

Autoreferat:

Zastosowanie wielo-parametrycznych funkcji
wydajności rejestracji fotonów w neutronice i
monitoringu radiacyjnym

dr inż. Sławomir Jednoróg

Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy
im. gen. Sylwestra Kaliskiego

Warszawa 2017

SPIS TREŚCI:

1	JEDNOTEMATYCZNY CYKL DWUNASTU PUBLIKACJI:	4
2	WSTĘP	5
3	WYBÓR MATERIAŁU I METOD	6
3.1	WYDAJNOŚĆ DETEKCJI	6
3.2	NARZĘDZIA ANALITYCZNE UMOŻLIWIAJĄCE BADANIE FUNKCJI WYDAJNOŚCI	6
4	WIELO-PARAMETRYCZNE FUNKCJE WYDAJNOŚCI	7
4.1	PRZEMIESZCZANIE PUNKTOWEGO ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA WZDŁUŻ OSI DETEKTORA	7
4.2	ZWIĘKSZANIE ŚREDNICY CYLINDRYCZNEGO ŹRÓDŁA INDOWEGO	10
4.3	ZWIĘKSZANIE WYSOKOŚCI CYLINDRYCZNEGO ŹRÓDŁA INDOWEGO.....	12
4.4	ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA WYKONANE Z RÓŻNYCH METALI	13
4.5	WYDAJNOŚĆ REJESTRACJI FOTONÓW EMITOWANYCH Z PŁASKIEJ SKAŻONEJ POWIERZCHNI	14
4.6	ZALEŻNOŚĆ WYDAJNOŚCI REJESTRACJI OD KIERUNKU PADANIA FOTONÓW	16
5	PRZYKŁADY PRAKTYCZNEGO ZASTOSOWANIA WIELO- PARAMETRYCZNYCH FUNKCJI WYDAJNOŚCI REJESTRACJI FOTONÓW W NEUTRONICE I MONITORINGU RADIACYJNYM	16
5.1	ZASTOSOWANIE WIELO-PARAMETRYCZNYCH FUNKCJI WYDAJNOŚCI REJESTRACJI FOTONÓW DO BADANIA GĘSTEJ NAMAGNETYZOWANEJ PLAZMY DEUTEROWEJ WYTWARZANEJ W GENERATORZE PLAZMOWYM PF-1000.....	16
5.1.1	<i>Całkowita ilość neutronów emitowanych z urządzenia PF-1000.....</i>	16
5.1.2	<i>Anizotropia emisji neutronów w układzie PF-1000.....</i>	17
5.1.3	<i>Asymetria radialna emisji neutronów w układzie PF-1000.....</i>	19
5.2	WYKORZYSTANIE WIELO-PARAMETRYCZNEJ FUNKCJI WYDAJNOŚCI REJESTRACJI FOTONÓW DO BADANIA Y_N GENERATORA NEUTRONÓW 14 MeV	21
5.3	ZASTOSOWANIE WIELO-PARAMETRYCZNYCH FUNKCJI WYDAJNOŚCI REJESTRACJI FOTONÓW PODCZAS BADANIA EMISJI NEUTRONÓW Z PLAZMY DEUTEROWEJ WYTWARZANEJ W TOKAMAKU JET	21
5.4	ZASTOSOWANIE WIELO-PARAMETRYCZNYCH FUNKCJI WYDAJNOŚCI REJESTRACJI W MONITORINGU RADIACYJNYM ŚRODOWISKA	23
6	DOKŁADNOŚĆ METODY	24
7	WNIOSKI	24

1 Jednotematyczny cykl dwunastu publikacji:

- M 1 **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](#)
http://www.nukleonika.pl/www/back/full/vol57_2012/v57n4p563f.pdf
- M 2 **Jednorog S**, Szydłowski A, Bienkowska B, Prokopowicz R (2014), The application of selected radionuclides for monitoring of the D–D reactions produced by dense plasma-focus device, [J Radioanal Nucl Chem. \(2014\) 301:23–31](#)
DOI 10.1007/s10967-014-3131-0
- M 3 Ciupek K, **Jednorog S**, Fajak 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
- M 4 **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
- M 5 **Jednorog S**, Ciupek K, Krajewski P, Łaszyńska E, Ziółkowski A (2015) Calibration of the angular energy efficiency of an in situ spectrometer based on a LaBr₃(Ce) detector, [J Radioanal Nucl Chem \(2015\) 303, 3-5.](#)
DOI 10.1007/s10967-014-3444-z
- M 6 Laszyna E, **Jednorog S**, Ziolkowski A, Gierlik M, Rzadkiewicz J (2015) Determination of the emission rate for the 14 MeV neutron generator with the use of radio-yttrium, [Nukleonika \(2015\) 60\(2\)](#)
DOI: 10.1515/nuka-2015-0040
- M 7 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:10.1016/j.nima.2011.01.128
- M 8 **Jednorog S**, Laszyna E, Bienkowska B, Ziolkowski A, Paduch M, Szewczak K, Mikszuta K, Malinowski K, Bajdel M, Potrykus P (2017) A new concept of fusion neutron monitoring for PF-1000 device, [Nukleonika, 2017 62\(1\)](#)
DOI 10.1515/nuka-2017-0000
- M 9 **Jednoróg S** (2016) O zastosowaniu spektrometrii gamma w fizyce plazmy. Wczoraj i dziś promieniowania. (cz.2)
[Przegląd Techniczny-Gazeta Inżynierska, 19-20 \(2016\) 19-22](#)
- M 10 **Jednoróg S** (2016) Zastosowanie spektrometrii gamma w fizyce plazmy. Wieloparametryczne funkcje rejestracji fotonów - aspekt teoretyczny (cz.1), [Przegląd Techniczny-Gazeta Inżynierska 22-23 \(2016\) 26-28](#)
- M 11 **Jednoróg S** (2016) Zastosowanie spektrometrii gamma w fizyce plazmy. Wieloparametryczne funkcje rejestracji fotonów - aspekt teoretyczny (cz.2), [Przegląd Techniczny-Gazeta Inżynierska 25-26 \(2016\) 19-21](#)
- M 12 **Jednoróg S** (2017) Zastosowanie spektrometrii gamma w fizyce plazmy. Wieloparametryczne funkcje rejestracji fotonów - zastosowania praktyczne, [Przegląd Techniczny-Gazeta Inżynierska 2-3 \(2017\) 29-31](#)

2 Wstęp

Kalibracja wydajnościowa spektrometru promieniowania γ polega na określeniu metodami doświadczalnymi lub obliczeniowymi wydajności rejestracji fotonów w funkcji ich energii. Do czasu pojawienia się numerycznych charakterystyk (NCh) detektorów jedynym sposobem wykonania kalibracji wydajnościowej spektrometru było stosowanie źródeł kalibracyjnych. Źródła kalibracyjne pozostają do dziś w powszechnym użyciu, choć ich kształty i gęstości są ograniczone.

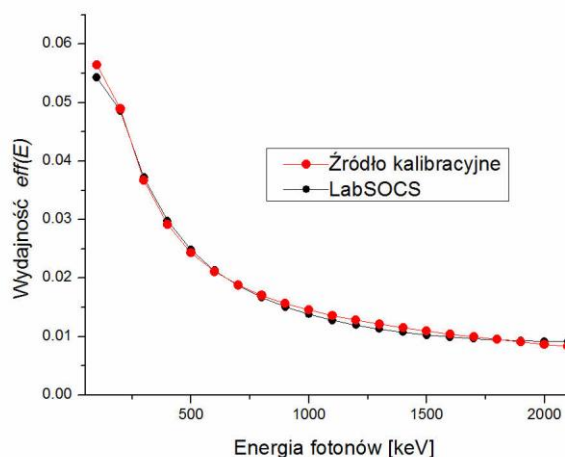
Opis źródła promieniowania obejmujący jego: kształt, budowę, skład atomowy, jednorodność, nazwałem *geometrią źródła*. Z kolei, położenie źródła promieniowania o zdefiniowanej uprzednio geometrii źródła, względem konkretnego detektora nazwałem *geometrią pomiaru*. Geometria pomiaru uwzględnia absorbenty umieszczone pomiędzy źródłem a detektorem. W przypadku zmiany choćby jednego z elementów wchodzących w skład obu geometrii, kalibracja wydajnościowa detektora przestaje obowiązywać.

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 [M1 - M12, J36, J37], prowadzących do wyznaczenia wydajności rejestracji. Precyzyjną NCh detektora sporządza przeważnie jego producent, a jej cena stanowi znaczny odsetek wartości samego detektora. Zazwyczaj dotyczy to detektorów półprzewodnikowych, zbudowanych z Germanu Wysokiej Czystości (HPGe, ang.: High Purity Germanium). Występują również charakterystyki detektorów scyntylacyjnych, np. wykonanych z bromku lantanu $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, czy też jodku sodu $\text{NaJ}(\text{Tl})$. W swej praktyce spektrometrycznej używałem NCh *dedykowanej* i *generycznej*. 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 pokazuje [Rys. 1](#) [M1, M10]. W przypadku detektora wyposażonego w NCh generyczną możliwe jest uzyskanie rezultatów poprawnych, jednakże obarczonych znacznie większą niepewnością, co pokazuje [Rys. 2](#) [M5].

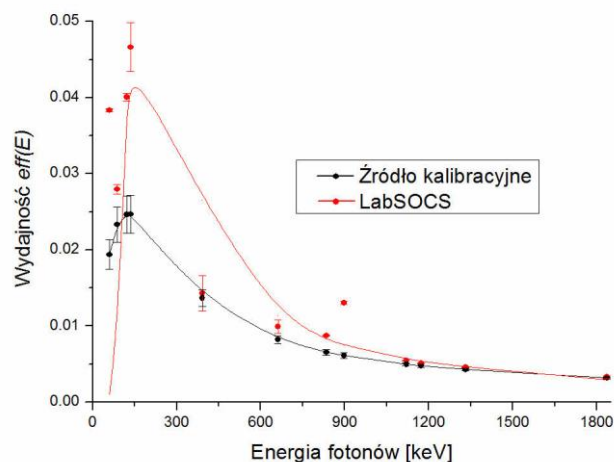
Zastosowanie metod matematycznych daje praktycznie nieograniczone możliwości wykonania wydajnościowej kalibracji detektora. Funkcja wydajności rejestracji może zostać określona z wielką precyzją, dla różnych kształtów źródeł promieniowania [M10, M11, R12] i ich składu atomowego [M11, R12] oraz różnych geometrii pomiarowych. Wymaga to biegłego posługiwania się narzędziem analitycznym zwanym edytorem geometrii pomiarowych. Dobrym tego przykładem jest Aplikacja Polowa / Laboratoryjne Oprogramowanie od Kalibracji Bezźródłowej (ISOCS/LabSOCS, ang.: In Situ Object Counting Systems / Laboratory Sourceless Object Calibration Software).

Wprowadzenie do powszechnego użycia symulacji numerycznych daje również możliwość samodzielnego wykonywania NCh detektora. Skutkuje to, w dalszej kolejności, możliwością samodzielnego wykonania wydajnościowej kalibracji detektora dla różnych geometriach próbki i różnych geometrii pomiarowych. Wielkości te muszą tworzyć pewien ciąg logiczny i być przydatne w procesie badawczym. Na przykład podczas pomiarów spektrometrycznych, dla potrzeb neutroniki, operowałem takimi parametrami jak: odległość zaktywowanej próbki od czoła detektora [M11], średnica, wysokość i skład atomowy próbki. Z kolei w monitoringu radiacyjnym parametrami tymi były: wielkość skażonej powierzchni [M3] oraz kąt pod jakim fotony docierały do detektora [M5]. W ten sposób powstawały funkcje wydajności zależne od energii fotonów i jednego z wymienianych parametrów.

Analiza wielo-parametrycznych funkcji wydajności detekcji dostarczyła informacji, które przyczyniały się do skutecznego rozwiązywania zadań badawczych.



Rys. 1 Wydajność detektora HPGe z dedykowaną NCh, wyznaczona dwoma metodami [M1, M10]



Rys. 2 Wydajność detektora LaBr₃(Ce) wyposażonego w generyczną NCh [M5]

3 Wybór materiału i metod

3.1 Wydajność detekcji

Miarą ilości zarejestrowanych fotonów jest Pole Pod Pikiem Całkowitego Pochłaniania Energii (AFEP, ang.: Absolute Full Energy Peak). Wydajność detektora promieniowania γ to stosunek ilości fotonów zarejestrowanych przez układ detekcyjny do ilości fotonów opuszczających źródło promieniowania. Ponieważ wydajność detektora zależy od energii fotonów, przedstawiałem ją jako funkcję energii $eff(E)$. Zależność ta ma charakter nieliniowy.

Zadaniem spektrometrii promieniowania γ jest mierzenie AFEP i oszacowanie aktywności radionuklidu wchodzącego w skład próbki o zdefiniowanej geometrii. Aby zrealizować to zadanie powinna być znana Absolutna Wydajność Rejestracji Fotonów w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii (AFEPE ang.: Absolute Full Energy Peak Efficiency). W niniejszych rozważaniach, jeśli będzie mowa o wydajności - będzie to oznaczało AFEPE. W każdym innym przypadku, będę podawał definicje innych wielkości oznaczanych podobnymi terminami. AFEPE jest określona jako iloraz prędkości zliczania fotonów w AFEP do iloczynu aktywności źródła kalibracyjnego i prawdopodobieństwa wyemitowania z jądra atomowego fotonu będącego przedmiotem pomiaru.

3.2 Narzędzia analityczne umożliwiające badanie funkcji wydajności

Posługując się jedynie intuicją trudno jest wybrać najlepszą geometrię pomiarową, czyli taką, która zapewnia największą możliwą do uzyskania częstość zliczania czyli AFEP·s⁻¹. W przypadku gdy źródło promieniotwórcze emituje fotony o jednej energii wystarczy porównać wartości AFEP otrzymane podczas pomiarów w różnych geometriach pomiarowych (w ustalonym czasie pomiaru). Często jest jednak tak, że pojedynczy radionuklid emituje fotony o wielu energiach. Kiedy porównywalne są prawdopodobieństwa ich emisji, nie jest oczywiste, którą energię przyjąć jako referencyjną. Podobna sytuacja występuje gdy źródło promieniotwórcze zawiera mieszaninę wielu γ -promieniotwórczych radionuklidów. W takim przypadku lepsza będzie ta geometria pomiarowa, która będzie skutkowała większym polem

pod krzywą wydajności. Dlatego do porównywania dwóch różnych geometrii pomiarowych, używałem całki oznaczonej z funkcji wydajności $eff(E)$ po energii dE , w granicach odpowiadających zakresowi energii rejestrowanych fotonów. Tą bezwymiarową wielkość przedstawia wzór (1). Wprowadziłem po raz pierwszy termin - Scałkowana Absolutna Wydajność w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii (IAFEPE, ang.: Integrated Absolute Full Energy Peak Efficiency) [M3].

$$IAFEPE = \int_{E_{min}}^{E_{max}} eff(E)dE \quad (1)$$

$$MIAFEPE = m \cdot \int_{E_{min}}^{E_{max}} eff(E)dE \quad (2)$$

$$SIAFEPE = s \cdot \int_{E_{min}}^{E_{max}} eff(E)dE \quad (3)$$

Jednym z zadań neutroniki jest rejestrowanie neutronów. Szczególnym tego przykładem jest pomiar pośredni - aktywności wzbudzonej w próbce zaktwowanej neutronami. Pozwala to określić całkowitą emisję neutronów Y_n (ang.: neutron yield) [M2, M6, M7, M9] i poprzez dekonwolucję rozkład energetyczny neutronów.

Parametr Masowa Scałkowana Absolutna Wydajność w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii (MIAFEPE - ang.: Mass Integrated Absolute Full Energy Peak Efficiency), którą przedstawia wzór (2) łączy w sobie opis zdolności próbki do aktywacji pod wpływem neutronów i jednocześnie możliwość jej efektywnego (skutecznego) mierzenia metodą spektrometrii promieniowania γ . MIAFEPE jest iloczynem masy próbki i IAFEPE [M12].

W monitoringu radiacyjnym wielkością przydatną do określenia możliwości rejestracji skażenia promieniotwórczego powierzchni jest Powierzchniowa Wydajność w Piku Całkowitego Pochłaniania Energii (SIAFEPE - ang.: Surpherical Integrated Absolute Full Energy Peak Efficiency), tj. iloczyn pola skażonej promieniotwórczo powierzchni i IAFEPE. Przedstawia to wzór (3) [M3].

4 Wielo-parametryczne funkcje wydajności

4.1 Przemieszczanie punktowego źródła promieniowania wzdłuż osi detektora

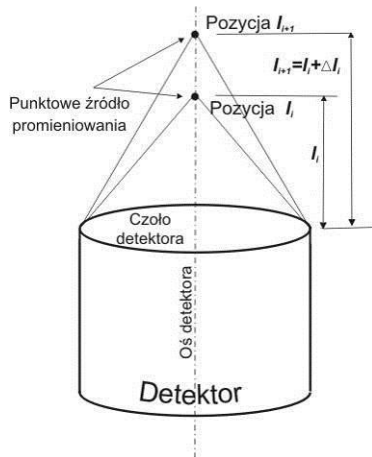
Przeanalizowałem wirtualne przemieszczanie punktowego źródła promieniowania wzdłuż osi detektora HPGe (Rys. 3) [M10]. Założyłem, że pierwsza pozycja, którą zajmuje źródło promieniowania znajduje się na środku powierzchni czołowej detektora, ostatnia w nieskończoności. Każda kolejna pozycja zajmowana przez źródło promieniowania charakteryzowała się zmniejszeniem wydajności rejestracji w stosunku do poprzedniej.

Mimo, że większą wydajność rejestracji osiągamy gdy źródło jest bliżej detektora, to pożytecznym narzędziem pozwalającym śledzić te zmiany jest IAFEPE. To zwalnia nas z obowiązku zastanawiania się jakie zmiany w geometrii pomiarowej mogą prowadzić do polepszenia, lub pogorszenia warunków rejestracji promieniowania γ .

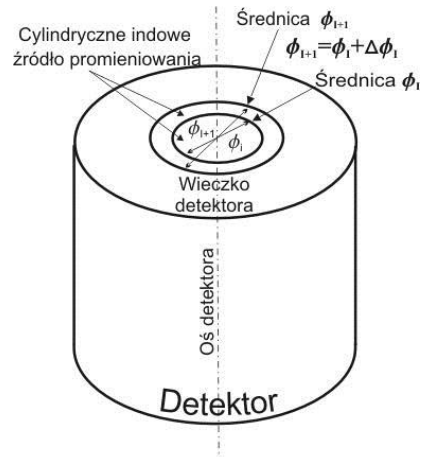
Ruch źródła promieniowania odbywał się w sposób skokowy, a wartość skoku wynosiła Δl_i . Indeks i oznacza, że kolejne zmiany nie były równe. Źródło promieniowania, wbrew

pierwotnej deklaracji, nie dotarło do nieskończoności. Przestało się przemieszczać wzdłuż osi detektora w takim miejscu, z którego promieniowanie było jeszcze w stanie dotrzeć do detektora i zostać tam zarejestrowane. Dla każdego z położań obliczyłem wydajność rejestracji. Mówiąc w sposób precyzyjny, dla każdego z rozważanych położań źródła promieniowania metodami matematycznymi wykonywałem wydajnościową kalibrację detektora. Obliczenia wykonywałem za pomocą oprogramowania LabSOCS, bazując na NCh detektora. Wartości wydajności dla określonego detektora i położaenia źródła, zdefiniowanego przez l_i oraz różnych energii fotonów E_i , umieszczałem w jednym wierszu tablicy $eff(l_i, E_j)$ opisaney wzorem (4) [M10]. Znaczenie poszczególnych wielkości jest następujące: l_i - odległość źródła promieniowania od czoła detektora ($i = 1, 2, \dots, n$); E_j - energia fotonu, dla której obliczano wydajności rejestracji ($j = 1, 2, \dots, m$).

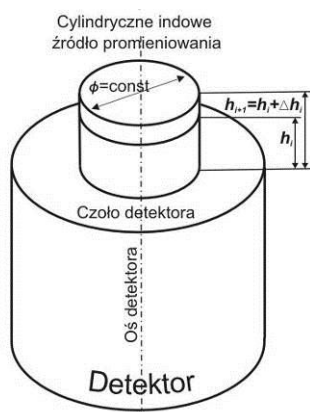
W taki sposób wydajność detekcji, zazwyczaj zależna jedynie od energii fotonów E , została uzależniona od kolejnej zmiennej, jaką była odległość l (punktowego) źródła promieniowania od detektora. Wykreślając rozpatrywane krzywe wydajności na jednym wykresie otrzymałem trójwymiarową (3D) mapę zależności wydajności detekcji od odległości źródła (od detektora) i energii fotonów (Rys. 9) [M12, R12].



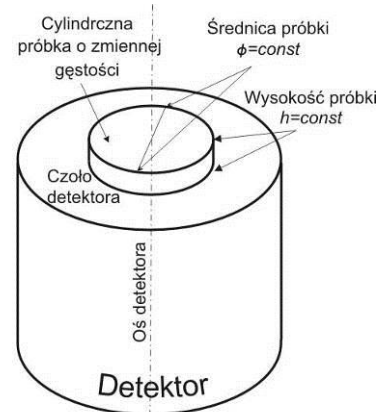
Rys. 3 Ruch punktowego źródła promieniowania wzdłuż osi detektora [M10]



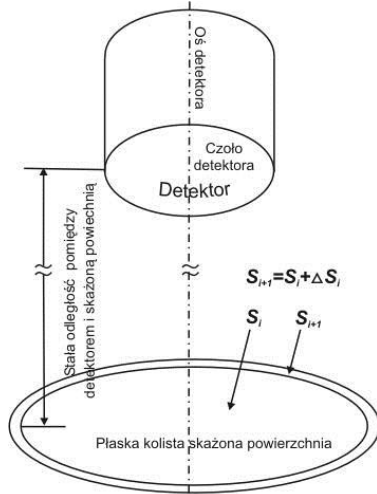
Rys. 4 Cylindryczne indowe źródło promieniowania o zmiennej średnicy [M11]



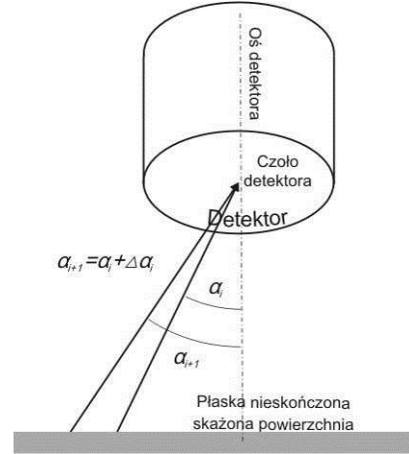
Rys. 5 Cylindryczne indowe źródło promieniowania o zmiennej wysokości [M11]



Rys. 6 Próbka aktywacyjna o zmiennej budowie atomowej (gęstości) [M11]



Rys. 7 Plaska kolista powierzchnia o zmiennej wielkości (średnicy)



Rys. 8 Zmienny kąt pod jakim promieniowanie dociera do detektora

Wyrażenie $eff(l, E)$ oznacza dwu-parametryczną funkcję wydajności detekcji, podczas gdy $eff(l_i, E_j)$ jest wartością tej funkcji dla źródła odległego od powierzchni detektora l_i emitującego fotony o energii E_j . Dla potrzeb dalszych rozważań przyjąłem, że każda z tych wielkości (tj. l_i oraz E_j) mogła się zmieniać lub pozostawać stała. Nie było istotne czy znana była postać tej funkcji $eff(l, E)$.

$$eff(l_i, E_j) = \begin{Bmatrix} eff(l_1, E_1) & eff(l_1, E_2) & \dots & eff(l_1, E_m) \\ eff(l_2, E_1) & eff(l_2, E_2) & \dots & eff(l_2, E_m) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ eff(l_n, E_1) & eff(l_n, E_2) & \dots & eff(l_n, E_m) \end{Bmatrix} \quad (4)$$

$$eff(\phi_i, E_j) = \begin{Bmatrix} eff(\phi_1, E_1) & eff(\phi_1, E_2) & \dots & eff(\phi_1, E_m) \\ eff(\phi_2, E_1) & eff(\phi_2, E_2) & \dots & eff(\phi_2, E_m) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ eff(\phi_n, E_1) & eff(\phi_n, E_2) & \dots & eff(\phi_n, E_m) \end{Bmatrix} \quad (5)$$

$$eff(h_i, E_j) = \begin{Bmatrix} eff(h_1, E_1) & eff(h_1, E_2) & \dots & eff(h_1, E_m) \\ eff(h_2, E_1) & eff(h_2, E_2) & \dots & eff(h_2, E_m) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ eff(h_n, E_1) & eff(h_n, E_2) & \dots & eff(h_n, E_m) \end{Bmatrix} \quad (6)$$

$$eff(\rho_i, E_j) = \begin{Bmatrix} eff(\rho_1, E_1) & eff(\rho_1, E_2) & \dots & eff(\rho_1, E_m) \\ eff(\rho_2, E_1) & eff(\rho_2, E_2) & \dots & eff(\rho_2, E_m) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ eff(\rho_n, E_1) & eff(\rho_n, E_2) & \dots & eff(\rho_n, E_m) \end{Bmatrix} \quad (7)$$

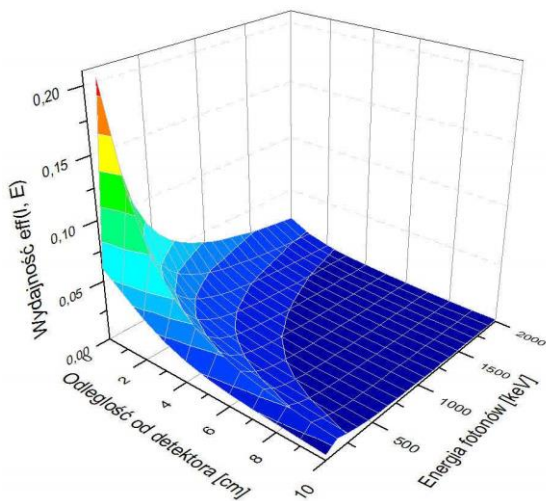
$$eff(S_i, E_j) = \begin{Bmatrix} eff(S_1, E_1) & eff(S_1, E_2) & \dots & eff(S_1, E_m) \\ eff(S_2, E_1) & eff(S_2, E_2) & \dots & eff(S_2, E_m) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ eff(S_n, E_1) & eff(S_n, E_2) & \dots & eff(S_n, E_m) \end{Bmatrix} \quad (8)$$

$$eff(\alpha_i, E_j) = \begin{Bmatrix} eff(\alpha_1, E_1) & eff(\alpha_1, E_2) & \dots & eff(\alpha_1, E_m) \\ eff(\alpha_2, E_1) & eff(\alpha_2, E_2) & \dots & eff(\alpha_2, E_m) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ eff(\alpha_n, E_1) & eff(\alpha_n, E_2) & \dots & eff(\alpha_n, E_m) \end{Bmatrix} \quad (9)$$

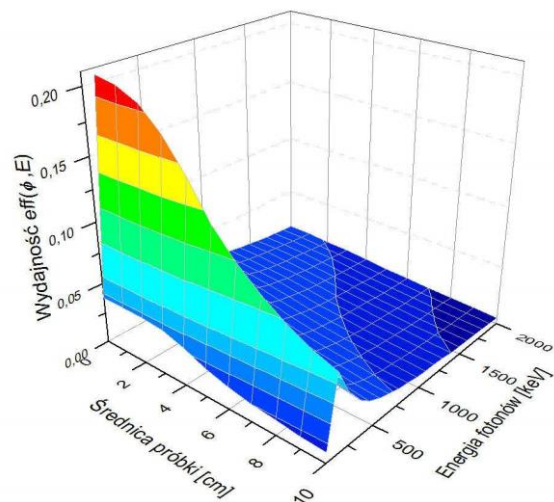
Najwyższą wartość AFEPE zaobserwowałem gdy źródło, było umieszczone na czole detektora [M9]. Wraz ze wzrostem odległości od powierzchni detektora zmniejszał się kąt bryłowy, z którego docierało promieniowanie. Oznaczało to, że stosunek powierzchni czołowej detektora do powierzchni sfery ograniczającej kulę, w którą są emitowane fotony, zmniejszał się. Wpływało to na tzw. współczynnik efektywności geometrycznej [M5].

Gdy radioaktywność próbki aktywowanej przez neutrony jest duża, a mimo to próbka musi być bezwzględnie mierzona, np. ze względu na krótki czas połowicznego rozpadu powstałego radionuklidu, jedynym sposobem, aby zmniejszyć czas martwy i umożliwić jej radiometrię, jest oddalenie próbki od detektora. Jest to najprostszy przypadek kiedy

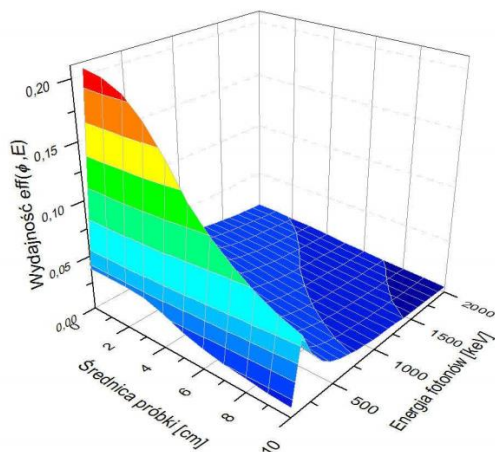
zastosowanie ma wielo-parametryczna funkcja wydajności rejestracji fotonów zależna od odległości próbki od detektora i energii fotonów.



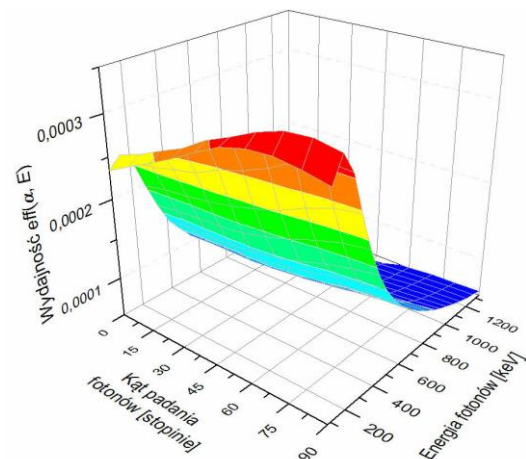
Rys. 9 Wydajność jako funkcja odległości punkowego źródła promieniowania od detektora HPGe i energii fotonów [M12]



Rys. 10 Wydajność jako funkcja średnicy indowego źródła promieniowania położonego na detektorze HPGe [M12]



Rys. 11 Wydajność w funkcji energii fotonów i wysokości cylindrycznego źródła indowego dla detektora HPGe [M12]



Rys. 12 Wpływ kierunku i energii fotonów na wydajność detektora $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ [M3]

4.2 Zwiększanie średnicy cylindrycznego źródła indowego

Podczas badania plazmy deuterowej, jako monitora neutronów o energii 2,45 MeV powszechnie używa się indu [M 1, M 2, M 4, M 7]. Reakcja jądrowa $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ ma szczególne znaczenie, bowiem służy do monitorowania Y_n z tokamaka JET (ang.: Joint European Torus - Wspólny Europejski Torus) [M7, R12] i w innych eksperymentach z plazmą deuterową [M2]. W mieszaninie stabilnych izotopów indu 95,7% stanowi ^{115}In . Reakcja rozpraszania nieelastycznego $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ posiada dogodny, do rejestracji neutronów z reakcji (d,d), próg energetyczny - $E_n=339$ keV, duży przekrój czynny, a jej produkt - dostatecznie długi czas połowicznego rozpadu ($T_{1/2}=4.486$ h) [M2].

W związku z powyższym zająłem się cylindrycznym źródłem promieniowania wykonanym właśnie z indu. Dla potrzeb tego wirtualnego eksperymentu, źródło spoczywało

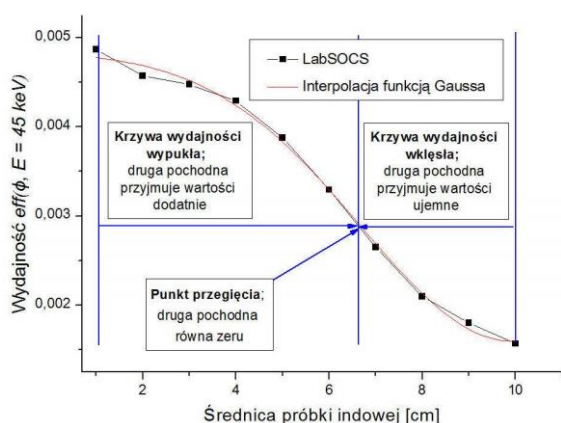
na czole detektora HPGe o znanej NCh. Wysokość tego cylindra była nieskończenie mała. Zmieniała się średnica badanego źródła tak jak to pokazuje [Rys. 4](#) [M11].

Założyłem, że w stadium początkowym, na czole detektora, leży dysk o nieskończenie małej średnicy i wysokości. W stadium końcowym był to dysk o nieskończonej średnicy, lecz nadal niezwykle cienki ([Rys. 4](#)). Zastrzegłem jednak, że istnieje pewna wartość graniczna średnicy, taka że dalsze zwiększanie średnicy źródła nie prowadzi już do wzrostu wydajności.

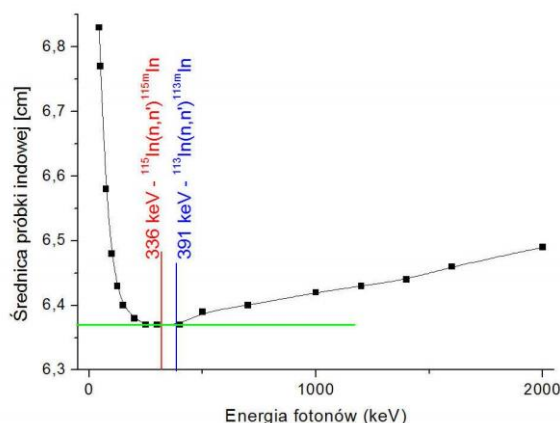
W tym wypadku tablica opisana wzorem (5) [M11] zawiera elementy $eff(\phi_i, E_j)$. Każdy z nich oznacza wydajność detekcji fotonów o energii E_j , które opuściły próbkę o średnicy ϕ_i i zostały zarejestrowane przez detektor HPGe o znanej NCh. Dowolny wiersz tablicy przedstawia wynik oszacowania wydajności detekcji dla fotonów o różnych, wzrastających energiach. Opuściły one indowe źródło promieniowania w kształcie cienkiego dysku o ustalonej średnicy $\phi_i = const$. W kolejnym rzędzie znalazły się wartości wydajności fotonów pochodzących z kolejnego źródła promieniowania, tym razem o średnicy $\phi_{i+1} = \phi_i + \Delta\phi$. Wartość $\Delta\phi$ oznacza niewielki przyrost średnicy, pomiędzy kolejnymi jej zmianami. Dodając indeks i do $\Delta\phi$ podkreśliłem, że kolejne różnice nie były równe. Poruszając się w dół kolumny można zaobserwować zależność wydajności od zmieniającej się średnicy dysku dla fotonów o ustalonej energii $eff(\phi_i, E_{j=const})$. Zależność wydajności od średnicy indowego dysku i energii fotonów przedstawiłem w postaci mapy 3D na [Rys. 10](#). Mapę przecięłem płaszczyznami równoległymi do osi reprezentującej średnicę próbki i prostopadłymi do osi reprezentującej energię fotonu. Każdy uzyskany w ten sposób wykres przedstawiał zależność wydajności rejestracji fotonów, o stałej energii, wyemitowanych z próbki aktywacyjnej o zmieniającej się średnicy $eff(\phi, E_{j=const})$. Wartości liczbowe dla każdego wykresu są łatwo dostępne ponieważ znajdują się w odpowiedniej kolumnie tablicy $eff(\phi, E_{j=const})$ przedstawionej we wzorze (5). [Rys. 14](#) przedstawia przebieg zmienności funkcji wydajności w zależności od średnicy dysku, dla ustalonej energii fotonów $E=45 \text{ keV}$. Zbiór ten był z powodzeniem interpolowany funkcją Gaussa przedstawioną we wzorze (10) [R12]:

$$D(\phi, E = const) = y_0 + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{A \cdot \exp\left(-\frac{2(\phi - \phi_c)^2}{w^2}\right)}{w}, \quad (10)$$

gdzie: ϕ - średnica indowego dysku, ϕ_c , y_0 , w - parametry dopasowania [R12].



Rys. 14 Analiza funkcji opisującej zależność rejestracji fotonów od średnicy indowego dysku dostarcza szeregu ważnych informacji [M12, R12]

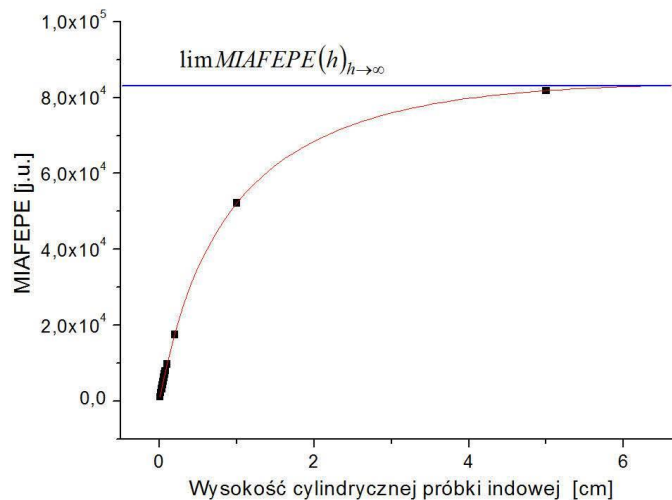


Rys. 15 Zbiór wartości drugiej pochodnej funkcji wydajności (w funkcji średnicy dysku) wyznacza zbiór maksymalnych wydajności w zależności od średnicy indowego dysku dla danej energii fotonów [M1, R12]

Analiza drugiej pochodnej tej funkcji pozwoliła wyznaczyć punkt przegięcia oraz wypukłe i wklęsłe części krzywej. Pokazuje to [Rys. 14](#) [[M12](#), [R12](#)]. Punkt przegięcia, w tym wypadku, ma znaczenie fizyczne. Wyznacza ściśle określoną średnicę ϕ_i próbki aktywacyjnej, dla której wydajność rejestracji jest najlepsza (dla fotonów emitowanych przez ^{115m}In). Oznacza to, że fotony emitowane z dysku o mniejszej lub większej średnicy, położonego na detektorze, są zawsze rejestrowane z gorszą wydajnością. Położenie punktu przegięcia zmienia się wraz ze zmianą energii fotonów, jednak nieznacznie. Pokazuje to [Rys. 15](#) [[M12](#), [R12](#)]. Fotony o energiach 336 keV i 391 keV emitowane były z aktywowanej próbki indowej i pochodziły z jąder ^{115m}In i ^{113m}In . Dominujące znaczenie miały jednak fotony emitowane podczas rozpadu ^{115m}In . W celu wyznaczenia wartości optymalnej średnicy dysku, należało zrzutować na oś rzędnych, przy pomocy zielonej linii, punkt przecięcia wykresu przez pionową czerwoną linię, która wyznaczała energie $E_\gamma = 336$ keV. W rezultacie wykazałem, że dla tego detektora, wartość optymalnej średnicy masywnej próbki indowej wynosi $\phi = 63,7$ mm. Próbki o tej średnicy używałem potem wielokrotnie [[M1](#), [M2](#), [M4](#)].

Przedstawiony przypadek jest dość prosty. Energie fotonów emitowanych z radionuklidów indu, powstających w czasie aktywacji: ^{115m}In oraz ^{113m}In , leżą blisko siebie. Obok wymienionych radionuklidów w czasie aktywacji indu powstają również inne izotopy np. będące produktami wychwytu radiacyjnego. Są one jednak mniej przydatne do analizowania emisji neutronów z plazmy deuterowej. W przypadku kiedy radionuklid powstały w czasie aktywacji emituje fotony o energiach znacznie się różniących, to przypadek taki należy rozpatrywać indywidualnie.

4.3 Zwiększanie wysokości cylindrycznego źródła indowego



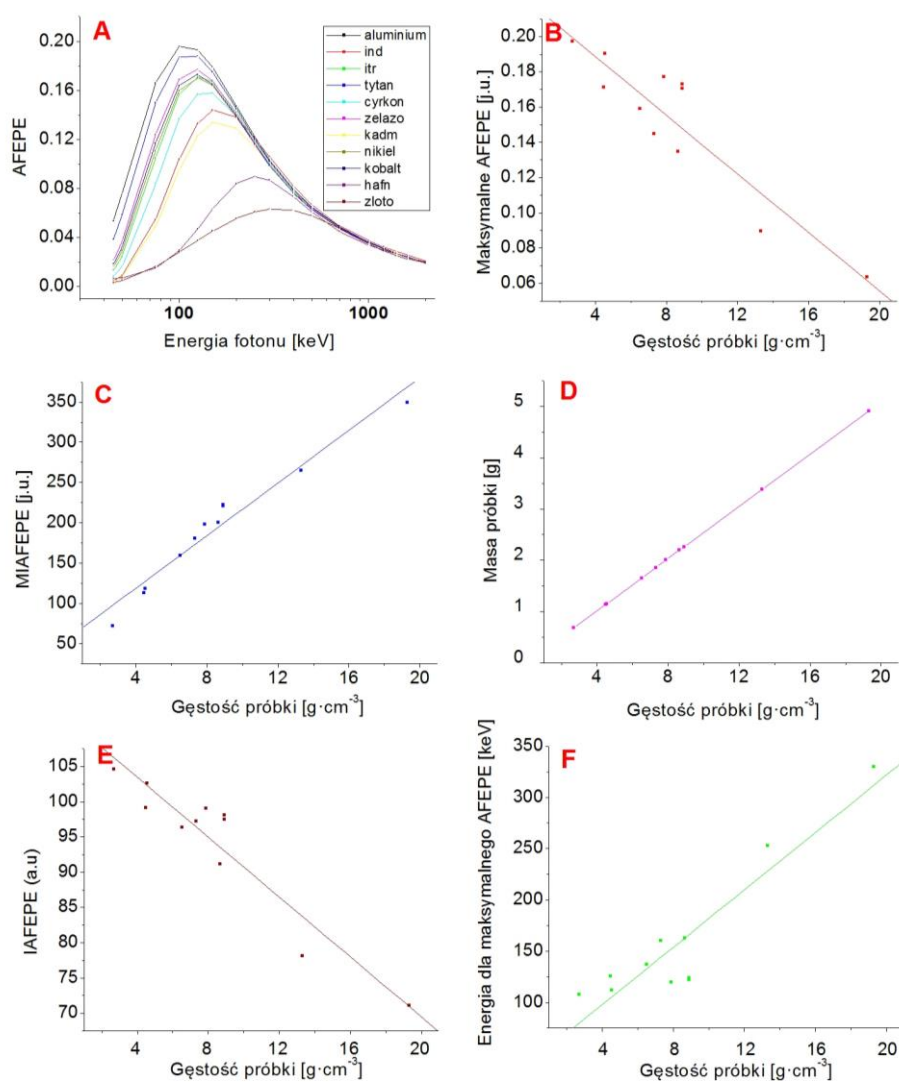
Rys. 16 Nieograniczony wzrost wysokości źródła promieniotwórczego wykonanego z indu nie prowadzi do wzrostu wydajności rejestracji. MIAFEPE posiada granicę

Zanalizowałem przypadek gdy na czole detektora spoczywało wirtualne cylindryczne indowe źródło promieniowania. Stała pozostawała jego średnica $\phi_j = const$, natomiast zmieniała się wysokość tak jak prezentuje to [Rys. 5](#). Założyłem, że w stadium początkowym dysk miał nieskończenie małą wysokość. Podlegała ona zmianie o Δh_i , a kolejna wysokość była opisana przez formułę: $h_{i+1} = h_i + \Delta h_i$. Inkrement opisujący zmianę wysokości przyjmował różne wartości. Obliczenia dotyczyły detektora HPGe z NCh i wykonane były za pomocą

oprogramowania LabSOCS. Procedura wymagała powtórzenia, dla każdej wysokości, aby zapelniona została tablica $eff(h_i, E_j)$ przedstawiona wzorem (6) [M11].

Posługując się procedurą przedstawioną poprzednio sporządziłem mapę 3D zależności wydajności $eff(h, E)$ od energii E emitowanych fotonów i wysokości h cylindrycznej próbki. Prezentuje to [Rys. 11](#). Procedurę badawczą wzbogaciłem o wyznaczenie MIAFEPE. Przedmiotem analiz były odpowiednie wiersze tablicy $eff(h_i = const, E_j)$. Przedstawione tam wartości interpolowałem wielomianem logarytmicznym, dającym najlepsze dopasowanie. Uzyskaną w ten sposób funkcję scałkowałem w granicach odpowiadających czułości energetycznej detektora. MIAFEPE dla kolejnych próbek wyznaczałem posługując się wzorem (2). Okazuje się, że ciąg zawierający wartości MIAFEPE można było interpolować rosnącą funkcją wykładniczą. Funkcja ta posiada granicę, co przedstawiłem na [Rys. 16](#). Ma to istotne znaczenie fizyczny. Oznacza, że nieograniczonemu wzrostowi wysokości próbki aktywacyjnej nie towarzyszy wzrost wydajności rejestracji [M12].

4.4 Źródła promieniowania wykonane z różnych metali



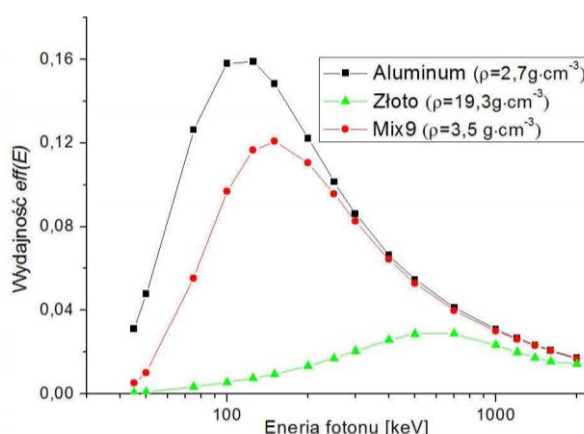
Rys. 17 Zmiana materiału (metal), z którego wykonana była próbka aktywacyjna prowadziła do istotnych zmian wydajności rejestracji

W następnej kolejności zająłem się cylindrycznym metalicznym źródłem promieniowania, które posiadało stałą średnicę $\phi=18\text{mm}$ i wysokość $h=1\text{mm}$ (standard JET). Zmieniałem metal, z którego wykonano próbkę, co skutkowało zmianą jej gęstości ρ . Jest to istotne, ponieważ nawet niewielka zmiana gęstości próbki prowadzi do istotnych zmian wydajności ([Rys. 17A](#)) [[M12](#), [R12](#)].

Każdy krok tej procedury był podobny do czynności przedstawianych w punktach [4.1-4.3](#). Końcowym produktem postępowania była tablica $eff(\rho, E_j)$ opisana wzorem ([7](#)). Zawiera ona wartości wydajności detekcji w zależności od gęstości próbki i energii emitowanych fotonów [[M11](#), [R12](#)].

Obliczyłem wartości AFEPE, IAFEPE i MIAFEPE. Wartości powyższe oraz maksymalne AFEPE, energie dla wartości maksymalnej AFEPE, i masę próbki w funkcji gęstości przedstawiłem na [Rys. 17A-F](#). AFEPE dla próbek o skrajnych wartościach gęstości (aluminium i złoto) zmieniło się trzykrotnie ([Rys. 17A](#)), podczas gdy MIAFEPE wzrosło siedmiokrotnie ([Rys. 17C](#)), przy dziesięciokrotnym wzroście masy ([Rys. 17D](#)). Jednocześnie ze wzrostem gęstości próbki zmniejszała się IAFEPE ([Rys. 17E](#)). Zmniejszenie wydajności rejestracji fotonów ze wzrostem masy próbki było kompensowane przez wzrost masy, która szybciej rosła niż malała wydajność. Wraz ze wzrostem gęstości próbki, maksimum wydajności przesunęło się w stronę wyższych energii ([Rys. 17B](#)). Zwiększała się także energia, przy której występowało maksimum AFEPE ([Rys. 17F](#)).

Rozważania te dotyczyły próbek wykonanych z czystych metali. Wynika z nich, że sporządzając próbkę z mieszaniny metali, można było wpłynąć na wydajność rejestracji emitowanych z niej fotonów [[M12](#), [R12](#)]. Sporządzaniu próbek mieszanych przyświecała nadrzędna idea, wynikająca z chęci poznania prędkości reakcji (ang.: reaction rate) [[M6](#)], wydajności emisji Y_n i widma neutronów. Dodatkowo uwzględniano takie właściwości jądrowe otrzymywanych radionuklidów jak: czas połowicznego rozpadu, położenie pików całkowitego pochłaniania energii względem innych pików i tła comptonowskiego.

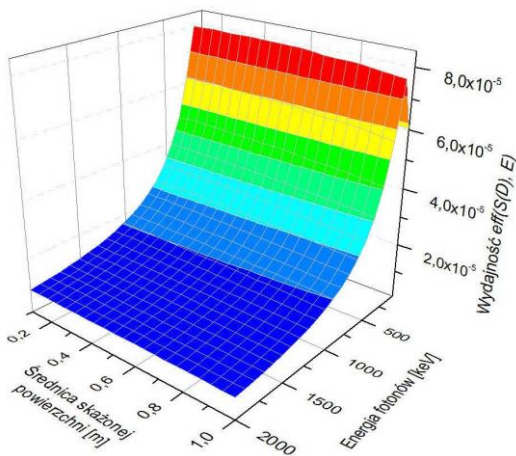


Rys. 18 Dobierając proporcję pierwiastków wchodzących w skład próbki aktywacyjnej można wpłynąć na wydajność. Próbka Mix9 [Y(48%), Se(16%), Al(16%), Fe(20%)] była z powodzeniem użyta w czasie kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET [[M7](#), [J36](#)]

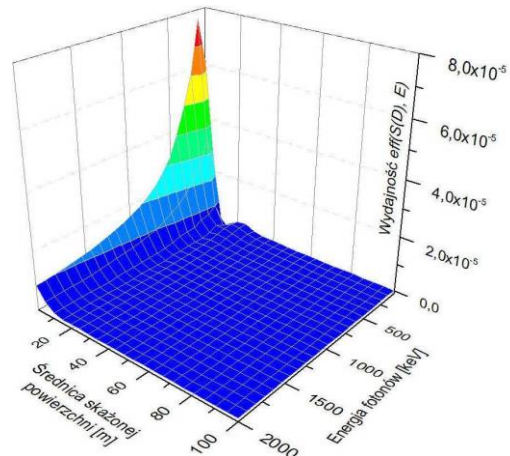
4.5 Wydajność rejestracji fotonów emitowanych z płaskiej skażonej powierzchni

Posługując się wielo-parametryczną funkcją wydajności rejestracji fotonów przeprowadziłem analizy przydatne dla monitoringu radiacyjnego środowiska. Rozpatrywałem wydajność rejestracji fotonów emitowanych ze skażonego obszaru o coraz większej powierzchni (reprezentowanej przez średnicę). W symulacjach numerycznych trudno jest sporządzić zbiór danych wejściowych obejmujących choćby jeden element

nieskończenie wielki. Stąd też badając zachowanie się funkcji opisującej wydajność, dla coraz większego obszaru, dążyłem do poznania jej zachowania w nieskończoności. Zagadnienie to ilustruje [Rys. 7](#). Tablica opisana wzorem (8) zawierała wartości wydajności rejestracji $eff(S_i, E_j)$ zależne od powierzchni skażonego obszaru S_i i energii fotonów E_j . W kolejnych wierszach tablicy opisanej wzorem (8) umieściłem wartości wydajności rejestracji dla kolejnych kolistych obszarów, różniących się od siebie o ΔS_i . Wszelkie rozważania dotyczące zmienności obszaru, z którego promieniowanie docierało do detektora wykonałem w sposób prezentowany już wcześniej. Tym razem rozważałem wydajność rejestracji fotonów dla detektora $LaBr_3(Ce)$ wyposażonego w generyczną NCh, a przedmiotem analiz były zmiany wydajności w funkcji pola powierzchni skażonego obszaru. [Rys.19](#) i [Rys.20](#) przedstawia zmiany wydajności rejestracji fotonów emitowanych z obszaru skażonego o średnicy zmieniającej się od 0,1 m do 1 m i odpowiednio od 1 m do 100 m.

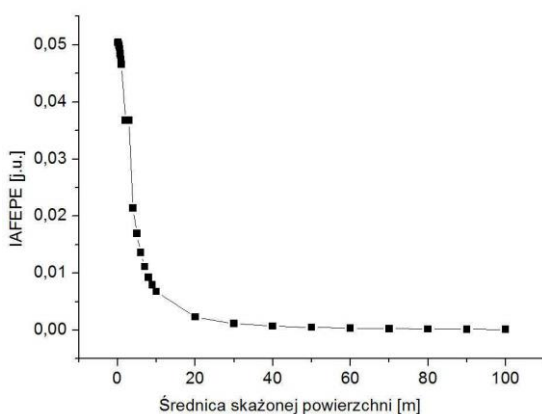


Rys. 19 Zmiany wydajności rejestracji podczas zwiększania średnicy skażonej powierzchni w zakresie 0,1-1,0 m [\[M3\]](#)

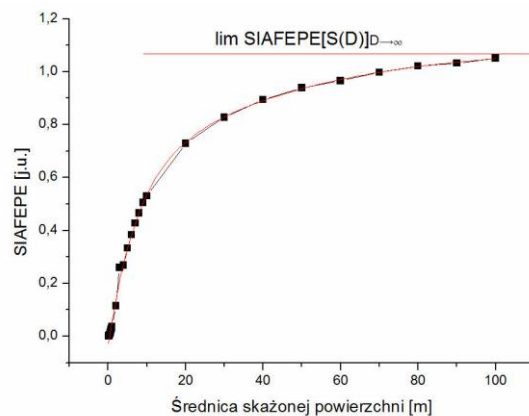


Rys. 20 Zmiany wydajności rejestracji podczas zwiększania średnicy skażonej powierzchni w zakresie 1-100 m [\[M3\]](#)

Następnie, dla kolejnych wierszy tablicy opisanej wzorem (8), oszacowałem IAFEPE i SIAFEPE. Wyniki umieściłem na [Rys. 21](#) i [Rys. 22](#).



Rys. 21 Analiza IAFEPE wskazuje, że od pewnej wartości średnicy skażonej powierzchni, z jej wzrostem nie następuje zmiana wydajności rejestracji [\[M3\]](#)



Rys. 22 Funkcja interpolacyjna opisująca SIAFEPE posiada granicę. To oznacza, że istnieje pewna graniczna wartość skażonej powierzchni spoza której do detektora nie dotrze już promieniowanie [\[M3\]](#)

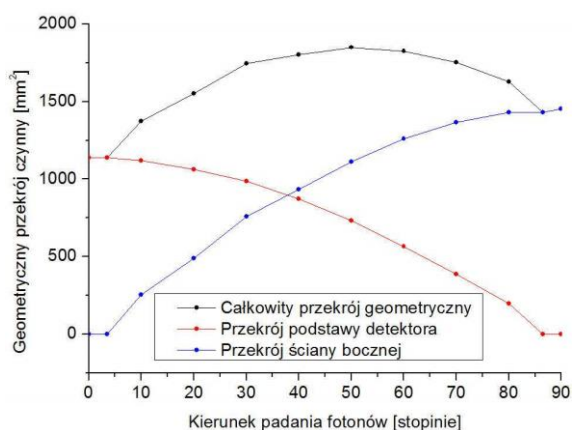
Wykazałem w ten sposób, że istnieje pewien obszar, spoza którego promieniowanie już nie jest rejestrowane przez detektor. Wskazywał na to fakt, że funkcja interpolacyjna

opisująca SIAFEPE posiada granicę. Oznaczało to, że można było pokusić się o znalezienie średnicy takiego obszaru i wyznaczenie dla tego detektora uniwersalnej krzywej wydajności.

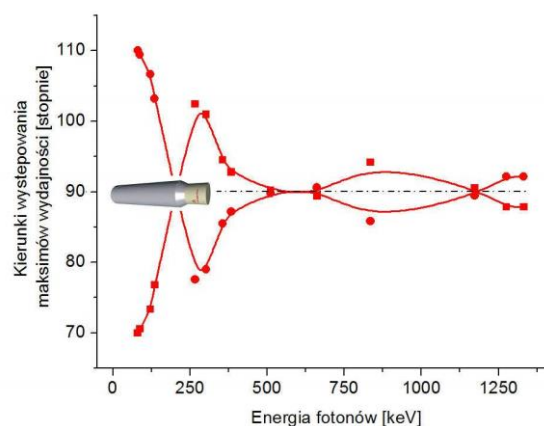
4.6 Zależność wydajności rejestracji od kierunku padania fotonów

Parametryzację funkcji wydajności rejestracji przeprowadziłem w zależności od kąta padania promieniowania. Sytuację tą przedstawia [Rys. 8](#). Przedmiotem analizy była tablica wartości wydajności w zależności od kąta padania fotonów i ich energii $eff(\alpha_i, E_j)$ opisana wzorem (9). Obraz 3D zmian wydajności rejestracji w funkcji kąta padania promieniowania i jego energii przedstawiłem na [Rys. 12](#).

Analizując przebieg zmienności współczynnika geometrycznego ([Rys. 23](#)) [M5], od którego m.in. zależy wydajność rejestracji, doszedłem do wniosku, że funkcja ta może posiadać lokalne ekstrema ([Rys. 24](#)). Ma to znaczenie np. przy ustalaniu położenia detektora względem badanej powierzchni. Wartości wydajności dla ustalonych energii fotonów i zmiennych kierunków padania poddałem interpolacji, a następnie zbadałem przebieg funkcji i określiłem położenie ekstremów. Wynik badania przedstawiłem na [Rys. 24](#). Wykazałem, że fotony docierające do detektora z pewnych kierunków są rejestrowane z lepszą wydajnością.



Rys. 23 Przebieg zmienności współczynnika geometrycznego determinującego wydajność całkowitą [M5]



Rys. 24 Dla pewnych kierunków padania i pewnych energii fotonów występują lokalne ekstrema funkcji wydajności [M5]

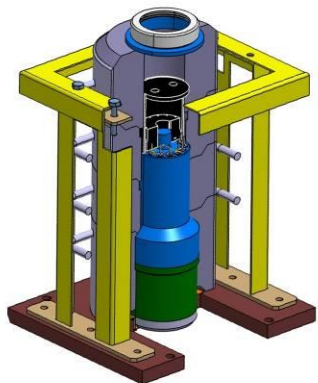
5 Przykłady praktycznego zastosowania wielo-parametrycznych funkcji wydajności rejestracji fotonów w neutronice i monitoringu radiacyjnym

5.1 Zastosowanie wielo-parametrycznych funkcji wydajności rejestracji fotonów do badania gęstej namagnetyzowanej plazmy deuterowej wytwarzanej w generatorze plazmowym PF-1000

5.1.1 Całkowita ilość neutronów emitowanych z urządzenia PF-1000

Koncepcję masywnej próbki aktywacyjnej, opisaną w punkcie 4.2, zastosowałem wykonując próbki z itru. Na tej podstawie skonstruowałem FNYM (ang.: Fast Neutron Yttrium Monitor - Itrowy Monitor Neutronów Prędkich) służący jako monitor Y_n - całkowitej ilości neutronów emitowanych z urządzenia PF-1000. Urządzenie mierzy Y_n podczas pojedynczego wyładowania plazmowego [M2, M8]. Wykorzystałem następującą reakcję jądrową: $^{89}\text{Y}(n,n')^{89\text{m}}\text{Y}$. Neutrony emitowane z układu PF-1000, w czasie każdego

wyładowania plazmowego, aktywują próbkę itrową o masie 114,74 g. Próbka została na stałe przymocowana do trzyczalowego detektora scyntylacyjnego NaJ(Tl), wyposażonego w generyczną NCh. Budowę układu pokazano na [Rys. 25](#), a na [Rys. 26](#) przedstawiono FNYM zamocowany na stałe do ściany PF-1000.



Rys. 25 Projekt FNYM przedstawia - trzyczalowy detektor scyntylacyjny NaJ(Tl) (kolor zielony), foto-powielacz (niebieski), osłonę ołowianą (szary) i ramę konstrukcyjną (żółty)



Rys. 26 W żółtych ramach nośnych FNYM zamocowany na stałe do ściany komory próżniowej PF-1000

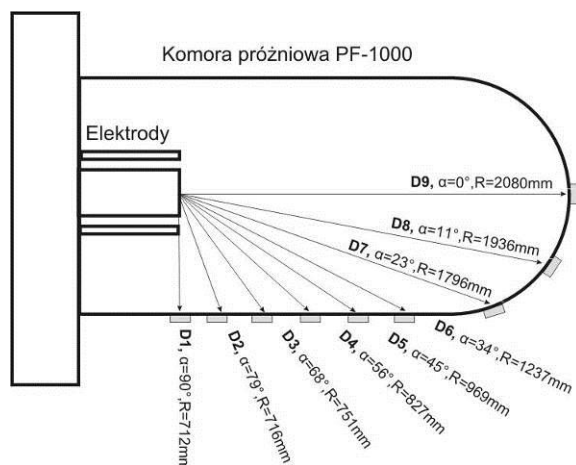
Na podstawie obliczeń wykonanych metodą Monte Carlo z zastosowanie kodu MCNP (ang.: Monte Carlo N-Particle) określony został współczynnik aktywacji ^{89m}Y wywoływanej przez jeden neutron źródła (emitowany podczas wyładowania plazmowego na PF-1000). Wartość tą oszacowano na $2,46 \cdot 10^{-29}$. Emisję neutronów Y_n obliczałem dzieląc aktywność wzbudzoną w próbce, w czasie pojedynczego wyładowania, przez aktywność obliczoną za pomocą kodu MCNP w odniesieniu do jednego neutronu źródła. Stwierdziłem liniową zależność aktywności wzbudzonej w itrze w funkcji ilości wyemitowanych neutronów, określonej za pomocą srebrnych liczników aktywacyjnych oraz licznika berylowego [\[M2\]](#).

Istotnymi zaletami przedstawionej metody są: 1) Bezpośredni pomiar neutronów prędkich wyemitowanych z kolumny plazmowej przez zastosowanie reakcji progowej, czulej na neutrony o energii powyżej 919 keV; 2) FNYM nie rejestruje neutronów rozproszonych o energiach poniżej progu energetycznego reakcji; 3) FNYM jest szybko przydatny do ponownego pomiaru dzięki wyborze reakcji jądrowej dającej produkt o relatywnie krótkim okresie połowicznego rozpadu; 4) W przeciwieństwie do srebrnych liczników aktywacyjnych, FNYM nie wchodzi w nasycenie i dlatego nie ma górnego ograniczenia jego czułości.

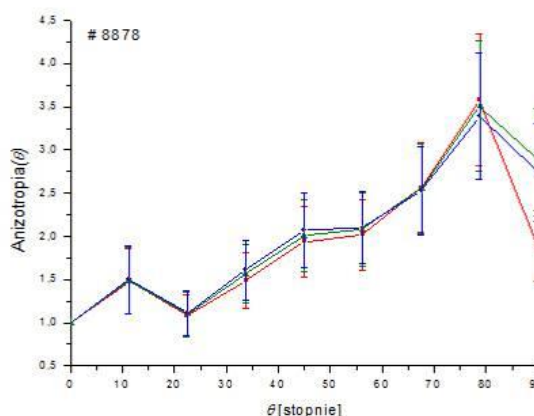
5.1.2 Anizotropia emisji neutronów w układzie PF-1000

Dzięki analizie wielo-parametrycznej funkcji wydajności rejestracji fotonów zdefiniowałem geometrię masywnej próbki aktywacyjnej zbudowanej z indu. Zastosowanie zoptymalizowanych próbek miało bardzo istotne znaczenie, kiedy ilość emitowanych neutronów była ograniczona ze względu na specyfikę źródła neutronów lub ze względu na miejsce wykonywania aktywacji. Taka sytuacja miała miejsce w przypadku generatora plazmowego PF-1000. Do czasu wprowadzenia masywnych, zoptymalizowanych próbek indowych, aktywacja próbek odbywała się wewnątrz komory próżniowej i dotyczyła całej serii wyładowań. Po tym należało otwierać komorę próżniową i wyjmować próbki do pomiaru. Charakterystyczną cechą układów typu "Plasma Focus" (PF) jest zmiana emisji neutronów w czasie kolejnych wyładowań oraz negatywny wpływ otwierania komory na emisję neutronów w późniejszych wyładowaniach. W czasie ekspozycji seryjnej nie było

oczywiście możliwości rejestracji charakterystyki pojedynczego wyładowania. Zastosowanie masywnych próbek radykalnie zmieniło tą sytuację.



Rys. 27 Pomiar anizotropii emisji neutronów za pomocą dziewięciu masywnych zoptymalizowanych próbek indowych umieszczanych na ścianie zewnętrznej układu PF-1000 [M1]



Rys. 28 Anizotropia emisji neutronów oszacowana dla wyładowania #8876 i określana za pomocą aktywacji masywnych próbek indowych i symulacji numerycznych z użyciem kodu MCNP. Środek emisji neutronów ■ - 0cm, ● -5cm, ▲ -10cm od anody [M1, J36]

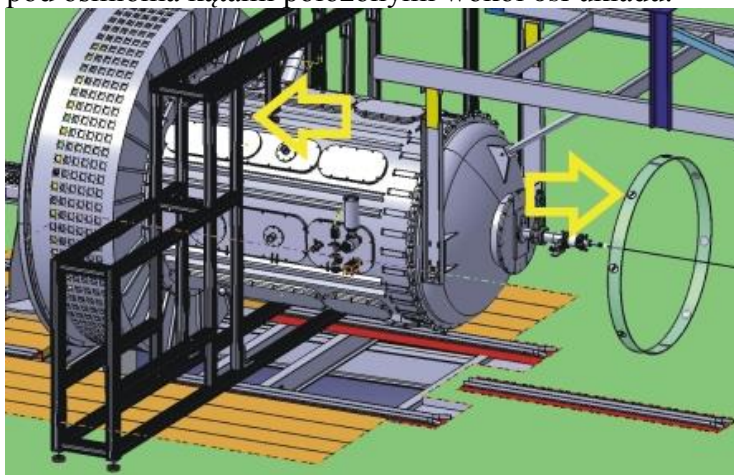
Wielo-parametryczna funkcja wydajności rejestracji fotonów została zastosowana do określenia geometrii - masywej próbki indowej i wyznaczenia anizotropii emisji neutronów z układu PF-1000 [M1]. Dziewięć masywnych próbek indowych umieszczałem na zewnątrz komory próżniowej PF-1000 i eksponowałem na neutrony emitowane w czasie pojedynczego wyładowania. Próbki były rozmieszczone na płaszczyźnie przechodzącej przez oś główną układu. Schemat układu pomiarowego został przedstawiony na Rys. 27. Po zaktywowaniu próbki były mierzone spektrometrem promieniowania γ . Oznaczałem aktywność dwóch izotopów indu: ^{115m}In i ^{116}In . Do określenia anizotropii używano kodu MCNP. Anizotropia emisji neutronów w układach PF dostarcza istotnej informacji o generowaniu neutronów. Neutrony w tych układach wytwarzane są w wyniku dwóch procesów: termojądrowej syntezy deuteronów i w zdecydowanej większości, w wyniku oddziaływań wiązka-tarcza (ang.: beam-target). Relatywnie wysoki współczynnik anizotropii wskazywał na duży udział oddziaływań wiązka-tarcza, które zachodziły nawet poza obszarem kolumny plazmowej. W badanych wyładowaniach anizotropia, mierzona jako stosunek ilości neutronów wyemitowanych pod kątem 0^0 do tych wyemitowanych pod kątem 90^0 , dochodziła do 3,5. Na Rys. 28 pokazano anizotropię dla innych kierunków emisji neutronów oraz trzech hipotetycznych centrów emisji neutronów. Były one rozłożone na osi układu, w odległości 0 cm, 5 cm i 10 cm od powierzchni anody. Wykazałem, że fluktuacje źródła neutronów wzdłuż osi układu nie wpływały na anizotropię. W pracy [M2] również przytoczono rezultaty badania anizotropii emisji neutronów w układzie PF-1000 za pomocą opisaną metody.

Istotnymi zaletami przedstawianej metody są: 1) Skuteczne zastosowanie, w badaniach plazmy wytwarzanej w PF-1000, masywnych próbek indowych, których geometrię opracowano teoretycznie stosując wielo-parametryczną funkcję wydajności rejestracji fotonów; 2) Możliwość badania charakterystyki pojedynczego wyładowania plazmowego; 3) Jednoczesne badanie emisji neutronów w dziewięciu różnych kierunkach; 4) Stwierdzenie, że tak wysoki współczynnik anizotropii emisji neutronów dla pojedynczego wyładowania plazmowego ..." potwierdza hipotezę produkcji neutronów poprzez oddziaływanie

intensywnych wiązek prędkich deuteronów wywołujących reakcje jądrowe w kolumnie plazmowej oraz z tarczą gazową wypełniającą komorę wyładowczą "....[M1].

5.1.3 Asymetria radialna emisji neutronów w układzie PF-1000

Pomiar emisji neutronów w poprzek osi układu PF-1000 wykonałem stosując masywne próbki indowe. Na ścianie bocznej urządzenia PF-1000, na płaszczyźnie prostopadłej do osi urządzenia, przechodzącej przez środek kolumny plazmowej, rozmieszczałem osiem masywnych próbek indowych, jak to pokazano na [Rys. 29](#). Próbki aktywowałem w czasie pojedynczego wyładowania. Następnie spektrometrem promieniowania γ mierzyłem aktywności izotopów indu. Na tej podstawie, oraz stosując metodę MC, określałem wartość emisji neutronów pod ośmioma kątami położonymi wokół osi układu.



Rys. 29 Pomiar radialnej emisji neutronów na urządzeniu PF-1000. Pierścień po prawej stronie został wirtualnie wycięty z miejsca oznaczonego lewą strzałką. Na jego powierzchni widoczne osiem masywnych indowych próbek aktywacyjnych

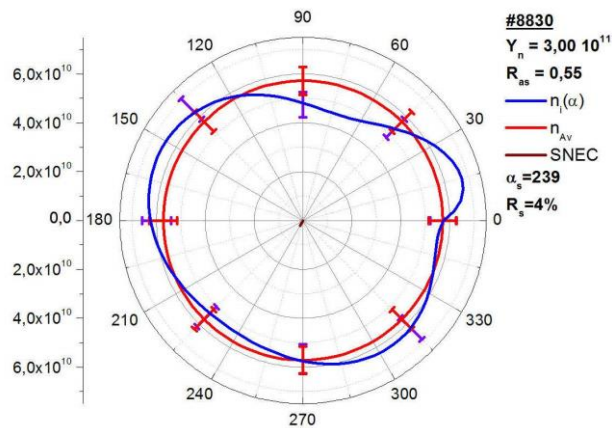
W moim przekonaniu, po raz pierwszy zdefiniowałem następujące pojęcia: Radialna Dystrybucja Neutronów (RDN) opisywana przez: R_{as} - Radialną Asymetrię Źródła Neutronów, Przemieszczenie Źródła Neutronów w Poprzek Osie Układu (SNEC, ang.: Shift of Neutron Emission Center), którego miarą są: α_s - Rotacja Źródła Neutronów Wokół Osie Układu i R_s - Względne Przemieszczenie Źródła Neutronów W Poprzek Osie Układu. R_{as} opisane zostało wzorem:

$$R_{as} = \sum_{i=1}^8 \frac{|n_{AV} - n_i|}{n_{AV}}, \quad (11)$$

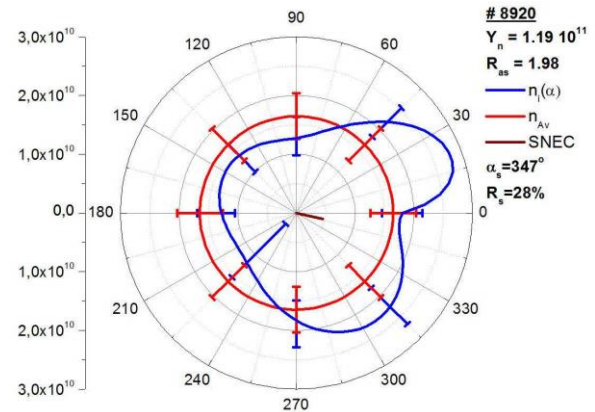
gdzie: n_{AV} - średnia ilość neutronów wyemitowana w rozpatrywanym wyładowaniu plazmowym w kąt pełny leżący na płaszczyźnie prostopadłej do osi urządzenia i przechodzącej przez kolumnę plazmową, n_i ilość neutronów wyemitowana w kierunku i .

R_{as} może przyjmować wartości z zakresu $(0, \infty)$. Gdy była ona bliska zeru oznaczało to, że źródło neutronów było zdeformowane w niewielkim stopniu, a jego kształt był bliski kołu. Sytuację taką przedstawia [Rys. 30](#). W tym wyładowaniu R_{as} osiągnęło najniższą wartość z obserwowanych. Wraz ze wzrostem R_{as} rosła również deformacja źródła neutronów. Sytuację taką prezentuje [Rys. 31](#). W wyładowaniu nr #8920 odnotowałem największą deformację. W obserwowanych wyładowaniach plazmowych, deformacja nie przekraczała wartości 2. Zaobserwowałem, że czym większa była emisja neutronów tym mniejsza była R_{as} , co

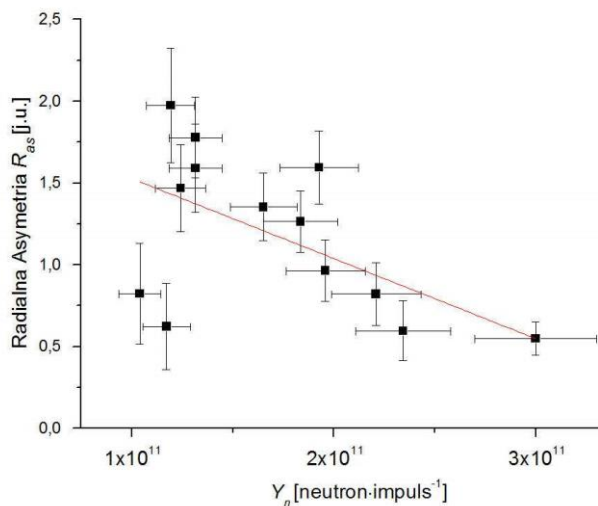
przedstawia [Rys. 32](#). Od tej zasady wystąpiły jednak odstępstwa. Miarą R_{as} było również R_s - odsunięcie źródła neutronów od osi układu. Wykazałem, że wraz ze wzrostem deformacji źródła neutronów środek źródła oddala się od osi elektrod. Pokazuje to [Rys. 33](#).



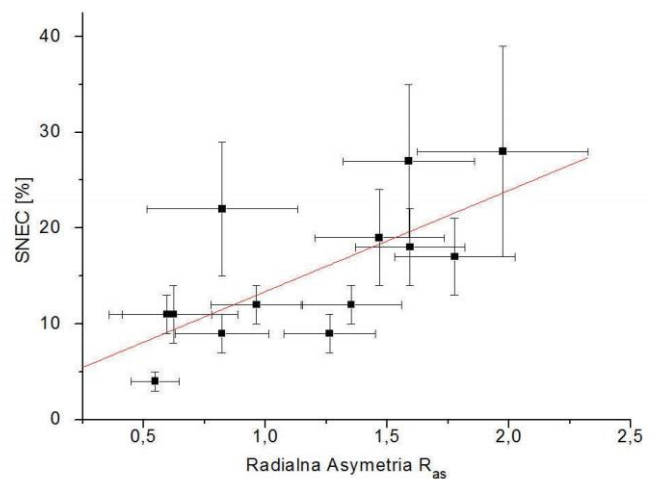
Rys. 30 RDN w czasie wyładowania plazmowego nr #8830 charakteryzowała się deformacją najniższą z obserwowanych [\[M4\]](#). Kolorem niebieskim oznaczono zdeformowany obszar emisji neutronów, kolorem czerwonym hipotetyczny obszar niezdeformowany. Pozostałe definicje na sąsiednim rysunku



Rys. 31 RDN w czasie wyładowania plazmowego nr #8920 charakteryzowała się deformacją najwyższą z obserwowanych. Kolorem brązowym oznaczono przemieszczenie i obrót zdeformowanego środka emisji neutronów w poprzek osi układu [\[M4, J36\]](#)



Rys. 32 Radialna asymetria emisji neutronów w układzie PF-1000 maleje ze wzrostem wydajności emisji neutronów. Od tej reguły były jednak odstępstwa [\[M4, J36\]](#)



Rys. 33 Czym większa jest radialna asymetria tym większe jest przesunięcie źródła emisji neutronów w poprzek osi układu [\[M4\]](#)

Istotnymi zaletami przedstawionej metody są: 1) Skuteczne zastosowanie masywnych próbek indowych, których architekturę opracowałem teoretycznie stosując wieloparametryczną funkcję wydajności rejestracji fotonów, do badań Radialnej Dystrybucji Neutronów na urządzeniu PF-1000; 2) Wzbogacenie opisu emisji neutronów o nowe wielkości takie jak R_{as} -Radialna Asymetria Źródła Neutronów, $SNEC$ - Przeszczenie Źródła Neutronów W Poprzek Osi Układu, α_s - Rotacja Źródła Neutronów Wokół Osi Układu i R_s - Względne Przeszczenie Źródła Neutronów W Poprzek Osi Układu; 3) Wykazanie, że środek źródła neutronów w układzie PF-1000 nie leży obligatoryjnie na osi układu a kształt

źródła nie jest symetryczny z czego wynika, że monitorowanie emisji neutronów metodą jednopunktową np. przy użyciu srebrnych liczników aktywacyjnych może prowadzić do błędnych rezultatów w ocenie Y_n [M4].

5.2 Wykorzystanie wielo-parametrycznej funkcji wydajności rejestracji fotonów do badania Y_n generatora neutronów 14 MeV

Stosując metodykę prezentowaną w części 4.2 wykonałem pilotową pracę [M6], która posłużyła testowaniu metody mierzenia Y_n generatora neutronów (NG). Celem omawianej pracy było wdrożenie opracowanej w IFPILM metodyki oznaczania emisyjności NG 14 MeV. Badaniami objęto NG marki Sodern Genie 16 eksploatowany w Narodowym Centrum Badań Jądrowych. Inny NG został użyty do kalibracji aparatury mierzącej neutrony z tokamaka JET.

Zastosowałem metodę optymalizacji próbki aktywacyjnej, którą opisałem szczegółowo w części 4.2. Rozważania przeprowadziłem tym razem dla itru. Jako idealnie dostosowaną do tych celów wybrałem próbkę o średnicy 80 mm i wysokości 5 mm. Wydajność rejestracji wyznaczyłem metodami prezentowanymi w poprzednich częściach autoreferatu. IAFEPE dla próbki o opisanej geometrii, mierzonej na detektorze HPGe jest znacznie wyższa niż dla 18 mm próbki itrowej wykorzystywanej w tokamaku JET. Wartość AFEPE wyznaczona dla fotonów o energii 909 keV emitowanych przez metastabilny produkt reakcji $^{89}\text{Y}(n,n')^{89m}\text{Y}$ wynosiła $(2,15 \pm 5)\%$, Wartość prędkości reakcji oszacowano na $6,45 \cdot 10^{-21}$ reakcji \cdot s $^{-1}$ z dokładnością $\pm 5,77\%$. Wydajność NG mierzona całkowitą ilością neutronów wyemitowanych na jednostkę czasu wyniosła $1,04 \cdot 10^8$ n \cdot s $^{-1}$ z dokładnością $\pm 10,88\%$. Wartość ta była w dobrej zgodności z danymi otrzymanymi z innych źródeł (np. specyfikacja producenta).

Istotnymi zaletami przedstawionej metody są: 1) Itr dobrze aktywuje się neutronami 14 MeV - ma relatywnie wysoki przekrój czynny; 2) Geometria próbki, określona metodą analizy wielo-parametrycznej funkcji wydajności, skutkuje wysoką wydajnością rejestracji dla zastosowanej geometrii pomiaru; 3) Duża masa próbki, sprzyja wydajnej aktywacji co przekłada się na dobrą statystyczną znamienność pomiaru spektrometrycznego; 4) Krótki okres połowicznego rozpadu powstającego radionuklidu implikuje szybki rozpad metastabilnych jąder itru i tym samym krótki okres oczekiwania na powtórny przydatność próbki do aktywacji; 5) NG zmieniają swą wydajność z upływem czasu i w związku z tym ich użytkownicy wyposażeni zostali w skuteczną metodę monitorowania Y_n .

5.3 Zastosowanie wielo-parametrycznych funkcji wydajności rejestracji fotonów podczas badania emisji neutronów z plazmy deuterowej wytwarzanej w tokamaku JET

W pracy [M7] opisano zastosowanie metody aktywacyjnej do badania emisji neutronów z plazmy deuterowej wytwarzanej w tokamaku JET. Przydatne było określenie zależności wydajności rejestracji fotonów od gęstości ρ badanej próbki, a w szczególności Z_{eff} . Bazując na stosownych obliczeniach i danych prezentowanych na Rys. 17A do badania plazmy tokmakowej, w zakresie emisji neutronów 2,5 MeV, pochodzących z reakcji (d,d) zastosowano następujące reakcje jądrowe: $^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$, $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{77}\text{Se}(n,n')^{77m}\text{Se}$, $^{79}\text{Br}(n,n')^{79m}\text{Br}$, $^{87}\text{Sr}(n,n')^{87m}\text{Sr}$, $^{89}\text{Y}(n,n')^{89m}\text{Y}$, $^{90}\text{Zr}(n,n')^{90m}\text{Zr}$, $^{111}\text{Cd}(n,n')^{111m}\text{Cd}$, $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$, $^{167}\text{Er}(n,n')^{167m}\text{Er}$, $^{177}\text{Hf}(n,n')^{177m}\text{Hf}$, $^{197}\text{Au}(n,n')^{197m}\text{Au}$, $^{207}\text{Pb}(n,n')^{207m}\text{Pb}$. Dla próbek z wymienionych metali mierzonych na detektorze HPGe wyznaczyłem zależność wydajności rejestracji fotonów od ich gęstości.

W tokamaku JET zachodzi proces "dopalania" trytu (TB - ang.: Triton Burn-up) powstającego w czasie syntezy deuteru. W wyniku TB powstają neutrony 14 MeV (TBN- ang

Triton Burn-up Neutrons), które są wynikiem reakcji (d,t). Analiza tego procesu ma szczególne znaczenie dla funkcjonowania tokamaka wykorzystującego syntezę deuteru i trytu. Do badania TBN na tokamaku JET zastosowano następujące materiały tarczowe i zachodzące w nich reakcje jądrowe: $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$, $^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$, $^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$, $^{64}\text{Zn}(n,2n)^{63}\text{Zn}$, $^{90}\text{Zr}(n,p)^{90}\text{Y}$, $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$, $^{92}\text{Mo}(n,2n)^{91}\text{Mo}$, $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$, $^{204}\text{Pb}(n,n')^{204\text{m}}\text{Pb}$. Również dla wymienionych materiałów tarczowych wyznaczyłem zależność wydajności rejestracji fotonów od ich gęstości.

Bazując na wiedzy zdobytej przy analizie wielo-parametrycznej funkcji wydajności w zależności od ρ do badania plazmy powstającej w tokamaku JET zaproponowano całą gamę próbek o składzie mieszanym: Mix1 [Al(17%), Hf(18%), Cd(32%), Y(21%), Se(5%), AlBr₃ (7%)], Mix2 Y(16%), Se(31%), AlBr₃ (53%)], Mix3 [Y(24%),Se(43%),Cd(33%)], Mix4 [Se(52%), Y(48%)] Mix5 [Se(40%), Y(40%), Al(20%)], Mix6 [Y(49%), Se(16%), Fe(15%), Si(20%)], Mix7 Y(40%), Fe(20%), Si(20%), Cu(20%)], Mix8 Y(47%), Se(16%), Al(16%), Fe(20%), Au(1%)], Mix9 [Y(48%), Se(16%), Al(16%), Fe(20%)], Mix10 [Y(50%), Se(16%), Al(17%), Fe(17%)], Mix11 [Y(48%), Se(16%), Al(20%), Fe(16%)], Mix12 [Y(40%), Al(30%), Fe(30%)], Mix13 [Fe(40%), Al(55%), Cu(5%)], Mix14 [Y(57%), Cu(43%)], Mix15 [Y(36%), Si(64%)]. Dla wszystkich geometrii pomiarowej obejmującej powyższe próbki wyznaczyłem funkcje kalibracji wydajnościowej.

Wyznaczone tą metodą wartości prędkości reakcji pozostają w zgodzie z wartościami otrzymywanymi metodą MC z zastosowaniem kodu MCNP. Zaawansowane są prace mające na celu odtworzenie widma neutronów 14 MeV.

Istotnymi zaletami przedstawionej metody są: 1) Zastosowanie szerokiej, na nie spotykaną dotąd skalę, gamy materiałów aktywacyjnych; 2) Precyzyjne wyznaczenie wydajności rejestracji fotonów emitowanych z próbek metali metodą matematyczną; 3) Zastosowaniu próbek mieszanych (Mix) charakteryzujących się wysoką wydajnością rejestracji emitowanych z nich fotonów co wpłynęło zdecydowanie na polepszenie sprawności badań - pojedynczy pomiar spektrometryczny dawał informację nt. wielu produktów aktywacji, skracał się czas pomiaru przy zachowaniu niskiej wartości błędu pomiaru; 4) Otrzymane wartości prędkości reakcji wskazywały liniowy charakter w funkcji Y_n co dało gwarancję poprawności metody.

W pracy [M9] wskazałem perspektywy dotyczące badania syntezy termojądrowej. W ramach przygotowań do Drugiej Deuterowo Trytowej Kampanii Eksperymentalnej (EDT2) na tokamaku JET znalazło się już miejsce na zastosowanie wielo-parametrycznych funkcji wydajności podczas charakteryzacji generatora neutronów (NG). Miało to miejsce w latach 2015-2016 w National Physical Laboratory w Londynie - Teddington. Za pomocą precyzyjnie scharakteryzowanego NG przeprowadzona została kalibracja (ang.: - in vessel calibration) aparatury mierzącej neutrony na tokamaku JET (komory rozszczepieniowe - KN1, monitory aktywacyjne - KN2). Metodami aktywacyjnymi mierzona była stabilność pracy NG podczas kalibracji. Miało to miejsce w styczniu 2017 r. Metody aktywacyjne wzbogacone o wielo-parametryczną analizę wydajności wytypowane zostały do monitorowania emisji neutronów podczas kampanii eksperymentalnych: EDT2, T-T¹, D-D² kończących dzieje tokamaka JET.

¹ T-T - nazwa kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET podczas której gazem roboczym będzie tryt.

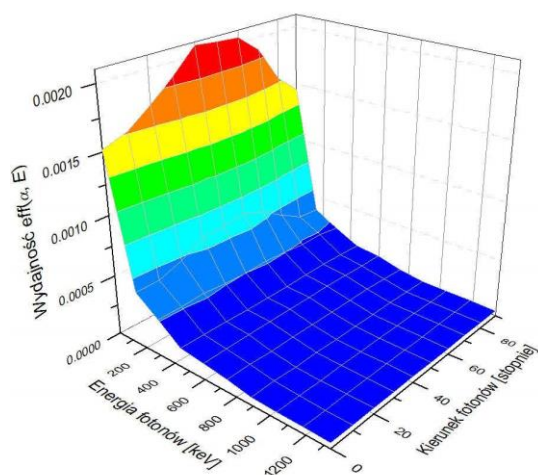
² D-D - nazwa kampanii eksperymentalnej podczas, której gazem roboczym jest deuter.

5.4 Zastosowanie wielo-parametrycznych funkcji wydajności rejestracji w monitoringu radiacyjnym środowiska

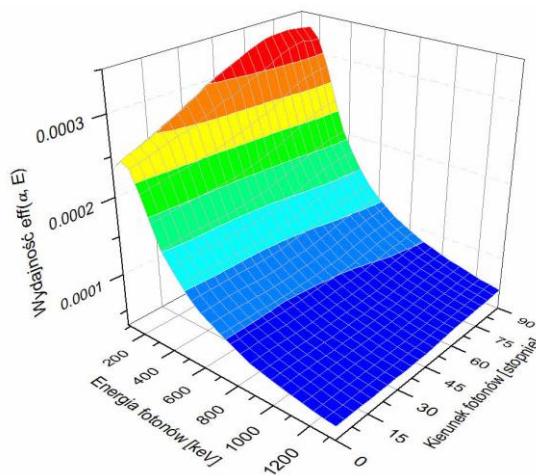
Rozwój energetyki i technologii jądrowych nakłada obowiązek monitoringu radiacyjnego środowiska. Stosując wielo-parametryczną funkcję wydajności rejestracji wykonałem kalibrację wydajnościową spektrometru przeznaczonego do monitoringu radiacyjnego. Spektrometr wyposażony był w półtoracalowy detektor scyntylacyjny $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ i generyczną NCh. W tym celu zbudowałem model matematyczny pozwalający na przeprowadzenie kalibracji wydajnościowej metodami matematycznymi [M3].

Posługując się mapami 3D zobrazowałem zmiany wydajności rejestracji fotonów emitowanych z obszarów powierzchniowo skażonych o średnicach należących do przedziałów: 0,1-1,0 m oraz 1-100 m [M3]. Mapy te przedstawiłem na Rys. 19 i Rys. 20.

Wykonując badanie wydajności rejestracji fotonów emitowanych z punktowych źródeł kalibracyjnych potwierdziłem doświadczalnie poprawność modelu matematycznego [M5]. Bazując na wielo-parametrycznej funkcji wydajności rejestracji fotonów wyznaczyłem teoretycznie i doświadczalnie zależność wydajności rejestracji fotonów w funkcji energii i kąta padania. Pozwoliło to określić dokładność modelowania matematycznego. Przedstawiłem to w postaci map 3D na Rys. 34 i Rys. 35 [M5]. Wykazałem praktyczne znaczenie IAFEPE i SIAFEPE do oceny wydajności rejestracji podczas monitoringu radiacyjnego środowiska.



Rys. 34 Wydajność detektora $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ w zależności od kierunku podania i energii fotonów zmierzona punktowymi źródłami kalibracyjnymi



Rys. 35 Wydajność detektora $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ w zależności od kierunku podania i energii fotonów obliczona przy użyciu wielo-parametrycznej funkcji wydajności

Wyznaczyłem uniwersalną krzywą wydajności rejestracji promieniowania emitowanego ze skażonej, nieskończonej płaskiej powierzchni. Jest ona opisywana wzorem :

$$\text{Eff}(E)_{D \rightarrow \infty} = A_0 + A_1 \ln E + A_2 \ln E^2 + A_3 \ln E^3, \quad (12)$$

gdzie:

$$A_n = y_{n,0} + A_{n,1} \cdot \text{Exp}\left(\frac{-D}{t_{n,1}}\right) + A_{n,2} \cdot \text{Exp}\left(\frac{-D}{t_{n,2}}\right), \text{ dla } n=0, 1,$$

$$A_2 = y_{2,0} + A_{2,1} \cdot \text{Exp}\left(\frac{-D}{t_{2,1}}\right), \text{ dla } n=2,$$

$$A_3 = y_{3,0} + A_{3,1} \cdot \text{Exp}\left(\frac{D}{t_{3,1}}\right), y_{n,0},$$

$A_{n,1}$; $A_{n,2}$; $t_{n,1}$; $t_{n,2}$ - parametry dopasowania, D - średnica skażonego obszaru o powierzchni S .

6 Dokładność metody

Dokładność matematycznej kalibracji wydajnościowej wykonywanej w oparciu o dedykowaną NCh dla detektora HPGe zależy od energii fotonów. Wartość ta zmienia się od ~7 % SD dla energii <150 keV, ~6 % SD dla energii z przedziału 150-400 keV i ~4 % SD dla energii z przedziału 400-7000 keV [M1, J37]. Badania własne, przeprowadzone na detektorze HPGe wskazują, że dla źródła o geometrii Marinelli wartości te mogą być na poziomie ułamków procenta. Przy oszacowaniach związanych z monitorem itrowym oraz monitoringiem radiacyjnym dysponowałem generycznymi NCh detektorów NaJ(Tl) i LaBr₃(Ce). Są one mniej precyzyjne niż charakterystyki dedykowane, stosowane dla detektora HPGe. Na podstawie badań własnych wykonanych z użyciem źródła kalibracyjnego o geometrii cylindrycznej i detektora NaJ(Tl) wykazałem, że dokładność ta waha się w granicach 10-25% w zależności od energii fotonów. Tak więc oszacowanie Y_n dla urządzenia PF-1000 wykonuję z dokładnością rzędu 15-30 %. Większa precyzja oszacowania Y_n występuje dla wyładowań o większej wydajności neutronowej ze względu na większą aktywność wzbudzoną w próbce itru i co za tym idzie lepszą statystykę pomiaru. Badania przeprowadzone przy użyciu punktowych źródeł kalibracyjnych i detektora LaBr₃(Ce) wykazały, że wyznaczenie wydajności kątowej podczas monitoringu radiacyjnego odbywa się z dokładnością 35-65%. Wartości te są jednak akceptowane w ochronie radiologicznej.

7 Wnioski

Wielo-parametryczne funkcje wydajności rejestracji fotonów znalazły szerokie zastosowanie zarówno w neutronice jak i monitoringu radiacyjnym.

W pracach [M10-M12, J36, J37] przedstawiłem kompletny opis analityczny metody wielo-parametrycznych funkcji wydajności rejestracji fotonów.

Zdefiniowałem, po raz pierwszy, nowe narzędzia analityczne do badania funkcji wydajności rejestracji fotonów: IAFEPE, MIAFEPE, SIAFEPE i wykorzystałem je dla potrzeb wielu eksperymentów. Narzędzia te pozwalały porównywać różne geometrie pomiarowe pod kątem wydajności rejestracji fotonów.

Wydajność rejestracji była przedstawiana jako funkcja wielu parametrów i funkcje te były zaprezentowane w postaci map 3D.

Stało się to podstawą teoretyczną m.in. do zdefiniowania tzw. geometrii próbki masywnej. Wykorzystywałem ją w pracach [M1, M2, M4, M6, M8].

Na podstawie rozważań teoretycznych i zebranych doświadczeń [M2, M6, M8] zaproponowałem nową koncepcję pomiaru Y_n dla największego generatora plazmowego PF-1000. W tym celu skonstruowałem monitor itrowy [M8].

Posługując się masywną próbką indową wyznaczyłem anizotropię emisji neutronów emitowanych z plazmy deuterowej powstającej w urządzeniu PF-1000. Przyczyniło się to do

pogłębienia wiedzy nt. mechanizmu emisji neutronów w układach PF, a w szczególności PF-1000.

Wykonałem nowatorskie badanie RDN i wprowadziłem nowe pojęcia charakteryzujące emisję radialną neutronów z generatora plazmowego PF-1000 [M4].

Stworzyłem podstawy teoretyczne i zbadałem zależność wydajności rejestracji $eff(\rho, E)$ od gęstości próbki i energii fotonów. W praktyce pozwoliło to na stosowanie na tokamaku JET, do celów aktywacyjnych, kilkudziesięciu różnych metali i radionuklidów powstających pod wpływem aktywacji neutronami.

Wykazałem m.in., że wraz ze wzrostem gęstości próbki następuje przesunięcie maksymalnej wartości wydajności AFEPE w stronę wyższych energii (fotonów). Wartość maksymalna AFEPE ulega degradacji wraz ze wzrostem energii fotonów. W podobny sposób zachowuje się IAFEPE (Rys. 17A-F). Badania te skutkowały powstaniem koncepcji próbek mieszanych [M7]. Zarówno próbki jednolite jak i mieszane były skutecznie stosowane na tokamaku JET.

Metoda wielo-parametrycznych funkcji wydajności jest używana na tokamaku JET do przygotowania i przeprowadzenia DTE2 w 2019 roku. Zastosowanie znalazły opisywane już geometrie pomiarowe: cylindryczna w zastosowaniu do pomiaru aktywacji aluminium i żelaza oraz skomplikowana geometria rozety do pomiaru niobu [Jednorog et al. Activation measurements in support of the 14 MeV neutron calibration of JET neutron monitors, Nucl Instrum Meth A (złożona do druku)], [Batistoni et al. 14 MeV Calibration of JET neutron detectors – Phase 1: calibration and characterization of the neutron source, Nuclear Fusion, (przygotowana do druku)]. W pracach [M9, R26] opisano m.in. przygotowania do DTE2.

Wykazałem przydatność wielo-parametrycznych funkcje wydajności w monitoringu radiacyjnym, rozszerzając tym samym możliwości aplikacyjne spektrometrii γ [M3, M5]. Wyzaczyłem uniwersalną funkcję wydajności spektrometru *in-situ* wyposażonego w półtoracalowy scyntylicator $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Dla tego samego spektrometru wyznaczyłem wydajność kierunkową.

NCh detektora promieniowania γ daje możliwość wykonania matematycznej kalibracji wydajnościowej dla nieograniczonej ilości różnorodnych źródeł promieniowania. Rezultaty kalibracji wydajnościowej detektora z dedykowaną NCh charakteryzują się wysoką dokładnością porównywalną do kalibracji wydajnościowej przeprowadzonej źródłem kalibracyjnym.

