową. W kryształach scyntylacyjnych zachodzi kilka

procesów wywołanych zmianami temperatury. Jednym z nich jest hartowanie termiczne, które zmniejsza intensywność wynikowego sygnału optycznego wraz ze wzrostem temperatury [80]. Drugi to czas zaniku stanów wzbudzonych, który maleje wraz ze wzrostem temperatury [81]. Oznacza to, że kształt impulsu sygnału optycznego zarejestrowany na dowolnym fotodetektorze zmienia się wraz z temperaturą. Opisane procesy w większości nie zależą od energii zdeponowanej przez promieniowanie w detektorze ani siły sygnału optycznego dla fotodetektorów. Nie obserwujemy zatem istotnej zmiany w kalibracji wydajności. Może to jednak nie mieć miejsca w przypadku stosowania innych detektorów ze względu na rozszerzalność cieplną.

Generalnie dryft temperatury należy brać pod uwagę. Przeciwdziałać dryftowi można umieszczając co najmniej sondę z detektorem, a najlepiej cały spektrometr w klimatyzowanej obudowie. Wpłynie to jednak na właściwości detekcyjne i autonomiczność urządzenia. Współczesne spektrometry są w stanie pracować na zasilaniu bateryjnym dziesiątki godzin. Dołączenie do układu systemu klimatyzacji wprowadza kolejne utrudnienia, Zwłaszcza w przypadku spodziewanych działań wojennych. Podobnie jak wielu innych autorów stwierdzam, że do charakteryzowania zależności temperaturowych można zastosować przybliżenie liniowe, które zawsze należy dokładnie przetestować [110].

Autor niniejszej dysertacji podkreśla, że przy zmianie urządzenia pomiarowego zależność kalibracji energetycznej od temperatury może się znacznie różnić.

W pracy wykazano, że spektrometr promieniowania gamma z detektorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ oprócz dotychczasowej funkcji polegających na monitoringu radiacyjnego środowiska może być wykorzystywany również jako miernik mocy przestrzennego równoważnika dawki $\text{H}^*(10)$. Stwierdzono, że w zakresie zastosowanych energii elektromagnetycznego promieniowania jonizującego tj. $(59,5 \div 1332 \text{ keV})$ oraz różnych mocy przestrzennego równoważnika dawki $\text{H}^*(10)$ spektrometr promieniowania gamma z detektorem scyntylicyjnym wykonanym z bromku lantanu $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ zachowuje liniowość wskazań co oznacza, że może być używany jako radiometr.

W przypadku akceptacji przedstawionych w mojej pracy rezultatów kalibracji spektrometru gamma przez organ sprawujący nadzór nad bezpieczeństwem jądrowym w Polsce, czyli Centrum do Spraw Zdarzeń Radiacyjnych Państwowej Agencji Atomistyki wszystkie obecnie działające stacje państwowego monitoringu radiacyjnego mogą zostać w tą funkcję wyposażone.

Dokładność zastosowanych tu metod zależy od dwóch czynników: niepewności wykonania kalibracji wydajnościowej detektora za pomocą metod matematycznych oraz

niepewności wielokrotnie przeprowadzanych metod interpolacyjnych. Dokładność kalibracji metodami matematycznymi w ocenie autorów oprogramowania ISOCS/LabSOCS zależy od energii fotonów i wynosi $7 \div 9$ % względnego odchylenia standardowego dla niskich energii (poniżej 150 keV) do 4,5 % dla fotonów o wyższych energiach (powyżej 150 keV) [46].

Dla porównania przeprowadzone własne badania eksperymentalne (patrz rysunek 10) wskazują, że niepewności pomiaru wynoszą odpowiednio do 2 % względnego odchylenia standardowego dla niskich energii (poniżej 150 keV) i do 0,5 % dla fotonów o energiach (powyżej 150 keV).

Każda procedura interpolacyjna była oceniana za pomocą testu χ^2 . W przypadku stosowania interpolacji funkcją eksponentialną, w celu optymalizacji otrzymywanych wartości stosowano zredukowany test χ^2 . Dodatkowo dla wszystkich interpolacji funkcjami nieliniowymi monitorowano wartości r^2 i adjustowanego r^2 i utrzymywano je możliwie blisko jedności.

Podsumowując przedstawione powyżej wnioski z przeprowadzonych przez autora badań i wykonanych obliczeń oraz opracowanych unikalnych narzędzi analitycznych użytych do badania skuteczności wydajności rejestracji fotonów za pomocą sondy z detektorem scyntylicyjnym $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ w niniejszej pracy można z pewnością potwierdzić postawioną na początku rozprawy doktorskiej tezę, że:

Sonda zaopatrzona w detektor scyntylicyjny z bromku lantanu $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ może być zastosowana do monitoringu radiacyjnego środowiska w zakresie badania zawartości radionuklidów w otaczającym ją powietrzu i na powierzchni ziemi oraz jako miernik mocy przestrzennego równoważnika dawki $H^(10)$, co pozwala skutecznie ocenić narażenie człowieka na promieniowanie jonizujące.*

BIBLIOGRAFIA

- [1] IAEA, 2003. *Guidelines for radioelement mapping using gamma ray spectrometry data*.
- [2] Miller, K., Shebell, P., 1993. *In situ gamma ray spectrometry - a tutorial for scientists*.
- [3] Tyler, A.N., 2008. *In situ and airborne gamma-ray spectrometry*. Radioact. Environ. 11, 407–448. doi.org/10.1016/S1569-4860(07)11013-5
- [4] Cinelli, G., Tositti, L., Mostacci, D., Baré, J., 2016. *Calibration with MCNP of NaI detector for the determination of natural radioactivity levels in the field*. J. Environ. Radioact. 155–156, 31–37. doi.org/10.1016/j.jenvrad.2016.02.009
- [5] Tain, J.L., Agramunt, J., Algora, A., Aprahamian, A., Cano-Ott, D., Fraile, L.M., Guerrero, C., Jordan, M.D., Mach, H., Martinez, T., Mendoza, E., Mosconi, M., Nolte, R., 2015. *The sensitivity of LaBr₃:Ce scintillation detectors to low energy neutrons: Measurement and Monte Carlo simulation*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 774, 17–24. doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.060
- [6] Van Loef, E. V.D., Dorenbos, P., Van Eijk, C.W.E., Krämer, K.W., Güdel, H.U., 2002. *Scintillation properties of LaBr₃:Ce³⁺ crystals: Fast, efficient and high-energy-resolution scintillators*, in: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00712-X
- [7] Knoll, G.F., 2010. *Radiation Detection and Measurement* (4th Edition), John Wiley & Sons, Inc.
- [8] Milbrath, B.D., Choate, B.J., Fast, J.E., Hensley, W.K., Kouzes, R.T., Schweppe, J.E., 2007. *Comparison of LaBr₃:Ce and NaI(Tl) scintillators for radio-isotope identification devices*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 572, 774–784. doi.org/10.1016/j.nima.2006.12.003
- [9] Mouhti, I., Elanique, A., Messous, M.Y., Belhorma, B., Benahmed, A., 2018. *Validation of a NaI(Tl) and LaBr₃ (Ce) detector's models via measurements and Monte Carlo simulations*. J. Radiat. Res. Appl. Sci. 11, 335–339. doi.org/10.1016/j.jrras.2018.06.003
- [10] Saizu, M.A., Cata-Danil, G., 2011. *Lanthanum bromide scintillation detector for gamma spectrometry applied in internal radioactive contamination measurements*. UPB Sci. Bull. Ser. A Appl. Math. Phys.
- [11] Kastlander, J., Bargholtz, C., 2011. *In situ method to determine depth distribution of buried activity*. Appl. Radiat. Isot. 69, 773–779. doi.org/10.1016/j.apradiso.2011.01.012

- [12] Wu, Y., Tang, B., 2012. *Monte-Carlo simulation of response functions for natural gamma-rays in LaBr₃ detector system with complex borehole configurations*, in: Plasma Science and Technology. pp. 481–487. doi.org/10.1088/1009-0630/14/6/10
- [13] Ji, Y.Y., Lim, T., Hitomi, K., Yajima, T., 2019. *Assessment of radioactive cesium deposition using ground-based gamma-ray spectrometry with a LaBr₃(Ce) detector*. J. Radiol. Prot. 39, 1006–1020. doi.org/10.1088/1361-6498/ab3a9f
- [14] Varley, A., Tyler, A., Dowdall, M., Bondar, Y., Zabrotski, V., 2017. *An in situ method for the high resolution mapping of ¹³⁷Cs and estimation of vertical depth penetration in a highly contaminated environment*. Sci. Total Environ. 605–606, 957–966. doi.org/10.1016/j.scitotenv.2017.06.067
- [15] Varley, A., Tyler, A., Smith, L., Dale, P., Davies, M., 2015. *Remediating radium contaminated legacy sites: Advances made through machine learning in routine monitoring of “hot” particles*. Sci. Total Environ. 521–522, 270–279. doi.org/10.1016/j.scitotenv.2015.03.131
- [16] Zeng, Z., Pan, X., Ma, H., He, J., Cang, J., Zeng, M., Mi, Y., Cheng, J., 2017. *Optimization of an underwater in-situ LaBr₃:Ce spectrometer with energy self-calibration and efficiency calibration*. Appl. Radiat. Isot. 121, 101–108. doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.12.016
- [17] Garnett, R., Prestwich, W. V, Atanackovic, J., Wong, M., Byun, S.H., 2017. *Characterization of a LaBr₃(Ce) detector for gamma-ray spectrometry for CANDU power reactors*. Radiat. Meas. 106, 628–631. doi.org/10.1016/j.radmeas.2017.03.042
- [18] Urban, T., Vágner, P., 2019. *SIMULATION OF THE RESPONSE OF A LaBr₃(Ce) DETECTOR IN AN ATMOSPHERE CONTAMINATED WITH RADIONUCLIDES AFTER A NUCLEAR POWER PLANT ACCIDENT*. Radiat. Prot. Dosimetry 186, 346–350. doi.org/10.1093/rpd/ncz259
- [19] Tang, X. Bin, Meng, J., Wang, P., Cao, Y., Huang, X., Wen, L.S., Chen, D., 2016. *Simulated minimum detectable activity concentration (MDAC) for a real-time UAV airborne radioactivity monitoring system with HPGe and LaBr₃ detectors*. Radiat. Meas. 85, 126–133. doi.org/10.1016/j.radmeas.2015.12.031
- [20] Daza, M.J., Quintana, B., García-Talavera, M., Fernández, F., 2001. *Efficiency calibration of a HPGe detector in the [46.54-2000] keV energy range for the measurement of environmental samples*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 470, 520–532. doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00798-7

- [21] Iurian, A.R., Cosma, C., 2014. *A practical experimental approach for the determination of gamma-emitting radionuclides in environmental samples*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 763, 132–136. doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.032
- [22] Rizwan, U., Chester, A., Domingo, T., Starosta, K., Williams, J., Voss, P., 2015. *A method for establishing absolute full-energy peak efficiency and its confidence interval for HPGe detectors*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. doi.org/10.1016/j.nima.2015.08.071
- [23] Shizuma, K., Oba, Y., Takada, M., 2016. *A practical method for determining γ -ray full-energy peak efficiency considering coincidence-summing and self-absorption corrections for the measurement of environmental samples after the Fukushima reactor accident*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms 383, 183–190. doi.org/10.1016/j.nimb.2016.06.019
- [24] Guerra, J.G., Rubiano, J.G., Winter, G., Guerra, A.G., Alonso, H., Arnedo, M.A., Tejera, A., Martel, P., Bolivar, J.P., 2018. *Modeling of a HPGe well detector using PENELOPE for the calculation of full energy peak efficiencies for environmental samples*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 908, 206–214. doi.org/10.1016/j.nima.2018.08.048
- [25] Mauring, A., Vidmar, T., Gäfvert, T., Drefvelin, J., Fazio, A., 2018. *InSiCal – A tool for calculating calibration factors and activity concentrations in in situ gamma spectrometry*. J. Environ. Radioact. 188, 58–66. doi.org/10.1016/j.jenvrad.2017.10.011
- [26] Fehrenbacher, G., Meckbach, R., Jacob, P., 1996. *Unfolding the response of a Ge detector used for in-situ gamma-ray spectrometry* Nucl Instr and Meth in Phys Res A. doi.org/10.1016/S0168-9002(96)00824-8
- [27] Clouvas, A., Xanthos, S., Antonopoulos-Domis, M., Silva, J., 1998. *Monte Carlo based method for conversion of in-situ gamma ray spectra obtained with a portable Ge detector to an incident photon flux energy distribution*. Health Phys 74(2): 216-230. DOI: 10.1097/00004032-199802000-00007
- [28] Medhat, M.E., Wang, Y., 2014. *Assessment of the suitability of Monte Carlo simulation for activity measurements of extended sources*. J Radioanal Nucl Chem. DOI: 10.1007/s10967-014-3009-1

- [29] Kumar, G. A., Mazumdar, I., Gothe, D.A., 2009. *Efficiency calibration and simulation of a LaBr₃(Ce) detector in close-geometry*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 609, 183–186.
doi.org/10.1016/j.nima.2009.08.045
- [30] Ciupek, K., Jednoróg, S., Fujak, M., Szewczak, K., 2014. *Evaluation of efficiency for in situ gamma spectrometer based upon cerium-doped lanthanum bromide detector dedicated for environmental radiation monitoring*. J. Radioanal. Nucl. Chem. 299, 1345–1350. doi.org/10.1007/s10967-013-2906-z
- [31] Mouhti, I., Elanique, A., Messous, M.Y., Belhorma, B., Benahmed, A., 2018. *Validation of a NaI(Tl) and LaBr₃ (Ce) detector's models via measurements and Monte Carlo simulations*. J. Radiat. Res. Appl. Sci. 11, 335–339. doi.org/10.1016/j.jrras.2018.06.003
- [32] Sahiner, H., Liu, X., 2020. *Gamma spectral analysis by artificial neural network coupled with Monte Carlo simulations*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 953, 163062.
doi.org/10.1016/j.nima.2019.163062
- [33] Su, G., Zeng, Z., Cheng, J., 2011. Monte Carlo simulations of *in situ* LaBr gamma-ray spectrometer for marine environmental monitoring. Radiat. Prot. Dosimetry 146, 103–106. doi.org/10.1093/rpd/ncr122
- [34] Tain, J.L., Agramunt, J., Algora, A., Aprahamian, A., Cano-Ott, D., Fraile, L.M., Guerrero, C., Jordan, M.D., Mach, H., Martinez, T., Mendoza, E., Mosconi, M., Nolte, R., 2015. *The sensitivity of LaBr₃:Ce scintillation detectors to low energy neutrons: Measurement and Monte Carlo simulation*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 774, 17–24.
doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.060
- [35] Wu, Y., Tang, B., 2012. *Monte-Carlo simulation of response functions for natural gamma-rays in LaBr₃ detector system with complex borehole configurations*. in: Plasma Science and Technology. pp. 481–487. doi.org/10.1088/1009-0630/14/6/10
- [36] Zeng, Z., Pan, X., Ma, H., He, J., Cang, J., Zeng, M., Mi, Y., Cheng, J., 2017. *Optimization of an underwater in-situ LaBr₃:Ce spectrometer with energy self-calibration and efficiency calibration*. Appl. Radiat. Isot. 121, 101–108. doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.12.016
- [37] Boson, J., Plamboeck, A.H., Ramebäck, H., Ågren, G., Johansson, L., 2009. *Evaluation of Monte Carlo-based calibrations of HPGe detectors for in situ gamma-ray spectrometry*. J. Environ. Radioact, 935 – 940. doi.org/10.1016/j.jenvrad.2009.06.006

- [38] Goorley, J., James, M., Booth, T., Brown, F., Bull, J., Cox, L., Durkee, J., Elson, J., Fensin, M., Forster, R., Hendricks, J., Hughes, H., Johns, R., Kiedrowski, B., Mashnik, S., 2013. *MCNP6 User's Manual*, Version 1.0, LA-CP-13-00634, Los Alamos National Laboratory.
- [39] Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., Asai, M., Axen, D., Banerjee, S., Barrand, G. Behner, F., Bellagamba, L., Boudreau, J., Broglia, L., and others, 2003. *GEANT4—a simulation toolkit*. Nucl. instruments methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 506, 250–303. doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- [40] Baró, J., Sempau, J., Fernández-Varea, J.M., Salvat, F., 1995. *PENELOPE: An algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter*. Nucl. Inst. Methods Phys. Res. B 100, 31–46. doi.org/10.1016/0168-583X(95)00349-5
- [41] Ferrari, A., Sala, P.R., Fasso, A., Ranft, J., Siegen, U., and others, 2005. *FLUKA: a multi-particle transport code*.
- [42] Hirayama, H., Namito, Y., Bielajew, A.F., Wilderman, S.J., Michigan, U., Nelson, W.R., and others, 2005. *The EGS5 code system*.
- [43] Jung, S., Sung, W., Lee, J., Ye, S.J., 2018. *MCNP6.1 simulations for low-energy atomic relaxation: Code-to-code comparison with GATEv7.2, PENELOPE2014, and EGSnrc*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms 415, 117–126. doi.org/10.1016/j.nimb.2017.11.024
- [44] Ordóñez, J., Gallardo, S., Ortiz, J., Sáez-Muñoz, M., Martorell, S., 2019. *Intercomparison of full energy peak efficiency curves for an HPGe detector using MCNP6 and GEANT4*. Radiat. Phys. Chem. 155, 248–251. doi.org/10.1016/j.radphyschem.2018.06.049
- [45] Vidmar, T., Aubineau-Laniece, I., Anagnostakis, M.J., Arnold, D., Brettner-Messler, R., Budjas, D., Capogni, M., Dias, M.S., De Geer, L.E., Fazio, A., Gasparro, J., Hult, M., Hurtado, S., Jurado Vargas, M., Laubenstein, M., Lee, K.B., Lee, Y.K., Lepy, M.C., Maringer, F.J., Medina Peyres, V., Mille, M., Moralles, M., Nour, S., Plenteda, R., Rubio Montero, M.P., Sima, O., Tomei, C., Vidmar, G., 2008. *An intercomparison of Monte Carlo codes used in gamma-ray spectrometry*. Appl. Radiat. Isot. 66, 764–768. doi.org/10.1016/j.apradiso.2008.02.015

- [46] Bronson, F.L., 2003. *Validation of the accuracy of the LabSOCS software for mathematical efficiency calibration of Ge detectors for typical laboratory samples*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 137–141.
doi.org/10.1023/A:1022248318741
- [47] Canberra, 2017. *Model S573 ISOCS Calibration Software*. Technical Reference Manual.
- [48] Jovanovic, S., Dlabac, A., Mihaljevic, N., 2010. *ANGLE v2.1 - New version of the computer code for semiconductor detector gamma-efficiency calculations*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. North-Holland, 385–391.
doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.058
- [49] Casanovas, R., Morant, J.J., Salvadó, M., 2012. *Energy and resolution calibration of NaI(Tl) and LaBr₃(Ce) scintillators and validation of an EGS5 Monte Carlo user code for efficiency calculations*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 675, 78–83. doi.org/10.1016/j.nima.2012.02.006
- [50] Karfopoulos, K.L., Anagnostakis, M.J., 2010. *Parameters affecting full energy peak efficiency determination during Monte Carlo simulation*. Appl. Radiat. Isot. 68, 1435–1437. doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.11.020
- [51] Guerra, J.G., Rubiano, J.G., Winter, G., Guerra, A.G., Alonso, H., Arnedo, M.A., Tejera, A., Martel, P., Bolivar, J.P., 2017. *Computational characterization of HPGe detectors usable for a wide variety of source geometries by using Monte Carlo simulation and a multi-objective evolutionary algorithm*. Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 858, 113–122.
doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.087
- [52] Murphy, N.M., León Vintrol, L., Burbidge, C.I., Currivan, L., 2020. *An automated programme for the optimisation of HPGe detector parameters using an evolutionary algorithm with GESPECOR*. Appl. Radiat. Isot. 156, 108883.
doi.org/10.1016/j.apradiso.2019.108883
- [53] Hurtado, S., Villa, M., 2010. *An intercomparison of Monte Carlo codes used for in-situ gamma ray spectrometry*. Radiat. Meas. 45, 923–927.
doi.org/10.1016/j.radmeas.2010.06.001

- [54] Raport roczny Działalność Prezesa Państwowej Agencji Atomistyki oraz ocena stanu bezpieczeństwa jądrowego i ochrony radiologicznej w Polsce w 2021 roku, Państwowa Agencja Atomistyki, 2021, strona: <https://www.gov.pl/web/paa/raport-roczny-prezesa-paa> (dostęp: 21.03.2023)
- [55] https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/indx_dec.jsp (dostęp: 24.03.2023)
- [56] Wigner, E. P., 1946. *Theoretical Physics in the Metallurgical Laboratory of Chicago*. Journal of Applied Physics. 17 (11): 857–863. doi.org/10.1063/1.1707653
- [57] Loutit J.F., Marley W.G., Russell R.S., 1960. *Appendix H to The hazards to man of nuclear allied radiations 2-nd report to the MRC*. HMSO, CMND 1225.
- [58] Clarke R.H., 1974. *An analysis of 1957 Windscale accident using WEERIE code*. Ann. Nucl. Sci. Ing. 1.73.
- [59] Rogovin M., Frampton G.T., 1980. *TMI, A Report to the Commissioners and the Public*. M. Rogovin, Director Special Inquiry Group. Nuclear Regulatory Commission, Washington D.C.
- [60] USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, 1986. *The Accident at the Chernobyl's Nuclear Power Plant and its Consequences*. Information compiled for the IAEA Expert's Meeting 25–29.08.1986. Part 1.
- [61] <http://ncbj.edu.pl/fukushima-daiichi/elektrownia-jadrowa-fukushima-daiichi-fukushima-i> (dostęp: 27.03.2023)
- [62] <https://faktyfukushima.pl/> (dostęp: 29.03.2023)
- [63] Report by the Director General: The Fukushima Daiichi Accident, International Atomic Energy Agency, 2015 (dostęp: 31.03.2023)
- [64] Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 27 kwietnia 2004 r. w sprawie wartości poziomów interwencyjnych dla poszczególnych rodzajów działań interwencyjnych oraz kryteria odwołania tych działań. (Dz. U. poz. 987).
<https://www.dziennikustaw.gov.pl/D2004098098701.pdf> (dostęp: 31.03.2023)
- [65] <https://www.gov.pl/web/kgpsp/pierwsze-w-polsce-samochody-do-dzialan-zwiazanych-z-zagrozeniem-cbrne-trafiaja-wlasnie-do-dwoch-jednostek-ppsp> (dostęp: 31.03.2023)
- [66] http://orion.fis.agh.edu.pl/~wiacek/Detektory%20scyntylacyjne_F.pdf (dostęp: 31.03.2023)
- [67] Strzałkowski, A., 1978. *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN, Warszawa 1978.
- [68] Nassalski, A. T., 2010. *Wspólny detektor do tomografii pozytonowej i rentgenowskiej*. Rozprawa doktorska, Instytut Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana.

- [69] https://en.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier_tube (dostęp: 04.04.2023)
- [70] <https://nukleo.pl/rozdzial/detektor-polprzewodnikowy/> (dostęp: 04.04.2023)
- [71] Dziunikowski, B., Kalita, J. S. 1995. *Ćwiczenia Laboratoryjne z Jądrowych Metod Pomiarowych*. AGH, Kraków.
- [72] https://www.canberra.com/literature/isocs/application_notes/isocs-labsocs-app-note-c39530.pdf (dostęp: 04.04.2023)
- [73] Dąbrowski, R., Modzelewski, Ł., 2023, *Analiza możliwości pomiarowych detektora μ SPEC1500 w monitoringu środowiska*. Biuletyn informacyjny PAA: Bezpieczeństwo Jądrowe i Ochrona Radiologiczna, nr 2 (128) 2023 Warszawa, s. 14-21, ISSN: 0867-4752.
- [74] <https://www.ortec-online.com/pressreleases/news/2022/february/ortec-releases-detective-x-ts> (dostęp: 04.04.2023)
- [75] Pereira, M., Glisic, B., 2023. *Detection and quantification of temperature sensor drift using probabilistic neural networks*. Expert Systems with Applications, Volume 213, Part A, 2023, 118884, ISSN 0957-4174. doi.org/10.1016/j.eswa.2022.118884
- [76] Araujo, H.M., Chepel, V., Lopes, M.I., van der Marel, H., Marques, R.P., Policarpo A.J.P.L., 1998. *Study of bialkali photocathodes below room temperature in the UV/VUV region*. Nuclear Science, IEEE Transactions, 45. 542 - 549. DOI: 10.1109/23.682445
- [77] PHOTOMULTIPLIER TUBES Basics and Applications, FOURTH EDITION, 2017. Hamamatsu Photonics K. K.
- [78] N. Anfimov, D. Fedoseev, A. Rybnikov, A. Selyunin, S. Sokolov, A. Sotnikov, 2021. *Study of silicon photomultiplier performance at different temperatures*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 997, 165162. doi.org/10.1016/j.nima.2021.165162
- [79] Casañas, C., P. de Castro, T.H., F. de Souza, G.A., Moreno, R.L., Colombo, D.M., 2022. *Review of CMOS Current References*. Journal of Integrated Circuits and Systems, vol. 17, n.1, 1-9. DOI: 10.29292/jics.v17i1.592
- [80] Kim, C., Lee, W., Melis, A., Elmughrabi, A., Lee, K., Park, C., Yeom, J.-Y., 2021. *A Review of Inorganic Scintillation Crystals for Extreme Environments*. Crystals 2021, 11, 669. doi.org/10.3390/cryst11060669
- [81] Ianakiev, K.D., Alexandrov, B.S., Littlewood, P.B., Browne, M.C., 2009. *Temperature behavior of NaI(Tl) scintillation detectors*. Nucl.Instrum.Meth.A607: 432-438. doi.org/10.1016/j.nima.2009.02.019

- [82] Reilly, D., Ensslin, N., Smith, H., Kreiner, S., 1991. *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*. United States Nuclear Regulatory Commission, Los Alamos National Laboratory, s. 101-102, ROZDZ. 5.
- [83] Gilmore, R. G., 2008. *Practical Gamma-ray Spectrometry (2 th Edition)*. John Wiley & Sons, Inc. ROZDZ. 7.
- [84] Jednorog, S., 2019. *Zastosowanie wielo-parametrycznych funkcji wydajności rejestracji fotonów w neutronice i monitoringu radiacyjnym*. Rozprawa habilitacyjna, Narodowe Centrum Badań Jądrowych.
https://www.ncbj.gov.pl/sites/default/files/autoreferat_pol_0.pdf (dostęp: 17.04.2023)
- [85] Jednorog, S., Szydłowski, A., Scholz, M., Paduch, M., Bienkowska, B., 2012. *Preliminary determination of angular distribution of neutrons emitted from PF-1000 facility by indium activation*. *Nukleonika* (2012) 57(4) 563-568.
- [86] Ciupek, K., Jednorog, S., Fujak, M., Szewczak, K., 2014. *Evaluation of efficiency for in situ gamma spectrometer based upon cerium-doped lanthanum bromide detector dedicated for environmental radiation monitoring*. *J Radioanal Nucl Chem* (2014) 299:1345–1350. DOI: 10.1007/s10967-013-2906-z
- [87] Jednorog, S., Paduch, M., Szewczak, K., Laszyna, E., 2015. *Radioindium and determination of neutron radial asymmetry for the PF-1000 plasma focus device*. *J Radioanal Nucl Chem* (2015) 303:941–947. DOI: 10.1007/s10967-014-3444-z
- [88] Jednorog, S., Ciupek, K., Krajewski, P., Łaszyńska, E., Ziolkowski, A., 2015. *Calibration of the angular energy efficiency of an in situ spectrometer based on a LaBr₃(Ce) detector*. *J Radioanal Nucl Chem* (2015) 305, 567-571.
- [89] Laszyna, E., Jednorog, S., Ziolkowski, A., Gierlik, M., Rządziejewicz, J., 2015. *Determination of the emission rate for the 14 MeV neutron generator with the use of radio-yttrium*. *Nukleonika* (2015) 60(2). doi.org/10.1515/nuka-2015-0040
- [90] Prokopowicz, R., Bienkowska, B., Drozdowicz, K., Jednorog, S., Kowalska-Strzeciwiłk, E., Murari, A., Popovichev, S., Pytel, K., Scholz, M., Szydłowski, A., Syme, B., Tracz, G., 2011. *Measurements of neutrons at JET by means of the activation methods*. *Nucl Instrum Meth A* 637 (2011) 119–127. doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.12
- [91] Jednorog, S., Laszyna, E., Bienkowska, B., Ziolkowski, A., Paduch, M., Szewczak, K., Miłszuta, K., Malinowski, K., Bajdel, M., Potrykus, P., 2017. *A new concept of fusion neutron monitoring for PF-1000 device*. *Nukleonika*, 2017 62(1). doi.org/10.1515/nuka-2017-0003

- [92] Jednorog, S., Scholz, M., Popovichev, S., Murari, A. and JET EFDA contributors, 2009. *Numerical Optimization of Activation Samples for the Application of the Activation Technique to Measure Neutrons in Large Fusion Devices like JET and ITER*. EFDA–JET–CP(09)06/03.
- [93] Bronson, F., 1997. *ISOCS, a Laboratory Quality Ge Gamma Spectroscopy system you can take to the Source for Immediate High Quality Results*. Proceedings of the Rapid Radioactivity Measurements in Emergency and Routine Situations Conference, UK.
- [94] Bronson, F., Young, B.M., Atrashkevich, V., 1997. *ISOCS Mathematical Calibration Software for Germanium Gamma Spectroscopy of Small and Large Objects*. Transactions of the American Nuclear Society Annual Meeting.
- [95] Venkataraman, R., Bronson, F., Atrashkevich, V., Young, B.M., Field, M., 1999. *Validation of In Situ Object Counting System (ISOCS) Mathematical Efficiency Calibration Software*. Nuclear Instruments and Methods (A), 422 (1999), 450-454. doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01115-2
- [96] Mena, N., Bosko, A., Bronson, F., Venkataraman, R., Russ, W.R., and others., 2011. *Mathematical efficiency calibration with uncertain source geometries using smart optimization*. 2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications, 2011, 1-7. DOI: 10.1109/ANIMMA.2011.6172913
- [97] Modzelewski, L., Jednorog, S., Woloszczuk, K., Krajewski, P., Mazur, L., Klis, B., Baranowska, Z., Jakubowska, A., Norenberg, M., Kawalec, A., Skrzynski, W., 2021. Dependence of photon registration efficiency on LaBr₃:Ce detector orientation for in situ radionuclide monitoring. Appl. Radiat. Isot. 178. doi.org/10.1016/j.apradiso.2021.109974
- [98] <https://www.gamdata.se/assets/Uploads/genie-2000-basic-spectroscopy-software.pdf> (dostęp: 19.04.2023)
- [99] Bronson, F., 1997. *ISOCS, a Laboratory Quality Ge Gamma Spectroscopy system you can take to the Source for Immediate High Quality Results*". Proceedings of the Rapid Radioactivity Measurements in Emergency and Routine Situations Conference, UK.
- [100] Bronson, F., Young, B.M., Atrashkevich, V., 1997. *ISOCS Mathematical Calibration Software for Germanium Gamma Spectroscopy of Small and Large Objects*. Transactions of the American Nuclear Society Annual Meeting.

- [101] Venkataraman, R., Bronson, F., Atrashkevich, V., Young, B.M., Field, M., 1999. *Validation of In Situ Object Counting System (ISOCS) Mathematical Efficiency Calibration Software*. Nuclear Instruments and Methods (A), 422, 450-454. doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01115-2
- [102] <https://www.gammadata.se/assets/Uploads/InSpector-2000-SS-C20387.pdf> (dostęp: 19.04.2023)
- [103] <http://www.oecd-nea.org/janis/> (dostęp: 20.04.2023)
- [104] <https://www.ptwdosimetry.com/en/products/unidos-webline/?type=3451&downloadfile=1593&cHash=6096ddc2949f8baf5d556e931e6c865> (dostęp: 21.04.2023)
- [105] https://www.ptwdosimetry.com/fileadmin/user_upload/DETECTORS_Cat_en_16522900_12/blaetterkatalog/blaetterkatalog/pdf/complete.pdf, str. 46, (dostęp: 21.04.2023)
- [106] Szewczak, K., Jednorog, S., 2014. *Calibration of the RSS-131 high efficiency ionization chamber for radiation dose monitoring during plasma experiments conducted on plasma focus device*. Cent. Eur. J. Phys. DOI: 10.2478/s11534-014-0506-3
- [107] <https://www.label.pl/po/rek706.html#lb701> (dostęp: 21.04.2023)
- [108] Malczewski, D., Teper, L., Dorda, J., 2004. *Assessment of natural and anthropogenic radioactivity levels in rocks and soils in the environs of Swieradow Zdroj in Sudetes, Poland, by in situ gamma-ray spectrometry*. J. Environ. Radioactivity, 233-245. DOI: 10.1016/j.jenvrad.2003.08.010
- [109] Li, J., Li, Y., Wang, Y., Wu, J., 2010. *Applicability study of using in-situ gamma-ray spectrometry technique for ^{137}Cs and $^{210}\text{Pb}_{ex}$ inventories measurement in grassland environments*. Appl. Radiat. Isotopes. 1143-1149. DOI: 10.1016/j.apradiso.2010.01.030
- [110] Hou, Y., Liu, S., Yuan, H., Gui, Q., Zhang, C., Fang, Z., Zhang, M., 2019. *Study on High-Temperature Performance of $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ Scintillators*. Y Hou et al. IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 678 012084. doi.org/10.1088/1757-899X/678/1/012084

SPIS RYSUNKÓW

Rys. 1. Roczna dawka skuteczna (efektywna) promieniowania jonizującego otrzymywana przez ludność Polski od źródeł pochodzenia naturalnego.....	21
Rys. 2. Roczna dawka skuteczna (efektywna) promieniowania jonizującego otrzymywana przez ludność Polski od źródeł pochodzenia sztucznego.....	22
Rys. 3. Metody sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska w Polsce i na Świecie .	29
Rys. 4. Mobilne laboratorium CBRNE służące do sprawowania monitoringu radiacyjnego środowiska w Polsce	30
Rys. 5. Sonda z detektorem scyntylicyjnym LaBr ₃ (Ce).....	31
Rys. 6. Schemat budowy detektora scyntylicyjnego wraz z fotopowielaczem.....	33
Rys. 7. Detektor HPGe chłodzony azotem	34
Rys. 8. Mobilny detektor HPGe chłodzony elektronicznie	35
Rys. 9. Wydajność detektora HPGe z dedykowaną NCh, wyznaczona dwoma metodami.....	47
Rys. 10. Kalibracja wydajnościowa spektrometru promieniowania gamma z detektorem LaBr ₃ (Ce) wykonana dwoma metodami: matematycznie i eksperymentalnie	47
Rys. 11. Okno główne programu Genie 2000.....	50
Rys. 12. Widok wielokanałowego analizatora amplitudy InSpector 2000	52
Rys. 13. Schemat rozpadu ¹³⁸ La (emitowana energia gamma 1436 keV oraz 789 keV).....	53
Rys. 14. Widmo promieniowania gamma (bieg własny detektora).....	53
Rys. 15. Certyfikowane wieloizotopowe źródło kalibracyjne	54
Rys. 16. Wzorcowe źródło punktowe	57
Rys. 17. Schemat blokowy układu pomiarowego Stanowiska Kalibracyjnego Gamma; 1- iradiator, 2- źródło, 3- dyski pochłaniające, 4- obiekt pomiarowy, 5- wózek pomiarowy.	58
Rys. 18. Widok Sali Kalibracyjnej Gamma.....	58
Rys. 19. Akredytowana komora klimatyczna	59
Rys. 20. Dozometr PTW UNIDOS	60
Rys. 21. Komora jonizacyjna PTW typ TM32002	61
Rys. 22. Komora jonizacyjna RSS-131-ER	62
Rys. 23. Termohigrometr LB-701 z rejestratorem LB-702	63
Rys. 24. Dwie skrajne orientacje detektora: wertykalna (po lewej) i horyzontalna (po prawej). Szare koła reprezentują powierzchnię ziemi. Rysunki wykonano posługując się oprogramowaniem Canberra: Kompozytor Geometrii Pomiarowych. Kąt alfa oznacza kierunek, z którego promieniowanie dociera do detektora	65

Rys. 25. Widok układu pomiarowego umieszczonego w akredytowanej komorze klimatycznej	72
Rys. 26. Zaprojektowany i wykonany uchwyt na drukarce 3D do wieloizotopowego źródła kalibracyjnego	72
Rys. 27. Wykresy typowych kalibracji energetycznej i kształtu FWHM	74
Rys. 28. Wykres kalibracji wydajnościowej	74
Rys. 29. Przemieszczanie się widma promieniowania gamma w warunkach zmieniającej się temperatury otoczenia: dryft temperaturowy	75
Rys. 30. Położenie detektora dla pomiaru wertykalnego	81
Rys. 31. Położenie detektora dla pomiaru horyzontalnego	81
Rys. 32. Fluktuacje wydajności rejestracji fotonów w zależności od kierunku ich docierania do detektora	84
Rys. 33. Reprezentatywny przebieg funkcji wydajności rejestracji fotonów w warunkach monitoringu radiacyjnego <i>in situ</i> . Funkcja opisuje zdolność rejestracji fotonów emitowanych z koła o średnicy 10 m i orientacji pionowej detektora, (patrz Tabela 9 druga kolumna wiersz odpowiadający $D = 10$ m); $\ln(\text{Eff}) = -1,303e+001 + 1,017e+000*x + 5,955e-002*x^2 - 8,720e-002*x^3$, gdzie: $x = \ln(1,023e+003/E)$	85
Rys. 34. 3D mapa wydajności rejestracji fotonów emitowanych ze skażonych kolistych obszarów o zmiennej średnicy. Detektor wraz z sondą były zorientowane wertykalnie względem powierzchni Ziemi	87
Rys. 35. 3D mapa wydajności rejestracji fotonów emitowanych ze skażonych kolistych obszarów o zmiennej średnicy. Detektor wraz z sondą były zorientowane horyzontalnie względem powierzchni Ziemi	87
Rys. 36. Wartości IAFEPE (czarne kwadraty) dla wertykalnie zorientowanego <i>in situ</i> detektora i ich analityczna reprezentacja (czerwona krzywa)	88
Rys. 37. Wartości IAFEPE (czarne kwadraty) dla horyzontalnie zorientowanego <i>in situ</i> detektora i ich analityczna reprezentacja (czerwona krzywa)	89
Rys. 38. Przebieg zmienności współczynników funkcji wydajności rejestracji fotonów $A_0 \div A_3$ dla wertykalnie zorientowanego detektora <i>in situ</i>	90
Rys. 39. Przebieg zmienności współczynników funkcji wydajności rejestracji fotonów $A_0 \div A_3$ dla horyzontalnie zorientowanego detektora <i>in situ</i>	90
Rys. 40. Widmo kwantów γ dla poziomego detektora LaBr ₃ (Ce) (czarna linia) oraz wartość bezwzględna różnicy wskazań dla wertykalnego i horyzontalnego detektora (szare kropki). Pomiary zostały przeprowadzone (nisko rozproszeniowej) hali kalibracyjnej CLOR	92

Rys. 41. Pola trzynastu FEAP (wraz z błędami pomiarów) zidentyfikowane wewnątrz spektrogramów dla wertykalnie i horyzontalnie zorientowanego detektora.....	92
Rys. 42. Widmo promieniowania gamma emitowanego z jąder radionuklidów obecnych w źródle kalibracyjnym zmierzone w temperaturze $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$	93
Rys. 43. Widmo tła promieniowania gamma zmierzone w temperaturze $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$	94
Rys. 44. Dryft temperaturowy spektrometru gamma z detektorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Na jednym spektrogramie zaprezentowane zostały trzy widma promieniowania gamma emitowanego z jąder radionuklidów obecnych w źródle kalibracyjnym dla skrajnych dwóch temperatur $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (niebieski kolor) i $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ (czerwony kolor) oraz temperatury ze środka zakresu $T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ (zielony kolor). W okolicach 200 kanału widać przemieszczenie się FEAP pochodzącego od fotonów emitowanych w czasie rozpadu jąder cezu (^{137}Cs)	94
Rys. 45. Dryft wierzchołów FEAP w funkcji numeru kanału dla różnych energii fotonów i różnych temperatur. Linie ciągłe są izotermami. Czym wyższa jest energia fotonów emitowanych z rozpadających się jąder pierwiastków tym większemu podlegają dryftowi wierzchołki FEAP. Miarą dryftu jest ilość kanałów o jakie przesunięty został wierzchołek FEAP	95
Rys. 46. Dryft wierzchołków FEAP w funkcji numeru kanału dla różnych temperatur i energii fotonów. Linie ciągłe są izoliniami stałej energii fotonów	96
Rys. 47. Kalibracja energetyczna. Do punktów doświadczalnych dopasowano wielomian interpolacyjny 1 stopnia. Na wykresie po lewej stronie przedstawiono przebieg zmian w funkcji temperatury wyrazu wolnego a . Na wykresie po prawej stronie przedstawiono zmiany w funkcji temperatury współczynnika kierunkowego prostej m_1	99
Rys. 48. Kalibracja energetyczna. Do punktów doświadczalnych dopasowano wielomian interpolacyjny 2 stopnia. Na wykresie, w górnym rzędzie po lewej stronie, przedstawiono przebieg zmian w funkcji temperatury wyrazu wolnego a . W tym samym rzędzie po prawej stronie przedstawiono zmiany w funkcji temperatury współczynnika kierunkowego prostej m_1 . W dolnym rzędzie zmiany współczynnika m_2	102
Rys. 49. Kalibracja energetyczna. Do punktów doświadczalnych dopasowano wielomian interpolacyjny 3 stopnia. Na wykresie w górnym rzędzie po lewej stronie przedstawiono przebieg zmian w funkcji temperatury wyrazu wolnego a . W tym samym rzędzie po prawej stronie przedstawiono zmiany w funkcji temperatury współczynnika m_1 . W dolnym rzędzie zmiany współczynnika m_2 (wykres po lewej stronie) i współczynnika m_3 (wykres po prawej stronie).....	103

- Rys. 50.** Przebieg zmienności funkcji opisującej zmianę rozdzielczości spektrometru promieniowania gamma z detektorem z $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ w temperaturze $T = -20\text{ }^\circ\text{C}$, w zależności od stopnia wielomianu, którym opisano funkcje kalibracji energetycznej 105
- Rys. 51.** Przebieg zmienności funkcji opisującej zmianę rozdzielczości spektrometru promieniowania gamma z detektorem z $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ w zależności od energii fotonów oraz zmiennej temperatury zewnętrznej. Funkcja opisująca kalibrację energetyczną była wielomianem 1 stopnia..... 106
- Rys. 52.** Przebieg wyrazu wolnego funkcji opisującej kalibrację kształtu w zależności od temperatury oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru ... 108
- Rys. 53.** Przebieg zmiennej niezależnej funkcji opisującej kalibrację kształtu w zależności od temperatury oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru ... 109
- Rys. 54.** Kalibracja wydajnościowa spektrometru promieniowania gamma w temperaturze $T = -20\text{ }^\circ\text{C}$. Dopasowanie wykonano wielomianem logarytmicznym 3 stopnia..... 112
- Rys. 55.** IAFEPE w funkcji temperatury. Krzywą wydajności rejestracji fotonów opisano wielomianem logarytmicznym 3 stopnia 113
- Rys. 56.** IAFEPE w funkcji temperatury. Krzywą wydajności rejestracji fotonów opisano wielomianem logarytmicznym 4 stopnia 114
- Rys. 57.** IAFEPE w funkcji temperatury. Krzywą wydajności rejestracji fotonów opisano wielomianem logarytmicznym 5 stopnia 114
- Rys. 58.** Porównanie wpływu stopnia wielomianu logarytmicznego na przebieg funkcji interpolującej wydajność rejestracji fotonów. Przykładowo porównanie wykonano w dla temperatury $20\text{ }^\circ\text{C}$ 115
- Rys. 59.** Wpływ temperatury na wydajność rejestracji fotonów. Funkcję wydajności interpolowano wielomianem logarytmicznym 3 stopnia 116
- Rys. 60.** Po lewej stronie przebieg temperatury. Temperatura zmienia się skokowo i ma charakter binarny (jedynie dwie wartości). Czasy ekspozycji na poszczególne temperatury różnią się dziesięciokrotnie. Po prawej stronie widmo promieniowania gamma będące wynikiem dryftu temperaturowego. Kolor czarny wskazuje, że FEAP nim oznaczony pojawił się jako pierwszy. Kolorem niebieskim oznaczono znaczenie fizyczne różnicy czasów Δt , w którym następowała ekspozycja na odpowiednie temperatury. Kolorem zielonym zaznaczono znaczenie fizyczne różnicy temperatur ΔT , na które następowała skokowa ekspozycja przyrządu 118
- Rys. 61.** Ekspozycja rozpoczyna się od krótkiego okresu trwania wysokiej temperatury ($T_1 = 50\text{ }^\circ\text{C}$) i długiego ($t_2 = 10 \times t_1$) okresu pracy spektrometru w niskiej temperaturze

($T_2 = -20\text{ }^\circ\text{C}$) (rysunek po lewej stronie). Jako pierwszy w spektrogramie (rysunek po prawej stronie) pojawi się FEAP znajdujący się po lewej stronie (kolor czarny)	119
Rys. 62. Ekspozycja rozpoczyna się od krótkiego okresu w niskiej temperaturze ($T_1 = -20\text{ }^\circ\text{C}$) i długiego ($t_2 = 10 \times t_1$) okresu pracy spektrometru w wysokiej temperaturze ($T_2 = 50\text{ }^\circ\text{C}$) (rysunek po lewej stronie). Jako pierwszy w spektrogramie (rysunek po prawej stronie) pojawi się FEAP znajdujący się po prawej stronie (kolor czarny)	120
Rys. 63. Ekspozycja rozpoczyna się od długiego okresu pracy spektrometru w wysokiej temperaturze ($T_1 = 50\text{ }^\circ\text{C}$) i krótkiego ($t_1 = 10 \times t_2$) okresu pracy w niskiej temperaturze ($T_2 = -20\text{ }^\circ\text{C}$) (rysunek po lewej stronie). Jako pierwszy w spektrogramie (rysunek po prawej stronie) pojawi się FEAP znajdujący się po lewej stronie (kolor czarny)	120
Rys. 64. Czasy pracy spektrometru w skrajnych temperaturach były takie same (rysunek po lewej stronie). Temperatuty były skrajnie różne. Na spektrogramie (rysunek po prawej stronie) jako pierwszy pojawił się FEAP po lewej stronie (kolor czarny)	121
Rys. 65. Czasy pracy spektrometru ($t_1 = t_2$) w bliskich sobie temperaturach ($T_1 \approx T_2$) były takie same (rysunek po lewej stronie). Na spektrogramie (rysunek po prawej stronie) jako pierwszy pojawił się FEAP po lewej stronie (kolor czarny). Kolorem zielonym przedstawiono ostateczny kształt ROI po zakończeniu pomiaru	121
Rys. 66. Widmo spektrometryczne cezu (^{137}Cs) uzyskane w wyniku rzeczywistych zmian temperatury środowiska (dryftu temperaturowego). Wyodrębniony obraz przedstawia ten sam ROI lecz w innych skalach energetycznej i ilości zliczeń stąd jego proporcje są inne niż na spektrogramie obejmującym cały zakres energetyczny	123
Rys. 67. Wykres przebiegu zmian temperatury środowiska zarejestrowanych podczas eksperymentu	123
Rys. 68. Wyniki kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki w przypadku fotonów ze źródła promieniotwórczego ^{241}Am ($E_\gamma = 59,54\text{ keV}$)	126
Rys. 69. Wyniki kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki w przypadku fotonów ze źródła promieniotwórczego ^{137}Cs ($E_\gamma = 661,65\text{ keV}$)	126
Rys. 70. Wyniki kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki w przypadku fotonów ze źródła promieniotwórczego ^{60}Co ($E_\gamma = 1173\text{ keV}$)	127

Rys. 71. Wyniki kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki w przypadku fotonów ze źródła promieniotwórczego ^{60}Co ($E_\gamma = 1332 \text{ keV}$)..... 127

Rys. 72. Wyniki zbiorcze kalibracji spektrometru promieniowania gamma do pomiaru mocy przestrzennego równoważnika dawki dla źródeł promieniotwórczych ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{60}Co ... 128

SPIS TABEL





Tab. 1. Pierwiastki promieniotwórcze pochodzenia naturalnego.....	20
Tab. 2. Pierwiastki promieniotwórcze pochodzenia kosmicznego.....	21
Tab. 3. Aktywność uwolnionych do atmosfery radionuklidów w wyniku awarii w Windscale	23
Tab. 4. Aktywność uwolnionych do atmosfery radionuklidów w wyniku awarii w Three Mile Island-2.....	24
Tab. 5. Aktywność radionuklidów uwolnionych do atmosfery w wyniku awarii w Czarnobylu	25
Tab. 6. Aktywność uwolnionych do atmosfery radionuklidów w wyniku awarii elektrowni Fukushima I.....	27
Tab. 7. Radionuklidy użyte do produkcji źródła kalibracyjnego i ich aktywność w dniu certyfikowania tj.: 22 stycznia 2021 godz. 12:00 CSE (CSE - czas Środkowoeuropejski)....	55
Tab. 8. Podstawowe dane jądrowe pierwiastków promieniotwórczych wchodzących w skład źródła kalibracyjnego zbudowanego z tkaniny Petrianowa	56
Tab. 9. Funkcje wydajności rejestracji fotonów emitowanych z okręgów o zmiennej średnicy usytuowanych na powierzchni Ziemi przy różnym umieszczeniu sondy z detektorem względem powierzchni Ziemi.....	85
Tab. 10. Kalibracja energetyczna. Dopasowanie wielomianem 1 stopnia o postaci $E_\gamma = a + m_1 Ch$, gdzie a wyraz wolny, m_1 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon liniowy, Ch oznacza numer kanału, w którym zaobserwowano fotony o energii E_γ (keV)	97
Tab. 11. Kalibracja energetyczna. Dopasowanie wielomianem 2 stopnia o postaci $E_\gamma = a + m_1 Ch + m_2 Ch^2$, gdzie a wyraz wolny, m_1 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon liniowy, m_2 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon kwadratowy, Ch oznacza numer kanału, w którym zaobserwowano fotony o energii E_γ (keV).....	97
Tab. 12. Kalibracja energetyczna. Dopasowanie wielomianem 3 stopnia o postaci $E_\gamma = a + m_1 Ch + m_2 Ch^2 + m_3 Ch^3$, gdzie a wyraz wolny, m_1 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon liniowy, m_2 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to człon kwadratowy, m_3 wyraz stojący przy zmiennej niezależnej w tym przypadku jest to wyraz podniesiony do potęgi trzeciej, Ch oznacza numer kanału, w którym zaobserwowano fotony o energii E_γ (keV).....	97

Tab. 13. Kalibracja energetyczna. Współczynniki wielomianu 1 stopnia dopasowanego do punktów doświadczalnych	98
Tab. 14. Kalibracja energetyczna i jej zależność od temperatury. Parametry regresji liniowej opisującej parametr a i m_1	100
Tab. 15. Kalibracja energetyczna. Współczynniki wielomianu 2 stopnia dopasowanego do punktów doświadczalnych	101
Tab. 16. Kalibracja energetyczna i jej zależność od temperatury. Parametry regresji liniowej opisującej parametr m_1	102
Tab. 17. Kalibracja energetyczna. Współczynniki wielomianu 3 stopnia dopasowanego do punktów doświadczalnych	103
Tab. 18. Kalibracja energetyczna i jej zależność od temperatury. Parametry regresji liniowej opisującej parametr m_1	104
Tab. 19. Kalibracja kształtu w zależności od temperatury otoczenia oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru	106
Tab. 20. Wyraz wolny występujący w funkcjach opisujących kalibrację kształtu w zależności od temperatury otoczenia oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru.....	107
Tab. 21. Wyraz występujący przy zmiennej niezależnej (energia fotonów) funkcjach opisujących kalibrację kształtu w zależności od temperatury otoczenia oraz stopnia wielomianu opisującego kalibrację energetyczną spektrometru.....	108
Tab. 22. Kalibracja wydajnościowa w zależności od temperatury oraz stopnia wielomianu logarytmicznego interpolującego wartości doświadczalne	110
Tab. 23. Współczynniki wielomianu logarytmicznego 3 stopnia będącego interpolacją wartości doświadczalnych wydajności rejestracji fotonów w zależności od ich energii i temperatury pomiaru.....	111
Tab. 24. Współczynniki wielomianu logarytmicznego 4 stopnia będącego interpolacją wartości doświadczalnych wydajności rejestracji fotonów w zależności od ich energii i temperatury pomiaru.....	111
Tab. 25. Współczynniki wielomianu logarytmicznego 5 stopnia będącego interpolacją wartości doświadczalnych wydajności rejestracji fotonów w zależności od ich energii i temperatury pomiaru.....	112
Tab. 26. Dryft temperaturowy FEAP dla fotonów o energii 661,65 keV pochodzących z cezu (^{137}Cs). Parametry $b(T)$, $m(T)$ oraz $\text{FWHM}(661, T)$ powstały w wyniku badań.....	117
Tab. 27. Wyniki wykonanych obliczeń dla rzeczywistego dryftu temperaturowego	124

ZAŁĄCZNIKI

Załącznik 1. Świadectwo pomiaru źródła promieniotwórczego

Bezpieczeństwo

	Narodowe Centrum Badań Jądrowych Ośrodek Radioizotopów POLATOM Laboratorium Wzorców Radioaktywności ul. Andrzeja Sołtana 7, 05-400 Otwock tel: 22 273 1941 fax: 22 718 0350 e-mail: metrologia@polatom.pl	 AP 120 
Laboratorium wzorcujące akredytowane przez Polskie Centrum Akredytacji, sygnatariusza porozumień EA MLA i ILAC MRA dotyczących wzajemnego uznawania świadectw wzorcowania. Nr akredytacji AP 120		
ŚWIADECTWO POMIARU		
Data wydania: 26 stycznia 2021		Strona: 1/2
Nr świadectwa: BW/Z-62/06/21		
OBIEKT POMIARU	Materiał odniesienia – źródło promieniotwórcze	
TYP ŹRÓDŁA	Filtr Petrianowa	
PODSTAWOWY RADIONUKLID	Mieszanina radionuklidów	
NUMER ŹRÓDŁA	03/21	
ZGŁASZAJĄCY	Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej Zakład Dozymetrii ul. Konwaliowa 7, 03-194 Warszawa	
METODA POMIAROWA	Procedura Pomiarowa BW-PP-4 „Pomiar aktywności promieniotwórczej radionuklidów w układach spektrometrycznych z detektorami HPGe”, wyd. 8 z dn. 02.10.2019 r.	
WARUNKI ŚRODOWISKOWE	Temperatura (23,1 ± 23,5) °C Ciśnienie atmosferyczne (982,4 ± 984,4) hPa	
DATA WYKONANIA POMIARU	22 stycznia 2021	
SPÓJNOŚĆ POMIAROWA	Świadectwo jest wydane w ramach porozumienia EA MLA w zakresie wzorcowania i potwierdza spójność wyników pomiarów z jednostkami miar Międzynarodowego Układu Jednostek Miar (SI).	
WYNIKI POMIARU	Podano na stronie 2 niniejszego świadectwa wraz z wartościami niepewności pomiaru.	
NIEPEWNOŚĆ POMIARU	Niepewność pomiaru została określona zgodnie z dokumentem EA-4/02 M:2013. Podane wartości niepewności stanowią niepewności rozszerzone przy prawdopodobieństwie rozszerzenia ok. 95 % i współczynniku rozszerzenia k=2.	
	KIEROWNIK LABORATORIUM WZORCÓW RADIOAKTYWNOŚCI  mgr inż. Anna Listkowska	
Wyniki przedstawione w niniejszym świadectwie dotyczą wyłącznie obiektu pomiaru. Świadectwo może być okazywane lub kopiowane tylko w całości		

ŚWIADECTWO POMIARU wydane przez LABORATORIUM AKREDYTOWANE Nr AP 120

Data wydania: 26 stycznia 2021

Nr świadectwa: BW/Z-62/06/21

Strona: 2/2

WYNIKI POMIARU

Wyniki przeprowadzonego pomiaru przedstawiono poniżej:

Radionuklid	Aktywność [kBq]	Data referencyjna
²⁴¹ Am	5,44 ± 0,16	22 stycznia 2021 godz. 12:00 CSE
¹⁰⁹ Cd	18,53 ± 0,56	
⁵⁷ Co	0,689 ± 0,021	
⁵¹ Cr	18,22 ± 0,55	
¹¹³ Sn	2,73 ± 0,08	
⁸⁵ Sr	3,62 ± 0,11	
¹³⁷ Cs	4,31 ± 0,13	
⁵⁴ Mn	4,75 ± 0,14	
⁶⁵ Zn	8,89 ± 0,27	
⁶⁰ Co	5,59 ± 0,17	
⁸⁸ Y	9,38 ± 0,28	

INFORMACJE DODATKOWE

Wymiary części aktywnej

wysokość: ok. 4,1-4,5 mm
średnica: ok. 51 mm

Charakterystyka części aktywnej

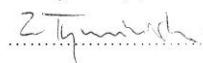
roztwór promieniotwórczy naniesiony na filtr Petrianowa

DANE JĄDROWE

radionuklid	okres półrozpadu	emitowane fotony	
		energia [keV]	intensywność [%]
²⁴¹ Am	432,6 ± 0,6 lat	26,3	2,31
		59,5	35,92
¹⁰⁹ Cd	461,9 ± 0,4 dni	88,0	3,66
⁵⁷ Co	271,81 ± 0,04 dni	14,4	9,18
		122,1	85,49
		136,5	10,71
⁵¹ Cr	27,704 ± 0,004 dni	320,1	9,89
¹¹³ Sn	115,09 ± 0,03 dni	255,1	2,11
		391,7	64,97
⁸⁵ Sr	64,850 ± 0,007 dni	514,0	98,50
¹³⁷ Cs	30,05 ± 0,08 lat	661,7	84,99
⁵⁴ Mn	312,19 ± 0,03 dni	834,8	99,98
⁶⁵ Zn	244,01 ± 0,09 dni	1115,5	50,22
⁶⁰ Co	5,2711 ± 0,0008 lat	1173,2	99,85
		1332,5	99,98
⁸⁸ Y	106,63 ± 0,05 dni	898,0	93,70
		1836,1	99,35

Źródło danych: Monographie BIPM-5, Vol. 1-8 (2004-2016).

Autoryzował(a):



Wyniki przedstawione w niniejszym świadectwie dotyczą wyłącznie obiektu pomiaru.
Świadectwo może być okazywane lub kopiowane tylko w całości