



Uniwersytet Łódzki



Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

Katedra Astrofizyki Wysokich Energii

Dariusz Głas

REDUKCJA ZAKŁÓCEŃ INTERFERENCYJNYCH  
W DETEKTORACH RADIOWYCH  
OBSERWATORIUM PIERRE AUGER

**Praca doktorska**

**napisana pod kierunkiem**

**prof. nadzw. UŁ dr hab.**

**Zbigniewa Szadkowskiego**

**Łódź 2015**

# Spis Treści

1.	Wprowadzenie	5
1.1.	Odkrycie promieniowania kosmicznego	5
1.2.	Historia odkrycia pęków atmosferycznych	7
1.3.	Rozwój aparatury pomiarowej	8
1.4.	Tematyka pracy	10
2.	Promieniowanie kosmiczne i Wielkie Pęki Atmosferyczne. Obserwatorium Pierre Auger.	11
2.1.	Wielkie Pęki Atmosferyczne. Cząstki inicjujące pęki.	11
2.2.	Rozwój Wielkich Pęków Atmosferycznych	12
2.3.	Promieniowanie kosmiczne	14
2.4.	Źródła promieniowania kosmicznego	16
2.5.	Mechanizmy przyspieszania cząstek promieniowania kosmicznego	17
2.5.1.	Model Top – Down	17
2.5.2.	Model Bottom – Up	18
2.6.	Efekt GZK	21
2.7.	AGASA i HiRES	21
2.8.	Obserwatorium Pierre Auger	23
2.8.1.	Detektory powierzchniowe	24
2.8.2.	Detektory fluorescencyjne	26
2.8.3.	Przypadki hybrydowe	27
2.8.4.	Dodatkowe eksperymenty	28
3.	Detekcja radiowa	29
3.1.	Mechanizmy emisji radiowej	30
3.1.1.	Procesy geomagnetyczne	31
3.1.2.	Procesy geosynchrotronowe	32

3.1.3.	Charge excess oraz efekt Askaryana	35
3.1.4.	Procesy geoelektryczne	36
3.1.5.	Emisja radiowa w zakresie GHz	37
3.2.	Polaryzacja	37
3.3.	Eksperymenty radiowe	38
3.4.	Eksperyment AERA	40
3.4.1.	Zakres pomiarowy	40
3.4.2.	Triggery w detektorach radiowych	42
3.4.3.	Filtry cyfrowe	44
3.4.4.	Filtr medianowy	44
3.4.5.	Filtr typu notch	47
4.	Redukcja zakłóceń interferencyjnych za pomocą filtra bazującego na liniowej predykcji sygnału	49
4.1.	Wprowadzenie	49
4.2.	Opis metody	50
4.3.	Matematyczne podstawa działania filtra	52
4.4.	Wyniki symulacji	56
4.5.	Parametry filtra	63
4.5.1.	Długość filtra	64
4.5.2.	Parametr odstępu $D$	69
4.5.3.	Ilość danych użytych do optymalizacji – parametr $N$	74
4.6.	Implementacja algorytmu w strukturę FPGA	76
4.6.1.	Tworzenie macierzy kowariancji	78
4.6.2.	Wyznaczanie wartości współczynników	81
4.6.3.	Predykcja sygnału. Rozdzielczość bitowa współczynników	82
4.6.4.	Symulacje poboru mocy	85
4.7.	Testy laboratoryjne	87
4.8.	Porównanie z aktualnie używanymi filtrami	94
4.8.1.	Zniekształcanie sygnału	95

4.8.2.	Efektywność tłumienia zakłóceń	96
4.8.3.	Porównanie poborów mocy	97
4.9.	Testy w warunkach rzeczywistych	100
	Podsumowanie	104
	Dodatek A: Procedura Levinsona – Durбина	106
	Dodatek B: Filtry o skończonej i nieskończonej odpowiedzi impulsowej	108
	Dodatek C: Transformata Fouriera	111
	Dodatek D: Antyaliasingowe filtry Bessela	112
	Lista Publikacji	113
	Lista Skrótów	115
	Bibliografia	116
	Podziękowania	123

# **ROZDZIAŁ 1.**

## **Wprowadzenie.**

Astrofizyka jest nauką skupiają się na procesach fizycznych zachodzących w obiektach kosmicznych. Od ponad stu lat możemy mówić o złotym okresie jej rozwoju. Nowoczesne teleskopy oraz nowatorskie techniki obserwacyjne pozwalają na zbadanie niemal całego spektrum fal elektromagnetycznych i przekonwertowanie go do postaci widzialnego obrazu, co w porównaniu z możliwościami pierwszych teleskopów, jest olbrzymim krokiem naprzód. Mimo tego ogromnego postępu, wciąż pozostaje wiele nierozwiązanych zagadnień. Jednym z nich jest obecność promieniowania kosmicznego oraz energie, z jakimi cząstki promieniowania przybywają do Ziemi. Niniejszy rozdział poświęcony jest historii odkrycia promieniowania kosmicznego oraz Wielkich Pęków Atmosferycznych, a także rozwojowi technik obserwacyjnych.

### **1.1 Odkrycie promieniowania kosmicznego.**

Jeszcze na początku dwudziestego wieku, w środowisku naukowym fizyków powszechnie wierzono, że promieniowanie jonizujące może pochodzić jedynie z Ziemi. Opierano to na stwierdzeniu, że żadna cząstka oprócz fotonu, nie jest w stanie przebyć olbrzymich odległości międzygwiazdnych. W związku z tym panowało przekonanie, że poziom promieniowania powinien dość szybko spadać wraz z zwiększaniem wysokości.

Pierwsze doświadczenia negujące te przekonania zostały wykonane w 1910 roku przez niemieckiego fizyka Theodora Wulfa [1,2]. Pomiary przeprowadzone przez Wulfa polegały na zmierzeniu wartości jonizacji powietrza u podnóża oraz na szczycie Wieży Eiffela. Wyniki pomiarów nie wskazywały na wzrost jonizacji z wysokością, a jedynie na mniejszy niż oczekiwano spadek tej wielkości. Wulf swoje pomiary wykonywał za pomocą elektroskopu

własnego pomysłu, dzięki któremu mógł wykrywać zmiany pola magnetycznego oraz fale elektromagnetyczne.

W latach 1911 – 1913 austriacki fizyk Victor Francis Hess wykonał serię doświadczeń balonowych. Pomiaru wykonywane były nawet do wysokości 5300 m. Sprzęt pomiarowy składał się z barometru i trzech elektroskopów Wulf'a [3]. Dwa z trzech elektrometrów były przeznaczone do mierzenia promieniowania gamma, zaś trzeci przyrząd miał za zadanie zmierzyć wartość promieniowania  $\beta$ . Pomiaru wykonane na wysokościach do kilkuset metrów wskazywały niewielki spadek promieniowania jonizującego z wysokością. Wraz ze wzrostem wysokości Hess zaobserwował jednak powolny wzrost promieniowania. Pomiaru na wysokościach powyżej 4000 m. jednoznacznie wskazywały na wzrost poziomu promieniowania wraz z wysokością. Początkowo sądzono, że Hess zaobserwował promieniowanie  $\gamma$ , jednak późniejsze eksperymenty pokazały zależność między wynikami, a szerokością geograficzną. Zależność taka możliwa była jedynie dla cząstek naładowanych, oznaczała bowiem, że cząstki odpowiedzialne za promieniowanie są odchylane w ziemskim polu magnetycznym. W roku 1925 doświadczenie Hessa zostało potwierdzone przez Roberta Millikana, który nadał zaobserwowanemu promieniowaniu nazwę *promieniowanie kosmiczne*. W 1936 roku za swoje odkrycia Hess otrzymał nagrodę Nobla. Uśrednione wyniki pomiarów wykonanych przez Hessa przedstawia Rysunek 1.

Physik. Zeitschr. XIII, 1912. Hess, Durchdringende Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. 1089

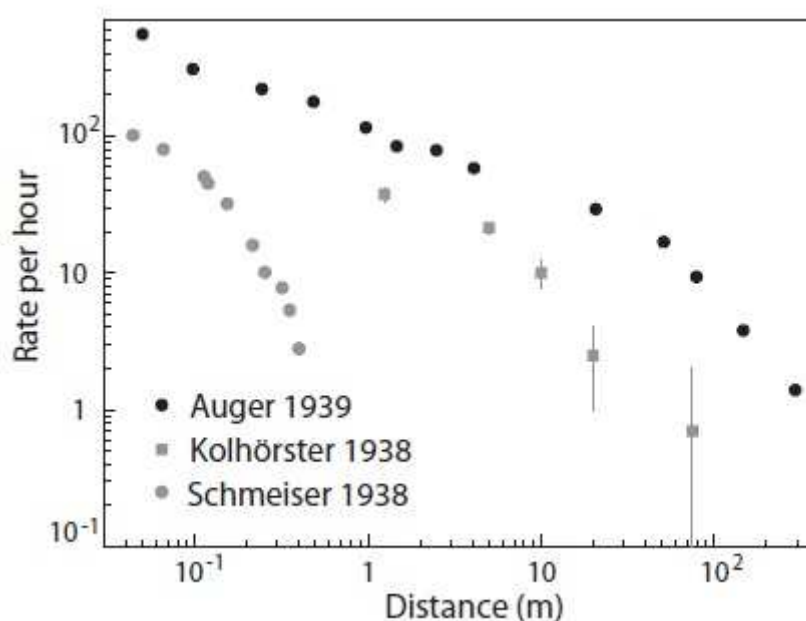
Tabelle der Mittelwerte.

Mittlere Höhe über dem Erdboden m	Beobachtete Strahlung in Ionen pro ccm und sec.			
	Apparat 1	Apparat 2	Apparat 3	
	$Q_1$	$Q_2$	$Q_3$ (reduziert)	$Q_3$ (nicht reduziert)
0	16,3 (18)	11,8 (20)	19,6 (9)	19,7 (9)
bis 200	15,4 (13)	11,1 (12)	19,1 (8)	18,5 (8)
200—500	15,5 (6)	10,4 (6)	18,8 (5)	17,7 (5)
500—1000	15,6 (3)	10,3 (4)	20,8 (2)	18,5 (2)
1000—2000	15,9 (7)	12,1 (8)	22,2 (4)	18,7 (4)
2000—3000	17,3 (1)	15,3 (1)	31,2 (1)	22,5 (1)
3000—4000	19,8 (1)	16,5 (1)	35,2 (1)	21,8 (1)
4000—5200	34,4 (2)	27,2 (2)	—	—

Rysunek 1: Uśrednione wyniki pomiarów (ilość jonów  $\cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ) przeprowadzonych przez Victora Francisa Hessa w 1912 roku [3]. Dwa pierwsze przyrządy  $Q_1$  oraz  $Q_2$  mierzyły promieniowanie  $\gamma$ . Trzeci przyrząd  $Q_3$  miał za zadanie mierzyć promieniowanie  $\beta$ . Liczby w nawiasach oznaczają ilość pomiarów.

## 1.2 Historia odkrycia pęków atmosferycznych.

Pierwsze przesłanki na temat istnienia pęków generowanych przez wysokoenergetyczne cząstki pojawiły się już na początku lat 30-tych XX wieku. W 1933 roku Bruno Rossi wykonał serię eksperymentów, polegających na badaniu koincydencji w licznikach Geigera, położonych pod warstwą ołowiu o określonej grubości. W przypadku, gdy warstwa ołowiu była niewielka, Rossi zaobserwował znaczną ilość koincydencji, która zmniejszała się wraz ze wzrostem grubości ołowiu ponad licznikami. Konkluzją wynikającą z przeprowadzonych eksperymentów było, że koincydencje musiały być spowodowane przez cząstki wtórne, powstałe w wyniku interakcji pojedynczej, wysokoenergetycznej cząstki promieniowania kosmicznego z atomami ołowiu [4]. Późniejszy spadek ilości interakcji wraz ze wzrostem grubości ołowiu, tłumaczony był jako absorpcja części cząstek wtórnych w ołowiu.



Rysunek 2: Pomiary trzech grup, prowadzące do wniosku o istnieniu pęków atmosferycznych [5]. Różna ilość koincydencji dla każdej z grup wynikała z różnych wysokości pomiarów oraz różnych powierzchni czynnych liczników Geigera, używanych w trakcie trwania eksperymentu. Pomiary dokonywane przez Schmeisera oraz Kolhörstera wykonywane były na poziomie morza, a powierzchnie detektorów wynosiły odpowiednio 91 cm<sup>2</sup> oraz 430 cm<sup>2</sup>. Pierre Auger wykonywał pomiary na wysokości 3450 metrów, a powierzchnia użytych detektorów wynosiła 200 cm<sup>2</sup>.

W 1934 roku, Rossi zaobserwował znaczną ilość skorelowanych ze sobą cząstek w detektorach rozmieszczonych w znacznych odległościach od siebie. W swojej publikacji nazwał to zjawisko „*sciami*” [6]. W chwili obecnej publikację tą uważa się za pierwszą,

opisującą zjawisko pęków atmosferycznych. Niestety, publikacja została napisana w języku włoskim, wobec czego nie trafiła do szerszego grona naukowców.

W 1938 roku niemieccy naukowcy Schmeiser oraz Bothe, analizując pracę Rossiego z 1933 roku, stwierdzili, że wynika z niej istnienie pęków cząstek wtórnych, rozwijających się w atmosferze. Wniosek ten udało im się potwierdzić doświadczalnie [7]. W tym samym roku, niezależnie od pracy Schmeisera i Bothe'a, niemiecki zespół, kierowany przez Kolhörstera, przeprowadził eksperyment, pokazujący spadek ilości koincydencji pary liczników Geigera, w funkcji odległości [8].

Pomimo wcześniejszych prac Rossiego oraz grup niemieckich, za odkrywcę pęków atmosferycznych uznaje się zespół kierowany przez Pierre'a Auger [9]. Auger, Maze i Robley odkryli, że ilość koincydencji między dwoma licznikami Geigera jest znacznie większa od liczby, jakiej należałoby oczekiwać przy pełnej przypadkowości wyników. Dokładność rezultatów obserwacji wynikała głównie z dokonanych przez Maze'a, usprawnień w układach elektronicznych, co pozwoliło na obserwację koincydencji występujących w czasie  $5\mu\text{s}$  [10]. Ze względu na warunki terenowe (pomiar odbywał się w Alpach Szwajcarskich, w przełęczy Jungfrauoch), możliwe było zmierzenie liczby koincydencji między licznikami oddalonymi maksymalnie o 300 m. Wyniki pomiarów grupy Auger oraz grup niemieckich przedstawia Rysunek 2. Grupie Auger udało się dodatkowo oszacować na około  $10^{15}$  eV, energię cząstki pierwotnej, która mogłaby wygenerować zaobserwowany pęk atmosferyczny. W czasach dokonania tego odkrycia, fakt istnienia pojedynczych cząstek promieniowania kosmicznego o tak dużych energiach był zaskoczeniem. Jako mechanizm nadawania cząstkom takiej energii postulowano rozpędzanie w bardzo silnych polach elektrycznych [11]. W czasach obecnych wiadomo, że mechanizm ten nie jest możliwy do zrealizowania, ze względu na przewodnictwo plazmy międzygwiazdnej.

### **1.3 Rozwój aparatury pomiarowej.**

Żadne z powyższych odkryć nie miałyby miejsca, gdyby nie nieustanny rozwój technik obserwacyjnych, który pozwala dojrzeć to, co było poprzednio niewidoczne. Fakt ten zrozumiano już na początku XVII wieku, kiedy to po wynalezieniu teleskopu i skierowaniu go na rozgwieżdżone niebo, odkryto, że gwiazd jest w rzeczywistości dużo więcej niż ich ilość widoczna gołym okiem. Kolejnym krokiem, dzięki któremu możliwe było odkrycie radioaktywności, było wynalezienie idei elektrometru. Rozwinięcie tej idei pozwoliło na odkrycie promieniowania kosmicznego [3].



Na początku XX wieku szkocki fizyk Charles Wilson skonstruował pierwszą komorę mgłową. Zasada działania urządzenia polega na skraplaniu się cząstek nasyconej pary na jonach powstałych wzdłuż toru lotu cząstki jonizującej. W wyniku tego procesu, w komorze powstają ślady cząstek, dzięki którym można określić ich ładunek i prędkość. W ten sposób można było m. in. stwierdzić istnienie pozytonów. Wilson za swój wkład został w 1927 roku uhonorowany Nagrodą Nobla. Komora mgłowa była ulepszana przez lata i służyła do detekcji cząstek do lat 60-tych XX wieku.

Koniec lat 20-tych XX wieku przyniósł kolejny przełom w technikach detekcji. W 1928 roku skonstruowany został pierwszy licznik Geigera [12], który w łatwy i szybki sposób pozwalał na detekcję promieniowania. Dodatkowo, Walther Bothe wynalazł technikę, pozwalającą na określenie koincydencji między określonymi zjawiskami [13], za co otrzymał w 1954 roku Nagrodę Nobla. Technika ta, w połączeniu z licznikami Geigera pozwoliła np. na potwierdzenie, że rozpraszanie Comptona „produkuje” elektron i foton w tym samym momencie. Technika koincydencji pozwoliła również na zmniejszenie ilości przypadkowych sygnałów, co pozwoliło na detekcję rzadkich zjawisk astronomicznych, a także na odkrycie pęków atmosferycznych.

W latach 30-tych skonstruowane zostały pierwsze fotopowielacze. Ze względu na prostotę działania, ich budowa nie uległa w późniejszych czasach większym zmianom. Fotopowielacze są niezbędne w eksperymentach, które polegają na detekcji niewielkich ilości fotonów. Również w obecnych czasach znajdują one szerokie zastosowanie, zarówno w detekcji powierzchniowej pęków atmosferycznych, jak również w teleskopach fluorescencyjnych obserwujących światło ultrafioletowe, towarzyszące przejściu pęku przez atmosferę. Fotopowielacze znajdują się również w licznikach scyntylacyjnych, które zastąpiły liczniki Geigera w detekcji promieniowania jonizującego.

Rozwój technologiczny pozwalał również na ulepszanie technik obserwacji. W 1932 roku w laboratoriach Bella skonstruowany został pierwszy teleskop radiowy. Dane z teleskopu pozwoliły rozszerzyć zakres obserwacji wszechświata, który do tej pory obejmował jedynie światło widzialne. Pomiar wykonany w 1932 roku pozwolił np. zidentyfikować Drogę Mleczną jako obiekt produkujący promieniowanie radiowe. Kolejne możliwości obserwacyjne pojawiły się w latach 60-tych wraz ze skonstruowaniem teleskopów obserwujących promieniowanie podczerwone oraz promieniowanie X.

W chwili obecnej możliwości techniczne pozwalają obserwować niemal całe spektrum fal elektromagnetycznych – od niskoenergetycznego promieniowania radiowego, poprzez promieniowanie mikrofalowe tła, aż do wysokoenergetycznego promieniowania gamma.

## 1.4 Tematyka pracy.

Od czasu powstania, komputery i sprzęt elektroniczny stosowane były w szerokim zakresie przez naukowców, do wykonywania skomplikowanych obliczeń. Ich początkowe moce obliczeniowe oraz szybkość działania nie są dzisiaj zbyt imponujące. W dzisiejszych czasach, możliwości obliczeniowe pozwalają na testowanie i wykorzystywanie bardzo skomplikowanych algorytmów, dzięki czemu zarówno obróbka sygnałów w czasie rzeczywistym, jak i analiza offline, pozwalają na wydobywanie większej ilości informacji z danych pomiarowych. Coraz szybsza i wydajniejsza elektronika umożliwia również wykorzystanie technik detekcji, które ze względu na brak możliwości technicznych, nie mogły być wcześniej używane.

Rozwój technik detekcji i obserwacji znacznie pogłębił wiedzę o promieniowaniu kosmicznym. W znacznym stopniu poznana została fizyka pęków atmosferycznych, co pozwoliło na zapoczątkowanie eksperymentów wykorzystujących zjawiska towarzyszące przejściu cząstek pędu przez atmosferę. Wraz z kolejnymi odkryciami, rosła również ilość niewiadomych. Wciąż otwarte pozostaje pytanie o mechanizmy rozpędzania cząstek promieniowania kosmicznego do tak wysokich energii. Zagadnienia związane z fizyką pęków atmosferycznych oraz fizyką promieniowania kosmicznego, a także możliwości detekcji zostały szczegółowo omówione w rozdziale drugim.

Niniejsza praca skupia się na aspekcie filtracji sygnału w radiowej detekcji pęków atmosferycznych. Idea mówiąca o tym, że emisja radiowa towarzyszy pękom atmosferycznym została zasugerowana ponad 50 lat temu [14,15,16]. W ówczesnych czasach nie było jednak możliwości technicznych, aby przeprowadzić skuteczną detekcję. W chwili obecnej, rozwój elektroniki pozwala na detekcję radiową pęków atmosferycznych, dzięki czemu jest ona szeroko stosowana w wielu eksperymentach. Mechanizmy emisji radiowej z pęków oraz techniczne aspekty detekcji sygnałów radiowych opisane zostały w rozdziale trzecim.

Czwarty, zasadniczy, rozdział pracy skupia się na kwestiach związanych z nową metodą filtracji, opartą na liniowej predykcji sygnału [17]. W rozdziale tym szczegółowo omówione zostały zagadnienia teoretyczne związane z nowym typem filtra, jego parametrami i ich wpływem na wyniki symulacji i testy laboratoryjne. Dodatkowo, część rozdziału poświęcona jest technicznym zagadnieniom, towarzyszącym implementacji algorytmu liniowej predykcji w układy elektroniczne. Na koniec pracy zostanie dokonana ocena, czy filtr oparty na liniowej predykcji sygnału jest skuteczniejszy i bardziej energetycznie wydajny niż pozostałe filtry, stosowane w detektorach radiowych.

## **ROZDZIAŁ 2.**

# **Promieniowanie kosmiczne i Wielkie Pęki Atmosferyczne. Obserwatorium Pierre Auger.**

Odkrycie istnienia promieniowania kosmicznego oraz istnienia Wielkich Pęków Atmosferycznych, dokonane na początku XX wieku, pozwoliły rozwinąć nową gałąź astronomii. Zarówno prace teoretyczne, jak i rozwój technik obserwacyjnych, przyczyniły się do pełniejszego zrozumienia procesów towarzyszących obu zjawiskom, a także do powstania ogromnych obserwatoriów, których możliwości detekcji pozwalają na zbadanie najrzadszych i najbardziej energetycznych cząstek we wszechświecie. W niniejszym rozdziale opisane zostaną własności obu zjawisk oraz obecne techniki pomiarowe, używane w Obserwatorium Pierre Auger.

### **2.1 Wielkie Pęki Atmosferyczne. Cząstki inicjujące pęki.**

Wielkim Pękiem Atmosferycznym nazywamy lawinę cząstek wtórnych, powstałych w wyniku interakcji cząstki promieniowania kosmicznego z molekułą powietrza oraz w kolejnych, wtórnych oddziaływaniach. Cząstkami inicjującymi pęki atmosferyczne są głównie fotony gamma, protony, bądź jądra cięższych pierwiastków aż do żelaza [18]. Pęki wytwarzane przez pozostałe rodzaje cząstek zdarzają się bardzo rzadko. Wpływ na to mają trzy czynniki: czas życia cząstki, jej przekrój czynny oraz szybkość utraty energii w przestrzeni międzygwiazdnej.

Cząstki o krótkim czasie życia, nawet przy uwzględnieniu olbrzymich czynników Lorentza odpowiadających posiadanym energiom, nie są w stanie przebyć olbrzymich odległości bez rozpadu [19]. Fakt ten powoduje drastyczne zmniejszenie ich liczebności w

strumieniu cząstek promieniowania kosmicznego. Dla swobodnych neutronów średni czas życia wynosi około  $\tau_n \cong 10^3$  sekund. Po uwzględnieniu czynnika Lorentza rzędu  $\gamma_n = 10^7$  otrzymujemy, że charakterystyczna droga neutronu wyniesie:

$$D = \tau_n \cdot c \cdot \gamma_n = 10^3 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^7 = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm} \cong 300 \text{ pc.} \quad (1)$$

Bardziej egzotyczne cząstki posiadają krótsze czasy życia, zatem maksymalne odległości od źródła, z jakich należałoby oczekiwać tych cząstek są jeszcze mniejsze niż w wypadku swobodnego neutronu. Ze względu na niewielki przekrój czynny, ilość pęków atmosferycznych inicjowanych przez neutrina jest niewielka w porównaniu z liczbą pęków inicjowanych przez protony [20]. Czynnikiem skutecznie zmniejszającym ilość pęków generowanych przez elektrony, czy pozytony jest ich niewielka masa, a co za tym idzie, duża szybkość utraty energii w przestrzeni międzygwiazdnej. Straty te są spowodowane głównie przez intensywne oddziaływania elektronów (lub pozytonów) z galaktycznym promieniowaniem podczerwonym tła w odwrotnym procesie Comptona [18,21,22].

Wymienione powyżej czynniki nie oznaczają, że nie istnieją pęki atmosferyczne inicjowane przez elektrony, czy neutrony, lecz oznaczają, że ich liczba, w porównaniu do ilości pęków generowanych przez protony, jest niewielka. Może się bowiem zdarzyć, że cząstka promieniowania kosmicznego oddziała w niedalekiej odległości od Ziemi i cząstka wtórna – neutron, bądź elektron – zdoła dotrzeć do atmosfery naszej planety i zainicjować Wielki Pęk Atmosferyczny.

## 2.2 Rozwój Wielkich Pęków Atmosferycznych.

Cząstki promieniowania kosmicznego po dotarciu do atmosfery Ziemi, oddziałują z molekułami powietrza. Jeżeli cząstką inicjującą jest proton, bądź jądro pierwiastka, to w wyniku pierwszego oddziaływania powstaną głównie piony oraz w znacznie mniejszych ilościach kaony oraz bariony [23,24]. Jedną trzecią powstałych w ten sposób pionów stanowią piony neutralne  $\pi_0$ , które z czasem życia rzędu  $10^{-16}$  sekundy, nawet po uwzględnieniu czynnika Lorentza, rozpadają się w miejscu interakcji na dwa fotony:

$$\pi_0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2)$$

Fotony, przelatując w pobliżu jądra atomowego, ulegają następnie konwersji na parę elektron – pozyton. Z kolei elektron (lub pozyton) przelatując w pobliżu znacznie od niego cięższego jądra atomowego, zakrzywia tor swojego lotu, emitując przy tym foton. Foton ten zabiera

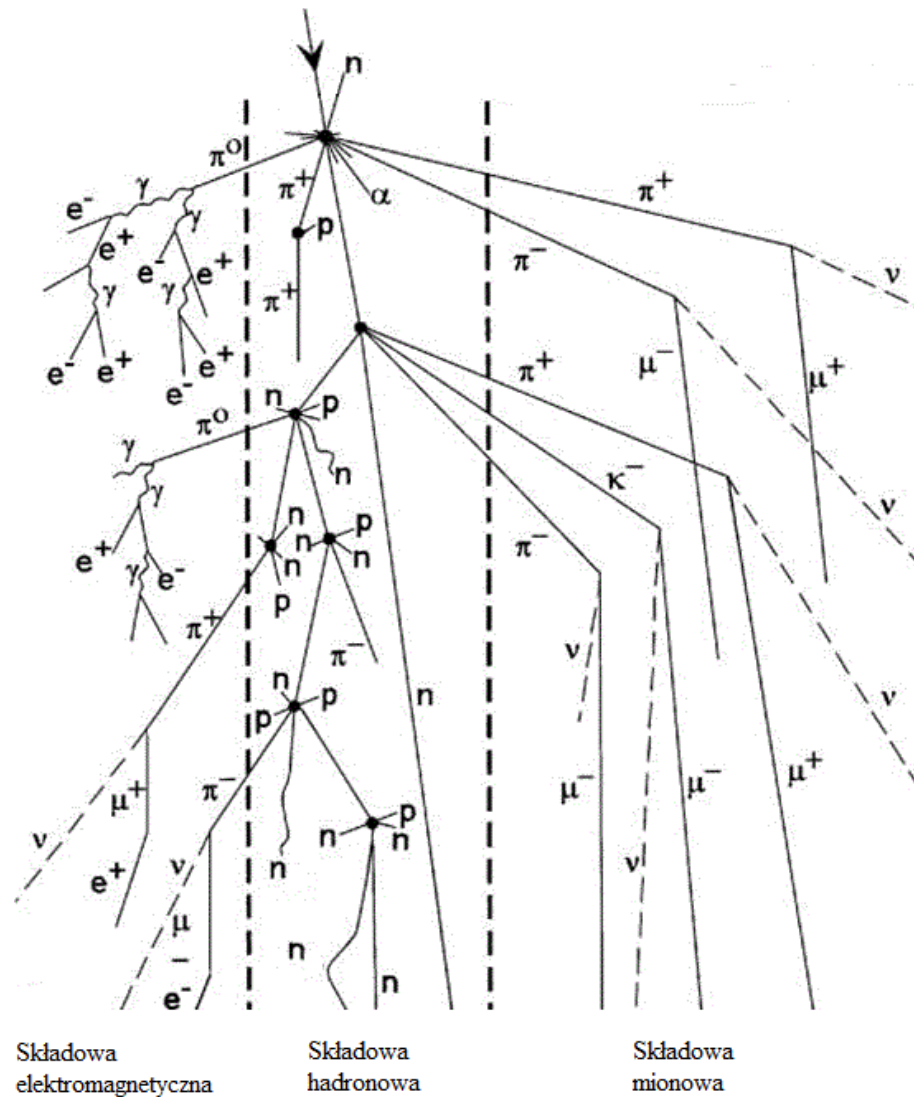
zwykle większość energii elektronu, a przechodząc w pobliżu kolejnego jądra może zostać przekonwertowany na kolejną parę elektron – pozyton. Cały schemat powtarza się powodując lawinowe zwiększanie liczby cząstek w pęku i tworząc tzw. składową elektromagnetyczną pęku. Ilość cząstek w każdym pokoleniu wzrasta około dwukrotnie, jednak ich energia maleje. Zwiększanie liczby cząstek następuje dopóki energia pojedynczych elektronów nie spadnie na tyle, aż zaczną dominować procesy jonizacji. Dla powietrza energią graniczną jest około 80 MeV. Po osiągnięciu tej energii ilość cząstek składowej elektromagnetycznej zaczyna się zmniejszać [18,23]. Cząstki inicjujące o większej energii powinny posiadać silniejsze składowe elektromagnetyczne niż cząstki o mniejszych energiach, gdyż przy większych energiach, składowa ta jest w stanie propagować się dłużej zanim energia spadnie poniżej energii granicznej.

W przypadku powstania pionów naładowanych  $\pi^+$  oraz  $\pi^-$  możliwe są dwa scenariusze. Ze względu na relatywnie długi czas życia (rzędu  $10^{-8}$  sekundy) oraz przy uwzględnieniu czynnika Lorentza piony naładowane mogą znacznie przemieścić się od miejsca interakcji. Oznacza to, że mają szansę oddziaływać z molekułą powietrza i wytworzyć kaskadę wtórną. W przypadku braku oddziaływania, piony naładowane dodatnio rozpadają się prawie zawsze na antymion oraz neutrino mionowe, zaś piony naładowane ujemnie na mion oraz antyneutrino mionowe:



Ze względu na ponad dwustukrotnie większą masę niż elektrony, miony w znacznie mniejszym stopniu ( $\sim 200^2$  razy mniejszym) ulegają procesom jonizacyjnym. Średni czas życia mionu wynosi około  $10^{-6}$  sekundy. Duże czynniki Lorentza mionów pozwalają im jednak dotrzeć do powierzchni Ziemi zanim nastąpi proces rozpadu. Cząstki te stanowią tzw. składową mionową Wielkiego Pęku. Ich detekcja możliwa jest za pomocą nadziemnych oraz podziemnych detektorów.

Składowa hadronowa tworzona jest przez powstałe w wyniku zderzeń protony, neutrony, czy jądra ciężkich pierwiastków (lub ich fragmenty). W przypadku, gdy cząstki te posiadają znaczne energie, mogą one inicjować wtórne pęki, rozwijające się razem z pękiem pierwotnym.



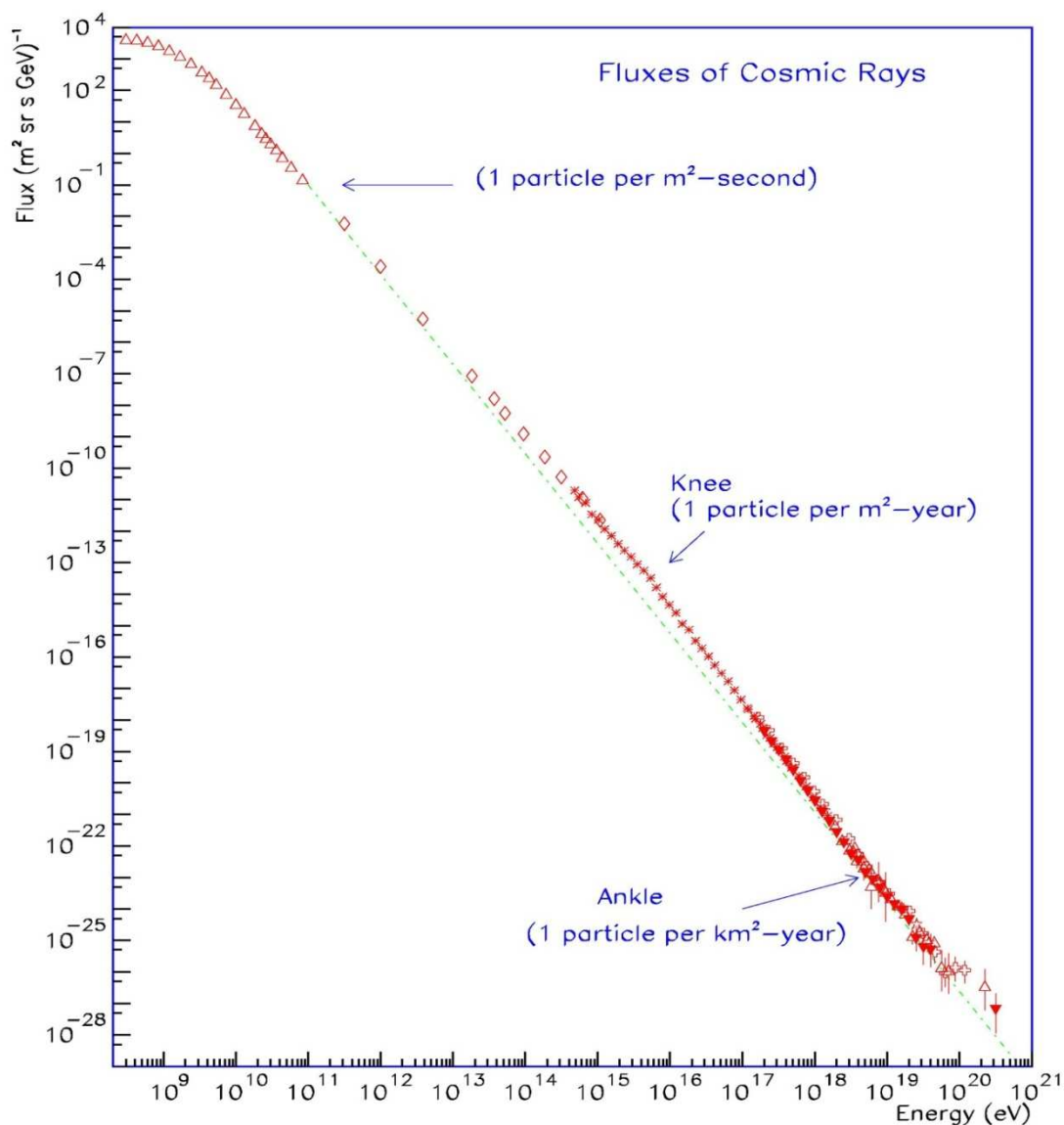
Rysunek 3: Schematyczne przedstawienie rozwoju Wielkiego Pęku Atmosferycznego inicjowanego przez proton, bądź jądro cięższego pierwiastka. Rysunek jest zmodyfikowaną wersją rysunku z [25].

### 2.3 Promieniowanie kosmiczne.

Atmosfera ziemska jest nieustannie bombardowana cząstkami o różnych energiach i strumieniach – od promieniowania mikrofalowego tła [26], którego energię szacuje się na około  $10^{-3}$  eV, do cząstek o energiach porównywalnych z energiami obiektów makroskopowych [27]. Zwyczajowo terminem promieniowania kosmicznego określamy wszystkie rodzaje cząstek naładowanych, przybywających spoza Układu Słonecznego, tzn. cząstek o energiach większych niż około  $10^9$  eV. Obserwowane energie rozciągają się na blisko 12 rzędów wielkości – do energii około  $10^{20,5}$  eV.

Nowoczesne techniki obserwacyjne pozwalają precyzyjnie określić strumień cząstek promieniowania kosmicznego w zależności od energii. Zależność ta niemal w całym zakresie

energetycznym, dość dobrze opisywana jest funkcją potęgową  $E^{-\gamma}$ , gdzie wykładnik  $\gamma \approx 2,7$  [18]. Oznacza to spadek obserwowanego strumienia cząstek promieniowania kosmicznego o ponad trzydzieści rzędów wielkości. Graficzną interpretację danych obserwacyjnych przedstawia Rysunek 4. Załamanie w niskoenergetycznym krańcu widma promieniowania kosmicznego powodowane jest wypychaniem naładowanych cząstek z heliosfery przez pole magnetyczne Słońca. Wypychanie takie, w przypadku protonów, jest skuteczne do energii rzędu kilku GeV [29].



Rysunek 4: Strumień cząstek promieniowania kosmicznego w funkcji energii cząstki [28].

Szacowany strumień cząstek o najwyższych energiach pozwala określić ich częstość pojawiania się na mniej niż jedna cząstka na kilometr kwadratowy na stulecie. Z tego względu nie jest możliwa bezpośrednia obserwacja wysokoenergetycznych cząstek promieniowania

kosmicznego. Eksperymenty używające detektorów cząstek pozwalają efektywnie zmierzyć promieniowanie kosmiczne o energiach do  $10^{14}$  eV. Powyżej tej energii strumień cząstek promieniowania staje się zbyt mały. W takim wypadku jako część detektora jest używana atmosfera ziemska i rozwijające się w niej pęki atmosferyczne, zaś wszystkie eksperymenty naziemne obserwujące wysokoenergetyczny koniec strumienia, by zebrać odpowiednią statystykę, muszą pokrywać wielkie obszary.

## 2.4 Źródła promieniowania kosmicznego.

Kwestią otwartą pozostaje pytanie o źródła cząstek promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach. Ze względu na fakt, że cząstki naładowane (protony oraz jądra ciężkich pierwiastków) inicjują większość pęków atmosferycznych, określenie gdzie zostały „wyprodukowane” tak energetyczne cząstki nie jest procesem łatwym. Wynika to z faktu obecności pól magnetycznych w przestrzeni międzygwiazdowej oraz międzygalaktycznej, co powoduje znaczne zmiany torów lotu na olbrzymich odległościach przemierzanych przez cząstki. Pole magnetyczne Drogi Mlecznej nie pozwala na ucieczkę cząstek promieniowania kosmicznego o energiach mniejszych niż około  $10^{18}$  eV [18]. Wartość ta wynika z porównania grubości dysku galaktycznego z promieniem Larmora cząstki:

$$R_L \cong 1\text{pc} \cdot \frac{E_{15}}{Z \cdot B_{\mu G}}, \quad (4)$$

gdzie  $E_{15}$  oznacza energię cząstki w jednostkach  $10^{15}$  eV,  $B_{\mu G}$  oznacza średnią wartość galaktycznego pola magnetycznego, zaś  $Z$  jest liczbą atomową cząstki promieniowania kosmicznego. Brak możliwości ucieczki z rodzimej galaktyki oznacza, że większość cząstek promieniowania kosmicznego o mniejszych energiach powinna mieć pochodzenie galaktyczne, zaś promieniowanie kosmiczne o energiach wyższych powinno być mieszaniną cząstek galaktycznych oraz pozagalaktycznych.

Warto zauważyć, że promienie Larmora cząstek promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach tj. rzędu  $10^{20}$  eV, będą setki razy większe niż grubość dysku galaktycznego, wobec czego pole magnetyczne Drogi Mlecznej nie będzie miało większego wpływu na tor ich lotu [30]. Znacznie słabsze pole magnetyczne występujące w przestrzeni międzygalaktycznej również nie powinno w większym stopniu wpływać na kierunek lotu tych cząstek [18]. Oznacza to, że tory lotu cząstek promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach mogą wskazywać na źródła, co z kolei powinno umożliwić poznanie mechanizmów



przyspieszania tych cząstek do tak ekstremalnych energii. Ze względu na bardzo niski strumień tak energetycznych cząstek oraz szybką utratę energii w przestrzeni międzygalaktycznej, lokalizacja źródeł jest bardzo utrudniona.

Inną metodą poszukiwania źródeł promieniowania kosmicznego najwyższych energii jest odnajdywanie pęków atmosferycznych zapoczątkowanych przez cząstki nie posiadające ładunku elektrycznego. Jedynymi cząstkami neutralnymi, które są w stanie bez rozpadu przebyć olbrzymie dystanse międzygalaktyczne są neutrina [19,20]. Neutrino o tak wysokich energiach powstają w wyniku rozpadu pionów naładowanych, które z kolei powstają blisko źródeł w wyniku zderzeń proton-proton, bądź jądro-proton. Mały przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z molekułami atmosfery powoduje, że ilość pęków atmosferycznych, generowanych przez neutrina, jest niewielka w porównaniu z ilością pęków generowanych przez protony. Nie oznacza to jednak, że nie da się odróżnić czy pęk został zainicjowany przez proton, czy przez neutrino. Różnice te najłatwiej zauważyć w horyzontalnych pękach atmosferycznych [31], gdyż w takim wypadku istnieje większa szansa na oddziaływanie neutrina z cząstkami atmosfery. Dodatkowo, pęki horyzontalne inicjowane są przez neutrina znacznie głębiej w atmosferze. Dzięki temu na poziomie detekcji istnieją zauważalne różnice w ilości, rodzaju oraz energiach cząstek składowych pęku. Dzięki zaawansowanym algorytmom komputerowym, korzystającym m. in. z sztucznych sieci neuronowych powinno być możliwe odseparowanie sygnałów z pęków inicjowanych przez neutrina od pęków inicjowanych przez protony [32,33]. Również w tym przypadku, niewielka statystyka uniemożliwia skuteczną lokalizację źródeł.

## **2.5 Mechanizmy przyspieszania cząstek promieniowania kosmicznego.**

Do chwili obecnej nie znaleziono potwierdzonego źródła cząstek promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach. W związku z tym, nie są znane dokładne mechanizmy, w których cząstki mogą osiągać tak olbrzymie energie. Wyróżniamy dwa zasadnicze modele, dzięki którym cząstki powinny osiągać takie energie: model „Top-Down” oraz „Bottom-Up”.

### **2.5.1 Model Top–Down.**

W modelu „Top-Down” przyjmuje się, że cząstki promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach powstają w wyniku rozpadu superciężkich i super-symetrycznych

cząstek powstałych w czasie Wielkiego Wybuchu. W wyniku rozpadu takich cząstek powstawałyby głównie piony, które posiadałyby odpowiednio duże energie. Istotną wadą tej teorii jest fakt, że nie znamy żadnego mechanizmu pozwalającego przetrwać superciężkim i super-symetrycznym cząstkom do naszych czasów. Scenariusze teoretyczne zakładają m. in. zamknięcie tego typu cząstek w studniach bardzo wysokiego potencjału – tzw. pułapkach topologicznych [34][35]. Dodatkowo, promieniowanie kosmiczne o najwyższych energiach powinno być zdominowane przez produkty rozpadów pionów, czyli fotony oraz neutrina. Zbyt mały udział fotonów w promieniowaniu kosmicznym (górnny limit szacowany na około 5% [36]) oraz obecność wysokoenergetycznych jąder ciężkich pierwiastków wyklucza, by mechanizm ten był jedynym, który nadaje cząstkom tak wysokie energie.

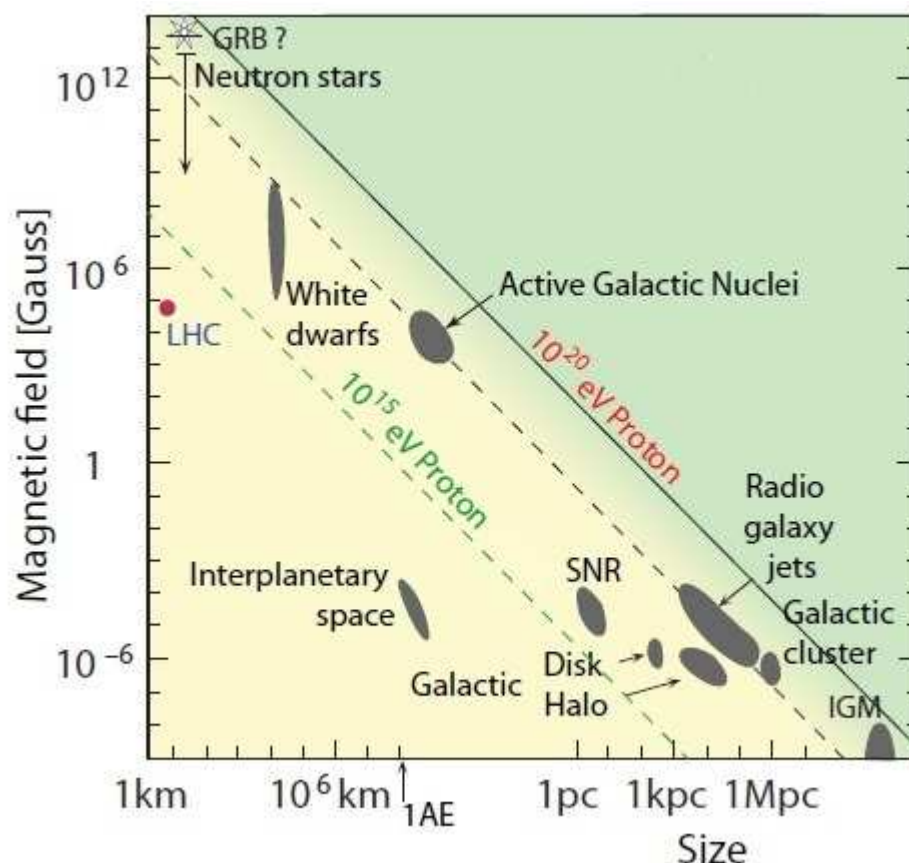
### **2.5.2 Model Bottom–Up.**

Model „Bottom-Up” polega na przyspieszaniu cząstek od niskich energii do energii obserwowalnych w promieniowaniu kosmicznym. Jedną z szeregu teorii wchodzących w skład tego modelu jest przyspieszanie cząstek za pomocą tzw. mechanizmów Fermiego I i II rodzaju [37]. Mechanizm Fermiego II rodzaju polega na odbijaniu cząstki od obłoków plazmy. W przypadku nalatywania czołowego, cząstka zostaje odbita, a jej energia wzrasta. Gdy cząstka zostaje odbita nalatując na obłok plazmy od tyłu, jej energia zostanie zmniejszona. Statystycznie zderzenia czołowe są częstsze, więc w dłuższym okresie czasu cząstka zyskuje energię. Proces ten jest jednak zbyt wolny i nieefektywny by mógł wydajnie przyspieszać cząstki do wysokich energii.

Mechanizm Fermiego I rodzaju polega na wielokrotnym przejściu cząstki przez czoło fali uderzeniowej. Proces ten jest o wiele szybszy oraz bardziej wydajny niż mechanizm II rodzaju [38,39]. Zwiększanie energii cząstki w ten sposób powoduje jednak zwiększenie jej promienia Larmora i w konsekwencji ucieczkę cząstki z takiego „akceleratora”. Przewidywane widmo energetyczne cząstek przyspieszanych w ten sposób powinno mieć charakter potęgowy z wykładnikiem około -2, który jest nieco większy niż wykładnik uzyskany dzięki pomiarom. Wyjaśnienie tej różnicy może wiązać się z propagacją cząstek promieniowania kosmicznego w polach magnetycznych Drogi Mlecznej [40].

Rozpędzanie cząstek za pomocą mechanizmu Fermiego I rodzaju wymaga istnienia odpowiednio silnych fal uderzeniowych. Odpowiednim kandydatem mogą być fale uderzeniowe towarzyszące wybuchom supernowych, które przynajmniej częściowo powinny być odpowiedzialne za powstanie cząstek promieniowania kosmicznego o energiach

dochodzących nawet do  $10^{15}$  eV. Za stwierdzeniem tym przemawia fakt, że ilość supernowych jest wystarczająca do wyjaśnienia obserwowanego strumienia, a skład promieniowania kosmicznego odpowiada oczekiwanemu składowi obszarów z wysokim współczynnikiem częstości wybuchów supernowych [41]. Dodatkowo, istnieją dane obserwacyjne z pozostałości supernowych, w których zmierzono cząstki gamma o energiach dochodzących do  $10^{14}$  eV [42], co dowodzi możliwości przyspieszania cząstek naładowanych przynajmniej do tych energii. Wynika stąd, że cząstki przyspieszane w ten sposób są głównymi kandydatami na promieniowanie kosmiczne o energiach nie przekraczających  $10^{15}$  eV. Znajduje to potwierdzenie w obserwowanym załamaniu widma promieniowania kosmicznego – tzw. „kolanie”, które występuje dla energii około  $10^{15.5}$  eV. Energia ta jest prawdopodobnie maksymalną energią osiągalną przez protony w wyniku przyspieszania na fali uderzeniowej supernowej. Powyżej energii załamania widmo staje się bardziej strome oraz zmienia się skład strumienia promieniowania kosmicznego, co można wytłumaczyć zmniejszoną ilością protonów.



Rysunek 5: Diagram Hillasa [43], przedstawiający możliwości rozpędzania protonów za pośrednictwem mechanizmu Fermiego I rodzaju dla wybranych obiektów. Maksymalna energia wyliczana jest na podstawie pola magnetycznego obiektu oraz jego rozmiaru.

Teoria rozpędzania cząstek na fali uderzeniowej supernowej, pozwala również częściowo wyjaśnić tzw. „drugie kolano” – załamanie widma promieniowania kosmicznego, występujące dla energii około  $10^{17}$  eV. Skoro pojedynczy proton może zostać przyspieszony do energii  $10^{15.5}$  eV, to jądra cięższych pierwiastków powinny uzyskać energię  $Z$  – krotnie większą. Wówczas osiągnięcie energii, przy której występuje drugie załamanie widma, możliwe byłoby dla jąder żelaza ( $Z=26$ ) [44]. Dodatkowym wyjaśnieniem istnienia załamania jest fakt, że promienie Larmora protonów o tak dużych energiach zaczynają być porównywalne z grubością dysku galaktycznego i część z nich może uciec w przestrzeń międzygalaktyczną.

Powyżej energii  $10^{17}$  eV rozpędzanie na falach uderzeniowych supernowych nie jest w stanie wyjaśnić obserwowanego widma promieniowania kosmicznego. Obiektami zdolnymi do rozpędzania cząstek do tak wysokich energii są obiekty o silnym polu magnetycznym lub odpowiednio dużym rozmiarze [43] (zobacz Rysunek 5). Maksymalna możliwa do uzyskania energia w przypadku rozpędzania jest ograniczona przez iloczyn tych wartości:

$$E_{max} \cong qBRc, \quad (5)$$

gdzie  $q$  oznacza ładunek cząstki,  $B$  indukcję pola magnetycznego,  $R$  oznacza rozmiar obiektu, zaś  $c$  oznacza prędkość światła. Rysunek 5 wskazuje, że żaden z wymienionych na nim obiektów nie gwarantuje nadania cząstkom energii rzędu  $10^{20}$  eV.

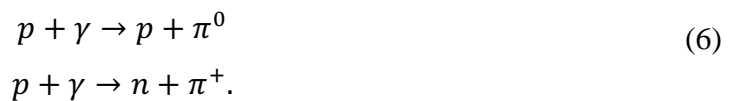
Przyspieszanie cząstek naładowanych w jetach oraz na fali uderzeniowej, powstałej w wyniku kolizji cząstek jetu z ośrodkiem międzygalaktycznym jest jednym z najbardziej obiecujących scenariuszy. Obiekty tego typu są jednak dość rzadkie i powinny być łatwo dostrzegalne z odległości rzędu kilkudziesięciu megaparseków.

Inny możliwy mechanizm to wybuchy gamma (ang. Gamma Ray Bursts – GRB) [45]. W czasie wybuchu emitowane są olbrzymie ilości energii w czasie rzędu minut. Wybuchy gamma są dostatecznie częste, a ich rozmieszczenie, jako obiektów kosmologicznych, powoduje, że znajdują się na całym niebie. Zasadniczym problemem jest brak korelacji z zaobserwowanymi cząstkami promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach.

Widmo promieniowania kosmicznego powyżej drugiego załamania może być wyjaśnione zarówno poprzez promieniowanie galaktyczne, jak i pozagalaktyczne. W miarę wzrostu energii ilość promieniowania galaktycznego będzie spadać z powodu ucieczki z galaktyki coraz większej liczby cząstek. Nie jest znany dokładny moment, w którym pozagalaktyczne promieniowanie kosmiczne zaczyna dominować nad promieniowaniem galaktycznym, jednak właśnie ten efekt może być odpowiedzialny za spłaszczenie widma, widoczne dla energii około  $2 \cdot 10^{18}$  eV, zwane „kostką”.

## 2.6 Efekt GZK.

Zapewne nie da się wytłumaczyć pochodzenia wszystkich cząstek promieniowania kosmicznego za pomocą jednego mechanizmu rozpędzania. Zagadką pozostaje przede wszystkim powstawanie cząstek o najwyższych energiach. Z danych obserwacyjnych wiadomo, że nie powstają one w Drodze Mlecznej, a kierunki ich nalatywania są skorelowane z rozkładem galaktyk [46,47]. Dodatkowym czynnikiem utrudniającym lokalizację źródeł jest postulowany efekt GZK (Greisen–Zatsepin–Kuzmin) [48,49]. Protony o energiach przekraczających  $5 \cdot 10^{19}$  eV mają tak dużą energię, że mogą oddziaływać z fotonami promieniowania mikrofalowego tła w reakcjach:

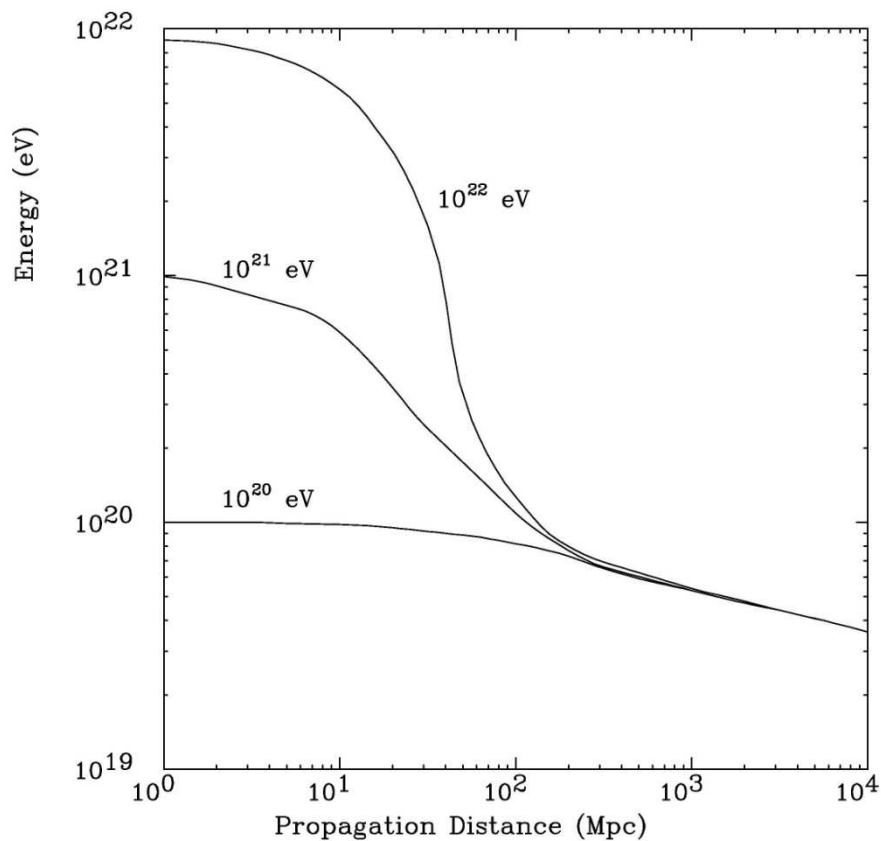


W każdej takiej reakcji protony tracą kilkanaście procent swojej energii, co skutkuje szybką utratą energii w czasie propagacji w przestrzeni międzygalaktycznej [50]. Oznacza to, że cząstki o energiach przekraczających  $5 \cdot 10^{19}$  eV nie mogą przybywać z bardzo odległych obszarów wszechświata, gdyż niezależnie od ich energii początkowej, ich energia obserwowana zostałaby zmniejszona do poziomu uniemożliwiającego zachodzenie tych reakcji (zobacz Rysunek 6). Skutkiem tego jest postulowane obcięcie w obserwowanym widmie promieniowania kosmicznego. Cząstki powyżej energii progowej na oddziaływanie nazywane są super–GZK. Maksymalna odległość z jakiej mogą przychodzić cząstki super–GZK szacowana jest na 50 Mpc i określana jest jako horyzont GZK.

## 2.7 AGASA i HiRES

Potwierdzenie (bądź zanegowanie) obcięcia GZK miały przynieść zapoczątkowane w latach dziewięćdziesiątych XX wieku: amerykański eksperyment High Resolution Fly’s Eye (HiRES) oraz japoński eksperyment Akeno Giant Air Shower Array (AGASA).

Detekcja cząstek promieniowania kosmicznego w eksperymencie HiRES polegała na obserwacji za pomocą dwóch detektorów, emisji fluorescencyjnej towarzyszącej przejściu energetycznej cząstki przez atmosferę ziemską. W eksperymencie AGASA wykorzystano detektory mionów oraz detektory powierzchniowe, które rozmieszczone były na powierzchni  $100 \text{ km}^2$ .

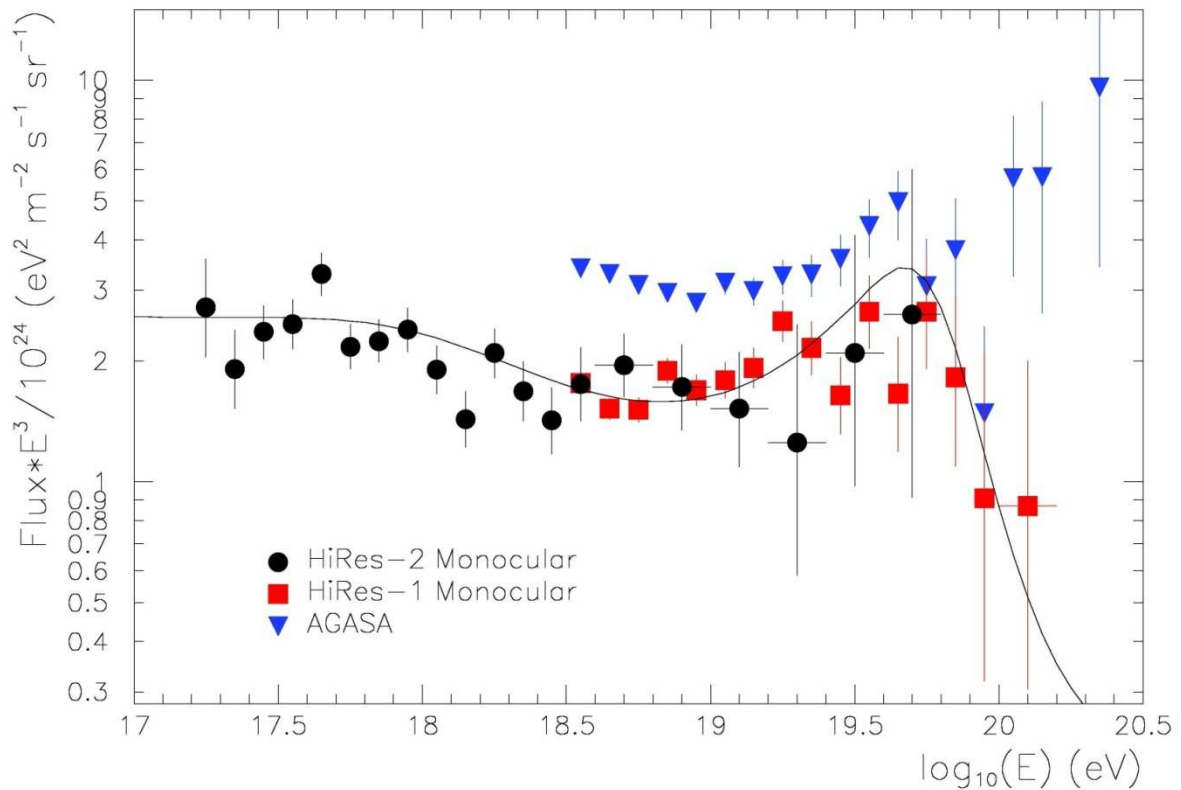


Rysunek 6: Graficzne ilustracja efektu GZK. Cząstki o energiach powyżej progu na oddziaływanie z fotonami promieniowania tła, w czasie propagacji w przestrzeni międzygalaktycznej, tracą energię do osiągnięcia energii progowej [50].

W czasie działania (tj. do 2002 roku) eksperyment AGASA zaobserwował 11 przypadków o energiach powyżej  $10^{20}$  eV. Zgodnie z obcięciem GZK należałoby oczekiwać około dwóch takich obserwacji. Oznacza to odchylenie o ponad cztery odchylenia standardowe od wyników oczekiwanych z obcięciem GZK [51]. Wyniki eksperymentu HiRES zawierały jedynie dwa przypadki obserwacji o energiach porównywalnych do  $10^{20}$  eV, co bardzo dobrze potwierdzało obcięcie widma, spowodowane przez efekt GZK.

Dane z eksperymentu AGASA sugerowały, że widmo promieniowania powinno mieć niezmienny, potęgowy charakter. Wynika stąd, że według eksperymentu AGASA obcięcie GZK jest bardzo mało prawdopodobne. Zbyt mała statystyka w obu eksperymentach nie pozwalała na wyciągnięcie jednoznacznych wniosków potwierdzających, bądź negujących efekt GZK. Dodatkowo, wyniki obserwacyjne obu eksperymentów znacząco różniły się również w zakresie energii od  $10^{18.5}$  eV do  $10^{19.5}$  eV (zobacz Rysunek 7). Dane obserwacyjne eksperymentu HiRES szacowały strumień promieniowania kosmicznego na około 30% mniejszy niż wynikający z danych eksperymentu AGASA [52,53]. Różnica taka spowodowana była zapewne błędem systematycznym w jednym z eksperymentów. Błąd taki

nie wyjaśnia jednak znacznych różnic w kształcie i wielkości widma dla energii powyżej  $10^{20}$  eV [52,54].

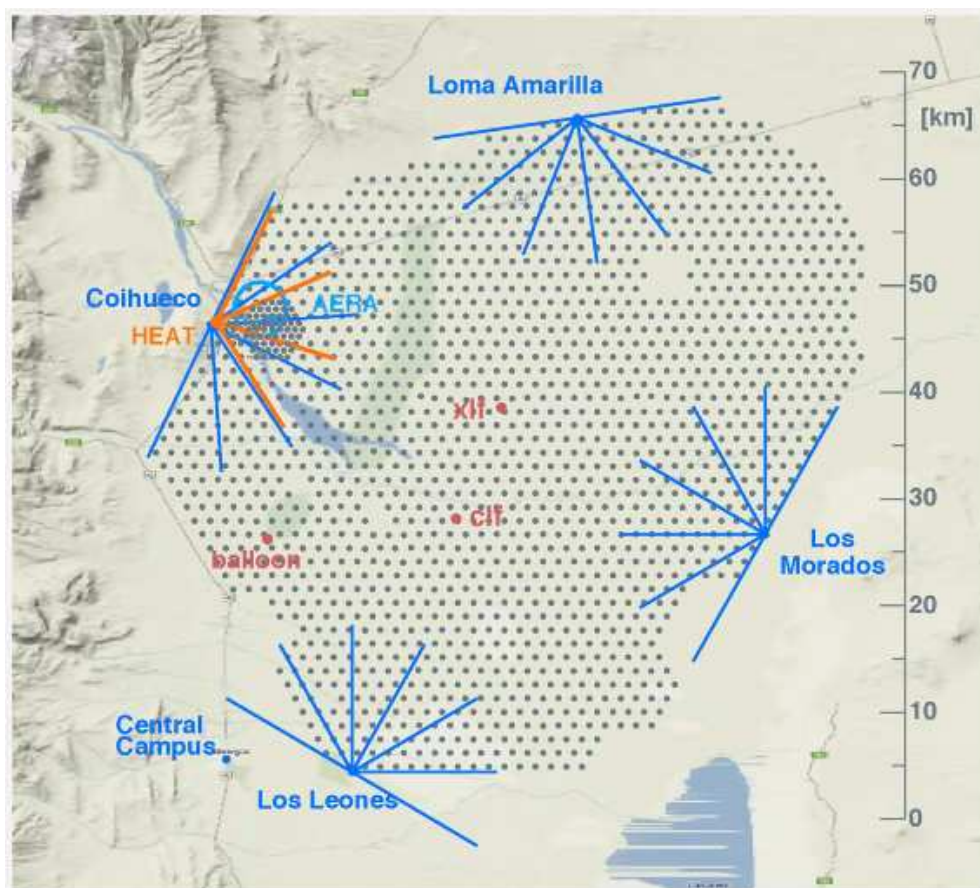


Rysunek 7: Widma uzyskane dzięki danym obserwacyjnym eksperymentu HiRES oraz AGASA. Strumień cząstek pomnożony został przez  $E^3$  w celu pokazania potężowego charakteru widma dla energii do  $10^{19.5}$  eV. Postulowane obcięcie widma, powodowane przez efekt GZK jest widoczne jedynie w danych eksperymentu HiRES [54].

## 2.8 Obserwatorium Pierre Auger

W celu wyjaśnienia różnic między danymi z obu powyższych eksperymentów oraz jednoznacznego potwierdzenia, bądź zanegowania efektu GZK zdecydowano się na stworzenie międzynarodowego eksperymentu Pierre Auger Observatory (PAO). Obserwatorium Pierre Auger jest największym na świecie naziemnym eksperymentem, który dedykowany jest do detekcji cząstek promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach (powyżej  $10^{18}$  eV). Obserwatorium położone jest w Argentynie, w prowincji Mendoza, niedaleko miasta Malargüe. Budowa obserwatorium możliwa była dzięki międzynarodowej współpracy skupiającej ponad 450 naukowców z 18 krajów i została ukończona w grudniu 2008 roku. Obserwatorium wykorzystuje techniki detekcji użyte zarówno w eksperymencie AGASA, jak i w eksperymencie HiRES. Na obszarze ponad  $3000 \text{ km}^2$  rozmieszczono na

planie siatki trójkątnej 1680 detektorów powierzchniowych (ang. surface detectors – SD). W stronę obszaru zajmowanego przez te detektory skierowane są cztery detektory fluorescencyjne (ang. fluorescence detector – FD), każdy składający się z sześciu teleskopów fluorescencyjnych (zobacz Rysunek 8). Dzięki zastosowaniu obu metod, możliwe do detekcji są tzw. przypadki hybrydowe, zarejestrowane jednocześnie przez detektory powierzchniowe oraz fluorescencyjne. Pozwala to na dokładniejsze oszacowanie energii, kierunku nadlatywania oraz rodzaju cząstki inicjującej pęki atmosferyczne.



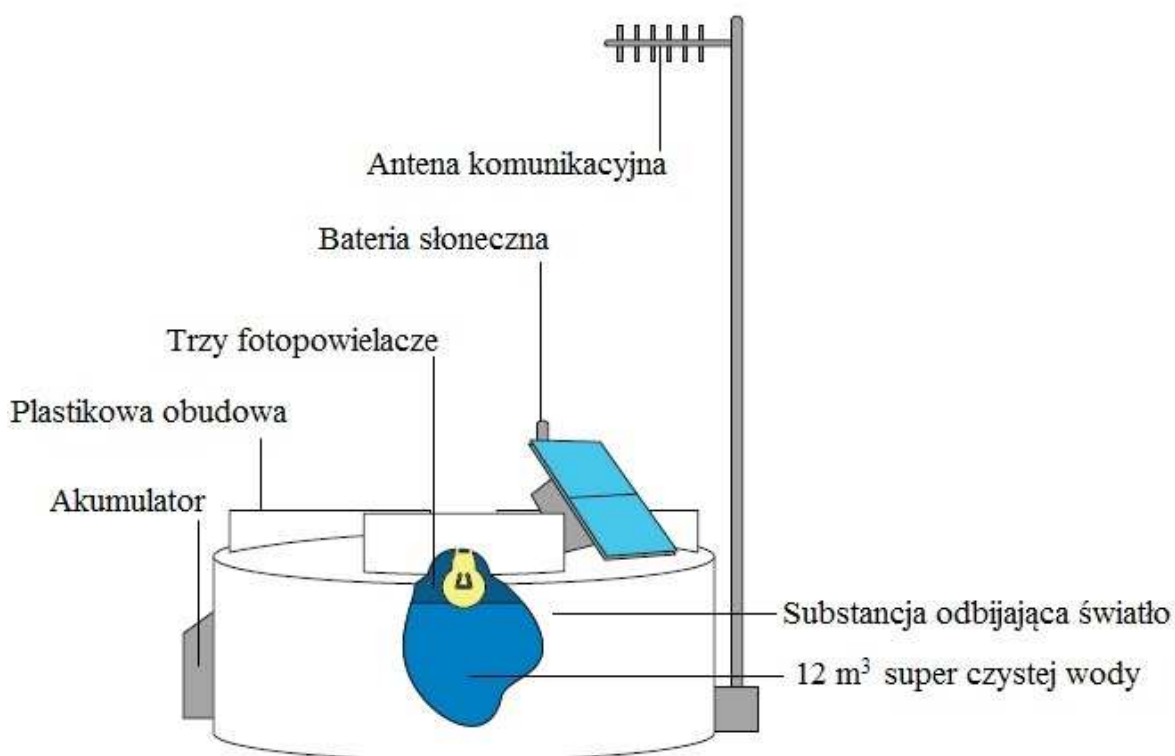
Rysunek 8: Mapa Obserwatorium Pierre Auger pokazująca lokalizację 1680 detektorów powierzchniowych oraz czterech detektorów fluorescencyjnych: Coihueco, Los Amarilla, Los Leones oraz Los Moredos. Ukazana została również lokalizacja radiowego eksperymentu AERA oraz eksperymentu AMIGA, polegającego na podziemnej detekcji mionów [55].

### 2.8.1 Detektory powierzchniowe

Każdy z detektorów powierzchniowych, używanych w Obserwatorium Pierre Auger jest zbiornikiem w kształcie walca, o średnicy 3,6 m. oraz wysokości 1,2 m. W każdym detektorze znajdują się 3 fotopowielacze, zanurzone w około 12 m<sup>3</sup> super czystej wody. Wysokie wymogi czystości wody związane są z uniemożliwieniem jakiegokolwiek rozwoju



życia biologicznego i spadku przezroczystości, co ma umożliwić pracę detektora przez 20 lat. Wewnętrzne ściany detektora pokryte są substancją odbijającą większość padającego na nią światła. Każdy detektor wyposażony jest w antenę Global Positioning System (GPS) oraz antenę służącą do komunikacji z Centralnym Systemem Akwizycji Danych (ang. Central Data–Acquisition System – CDAS) . W zewnętrznej części detektora znajduje się również pojemnik z elektroniką oraz akumulator i baterie słoneczne, które zasilają cały detektor. Schemat detektora przedstawia Rysunek 9.



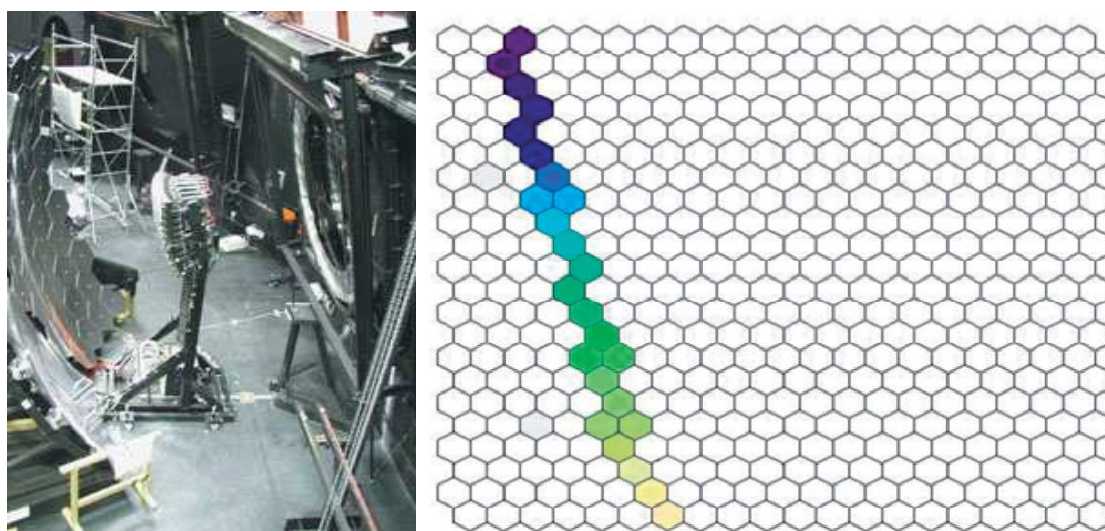
Rysunek 9: Detektor powierzchniowy z wyszczególnionymi częściami składowymi [56].

Miony oraz składowa elektromagnetyczna pęków atmosferycznych docierając do poziomu detekcji, w większości przypadków wciąż posiada wystarczająco dużą energię, by poruszać się w powietrzu niemal z prędkością światła. W wodzie wypełniającej detektor powierzchniowy, cząstka taka będzie poruszać się szybciej niż światło, co z kolei spowoduje wygenerowanie promieniowania Czerenkowa. Światło to jest następnie rejestrowane przez zanurzone w wodzie fotopowielacze. Sygnał z fotopowielaczy jest konwertowany z częstotliwością 40 MHz z analogowego na 15-bitowy sygnał cyfrowy i przekazywany do układu elektronicznego w celu analizy [57]. Jeżeli sygnał spełnia określone warunki, zostaje tymczasowo zapisany w pamięci układu elektronicznego, a jego znacznik czasowy zostaje przekazany do Centralnego Systemu Akwizycji Danych za pomocą komunikacji bezprzewodowej. Warunki, które musi spełnić sygnał, by w układach elektronicznych

umożliwiona została jego dalsza obróbka, zwyczajowo noszą miano *trigger*. W Centralnym Systemie Akwizycji Danych sprawdzana jest koincydencja między przychodzącymi znacznikami ze wszystkich detektorów i w przypadku jej stwierdzenia, wysłana zostaje informacja zwrotna, która inicjuje transmisję całego odczytu z fotopowielaczy. Sprawdzanie koincydencji jest tzw. triggerem drugiego poziomu i jest niezbędne w celu wyeliminowania przypadkowych sygnałów, które są powodowane tłem mionowym. Olbrzymią zaletą detektorów powierzchniowych jest fakt, że czas detekcji stanowi niemal 100% czasu aktywnego.

## 2.8.2 Detektory fluorescencyjne.

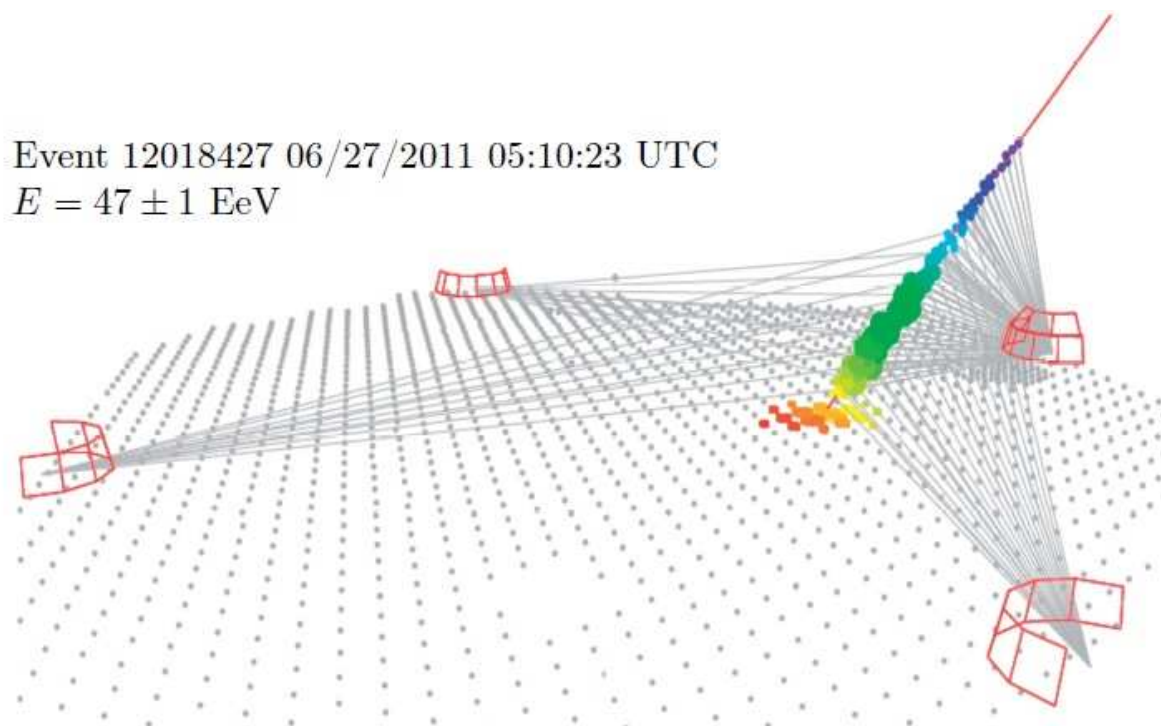
Detektory fluorescencyjne składają się z sześciu teleskopów fluorescencyjnych, z których każdy obserwuje fragment nieba obejmujący  $30^\circ$ . Oznacza to, że każdy detektor fluorescencyjny obserwuje  $180^\circ$  fragment nieba patrząc w kierunku zajmowanym przez detektory powierzchniowe (zobacz Rysunek 8). Każdy z teleskopów składa się ze sferycznego, segmentowanego lustra oraz zestawu fotopowielaczy obejmujących zakresem widzenia całe lustro (Rysunek 10). Dzięki szybkiej elektronice możliwe jest zmierzenie informacji czasowej, czyli zbadanie rozwoju pęku.



Rysunek 10: Teleskop fluorescencyjny – budowa (lewa strona) oraz przykładowy sygnał (prawa strona) [58].

Teleskopy fluorescencyjne mierzą światło ultrafioletowe emitowane przez wzbudzone molekuly azotu w procesie de-ekscytacji. Wzbudzenie tych molekuł następuje w czasie przejścia naładowanych cząstek pęku atmosferycznego przez atmosferę. Jeżeli wzbudzone molekuly azotu nie stracą energii w czasie kolizji z innymi cząstkami, wyemitują światło

fluorescencyjne, skoncentrowane głównie w trzech pasmach: 337, 357 oraz 391 nm [57]. Efekt ten jest w niewielkim stopniu zależny od ciśnienia i temperatury. Istotnym czynnikiem jest fakt, że emitowane w ten sposób światło ultrafioletowe jest emitowane izotropowo, czyli nie jest powiązane z kierunkiem lotu cząstki pędu oraz jest proporcjonalne do ilości cząstek w pęku kosmicznym. Pozwala to zmierzyć zarówno maksimum pędu (z dokładnością do 20 g/cm<sup>2</sup>), jak i oszacować energię cząstki inicjującej pęk. Ze względu na zastosowanie fotopowielaczy, detektory fluorescencyjne mogą pracować jedynie w ciemne, bezksiężycowe noce, co pozwala oszacować czas detekcji na jedynie 12%-15% czasu aktywnego.



Rysunek 11: Przypadek hybrydowy zarejestrowany naraz przez cztery detektory fluorescencyjne w Obserwatorium Pierre Auger. Kolory oznaczają przekrój czasowy [59].

### 2.8.3 Przypadki hybrydowe.

Dzięki analizom przesłanych odczytów z detektorów powierzchniowych oraz danym z detektorów fluorescencyjnych można wyznaczyć energię, rodzaj oraz kierunek cząstki znacznie dokładniej niż w przypadku korzystania jedynie z danych z jednego typu detektora. Rodzaj cząstki można określić dzięki różnicom w strukturze składowej elektromagnetycznej. Kierunek i kąt nalatywania określa się z danych czasowych z detektorów fluorescencyjnych oraz z koincydencji detektorów powierzchniowych. Dodatkowo można go również wyznaczyć z momentu wystąpienia maksimum składowej elektromagnetycznej. Przypadki, w

których istnieje możliwość korzystania naraz z danych obydwu typów detektorów, nazywane są przypadkami hybrydowymi (zobacz Rysunek 11).

#### **2.8.4 Dodatkowe eksperymenty.**

Na terenie zajmowanym przez Obserwatorium Pierre Auger zlokalizowane są również eksperymenty Auger Muons and Infill for the Ground Array (AMIGA) oraz Auger Engineering Radio Array (AERA). Miejsce położenia obu eksperymentów pokazuje Rysunek 8. Eksperyment AERA zostanie szerzej przedstawiony w kolejnym rozdziale. Eksperyment AMIGA polega na detekcji składowej mionowej pęków atmosferycznych za pomocą detektorów scyntylacyjnych umieszczonych około 2,5 m. pod powierzchnią ziemi. Taki sposób umieszczenia detektorów umożliwia wyeliminowanie składowej elektromagnetycznej pęku, wobec czego wszystkie sygnały powinny być powodowane przez miony, które z łatwością przenikają taką warstwę ziemi. Dzięki bezpośredniej możliwości zliczania mionów, dolny zakres energetyczny Obserwatorium Pierre Auger zostanie rozszerzony do około 0,3 EeV, dzięki czemu możliwe stanie się zbadanie obszaru widma w okolicy „drugiego kolana”.

## ROZDZIAŁ 3

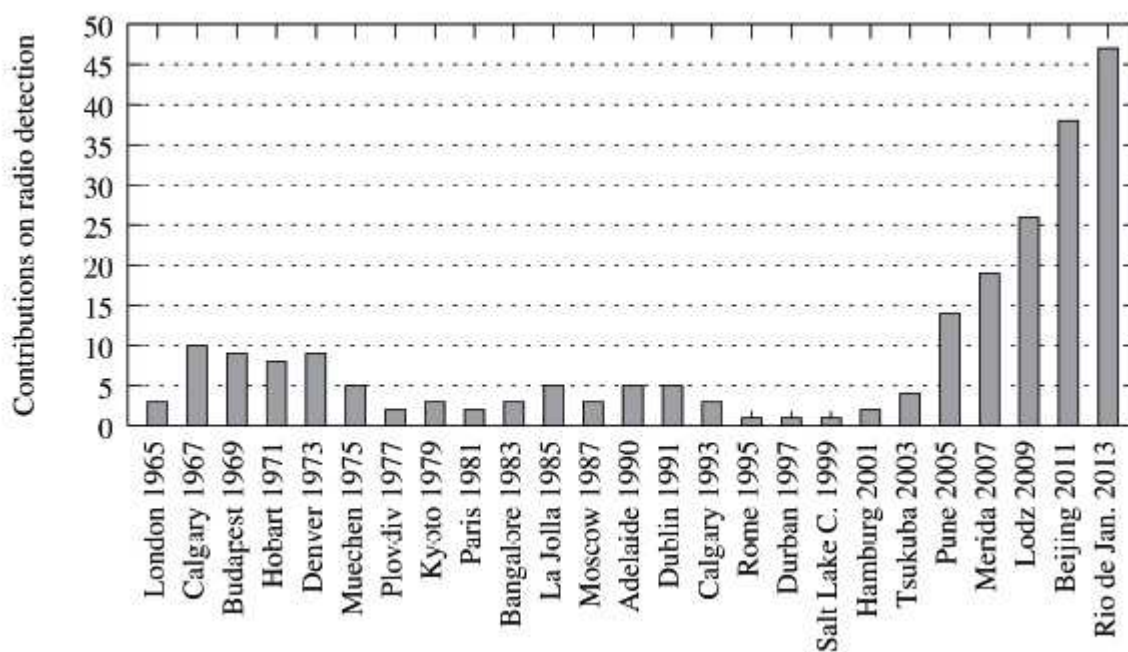
### Detekcja Radiowa.

Emisja radiowa z pęków atmosferycznych została opisana i odkryta ponad 50 lat temu [14,15,16]. Jest ona emitowana przede wszystkim przez elektromagnetyczną składową pęku, głównie w procesach geomagnetycznych. Ze względu na aspekt techniczny, metoda detekcji emisji radiowej z pęków nie była wykorzystywana w detekcji cząstek promieniowania kosmicznego. Dopiero w ostatnich latach postęp techniczny umożliwił jej wykorzystanie [60], jako alternatywnej do detekcji światła fluorescencyjnego i uzupełniającej dane z detektorów powierzchniowych, a także w detekcji pęków generowanych przez wysokoenergetyczne neutrino, oddziałujące w gęstym ośrodku. Możliwości te spowodowały wzrost zainteresowania używaniem detekcji emisji radiowej z pęków w eksperymentach. Ma to również przełożenie na ilość artykułów zajmujących się zagadnieniami związanymi z detekcją emisji radiowej (zobacz Rysunek 12).

Ze względu na fakt, że amplituda impulsu radiowego jest powiązana z ilością oraz energią cząstek składowej elektromagnetycznej, pozwala ona oszacować energię cząstki inicjującej pęk. Emisja radiowa pozwala również śledzić rozwój pęku, dzięki czemu istnieje możliwość wyznaczenia jego maksimum, a co za tym idzie możliwość określenia rodzaju cząstki inicjującej [61]. Detektory radiowe pozwalają również, poprzez analizę czasów pojawienia się impulsów, określić kierunek przyjscia cząstki. Dodatkowym atutem jest czas detekcji, ograniczony jedynie występowaniem burz oraz silnych atmosferycznych pól elektrycznych w pobliżu detektorów [62]. Czas ten dochodzi nawet do 95% czasu aktywnego, co pozwala traktować detekcję radiową jako dobrego kandydata do przypadków hybrydowych.

### 3.1 Mechanizmy emisji radiowej.

Emisja radiowa z pęków atmosferycznych jest skomplikowanym procesem, na który składa się kilka mechanizmów. Zrozumienie poszczególnych mechanizmów składowych jest niezbędne do całościowego opisu procesu emisji oraz do odpowiedniej interpretacji wyników obserwacyjnych, co z kolei umożliwi poprawne określenia możliwych parametrów pęku oraz cząstki inicjującej. Dodatkowo, amplituda impulsów radiowych emitowanych przez naładowane cząstki pęku, zależna jest od dużej ilości parametrów takich jak: kąt między osią pęku atmosferycznego, a lokalnym polem magnetycznym, odległość detektora od pęku oraz ilość elektronów (i pozytonów) w pęku. Zależności te nie zostały jeszcze dokładnie poznane, co utrudnia interpretację wyników obserwacji impulsów radiowych. Warto zwrócić uwagę, że w procesach emisji biorą udział głównie elektrony i pozytony. Inne cząstki naładowane – miony, protony, czy jądra cięższych pierwiastków są ze względu na znacznie większe masy, w zdecydowanie mniejszym stopniu odpowiedzialne za emisję radiową.



Rysunek 12: Liczba artykułów poświęconych detekcji radiowej na poszczególnych konferencjach ICRC w latach 1965 – 2013 [63]. Początkowa, większa ilość artykułów związana jest z czasem odkrycia zjawiska emisji radiowej z pęków atmosferycznych. Późniejsze zmniejszenie ilości prac wiązało się z brakiem technicznych możliwości, pozwalających wykorzystać detekcję radiową w eksperymentach.

Mechanizmy emisji możemy podzielić na trzy grupy, w zależności od dominującego procesu. Pierwszą grupą są procesy związane z oddziaływaniami elektronów, pozytonów oraz

fotonów z atmosferą ziemską. Procesy te prowadzą do nierównomiernego rozkładu ładunku elektrycznego w pęku. Drugą i trzecią grupę stanowią procesy związane z oddziaływaniami cząstek naładowanych z ziemskim polem magnetycznym oraz, odpowiednio, z atmosferycznymi polami elektrostatycznymi. Do tych grup można zaliczyć procesy polegające na przyspieszaniu cząstek naładowanych, czy separacji ładunku w pęku.

### 3.1.1 Procesy geomagnetyczne.

Głównym mechanizmem emisji radiowych [64] jest separacja ładunków elektrycznych w ziemskim polu magnetycznym. Zgodnie z siłą Lorentza:

$$\vec{F} = e(\vec{v} \times \vec{B}), \quad (7)$$

ładunki dodatnie odchylane będą w przeciwną stronę niż ładunki ujemne. Maksymalne odchylenie zależne jest od zasięgu indywidualnych cząstek. Dla każdej nowej generacji cząstek, separacja ładunków zachodzi od nowa, ze względu na fakt, że para elektron – pozyton generowana jest niemalże punktowo. Uśredniając po wielu takich przypadkach oraz uwzględniając zachodzące na siebie generacje otrzymujemy quasi-stabilny stan, w którym ładunki dodatnie i ujemne podążają równolegle do siebie, ale są rozdzielone poprzecznie. W ten sposób pęk atmosferyczny otrzymuje elektryczny moment dipolowy. Ewolucja dipolu elektrycznego podczas ruchu przez atmosferę produkuje promieniowanie podobne do promieniowania Czerenkowa. Emisja ta dominuje nad innymi typami emisji jedynie w przypadku istnienia koherencji pomiędzy promieniowaniem z różnych części pęku. W takim przypadku ilość energii wypromieniowanej proporcjonalna jest do  $v^2 dv$ , gdzie  $v$  oznacza częstotliwość wyemitowanej fali elektromagnetycznej. W przypadku niekoherentnej emisji z różnych części pęku, ilość energii wypromieniowanej gwałtownie spada [65].

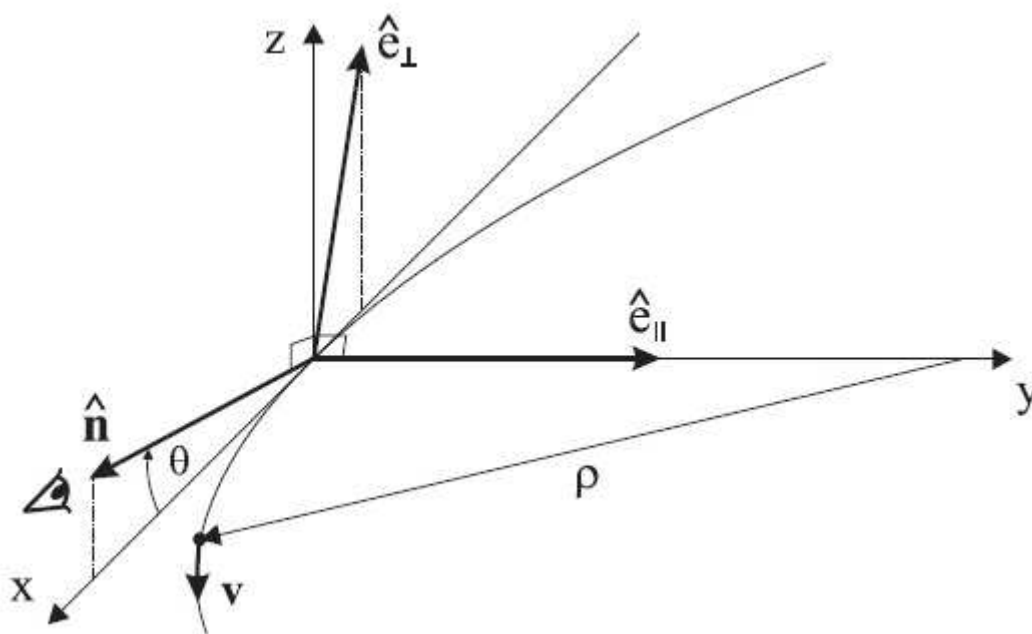
Rozdzielanie ładunków powoduje również indukowanie w pęku atmosferycznym poprzecznych prądów. Poruszające się rozdzielone ładunki powodują powstanie pola magnetycznego. W efekcie w pęku powstaje fala elektromagnetyczna, poruszająca się z prędkością cząstek składowych pęku. W przypadku, gdy prędkość pęku jest większa niż prędkość światła w powietrzu, na zasadzie podobnej do powstania promieniowania Czerenkowa, powstaje elektromagnetyczna fala uderzeniowa. Promieniowanie elektromagnetyczne emitowane jest w tym procesie głównie w zakresie od 30 do 100 MHz [66]. Proces ten jest nieco mniej istotny, niż poruszanie się dipolu elektrycznego w pęku, ze



względnie na mniejszą ilość energii wypromieniowanej, jednak oba opisane procesy są odpowiedzialne za większość emisji radiowej w pęku.

### 3.1.2 Procesy geosynchrotronowe.

Kolejnym efektem, związanym z ziemskim polem magnetycznym, jest zmiana toru lotu elektronów i pozytonów. Zmiana wektora prędkości oznacza, że cząstka jest przyspieszana, co prowadzi do emisji promieniowania elektromagnetycznego. Relatywistyczne cząstki naładowane w polu magnetycznym emitują promieniowanie synchrotronowe, skupione w wąskim stożku, które omiata obserwatora silnym impulsem w krótkim czasie. Geometrię procesu przedstawia Rysunek 13.



Rysunek 13: Geometria emisji synchrotronowej pojedynczej cząstki, żyrującej w polu magnetycznym, dla obserwatora patrzącego z kierunku  $\hat{n}$ , pod kątem  $\theta$  do wektora prędkości cząstki. Trajektoria lotu cząstki zawiera się w płaszczyźnie OXY, a jej promień skrętu wynosi  $\rho$ . Emisja synchrotronowa może być podzielona na emisję w płaszczyźnie ruchu cząstki  $\hat{e}_{\parallel}$  oraz w kierunku prostopadłym  $\hat{e}_{\perp}$  [67].

Rozkład mocy promieniowania dany jest wzorem [67]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c} \left| -\varepsilon_{\parallel} A_{\parallel}(\omega) \pm \varepsilon_{\perp} A_{\perp}(\omega) \right|^2, \quad (8)$$

gdzie znak plus odpowiada elektronom, a znak minus pozytonom. Amplitudy pól elektrycznych wynoszą odpowiednio:



$$A_{\parallel}(\omega) = \frac{\rho}{c} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right) \int_{-\infty}^{\infty} x e^{i \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right)} dx \quad (9)$$

$$A_{\perp}(\omega) = \frac{\rho}{c} \sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right)} dx \quad (10)$$

Całki w powyższych wzorach można zapisać w postaci zmodyfikowanych funkcji Bessela:

$$\int_{-\infty}^{\infty} x \sin \left[ \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right) \right] dx = \frac{1}{\sqrt{3}} K_{2/3}(\xi) \quad (11)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \cos \left[ \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right) \right] dx = \frac{1}{\sqrt{3}} K_{1/3}(\xi)$$

Stąd:

$$\int_{-\infty}^{\infty} x e^{i \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right)} dx = \int_0^{\infty} x e^{i \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right)} dx - \int_0^{\infty} x e^{-i \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right)} dx =$$

$$= 2i \int_0^{\infty} x \sin \left[ \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right) \right] dx = \frac{2i}{\sqrt{3}} K_{2/3}(\xi) \quad (12)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right)} dx = \int_0^{\infty} e^{i \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right)} dx + \int_0^{\infty} e^{-i \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right)} dx =$$

$$= 2 \int_0^{\infty} \cos \left[ \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{x^3}{3} \right) \right] dx = \frac{2}{\sqrt{3}} K_{1/3}(\xi) \quad (13)$$

Wówczas amplitudy pola elektrycznego można zapisać za pomocą:

$$A_{\parallel}(\omega) = i \frac{2\rho}{\sqrt{3}c} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right) K_{2/3}(\xi) \quad (14)$$

$$A_{\perp}(\omega) = i \frac{2\rho}{\sqrt{3}c} \sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2} K_{1/3}(\xi), \quad (15)$$

gdzie:

$$\xi = \frac{\omega\rho}{3c} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{3/2}. \quad (16)$$

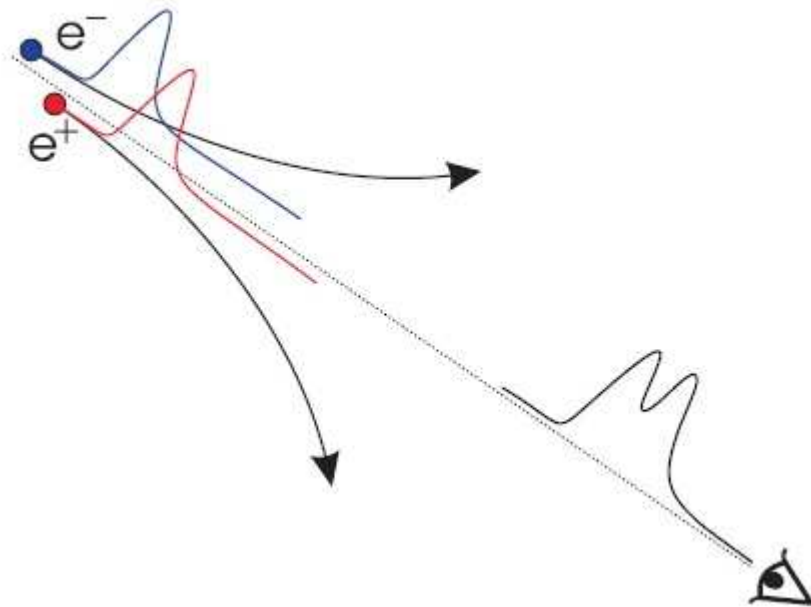
Zatem:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = 2|A(R, \omega)|^2 = \frac{4e^2}{3\pi c^2} \left(\frac{\omega\rho}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^2 \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{\gamma^{-2} + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right]. \quad (17)$$

Wówczas, dla danej odległości od obserwatora  $R$ , możemy zapisać, że składnik częstotliwościowy pola elektrycznego wynosi:

$$E(R, \omega) = \sqrt{\frac{4\pi}{c}} \frac{1}{R} A(R, \omega). \quad (18)$$

Powyższe kalkulacje odnoszą się do pojedynczych cząstek. W pękach atmosferycznych elektrony i pozytony tworzone są w parach. Korzystając z symetrii ruchu obu cząstek można znacznie uprościć powyższą kalkulację. W przypadku idealnej symetrii składowe  $A_{\parallel}$  obu cząstek sumują się, zaś składowe  $A_{\perp}$  wzajemnie się znoszą.

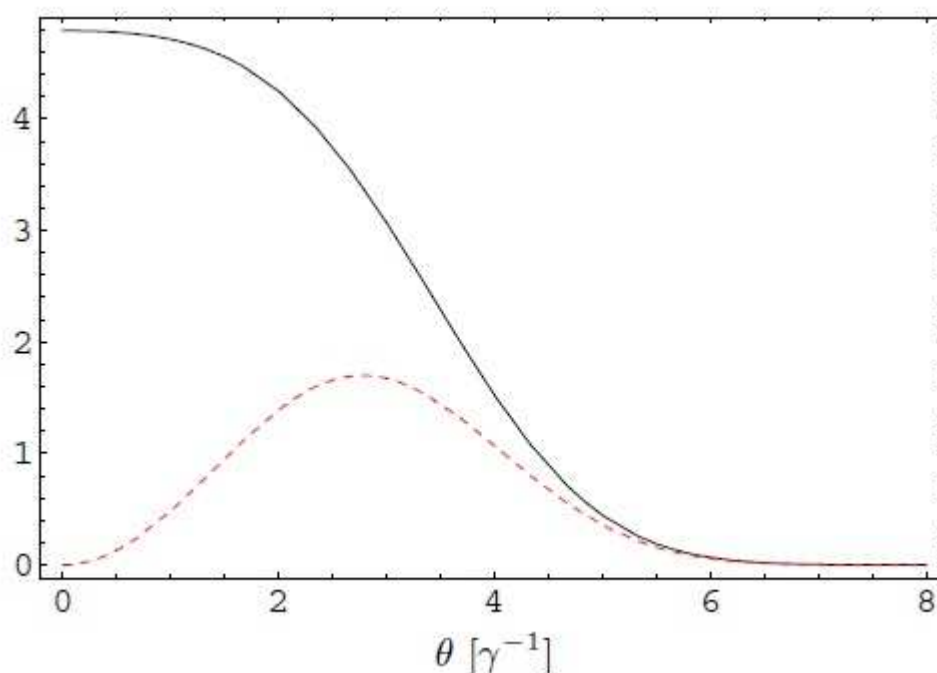


Rysunek 14: Niekoherentna emisja radiowa z pary elektron – pozyton w przypadku niepełnej symetrii układu [68].

W przypadku niepełnej symetrii układu, zarówno sumowanie składowych  $A_{\parallel}$ , jak i znikanie składowych  $A_{\perp}$  jest jedynie częściowe. W taki wypadku emisja koherentna jest możliwa w przypadku niewielkiej zmiany symetrii układu. Dzieje się tak, gdyż impuls emitowany przez cząstki relatywistyczne jest bardzo krótki. W przypadku znacznej separacji cząstek, emisja koherentna nie będzie miała miejsca (zobacz Rysunek 14).

Rozpatrując pęk atmosferyczny jako całość można założyć, że poszczególne składniki  $A_{\parallel}$  dodają się, zaś składowe  $A_{\perp}$  wzajemnie się znoszą. Uproszczenie to nie wprowadza

dużych błędów, jeżeli rozpatrzmy nie poszczególne pary elektron – pozyton, ale grupy par, poruszające się z tą samą prędkością w tym samym kierunku i przenikające się wzajemnie (zobacz Rysunek 15). Założenie takie jest poprawne, gdyż średnia droga swobodna elektronu i pozytonu na oddziaływanie jest znacznie dłuższa niż obszar, z którego generowane są impulsy. W takim wypadku, każda cząstka ma w swoim bezpośrednim sąsiedztwie, znaczną liczbę cząstek, z którymi może zostać sparowana [68].

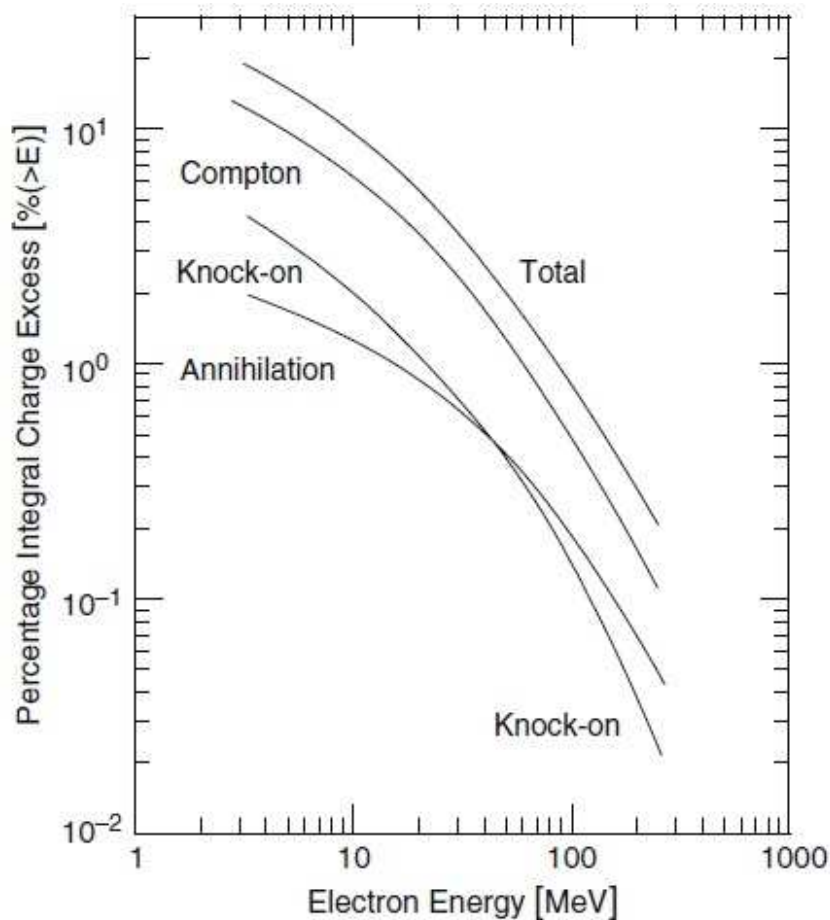


Rysunek 15: Porównanie  $A_{||}$  (linia ciągła) oraz  $A_{\perp}$  (linia przerywana) dla  $\nu = 100$  MHz,  $\gamma = 60$  oraz  $B = 0,3$  G [68].

### 3.1.3 Charge excess oraz efekt Askaryana.

Rozwój elektromagnetycznej składowej pęku jest symetryczny ze względu na ładunek dodatni oraz ujemny. Dla dużych energii, głównymi procesami zachodzącymi podczas tego rozwoju są: produkcja par oraz promieniowanie hamowania. Cząstki w każdej nowej generacji są około dwukrotnie mniej energetyczne. W momencie osiągnięcia przez cząstkę energii 80 MeV, zaczynają dominować procesy związane z jonizacją ośrodka. W maksimum rozwoju składowej elektromagnetycznej, elektrony posiadają średnio energię około 30 MeV. Dla takich energii można oczekiwać separacji ładunku wzdłuż toru lotu pęku. Efekt ten jest wywoływany przez trzy procesy: rozpraszanie Comptona, wybijanie elektronów z zewnętrznych powłok atomowych oraz anihilację pozytonów z elektronami atmosferycznymi [69]. W ten sposób za pękiem pozostaje ładunek dodatni, w postaci zjonizowanych cząstek

atmosfery, zaś czoło pęku posiada nadmiar ładunku ujemnego. Ze względu na zmiany ilości cząstek naładowanych w czasie propagacji pęku, wyemitowana zostaje radialnie spolaryzowana fala radiowa (zobacz Rysunek 17) [70]. Dodatkowo, gdy prędkość pęku przekracza prędkość światła w powietrzu, powstaje, analogicznie jak dla procesów geomagnetycznych, elektromagnetyczna fala uderzeniowa. Efekt ten nazywamy efektem Askaryana [14,71]. Odpowiada on za niewielką część ogólnej emisji radiowej (zobacz Rysunek 16) [69,72].



Rysunek 16: Zależność procesów składowych efektu Askaryana od energii elektronu w maksimum pęku [69]. Widoczna jest również zależność poszczególnych komponentów w całkowitej emisji radiowej z tego procesu.

### 3.1.4 Procesy geoelektryczne.

Oprócz ziemskiego pola magnetycznego, pionowa separacja ładunków może zostać spowodowana przez pole elektrostatyczne Ziemi. W warunkach normalnych, przy powierzchni, gradient tego pola wynosi około 100 V/m, zaś na większych wysokościach spada, by około 10 km nad Ziemią wynieść kilka woltów na metr. Wartości te są zależne od

wielu czynników, takich jak pogoda, lokalizacja, czy pora roku. W normalnych warunkach pole to nie jest w mierzalny sposób wpłynąć na cząstki pęku, jednak podczas gwałtownych burz, gradient pola może osiągać wartości ponad 10 kV/m. W takich warunkach emisja radiowa z procesów geoelektrycznych może przewyższać emisję związaną z procesami geomagnetycznymi [73]. Obserwowalne efekty widoczne są już w przypadku gradientu wynoszącego 1 kV/m. Wynika stąd, że w czasie burz oraz w przypadku wystąpienia silnych pól elektrostatycznych w atmosferze, detektory radiowe mogą wychwytywać impulsy radiowe nie związane z pękami atmosferycznymi, a co za tym idzie, błędnie je interpretować. W związku z tym, w czasie występowania zwiększonego gradientu pola elektrostatycznego, detekcja radiowa jest zawieszana, co powoduje, że czas detekcji nie jest w 100% równy czasowi aktywnemu.

### **3.1.5 Emisja radiowa w zakresie GHz.**

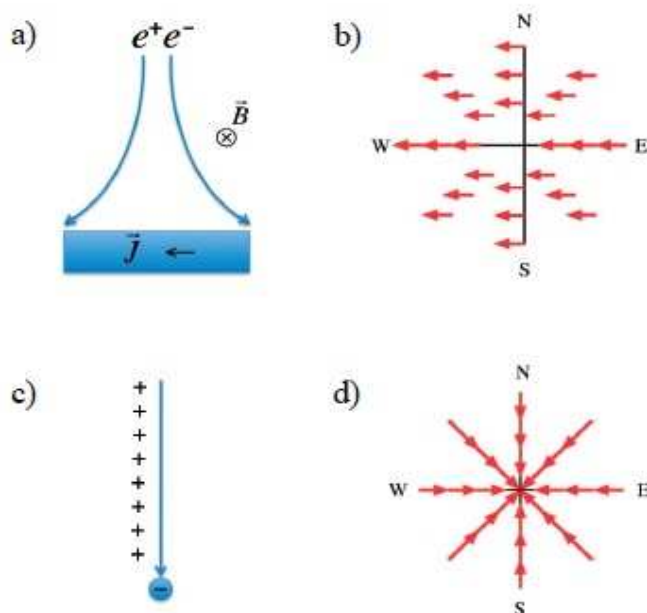
Źródłem emisji radiowej mogą być również cząstki znacznie cięższe od elektronów. Przykładem takiej emisji może być promieniowanie hamowania, emitowane przez molekuly w zakresie GHz [74]. Dzięki pomiarom w tym zakresie, możliwa jest detekcja pęków atmosferycznych ze znacznych odległości. Wynika to z faktu, że emisja ta jest izotropowa i nie jest związana z kierunkiem rozwoju pęku, jak w przypadku wszystkich opisanych powyżej procesów.

## **3.2 Polaryzacja.**

Ważnym aspektem procesów radiacyjnych jest polaryzacja sygnału. Jest ona stosunkowo łatwa do określenia oraz w niektórych przypadkach, pozwala na określenie dominującego procesu emisji, bądź określenie wkładów z poszczególnych procesów. Jak wspomniano wcześniej, polaryzacja sygnałów pochodzących z procesów charge excess ma polaryzację radialną, zaś polaryzacja impulsów emitowanych przez procesy geomagnetyczne jest prostopadła do kierunku lokalnego pola magnetycznego (zobacz Rysunek 17). Dokładniej, polaryzacja w takim przypadku, jest iloczynem wektorowym kierunku pęku oraz pola magnetycznego. Wynika stąd, że dla pęków poruszających się wzdłuż pola magnetycznego, długość wektora polaryzacji jest dużo mniejsza niż w przypadku pęków poruszających się prostopadle do pola.

### 3.3 Eksperymenty radiowe.

Emisja radiowa w zakresie MHz została odkryta już w latach 50-tych XX wieku, jednak ze względu na ówczesne możliwości techniczne, znacznie wydajniejszym sposobem detekcji okazały się detektory światła Czerenkowa i fluorescencyjnego. Zrozumienie mechanizmów emisji oraz szybki rozwój elektroniki umożliwiły powstanie wielu eksperymentów, takich jak COsmic ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas (CODALEMA), czy Low-frequency array PrototypE Station (LOPES), korzystających z detekcji sygnałów radiowych w celu rozszerzenia informacji zdobytej dzięki detektorom powierzchniowym. Dzięki doświadczeniu zdobytemu w czasie trwania obu eksperymentów, udało się stworzyć eksperyment AERA, który łączy w sobie zalety obu poprzedników.



Rysunek 17: Polaryzacja sygnałów radiowych w zależności od sposobu emisji. Badając polaryzację sygnału można w łatwy sposób poznać wkład każdego procesu w całkowitą emisję radiową [75].

CODALEMA jest francuskim eksperymentem, położonym w obserwatorium radiowym w Nançay [76,77]. Ze względu na swoją lokalizację, działa on w radiowo cichym środowisku. Eksperyment składa się z dwóch typów detektorów: liczników scyntylicyjnych, których zadaniem jest wykrywanie cząstek składowych pęku oraz dipolowych anten, służących do detekcji emisji radiowej z pęków atmosferycznych. Dane obserwacyjne uzyskane dzięki temu eksperymentowi pokazały, że emisja radiowa z pęków atmosferycznych spowodowana jest głównie mechanizmami geomagnetycznymi oraz pozwoliły oszacować wkład emisji powodowanej przez charge excess i efekt Askaryana [69,72].

LOPES jest niemieckim eksperymentem, zlokalizowanym na terenie Karlsruhe Institute of Technology (KIT). Detekcja emisji radiowej o częstotliwości od 40 MHz do 80 MHz odbywa się za pomocą anten radiowych ulokowanych przy detektorach powierzchniowych eksperymentu KASKADE-Grande [78]. Dzięki temu istnieje możliwość porównania wyników z obu eksperymentów, a co za tym idzie, dokładniejszego określenia energii, kierunku oraz typu cząstki inicjującej pęk [61].

Detekcja radiowa używana jest również w celu wykrywania wysokoenergetycznych neutrin. Tianshan Radio Experiment for Neutrino Detection (TREND) używa teleskopów radiowych do wykrywania pęków horyzontalnych, inicjowanych przez neutrina taonowe w otaczających górach [79]. Antarktyczne eksperymenty radiowe – Askaryan Radio Array (ARA) oraz Antarctic Impulsive Transient Antenna (ANITA) nasłuchują emisji radiowych z pęków rozwijających się w lodzie [80,81]. W takim wypadku dominującym mechanizmem emisji powinny być procesy związane z charge excess i efektem Askaryana.



Rysunek 18: Stacja robocza eksperymentu AERA. Dipolowa antena pozwala na jednoczesne mierzenie polaryzacji wschód- zachód oraz północ-południe [82].

### **3.4 Eksperyment AERA.**

AERA jest eksperymentem radiowym ulokowanym na terenie Obserwatorium Pierre Auger (zobacz Rysunek 8). Głównym zadaniem eksperymentu jest uzupełnianie danych z detektorów powierzchniowych. Konieczność taka spowodowana jest ograniczeniem czasu pracy detektorów fluorescencyjnych jedynie do ciemnych, bezksiężycowych nocy. Dużym atutem tego typu rozbudowy był fakt, że jest on relatywnie tani, w porównaniu do innych rodzajów detektorów.

W chwili obecnej, AERA składa się ze 124 stacji radiowych, które instalowane były w dwóch etapach. W pierwszym etapie zainstalowano 24 stacje wyposażone w dipolowe anteny radiowe (ang. logarithmic-periodic dipole antenna – LPDA), ustawione w odległości 100 m od siebie (zobacz Rysunek 18). Etap ten zakończony został w 2010 roku. Drugi etap polegał na instalacji stu stacji z antenami radiowymi typu Butterfly, ustawionych w odległościach 250 m i 375 m od siebie [83]. Wszystkie stacje robocze są niezależne od detektorów powierzchniowych, co wiąże się z własną elektroniką oraz osobnym zasilaniem z baterii słonecznych.

Sygnal analogowy, uzyskiwany z anten, przepuszczany jest przez analogowe filtry anti-aliasingowe Bessela (Zobacz Dodatek D), a następnie przekształcany jest na sygnał cyfrowy przez przetworniki analogowo cyfrowe (ang. Analog-to-Digital Converter – ADC) [57]. Dalsza analiza sygnału odbywa się cyfrowo w układach elektronicznych. Aktualnie, w stacjach roboczych eksperymentu AERA, używane są układy FPGA (ang. field-programmable gate arrays) serii Cyclone<sup>®</sup> III firmy Altera<sup>®</sup>. W czasie planowanej w najbliższej przyszłości modernizacji AERA++, odbędzie się wymiana układów FPGA na szybsze oraz mniej energochłonne układy serii Cyclone<sup>®</sup> V.

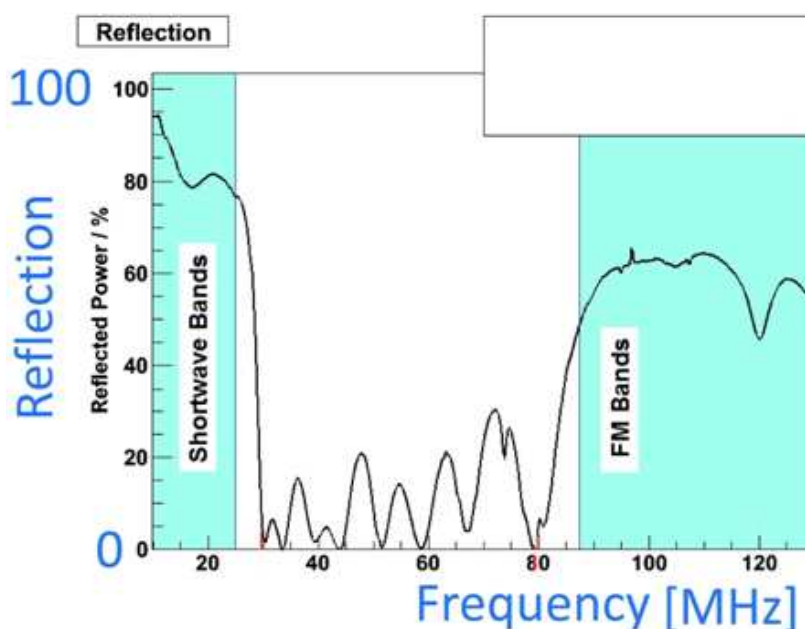
#### **3.4.1 Zakres pomiarowy.**

Zakres pomiarowy eksperymentu AERA zawiera się w granicach od 25 MHz do około 85 MHz. Wartości te wynikają z trzech czynników.

Pierwszym z nich jest ograniczona przepuszczalność atmosfery dla fal radiowych o częstotliwościach spoza tego pasma (zobacz Rysunek 19). W częstotliwościach spoza tego pasma, fale radiowe są wielokrotnie odbijane, a ich obraz w detektorze jest zniekształcony w sposób uniemożliwiający uzyskanie wartościowych danych.



Drugim czynnikiem, częściowo pokrywającym się z pierwszym, jest dominacja szumu galaktycznego w tym zakresie [84]. Szum galaktyczny jest względnie niski i zmienia się w przewidywalny sposób oraz tylko w ograniczonym stopniu, co pozwala w łatwy sposób wydobyć sygnał użyteczny. Dla częstotliwości poniżej około 20 MHz, szum zdominowany jest przez sygnały z jonosfery, powstające w wyniku wielokrotnych odbić sygnałów emitowanych np.: przez bardzo odległe burze. Dodatkowo, ten zakres częstotliwości jest wykorzystywany przez urządzenia korzystające z fal krótkich. Szum dla sygnałów powyżej częstotliwości 100 MHz zaczyna być zdominowany przez sygnały powstające w wyniku wielokrotnych odbić oraz absorpcji w atmosferze. Poziom szumu, dla tego typu sygnałów jest trudny do oszacowania, przez co wydobywanie sygnału użytecznego jest znacznie trudniejsze. Kolejnym czynnikiem zakłócającym są sygnały typu FM, które propagowane są w paśmie powyżej 100 MHz.



Rysunek 19: Zakres pomiarowy eksperymentu AERA. Obcięcie częstotliwości poniżej 25 MHz i powyżej 85 MHz jest niezbędne ze względu na odbicia w atmosferze [85].

Trzecim powodem wybrania danego pasma częstotliwościowego do pomiarów jest fakt, że sygnały radiowe emitowane przez pęki atmosferyczne są koherentne do częstotliwości około 100 MHz. Cząstki pędu atmosferycznego poruszają się z podobną prędkością i w tym samym kierunku, tworząc cienki front o grubości zaledwie kilku metrów. Aby emisja z pędu była koherentna, długość fali elektromagnetycznej, emitowanej przez front pędu, musi być znacznie większa niż grubość frontu. W takim wypadku wszystkie cząstki z pędu będą emitować sygnały w tej samej fazie. W wypadku koherentnej emisji energia

wypromieniowana proporcjonalna jest do kwadratu ilości cząstek, a co za tym idzie, do kwadratu energii cząstki pierwotnej [14,71]. W przypadku emisji niekoherentnej, energia wypromieniowana jest proporcjonalna jedynie do ilości cząstek, co powoduje, że impulsy generowane przez taką emisję są o wiele słabsze i trudniejsze do detekcji.

### 3.4.2 Triggery w detektorach radiowych.

W związku z niezależnym od innych typów detektorów, systemem detekcji pęków atmosferycznych, detektory radiowe posiadają własny system triggerów, określających, czy dany przypadek nadaje się do rejestracji, czy należy go odrzucić.

Istnieje kilka możliwości, w jaki sposób mogą być one wyzwalone. Pierwszym z nich jest podejmowanie decyzji o uruchomieniu triggera autonomicznie, jedynie na podstawie danych zebranych w czasie akwizycji. Drugim sposobem jest możliwość uruchamiania wyzwalacza za pomocą zewnętrznych urządzeń. Wybór jednej z powyższych metod ma diametralny wpływ na algorytmy użyte w układach FPGA.

Dodatkowymi urządzeniami, które mogą służyć w celu uruchamiania wyzwalacza mogą być, zamontowane w stacji roboczej, liczniki scyntylicyjne mające na celu zliczanie towarzyszących pękom mionów. Istotną wadą takiego rozwiązania jest znaczne zwiększenie kosztów każdej ze stacji radiowych.

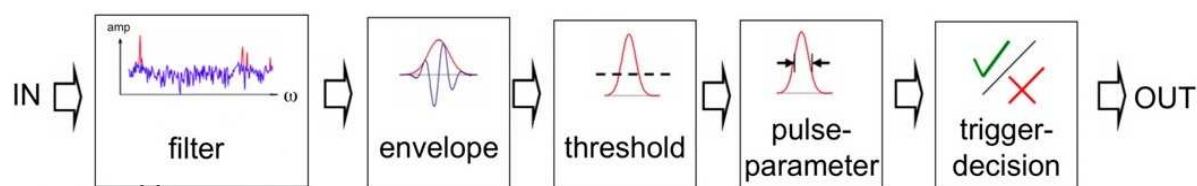
Inną metodą, wykorzystującą zewnętrzne triggery, jest wykorzystanie danych z detektorów powierzchniowych. Rozwiązanie to wymaga połączenia radiowego między detektorami powierzchniowymi, a stacją roboczą eksperymentu AERA. Detektory powierzchniowe w momencie otrzymania z Centralnego Systemu Akwizycji Danych (tzn. po potwierdzeniu koincydencji) sygnału nakazującego transmisję danych, wysyła również sygnał o uruchomieniu triggera do detektora radiowego. Ze względu na opóźnienia przy przesyłaniu oraz analizie danych, ta metoda uruchamiania triggera wymaga ciągłego zapisu przynajmniej pięciu sekund danych w pamięciach układu FPGA. Oznacza to, że układy elektroniczne każdej stacji roboczej muszą być wyposażone w przynajmniej  $180 \text{ MHz} \cdot 12 \text{ bit} \cdot 5 \text{ s} \cong 1,5 \text{ GB}$  pamięci RAM, pozwalające na jednoczesny zapis i odczyt, co powoduje większe zużycie energii niż w wypadku innych metod uruchamiania triggerów. Jest to istotna wada dla eksperymentu zasilanego za pomocą baterii słonecznych.

Autonomiczna metoda uruchamiania triggera (self-triggering) polega na analizie danych z detektora. Analiza ta wymaga, by sygnały były możliwie pozbawione wszelkiego rodzaju zakłóceń, wobec czego stosowany jest filtr cyfrowy. Z wyczyszczonego w ten sposób

sygnału brana jest obwiednia, a następnie sprawdzane jest, czy spełnia ona szereg warunków, takich jak przekroczenie minimalnego progu oraz posiadanie odpowiedniej szerokości w połowie maksymalnej amplitudy. Na podstawie tych informacji podejmowana jest decyzja, czy dane nadają się do dalszej obróbki. Schemat tego procesu przedstawia Rysunek 20. Ze względu na występowanie zmiennego szumu galaktycznego, próg używany w triggerze nie może być zbyt niski, gdyż w takim przypadku większość rejestrowanych sygnałów nie byłaby generowana przez pęki atmosferyczne. W praktyce próg musi być kilkakrotnie wyższy od poziomu szumu, by częstotliwość triggerów utrzymywała się na odpowiednim poziomie i nie była zbyt duża, co mogłoby spowodować nasycenie kanału transmisyjnego [86].

W chwili obecnej połowa stacji roboczych eksperymentu AERA wyposażona jest w digitizery stworzone przez instytut Nikhef [87] które pozwalają na pracę z autonomiczną metodą uruchamiania triggera. Druga połowa używa digitizerów z KIT [87], które pozwalają na zapis blisko siedmiu sekund danych i mogą być używane z zewnętrznymi metodami uruchamiania triggerów.

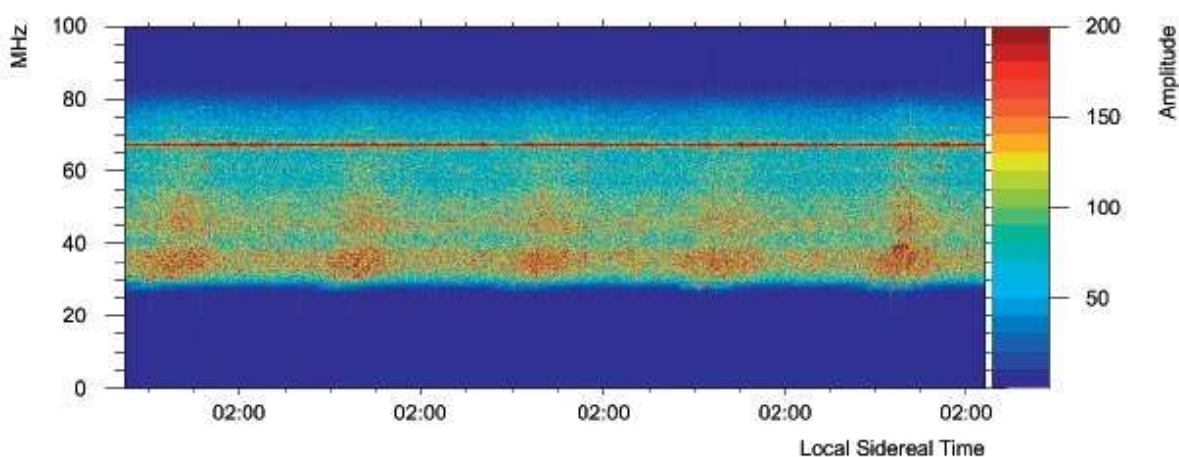
Autonomiczna metoda uruchamiania triggera powoduje, że powiązanie danych z detektorów radiowych oraz danych z detektorów fluorescencyjnych i powierzchniowych, możliwe jest jedynie za pomocą analizy offline. Wynika stąd, że w przypadku decyzji pozytywnej triggera pierwszego poziomu, stacje radiowe przesyłają wszystkie dane do centrali akwizycji danych (ang. central data acquisition – DAQ). Centrala może odrzucić dane ze względu na brak korelacji z przynajmniej dwoma innymi stacjami radiowymi, bądź w przypadku stwierdzenia występowania burz lub silnych pól elektrostatycznych. Dodatkowo, przeprowadzana w czasie rzeczywistym rekonstrukcja kierunku nadejścia sygnału pozwala na odrzucenie przypadków pochodzących ze znanych źródeł zakłóceń interferencyjnych (ang. Radio Frequency Interference – RFI) oraz z przypadków horyzontalnych, których źródłem najczęściej są urządzenia elektryczne. Operacje te pozwalają na uzyskanie około dziesięciu interesujących przypadków w ciągu sekundy, które muszą być zapisane na dysku w celu późniejszego porównania z danymi z innych typów detektorów.



Rysunek 20: Schemat przepływu danych w cyfrowej części samodzielnej stacji roboczej eksperymentu AERA. W celu uzyskania dokładnych danych, niezbędne jest zastosowanie cyfrowego filtra, eliminującego zakłócenia interferencyjne. Rysunek jest zmodyfikowaną wersją rysunku z [88].

### 3.4.3 Filtry cyfrowe.

Mimo wielu zalet, wybrany do obserwacji przez detektory radiowe eksperymentu AERA zakres częstotliwości jest silnie zaszumiony przez zakłócenia interferencyjne, generowane przez urządzenia elektryczne. Zakłócenia te mogą w zasadniczy sposób zmienić charakterystyki impulsów radiowych, generowanych przez pęki atmosferyczne, a także generować fałszywe sygnały, które mogą być odebrane jako pochodzące z pęków atmosferycznych. W rzeczywistości, w eksperymencie AERA, impulsy radiowe generowane przez urządzenia elektryczne powodują wystąpienie triggerów radiowych kilkadziesiąt razy częściej niż emisja radiowa z pęków atmosferycznych. W związku z tym, niezbędne jest wyeliminowanie zakłóceń interferencyjnych przed jakąkolwiek analizą danych radiowych. Zakłócenia takie występują zazwyczaj w formie wąskich pików w dziedzinie częstotliwości (zobacz Rysunek 21).

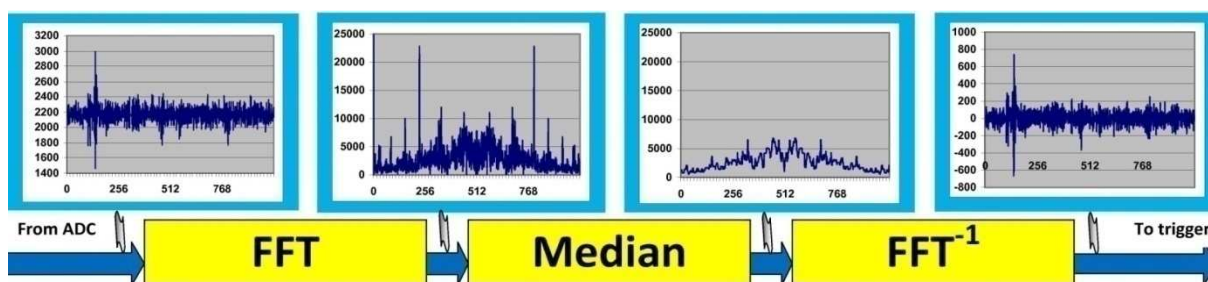


Rysunek 21: Przykład wąskopasmowego zakłócenia interferencyjnego, generowanego przez urządzenia elektryczne. Zakłócenie takie jest wystarczająco silne, by powodować znaczne zmiany w amplitudzie sygnałów w dziedzinie czasu. Dodatkowo, widoczna jest zmiana szumu, w czasie przejścia centrum galaktyki przez pole widzenia anteny [89].

### 3.4.4 Filtr medianowy.

W celu redukcji zakłóceń interferencyjnych, wiele eksperymentów stosuje różne filtry cyfrowe, z których najpopularniejszy jest filtr medianowy, oparty na szybkiej transformacji Fouriera. Jest on również z powodzeniem stosowany w eksperymencie AERA [57,90]. Dane z dziedziny czasu konwertowane są do dziedziny częstotliwości za pomocą transformaty

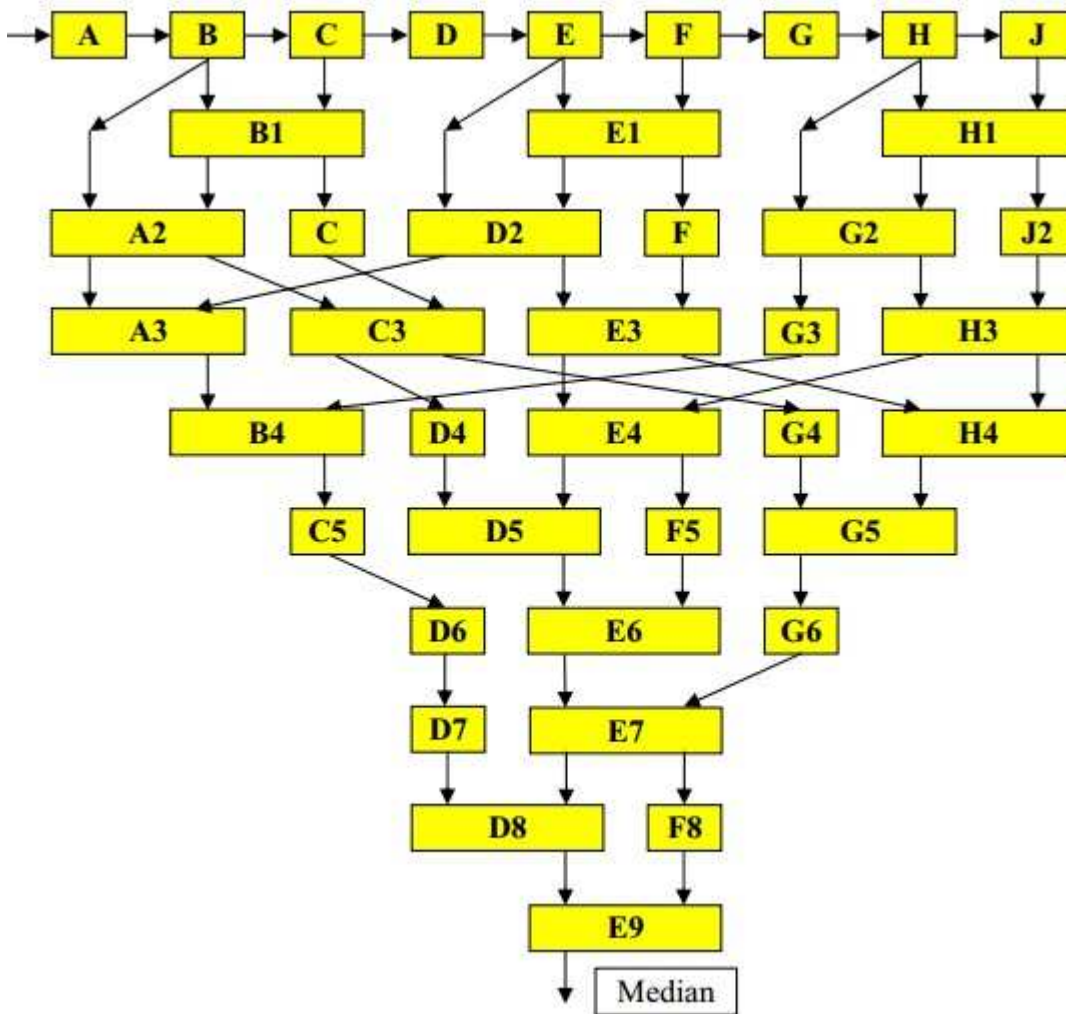
Fouriera (Zobacz Dodatek C). Następnie za pomocą filtra medianowego dokonuje się redukcji wąskopasmowych zakłóceń interferencyjnych. Kolejnym krokiem jest ponowna konwersja sygnału do dziedziny czasu przez odwrotną transformatę Fouriera. W wyniku tego działania, zakłócenia interferencyjne zostają zredukowane do poziomu niemal niezauważalnego w dziedzinie czasu. Uzyskany w ten sposób sygnał można uznać za wyczyszczony i użyć go w dalszej analizie. Schemat procesu przedstawia Rysunek 22.



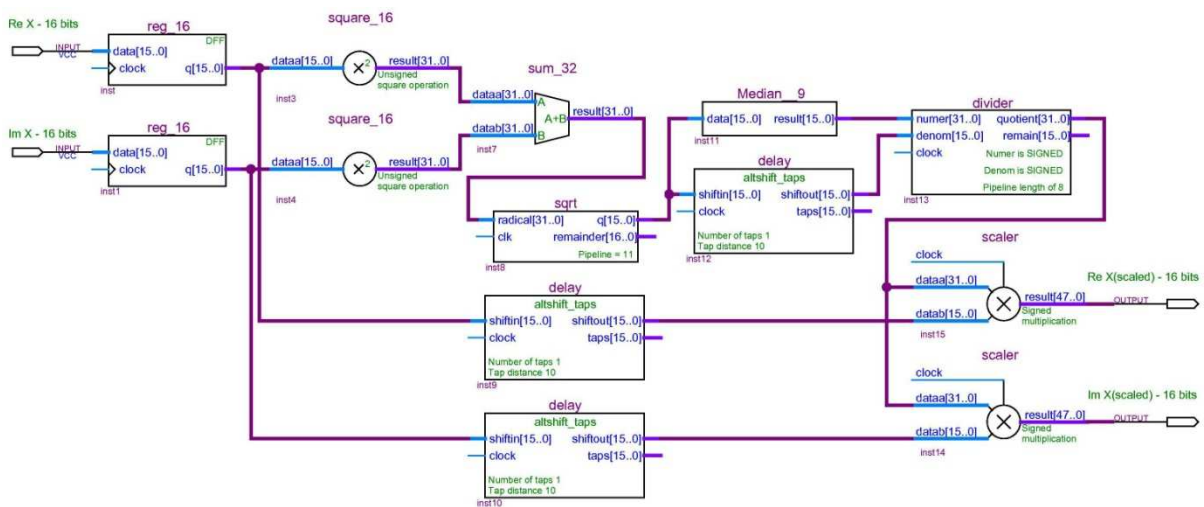
Rysunek 22: Schematyczne przedstawienie filtra medianowego. Widoczna jest wysoka skuteczność filtra w redukcji wąskopasmowych zakłóceń interferencyjnych [90].

Ze względu na duże zużycie zasobów, klasyczne podejście do obliczania mediany danych jest mało efektywne. Dziewięciopunktowy algorytm zużywa aż 41 rejestrów do wykonywania obliczeń, podczas gdy prosta optymalizacja pozwala zmniejszyć ilość rejestrów do 19 [91]. Zoptymalizowany algorytm można w łatwy sposób zaimplementować w strukturę FPGA (zobacz Rysunek 23). Aktualnie, w detektorach radiowych eksperymentu AERA, używane są 15-punktowe filtry medianowe, o nieco lepszym współczynniku redukcji zakłóceń interferencyjnych.

Pewne komplikacje wynikają z faktu, że filtr medianowy operuje na wartościach rzeczywistych, a współczynniki uzyskane za pomocą transformaty Fouriera są liczbami zespolonymi. Rozwiązaniem jest przyjmowanie, jako wartości wejściowych do filtra medianowego, modułów tych liczb. Po obliczeniu mediany, część rzeczywista oraz urojona są ponownie rozdzielane za pomocą mnożenia ich oryginalnych wartości z ułamkiem powstałym w wyniku dzielenia wyniku z mediany z oryginalną wartością modułu. W wyniku takiej operacji odtworzona część rzeczywista oraz urojona mają znacznie większą rozdzielczość bitową niż oryginalnie. Po zostawieniu uzgodnionej ilości najbardziej znaczących bitów, dane te mogą być wprowadzone jako wejście do odwrotnej transformaty Fouriera. Schemat opisujący powyższe działania przedstawia Rysunek 24.



Rysunek 23: Zoptymalizowany schemat działania 9-punktowego filtra medianowego, gotowy do zaimplementowania w strukturę FPGA. Wężkie bloki oznaczają rejestry przesuwne, szersze bloki oznaczają porównanie dwóch wartości wejściowych. Lewe wyjście oznacza wartość mniejszą, zaś prawe – większą [57].



Rysunek 24: Schemat blokowy skalowania części rzeczywistej i urojonej po obliczeniu wartości mediany [57].



Filtr medianowy był pierwszym filtrem cyfrowym implementowanym w detektorach radiowych eksperymentu AERA. Przez wiele lat działał on poprawnie w warunkach rzeczywistych, na pampie argentyńskiej. Główną wadą filtra jest konieczność konwersji danych do dziedziny częstotliwości i z powrotem. Powoduje to, że zużywana jest duża ilość zasobów oraz znaczna ilość energii. Szacowane zużycie energii wynosi około 1W na kanał [90]. Dodatkowo, w czasie konwersji następuje seria mnożeń i zaokrągleń, co powoduje zmiany w kształcie sygnału już podczas wykonywania transformaty Fouriera oraz transformaty odwrotnej. Strata danych następuje również w momencie zaokrąglania wartości wyjściowych, w czasie działania filtra medianowego. Wszystkie te aspekty powodują zniekształcenie sygnału, co jest istotne ze względu na trigger, bazujący na kształcie sygnału. Wielkość zniekształcenia zostanie omówiona w dalszej części pracy.

### 3.4.5 Filtr typu notch.

Drugim rodzajem filtra, aktualnie używanym w detektorach radiowych eksperymentu AERA, jest filtr typu notch, składający się z czterech pasmowo zaporowych filtrów o nieskończonej odpowiedzi impulsowej (ang. infinite impulse response – IIR) (Zobacz Dodatek B) [86]. Filtr ten nie wymaga konwersji danych do dziedziny częstotliwości, co skutkuje znacznie mniejszym poborem mocy niż filtr medianowy. Każdy z zastosowanych filtrów IIR może być opisany za pomocą wzoru:

$$y_i = x_i - (2 \cos \omega_N \cdot x_{i-1}) + x_{i-2} + (2r \cos \omega_N \cdot y_{i-1}) - (r^2 \cdot y_{i-2}), \quad (19)$$

gdzie  $x_i$  oznaczają dane wejściowe do filtra,  $y_i$  dane wyjściowe z filtra,  $\omega_N$  oznacza znormalizowaną częstotliwość zaporową filtra, daną wzorem:

$$\omega_N = \frac{2\pi f_N}{f_S}. \quad (20)$$

W tym wypadku  $f_N$  oznacza częstotliwość filtra, zaś  $f_S$  oznacza częstotliwość próbkowania. Parametr  $r$  może być wybrany dowolnie z przedziału od 0 do 1 i odpowiada za szerokość pasma zaporowego, przy czym im większy współczynnik, tym pasmo zaporowe węższe. W aktualnie używanych filtrach, wartość tego parametru ustawiona została na 0,99.

Ze względu na możliwość implementacji w strukturę FPGA jedynie czterech filtrów IIR dla każdej polaryzacji, redukcja RFI występuje jedynie dla czterech wąskich pasm częstotliwościowych. Częstotliwości te zostały ustalone w wyniku uśrednienia zakłóceń interferencyjnych ze wszystkich stacji radiowych eksperymentu AERA. Pozwoliło to na

przeliczenie części współczynników i wgranie ich wartości w odpowiednie rejestry w strukturze FPGA, co dodatkowo uprościło całą procedurę działania filtra i zmniejszyło jego pobór mocy.

W takim wypadku możliwe było również sprawdzenie offline, czy filtr ten nie ma tendencji do samowzbudzenia [92]. W przypadku filtrów IIR zagadnienie to jest istotne, gdyż ze względu na wykorzystywanie danych wyjściowych z filtra, może dojść do jego potencjalnej niestabilności. Wynika stąd, że nie jest możliwa zmiana współczynników filtra bez wcześniejszego sprawdzenia jego stabilności. Oznacza to, że współczynniki, które zostały wgrane w strukturę FPGA nie mogą być zmieniane dynamicznie, by odpowiednio dopasować się do zmian warunków środowiskowych. Dodatkowo, RFI będące poza zakresem wycinanych częstotliwości nie będą w żaden sposób redukowane. Filtr ten nie wpływa również w żaden sposób na szum galaktyczny. Mimo tych wad, filtr typu notch działa w poprawny sposób w warunkach pampy argentyńskiej przez wiele lat.



## **ROZDZIAŁ 4.**

# **Redukcja zakłóceń interferencyjnych za pomocą filtra bazującego na liniowej predykcji sygnału.**

W niniejszym rozdziale prezentowana jest nowatorska metoda usuwania periodycznych zakłóceń, jej implementacja w strukturę FPGA oraz uzyskane wyniki. Metoda ta polega na zastosowaniu filtra o skończonej odpowiedzi impulsowej (ang. finite impulse response – FIR), potrafiącego automatycznie dopasowywać się do zmiennych zakłóceń sygnału i bazuje na liniowej predykcji sygnału (Zobacz Dodatek B) [17,92]. Dodatkowo, w tym rozdziale zostanie dokonane porównanie z aktualnie używanymi w AERA sposobami redukcji zakłóceń interferencyjnych.

### **4.1 Wprowadzenie**

Detektory radiowe eksperymentu AERA są w dużej większości niezależnie działającymi stacjami roboczymi. Oznacza to konieczność opracowania własnego triggera [86], niezależnego od pozostałych rodzajów detektorów. Trigger ten polega na porównywaniu kształtu obwiedni sygnału z jego maksymalnym odchyleniem. Skuteczna detekcja impulsów radiowych indukowanych przez pęki atmosferyczne wymaga zatem, by sygnał był w jak najmniejszym stopniu skażony zakłóceniami interferencyjnymi. Ze względu na obecność w warunkach pampy argentyńskiej tego rodzaju zakłóceń, niezbędne jest ich efektywne tłumienie. Zakłócenia takie mogą występować w formie krótkich i skoncentrowanych sygnałów w dziedzinie czasu, bądź nieco dłuższych, emitowanych w wąskich pasmach częstotliwościowych [89].

Liniowa predykcja sygnału jest używana w analizach sygnałów wykonywanych w czasie rzeczywistym. Jest ona jedną z głównych metod analizy mowy, co jest szeroko wykorzystywane np. w telefonach komórkowych. W związku z szybkim rozwojem elektroniki możliwa stała się adaptacja algorytmu bazującego na liniowej predykcji sygnału do analizy w czasie rzeczywistym sygnałów radiowych, próbkowanych z częstotliwością nawet 200 MHz. Filtr FIR oparty na liniowej predykcji sygnału jest filtrem adaptacyjnym oraz nie powodującym znaczących zmian w amplitudzie sygnałów, co jest istotne dla skutecznej detekcji impulsów radiowych generowanych przez pęki atmosferyczne. Dodatkowo, zużycie energii przez filtr FIR jest na akceptowalnym poziomie, co ma duże znaczenie dla eksperymentu, w którym detektory zasilane są za pomocą paneli słonecznych.

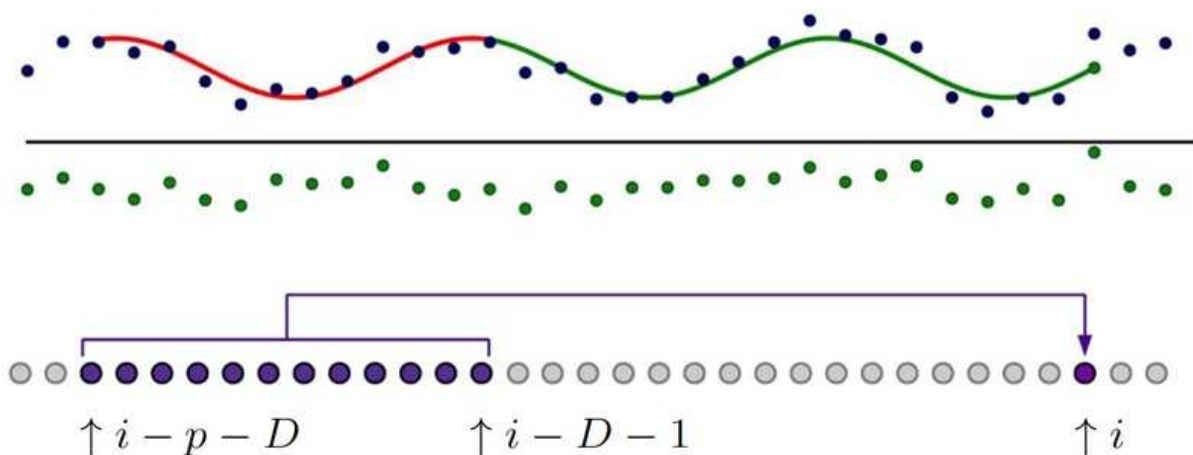
Metoda redukcji RFI, bazująca na liniowej predykcji sygnału porównana została z innymi, aktualnie używanymi metodami, takimi jak filtrowanie w dziedzinie częstotliwości za pomocą filtra medianowego, czy filtrowanie w dziedzinie czasu za pomocą cyfrowego filtra typu notch. Celem porównania było znalezienie mocnych i słabych stron każdej z metod, porównanie ich poborów mocy oraz skuteczności w filtrowaniu zakłóceń interferencyjnych.

## 4.2 Opis metody

Liniowa predykcja sygnału pozwala na skuteczną eliminację periodycznych zakłóceń, ale nie wpływa na krótkie i skoncentrowane impulsy w dziedzinie czasu. Niektóre z takich impulsów są generowane przez poszukiwane sygnały radiowe. Efektywne tłumienie składowych periodycznych powoduje wzrost skuteczności detekcji impulsów pochodzących od tych sygnałów, poprzez zwiększenie stosunku sygnału użytecznego do szumu.

W warunkach rzeczywistych struktura szumu może ulec zmianie w relatywnie krótkim czasie – mogą pojawić się nowe zakłócenia, a niektóre z aktualnie filtrowanych mogą zmienić częstotliwość (zakłócenia typu FM) lub amplitudę (modulacja AM), bądź całkowicie zniknąć. Liniowa predykcja sygnału pozwala na dynamiczną zmianę parametrów (współczynników) bazującego na tej metodzie filtra, by optymalnie dopasować się do aktualnych warunków. Istotnym wymogiem jest jednak, aby czas potrzebny na odświeżenie parametrów filtra do wartości optymalnych był krótszy niż czas zmian właściwości sygnału. Dostatecznie szybkie odświeżanie filtra sprawia, że filtr nadąża za zmianami, co przekłada się na jego stabilną i poprawną pracę. Adaptacja do zmiennych warunków środowiskowych jest jedną z ważniejszych zalet tej metody.

Rysunek 25 ukazuje schemat działania liniowej predykcji sygnału. Załóżmy, że w danych cyfrowych  $s(i)$  znajduje się ukryty, periodyczny sygnał (górny fragment rysunku). Liniowa predykcja sygnału polega na analizie pewnej ilości próbek w celu przewidzenia zachowania periodycznego sygnału po upływie pewnego czasu. Wyciszczone dane uzyskuje się przez odjęcie przewidywanej wartości sygnału periodycznego od odpowiadającej mu danej oryginalnej.



Rysunek 25: Schemat zasady działania filtra bazującego na liniowej predykcji sygnału [93]. Dane z wrysowanym periodycznym zakłóceniem są danymi niefiltrowanymi, zaś poniżej znajdują się dane przefiltrowane.  $i$ -ta wartość jest przewidywana za pomocą danych od  $i-D-p$  do  $i-D-1$ .

Ilość danych ustalona do analizy sygnału jest jednocześnie ilością używanych przez filtr współczynników i została oznaczona jako  $p$ . Parametr ten nazywany jest również rzędem predykcji lub długością filtra. Zwiększenie rzędu predykcji  $p$  powoduje zmniejszenie błędu przewidywanej próbki, ale wymaga większej ilości wykonywanych operacji matematycznych, co z kolei przekłada się na większe zużycie energii i zasobów oraz dłuższy czas odświeżania filtra. Ustalenie odstępu czasowego między danymi, użytymi do przewidzenia zachowania sygnału, a daną, dla której chcemy przewidzieć zachowanie sygnału jest możliwe dzięki parametrowi odstępu  $D$ . Odstęp ten jest niezbędny, aby zminimalizować oddziaływanie filtra na krótkie impulsy, które mogą być powodowane przez sygnały radiowe generowane przez pęki atmosferyczne. Impulsy te mogą trwać do 500 ns, co przy częstotliwości próbkowania 200 MHz oznacza nawet 100 próbek, zawierających dane wymagające analizy kształtu. Wybór wielkości opisanych parametrów zależy od panujących warunków i będzie przedyskutowany w kolejnych podrozdziałach.

### 4.3 Matematyczna podstawa działania filtra

W niniejszym podrozdziale przedyskutowana zostanie teoretyczna podstawa działania filtra bazującego na liniowej predykcji sygnału. Niech dane wejściowe będą opisywane za pomocą próbek  $s(i)$ , gdzie  $i$  oznacza pozycję próbki, zaś  $\hat{s}(i)$  niech oznacza przewidywany, periodyczny sygnał ukryty w oryginalnych danych. Wówczas proces filtracji sygnału możemy zapisać w sposób następujący:

$$e(i) = s(i) - \hat{s}(i), \quad (21)$$

gdzie  $e(i)$  oznacza wyczyszczony sygnał. Proces przewidywania możemy opisać za pomocą poniższej formuły:

$$\hat{s}(i) = \sum_{n=1}^p a_n s(i - D - n). \quad (22)$$

W powyższym równaniu  $a_n$  oznaczają współczynniki filtra. Współczynniki te można dynamicznie optymalizować, by uzyskać możliwie najlepsze odwzorowanie przewidywanego, periodycznego sygnału. Używając powyższego równania możemy zapisać proces filtracji w sposób następujący:

$$e(i) = s(i) - \sum_{n=1}^p a_n s(i - D - n). \quad (23)$$

Optymalne wartości współczynników filtra możemy znaleźć zakładając rozkład normalny błędu predykcji i minimalizując średni błąd kwadratowy:

$$E = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} e^2(i) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (s(i) - \hat{s}(i))^2, \quad (24)$$

gdzie  $N$  oznacza odpowiednio dużą ilość próbek, by założenie o rozkładzie normalnym błędu było poprawne. Minimalizacja błędu polega na obliczeniu pochodnej cząstkowej ze względu na każdy ze współczynników:

$$\frac{\partial}{\partial a_n} E = 0. \quad (25)$$

Rozwiązanie powyższej zależności prowadzi do następujących równań:

$$-\frac{2}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (s(i) - \frac{2}{N} \sum_{m=1}^p a_m s(i - D - m)) \cdot s(i - D - n) = 0, \quad (26)$$

gdzie  $n=1..p$ . Po odpowiednich przekształceniach otrzymujemy układ  $p$  równań, który powinien wystarczyć do jednoznacznego wyznaczenia wszystkich współczynników  $a_n$ , pod warunkiem, że nie jest zdegenerowany:

$$\sum_{i=0}^{N-1} s(i) s(i - D - n) = \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{m=1}^p a_m s(i - D - m) s(i - D - n). \quad (27)$$

Po odpowiednim przenumowaniu otrzymujemy:

$$\sum_{j=0}^{N-1} s(j + D + n) s(j) = \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{m=1}^p a_m s(j + n - m) s(j). \quad (28)$$

Zauważmy, że równanie (28) możemy opisać używając wektora kowariancji:

$$r(n) = \sum_{j=0}^{N-1} s(j + n) s(j). \quad (29)$$

Wówczas lewą stronę równania (28) możemy zapisać w postaci:

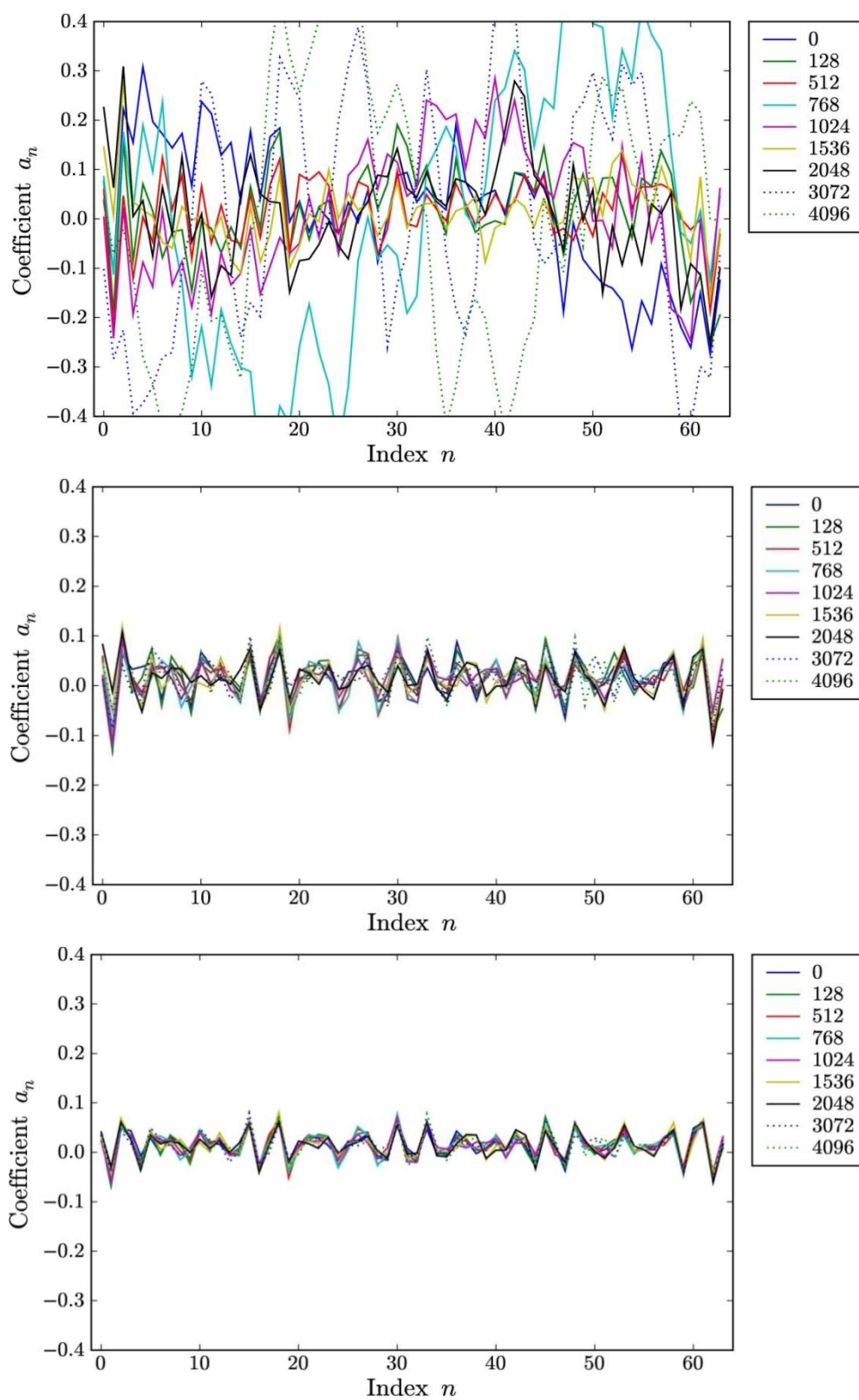
$$r^*(n) = r(n + D), \quad (30)$$

zaś prawą stronę możemy zapisać w postaci iloczynu odpowiedniego współczynnika  $a_n$  oraz:

$$R(n, m) = r(|n - m|) \quad (31)$$

Finalnie, równanie (28) możemy zapisać w postaci:

$$r^*(n) = \sum_{m=1}^p a_m R(n, m). \quad (32)$$



Rysunek 26: Stabilizacja współczynników filtra bazowanego na liniowej predykcji sygnału w zależności od wartości fudge factor  $f$ . Górny wykres przedstawia niestabilności związane z bliskim zeru wyznacznikiem macierzy korelacji. Wykresy środkowy oraz dolny przedstawiają stabilizację związaną z dodaniem czynnika  $f$  równego odpowiednio 0,1 oraz 1. Zmienność współczynników sprawdzana była po upływie ilości próbek wypisanej w legendzie po prawej stronie [93].

Zauważmy, że zapis  $R(n,m)$  dla  $n,m = 1..p$  możemy traktować jako macierz kowariancji  $\mathbf{R}$  wymiaru  $p \times p$ . Macierz  $\mathbf{R}$  jest symetryczna oraz posiada stałe wartości na każdej z linii równoległej do głównej przekątnej, zatem jest macierzą Toeplitza. Własność ta ma znaczący wpływ na szybkość rozwiązywania tego typu układu równań. Lewą stronę równania możemy potraktować jako  $p$ -wymiarowy wektor  $\vec{r}^*$ , zaś współczynniki  $a_m$  jako odpowiednie współrzędne wektora  $\vec{a}$ . Wówczas równanie (32) można zapisać w formie wektorowej:

$$\vec{r}^* = \mathbf{R}\vec{a}. \quad (33)$$

Optymalne współczynniki otrzymujemy przez rozwiązanie powyższego wektorowego równania.

Standardową metodą rozwiązywania układów równań jest metoda eliminacji Gaussa. Ze względu na złożoność czasową rzędu  $O(n^3)$  oraz duże zapotrzebowanie na zasoby [94], metoda ta nie nadaje się do użytku w przypadku analizy danych w czasie rzeczywistym. Korzystając z własności macierzy kowariancji  $\mathbf{R}$  powyższy układ równań można rozwiązać korzystając z procedury Levinsona [95,96]. Procedura ta ma złożoność czasową  $O(n^2)$ , co oznacza znaczące przyspieszenie w porównaniu z metodą eliminacji Gaussa. Zmniejszenie czasu potrzebnego do obliczenia współczynników oraz redukcja ilości potrzebnych zasobów powodują, że metoda ta nadaje się do wykorzystania w filtrowaniu danych w czasie rzeczywistym.

Potencjalna degeneracja układu równań może powodować duże fluktuacje wartości współczynników filtra w krótkim czasie (zobacz Rysunek 26 – górny wykres), co w konsekwencji prowadzi do niestabilności filtra. Degeneracja układu oznacza, że wyznacznik macierzy kowariancji jest równy zeru, czyli dane użyte do jej stworzenia są od siebie zależne. Usunięcie degeneracji można uzyskać poprzez wprowadzenie do średniego błędu kwadratowego dodatkowego członu zwanego fudge factor  $f$ , który stabilizuje uzyskane wyniki:

$$\tilde{E} = E + f \sum_{m=1}^p a_m^2 R(0,0). \quad (34)$$

Minimalizacja tak określonego średniego błędu kwadratowego niesie za sobą dodatkowy warunek gwarantujący stabilność policzonych współczynników, poprzez ograniczenie ich amplitudy. Policzenie pochodnej ze względu na każdy współczynnik nieznacznie zmienia macierz kowariancji:

$$\begin{cases} \tilde{R}_{nn} = (1 + f)R_{nn} \\ \tilde{R}_{mn} = R_{mn}, \end{cases} \quad \text{dla } m \neq n \quad (35)$$

Tak określona macierz kowariancji różni się od poprzedniej macierzy zwiększoną wartością występującą na diagonalu, co przekłada się na stabilizację macierzy odwrotnej, a co za tym idzie również rozwiązań równania:

$$\vec{r}^* = \tilde{R}\vec{a}. \quad (36)$$

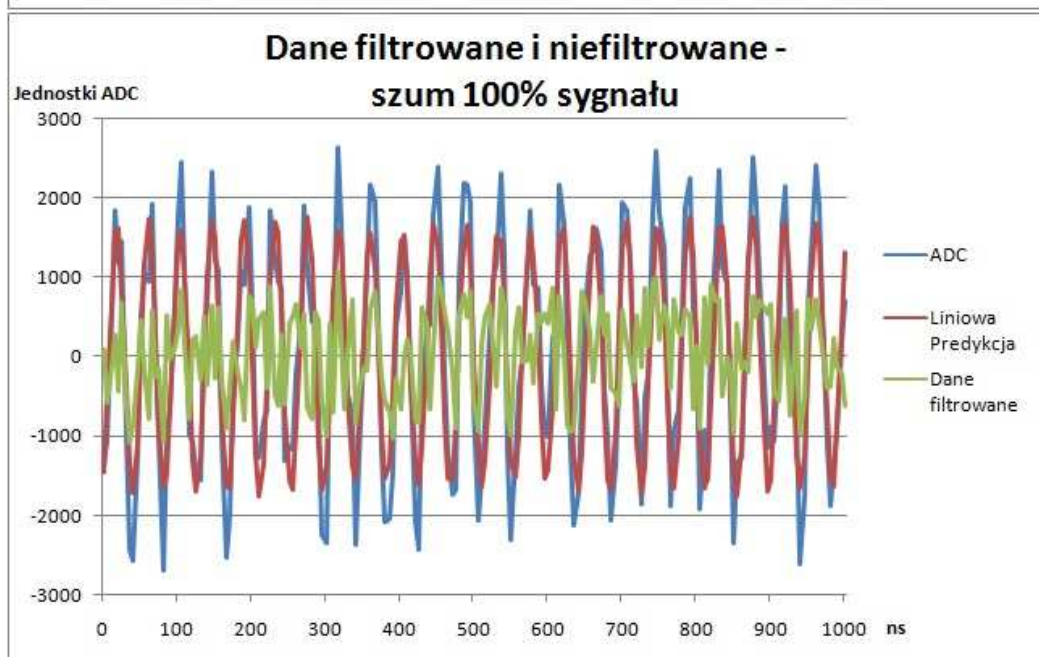
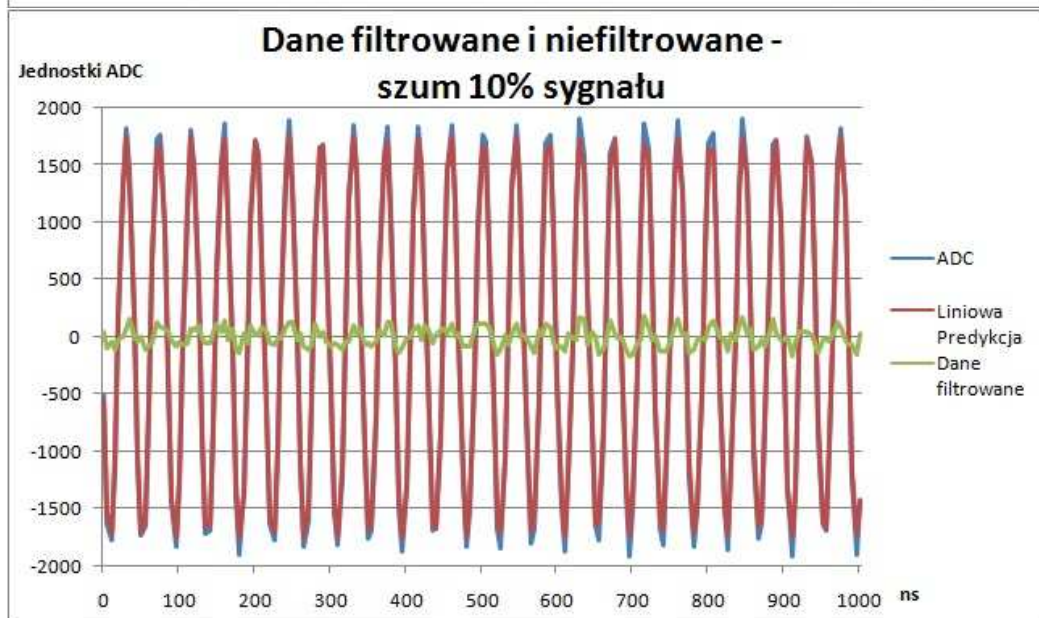
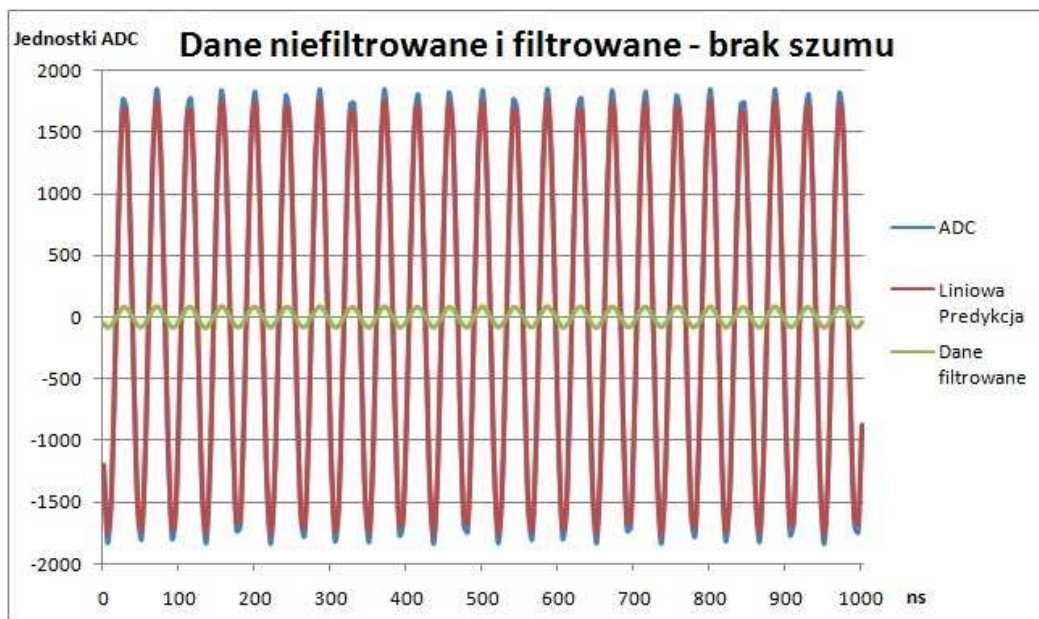
Rysunek 26 pokazuje na środkowym i dolnym wykresie stabilizację wartości współczynników filtra dla różnych wartości parametru fudge factor. Warto zauważyć, że nawet niewielka wartość  $f = 0,1$  powoduje znaczącą stabilizację wartości współczynników. Znacznie stabilniejsze rezultaty są jednak osiągnięte dla  $f = 1$ . Wobec powyższego do celów wszystkich testów, zarówno laboratoryjnych, jak i symulacji wykonywanych w języku C++, przyjęto wartość  $f = 1$ . Dla tak określonej wartości nie zaobserwowano żadnych problemów ze stabilnością filtra. Zmiana ta nie wpływa również w żaden sposób na skuteczność filtrowania.

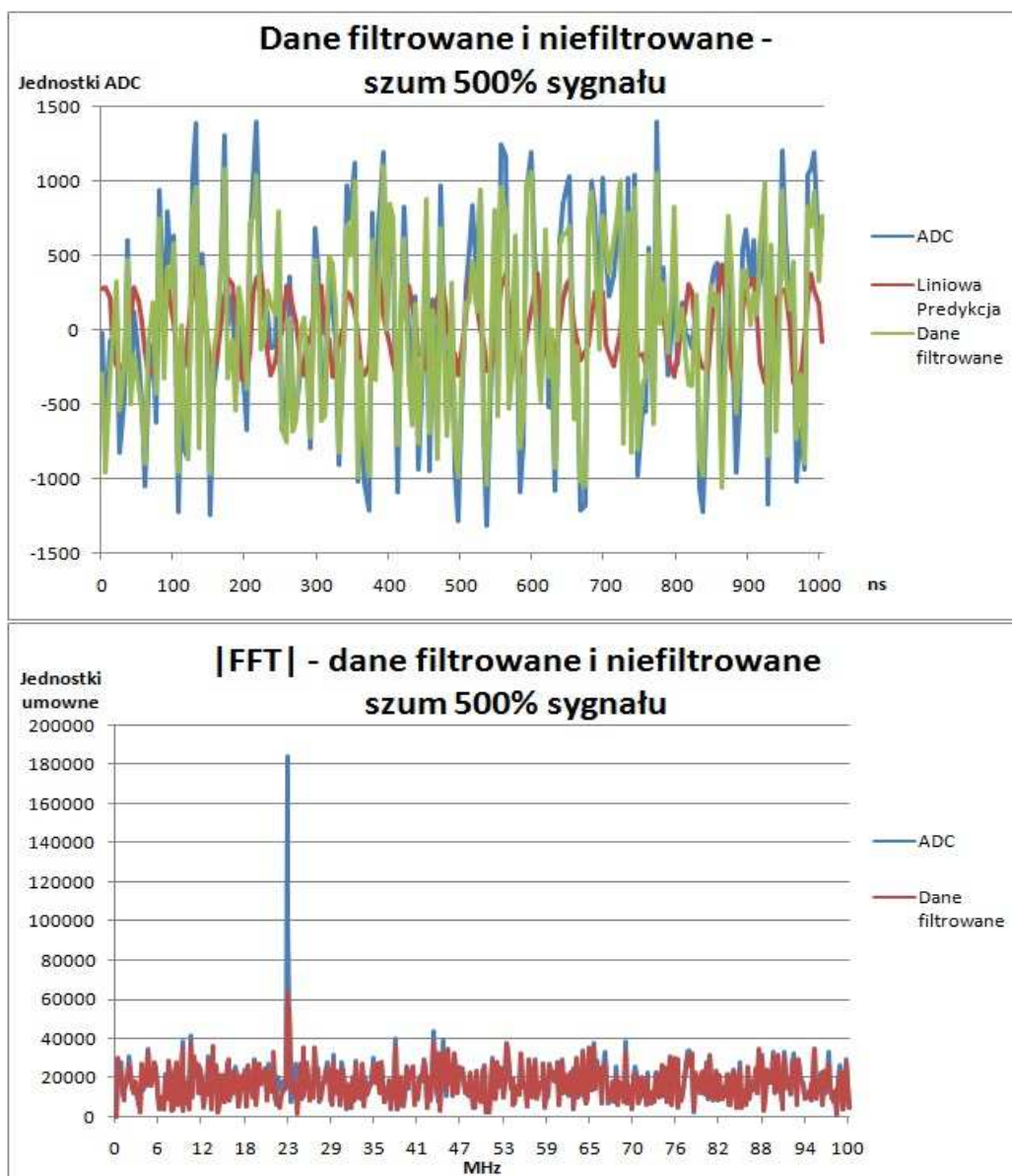
#### 4.4 Wyniki symulacji

Teoretyczna skuteczność działania filtra opartego na liniowej predykcji sygnału została potwierdzona symulacyjnie. W tym celu algorytm liniowej predykcji został zakodowany w języku programowania C++. Sprawdzone zostały zarówno skuteczności filtracji pojedynczego sinusoidalnego zakłócenia z różnymi poziomami szumu, jak i bardziej skomplikowanych zakłóceń, składających się z kilku sygnałów zakłócających o różnych amplitudach. Zasymulowane zostały także odpowiedzi filtra na rzeczywistych danych z pampy argentyńskiej.

Wyniki symulacji dla danych zawierających pojedyncze sinusoidalne zakłócenie interferencyjne wraz z różnymi poziomami szumu prezentuje Rysunek 27. Skuteczność filtrowania jest bardzo duża zarówno dla przypadku, w którym amplituda sygnału jest znacznie większa niż poziom szumu, jak i dla przypadku, w którym sygnał jest ukryty w szumie. Oznacza to, że filtr oparty na liniowej predykcji sygnału powinien poradzić sobie z tłumieniem zakłóceń interferencyjnych również w silnie zaszumionym środowisku.







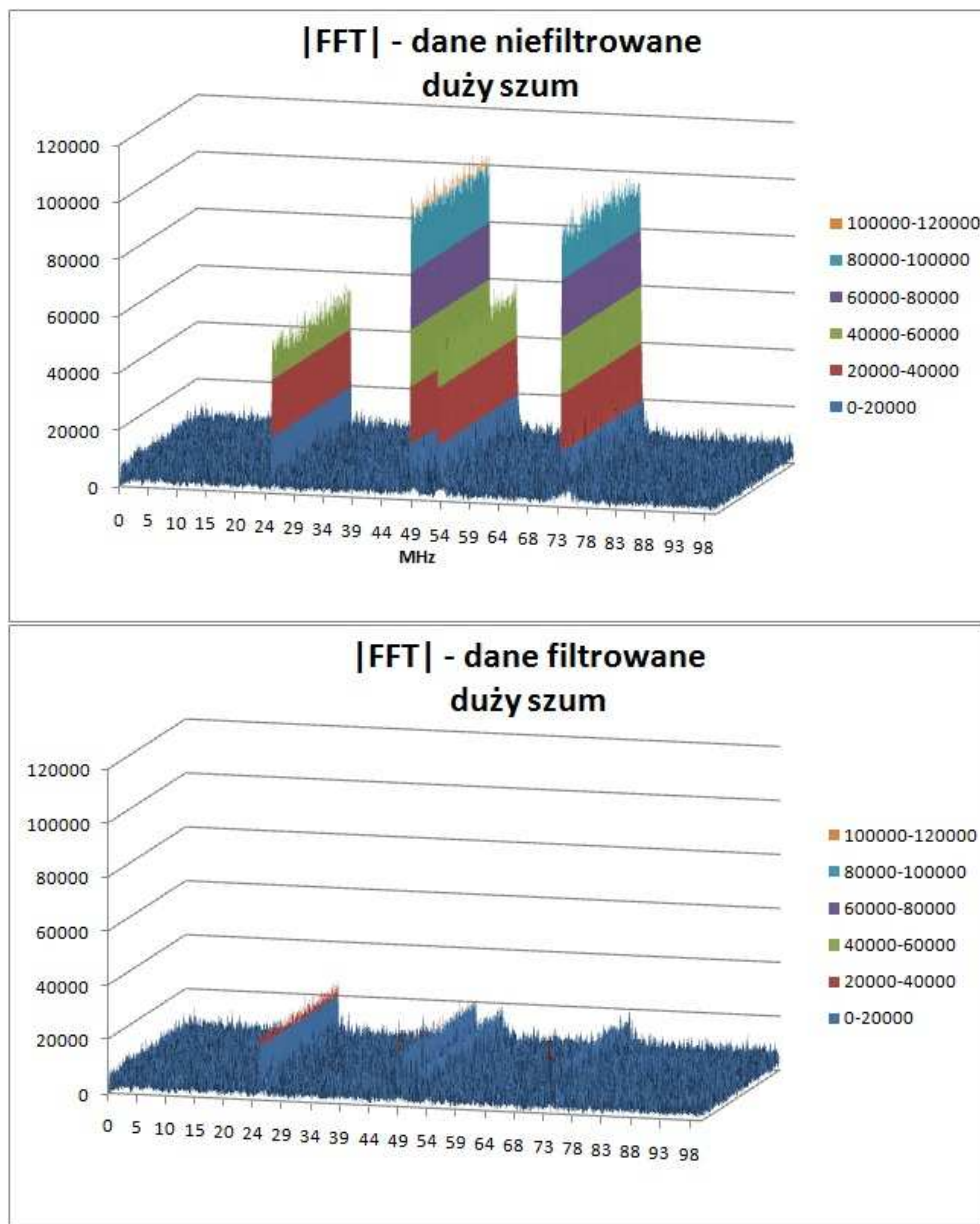
Rysunek 27: Skuteczność filtrowania pojedynczego sinusoidalnego zakłócenia przy różnym poziomie szumu. Niski poziom szumu skutkuje niemal całkowitym tłumieniem, jednak nawet dla silnie zaszumionych danych (poziom szumu pięciokrotnie przekracza poziom sygnału) następuje redukcja zakłóceń interferencyjnych. Ze względu na stosunek sygnału do szumu jest ona widoczna głównie w dziedzinie częstości. Źródło własne.

Rysunek 28 ukazuje skuteczność filtrowania w przypadku bardziej skomplikowanych zakłóceń. Sygnał zakłócający składał się z czterech sinusoidalnych zakłóceń o częstotliwościach: 25, 48, 53 oraz 74 MHz. Każde z zakłóceń miało inną amplitudę.

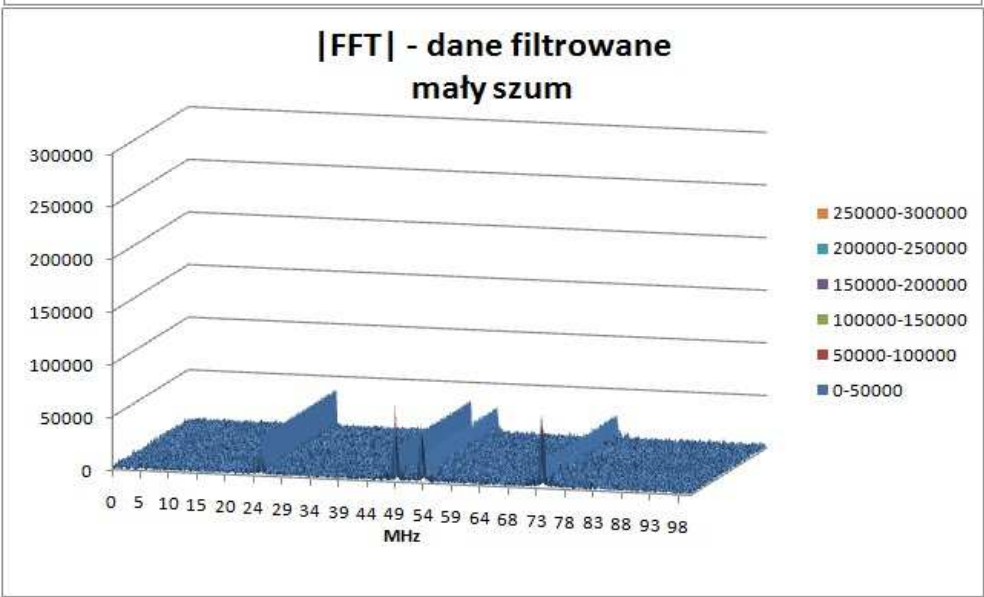
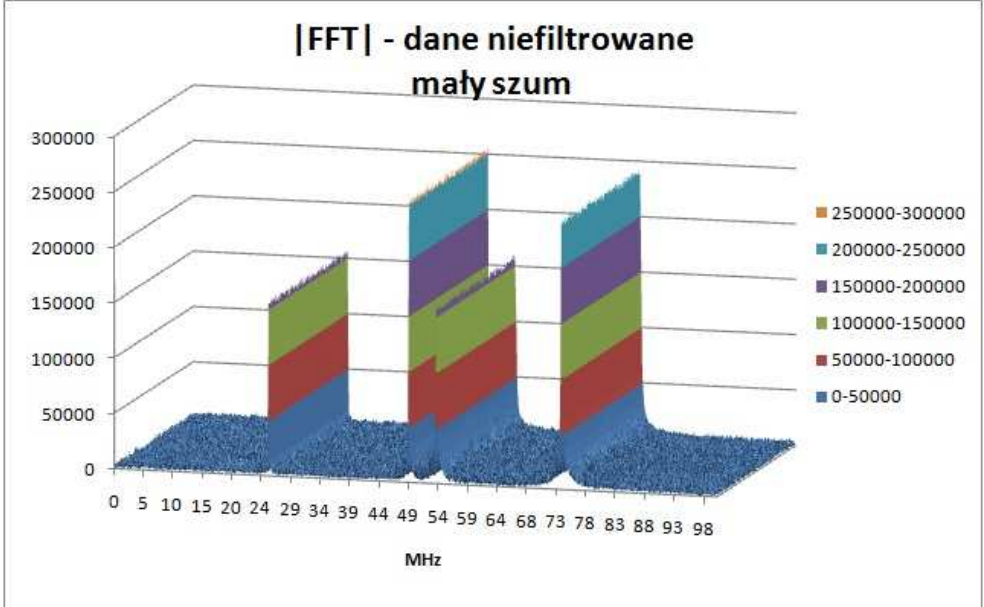
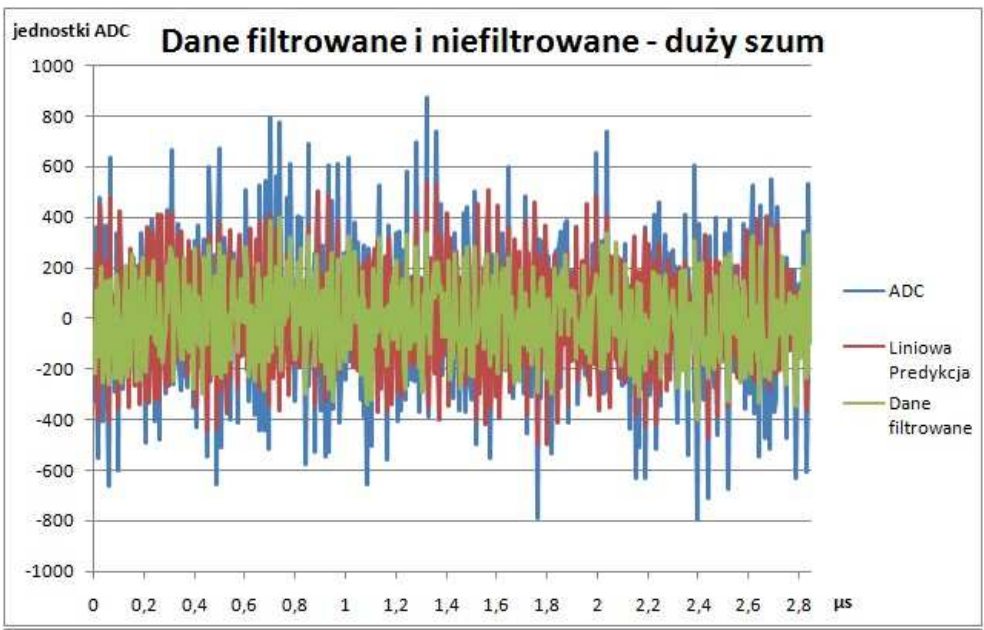
Zarówno filtrowanie przy dużym, jak i przy małym stosunku sygnału do szumu jest bardzo efektywne. Wysoka skuteczność tłumienia większej ilości zakłóceń interferencyjnych, o różnych amplitudach i częstotliwościach oznacza, że filtr FIR może być z powodzeniem wykorzystywany w środowisku w znacznym stopniu skażonym tego typu zakłóceniami. Dane

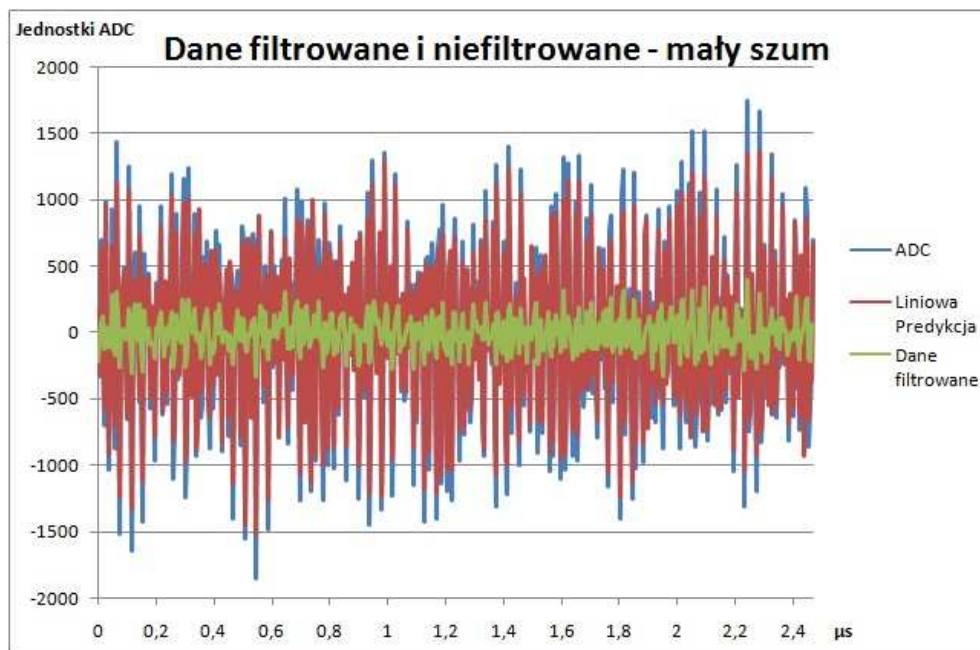
z rzeczywistych detektorów pokazują, że w warunkach rzeczywistych mamy do czynienia z silnymi zakłóceniami tego typu.

Wyniki symulacji, w przypadku gdy dane wejściowe są danymi rzeczywistymi ukazuje Rysunek 29. Wysoka skuteczność tłumienia zakłóceń interferencyjnych jest niezależna od polaryzacji.

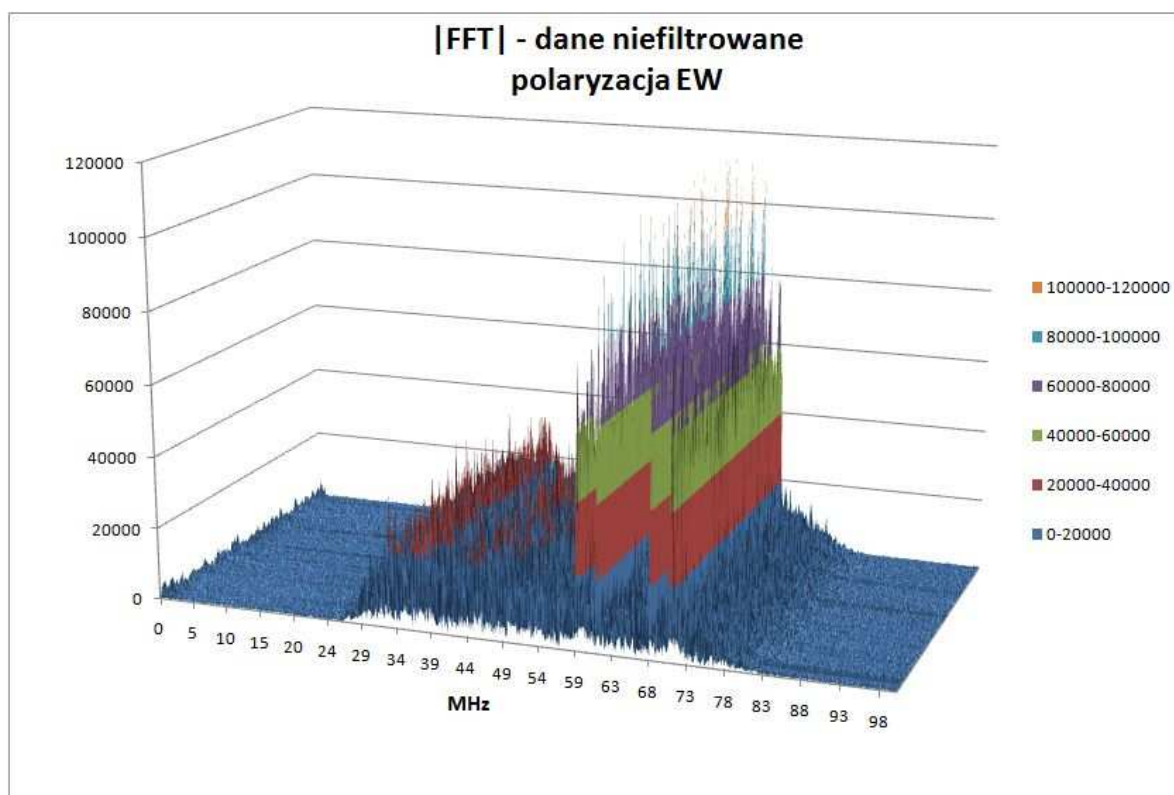


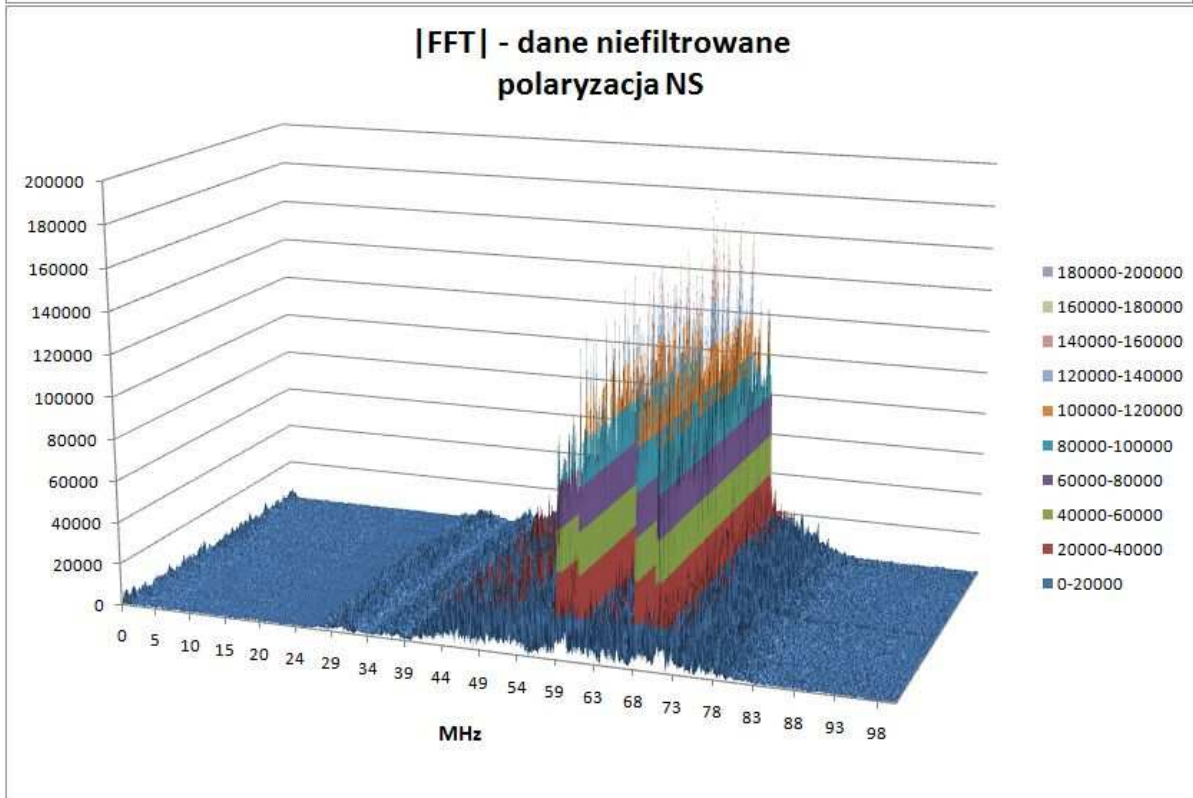
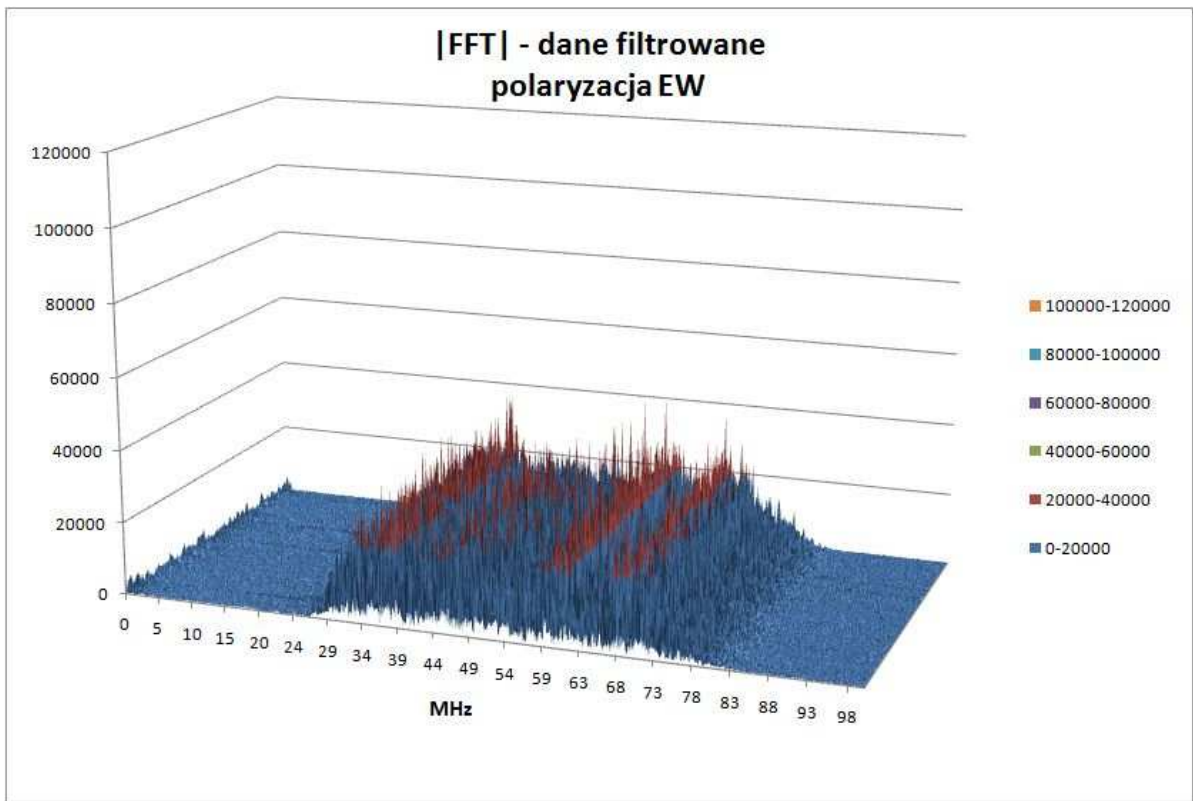


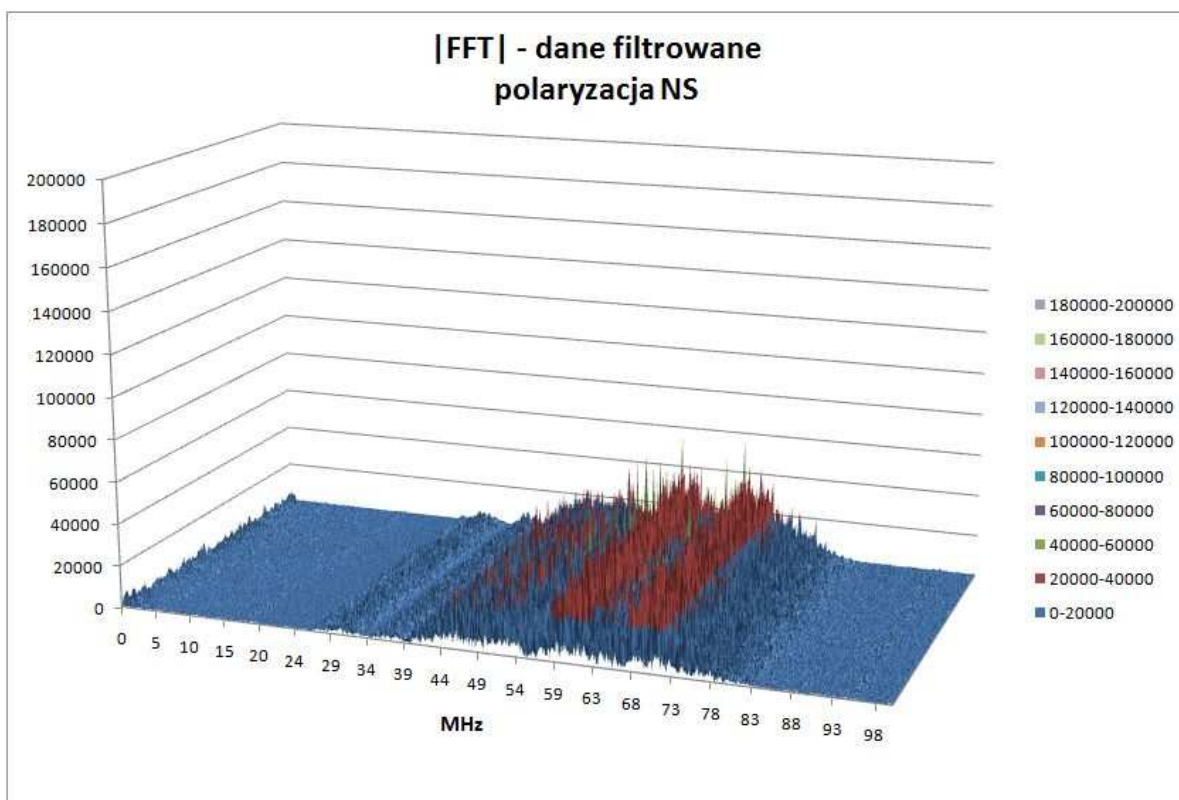




Rysunek 28: Wyniki symulacji dla danych zawierających cztery sinusoidalne zakłócenia o różnej amplitudzie. Pierwsze trzy wykresy pokazują przypadek z relatywnie dużym (w porównaniu do sygnału) poziomem szumu. W trzech ostatnich stosunek poziomu szumu do sygnału zakłócającego jest mniejszy. W obu przypadkach filtrowanie jest bardzo skuteczne. Źródło własne.







Rysunek 29: Symulowane odpowiedzi filtra w przypadku, gdy dane wejściowe są danymi rzeczywistymi, pochodzącymi z jednej ze stacji eksperymentu AERA. Źródło własne.

## 4.5 Parametry filtra.

Skuteczna detekcja sygnałów radiowych wymaga dobrania optymalnych wartości parametrów filtra. Optymalizacja ta dotyczy nie tylko skuteczności redukcji zakłóceń interferencyjnych, ale również ma na celu zminimalizowanie oddziaływania na krótkie, skoncentrowane impulsy, mogące pochodzić od sygnałów radiowych generowanych przez pęki atmosferyczne. Ważnym czynnikiem optymalizacyjnym jest również pobór mocy oraz szybkość odświeżania parametrów filtra. Zbyt wolne odświeżanie stawia pod znakiem zapytania sensowność wprowadzania filtra. Stałe w czasie zakłócenia są bowiem skutecznie wycinane przez aktualnie używane w eksperymencie AERA filtry. Zbyt duży pobór energii powoduje, że implementacja filtra nie będzie możliwa, gdyż w pewnych sytuacjach (duże zachmurzenie, utrzymujące się przez kilka zimowych dni) może powodować niebezpieczne obniżanie poziomu mocy w baterii. Zbyt niski poziom mocy może z kolei skutkować wyłączeniem całego detektora, bądź w przypadku najgorszym – uszkodzeniem baterii.

### 4.5.1 Długość filtra.

Filtr FIR, bazujący na liniowej predykcji sygnału z założenia ma być filtrem adaptacyjnym. Własność ta jest uzyskiwana poprzez próbkowanie oryginalnego sygnału i wyszukiwanie w nim ukrytych, periodycznych zakłóceń interferencyjnych. Aby wyszukiwanie takie dało jak najlepsze rezultaty, należy zbadać ilość próbek zawierającą możliwie dużą liczbę pełnych okresów periodycznego sygnału. Długość filtra oznacza ilość próbek potrzebnych do stworzenia macierzy kowariancji i jest równa ilości współczynników filtra. Badany zakres częstotliwości – od 30 do 85 MHz oraz częstotliwość próbkowania 200 MHz, powodują, że filtry FIR o długości 16 i mniejszej mogą być zbyt krótkie, aby rozpoznać periodyczne sygnały ukryte w oryginalnych danych. Przy takiej częstotliwości próbkowania, 16 próbek odpowiada okresowi czasu 80 ns. Czas ten odpowiada okresowi sygnału o częstotliwości 12,5 MHz. Dla sygnału o częstotliwości 30 MHz oznacza to zbieranie danych z niecałych trzech okresów. Dodatkowo, w rzeczywistości wartości częstotliwości 30 oraz 85 MHz są częstotliwościami odcięcia filtrów Bessela. Filtry tego typu mają dość łagodne zbocza [92]. Może się zatem zdarzyć, że w sygnale pojawią się również periodyczne zakłócenia o częstotliwości mniejszej niż 30 MHz. Ponadto, przy dużej ilości periodycznych zakłóceń, mała ilość współczynników może nie wystarczyć do przeniesienia wystarczającej informacji. Wobec powyższych argumentów do testów użyte były filtry o przynajmniej 32 współczynnikach.

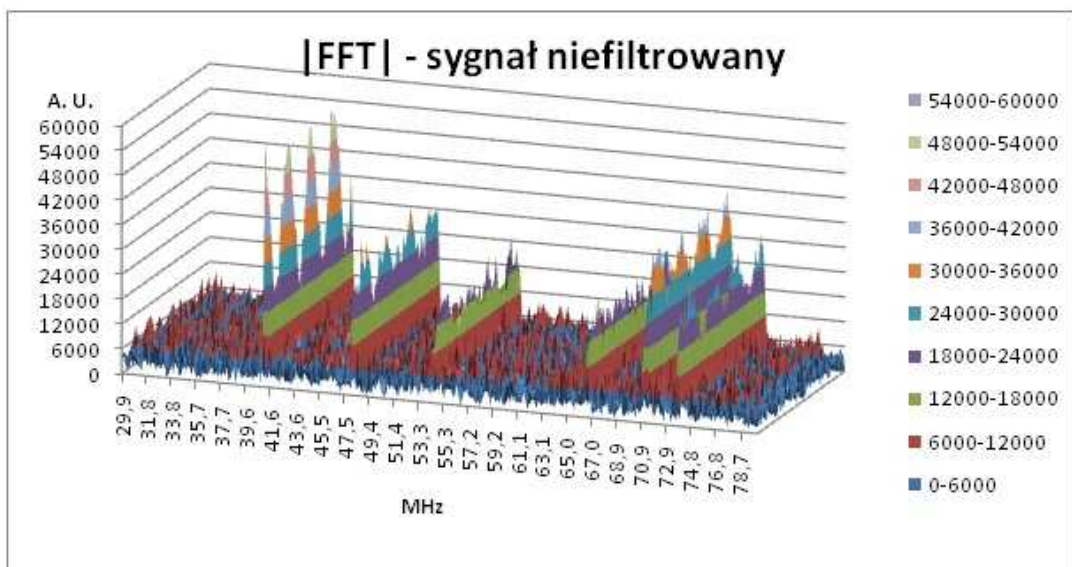
Większa ilość współczynników oznacza większą ilość próbek użytych do tworzenia macierzy kowariancji, co z kolei przenosi się na dokładniejsze przewidzenie zachowania periodycznych zakłóceń w przyszłych próbkach. Pozwala to również na skuteczniejsze wycinanie sygnałów częstotliwościach porównywalnych z dolną granicą badanego zakresu. Rysunek 30 przedstawia skuteczność symulowanego filtrowania sygnału składającego się z kilku zakłóceń sinusoidalnych oraz szumu. Wykresy w dziedzinie częstości pokazują zarówno widmo sygnału oryginalnego, jak i filtrowanego przez filtry o różnych długościach ( $p = 64, 96, 128$  oraz  $256$ ). Wyraźnie widać poprawę skuteczności filtrowania przy zwiększaniu ilości współczynników. Dla  $p = 128$  oraz  $256$  zakłócenia zostały stłumione do poziomu tła. Dla  $p = 64$  oraz  $96$  filtrowanie nie jest tak skuteczne, ale wciąż jest na akceptowalnym poziomie. Zgodnie z informacjami z podrozdziału teoretycznego, zbyt duże wartości parametru  $p$  nie sprawdzają się jednak w implementacji w strukturę FPGA ze względu na zbyt długie czasy odświeżania. Ze względu na złożoność czasową procedury Levinsona, dwukrotnie większy filtr będzie obliczany w czasie czterokrotnie większym. Ponadto dłuższe filtry zużywają

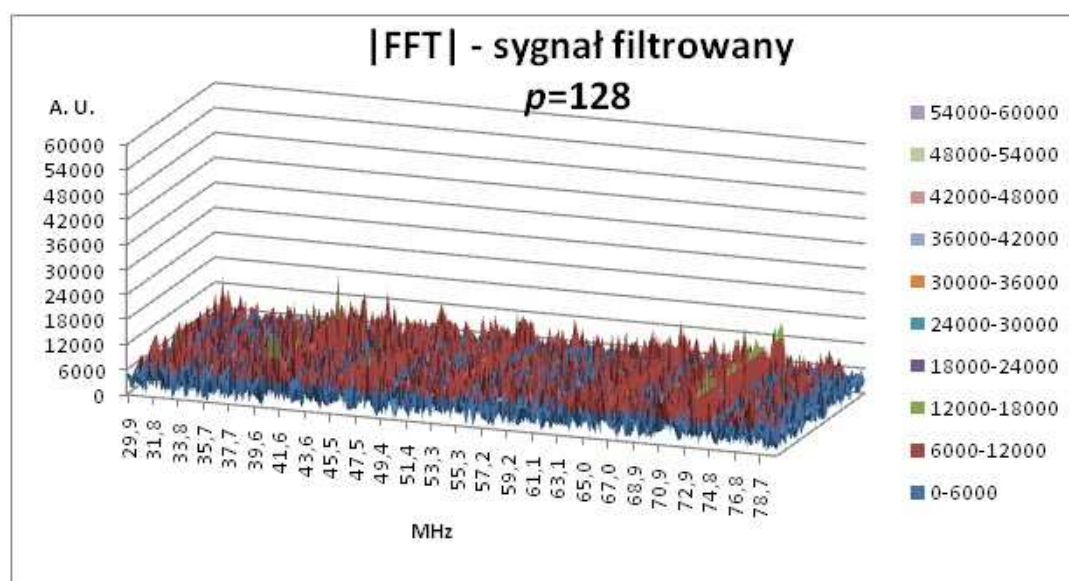
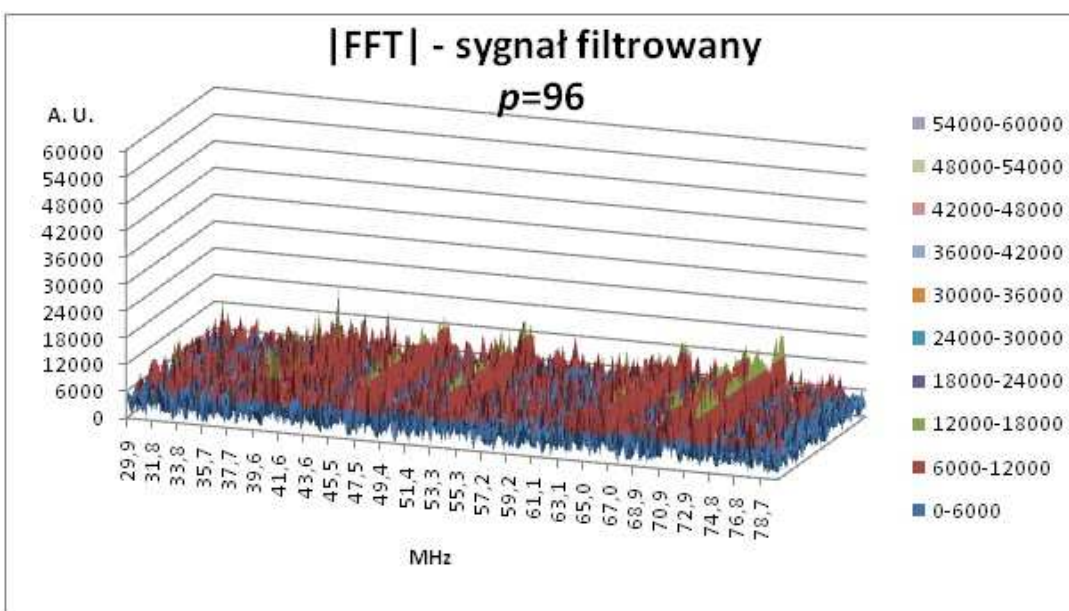
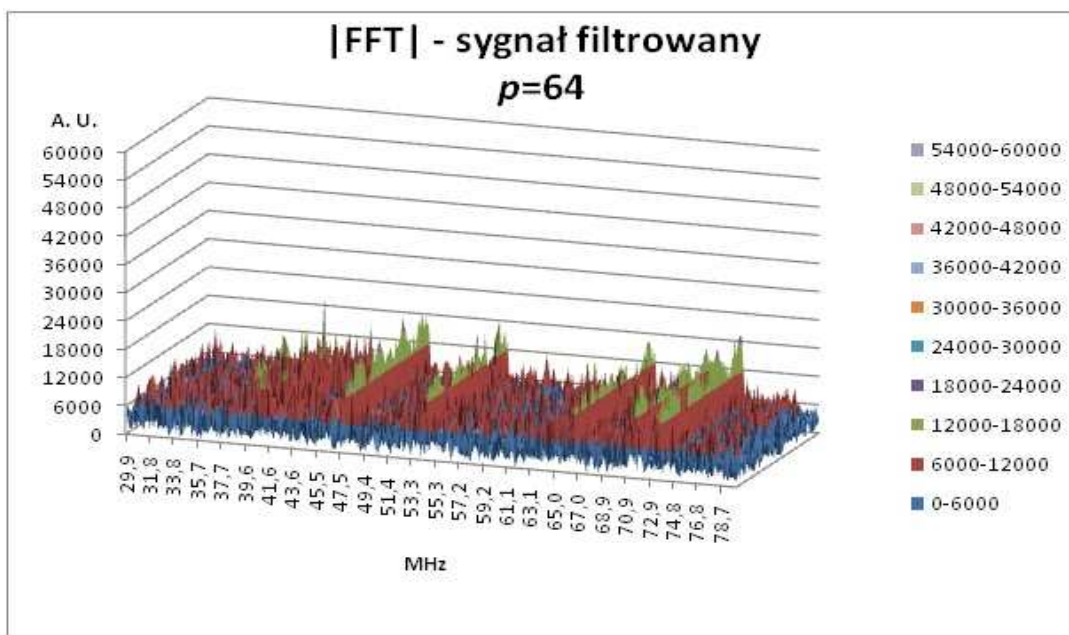


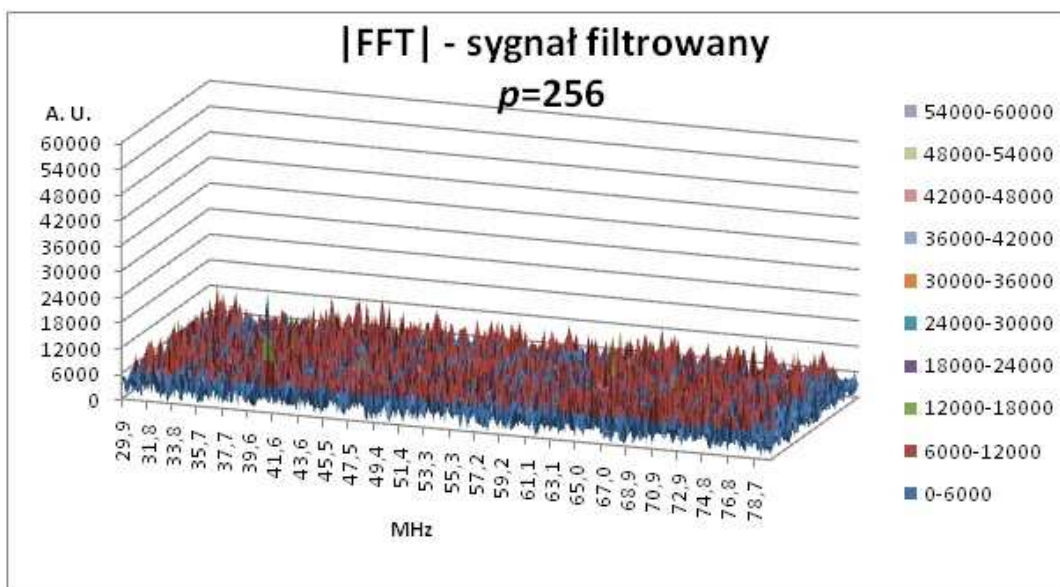
również większą liczbę zasobów, co przekłada się na zwiększenie poboru mocy. Rozsądnym kompromisem jest zatem użycie filtrów o ilości współczynników nie większej niż 64.

Powyższe symulacje nie mogły być testowane bezpośrednio na układzie FPGA, ze względu na ich rozmiar. Zgodnie z faktem, że nie ma różnicy między wykonywaniem algorytmu w procesorze NIOS<sup>®</sup>, a na komputerze stacjonarnym (zobacz Rysunek 43 – prawa strona), a algorytmy użyte podczas symulacji odpowiedzi filtra były identyczne z użytymi w procesorze NIOS<sup>®</sup>, można oczekiwać, że te same wyniki uzyskalibyśmy testując dane na platformie hardware'owej. Dane użyte do symulacji zawierały ciągłe próbki o długości 0.1 sekundy, co przy częstotliwości zegara równej 200 MHz oznacza 20 milionów próbek. Testowanie na układzie FPGA jest możliwe jedynie poprzez wgranie do ROM-u (ang. read-only memory) pliku inicjalizującego, bądź wgranie pliku z danymi do generatora. Obie te możliwości są jednak znacznie ograniczone ze względu na niewielkie możliwe rozmiary wgranych plików (np. plik inicjalizacyjny rom.mif może zawierać jedynie 64 tysiące próbek, co przekłada się na czas około 320 mikrosekund). Testy na układzie FPGA będą omówione w dalszej części pracy.

Uzyskane ograniczenia na długość filtra pozwoliły na dalsze testowanie, zarówno poboru mocy, jak i skuteczności filtrowania jedynie dla trzech wariantów:  $p = 32, 48$  oraz  $64$ .







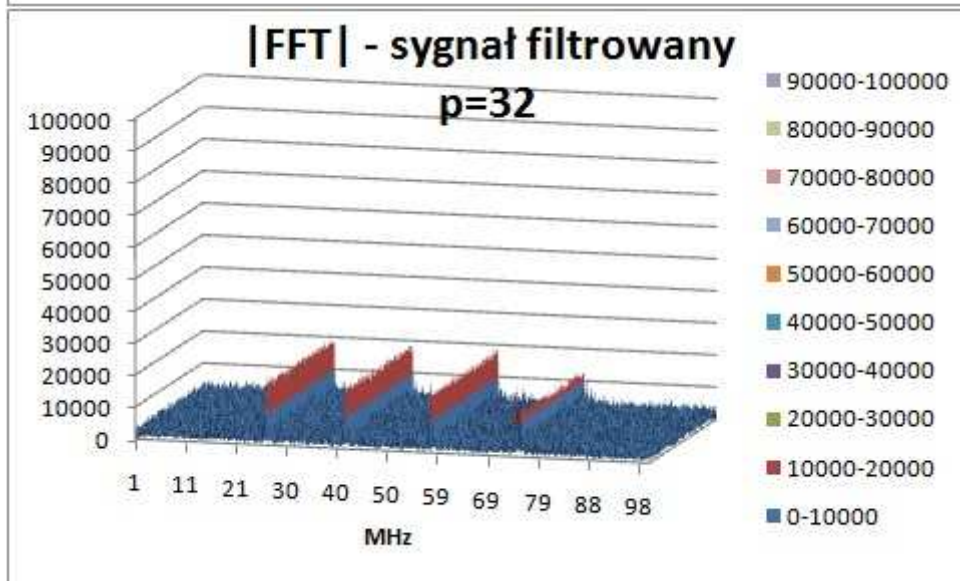
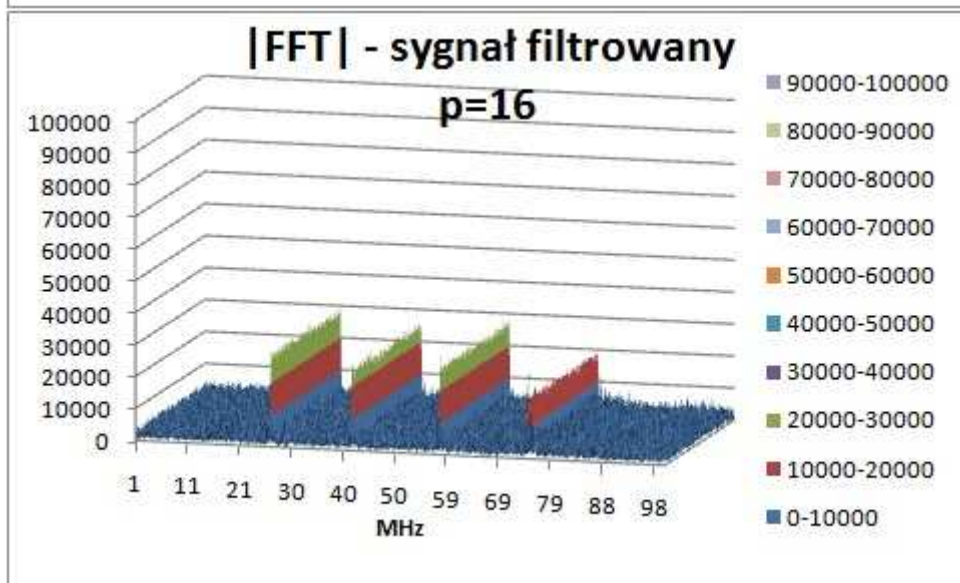
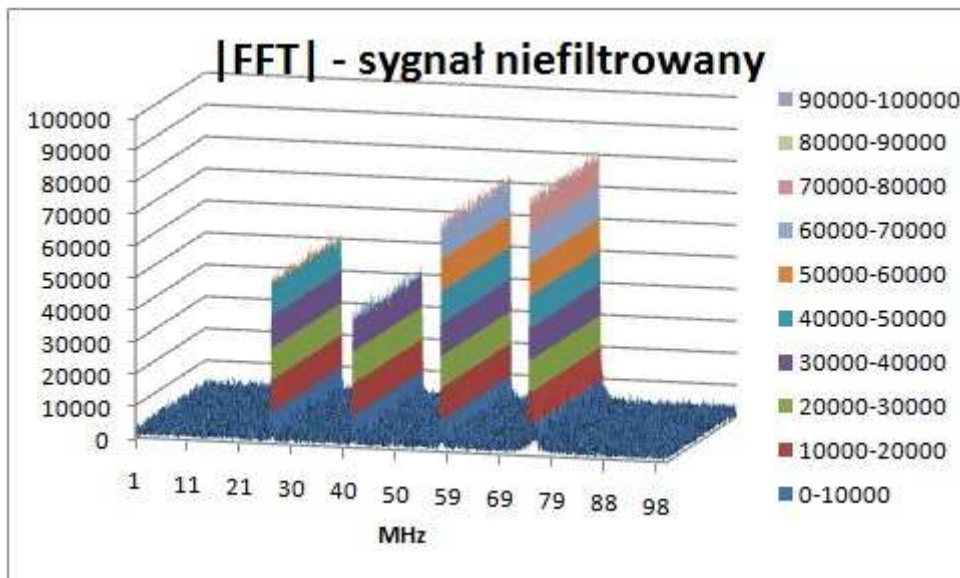
Rysunek 30: Porównanie skuteczności filtrowania dla kilku wariantów parametru  $p$ . Filtrowanie sygnału jest najlepsze dla  $p = 256$ , ale zadowalające efekty możemy już uzyskać dla  $p = 64$ . Źródło własne.

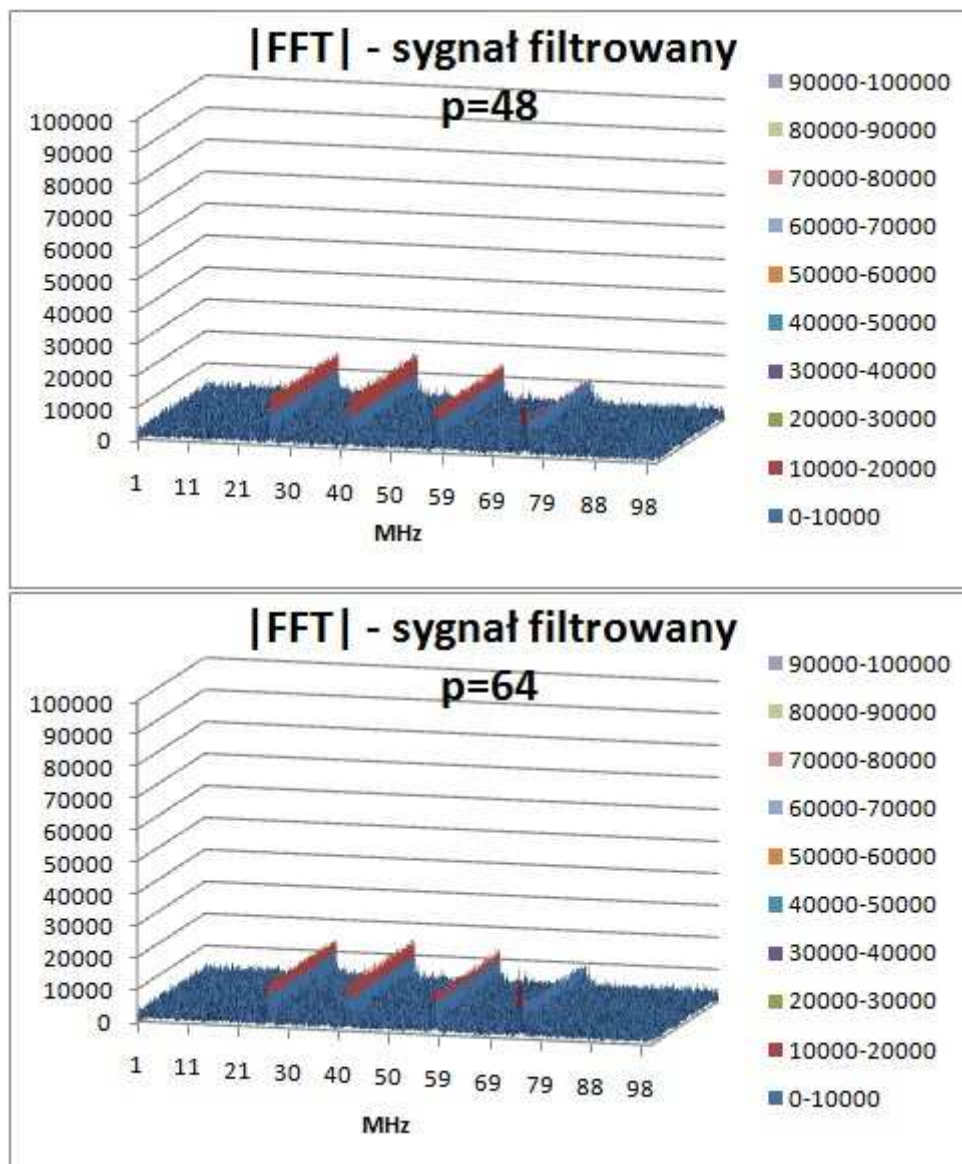
PowerPlay Power Analyzer Status	Successful - Tue Dec 25 17:20:03 2012	PowerPlay Power Analyzer Status	Successful - Tue Jan 22 21:05:25 2013
Quartus II Version	9.1 Build 222 10/21/2009 SJ Web Edition	Quartus II Version	9.1 Build 222 10/21/2009 SJ Web Edition
Revision Name	lp_15_FIR_64_180MHz_ADC_yes_few_	Revision Name	lp_25_FIR_32_180MHz_ADC_yes_few_12x1
Top-level Entity Name	lp_15_FIR_64_180MHz_ADC_yes_few_	Top-level Entity Name	lp_25_FIR_32_180MHz_ADC_yes_few_12x1
Family	Cyclone III	Family	Cyclone III
Device	EP3C120F780C7	Device	EP3C120F780C7
Power Models	Final	Power Models	Final
Total Thermal Power Dissipation	843.51 mW	Total Thermal Power Dissipation	550.76 mW
Core Dynamic Thermal Power Dissipation	614.85 mW	Core Dynamic Thermal Power Dissipation	325.20 mW
Core Static Thermal Power Dissipation	106.45 mW	Core Static Thermal Power Dissipation	105.81 mW
I/O Thermal Power Dissipation	122.20 mW	I/O Thermal Power Dissipation	119.75 mW
Power Estimation Confidence	High: user provided sufficient toggle rate data	Power Estimation Confidence	High: user provided sufficient toggle rate data

Rysunek 31: Zużycie mocy przez filtr FIR o długości  $p = 64$  (lewa strona) oraz  $p = 32$ . Symulacje poboru mocy zostały wykonane na układzie FPGA serii Cyclone<sup>®</sup> III we wbudowanym pakiecie symulacyjnym w środowisku Quartus<sup>®</sup>. Źródło własne.

Rysunek 32 pokazuje skuteczność redukcji zakłóceń interferencyjnych dla powyżej wymienionych wariantów filtra. Stosunkowo niewielkie zakłócenia sygnału powodują, że efektywność filtracji jest porównywalna dla  $p = 64$  i  $p = 48$ , a nawet dla  $p = 32$ . Oznacza to, że 32-punktowy filtr FIR może być implementowany w detektorach radiowych, znajdujących się w regionach o relatywnie niskim poziomie zakłóceń. Dla  $p = 16$  widać znaczną redukcję skuteczności działania filtra. Detektory radiowe, znajdujące się w środowisku mocno skażonym zakłóceniami interferencyjnymi, powinny być wyposażone w dłuższe, a przez to skuteczniejsze filtry. Rysunek 31 ukazuje znaczną różnicę w poborze mocy dla filtrów o długościach 64 oraz 32. Różnica ta wynika z mniejszej ilości zasobów wykorzystywanych przez krótszy filtr oraz z krótszego czasu ich wykorzystywania.







Rysunek 32: Porównanie skuteczności filtrowania dla filtrów o długościach  $p = 16, 32, 48$  oraz  $64$ . Filtry o długościach mniejszych niż  $32$  w niewielkim stopniu tłumią zakłócenia interferencyjne. Źródło własne.

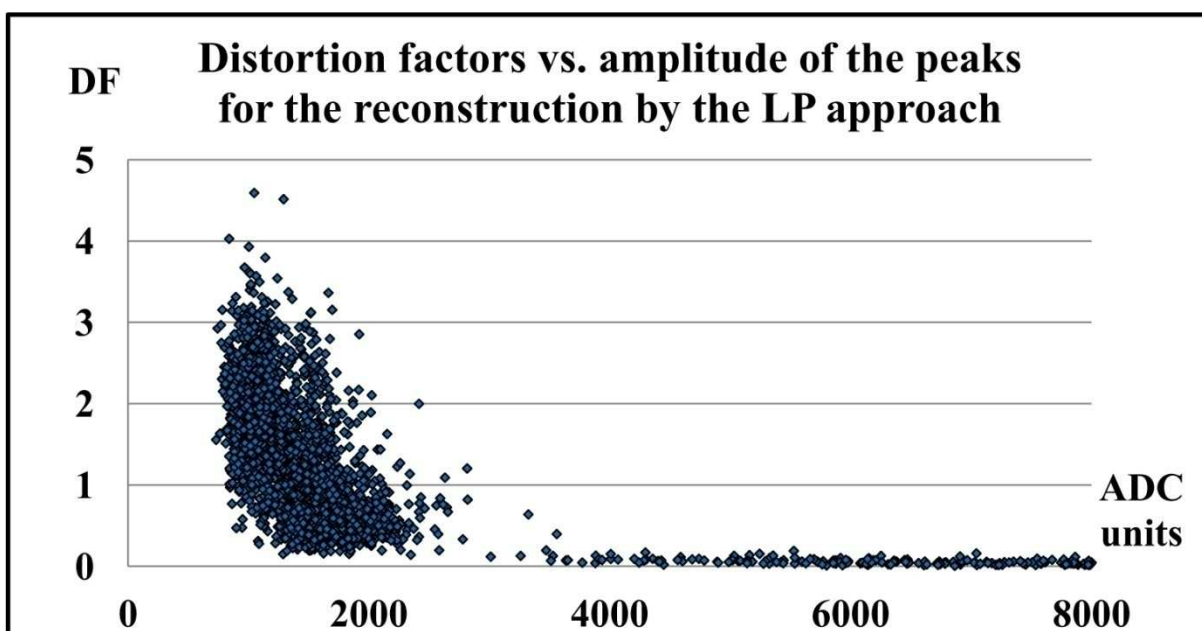
#### 4.5.2 Parametr odstępu $D$ .

Sygnaly radiowe generowane przez pęki atmosferyczne są odbierane w detektorze radiowym w postaci krótkich i silnych impulsów w dziedzinie czasu. Kształt takiego impulsu jest badany przez algorytm triggera, który decyduje, czy przypadek ten należy zapisać, czy odrzucić. Jakakolwiek zmiana kształtu sygnału może zatem spowodować drastyczny spadek detekcji sygnałów radiowych. Wynika stąd, że krótkie impulsy w dziedzinie czasu powinny być zmieniane przez filtr jedynie w minimalnym stopniu. W tym celu do algorytmu implementującego wprowadzono parametr odstępu  $D$  – delay line. Parametr ten

odpowiedzialny jest za separację danych użytych do przewidywania periodycznego zakłócenia oraz danej, od której będziemy odejmować przewidziany sygnał. W celu oszacowania wpływu filtracji na krótkie pulsy radiowe zdefiniowany został tzw. współczynnik zniekształcenia (ang. distortion factor – DF):

$$DF = \sum_{k=-16}^{16} \left( \frac{(x_{FIR})_k - (x_{ADC})_k}{(x_{ADC})_k} \right)^2 \quad (37)$$

Zdefiniowany w ten sposób współczynnik zniekształcenia został obliczony w funkcji amplitudy sygnału dla 2700 impulsów. Parametr odstepu użyty w czasie obliczeń był ustalony na  $D = 1$ . Tak wybrana wartość parametru odstepu oznacza, że przewidywany sygnał znajduje się zaraz za danymi użytymi do przewidywania.

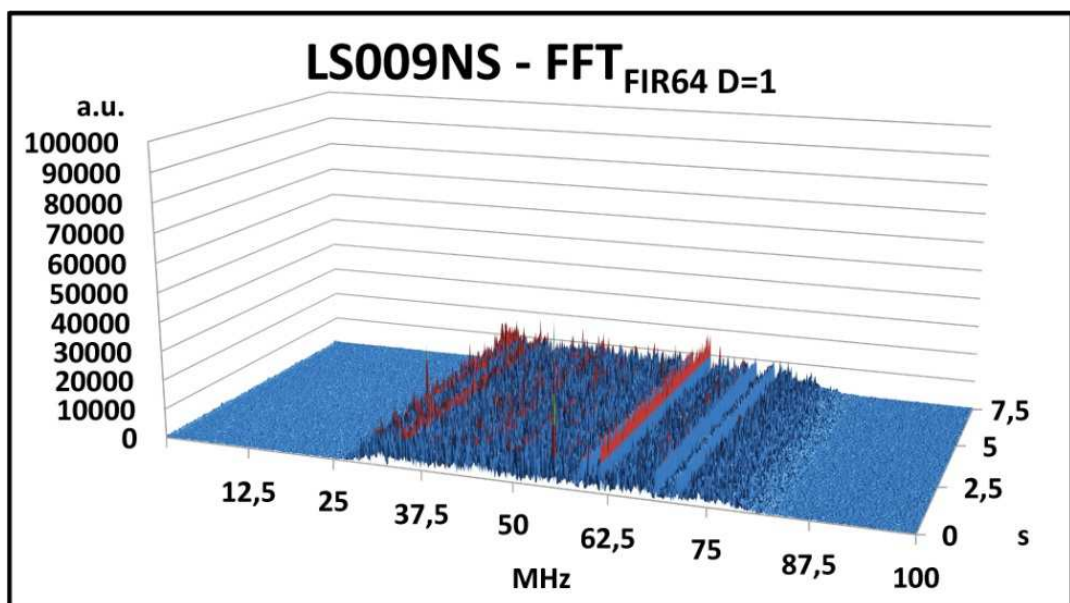
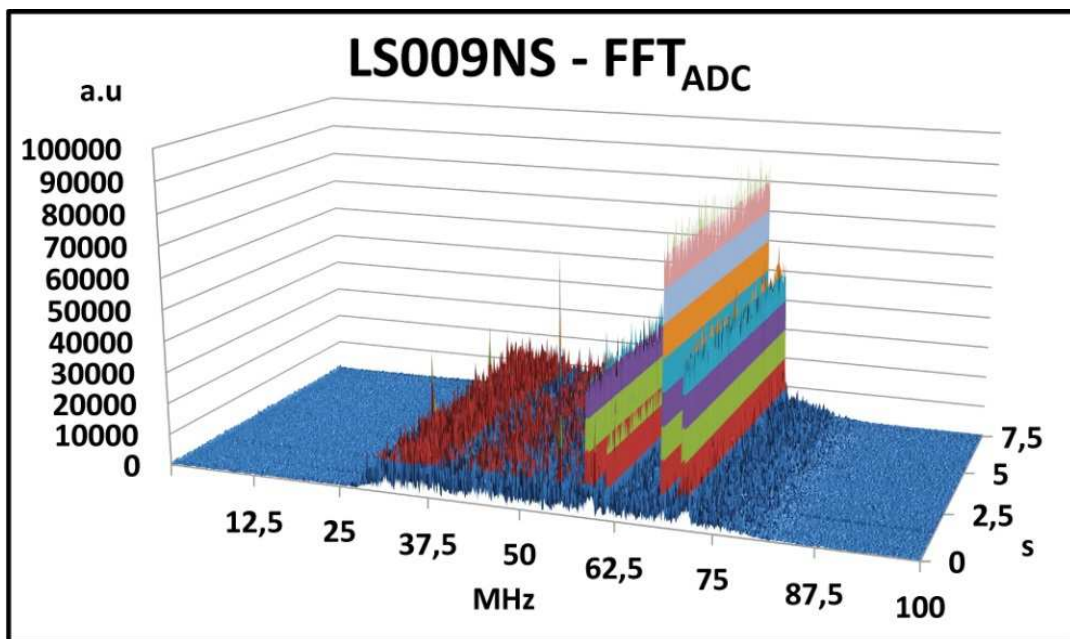


Rysunek 33: Zależność współczynnika zniekształcenia od amplitudy impulsów dla 14-bitowych danych ADC [97]. Obliczenia wykonane były dla parametru odstepu  $D = 1$ . Źródło własne.

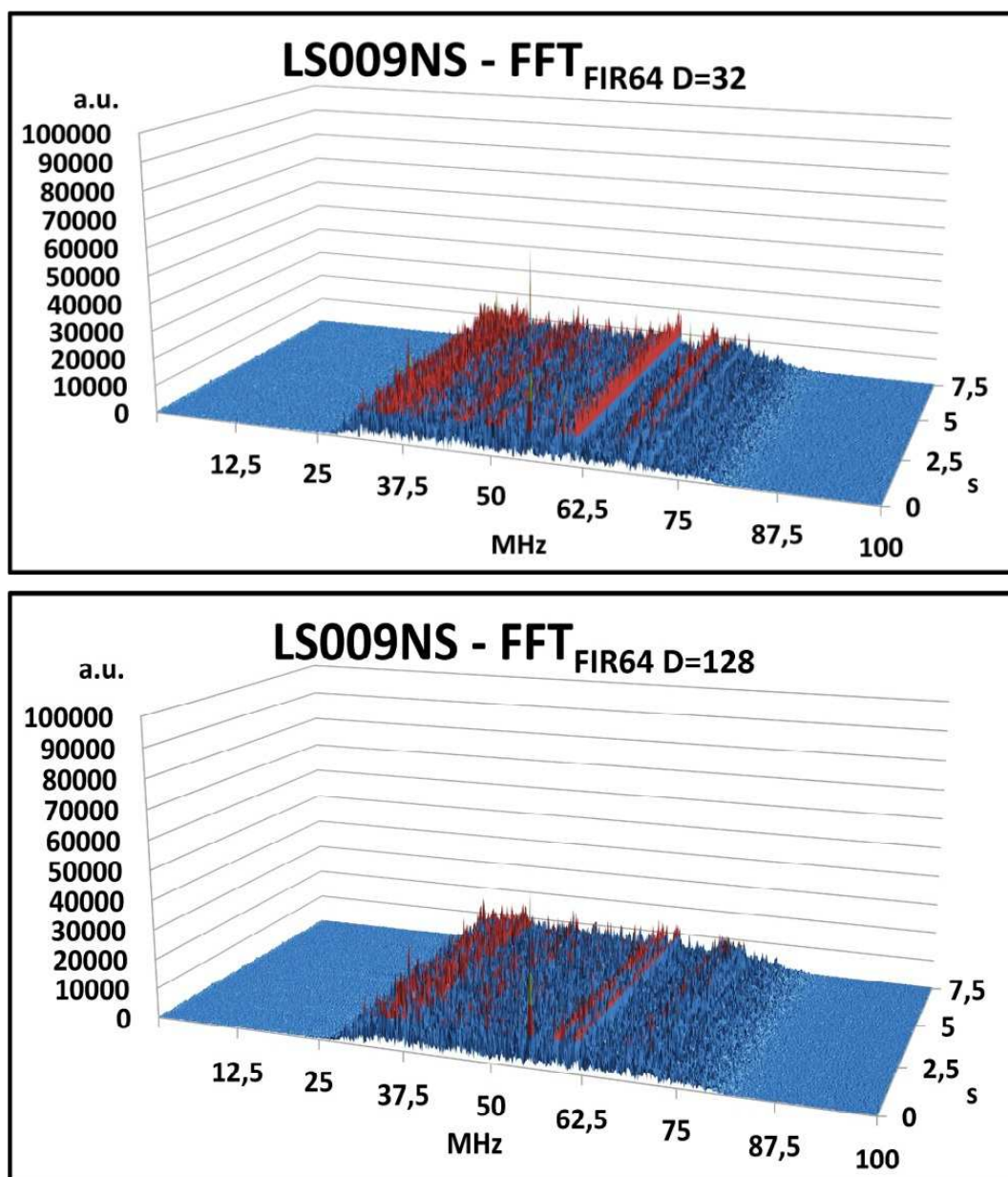
Wyniki obliczeń przedstawiona Rysunek 33. Dla silnych impulsów poziom zniekształcenia jest bardzo niski. Znaczna część testowanych sygnałów wykazuje jednak dość silne zniekształcenia. Powodem tego jest fakt, że duże wartości sygnału, pojawiające się w czasie trwania impulsu, pomnożone przez odpowiednie wartości współczynników filtra powodują znacznie większe zmiany w sygnale niż mnożenie tych samych współczynników przez dane zawierające jedynie szum. Ze względu na mały odstep, zmiana taka jest

odejmowana od danych, znajdujących się bezpośrednio za danymi, na których została policzona. Oznacza to silne zniekształcenie impulsu przez samego siebie.

Rozwiązaniem powyższego problemu jest zwiększenie odstępu między danymi użytymi do predykcji, a daną, od której chcemy odjąć przewidziany sygnał. Spowoduje to przesunięcie zniekształcenia wywołanego przez silne impulsy poza obszar impulsu o wielkość parametru odstępu (zobacz Rysunek 35). Z tego względu wielkość parametru odstępu powinna być zoptymalizowana ze względu na możliwe długości impulsów oraz skuteczność filtracji (zobacz Rysunek 34).



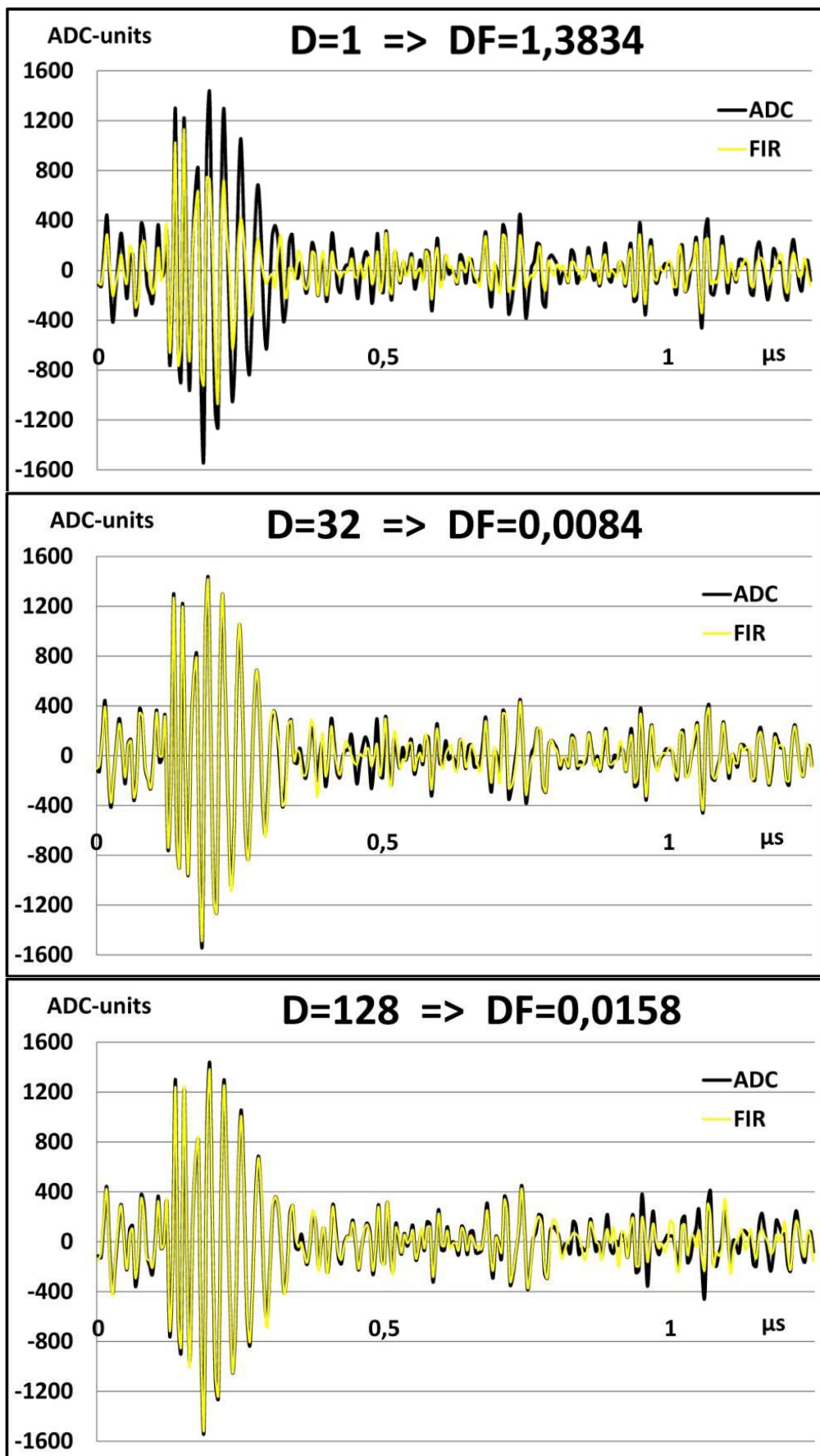




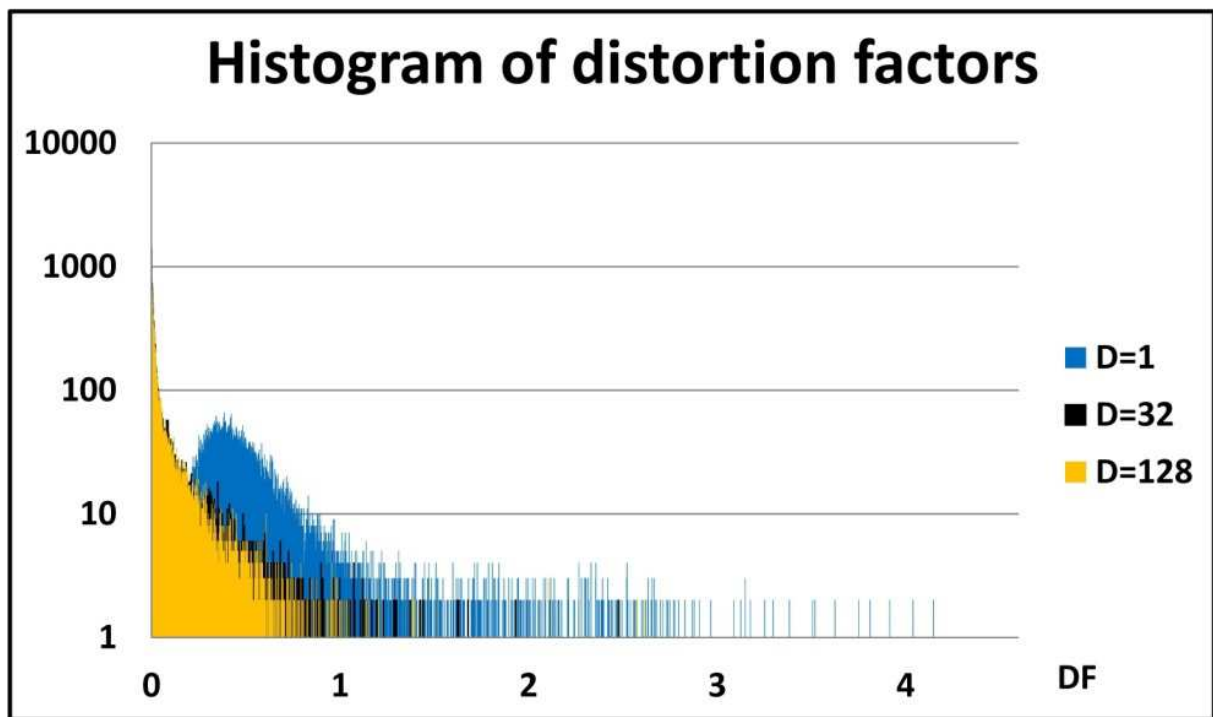
Rysunek 34: Porównanie skuteczności filtracji danych ze stacji LS009, dla różnych wariantów parametru odstępu  $D = 1, 32$  oraz  $128$  [98]. Efektywność redukcji zakłóceń interferencyjnych jest bardzo wysoka i jest porównywalna dla wszystkich wartości parametru  $D$ . Źródło własne.

Rysunek 34 pokazuje, że jakość filtrowania sygnału nie zależy od parametru odstępu  $D$ , zatem o wielkości tego parametru decyduje jedynie współczynnik zniekształcenia  $DF$ . Rysunek 36 przedstawia histogram stworzony na podstawie obliczeń wielkości zniekształcenia na 2700 impulsach. Wynika z niego, że najlepszą wartością parametru odstępu z trzech porównywanych jest  $D = 128$ . Wprawdzie, dla  $D = 32$  obliczone wielkości  $DF$  są porównywalne, lecz ze względu na możliwość wystąpienia impulsów dłuższych niż 32 próbki należy odrzucić tę opcję.





Rysunek 35: Zniekształcenia sygnału dla różnych wariantów parametru odstępu [98]. Dla  $D = 1$  następuje silne zniekształcenie. W pozostałych przypadkach zniekształcenie przesuwane jest poza obszar trwania impulsu. Źródło własne.

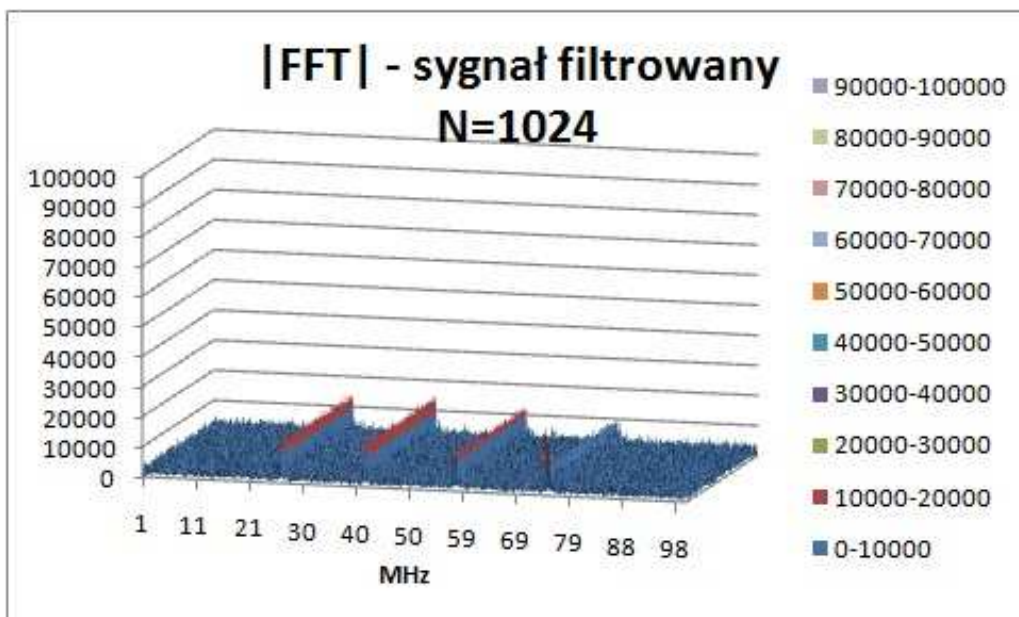
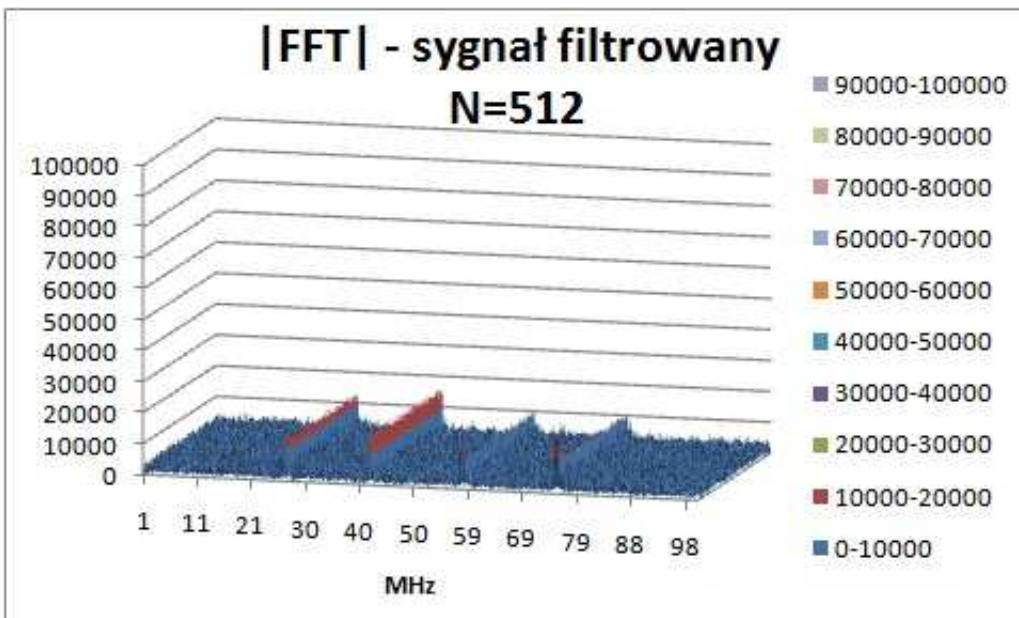
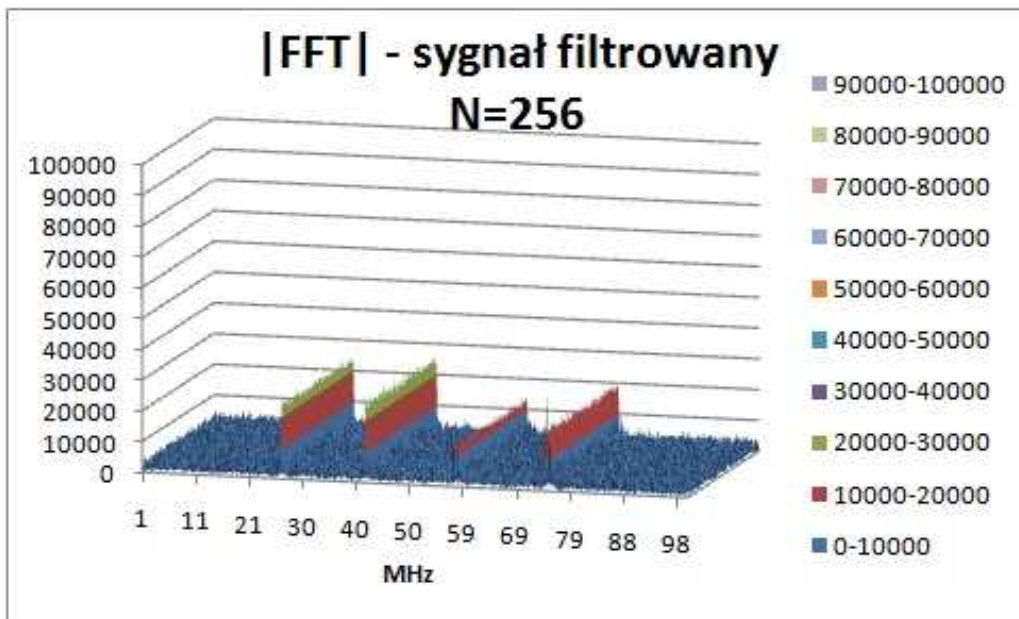


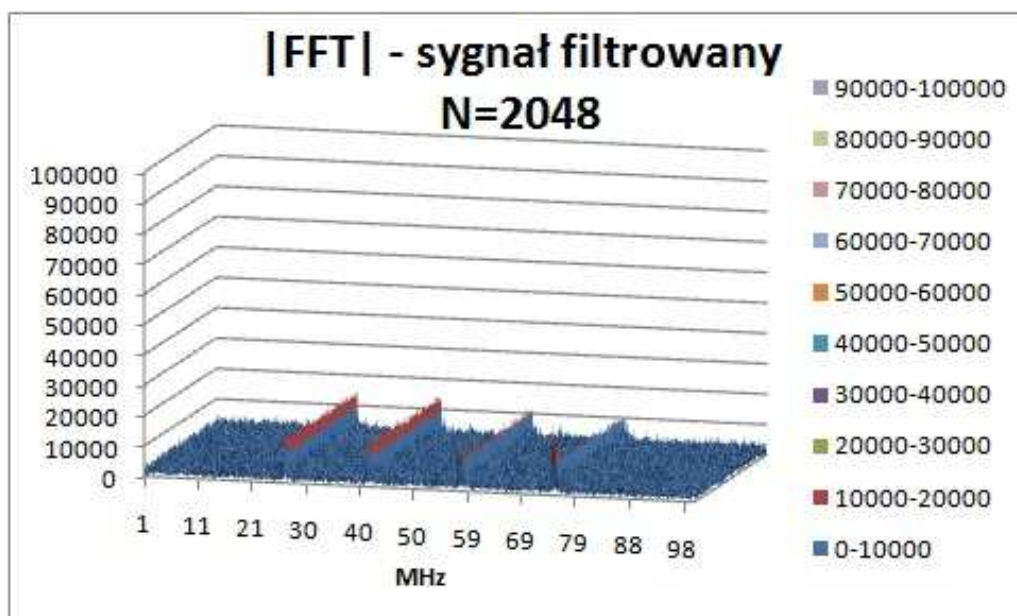
Rysunek 36: Histogram współczynników zniekształcenia dla różnych wartości parametru odstępu  $D$  [98]. Źródło własne.

Dalsze zwiększanie parametru  $D$  ograniczone jest aspektami związanymi z implementacją algorytmu w strukturę FPGA. Parametr  $D$  odpowiada za długość łańcucha opóźniającego podczas etapu predykcji. Zwiększenie wartości tego parametru skutkuje jedynie wydłużeniem łańcucha, a co za tym idzie zwiększonym zużyciem zasobów. Ponadto, ze względu na podobieństwo histogramów dla  $D = 32$  i  $128$  nie jest oczekiwana dalsza, znacząca redukcja współczynnika DF. Wobec powyższych argumentów, na potrzeby testów, parametr odstępu został ustalony na  $D = 128$ .

#### 4.5.3 Ilość danych użytych do optymalizacji – parametr $N$ .

Założenie rozkładu normalnego błędu predykcji jest słuszne, jeżeli pod uwagę będzie wzięta dostatecznie duża liczba danych, określona poprzez parametr  $N$ . Zwiększanie wartości tego parametru powoduje zwiększenie dokładności obliczeń średniego błędu kwadratowego, co przekłada się na bardziej optymalne wartości współczynników filtra oraz efektywniejsze usuwanie zakłóceń interferencyjnych. Rysunek 37 ukazuje skuteczności filtracji dla różnych wartości parametru  $N$ . Zbyt mała wartość parametru  $N = 256$  skutkuje znaczną redukcją skuteczności. Dla  $N = 512$ ,  $1024$  oraz  $2048$  nie obserwuje się dużych zmian efektywności filtracji.





Rysunek 37: Zależność skuteczności filtracji od ilości danych użytych do optymalizacji współczynników. Długość filtra, użyta w symulacjach wynosiła  $p = 64$ . Sygnał wejściowy jest identyczny jak w przypadku oceny skuteczności filtrowania w zależności od długości filtra (zobacz Rysunek 34). Źródło własne.

Zwiększanie parametru  $N$  powyżej 1024 powoduje jedynie zwiększenie czasu oraz ilości zasobów potrzebnych do stworzenia macierzy kowariancji. Z kolei dla  $N = 256$  skuteczność filtrowania jest zbyt mała. Wartość parametru została ustalona na  $N = 1024$  ze względu na margines błędu.

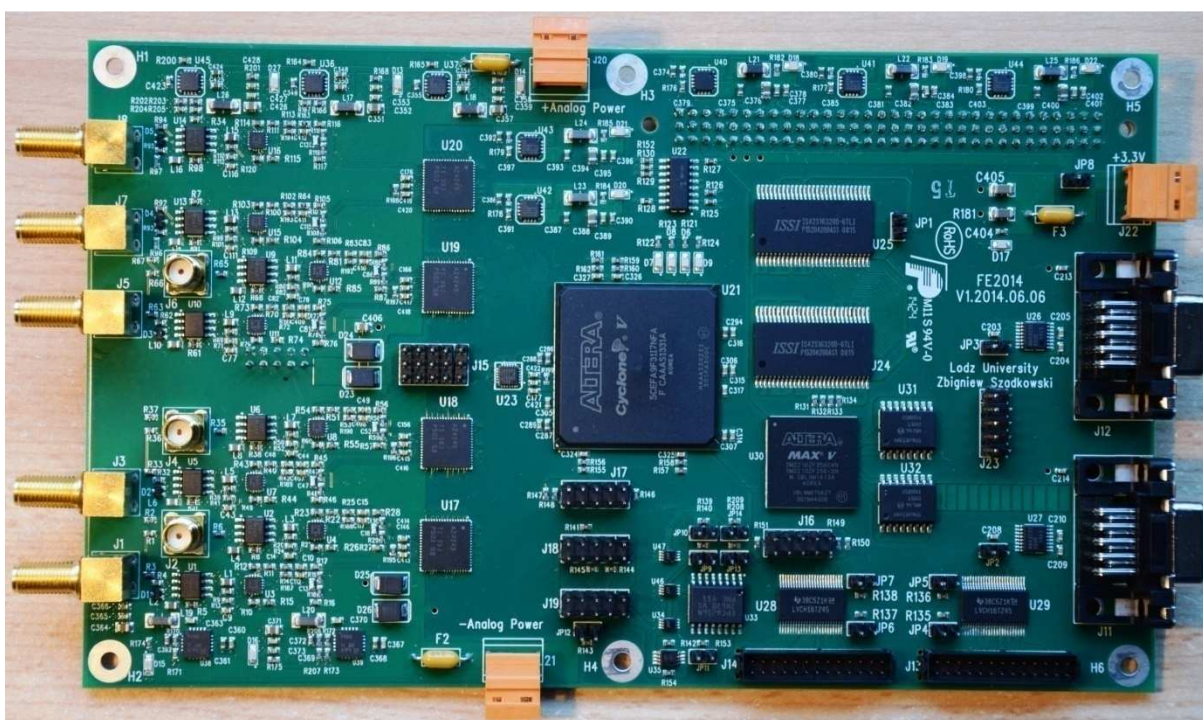
## 4.6 Implementacja algorytmu w strukturę FPGA

W celu implementacji algorytmu filtra bazującego na liniowej predykcji sygnału w strukturę FPGA rozważymy pojedynczy i ciągły strumień danych. Implementacja w strukturę wielokanałową jest analogiczna i będzie możliwa pod warunkiem istnienia odpowiedniej liczby zasobów, takich jak ilość pinów, bądź szybkich bloków sumujących czy mnożących (ang. digital signal processing – DSP). Proponowany algorytm został pomyślnie zaimplementowany w kilka układów FPGA firmy Altera® serii Cyclone® III (EP3C120F780C7), Cyclone® IV (EP4CE115F29C7) czy Cyclone® V (5CEFA7F31I7N oraz 5CEFA9F31I7N). Testy przeprowadzone były dla różnych rozdzielczości bitowych danych wejściowych – zarówno aktualnie używanych 12-bitowych, jak i 14-bitowych, które domyślnie mają być wprowadzone z nową elektroniką wraz z nadchodzącą modernizacją AERA++. Pomyślnie przetestowano działanie algorytmu dla kilku wariantów częstotliwości: 170 MHz i 180 MHz dla starszych wersji układów FPGA oraz do 200 MHz dla układów serii



Cyclone® V. Częstotliwość 200 MHz mogła być osiągnięta również dla układów serii Cyclone® III, jednak niski margines błędu (zobacz Rysunek 39 – lewa strona) mógł powodować opóźnienie w propagacji niektórych bitów danych. W przypadku, gdy bity te odpowiadają za sterowanie procesami (bity flag) mogło to powodować poważne zakłócenia w pracy i w konsekwencji nieprawidłowe działanie algorytmu. Układy FPGA serii Cyclone® V posiadają wystarczający margines bezpieczeństwa (zobacz Rysunek 39 – prawa strona).

Płyta Front-End z układem FPGA 5CEFA9F31I7N serii Cyclone® V jest jednym z proponowanych rozwiązań w nadchodzącej modernizacji elektroniki w detektorach powierzchniowych. Układ ten wyposażony jest w osiem kanałów, które mogą pracować z częstotliwością do 240 MHz. Sześć kanałów jest zarezerwowanych dla sygnałów z detektora powierzchniowego, zaś pozostałe dwa mogą być użyte przez inne eksperymenty, m. in. przez eksperyment AERA [99]. Oznaczałoby to możliwość instalacji stacji radiowych bezpośrednio przy detektorach powierzchniowych w celu uzyskania przypadków hybrydowych.



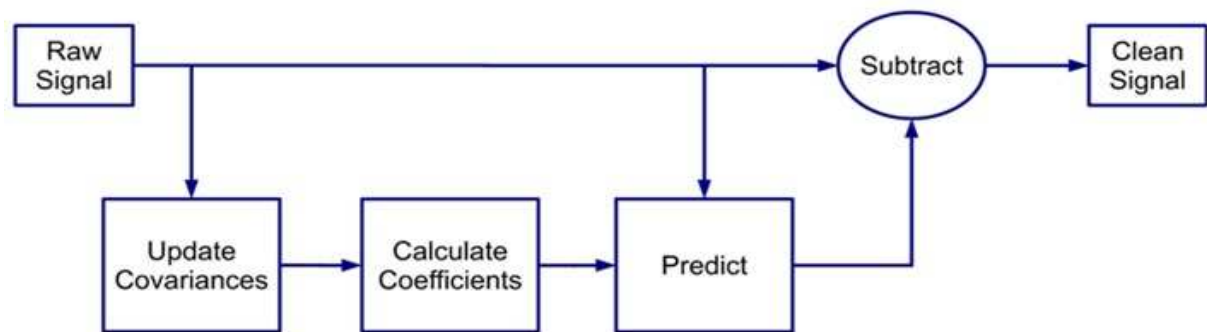
Rysunek 38: Prototyp płyty Front-End [99]. Umożliwienie wykorzystania dwóch kanałów przez eksperyment AERA pozwoli zwiększyć dokładność danych z detektora powierzchniowego. Płyta została zaprojektowana w ramach działalności badawczej Uniwersytetu Łódzkiego.

W przytoczonych powyżej układach FPGA firmy Altera® istnieje również możliwość zaimplementowania lokalnego, wirtualnego procesora NIOS®. Procesor ten może być używany do wykonywania złożonych algorytmów, których implementacja w strukturę FPGA byłaby skomplikowana i trudna do optymalizacji. Maksymalna częstotliwość pracy procesora

NIOS<sup>®</sup> wynosi 100MHz, jednak rekomendowana przez producenta jest częstotliwość pracy 50 MHz. W czasie testów procesor NIOS<sup>®</sup> był taktowany z częstotliwością 80 MHz, by zachować margines bezpieczeństwa. Taktowanie z wyższą częstotliwością często kończyło się nieprawidłowym działaniem procesora.

Clock Setup: 'Clk'				Slow 1100mV 85C Model Fmax Summary		
	Slack	Actual fmax (period)	From	Fmax	Restricted Fmax	Clock Name
1	N/A	202.35 MHz ( period = 4.942 ns )	lpm_ff:\$00004jdfifs[0]	236.46 MHz	236.46 MHz	\$00000 pll_cyclonev_inst altera_pll_i
2	N/A	202.80 MHz ( period = 4.931 ns )	lpm_ff:\$00028jdfifs[2]	Slow 1100mV 0C Model Fmax Summary		
3	N/A	203.17 MHz ( period = 4.922 ns )	lpm_ff:\$00028jdfifs[0]	Fmax	Restricted Fmax	Clock Name
4	N/A	205.04 MHz ( period = 4.877 ns )	lpm_ff:\$00004jdfifs[1]	230.47 MHz	230.47 MHz	\$00000 pll_cyclonev_inst altera_pll_i

Rysunek 39: Możliwości układów FPGA firmy Altera<sup>®</sup> serii Cyclone<sup>®</sup> III (lewa strona) oraz Cyclone<sup>®</sup> V (prawa strona). Implementacja algorytmu działającego z częstotliwością 200 MHz możliwa w układzie serii Cyclone<sup>®</sup> V ze względu na wystarczający margines bezpieczeństwa. Źródło własne.



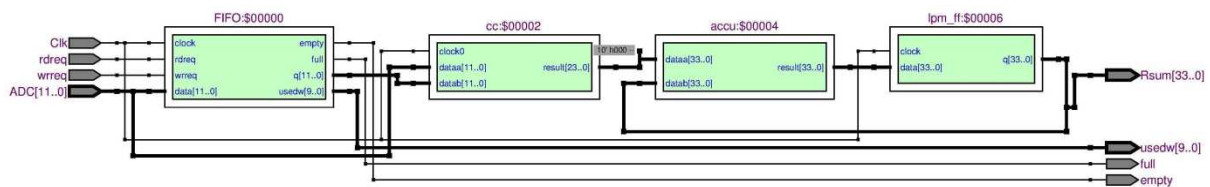
Rysunek 40: Schematyczne przedstawienie implementacji algorytmu bazującego na liniowej predykcji sygnału w strukturze FPGA [93]. Po wyliczeniu macierzy kowariancji, współczynniki filtra znajdują się przez rozwiązanie układu równań liniowych. Predykcja polega na sumowaniu iloczynów współczynników z odpowiednio opóźnionymi danymi. Przewidziany sygnał jest następnie odejmowany od oryginalnych danych, a wynik jest propagowany do triggera.

#### 4.6.1 Tworzenie macierzy kowariancji

Sygnaly radiowe wychwycone przez antenę detektora są przepuszczane przez filtry Bessela, mające na celu wygaszenie zbyt niskich i zbyt wysokich częstotliwości. Kolejnym krokiem jest przetworzenie sygnału analogowego na sygnał cyfrowy przez działający z częstotliwością 200 MHz, 12-bitowy konwerter analogowo-cyfrowy. Schemat przepływu danych w FPGA ilustruje Rysunek 40. Za sterowanie całym procesem odpowiedzialny jest procesor NIOS<sup>®</sup>. W przypadku braku sygnału flagi odpowiadającego za rozpoczęcie procesu odświeżania macierzy kowariancji, dane propagowane są z konwertera bez przeszkód aż do

etapu predykcji. Gdy bit flagi jest w stanie wysokim,  $N$  danych z ADC jest dodatkowo zamrażanych i mogą zostać użyte do tworzenia macierzy kowariancji. Macierz tą można stworzyć używając wirtualnego procesora NIOS<sup>®</sup> (zobacz Rysunek 42), bądź bezpośrednio w szybkiej logice (zobacz Rysunek 41), korzystając z bloków DSP.

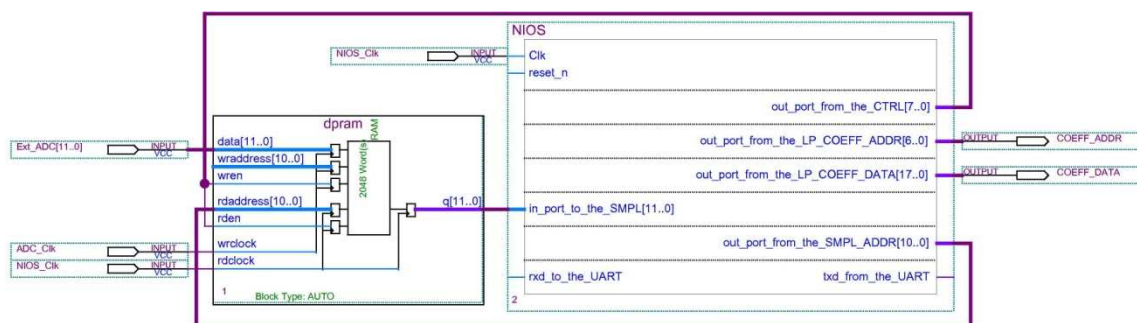
Czas tworzenia macierzy w szybkiej logice zależy od sposobu przeprowadzania obliczeń. Zauważmy, że zgodnie z wyrażeniem (31) wystarczy obliczyć jedynie  $p$  wartości. W przypadku równoległego obliczania wszystkich  $p$  składowych, czas obliczeń maleje  $p$  – krotnie, jednakże równocześnie  $p$  – krotnie wzrasta ilość potrzebnych zasobów. Dla tego przypadku czas obliczeń wynosi do kilkunastu mikrosekund ( $\approx N$  cykli zegarowych). W przypadku szeregowego obliczania wartości składowych macierzy kowariancji czas trwania obliczeń jest  $p$  – krotnie dłuższy od czasu równoległych obliczeń i może wynosić nawet 3 milisekundy (w zależności od wartości parametrów  $N$  oraz  $p$ ). Dodatkowo, by wartości danych nie zmieniły się w czasie obliczania macierzy kowariancji, wymagane jest również użycie pamięci 3–port RAM z jednym wejściem do zapisu danych i dwoma do odczytu. Zarówno zapis do pamięci, jak i odczyt odpowiednich wartości jest sterowany za pomocą procesora NIOS<sup>®</sup>. Równoległy sposób obliczania wymaga jedynie odpowiednich linii opóźniających.



Rysunek 41: Fragment struktury bloków logicznych odpowiedzialnych za tworzenie macierzy kowariancji w szybkiej logice [93]. Po obliczeniu odpowiednich składowych macierzy kowariancji następuje transfer wymaganych  $p$  wartości do procesora NIOS<sup>®</sup>.

Po wykonaniu obliczeń, odpowiednie składowe wysyłane są do procesora NIOS<sup>®</sup>. Ze względu na różne taktowania zegarów w szybkiej logice i procesorze NIOS<sup>®</sup>, dane wysyłane są pojedynczo, po otrzymaniu z procesora sygnału gotowości do odbioru kolejnej danej. Proces ten jest dość czasochłonny, gdy trzeba przesłać duże ilości danych. W przypadku szeregowego tworzenia macierzy kowariancji, czas transmisji  $p$  danych do procesora jest zanedbywalny w porównaniu z czasem obliczeń, a sam proces transmisji może być wykonywany w trakcie trwania obliczeń kolejnej składowej. W przypadku obliczeń równoległych, transmisja danych do procesora trwa wielokrotnie dłużej niż samo ich wyliczenie. Oznacza to, że wartości składowych macierzy kowariancji muszą być najpierw

zapisane do pamięci RAM, a następnie odczytane i pojedynczo transmitowane do procesora NIOS<sup>®</sup>. Czas trwania transmisji szacuje się na około 3*p* cykli zegarowych.



Rysunek 42: Schemat przedstawiający transport danych do wirtualnego procesora NIOS<sup>®</sup> [93]. Wysoki stan bitu flagi, odpowiadającej sygnałowi tworzenia macierzy kowariancji powoduje zapis kolejnych *N* danych z ADC, a następnie rozpoczęcie odczytu i transferu tych wartości do procesora.

Drugim sposobem obliczenia macierzy kowariancji jest wykorzystanie do tego celu wirtualnego procesora NIOS<sup>®</sup>. Niższe taktowanie zegara procesora niż częstotliwość pracy szybkiej logiki nie pozwala na bezpośrednie przesyłanie danych ADC do procesora w kolejnych taktach zegarowych. Aby dane nie zmieniały się w czasie transmisji, należy zapisać je w jednej z dostępnych pamięci układu. Rozwiązaniem jest użycie pamięci DPRAM (ang. dual-port RAM). Bit flagi, odpowiadającej sygnałowi tworzenia macierzy, jest powiązany z sygnałem write enable (*wr\_en*) pamięci DPRAM (zobacz Rysunek 42). Wysoki stan tego bitu powoduje zapis danych do pamięci. Adres komórki do zapisu uzyskiwany jest za pomocą licznika, którego reset oraz sygnał rozpoczęcia pracy również sterowane są za pomocą procesora NIOS<sup>®</sup>. Ze względu na inne częstotliwości taktowania procesora i szybkiej logiki, sygnały sterujące z procesora muszą być skrócone do jednego taktu zegarowego w szybkiej logice. Jest to możliwe poprzez użycie funkcji ustawiającej stan wysoki sygnału jedynie przy zmianie wartości sygnału wejściowego ze stanu niskiego na stan wysoki. Aby zapis kończył się zaraz po ostatniej próbkę sygnał write enable jest również powiązany z najbardziej znaczącym bitem licznika, który jednocześnie powoduje zatrzymanie tegoż licznika. Odczyt i transfer do procesora odbywa się na zasadzie wysłania z procesora adresu komórki w pamięci oraz sygnału gotowości do odebrania danych (powiązanego z sygnałem read enable pamięci DPRAM). W jednym takcie zegarowym procesora można przesłać jedynie jedną 32-bitową wartość. Do stworzenia macierzy kowariancji potrzeba *N* danych ADC. Zarówno zapis, jak i transfer do procesora zajmuje kilkadziesiąt mikrosekund. Samo tworzenie macierzy kowariancji w procesorze NIOS<sup>®</sup> zajmuje około 1,5 s. Jest to zapewne związane z niewielkim rejestrem procesora, który musi zapisywać cząstkowe rezultaty sumowań w pamięci, a



następnie odczytywać je, gdy będą potrzebne. Oprócz samych działań dodawania i mnożenia wykonuje on zatem również kilkanaście – kilkadziesiąt tysięcy operacji zapisu i odczytu, co znacząco wydłuża czas obliczeń.

#### 4.6.2 Wyznaczanie wartości współczynników.

Obliczanie optymalnych wartości współczynników jest najbardziej czasochłonnym etapem odświeżania filtra bazującego na liniowej predykcji sygnału. Ze względu na stopień skomplikowania, implementacja w strukturę szybkiej logiki byłaby ekstremalnie trudna, czy wręcz niemożliwa.

Procedura Levinsona zapisana została w języku programowania C i wgrana do pamięci operacyjnej procesora wraz z instrukcjami sterującymi procesami odczytu danych do procesora oraz przesyłu obliczonych współczynników. W trakcie testów laboratoryjnych procesor NIOS<sup>®</sup> odpowiadał również za komunikację z komputerem poprzez port szeregowy.

Procesor NIOS<sup>®</sup> pozwala na wysłanie jedynie jednego współczynnika w czasie cyklu zegarowego. Powoduje to konieczność zapisu kolejnych współczynników w tymczasowych rejestrach. Po przesłaniu ostatniego współczynnika następuje przeładowanie wszystkich przesłanych współczynników z rejestrów tymczasowych do rejestrów docelowych. Rozwiązanie to pozwala uniknąć sytuacji, w której część współczynników filtra została już zaktualizowana, a pozostałe jeszcze nie. Sytuacja taka spowodowałaby niewłaściwe działanie filtra w czasie przeładowywania. Alternatywą do tego podejścia mogłoby być krótkotrwałe wyłączanie filtra na czas przeładunku współczynników.

W czasie testów laboratoryjnych zarówno dane z ADC, jak i dane przewidywane wysyłane były do komputera przez port szeregowy UART. Pozwoliło to sprawdzić szereg istotnych zagadnień, takich jak dokładność obliczeń procesora, czy ewentualne różnice w działaniu procedury Levinsona oraz metody eliminacji Gaussa. Czas potrzebny do obliczenia współczynników zależy od wartości parametru  $p$  i może wynosić nawet 760 ms dla  $p=128$  (zobacz Rysunek 43). Dwukrotne zmniejszenie ilości współczynników, do  $p = 64$  powoduje czterokrotny spadek czasu obliczeń do 190 ms. Dla porównania procedura eliminacji Gaussa rozwiązuje ten sam układ równań w czasie ponad 10-krotnie dłuższym dla  $p = 64$  oraz niemal 20-krotnie dłuższym dla  $p = 128$ . Tak długi czas obliczeń oznacza, że macierz kowariancji, tworzona w szybkiej logice nie musi być wyliczana równolegle.

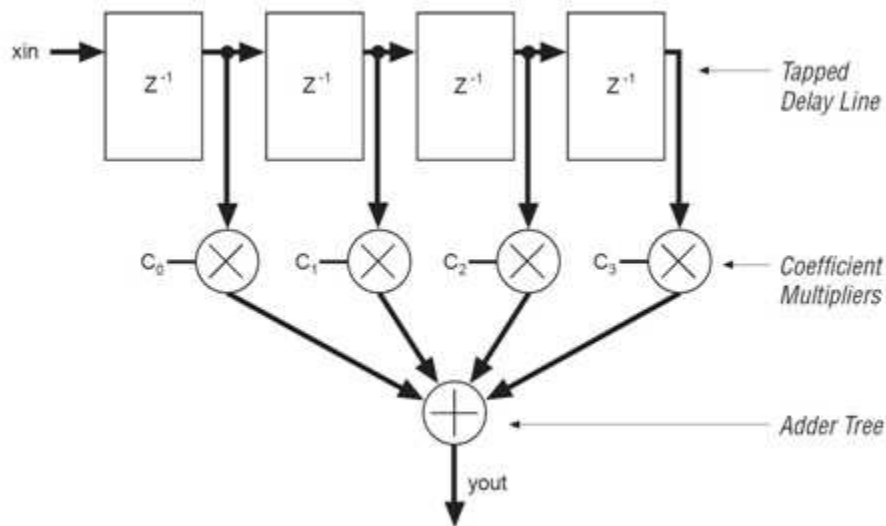
Method	64	128	Platform	double	float
Gauss	1.964 s	14.78 s	Visual C++	$10^{-11}$	$10^{-3}$
Levinson	0.191 s	0.758 s	NIOS	$10^{-11}$	$10^{-3}$

Rysunek 43: Porównane wartości czasów obliczeń dla procedury Levinsona i metody eliminacji Gaussa dla ilości współczynników  $p = 64$  oraz  $p = 128$  (lewa tabela). Prawa tabela zawiera porównanie dokładności obliczeń dla różnego typu zmiennych w procesorze NIOS<sup>®</sup> oraz na komputerze stacjonarnym, na platformie Visual C++. Źródło własne.

Dokładność obliczeń procesora NIOS<sup>®</sup> dla różnego typu zmiennych została porównana z dokładnością obliczeń na komputerze stacjonarnym w celu oszacowania różnic między symulacjami w języku C++ przeprowadzanymi na komputerach stacjonarnych, a rzeczywistymi odpowiedziami procesora. Dokładności te okazały się być identyczne, co pozwoliło na sprawdzenie szeregu wariantów filtra za pomocą symulacji w języku C++ wykonanych na komputerach stacjonarnych. Pozwoliło to również na oszacowanie różnic w rozwiązaniach układów równań przez metodę eliminacji Gaussa oraz procedurę Levinsona, dla różnych wartości  $p$ . Różnice te okazały się być zbyt małe, by miały jakikolwiek wpływ na jakość filtrowania. Dodatkowo, sprawdzone zostały dokładności obliczeń wykonywanych za pomocą zmiennych typu float oraz double. Ze względu na 48-bitową dokładność liczby typu float można oczekiwać redukcji czasu obliczeń oraz spadku poboru mocy, jednak ze względu na znaczące zwiększenie niedokładności obliczeń we wszystkich dalszych testach użyte były 64-bitowe zmienne typu double (zobacz Rysunek 43).

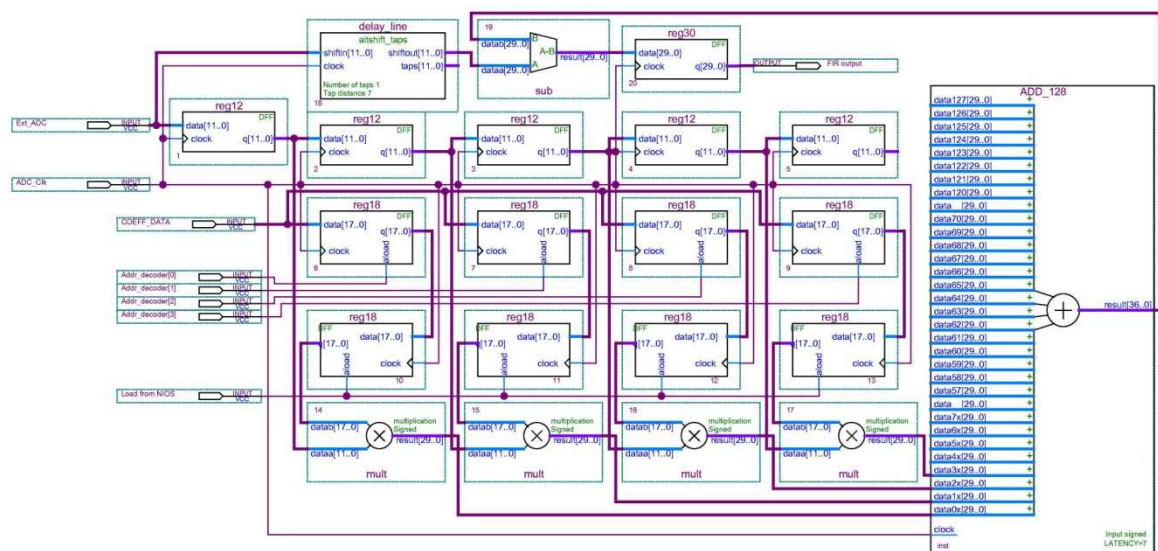
### 4.6.3 Predykcja sygnału. Rozdzielczość bitowa współczynników.

Kolejnym krokiem, po obliczeniu współczynników w procesorze NIOS<sup>®</sup> i przesłaniu ich do rejestrów docelowych, jest przewidzenie periodycznego sygnału, ukrytego w oryginalnych danych. Proces ten jest opisywany za pomocą równania (22) i polega na zaimplementowaniu schematu działania filtra FIR, czyli przemnożeniu odpowiednich danych z odpowiadającymi im współczynnikami, a następnie sumowaniu iloczynów. Schemat przepływu danych przedstawia Rysunek 44. Cały proces odbywa się w szybkiej logice.



Rysunek 44: Schematyczne przedstawienie procesu predykcji [93]. Dane propagowane są przez linię opóźniającą i mnożone przez odpowiednie współczynniki, a następnie sumowane parami przez odpowiednią, zależną od parametru  $p$  ilość sumatorów.

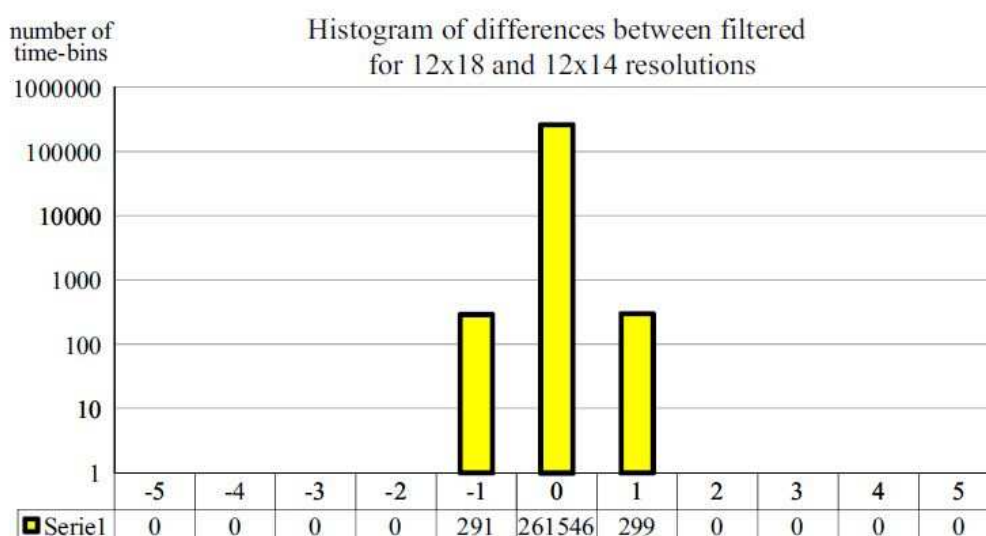
Problem odpowiedniego dopasowania danych do współczynników rozwiązany został poprzez dodanie linii opóźniającej, która propaguje sygnał, ale również rozdziela go i przesyła do odpowiednich układów mnożących. Drugim sygnałem wejściowym do takiego układu jest współczynnik, ładowany z odpowiedniego rejestru. Po wymnożeniu, sygnał propagowany jest do odpowiednich układów sumujących (zobacz Rysunek 45), które w jednym taktie zegarowym mogą sumować dwie wartości. W związku z tym ilość warstw sumatorów zależna jest od ilości współczynników, czyli wartości parametru  $p$ . Kolejne sumy przesyłane są na wejścia kolejnych sumatorów, aż po ostatnim sumowaniu otrzymamy wartość przewidywaną. Ostatnim krokiem jest odjęcie tak uzyskanej wartości od odpowiedniej niefiltrowanej danej. Należy zwrócić uwagę, że ilość warstw sumatorów jest równa  $\log_2 p'$ , gdzie  $p'$  jest najbliższą, nie mniejszą niż  $p$  liczbą będącą potęgą liczby 2. Wobec tego dane niefiltrowane muszą być opóźnione również o taką samą liczbę taktów zegarowych, by „trafić” podczas odejmowania na odpowiadające sobie wartości. W przeciwnym razie sygnał przewidziany zostanie odjęty od niewłaściwej próbki, co będzie skutkowało niewłaściwą pracą filtra. Fakt ten komplikuje możliwość dynamicznych zmian w długości filtra. Ze względu na przeładowywanie wszystkich odświeżonych współczynników w jednym taktie zegarowym, cały proces predykcji może odbywać się w sposób ciągły i nie wymaga żadnych przerw.



Rysunek 45: Fragment schematu połączeń w szybkiej logice użytego do obliczenia wartości przewidywanego sygnału [93]. Schemat ukazuje mnożenie odpowiednio opóźnionych danych z odpowiadającymi im czterema współczynnikami.

W powyżej opisanej procedurze działania filtra FIR, wymagane jest mnożenie odpowiednio opóźnionej danej z ADC z odpowiadającym jej współczynnikiem. Mnożenie takie może być wykonane w jednym taktie zegarowym, z wykorzystaniem szybkich bloków DSP. Szybki układ mnożący wymaga jednak różnych ilości bloków DSP, w zależności od rozmiarów danych wejściowych. Pojedynczy blok DSP jest używany przez wbudowany układ mnożący w przypadku, gdy rozdzielczość obu danych jest maksymalnie 9-bitowa. Ponieważ dane z ADC są 12-bitowe, a po planowanej modernizacji AERA++ będą 14-bitowe, zatem do wykonania mnożenia będą potrzebne przynajmniej dwa bloki DSP. Taka ilość bloków DSP pozwala pomnożyć w jednym taktie zegarowym dwie maksymalnie 18-bitowe wartości. Zwiększenie rozdzielczości bitowej jednej z wartości, nawet przy równoczesnym znacznym zmniejszeniu rozdzielczości drugiej, powoduje konieczność użycia większej ilości bloków DSP. Wynika stąd, że można użyć maksymalnie 18-bitowych współczynników, bez nadmierowej utraty ilości bloków DSP. Jednakże, bloki DSP nie są jedynym zasobem, wykorzystywanym przez algorytm filtracji, którego zużycie należy zoptymalizować. Ze względu na równoległe działanie kilku algorytmów (np. następującego po etapie filtracji, algorytmu triggera) należy zastanowić się, czy 18-bitowa rozdzielczość współczynników nie jest przypadkiem zbyt duża i nie powoduje jedynie zajęcia dodatkowego, ograniczonego wielkością układu, miejsca. Zmniejszenie rozdzielczości powinno również spowodować redukcję poboru mocy, co jest ważnym czynnikiem dla eksperymentu zasilanego panelami słonecznymi. Wobec powyższych argumentów, porównane zostały trzy warianty rozdzielczości współczynników: 18-bitowa, 14-bitowa oraz 12-bitowa. Różnice w

dokładności między 18 i 14-bitowym wariantem przedstawiona Rysunek 46. Różnice widoczne są jedynie na najmniej znaczącym bicie (ang. least significant bit – LSB) i dotyczą jedynie znikomego procenta przypadków. Dalsze zmniejszanie rozdzielczości współczynników – do 12 bitów, powoduje zwiększenie różnic w dokładności do około 1%. Różnica w poborze mocy między wariantami 18 i 14-bitowym wynosi około 25 mW (zobacz Rysunek 47). Spadek poboru mocy, przy redukcji rozdzielczości bitowej współczynników do 12 bitów, jest symboliczny i wynosi jedynie 10 mW. Wobec powyższych argumentów, do wszystkich późniejszych testów użyte zostały współczynniki o rozdzielczości 14-bitowej.



Rysunek 46: Histogram różnic wyników filtracji, dla osiemnasto i czternastobitowych rozdzielczości bitowych współczynników filtra [100]. Różnice pojawiają się jedynie na najmniej znaczącym bicie danych i tylko w około 0,01% przypadków. Źródło własne.

#### 4.6.4 Symulacje poboru mocy.

Implementacja algorytmu filtracji, bazującego na liniowej predykcji sygnału, w strukturę FPGA umożliwiła testowanie skuteczności oraz poboru mocy różnych wariantów filtra FIR. Implementacja algorytmu została przeprowadzona w pakiecie symulacyjnym Quartus<sup>®</sup> firmy Altera<sup>®</sup>. Językiem programowania używanym w tym pakiecie jest Altera Hardware Description Language (AHDL). Starsze wersje pakietu Quartus<sup>®</sup> (do wersji 9.12 włącznie) umożliwiały sprawdzenie poprawności implementacji, we wbudowanym środowisku testowym. Od wersji 10.0 środowisko testowe zostało usunięte z podstawowego pakietu i zostało zastąpione osobnym pakietem symulacyjnym ModelSim<sup>®</sup>. Wbudowane

Środowisko testowe było znacznie prostsze w obsłudze, jednak nie pozwalało na symulacje nowszych wersji układów FPGA serii Cyclone® IV oraz Cyclone® V.

PowerPlay Power Analyzer Status	Successful - Sun Jan 06 12:47:32 2013	PowerPlay Power Analyzer Status	Successful - Fri Dec 28 16:02:04 2012
Quartus II Version	9.1 Build 222.10/21/2009 SJ Web Edition	Quartus II Version	9.1 Build 222.10/21/2009 SJ Web Edition
Revision Name	lp_16_FIR_64_180MHz_ADC_yes_more_12x18	Revision Name	lp_17_FIR_64_180MHz_ADC_yes_more_12x14
Top-level Entity Name	lp_16_FIR_64_180MHz_ADC_yes_more_12x18	Top-level Entity Name	lp_17_FIR_64_180MHz_ADC_yes_more_12x14
Family	Cyclone III	Family	Cyclone III
Device	EP3C120F780C7	Device	EP3C120F780C7
Power Models	Final	Power Models	Final
Total Thermal Power Dissipation	870.59 mW	Total Thermal Power Dissipation	775.79 mW
Core Dynamic Thermal Power Dissipation	572.29 mW	Core Dynamic Thermal Power Dissipation	547.76 mW
Core Static Thermal Power Dissipation	106.51 mW	Core Static Thermal Power Dissipation	106.30 mW
I/O Thermal Power Dissipation	191.79 mW	I/O Thermal Power Dissipation	121.73 mW
Power Estimation Confidence	High: user provided sufficient toggle rate data	Power Estimation Confidence	High: user provided sufficient toggle rate data

Rysunek 47: Porównanie poboru mocy dla zaimplementowanego w układzie FPGA serii Cyclone® III algorytmu filtracji, bazującego na liniowej predykcji sygnału, dla 14-bitowych (prawa strona) i 18-bitowych (lewa strona) współczynników. Testy zostały wykonane w środowisku testowym wbudowanym w pakiet Quartus®. Źródło własne.

Dynamic core [mW]	EP3C80F780C6	EP4CE75F29C7	EP3C120F780C7	EP4CE75F29C6
14x14_32	203	218	265	213
14x18_32	320	298	331	296
14x14_48	327	338	365	319
14x18_48	479	430	473	418
14x14_64	436	421	441	417
14x18_64	602	565	621	563

Tabela 1: Porównanie poboru mocy dla różnych wariantów filtra FIR oraz różnych układów FPGA serii Cyclone® III (EP3C80 oraz EP3C120) oraz Cyclone® IV (EP4CE), różniących się szybkością pracy. Dane zostały uzyskane za pomocą symulacji w pakiecie ModelSim® 100 µs pracy układu. Źródło własne.

Środowisko testowe umożliwiło również oszacowanie poboru mocy różnych wariantów filtra FIR. Ze względu na stopień skomplikowania zagadnienia pomiary poboru mocy zostały później powtórzone w testach laboratoryjnych i porównane z wynikami uzyskanymi w czasie symulacji. Uzyskane wyniki przedstawia Rysunek 47 oraz Tabela 1.

Znaczne różnice, widoczne między danymi z wbudowanego środowiska i z pakietu ModelSim® mogą być powodowane innym rozmiarem próbki oraz inną rozdzielczością bitową danych wejściowych. Pobory mocy układów serii Cyclone® III i Cyclone® IV o takim samym parametrze szybkości (określanym przez dwa ostatnie znaki kodu układu) różnią się o około 40 mW. Wynika to z faktu stosowania coraz nowszych technologii, umożliwiających zmianę stanu logicznego za pomocą coraz mniejszych napięć. Układy Cyclone® V, na których docelowo ma być testowany filtr FIR powinny się charakteryzować zmniejszonym poborem

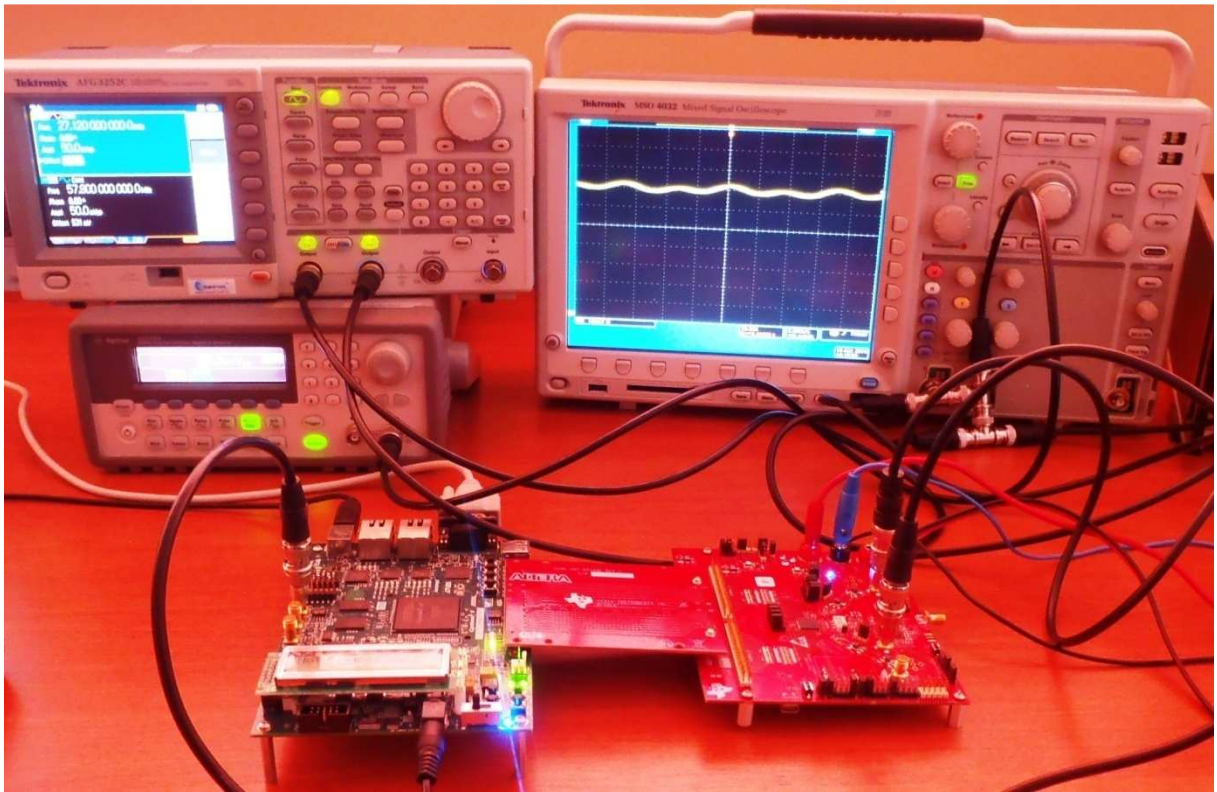
mocy w stosunku do układów serii Cyclone<sup>®</sup> IV. Symulacyjne określenie poboru mocy jest zadaniem bardzo złożonym i wymaga potwierdzenia doświadczalnego.

## 4.7 Testy laboratoryjne

Testy laboratoryjne filtra opartego o liniową predykcję sygnału zostały przeprowadzone po pomyślnym zaimplementowaniu algorytmu w strukturę FPGA. W czasie testów użyto układów FPGA firmy Altera<sup>®</sup> serii Cyclone<sup>®</sup> III (EP3C120F780C7), Cyclone<sup>®</sup> IV (EP4CE115F29C7) oraz Cyclone<sup>®</sup> V (5CEFA7F31I7N). Wartości parametrów filtra użyte w czasie testów wynosiły odpowiednio:  $D = 128$  oraz  $N = 1024$ . Przetestowane zostały różne warianty długości filtra  $p = 32, 48$  oraz  $64$ . W celu dokładniejszego oszacowania zużycia energii sprawdzone zostały czternasto oraz osiemnastobitowe rozdzielczości współczynników. Komunikacja z komputerem odbywała się za pomocą łącza szeregowego RS232. Ze względu na niską szybkość transmisji danych, odpowiedzialny za obsługę łącza był wirtualny procesor NIOS<sup>®</sup>. Aby istniała możliwość sprawdzenia skuteczności filtrowania do komputera należało wysłać nie tylko dane filtrowane, ale również dane niefiltrowane. Wobec tego, dla celów testowych macierz kowariancji tworzona była w procesorze NIOS<sup>®</sup>.

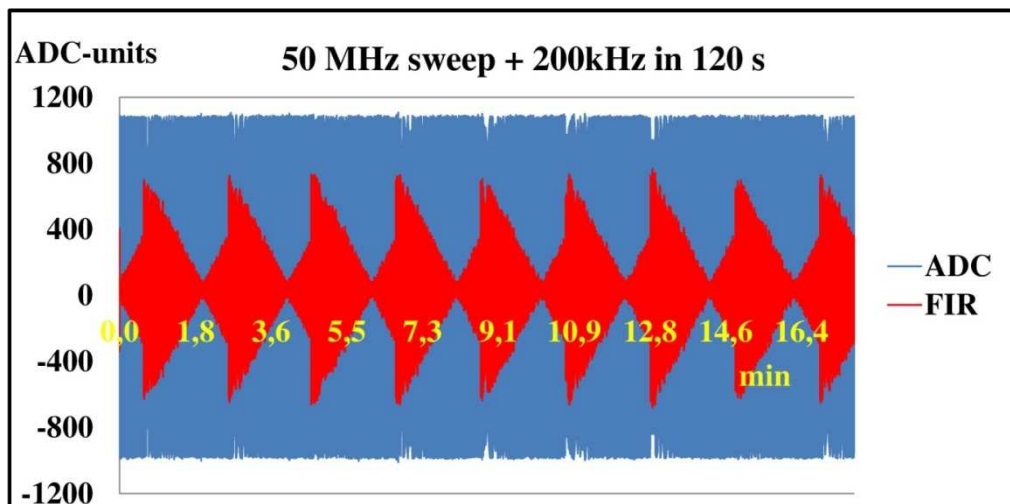
Dane wejściowe mogły być wprowadzone do układu FPGA na dwa sposoby. Jednym z nich jest podłączenie zewnętrznych generatorów sygnału oraz szumu (zobacz Rysunek 48). Drugim sposobem jest wgranie do układu FPGA pliku rom.mif inicjującego pamięć ROM. W takim wypadku dane należy sekwencyjnie odczytywać z pamięci, używając odpowiedniego licznika. Licznik taki powinien być resetowany oraz otrzymywać sygnał startu bezpośrednio z procesora NIOS<sup>®</sup>. Wynika to z faktu, że układ FPGA potrzebuje nieco więcej czasu na zbudowanie połączeń procesora NIOS<sup>®</sup> niż pozostałych połączeń szybkiej logiki. Uzyskanie sygnału z procesora oznacza, że został on poprawnie zainicjowany. Sygnał ten został również połączony z odpowiednią diodą LED, która pozwalała szybko zorientować się, czy procesor zainicjował się poprawnie, czy też nie (np. ze względu na zbyt dużą częstotliwość taktowania zegara procesora, bądź przekroczenie wielkości pamięci operacyjnej procesora).



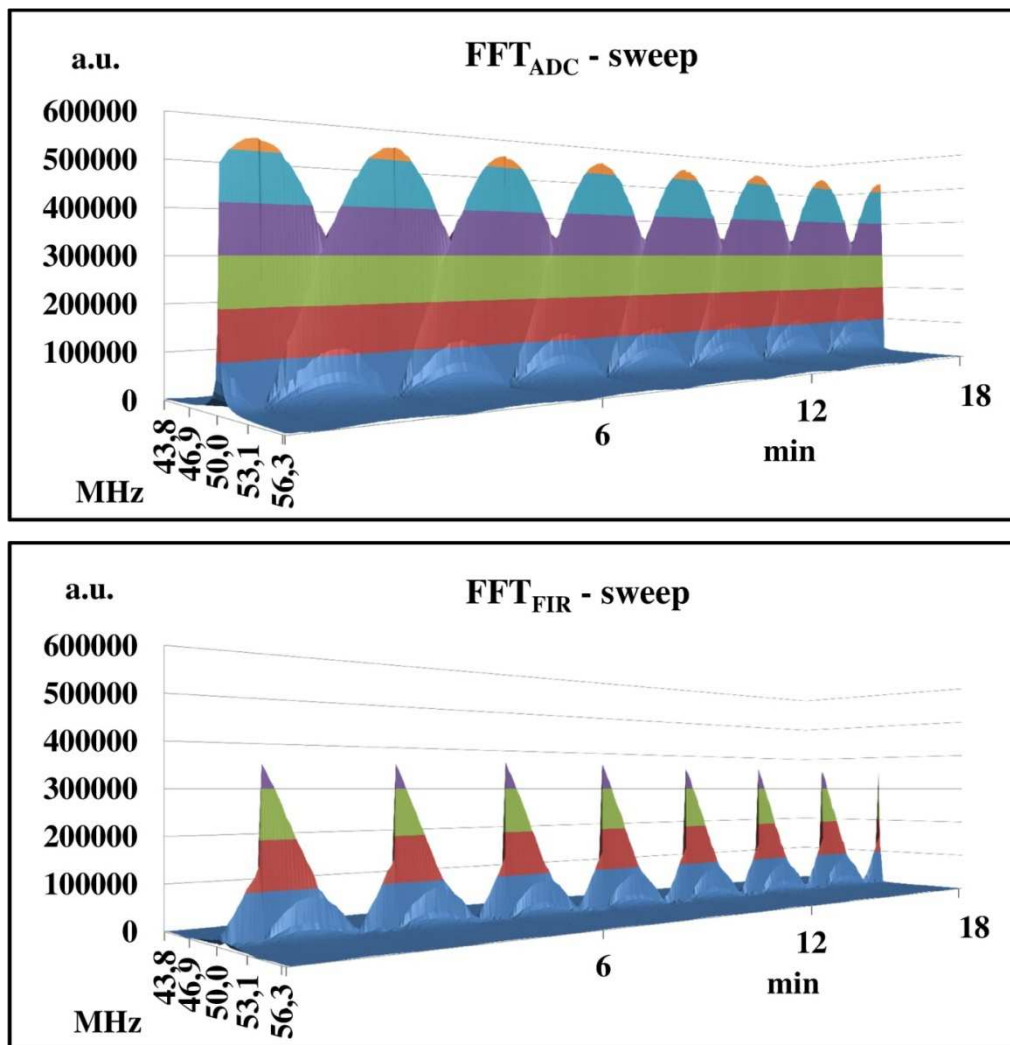


Rysunek 48: Połączenia pomiarowego układu FPGA serii Cyclone<sup>®</sup> V. Dane transmitowane są z generatora sygnałów oraz generatora szumu do układu ADS4249EVM firmy Texas Instr., a następnie przesyłane za pomocą HSMC-ADC-BRIDGE przy użyciu transmisji LVDS do układu FPGA serii Cyclone<sup>®</sup> V z częstotliwością 400 MHz. Do komunikacji z komputerem służy łącze szeregowe RS 232, sterowane za pomocą procesora NIOS<sup>®</sup>. Źródło własne.

Poprawne działanie procesora umożliwiło transmisję danych do komputera za pomocą łącza szeregowego RS232. Przesyłane dane składały się z 1024 paczek zawierających w odpowiedniej kolejności: dane niefiltrowane, dane przewidywane oraz dane filtrowane. Pozwoliło to na przetestowanie poprawności implementacji algorytmu w strukturze FPGA, a także stabilności działania filtra.

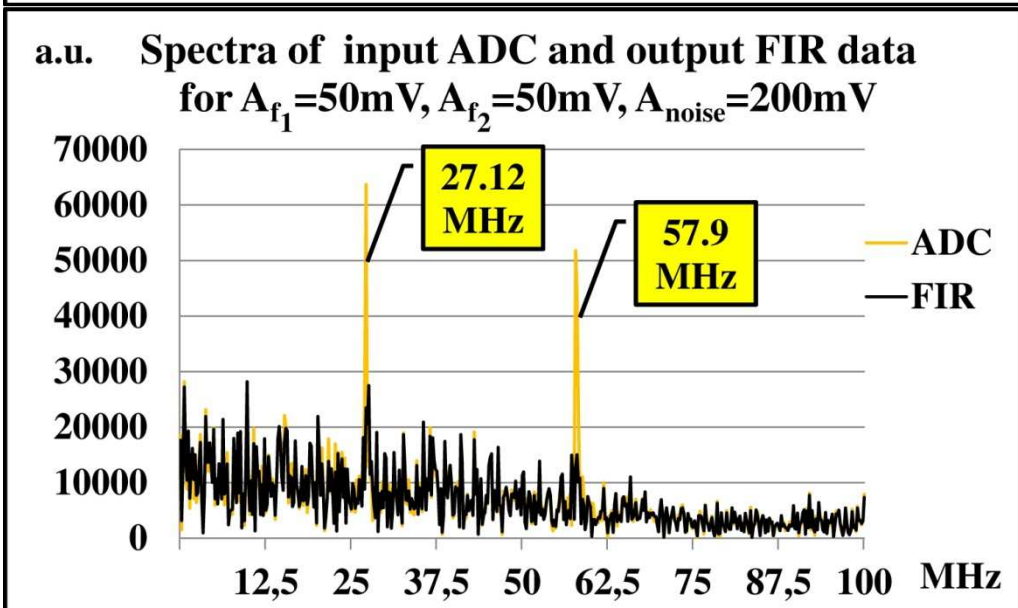
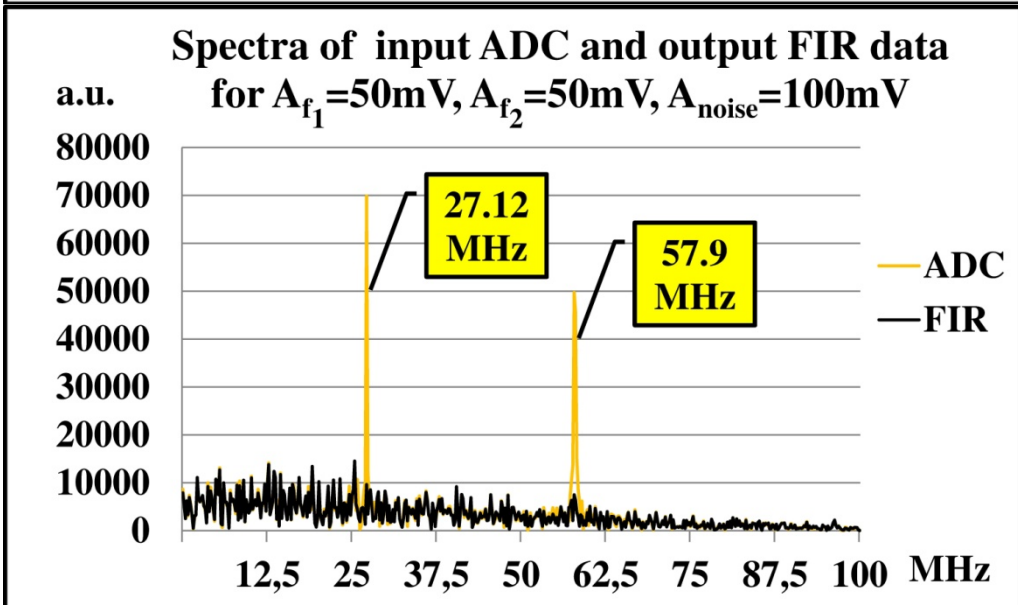
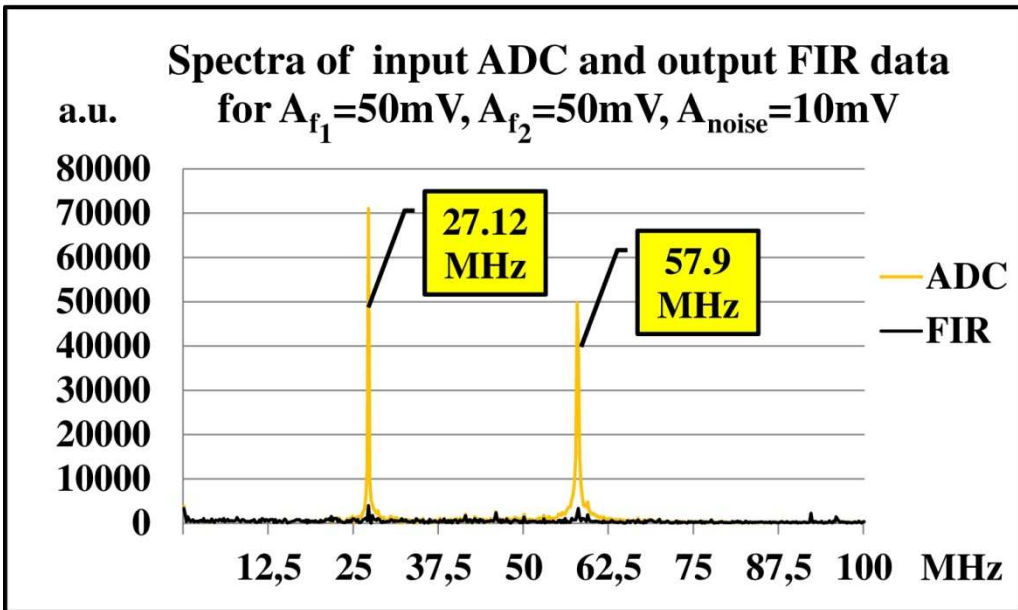


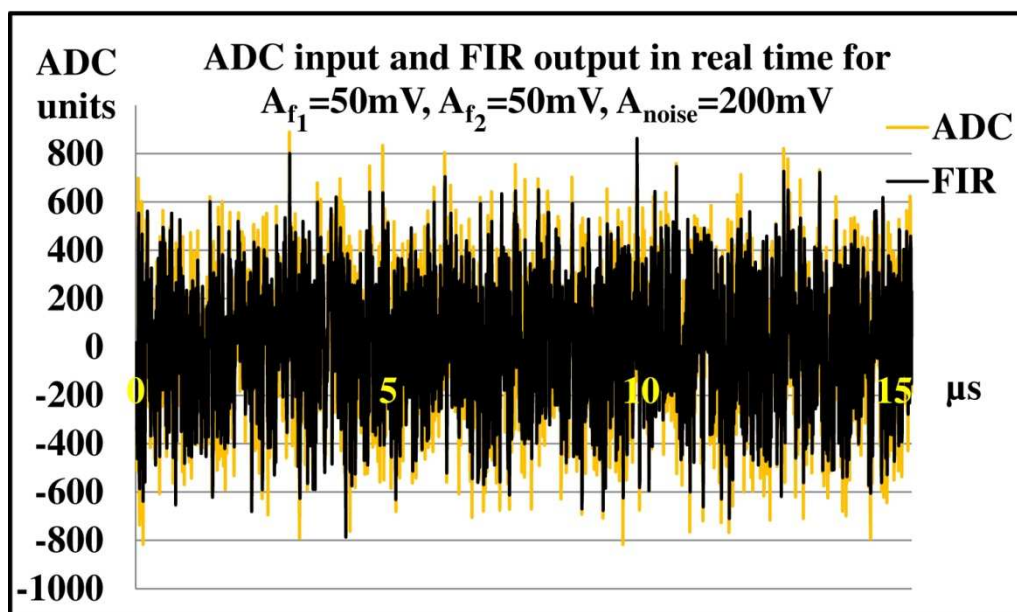




Rysunek 49: Długookresowa stabilność filtra opartego na liniowej predykcji sygnału [98]. Częstotliwość sinusoidalnego sygnału zakłócającego zmienia się w czasie dwóch minut z 50 MHz do 50,2 MHz. Źródło własne.

Testy stabilności filtra zostały przeprowadzone przy użyciu pojedynczego sinusoidalnego zakłócenia, którego częstotliwość zmieniała się z 50 MHz do 50.2 MHz w czasie dwóch minut. W czasie testu współczynniki filtra nie były odświeżane. Zostały one policzone przed wykonaniem testu za pomocą symulacji i zapisane w pliku inicjalizującym pamięć ROM, a następnie wczytane do odpowiednich rejestrów. Umożliwiło to sprawdzenie skuteczności działania filtra po upływie czasu rzędu minut. Rysunek 49 ukazuje filtrowanie w czasie 18 minut (więcej niż  $10^{12}$  cykli zegarowych), zarówno w dziedzinie czasu, jak i w dziedzinie częstości. Wyraźnie widać, że po powrocie ustawień częstotliwości zakłócenia do stanu pierwotnego następuje wzrost skuteczności filtra do poziomu obserwowanego na początku testu. Oznacza to, że w przypadku wolno zmiennych sygnałów, współczynniki filtra nie muszą być odświeżane często.

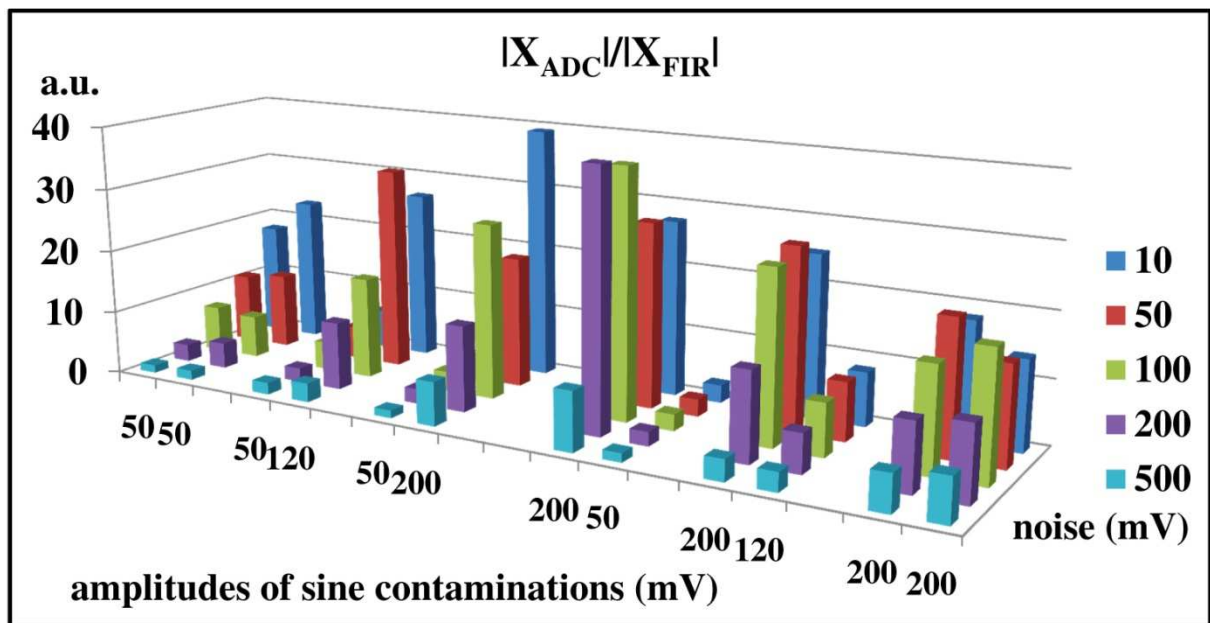




Rysunek 50: Skuteczność filtracji danych zanieczyszczonych dwoma sinusoidalnymi sygnałami, przy różnym poziomie szumu (górne wykresy). Dolny wykres przedstawia dane z ADC oraz dane przefiltrowane w dziedzinie czasu [98]. Źródło własne.

Skuteczność filtra została sprawdzona za pomocą sygnału złożonego z dwóch, wygenerowanych przez generator sygnałów, sinusoidalnych zakłóceń o częstotliwościach 27,12 MHz oraz 57,9 MHz oraz szumu o różnym poziomie natężenia. W przypadku, gdy amplituda sygnałów zakłócających jest dużo większa niż poziom szumu, skuteczność filtracji jest bardzo wysoka (zobacz Rysunek 50 – górny wykres). Zwiększenie poziomu szumu do poziomu porównywalnego i wyższego niż amplituda zakłóceń, skutkuje zmniejszeniem skuteczności filtra do wciąż wysokiego poziomu (zobacz Rysunek 50 – dwa środkowe wykresy). Na dolnym wykresie przedstawione są silnie zaszumione dane z ADC oraz dane po wyjściu z filtra opartego o liniową predykcję sygnału.

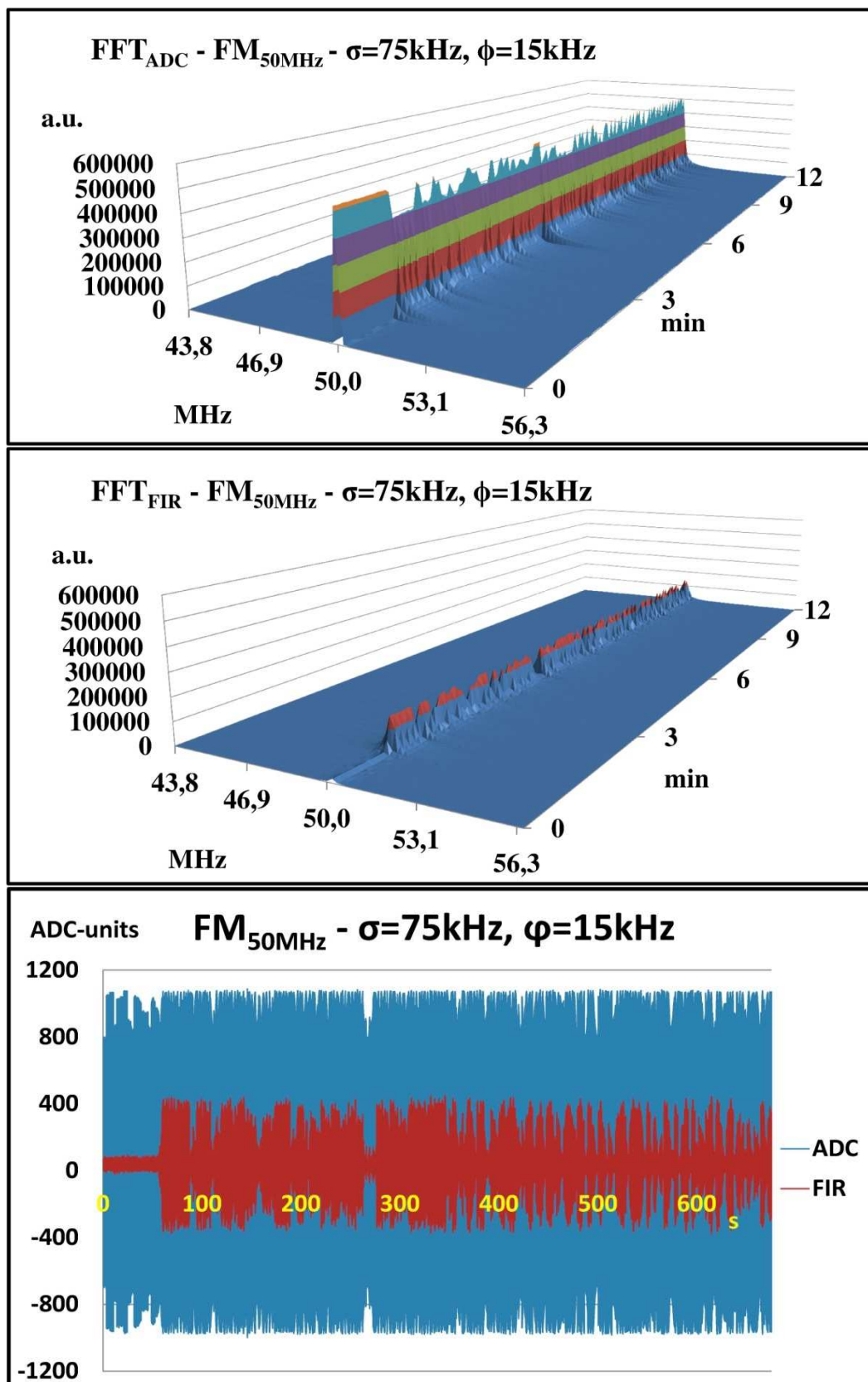
Rysunek 51 przedstawia stosunek sygnału z ADC do sygnału przefiltrowanego w zależności od poziomu szumu oraz wzajemnego stosunku amplitud sygnałów zakłócających. Wysoki (500 mV) poziom szumu znacznie redukuje skuteczność filtracji nawet dla silnych sygnałów. Słabe sygnały (50 mV) są w takim przypadku filtrowane bardzo słabo. Niski poziom szumu generalnie poprawia skuteczność filtrowania. Warto zauważyć, że silne sygnały zakłócające są tłumione w znacznie większym stopniu niż sygnały słabe. W przypadku, gdy jeden z sygnałów zakłócających ma znacznie większą amplitudę niż drugi, znacznie spada efektywność filtracji słabszego zakłócenia.



Rysunek 51: Porównanie skuteczności filtracji dla sygnału złożonego z dwóch sinusoidalnych zakłóceń oraz z szumu, w zależności od poziomu szumu oraz stosunku amplitud sygnałów zakłócających [98]. Źródło własne.

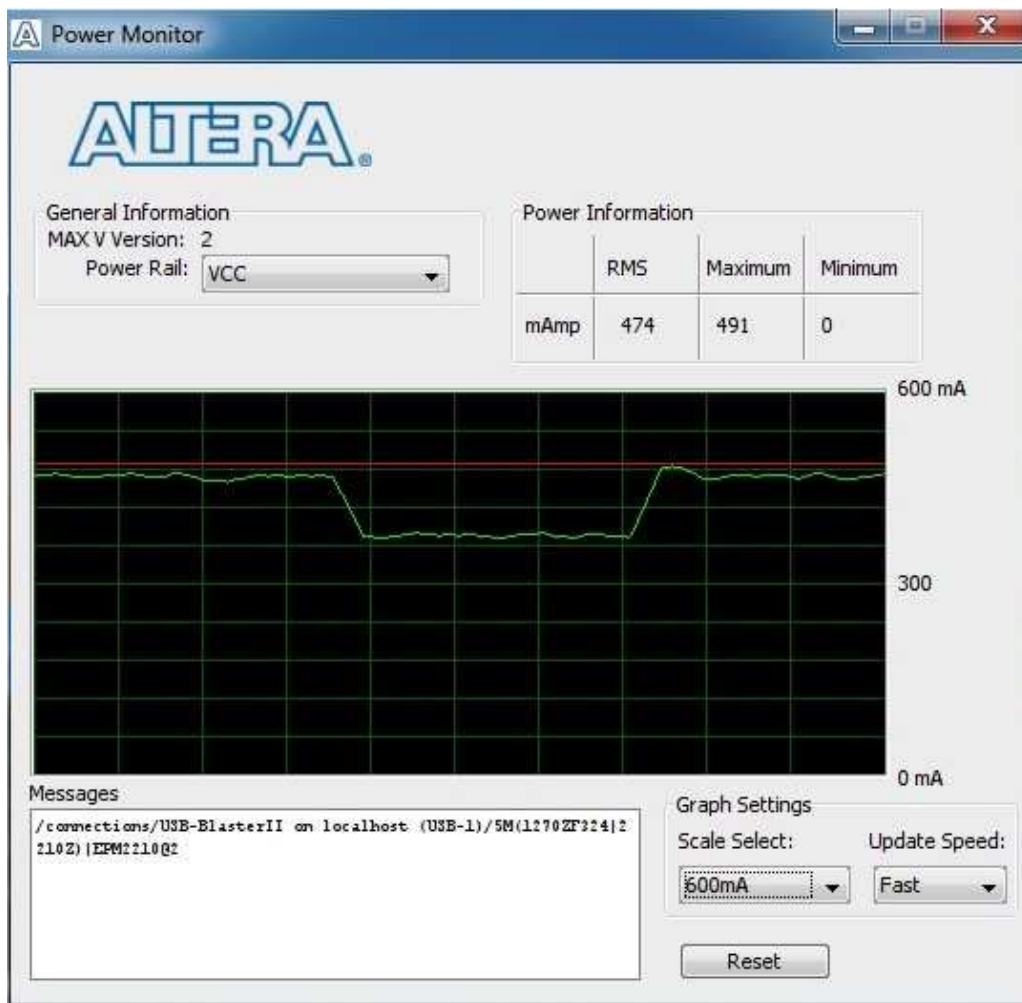
Kolejny test polegał na sprawdzeniu skuteczności działania filtra w przypadku modulacji częstotliwościowej. Podobnie jak w przypadku badania stabilności filtra, współczynniki zostały wgrane na początku do układu FPGA za pośrednictwem pliku inicjalizującego pamięć ROM i nie były zmieniane w czasie trwania testu. Sygnał wejściowy składał się z pojedynczego zakłócenia sinusoidalnego o częstotliwości 50 MHz z modulacją częstotliwości 75 kHz oraz częstotliwością modulacji 15 kHz. Jest to bardzo restrykcyjny sygnał, który nie powinien znajdować się w obserwowalnym zakresie częstotliwości w warunkach rzeczywistych. Zakres transmisji FM obejmuje częstotliwości od 88 MHz do 108 MHz, wobec czego transmisje te powinny być wycinane przez analogowe filtry Bessela. Rysunek 52 przedstawia wyniki filtracji sygnału modulowanego częstotliwościowo. Tłumienie jest na bardzo wysokim poziomie nawet dla tak restrykcyjnego sygnału.

W niektórych przypadkach testy pozwoliły również na sprawdzenie rzeczywistego poboru mocy, który niekoniecznie odpowiadał wartościom uzyskiwanym w symulacjach. Pomiary poboru mocy możliwe były jedynie dla układów FPGA serii Cyclone<sup>®</sup> V z wbudowanym układem MAX<sup>®</sup> V. Za pomocą odpowiedniego ustawienia przełączników możliwe było zaprogramowanie układu poprzez USB-Blaster, a następnie, po zmianie ustawień, odczytanie poboru mocy z układu FPGA. Odczyt ten dokonywany był w programie Power Monitor, dostarczanym przez firmę Altera<sup>®</sup> (zobacz Rysunek 53). Wyniki przedstawione są w następnym podrozdziale (zobacz Rysunek 56).



Rysunek 52: Skuteczność tłumienia zakłóceń modulowanych częstotliwościowo [98]. Nawet bardzo restrykcyjne zakłócenie jest efektywnie filtrowane. Źródło własne.





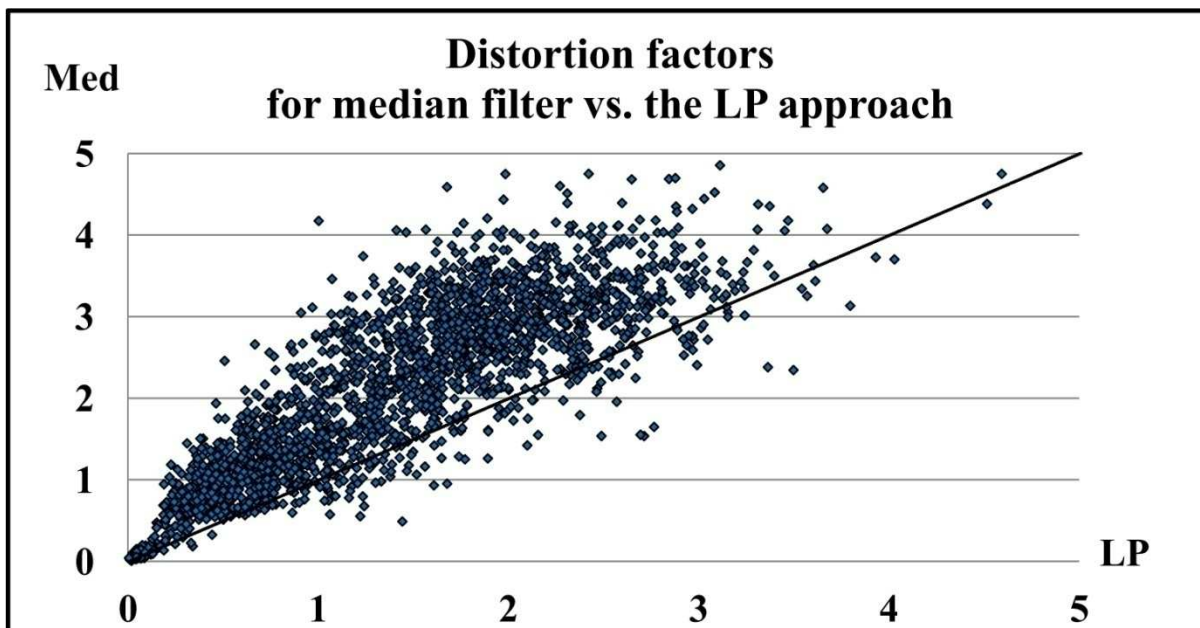
Rysunek 53: Odczyt rzeczywistego poboru mocy z układu FPGA. Odczyt obejmował zarówno okres pracy wirtualnego procesora NIOS® (wartości przy brzegach), jak i czas, w którym procesor był wyłączony. Procesor NIOS® był odpowiedzialny za obliczanie współczynników filtra FIR oraz za transmisję danych do komputera, za pośrednictwem portu szeregowego. Źródło własne.

Testy laboratoryjne potwierdziły poprawność implementacji algorytmu liniowej predykcji w strukturę FPGA. Potwierdzona została również wysoka skuteczność filtra opartego na liniowej predykcji sygnału w zależności od poziomu szumu oraz siły zakłócenia. Długookresowa poprawna praca filtra oznacza, że nie ma niestabilności podczas propagacji danych.

#### 4.8 Porównanie z aktualnie używanymi filtrami.

Możliwość przeprowadzenia porównania z aktualnie używanymi filtrami jest jednym z najważniejszych aspektów przyszłych przewidywanych modernizacji. Wprowadzanie nowego filtra ma bowiem sens jedynie w wypadku, gdy jest on wydajniejszy oraz bardziej elastyczny niż aktualnie używane filtry. Aktualnie AERA używa dwóch rodzajów filtrów tłumiących zakłócenia interferencyjne: filtra medianowego oraz filtra typu notch, jednak

każdy z nich ma swoje zalety oraz wady. Filtry te zostały szczegółowo opisane w rozdziale trzecim.



Rysunek 54: Porównanie współczynników zniekształceń sygnału, powodowanych przez filtr medianowy oraz filtr oparty na liniowej predykcji sygnału [97]. Porównanie zostało przeprowadzone dla 2700 próbek. Źródło własne.

#### 4.8.1 Zniekształcanie sygnału.

Ważnym czynnikiem porównawczym jest zniekształcanie sygnału. Filtr możemy uznać za lepszy w przypadku, gdy sygnał odpowiedzialny za inicjowanie triggera, jest zniekształcany w minimalny sposób. W przypadku filtra medianowego mamy do czynienia ze zniekształceniem spowodowanym skończoną dokładnością obliczeń oraz błędami zaokrągleń. Zniekształcenia sygnału spowodowane przez filtr oparty na liniowej predykcji sygnału silnie zależą od użytego parametru odstępu  $D$  (zobacz Rysunek 36). W celu porównania zniekształceń sygnału powodowanych przez obydwa filtry obliczone zostały współczynniki zniekształceń  $DF$  dla danych filtrowanych przez filtr medianowy. Dane wejściowe były takie same, jak w przypadku obliczania współczynników zniekształceń dla filtra opartego na liniowej predykcji sygnału w rozdziale 4.5.2. Wyniki przedstawia Rysunek 54. W większości przypadków, filtr medianowy zniekształca sygnały odpowiedzialne za trigger w większym stopniu niż filtr FIR. Duża część przypadków, w których jest odwrotnie leży blisko linii oznaczającej identyczne zniekształcenie przez oba filtry. Przypadków, w których filtr oparty na liniowej predykcji sygnału w znacznie większym stopniu zniekształca sygnał niż filtr

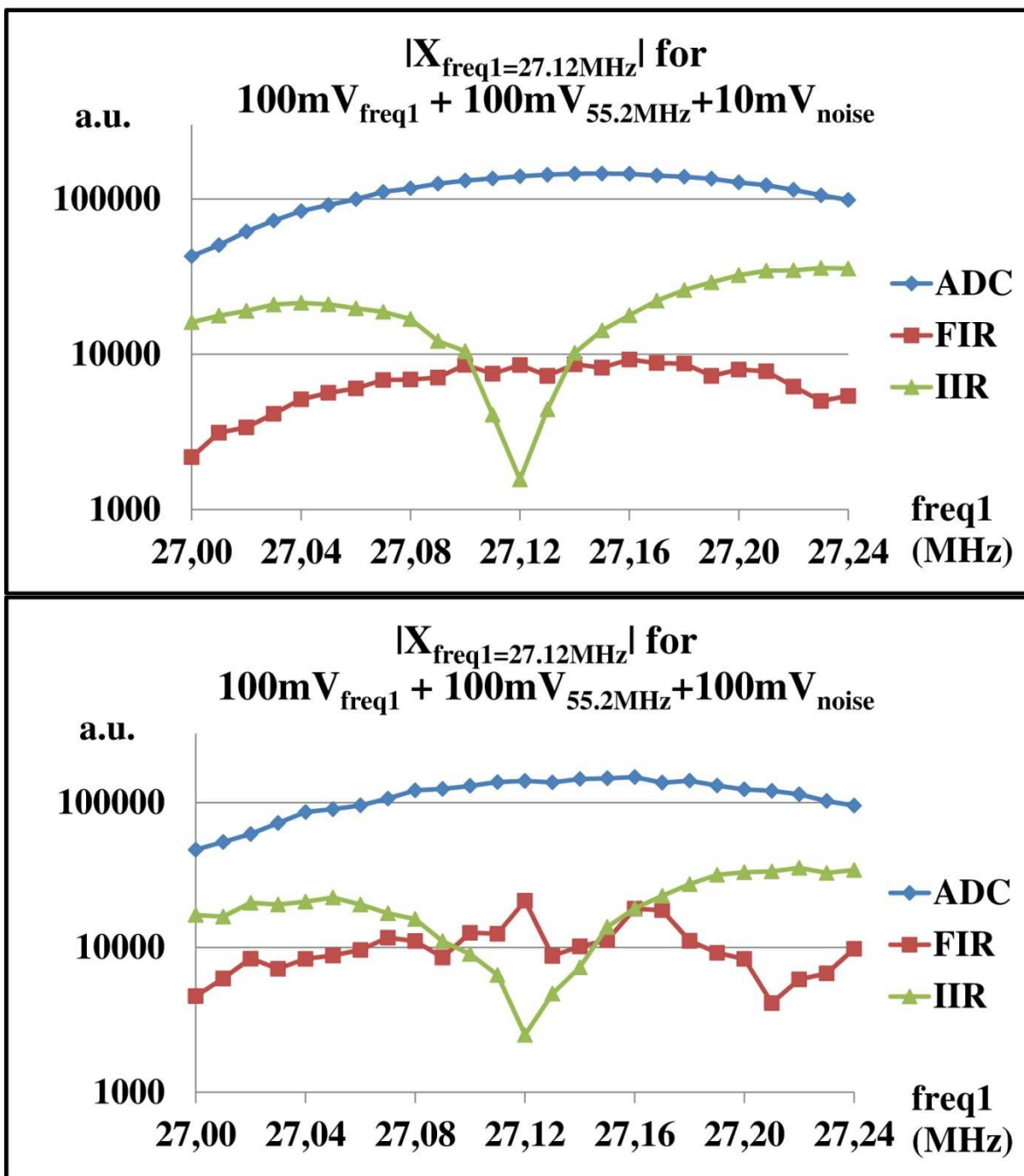


medianowy, jest niewiele. Oznacza to, że pod względem minimalizacji zniekształcenia sygnału, filtr FIR jest lepszy niż filtr medianowy.

#### **4.8.2 Efektywność tłumienia zakłóceń.**

Wysoka skuteczność tłumienia zakłóceń interferencyjnych jest jednym z najważniejszych aspektów pracy filtra. W celu porównania skuteczności filtra IIR oraz filtra opartego na liniowej predykcji sygnału przeprowadzony został test laboratoryjny. Dane wejściowe zawierały dwa sinusoidalne zakłócenia o częstotliwościach 27,12 MHz oraz 55,2 MHz oraz różny poziom szumu. Filtr IIR typu notch został zaprogramowany w sposób pozwalający wyciąć oba zakłócenia. Współczynniki filtra FIR zostały wcześniej obliczone i wgrane do pamięci ROM, a następnie wczytane do procesora. Rysunek 55 przedstawia uzyskane wyniki dla dwóch różnych poziomów szumu. Wyraźnie widać, że skuteczność tłumienia zakłóceń interferencyjnych jest wyższa dla filtra typu notch jedynie w wąskim paśmie około 40 kHz – 60 kHz dookoła wycinanej przez ten filtr częstotliwości. W pozostałym zakresie skuteczność ta była kilkukrotnie mniejsza niż skuteczność filtra opartego na liniowej predykcji sygnału. Dziesięciokrotne zwiększenie poziomu szumu spowodowało jedynie niewielki spadek efektywności filtra FIR.

Ze względu na brak możliwości dynamicznej regulacji parametrami filtra typu notch, bardzo duża skuteczność tego typu filtra ma sens w przypadku, gdy zaprogramowane wycinane częstotliwości są stałe i nie występują żadne inne zniekształcenia interferencyjne. Filtr FIR nie ma takich ograniczeń. Wprawdzie w nieco mniejszym stopniu redukuje on zakłócenia interferencyjne stałe w czasie, lecz jest on filtrem adaptacyjnym i w krótkim czasie może dostosować się do zmiany warunków panujących na pampie argentyńskiej. W przypadku pojawienia się dodatkowego, stałego w czasie zakłócenia, filtry typu notch będą wymagać przeprogramowania. Wiąże się to z koniecznością przetestowania nowych ustawień filtra, a następnie zaprogramowania wszystkich układów FPGA w każdym detektorze. Ze względu na szybkość przesyłu danych nie da się tego zrobić zdalnie, stąd wymagane jest podróż do każdego detektora. Cały proces jest czasochłonny i generuje spore koszty. Filtr oparty na liniowej predykcji sygnału przystosuje się do nowych warunków automatycznie i po upływie około 200 ms. Dodatkowo, wszystkie zakłócenia o czasie trwania większym niż czas odświeżania współczynników filtra, zostaną wychwycone i wytłumione. Filtr typu notch w żaden sposób nie zareaguje na takie zakłócenia.

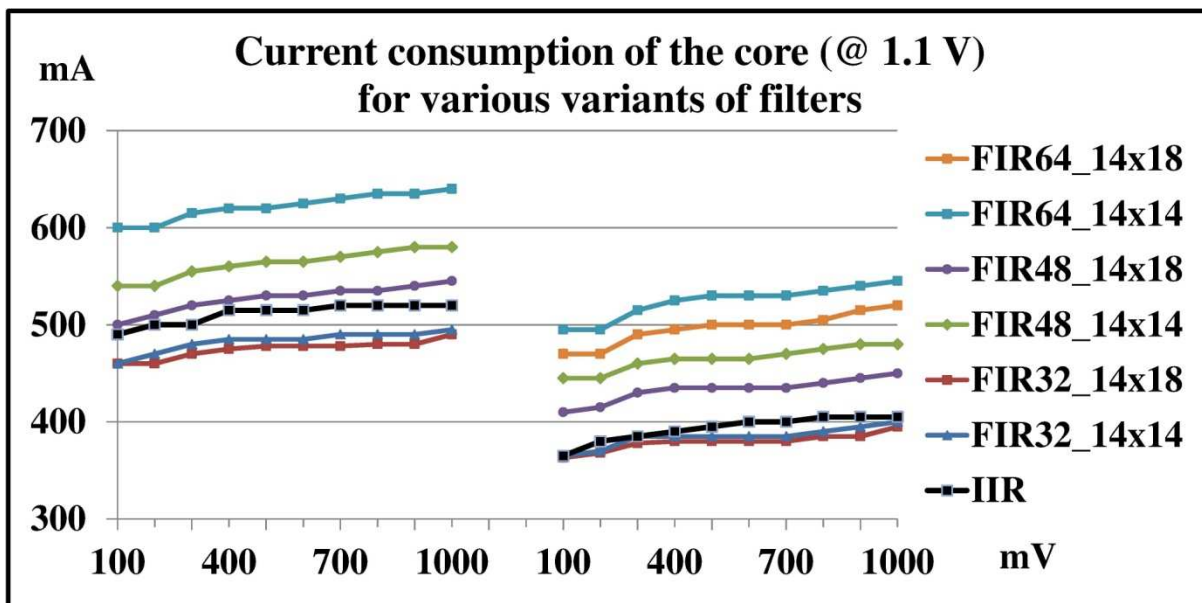


Rysunek 55: Porównanie efektywności tłumienia zakłóceń interferencyjnych dla filtra IIR typu notch oraz dla filtra FIR opartego na liniowej predykcji sygnału [98]. Źródło własne.

### 4.8.3 Porównanie poborów mocy.

Detektory radiowe eksperymentu AERA zasilane są za pomocą paneli słonecznych. Ze względu na ograniczoną ilość energii, która musi wystarczyć na obsłużenie układu FPGA, układu przesyłania danych, GPS oraz części analogowej detektora, pobór mocy związany z działaniem filtra powinien być minimalizowany. Nie oznacza to natychmiast, że filtr o

najmniejszym poborze mocy jest filtrem najlepszym. Należy tak dobrać parametry filtra, by można było osiągnąć zadowalające rezultaty przy rozsądnym zużyciu energii.



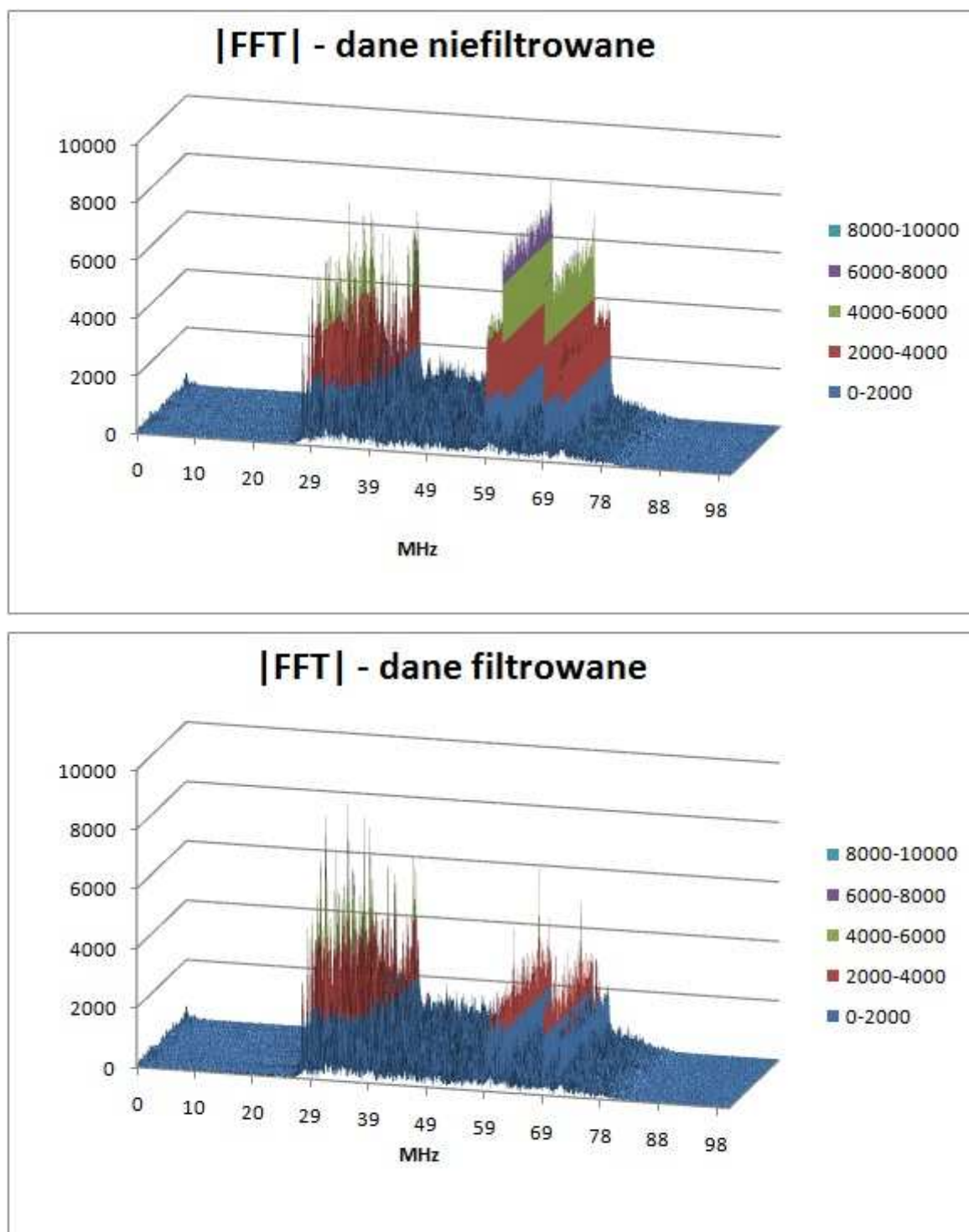
Rysunek 56: Porównanie zużycia prądu dla różnych wariantów filtra FIR, opartego na liniowej predykcji sygnału oraz filtra IIR typu notch [98]. Źródło własne.

Używając programu Power Monitor<sup>®</sup> zmierzone zostały wartości poboru mocy dla różnych wariantów filtra FIR oraz dla filtra IIR typu notch dla różnych amplitud sygnałów zakłócających. Rysunek 56 przedstawia wyniki pomiarów. Z lewej strony pokazane są wartości przy włączonym procesorze NIOS<sup>®</sup>. Prawa strona ukazuje wyniki pomiarów przy wyłączonym procesorze. Wyłączenie takie uzyskane zostało poprzez połączenie sygnału NIOS\_enable z jednym z przycisków. Procesor NIOS<sup>®</sup> w czasie wykonywania pomiarów odpowiadał za transfer danych do komputera za pomocą portu szeregowego UART oraz za obliczanie współczynników filtra FIR.

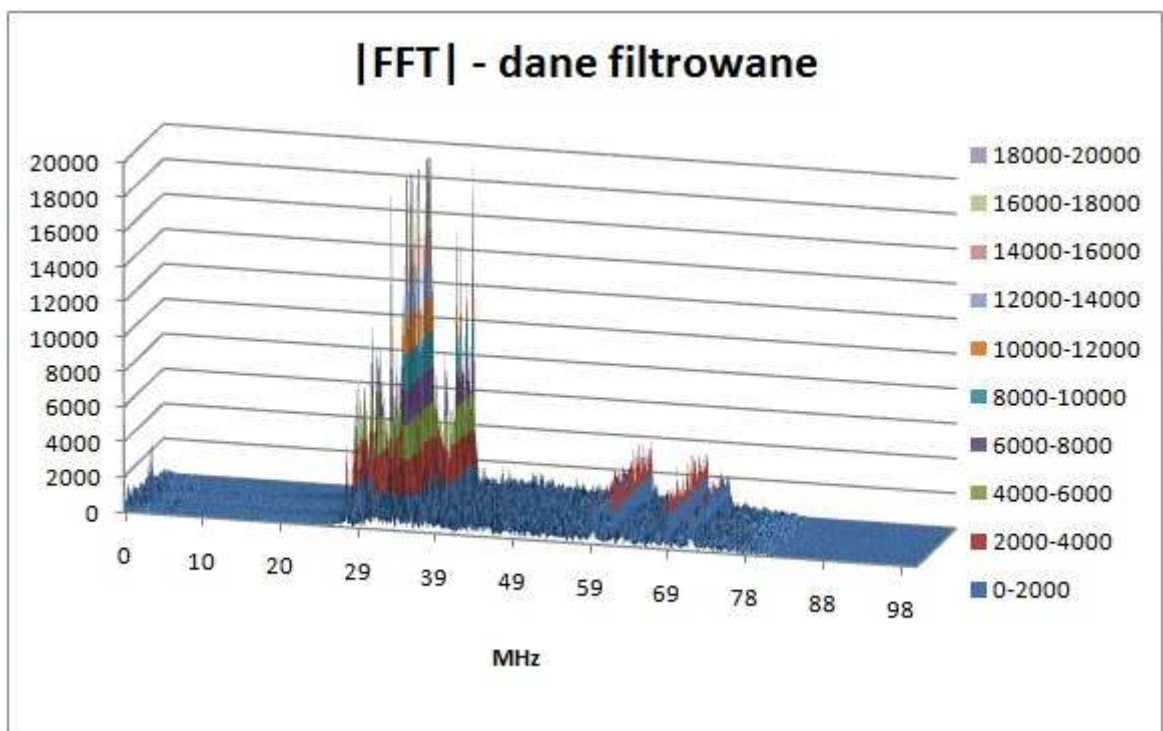
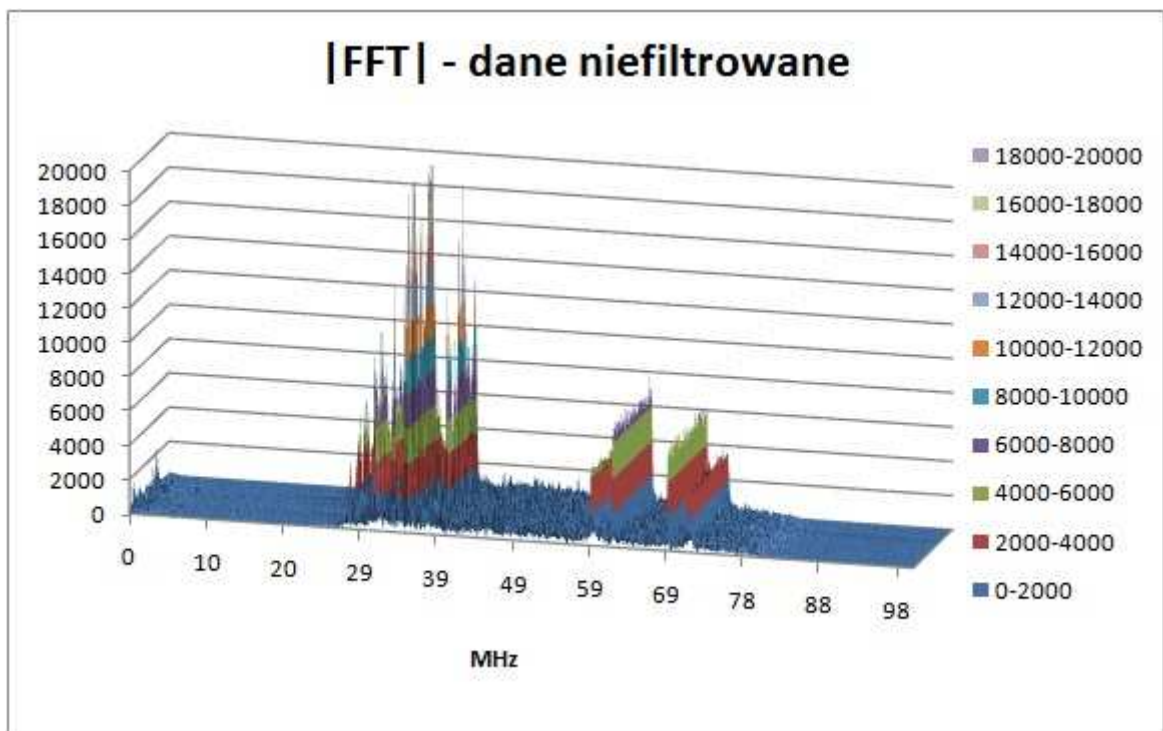
Warto zauważyć, że pobór mocy dla filtra IIR typu notch oraz dla najkrótszych wariantów filtra opartego na liniowej predykcji sygnału jest na tym samym poziomie. Oznacza to, że filtr FIR o długości 32 może pod względem energetycznym konkurować z filtrem IIR, mając równocześnie przewagę w formie adaptacyjności. Warto również zauważyć, że pobór mocy nawet najdłuższych filtrów FIR jest o wiele mniejszy niż pobór mocy przez filtr medianowy, który szacuje się na około 1 W [90].

Biorąc pod uwagę wszystkie trzy wymienione cechy można stwierdzić, że filtr oparty na liniowej predykcji sygnału w minimalny sposób zniekształca sygnał, jest energetycznie porównywalny do filtra IIR oraz zużywa dużo mniej energii niż filtr medianowy, a skutecznością filtrowania ustępuje filtrowi IIR jedynie w wąskim paśmie

częstotliwościowym. Filtr FIR jest zatem filtrem zdecydowanie lepszym niż filtr medianowy, a nad filtrem IIR posiada zdecydowaną przewagę w postaci szybkiej adaptacji do zmieniających się warunków środowiskowych.



Rysunek 57: Skuteczność usuwania RFI w warunkach rzeczywistych, przy relatywnie niskim poziomie niestacjonarnych zakłóceń interferencyjnych, dla polaryzacji północ – południe. Źródło własne.



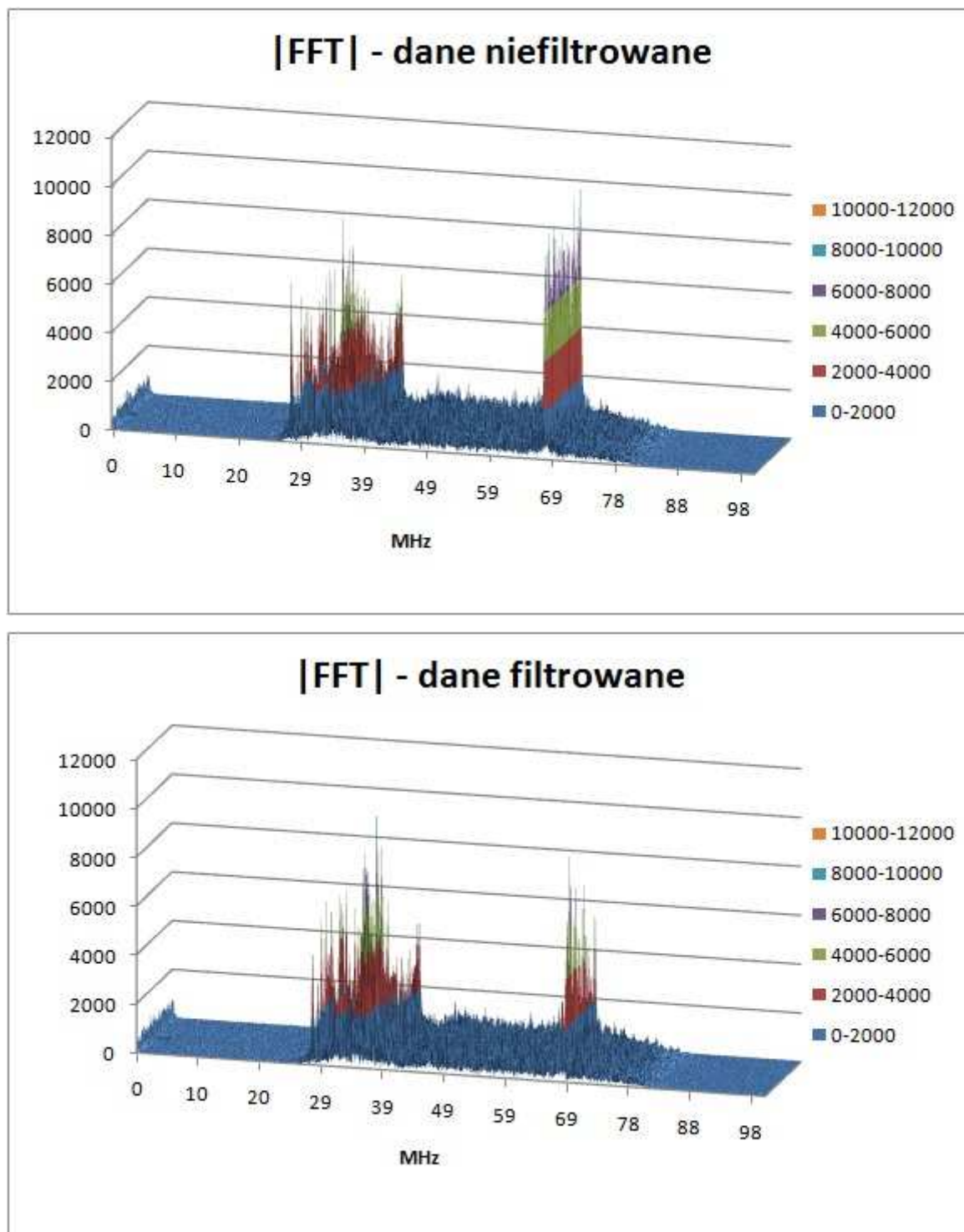
Rysunek 58: Skuteczność usuwania RFI w warunkach rzeczywistych, przy wysokim poziomie niestacjonarnych zakłóceń interferencyjnych, dla polaryzacji północ – południe. Źródło własne.

#### 4.9 Testy w warunkach rzeczywistych.

Filtr FIR oparty o liniową predykcję sygnału został zaimplementowany w stacji radiowej LS009 eksperymentu AERA w celu określenia skuteczności filtrowania w warunkach rzeczywistych. W czasie testów użyty został filtr o 32 współczynnikach oraz o

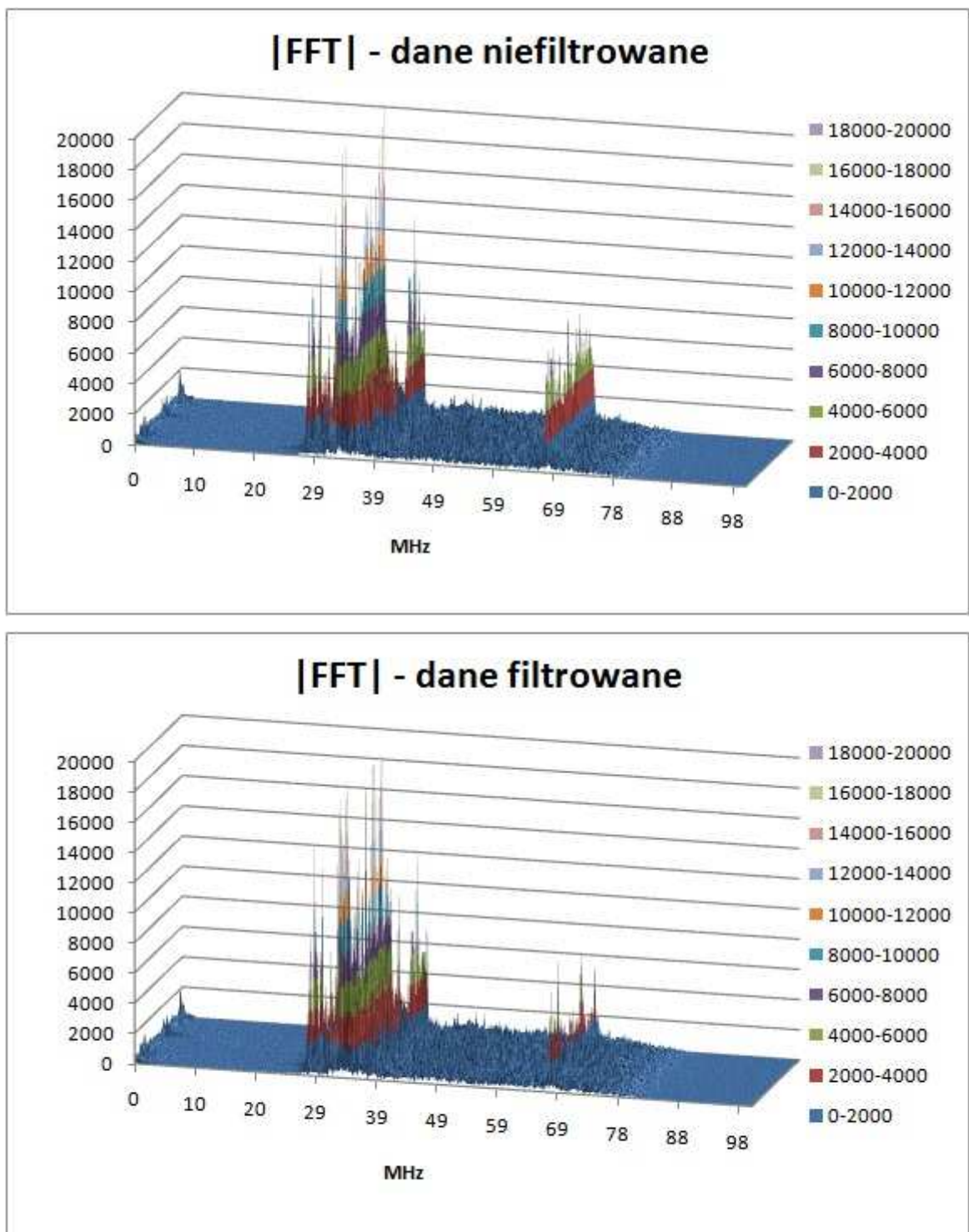


parametrze odstępu  $D = 128$ . Testy zostały przeprowadzone równocześnie dla dwóch polaryzacji sygnału: wschód – zachód oraz północ – południe.



Rysunek 59: Skuteczność usuwania RFI w warunkach rzeczywistych, przy niskim poziomie niestacjonarnych zakłóceń interferencyjnych, dla polaryzacji wschód – zachód. Źródło własne.





Rysunek 60: Skuteczność usuwania RFI w warunkach rzeczywistych, przy wysokim poziomie niestacjonarnych zakłóceń interferencyjnych, dla polaryzacji wschód – zachód. Źródło własne.

Ze względu na znacznie bardziej skomplikowaną strukturę szumu, obserwowana skuteczność filtra jest niższa od uzyskanej w czasie testów laboratoryjnych. Spadek ten jest spowodowany głównie przez niestacjonarne zakłócenia interferencyjne, których czas trwania jest znacznie krótszy niż czas aktualizacji współczynników filtra. Z tego względu, filtr FIR nie jest w stanie znacząco zredukować tego typu zakłóceń. Dodatkowo, sama obecność tak

krótkich zakłóceń ma wpływ na współczynniki filtra, których wartości nie są wówczas zoptymalizowane jedynie na stacjonarne RFI. Warto zwrócić uwagę, że niestacjonarne zakłócenia nie są również w żaden sposób redukowane przez żaden z filtrów aktualnie działających w detektorach eksperymentu AERA. Dodatkowo, testy laboratoryjne wykonywane były przy użyciu filtra o 64 współczynnikach. Mniejsza ilość współczynników zalecana była do użycia w stacjach radiowych, w których zakłócenia interferencyjne są niewielkie. Struktura zakłóceń interferencyjnych, zaobserwowana w stacji LS009 była zbyt skomplikowana, dla filtra o 32 współczynnikach, co skutkowało zmniejszeniem skuteczności filtracji. Wyniki pomiarów zostały opracowane i przedstawione w postaci histogramów (zobacz Rysunek 57, Rysunek 58, Rysunek 59 oraz Rysunek 60).

# Podsumowanie

W ciągu ostatnich lat dokonany został ogromny postęp w elektronice, który umożliwił rozwój technik detekcji pęków atmosferycznych, inicjowanych przez cząstki promieniowania kosmicznego. Postęp ten spowodował również, że możliwa stała się skuteczna detekcja emisji radiowej z pęków atmosferycznych. Działające w czasie rzeczywistym stacje radiowe umożliwiają zbadanie rozwoju pęków od dotychczas nieosiągalnej strony i są alternatywą dla detektorów fluorescencyjnych w detekcji hybrydowej.

Pomiary dokonywane przez stacje radiowe są w znacznym stopniu skażone zakłóceniami interferencyjnymi, co skutkuje zniekształceniem zarejestrowanego sygnału i w konsekwencji zafałszowaniem danych, które można w ten sposób uzyskać. Z tego powodu, w detektorach radiowych używane są filtry cyfrowe, działające w czasie rzeczywistym. Skuteczne filtrowanie sygnałów radiowych emitowanych przez pęki atmosferyczne, może być jednak osiągnięte na wiele sposobów. Dzięki coraz wydajniejszym układom elektronicznym możliwa jest implementacja coraz bardziej skomplikowanych algorytmów filtrujących, które pozwalają na skuteczniejszą redukcję zakłóceń interferencyjnych. W eksperymencie AERA, dodatkowymi uwarunkowaniami są również zużycie energii oraz zasobów układów FPGA. Wybór najlepszego filtra polega zatem na odpowiednim zoptymalizowaniu wymienionych czynników.

Niniejsza praca skupiała się na omówieniu nowej metody redukcji zakłóceń interferencyjnych, bazującej na liniowej predykcji sygnału. Szczegółowo omówione zostały techniczne aspekty jej implementacji w strukturę FPGA, a także uzasadniony został wybór używanych przez nią parametrów. Sprawdzone i przedyskutowane zostały różne warianty kodu, zarówno pod względem szybkości obliczeń, jak i poboru mocy oraz zużycia zasobów. Optymalizacja parametrów uwzględniała zagadnienie minimalizacji wpływu pomiarów na rejestrowane dane. Wybrany wariant został sprawdzony symulacyjnie oraz laboratoryjnie.

Przedyskutowane zostały również możliwości i ograniczenia filtra, w porównaniu z innymi, aktualnie używanymi filtrami. Filtr bazujący na liniowej predykcji sygnału okazuje się w mniejszym stopniu zniekształcać sygnał niż filtr medianowy, dodatkowo przy znacznie

mniejszym poborze mocy. Przewaga filtra FIR nad filtrem typu notch wynika z faktu możliwości adaptacyjnych do zmiennych warunków środowiskowych, niezależnie dla każdej stacji radiowej. Wszystkie stacje radiowe, używające filtra typu notch są wyposażone w jednakowy pakiet współczynników i nie ma możliwości jego dynamicznej zmiany. Oznacza to, że część stacji radiowych, znajdująca się daleko od zakłóceń, niepotrzebnie używa całego łańcucha, złożonego z czterech filtrów IIR. Dodatkowo, w przypadku pojawienia się nowego, silnego zakłócenia nie ma możliwości jego redukcji używając filtra typu notch. Wynika to nie tylko z braku możliwości zmiany współczynników tego filtra, ale również z braku zasobów w układzie FPGA, by dodać piąty filtr pasmowo – zaporowy.

Filtr FIR, oparty o liniową predykcję sygnału, został również przetestowany w warunkach rzeczywistych. Warto zwrócić uwagę na fakt, że dobowe wahania temperatury na pampie argentyńskiej sięgają nawet 40 stopni Celsjusza. W takich warunkach istnieją możliwości nieprawidłowego działania algorytmów w układach FPGA. Aby temu zapobiec stosowane są algorytmy kompensujące wpływ zmian temperatury. Mimo niesprzyjających warunków, filtr bazujący na liniowej predykcji sygnału pracował stabilnie. Oznacza to, że filtr ten jest gotowy do implementacji w detektory radiowe, bez konieczności dopisywania kodu, odpowiedzialnego za kompensację temperaturową. Niewielki spadek skuteczności filtra, w porównaniu z testami laboratoryjnymi wynika z użycia filtra o zbyt małej ilości współczynników oraz ze skomplikowanej struktury szumu w stacji radiowej LS009.

Szybka adaptacja do zmieniających się warunków środowiskowych, niewielkie zniekształcenia sygnału oraz wysoka skuteczność filtrowania przy akceptowalnym poziomie zużycia energii powodują, że filtr ten ma szansę być zaimplementowany w nowych układach FPGA, planowanych do użytku w związku z wymianą sprzętu elektronicznego, nadchodzącą wraz z modernizacją AERA++. Jednym z proponowanych rozwiązań jest możliwość wykorzystania układów FPGA z wbudowanym procesorem ARM, o częstotliwości taktowania 925 MHz. Implementacja algorytmu w tego typu układzie różni się jedynie sposobem transmisji danych do procesora. Wybór ten pozwoliłby dziesięciokrotnie zmniejszyć czas odświeżania współczynników filtra, co z kolei mogłoby umożliwić redukcję niestacjonarnych zakłóceń interferencyjnych.

W przypadku akceptacji filtra FIR, jako oficjalnego filtra cyfrowego w eksperymencie AERA, kod omówiony w niniejszej pracy będzie latami służył w największym na świecie naziemnym eksperymencie, którego celem jest zbadanie najbardziej energetycznych cząstek we wszechświecie.

## Dodatek A. Procedura Levinsona – Durбина.

Procedura Levinsona – Durбина jest rekurencyjną metodą rozwiązywania układów równań, generowanych przez macierze Toeplitza. Algorytm ten został zaproponowany przez Normana Levinsona w 1947 roku [95]. W 1960 roku James Durbin zdołał znacząco usprawnić działanie algorytmu [96].

Złożoność czasową tej metody określa się na  $O(n^2)$ , co oznacza znaczące przyspieszenie w porównaniu z metodą eliminacji Gaussa, której złożoność czasową określa się na  $O(n^3)$  [94]. Z tego względu, procedura Levinsona – Durбина nadaje się do implementacji w algorytmu działające w czasie rzeczywistym.

W niniejszej pracy, procedura Levinsona używana była do wyznaczenia rozwiązania równania (36). Pseudokod, przedstawiający algorytm działania procedury, znajduje się na kolejnej stronie. Wektory używane w pseudokodzie, zgodnie z konwencją używaną w większości języków programowania, mają składowe od 0 do  $p - 1$ .

```

FUNCTION levinson_recursion( $\vec{r}$ ,  $\vec{r}^*$ ,  $f$ ):
  -- Zmienne --
  WEKTORY    $\vec{x}$ ,  $\vec{a}$ 
  SKALARY    $k$ ,  $l$ ,  $m$ ,  $n$ 
  -- Inicjalizacja --
   $r_0$      :=  $(1 + f) r_0$ 
   $k$        :=  $r_0$ 
   $a_0$      :=  $1$ 
   $x_0$      :=  $r_0^*/k$ 
  -- Pętla główna --
  FOR (  $j:=1$ ;  $j<p$ ;  $j++$  )
     $m$  :=  $0$ 
    FOR (  $i:=0$ ;  $i<j$ ;  $i++$  )
       $m$  :=  $m - (r_{j-i} \cdot a_i)$ 
    ENDFOR
     $m$  :=  $m/k$ 
    -- Aktualizacja wektora współczynników --
     $a_j$  :=  $0$ 
    FOR (  $i:=0$ ;  $i < \text{INTEGER}((j-1)/2)$ ;  $i++$  )
       $n$  :=  $a_i$ 
       $a_i$  :=  $n + m \cdot a_{j-i}$ 
       $a_{j-i}$  :=  $a_{j-i} + m \cdot n$ 
    ENDFOR
    IF (  $j \% 2$  ) ==  $0$ 
       $a_i$  :=  $a_i + m \cdot a_{j-i}$ 
    ENDIF
     $k$  :=  $(1 - m^2) \cdot k$ 
     $l$  :=  $x_j$ 
    FOR (  $i:=0$ ;  $i<j$ ;  $i++$  )
       $l$  :=  $l - x_i \cdot r_{j-i}$ 
    ENDFOR
    FOR (  $i:=0$ ;  $i<j$ ;  $i++$  )
       $x_i$  :=  $x_i + a_{j-i} \cdot l/k$ 
    ENDFOR
  ENDFOR
  -- Zwrot współczynników do pozostałej części programu --
  RETURN  $\vec{a}$ 

ENDFUNCTION

```



## Dodatek B. Filtry o skończonej i nieskończonej odpowiedzi impulsowej.

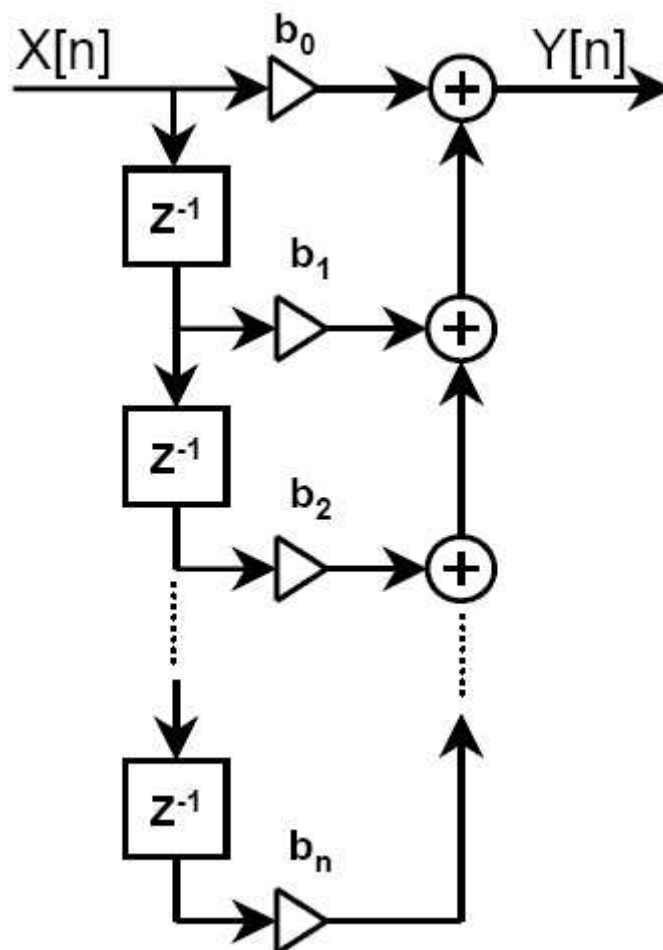
Filtry o skończonej odpowiedzi impulsowej (FIR) są nierekursywnymi filtrami cyfrowymi [92]. Filtry te nie posiadają sprzężenia zwrotnego, wobec czego nie ma możliwości wystąpienia w nich samowzbudzenia. Sygnał wyjściowy jest średnią ważoną nawet kilkuset próbek sygnału wejściowego. Oznacza to, że filtr o skończonej odpowiedzi impulsowej można zapisać w postaci:

$$Y[n] = \sum_{m=0}^{N-1} b_m X[n-m], \quad (38)$$

gdzie  $X[n-m]$  oznacza odpowiednio opóźnioną próbkę sygnału wejściowego,  $Y[n]$  – sygnał wyjściowy, zaś  $b_m$  oznacza odpowiednie współczynniki. Schemat procesu przedstawia Rysunek 61. Filtry FIR są bardzo łatwe do zaimplementowania, a także w niewielkim stopniu zniekształcają sygnał, co powoduje, że mają one zastosowanie w wielu dziedzinach. Niestety, aby uzyskać odpowiednio stromą charakterystykę filtra, wymagane jest użycie dużej liczby współczynników wagowych. Oznacza to, że do uzyskania podobnego efektu, filtry te zużywają znacznie więcej zasobów niż filtry o nieskończonej odpowiedzi impulsowej (IIR).

Filtry IIR nazywane są również rekursywnymi filtrami cyfrowymi. Cechą charakterystyczną tego typu filtrów jest występowanie sprzężenia zwrotnego oraz linii opóźniającej na wyjściu. Sygnał wyjściowy jest średnią ważoną zarówno sygnałów wejściowych, jak i odpowiednio opóźnionych sygnałów wyjściowych. Filtr IIR można zapisać w postaci:

$$Y[n] = \sum_{m=0}^M b_m X[n-m] - \sum_{k=1}^N a_k Y[n-k] \quad (39)$$

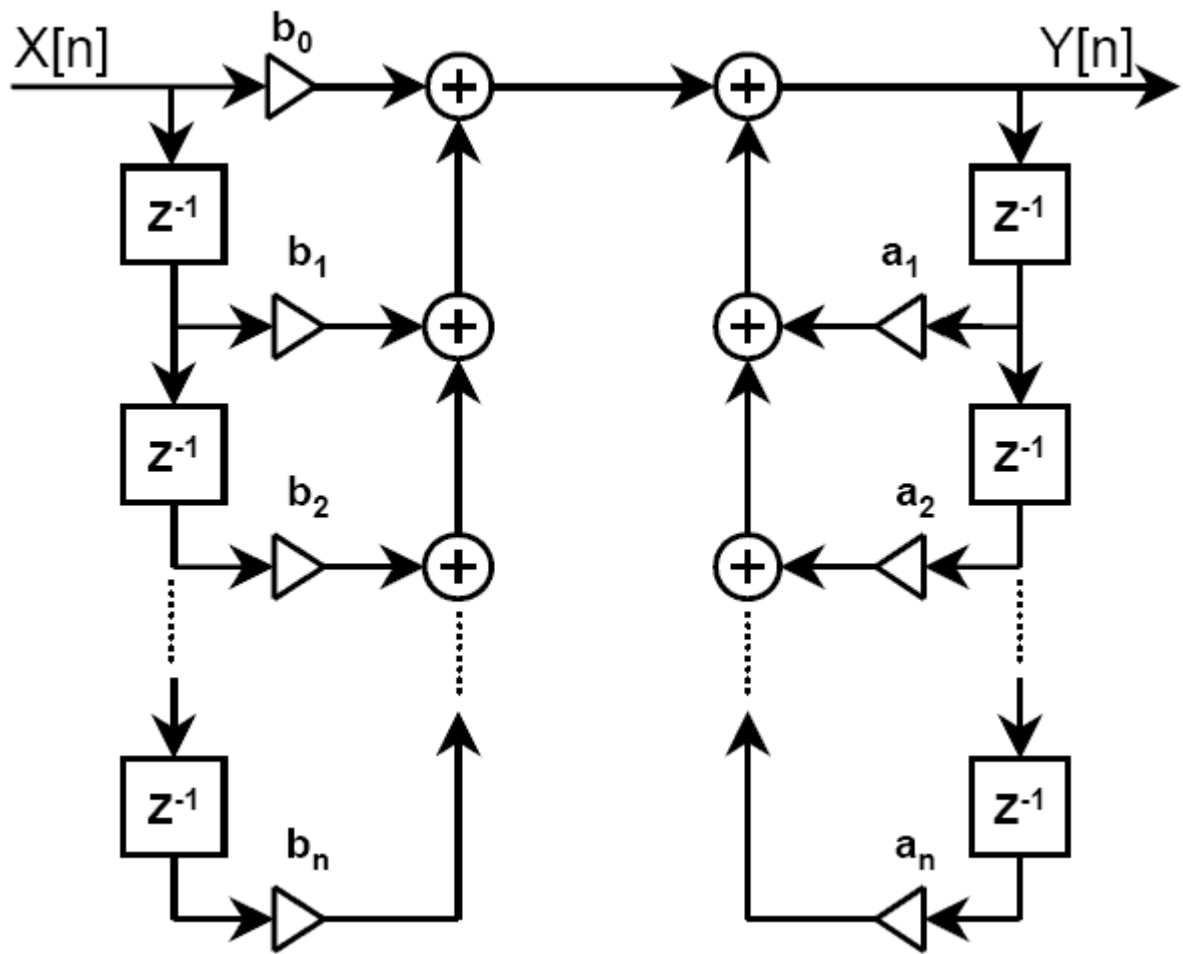


Rysunek 61: Schematyczne przedstawienie filtra o skończonej odpowiedzi impulsowej. Sygnał wejściowy  $X[n]$  jest odpowiednio opóźniany, za pomocą układów opóźniających (symbolizowanych przez kwadraty z  $Z^{-1}$ ), a następnie wymnażany przez odpowiednie współczynniki. Sygnał wyjściowy  $Y[n]$  otrzymuje się poprzez dodanie uzyskanych iloczynów.

Schematyczne przedstawienie filtra prezentuje Rysunek 62. Wadą tego rozwiązania jest możliwa niestabilność filtra, co jest niemożliwe w przypadku filtra nierekursywnego. Wynika to z faktu, że w przypadku filtra FIR transmitancja układu może być zapisana w postaci wielomianu, zaś transmitancja układu z filtrem IIR jest postaci:

$$H(z) = \frac{\sum_{m=0}^M b_m z^{-m}}{\sum_{k=1}^N a_k z^{-k}}. \quad (40)$$

Układy tego typu są stabilne, jeżeli bieguny transmitancji leżą wewnątrz okręgu jednostkowego na płaszczyźnie zespolonej [92]. Dodatkowo, filtry IIR posiada nieliniową charakterystykę fazowo – częstotliwościową, co oznacza, że na wyjściu filtra czas opóźnienia poszczególnych częstotliwości jest różny. W konsekwencji powoduje to zmiany kształtu sygnału, co eliminuje możliwość używania filtra w niektórych zastosowaniach.



Rysunek 62: Schematyczne przedstawienie filtra o nieskończonej odpowiedzi impulsowej.

## Dodatek C. Transformata Fouriera.

Transformacją Fouriera nazywamy transformację z dziedziny czasu  $t$  do dziedziny częstości  $\nu$ , którą, dla funkcji całkownych  $f$ , można przedstawić za pomocą wzoru:

$$\hat{f}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-2\pi i \cdot \nu t} dt. \quad (41)$$

Analogicznie, transformację odwrotną przedstawiamy jako:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\nu) \cdot e^{2\pi i \cdot \nu t} d\nu, \quad (42)$$

gdzie  $i$  oznacza jednostkę urojoną. Wówczas  $\hat{f}(\nu)$  nazywamy transformatą Fouriera funkcji  $f$ .

Tak określona transformacja nie może być użyta do określenia transformaty sygnału dyskretnego, ze względu na dziedzinę transformacji. Przekształcenie takie jest jednak możliwe dzięki dyskretnej transformacji Fouriera (ang. Discrete Fourier Transform – DFT).

Skończony ciąg rzeczywistych próbek sygnału ( $x_0, x_1, \dots, x_{N-1}$ ), przekształcony zostaje na ciąg harmoniczných ( $X_0, X_1, \dots, X_{N-1}$ ), za pomocą wzoru:

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \cdot e^{-\frac{2\pi i k n}{N}}, \quad k = 0, \dots, N-1 \quad (43)$$

gdzie  $i$  oznacza jednostkę urojoną,  $n$  – numer próbki,  $k$  – numer harmoniczných, zaś  $N$  – ilość próbek. Czas obliczeń wszystkich sum jest proporcjonalny do kwadratu ilości próbek, co w praktyce eliminuje możliwość wykorzystywania DFT w algorytmach działających w czasie rzeczywistym.

Rozwiązaniem powyższego problemu jest szybka transformacja Fouriera (ang. Fast Fourier Transform – FFT), której złożoność obliczeniowa wynosi  $O(N \log_2 N)$ . Zasadnicze ulepszenie w stosunku do DFT wynika z rekurencyjnego dzielenia pojedynczej transformaty na dwie mniejsze oraz z wykorzystania schematyczności procesu [92]. Aby cała operacja była efektywna, ilość próbek wejściowych  $N = 2^k$ , gdzie  $k$  oznacza liczbę naturalną. Szybkość działania FFT umożliwia jej praktyczne zastosowanie do cyfrowego przetwarzania sygnałów, co powoduje, że jest ona szeroko stosowana m. in. w obróbce obrazów.

## Dodatek D: Antyaliasingowe filtry Bessela.

Dyskretyzacja sygnałów analogowych jest procesem, w którym może dojść do zniekształcenia próbkowanego sygnału. Aby z sygnału dyskretnego wiernie odtworzyć sygnał analogowy, częstotliwość próbkowania sygnału analogowego musiałaby być przynajmniej dwukrotnie większa niż maksymalna częstotliwość występująca w jego widmie. Twierdzenie to nazywane jest twierdzeniem Kotelnikowa – Shannona, zaś minimalna częstotliwość próbkowania sygnału analogowego – częstotliwością Nyquista. Niespełnienie powyższego założenia skutkuje nakładaniem się sąsiednich widm sygnału, powstałych w wyniku dyskretyzacji. Skutkuje to obecnością w widmie sygnału cyfrowego, składowych o niewłaściwych częstotliwościach. Problem ten nazywany jest *aliasingiem* i jest niemożliwy do usunięcia bez znajomości oryginalnego sygnału analogowego [92,101].

W rzeczywistości warunek Nyquista nie jest spełniony przez żaden sygnał, gdyż czas trwania sygnałów o ograniczonym widmie jest nieskończony. W celu zminimalizowania aliasingu, w układach analogowych stosowane są filtry dolnoprzepustowe, które redukują wszystkie składowe o częstotliwości większej niż częstotliwość odcięcia. Filtry takie nazywane są filtrami *antyaliasingowymi*.

Filtrem Bessela nazywamy filtr, w którym przesunięcie fazowe jest proporcjonalne do częstotliwości [101]. W takim wypadku składowe sygnału wyjściowego, których częstotliwości mieszczą się w paśmie przepustowym filtra, opóźnione są w takim samym stopniu. Oznacza to, że filtr Bessela nie zmienia kształtu sygnałów w paśmie przepustowym, co ma duże znaczenie w zastosowaniach wymagających analizy kształtu rejestrowanego sygnału.

## Lista Publikacji

W listopadzie 2014, praca została przedstawiona na spotkaniu uczestników Pierre Auger Collaboration.

Od 2015 roku Dariusz Głas jest członkiem Pierre Auger Collaboration. Pełna lista publikacji znajduje się na stronie [http://www.auger.org/technical\\_info/](http://www.auger.org/technical_info/).

We wrześniu 2015 na międzynarodowej konferencji FedCSIS, autor wygłosił samodzielną prezentację, podsumowującą najważniejsze efekty pracy.

Publikacje związane z tematyką pracy:

- Z. Szadkowski, E. D. Fraenkel, D. Głas, R. Legumina. An optimization of the FPGA/NIOS adaptive FIR filter using linear prediction to reduce narrow band RFI for the next generation ground-based ultra-high energy cosmic-ray experiment. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **732**: 535–539, 2013. doi:10.1016/j.nima.2013.06.031
- Z. Szadkowski, A. M. van den Berg, E.D. Fraenkel, D. Głas, J. Kelley, C. Timmermans, T. Wijnen. Analysis of the efficiency of the filters suppressing the RFI being developed for the extension of AERA. *Proc. 33<sup>rd</sup> ICRC*, Rio de Janeiro (Brazil), 2013.
- Z. Szadkowski, D. Głas, C. Timmermans, T. Wijnen. First Results from the FPGA/NIOS Adaptive FIR Filter Using Linear Prediction Implemented in the Auger Engineering Radio Array. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **62**(3): 977-984, 2015. doi:10.1109/TNS.2015.2432032.
- Z. Szadkowski, D. Głas. Adaptive Linear Predictor FIR Filter based on the Cyclone V FPGA with HPS to Reduce Narrow Band RFI in AERA Radio Detection of Cosmic Rays. *ANIMMA*, Conference Paper, Lisbon (Portugal), 2015.
- D. Głas. Suppression of Radio Frequency Interferences Using the Adaptive FIR Filter Based on the Linear Prediction. *Federated Conference on Computer Science and Information Systems – FedCSIS*, Conference Paper, Łódź (Poland), 2015.



Publikacje nie związane z tematyką pracy:

- Z. Szadkowski, K. Pytel. Artificial Neural Network as a FPGA Trigger for a Detection of Very Inclined "Young" Showers. *IEEE Real Time Conference*, Nara (Japan), 2014. arXiv:1406.1903.
- Z. Szadkowski, D. Głas, K. Pytel. An Optimization of the FPGA Trigger based on the Artificial Neural Network for a Detection of Neutrino-Origin Showers. *ANIMMA*, Conference Paper, Lisbon (Portugal), 2015.
- Z. Szadkowski, D. Głas, K. Pytel. Trigger Based on the Artificial Neural Network implemented in the Cyclone V FPGA for a Detection of Neutrino-Origin Showers in the Pierre Auger surface detector. *Federated Conference on Computer Science and Information Systems – FedCSIS*, Conference Paper, Łódź (Poland), 2015.

## Lista Skrótów

ADC	Analog-to-Digital Converter
AERA	Auger Engineering Radio Array
AGASA	Akeno Giant Air Shower Array
AHDL	Altera Hardware Description Language
AMIGA	Auger Muons and Infill for the Ground Array
ANITA	Antarctic Impulsive Transient Antenna
ARA	Askaryan Radio Array
CDAS	Central Data Acquisition System
CODALEMA	COsmic ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas
DAQ	Data AcQuisition
DFT	Discrete Fourier Transform
EW	East-West
FD	Fluorescence Detector
FFT	Fast Fourier Transform
FIR	Finite Impulse Response
FPGA	Field-Programmable Gate Array
GPS	Global Positioning System
GZK	Greisen, Zatsepin, Kuzmin
HiRES	High Resolution Fly's Eye
IIR	Infinite Impulse Response
KIT	Karlsruhe Institute of Technology
LPDA	Logarithmic-Periodic Dipole Antenna
PAO	Pierre Auger Observatory
RFI	Radio-Frequency Interference
TREND	Tianshan Radio Experiment for Neutrino Detection
NS	North-South
SD	Surface Detector

## Bibliografia

- [1] T. Wulf. Beobachtungen über Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm. *Phys. Z.*, **11**:811–813, 1910.
- [2] M. Walter, A.W. Wolfendale. Early history of cosmic particle physics. *Eur. Phys. J.*, **H37**:323–358, 2012. doi:10.1140/epjh/e2012-30020-1.
- [3] V.F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Phys. Z.*, **13**:1084–1091, 1912.
- [4] B. Rossi. Über die Eigenschaften der durchdringenden Korpuskularstrahlung im Meeresniveau. *Phys. Z.*, **82**:151, 1933.
- [5] K.-H. Kampert, A. Watson. Extensive air showers and ultra high-energy cosmic rays: a historical review. *The European Physical Journal H.*, **37**(3):359-412, 2012. arXiv:1207.4827, 2012. doi:10.1140/epjh/e2012-30013-x.
- [6] B. Rossi. Misure sulla distribuzione angolare di intensita della radiazione penetrante all' Asmara. *Supplemento a la Ricerca Scientifica*, **1**:579, 1934.
- [7] K. Schmeiser, W. Bothe. Die harten Ultrastrahlschauer. *Ann. Phys.*, **424**: 161, 1938.
- [8] W. Kolhörster, I. Matthes, E. Weber. Gekoppelte Höhenstrahlen. *Die Naturwissenschaften*, **26**:576, 1938.
- [9] P. Auger, R. Maze, Robley. Extension et pouvoir pénétrant des grandes gerbes de rayons cosmiques. *Comptes rendus*, **208**:1641, 1939.
- [10] R. Maze. Étude d'un appareil à grand pouvoir de résolution pour rayons cosmiques. *Journal de Physique et le Radium*, **9**:162–168, 1938.
- [11] P. Auger et al. Extensive Cosmic Ray Showers. *Rev. Mod. Phys.*, **11**:288, 1939.
- [12] H. Geiger, W. Müller. Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten. *Die Naturwissenschaften*, **31**:617–618, 1928.
- [13] W. Bothe. Zur Vereinfachung von Koinzidenzzählungen. *Phys. Z.*, **59**:1–5, 1929.
- [14] G. A. Askaryan. Excess negative charge of an electron-photon shower and its coherent radio emission. *Soviet Physics JETP*, **14**:441, 1962.
- [15] F. D. Kahn, I. Lerche. Radiation from cosmic ray air showers. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences.*, **289**:206, 1966.

- [16] J. V. Jelley, J. H. Fruin, N. A. Porter et al. Radio Pulses from Extensive Cosmic-Ray Air Showers. *Nature*, **205**:327–328, 1965.
- [17] J. Makhoul. Linear prediction: A tutorial review. *Proceedings of the IEEE*, **63** (5): 561–580, 1975. doi:10.1109/PROC.1975.9792.
- [18] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics* (third edition). Cambridge: Cambridge University Press, 2011. ISBN 0521756189.
- [19] D. Podorozhnyi, A. Turundaevskiy. High energy neutrons in cosmic rays. *Phys. J.: Conf. Ser.*, **409** 012021, 2013. doi:10.1088/1742-6596/409/1/012021.
- [20] A. Taylor, A. De Castro, E. Castillo-Ruiz. Ultra High Energy Cosmic Ray, Neutrino, and Photon Propagation and the Multi-Messenger Approach. *AIP Conf. Proc.*, 2009. doi: 10.1063/1.3141380.
- [21] W. R. Webber. Cosmic ray electrons and positrons – A review of current measurements and some implications. *NATO ASIC Proc. 107: Composition and Origin of Cosmic Rays*, 83–100, 1983.
- [22] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, H. J. Voelk, *Astron. Astrophys.*, **294**:41, 1995.
- [23] W. Heitler. Theory of Meson Production. *Rev. Mod. Phys.*, **21**:113, 1949. doi:10.1103/RevModPhys.21.113.
- [24] M. Rao. *Extensive Air Showers*. World Scientific. ISBN 9789810228880.
- [25] O. C. Allkofer, P. K. F. Grieder. Cosmic rays on earth. *Physics Data*, **25**(1). Fachinformationszentrum, Karlsruhe, 1984.
- [26] N. Jarosik et al. WMAP. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results. *Astrophys. J. Suppl.*, **192**:14, 2011. arXiv:1001.4744. doi: 10.1088/0067-0049/192/2/14.
- [27] J. Linsley. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy  $10^{20}$  eV. *Phys. Rev. Lett.*, **10**(4):146–148, 1963.
- [28] J.W. Cronin. Cosmic rays: the most energetic particles in the universe. *Rev. Mod. Phys.*, **71**:165–172, 1999. doi:10.1103/RevModPhys.71.S165.
- [29] J. R. Jokipii. Turbulence and scintillations in the interplanetary plasma. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **11**:1–28, 1973.
- [30] J. Wdowczyk, A. W. Wolfendale. Galactic cosmic rays above  $10^{18}$  eV, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, **10**:1453–1463, 1984.
- [31] E. Zas. Neutrino detection with inclined air showers. *New Journal of Phys.*, **7**:130, 2005.

- [32] Z. Szadkowski, K. Pytel. Artificial Neural Network as a FPGA Trigger for a Detection of Very Inclined "Young" Showers. *IEEE Real Time Conference*, Nara (Japan), 2014. arXiv:1406.1903.
- [33] Z. Szadkowski, D. Głás, K. Pytel. An Optimization of the FPGA Trigger based on the Artificial Neural Network for a Detection of Neutrino-Origin Showers. *ANIMMA*, Conference Paper, Lisbon (Portugal), 2015.
- [34] P. Bhattacharjee, G. Sigl. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays. *Physics Reports* **327**(3):109-247, 2000.
- [35] S. Sarkar. New physics from ultrahigh energy cosmic rays. *Acta Phys. Polon.* **B35**:351, 2004.
- [36] J. Abraham, et al. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above  $10^{19}$  eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, **29**(4):243-256, 2008.
- [37] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.*, **75**:1169–1174, 1949.
- [38] R. Blandford, D. Eichler. Particle Acceleration at Astrophysical Shocks: A Theory of Cosmic Ray Origin. *Phys. Rept.*, **154**:1-75, 1987.
- [39] G. Sigl. High Energy Neutrinos and Cosmic Rays. *ArXiv e-prints*: arXiv:1202.0466.
- [40] R. Cowsik, L.W. Wilson. *Proc. 13<sup>th</sup> ICRC*, Denver (USA), **1**:500, 1973.
- [41] B. F. Rauch et al. Cosmic Ray origin in OB Associations and Preferential Acceleration of Refractory Elements: Evidence from Abundances of Elements  $_{26}\text{Fe}$  through  $_{34}\text{Se}$ . *Astroph. J.*, **697**:2083–2088, 2009.
- [42] F. Aharonian et al. Primary particle acceleration above 100TeV in the shell-type supernova remnant RX J1713.7-3946h deep HESS observations. *Astron. Astrophys.*, **464**(1):235–243, 2007.
- [43] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**:425–444, 1984.
- [44] W. D. Apel et al. The spectrum of high energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande. *ArXiv e-prints*: arXiv:1206.3834.
- [45] P. Meszaros. Theories of Gamma-Ray Bursts. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **40**:137–169, 2002. doi:10.1146/annurev.astro.40.060401.093821.
- [46] J. Abraham et al. Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, **27**:244–253, 2007.
- [47] P. Abreu et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astropart. Phys.*, **34**:314–326, 2010.
- [48] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Phys. Rev. Let.*, **16**:748–750, 1966.

- [49] G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *ZhETF Pisma Redaktsiiu*, **4**(3):114–117, 1966.
- [50] J. W. Cronin. *Nucl. Phys. 28B* (Proc. Supp.), **213**:2130, 1992.
- [51] M. Takeda et al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment. *Astropart. Phys.*, **19**:447–462, 2003.
- [52] N. Hayashida et al. Updated AGASA event list above  $4 \times 10^{19}$  eV. *ArXiv e-prints*: arXiv:astro-ph/0008102.
- [53] T. Abu-Zayyad et al. Measurement of the Cosmic-Ray Energy Spectrum and Composition from  $10^{17}$  to  $10^{18.3}$  eV using a Hybrid Technique. *Astroph. J.*, **557**:686–699, 2001.
- [54] D. R. Bergman et al. Measurement of the Flux of Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Monocular Observations by the High Resolution Fly’s Eye Experiment., *Phys. Rev. Lett.*, **92**(15):151101, 2004. doi:10.1103/PhysRevLett.92.151101.
- [55] R. Conceição. The Pierre Auger Observatory: results on the highest energy particles. *ArXiv preprints*: arXiv:1307.3956, 2013.
- [56] Zmodyfikowana wersja: <https://www.auger.org/images/Observatory/Rain2.jpg>
- [57] Z. Szadkowski. *Triggers for the Pierre Auger Observatory, the current status and plans for the future*. EuCARD-BOO-2009-003, 2009.
- [58] [http://images.iop.org/objects/ccr/cern/42/2/5/cernnews6\\_3-02.jpg](http://images.iop.org/objects/ccr/cern/42/2/5/cernnews6_3-02.jpg)
- [59] M. Unger. Mass sensitive observables of the Pierre Auger Observatory. *EPJ Web of Conferences*. **53** EDP Sciences, 2013.
- [60] H. Falcke et al. Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers. *Nature*, **435**:313–316, 2005.
- [61] F. Schröder. *Instruments and Methods for the Radio Detection of High Energy Cosmic Rays*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [62] M. Ender et al. Radio Emission of Extensive Air Showers during Thunderstorms. *Proc. 31<sup>st</sup> ICRC*, Łódź (Poland), 2009.
- [63] T. Huege. The renaissance of radio detection of cosmic rays. *Proc. 33<sup>rd</sup> ICRC*, Rio de Janeiro (Brazil), 2013.
- [64] T. Huege et al. The convergence of EAS radio emission models and a detailed comparison of REAS3 and MGMR simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.*, **662**:S179-S186, 2012.
- [65] P. K. Grieder. *Extensive Air Showers*. Berlin: Springer, 2010.

- [66] F. D. Kahn, I. Lerche. Radiation from cosmic ray air showers. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.*, **289**:206–213, 1966.
- [67] J. D. Jackson. *Classical electrodynamics*. New York: Wiley, 1975.
- [68] T. Huege, H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers. Coherent geosynchrotron radiation. *Astron. Astroph.*, **412.1**: 19-34, 2003.
- [69] M. Fujii, J. Nishimura. Radio wave emission from extensive air showers. *Budapest 1969, Proceedings, Conference On Cosmic Rays.*, **3**:709–715, 1970.
- [70] C. W. James et al. General description of electromagnetic radiation processes based on instantaneous charge acceleration in “endpoints”. *Phys. Rev. E*, **84**(5): 056602, 2011.
- [71] G. A. Askaryan. Coherent radio emission from cosmic showers in air and in dense media. *Soviet Physics JETP*, **21**:658, 1965.
- [72] A. Rebai. Some recent results of the CODALEMA experiment. *ArXiv e-prints*: arXiv:1211.3273 (2012).
- [73] S. Buitink et al. Amplified radio emission from cosmic ray air showers in thunderstorms. *Astron. Astroph.*, **467**:385–394, 2007.
- [74] P. W. Gorham et al. Observations of microwave continuum emission from air shower plasmas. *Phys. Rev. D*, **78**(3):032007, 2008.
- [75] E. D. Fraenkel. *From Radio Pulse to Elusive Particle*. University of Groningen, 2014.
- [76] D. Ardouin et al. Radioelectric field features of extensive air showers observed with CODALEMA. *Astropart. Phys.*, **26**(4-5):341–350, 2006.
- [77] D. Ardouin et al. Geomagnetic origin of the radio emission from cosmic ray induced air showers observed by CODALEMA. *Astropart. Phys.*, **31**(3):192–200, 2009.
- [78] A. Haungs et al. Latest Results and Perspectives of the KASCADE-Grande EAS Facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **662**(1):S150–S156, 2012.
- [79] O. Martineau-Huynh et al. First results of the TIANSHAN radio experiment for neutrino detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **662**(1):S29–S31, 2012.
- [80] S.-Y. Sun, P. Chen, M. Huang. Simulation of the Event Reconstruction of Ultra High Energy Cosmic Neutrinos with Askaryan Radio Array. *ArXiv e-prints*, 2010. astro-ph/1002.0023.



- [81] S. Hoover et al. Observation of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays with the ANITA Balloon-Borne Radio Interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, **105**(15):151101, 2010.
- [82] Rysunek z: [https://www.auger.org/images/photos/aera/10154374\\_821087737920455\\_198980615\\_n.jpg](https://www.auger.org/images/photos/aera/10154374_821087737920455_198980615_n.jpg)
- [83] J. L. Kelley. AERA: The Auger Engineering Radio Array. *Proc. 32<sup>nd</sup> ICRC*, Beijing (China), 2011.
- [84] H. R. Allan. Radio emission from extensive air showers. *Progress in elementary particle and cosmic ray physics.*, **10**: 171-302, 1971.
- [85] M. Erdmann, Pierre Auger Collaboration Meeting, Malargue, 2009.
- [86] J. L. Kelley. Data acquisition, triggering, and filtering at the Auger Engineering Radio Array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* **725**:133-136, 2013.
- [87] M. Kleifges. Measurement of cosmic ray air showers using MHz radio-detection techniques at the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.*, **718**: 499-501, 2013.
- [88] H. Gemmeke et al. Techniques for Radio Detection of Ultra-High Energy Cosmic Rays. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **56**(3): 1083-1088, 2009.
- [89] The AERA Group. First detection of cosmic ray self-triggered radio pulses with AERA in coincidence with SD and FD. Technical report, [The AERA Group, Pierre Auger Collaboration].
- [90] A. Schmidt, H. Gemmeke, A. Haungs, K.-H. Kampert, C. Ruehle, Z. Szadkowski. FPGA based signal-processing for radio detection of cosmic rays. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **58**(4):1621–1627, 2011.
- [91] J. L. Smith. Implementing Median Filters in XC4000E FPGAs. *Xcell Articles*, **23**(4):16, 1996.
- [92] T. P. Zieliński. *Cyfrowe przetwarzanie sygnałów: od teorii do zastosowań*. Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, 2007.
- [93] Z. Szadkowski, E. D. Fraenkel, A. M. van den Berg. FPGA/NIOS implementation of an adaptive FIR filter using linear prediction to reduce narrow band RFI for radio detection of cosmic rays. *Real Time Conference, 18<sup>th</sup> IEEE-NPSS*. IEEE, 2012.
- [94] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery. *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Nowy Jork : Cambridge University Press, 2007.
- [95] N. Levinson. The Wiener RMS error criterion in filter design and prediction., *Math. Phys. J.*, **25**:261–278, 1947.

- [96] J. Durbin. The fitting of time series models. *Rev. Inst. Int. Stat.*, **28**:233–243, 1960
- [97] Z. Szadkowski, A. M. van den Berg, E.D. Fraenkel, D. Głás, J. Kelley, C. Timmermans, T. Wijnen. Analysis of the efficiency of the filters suppressing the RFI being developed for the extension of AERA. *Proc. 33<sup>rd</sup> ICRC*, Rio de Janeiro (Brazil), 2013.
- [98] Z. Szadkowski, D. Głás, C. Timmermans, T. Wijnen. First Results from the FPGA/NIOS Adaptive FIR Filter Using Linear Prediction Implemented in the Auger Engineering Radio Array. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **62**(3): 977-984, 2015. doi:10.1109/TNS.2015.2432032.
- [99] Z. Szadkowski, Front-End Board with Cyclone R V as a Test HighResolution Platform for the Auger Beyond 2015 Front End Electronics, *IEEE Real Time Conference*, Nara (Japan), 2014.
- [100] Z. Szadkowski, E. D. Fraenkel, D. Głás, R. Legumina. An optimization of the FPGA/NIOS adaptive FIR filter using linear prediction to reduce narrow band RFI for the next generation ground-based ultra-high energy cosmic-ray experiment. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **732**: 535–539, 2013. doi:10.1016/j.nima.2013.06.031
- [101] L. D. Paarmann. *Design and analysis of analog filters: a signal processing perspective*. Springer Science & Business Media, 2001.

## Podziękowania

*Pragnę złożyć serdeczne podziękowania Panu prof. dr hab. Zbigniewowi Szadkowskiemu za nieocenioną pomoc i cenne wskazówki udzielone mi w trakcie pisania niniejszej pracy oraz w czasie trwania studiów doktoranckich, a także za motywację do zmierzenia się z tak ciekawym i nowatorskim tematem. Szczególnie podziękowania pragnę złożyć za zarażenie naukową pasją oraz inspirację do samodzielnego zgłębiania zagadnień naukowych.*

*Pragnę podziękować Charlesowi Timmermansowi oraz Thei Wijnen z Uniwersytetu Nijmegen za udostępnienie danych rzeczywistych do testowania algorytmu w warunkach laboratoryjnych oraz za umożliwienie sprawdzenia algorytmu w warunkach rzeczywistych, dzięki czemu niniejsza praca miała szansę powstać.*

*Chciałbym również podziękować Pierre Auger Collaboration za udostępnienie zasobów i infrastruktury Obserwatorium, które okazały się niezbędne w trakcie rozwoju zagadnienia oraz za umożliwienie przedstawienia wyników na spotkaniu uczestników współpracy Pierre Auger.*

*Pragnę także podziękować rodzinie oraz przyjaciołom za wsparcie i motywację do napisania niniejszej pracy. W szczególności chcę podziękować mojej żonie za cierpliwość i wyrozumiałość oraz nieustanną wiarę we mnie.*