

POLITECHNIKA RZESZOWSKA

im. Ignacego Łukasiewicza

Wydział Elektrotechniki i Informatyki



ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr inż. **Grzegorz Karnas**

Analiza rejestracji pola elektrycznego
w warunkach burzowych pod kątem
wykorzystania w systemach lokalizacji
wyładowań atmosferycznych

Promotor:

Dr hab. inż. Grzegorz Masłowski, prof. PRz

Rzeszów, 2019

Podziękowania

*Mojemu Promotorowi dr hab. inż. Grzegorzowi Masłowskiemu, prof. PRz
składam podziękowanie za wskazanie kierunku mojej pracy naukowej
w dziedzinie ochrony odgromowej oraz fizyki wyładowań atmosferycznych,
przekazanie swoich doświadczeń, kierowanie pracą doktorską
oraz wszelką pomoc w jej realizacji*

*Podziękowania składam także
całemu zespołowi badawczemu zajmującemu się problematyką
ochrony odgromowej i przeciwprzepięciowej
za wsparcie i pomoc w realizowaniu badań*

*Dziękuję Mojej Żonie Magdalenie
za wszelką pomoc i wsparcie przy pisaniu rozprawy*

Spis treści

WYKAZ NAJWAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ	7
1. WPROWADZENIE	11
1.1. CELE PRACY	13
1.2. TEZY PRACY	15
1.3. ZAKRES PRACY	18
2. REJESTRACJA ZJAWISK PIORUNOWYCH	21
2.1. PROCESY FIZYCZNE ZWIĄZANE Z ROZWOJEM WYŁADOWANIA ATMOSFERYCZNEGO	21
2.1.1. Podstawowe składowe wyładowania atmosferycznego	23
2.1.2. Wyładowania wstępne oraz faza lidera	25
2.1.3. Udar prądowy pierwszego i kolejnych wyładowań głównych	27
2.1.4. Prąd długotrwały	30
2.1.5. Wyładowania w chmurach burzowych	32
2.2. METODY ORAZ SYSTEMY LOKALIZACJI WYŁADOWAŃ	33
2.2.1. Modelowanie kanału piorunowego	34
2.2.2. Propagacja impulsu piorunowego wyładowania głównego	36
2.2.3. Metody lokalizacji wyładowań	37
2.2.4. Systemy lokalizacji wyładowań	42
2.3. ALGORYTM KRÓTKOCZASOWEJ TRANSFORMATY FOURIERA	46
2.3.1. Transformata STFT i jej postać dyskretna	46
2.3.2. Inne transformaty czasowo-częstotliwościowe	50
2.3.3. Widmo spektralnej gęstości mocy	52
2.3.4. Gęstość mocy promieniowanej przez kanał piorunowy	53
2.3.5. Zjawisko przecieku widmowego	55
2.3.6. Transformata odwrotna STFT	55
2.4. FILTR KOŁMOGOROVA-ZURBENKO	56
2.5. ZASTOSOWANIE TRANSFORMATY HILBERTA DO ANALIZY ZJAWISK PIORUNOWYCH	57
3. STACJA REJESTRACJI WYŁADOWAŃ ATMOSFERYCZNYCH W POLITECHNICE RZESZOWSKIEJ	61
3.1. CHARAKTERYSTYKA SYSTEMU REJESTRACJI	61
3.2. POMIAR POLA ELEKTRYCZNEGO	65
3.2.1. Budowa oraz zasada działania anteny pola elektrycznego wolnozmiennego	65
3.2.2. Rejestracja pola elektrycznego wolnozmiennego	69
3.2.3. Budowa oraz zasada działania anteny pola szybkozmiennego	70
3.2.4. Rejestracja pola elektrycznego szybkozmiennego	74
3.2.5. Kalibracja anten pola elektrycznego	75
3.3. REJESTRACJA KANAŁU PIORUNOWEGO	81
3.4. SYNCHRONIZACJA REJESTRACJI	84

3.5. PRZETWARZANIE ORAZ ARCHIWIZACJA DANYCH.....	86
4. DETEKCJA ORAZ IDENTYFIKACJA SKŁADOWYCH WYŁADOWANIA ATMOSFERYCZNEGO	89
4.1. SELEKCJA PRZEBIEGÓW POLA ELEKTRYCZNEGO.....	89
4.2. POPRAWA STOSUNKU S/N Z WYKORZYSTANIEM FILTRU KZ	94
4.3. FILTRACJA ZAKŁÓCEŃ HARMONICZNYCH.....	98
4.4. ALGORYTM DETEKCJI ORAZ IDENTYFIKACJI GŁÓWNYCH FAZ WYŁADOWANIA ATMOSFERYCZNEGO	106
4.5. IDENTYFIKACJA WYŁADOWAŃ GŁÓWNYCH	108
4.6. IDENTYFIKACJA WYŁADOWAŃ WSTĘPNYCH FAZY LIDERA I WYŁADOWAŃ W GAŁĘZIACH BOCZNYCH KANALU PIORUNOWEGO	112
4.7. IDENTYFIKACJA FAZY LIDERA	116
4.8. IDENTYFIKACJA PRĄDU DŁUGOTRWAŁEGO.....	122
5. WYZNACZANIE PRĄDU WYŁADOWANIA GŁÓWNEGO U PODSTAWY KANAŁU PIORUNOWEGO.....	127
5.1. MODEL ORAZ PODSTAWOWE ZAŁOŻENIA	127
5.2. OBLICZANIE PRĄDU U PODSTAWY KANAŁU PIORUNOWEGO.....	128
5.3. OBLICZANIE WYSOKOŚCI KANAŁU PIORUNOWEGO NA PODSTAWIE FAZY LIDEROWEJ	132
5.4. TŁUMIENIE ELEKTROMAGNETYCZNEGO IMPULSU PIORUNOWEGO	137
5.5. SEPARACJA PRZEBIEGÓW POLA ELEKTRYCZNEGO WYŁADOWAŃ GŁÓWNYCH	141
5.6. KOREKCJA CHARAKTERYSTYKI PRZETWARZANIA TORU POMIAROWEGO.....	151
5.7. WERYFIKACJA MODELU Z WYKORZYSTANIEM ZAREJESTROWANYCH PRZEBIEGÓW POLA ELEKTRYCZNEGO	155
6. PODSUMOWANIE	165
LITERATURA.....	167

Wykaz najważniejszych oznaczeń

a – parametr skalujący transformaty falkowej

$a_{m,k}^s$ – współczynniki filtru KZ

A_{sen} – zastępcza powierzchnia sensora

b – parametr translacji transformaty falkowej

$B_{m,k}$ – widmo filtru KZ

c – prędkość światła

C – pojemność elektryczna

da – element powierzchni S

dv – element objętości V

dz' – fragment kanału, w którym płynie prąd piorunowy

D – funkcja tłumienia prądu w kanale piorunowym

ε – przenikalność elektryczna

ε_0 – przenikalność elektryczna próżni

ε_r – względna przenikalność elektryczna

σ – przewodność elektryczna

$\sigma_{\text{az},i}^2$ – spodziewany błąd pomiarowy wyznaczenia kierunku dla i -tej stacji

E – wektor pola elektrycznego

E_{bit} – wartość szczytowa pola elektrycznego w bitach

E_{max} – wartość szczytowa pola elektrycznego

E_r – składowa pozioma pola elektrycznego

E_z – składowa pionowa pola elektrycznego

E_{zp} – składowa pionowa pola elektrycznego dla idealnie przewodzącej ziemi

ϕ_i - kierunek wyładowania obliczony dla i -tej stacji

ϕ_{mi} - kierunek wyładowania zarejestrowany przez i -tą stację
 φ_{sen} - kąt obrotu sensora względem osi prostopadłej do kierunku ziemi
 f_{nqst} - częstotliwość Nyquista
 f_p - częstotliwość próbkowania
 f_{ray} - częstotliwość Rayleigh'a
 \mathbf{F} - siła Lorentza
 \mathbf{H} - wektor pola magnetycznego
 H - długość kanału piorunowego
 H_φ - składowa pozioma pola magnetycznego
 i - prąd w kanale piorunowym
 i_1 - prąd związany z ładunkiem sensora
 i_2 - prąd w pętli sprzężenia zwrotnego wzmacniacza operacyjnego
 i_0 - prąd wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego
 I_{max} - wartość szczytowa prądu
 ψ - funkcja matka w transformacie falkowej
 χ^2 - błąd średnio kwadratowy
 k - bezwzględny współczynnik kalibracji
 k_{bit} - bitowy współczynnik kalibracji
 k_{sen} - stała kalibracji sensora
 $KZ_{k,m}$ - filtr Kołmogorowa-Zurbenko
 λ - długość fali
 \mathcal{L} - transformata Laplace'a
 L - wielomianowa transformata Fouriera LPFT
 μ - przenikalność magnetyczna
 μ_0 - przenikalność magnetyczna próżni
 \mathbf{P} - wektor Poyntinga
 P - widmo spektralnej gęstości mocy PSD
 P_{dB} - widmo spektralnej gęstości mocy w skali logarytmicznej dB/Hz

P_{ref} – moc referencyjna w odniesieniu do skali logarytmicznej widma PSD
 q – ładunek elektryczny
 Q_c – całkowity ładunek indukowany na powierzchni sensora
 r – odległość punktu wyznaczania pola od kanału piorunowego
 R – odległość punktu wyznaczania pola od elementu dz'
 ρ_s – gęstość ładunku na powierzchni sensora
 ρ_v – gęstość ładunku w objętości sensora
 S – krótkoczasowa transformata Fouriera; powierzchnia sensora
 S^{-1} – odwrotna krótkoczasowa transformata Fouriera
 τ – pomocnicza zmienna czasowa
 t – czas
 T – transformata falkowa
 T_a – współczynnik tłumienia składowej pionowej pola
 T_w – szerokość okna czasowego STFT
 u_c – napięcie w pętli sprzężenia zwrotnego wzmacniacza operacyjnego
 u_{out} – napięcie wyjściowe wzmacniacza operacyjnego
 v – prędkość fali prądowej w kanale piorunowym
 v_f – prędkość czoła fali prądowej w kanale piorunowym
 w – okno czasowe transformaty STFT
 ω – pulsacja
 ω_{gr} – pulsacja graniczna
 ω_{sen} – pulsacja obrotu głowicy sensora
 z – wysokość punktu wyznaczania pola względem ziemi
 z' – wysokość elementu dz' względem ziemi
 Z – impedancja ośrodka w którym rozchodzi się fala elektromagnetyczna
 Z_{pr} – impedancja próżni

1. Wprowadzenie

Rosnąca aktywność burzowa wynikająca z globalnych zmian klimatycznych wskazuje na potrzebę kompleksowego monitorowania zjawisk piorunowych [Rycroft, 2000; Williams, 2004; Price, 2009; Betz, 2014; Hutchins, 2014]. Obecnie jest to realizowane poprzez różnorodne systemy detekcji oraz lokalizacji wyładowań atmosferycznych [Cummins, 2009; Pohjola, 2013; Leal, 2018]. W znacznej części są to systemy komercyjne [Betz, 2009a; Cummins, 2018], udostępniające bazy danych na potrzeby dynamicznego monitorowania przestrzeni powietrznej lotnisk, kolei, czy rozległych obszarów leśnych, na których istnieje duże ryzyko pożarów zainicjowanych wyładowaniami atmosferycznymi. Postępujący rozwój elektroniki, telekomunikacji oraz energetyki wymusza zwiększenie stopnia złożoności tych systemów, w szczególności aparatury elektronicznej zarządzającej procesami sterowania [Galvan 2001; Piantini, 2007; Andrews; 2018, Barros, 2018]. Konsekwencją tego jest wzrost wrażliwości układów elektronicznych wymuszający implementację coraz bardziej zaawansowanych rozwiązań ochrony odgromowej i przeciwprzepięciowej [Hasse, 2000; Sowa, 2011; Cooray, 2014; Cooper, 2018]. Jednym z głównych etapów projektowania środków ochrony odgromowej jest ocena zagrożenia piorunowego. Podstawą oceny ryzyka wynikającą z czteroczęściowej normy [PN-EN 62305 cz.1-4, 2011] są dane dotyczące gęstości wyładowań na danym obszarze [Dehn, 2014]. W tym celu w wielu krajach tworzone są mapy wykorzystujące wieloletnie rejestracje wyładowań atmosferycznych [DIN, 2013].

Obecna ilość informacji zawarta w bazach danych systemów lokalizacji wyładowań atmosferycznych jest nieporównywalnie większa niż kilkadziesiąt lat temu [Betz, 2014; Gamracki, 2015]. Pomimo to nadal istnieje potrzeba rozwoju tych systemów pod kątem zwiększenia jakości oraz ilości danych, które można uzyskać na podstawie rejestracji piorunowego pola elektromagnetycznego. Umożliwi to między innymi projektowanie coraz bardziej skutecznych systemów ochrony odgromowej.

Wartość szczytowa prądu w wielu przypadkach nie odzwierciedla w pełni stopnia zagrożenia obiektu i pracujących w nim urządzeń elektrycznych i elektronicznych. Z punktu widzenia chronionych układów istotnym elementem jest określenie nie tylko wartości szczytowej prądu piorunowego, ale również identyfikacja kształtu prądu udarowego i jego widma częstotliwościowego [Wyderka, 2012; Gunasekara, 2018]. Znajomość tego prądu oraz charakterystyk częstotliwościowych impedancji urządzeń umożliwia szczegółową ocenę występujących w czasie burzy narażeń piorunowych [Markowska, 2009; Ziemia, 2015].

Kolejnym ważnym ograniczeniem współczesnych systemów lokalizacji jest brak dostatecznej informacji na temat wystąpienia tzw. składowej długotrwałej prądu piorunowego [Diendorfer, 2009a; Mazur, 2018]. Składowa ta, odpowiedzialna za efekty termiczne związane z przepływem prądu udarowego [Chemartin, 2012], jest jedną z głównych przyczyn pożarów [Podur, 2003]. Wczesne wykrycie tego zagrożenia pozwoliłoby na zminimalizowanie ryzyka rozprzestrzeniania się pożarów i w konsekwencji uchronienie np. dużych obszarów leśnych. Autor pracy nie spotkał się z systemem komercyjnym, w którym raportowany byłby ten przebieg. Wynika to głównie z trudności identyfikacji prądu długotrwałego na podstawie rejestracji pola elektromagnetycznego [Rakov, 2003; Saba 2006b].

Innym istotnym elementem, na który należy zwrócić uwagę jest konieczność uzyskania kompleksowej informacji o prądzie całego wyładowania, a nie tylko jego poszczególnych składowych. Typowe wyładowanie atmosferyczne może składać się z kilku, a nawet kilkudziesięciu wyładowań głównych [CIGRE, 2012] i innych pośrednich faz. Pomiędzy głównymi udarami może dodatkowo płynąć wymieniony wyżej prąd długotrwały związany z transferem bardzo dużego ładunku elektrycznego. Wszystkie te etapy wyładowania stanowią łącznie dużo większe zagrożenie niż pojedynczy udar wyładowania głównego, który często stosowany jest podczas testów laboratoryjnych urządzeń wysokonapięciowych. Obecnie systemy lokalizacji raportują jedynie poszczególne udary nie łącząc ich w konkretne wyładowania atmosferyczne. Na podstawie współrzędnych geograficznych istnieje jednak możliwość określenia przynależności poszczególnych udarów do konkretnego wyładowania, jednak w większości przypadków nie jest to procedura automatyczna.

Wyładowania wstępne inicjujące mechanizm rozwoju kanału piorunowego to kolejny istotny proces, ale podobnie jak składowa długotrwała, nie podlega on bezpośredniej identyfikacji przez systemy pracujące komercyjnie [Flisowski, 2005; Mazur, 2018]. Ze względu na wartości szczytowe pola porównywalne z wartościami wyładowań głównych często są one mylnie interpretowane, jako udary doziemne [Nag, 2009b]. W ostatnich latach, głównie za sprawą zaawansowanych systemów rejestracji, dokonał się duży postęp w opisie tego zjawiska [Marshall, 2014, Cooray 2015]. Zasadność identyfikacji wyładowań wstępnych wynika głównie ze szkodliwego oddziaływania na obiekty znajdujące się nad powierzchnią ziemi, w szczególności awionikę samolotów i innych statków powietrznych. Ważne są również z punktu widzenia poznania mechanizmu rozwoju wyładowań atmosferycznych [Rakov, 2003, Cooray, 2014; Mazur, 2018].

Wyniki badań eksperymentalnych i teoretycznych przedstawione w pracy umożliwiają między innymi stworzenie kompleksowego opisu wyładowania atmosferycznego na podstawie zarejestrowanych przebiegów piorunowego pola elektrycznego. Ze względu na wielkość i złożoną strukturę danych uzyskanych z rejestracji, jak również konieczność działania w czasie rzeczywistym podczas burzy, priorytetem było opracowanie szybko działających algorytmów identyfikacji, które dostarczały danych do późniejszej analizy. Możliwe to było dzięki zastosowaniu selektywnych i elastycznych procedur dostosowanych do złożonego kształtu rejestrowanego piorunowego pola elektrycznego oraz dzięki wykorzystaniu autorskich rozwiązań programowych i sprzętowych na wdrożonej przez autora na Politechnice Rzeszowskiej stacji rejestracji wyładowań atmosferycznych.

1.1. Cele pracy

Głównym celem pracy jest stworzenie algorytmu identyfikacji wyładowań atmosferycznych wykorzystującego nowe podejście do analizy zjawisk piorunowych, który możliwy będzie do implementacji w komercyjnych systemach detekcji oraz lokalizacji wyładowań atmosferycznych. W ramach realizacji celu głównego zostanie również udowodniona główna teza pracy przedstawiona w podrozdziale 1.2.

Przyjęty zostanie kompleksowy opis wyładowania atmosferycznego rozumianego, jako uporządkowany zbiór składowych prądu piorunowego [Rakov, 2003; Masłowski,

2010; Cooray 2015]. Celem takiego podejścia jest przedstawienie zjawiska atmosferycznego w sposób odzwierciedlający rzeczywiste zagrożenie. Niejednokrotnie jest ono dużo większe niż zagrożenie wynikające z oddziaływania poszczególnych składowych, które analizuje się indywidualnie, tak jak ma to miejsce we współczesnych systemach lokalizacji [Ishikawa, 1985; Betz, 2014; Poelman, 2016; Schulz, 2016] i badaniach laboratoryjnych izolacji urządzeń wysokonapięciowych.

Kolejnym celem pracy jest rozwój algorytmów rejestracji wyładowań atmosferycznych stosowanych w komercyjnych systemach lokalizacji o nowe składowe wyładowania tj. wyładowania wstępne oraz prąd długotrwały. Skutkiem implementacji tych składowych w przyszłych rozwiązaniach powinno być zwiększenie poziomu ochrony odgromowej i przeciwprzebieciowej dzięki lepszej prewencji. Wynika to z możliwości wczesnego ostrzegania oraz podejmowania właściwych decyzji przez odpowiednie służby zarządzające bezpieczeństwem wrażliwych systemów takich jak: lotniska, systemy elektroenergetyczne, elektrownie, systemy teleinformatyczne, czy też obszary leśne i duże skupiska ludzi [Li, 2008; Cooper, 2018].

Ważną intencją autora było również, aby nie odkrywać na nowo tego, co już zostało osiągnięte na polu detekcji oraz lokalizacji wyładowań atmosferycznych [Rakov, 2013] i skupić uwagę na rozszerzeniu funkcjonalności współcześnie działających systemów. Dlatego też proponowane algorytmy i modele matematyczne bazujące na aktualnej wiedzy i dostępnych danych [Cummins, 2009; Pohjola 2013] oferują nowe możliwości w zakresie analizy wyładowań atmosferycznych.

Istotnym elementem pracy jest również implementacja i rozwój na Politechnice Rzeszowskiej stacji wyładowań atmosferycznych, która jest jedną z nielicznych na świecie tak zaawansowanych jednostek dedykowanych do jednoczesnej rejestracji oraz automatycznej analizy piorunowych pól elektrycznych oraz procesu rozwoju kanału piorunowego uzyskanego z wykorzystaniem szybkiej kamery wideo [Karnas, 2013]. System ten powstawał w ramach doświadczeń nabytych we współpracy z Instytutem Geofizyki PAN, Politechniką Warszawską oraz Uniwersytetem Florydzkim w Gainesville w USA [Karnas, 2015c].

1.2. Tezy pracy

Główną tezę pracy stanowi stwierdzenie:

Możliwa jest efektywniejsza identyfikacja parametrów składowych wyładowania atmosferycznego wykorzystująca analizę czasowo-częstotliwościową zarejestrowanego piorunowego pola elektrycznego pod kątem rozwoju systemów lokalizacji wyładowań atmosferycznych.

Potwierdzenie słuszności tezy głównej będzie możliwe poprzez dowód dwóch tez pobocznych:

Teza 1: *Możliwa jest detekcja oraz identyfikacja parametrów wyładowania atmosferycznego charakteryzujących: wyładowania wstępne, fazę lidera, udary wyładowań głównych oraz składową prądu długotrwałego, na podstawie zarejestrowanego piorunowego pola elektrycznego.*

Teza 2: *Możliwe jest wyznaczenie przebiegu prądu płynącego u podstawy kanału piorunowego na podstawie zarejestrowanego pola elektrycznego dla różnych składowych wyładowania atmosferycznego.*

Tezy poboczne determinują strukturę całego algorytmu identyfikacji, którego podstawą jest analiza pola elektrycznego zarejestrowanego w warunkach burzowych. Ze względu na znaczącą złożoność przebiegów poszczególnych składowych prądu piorunowego do analizy wykorzystane zostaną m.in.: krótkoczasowa transformata Fouriera, filtr Kołmogorowa-Zurbenko, czyli w skrócie filtr KZ oraz transformata Hilberta. Szybkość działania algorytmu jest jednym z priorytetowych celów warunkujących możliwość zastosowania proponowanych rozwiązań w komercyjnych systemach lokalizacji wyładowań atmosferycznych.

Dowód drugiej tezy jest bezpośrednio uwarunkowany wykazaniem słuszności pierwszej tezy i obejmuje on zaproponowaną w pracy metodę wyznaczania prądu płynącego u podstawy kanału piorunowego na podstawie uzyskanych rejestracji. Znając ten przebieg oraz zakładając określony model jego propagacji w kierunku chmury burzowej możliwe jest wyznaczenie prądu w dowolnym miejscu kanału oraz pola

elektromagnetycznego wokół miejsca wyładowania. Znacząco rozszerza to możliwości przewidywania szkodliwych skutków oddziaływania wyładowań atmosferycznych.

Sformułowanie zadań badawczych, które należy zrealizować będzie niezwykle istotne z punktu widzenia osiągnięcia wytyczonych celów i wykazania słuszności postawionych tez. Do zadań tych należy zaliczyć:

- a) *sformułowanie koncepcji badań w tym zaproponowanie metod i środków badawczych.* Właściwa koncepcja algorytmu identyfikacji poprzedzona niezbędnymi symulacjami komputerowymi umożliwi wybór adekwatnych metod badawczych,
- b) *wdrożenie systemu rejestracji wyładowań atmosferycznych.* Uruchomiony system [Karnas, 2014] jest podstawowym środkiem badawczym wykorzystywanym w pracy. Niezbędnym staje się konfiguracja systemu w oparciu o dobrze poznane wzorce funkcjonujące w praktyce [Łoboda, 2009; Rakov, 2014]. Istotny jest proces wstępnej analizy przebiegów pola oraz automatyzacja całego procesu,
- c) *wzajemna synchronizacja czasowa poszczególnych elementów systemu oraz synchronizacja z komercyjnym systemem lokalizacji wyładowań.* Poprawna synchronizacja z wykorzystaniem profesjonalnego odbiornika GPS warunkuje możliwość odniesienia własnych rejestracji do danych z baz komercyjnych [Karnas, 2015b]. Wpływa to bezpośrednio na możliwość weryfikacji poprawności pracy całego systemu,
- d) *kalibracja anten pola elektrycznego.* Problem kalibracji [Karnas, 2016a] jest niezwykle istotny z punktu widzenia analiz przeprowadzonych w pracy. Dokładność tego procesu przekłada się na jakość uzyskanych wyników badań. Właściwa kalibracja anten jest jednym z podstawowych zagadnień podejmowanych przez wszystkie wiodące ośrodki rejestracji wyładowań atmosferycznych [Mallick, 2014],
- e) *rejestracja rzeczywistych przebiegów piorunowego pola elektrycznego w warunkach burzowych.* Zarejestrowane przebiegi wolnozmiennego oraz szybkozmiennego piorunowego pola elektrycznego są bazą dla kolejnych działań, w tym również modelowania matematycznego i symulacji

komputerowych prądu piorunowego oraz służą testowaniu algorytmów identyfikacji,

- f) *filtracja przebiegów pola elektrycznego oraz poprawa stosunku sygnału do szumu S/N*. Pierwszym etapem analizy jest separacja składowych pola elektrycznego nie będących efektem wyładowania atmosferycznego. Dekompozycja właściwego sygnału oraz zakłóceń o różnym charakterze obejmująca zarówno te o charakterze okresowym, jak i stochastycznym możliwa jest dzięki zastosowaniu odpowiednich metod filtracyjnych [Eskridge, 1997],
- g) *detekcja poszczególnych składowych wyładowania atmosferycznego z wykorzystaniem transformaty Hilberta*. Transformata posiada szereg zalet [Oppenheim, 1989, 1999] umożliwiających m.in. szybkie wyznaczenie przedziałów czasowych pomiędzy składowymi wyładowania atmosferycznego. Nie umożliwia ona jednak w pełni identyfikacji tych składowych,
- h) *identyfikacja składowych wyładowania z wykorzystaniem filtru KZ oraz krótkoczasowej transformaty Fouriera*. W celu określenia typu składowych wyładowania atmosferycznego zastosowany zostanie odpowiedni filtr i transformata dla zarejestrowanych sygnałów pola elektrycznego. Filtr KZ znajduje swoje zastosowanie w identyfikacji szybkozmiennych procesów niestacjonarnych, takich jak wyładowania wstępne w chmurach burzowych, natomiast krótkoczasowa transformata Fouriera doskonale sprawdza się w identyfikacji powtarzających się składowych szybkozmiennych oraz składowych wolnozmiennych np. prądu długotrwałego [Karnas, 2015c],
- i) *opracowanie modelu rozwoju kanału piorunowego oraz modelu propagacji prądu piorunowego*. Poprawność założonego modelu oparta na aktualnym stanie wiedzy [Rakov, 2003, Masłowski, 2010] warunkuje przydatność otrzymanych wyników. Właściwa koncepcja powinna obejmować: model kanału piorunowego [Nucci, 1990], model propagacji prądu piorunowego w kanale uwzględniający tłumienie fali prądowej [Nucci, 1993] oraz efekty propagacji fali elektromagnetycznej [Cooray, 1983, 2008, 2009; Thomson, 1988]. Istotnym są właściwe założenia odnośnie konfiguracji kanału

piorunowego oraz lokalizacji wyładowań wstępnych [Rustan, 1980; Baharudin 2012; Marshall, 2014],

- j) *Wyznaczanie prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego.* Podstawą zaproponowanego modelu matematycznego jest wykorzystanie zależności, wynikających z równań Maxwella, które opisują propagację piorunowej fali elektromagnetycznej. Analiza bazuje na transformacie Laplace'a tych zależności przy założeniu określonego modelu propagacji fali prądowej w kanale piorunowym.

1.3. Zakres pracy

Praca składa się ze wstępu oraz czterech głównych rozdziałów, w których szczegółowo przedstawiono wyniki przeprowadzonych badań eksperymentalnych i teoretycznych, w szczególności założenia, metody, środki badawcze oraz cały proces detekcji i identyfikacji składowych wyładowania piorunowego, jak również etapy modelowania matematycznego.

Rozdział drugi to wprowadzenie do zagadnień rejestracji oraz analizy zjawisk piorunowych. Na początku przedstawiono procesy fizyczne związane z rozwojem wyładowania atmosferycznego. Szczególny nacisk położono na właściwy opis poszczególnych składowych, które w dalszej części pracy będą przedmiotem identyfikacji. Przytoczono parametry tych składowych, które są istotne z punktu widzenia zaproponowanych algorytmów. W dalszej części przedstawiono metody oraz systemy lokalizacji wyładowań atmosferycznych. Zwrócono uwagę na wady i zalety różnych systemów detekcji działających na świecie. Przedstawiono modele wykorzystywane w lokalizacji wyładowań atmosferycznych. Kolejne trzy podrozdziały to zagadnienia opisujące środki badawcze wykorzystywane w pracy. Zwięźle przedstawiono algorytm krótkoczasowej transformaty Fouriera, filtr KZ oraz transformatę Hilberta. W szczególności starano się uwypuklić własności tych narzędzi pod kątem zastosowania w analizie zjawisk piorunowych.

W rozdziale trzecim przedstawiono system rejestracji wyładowań atmosferycznych funkcjonujący w Katedrze Elektrotechniki i Podstaw Informatyki Politechniki Rzeszowskiej. Na wstępie opisano strukturę całego systemu wdrożonego głównie przez

autora pracy. Kolejne podrozdziały to szczegółowy opis poszczególnych bloków funkcjonalnych obejmujących rejestrację pola elektrycznego oraz szybką rejestrację wideo z wykorzystaniem między innymi kamery Photron SA5. Przedstawiono proces kalibracji systemu anten obejmujący badania w laboratorium wysokich napięć oraz pomiary w terenie. Przedstawiono wybrane rejestracje otrzymane w ciągu kilku lat funkcjonowania stacji. Opisano również zaproponowaną przez autora metodę synchronizacji czasowej rejestracji oraz automatyzacji przetwarzania dużej liczby danych.

Rozdział czwarty opisuje pierwszy etap algorytmu identyfikacji, w szczególności detekcję oraz identyfikację poszczególnych składowych wyładowania atmosferycznego. Uzyskane wyniki badań potwierdzają pierwszą tezę pomoczną postawioną w pracy. W kolejnych podrozdziałach przedstawiono proces filtracji zakłóceń oraz poprawy stosunku S/N. Filtracja ta jest szczególnie istotna w kontekście analizy wyładowań wstępnych w chmurze. Obecność zakłóceń może prowadzić bowiem do zafałszowania przebiegów pola elektrycznego i w rezultacie do otrzymania nieprawidłowych przebiegów prądu piorunowego. Kolejnym przedstawionym zagadnieniem jest filtracja wyładowań wstępnych z zastosowaniem filtru KZ. Niezwykle istotne jest odseparowanie tych wyładowań na początkowym etapie analizy rejestracji pola elektrycznego, gdyż wpływa to na efektywność identyfikacji kolejnych składowych piorunowych. Następnie przeprowadzono detekcję głównych faz wyładowania z wykorzystaniem transformaty Hilberta. Użycie tej transformaty umożliwia wstępną lokalizację czasową poszczególnych zjawisk i określenie parametrów wykorzystywanych w dalszej analizie. W ostatnim etapie dokonano końcowej identyfikacji poszczególnych składowych. W tym celu wykorzystano parametry wyładowań opisane w rozdziale drugim oraz własności wynikające z charakterystyk czasowo-częstotliwościowych poszczególnych składowych wyładowania atmosferycznego.

Przedmiotem rozdziału piątego jest wyznaczenie prądu u podstawy kanału piorunowego na podstawie dokonanych rejestracji pola elektrycznego w warunkach burzowych. W pierwszym podrozdziale przedstawiono wybrany model wyładowania atmosferycznego oraz uwarunkowania występujące w systemach lokalizacji wyładowań atmosferycznych. Następnie przedstawiono algorytm wyznaczania prądu u podstawy kanału piorunowego w oparciu o zidentyfikowane przebiegi pola elektrycznego. Jest to jeden z najważniejszych elementów całej pracy. Ostatni podrozdział to weryfikacja

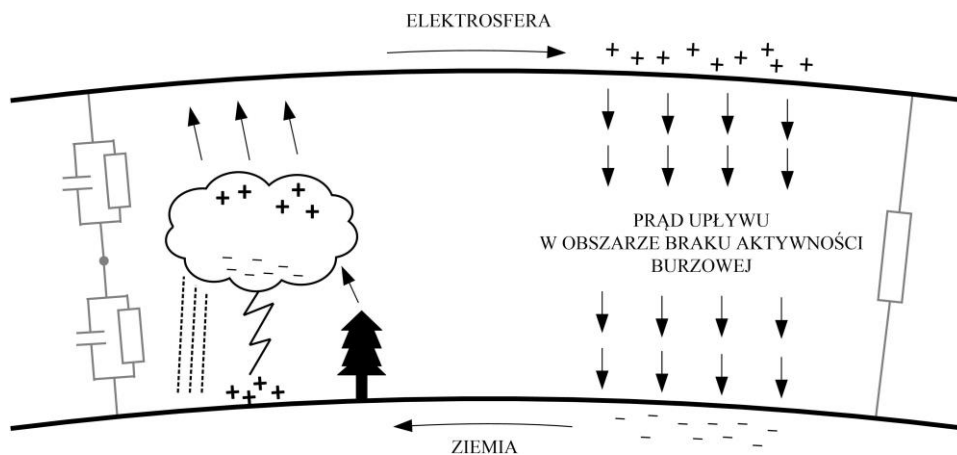
zapropnowanej metody wyznaczania prądu piorunowego polegająca na obliczeniu pola elektrycznego i porównaniu go z przebiegami zarejestrowanymi na stacji w Rzeszowie.

Całą pracę podsumowano w ostatnim rozdziale. Przedstawiono uzyskane w trakcie badań wyniki oraz wskazano możliwości ich implementacji we współczesnych systemach lokalizacji wyładowań atmosferycznych, jak również podczas projektowania bardziej efektywnych systemów ochrony odgromowej i przeciwprzepięciowej.

2.Rejestracja zjawisk piorunowych

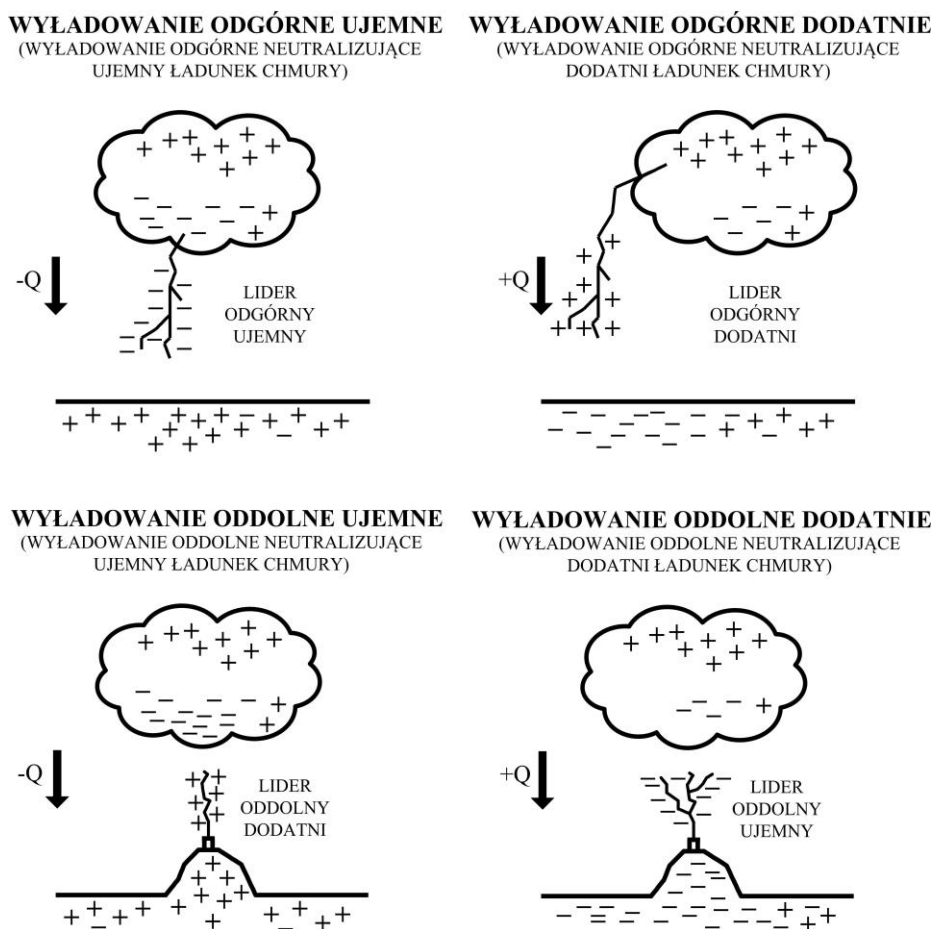
2.1. Procesy fizyczne związane z rozwojem wyładowania atmosferycznego

Wyładowania atmosferyczne spełniają istotną rolę w środowisku naturalnym. Są nieodłącznym elementem warunkującym równowagę procesów elektrycznych zachodzących w ziemskiej atmosferze. Znaczenie wyładowań atmosferycznych uwidacznia się zwłaszcza w kontekście zapobiegania odpływu ładunku ujemnego z powierzchni ziemi na skutek zjawiska konwekcji. Przyjmuje się, że w każdej chwili występuje około 2000 burz skupionych na około 10% całej powierzchni kuli ziemskiej [Rakov, 2003]. Aktywność burzowa pozwala na utrzymanie równowagi potencjału i pola elektrycznego wokół ziemi [Wilson, 1920]. W warunkach bezchmurnej pogody ładunek ujemny zgromadzony w ziemi jest systematycznie tracony na skutek prądu konwekcji. W wyniku tego zjawiska powstaje zorientowany przeciwnie prąd upływu o gęstości około 1 pA/m^2 [MacGorman, 1998]. Warstwą zamykającą cały ziemski obwód elektryczny jest dobrze przewodząca jonosfera nazywana również elektrosferą (rys. 2.1). W elektrosferze można wyróżnić kilka warstw, z których największe znaczenie ma tzw. warstwa F [MacGorman, 1998]. Charakteryzuje się ona największą gęstością wolnych elektronów powstałych głównie na skutek zjawiska fotojonizacji. Aktywność słoneczna w zasadniczy sposób wpływa na konduktancję tej warstwy, która zmienia się w cyklu dobowym osiągając maksimum w okresie kilku godzin po wschodzie słońca oraz minimum po zachodzie słońca. Występuje ona pomiędzy 120 km a 450 km nad powierzchnią ziemi, przy czym maksymalna jonizacja zachodzi na wysokości około 300 km. Przyjmuje się, że różnica potencjałów pomiędzy elektrosferą i powierzchnią ziemi wynosi około 300 kV [Kasemir, 1977]. Uwzględniając prąd upływu występujący na obszarach, gdzie nie ma aktywności burzowej, otrzymuje się zastępczą impedancję 300Ω skojarzoną z tego typu globalnym obwodem elektrycznym. Ciągła aktywność burzowa zapewnia natomiast stały dopływ ujemnego ładunku elektrycznego do powierzchni ziemi oraz dodatniego do jonosfery. Układ chmura burzowa – ziemia może być traktowany, jako stratny kondensator, w którym stratność przejawia się poprzez wyładowania doziemne.



Rys. 2.1. Globalny obwód elektryczny [Rakov, 2003]

Ze względu na sposób, w jaki ładunek elektryczny jest transportowany z chmury burzowej do ziemi można wyróżnić cztery główne typy wyładowań doziemnych: a) ujemne odgórne; b) ujemne oddolne; c) dodatnie odgórne; d) dodatnie oddolne (rys. 2.2). Polaryzacja wyładowania wskazuje na rodzaj ładunku, jaki jest przekazywany w kierunku od chmury do ziemi. Natomiast drugi człon odnosi się do miejsca, z którego rozwija się wyładowanie. Powszechnie przyjmuje się, że około 25% wszystkich wyładowań to

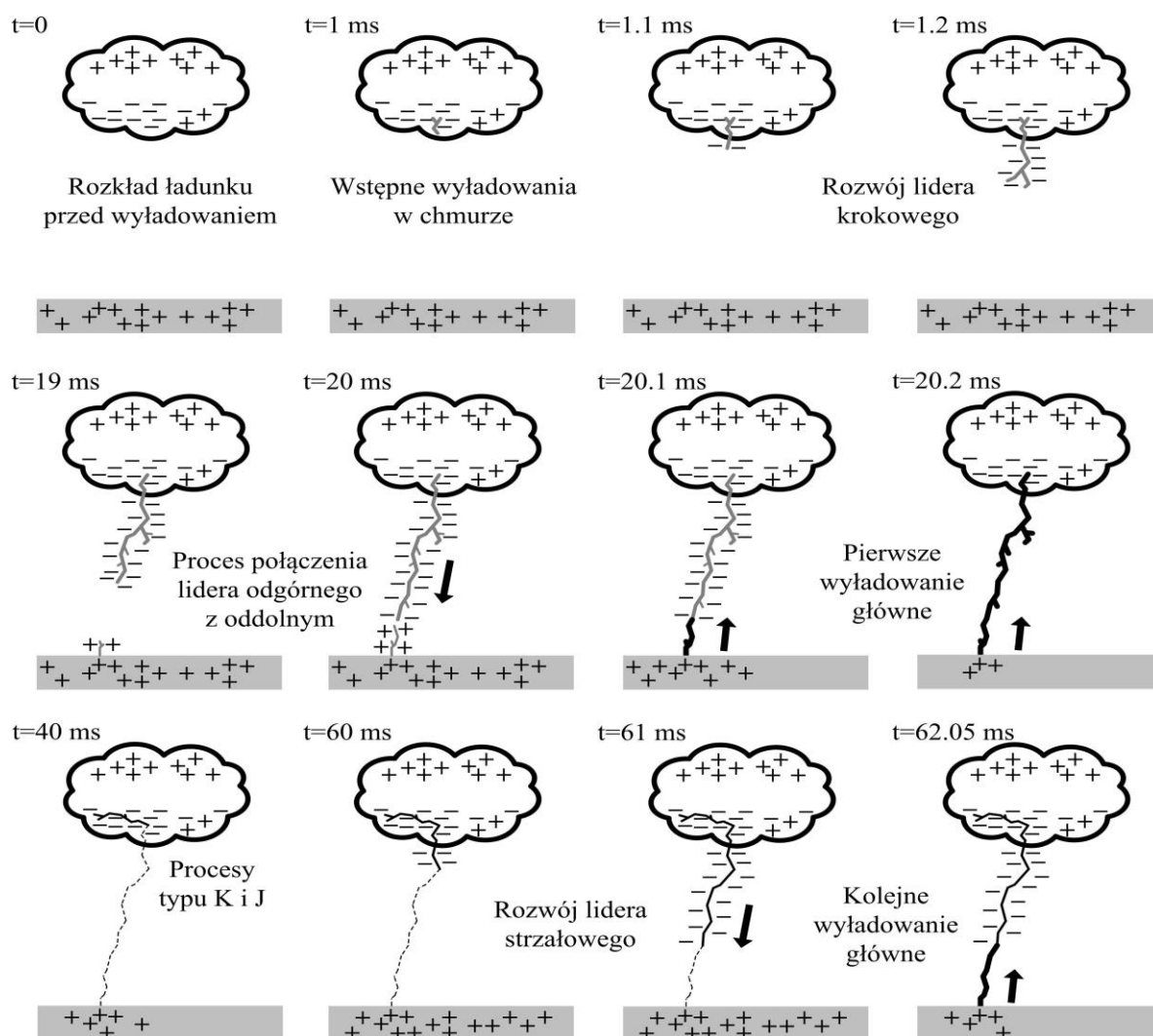


Rys. 2.2. Typy wyładowań doziemnych [Masłowski, 2010]

wyładowania typu chmura-ziemia, pozostałe to tzw. wyładowania wewnątrz- oraz międzychmurowe [Williams, 1989; Rakov, 2003]. Spośród wszystkich wyładowań doziemnych blisko 90% to wyładowania ujemne. Dane zebrane w kolejnych sezonach burzowych na stacji rejestracji wyładowań w Rzeszowie [Karnas, 2013] wskazują, że udział procentowy wyładowań ujemnych odgórnych może być jeszcze większy. Dotyczy to zwłaszcza terenów o płaskim ukształtowaniu oraz obszarów, na których nie występują wysokie obiekty.

2.1.1. Podstawowe składowe wyładowania atmosferycznego

Wyładowanie atmosferyczne jest niezwykle złożonym procesem fizycznym [Rakov, 2003; Dwyer, 2014]. Pomimo tego niemal dla każdego wyładowania doziemnego można wyróżnić typową sekwencję jego składowych [Masłowski, 2010]. W pracy posłużono się najczęściej spotykanym przypadkiem wyładowania odgórnego ujemnego (rys. 2.3).



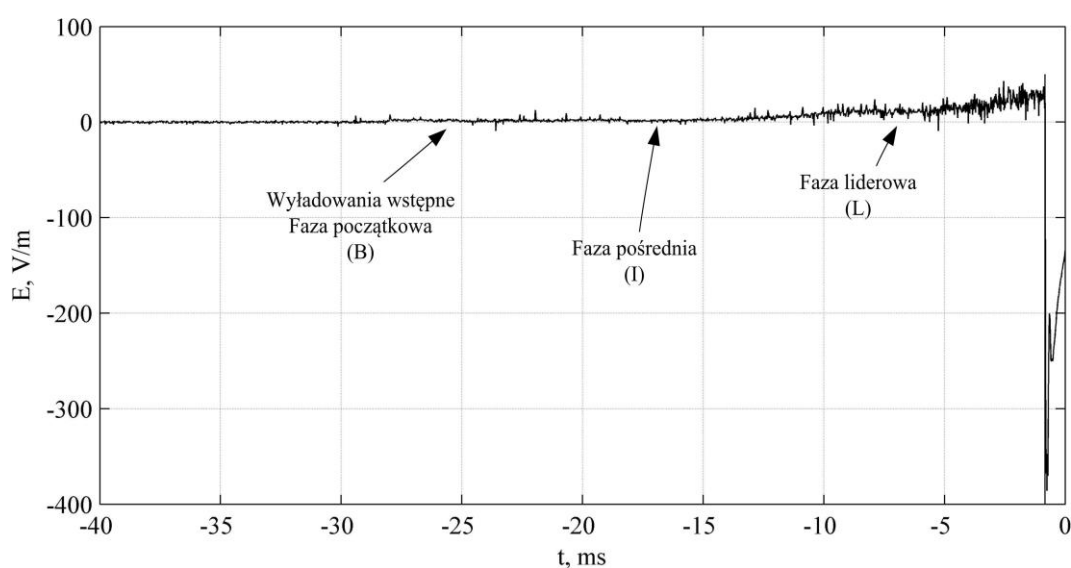
Rys. 2.3. Przebieg typowego ujemnego wyładowania doziemnego [Uman, 1984]

Pierwszym etapem wyładowania są tzw. wyładowania wstępne w chmurze burzowej [Rakov, 2006]. W obszarach chmury, w których lokalne natężenie pola elektrycznego przekroczy 300 kV/m rozwijają się niewielkie strimery, które przemieszczają się jednocześnie w kierunku, gdzie rozlokowany jest ładunek przeciwnego znaku oraz ku podstawie chmury burzowej [Mazur, 2016]. Strimery łączą się tworząc większą strukturę zwaną liderem, który rozwija się w kierunku ziemi skokowo z prędkością około $10^5 - 10^6$ m/s [Howard, 2011]. Rozwojowi lidera skokowego towarzyszy formowanie kanału piorunowego oraz rozlokowanie ładunku ujemnego wokół cienkiego rdzenia kanału oraz jego gałęzi. Wraz ze zbliżaniem się wierzchołka lidera skokowego do ziemi natężenie pola wzrasta do wartości rzędu 1 MV/m [Rakov, 2013], na skutek czego z obiektów znajdujących się na powierzchni formują się lidery oddolne. Zmierzają one do połączenia się z liderem odgórnym. Proces połączenia [Lu, 2013] ma miejsce na wysokości od kilkudziesięciu do kilkuset metrów nad powierzchnią ziemi. Inicjuje on pierwszy przepływ w kanale pierwszego wyładowania głównego w postaci udaru wielkopiętowego, którego wartości szczytowe dochodzą do kilkudziesięciu, a nawet kilkuset kiloamperów [Heidler, 2008]. Prąd wyładowania głównego neutralizuje ładunek ujemny rozłożony w kanale podczas fazy lidera skokowego. Podczas tego procesu fala prądowa podlega tłumieniu [Rakov, 1998; Baba, 2005, Masłowski, 2010]. Teoretycznie wyładowanie mogłoby się już zakończyć, ale w większości przypadków po pierwszym udarze głównym następuje jeszcze średnio od trzech do pięciu kolejnych udarów [Rakov, 1990; Nag, 2016]. Udary te są poprzedzone tzw. liderem strzałowym [Crawford, 2001; Rakov, 2003]. Różnica w stosunku do lidera skokowego polega na tym, że jego ruch ku powierzchni ziemi odbywa się bez charakterystycznych skoków oraz efektu gałęziowania, głównie z uwagi na to, iż rozwija się w uprzednio zjonizowanym już kanale [Conti, 2008]. Pierwsze wyładowanie główne oraz kolejne wyładowania główne mogą inicjować przepływ długotrwałego prądu o relatywnie niewielkiej amplitudzie rzędu kilkuset amperów, ale za to czasie trwania dochodzącym nawet do 500 ms [Martinez, 2016]. Prąd ten jest związany zatem z transportem dużej ilości ładunku do ziemi w porównaniu z wyładowaniami głównymi, które posiadają wprawdzie duże wartości szczytowe, ale czas ich trwania wynosi zaledwie 3 ms. Czasami kanał jest na tyle dobrze zjonizowany, że podczas procesu wyładowania mogą pojawiać się tzw. składowe typu M prądu piorunowego [Rakov, 2001]. Nazwa wywodzi się od pierwszej litery nazwiska odkrywcy tych składowych. Ocenia się, że są one efektem odbić fali prądowej wyładowania głównego od zakończeń kanału piorunowego. Oprócz wymienionych wyżej faz wyładowania atmosferycznego w wielu rejestracjach pola elektrycznego można

zaobserwować pomiędzy poszczególnymi udarami głównymi tzw. procesy typu J oraz K [Brook, 1977]. Odpowiadają one za rozprawdzenie oraz neutralizację kolejnych porcji ładunku w chmurze burzowej przed kolejnymi liderami strzałowymi i wyładowaniami głównymi. Duża intensywność tych zjawisk świadczy o neutralizacji coraz to dalej położonych w chmurze burzowej centrów ładunku elektrycznego. Poszczególne fazy wyładowania zostały szczegółowo scharakteryzowane w kolejnych podrozdziałach. W szczególności przedstawiono te ich parametry, które są istotne z punktu widzenia realizacji celów pracy, to jest z identyfikacją i analizą wybranych składowych wyładowania atmosferycznego zarejestrowanych na stacji w Rzeszowie.

2.1.2. Wyładowania wstępne oraz faza lidera

Wyładowania wstępne to procesy wyładowcze w chmurze burzowej prowadzące do uformowania się lidera skokowego. Pierwsze hipotezy o istnieniu tego zjawiska pojawiały się w oparciu o wideo-rejestracje efektów świetlnych występujących w chmurach [Golde, 1967]. W wyniku rozwoju metod detekcji, takich jak interferometria [Lojou, 2009] zwiększyły się możliwości akwizycji wysokoczęstotliwościowych przebiegów piorunowych. Pozwoliło to na bezpośrednią obserwację procesów inicjujących wyładowanie z wykorzystaniem anten pola elektrycznego w zakresie fal VHF [Shao, 1996; Mardiana, 2000; Morimoto, 2004]. Obecnie funkcjonuje wiele modeli tego procesu, przy czym najbardziej prawdopodobnym jest tzw. mechanizm B-I-L (ang. Breakdown-Intermediate-Leader) [Clarence, 1957]. Koncepcja ta znajduje potwierdzenie w licznych rejestracjach piorunowego pola elektrycznego (rys. 2.4).



Rys. 2.4. Mechanizm rozwoju wyładowań wstępnych oraz fazy lidera [Clarence, 1957].
Rejestracja: stacja Rzeszów, 06.07.2015 r. 21:53:47.509343 UTC

Rejestracja zamieszczona na rys. 2.4 przedstawia trzy główne fazy wyładowania zaliczane do mechanizmu B-I-L występujące tuż przed pierwszym wyładowaniem głównym. Parametry dotyczące tej fazy wyładowania podano w tab. 2.1. Cały proces rozpoczyna się w chmurze burzowej i jest związany z tworzeniem strimerów, które w przypadku wystarczająco dużego natężenia pola elektrycznego rzędu 0,15 MV/m [Rakov, 2003] rozwijają się lawinowo z powierzchni cząsteczek tzw. krupy lodowej wzdłuż linii sił pola. W obszarze dużego zagęszczenia tych linii, po przekroczeniu granicznej wartości pola elektrycznego 1,5 MV/m może nastąpić przekształcenie strimerów w lider skokowy

Tab. 2.1. Parametry wyładowań wstępnych oraz fazy lidera [Rakov, 2003]

Wyładowania wstępne (wyładowania doziemne)	
Czas trwania impulsu, μs	20-40
Odstęp pomiędzy impulsami, μs	70-130
Wyładowania wstępne (wyładowania w chmurach)	
Czas trwania impulsu, μs	50-80
Odstęp pomiędzy impulsami, μs	600-800
Regularne paczki impulsów	
Czas trwania impulsu, μs	1-2
Odstęp pomiędzy impulsami, μs	5-7
Impuls NBP (ang.: Narrow Bipolar Pulse)	
Czas trwania impulsu, μs	10-20
Lider skokowy	
Całkowity czas trwania, ms	35-100
Prędkość propagacji, m/s	$2 \cdot 10^5$
Długość skoku, m	50
Czas trwania skoku, μs	20-50
Średni prąd, A	100-200
Ładunek całkowity, C	5
Potencjał elektryczny, MV	50
Lider strzałowy	
Całkowity czas trwania, ms	1-2
Prędkość propagacji, m/s	$(1-2) \cdot 10^7$
Średni prąd, A	1000
Ładunek całkowity, C	1
Potencjał elektryczny, MV	15

[Mazur, 2016]. Intensywnym procesom strimerowym towarzyszą serie mikrosekundowych impulsów. W przypadku wyładowań doziemnych najczęściej mają one charakter bipolarny i polaryzację zgodną z polaryzacją następującego po nich udaru wyładowania głównego [Nag, 2009a]. W przypadku wyładowań wewnątrz- oraz międzymurowych polaryzacja ta jest zazwyczaj przeciwna.

Po fazie wyładowań wstępnych trwającej typowo od 2 ms do 10 ms następuje zmniejszenie gradientu obserwowanego pola elektrycznego. Jest ono związane ze stopniowym dopływem ładunku ujemnego do tworzącego się kanału piorunowego. Proces przejściowy, oznaczony literą „I” na rys. 2.4, może trwać nawet do 400 ms. Bazując na rejestracjach wykonanych na stacji w Rzeszowie otrzymano maksymalne czasy do 200 ms [Masłowski, 2014].

Ostatnia faza, oznaczona literą „L” na rys. 2.4, obrazuje intensywny wzrost pola elektrycznego wynikający z propagacji lidera skokowego w kierunku ku ziemi. W tym przypadku obserwowane są również szybkie impulsy pola elektrycznego, przy czym wynikają one głównie z dynamicznego rozmieszczania ładunku ujemnego w licznych gałęziach bocznych kanału piorunowego [Clarence, 1957; Nag, 2017]. Jest to istotny fakt w kontekście prawidłowego określenia parametrów kanału piorunowego, gdyż lokalizacja przestrzenna i czasowa źródła impulsowego pola elektrycznego w bezpośredni sposób wpływa na dokładność wyznaczenia prądu związanego z przebiegiem tego pola. Należy więc pamiętać, że impulsy obserwowane w fazie „B” mechanizmu B-I-L powinny być kojarzone z początkiem kanału piorunowego znajdującym się w chmurze burzowej, podczas gdy impulsy obserwowalne w fazie „L” z obszarem właściwego kanału piorunowego uformowanego pomiędzy chmurą i ziemią.

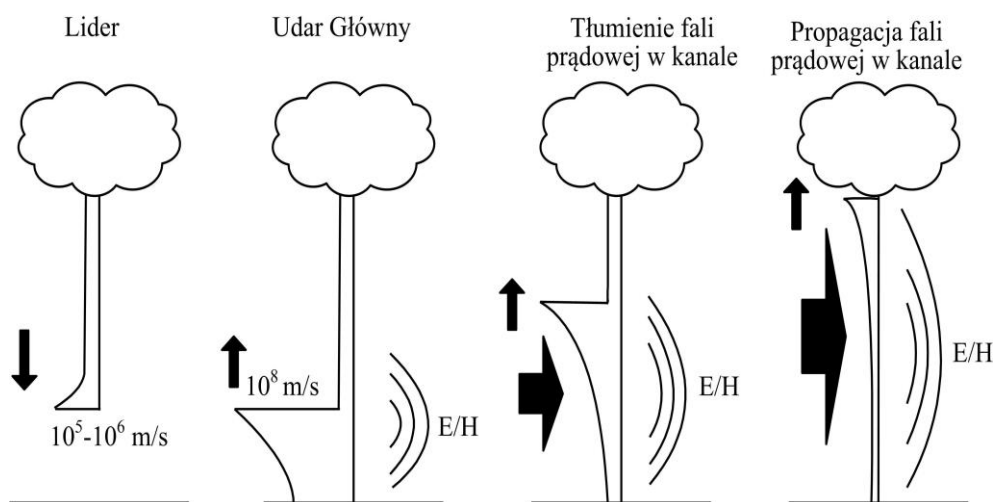
2.1.3. Udar prądowy pierwszego i kolejnych wyładowań głównych

Pierwsze wyładowanie główne jest najbardziej charakterystycznym oraz stosunkowo najczęściej badanym zjawiskiem piorunowym [Berger, 1975; Rakov, 2003; Takami, 2007; Schoene, 2010]. Na skutek połączenia skokowego lidera odgórnego z oddolnym w kanale następuje przepływ prądu rzędu kilkudziesięciu do kilkuset kiloamperów. Ładunek rozłożony wzdłuż kanału w fazie lidera jest neutralizowany przez falę prądową poruszającą się od ziemi ku chmurze, jak na rys. 2.5. W wyniku przemieszczania się tego udaru w górę podlega on stopniowemu tłumieniu [Baba, 2005, Javor, 2016]. Podobna sekwencja lider – udar wielkoprądowy może powtarzać się nawet do kilkudziesięciu razy w trakcie jednego wyładowania atmosferycznego [Rakov, 1990a].

Zazwyczaj wartość szczytowa pierwszego wyładowania głównego wynosi około 30 kA, podczas gdy wartości szczytowe kolejnych kilku lub kilkudziesięciu wyładowań głównych osiągają wartości 10-15 kA (tab. 2.2). W przypadku wyładowań dodatnich (rys. 2.2) prąd wyładowania głównego osiąga największe wartości dochodzące nawet do 300 kA, przy czym wartość typowa pierwszego wyładowania dodatniego to około 35 kA [Rakov, 2012].

Tab. 2.2. Parametry wyładowań głównych oraz wielokrotnych [CIGRE, 2012]. W nawiasach zaznaczono wartości graniczne dla prawdopodobieństwa 5% oraz 95%

Wyładowania doziemne ujemne	
<i>Pierwszy udar główny</i>	
Prąd szczytowy, kA	30 (13-80)
Ładunek, C	5,2 (1,1-24)
Czas trwania czoła, μs	5,5 (1,8-18)
Maksymalna wartość di/dt , kA/ μs	12 (5,5-32)
Czas trwania udaru, μs	75 (30-200)
Całka ($\int i^2 dt$), A^2s	$5,5 \cdot 10^4$ ($0,6 \cdot 10^4$ - $55 \cdot 10^4$)
<i>Kolejny udar główny</i>	
Prąd szczytowy, kA	12 (4,6-30)
Ładunek, C	1,4 (0,2-11)
Czas trwania czoła, μs	1,1 (0,22-4,5)
Maksymalna wartość di/dt , kA/ μs	40 (12-120)
Czas trwania udaru, μs	32 (6,5-140)
Całka ($\int i^2 dt$), A^2s	$6 \cdot 10^3$ ($0,55 \cdot 10^3$ - $52 \cdot 10^3$)
Wyładowania doziemne dodatnie	
Prąd szczytowy, kA	35 (4,6-250)
Ładunek, C	80 (20-350)
Czas trwania czoła, μs	22 (3,5-200)
Maksymalna wartość di/dt , kA/ μs	2,4 (0,2-32)
Czas trwania udaru, μs	230 (25-2000)
Całka ($\int i^2 dt$), A^2s	$6,5 \cdot 10^5$ ($0,25 \cdot 10^5$ - $150 \cdot 10^5$)
Wyładowania wielokrotne (polaryzacja ujemna)	
Odstęp pomiędzy udarami, ms	33 (7-150)
Ilość udarów na wyładowanie	4 (1-26)
Czas trwania wyładowania, ms	13 (0,15-1100)
Czas trwania wyładowania z wyłączeniem wyładowań pojedynczych, ms	180 (31-900)



Rys. 2.5. Propagacja fali prądowej w kanale piorunowym

W tab. 2.2 przedstawiono typowe parametry charakteryzujące poszczególne fazy wyładowania wielokrotnego, czyli składającego się z co najmniej dwóch wyładowań głównych, przy czym szacuje się, że około 80% wszystkich wyładowań to właśnie wyładowania wielokrotne [Cooray, 1994; Saraiva, 2010; Ballarotti, 2012; Baharudin, 2014a]. Warto jednak zaznaczyć, że rejestracje piorunowe prowadzone aktualnie oraz w przeszłości na stacjach w Rzeszowie i Warszawie wskazują, że w obszarze klimatu umiarkowanego, w jakim znajduje się Polska, udział wyładowań wielokrotnych może być znacząco mniejszy.

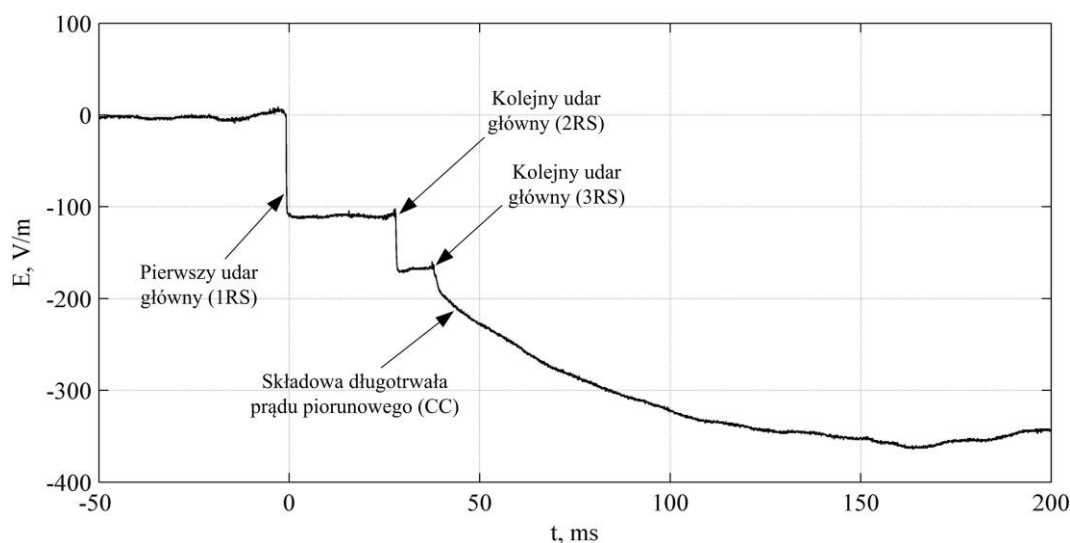
Z przedstawionych w tab. 2.2 danych między innymi wynika, że pierwsze wyładowanie główne różni się od kolejnych wyładowań głównych nie tylko wartością szczytową prądu piorunowego, ale również kształtem fali prądowej. Przykładowo dla pierwszego ujemnego wyładowania głównego normatywnie przyjmuje się stosunek czasu narastania czoła do czasu do półszczytu równy $1/200$ μ s, dla pierwszego dodatniego wyładowania głównego $10/350$ μ s, natomiast dla kolejnych udarów ujemnych $0,25/100$ μ s [PN-EN 62305, 2011]. Rzeczywiste parametry czasowe tych składowych, wynikające z dotychczas przeprowadzonych w różnych krajach rejestracji wykazują jednak znaczną zmienność tych parametrów [Berger, 1975; Visacro, 2004; Diendorfer, 2009].

Z punktu widzenia algorytmów detekcji oraz identyfikacji zaproponowanych w niniejszej pracy istotne są głównie parametry czasowe określające stromość narastania prądu piorunowego oraz przedziały czasowe pomiędzy poszczególnymi wyładowaniami głównymi, które są bezpośrednio odwzorowane w obserwowanym polu elektrycznym, co znacząco ułatwia detekcję poszczególnych faz wyładowania atmosferycznego.

2.1.4. Prąd długotrwały

Prąd długotrwały to składowa wyładowania atmosferycznego o natężeniu do kilkuset amperów oraz czasie trwania od kilku do kilkuset milisekund płynąca w kanale piorunowym zjonizowanym przez poprzedzający ją udar wielkoprądowy wyładowania głównego [Rakov, 2003]. Z uwagi na znaczny ładunek przenoszony przez tą składową uważa się, że jest ona odpowiedzialna za termiczne efekty wyładowania [Fisher, 1977; Chisholm, 2001, Latham, 2001]. Warunkiem koniecznym do jej wystąpienia jest wstępnie zjonizowany kanał piorunowy. Normatywnie prąd długotrwały jest aproksymowany przebiegiem prostokątnym o stałej wartości natężenia [PN-EN 62305, 2011]. W rzeczywistych przebiegach składowa ta może wykazywać znaczącą zmienność. Ze względu na kształt, obecnie można wyróżnić sześć typów tej składowej [Fisher, 1993; Diendorfer, 2003]. Cechą wspólną wszystkich tych typów jest charakterystyczne „wybrzuszenie” widoczne w zarejestrowanych przebiegach pola elektrycznego (rys. 2.6).

Ze względu na czas trwania można wyróżnić trzy typy prądu długotrwałego. Czas 3 ms jest umowną granicą pomiędzy udarem wyładowania głównego, a prądem długotrwałym [Rakov, 2003]. Dla czasów od 3 ms do 10 ms przyjmuje się prąd długotrwały typu I [Ballarotti, 2005]. W przypadku przedziału od 10 ms do 40 ms w kanale płynie składowa prądu długotrwałego typu II, natomiast powyżej 40 ms to prąd długotrwały typu III [Brook, 1962]. Rozpatrując wyładowania ujemne, w większości przypadków spotyka się bardzo krótkie lub krótkie prądy długotrwałe (typ I lub II). Tylko 27% rejestracji to prądy długotrwałe typu III [Medeiros, 2012]. W przypadku wyładowań dodatnich prąd długotrwały jest typowym zjawiskiem. Do 97% wszystkich rejestracji



Rys. 2.6. Składowa prądu długotrwałego widoczna w przebiegach piorunowego pola elektrycznego. Rejestracja: stacja Rzeszów, 17.05.2014 r. 12:02:36.UTC

wyładowań dodatnich zawiera składową prądu długotrwałego, z czego 68% to prądy typu III [Schumann, 2012]. Znaczący udział procentowy prądu długotrwałego w tego rodzaju wyładowaniach może wynikać z bardziej zjonizowanego kanału będącego efektem przepływu znacznie większych udarów głównych. Oprócz kształtu przebiegu pola elektrycznego o wystąpieniu tej składowej świadczy charakterystyczne, intensywne rozświetlenie kanału piorunowego widoczne podczas rejestracji wideo z wykorzystaniem szybkich kamer cyfrowych. Znaczne tłumienie efektów świetlnych wynikające z trudnych warunków atmosferycznych podczas burzy może być przyczyną niedoszacowania parametru częstości występowania prądu długotrwałego, zwłaszcza w przypadku częściej występujących wyładowań ujemnych. Dlatego też wiarygodne wyniki rejestracji wideo można uzyskać jedynie w zakresie odległości do 50 km od kamery [Saba, 2006a].

Wybrane parametry prądu długotrwałego przedstawiono w tab. 2.3. Typowa wartość natężenia prądu długotrwałego wyznaczona na podstawie danych z wielu niezależnych ośrodków badawczych wynosi 321 A. Dla wyładowań ujemnych może się ona zmieniać w zakresie od 22 A do 1400 A, natomiast w przypadku wyładowań dodatnich od 400 A do nawet 35000 A [Schumann, 2012]. Długi czas trwania oraz relatywnie stała wartość natężenia prądu determinuje transfer znacznego ładunku

Tab. 2.3. Parametry składowej długotrwałej prądu piorunowego [Rakov, 2003; CIGRE, 2012]. W nawiasach zaznaczono wartości graniczne dla prawdopodobieństwa 5% oraz 95%

Składowa prądu długotrwałego	
Prąd szczytowy (wyładowania ujemne), A	199 (45-788)
Prąd szczytowy (wyładowania dodatnie), A	400-35800
Czas trwania, ms	3-500
Częstość występowania (wyładowania ujemne), %	20-50
Częstość występowania prądu (wyładowania dodatnie), %	52-97
M-komponenty	
Prąd szczytowy, A	121 (20-757)
Ładunek, mC	131 (33-377)
Czas trwania czoła, μ s	415 (102-1785)
Czas do półszczytu, μ s	800 (192-3580)
Czas trwania pojedynczego M-pulsu, ms	2 (0,6-7,6)
Czas trwania całej sekwencji M-pulsów, ms	7,7 (0,7-156)
Odstęp pomiędzy M-komponentami, ms	4,9 (0,8-23)

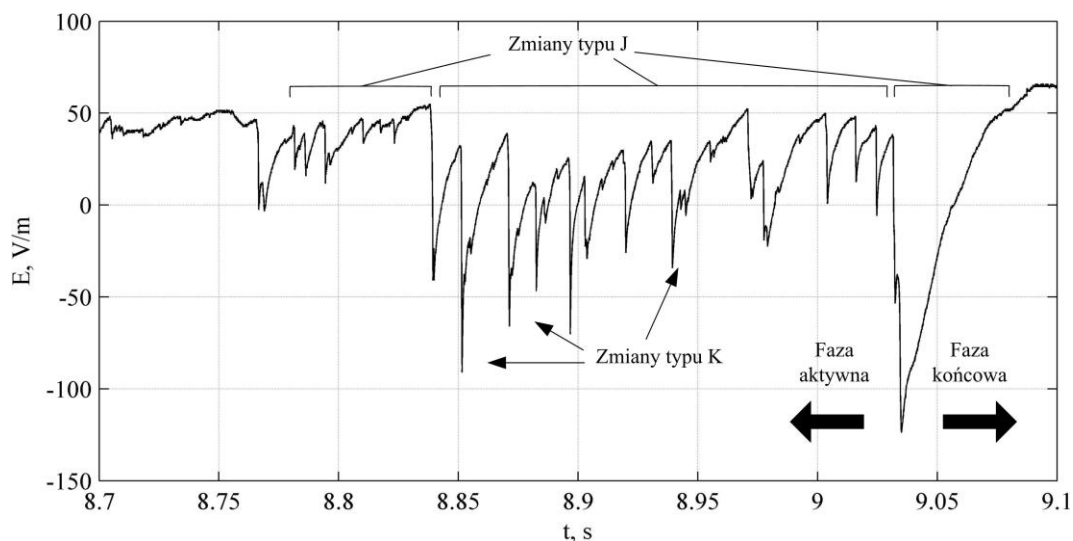
wynoszącego od kilku do kilku tysięcy kulombów. Ponadto w dobrze zjonizowanym kanale prąd długotrwały podlega relatywnie niewielkiemu tłumieniu. Jest to podstawowa różnica w stosunku do modelu propagacji prądu wyładowania głównego.

Na potrzeby zaproponowanych w pracy algorytmów identyfikacji istotne są właśnie parametry czasowe prądu długotrwałego. Warunkują one odpowiedni dobór szerokości okna podczas analizy z wykorzystaniem krótkoczasowej transformaty Fouriera [Oppenheim, 1999]. Niewielkie wartości szczytowe osiągane przez prądy długotrwałe w porównaniu do poprzedzającego prądu wyładowania głównego stanowią często problem w procesie identyfikacji pola elektrycznego generowanego przez tą składową.

2.1.5. Wyładowania w chmurach burzowych

Wyładowania w chmurach stanowią około 75% całkowitej aktywności burzowej. Z tego powodu szczególnie istotna jest właściwa filtracja tego typu zjawisk w kontekście analizy wyładowań doziemnych. Niewłaściwa identyfikacja może prowadzić do znacznych błędów związanych z analizą zafałszowanych danych z systemów lokalizacji wyładowań atmosferycznych. Z uwagi na duże wartości szczytowe pola elektrycznego wyładowań występujących w blisko położonych chmurach [Baharudin, 2014b], mogą one być mylnie interpretowane, jako udary typu chmura-ziemia. Typowy przebieg wyładowania w chmurze burzowej przedstawiono na rys. 2.7.

W przypadku wyładowań w chmurach można wyróżnić dwie fazy: wczesną (aktywną) oraz późną (końcową) [Rakov, 2003]. Faza wczesna może trwać od kilku do kilkuset milisekund. Jest ona związana z rozwojem tzw. dwukierunkowego lidera, którego



Rys. 2.7. Typowy przebieg wyładowania wewnątrz-/między-chmurowego. Rejestracja systemu LLDN [Łoboda, 2009]: stacja Warszawa, 19.07.2015 r. 18:17:53.374435 UTC

dotadnia część rozwija się w kierunku ujemnie naładowanego obszaru chmury. W przeciwnym kierunku przemieszcza się ujemna część lidera, penetrując regiony z ładunkiem dodatnim. Przejście z fazy wczesnej do końcowej wynika z utraty połączenia pomiędzy liderem dodatnim oraz ujemnym i jest uważana za początek lidera skokowego. Faza późna odpowiada za transport ładunku ujemnego z dalszych obszarów chmury burzowej w kierunku źródła wyładowania. Z tego powodu często jest nazywana również fazą J (ang.: Junction). W czasie tych relatywnie powolnych procesów obserwowane są szybkie zmiany typu K związane z dodatkowymi strimerami [Brook, 1977; Mazur, 2016]. Często towarzyszą tym zjawiskom paczki szybkich impulsów pola elektromagnetycznego. Dlatego też rejestracje tego procesu wyglądają podobnie do mechanizmu lidera skokowo-strzałowego obserwowanego w przypadku wyładowań doziemnych [Qie, 2002; Guimaraes, 2016]. Czas trwania pojedynczego impulsu wynosi 50-80 μs i jest on średnio dwukrotnie dłuższy niż w przypadku procesów wstępnych zachodzących podczas wyładowań doziemnych. Odstęp czasowy pomiędzy poszczególnymi impulsami wynoszący 600-800 μs jest znacząco większy od obserwowalnego dla wyładowań doziemnych (70-130 μs). Najbardziej charakterystyczną cechą z punktu widzenia identyfikacji jest początkowa polaryzacja impulsów. Jest ona zazwyczaj przeciwna w przypadku wyładowań występujących tylko w chmurach oraz zgodna dla wyładowań doziemnych [Rakov, 2003]. W przypadku tzw. wyładowań kompaktowych w chmurach mogą wystąpić bardzo szybkie impulsy oznaczane w skrócie jako NBP (ang.: Narrow Bipolar Pulse) [Eack, 2004, Ahmad, 2014] o wartości szczytowej pola przewyższającej nawet wartości szczytowe od wyładowań głównych. Mogą one być efektywnie wykrywane z wykorzystaniem widm spektralnej gęstości mocy [Karnas, 2016b].

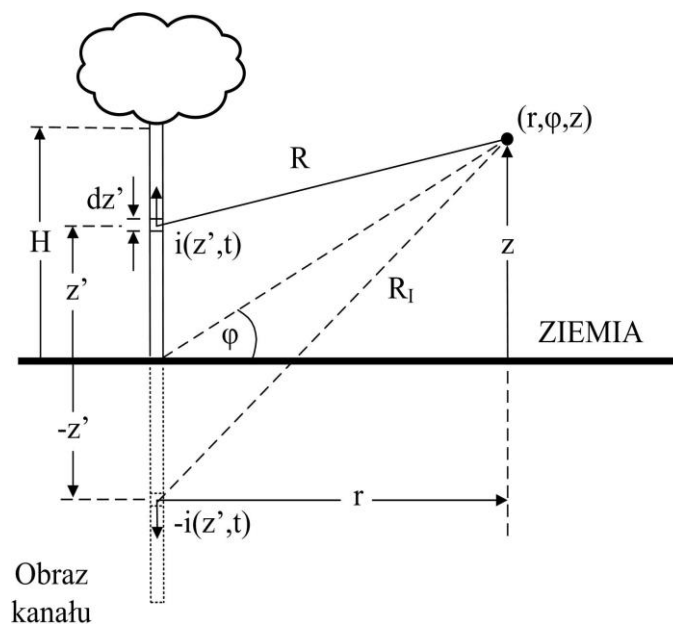
2.2. Metody oraz systemy lokalizacji wyładowań

W podrozdziale przedstawiono najważniejsze zagadnienia związane z algorytmami stosowanymi we współczesnych systemach detekcji oraz lokalizacji wyładowań atmosferycznych. Przedstawiono również modele propagacji prądu w kanale piorunowym uwzględniające tłumienie udaru wyładowania głównego (p. 2.2.1). Modele te są podstawą do sformułowania równań opisujących propagację pola elektrycznego złożonego z trzech składowych: elektrostatycznej, indukcyjnej oraz radiacyjnej (p. 2.2.2). Następnie przedstawiono współcześnie stosowane metody lokalizacji wyładowań: magnetyczną MDF (ang.: Magnetic Direction Finding), czasu propagacji TOA (ang.: Time Of Arrival) oraz opartą o interferometrię (p. 2.2.3). Opisano również najważniejsze aspekty dotyczące systemów lokalizacji wyładowań atmosferycznych (p. 2.2.4).

2.2.1. Modelowanie kanału piorunowego

Podstawowy model geometryczny kanału piorunowego został przedstawiony na rys. 2.8 [Nucci, 1990, Rakov, 2003]. Zazwyczaj przyjmuje się, że prąd płynie w górę w prostoliniowym i prostopadłym do powierzchni idealnie przewodzącej ziemi kanale piorunowym, tak jak w przypadku uderzenia głównego w wyładowaniu ujemnym. W wyniku tego założenia generowane pole elektromagnetyczne można wyznaczyć jako superpozycję dwóch pól: od rzeczywistego kanału oraz od jego obrazu, w którym płynie prąd w kierunku przeciwnym, jak na rys. 2.8 [Nucci, 1993]. Uproszczony kształt kanału jest uproszczeniem przyjmowanym we wszystkich algorytmach współczesnych systemów lokalizacji. Z drugiej strony z obserwacji wynika, że część kanału blisko powierzchni ziemi, wpływająca w największym stopniu na rejestrowane pole elektromagnetyczne, jest właśnie prostoliniowa i prostopadła do jej powierzchni. Wpływ konfiguracji geometrycznej na dokładność lokalizacji wyładowań atmosferycznych został przeanalizowany w pracy [Uman, 1980].

Zgodnie z nomenklaturą wprowadzoną w pracach [Masłowski, 2009, 2010] wszystkie modele wyładowania głównego wykorzystywane w praktyce inżynierskiej, czyli tzw. modele prądowe dzieli się na dwie grupy. Do pierwszej grupy zalicza się modele typu LCS (ang.: Lumped Current Source), natomiast do drugiej modele typu DCS (ang.: Distributed Current Sources) (tab. 2.4). Modele typu LCS to modele, w których źródło prądowe znajdujące się przy powierzchni ziemi generuje falę przemieszczającą się ku



Rys. 2.8. Model kanału piorunowego [Nucci, 1990]

Tab. 2.4. Modele prądowe wyładowania głównego [Masłowski, 2010]

Modele typu LCS	
<i>Model TL (Transmission Line Model)</i>	
$i(z', t) = i(0, t - z'/v)$	$\rho(z', t) = \frac{i(0, t - z'/v)}{v}$
<i>Model MTLL (Modified Transmission Line Model with Linear Attenuation)</i>	
$i(z', t) = \left(1 - \frac{z'}{H}\right) i(0, t - z'/v)$	$\rho(z', t) = \left(1 - \frac{z'}{H}\right) \frac{i(0, t - z'/v)}{v} + \frac{Q(z', t)}{H}$
<i>Model MTLE (Modified Transmission Line Model with Exponential Attenuation)</i>	
$i(z', t) = e^{-z'/\lambda} i(0, t - z'/v)$	$\rho(z', t) = e^{-z'/\lambda} \frac{i(0, t - z'/v)}{v} + \frac{e^{-z'/\lambda} Q(z', t)}{\lambda}$
Modele typu DCS	
<i>Model BG (Bruce-Golde)</i>	
$i(z', t) = i(0, t)$	$\rho(z', t) = \frac{i(0, t - z'/v_f)}{v_f}$
<i>Model TCS (Traveling Current Source)</i>	
$i(z', t) = i(0, t + z'/c)$	$\rho(z', t) = -\frac{i(0, t + z'/c)}{c} + \frac{i(0, t + z'/v^*)}{v^*}$
<i>Model DU (Diendorfer-Uman)</i>	
$i(z', t) = i(0, t + z'/c) +$ $+ i(0, z'/v^*) e^{-(t-z'/v_f)/\tau_D}$	$\rho(z', t) = -\frac{i(0, t + z'/c)}{c} +$ $- \left[\frac{i(0, z'/v^*)}{v_f} + \frac{\tau_D}{v^*} \frac{\partial i(0, z'/v^*)}{\partial t} \right] e^{-\frac{(t-z'/v_f)}{\tau_D}} +$ $+ \frac{i(0, z'/v^*)}{v^*} + \frac{\tau_D}{v^*} \frac{\partial i(0, z'/v^*)}{\partial t}$
$Q(z', t) = \int_{z'/v}^t i(0, \tau - z'/v) d\tau, \quad v^* = v(1 + v_f/c), \quad t \geq z'/v_f$	

chmurze, która ulega tłumieniu na skutek neutralizacji ładunku rozłożonego w fazie lidera [Uman, 1969; Rakov, 1987; Nucci, 1988]. Dla modeli DCS przyjmuje się, że źródło „wędruje” wraz z czołem udaru reprezentując prąd korony neutralizujący ten sam ładunek co w modelach LCS [Bruce, 1941; Heidler, 1985; Diendorfer, 1990]. Okazuje się, że z wykorzystaniem odpowiedniego równania ciągłości wyprowadzonego w pracy [Masłowski, 2007] można sprowadzić wszystkie modele typu DCS do modeli LCS i odwrotnie [Rachidi, 1990].

W kontekście proponowanych algorytmów obliczania prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego istotne jest, że w przypadku modeli LCS

prędkość propagacji fali prądowej v jest równa prędkości czoła udaru v_f . W bezpośredni sposób wpływa to na ciągłość prądu na czole fali prądowej, co ułatwia modelowanie zjawisk fizycznych na bazie rzeczywistych przebiegów pola elektrycznego. W modelach DCS prąd na czole zmienia się skokowo. Na podstawie tab. 2.4 niezwykle ważnym spostrzeżeniem jest również fakt, iż w przypadku modeli LCS człon odpowiadający za tłumienie jest niezależny od czasu. Zależy on jedynie od odległości od podstawy kanału. Pozwala to na znaczące uproszczenie zagadnienia odwrotnego, polegającego na obliczeniu prądu u podstawy kanału na podstawie zarejestrowanego pola elektrycznego bez uwzględniania efektów nieciągłości prądu.

2.2.2. Propagacja impulsu piorunowego wyładowania głównego

Na skutek przepływu prądu $i(z', t)$ wyładowania głównego w kanale piorunowym generowane jest pole elektromagnetyczne. Równania opisujące zmienność pola piorunowego w danym punkcie w funkcji prądu oraz odległości od kanału bazują na modelu opisanym w p. 2.2.1. Szczegółowe wyprowadzenie zostało przedstawione w pracy [Uman, 1975]. Z uwagi na dysponowanie wyłącznie rejestracjami pola elektrycznego, w tym podrozdziale skupiono się na tej właśnie składowej pola elektromagnetycznego. Równania (2.1) oraz (2.2) przedstawiają odpowiednio wzory opisujące zmienność składowej poziomej oraz pionowej pola elektrycznego

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^{+H} \left[\frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i\left(z', \xi - \frac{R}{c}\right) d\xi + \frac{3r(z-z')}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) + \frac{r(z-z')}{c^2R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] dz' \quad (2.1)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^{+H} \left[\frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i\left(z', \xi - \frac{R}{c}\right) d\xi + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) - \frac{r^2}{c^2R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} \right] dz' \quad (2.2)$$

gdzie E_r oraz E_z to odpowiednio składowa pozioma oraz pionowa piorunowego pola elektrycznego, r oznacza odległość od kanału piorunowego, z to wysokość punktu, w którym wyznaczane jest pole elektryczne, H oznacza wysokość kanału piorunowego, R to odległość pomiędzy punktem obserwacji a elementarnym fragmentem kanału dz'

znajdującego się na wysokości z' od powierzchni ziemi (rys. 2.8), ξ to pomocnicza zmienna całkowania po czasie t , ε_0 oznacza przenikalność elektryczną próżni, natomiast c to prędkość światła w próżni.

Równania zostały przedstawione w układzie cylindrycznym [Masłowski, 1999], znacznie bardziej dogodnym do dalszej analizy z uwagi na założoną symetrię układu. Składowa pionowa na powierzchni idealnie przewodzącej ziemi nie występuje, ponieważ pola od kanału rzeczywistego oraz jego obrazu znoszą się wzajemnie. Uwzględnienie stratnej ziemi jest związane z pojawieniem się składowej poziomej pola elektrycznego na powierzchni ziemi. Efekt ten został szczegółowo przeanalizowany w p. 5.4.

W piorunowym polu elektrycznym opisanym wzorami (2.1) i (2.2) można wyróżnić trzy składowe: elektrostatyczną, indukcyjną oraz radiacyjną. W funkcji odległości od kanału najszybciej zanika składowa elektrostatyczna, następnie składowa indukcyjna oraz radiacyjna, odpowiednio odwrotnie proporcjonalne do r^3 , r^2 , oraz r . W obecnie funkcjonujących systemach lokalizacji wyładowań wykorzystuje się głównie składową radiacyjną. W tym celu do dalszej analizy zazwyczaj wybierane są jedynie rejestracje uderów odległych o co najmniej kilkadziesiąt kilometrów od stacji, w których dominuje ta właśnie składowa. Pozwala to znacząco uprościć proces analizy, w szczególności wyznaczenia wartości szczytowej udaru [Betz, 2009b].

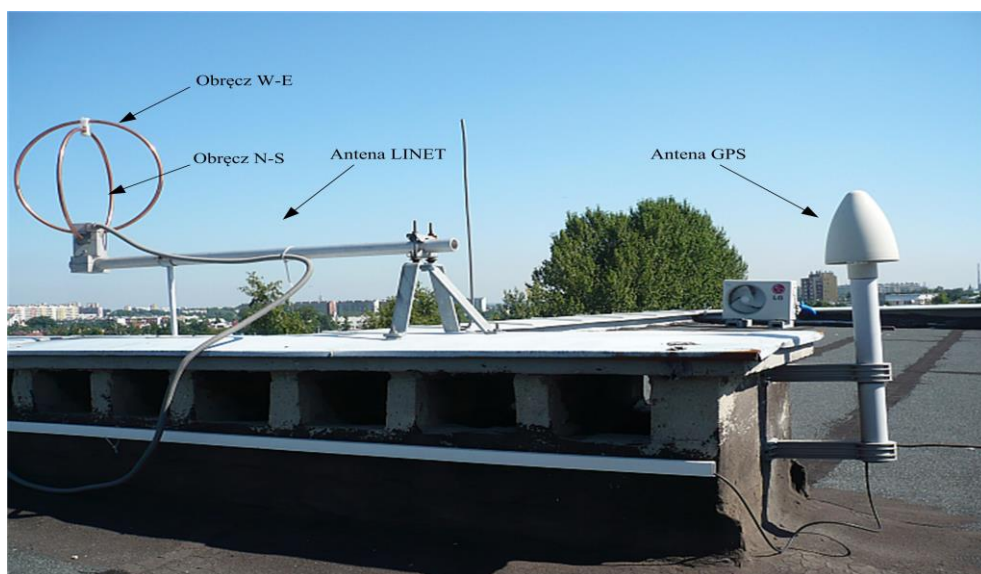
Zaproponowany w niniejszej pracy algorytm wyznaczania parametrów prądu wyładowania głównego u podstawy kanału wykorzystuje jednak wszystkie składowe pola elektrycznego, co znacząco rozszerza możliwości lokalizacji wyładowań atmosferycznych. Pozwala to zwiększyć precyzję wyznaczania parametrów udaru, również w przypadku wyładowań bliskich, dla których mniejszy jest wpływ efektów propagacji, takich jak tłumienie fali elektromagnetycznej. W przypadku składowej pionowej dla odległości do kilkunastu kilometrów efekt ten jest znikomy [Masłowski, 1999].

2.2.3. Metody lokalizacji wyładowań

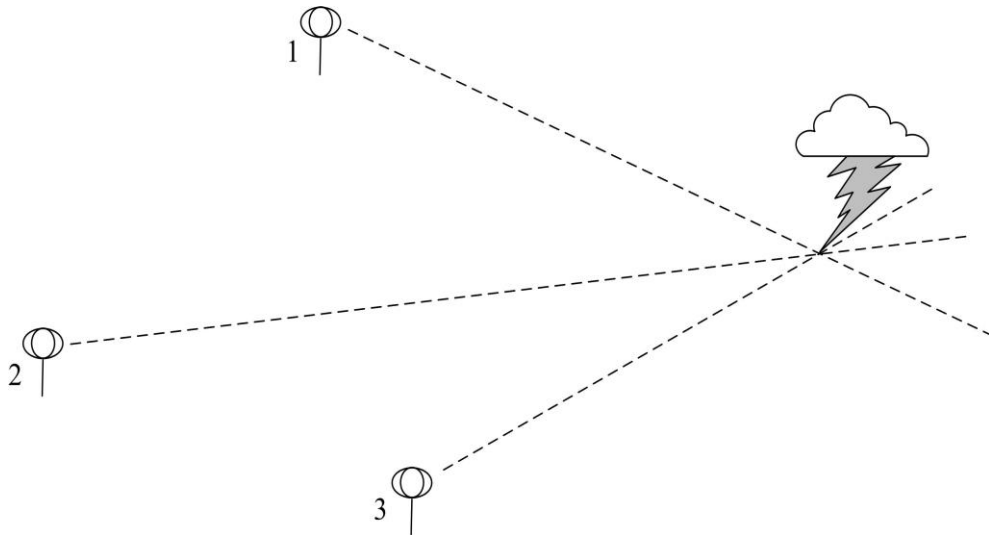
Obecnie istnieje wiele metod detekcji oraz lokalizacji wyładowań atmosferycznych wykorzystujących m.in. efekty optyczne, dźwiękowe, czy też elektromagnetyczne [MacGoorman, 1998]. Z uwagi na największe możliwości, najbardziej rozpowszechniły się metody oparte na detekcji pola elektromagnetycznego. Wyładowanie atmosferyczne promieniuje w bardzo szerokim zakresie fal od 1 Hz poprzez promieniowanie widzialne, aż do promieniowania rentgenowskiego (10^{20} Hz). Największa intensywność przypada w zakresie od 5-10 kHz i jest to związane z długością kanału piorunowego [Willet, 1990;

Masłowski, 2014] . Od pasma częstotliwości, w jakim pracuje system lokalizacji zależy bezpośrednio ilość informacji możliwej do uzyskania w trakcie rejestracji. Z częstotliwością skojarzona jest długość fali $\lambda=c/f$, a więc rozdzielczość przestrzenna rejestracji. W przypadku systemów o długiej podstawie czasu działających w zakresie VLF od 3 kHz do 30 kHz ($\lambda=100-10$ km) oraz VLF od 30 kHz do 300 kHz ($\lambda=10-1$ km), gdzie długość fali jest porównywalna z długością kanału piorunowego, możliwe jest jedynie wykrycie punktu uderzenia. Dla systemów operujących w paśmie VHF od 30-300 MHz ($\lambda=10-1$ m) cały kanał może być przedstawiony w przestrzeni 3D. Wymaga to jednak wykorzystania dużych mocy obliczeniowych oraz znacznych zasobów pamięci. W podrozdziale zostaną omówione trzy metody lokalizacji skojarzone z różnymi pasmami częstotliwości: metoda magnetyczna MDF, czasu propagacji TOA oraz metoda oparta na interferometrii.

W przypadku metody MDF lokalizację można określić na podstawie danych z co najmniej dwóch stacji. Sensor (rys. 2.9) składa się z dwóch obręczy umieszczonych prostopadle względem siebie oraz powierzchni ziemi. Najczęściej jedna obręcz jest zorientowana względem kierunku N-S (północ-południe), natomiast druga W-E (wschód-zachód). Podczas wyładowania w każdej pętli generowane jest napięcie zgodnie z prawem Faraday'a, proporcjonalne do kosinusa kąta pomiędzy wektorem pola magnetycznego a wektorem normalnym do powierzchni wyznaczonej obręczą. Stosunek napięć w obu obręczach zależy wprost proporcjonalnie do tangensa kąta pomiędzy kierunkiem północnym a kierunkiem źródła wyładowania. Koncepcja metody została przedstawiona na rys. 2.10.



Rys. 2.9. Sensor anteny systemu MDF na dachu budynku PRz



Rys. 2.10. Idea metody MDF lokalizacji wyładowań [Betz, 2009b]

Na podstawie wskazań pojedynczego sensora można określić jedynie kierunek, z którego promieniowane jest pole magnetyczne. W celu ustalenia lokalizacji potrzeba co najmniej dwóch sensorów. W praktyce do lokalizacji pojedynczego udaru zazwyczaj wykorzystywane jest od kilku do kilkudziesięciu stacji. Ostateczny wynik otrzymuje się stosując optymalizację nieliniową metodą najmniejszych kwadratów

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\phi_i - \phi_{mi})^2}{\sigma_{az,i}^2} \quad (2.3)$$

gdzie χ^2 oznacza błąd średniokwadratowy wyznaczenia azymutu udaru, ϕ_i to kierunek wyładowania obliczony dla i -tej stacji, ϕ_{mi} to kierunek wyładowania zarejestrowany przez i -tą stację, natomiast $\sigma_{az,i}^2$ to spodziewany błąd pomiarowy wyznaczenia kierunku dla i -tej stacji.

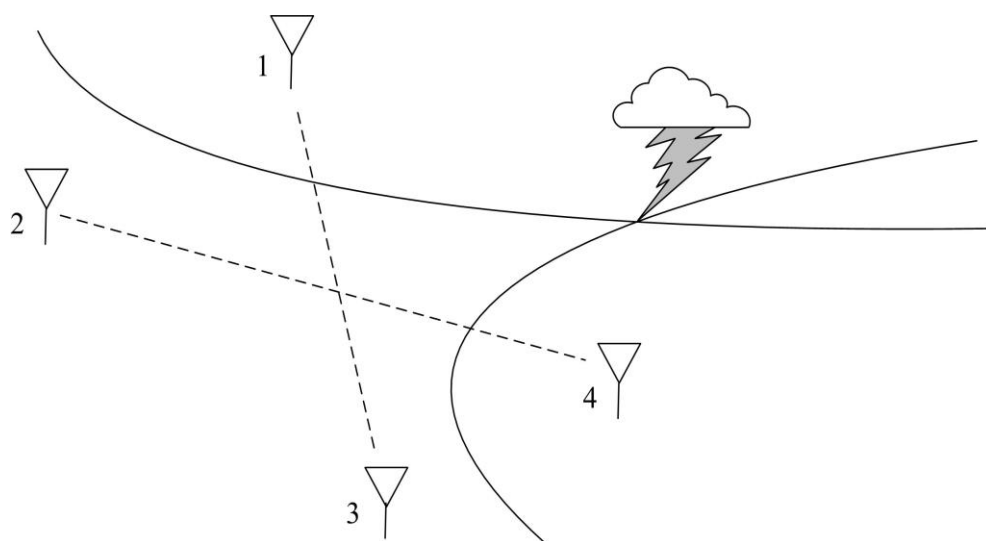
Ze względu na brak informacji o polaryzacji wyładowania, w metodzie MDF nie można bezpośrednio określić, po której stronie pętli sensora miało miejsce wyładowanie. W tym celu często dodatkowo stosuje się wspomagającą antenę pola elektrycznego, pozwalającą określić polaryzację wyładowania atmosferycznego.

Można wyróżnić dwie główne odmiany metody MDF: wąskopasmową oraz szerokopasmową. Metoda wąskopasmowa ma największe zastosowanie w detekcji odległych wyładowań [Horner, 1957]. Metoda ta pracuje w zakresie VLF od 5-10 kHz, gdzie tłumienie falowodu ziemia-jonosfera jest relatywnie niewielkie, a promieniowana energia wyładowania największa. Niestety dla odległości poniżej 200 km występują niepewności lokalizacji rzędu 10° [Nishino, 1974] wynikające z wpływu części kanału

piorunowego nachylonych pod kątem do powierzchni ziemi oraz tzw. odbić jonosferycznych [Jacobson, 2009].

W celu zredukowania błędów detekcji do poziomu 1° opracowano metodę szerokopasmową [Krider, 1976]. W tym przypadku rejestrowana jest jedynie początkowa część przebiegu pola do momentu osiągnięcia wartości maksymalnej. Pozwala to uniknąć wpływu odbić jonosferycznych zawsze występujących po osiągnięciu przez sygnał pierwszego maksimum. Pasma jest znacznie szersze, obejmuje zakres do 500 kHz. Jest to konieczne, aby dokładnie odwzorować moment, gdy pole osiąga wartość szczytową. Metoda ta stosowana jest m.in. w komercyjnym systemie LINET, który działa w całej Europie. Jedna z anten tego systemu jest zainstalowana na tym samym dachu budynku należącego do Politechniki Rzeszowskiej, co stacja badawcza rejestrująca pole elektryczne podczas burzy. Umożliwia to porównywanie i weryfikację danych z obydwu systemów [Karnas, 2013]. Zarówno metoda szerokopasmowa, jak i wąskopasmowa są wrażliwe na błędy wynikające z ukształtowania terenu oraz obecności wysokich obiektów, które osłabiają sygnał docierający do anteny lub modyfikują kierunek linii sił pola. Dlatego też w celu osiągnięcia możliwie najlepszych rezultatów należy zlokalizować sensory pola na obszarze o płaskim ukształtowaniu terenu [Mach, 1986].

Metoda TOA bazuje na różnicach w czasie propagacji pola elektromagnetycznego do poszczególnych anten. Idea metody została przedstawiona na rys. 2.11. Na podstawie zmierzonej różnicy czasowej pomiędzy stacjami można wyznaczyć hiperboloidę określającą wszystkie potencjalne lokalizacje źródeł wywołujące taką różnicę w czasach propagacji. Dysponując trzema stacjami można więc wykreślić co najmniej dwie krzywe,



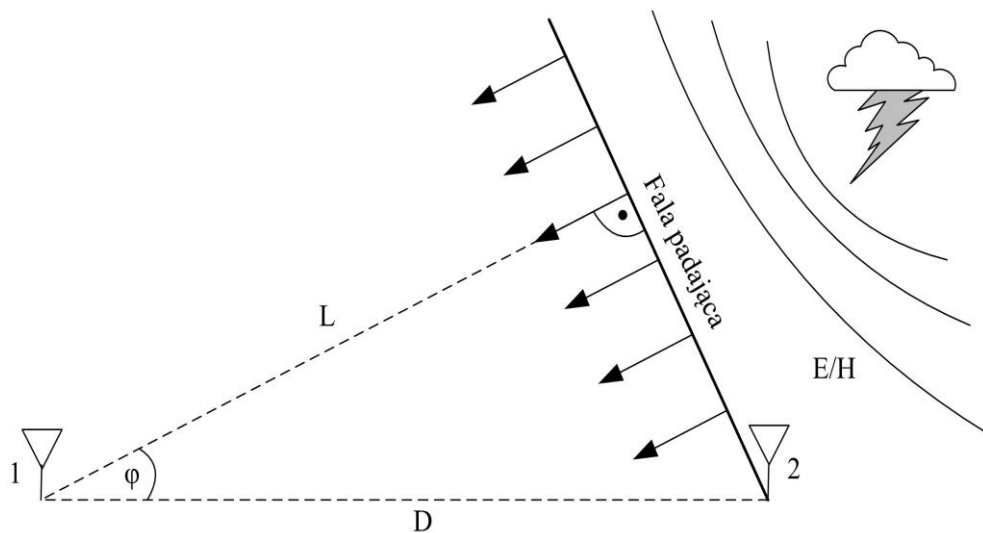
Rys. 2.11. Koncepcja lokalizacji wyładowań metodą TOA [MacGorman, 1998]

na których przecięciu lokalizuje się wyładowanie atmosferyczne. Możliwa jest również lokalizacja w przestrzeni 3D. Bardzo ważne jest prawidłowe rozmieszczenie stacji badawczych. Odległość pomiędzy stacjami zależy w głównej mierze od rozdzielczości czasowej systemu. Im mniejsze różnice czasowe możliwe do zidentyfikowania tym odległości mogą być mniejsze. Wymaga to zastosowania odbiorników synchronizowanych sygnałem GPS z dokładnością rzędu mikrosekund. Istotne jest również, aby stacje tworzyły swoistą siatkę. Warunkuje to korzystniejszy układ hiperboloid. W praktyce do określania lokalizacji wykorzystuje się jednorazowo od 5 do 15 stacji.

Ze względu na stosowaną podstawę czasu można wyróżnić trzy typy metody TOA, tj. o bardzo krótkiej, krótkiej oraz długiej podstawie czasu. W przypadku systemów o krótkiej [Proctor, 1971; Lennon, 1982] oraz bardzo krótkiej [Cianos, 1972; Taylor, 1978; Ray, 1987] podstawie czasu pracujących w zakresie VHF istnieje możliwość wizualizacji rozwoju kanału piorunowego w 3D. W tym celu powstało wiele stacji typu LMA (ang.: Lightning Mapping Array) [Rison, 1999]. Umożliwiają one nie tylko obserwację wyładowań doziemnych, ale także procesów wyładowczych w chmurach. Systemy o długiej podstawie czasu [Lewis, 1960] funkcjonują w paśmie od 4-45 kHz. Ze względu na duże odległości pomiędzy stacjami ich funkcje ograniczają się jedynie do lokalizacji punktu wyładowania.

W obecnym czasie największe znaczenie badawcze zyskują techniki interferometryczne [MacGorman, 1998; Lojou, 2009]. Idea działania jest podobna, jak w przypadku metod MDF i opiera się na wyznaczeniu kierunku, z którego promieniowana jest energia wyładowania. Podstawowa różnica to znacznie wyższe pasmo częstotliwości stosowane w tej metodzie. Zazwyczaj jest to zakres VHF/UHF od 300 MHz do 3 GHz. Do niedawna dominowały systemy wąskopasmowe, jednak postępujący rozwój elektroniki pozwolił na stworzenie również systemów szerokopasmowych posiadających znacznie lepszy stosunek S/N [Shao, 1996; Mariadna, 2000, Morimoto, 2004].

Typowa stacja wykorzystująca zjawisko interferencji fal elektromagnetycznych składa się z dwóch anten odległych od siebie od kilku do kilkunastu metrów (rys. 2.12). Sygnał o długości fali λ jest rejestrowany równocześnie przez anteny w postaci paczek impulsów pochodzących od szybkozmiennych procesów wyładowczych. Następnie poprzez filtr wąskopasmowy jest podawany na wejście detektora fazy. Na wyjściu



Rys. 2.12. Wyznaczanie kierunku metodą interferometrii [MacGorman, 1998]

otrzymuje się sygnał napięciowy proporcjonalny do przesunięcia fazowego α obu sygnałów

$$\alpha = \frac{2\pi L}{\lambda} \quad (2.4)$$

gdzie L oznacza odległość pomiędzy czołem fali padającej a dalszym detektorem, w chwili, gdy fala elektromagnetyczna dociera do bliższego detektora (rys. 2.12).

Kąt przeliczany jest na kierunek Θ , z którego zarejestrowano sygnał piorunowy

$$\Theta = \arccos \frac{\alpha \lambda}{2\pi D} \quad (2.5)$$

gdzie D to odległość pomiędzy antenami interferometrycznymi (rys. 2.12).

Dla wyznaczenia pełnej lokalizacji 3D źródła potrzeba co najmniej trzech stacji. Podobnie, jak w przypadku metod TOA o krótkiej podstawie czasu, stacje interferometryczne często grupuje się w macierze LMA rejestrujące najbardziej złożone procesy w chmurach burzowych [IAMAS/IUGG, 2014].

2.2.4. Systemy lokalizacji wyładowań

W podrozdziale zostały przedstawione wybrane przykłady współcześnie funkcjonujących systemów detekcji oraz lokalizacji wyładowań. W szczególności skupiono się na przybliżeniu możliwości obecnych systemów lokalizacji poprzez porównanie parametrów, takich jak: efektywność detekcji wyładowań doziemnych i efektywność detekcji poszczególnych doziemnych wyładowań głównych, ilości niezidentyfikowanych rejestracji, dokładności lokalizacji oraz błędzie wyznaczania

wartości szczytowej prądu. Określenie powyższych parametrów dla danego systemu nie jest zadaniem łatwym, zwłaszcza w odniesieniu do wyładowań w chmurach. Systemy funkcjonujące w paśmie VLF-HF mogą być w prosty sposób weryfikowane z wykorzystaniem równoległe działających systemów VHF. Dokładność lokalizacji systemów VHF, w szczególności macierzy LMA, jest największa i często służy, jako wartość referencyjna. W przypadku określania wartości szczytowej prądu najbardziej wiarygodnym odniesieniem są bezpośrednie rejestracje tego parametru dokonane z wykorzystaniem przyrządów pomiarowych zainstalowanych na wysokich obiektach np. na nadajnikach telekomunikacyjnych [Takami, 2007; Diendorfer, 2009]. Należy jednak pamiętać, że nawet wyspecjalizowane systemy VHF nie są w stanie zarejestrować pełnej aktywności burzowej. Podstawowym ograniczeniem jest wrażliwość torów pomiarowych oraz możliwości akwizycji znacznej ilości danych w trakcie intensywnej burzy.

Obecnie na świecie funkcjonuje ponad 60 różnych systemów lokalizacji wyładowań [Rakov, 2003; Cummins, 2009; Betz, 2009a; Stolzenburg, 2012]. Systemy te można podzielić na trzy zasadnicze grupy: systemy o zasięgu lokalnym (VLF-HF), systemy o zasięgu globalnym (VLF) oraz macierze LMA (VHF).

Systemy o zasięgu lokalnym są najbardziej rozpowszechnione. Stanowią kompromis pomiędzy mniej dokładnymi systemami globalnymi a złożonymi LMA. Znajdują zastosowanie komercyjne, głównie na potrzeby monitorowania obszarów zagrożonych wyładowaniami np.: lasów, lotnisk czy też systemów elektroenergetycznych. Jednym z takich systemów jest NLDN (ang.: U.S. National Lightning Detection Network). Pracuje on w paśmie od 400 Hz – 400 kHz. Obejmuje on ponad 100 stacji odległych od siebie o około 350 km [Cummins, 2009]. Rejestracje wykorzystują kombinację metod MDF oraz TOA. Wyładowania doziemne oraz wewnątrzchmurowe są rozróżniane z wykorzystaniem wartości szczytowej wyliczonego prądu [Rakov, 2005; Orville, 2008; Cummins, 2009]. Prąd obliczany jest na bazie empirycznej formuły otrzymanej na podstawie badań wyładowań sztucznie inicjowanych. Efektywność wykrywania wyładowań wynosi od 76% do 92% w zależności od regionu [Biagi, 2007; Fleenor, 2009]. Efektywność wykrywania udarów doziemnych to 76% do 91% [Jerauld, 2005; Nag, 2011]. W przypadku wyładowań w chmurach efektywność jest niewielka i wynosi od 10-20% [Cummins, 2009]. Należy jednak zauważyć dużą wykrywalność tzw. kompaktowych wyładowań międzychmurowych CID (ang.: Compact Intracloud Discharge) [Nag, 2010a]. Wynosi ona 95% [Nag, 2010b]. Średnia dokładność lokalizacji w przypadku NLDN to 308 m z największym obserwowanym błędem 4,2 km. W przypadku wartości szczytowej

prądu to odpowiednio 13% oraz 60%. Należy zauważyć, że powyższe charakterystyki zostały zweryfikowane na podstawie wyładowań sztucznie prowokowanych, a więc w głównej mierze odnoszą się do kolejnych udarów wyładowań głównych.

Innym systemem lokalnym jest LINET (ang.: LLightning Detection NETwork). Jest to system obejmujący głównie obszar Europy [Wojtas, 2013; Betz, 2014]. Obecnie składa się on ze 130 anten rozmieszczonych w odległości 200-250 km. Wykorzystywane pasmo to 1-200 kHz. System wykorzystuje zarówno metodę TOA, jak i metodę MDF do dodatkowej weryfikacji. Identyfikacja wyładowań w chmurach odbywa się na podstawie rejestracji najbliższego sensora i ma sens, gdy odległość nie przekracza 100 km. Błąd lokalizacji wynosi około 150 m. Wartość szczytowa prądu jest natomiast obliczana na podstawie analizy składowej radiacyjnej pola elektromagnetycznego z wykorzystaniem anten odległych o ponad 100 km od wyładowania. Na rys. 2.13 przedstawiono przykładowy wydruk z bazy systemu LINET. Jest to typowy zestaw danych dla komercyjnego systemu lokalizacji. Można zauważyć, że brak w bazie informacji na temat identyfikacji wyładowań wstępnych, czy prądu długotrwałego. Nie ma tam także danych odnoszących się do widma częstotliwościowego związanego z prądem wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego. Wysokość źródła jest wyznaczana jedynie dla nielicznych udarów głównych. W przypadku braku możliwości określenia tego parametru w bazie przypisywana jest wartość zero (rys. 2.13).

Kolejnym ważnym systemem jest USPLN (ang.: U.S. Precision Lightning Network). Ta sieć anten wykorzystuje technikę TOA w zakresie VLF-LF i swoim działaniem obejmuje obszar całej Ameryki Północnej. Wykorzystuje ponad 100 sensorów pola elektrycznego. Efektywność detekcji udarów szacuje się na 95%, natomiast

timestamp	latitude	longitude	amplitude	type	height
20140112 02:19:17.442323	49.9611	20.0828	-6.3	1	0
20140112 02:19:17.482898	49.9611	20.0825	-11.2	1	0
20140112 02:19:17.506372	49.9613	20.0832	-5.5	1	0
20140112 02:19:17.512288	49.9606	20.0815	-5.9	1	0
20140112 02:19:17.520192	49.9608	20.0825	-6.8	1	0
20140112 02:19:17.529754	49.9609	20.0819	-8.5	1	0
20140112 02:19:17.550883	49.961	20.0833	-10.3	1	0

Rys. 2.13. Przykładowy wydruk z bazy danych komercyjnego systemu lokalizacji wyładowań LINET

dokładność lokalizacji na 250 m [Rakov, 2013]. Identyfikacja wyładowań w chmurach odbywa się z wykorzystaniem analizy widma częstotliwościowego i wartości szczytowych rejestrowanych sygnałów.

Kolejny system ENTLN (ang. Earth Networks Total Lightning Network) wykorzystuje pasmo ELF-HF od 1 Hz do 12 MHz i jego cechą charakterystyczną jest zaawansowany algorytm identyfikacji wyładowań doziemnych [Heckman, 2010]. Istnieje w nim możliwość przypisania poszczególnych udarów wyładowań głównych do określonego wyładowania. Efektywność detekcji wyładowań wynosi od 40-95% w zależności od regionu. W przypadku detekcji udarów doziemnych wyładowań głównych sięga ona 89%. Błąd lokalizacji to 687 m. Wartość szczytowa prądu może być wyznaczona z dokładnością 17%.

System WWLLN (ang.: World Wide Lightning Location Network) o zasięgu globalnym wykorzystuje zmodyfikowaną metodę TOA [Dowden, 2002]. W skład tego systemu wchodzi 57 anten rozmieszczonych na wszystkich kontynentach w średniej odległości około 5000 km. Rozmieszczenie sensorów wymusza wykorzystanie bardzo niskiego pasma częstotliwości 6-18 kHz. W bazie zapisywane są jedynie te wyładowania, które zostały wykryte przez co najmniej 5 stacji. Przydatność tego systemu można oceniać tylko w kontekście zmian klimatycznych, ponieważ efektywność wykrywania wyładowań wynosi 35%. Dokładność lokalizacji natomiast to zaledwie 4-5 km [Abarca, 2010]. Ponadto istotną rolę odgrywa zjawisko odbić jonosferycznych, które praktycznie uniemożliwia dokładne określenie wartości szczytowych prądów.

Kolejnym systemem o zasięgu globalnym jest system GLD360 (ang.: Global Lightning Dataset). Podobnie jak WWLLN funkcjonuje on w paśmie VLF. Wykorzystuje kombinowaną metodę TOA oraz MDF. System nie rozróżnia wyładowań w chmurach. Do identyfikacji udarów wykorzystuje informację o kształcie przebiegu czasowego rejestrowanego pola. Charakterystyki efektywności systemu zostały zweryfikowane w odniesieniu do sieci NLDN [Demetriades, 2010]. Efektywność detekcji określono na 86-92%, natomiast błąd lokalizacji na 10.8 km. Niezależne badania przeprowadzone z wykorzystaniem europejskiego systemu EUCLID wykazały odpowiednio 96% oraz 1.3 km [Ponjola, 2013]. Test efektywności z wykorzystaniem systemu NLDN powtórzono w 2013 roku [Said, 2013]. Otrzymano efektywność na poziomie jedynie 57% oraz błąd lokalizacji rzędu 2.5 km. Te wielkości wydają się być niezwykle interesujące w kontekście podobnych pomiarów z 2010 roku. Znaczące różnice w tym przypadku uwidaczniają

potrzebę ciągłej optymalizacji technik detekcji oraz identyfikacji wyładowań atmosferycznych w oparciu o algorytmy wykorzystujące jednocześnie różne metody ich lokalizacji.

Na zakończenie tego przeglądu należy wspomnieć o macierzach LMA [IAMAS/IUGG, 2014]. Są to najbardziej zaawansowane sieci lokalizacji zjawisk piorunowych. Z uwagi na niewielkie odległości pomiędzy stacjami rzędu 15-20 km, w głównej mierze służą celom badawczym. Wyjątkiem może być monitoring niewielkich obszarów typu: lotniska, stacje transformatorowo-rozdzielcze WN, czy obszary aglomeracji miejskich. W obrębie sieci LMA błędy lokalizacji poszczególnych źródeł to 6-12 m, a w przypadku kierunku równoległego oraz prostopadłego do powierzchni ziemi błąd waha się w granicach 20-30 m [Thomas, 2014].

2.3. Algorytm krótkoczasowej transformaty Fouriera

Krótkoczasowa transformata Fouriera STFT (ang.: Short-Time Fourier Transform) została wykorzystana w pracy w kilku zagadnieniach. Transformata krótkoczasowa pozwala na efektywną analizę przebiegów impulsowych. W niniejszej pracy transformata ta jest wykorzystywana głównie do analizy zarejestrowanego pola elektrycznego pod kątem identyfikacji składowych wyładowań atmosferycznych. Była ona również pomocna podczas filtracji zakłóceń pochodzących głównie od pobliskich linii zasilających oraz sygnałów radiowych. Ponadto algorytm STFT wykorzystano podczas analizy efektów propagacji elektromagnetycznej fali piorunowej nad stratną ziemią. W kolejnych podrozdziałach przedstawiono podstawowe pojęcia oraz wzory opisujące transformatę, a następnie opisano możliwe modyfikacje STFT. Na przykładzie analiz rejestracji pochodzących ze stacji w Rzeszowie dokonano następnie charakterystyki widm spektralnej gęstości mocy. Przedstawiono również obliczenia transformaty odwrotnej wykonane w autorskim programie wykorzystującym środowisko Matlaba.

2.3.1. Transformata STFT i jej postać dyskretna

Krótkoczasowa transformata Fouriera STFT jest przekształceniem znajdującym zastosowanie w analizie sygnałów zmiennych w czasie. Podstawowa zależność opisująca transformatę została przedstawiona za pomocą równania [Oppenheim, 1999]

$$S(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} w(t - \tau)x(t) e^{-j\omega t} dt \quad (2.6)$$

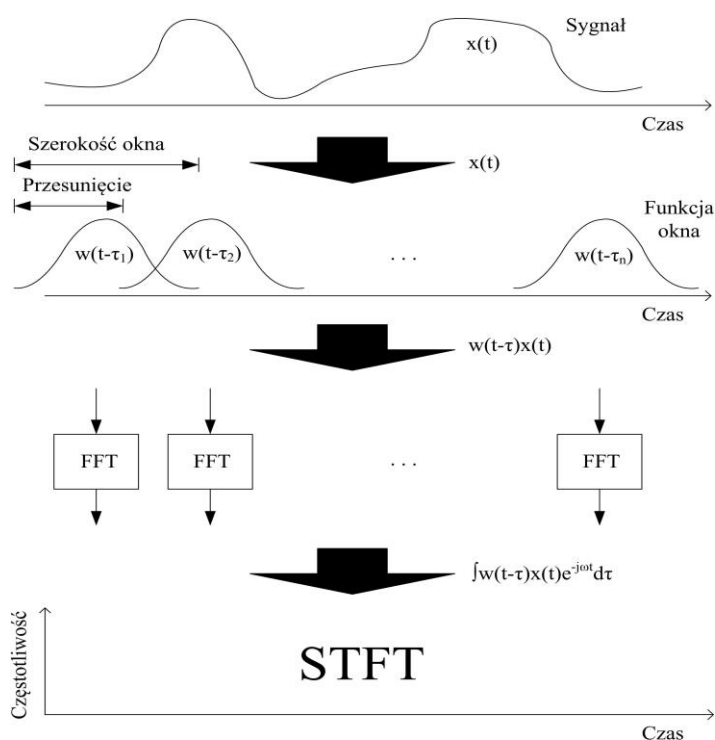
gdzie $S(\tau, \omega)$ określa krótkoczasową transformatę Fouriera, $w(t)$ to funkcja okna, natomiast $x(t)$ to funkcja podlegająca transformacji, ω symbolizuje pulsację, τ jest to natomiast parametr czasu występujący w dziedzinie STFT.

W swej istocie STFT bazuje na klasycznej transformacji Fouriera FFT [Heideman, 1985]. Różnicą w stosunku do FFT jest to, że sygnał $x(t)$ jest cyklicznie mnożony przez przemieszczające się okno czasowe $w(t-\tau)$. Obecność okna pozwala na zmniejszenie tzw. przecieku widmowego.

Praktyczne zastosowanie w standardowych pakietach oprogramowania znajduje dyskretna postać transformaty [Rabiner, 1978]

$$S[m, \omega] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} w[n - m]x[n]e^{-j\omega n} \quad (2.7)$$

gdzie $S[m, \omega]$, $w[n]$ oraz $x[n]$ to dyskretne odpowiedniki funkcji $S(\tau, \omega)$, $w(t)$, $x(t)$, natomiast parametry n oraz m to liczby naturalne odpowiadające kolejnym próbkom czasu t oraz parametru τ . Często sygnał jest dzielony tak, że poszczególne okna czasowe zachodzą na siebie. Wartość transformaty w takim wypadku jest średnią otrzymaną z pokrywających się przedziałów. Takie podejście zostało zastosowane w programie Matlab wykorzystywanym w pracy do analizy zarejestrowanych sygnałów [Mathworks, 2017]. Działanie transformaty STFT obrazuje poglądowo rys. 2.14.



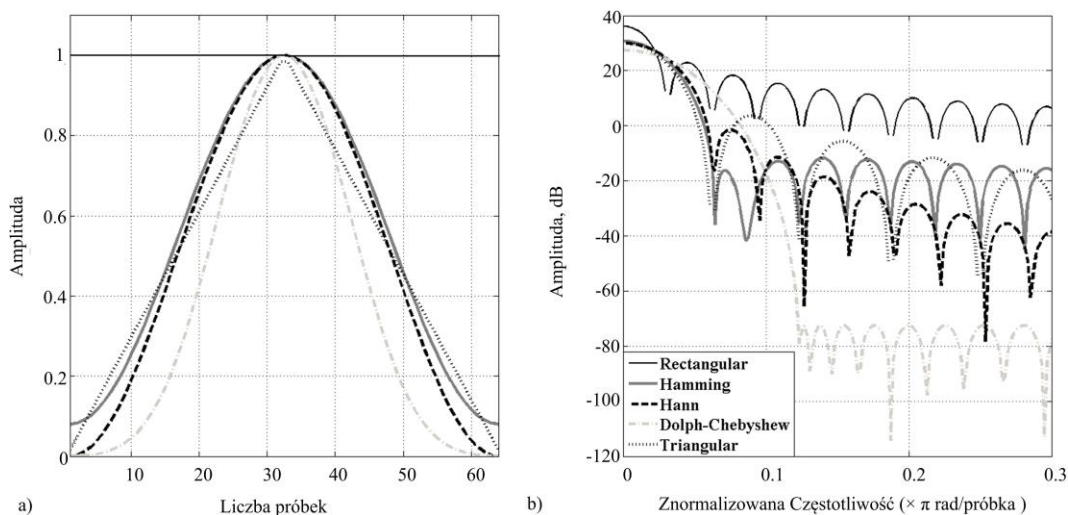
Rys. 2.14. Algorytm krótkoczasowej transformaty Fouriera [Oppenheim, 1999]

Odpowiedni dobór okna czasowego $w(t)$ ma bardzo istotny wpływ na jakość otrzymanych wyników. Funkcja opisująca to okno nie powinna jednak modyfikować energii sygnału, dlatego należy spełnić warunek

$$\int_{-\infty}^{+\infty} w(\tau) d\tau = 1 \quad (2.8)$$

Okno takie pozwala zredukować efekt rozmycia widma częstotliwościowego wynikający ze skończonej szerokości przedziału czasowego. Porównanie stosowanych często okien zostało przedstawione na rys. 2.15.

Można zauważyć, że pomimo bardzo podobnego kształtu tych okien w dziedzinie czasu, ich transformaty FFT znacząco się różnią usytuowaniem w widmie częstotliwościowym prążków centralnych oraz tzw. listków bocznych. Najczęściej stosowanym w praktyce oknem jest okno Hamminga [Harris, 1978]. Posiada ono optymalne proporcje pomiędzy szerokością prążka centralnego, a szerokością listków bocznych. Okno prostokątne posiada wprawdzie najwęższy prążek centralny, ale również największe prążki boczne. Można je zatem wykorzystywać tylko podczas stosowania ekstremalnie wąskich okien czasowych. Bardzo ciekawe jest okno Dolpha-Chebysheva [Lynch, 1997]. Posiada ono możliwość regulacji stosunku amplitud listków bocznych do amplitudy prążka centralnego. Niestety modyfikacja kształtu funkcji okna w dziedzinie czasu jest związana ze zwiększeniem szerokości prążka centralnego, co jest niekorzystne w kontekście uzyskania dużej rozdzielczości w dziedzinie częstotliwości. Tego typu rozwiązanie dobrze zachowuje się z kolei w przypadku stosowania szerokich okien czasowych. Jak wspomniano wyżej w pracy wykorzystano okno Hamminga, jako



Rys. 2.15. Porównanie wybranych funkcji okna: a) dziedzinie czasu; b) dziedzinie częstotliwości

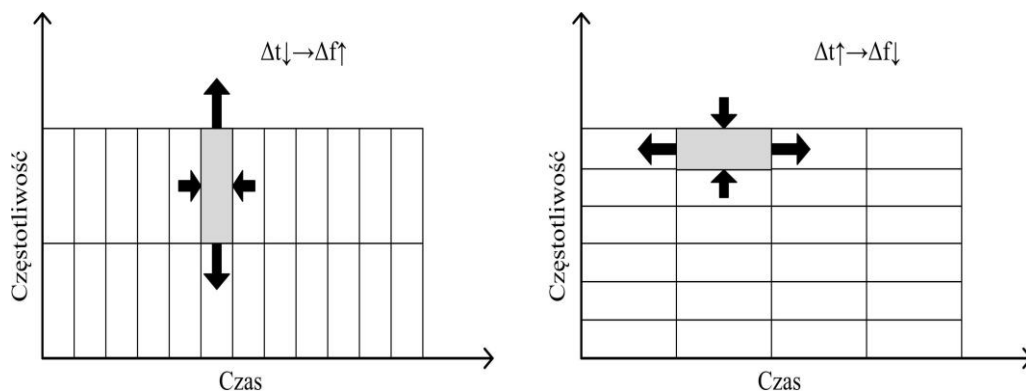
najbardziej uniwersalne podczas analizy przebiegów o różnym charakterze. W części algorytmów identyfikacji posłużono się również oknem prostokątnym, pozwalającym na analizę sygnałów wyładowań wstępnych z wykorzystaniem wąskiego okna czasowego.

Warto też wspomnieć, że transformata STFT posiada szereg ograniczeń mających swoje źródło w teorii nieoznaczoności Heisenberga [Busch, 2007]. W odniesieniu do tej transformaty można mówić o tzw. ograniczeniu Gabora [Feichtinger, 1998] polegającym na tym, że iloczyn odchyłeń standardowych sygnału w osi czasu i częstotliwości jest ograniczony. Kryterium to obrazuje rys. 2.16. Wraz ze zwiększaniem rozdzielczości w dziedzinie czasu przy tej samej szerokości okna ilość punktów FFT maleje. Wpływa to na zmniejszenie rozdzielczości częstotliwościowej. Zwiększanie natomiast rozdzielczości w osi częstotliwości wymusza zwiększenie ilości punktów FFT, co przy określonej częstotliwości próbkowania sygnału wymusza zwiększenie szerokości okna, a więc zmniejszenie rozdzielczości w dziedzinie czasu.

Transformata STFT posiada również górne i dolne ograniczenia częstotliwościowe. Ograniczenie górne wynika z warunku Nyquista [Grenander, 1959; Oppenheim, 1999]. Sygnały o częstotliwości równej lub większej od częstotliwości Nyquista f_{nqst} (2.9) podlegają aliasingowi. Warunek określający graniczną częstotliwość wynikającą z częstotliwości próbkowania f_p można zapisać jako

$$f_{nqst} = \frac{f_p}{2} \quad (2.9)$$

W celu uniknięcia tego efektu stosuje się dolnoprzepustowe filtry antyaliasingowe. Dolna częstotliwość graniczna f_{ray} nazywana również częstotliwością Rayleigh'a [Kleinfeld, 2014] zależy od szerokości zastosowanego okna czasowego T_w



Rys. 2.16. Kryterium Gabora w odniesieniu do STFT

$$f_{ray} = \frac{1}{T_w} \quad (2.10)$$

Z warunku (2.10) wynika, że transformatę STFT można stosować dla przebiegu okresowego, dla którego w zadanym oknie mieści się co najmniej jeden jego okres. Pozwala to na spełnienie warunku ortogonalności, który jest podstawowym kryterium poprawnego działania FFT.

2.3.2. Inne transformaty czasowo-częstotliwościowe

Krótkoczasowa transformata Fouriera nie jest jedynym przekształceniem umożliwiającym przedstawienie sygnału czasowego w dziedzinie czasowo-częstotliwościowej. Można wyróżnić co najmniej dwie inne popularne transformaty, tj. transformację falkową oraz wielomianową transformację Fouriera.

Transformata falkowa $T(a,b)$ przebiegu czasowego $x(t)$ [Mallat, 2009] jest bardzo podobna do STFT

$$T(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) x(t) dt \quad (2.11)$$

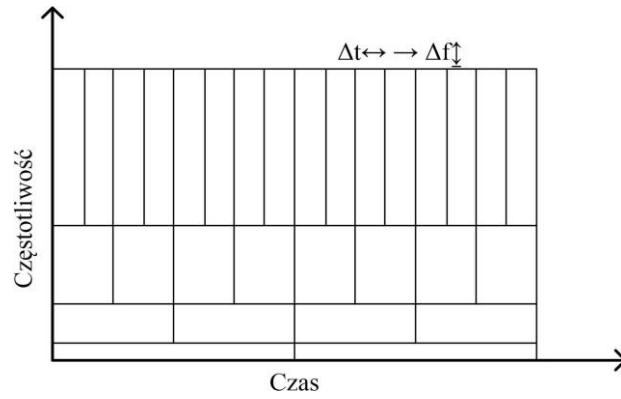
gdzie a oznacza parametr skalujący, b to parametr translacji, natomiast $\psi(t)$ to tzw. funkcja matka transformacji falkowej.

Transformata obrazuje splot funkcji $x(t)$ ze zmodyfikowaną funkcją matką. W transformacie falkowej funkcja matka $\psi(t)$ pełni podobną rolę do okna czasowego w transformacie STFT. Powinna ona spełniać kryterium ograniczoności oraz braku składowej stałej. We wzorze (2.11) parametrem czasu jest wielkość b , natomiast częstotliwości wielkość a . Parametr b pełni rolę czynnika translacji, natomiast a czynnika skalującego. Podstawową różnicą w stosunku do STFT jest to, że w transformacie falkowej okno czasowe zmniejsza swoją szerokość w funkcji częstotliwości. Zostało to zobrazowane na rys. 2.17.

Istnieją różne typy falek w zależności od sygnału, który podlega analizie [Favero, 1994]. W szczególnym przypadku, gdy funkcja matka jest zespolona to dla $a=1$ oraz $b=\tau$ transformata falkowa jest równoważna krótkoczasowej transformacie Fouriera [Anderson, 2017], czyli

$$\psi(t, a, b) = w(t) [\cos(a(t-b)) + j\sin(a(t-b))] \quad (2.12)$$

gdzie $w(t)$ to funkcja okna analogiczna, jak dla STFT z zależności (2.6).



Rys. 2.17. Wpływ parametru skalującego na rozdzielczość transformaty falkowej [Mallat, 2009]

Transformata falkowa jest w praktyce wyznaczana z wykorzystaniem FFT [Lilly, 2016]. Pomimo pozornie lepszej rozdzielczości czasowo-częstotliwościowej, podobnie jak STFT podlega kryterium Gabora. Z uwagi na zmienność szerokości okna wraz ze zmianą parametru a wyznaczenie transformaty odwrotnej [Mallat, 2009] staje się znacznie bardziej złożonym procesem. W przypadku STFT stałe okno pozwala zastosować podejście macierzowe zamiast wektorowe, co znacząco przyspiesza wyznaczanie transformaty odwrotnej w praktyce. Szybkość obliczeń jest niezwykle istotna z punktu widzenia identyfikacji w systemach czasu rzeczywistego, jakimi są współczesne systemy detekcji oraz lokalizacji wyładowań atmosferycznych. Z tego powodu w pracy wykorzystano ostatecznie algorytm krótkoczasowej transformaty Fouriera.

Kolejnym przekształceniem czasowo-częstotliwościowym jest wielomianowa transformata Fouriera LPFT [Katkovnik, 1995, 1996, 1998]. Znajduje ona również swoje zastosowanie w analizie przebiegów piorunowych [Rojas, 2016]. Ogólna postać transformaty została przedstawiona z wykorzystaniem następujących równań

$$L(t, \varpi) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau)x(t + \tau)e^{-j\theta(\tau, \varpi)}d\tau \quad (2.13)$$

$$\theta(\tau, \varpi) = \omega\tau + \frac{\omega_1\tau^2}{2} + \dots + \frac{\omega_{m-1}\tau^m}{m!} \quad (2.14)$$

$$\varpi = (\omega, \omega_1, \dots, \omega_{m-1}) \quad (2.15)$$

gdzie $L(t, \varpi)$ oznacza wielomianową transformatę fouriera, $h(\tau)$ to funkcja okna, $\theta(\tau, \varpi)$ to wielomian stopnia m wykładnika transformaty LPFT, τ to pomocniczy parametr czasowy całkowania, natomiast ϖ to wektor współczynników wielomianu $\theta(\tau, \varpi)$.

Można zauważyć, że LPFT używa w wykładniku funkcji eksponencjalnej wielomian, którego współczynniki pozwalają wprowadzić nieliniową zależność pomiędzy czasem i częstotliwością. Pozwala to na dokładniejsze odwzorowanie zmienności sygnału, którego częstotliwość może się zmieniać w obrębie każdego okna czasowego $h(\tau)$. Transformata zapewnia lepszy stosunek S/N od STFT przy zachowaniu podobnej złożoności transformaty odwrotnej [Li, 2011]. Podstawowym problemem występującym w tym przypadku jest znaczna złożoność obliczeniowa transformaty LPFT. Dla każdego kroku czasowego wymagane jest bowiem obliczenie współczynników ϖ . Zadanie to już w przypadku wielomianu stopnia drugiego $\varpi=(\omega, \omega_1)$ wymaga iteracyjnego poszukiwania rozwiązania równania (2.16).

$$\omega_1 = \operatorname{argmax} \left(\frac{\int |L(t, \omega, \omega_1)|^2 d\omega}{(\int |L(t, \omega, \omega_1)| d\omega)^{3/2}} \right) \quad (2.16)$$

Wymagane jest wielokrotne obliczenie LPFT z parametrem ω_1 . W przypadku wyższego rzędu wielomianu złożoność rośnie jeszcze bardziej. Podobnie jak w przypadku transformaty falkowej utrudnia to zastosowanie tego algorytmu na potrzeby analizy w czasie rzeczywistym przebiegów piorunowych.

2.3.3. Widmo spektralnej gęstości mocy

Transformata STFT jest najczęściej wykorzystana do obliczania tzw. widm spektralnej gęstości mocy PSD (ang.: Power Spectrum Density). Widma te powstają na bazie transformaty STFT poprzez podniesienie modułu pierwotnego widma $S(\tau, \omega)$ do kwadratu oraz przeskalowanie go w obszarze szerokości okna T , w którym jest liczona transformata FFT [Oppenheim, 1999]

$$P(\tau, \omega) = \frac{1}{T \int_{-T/2}^{+T/2} w(t) dt} |S(\tau, \omega)|^2 \quad (2.17)$$

gdzie $P(\tau, \omega)$ oznacza widmo spektralnej gęstości mocy obliczone na bazie krótkoczasowej transformaty Fouriera $S(\tau, \omega)$ dla zadanej w obszarze T funkcji okna $w(t)$, τ oraz ω to odpowiednio parametr czasowy oraz pulsacji dla widma PSD.

PSD może być to utożsamiane z wyznaczaniem rozkładu widmowej mocy chwilowej skojarzonej z danym sygnałem. Ze względu na znaczącą zmienność tej funkcji często stosuje się skalę logarytmiczną

$$P_{dB}(\tau, \omega) = 10 \log_{10} \left(\frac{P(\tau, \omega)}{P_{ref}} \right) \quad (2.18)$$

gdzie P_{dB} oznacza widmo PSD podane w skali logarytmicznej, natomiast P_{ref} to tzw. moc odniesienia. W przypadku sygnałów elektromagnetycznych najczęściej odnosi się ją do mocy wzorcowej $P_{ref}=1$ W. Jednostką widma jest wówczas dBW/Hz. Oznacza to, że amplituda widma wyraża moc wyznaczoną dla danej chwili czasowej przypadającą na określony przedział częstotliwości.

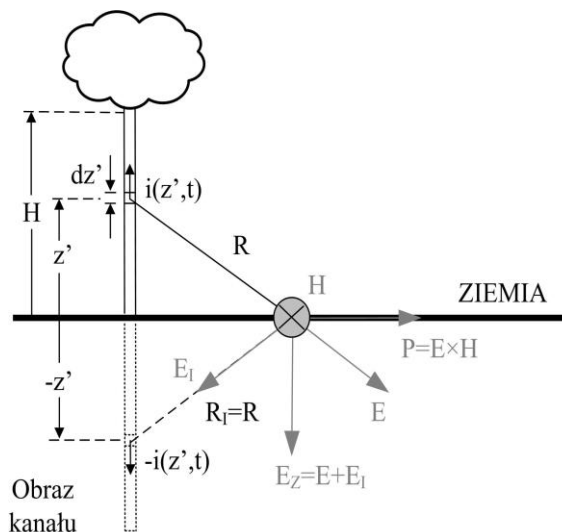
2.3.4. Gęstość mocy promieniowanej przez kanał piorunowy

W konkretnym przypadku wyładowań atmosferycznych moc promieniowaną przez kanał wyładowania piorunowego można opisać wektorem Poyntinga \mathbf{P} wyznaczonym z iloczynu wektorowego [Feynman, 1965]

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (2.19)$$

gdzie \mathbf{E} oraz \mathbf{H} to odpowiednio wektory natężenia pola elektrycznego oraz magnetycznego.

Rozpatrując falę rozchodzącą się przy powierzchni idealnie przewodzącej ziemi można stwierdzić, że wektor pola elektrycznego \mathbf{E} zawiera jedynie składową pionową E_z [Masłowski, 1999], natomiast wektor pola magnetycznego \mathbf{H} jest zwrócony jak na rys. 2.18. Wówczas kierunek wektora Poyntinga \mathbf{P} jest zgodny z kierunkiem rozchodzenia się fali elektromagnetycznej w przestrzeni. W celu wyznaczenia wartości wektora \mathbf{P} można posłużyć się zależnością na impedancję Z ośrodka, w którym rozchodzi się fala elektromagnetyczna



Rys. 2.18. Wektor Poyntinga przy powierzchni ziemi dla piorunowego pola elektromagnetycznego

$$Z = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + i\omega\varepsilon}} = \frac{E}{H} \quad (2.20)$$

gdzie σ oraz ε to odpowiednio przewodność oraz przenikalność elektryczna ośrodka, natomiast μ to przenikalność magnetyczna ośrodka, ω oznacza pulsację, j to jednostka urojona, natomiast E oraz H to odpowiednio wartości natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w punkcie obserwacji.

W przypadku próżni, czyli również w przybliżeniu dla powietrza, można założyć, że $\sigma=0$ i zależność (2.20) upraszcza się do postaci

$$Z_{pr} = \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{\varepsilon}} \approx \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{E_z}{H_\varphi} \quad (2.21)$$

gdzie Z_{pr} oznacza impedancję próżni, μ_0 oraz ε_0 to odpowiednio przenikalność magnetyczna oraz elektryczna próżni, E_z to składowa pionowa pola elektrycznego, natomiast H_φ to azymutalna składowa pozioma pola magnetycznego.

Po podstawieniu (2.21) do (2.19) można wyrazić moc promieniowania P w funkcji obserwowanego pola elektrycznego E_z

$$P = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} E_z^2 = 120\pi E_z^2 \quad (2.22)$$

Porównując (2.22) z (2.17) oraz (2.6) można zapisać zależność na gęstość widmową mocy pola elektromagnetycznego promieniowanego przez wyładowanie atmosferyczne

$$P(\tau, \omega) = \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{T \int_{-T/2}^{+T/2} w(t) dt} \left| \int_{-T/2}^{+T/2} w(t - \tau) E_z(t) e^{-j\omega t} dt \right|^2 \quad (2.23)$$

Zależność (2.23) opisuje więc widmo gęstości mocy wyznaczone na podstawie rejestracji składowej pionowej pola elektrycznego z wykorzystaniem anten rozmieszczonych przy powierzchni ziemi. W rozdziale 4 przedstawiono przykładowe widma PSD różnych typów wyładowań zarejestrowanych na stacji Rzeszowie, które zostały wyznaczone właśnie z wykorzystaniem formuły (2.23).

2.3.5. Zjawisko przecieku widmowego

Zjawisko przecieku widmowego [Lyon, 2009] jest niezwykle istotne z punktu widzenia analizy przebiegów szybkozmiennych. Przeciek widmowy jest to przenikanie częstotliwości związanych z danym sygnałem do innych częstotliwości widma. Powoduje to rozmycie widma, a w granicznym przypadku uniemożliwia identyfikację rzeczywistego widma sygnału. Główną przyczyną przecieku widmowego jest stosowanie okna czasowego o ograniczonej szerokości [Oppenheim, 1999]. W celu zmniejszenia przecieku stosuje się różne funkcje okna (rys. 2.15).

Przykładowo w przypadku zastosowania symetrycznego okna prostokątnego do analizy sygnału harmonicznego otrzymuje się rozwiązanie w postaci widma częstotliwościowego użytego okna przesuniętego o częstotliwość analizowanego sygnału. W przypadku okna prostokątnego $rect()$ widmo przybiera wówczas postać funkcji $sinc()$.

$$FFT\{rect(ax)\} = \frac{1}{|a|} sinc\left(\frac{\omega}{2\pi a}\right) \quad (2.24)$$

gdzie $FFT\{\}$ oznacza transformatę Fouriera, a to parametr skalujący, natomiast ω to pulsacja w przestrzeni FFT.

Dla sygnału zawierającego wiele składowych harmonicznym widma nakładają się, co dodatkowo utrudnia analizę. W rozdziale czwartym szczegółowo omówiono zjawisko przecieku oraz efekty wynikające ze skończonej częstotliwości próbkowania.

2.3.6. Transformata odwrotna STFT

W pracy jest stosowana także odwrotna transformata STFT [Rabiner, 1978] sygnałów piorunowego pola elektrycznego w celu wyznaczenia przebiegów czasowych na bazie przefiltrowanych widm czasowo-częstotliwościowych. Ze względu na brak wbudowanej funkcji w pakiecie Matlab, została przygotowana dedykowana funkcja $istft()$ w oparciu o definicję

$$S^{-1}(t) = \frac{1}{2\pi w(t-\tau)} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\tau, \omega) e^{j\omega t} d\omega = x(t) \quad (2.25)$$

gdzie $x(t) = S^{-1}(t)$ oznacza odwrotną krótkoczasową transformatę Fouriera funkcji $S(\tau, \omega)$, będącą odtworzonym przebiegiem czasowym $x(t)$, natomiast $w(t)$ to zastosowane w STFT okno czasowe.

W trakcie obliczania transformaty odwrotnej stosowano identycznie parametry, jak w przypadku transformaty prostej. Zastosowanie przykładowo innej szerokości okna T_w oraz stopnia FFT powodowałoby zdeformowanie przebiegów czasowych.

2.4. Filtr Kołmogorova-Zurbenko

Filtr Kołmogorova-Zurbenko [Yang, 2010] jest uogólnieniem filtru wędrującej średniej MA (ang.: Moving Average). Został opracowany na potrzeby analizy turbulencji obserwowanych na Oceanie Spokojnym, gdzie klasyczny algorytm FFT nie dawał poprawnych rezultatów [Zurbenko, 1986]. Ze względu na to, że filtr KZ bardzo dobrze zachowuje się w środowisku zaszumionym [Zurbenko, 1996; Close, 2011] oraz tam, gdzie występuje superpozycja zjawisk o odmiennym charakterze został on również wykorzystany w pracy do analizy przebiegów piorunowego pola elektromagnetycznego.

Podstawową strukturę filtru opisuje zależność

$$KZ_{m,k}[x(t)] = \sum_{s=-k(m-1)/2}^{k(m-1)/2} a_s^{m,k} x(t+s) \quad (2.26)$$

gdzie $KZ_{m,k}[\]$ oznacza filtr KZ o długości okna m oraz stopniu k , $a_s^{m,k}$ to współczynniki filtru, natomiast s to iteracyjna zmienna pomocnicza, $x(t)$ określa przebieg poddawany filtracji.

Współczynniki filtru

$$a_s^{m,k} = \frac{c_s^{m,k}}{m^k}, s = \frac{-k(m-1)}{2}, \dots, \frac{k(m-1)}{2} \quad (2.27)$$

są opisane poprzez rozwiązanie równania

$$\sum_{r=0}^{k(m-1)} z^r c_{r-k(m-1)/2}^{m,k} = (1+z+\dots+z^{m-1})^k \quad (2.28)$$

gdzie z oznacza główną zmienną wielomianu, $c_s^{m,k}$ to współczynniki tego wielomianu, natomiast r to iteracyjna zmienna pomocnicza.

Filtr posiada dwa parametry. Parametr m jest to długość okna filtru, natomiast k to stopień filtru. Parametr m określa więc liczbę punktów uśrednianych w czasie jednej operacji. k określa natomiast liczbę iteracji filtru MA. Filtr KZ jest stosunkowo łatwo adaptowalny komputerowo. W tym celu można go przedstawić w postaci iteracyjnej

$$KZ_{m,i}[x(t)] = \sum_{s=-(m-1)/2}^{(m-1)/2} \frac{KZ_{m,i-1}[x(t+s)]}{m} \quad (2.29)$$

Można zauważyć, że każda kolejna i -ta iteracja bazuje na przebiegu otrzymanym z wykorzystaniem filtru o stopień niższego.

W rozdziale czwartym wykazano, że filtr KZ należy do klasy filtrów dolnoprzepustowych. Widmo częstotliwościowe $B_{m,i}(\omega)$ tego filtru wyraża się zależnością [Yang, 2010]

$$|B_{m,i}(\omega)|^2 = \left(\frac{1}{m} \frac{\sin(\pi m \omega)}{\sin(\pi \omega)} \right)^{2k} \quad (2.30)$$

Podstawową różnicą w stosunku do filtru MA jest to, że lepiej tłumi częstotliwości powyżej częstotliwości granicznej [Yang, 2010]

$$f_{gr} = \frac{\sqrt{6}}{\pi} \sqrt{\frac{1 - (1/2)^{1/2k}}{m^2 - (1/2)^{1/2k}}} f_p \quad (2.31)$$

gdzie f_{gr} to częstotliwość graniczna filtru $KZ_{m,k}[\]$, natomiast f_p to częstotliwość próbkowania przebiegu poddawanego filtracji.

Z tego powodu filtr KZ umożliwia odseparowanie zjawisk szybkozmiennych takich, jak wyładowania wstępne w chmurze burzowej [Rakov, 2003; Nag, 2008], czy szum wysokoczęstotliwościowy, np. szum kwantyzacji [Jain, 1981] dodawany podczas rejestracji na etapie przetwarzania ADC (ang.: Analog to Digital Converter).

2.5. Zastosowanie transformaty Hilberta do analizy zjawisk piorunowych

W podrozdziale opisano własności transformaty Hilberta istotne z punktu widzenia algorytmów detekcji wyładowań atmosferycznych.

Transformata Hilberta $H\{x(t)\}$ [Oppenheim, 1999] funkcji $x(t)$ jest definiowana, jako spłot funkcji $x(t)$ z funkcją $h(t)=1/\pi t$

$$H\{x(t)\} = \hat{x}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (2.32)$$

Transformata odwrotna przyjmuje natomiast postać

$$H^{-1}\{\hat{x}(t)\} = x(t) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\hat{x}(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (2.33)$$

Transformując zależność (2.32) z wykorzystaniem FFT można stwierdzić, że transformata Hilberta sygnału $x(t)$, nie zmienia widma amplitudowego, ale wprowadza w dziedzinie Fouriera dla przebiegu $\hat{x}(t)$ przesunięcie fazowe $+90^\circ$ dla częstotliwości ujemnych oraz -90° dla częstotliwości dodatnich

$$H\{h(t)\} = \hat{h}(t) = -j \operatorname{sgn}(\omega) = \begin{cases} +j & \text{dla } \omega < 0 \\ 0 & \text{dla } \omega = 0 \\ -j & \text{dla } \omega > 0 \end{cases} \quad (2.34)$$

Zapewnia to wzajemną ortogonalność sygnału oraz jego transformaty. Własność ta jest często wykorzystywana w analizie sygnałów z wykorzystaniem tzw. sygnału analitycznego [Cohen, 1995]

$$a(t) = x(t) + j\hat{x}(t) \quad (2.35)$$

gdzie $a(t)$ oznacza zespolony sygnał analityczny, natomiast $x(t)$ oraz $\hat{x}(t)$ to odpowiednio sygnał oryginalny oraz jego transformata Hilberta, które są częścią rzeczywistą oraz urojoną sygnału analitycznego. Transformaty Hilberta dla wybranych sygnałów przedstawiono w tab. 2.5.

W praktycznym zastosowaniu dyskretna transformata Hilberta jest obliczana z wykorzystaniem FFT [Titchmarsh, 1948]. Algorytm opiera się na czterech głównych krokach [Marple, 1999]. Najpierw wyznaczana jest prosta transformata Fouriera dla sygnału $x(t)$. Wynik zapisywany jest w postaci wektora x . Następnie tworzona jest funkcja

Tab. 2.5. Transformaty Hilberta wybranych funkcji

Funkcja	Transformata
$\sin(t)$	$-\cos(t)$
$\cos(t)$	$\sin(t)$
$\delta(t)$	$\frac{1}{\pi t}$
$\operatorname{sinc}(t)$	$\frac{1 - \cos(t)}{t}$
$\operatorname{rect}(t)$	$\frac{1}{\pi} \ln \left(\frac{t + \frac{1}{2}}{t - \frac{1}{2}} \right)$
$\exp(it)$	$-i \exp(it)$

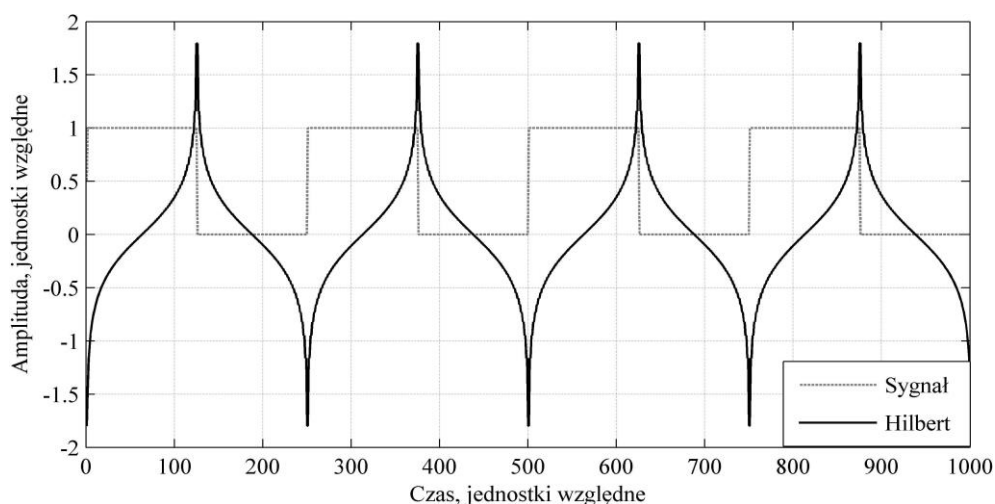
h opisana w (2.34). Trzecim krokiem jest obliczenie iloczynu dwóch wektorów x oraz h . Ostateczny rezultat otrzymywany jest z wykorzystaniem odwrotnej transformaty Fouriera.

Wykorzystanie transformaty Hilberta w przypadku analizy sygnałów piorunowych wynika w głównym stopniu z własności (2.34). Najczęściej, w szczególności w przetwarzaniu sygnałów radiowych, jest ona wykorzystywana do usuwania pewnych części widma, które zerują się na skutek sumowania przebiegów będących w przeciwfazie.

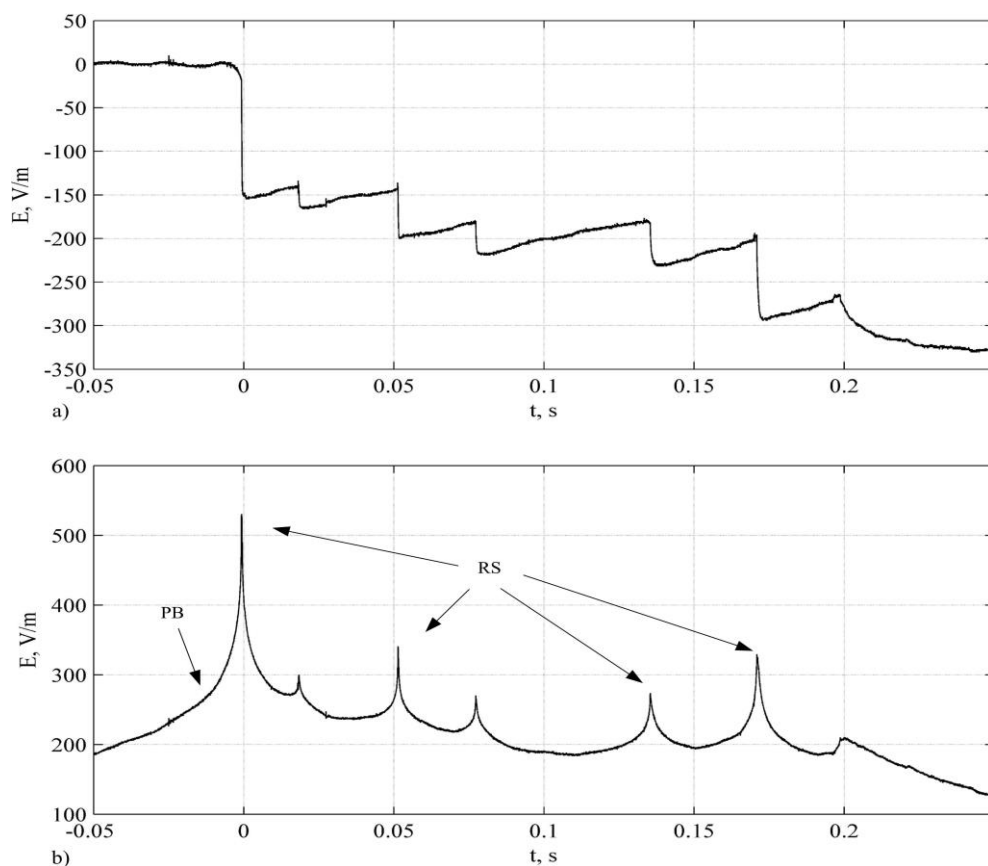
W pracy transformata została wykorzystana w nieco inny sposób. Na rys. 2.19 przedstawiono transformatę Hilberta typowego przebiegu prostokątnego. Można zauważyć, że transformata dobrze obrazuje zmianę fazy sygnału. Lokalne ekstrema funkcji wynikające ze zmiany charakteru przebiegu sygnalizują w precyzyjny sposób koniec oraz początek nowego zjawiska. W kontekście wyładowań piorunowych procesem tym może być przykładowo początek oraz koniec udaru wyładowania głównego lub wyładowań wstępnych w chmurze.

Na rys. 2.20 przedstawiono transformatę Hilberta dla pola elektrycznego typowych wyładowań wielokrotnych. Analizując rys. 2.20 można zauważyć, że ekstremom transformaty Hilberta odpowiadają poszczególne udary główne. Szybkość narastania oraz amplituda przebiegu transformaty jest zależna w głównej mierze od zmian wartości szczytowych pola elektrycznego. Informacja ta może być również wykorzystana w fazie identyfikacji parametrów wyładowania atmosferycznego. Mniejsze ekstrema wynikają ze zmian obejmujących głównie szybkie impulsy w chmurze burzowej.

Lokalne maksima oraz minima transformaty sygnału pozwalają wyznaczyć przedziały czasowe następujących po sobie faz wyładowania oraz polaryzację udarów. Jest to niezwykle istotne dla obliczania prądu będącego źródłem zarejestrowanego pola



Rys. 2.19. Transformata Hilberta przebiegu prostokątnego



Rys. 2.20. Transformata Hilberta typowego przebiegu pola elektrycznego wyładowań wielokrotnych: a) przebieg czasowy; b) transformata Hilberta.

Rejestracja: stacja Rzeszów, 28.07.2014 r. 12:23:38.266729 (UTC)

elektrycznego. Możliwe jest skojarzenie określonego fragmentu przebiegu pola z jego lokalizacją przestrzenną, na podstawie dodatkowych danych otrzymanych z działającego na tym samym terenie systemu lokalizacji. Porównując transformatę Hilberta z operacją pochodnej sygnału można stwierdzić, iż posiada ona istotną zaletę. Sygnały harmoniczne ulegają transformacji z zachowaniem pierwotnej amplitudy (tab. 2.5), a więc transformata Hilberta nie wzmacnia składowych o wyższych częstotliwościach. Świadczą o tym podobne wartości obserwowane na obu wykresach z rys. 2.20. Wpływa to na lepsze własności detekcji w całym obszarze widma FFT wyznaczanego na podstawie przebiegów $x(t)$ oraz $\hat{x}(t)$.

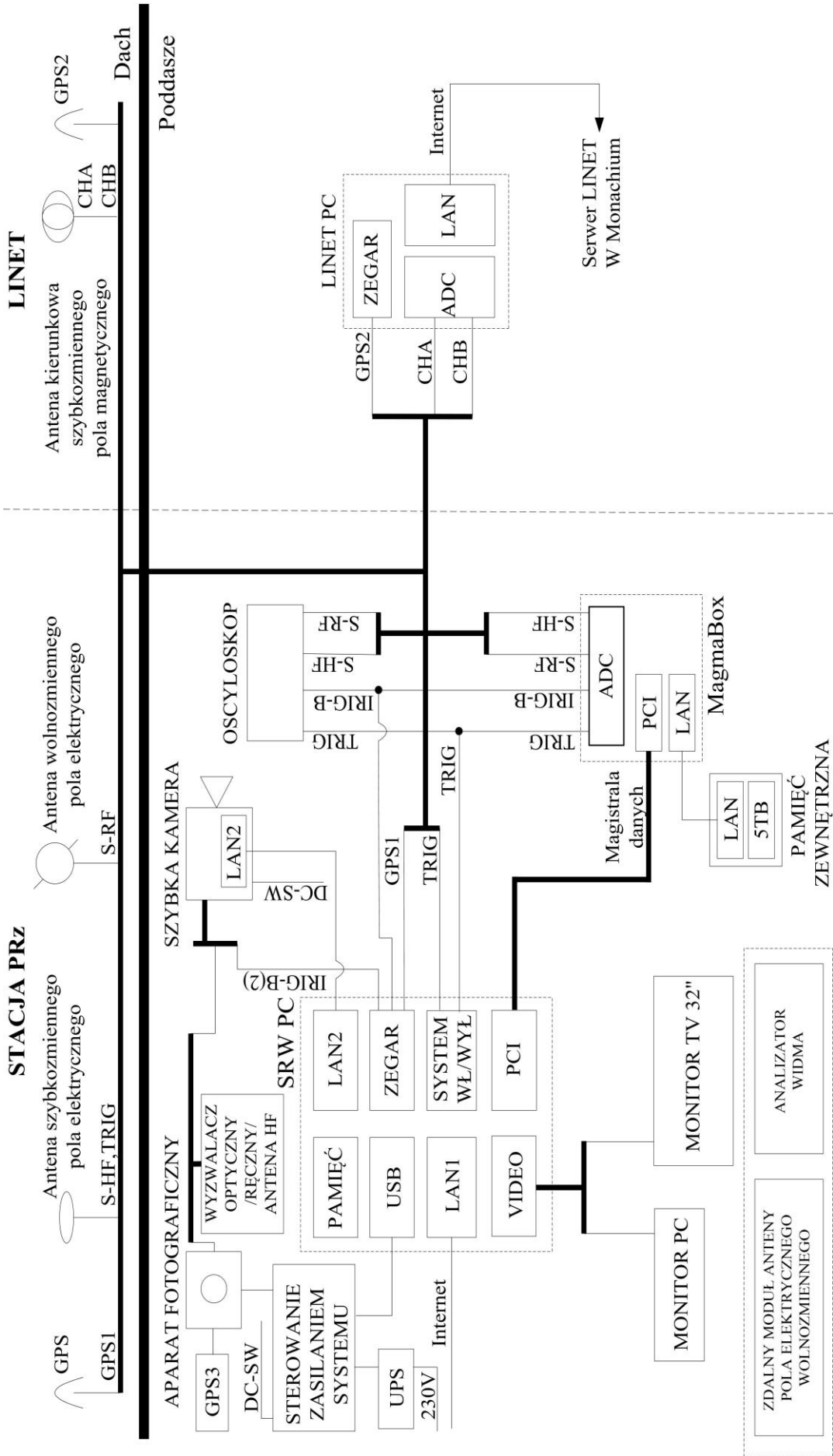
Transformata Hilberta została zastosowana na początkowym etapie zaproponowanego w pracy algorytmu detekcji. Ułatwia ona filtrację wyładowań wstępnych występujących w chmurze burzowej i otrzymanie tylko składowych pola elektrycznego pochodzących od uderów wyładowań głównych. Jest to konieczna procedura z uwagi na różną lokalizację źródeł obu sygnałów. Drugim zastosowaniem transformaty Hilberta jest detekcja uderów głównych. W tym przypadku wykorzystywana jest informacja o szybkości zmian transformaty sygnału, wynikająca z analizy jej pochodnej.

3. Stacja rejestracji wyładowań atmosferycznych w Politechnice Rzeszowskiej

3.1. Charakterystyka systemu rejestracji

Stacja rejestracji wyładowań atmosferycznych funkcjonująca w Politechnice Rzeszowskiej jest aktualnie jedyną w Polsce oraz jedną z niewielu na świecie stacji umożliwiających jednoczesny pomiar piorunowego pola elektrycznego oraz rejestrację wideo procesu rozwoju wyładowania. Stacja powstała na gruncie współpracy z trzema ośrodkami badawczymi. Współpraca z grupą prof. V.A. Rakova z Uniwersytetu Florydzkiego w Gainsville w USA zaowocowała wdrożeniem w Rzeszowie podobnego systemu do tego, jaki pracuje na Florydzie [Crawford, 1998; Rakov, 2014]. Wiele problemów technicznych, związanych głównie z rejestracją piorunowego pola elektrycznego oraz kalibracją anten, udało się rozwiązać we współpracy z Instytutem Geofizyki PAN w Warszawie [Łoboda, 2009; Barański, 2012]. Trzecim partnerem naukowym był Instytut Systemów Elektronicznych Politechniki Warszawskiej, gdzie zaprojektowano i wykonano dedykowane anteny wykorzystywane na stacji w Rzeszowie [Berliński, 2008].

Stacja Politechniki Rzeszowskiej (PRz) była sukcesywnie wdrażana od 2011 roku [Masłowski, 2011; Karnas, 2013]. W tym czasie dokonano szeregu modernizacji systemu [Karnas, 2015b, 2016a] pozwalających m.in. w pełni zautomatyzować proces rejestracji. Anteny do pomiaru pola elektrycznego są usytuowane na dachu budynku należącego do Wydziału Elektrotechniki i Informatyki PRz, natomiast szybka kamera wideo i pozostałe elementy stacji pracują w pomieszczeniu zlokalizowanym bezpośrednio pod dachem w niewielkiej odległości od anten ($50^{\circ}1'37''N$, $21^{\circ}59'4''E$). Centralnym elementem systemu jest komputer klasy PC wyposażony w niezbędne interfejsy oraz oprogramowanie umożliwiające akwizycję i analizę danych pozyskanych w procesie rejestracji wyładowań atmosferycznych. Komputer integruje dwa główne bloki funkcjonalne systemu związane z wideo rejestracją oraz rejestracją piorunowego pola elektrycznego. Zasadnicza struktura systemu została przedstawiona na rys. 3.1 w postaci bloków funkcjonalnych.

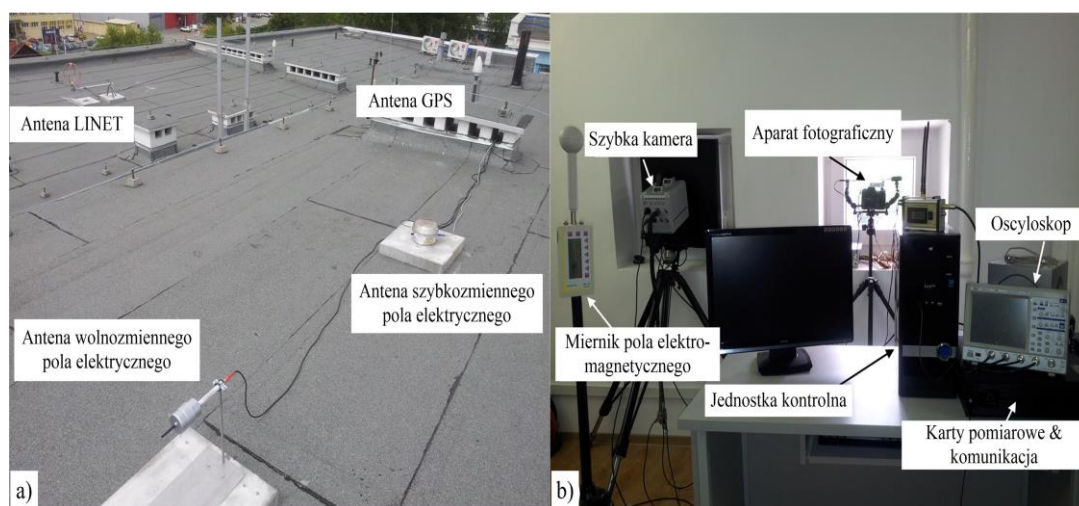


Rys. 3.1. Struktura systemu rejestracji wyładowań atmosferycznych Politechniki Rzeszowskiej

Zgodnie z rys. 3.1. szybka kamera wideo połączona jest z komputerem z wykorzystaniem złącza LAN o prędkości 1 Gb/s. Karty pomiarowe znajdują się w zewnętrznej magistrali MagmaBox mogącej obsłużyć maksymalnie cztery złącza typu PCI. Zasilanie urządzenia MagmaBox oraz szybkiej kamery jest sterowane poprzez złącze USB komputera, co pozwala na znaczną oszczędność energii oraz zapewnia dłuższą eksploatację sprzętu.

Stacja jest wyposażona ponadto w dwa niezależne sensory do pomiaru piorunowego pola elektrycznego w warunkach burzowych (rys. 3.2). Z wykorzystaniem popularnego „młynka” [Berliński, 2007, 2011b] mierzone jest wolnozmiennie pole elektryczne służące do detekcji komórek burzowych oraz procesów związanych z przemieszczaniem się ładunku elektrycznego rozłożonego w chmurze burzowej. Antena szybkozmiennego pola piorunowego [Berliński, 2011a] pozwala na rejestrację zjawisk bezpośrednio związanych z rozwojem wyładowania atmosferycznego. Drugi blok funkcjonalny obejmuje rejestrację obrazu z wykorzystaniem szybkiej kamery wideo oraz aparatu fotograficznego. Na rys. 3.2 przedstawiono również część pomiarowo-kontrolną systemu znajdującą się na poddaszu budynku oraz rozmieszczenie anten na dachu. Możliwość zastosowania krótkich przewodów łączących komputer z antenami było bardzo istotne z uwagi na konieczność ograniczania zakłócenia oraz efektów falowych występujących w trakcie transmisji sygnałów analogowych.

Ważnym elementem stacji jest tor wyzwalania systemu sygnałem pochodzącym z anteny pola szybkozmiennego [Berliński, 2008]. W przypadku odnotowania wyładowania atmosferycznego generowany jest sygnał w standardzie TTL informujący o konieczności rozpoczęcia rejestracji. Sygnał wyzwalający podawany jest równocześnie na wejście karty

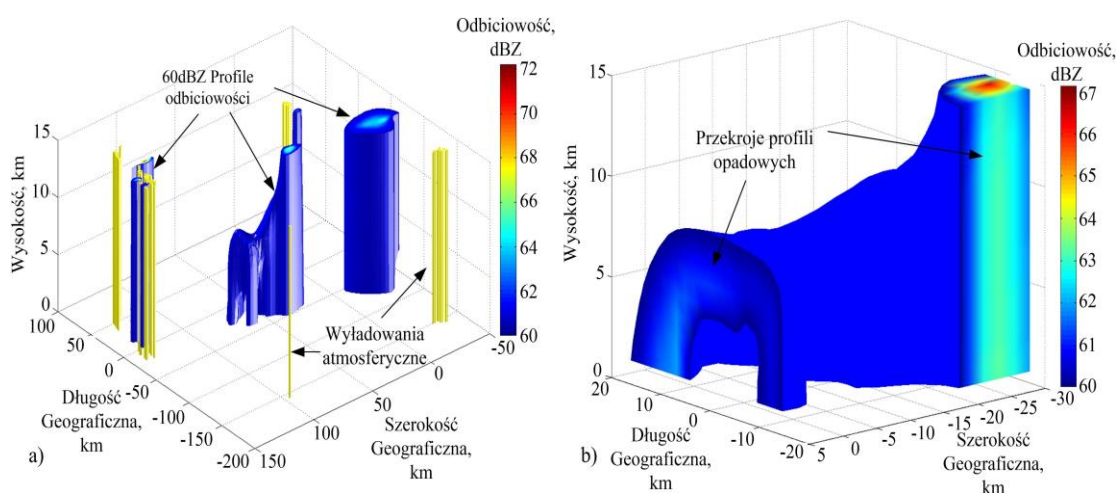


Rys. 3.2. System rejestracji wyładowań: a) rozmieszczenie anten na dachu; b) część pomiarowo-kontrolna

pomiarowej oraz kamery wideo. Umożliwia to jednoczesną rejestrację pola elektrycznego oraz nagranie rozwoju kanału piorunowego. W systemie wykorzystywana jest czterokanałowa karta pomiarowa Spectrum M2i3131 próbkująca z prędkością 25 MS/s w 12-bitowej rozdzielczości. Istotnym elementem systemu rejestracji jest również odbiornik GPS typu Meinberg GPS-170. Zapewnia on synchronizację pomiarów z czasem UTC z mikrosekundową dokładnością.

Na dachu funkcjonuje również od 2006 r. jedna z anten europejskiego systemu lokalizacji wyładowań atmosferycznych LINET [Łoboda, 2006, 2009]. Dzięki temu istnieje możliwość wzajemnej weryfikacji zarejestrowanych przebiegów. Sieć anten LINET-u rozpoczęła swoje działanie na terenie Niemiec w 2004 roku. W 2006 r. system został skomercjalizowany i objął swoim działaniem kolejne kraje europejskie m.in. Polskę. Początkowo w Polsce zainstalowano 10 stacji, w kolejnych latach zwiększono ich liczbę do 12 [Betz, 2014]. Obecnie LINET składa się z około 130 stacji oraz kilkudziesięciu mniejszych systemów działających na innych kontynentach. System cechuje się wysoką dokładnością oraz efektywnością lokalizacji wyładowań atmosferycznych, posiada również możliwość identyfikacji wyładowań wewnątrzmurowych oraz określania ich pozycji w przestrzeni 3D.

Dostęp do danych systemu lokalizacji wyładowań LINET oraz danych radarowych IMGiW [Tuszyńska, 2011] pozwala na kompleksowe badanie zjawisk piorunowych rejestrowanych na stacji w Rzeszowie. Na rys. 3.3. przedstawiono przykładową wizualizację przestrzennej superpozycji zidentyfikowanych doziemnych wyładowań głównych nałożonych na profile odbiciowości radarowej uzyskane na podstawie



Rys. 3.3. Kompleksowa analiza wyładowań piorunowych z wykorzystaniem danych radarowych obrazująca przestrzenną superpozycję udarów piorunowych (LINET) oraz profili odbiciowości radarowej
Rejestracja: Bezmiechowa Górna, 20.05.2014 r.

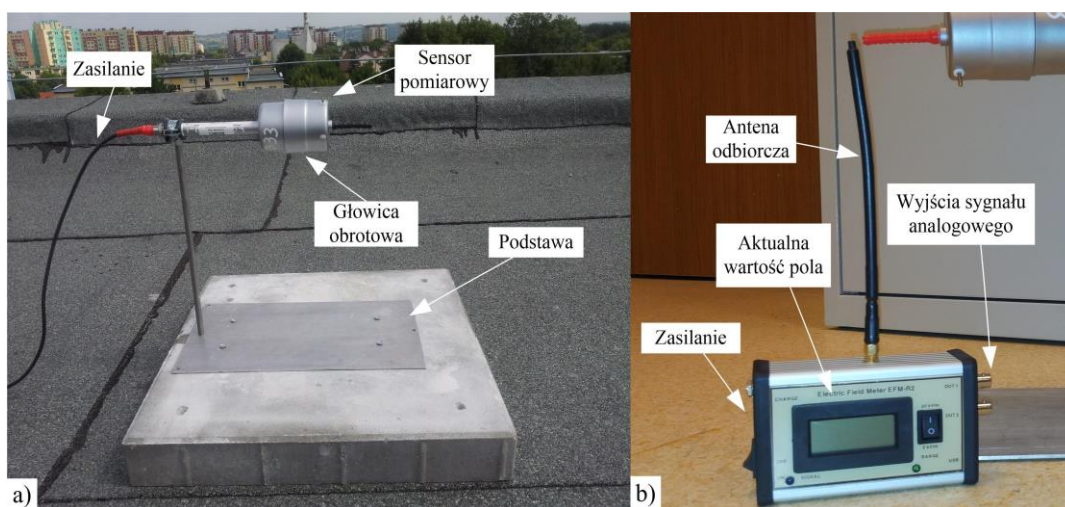
opracowanej w Matlabie procedury. Odbiciowość radarowa jest to logarytmiczna wielkość bezwymiarowa określająca współczynnik odbicia sygnału radaru od badanego obiektu [Tuszyńska, 2011]. Jest ona proporcjonalna do ilości i rozmiaru kropeł występujących w jednostce objętości. Analiza danych z radaru dopplerowskiego pozwala więc na określenie struktury przestrzennej chmury burzowej. Wartości odbiciowości radarowej rzędu 30 do 40 odpowiadają średniej intensywności opadu atmosferycznego, natomiast powyżej 55 można mówić o gradzie. Największa gęstość głównych wyładowań doziemnych występuje w rejonie rdzeni opadowych charakteryzujących się znaczną wartością odbiciowości radarowej.

3.2. Pomiar pola elektrycznego

Pomiar pola elektrycznego odbywa się z wykorzystaniem dwóch typów sensorów. Pierwszym jest pomiar pola wolnozmiennego z wykorzystaniem tzw. „młynka” [Kubicki, 2016]. Zakres tej anteny umożliwia obserwację wolnozmiennych zjawisk związanych z przemieszczaniem się ładunku występującego w chmurze burzowej Służy również, jako detektor wyładowań atmosferycznych. W przypadku anteny pola szybkozmiennego obserwowane są już poszczególne fazy zjawiska piorunowego.

3.2.1. Budowa oraz zasada działania anteny pola elektrycznego wolnozmiennego

Antena pola elektrycznego wolnozmiennego typu EFM-R2 (rys. 3.4a) została zaprojektowana do pomiaru natężenia pola elektrycznego w zakresie częstotliwości ELF od 0 Hz do 10 Hz. Rzeczywiste pasmo anteny zostało wyznaczone podczas kalibracji w laboratorium wysokich napięć (podrozdział 3.2.5). Wzmocnienie toru pomiarowego zostało tak dobrane, aby można było mierzyć pola do wartości 20 kV/m [Berliński, 2011b].

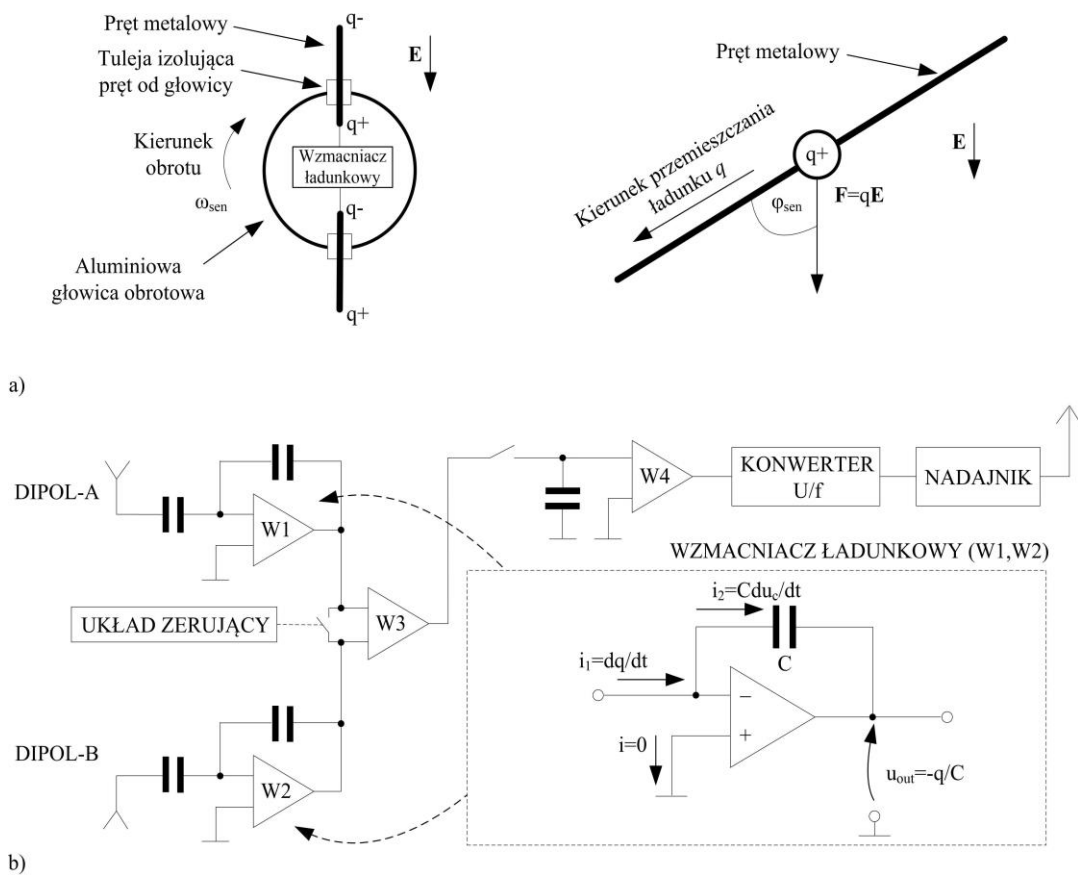


Rys. 3.4. Antena wolnozmiennego piorunowego pola elektrycznego: a) sensor pomiarowy; b) odbiornik

Konstrukcja składa się zasadniczo z dwóch części: czujnika zintegrowanego z nadajnikiem oraz odbiornika (rys. 3.4). W stosunku do wcześniejszej wersji EFM-R1 konstrukcja zapewnia bezprzewodową transmisję danych cyfrowych oraz możliwość połączenia odbiornika z komputerem przez złącze USB.

Unikalną własnością opisywanej anteny jest to, że pracuje w układzie różnicowym (rys. 3.5). Oznacza to, że przedwzmacniacze ładunkowe każdego z prętów pomiarowych są podłączone do wejścia wzmacniacza różnicowego. Pozwala to dwukrotnie zwiększyć czułość anteny oraz kompensuje wpływ ładunku gromadzonego na obudowie głowicy pomiarowej. Wpływa to korzystnie na szybką adaptację czujnika w innej lokalizacji, z uwagi na brak konieczności wyrównania potencjału obudowy anteny z potencjałem miejsca instalacji. Jest to spowodowane brakiem przenoszenia sygnału współbieżnego przez układ różnicowy przedwzmacniaczy.

Zasada działania anteny opiera się na pomiarze napięcia odpowiadającego ładunkowi elektrycznemu wyindukowanemu w sensorze na skutek obecności składowej pionowej piorunowego pola elektrycznego. Sensor składa się z pary krótkich przewodzących prętów tworzących dipol umieszczony na wirującej głowicy. Pole



Rys. 3.5. Pomiar wolnozmiennego piorunowego pola elektrycznego: a) pomiar pola elektrycznego w momencie próbkowania; b) tor pomiarowy anteny EFM-R2

elektryczne atmosfery indukuje na powierzchni każdego z tych prętów ładunek elektryczny q , na który działa siła

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.1)$$

wytworzona na skutek obecności pól elektrycznego \mathbf{E} oraz magnetycznego \mathbf{B} . Prędkość $v=\omega r$ jest prędkością liniową ładunku położonego w odległości r od osi obrotu naładowanego pręta poruszającego się z prędkością kątową ω . Pręty zostały rozmieszczone na głowicy anteny przeciwsobnie (rys. 3.5a), dlatego w każdej chwili czasowej polaryzują się przeciwnie. W konsekwencji pozwala to uzyskać dwukrotnie większą czułość niż w przypadku zastosowania tylko jednego pręta.

Zmienność w czasie gęstości objętościowej ładunku $\rho_V(t)$ w jednym z prętów ustala się wg zależności [Crawford, 1998].

$$\rho_V(t) = \rho_V(0)e^{-\frac{\sigma}{\varepsilon}t} \quad (3.2)$$

gdzie $\rho_V(0)$ oznacza początkową gęstość ładunku zgromadzonego w pręcie w chwili $t=0$, natomiast $\tau=\varepsilon/\sigma$ to stała czasowa procesu ustalania się ładunku na sensorze zależna od przenikalności elektrycznej ε oraz konduktywności σ materiału, z którego wykonany jest sensor.

Zakładając dla miedzi $\sigma=58,6 \cdot 10^6$ S/m oraz $\varepsilon \approx \varepsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m można oszacować stałą czasową występującą w równaniu (3.2) na $\tau=1,56 \cdot 10^{-19}$ s. Częstotliwość obrotu głowicy młynka wynosi około 50 Hz. Stałą czasową jest więc tak mała w porównaniu z czasem obrotu młynka, iż można przyjąć natychmiastowe ustalanie się ładunku na sensorze. Pomiar wielkości ładunku indukowanego w sensorze wykonywany jest w ściśle określonym położeniu prętów tego sensora.

Zwrot wektora siły działającej na ładunek dodatni jest zgodny ze zwrotem wektora składowej pionowej pola elektrycznego obserwowanej przy powierzchni ziemi [Masłowski, 1999]. Posługując się rys. 3.5a oraz równaniem (3.1), można zapisać zależność opisującą chwilową siłę \mathbf{F} działającą na ładunek punktowy q rozmieszczony na powierzchni pręta w funkcji kąta obrotu głowicy sensora φ_{sen} oraz prędkości kątowej głowicy ω_{sen}

$$\mathbf{F}(t) = q\mathbf{E}(t) = qE_z \cos(\varphi_{sen}) = qE_z \cos(\omega_{sen}t) \quad (3.3)$$

Porównując wyrażenie (3.3) z zależnością (3.1) można stwierdzić brak składowej indukcji pola magnetycznego. Pominięcie iloczynu wektorowego $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ we wzorze (3.3) było możliwe z uwagi na pomijalnie małą wartość tego wyrażenia w stosunku do amplitudy wektora pola elektrycznego \mathbf{E} dla typowego impulsu piorunowego pola elektromagnetycznego. W przypadku, gdy pręty są ustawione zgodnie z liniami sił pola różnica potencjałów pomiędzy prętami jest największa. W tym momencie sygnał jest próbkowany. W ułożeniu równoległym do powierzchni ziemi napięcie pomiędzy prętami przyjmuje wartość zerową.

Dipol jest dołączony do układu wzmacniacza ładunkowego, na wyjściu którego mierzone jest napięcie proporcjonalne do zaindukowanego ładunku (rys. 3.5b). Zakładając idealny wzmacniacz operacyjny, prąd i_1 związany z ładunkiem indukowanym w sensorze jest równy prądowi i_2 płynącemu w pętli sprzężenia zwrotnego przez pojemność C stąd:

$$i_1(t) = \frac{dq(t)}{dt} = i_2(t) = C \frac{du_C(t)}{dt} \rightarrow u_C(t) = \frac{q(t)}{C} \quad (3.4)$$

Napięcie na wyjściu wzmacniacza jest równe natomiast

$$u_{out}(t) = -u_C(t) = -\frac{q(t)}{C} \quad (3.5)$$

W pracy [Crawford, 1998] wykazano, że ładunek wyindukowany w przewodniku znajdującym się w polu elektrycznym jest wprost proporcjonalny do iloczynu składowej pionowej natężenia pola elektrycznego E_z oraz powierzchni efektywnej A_{sen} tego przewodnika. Dla przewodzącego pręta sensora pola wolnozmiennego można więc zapisać

$$\rho_S = \varepsilon E_z \rightarrow \int_S \rho_S ds = q = \varepsilon A_{sen} E_z \quad (3.6)$$

gdzie ρ_S oznacza powierzchniową gęstość ładunku elektrycznego, E_z to natężenie składowej pionowej piorunowego pola elektrycznego, A_{sen} to powierzchnia efektywna sensora, q to całkowity ładunek zgromadzony na powierzchni sensora, ε to przenikalność elektryczna, natomiast ds to elementarny fragment powierzchni sensora występujący w wyrażeniu całki powierzchniowej. Powierzchnia efektywna sensora determinuje własności odbiorcze anteny i najczęściej różni się ona od powierzchni fizycznej danego typu sensora.

Porównując zależności (3.5) oraz (3.6) można ostatecznie zapisać

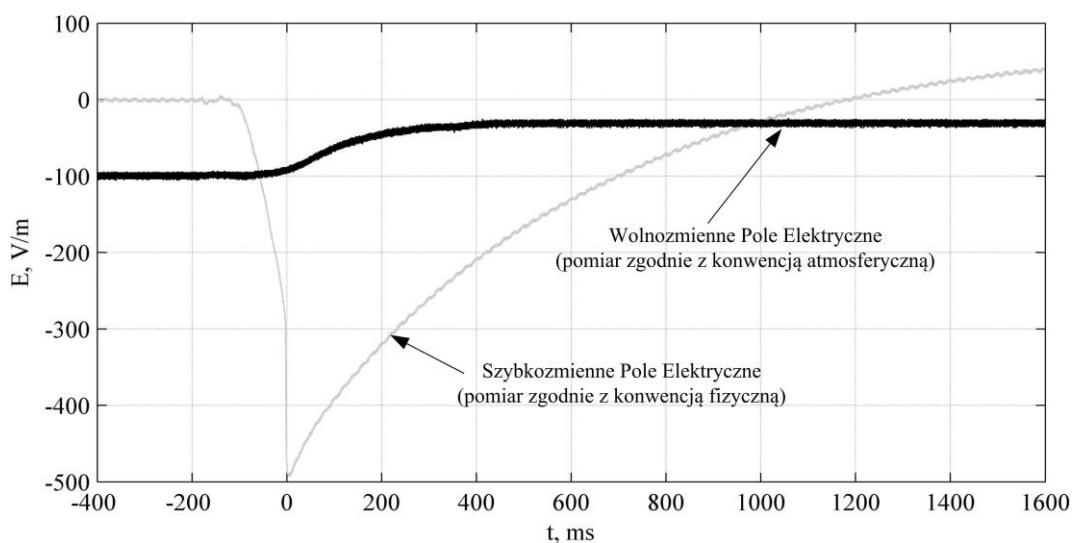
$$u_{out} = -\frac{q}{C} = -\frac{\varepsilon A_{sen}}{C} E_z \rightarrow E_z = -\frac{C}{\varepsilon A_{sen}} u_{out} = k_{sen} u_{out} \quad (3.7)$$

Można zauważyć, że napięcie wyjściowe przetwornika jest proporcjonalne do natężenia pola elektrycznego. Stała k_{sen} została wyznaczona w procesie kalibracji w podrozdziale 3.2.5.

3.2.2. Rejestracja pola elektrycznego wolnozmiennego

Rejestracja pola wolnozmiennego w zakresie częstotliwości ELF odbywa się równoległe z rejestracją pola szybkozmiennego i jest ona ważnym uzupełnieniem rejestracji w wyższym paśmie częstotliwościowym. Przykładowe przebiegi ze stacji w Rzeszowie przedstawiono na rys. 3.6.

Na rysunku tym można zauważyć odmienną polaryzację składowej wolnozmiennej w stosunku do składowej szybkozmiennnej. Pomiar pola wolnozmiennego odbywa się bowiem zgodnie z tzw. konwencją atmosferyczną, tj. dla wyładowań typu ujemnego skok wartości natężenia pola posiada dodatni znak. W literaturze funkcjonuje ponadto konwencja fizyczna zwrotu wektora pola elektrycznego, dla której przyjmuje się pole elektryczne za ujemne, jeśli jego wektor jest zwrócony ku ziemi [Rakov, 2003]. Jak wynika z powyższego opisu wektor skierowany ku górze posiada wartość dodatnią w konwencji fizycznej, natomiast ten sam wektor w konwencji atmosferycznej będzie posiadał wartość ujemną. Warto podkreślić, że rejestracja tylko pola wolnozmiennego jest niewystarczająca do jednoznacznego określenia rodzaju wyładowania atmosferycznego. Nie jest możliwa również szczegółowa analiza poszczególnych jego składowych, takich



Rys. 3.6. Rejestracja wolnozmiennego i szybkozmiennego pola elektrycznego wyładowania atmosferycznego.

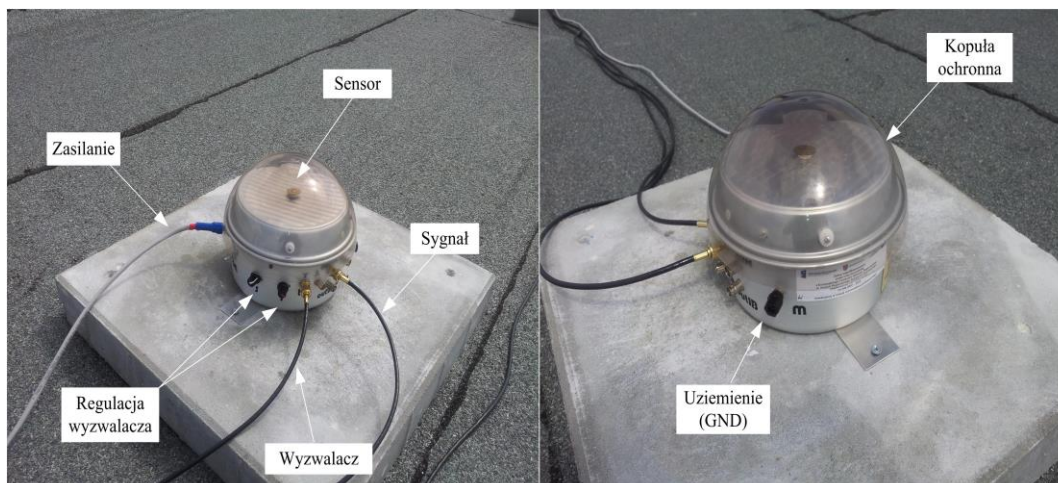
Rejestracja: stacja Rzeszów, 28.07.2014 r. 10:48:26.864667 UTC

jak: impulsy inicjujące wyładowanie, pierwsze i kolejne wyładowania główne czy też składowa prądu długotrwałego. Rejestracja pola wolnozmiennego pozwala jedynie na globalną analizę odnoszącą się do intensywności wszystkich wyładowań atmosferycznych w poszczególnych fazach rozwoju burzy.

System rejestracji funkcjonujący w Rzeszowie [Karnas, 2015a] ma zaimplementowaną możliwość wstępnej analizy przebiegu pola elektrycznego wolnozmiennego w trybie postprocessingu. W tym celu wykorzystywane są dodatkowo dane z systemu LINET. Interpretowany jest kształt przebiegu pola, na bazie którego z dużym prawdopodobieństwem można określić typ wyładowania jako doziemny lub wewnątrzchmurowy. Dodatkową informacją możliwą do uzyskania na bazie rejestracji piorunowego pola wolnozmiennego jest określenie prądu przesunięcia związanego z prądem „ładowania” chmury burzowej. Wielkość tą można określić w punkcie, gdy wolnozmiennne pole elektryczne przechodząc przez zero zmienia polaryzację [MacGorman, 1998].

3.2.3. Budowa oraz zasada działania anteny pola szybkozmiennego

Antena piorunowego pola szybkozmiennego EFM-HF (rys. 3.7) podobnie, jak antena pola wolnozmiennego została zaprojektowana oraz zbudowana na Politechnice Warszawskiej [Berliński, 2008, 2011a]. Konstrukcja anteny opiera się na powszechnie stosowanej przez inne ośrodki badawcze koncepcji [Rakov, 2014]. Sensor ma kształt dysku umieszczonego w niewielkiej odległości od powierzchni ziemi. Powierzchnia tego dysku jest zorientowana prostopadle do linii sił pola elektrycznego. Podobnie, jak w przypadku anteny EFM-R2 stała czasowa związana ze zmianą rozkładu ładunku w obrębie sensora (3.2) jest znacznie mniejsza w porównaniu z okresem górnej częstotliwości granicznej anteny wynoszącej 3 MHz. Pozwala to w zakresie nominalnego pasma anteny

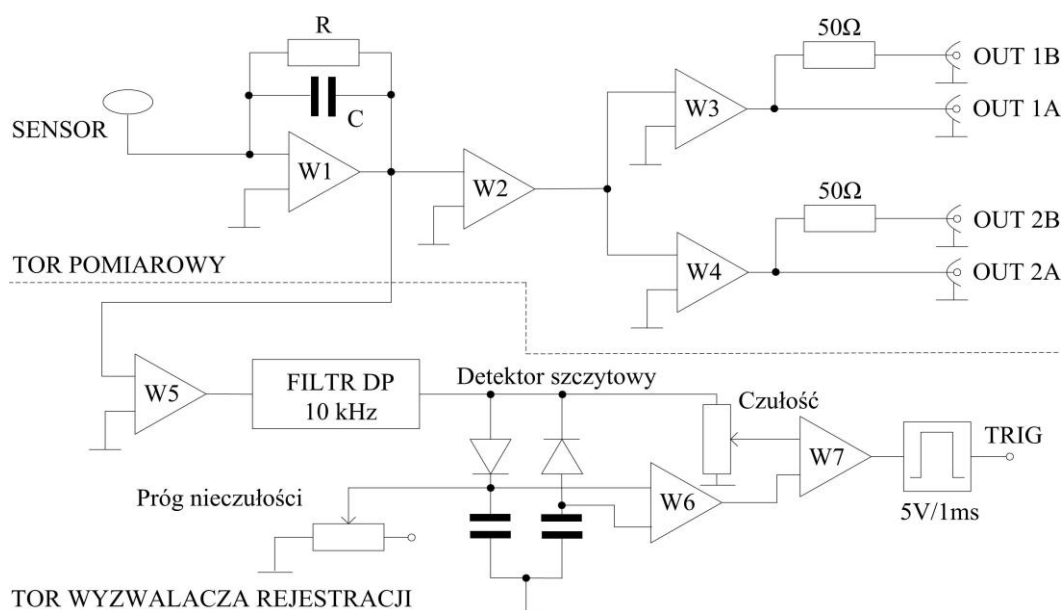


Rys. 3.7. Antena piorunowego pola elektrycznego szybkozmiennego

rozpatrywać czujnik w stanie quasi-stacjonarnym. Antena posiada specjalną osłonę chroniącą przed działaniem warunków atmosferycznych, jak również minimalizującą wpływ zakłóceń generowanych przez naładowane elektrycznie krople deszczu spadające na powierzchnię urządzenia.

Pasma wzmacniaczy sygnału pola elektrycznego zostały tak dobrane, aby rejestrować wszystkie najważniejsze składowe wyładowania atmosferycznego w zakresie od 0,5 Hz do 3 MHz. Antena posiada cztery różne wyjścia sygnału analogowego (rys. 3.8). Tor 1 (W3) zapewnia sygnał o większym o 40 dB wzmacnieniu od toru 2 (W4) [Berliński, 2011a]. Tor 2 jest dedykowany do rejestracji pola w zakresie do 30 kV/m. Tor 1 służy natomiast do kalibracji systemu (p. 3.2.5). Wyjścia 1 i 2 wyposażono dodatkowo w opcję dopasowania falowego $50\ \Omega$. Umożliwia to rejestrację z wykorzystaniem przewodów sygnałowych typu koncentrycznego. W systemie zastosowano przewody o długości 10 m. W celu uzyskania możliwie największej czułości na poziomie $10\ \mu\text{V}$ zastosowano wzmacniacze niskoszumowe. Szczegółowe charakterystyki toru pomiarowego zostały zweryfikowane w warunkach laboratoryjnych podczas kalibracji opisanej w dalszej części rozdziału.

Dodatkową bardzo ważną funkcją anten piorunowego pola szybkozmiennego jest generowanie sygnału wyzwalającego działanie wszystkich urządzeń stacji w przypadku wystąpienia wyładowań doziemnych. Układ wyzwalacza rejestracji został przedstawiony na rys. 3.8. Antena posiada dedykowane wyjście w standardzie TTL. Sygnał jest podawany na wejście wyzwalacza karty pomiarowej. Dodatkowo może on służyć do synchronicznego wyzwalania szybkiej kamery wideo oraz innych urządzeń rejestrujących [Karnas, 2013].



Rys. 3.8. Tor pomiarowy anteny szybkozmiennego piorunowego pola elektrycznego

Ważnym parametrem anteny jest współczynnik konwersji sensora, będący stosunkiem składowej pionowej pola elektrycznego do odpowiadającego mu napięcia na wyjściu toru pomiarowego. Aby go określić należy zbadać wpływ składowej normalnej oraz stycznej wektora piorunowego pola elektrycznego na wartość ładunku indukowanego na powierzchni sensora anteny.

Dla składowej normalnej pola elektrycznego można zastosować prawo Gaussa

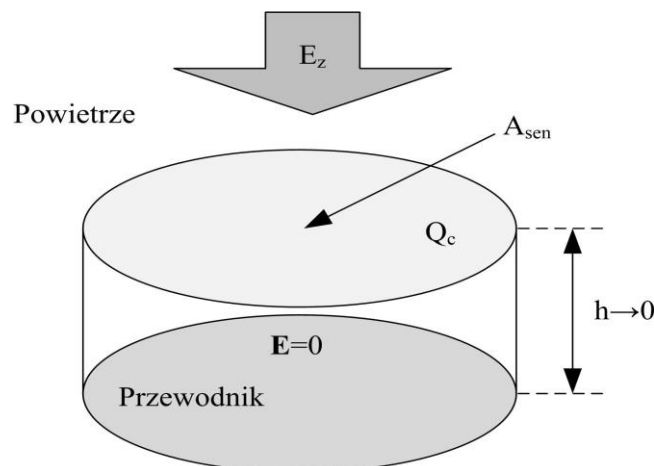
$$\varepsilon \oint_S \mathbf{E} d\mathbf{a} = \oint_V \rho_V dv \quad (3.8)$$

gdzie \mathbf{E} oznacza wektor pola elektrycznego w otoczeniu sensora, da to elementarny fragment powierzchni całkowitej S sensora anteny, ρ_V to gęstość objętościowa ładunku zgromadzonego w całkowitej objętości V sensora, dv to elementarny fragment objętości, natomiast ε to przenikalność elektryczna.

Wybierając cylindryczną powierzchnię Gaussa, tożsamą z powierzchnią sensora (rys. 3.9) można obliczyć lewą stronę wyrażenia (3.8). Zakładając, że w przypadku piorunowego pola elektrycznego przy powierzchni ziemi wektor pola jest prostopadły do powierzchni oraz wysokość cylindra $h \rightarrow 0$, to całka powierzchniowa (3.8) sprowadza się do ostatecznego wyrażenia

$$\varepsilon \oint_S \mathbf{E} d\mathbf{a} = \varepsilon_0 E_z A_{sen} \quad (3.9)$$

Pojawiająca się we wzorze zmienna A_{sen} oznacza powierzchnię efektywną sensora, będącą efektem całkowania lewej strony wyrażenia (3.8). Parametr ε_0 to przenikalność



Rys. 3.9. Powierzchnia Gaussa w przypadku obliczania ładunku wyindukowanego na sensorze anteny ELF-MF od składowej normalnej pola elektrycznego

elektryczna ośrodka otaczającego sensor. Została ona przyjęta jak dla próżni z uwagi na to, że ładunek nie gromadzi w objętości sensora, lecz na jego powierzchni w powietrzu, którego przenikalność $\epsilon_r \approx 1$.

Traktując sensor wykonany z miedzi, jako idealny przewodnik, można stwierdzić, że cały swobodny ładunek elektryczny rozkłada się na powierzchni sensora w taki sposób, aby wypadkowe pole elektryczne wewnątrz przewodnika było równe zero (rys. 3.10). Stąd

$$\oint_V \rho_V dv = Q_c \quad (3.10)$$

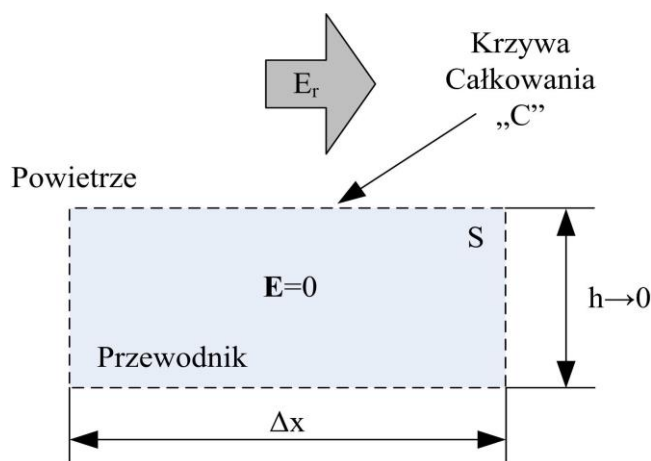
gdzie Q_c oznacza całkowity ładunek zgromadzony na powierzchni sensora.

Porównując równania (3.9) oraz (3.10) z uwzględnieniem zależności (3.8) można zapisać, zależność określającą ilość ładunku indukowanego na powierzchni sensora od składowej normalnej pola elektrycznego

$$Q_c = \epsilon_0 E_z A_{sen} \quad (3.11)$$

W przypadku analizy wpływu składowej stycznej pola elektrycznego na wartość ładunku indukowanego w sensorze można posłużyć się prawem Faradaya przy założeniu, że całkowite pole elektryczne wewnątrz przewodnika jest równe zero (rys. 3.10). Na tej podstawie można udowodnić, że składowa styczna nie występuje na powierzchni idealnego przewodnika, jakim jest sensor pola elektrycznego. W konsekwencji ta składowa nie wpływa na wskazanie anteny szybkozmiennej pola elektrycznego.

Ostatecznie ilość ładunku wyindukowanego na powierzchni sensora zależy



Rys. 3.10. Krzywa całkowania w przypadku obliczania ładunku wyindukowanego na sensorze anteny ELF-MF od składowej stycznej pola elektrycznego

wyłącznie od wartości składowej pionowej pola elektrycznego E_z w jego otoczeniu i jest opisana zależnością (3.11).

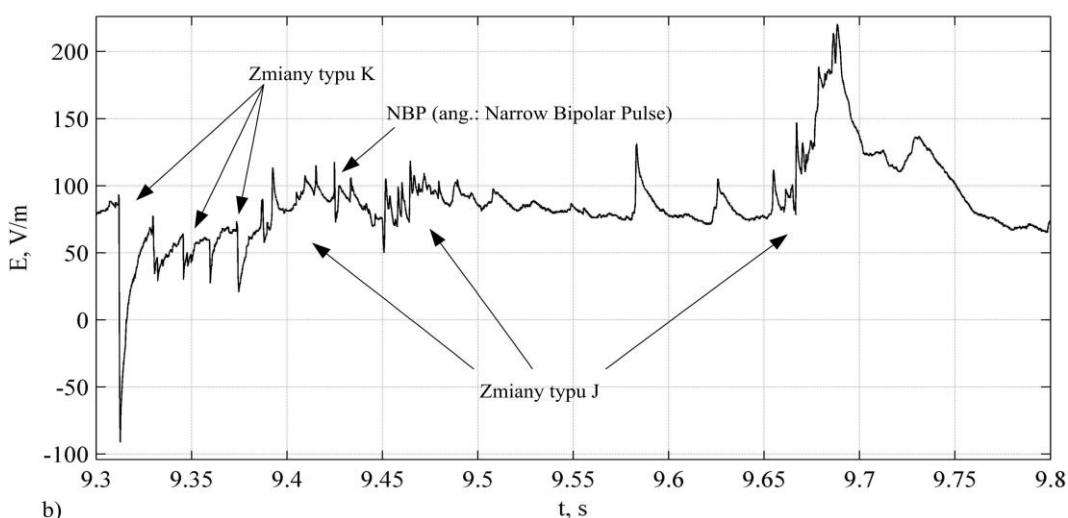
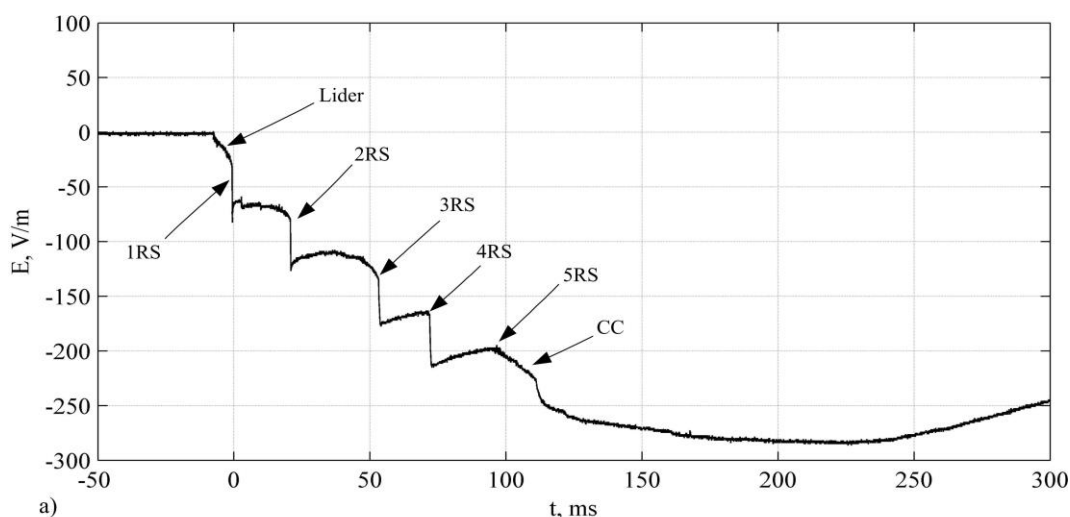
Ładunek wyindukowany w sensorze jest podawany na wejście przedwzmacniacza ładunkowego o pojemności C w pętli sprzężenia zwrotnego oraz kolejne stopnie wzmacniające (rys. 3.8). Przeprowadzając analogiczne rozumowanie, jak w przypadku anteny pola wolnozmiennego można obliczyć napięcie generowane na wyjściu wzmacniacza całkującego. Wykorzystując równania (3.7) oraz (3.11) można zapisać końcowy wzór opisujący zależność natężenia pola elektrycznego od napięcia wyjściowego

$$u_{out} = -\frac{Q_c}{C} = -\frac{\varepsilon_0 A_{sen}}{C} E_z \rightarrow E_z = -\frac{C}{\varepsilon_0 A_{sen}} u_{out} = k_{sen} u_{out} \quad (3.12)$$

Należy zwrócić uwagę, na analogiczną strukturę zależności opisującej tor przetwarzania anten pola szybkozmiennego (3.12) oraz wolnozmiennego (3.7). Można zauważyć, że polaryzacja napięcia wyjściowego anteny jest przeciwna do polaryzacji składowej pionowej rejestrowanego piorunowego pola elektrycznego. Współczynnik kalibracji zależy zarówno od parametrów fizycznych samego sensora (A_{sen}), jak również od pojemności C w torze sprzężenia zwrotnego wzmacniacza całkującego. Zmiana pojemności umożliwia zmianę wzmocnienia anteny. Należy jednak pamiętać, że wpływa ona również w zasadniczy sposób na dolną częstotliwość graniczną pasma anteny. W praktyce stosuje się dodatkowe stopnie wzmacniające dające większy komfort niezależnego doboru pasma oraz wzmocnienia toru pomiarowego anteny pola elektrycznego.

3.2.4. Rejestracja pola elektrycznego szybkozmiennego

Rejestracja w zakresie ELF-MF umożliwia identyfikację wszystkich najważniejszych faz wyładowania atmosferycznego. Obecnie baza systemu w Rzeszowie obejmuje kilkaset rekordów pomiarowych. Należy przy tym zauważyć, że stacja jest ukierunkowana na rejestrację głównie wyładowań doziemnych. W tym celu tor wyzwalacza anteny pola szybkozmiennego został wyposażony w dodatkowy filtr pasmowo-przepustowy o częstotliwości 10 kHz, dla której moc promieniowania z kanału piorunowego jest maksymalna. Wybrane rejestracje pola elektrycznego przedstawiono na rys. 3.11.

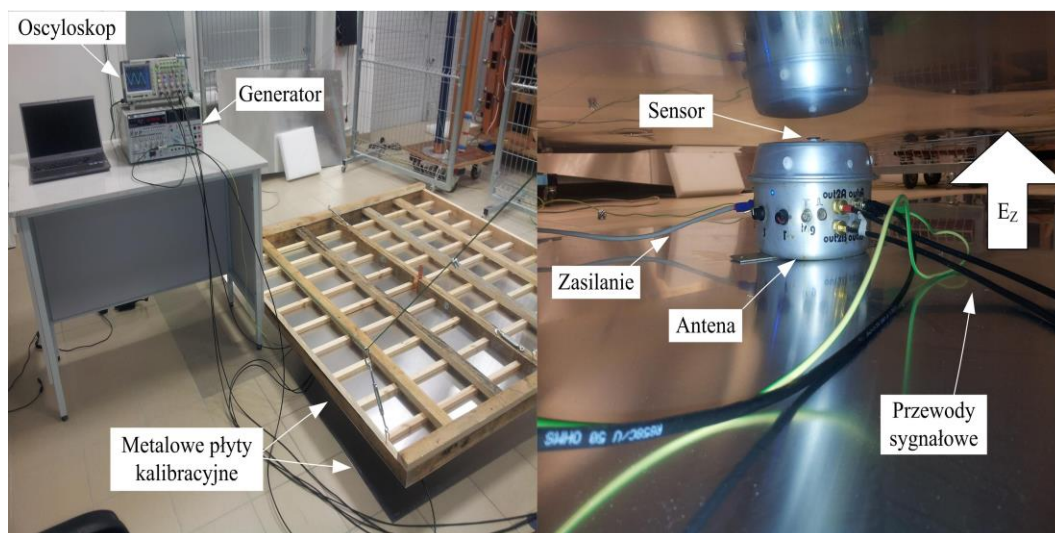


Rys. 3.11. Wybrane rejestracje z wykorzystaniem anteny ELF-MF: a) wyładowanie doziemne (stacja Rzeszów, 17.05.2014 r. 12:34:32.838009 UTC); b) wyładowania w chmurach (stacja Warszawa, 19.07.2015 r. 18:27:04.658769 UTC)

Na rys. 3.11a uwidoczniono przypadek typowego wyładowania doziemnego wielokrotnego. Można wyróżnić kolejno następujące po sobie fazy: wyładowań wstępnych, lidera skokowego, pierwszego oraz kolejnych wyładowań głównych (RS). Dodatkowo pojawia się również składowa prądu długotrwałego (CC). Rys. 3.11b przedstawia przebieg wyładowania wewnątrzchmurowego. Można zauważyć zupełnie inną strukturę pola elektrycznego dla tego typu wyładowań. Przebiegi pokazano w konwencji fizycznej tj. pole posiada znak zgodny z rodzajem obserwowanego wyładowania atmosferycznego. Szczegółowa analiza poszczególnych składowych zostanie przedstawiona w kolejnym rozdziale.

3.2.5. Kalibracja anten pola elektrycznego

Poprawna kalibracja sensorów (rys. 3.12) wykorzystywanych w systemie rejestrującym piorunowe pole elektromagnetyczne jest podstawą do przeprowadzenia

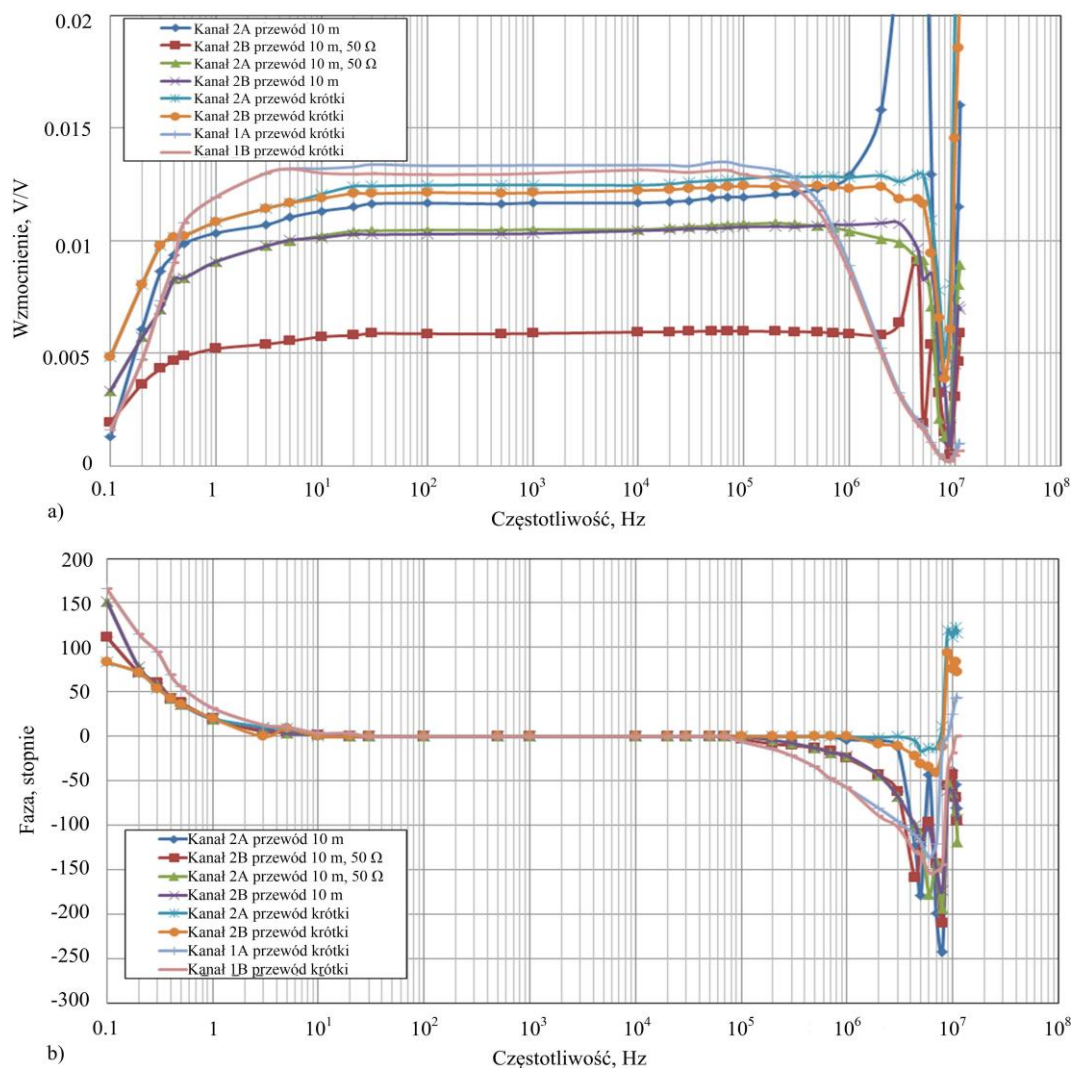


Rys. 3.12. Układ pomiarowy do wyznaczenia charakterystyk częstotliwościowych anteny pola szybkozmiennego

dalszych analiz. Problem kalibracji jest w różny sposób rozwiązywany przez ośrodki badawcze [MacGorman, 1998; Crawford, 1998; Rakov, 2014]. Celem kalibracji jest nie tylko znalezienie wartości współczynnika pozwalającego przeliczyć napięcie na wejściu przetwornika ADC na wartość pola elektrycznego rejestrowanego przez antenę na dachu budynku. Głównym zagadnieniem jest odniesienie tej wartości pola, do pola jakie byłoby zarejestrowane w tym samym miejscu, gdyby antena znajdowała się na powierzchni ziemi. W tym celu należy dodatkowo wyznaczyć współczynnik korygujący, który określać będzie w jakim stopniu budynek oraz jego otoczenie modyfikuje mierzone pole elektryczne [Crawford, 1998].

W przypadku stacji pracującej w Rzeszowie kalibrację przeprowadzono dwuetapowo. Pierwszym krokiem było zweryfikowanie współczynnika anten w warunkach laboratoryjnych. Układ pomiarowy obejmował dwie równoległe płaszczyzny metalowe, do których podłączono generator sygnału harmonicznego (rys. 3.12). Zweryfikowano pasmo przepustowe układu pomiarowego wraz z przewodami pomiarowymi (rys. 3.13), aby określić czy jest ono zgodne z danymi producenta.

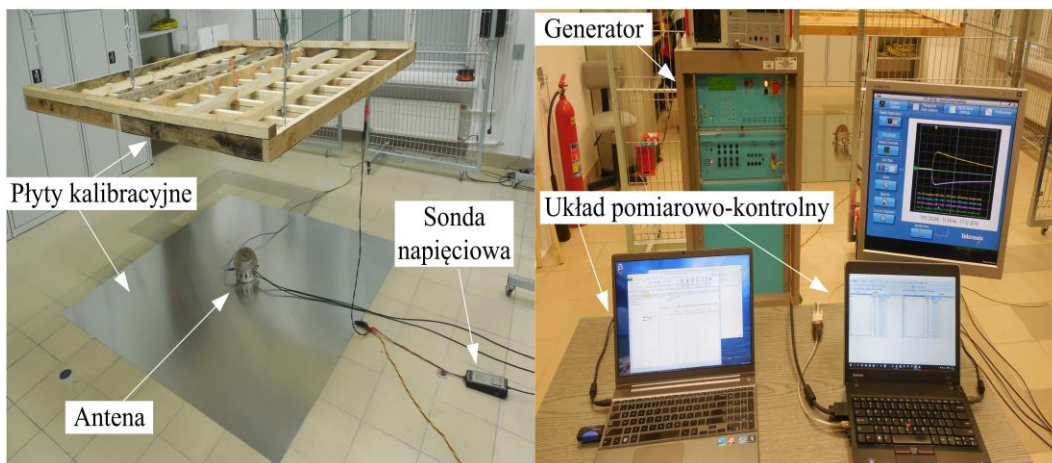
Otrzymano szereg charakterystyk dla stanu dopasowania oraz bez dopasowania falowego (rys. 3.13). Przebiegi potwierdziły, że w stanie dopasowania charakterystyka jest liniowa. Istotna z punktu widzenia rejestracji okazała się część charakterystyki powyżej 3 MHz. Wynika z niej, że antena powyżej tej częstotliwości może znacząco wzmacniać obserwowany sygnał. Wymusza to stosowanie dodatkowych dolnoprzepustowych filtrów antyaliasingowych, mających na celu stłumienie składowych powyżej częstotliwości Nyquista równej połowie częstotliwości próbkowania toru pomiarowego.



Rys. 3.13. Charakterystyki częstotliwościowe anteny pola szybkozmiennego: a) charakterystyka amplitudowa; b) charakterystyka fazowa. W przypadku kanałów 1A oraz 1B wzmacnienie podane na wykresie należy podzielić przez 100.

Charakterystyki kalibracji zostały wyznaczone z wykorzystaniem układu przedstawionego na rys. 3.14. Płyty kalibracyjne oddalono na odległość 1 m, co umożliwiło bezpośrednie przeliczenie napięcia pomiędzy płytami na pole elektryczne. Charakterystyki kalibracji (rys. 3.15) wyznaczono dla różnych konfiguracji układu.

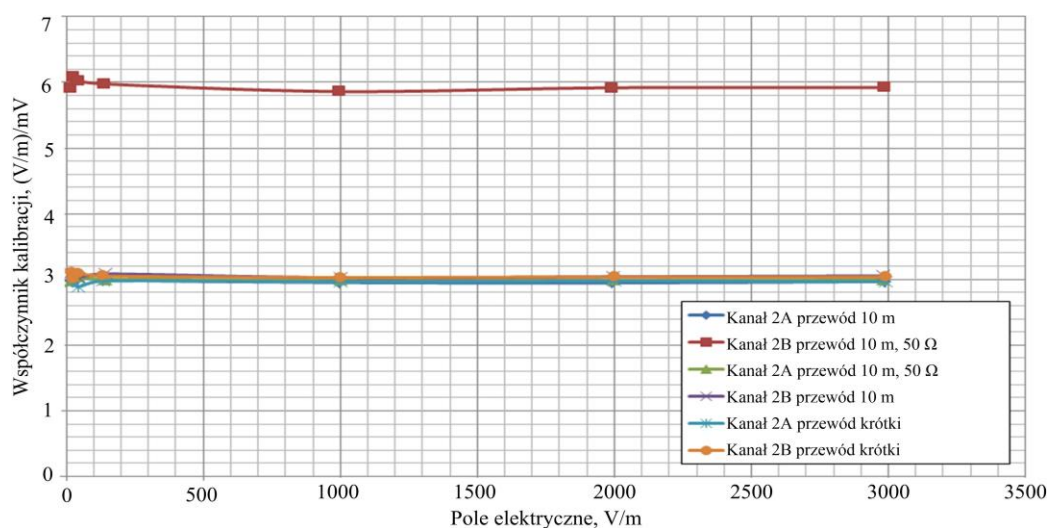
Można zauważyć, że w przypadku braku obustronnego dopasowania falowego współczynnik kalibracji jest o połowę mniejszy. Należy zauważyć, że nie uwzględnia on wpływu budynku. Otrzymana wartość pozwalająca przeliczyć napięcie na pole elektryczne wynosi $2,97 \text{ (V/m)/mV} \pm 0,09 \text{ (V/m)/mV}$. Niepewność całkowita została wyznaczona, jako suma niepewności obliczonych metodami typu A i B. Niepewność typu A została obliczona metodą typu A dla rozkładu studenta przy liczbie próbek $n=7$ i poziomie ufności $\alpha=95\%$. W przypadku niepewności złożonej typu B wykorzystano dane katalogowe producenta.



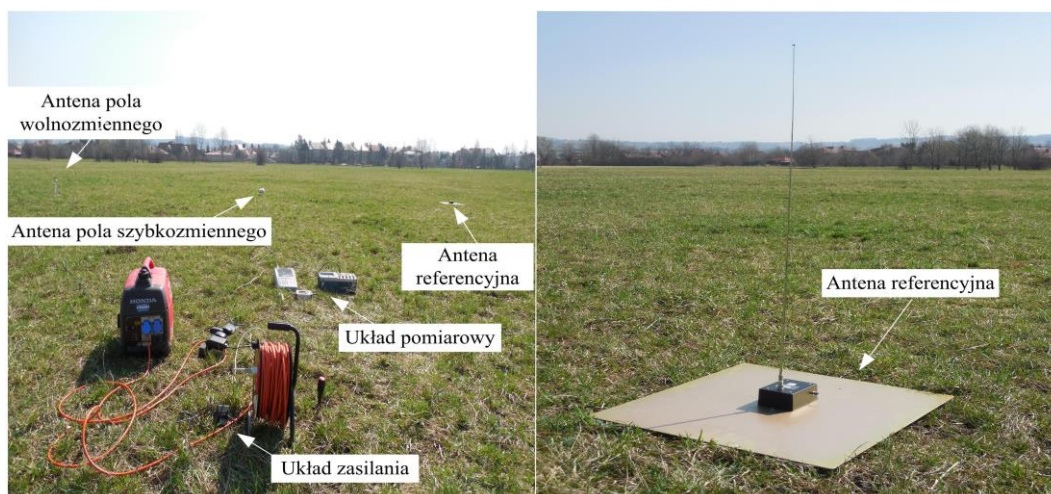
Rys. 3.14. Układ pomiarowy do kalibracji anten pola elektrycznego szybkozmiennego

Drugi etap kalibracji został przeprowadzony równoległe z wykorzystaniem dwóch zestawów anten i miał na celu ocenę wpływu budynku na rejestrowane pole elektryczne. Pierwsza antena była umieszczona na dachu budynku PRz w konfiguracji takiej, jak podczas pracy w systemie. Kolejna antena została zlokalizowana na płaskim terenie w odległości około 3 km od stacji (rys. 3.16).

Do kalibracji wykorzystano falę nośną Programu 1 Polskiego Radia nadawanego z Solca Kujawskiego na częstotliwości 225 kHz. Pomiar przeprowadzono w warunkach tzw. „dobrej pogody” tak, aby w okolicy nie było chmur mogących zaburzać sygnał radiostacji. Niewielka odległość pomiędzy antenami oraz brak wysokich obiektów w obrębie co najmniej pięciu wysokości budynku, na którym zainstalowano antenę, pozwoliły na otrzymanie możliwie dokładnych wyników. Pomiar prążka fali nośnej odbywał się z wykorzystaniem dwóch analizatorów widma (rys. 3.17). Pierwszy to Tektronix RSA5106A umożliwiający pomiar w zakresie od 1 Hz do 6,2 GHz. Drugi, przenośny analizator



Rys. 3.15. Charakterystyki kalibracji anteny pola elektrycznego szybkozmiennego wykorzystywanej w systemie rejestracji PRz

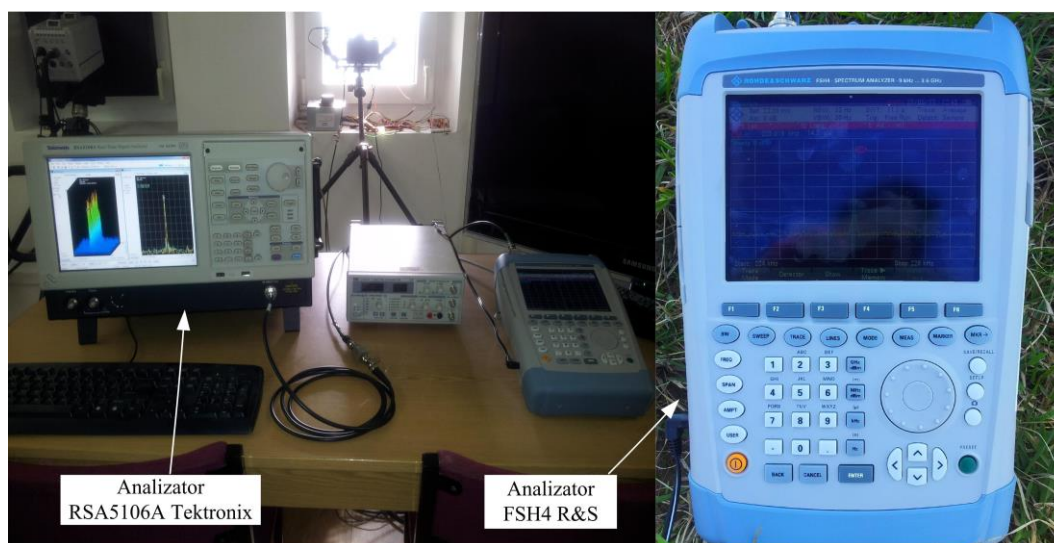


Rys. 3.16. Układ pomiarowy do wyznaczenia współczynnika korekcyjnego budynku oraz kalibracji bezwzględnej anten piorunowego pola elektrycznego

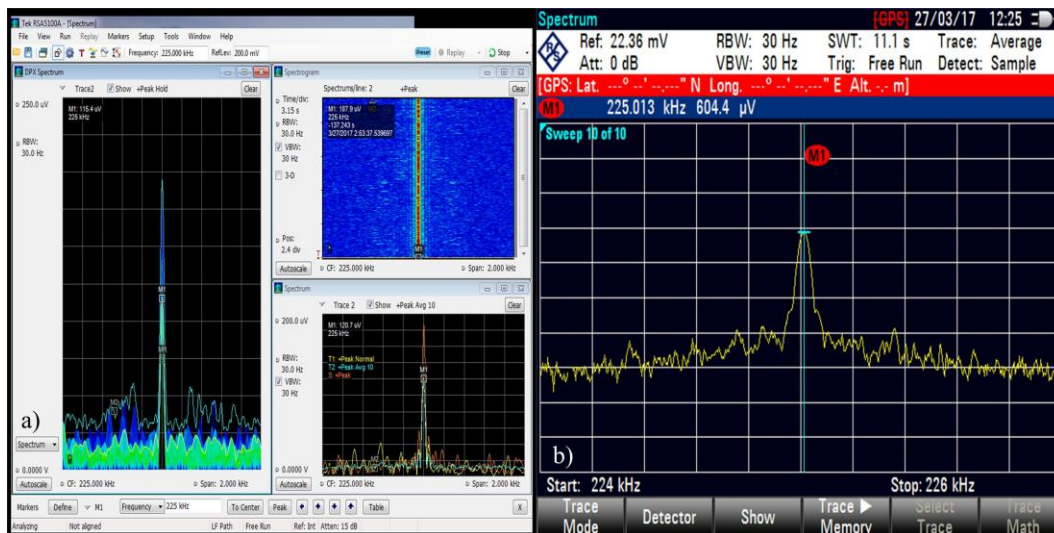
Rohde&Schwarz FSH4 o paśmie od 9 kHz do 3,6 GHz został wykorzystany w terenie.

Przykładowe wyniki pomiaru przedstawiono na rys.3.18. Ze względu na niskoczęstotliwościowy charakter sygnału referencyjnego ulegał on odbiciu wyłącznie od jonosfery. Pomimo tego rejestrowany sygnał fali nośnej zmieniał się w czasie. Główną przyczyną były prawdopodobne fluktuacje mocy nadawanego sygnału.

W wyniku porównania jednoczesnych pomiarów pola elektrycznego na dachu budynku PRZ oraz na płaskiej przestrzeni przy powierzchni ziemi wyznaczono współczynnik modyfikacji pola przez budynek. Oszacowano go na $k_{bud}=2,53$. Współczynnik kalibracji w odniesieniu do płaskiej przestrzeni wyniósł $k=1,90$ (V/m)/mV \pm 0,38 (V/m)/mV.



Rys. 3.17. Analizatory widma zastosowane podczas kalibracji anten pola elektrycznego w warunkach poligonowych



Rys. 3.18. Pomiar amplitudy prążka fali nośnej od stacji radiowej z wykorzystaniem analizatorów widma: a) na dachu (RSA5106A); b) na otwartej przestrzeni (FSH4)

Porównując otrzymaną wartość z wynikami bezwzględnej kalibracji laboratoryjnej można zauważyć, że wielkości różnią się. Wynika to głównie z faktu, że układ laboratoryjny nie uwzględnia wpływu obiektu na modyfikację pola w otoczeniu anteny pola elektrycznego. Ponadto należy zauważyć, że aby otrzymać wzorcowy rozkład pola należałoby zastosować większy układ płyt pomiarowych. Wątpliwe jest zatem stosowanie metod laboratoryjnych w celu wyznaczania współczynnika kalibracji [MacGorman, 1998]. Ostatecznie po uwzględnieniu parametrów przetwornika ADC otrzymano przelicznik pomiędzy wartością pola elektrycznego wyrażoną w bitach i wartością pola w V/m, który wynosił $k_{bit}=9,28$ (V/m)/Bit.

W celu weryfikacji otrzymanych rezultatów wykorzystano formułę (3.13) opisaną w pracy [Betz, 2009b].

$$k_{bit} = \frac{E_{max}}{E_{bit}} = \frac{v_{RS}\mu_0 I_{max}}{2\pi R E_{bit}} \quad (3.13)$$

Wykorzystuje ona prawo Biota-Savarta w odniesieniu do składowej radiacyjnej wyładowania obserwowanego w odległości powyżej kilkudziesięciu kilometrów. Przy założeniu typowych parametrów wyładowania doziemnego $v_{RS}=1,3 \cdot 10^8$ m/s oraz przenikalności powietrza $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, odległości od wyładowania R oraz amplitudy prądu piorunowego I_{max} pozyskanych z bazy systemu LINET, a także amplitudy pola E_{bit} otrzymanych z własnych rejestracji, oszacowano teoretyczny współczynnik kalibracji $k_{bit}=1,81$ (V/m)/Bit [Karnas, 2016b].

3.3. Rejestracja kanału piorunowego

Szybka rejestracja wyładowań atmosferycznych jest istotną funkcjonalnością systemu. Pozwala ona nie tylko na badanie procesu rozwoju kanału piorunowego, ale również weryfikację jego lokalizacji otrzymanej z komercyjnych systemów detekcji wyładowań [Qie, 2014; Sigogne, 2013; Berger, 2011].

Stacja rejestracji wyładowań atmosferycznych w Rzeszowie jest wyposażona w szybką kamerę wideo Photron SA5 [Photron, 2010]. Kamera monitoruje obszar w kierunku południowo-wschodnim w obrębie 60° (rys. 3.19).

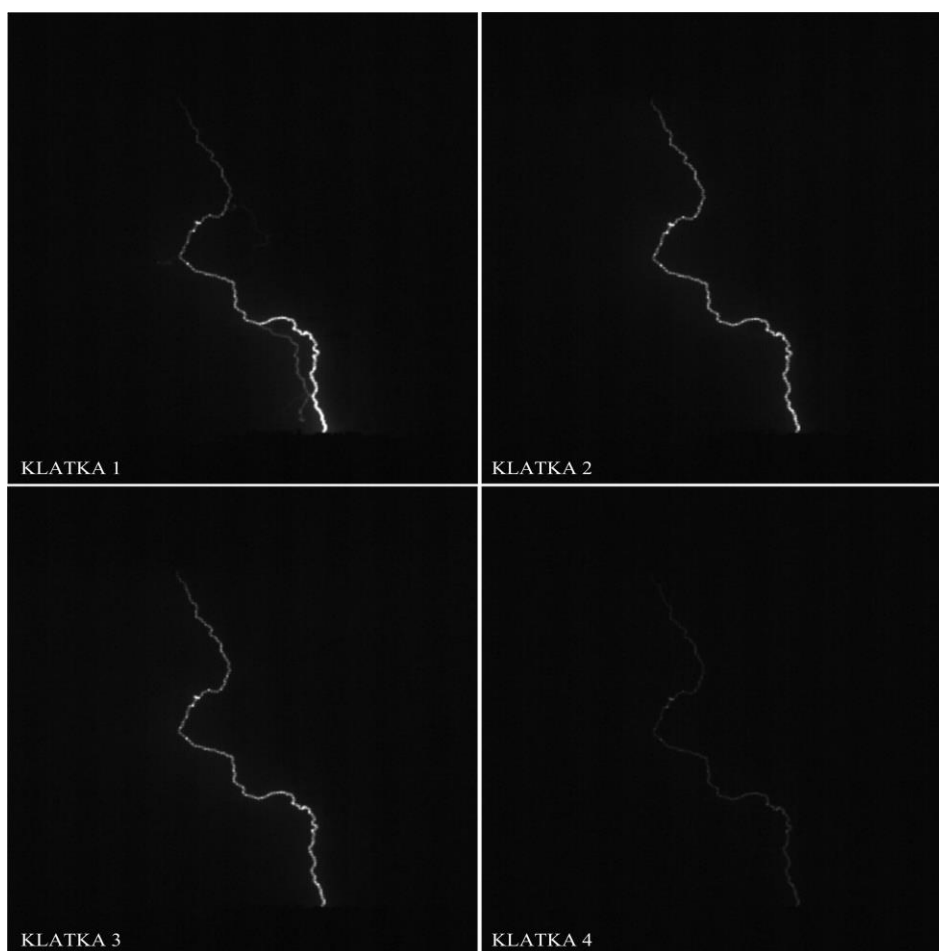
Kamera ta jest wykorzystywana w systemie dzięki opracowaniu własnego oprogramowania na bazie kodu dostarczonego przez producenta. Umożliwiło to stworzenie własnych narzędzi informatycznych umożliwiających sterowanie procesem rejestracji oraz analizą nagranych obrazów [Karnas, 2015b]. Rejestracja wyzwalana jest dedykowanym układem wyzwalacza optycznego NEROTRIGGER. Rejestracje wideo są zapisywane następnie w tymczasowej pamięci kamery. Przykładowo jedna rejestracja zajmuje około 5 GB pamięci dyskowej. Dlatego też przygotowany program wstępnie analizuje dane pod kątem zgodności z parametrami statystycznymi rzeczywistych wyładowań atmosferycznych [Rakov, 2003; CIGRE, 2012]. Celem tego etapu jest wytypowanie wyładowań doziemnych, które będą szczegółowo rozpatrywane już po zakończeniu burzy oraz znaczące ograniczenie ilości danych przesyłanych do komputera. Zapobiega to blokowaniu kamery, gdy nagrywa ona wyładowania atmosferyczne. Ponadto konieczne było wyposażenie stacji w zewnętrzną macierz dyskową LACIE o pojemności 5 TB.



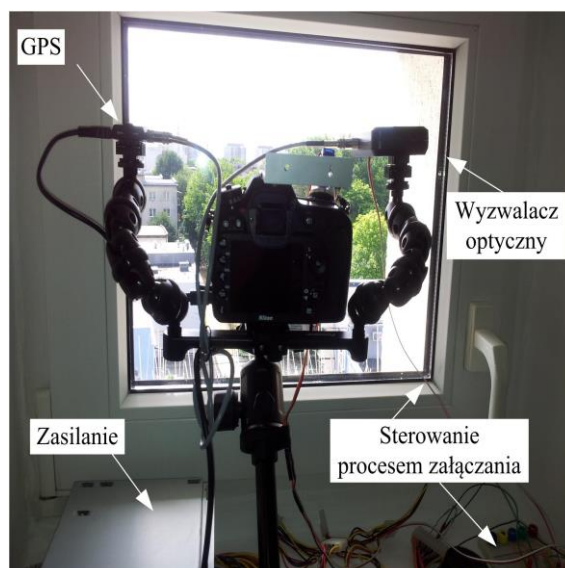
Rys. 3.19. Szybka kamera pracująca w systemie rejestracji PRz: a) panel tylni kamery; b) obszar monitorowany przez kamerę

Rejestracje odbywają się w kolorze z szybkością 7000 fps, aby otrzymać największą, możliwą rozdzielczość HD, czyli 1024x1024 px. Przy niższych rozdzielczościach szybkość rejestracji można zwiększyć nawet do 1 miliona fps. Ograniczenie prędkości rejestracji jest również konieczne z uwagi na znaczny spadek czułości sensora CCD przy krótszych czasach naświetlania [Saba, 2006a]. Czas trwania jednego nagrania ustawiony został na 0,5 s, a wyprzedzenie wyzwalacza na 100 ms. Parametry zostały uznane za wystarczające po wstępnej analizie pierwszych rejestracji dokonanych na stacji.

Na rys. 3.20 przedstawiono kilka obrazów z jednej wideo rejestracji. Kolejne klatki przedstawiają rozwój wyładowania atmosferycznego następujący po fazie lidera. Na pierwszej klatce widoczny jest udar wyładowania głównego. Świadczy o tym znaczna intensywność kanału przy powierzchni ziemi. Udar przemieszcza się w kierunku chmury burzowej neutralizując ładunek elektryczny rozłożony w kanale w fazie lidera skokowego. Jest to przykład wyładowania odgórnego ujemnego, co zostało potwierdzone rejestracją pola elektrycznego. Następne klatki przedstawiają proces stygnięcia kanału. Jest on bardzo powolny w stosunku do czasu trwania udaru głównego. Przyjęta prędkość wideo rejestracji



Rys. 3.20. Przykładowa rejestracja szybką kamerą.
Rejestracja: stacja Rzeszów, 19.07.2015 r. 21:37:06.509429 (UTC)



Rys. 3.21. System sterowania aparatem fotograficznym wykorzystywanym w systemie rejestracji PRz

pozwala na szczegółową obserwację procesu lidera skokowego, natomiast w przypadku fazy wyładowania głównego rejestrowane są jedynie pojedyncze klatki. Przyjęte ustawienia uznano za optymalne z punktu widzenia korelacji procesu rozwoju kanału piorunowego z przebiegami pola elektrycznego.

Należy podkreślić, że cały proces rejestracji, analizy i zapisu jest w pełni zautomatyzowany i odbywa się niezależnie od użytkownika systemu. Każdorazowo po zakończeniu burzy cały system przełącza się w stan czuwania, a zasilanie niektórych urządzeń jest wyłączane. Wyróżnia to stację w Rzeszowie na tle innych stacji działających na świecie. Dzięki takiemu rozwiązaniu rejestracje wykonywane są przez całą dobę, również w godzinach nocnych, gdy prawdopodobieństwo dokonania wartościowych nagrań jest największe. Program sterujący całym procesem został zweryfikowany w warunkach laboratoryjnych z wykorzystaniem generatora uderzeń napięciowych [Karnas, 2015b]. Uzyskano opóźnienie wyzwalacza znacznie poniżej 1 ms, co jest wystarczające z uwagi na czas trwania pojedynczego wyładowania piorunowego, jak również fazy wstępnej związanej z rozwojem lidera.

Oprócz wideorejestracji wykonuje się również na stacji fotorejestracje z wykorzystaniem aparatu NIKON D7100 (rys. 3.21), w celu uzupełnienia nagrań zdjęciami o rozdzielczości 24 MPix [Nikon, 2013]. Umożliwia to między innymi znacznie bardziej precyzyjne określenie parametrów geometrycznych kanału piorunowego. Podobnie, jak w przypadku kamery proces rejestracji został zautomatyzowany. Aparat oraz kamera są wyzwalane z wykorzystaniem tego samego sensora optycznego. W celu zautomatyzowania



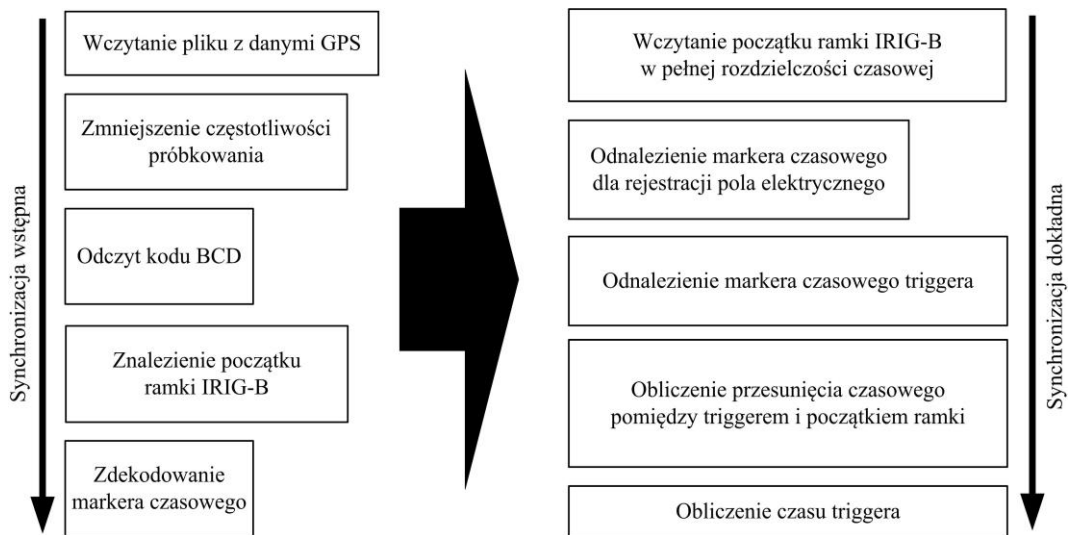
Rys. 3.22. Przykładowa rejestracja z wykorzystaniem aparatu fotograficznego.
Rejestracja: 19.07.2015 r. 23:03:58 (UTC)

rejestracji wykonano dedykowany układ sterujący wykorzystujący serwomechanizm sterowany mikrokontrolerem ATmega8. Przykładową rejestrację pokazano na rys. 3.22. Można zauważyć znacznie lepszą jakość obrazu niż w przypadku pojedynczej klatki (rys. 3.20) uzyskanej z szybkiej kamery pracującej na stacji w Rzeszowie.

3.4. Synchronizacja rejestracji

W celu synchronizacji czasowej procesu rejestracji zaimplementowany został wyspecjalizowany odbiornik GPS170 firmy Meinberg [Meinberg, 2011]. Synchronizacja kamery jest realizowana z wykorzystaniem dedykowanego wejścia sygnałowego GPS. Sterownik kamery automatycznie przeprowadza proces synchronizacji. W przypadku rejestracji pola elektrycznego czas uzyskany na podstawie zegara systemu operacyjnego nie był wystarczająco dokładny. W celu uzyskania dokładności rzędu kilku mikrosekund stworzono własny algorytm synchronizacji w Matlabie (rys. 3.23).

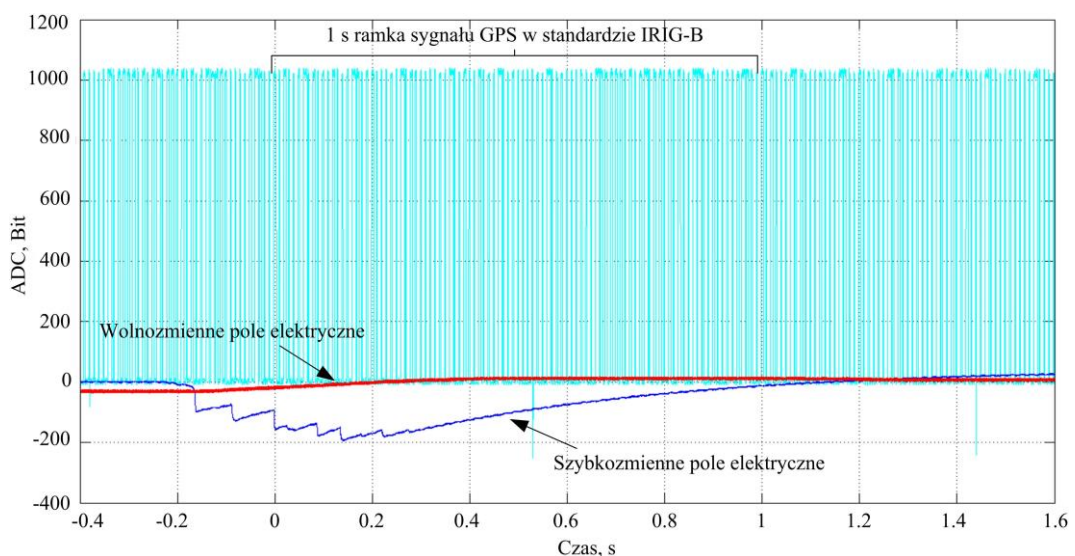
Algorytm wykorzystuje analogowy sygnał GPS w standardzie IRIG-B [RCC, 2004]. Sygnał GPS jest rejestrowany równocześnie z przebiegami pola elektrycznego na jednym z dodatkowych wejść przetwornika ADC (rys. 3.24). Algorytm działa dwuetapowo. Najpierw odbywa się synchronizacja wstępna bazująca na przebiegu GPS o programowo zmniejszonej rozdzielczości czasowej. Celem jest znalezienie początku binarnej ramki IRIG-B. Na tym etapie ramka jest również rozkodowywana w celu uzyskania informacji czasowej odnoszącej się do jej początku. Drugi etap pozwala na synchronizację z dokładnością równą rozdzielczości karty pomiarowej, tj. 40 ns. W tym czasie algorytm analizuje jedynie początkowy fragment ramki GPS w pełnej



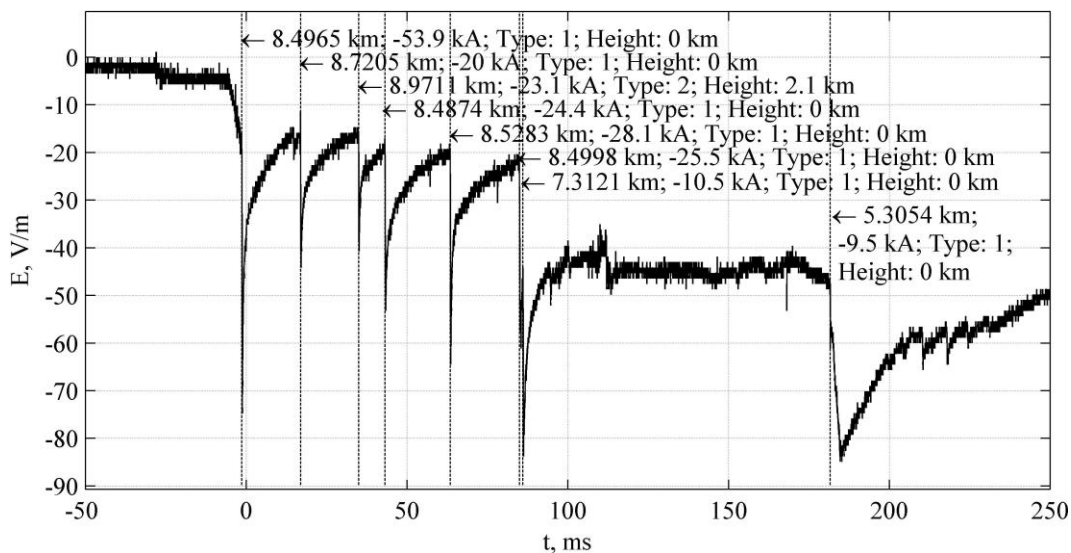
Rys. 3.23. Algorytm synchronizacji zaimplementowany w systemie rejestracji

rozdzielczości. Program taki umożliwia bardzo szybkie działanie, gdyż jednorazowy proces identyfikacji czasowej ramki sygnału GPS przebiega w czasie poniżej 100 ms. Z uwagi na średni czas pomiędzy wyładowaniami atmosferycznymi w trakcie burzy rzędu 5 sekund, jest to wystarczająca szybkość do pracy systemu w trybie czasu rzeczywistego.

Na rys. 3.25 przedstawiono porównanie synchronizacji rejestracji ze stacji w Rzeszowie oraz markerów czasowych na podstawie bazy systemu LINET. Można zauważyć dużą zgodność otrzymanych danych. Należy zauważyć, że program dekodujący wartość czasu odpowiadającą ramce sygnału GPS uwzględnia również efekt czasu propagacji wyładowania do punktu pomiarowego, przy czym czas ten jest nieznaczny w stosunku do innych czynników wpływających na dokładność synchronizacji. Tak duża



Rys. 3.24. Ramka GPS zarejestrowana synchronicznie z przebiegami piorunowego pola elektrycznego. Rejestracja: stacja Rzeszów, 12:07.2014 r. 13.35.58.230573 (UTC)

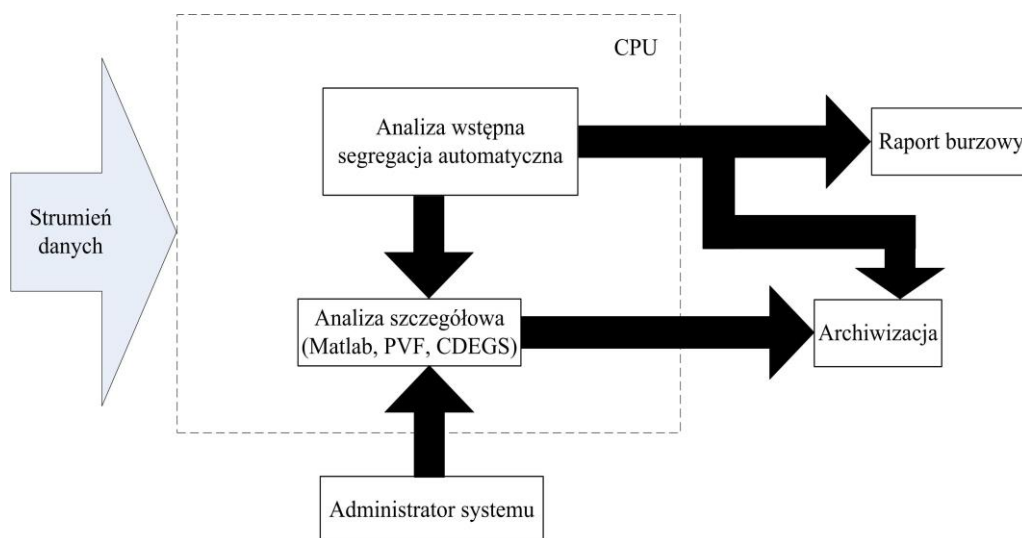


Rys. 3.25. Porównanie synchronizacji rejestracji systemu PRZ z danymi z LINET-u (pionowe linie z podanymi parametrami wyładowań).
Rejestracja: stacja Rzeszów, 17.05.2014 r. 12:28:12.446167 (UTC)

zgodność z systemem LINET zapewnia jednoznaczne przyporządkowanie przebiegów pola elektrycznego rejestrowanych na stacji do konkretnych wyładowań atmosferycznych odnotowanych w systemie lokalizacji.

3.5. Przetwarzanie oraz archiwizacja danych

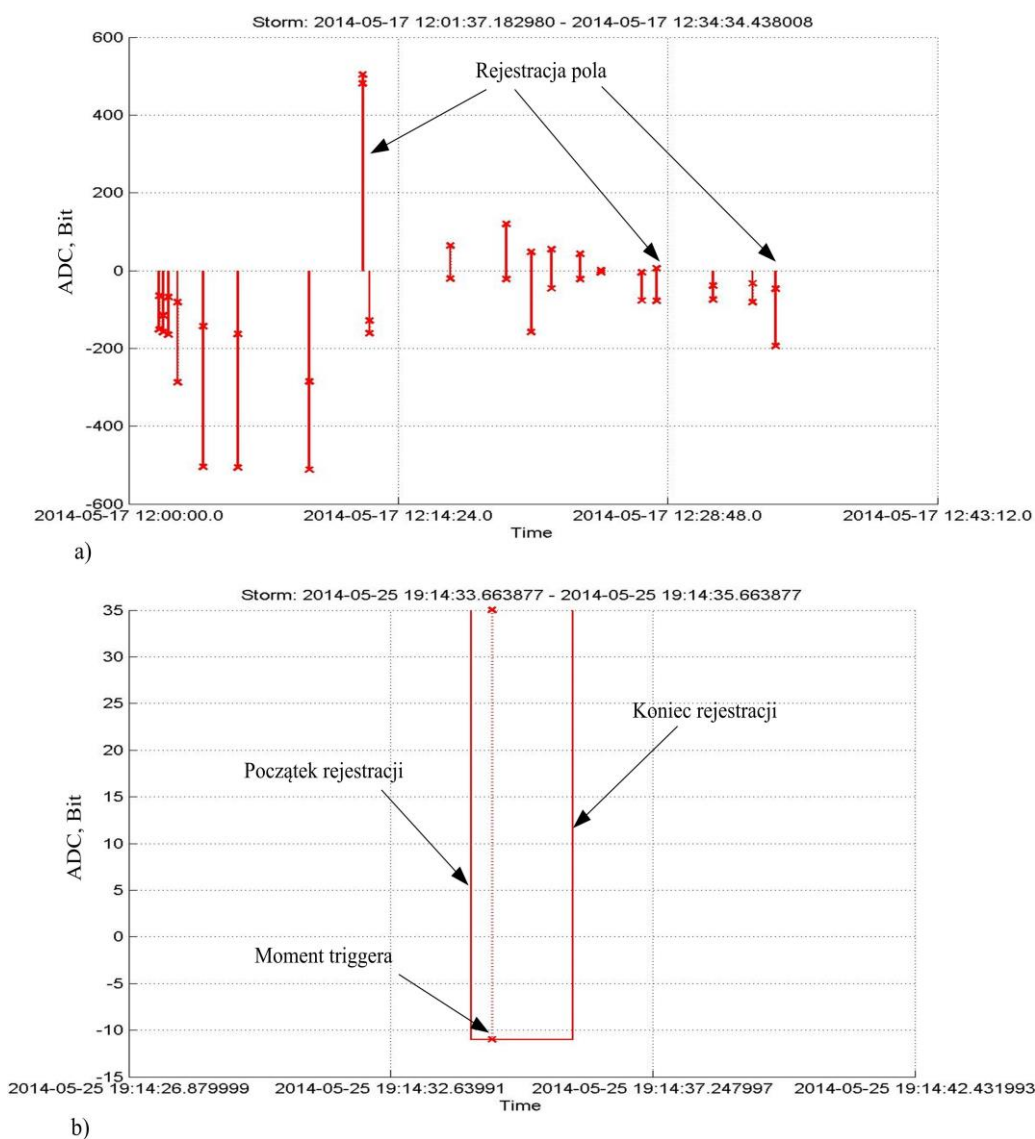
Przetwarzanie oraz archiwizacja danych (rys. 3.26) odbywa się automatycznie z możliwością interakcji użytkownika. Ze względu na relatywnie długi czas analizy zdecydowano się wykonywać te zadania w trybie postprocessingu. Analiza rozpoczyna się wraz z przechodzeniem systemu w stan uśpienia, gdy aktywność burzowa spadnie poniżej zadanego poziomu. Warunkiem krytycznym jest brak zarejestrowanego wyładowania w



Rys. 3.26. Przetwarzanie danych rejestracji wyładowań atmosferycznych w trybie postprocessingu zaimplementowane w systemie rejestracji wyładowań PRZ

przedziale czasowym 30 minut. Celem analizy jest sporządzenie raportu, w którym zawarte są informacje odnośnie ilości, czasu, wartości szczytowych poszczególnych rejestracji z podziałem na rejestracje pola elektrycznego oraz wideorejestracje. Dodatkowo generowany jest plik, który zawiera informacje pozwalające zobrazować cały proces rejestracji w sposób graficzny (rys. 3.27).

Algorytm wyszukuje również zdarzenia, dla których jednocześnie zarejestrowano pole elektryczne oraz proces rozwoju kanału piorunowego przez kamerę. Dane są zapisywane w formie raportu z odpowiednim markerem czasowym oraz wysyłane na konto mailowe zdefiniowanych administratorów systemu. Umożliwia to wstępną analizę bezpośrednio po burzy. Dodatkową funkcją tego rozwiązania jest monitorowanie poprawności pracy całego systemu.



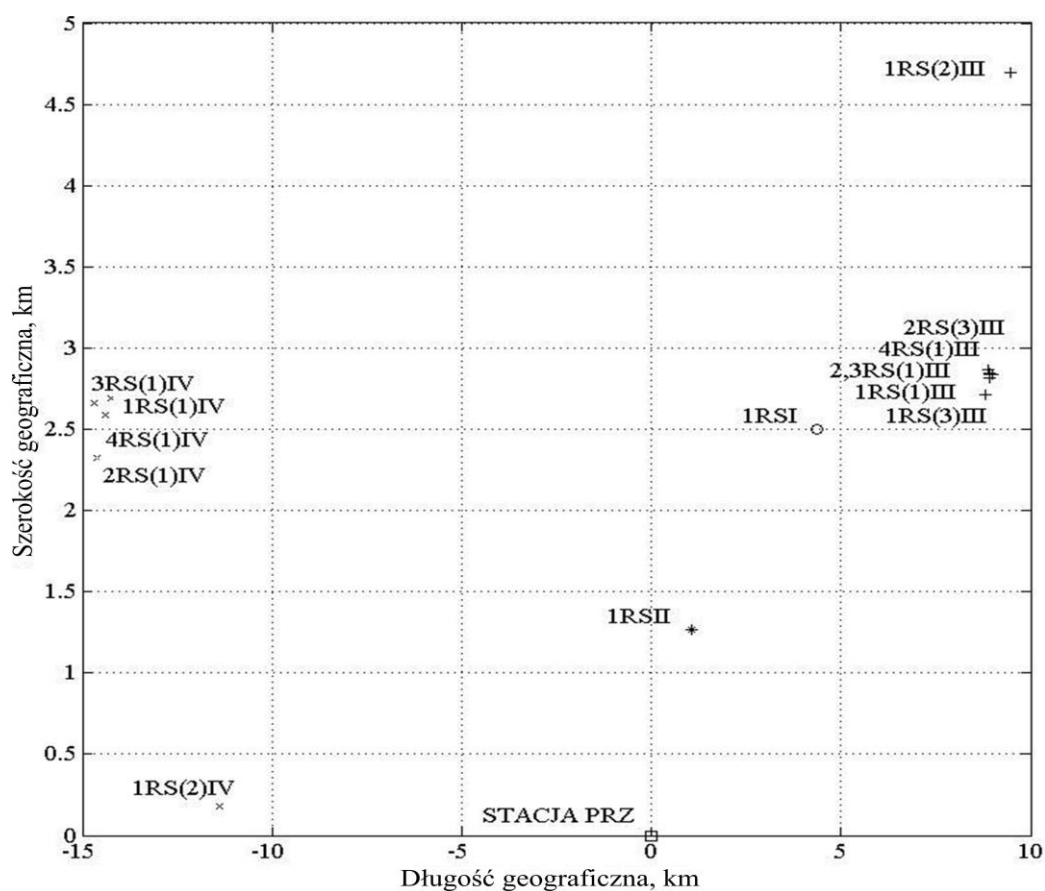
Rys. 3.27. Przykładowa analiza graficzna w ramach raportu burzowego ze stacji w Rzeszowie: a) kompletny incydent burzowy; b) wybrana rejestracja w powiększeniu

Szczegółowa analiza oraz segregacja danych może odbywać się automatycznie lub z udziałem administratora (rys. 3.27). Dane są weryfikowane pod względem zawartości określonych składowych wyładowania, jakości rejestracji oraz czasu trwania poszczególnych faz wyładowania atmosferycznego. Zaimplementowane algorytmy detekcji i identyfikacji umożliwiają zaawansowaną analizę, w wyniku której uzyskane informacje zapisywane są w bazie danych systemu rejestracji wyładowań PRz. Wieloletnie rejestracje będą więc ważnym źródłem wiedzy na temat specyfiki wyładowań atmosferycznych występujących w Polsce południowo-wschodniej.

4. Detekcja oraz identyfikacja składowych wyładowania atmosferycznego

4.1. Selekcja przebiegów pola elektrycznego

Piorunowe pole elektryczne wykazuje duże zróżnicowanie. Głównym czynnikiem wpływającym na różnorodność obserwowanych przebiegów jest odległość stacji od kanału piorunowego [Rakov, 2003]. W celu stworzenia możliwie najbardziej uniwersalnego algorytmu detekcji oraz identyfikacji podstawowych składowych wyładowania atmosferycznego, dokonano szczegółowej analizy danych z systemu PRz. Do analizy w niniejszej pracy wybrano cztery, możliwie najbardziej reprezentatywne, rejestracje (rys. 4.1). Głównym kryterium selekcji wyładowań była właśnie odległość od kanału

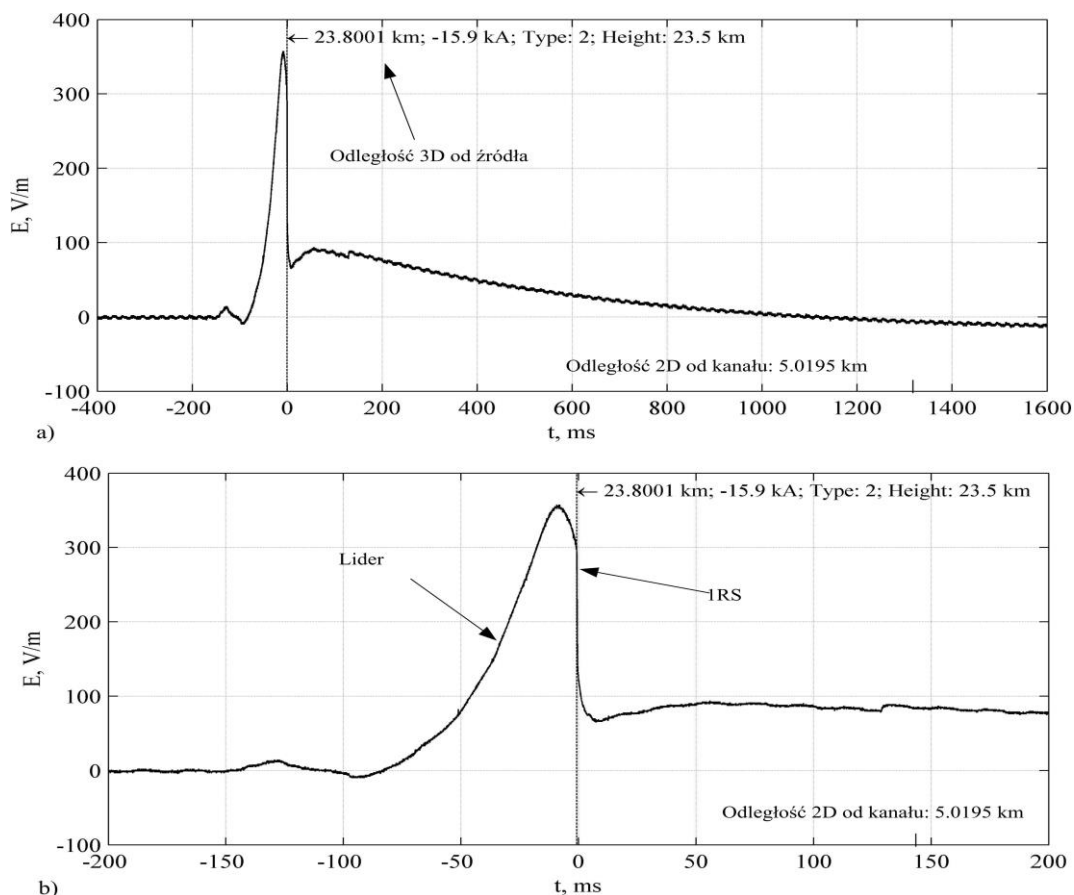


Rys. 4.1. Lokalizacja udarów doziemnych dla Rejestracji I-IV, na podstawie danych z systemu lokalizacji wyładowań atmosferycznych LINET

piorunowego. Opisane poniżej rejestracje oznaczono kolejnymi liczbami rzymskimi od I do IV. W przypadku III i IV na rejestracje nałożonych jest więcej niż jedno wyładowanie atmosferyczne. Aby rozróżnić wyładowania występujące w różnych miejscach, ale w tym samym czasie wprowadzono dodatkowe oznaczenia liczbowe w nawiasach okrągłych. Przykładowo, jeśli podczas rejestracji nr III odnotowano 3 różne wyładowania atmosferyczne, to etykieta 2RS(3)III oznaczać będzie drugie wyładowanie główne (2RS) występujące w trakcie trzeciego wyładowania atmosferycznego (3).

Rys. 4.1 przedstawia lokalizację wszystkich analizowanych wyładowań. W tym celu wykorzystano dane z systemu LINET. Odległości podane we współrzędnych geodezyjnych przeliczono zgodnie ze specyfikacją układu WGS-84 [NIMA, 2004] do układu kartezjańskiego. Wizualizacja przestrzenna pozwoliła na poprawne sklasyfikowanie otrzymanych przebiegów dla rejestracji nr III i IV. Bez tego analiza byłaby znacząco utrudniona ze względu na niewielkie odstępy czasowe pomiędzy poszczególnymi wyładowaniami głównymi występującymi w trakcie różnych wyładowań atmosferycznych.

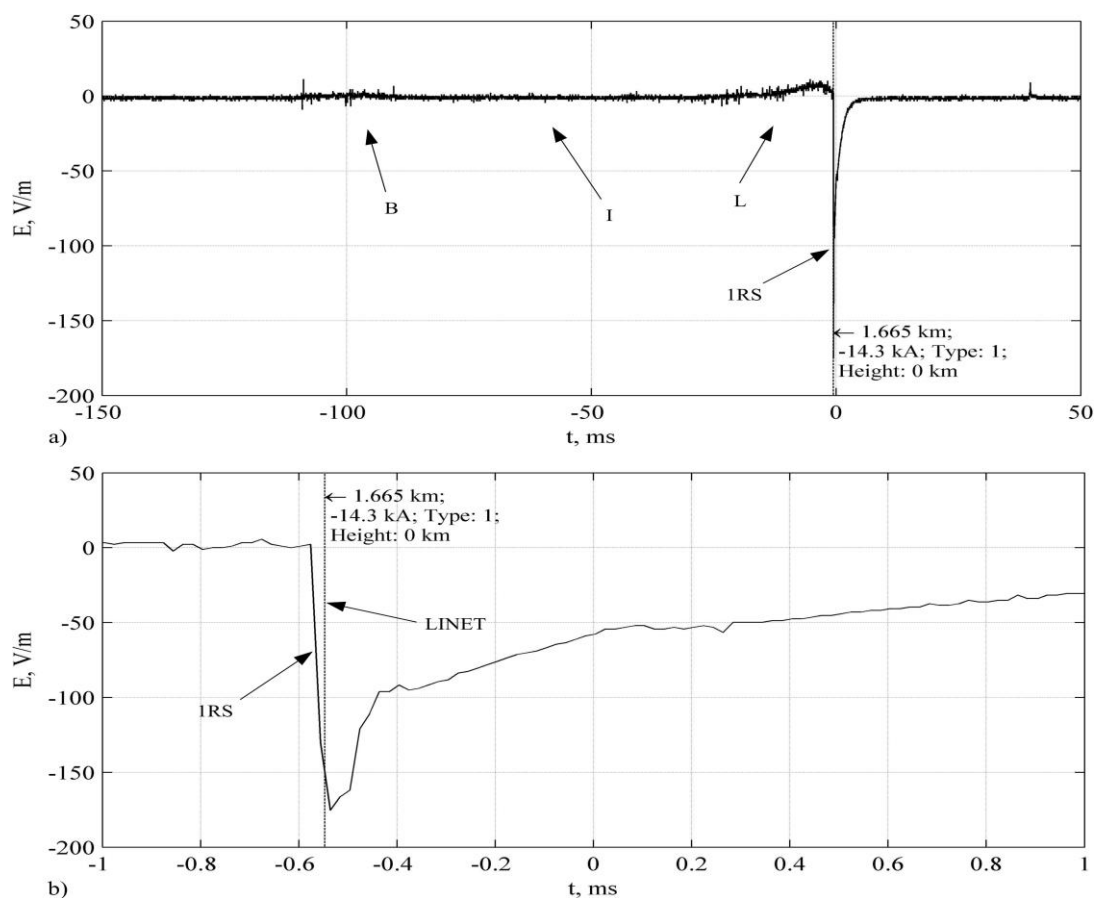
Na rys. 4.2 przedstawiono przebieg pola elektrycznego doziemnego wyładowania



Rys. 4.2. Rejestracja I. Pojedyncze ujemne wyładowanie bliskie z wyeksponowaną fazą lidera: a) pełna skala czasowa; b) wyeksponowana faza lidera skokowego. Parametr Type pojawiający się w opisie wyładowania oznacza wyładowanie doziemne – Type 1 oraz wyładowanie wewnętrzzmurowe – Type 2. Rejestracja: stacja Rzeszów, 07.08.2014 r. 18:08:39.243415 (UTC)

atmosferycznego (Typ 1) odległego od stacji o około 5 km. W tym przypadku obserwowany jest dominujący wpływ fazy lidera skokowego na wypadkowy przebieg piorunowego pola elektrycznego. Dla wyładowań bardzo bliskich polaryzacja pola odpowiadająca składowej lidera skokowego jest przeciwna w stosunku do następującego po niej polaryzacji wyładowania głównego (rys. 4.2). W pracy zostało to wykorzystane do identyfikacji wysokości kanału piorunowego. Należy zwrócić uwagę na niepoprawną identyfikację tego wyładowania atmosferycznego przez system LINET, który zinterpretował zdarzenie, jako wyładowanie wewnątrzchmurowe (Typ 2). Dla tego typu wyładowań baza LINET-u podaje tzw. odległość 3D oznaczającą dystans od stacji do źródła wyładowania znajdującego się w chmurze burzowej. Wymusiło to konieczność dodatkowego przeliczenia przez autora rzeczywistej odległości 3D od kanału piorunowego na odległość 2D. Odległość 2D jest to dystans pomiędzy miejscem rejestracji a punktem, w którym kanał piorunowy łączy się z powierzchnią ziemi.

Rejestracja II (rys. 4.3) została wybrana ze względu na obecność bardzo wyraźnej fazy wyładowań wstępnych. Jest to klasyczny przypadek typu B-I-L opisany w rozdziale drugim [Marshall, 2014]. Faza B-I-L jest dobrze widoczna głównie ze względu na bliskość

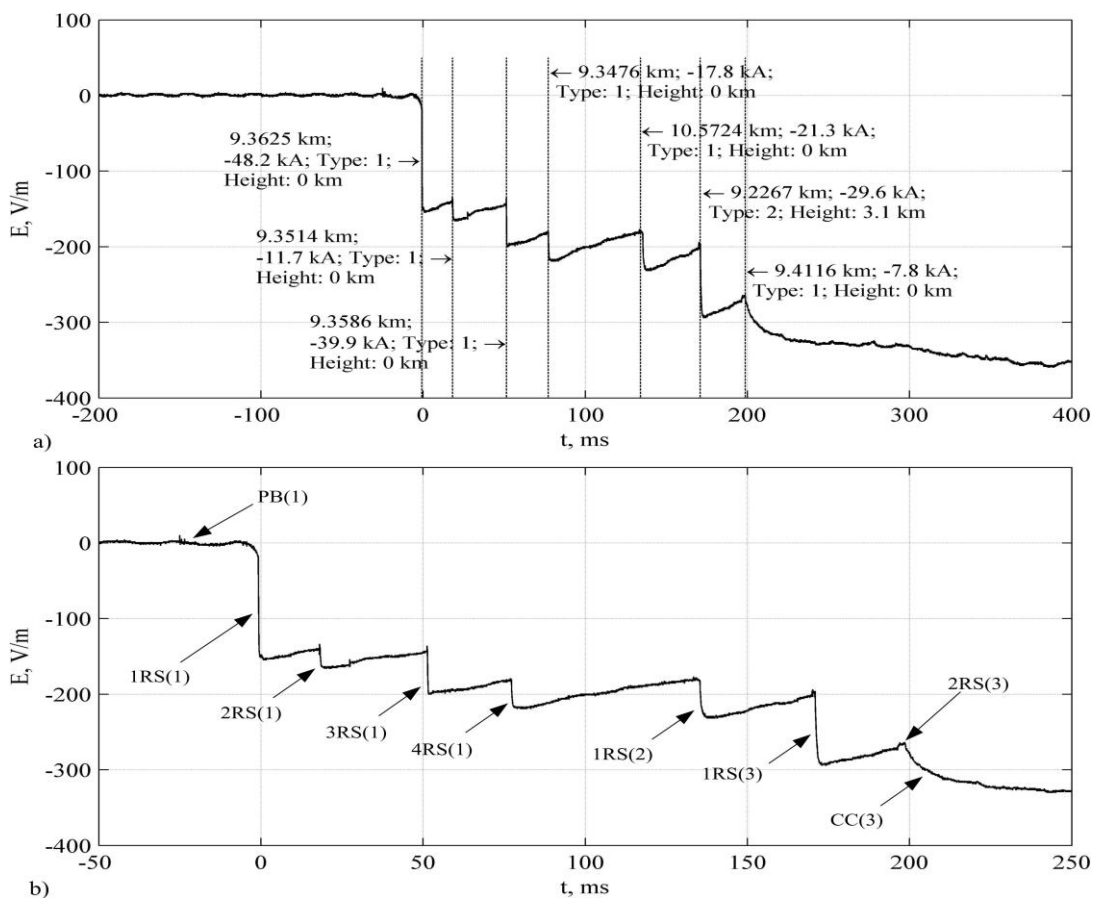


Rys. 4.3. Rejestracja II. Pojedyncze ujemne wyładowanie bliskie z wyeksponowaną fazą BIL: a) faza BIL; b) udar główny.

Rejestracja: stacja Rzeszów, 16.07.2014 r. 14:34:18.889710 (UTC)

wyładowania. Relatywnie niewielka amplituda obserwowanego pola elektrycznego wynoszącego około 170 V/m wpływa na niezbyt korzystny stosunek S/N. Problem ten został szczegółowo przeanalizowany w podrozdziale 4.2.

Na podstawie danych lokalizacji (rys. 4.1) stwierdzono, że kolejna rejestracja nr III (rys. 4.4) przedstawia superpozycję kilku wyładowań ujemnych. Widoczne są trzy wyładowania doziemne. Pierwsze wyładowanie oznaczone jako (1) złożone jest z czterech ujemnych wyładowań głównych. W tym przypadku faza lidera posiada podobną polaryzację, jak udar główny. Widoczne są również niewielkie impulsy od wyładowań wstępnych. Wyładowanie (2) jest to wyładowanie pojedyncze typu ujemnego. Ostatni incydent burzowy (3) to wyładowanie podwójne ujemne, w którym po ostatnim udarze pojawia się faza prądu długotrwałego (CC). Dodatkowo można zaobserwować zakłócenie harmoniczne o częstotliwości 50 Hz. Jest ono wynikiem obecności bliskich linii zasilających, co jest nieuniknione w przypadku lokalizacji anten w środowisku zurbanizowanym. Zakłócenie tego typu w zasadniczym stopniu wpływa na jakość detekcji i identyfikacji, dlatego w dalszej części pracy przedstawiono procedurę filtracji tego typu



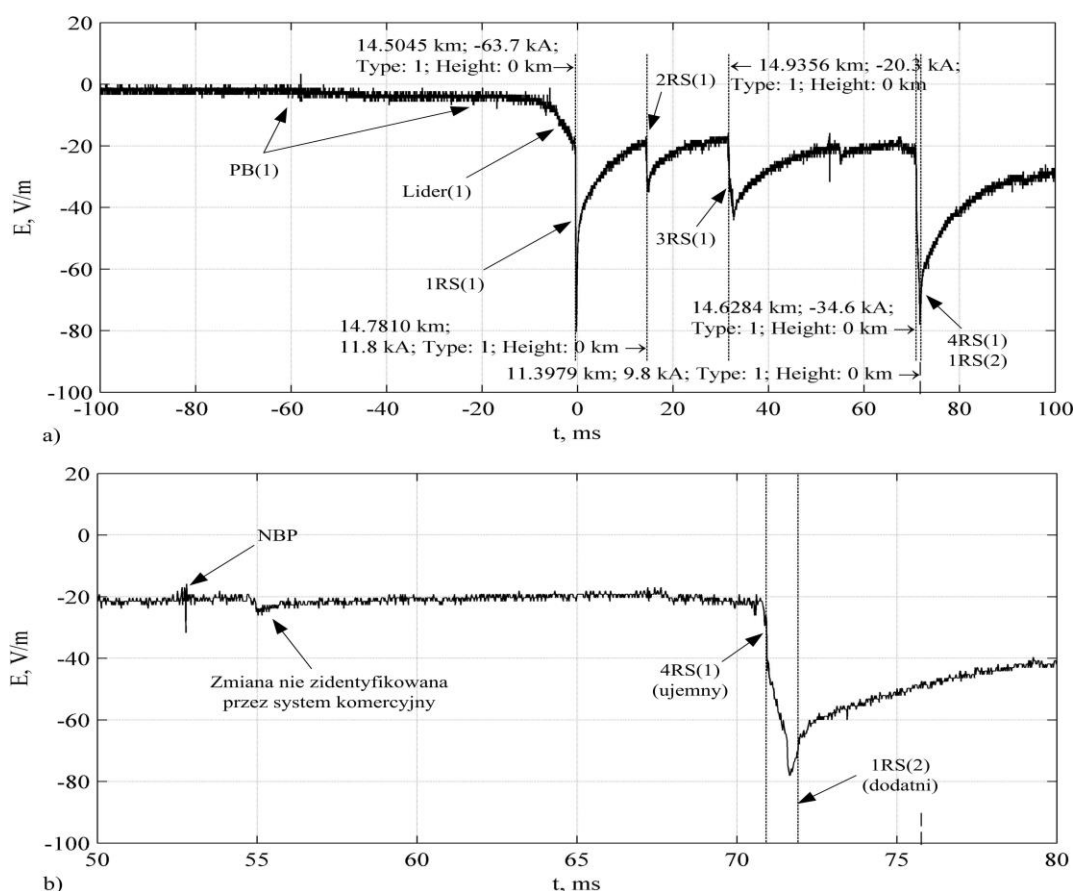
Rys. 4.4. Rejestracja III. Ujemne wyładowanie wielokrotne z widoczną fazą PB oraz CC: a) identyfikacja systemu LINET; b) struktura wyładowania.

Rejestracja: stacja Rzeszów, 28.07.2014 r. 12:23:38.266729 (UTC)

przebiegów. Rejestracja III jest niezwykle istotna z punktu widzenia uniwersalności algorytmu identyfikacji. Posiada ona właściwie wszystkie składowe wyładowania atmosferycznego, których analiza jest celem niniejszej pracy.

Ostatnia rejestracja nr IV (rys. 4.5) została wybrana ze względu na znaczną odległość od kanału piorunowego. Skutkuje to niewielkim stosunkiem S/N. Pomimo znacznej odległości od kanału piorunowego, w początkowej fazie można jednak zauważyć pojedyncze impulsy od wyładowań wstępnych. Rejestracja ta przedstawia superpozycję dwóch wyładowań atmosferycznych o przeciwnej polaryzacji. Aktywność w chmurze rozpoczyna się około 50 ms przed pierwszym wyładowaniem głównym typu ujemnego. Charakterystyczna jest również faza lidera skokowego, której polaryzacja jest zgodna z następującym po niej udarem głównym. We fragmentach pola elektrycznego następujących zaraz po wyładowaniach głównych widoczna jest dominująca składowa radiacyjna [Masłowski, 2010].

Na rys. 4.5b przedstawiono również szybkozmienny impuls typu NBP występujący pomiędzy trzecim a czwartym wyładowaniem głównym. Co istotne, wyładowanie główne



Rys. 4.5. Rejestracja IV. Ujemne wyładowanie wielokrotne zarejestrowane w znacznej odległości od kanału: a) struktura wyładowania; b) impuls NBP oraz następujące po sobie udary o przeciwnej polaryzacji.

Rejestracja: stacja Rzeszów, 17.05.2014 r. 12:27:24.265526 (UTC)

następujące po NBP nie zostało zarejestrowane w bazie systemu LINET. Prawdopodobną przyczyną tego jest niewielka wartość szczytowa tego udaru. Interesujące z punktu widzenia algorytmu identyfikacji jest bezpośrednie sąsiedztwo ujemnego i dodatniego wyładowania atmosferycznego (4RS(1) oraz 1RS(2)). W tym przypadku na ostatni ujemny udar główny wyładowania (1) o znacznej wartości szczytowej nakłada się pierwszy dodatni udar wyładowania dodatniego (2). Niewielki dystans czasowy pomiędzy tymi udarami sprawia, że wyładowanie 1RS(2) jest praktycznie niezauważalne. Stanowi to znaczące wyzwanie dla opracowanego algorytmu identyfikacji składowych wyładowania atmosferycznego bazującego na pojedynczych rejestracjach piorunowego pola elektrycznego, gdzie nie ma możliwości porównania wyników z wielu stacji.

4.2. Poprawa stosunku S/N z wykorzystaniem filtru KZ

Rejestracja przebiegów piorunowych w warunkach rzeczywistych jest nieodłącznie związana z superpozycją występujących zakłóceń, które utrudniają lub w skrajnych przypadkach uniemożliwiają poprawną analizę. W obserwowanych przebiegach pojawia się nie tylko szum kwantyzacji, będący efektem zastosowania konwersji cyfrowej, ale również szum wynikający z zastosowania m.in. przewodów sygnałowych. Odfiltrowanie tego rodzaju zakłóceń na początkowym etapie analizy jest niezwykle istotne. Najbardziej znaczące jest to z punktu widzenia analizy przebiegów pod kątem wyładowań wstępnych. Impulsowy charakter oraz niewielka amplituda tych składowych wymusza zastosowanie odpowiednich technik filtracyjnych.

Stosunek S/N jest to stosunek mocy sygnału użytecznego P_S do mocy szumu P_N

$$S/N = \frac{P_S}{P_N} \quad (4.1)$$

P_N można wyznaczyć na podstawie wartości skutecznej szumu. Problematiczne staje się natomiast określenie mocy sygnału z uwagi na jego aperiodyczny charakter. W pracy za wartość odniesienia przyjęto największą obserwowaną wartość szczytową sygnału, która zazwyczaj może być utożsamiana z najsilniejszym udarem wyładowania głównego. Jest to wartość najbardziej reprezentatywna w przypadku przebiegów pola piorunowego. Dla takiego założenia można określić poziom S/N

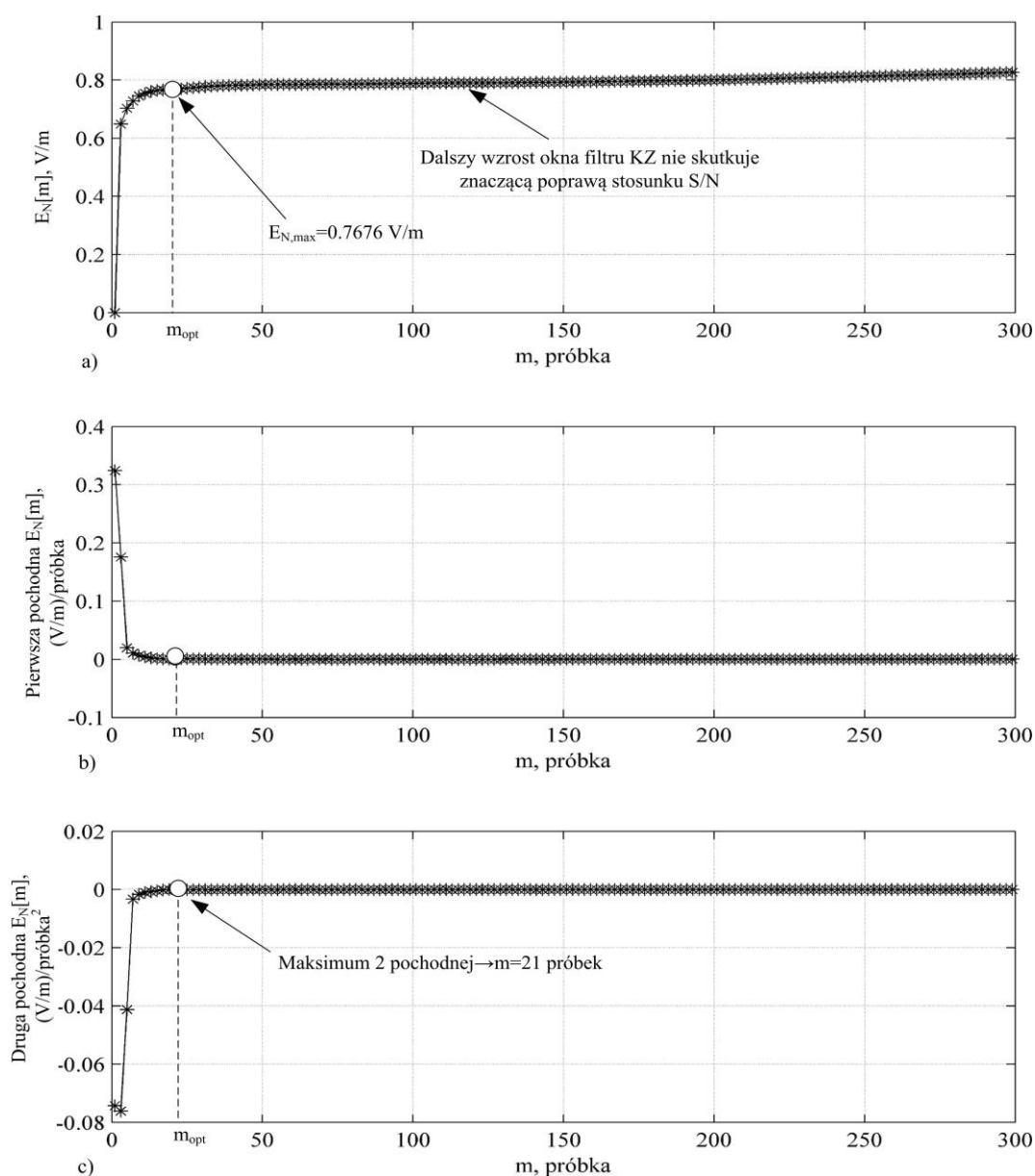
$$S/N = \frac{E_{S,max}^2}{E_{N,max}^2} \quad (4.2)$$

gdzie $E_{S,max}$ oznacza poziom sygnału użytecznego. W przypadku przebiegów piorunowego pola elektrycznego jest on równy wartości szczytowej pola odpowiadającego największemu z uderów głównych. $E_{N,max}$ jest to maksymalny poziom wartości skutecznej szumu w sygnale obliczony dla różnych okien czasowych (rys. 4.6). Ze względu na dużą dynamikę tego parametru często stosowana jest skala logarytmiczna

$$(S/N)_{dB} = 10 \log_{10} \frac{P_S}{P_N} = 20 \log_{10} \frac{E_{S,max}}{E_{N,max}} \quad (4.3)$$

gdzie $(S/N)_{dB}$ oznacza stosunek sygnału do szumu wyrażony w decybelach.

Opracowany algorytm poprawy stosunku S/N bazuje na filtrze KZ. Działa on



Rys. 4.6. Określenie optymalnych parametrów filtru KZ na podstawie charakterystyki zmienności szumu dla rejestracji z rys. 4.4: a) zmiana wartości skutecznej szumu w zależności od szerokości okna m filtru KZ; b) pochodna numeryczna przebiegu z punktu a); c) druga pochodna funkcji przebiegu z punktu a)

dwuetapowo. W pierwszym kroku filtr KZ pierwszego rzędu $KZ_{m,1}$ jest stosowany iteracyjnie ze stopniowo zwiększaną szerokością okna m . Celem jest otrzymanie charakterystyki obrazującej zmienność różnicy średniokwadratowej pomiędzy sygnałem oryginalnym, a sygnałem poddanym filtracji (rys. 4.6). Znajomość tej charakterystyki pozwala wyznaczyć optymalne nastawy docelowego filtra KZ stosowanego na drugim etapie filtracji. Pozwala również określić aktualny poziom szumu $E_{N,max}$ w sygnale.

Podstawowym kryterium zastosowanym do znalezienia optymalnego okna filtra KZ jest wyszukanie maksimum drugiej pochodnej sygnału E_N (rys. 4.6c). W celu obliczenia pochodnych numerycznych w Matlabie zastosowano wbudowaną funkcję *gradient()*. Na tym etapie wykorzystano jedynie początkową część całego przebiegu pola elektrycznego. Zakres przyjęty w pracy to 200 ms. Wartość została dobrana tak, aby w przyjętym oknie czasowym nie był obserwowany sygnał użyteczny. Nie jest to warunek konieczny dla poprawnej pracy algorytmu, ale pozwala na lepszą jego optymalizację.

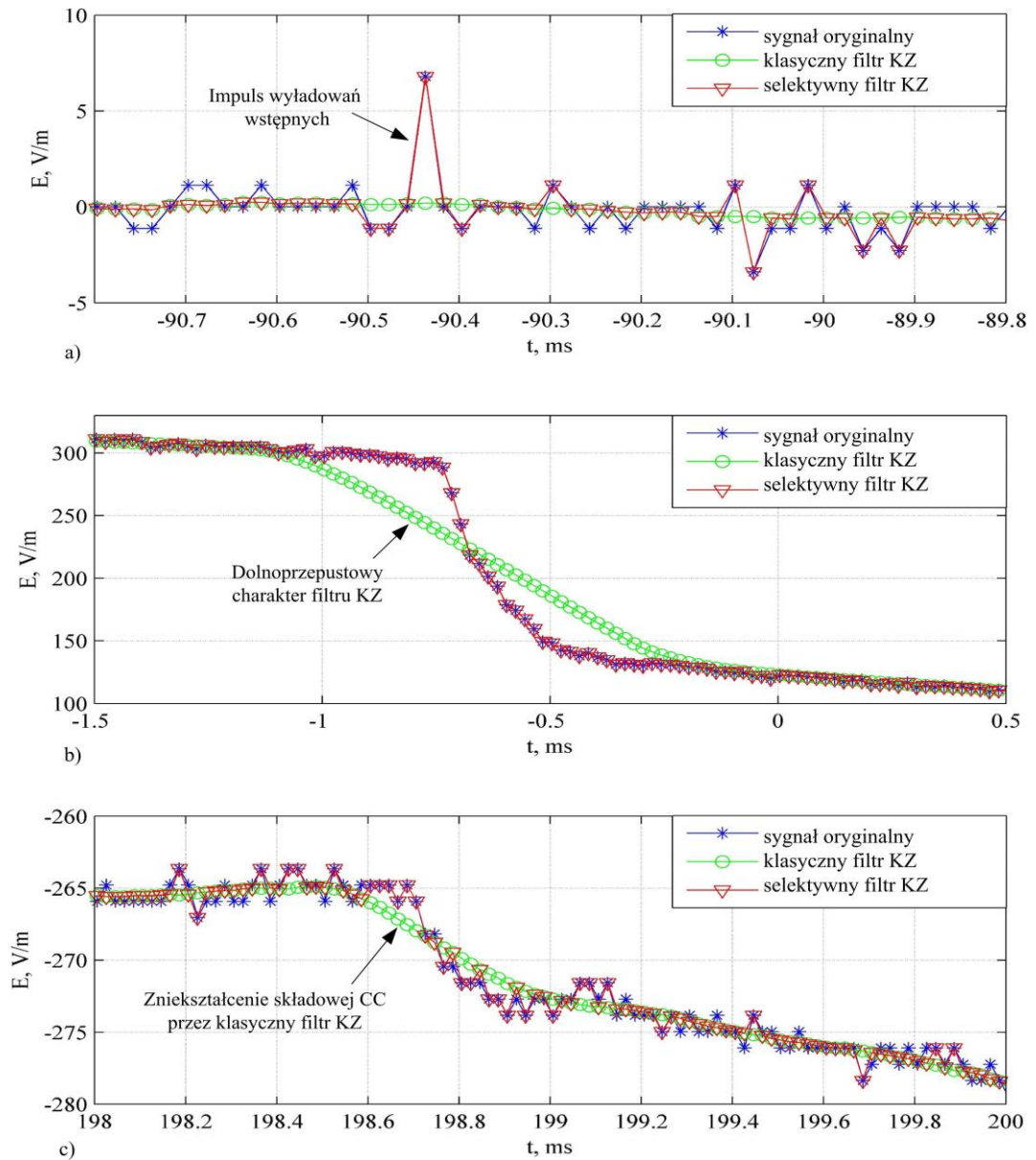
Optymalną wartość parametru $m=m_{opt}$ określano na podstawie przebiegów zarejestrowanych w bazie systemu PRz. Dla analizowanego przypadku uzyskano $m_{opt}=21$ próbek (rys. 4.6c). Po przeliczeniu z wykorzystaniem okresu próbkowania $T_p=300 \mu s$, graniczna szerokość okna czasowego filtra KZ została ustalona na 6 ms.

Dalsze zwiększanie szerokości okna powyżej m_{opt} nie wpływa istotnie na jakość filtracji, wydłużając przy tym znacząco czas obliczeń, co jest zjawiskiem niepożądanym. Podczas analizy celowo zmniejszono częstotliwość próbkowania przebiegu. Pozwoliło to znacząco przyspieszyć algorytm bez zauważalnej utraty jakości filtracji. Jest to niezbędne w przypadku analizy w czasie rzeczywistym wielu wyładowań atmosferycznych jednocześnie.

Mając określone optymalne nastawy filtra $KZ_{m,k=1}$ można przystąpić do drugiego etapu filtracji. Proces przebiega w dwóch krokach. Pierwszym jest zastosowanie filtra $KZ_{m_{opt},1}$ dla zarejestrowanego przebiegu pola elektrycznego, czyli

$$E_{Z,fil1}[n] = KZ_{m_{opt},1}[E_Z[n]] \quad (4.4)$$

gdzie $E_{Z,fil1}$ oznacza dyskretny sygnał składowej pionowej piorunowego pola elektrycznego otrzymany w pierwszym etapie filtracji z wykorzystaniem klasycznego filtra KZ, E_Z to dyskretny sygnał pola elektrycznego poddawane filtracji, natomiast n to numer kolejnej próbki sygnału.



Rys. 4.7. Filtracja przebiegów piorunowego pola elektrycznego z wykorzystaniem klasycznego oraz selektywnego filtru KZ: a) wyładowania wstępne (Rejestracja II); b) udar główny (Rejestracja I); c) składowa prądu długotrwałego (Rejestracja III)

Otrzymany sygnał $E_{Z,fil1}$ nie jest optymalny. W podrozdziale 2.4 stwierdzono, że klasyczny filtr KZ jest filtrem typu dolnoprzepustowego. Jest to widoczne na rys. 4.7b. Wartości szczytowe wyładowań wstępnych oraz szybkość narastania zbocza wyładowań głównych zostały znacząco zmodyfikowane, co jest niedopuszczalne na tym etapie analizy. W celu zminimalizowania niepożądanych efektów należało przeprowadzić krok drugi filtracji, w którym nałożono dodatkowy warunek

$$E_{Z,fil2}[n] = \begin{cases} E_{Z,fil1}[n], & \text{dla } E_Z - E_{Z,fil1} \leq \sqrt{2} E_{N,MAX} \\ E_Z[n], & \text{dla } E_Z - E_{Z,fil1} > \sqrt{2} E_{N,MAX} \end{cases} \quad (4.5)$$

gdzie $E_{Z,fil2}$ oznacza przebieg składowej pionowej piorunowego pola elektrycznego przefiltrowany z zastosowaniem selektywnego filtru KZ.

Tab. 4.1. Poprawa stosunku S/N z zastosowaniem selektywnego filtra KZ dla przebiegów piorunowego pola elektrycznego

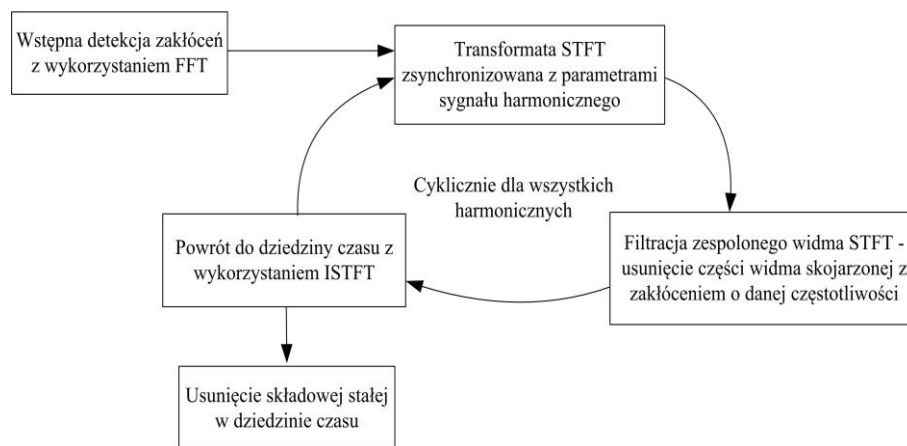
Rejestracja	Poziom szumu, V/m	S/N przed filtracją, dB	S/N po filtracji, dB
I	0.787	52.1	53.5
II	0.767	46.0	47.2
III	0.768	52.3	53.7
IV	0.769	39.2	40.7

Zgodnie z (4.5) dla każdej próbki analizowana jest różnica pomiędzy sygnałem oryginalnym i przefiltrowanym przy użyciu $KZ_{mopt,1}$. Dla różnicy mniejszej od $\sqrt{2}E_{N,max}$ sygnał jest równy sygnałowi po filtracji KZ. W przypadku, gdy różnica osiągnie wartość większą od wartości amplitudy szumu $\sqrt{2}E_{N,max}$, można stwierdzić, że w sygnale pojawia się znaczący udział składowej piorunowej. W tej sytuacji dana próbka nie podlega filtracji. Efekty takiego podejścia zostały zobrazowane na rys. 4.7.

Dla filtracji selektywnej można zauważyć znaczącą poprawę jakości obserwowanego sygnału w stosunku do filtracji klasycznej. Kształty najważniejszych faz wyładowania zostały zachowane. W wyniku działania algorytmu uzyskano poprawę stosunku S/N dla wszystkich analizowanych przypadków (tab. 4.1). Otrzymano zadowalające rezultaty, co pozwoliło przejść do kolejnych etapów analizy piorunowego pola elektrycznego.

4.3. Filtracja zakłóceń harmoniczných

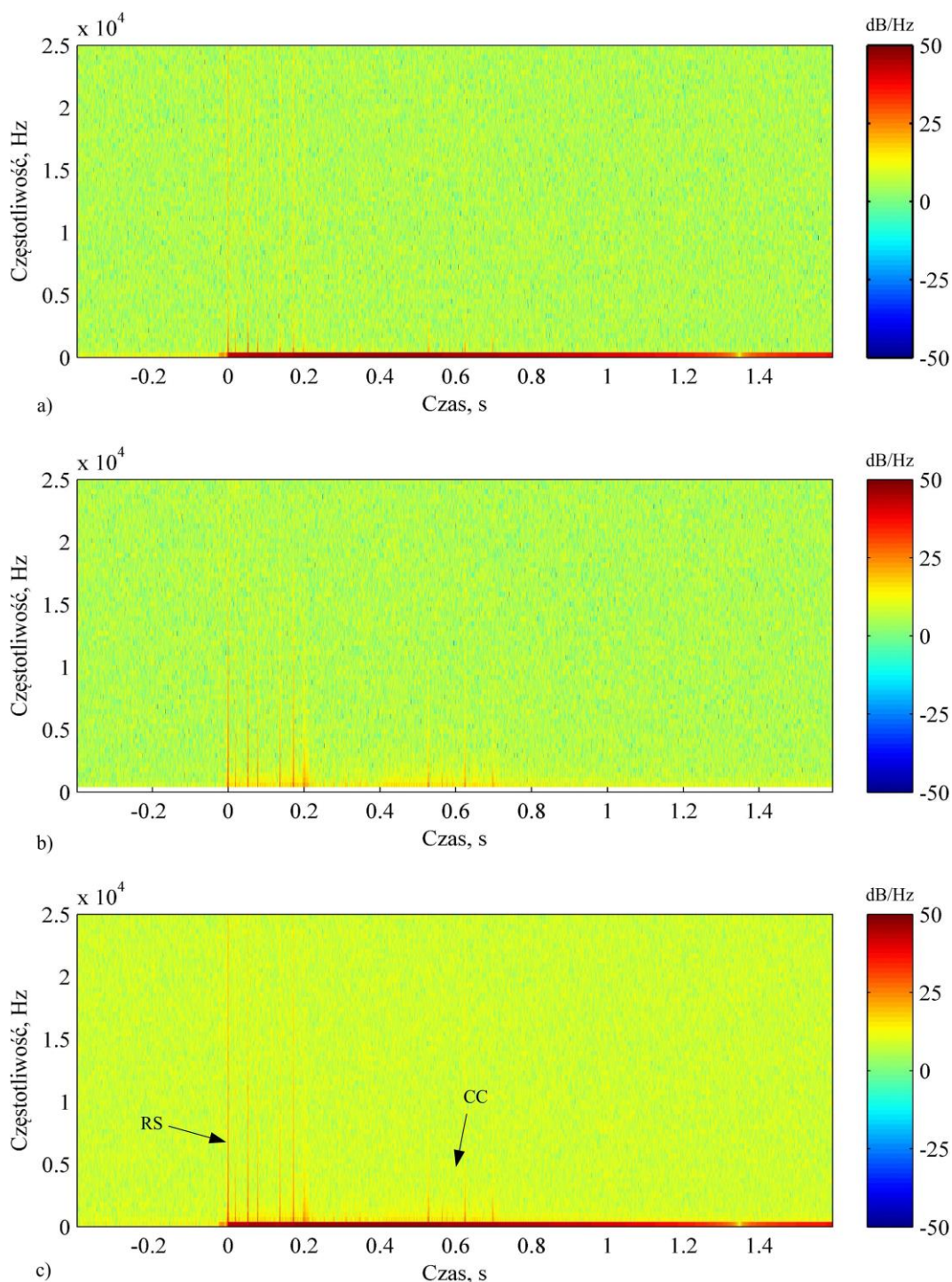
Struktura opracowanej metody filtracji zakłóceń harmoniczných została przedstawiona na rys. 4.8. Odfiltrowanie zakłóceń o charakterze harmoniczným z



Rys. 4.8. Algorytm filtracji zakłóceń harmoniczných działający w dziedzinie czasowo-częstotliwościowej z wykorzystaniem spektrogramów STFT

rejestracji piorunowego pola elektrycznego jest zagadnieniem złożonym, głównie z uwagi na różnorodny charakter tych sygnałów.

Na zakłócenia okresowe dodatkowo nakładają się impulsowe przebiegi piorunowe będące często superpozycją pola elektrycznego promieniowanego przez kilka równoczesnych wyładowań atmosferycznych (rys. 4.9), co dodatkowo komplikuje analizę.



Rys. 4.9. Zespolone widmo STFT sygnału z zastosowaniem parametrów transformaty dostosowanych do składowych wyładowania atmosferycznego (Rejestracja III): a) część rzeczywista widma; b) część urojona widma; c) moduł widma STFT. Parametry STFT: okno=128 pr.; overlap=120 pr.; długość FFT=128 pr.; $f_P=50$ kHz

Kolejnym ważnym aspektem jest szerokie spektrum składowych wyładowania atmosferycznego. Są tam obecne składowe szybkozmiennie o niewielkiej amplitudzie, takie jak impulsy od wyładowań wstępnych, a także wolnozmiennie przebiegi pola wytwarzane przez prąd długotrwały, czy lider skokowy. Proces filtracji nie może wpływać w znaczącym stopniu na analizowany sygnał użyteczny. Składowe piorunowego pola elektrycznego nie powinny być w żaden sposób zmodyfikowane przez działanie filtru. Jest to warunkiem użyteczności przefiltrowanych sygnałów do dalszej analizy. Dotyczy to zwłaszcza przebiegów pola elektrycznego wyładowań głównych, gdzie kształt pola warunkuje poprawne wyznaczenie prądu u podstawy kanału piorunowego.

Procedura filtracji sygnałów harmonicznycch została zrealizowana z wykorzystaniem krótkoczasowej transformaty Fouriera (STFT) oraz transformaty do niej odwrotnej (ISTFT). Szybka transformata Fouriera (FFT) nie może być bezpośrednio zastosowana w tym przypadku z uwagi na wzajemną superpozycję widm zakłóceń oraz sygnałów piorunowych. Przekształcenie STFT umożliwia filtrację oraz usunięcie części widma skojarzonej z niepożądanym sygnałem o określonej stałej częstotliwości. Kolejnym krokiem jest powrót do dziedziny czasu z wykorzystaniem ISTFT. Algorytm ISTFT (p. 2.3.6) został opracowany przez autora pracy z uwagi na brak odpowiedniej funkcji wbudowanej w oprogramowanie Matlab. Działanie ISTFT przyspieszono znacząco dzięki wykorzystaniu redundancji widma STFT. Redundancja widma wynika z przyjęcia niezerowej wartości parametru określającego stopień nakładania się okien czasowych (tzw. overlapping) podczas wyznaczania STFT.

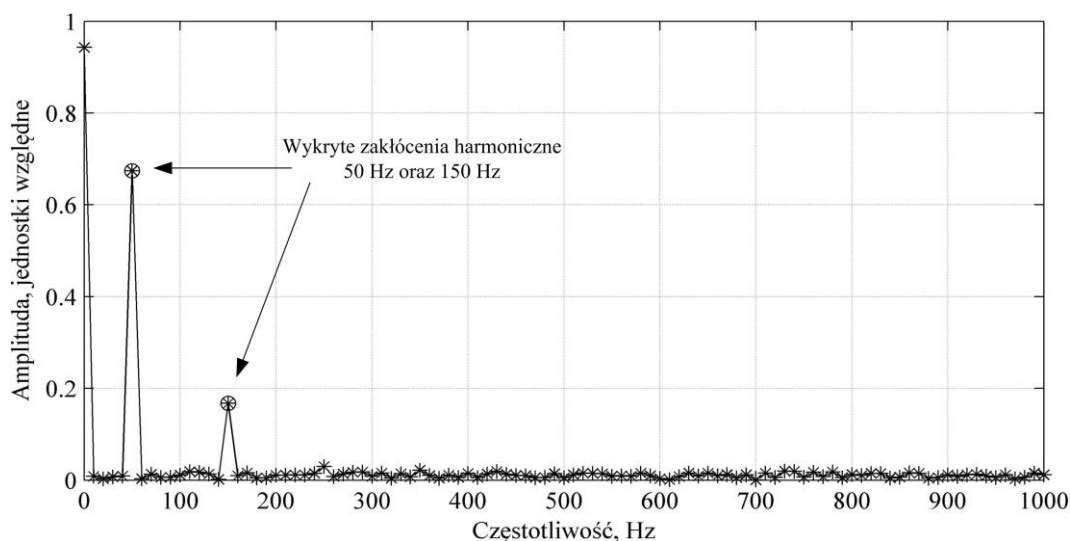
W celu zobrazowania powyżej opisanej metody analizie poddano Rejestrację III z podrozdziału 4.1. Przebieg czasowy pola elektrycznego zawiera dobrze widoczne zakłócenie o charakterze okresowym (rys. 4.4). Na rys. 4.9 przedstawiono widma spektralne tego sygnału. Na wykresie dobrze widoczne są poszczególne składowe wyładowania atmosferycznego. Najbardziej zauważalne są pionowe prążki wyładowań głównych (RS). Ich szerokość oraz wysokość zależy od parametrów STFT, przy czym cechą charakterystyczną jest znaczna intensywność w zakresie od 0 Hz do 10 kHz. Jest to pasmo, w którym kanał piorunowy o długości kilku kilometrów promieniuje, zgodnie z teorią antenową, najwięcej energii elektromagnetycznej. W początkowej fazie brak jest widocznych wyładowań wstępnych (PB). Aby zaobserwować to zjawisko wymagane byłoby zastosowanie innych parametrów STFT. Kolejną składową widoczną na rejestracji jest prąd długotrwały (CC) następujący po trzecim wyładowaniu głównym. W tym

przypadku składowa uwidacznia się, jako zwiększona intensywność widma w zakresie do kilkuset kiloherców. Charakterystyczny jest również czas trwania do kilkuset milisekund.

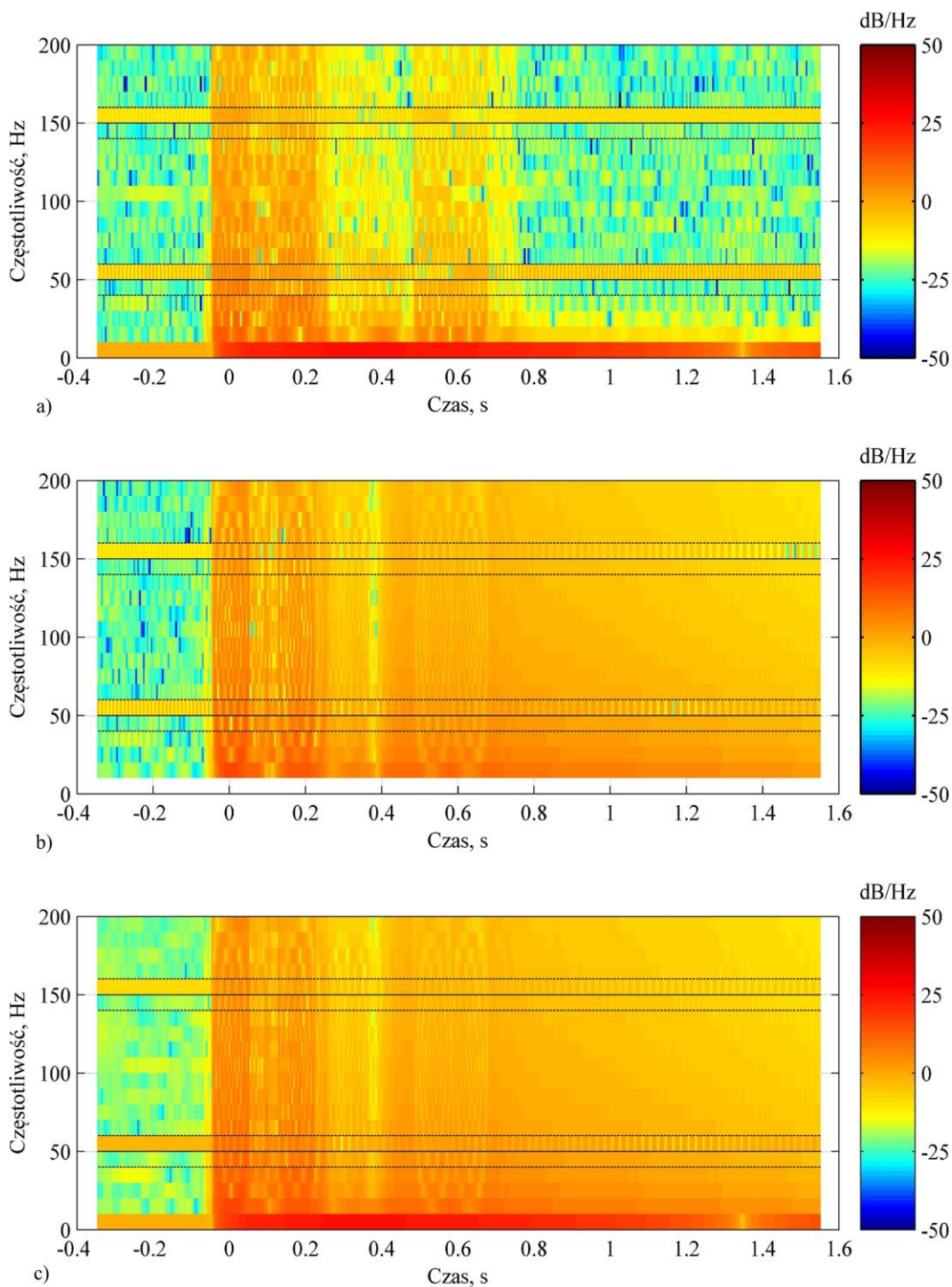
W przygotowanym algorytmie posłużono się wprost widmami STFT, a nie widmami spektralnej gęstości mocy (PSD), które standardowo narzuca Matlab. Zastosowanie widm PSD byłoby utrudnieniem z uwagi na brak w nich informacji o fazie sygnału harmonicznego. Uniemożliwiłoby to również wyznaczenie transformaty odwrotnej ISTFT. Dlatego też filtracji poddano niezależnie część rzeczywistą oraz urojoną widma STFT.

Pierwszym etapem działania algorytmu jest wstępne wykrycie potencjalnych zakłóceń z wykorzystaniem FFT. Obecność quasi-stacjonarnego zakłócenia harmonicznego będzie skutkowało pojawieniem się prążka widmowego o amplitudzie przewyższającej znacząco swoje otoczenie widmowe. Na rys. 4.10 można zauważyć dwa zakłócenia o charakterze harmonicznym dla częstotliwości 50 Hz oraz 150 Hz. Algorytm wykrywa te lokalne maksima widma FFT i zapamiętuje je w celu dalszej analizy.

Widmo STFT sygnałów harmonicznym zidentyfikowanych na rys. 4.10 zostało przedstawione na rys. 4.11. Na każdym z wykresów można zauważyć poziome pasy o znacznej intensywności odpowiadające częstotliwościom zakłócającym przebiegi piorunowego pola elektrycznego. W celu poprawnego zobrazowania tych sygnałów koniecznym było zastosowanie okien czasowych STFT o szerokości odpowiadającej wielokrotności okresu rozpatrywanych sygnałów harmonicznym. Niewielka częstotliwość sygnałów jest dodatkowym utrudnieniem, ponieważ wymusza stosowanie szerokich okien czasowych STFT. Wpływa to w zasadniczy sposób na wydłużenie czasu symulacji.



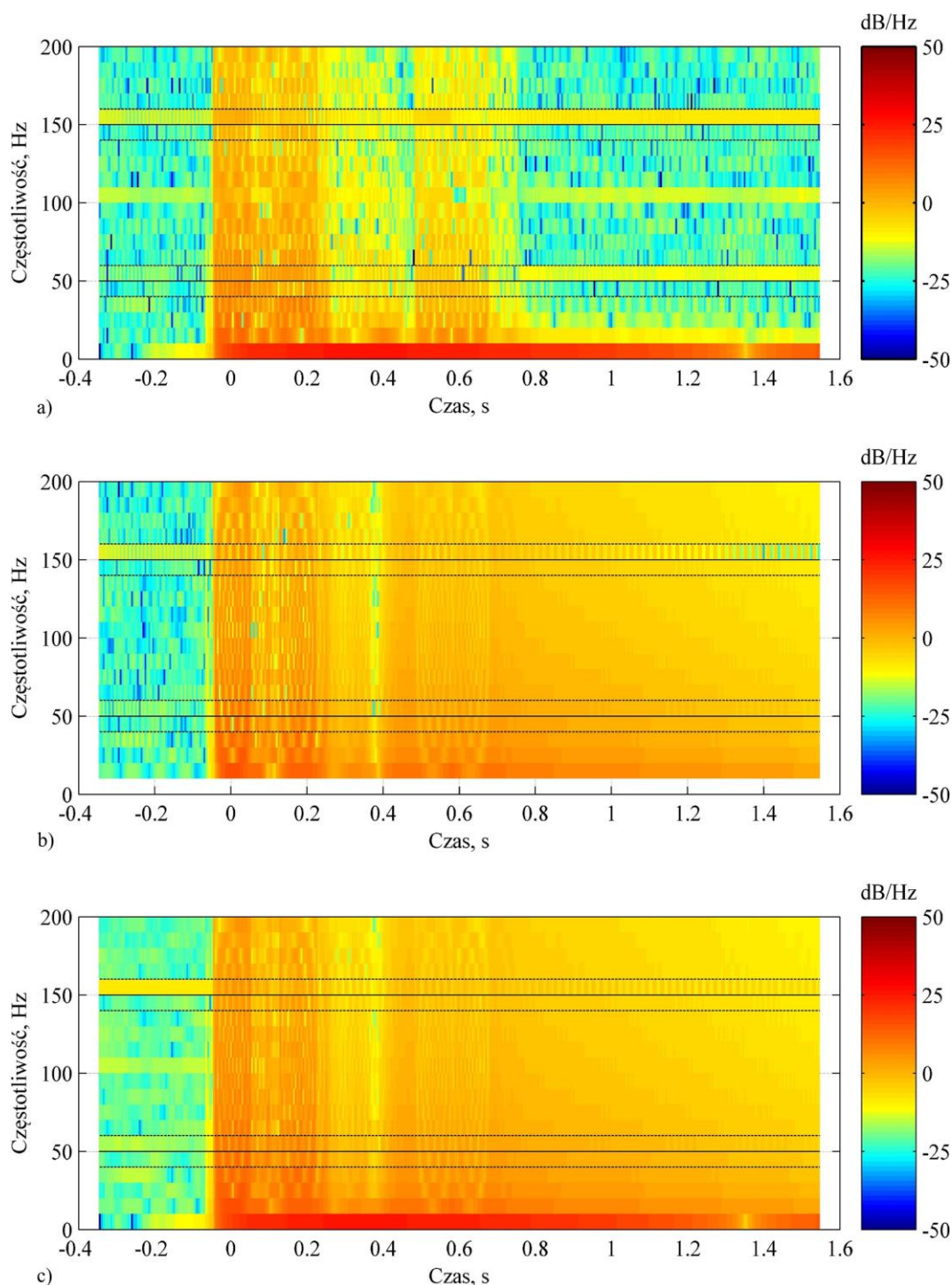
Rys. 4.10. Fragment widma FFT sygnału Rejestracji III z automatycznie wykrytymi zakłóceniami harmonicznymi



Rys. 4.11. Zespólone widmo STFT sygnału z widocznymi zakłóceniami o charakterze harmonicznym (Rejestracja III): a) część rzeczywista widma; b) część urojona widma; c) moduł widma STFT. Na wykresach markerami zaznaczono obszary widma odpowiadające zakłóceniom. Parametry STFT: okno=5000 pr.; overlap=4750 pr.; długość FFT=5000 pr.; $f_p=50$ kHz

Kolejne etapy postępowania związane są z przeprowadzeniem analizy STFT, filtracją zakłóceń oraz transformatą odwrotną ISTFT do dziedziny czasu. Takie podejście umożliwia filtrację sygnałów harmonicznycch o różnych fazach oraz częstotliwościach.

Najtrudniejszą procedurą z punktu widzenia przetwarzania sygnałów jest filtracja zakłóceń w dziedzinie czasowo-częstotliwościowej (rys. 4.12). Możliwe są różne



Rys. 4.12. Zespolone widmo STFT sygnału po odfiltrowaniu zakłóceń harmonicznych (Rejestracja III): a) część rzeczywista widma; b) część urojona widma; c) moduł widma STFT. Na wykresach markerami zaznaczono obszary widma odpowiadające zakłóceniom. Parametry STFT: okno=5000 pr.; overlap=4750 pr.; długość FFT=5000 pr.; $f_p=50$ kHz

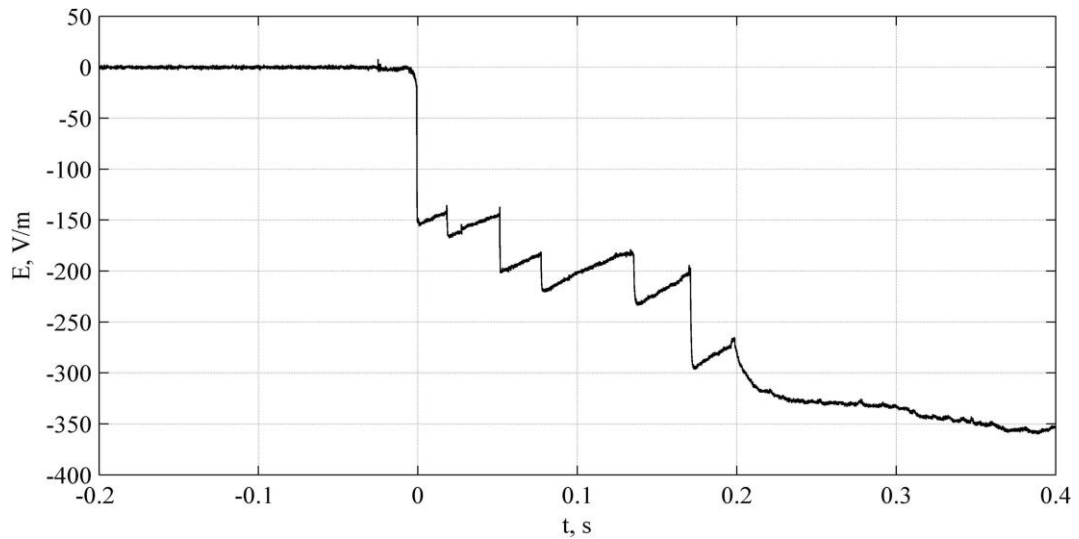
rozwiązania tego zagadnienia. Wybór odpowiedniej metody filtracji jest zależny od stopnia zaszumienia sygnału oraz docelowego stosunku S/N, jaki należy uzyskać.

W pracy zastosowano metodę wykorzystującą fragmenty widma STFT, w których obserwowane są zakłócenia, natomiast nie występuje sygnał wyładowań atmosferycznych. W tym celu wybrano początkową część widma sygnału piorunowego. Pozwoliło to

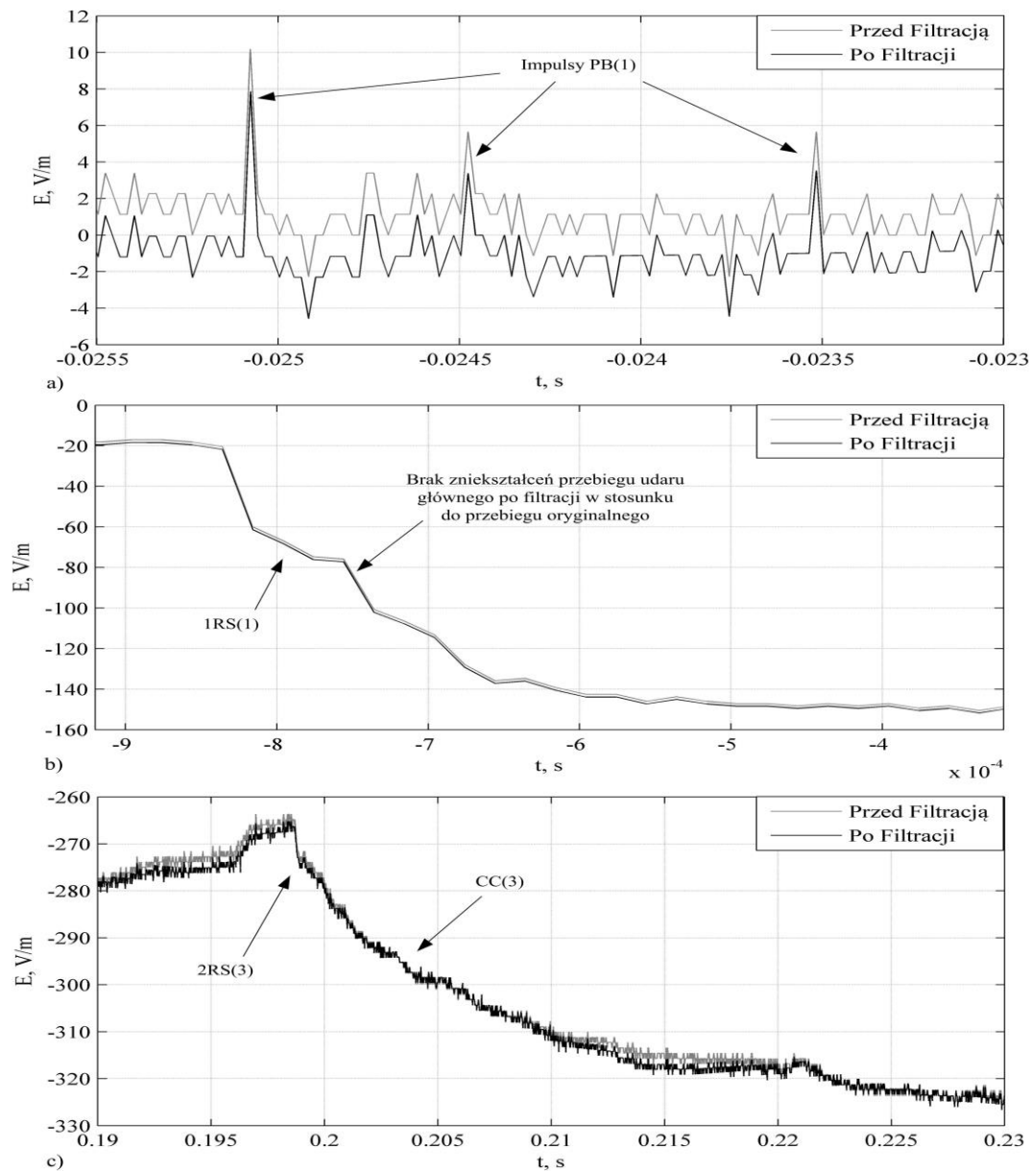
wyodrębnić widma poszczególnych sygnałów harmoniczných w dziedzinie czasowo-częstotliwościowej. Tak scharakteryzowane zakłócenia mogły być następnie usunięte z całego widma STFT sygnału piorunowego.

Odpowiedni dobór szerokości okien czasowych STFT a także stopnia nakładania okien zsynchronizowany z częstotliwością sygnału zakłócającego pozwala skutecznie odfiltrować niepożądane sygnały. W algorytmie przyjęto najwęższą dopuszczalną szerokość okna czasowego STFT odpowiadającą jednemu okresowi sygnału zakłócającego. Stopień nakładania okien czasowych określono na 50%. Kolejnym ważnym parametrem jest stopień filtracji określający szerokość okna częstotliwościowego STFT, w jakim widmo podlega filtracji. Ustalono, że wystarczającym jest, aby stopień filtracji wynosił 3. Oznacza to, że dla danej częstotliwości zakłócającej f_n nie jest filtrowane całe dostępne pasmo częstotliwościowe, a tylko jego fragment w zakresie $\langle f_n-3f_n, f_n+3f_n \rangle$. Jedynie niewielka część energii przebiegu zakłócającego znajduje poza tym przedziałem częstotliwości. Takie podejście pozwoliło na znaczące skrócenie czasu obliczeń numerycznych. Rezultaty działania algorytmu zostały przedstawione na rys. 4.12.

Porównując widma z rys. 4.11 oraz rys. 4.12 można zauważyć znaczący spadek amplitudy sygnałów harmoniczných po filtracji. Obserwowane jest to zwłaszcza dla częstotliwości 50 Hz. W przypadku 150 Hz widoczne są nadal niewielkie fluktuacje widma. Wynika to z faktu, że optymalny dobór szerokości okna czasowego STFT jest możliwy jedynie w przypadku, gdy częstotliwość próbkowania wynosząca $f_p=50$ kHz jest całkowitą wielokrotnością częstotliwości sygnału zakłócającego. Warunek ten był spełniony jedynie w przypadku 50 Hz. W celu dalszej poprawy jakości filtracji dla 150 Hz należałoby zmodyfikować szerokość okna czasowego STFT lub dokonać wstępnej zmiany częstotliwości próbkowania sygnału, tak aby uzyskać f_p będącą wielokrotnością 150 Hz. Dokładne dopasowanie okna czasowego STFT do okresu sygnału harmonicznego znacząco redukuje również przeciek widmowy opisany w podrozdziale 2.3. Dzięki temu zabiegowi można znacząco zmniejszyć szerokość widma STFT sygnału harmonicznego w dziedzinie częstotliwości. W praktyce skutkuje to zwężeniem poziomych pasków widocznych na rys. 4.11 oraz rys. 4.12. Pozwala to również na skrócenie czasu analizy, ponieważ algorytm operuje na mniejszych fragmentach widma STFT. W rozpatrywanym przypadku dodatkowa analiza dla sygnału harmonicznego o częstotliwości 150 Hz nie była jednak konieczna z uwagi na zadowalające efekty filtracji umożliwiające dalszą analizę sygnału piorunowego. Na rys. 4.13 oraz rys. 4.14 przedstawiono sygnał piorunowy w dziedzinie czasu po przeprowadzeniu odwrotnej transformaty ISTFT.



Rys. 4.13. Przebieg pola elektrycznego Rejestracji III po usunięciu zakłóceń harmonicznych



Rys. 4.14. Porównanie efektów filtracji składowych wyladowania atmosferycznego (Rejestracja III): a) wyladowania wstępne; b) udar główny c) prąd długotrwały. Przebiegi na wykresie b) pokrywają się.

Można zauważyć redukcję oscylacji (rys. 4.13) obserwowanych w stosunku do początkowego przebiegu (rys. 4.4). Niezwykle istotny jest brak po filtracji zniekształceń sygnału wyładowań wstępnych oraz udaru głównego. Stromość narastania przebiegów w obu przypadkach pozostała niezmienną. Wynika to m.in. z faktu dużej odległości pomiędzy widmami tych sygnałów w dziedzinie częstotliwości. Działanie zaproponowanego algorytmu nie narusza części widma odpowiadającej tym składowym (rys. 4.14). Składowa prądu długotrwałego została również dobrze zachowana po filtracji.

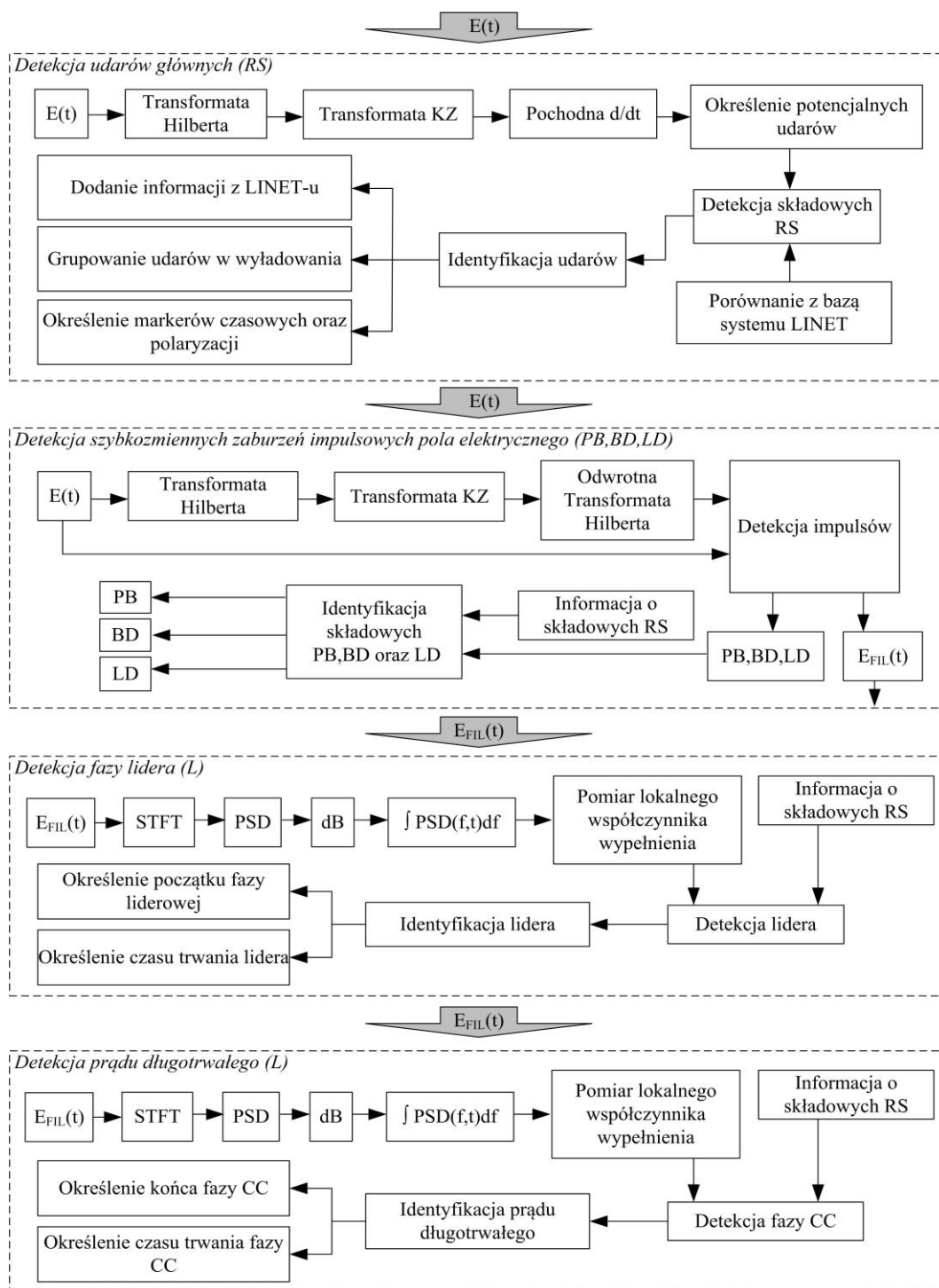
4.4. Algorytm detekcji oraz identyfikacji głównych faz wyładowania atmosferycznego

W podrozdziale opisano algorytm automatycznej detekcji oraz identyfikacji głównych faz wyładowania atmosferycznego. Struktura algorytmu została przedstawiona na rys. 4.15.

Obrazuje ona główne bloki funkcjonalne oraz zależności pomiędzy poszczególnymi etapami działania algorytmu. W fazie projektowania wykorzystano oprogramowanie Matlab. Przygotowano zestaw funkcji oraz skryptów umożliwiający zarówno wstępną detekcję, jak i identyfikację wybranych parametrów wyładowania ważnych z punktu widzenia wyznaczania prądu u podstawy kanału piorunowego. Informacje dotyczące poszczególnych faz wyładowania atmosferycznego są zapisywane w bazie danych o nazwie REGISTRATION.

Podstawowym oraz najistotniejszym blokiem funkcjonalnym jest blok detekcji oraz identyfikacji parametrów udarów wyładowań głównych (p. 4.5). We wstępnej fazie detekcja wykorzystuje transformatę Hilberta (HT) sygnału piorunowego pola elektrycznego. Określone są główne parametry przebiegu odpowiadające wyładowaniom głównym. Algorytm wykorzystuje również dane dostępne w bazie systemu lokalizacji LINET. Następuje powiązanie parametrów udarów z LINET-u z odpowiednimi fragmentami zarejestrowanego przebiegu pola elektrycznego. Jest to ważny etap, ponieważ informacje dotyczące lokalizacji są również potrzebne w kolejnych etapach działania programu.

Identyfikacja pozostałych składowych wyładowania atmosferycznego odbywa się w określonej kolejności. Najpierw rozpoznawane są fazy, którym odpowiada widmo spektralne w zakresie wyższych częstotliwości, takie jak szybkozmienne impulsy w chmurze burzowej. Następnie identyfikowane są kolejne składowe o widmie, w którym



Rys. 4.15. Struktura algorytmu detekcji oraz identyfikacji głównych składowych wyładowania

maksimum energii przypada na coraz niższe częstotliwości tj. faza lidera oraz prądu długotrwałego. Taka sekwencja działań wynika ze stosowania dolnoprzepustowego filtra KZ, który stopniowo ogranicza pasmo sygnałów.

Następnym krokiem jest identyfikacja szybkozmiennych zaburzeń impulsowych nakładających się na główne fazy wyładowania atmosferycznego. Można do nich zaliczyć wyładowania wstępne tuż przed pierwszym wyładowaniem głównym (PB – Preliminary

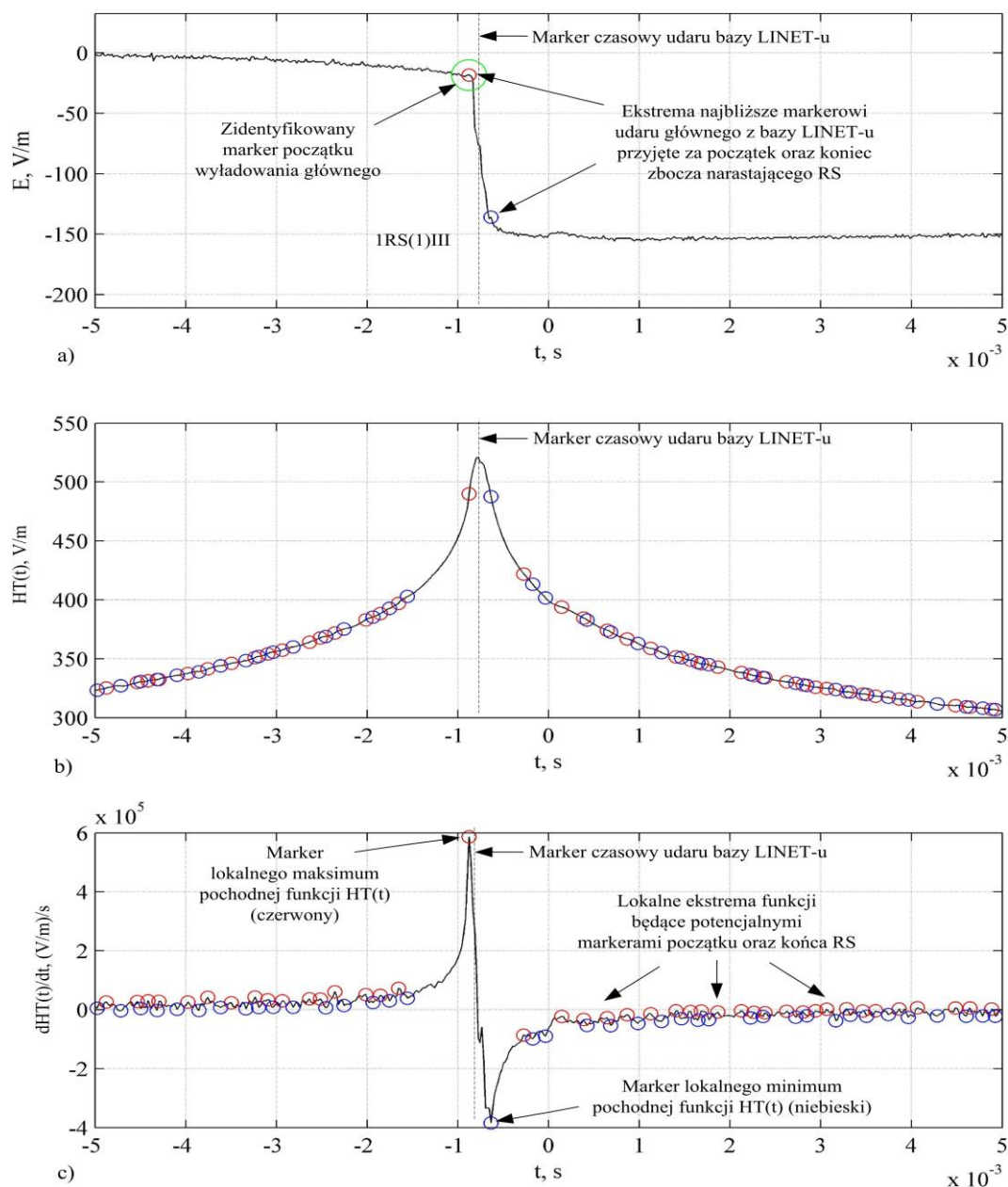
Breakdown), impulsy pola elektrycznego generowane w trakcie rozwoju lidera skokowego (LD – Leader Discharges) oraz wyładowania w gałęziach bocznych kanału piorunowego (BD – Branch Discharges) (podrozdział 4.6), które występują w fazie wyładowania głównego podczas neutralizacji ładunku rozłożonego przez lider skokowy.

Dokonanie takiej klasyfikacji impulsów pozwala na bardziej świadome filtrowanie przebiegów i efektywniejszą identyfikację składowych wyładowania atmosferycznego. Drobne różnice pomiędzy PB, SL oraz BD często wymagają wykonania dodatkowego etapu, w którym poszczególne typy impulsów szybkozmiennych będą zidentyfikowane w dokładniejszy sposób. Nie jest to jednak konieczne w przypadku analizy głównych składowych wyładowania atmosferycznego. Podstawowym problemem podczas identyfikacji zaburzeń impulsowych jest wpływ sposobu filtracji na parametry zbrocza narastającego wyładowania głównego. Algorytm nie powinien modyfikować kształtu tego zbrocza, gdyż w znaczącym stopniu wpływa to na dokładność obliczania prądu piorunowego u podstawy kanału, który jest jednym z najważniejszych przebiegów w pracy z punktu widzenia modelowania matematycznego zjawiska wyładowania atmosferycznego.

Kolejne dwa bloki realizują identyfikację fazy lidera oraz prądu długotrwałego. W tym przypadku wykorzystano cechy widma spektralnej gęstości mocy (PSD) dla tych składowych wyładowania. Podprogramy realizujące funkcje detekcji lidera oraz prądu długotrwałego są bardzo podobne z uwagi na zbliżone pasmo częstotliwościowe przebiegów otrzymanych po transformacji STFT. W tym przypadku do identyfikacji wykorzystywany jest charakterystyczny kształt widma PSD oraz informacja o wystąpieniu wyładowania głównego.

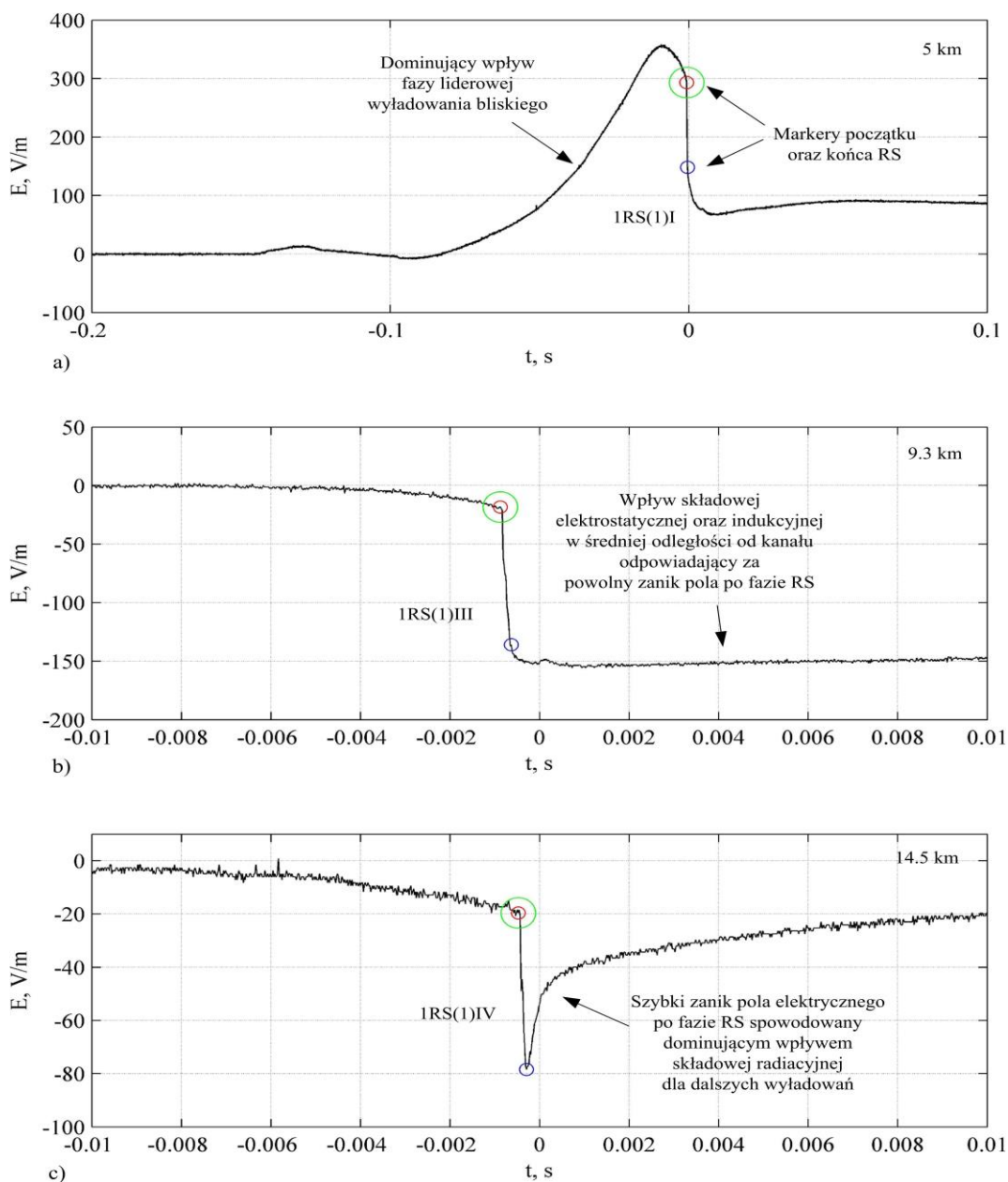
4.5. Identyfikacja wyładowań głównych

Detekcja oraz identyfikacja wyładowań głównych jest jednym z najistotniejszych zadań z punktu widzenia ochrony odgromowej. Przebieg pola elektrycznego odpowiadający składowej RS jest podstawą do wyznaczania prądu u podstawy kanału piorunowego. Rys. 4.16 przedstawia przykładowe wyniki analizy dla wybranego udaru w Rejestracji III, natomiast rys. 4.17 działanie algorytmu dla wyładowań głównych zarejestrowanych w różnych odległościach od kanału piorunowego.



Rys. 4.16. Detekcja składowej udaru głównego na bazie piorunowego pola elektrycznego: a) przebieg czasowy udaru głównego (IRS(1)III) z zaznaczonymi markerami czasowymi; b) transformata Hilberta pola elektrycznego; c) pochodna transformaty Hilberta przebiegu a)

Działanie algorytmu można podzielić na dwa główne etapy. Pierwszym jest detekcja wszystkich istotnych zmian sygnału w zarejestrowanym przebiegu pola elektrycznego, które potencjalnie mogą odpowiadać udarowi głównemu. Wykrycie tych zmian bezpośrednio w przebiegu otrzymanym z anteny jest kłopotliwe, dlatego w tym celu posłużono się przebiegiem pochodnej transformaty Hilberta sygnału pola elektrycznego (rys. 4.16c). Z porównania rys. 4.16a oraz rys. 4.16c można zauważyć, że końce zboczy narastających lub opadających na przebiegu pola elektrycznego $E(t)$ odpowiadają lokalnym ekstremom przebiegu pochodnej transformaty Hilberta $dHT(t)/dt$.



Rys. 4.17. Porównanie działania algorytmu detekcji ударов głównых dla przebiegów pola elektrycznego o różnym charakterze zarejestrowanych w kilku odległościach od kanału piorunowego: a) wyładowanie bliskie; b) wyładowanie zarejestrowane w średniej odległości; c) wyładowanie dalekie

W przypadku udaru o polaryzacji ujemnej lokalne maksima funkcji przedstawionej na rys. 4.16c mogą być utożsamiane z początkiem udaru, natomiast minima wskazują na koniec zbocza narastającego. W celu wykrycia lokalnych ekstremów zastosowano cyklicznie przesuwające się okno czasowe, w którym za każdym razem należy wyznaczyć maksimum oraz minimum dla danego fragmentu przebiegu $dHT(t)/dt$. Szersze okno skutkuje ograniczeniem liczby ekstremów oraz zwiększeniem szybkości działania algorytmu. Węższe okno pozwalała wykrywać mniejsze zmiany pola elektrycznego, a więc wpływała na dokładność wyznaczenia markerów czasowych udaru wyładowania głównego. Optymalną szerokość okna ustalono na 100 μ s, jako kompromis pomiędzy dokładnością a szybkością wykrywania poszczególnych ударов głównых. W celu

dalszego ograniczenia liczby potencjalnych ekstremów nie związanych z udarami głównymi nałożono dodatkowy warunek. Dany punkt był klasyfikowany jako ekstremum, jeżeli szybkość zmian transformaty Hilberta sygnału w tym miejscu przekraczała wartość $5 \cdot 10^3$ (V/m)/s. Na rys. 4.16c przedstawiono przebieg z wieloma lokalnymi ekstremami wykrytymi na pierwszym etapie analizy.

W drugim etapie analizy określono, które ze zidentyfikowanych ekstremów odpowiadają rzeczywiście udarom głównym. W tym celu wykorzystano dane z systemu lokalizacji LINET. Porównanie markerów czasowych wyładowania z bazy LINET-u (rys. 4.4a) oraz markerów czasowych ekstremów wyznaczonych na pierwszym etapie analizy (rys. 4.16c) umożliwiło określenie początku oraz końca zbocza narastającego składowej RS. Podstawowym kryterium było wyszukanie lokalnego maksimum oraz minimum najbliższego markerowi LINET-u. Określenie różnicy czasowej pomiędzy zidentyfikowanymi ekstremami pozwoliło wyznaczyć czas trwania zmian pola elektrycznego dla fazy RS. Natomiast kolejność występowania maksimów oraz minimów pozwoliła określić polaryzację udaru.

Istotnym jest, aby algorytm prawidłowo określał markery czasowe dla udarów obserwowanych w różnych odległościach od kanału piorunowego. W polu bliskim dominuje składowa elektrostatyczna, natomiast w polu dalekim składowa radiacyjna. W pośrednich odległościach do kilkunastu kilometrów obserwowany jest również wpływ składowej indukcyjnej. Na rys. 4.17 przedstawiono wyniki analizy dla pola elektrycznego obserwowanego w różnych odległościach od wyładowania.

Można zauważyć, że w przypadku bardzo bliskich wyładowań (rys. 4.17a) składowa elektrostatyczna nie jest jedynym problemem utrudniającym detekcję. W tym przypadku dominujący jest wpływ fazy liderowej, która oddziałuje tak silnie, że może nawet wpływać na zmianę polaryzacji pola elektrycznego. Stwarza to ryzyko mylnej detekcji wyładowań, jako udary o przeciwnej polaryzacji. Proponowany algorytm detekcji pozwala wykryć poprawnie tego typu zmiany. Jest to możliwe w głównym stopniu dzięki jednoczesnemu zastosowaniu transformaty Hilberta oraz wykorzystaniu referencyjnej bazy systemu lokalizacji LINET.

Detekcja oraz identyfikacja udarów obserwowanych w większych odległościach od kanału piorunowego jest stosunkowo prosta z uwagi na niewielkie zmiany pola dla fazy liderowej oraz dominację składowej radiacyjnej. W tym przypadku zbocze narasta ze znacznie większą szybkością, a więc jest łatwiejsze do wykrycia (rys. 4.17b,c). Podstawową różnicą w odniesieniu do pola bliskiego jest stromość zbocza opadającego.

```

>> registration.RS{1}

ans =

      year: 2014
      month: 5
      day: 17
      hour: 12
      minute: 27
      second: 24
      microsecond: 265083
      datenum: 7.3574e+05
      latitude: 50.0510
      longitude: 21.8562
      amplitude: -63.7000
      type: 1
      height: 0
      latitude_km: 2.6917
      longitude_km: -14.2525
      distance_xy_km: 14.5045
      distance_xyz_km: 14.5045
      flash_number: 1
      stroke_number: 1
      wfm_slope_start_spl: 19977
      wfm_slope_start_type: 1
      wfm_slope_end_spl: 19986
      wfm_slope_end_type: -1
      wfm_slope_duration: 1.8000e-04
      polarization: -1
      detected: 1
      wfm_start_spl: 19977
      wfm_end_spl: 20724

```

Skojarzone dane z komercyjnego systemu lokalizacji wyładowań

Odległość oraz lokalizacja wyładowania względem stacji pomiarowej

Zidentyfikowany numer wyładowania oraz udaru głównego

Markery czasowe początku oraz końca udaru głównego i zbrocza narastającego

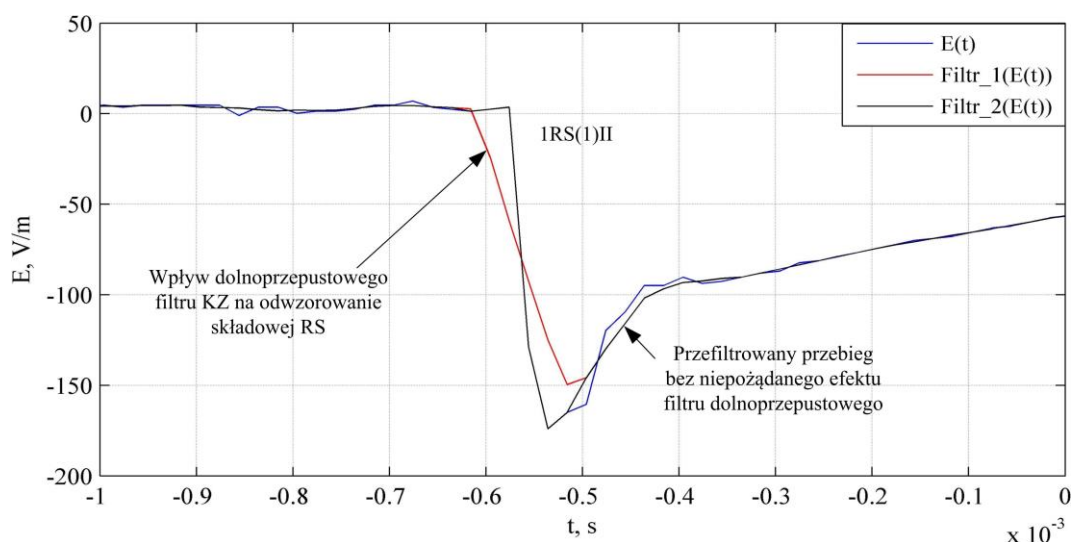
Czas trwania czoła, polaryzacja, Informacja o detekcji

Rys. 4.18. Przykładowe dane udaru głównego (1RS(1)IV) zapisane w bazie danych REGISTRATION.RS

Wyniki analizy są zapisywane automatycznie w bazie danych o nazwie REGISTRATION.RS. Fragment programu z przykładowymi danymi (wybranymi) został przedstawiony na rys. 4.18. Początkowe wiersze to dane z systemu LINET skojarzone z udarem głównym. Kolejne informacje obejmują markery czasowe odpowiadające za początek oraz koniec wyładowania głównego. Markery te są wyznaczone względem oryginalnego przebiegu czasowego pola elektrycznego. Znajomość markerów umożliwia również określenie amplitud zmian pola. Program wyznacza ponadto automatycznie polaryzację wyładowań głównych oraz systematyzuje je w ramach kolejnych wyładowań atmosferycznych.

4.6. Identyfikacja wyładowań wstępnych fazy lidera i wyładowań w gałęziach bocznych kanału piorunowego

Identyfikacja pola elektrycznego pochodzącego od wyładowań wstępnych, fazy lidera i wyładowań w gałęziach bocznych kanału piorunowego, podobnie jak w przypadku detekcji wyładowań głównych, wykorzystuje pomocniczo transformatę Hilberta i filtr KZ (rys. 4.15). Efekt działania procedury przedstawiono na rys. 4.19. Zarejestrowany sygnał



Rys. 4.19. Działanie filtru szybkozmiennych impulsów dla fragmentu przebiegu piorunowego pola elektrycznego od uderzenia głównego

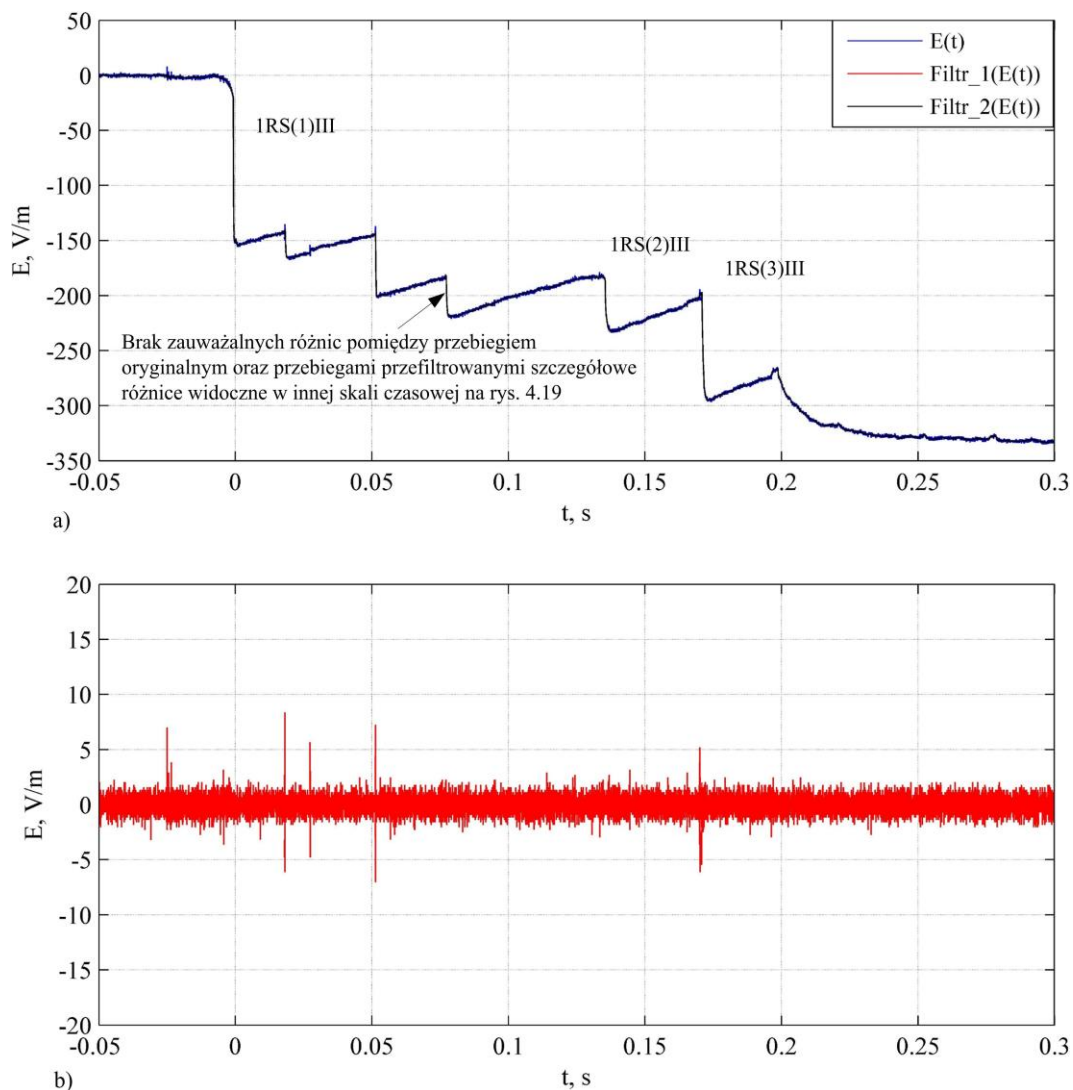
pola elektrycznego poddawany jest transformacji Hilberta, a następnie działaniu filtru $KZ_{m,1}$ stopnia pierwszego. Okno filtru zostało dobrane przy wartości parametru $m=100 \mu\text{s}$. Taka szerokość okna jest optymalna. Powinna ona być bowiem większa od czasu trwania poszczególnych impulsów podlegających detekcji. Gwarantuje to poprawne działanie filtru. Okno nie może być jednak większe niż czas trwania składowej RS oraz CC.

Kolejnym krokiem jest przeprowadzenie operacji odwrotnej transformaty Hilberta. Różnica pomiędzy sygnałem oryginalnym oraz przefiltrowanym pozwala wyselekcjonować przebiegi szybkozmiennych impulsów pola elektrycznego (rys. 4.20b). Impulsy te można podzielić na trzy grupy. Pierwszą stanowią impulsy wyładowań wstępnych (PB), kolejna to szybkie zmiany pola elektrycznego związane z rozwojem lidera skokowego (LD), natomiast ostatnia grupa to impulsy generowane podczas wyładowań w gałęziach bocznych (BD) kanału piorunowego. Każdy rodzaj impulsów można poddać dalszej identyfikacji wykorzystując markery czasowe wyładowania głównego oraz fazy lidera skokowego. Impulsy występujące przed fazą lidera skokowego są sklasyfikowane, jako PB. Regularne szybkozmiennne zaburzenia pola elektrycznego zarejestrowane w trakcie skoków lidera to LD, natomiast pozostałe odfiltrowane impulsy są identyfikowane, jako typ wyładowań BD.

Na rys. 4.19 można zauważyć dolnoprzepustowy wpływ filtru KZ na czoło uderzenia głównego (Filtr_1 na rys. 4.19). W celu kompensacji tego niekorzystnego zjawiska, na drugim poziomie filtracji z przebiegu oryginalnego usuwane są szybkozmiennne impulsy występujące przed oraz po wyładowaniu głównym (Filtr_2 na rys. 4.19). Natomiast fragment przebiegu pola elektrycznego pomiędzy markerami początku oraz końca

wyładowania głównego pozostaje niezmienny. Pozwala to zachować oryginalny kształt udaru głównego niezwykle istotny dla poprawnego wyznaczenia przebiegu prądu u podstawy kanału piorunowego.

Wykresy z rys. 4.20 oraz rys. 4.21 przedstawiają odpowiednio wyniki identyfikacji całej sekwencji szybkozmiennych impulsów pola elektrycznego (PB, LD i BD) oraz wybranego fragmentu impulsów PB dla Rejestracji III (rys. 4.4). Analizując przebieg pola elektrycznego (rys. 4.20a) można stwierdzić, że w tym przypadku szybkozmiennymi impulsami PB, LD oraz BD nie zaburzają znacząco pola elektrycznego. Ich wartości szczytowe stanowią jedynie od kilku do maksymalnie kilkunastu procent wartości szczytowej pola pochodzącego od wyładowań głównych. Z uwagi na przyjętą skalę czasową nie jest również możliwe zaobserwowanie dolnoprzepustowego charakteru Filtru_1 zobrazowanego szczegółowo na rys. 4.19. Można natomiast zauważyć znaczące nasilenie

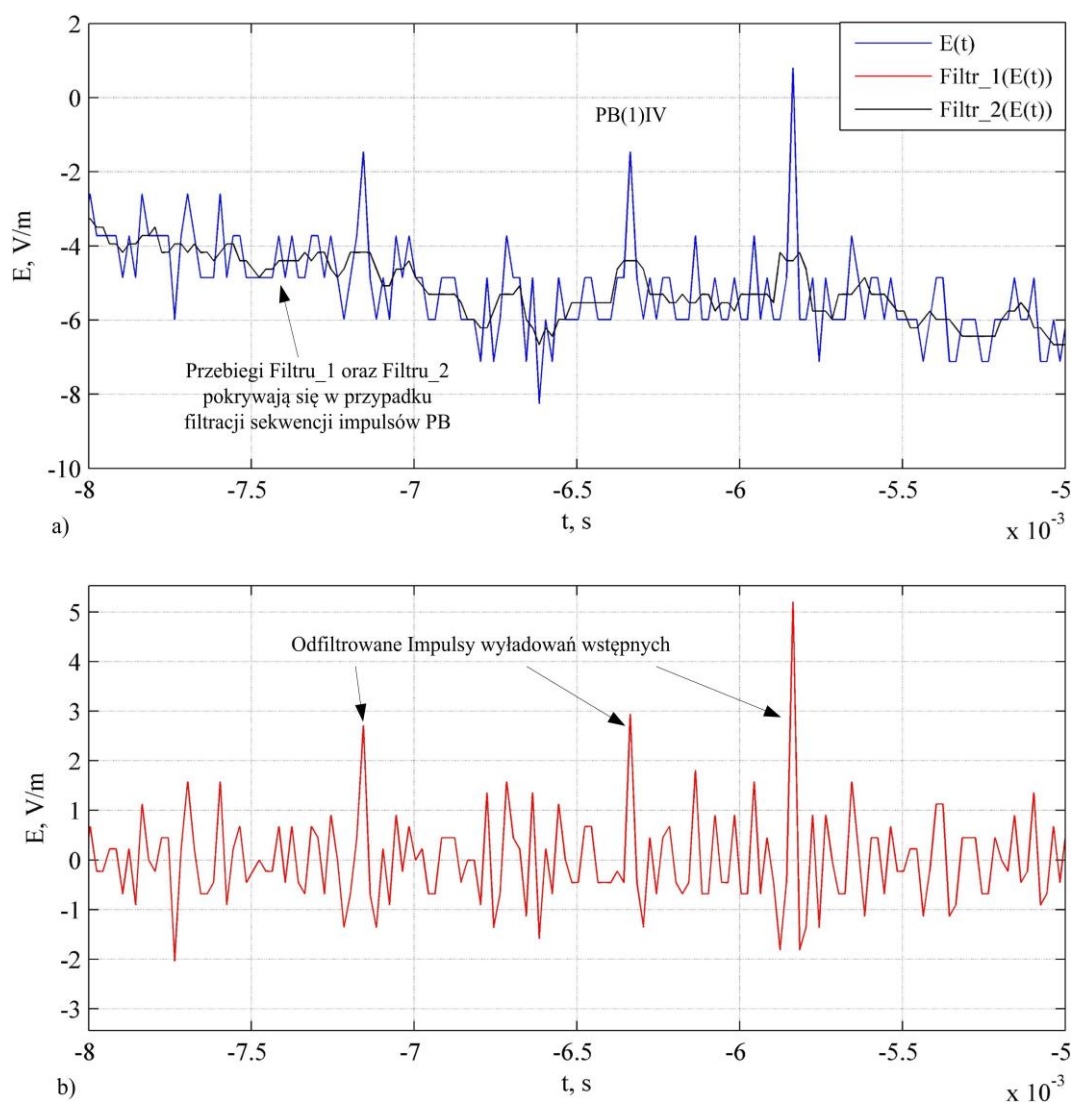


Rys. 4.20. Filtracja całej sekwencji szybkozmiennych impulsów dla przebiegu piorunowego pola elektrycznego: a) przebiegi pola elektrycznego przed i po filtracji, b) odfiltrowane impulsy szybkozmiennne

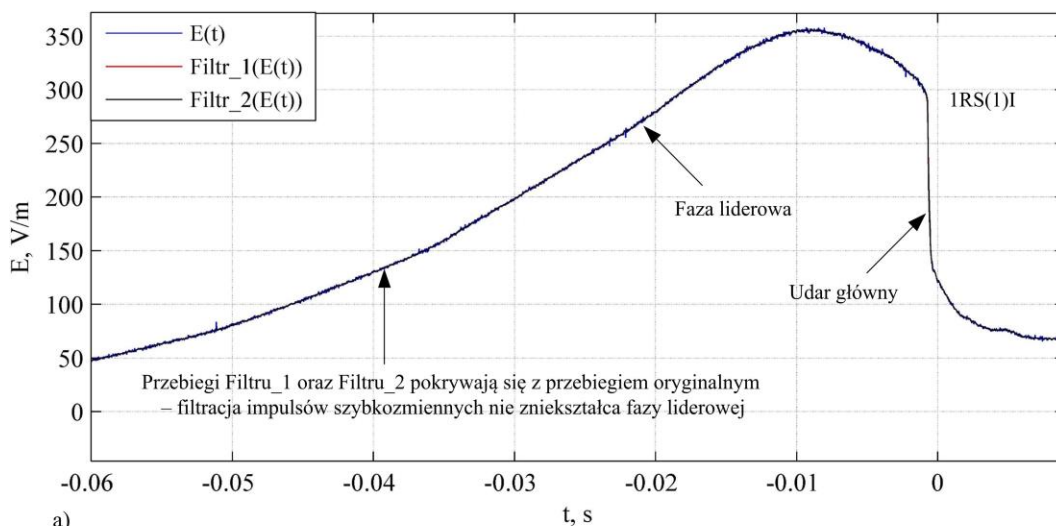
impulsów poprzedzających większość udarów głównych poszczególnych wyładowań (rys. 4.20b).

Rys. 4.21 przedstawia szczegółowo działanie algorytmu w obrębie pojedynczych impulsów PB, LD oraz BD. Można zauważyć, że w przebiegu przefiltrowanym wartości szczytowe identyfikowanych impulsów są praktycznie na poziomie szumów, a zatem cała procedura prawidłowo odwzorowuje badany przebieg pierwotny (rys. 4.21b). Osiągnięcie takiego efektu było utrudnione ze względu na niewielkie wartości szczytowe impulsowych zaburzeń szybkochmiennych w stosunku do wartości szczytowych pola elektrycznego generowanego wyładowaniami głównymi.

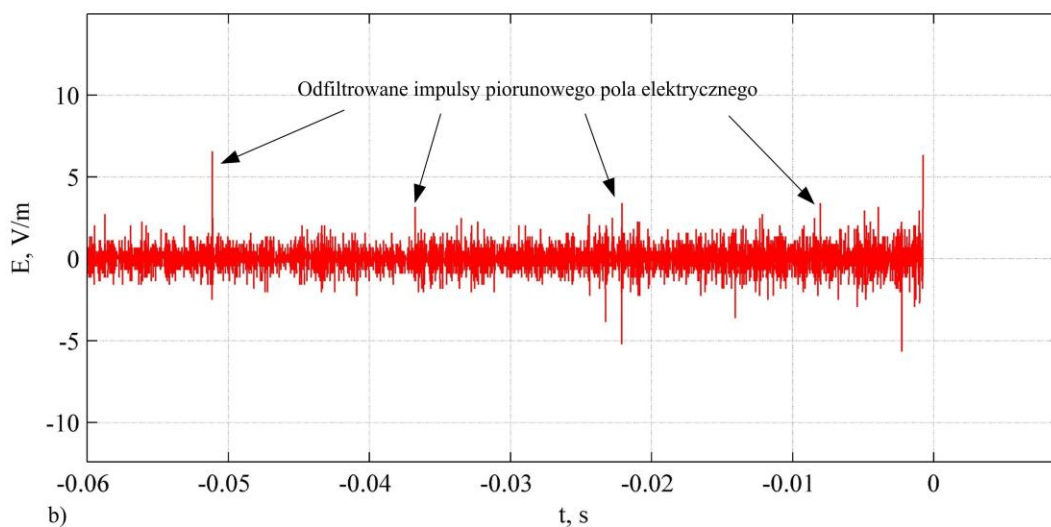
Następnym analizowanym przykładem (rys. 4.22) jest Rejestracja I (rys. 4.2). W tym przypadku zidentyfikowano superpozycję szybkochmiennych impulsów i pola



Rys. 4.21. Filtracja pojedynczych impulsów od wyładowań wstępnych z wykorzystaniem opracowanego algorytmu detekcji (Rejestracja IV): a) przebiegi pola elektrycznego przed i po filtracji, b) odfiltrowane impulsy PB



a)



b)

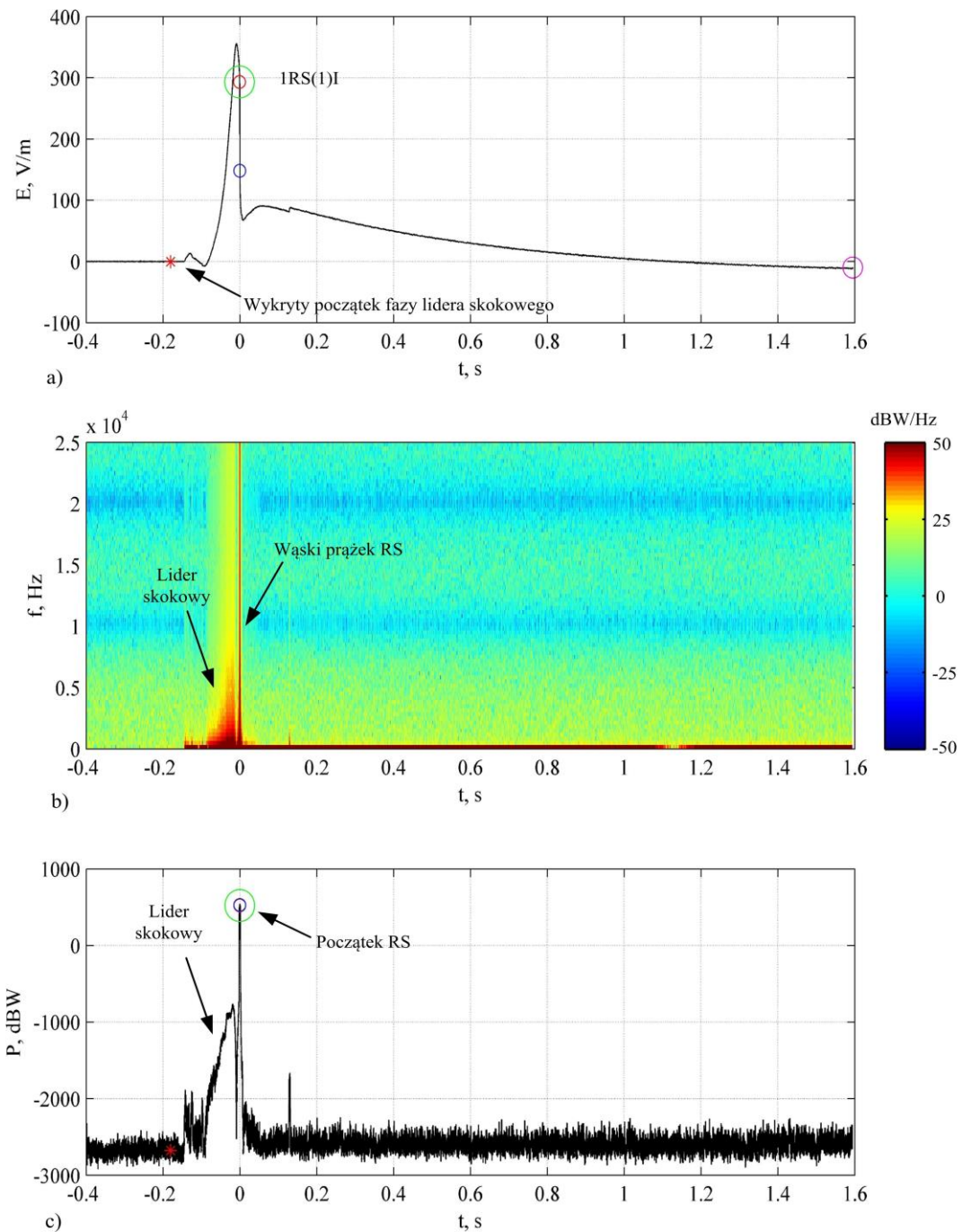
Rys. 4.22. Filtracja szybkozmiennych impulsów piorunowego pola elektrycznego dla fazy lidera skokowego (Rejestracja I): a) filtracja pola lidera skokowego, b) szybkozmiennymi impulsami pola elektrycznego po filtracji

elektrycznego lidera skokowego. Na rys. 4.22a można zauważyć niewielką amplitudę impulsów w stosunku do wartości lokalnej pola lidera. Pomimo to działanie algorytmu detekcji jest poprawne. Wszystkie wykryte impulsy są widoczne na rys. 4.22b.

Ostatnim etapem analizy jest zapis otrzymanych przebiegów czasowych pola elektrycznego procesów PB, LD oraz BD do bazy danych REGISTRATION.PB. W przyszłości będą one mogły być wykorzystane do dalszych analiz oddziaływania prądu piorunowego.

4.7. Identyfikacja fazy lidera

Faza liderowa (rys. 4.23) jest jedną z najważniejszych w trakcie trwania wyładowania atmosferycznego. Jej prawidłowa identyfikacja warunkuje poprawne wyznaczenie prądu u podstawy kanału piorunowego. W szczególności jest to istotne w



Rys. 4.23. Widmo PSD fazy liderowej: a) przebieg czasowy zarejestrowanego pola elektrycznego fazy SL, b) widmo PSD wyznaczone na podstawie przebiegu z punktu a), c) scałkowane względem częstotliwości widmo PSD z punktu b). Parametry STFT: okno=150 pr. (3 ms); overlap=149 pr.; długość FFT=150 pr.; $f_p=50$ kHz

przypadku wyładowań bliskich, ponieważ pole elektryczne generowane od przemieszczającego się lidera stanowi główny wkład w całym obserwowanym przebiegu (rys. 4.23a). Dla wyładowań bardzo bliskich faza ta może wpływać na zmiany polaryzacji pola, co często prowadzi do niepoprawnej klasyfikacji udaru wyładowania głównego.

Proponowany algorytm detekcji fazy lidera (rys. 4.15) bazuje na widmie spektralnej gęstości mocy (PSD) przebiegu pola piorunowego. Widmo jest wyznaczane zgodnie z

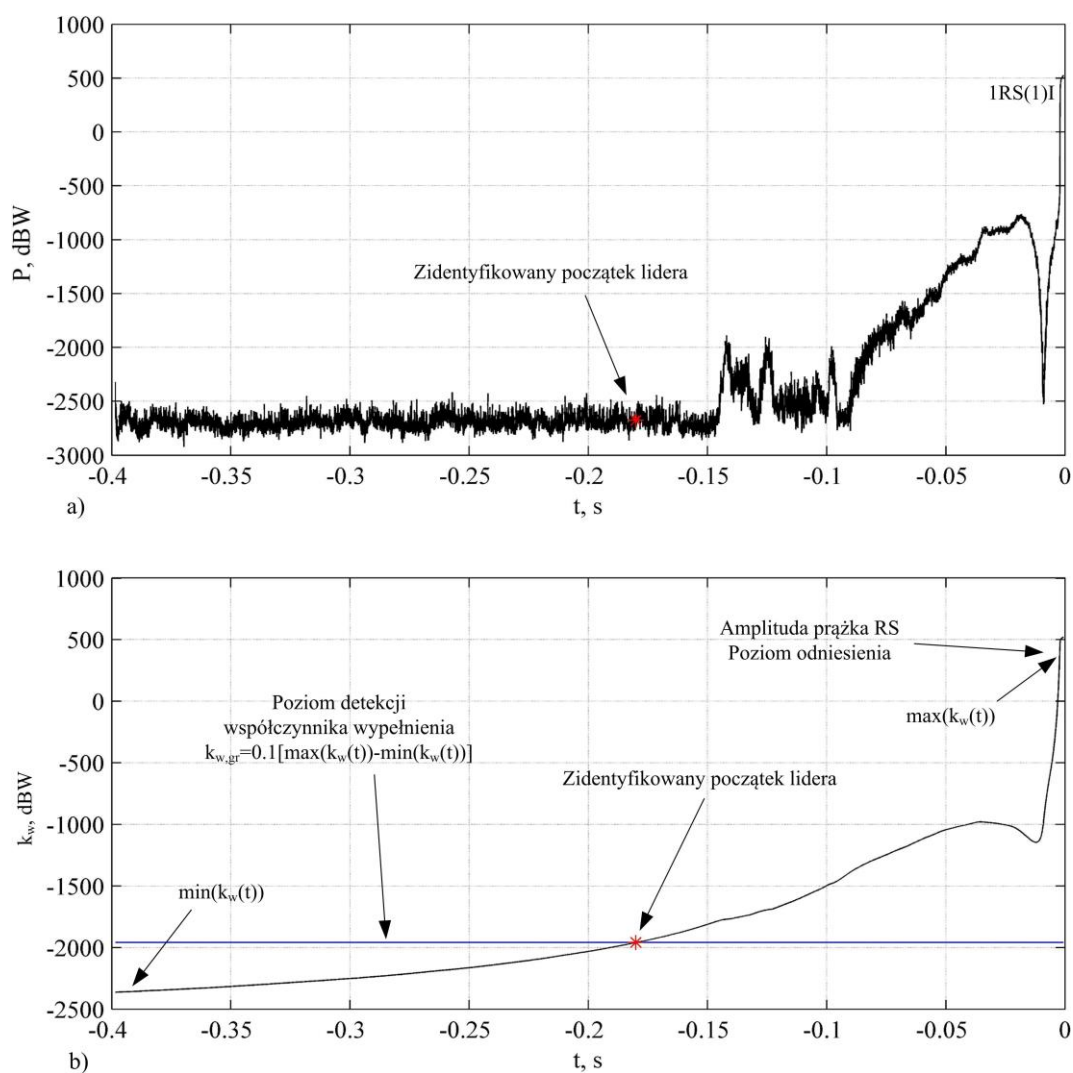
zależnością (2.23), przy czym do prawidłowej pracy algorytmu nie jest wymagana kalibracja systemu rejestracji. Algorytm działa na wartościach względnych odpowiadających chwilowej mocy promieniowanej przez wyładowanie atmosferyczne. Wartości te związane są z parametrami użytej karty pomiarowej. W początkowej fazie wyznaczane jest widmo PSD. Na rys. 4.23b można zauważyć wyraźną fazę lidera poprzedzającą udar główny. Podstawową cechą wyróżniającą fazę liderową jest charakterystyczny stopniowy wzrost intensywności widma oraz znaczna moc promieniowana w zakresie niskich częstotliwości. W przypadku wyładowania głównego obserwowany jest wąski prążek o szerokości zbliżonej do parametrów zastosowanego okna STFT oraz relatywnie jednolitej intensywności. Obecność składowej RS jest wykorzystywana, jako dodatkowy warunek, który musi zaistnieć, aby zidentyfikować fazę lidera. Bardzo istotne są parametry transformaty STFT. W algorytmie przyjęto szerokość okna STFT na 3 ms. Jest to wartość optymalna przyjęta w literaturze [Rakov, 2003], jako graniczna pomiędzy identyfikacją składowych RS oraz CC. Długość FFT przyjęto, jako równą szerokości okna wyrażonej w próbkach, natomiast stopień nakładania okien (overlap) ustawiono na maksymalną rozdzielczość tj. szerokość okna pomniejszoną o jedną próbkę. Taka redundancja pozwala na otrzymanie widma o dobrej jakości, przy jednoczesnym zachowaniu dużej szybkości algorytmu.

Kolejnym krokiem jest całkowanie widma PSD względem częstotliwości (rys. 4.24a). Umożliwia to uzyskanie przebiegu mocy chwilowej w funkcji czasu. Takie podejście zapewnia lepszą identyfikację fazy liderowej z uwagi na poprawę stosunku S/N. Istotne jest również logarytmiczne skalowanie widma przed dokonaniem całkowania. Takie podejście zapewnia znacznie korzystniejsze wyeksponowanie składowych wyładowania atmosferycznego.

Działanie algorytmu detekcji zostało pokazane na rys. 4.24. Program bazuje na wyznaczeniu chwilowego współczynnika wypełnienia $k_w(t)$ na podstawie wykresu scałkowanego widma PSD

$$k_w(t) = \frac{\int_{t_{RS}}^t P(\tau) d\tau}{|t_{RS} - t|} \quad (4.6)$$

gdzie $P(\tau)$ oznacza scałkowane względem częstotliwości widmo PSD zależne jedynie od czasu, τ to zmienna pomocnicza całkowania, t_{RS} to marker czasowy początku wyładowania głównego następującego po fazie lidera, natomiast t to chwila czasowa, w której wyznaczany jest współczynnik wypełnienia. Zmienne t oraz t_{RS} wyrażono w sekundach.



Rys. 4.24. Detekcja początku fazy liderowej z wykorzystaniem współczynnika wypełnienia: a) scałkowane widmo PSD fazy liderowej skokowej, b) graficzne wyznaczenie początku fazy liderowej dla określonej wartości współczynnika wypełnienia

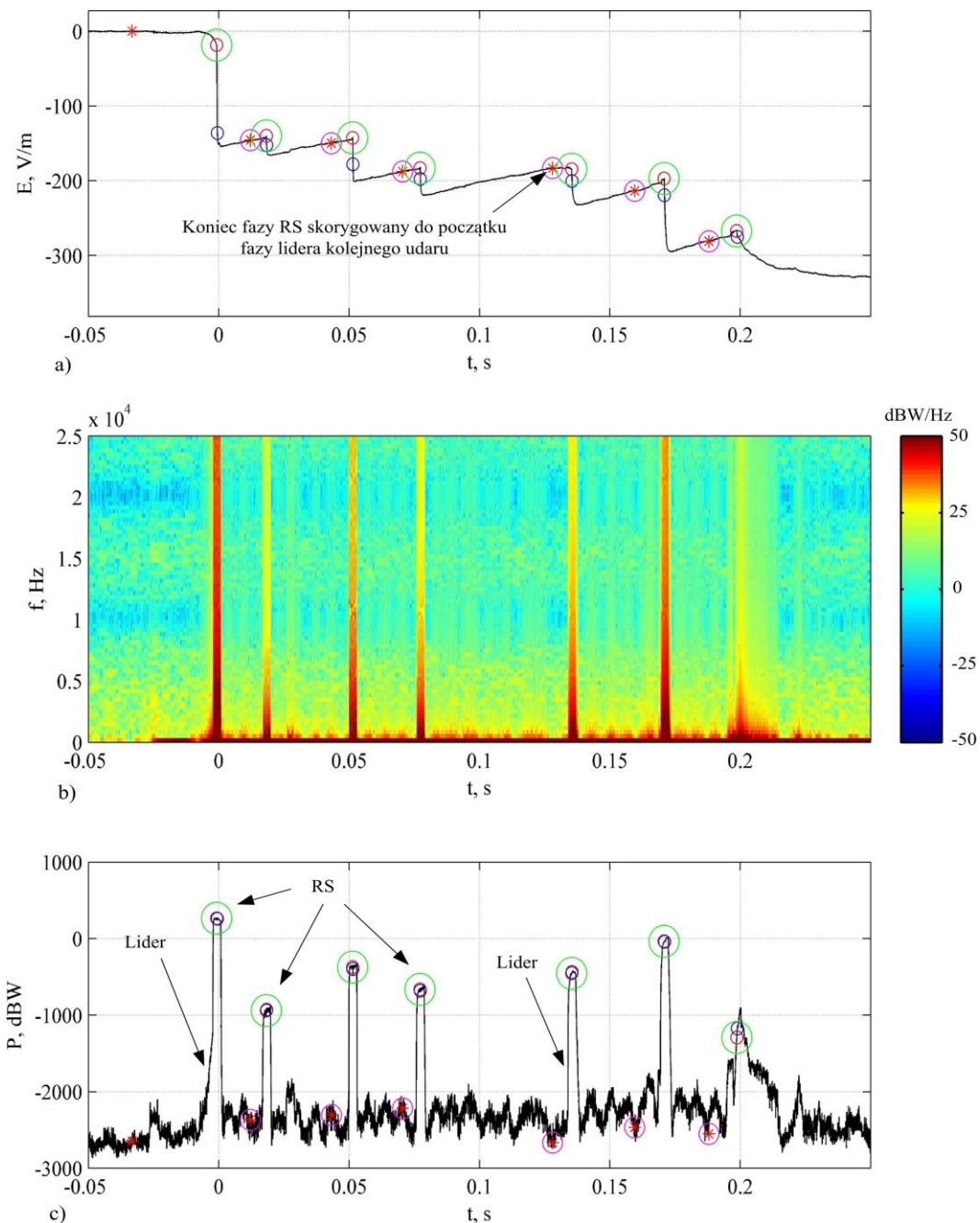
W pierwszym kroku wykorzystywana jest składowa RS, dla której współczynnik wypełnienia jest maksymalny (rys. 4.24b). Współczynnik jest wyznaczany w kierunku przeciwnym do osi czasu rozpoczynając od początku udaru głównego. Na podstawie wcześniejszej analizy przebiegów lidera skokowego zarejestrowanych w różnych odległościach od kanału piorunowego ustalono warunek na podstawie, którego wyznaczany jest marker czasowy początku fazy liderowej

$$k_{w,gr} = 0.1[\max(k_w(t)) - \min(k_w(t))] \quad (4.7)$$

gdzie $k_{w,gr}$ oznacza graniczną wartość współczynnika wypełnienia, dla której wyznaczany jest początek fazy liderowej. Pozostałe wielkości zostały objaśnione graficznie na rys. 4.24. Wykryty początek fazy liderowej nie w każdym przypadku jest czasem, w którym ta faza rozpoczyna się z fizycznego punktu widzenia. Często początkowy fragment kanału piorunowego w chmurze burzowej rozwija się horyzontalnie. W tym przypadku

model pozwala na określenie początku fazy, w której lider skokowy zmienia kierunek propagacji z horyzontalnego na wertykalny. Jest to nadal istotna informacja, gdyż pozwala na określenie wysokości źródła wyładowania atmosferycznego w chmurze burzowej. Niewiadomą pozostaje jedynie przesunięcie związane z horyzontalnym fragmentem kanału piorunowego.

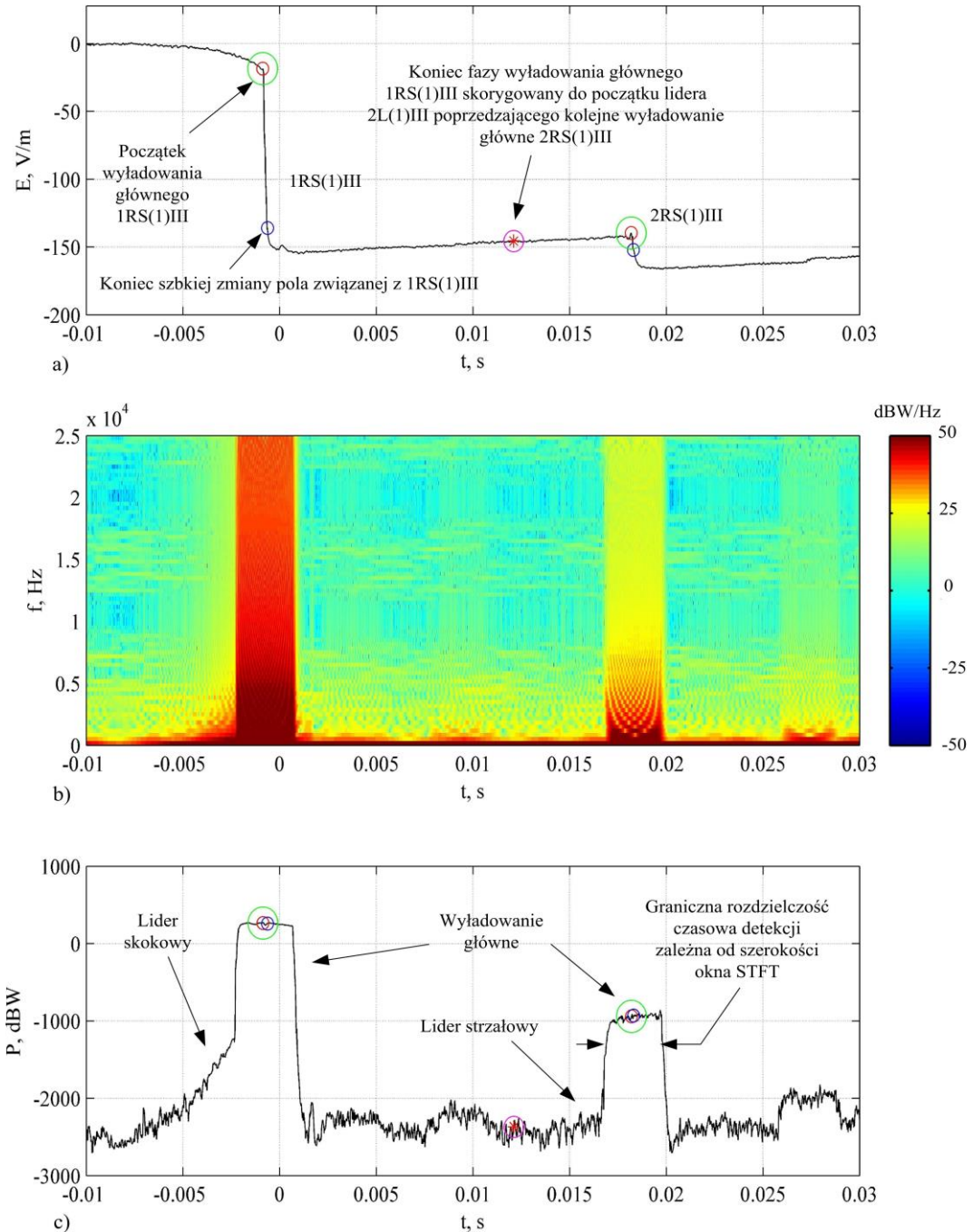
Metoda identyfikacji fazy lidera została zweryfikowana na przykładzie wyładowań wielokrotnych (rys. 4.25). Na wykresie z rys. 4.25 gwiazdkami zaznaczono początki



Rys. 4.25. Działanie algorytmu detekcji fazy SL na przykładzie wyładowań wielokrotnych (Rejestracja III): a) przebieg czasowy pola elektrycznego, b) widmo PSD przebiegu czasowego piorunowego pola elektrycznego z wykresu a), c) skalkowane widmo PSD przebiegu b) z wykrytymi początkami faz SL dla każdego wyładowania głównego. Parametry STFT: okno=150 pr. (3 ms); overlap=149 pr.; długość FFT=150 pr.; $f_p=50$ kHz

zidentyfikowanych faz liderowych przed każdym wyładowaniem głównym. Można zauważyć, znacznie dłuższy czas trwania lidera skokowego poprzedzającego pierwsze wyładowanie główne w stosunku do czasów trwania liderów strzałowych występujących przed kolejnymi wyładowania głównymi w tym samym wyładowaniu atmosferycznym.

Rys. 4.26c obrazuje zasadniczą różnicę pomiędzy liderami pierwszego oraz kolejnego wyładowania głównego. W przypadku lidera skokowego współczynnik wypełnienia jest znacznie większy. Na rys. 4.26 można zauważyć również wpływ



Rys. 4.26. Porównanie wyników detekcji faz lidera skokowego oraz strzałowego: a) przebieg czasowy pola elektrycznego, b) widmo PSD, c) scałkowane częstotliwościowo widmo PSD. Parametry STFT: okno=150 pr. (3 ms); overlap=149 pr.; długość FFT=150 pr.; $f_p=50$ kHz

```
>> registration.L{1}
```

```
ans =
```

detected: 1	Informacja o detekcji
wfm_start_spl: 18335	Markery czasowe
wfm_end_spl: 19957	
duration: 0.0324	Czas trwania fazy liderowej

Rys. 4.27. Parametry fazy liderowej wyznaczone z wykorzystaniem algorytmu identyfikacji

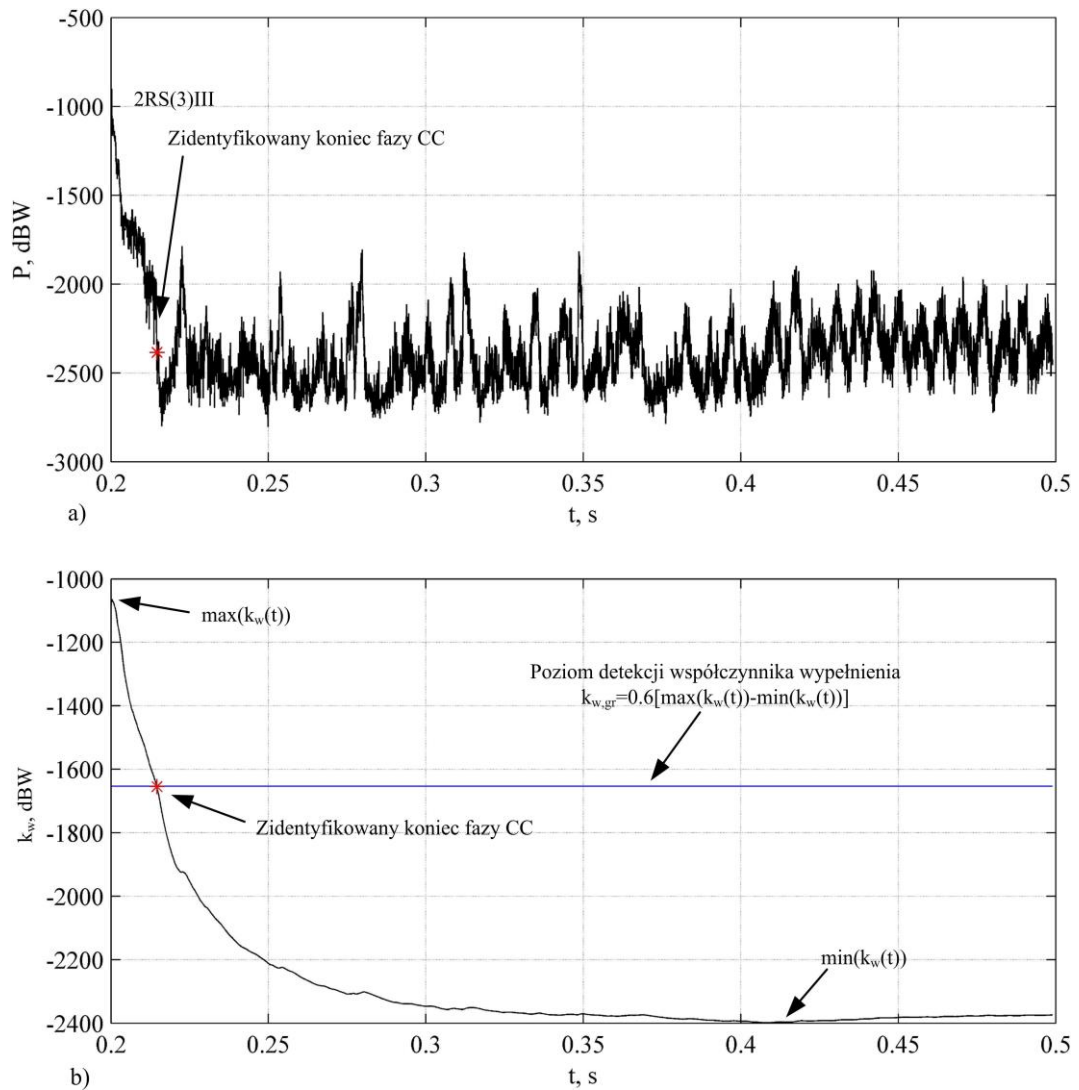
szerokości okna STFT na wyniki detekcji. Szerokość ta wyznacza dolną granicę detekcji (rys. 4.26c). Fazy liderowe trwające krócej niż połowa szerokości okna nie mogą zostać wykryte. Z tego powodu zasadne jest stosowanie możliwie największych okien STFT. Okno zostało dobrane optymalnie z wykorzystaniem informacji o długości trwania fazy liderowej (tab. 2.1), tak aby jego szerokość nie wpływała istotnie na skuteczność detekcji.

Ostatnim etapem identyfikacji jest obliczenie i zapisanie wyników analizy do bazy danych REGISTRATION.L (rys. 4.27). Najważniejszym parametrem jest czas trwania fazy liderowej. Przy założeniu stałej prędkości propagacji lidera, czas ten pozwala na wyznaczenie orientacyjnej wysokości, na jakiej znajdowało się źródło ładunku elektrycznego w chmurze burzowej, z którego rozwinęło się doziemne wyładowanie atmosferyczne.

4.8. Identyfikacja prądu długotrwałego

Metoda identyfikacji prądu długotrwałego opiera się na podobnej zasadzie, jak to zostało opisane w przypadku fazy liderowej (rys. 4.28). W analizie posłużono się Rejestracją III (rys. 4.4) z uwagi na wystąpienie w niej prądu długotrwałego (CC) po drugim udarze głównym wyładowania atmosferycznego nr 3 (rys. 4.29). Duże zróżnicowanie przebiegu pola w tym przypadku umożliwia walidację zaproponowanej metody detekcji.

Do momentu całkowania widma PSD algorytm działa identycznie, jak w przypadku detekcji fazy liderowej. Parametry STFT są również podobne. Okno powinno mieć szerokość 3 ms, co daje możliwość zidentyfikowania fazy CC przy jednoczesnym zachowaniu krótkiego czasu analizy. Podstawową różnicą jest wyznaczenie współczynnika wypełnienia k_w (rys. 4.29), które odbywa się od początku udaru głównego zgodnie z kierunkiem osi czasu. Podobnie, jak w przypadku identyfikacji fazy liderowej wartość k_w obserwowana dla składowej RS jest traktowana, jako wartość odniesienia. Takie podejście



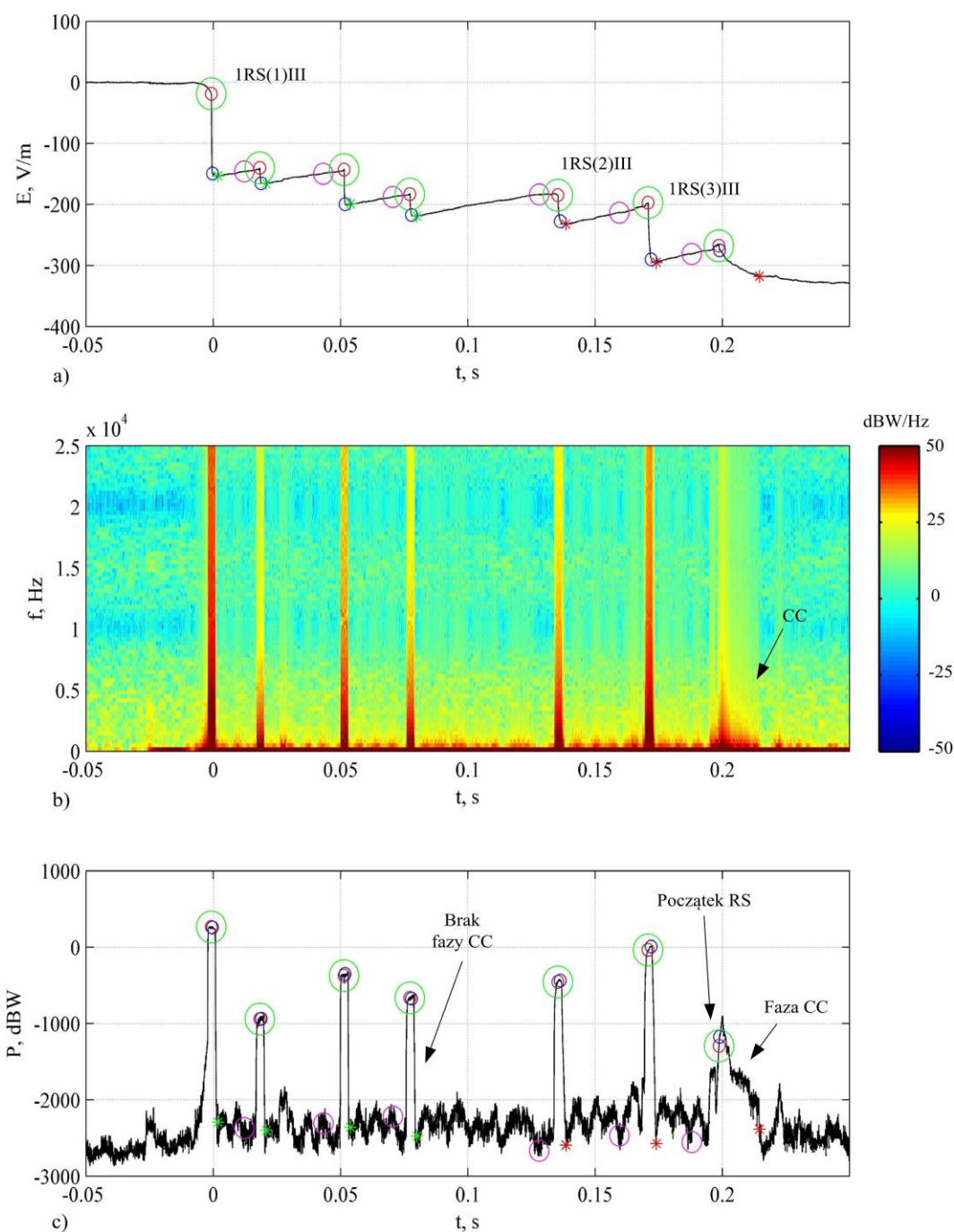
Rys. 4.28. Detekcja końca fazy prądu długotrwałego z wykorzystaniem współczynnika wypełnienia: a) scałkowane częstotliwościowo widmo PSD fazy CC, b) wyznaczenie granicznej wartości współczynnika wypełnienia dla fazy CC

zapewnia poprawne działanie algorytmu dla przebiegów rejestrowanych w różnych odległościach od kanału piorunowego.

Analizując rys. 4.29 oraz rys. 4.30 można zauważyć, że składowa prądu długotrwałego posiada znacznie większą wartość lokalnego współczynnika wypełnienia w porównaniu do fazy liderowej. Eksperymentalnie ustalono, że za optymalne kryterium detekcji końca fazy CC dla rejestracji piorunowego pola elektrycznego w różnych zakresach odległości od kanału piorunowego można przyjąć

$$k_{w,gr} = 0.6[\max(k_w(t)) - \min(k_w(t))] \quad (4.8)$$

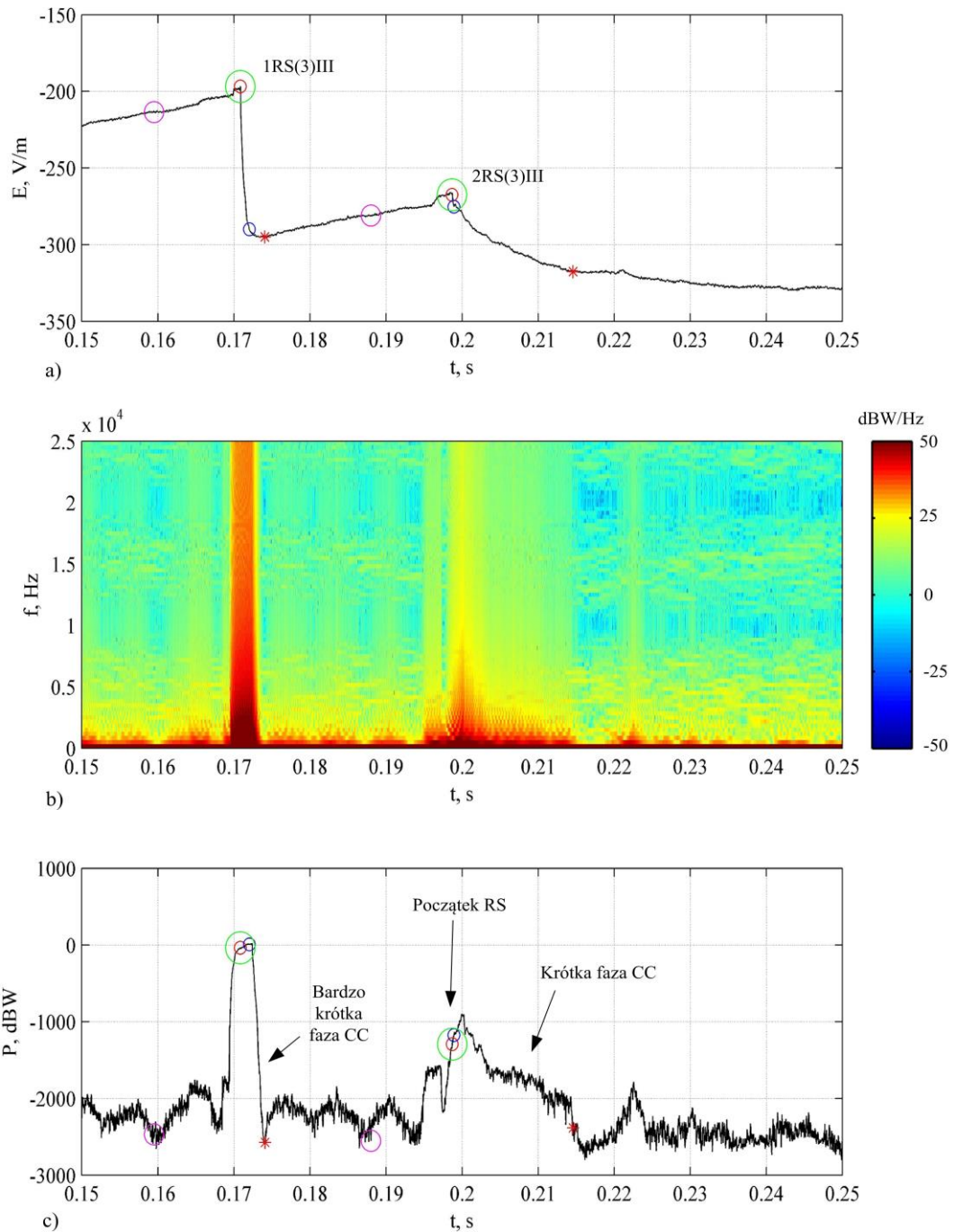
Proces identyfikacji końca fazy CC został zobrazowany na rys. 4.28b. Program automatycznie ustala długość fazy CC przyjmując za początek poprzedzający udar główny. Przy milisekundowych czasach trwania składowej prądu długotrwałego takie przybliżenie



Rys. 4.29. Detekcja fazy prądu długotrwałego na przykładzie wyładowań wielokrotnych: a) przebieg czasowy piorunowego pola elektrycznego, b) widmo PSD przebiegu a), c) skalowane częstotliwościowo widmo PSD z wykresu b). Parametry STFT: okno=150 pr.; overlap=149 pr.; długość FFT=150 pr.; $f_p=50$ kHz

pozwała na uzyskanie zadowalających rezultatów. Dodatkowo identyfikowany jest typ składowej CC. Klasyfikacja odbywa się wg. kryteriów opisanych w podrozdziale 2.1.4.

Wyniki detekcji zapisywane są w bazie danych REGISTRATION.CC z indeksem odpowiadającym każdemu udarowi głównemu (rys. 4.31). Informacja odnośnie wystąpienia składowej CC jest dzięki temu skojarzona z każdym poprzedzającym go wyładowaniem głównym.



Rys. 4.30. Porównanie uderzeń głównych inicjujących różne typy prądu długotrwałego: a) przebieg czasowy piorunowego pola elektrycznego wyładowań atmosferycznych z widoczną fazą CC, b) widmo PSD przebiegu a), c) scałkowane częstotliwościowo widmo PSD z wykresu b). Parametry STFT: okno=150 pr. (3 ms); overlap=149 pr.; długość FFT=150 pr.; $f_p=50$ kHz

Warto podkreślić, iż identyfikacja prądu długotrwałego nie została jak dotąd zaimplementowana w komercyjnych systemach lokalizacji wyładowań atmosferycznych. Proponowany algorytm mógłby więc rozszerzyć możliwości tych systemów, zwłaszcza że składowa CC jest istotna z punktu widzenia ochrony odgromowej. Z uwagi na przepływ dużego ładunku elektrycznego w trakcie trwania prądu długotrwałego jest on często przyczyną pożarów lasów i obiektów budowlanych. Dlatego też niekorzystne skutki cieplne związane z tą fazą wyładowania atmosferycznego są dodatkową motywacją do

```
>> registration.CC{11}
```

```
ans =
```

detected: 1	Informacja o detekcji
wfm_start_spl: 29934	Markery czasowe
wfm_end_spl: 30729	
duration: 0.0159	Czas trwania fazy CC
type: 'short'	Typ prądu długotrwałego

Rys. 4.31. Zidentyfikowane parametry prądu długotrwałego zapisane w bazie danych REGISTRATION.CC

wdrożenia przedstawionych rozwiązań w praktyce. Dane lokalizacji skojarzone z prądem długotrwałym ułatwią szybkie działania prewencyjne, jak również pozwolą na stwierdzenie, czy przyczyną konkretnego pożaru było wyładowanie atmosferyczne w obiekt. Informacja taka jest bardzo ważna przy zgłaszaniu szkód piorunowych do zakładów ubezpieczeniowych.

5. Wyznaczanie prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego

5.1. Model oraz podstawowe założenia

W pracy ograniczono się do modelowania prądu u podstawy kanału piorunowego dla wyładowania głównego. Jest to związane z tym, że właśnie dla tej składowej występują największe wartości szczytowe prądów odpowiadających za zaburzenia elektromagnetyczne (EMC) o charakterze przewodnym [CIGRE, 2012]. Dodatkowo z dużymi stromościami narastania prądu piorunowego wyładowania głównego są związane przepięcia indukowane w systemach transmisyjnych i sygnałowych instalacjach elektrycznych [Hlatshwayo, 2018]. Możliwość określenia parametrów prądu piorunowego na bazie zarejestrowanego pola elektrycznego pozwala obliczyć pole elektromagnetyczne w dowolnym punkcie przestrzeni. W konsekwencji stwarza to możliwość oszacowania zaburzeń EMC o charakterze bezpośrednim, jak i promieniowanym w dowolnej odległości od kanału piorunowego. Ponadto dzięki zaproponowanej metodzie można weryfikować modele propagacji fali prądowej w kanale piorunowym.

W pracy przyjęto model geometryczny kanału piorunowego opisany w podrozdziale 2.2.1 (rys. 2.8). Założono, że fala prądu wyładowania głównego rozplywa się z określoną prędkością, mniejszą od prędkości światła w próżni, w kanale położonym prostopadle do powierzchni ziemi o skończonej konduktywności (rys. 2.8). Spośród modeli wyładowania głównego przedstawionych w tab. 2.4 wybrano model prądowy LCS ze źródłem skupionym u podstawy kanału. Do opisu zjawiska propagacji fali prądowej od ziemi w kierunku chmury przyjęto natomiast model MTLE z wykładniczym tłumieniem przemieszczającego się udaru. Wybór modelu LCS pozwala na skupienie uwagi tylko na wyznaczeniu prądu u podstawy kanału na podstawie zarejestrowanego pola elektrycznego. Przyjęcie modelu prądowego typu DCS jest również możliwe, ale wiązałoby się to z dodatkowymi, czasochłonnymi obliczeniami związanymi z przemieszczaniem się źródła w tym modelu wzdłuż kanału piorunowego.

Oprócz modelu propagacji fali MTLE w literaturze równie często wykorzystywany jest model MTLL zakładający liniowe tłumienie wyładowania głównego wzdłuż kanału piorunowego. Modele te mają swoje wady i zalety. O ile model MTLE dokładniej opisuje zmienność fali prądowej blisko powierzchni ziemi to jednak model MTLL wierniej oddaje charakter zmian prądu wyładowania w całym kanale piorunowym. Ponadto model MTLE przewiduje nieciągłość prądu na końcu kanału w chmurze (funkcja wykładnicza dąży do zera w nieskończoności, a wysokość kanału piorunowego jest skończona), co w symulacjach skutkuje pojawieniem się fali odbitej od końca kanału. Taki niepożądany efekt nie występuje podczas stosowania modelu typu MTLL. W rezultacie wybrany został jednak model MTLE z uwagi na to, że duża liczba rejestracji dotyczyła wyładowań odległych o kilka lub kilkanaście kilometrów od stacji, dla których mierzone pole zależało głównie od części kanału znajdującej się bliżej powierzchni ziemi.

Opracowana metoda obliczania prądu wyładowania głównego uwzględnia również efekt propagacji fali elektromagnetycznej nad gruntem o skończonej konduktywności. Analizie poddano zarejestrowane przebiegi pola elektrycznego wyładowań głównych, których parametry zidentyfikowano w rozdziale czwartym. Niezbędna z punktu widzenia implementacji modelu jest również znajomość wysokości kanału piorunowego. Sposób obliczania tego parametru został przedstawiony w podrozdziale 5.3. Dodatkowe zabiegi mające na celu zwiększenie dokładności odwzorowania prądu wyładowania głównego zostały przedstawione w podrozdziałach 5.4 i 5.5.

5.2. Obliczanie prądu u podstawy kanału piorunowego

Podstawą metody obliczania prądu u podstawy kanału piorunowego i_0 jest model kanału piorunowego (rys. 2.8) i propagacji fali prądowej MTLE opisany w podrozdziale 2.2.1 w tabeli 2.4, jak również rozkład pola elektrycznego wokół kanału przedstawiony w podrozdziale 2.2.2. Aby wyznaczyć ten prąd wykorzystano w pracy zależność opisującą składową pionową pola elektrycznego, która jest dominująca w piorunowym polu elektrycznym, zwłaszcza w pobliżu powierzchni ziemi. Gdy obserwator znajduje się na dużej wysokości nad ziemią to analogiczna procedura może być zastosowana również dla składowej poziomej.

Prąd wyładowania głównego płynący u podstawy kanału piorunowego i_0 opisuje funkcja czasu, gdyż $z'=0$, czyli

$$i_0(t) = i(0, t) \quad (5.1)$$

Fala prądowa $i(z', t)$ widziana przez obserwatora w punkcie wyznaczenia pola elektrycznego rozplywa się w kierunku chmury burzowej podlegając tłumieniu wynikającemu głównie z neutralizacji ładunku rozłożonego w kanale w czasie fazy liderowej

$$i(z', t) = D(z')i_0 \left(t - \frac{z'}{v} - \frac{R}{c} \right) \quad (5.2)$$

W modelach LCS przyjmuje się, że funkcja tłumienia $D(z')$ powinna być zależna jedynie od wysokości czoła fali prądowej oraz spełniać równanie (5.2).

Wykorzystując zależność (2.2) opisującą składową pionową pola elektrycznego z uwzględnieniem (5.2) można uzależnić tą składową od prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^{+H} \left[\frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t D(z')i_0 \left(\xi - \frac{z'}{v} - \frac{R}{c} \right) d\xi + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} D(z')i_0 \left(t - \frac{z'}{v} - \frac{R}{c} \right) - \frac{r^2}{c^2R^3} \frac{\partial [D(z')i_0 \left(t - \frac{z'}{v} - \frac{R}{c} \right)]}{\partial t} \right] dz' \quad (5.3)$$

gdzie E_z oznacza składową pionową piorunowego pola elektrycznego w chwili t zależną od prądu u podstawy kanału piorunowego płynącego w chwili $t' = t - z'/v - R/c$, r to odległość od kanału piorunowego, z to wysokość punktu, w którym wyznaczane jest pole elektryczne, H oznacza wysokość kanału piorunowego, R to odległość pomiędzy punktem obserwacji a elementarnym fragmentem kanału dz' znajdującym się na wysokości z' od powierzchni ziemi (rys. 2.8), ξ to pomocnicza zmienna całkowania po czasie, $D(z')$ jest to funkcja tłumienia fali prądowej w kanale piorunowym, ϵ_0 oznacza przenikalność elektryczną próżni, natomiast v oraz c to odpowiednio prędkość fali prądowej wyładowania głównego oraz prędkość światła w próżni.

W celu uproszczenia równania (5.3) wprowadzono funkcje pomocnicze

$$A_e(r, z, z') = \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \quad (5.4)$$

$$A_i(r, z, z') = \frac{2(z - z')^2 - r^2}{cR^4} \quad (5.5)$$

$$A_r(r, z, z') = -\frac{r^2}{c^2 R^3} \quad (5.6)$$

Zdefiniowane funkcje pomocnicze odnoszą się kolejno do składowej elektrostatycznej, indukcyjnej oraz radiacyjnej pola elektrycznego.

Podczas wyznaczania prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego wykorzystano transformatę Laplace'a. Uwzględniając występujące opóźnienie czasowe Δt związane z przemieszczaniem się fali prądowej w kanale oraz propagacją pola elektrycznego od źródła do punktu obserwacji

$$\Delta t = \frac{|z'|}{v} + \frac{R}{c} \quad (5.7)$$

oraz zależność (5.2) można zapisać

$$\mathcal{L}\{i(z', t)1(t - \Delta t)\} = D(z')I_0(s)e^{-\Delta ts} \quad (5.8)$$

gdzie $\mathcal{L}\{\}$ oznacza transformatę Laplace'a, natomiast $1(t)$ oznacza funkcję skoku jednostkowego, przy czym $i_0=0$ dla $t<0$.

Wykorzystując zależność (5.2) oraz pozostałe założenia (5.1-5.8) otrzymano równanie opisujące składową pionową piorunowego pola elektrycznego w dziedzinie transformaty Laplace'a

$$E_z(r, z, s) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^{+H} \left[A_e(r, z, z')D(z')e^{-\Delta ts} \frac{1}{s} I_0(s) + A_i(r, z, z')D(z')e^{-\Delta ts} I_0(s) + A_r(r, z, z')D(z')e^{-\Delta ts} s I_0(s) \right] dz' \quad (5.9)$$

gdzie A_e , A_i , A_r to funkcje opisane równaniami (5.4) – (5.6), natomiast s to zmienna zespolona w transformacie Laplace'a.

Przekształcając prawą stronę wyrażenia (5.9) można zapisać:

$$E_z(r, z, s) = I_0(s)W(r, z, s) \quad (5.10)$$

gdzie

$$W(r, z, s) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^{+H} \left[A_e(r, z, z') D(z') e^{-\Delta ts} \frac{1}{s} + A_i(r, z, z') D(z') e^{-\Delta ts} + A_r(r, z, z') D(z') e^{-\Delta ts} s \right] dz' \quad (5.11)$$

Zastosowanie transformaty Laplace'a pozwoliło na przedstawienie pola elektrycznego, jako iloczynu dwóch funkcji. Jedną z funkcji jest transformata poszukiwanego prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego $I_0(s)$, która zależy jedynie od zmiennej s . Druga funkcja $W(r, z, s)$ opisuje wpływ geometrii kanału, tłumienia prądu w kanale oraz czasu propagacji, reprezentowanego przez zmienną s , na piorunowe pole elektryczne. Wyrażenie (5.11) można przedstawić w innej postaci

$$W(r, z, s) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^{+H} \left[\frac{A_e(r, z, z') D(z')}{s} e^{-\Delta ts} + s \frac{A_i(r, z, z') D(z')}{s} e^{-\Delta ts} + s^2 \frac{A_r(r, z, z') D(z')}{s} e^{-\Delta ts} \right] dz' \quad (5.12)$$

Po przeprowadzeniu operacji odwrotnej transformaty Laplace'a otrzymuje się funkcję w dziedzinie czasu

$$w(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^{+H} A_e(r, z, z') D(z') 1(t - \Delta t) dz' + \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{-H}^{+H} A_i(r, z, z') D(z') 1(t - \Delta t) dz' \right) + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\int_{-H}^{+H} A_r(r, z, z') D(z') 1(t - \Delta t) dz' \right) \right] = w_e(r, z, t) + w_i(r, z, t) + w_r(r, z, t) \quad (5.13)$$

W wyrażeniu wydzielono trzy składniki, z których każdy opisuje odpowiednio wpływ składowej elektrostatycznej, indukcyjnej oraz radiacyjnej. Postać wyrażenia (5.13), pomimo jego złożoności, jest korzystna z punktu widzenia symulacji komputerowych. Wszystkie wyrażenia podcałkowe posiadają podobną strukturę. Dodatkowo są niezależne od siebie. Umożliwia to zastosowanie m.in. obliczeń równoległych.

W celu wyznaczenia prądu $i_0(t)$ należy równanie (5.10) zapisać w dziedzinie czasu z wykorzystaniem operatora spłotu

$$E_z(r, z, t) = i_0(t) * w(r, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_0(t)w(r, z, t - \tau)d\tau \quad (5.14)$$

Zależność (5.14) opisuje operację splotu dwóch funkcji czasu, z których jedna jest poszukiwaną funkcją prądu. Rozpisując wyrażenie dla kolejnych kroków czasowych t_1 , $t_2=t_1+\Delta T$, $t_3=t_2+\Delta T, \dots$, gdzie ΔT oznacza czas próbkowania sygnału otrzymuje się

$$\begin{aligned} E_z(r, z, t_1) &= i_0(t_1)w(r, z, t_1) + i_0(t_2) \cdot 0 + i_0(t_3) \cdot 0 + \dots \\ E_z(r, z, t_2) &= i_0(t_1)w(r, z, t_2) + i_0(t_2)w(r, z, t_1) + i_0(t_3) \cdot 0 + \dots \\ E_z(r, z, t_3) &= i_0(t_1)w(r, z, t_3) + i_0(t_2)w(r, z, t_2) + i_0(t_3)w(r, z, t_1) + \dots \\ &\dots \end{aligned} \quad (5.15)$$

Zapis (5.15) uwzględnienia ponadto dodatkowe założenie $i_0(t)=0$, $w(t)=0$ dla $t<0$, co jest konsekwencją tego, że w czasie poprzedzającym chwilę $t=0$ w kanale piorunowym nie płynął prąd.

Na bazie układu równań (5.15) można ostatecznie zaproponować rekurencyjną zależność opisującą prąd wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego dla chwili czasowej t_k :

$$i_0(t_k) = \frac{E_z(r, z, t_k) - \sum_{l=0}^{k-1} i_0(t_l)w(r, z, t_k-t_{l+1})}{w(r, z, t_1)} \quad (5.16)$$

Obliczony prąd u podstawy kanału piorunowego jest istotny ze względu na możliwość wyznaczenia na jego podstawie przebiegu fali prądowej rozprzyskującej się w całym kanale. Znajomość z kolei rozkładu prądu wzdłuż kanału w dowolnej chwili czasowej jest niezbędna do dalszych symulacji zjawisk niebezpiecznych z punktu widzenia ochrony odgromowej. Zastosowanie algorytmu z wykorzystaniem wzoru (5.16) w analizie piorunowego pola elektrycznego zostało przedstawione w podrozdziale 5.7.

5.3. Obliczanie wysokości kanału piorunowego na podstawie fazy liderowej

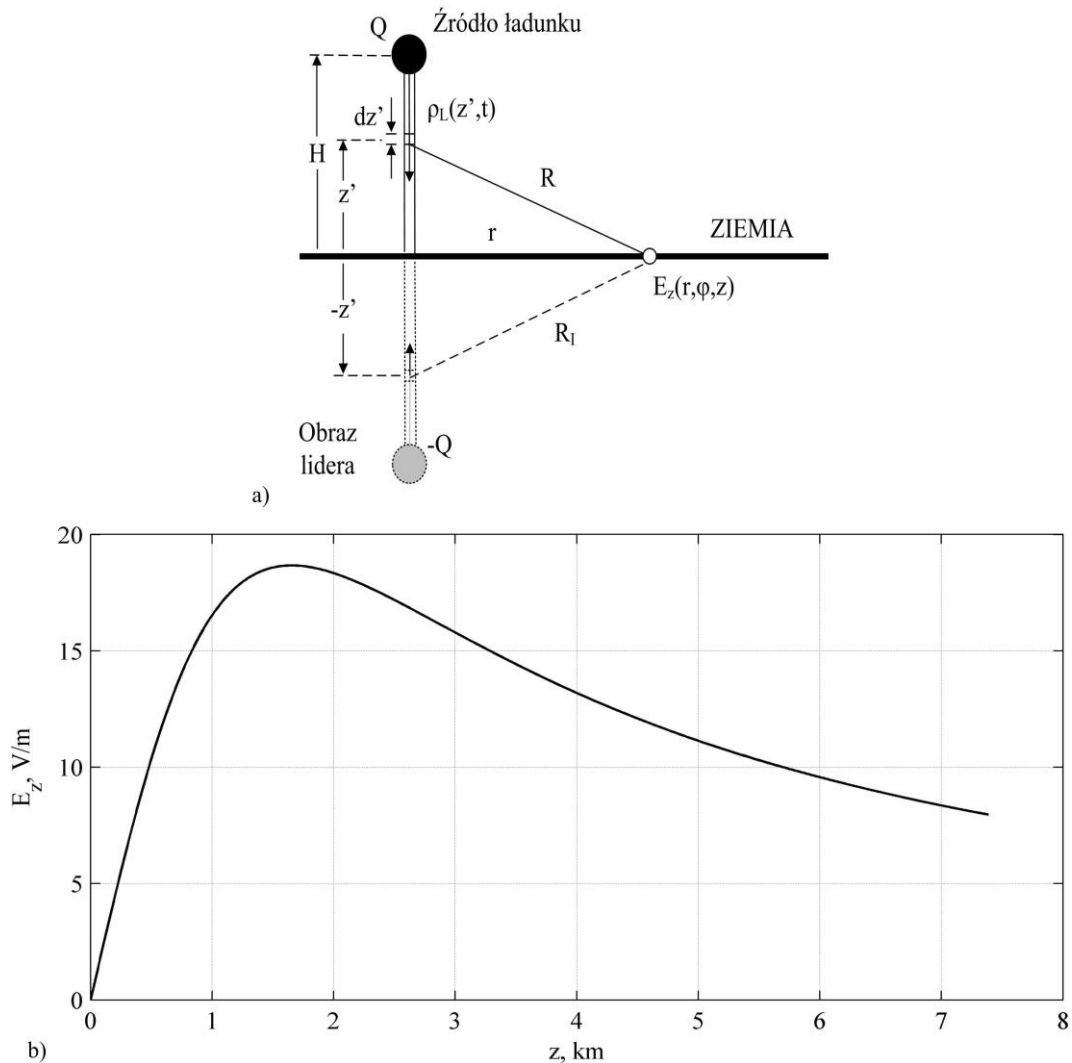
Metoda obliczania prądu wyładowania głównego opiera się na wyznaczeniu funkcji opisującej własności kanału piorunowego (5.13). Jednym z głównych parametrów tej funkcji jest wysokość kanału, która wyznacza granice całkowania w równaniu (5.13). W nowoczesnych systemach lokalizacji działających w oparciu o technikę interferometrii istnieje możliwość bezpośredniej wizualizacji wyładowania atmosferycznego w przestrzeni 3D. Pozwala to obliczyć m.in. wysokość kanału. Jednakże tego typu stacje są bardzo kosztowne i złożone technologicznie, co utrudnia ich powszechne użycie. Alternatywą może być zaproponowana poniżej metoda wyznaczania wysokości kanału

piorunowego w oparciu o analizę rozwoju fazy liderowej wyładowania atmosferycznego. Obliczenie wysokości kanału piorunowego w tym przypadku jest znacznie szybsze.

W pracy wykorzystano model lidera skokowego wg [Rakov, 2003]. Model ten pozwala na obliczenie pola elektrycznego na powierzchni ziemi w odległości r od kanału lidera (rys. 5.1b). Równanie (5.17) opisujące składową pionową pola elektrycznego lidera skokowego zostało wyprowadzone wg [Thottappillil,1997] przy założeniu stałej gęstości liniowej ładunku wzdłuż kanału lidera

$$E_z(r, t) = \frac{\rho_L}{2\pi\epsilon_0 r} \left[\frac{1}{(1 + z^2/r^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1 + H^2/r^2)^{1/2}} - \frac{(H - z)H}{r^2(1 + H^2/r^2)^{3/2}} \right] \quad (5.17)$$

gdzie E_z oznacza składową pionową piorunowego pola elektrycznego lidera skokowego, ρ_L to gęstość liniowa ładunku w kanale lidera, ϵ_0 to przenikalność elektryczna próżni, r to



Rys. 5.1. Modelowanie pola elektrycznego od lidera skokowego z na podstawie konfiguracji geometrycznej dla przypadku Rejestracji II: a) konfiguracja geometryczna kanału lidera skokowego; b) wpływ wysokości ładunku punktowego nad powierzchnią ziemi na wartość składowej pionowej obserwowanego pola elektrycznego dla stałej odległości od kanału piorunowego $r=1.66$ km

odległość obserwatora od wyładowania uzyskana z systemu lokalizacji wyładowań LINET, H to poszukiwana wysokość kanału piorunowego, natomiast z oznacza zmienną w czasie wysokość wierzchołka lidera skokowego nad powierzchnią ziemi. Konfiguracja geometryczna kanału lidera została przedstawiona na rys. 5.1a.

Opracowany model obliczania wysokości kanału piorunowego na bazie pola elektrycznego zarejestrowanej fazy lidera skokowego zakłada ponadto stałą prędkość propagacji lidera v_L . Przy takim założeniu wysokość wierzchołka lidera nad powierzchnią ziemi w danej chwili czasowej t można wyrazić, jako $z = H - v_L t$. Dalsza modyfikacja tej zależności pozwala zastąpić nieznaną zmienną v_L inną zmienną T_L będącą całkowitym czasem trwania fazy lidera skokowego. Parametr T_L jest obliczany na podstawie fragmentu rejestracji piorunowego pola elektrycznego bezpośrednio przed wyładowaniem głównym, wówczas można zapisać $v_L = H/T_L$.

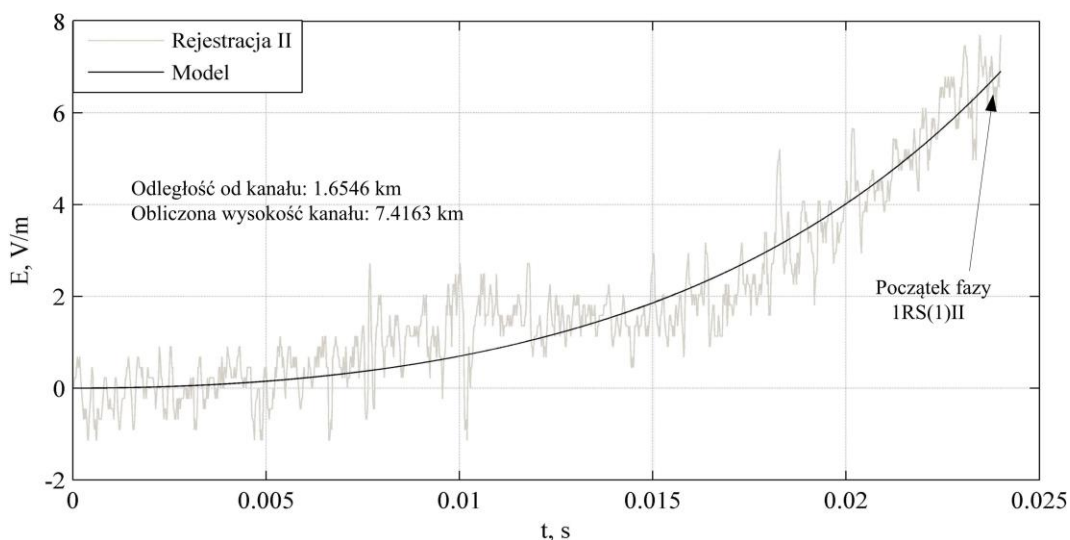
Zależność (5.17) wykorzystano w celu zobrazowania wpływu wysokości ładunku rozmieszczonego w kanale piorunowym na wypadkowe pole elektryczne obserwowane przy powierzchni ziemi w stałej odległości r od wyładowania. Na rys. 5.1b przedstawiono składową pionową piorunowego pola elektrycznego generowaną przez elementarny ładunek punktowy umieszczony na wysokości z nad powierzchnią ziemi o nieskończonej przewodności elektrycznej, dla obserwatora odległego od kanału piorunowego o $r=1.66$ km (przyjęta taka sama odległość, jak podczas Rejestracji II). Jest to rozkład pola o kształcie zbliżonym do obserwowanego w warunkach rzeczywistych. Można zauważyć, że największy wpływ na rejestrowane pole elektryczne ma ładunek rozmieszczony na wysokości około 1,5 km. Ładunek rozmieszczony bliżej punktu obserwacji, w niższych fragmentach kanału nie oddziałuje tak znacząco na składową pionową pola elektrycznego z uwagi na niewielki kąt, jaki tworzy wypadkowy wektor pola elektrycznego z powierzchnią ziemi. Dla wyższych fragmentów kanału lidera składowa pola praktycznie maleje wraz z odległością od źródła. Wynika to z faktu, że wektor pola elektrycznego od ładunku punktowego zmierza do wektora prostopadłego do powierzchni ziemi. W tym przypadku pole może być obliczone z dobrym przybliżeniem na bazie prawa Coulomba.

Porównanie przebiegu czasowego zarejestrowanego pola elektrycznego z polem modelowanym, obliczonym na bazie wyznaczonego prądu w kanale, pozwala na oszacowanie błędu odwzorowania, który jest obliczany z wykorzystaniem metody najmniejszych kwadratów. Minimalizacja tego błędu jest kryterium pozwalającym na

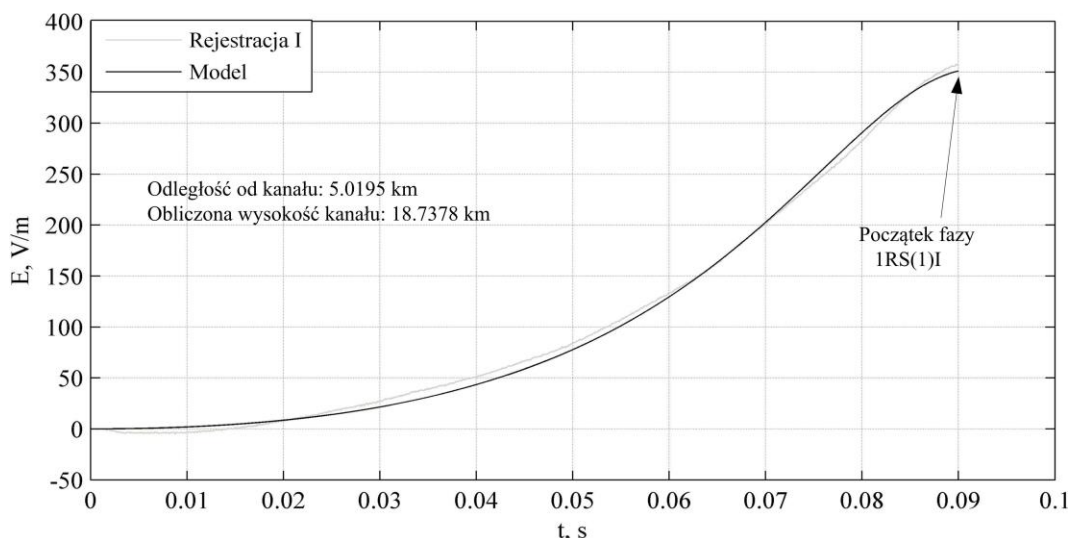
uzyskanie wysokości kanału piorunowego oraz gęstości liniowej ładunku w kanale, które w modelu przyjęto, jako parametry.

Rys. 5.2 przedstawia wyniki analizy dla Rejestracji II opisanej w podrozdziale 4.1. Przebieg pola elektrycznego wskazuje, że jest to przykład wyładowania bliskiego. Świadczy o tym polaryzacja tego pola. Dla fazy lidera jest ona przeciwna w stosunku do polaryzacji następującego po niej wyładowania głównego [Rubinstein, 1995]. Można zauważyć dobre dopasowanie modelu do pola elektrycznego fazy lidera skokowego. Dla odległości $r=1,65$ km (Rejestracja II) otrzymano wysokość kanału $H=7,42$ km. Wskazuje to na typowy przykład wyładowania ujemnego odgórnego rozwijającego się pomiędzy głównymi obszarami ładunku dodatniego oraz ujemnego chmury burzowej [Krehbiel, 1983; Rakov, 2003]. Na rys. 5.2 – rys. 5.5 zaznaczono również zidentyfikowane początki faz udarów głównych (RS). Umożliwiają one dopasowanie rzeczywistego czasu na wykresach poszczególnych rejestracji lidera skokowego do markerów czasowych podanych w opisach odpowiednich rys. 4.2 – rys. 4.5.

Kolejnym analizowanym przykładem jest wyładowanie zarejestrowane w nieznacznie większej odległości $r=5,02$ km (rys. 5.3). Należy zwrócić uwagę na odległość od kanału przyjętą do obliczeń. Jest to odległość obliczona na podstawie bazy LINET. Różni się ona w zasadniczy sposób od odległości rzeczywistej z uwagi na to, że wyładowanie doziemne zostało sklasyfikowane przez algorytmy systemu lokalizacji, jako wyładowanie w chmurach. W tym przypadku otrzymano wysokość kanału $H=18,74$ km. Jest to największa wartość wysokości spośród wszystkich analizowanych rejestracji.



Rys. 5.2. Dopasowanie modelu lidera skokowego do danych pomiarowych dla Rejestracji II. Marker czasowy i miejsce rejestracji, jak dla rys. 4.3. Skala czasowa na wykresie w odniesieniu do początku fazy lidera skokowego

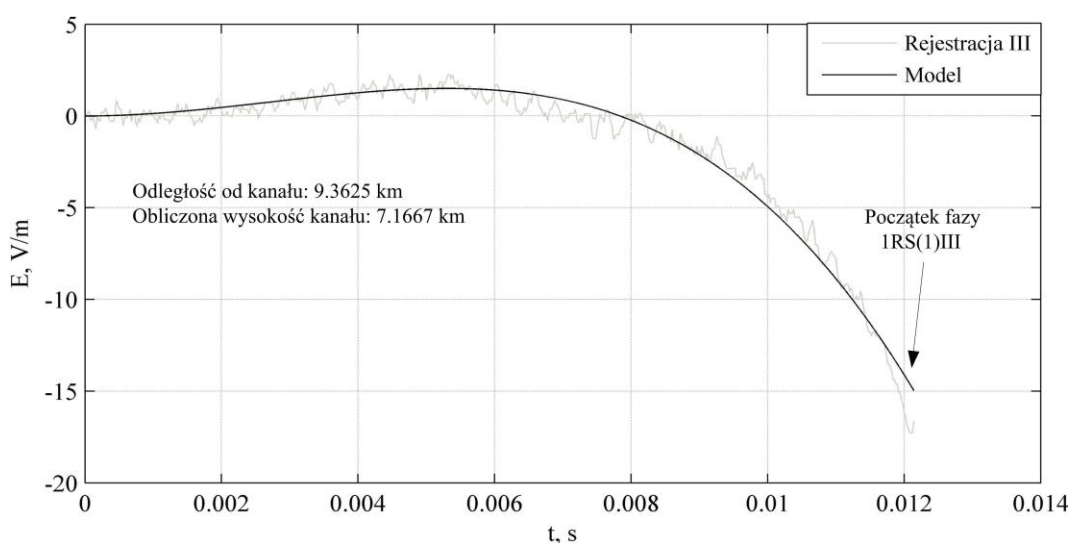


Rys. 5.3. Dopasowanie modelu lidera dla wyładowania bliskiego (Rejestracja I). Marker czasowy i miejsce rejestracji, jak dla rys. 4.2. Skala czasowa na wykresie w odniesieniu do początku fazy lidera skokowego

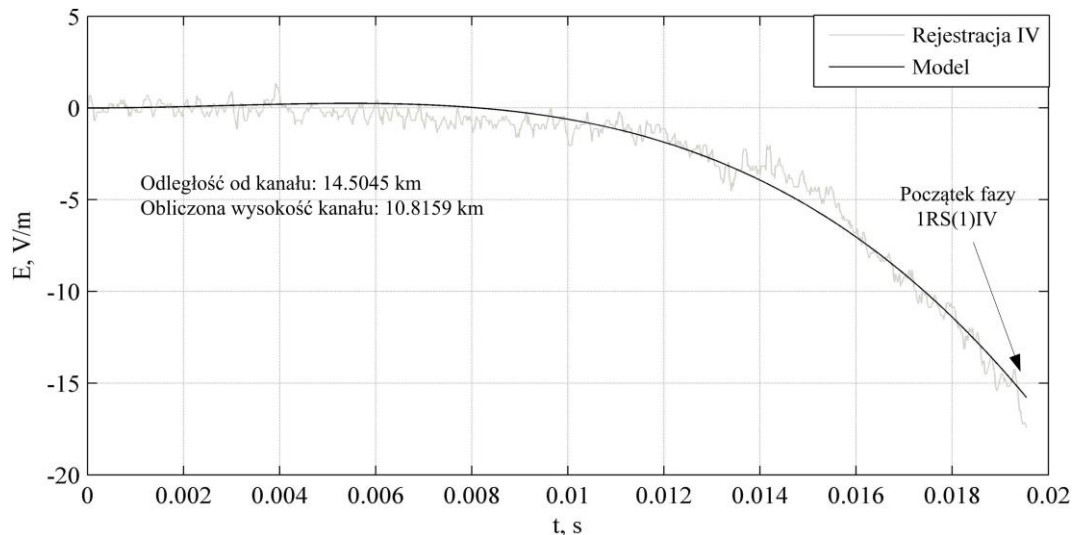
Znaczna długość kanału może wskazywać na rozwój wyładowania z górnego obszaru ładunku dodatniego chmury burzowej. W tym przypadku zarejestrowany przebieg jest mniej zaszumiony, co ułatwia dopasowanie modelu. Ponadto dla tej rejestracji czas trwania fazy liderowej jest znacznie dłuższy niż dla przypadku z rys. 5.2.

Kolejny rozpatrzony przypadek dotyczy Rejestracji III (rys. 5.4). Dla odległości $r=9,36$ km otrzymano wysokość $H=7,16$ km. Jest to wartość typowa dla większości wyładowań doziemnych. Wskazuje na wstępny rozwój lidera skokowego na granicy głównych obszarów ładunku dodatniego oraz ujemnego chmury burzowej.

Ostatnim analizowanym przypadkiem jest lider skokowy poprzedzający najbardziej



Rys. 5.4. Dopasowanie modelu lidera skokowego dla wyładowania zarejestrowanego w średniej odległości od kanału piorunowego (Rejestracja III). Marker czasowy i miejsce rejestracji, jak dla rys. 4.4. Skala czasowa na wykresie w odniesieniu do początku fazy lidera skokowego



Rys. 5.5. Dopasowanie modelu lidera skokowego dla wyładowania zarejestrowanego w dużej odległości od kanału piorunowego (Rejestracja IV). Marker czasowy i miejsce rejestracji, jak dla rys. 4.5. Skala czasowa na wykresie w odniesieniu do początku fazy lidera skokowego

odległe z analizowanych wyładowań głównych (rys. 5.5). O znacznej odległości od kanału piorunowego świadczy taka sama polaryzacja fazy lidera skokowego oraz następującego po niej udaru głównego. Lider skokowy formuje się na podobnej wysokości, jak w przypadku wyładowań z rys. 5.2 oraz rys. 5.4.

Obliczone wysokości kanału piorunowego zostały wykorzystane na dalszym etapie analizy, szczególnie w podrozdziale 5.7 do obliczenia prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego.

5.4. Tłumienie elektromagnetycznego impulsu piorunowego

Fala elektromagnetyczna rozchodząca się nad powierzchnią ziemi o skończonej konduktywności podlega tłumieniu. Głównym efektem tego zjawiska jest obniżenie wartości szczytowej oraz zniekształcenie rejestrowanego pola elektrycznego w stosunku do pola, jakie byłoby obserwowane w przypadku ziemi idealnie przewodzącej. Kompensacja tego efektu jest konieczna z uwagi na poprawność wyznaczania prądu u podstawy kanału piorunowego. Równania wyprowadzone w p. 5.2 odnoszą się do modelu zakładającego nieskończoną przewodność gruntu, dlatego w celu ich zastosowania konieczne jest przeliczenie zarejestrowanego pola elektrycznego na pole, jakie byłoby zarejestrowane w przypadku ziemi o nieskończonej konduktywności.

W celu odwzorowania zjawiska tłumienia fali wykorzystano zależności zawarte w pracy [Rubinstein, 1996]. Fala elektromagnetyczna rozchodząca się nad powierzchnią ziemi o parametrach rzeczywistych posiada dodatkową składową poziomą pola elektrycznego E_r równoległą do powierzchni ziemi. Jest to równoznaczne z odchyleniem

kierunku wypadkowego wektora pola elektrycznego E od pionu. Obecność tej składowej skutkuje również zmianą kierunku wektora Poyntinga. W rezultacie fala elektromagnetyczna wnika do stratnej ziemi, co powoduje wytracanie energii fali LEMP (ang.: Lightning Electromagnetic Pulse) w gruncie. Zjawisko to zostało przedstawione na rys. 5.6.

W pracy [Rubinstein, 1996] wyprowadzono równanie (5.18) wiążące składową poziomą pola elektrycznego E_r dla ziemi o skończonej konduktywności oraz składową pionową pola E_{zp} , jaka byłaby obserwowana w przypadku ziemi idealnie przewodzącej

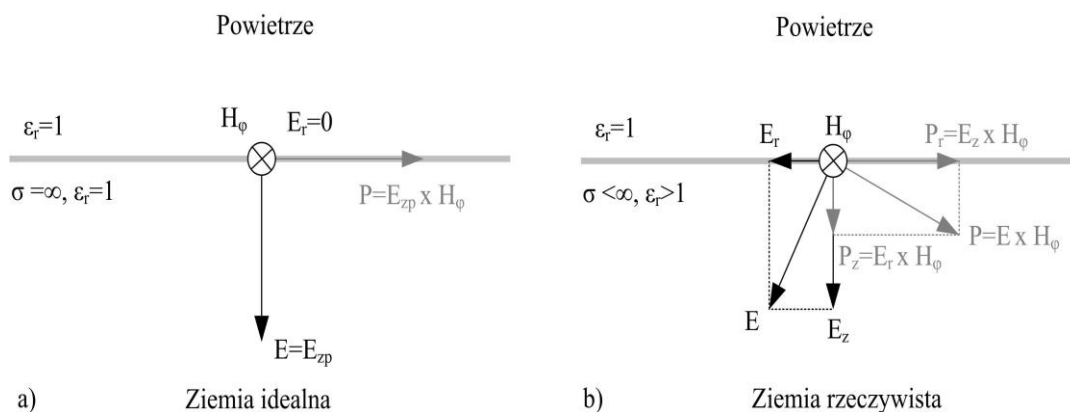
$$\frac{E_r}{E_{zp}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0}}} \quad (5.18)$$

gdzie ε_r oznacza względną przenikalność elektryczną gruntu, ε_0 to przenikalność elektryczna próżni, σ to przewodność elektryczna gruntu, natomiast ω to pulsacja.

Dodatkowym założeniem, które przyjęto w niniejszej pracy jest równość wartości wypadkowego pola elektrycznego E dla przypadków idealnie oraz nieidealnie przewodzącego gruntu (5.19). Zapewnia to równość mocy oraz energii całkowitych impulsów LEMP w obu przypadkach.

$$E_{zp}^2 = E_z^2 + E_r^2 = E^2 \quad (5.19)$$

gdzie E_{zp} oznacza natężenie składowej pionowej pola elektrycznego obserwowanego przy powierzchni ziemi idealnie przewodzącej, jednocześnie równe wypadkowemu natężeniu pola elektrycznego E przeliczonemu dla warunków propagacji bezstratnej, E_z oraz E_r to odpowiednio składowe pionowa oraz pozioma pola elektrycznego, obserwowane w warunkach propagacji fali elektromagnetycznej nad ziemią o skończonej konduktywności.

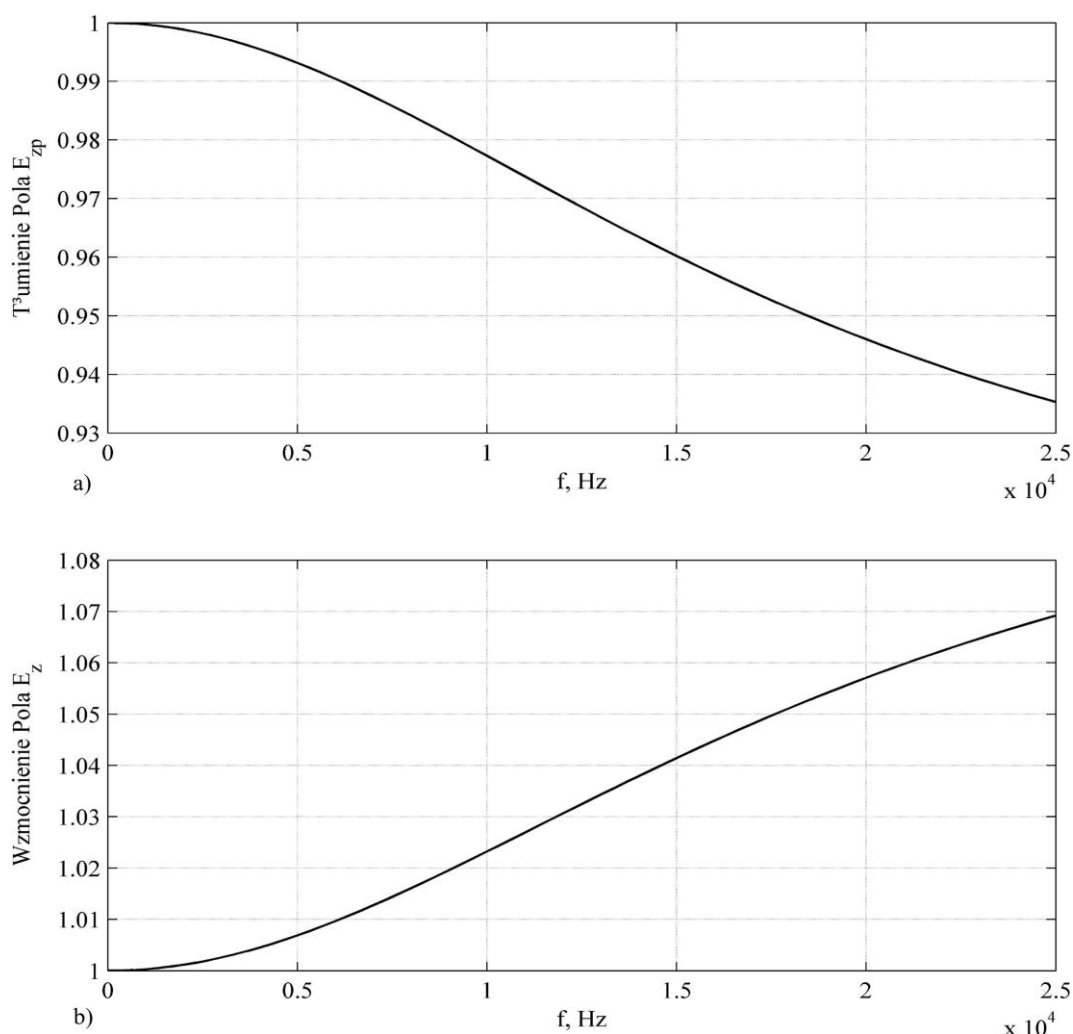


Rys. 5.6. Rozkład wektorów piorunowego pola elektrycznego. a) ziemia idealna; b) ziemia o rzeczywistych parametrach

Podstawiając (5.19) do równania (5.18) można zapisać zależność (5.20) na współczynnik tłumienia T_a (rys. 5.7), będący stosunkiem zarejestrowanej składowej pionowej pola elektrycznego E_z oraz poszukiwanego pola elektrycznego E_{zp} , jakie byłoby obserwowane dla tego samego wyładowania głównego dla ziemi idealnie przewodzącej.

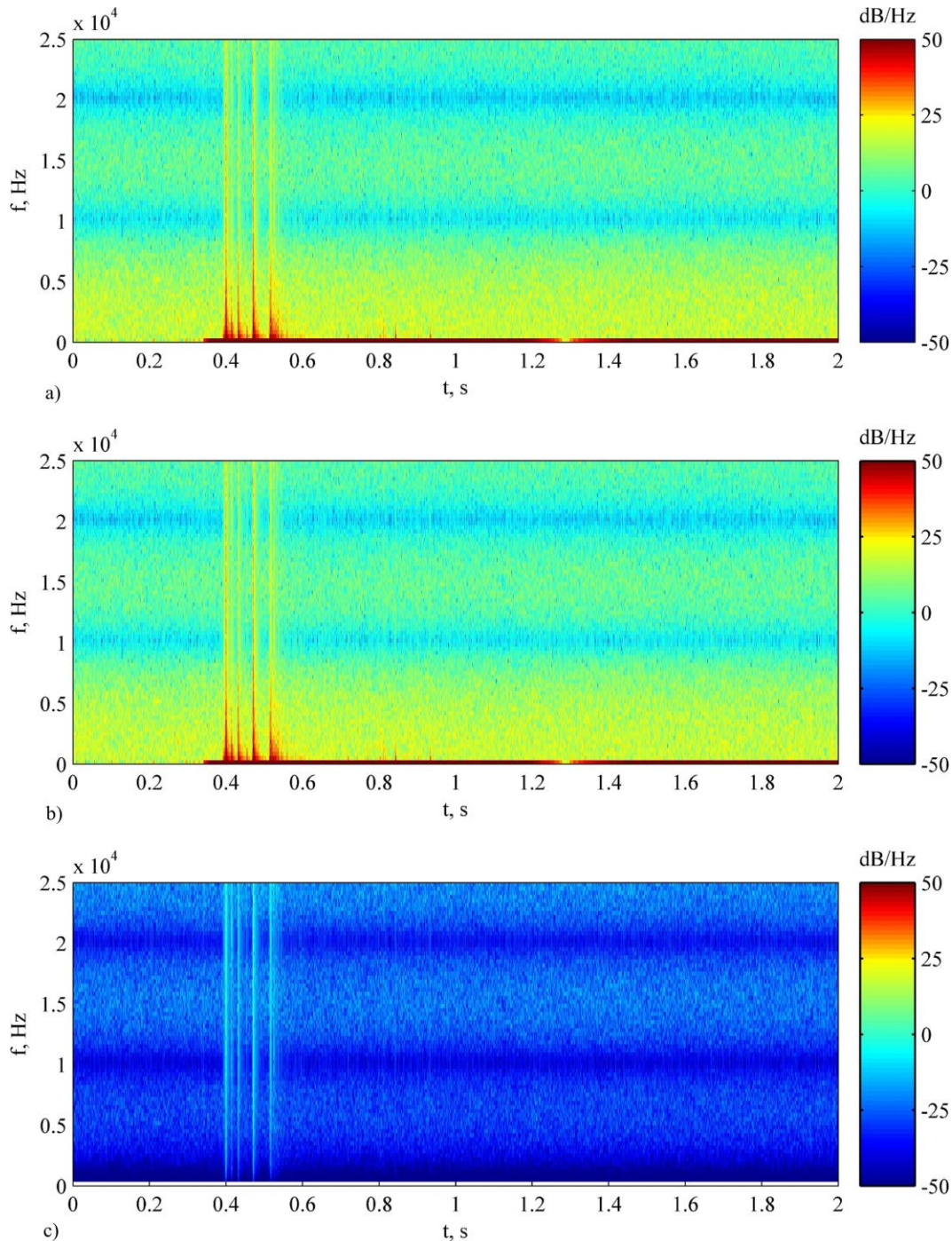
$$T_a = \frac{E_z}{E_{zp}} = \left| \frac{\sigma + j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\sigma + j\omega\varepsilon} \right| = \frac{\sqrt{\sigma^2 + \omega^2(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}}{\sqrt{\sigma^2 + \omega^2\varepsilon^2}} \quad (5.20)$$

W celu weryfikacji wpływu tłumienia na wartość składowej pionowej piorunowego pola elektrycznego E_z do analizy wybrano Rejestrację IV. Jest to przypadek wyładowania zarejestrowanego w największej odległości $r=14.5$ km, dlatego efekty tłumienia fali powinny być widoczne w największym stopniu spośród wszystkich analizowanych przypadków. Założono typowe parametry gruntu dla obszaru Polski tj. $\sigma=10^{-2}$ S/m; $\varepsilon_r=10$. Wyniki analizy przedstawiono na rys. 5.7 – rys. 5.9. Można zauważyć, że dla skończonych wartości parametrów elektrycznych gruntu współczynnik tłumienia T_a zmniejsza swoją

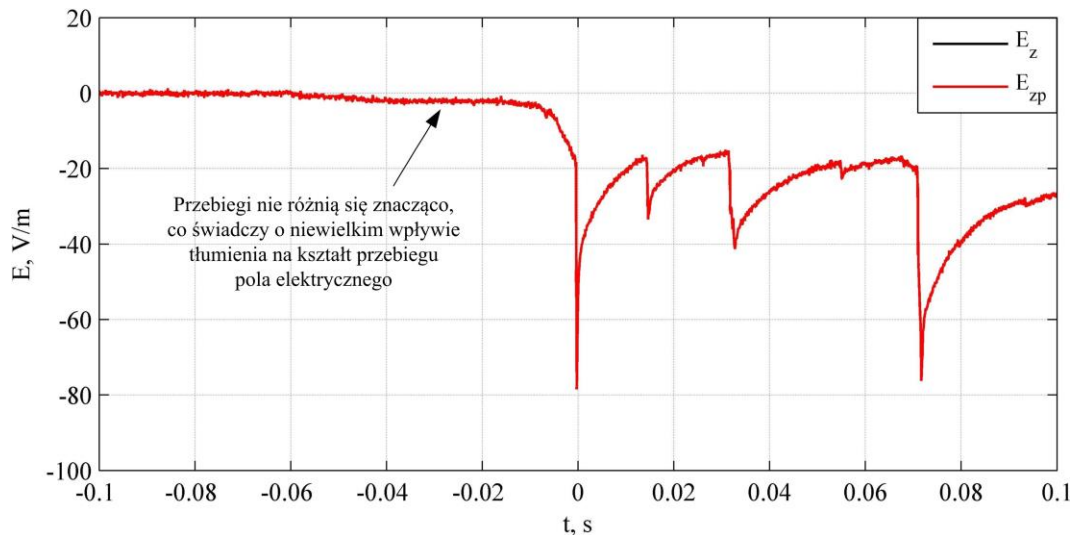


Rys. 5.7. Funkcje opisujące tłumienie oraz wzmocnienie składowych pionowych piorunowego pola elektrycznego w dziedzinie częstotliwości: a) tłumienie składowej pola elektrycznego dla ziemi o parametrach rzeczywistych, b) wzmocnienie rejestrowanego dla składowej pionowej pola elektrycznego E_z w celu uzyskania składowej dla ziemi idealnej E_{zp}

wartość wraz ze wzrostem częstotliwości, przy czym w analizowanym przypadku zmiana tłumienia jest nie większa niż 7%. W celu uzyskania składowej E_{zp} umożliwiającej obliczenie prądu wyładowania głównego wg zależności (5.16), należy zastosować korektę pola E_z widoczną na rys. 5.7b. Z uwagi na zależność współczynnika tłumienia od częstotliwości, korektę pola E_z przeprowadzono z wykorzystaniem transformat STFT oraz ISTFT (rys. 5.8).



Rys. 5.8. Widmowa korekcja tłumienia piorunowej fali elektromagnetycznej (Rejestracja IV) w celu otrzymania składowej pionowej pola elektrycznego dla ziemi idealnej: a) widmo PSD składowej słumionej E_z ; b) widmo PSD składowej pionowej dla ziemi idealnej E_{zp} ; c) różnica pomiędzy widmami a) oraz b). Parametry STFT: okno=150 pr.; overlap=149 pr.; długość FFT=150 pr.; $f_p=50$ kHz



Rys. 5.9. Porównanie składowych pionowych pola elektrycznego E w przypadku ziemi idealnej E_{zp} oraz rzeczywistej E_z uzyskane na bazie analizy STFT (rys. 5.8).

Dokonując interpretacji rys. 5.9 można stwierdzić, że wpływ tłumienia na wartość składowej pionowej rejestrowanego pola elektrycznego jest pomijalny w analizowanym przypadku. Nieznaczne różnice pomiędzy przebiegami E_z oraz E_{zp} , niewidoczne na rys. 5.9, były obserwowane jedynie dla szybkozmiennych fragmentów przebiegu czasowego E_z . Powodem jest już wspomniane większe tłumienie w zakresie wyższych częstotliwości (rys. 5.7a) oraz przyjęta stosunkowo duża przewodność gruntu. Korekta jest jednak konieczna, gdyż największe zmiany były widoczne w obszarze czoła narastającego udaru głównego, który ma szczególne znaczenie dla poprawności wyznaczenia kształtu przebiegu prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego.

Na bazie przeprowadzonej analizy można stwierdzić, że w praktyce dla wyładowań rejestrowanych w zakresie do kilkudziesięciu kilometrów wpływ tłumienia jest znikomy dla dobrze przewodzących gruntów (ok. 10^{-2} S/m). Pominięcie korekcji składowej E_z pozwala na znaczące przyspieszenie czasu analizy, jednakże kosztem pogorszenia dokładności odwzorowania prądu wyładowania głównego. W pracy poprawka została zastosowana do wszystkich analizowanych przypadków (Rejestracje I-IV).

5.5. Separacja przebiegów pola elektrycznego wyładowań głównych

Znaczna część rejestrowanych wyładowań atmosferycznych to wyładowania wielokrotne. W wielu przypadkach rejestrowane piorunowe pole elektryczne jest superpozycją pól kilku udarów głównych następujących w niewielkich odstępach czasowych od kilku do kilkudziesięciu milisekund. Dodatkowym utrudnieniem jest możliwość nakładania się pól od udarów należących do różnych wyładowań atmosferycznych zachodzących w tym samym czasie. Podstawowe modele zjawisk

piorunowych zakładają, że pole elektryczne wyznaczone jest dla pojedynczego udaru wyładowania głównego. Metoda wyznaczania prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego przedstawiona w podrozdziale 5.2 pozwala na poprawne obliczenia dla udarów wielokrotnych, ale tylko dla jednego wyładowania atmosferycznego. Aby poradzić sobie z tym ograniczeniem, należy wydzielić i jednoznacznie przyporządkować pola elektryczne dla każdego z udarów.

Algorytm separacji pola elektrycznego udarów bazuje na sposobach detekcji oraz identyfikacji zjawisk piorunowych opisanych w rozdziale czwartym. W szczególności istotny jest podział każdego wyładowania atmosferycznego na fazę lidera skokowego, wyładowania głównego, prądu długotrwałego oraz fazę zaniku pola elektrycznego po osiągnięciu wartości szczytowej pola. Obliczenia rozpoczynają się od pierwszego udaru głównego i są prowadzone iteracyjnie, aż do ostatniego udaru. Każdorazowo do wyselekcjonowanego udaru dopasowywany jest dwuwykładniczy model udaru (5.21).

$$E(t, E_{max}, \tau_1, \tau_2) = E_{max} \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \quad (5.21)$$

gdzie E oznacza dwuwykładniczy model udaru aproksymującego piorunowe pole elektryczne dopasowany do rejestracji, E_{max} parametr wartości szczytowej modelowanego pola elektrycznego, τ_1 oraz τ_2 to stałe czasowe odpowiadające za kształt przebiegu modelowanego, natomiast t to zmienna czasu.

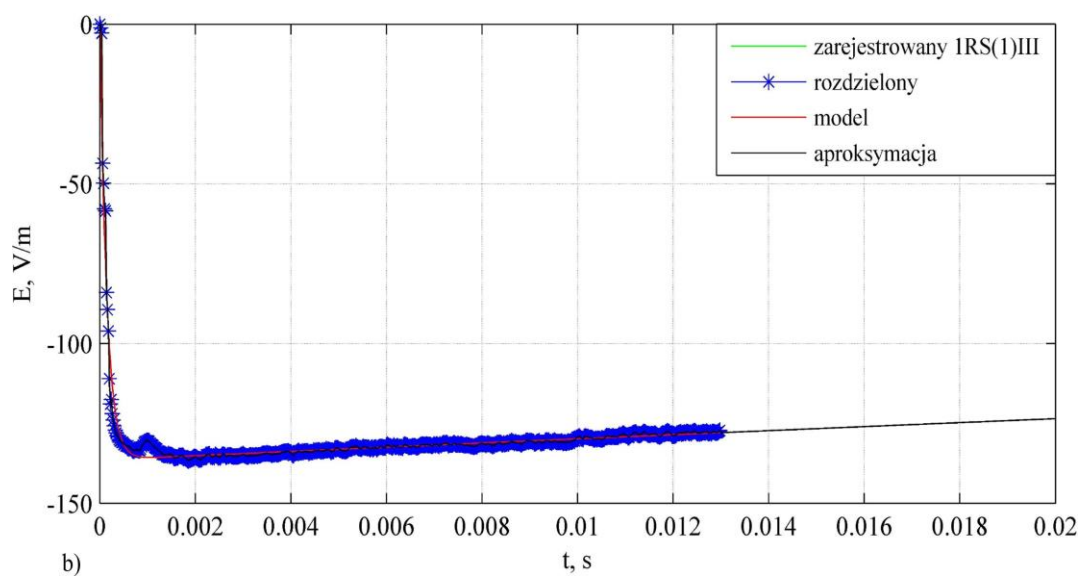
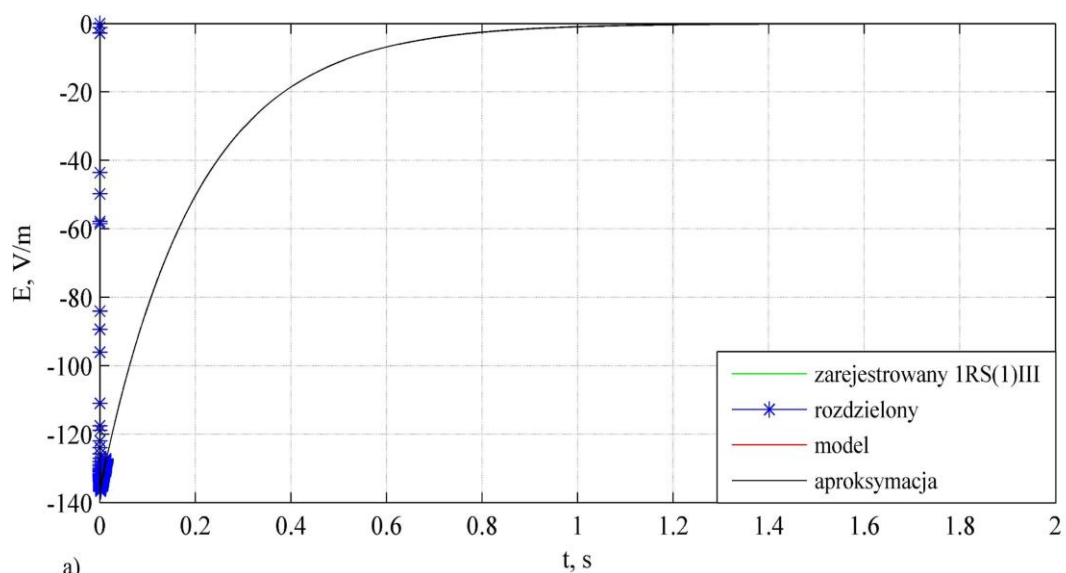
Celem analizy nie jest dopasowanie modelu do przebiegu pola całego udaru, ale aproksymacja jego fragmentu od momentu, dla którego pole elektryczne zaczyna zanikać. Aproksymacja fazy zaniku pola elektrycznego konkretnego wyładowania głównego pozwala na skorygowanie przebiegu pola dla wyładowań następujących po tym wyładowaniu. Pierwszy udar główny jest niezakłócony przez pole innego udaru, dlatego możliwe jest szybkie dopasowanie modelu (rys. 5.10). Parametry modelu takie, jak wartość szczytowa pola E_{max} , oraz stałe czasowe τ_1 , τ_2 , są dobierane wstępnie na podstawie danych zgromadzonych podczas identyfikacji każdej z rejestracji. Algorytm dopasowania wykorzystuje metodę najmniejszych kwadratów w celu minimalizacji błędu odwzorowania, co jest podstawowym kryterium dopasowania modelu do rejestracji. Dodatkowo próbki są uwzględniane z różnymi wagami po to, aby uzyskać najbardziej optymalne odwzorowanie zbocza, dla którego pole elektryczne zaczyna zanikać. Największe znaczenie mają próbki znajdujące się w końcowej części przebiegu, przy czym nie można pominąć również wpływu próbek początkowych odpowiadających wyładowaniu głównemu. W podobny sposób analizowane są kolejne udary. Otrzymany przebieg pola jest zapisywany w bazie danych REGISTRATION.RS w celu późniejszego wykorzystania podczas obliczania prądu wyładowania głównego.

Przedstawiona metoda korekcji wzajemnego wpływu kolejnych wyładowań atmosferycznych została zastosowana do Rejestracji III oraz IV analizowanych w pracy, gdyż tylko te rejestracje składają się z kilku różnych wyładowań wielokrotnych. Do szczegółowej weryfikacji efektów działania algorytmu wybrano Rejestrację III, będącą superpozycją pól od siedmiu uderzeń należących do trzech różnych wyładowań atmosferycznych. Na rys. 5.10 – rys. 5.16 przedstawiono kolejno wyniki symulacji dla każdego z następujących po sobie uderzeń głównych.

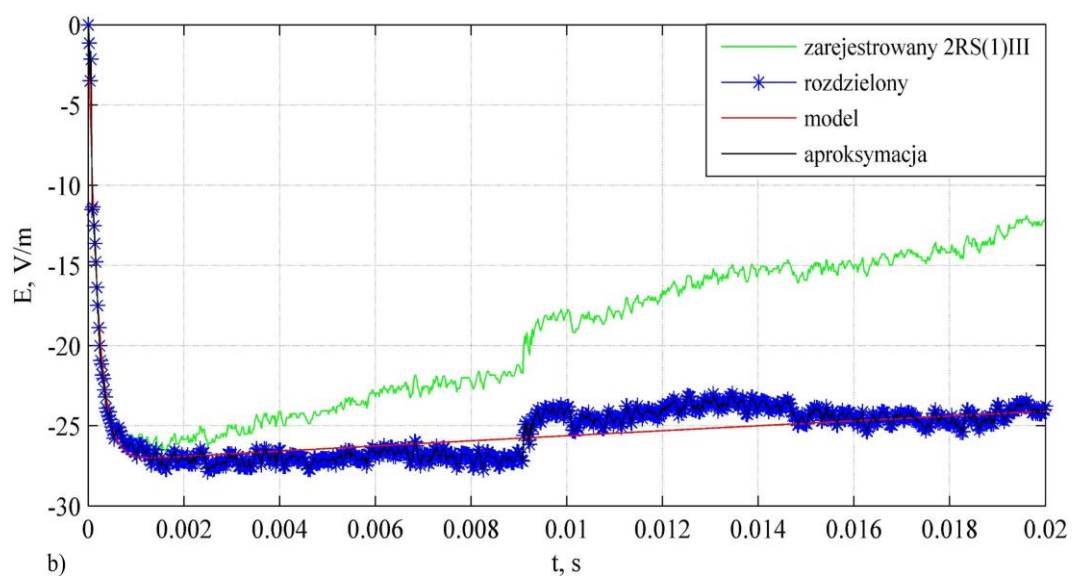
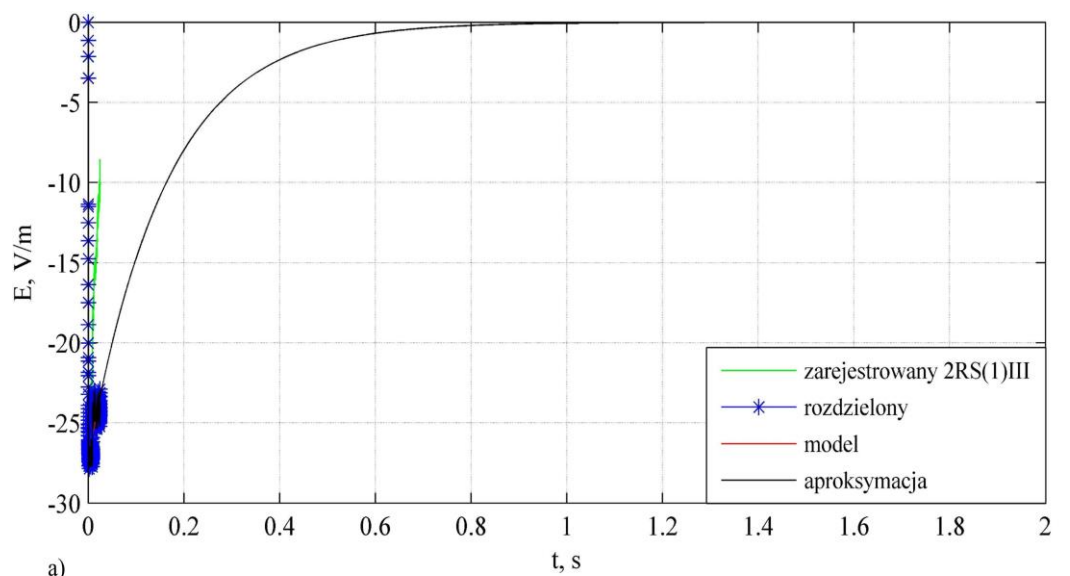
Rys. 5.10 – rys. 5.13 przedstawiają cztery udary ujemne należące do jednego wyładowania. Na rysunkach wprowadzono podobną skalę czasową. Ułatwia to znacząco porównanie rezultatów otrzymanych dla poszczególnych uderzeń. Porównując poszczególne wyładowania główne można zauważyć znaczące podobieństwo w kształcie pomiędzy 1RS(1), 2RS(1) oraz 4RS(1). Udar 3RS(1) wyróżnia się szybszym czasem narastania oraz prawie pięciokrotnie większą stałą czasową $\tau_2=0,7856$ s w porównaniu z pozostałymi wyładowaniami głównymi. Analizując poszczególne udary można stwierdzić, że 1RS(1) posiada największą wartość szczytową. Pozostałe wyładowania główne są ponad dwukrotnie mniejsze i ich wartości szczytowe nie przekraczają 60 V/m.

Pierwszy udar kolejnego wyładowania atmosferycznego został przedstawiony na rys. 5.14. Jest to przypadek wyładowania pojedynczego. W porównaniu z dotychczas przeanalizowanymi udarami głównymi poprzedniego wyładowania, można zauważyć dłuższy czas narastania, co wskazuje na większą odległość tego wyładowania od stacji rejestrującej. Potwierdzają to dane lokalizacyjne systemu LINET (rys. 4.4).

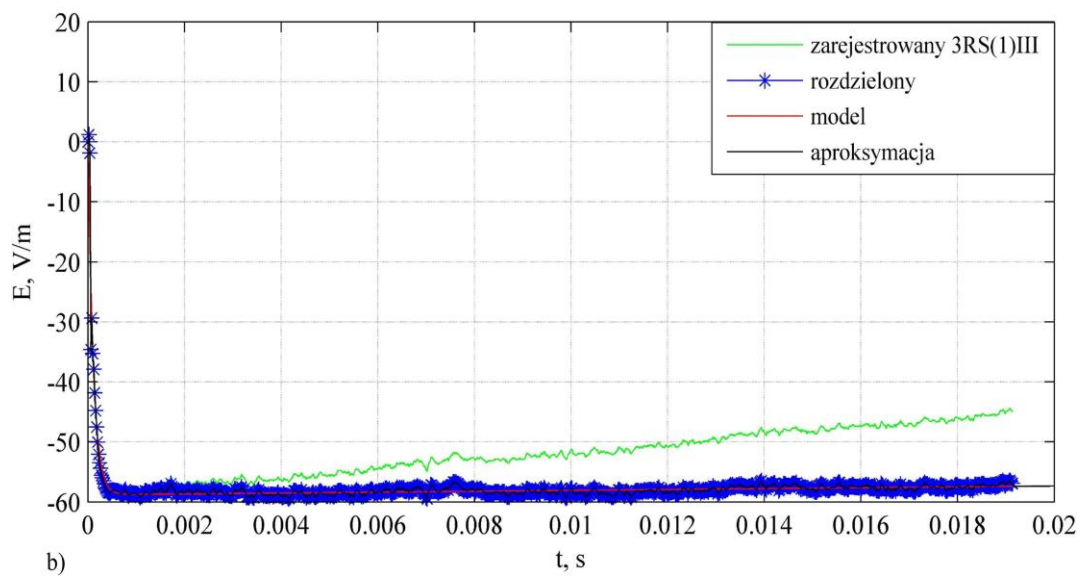
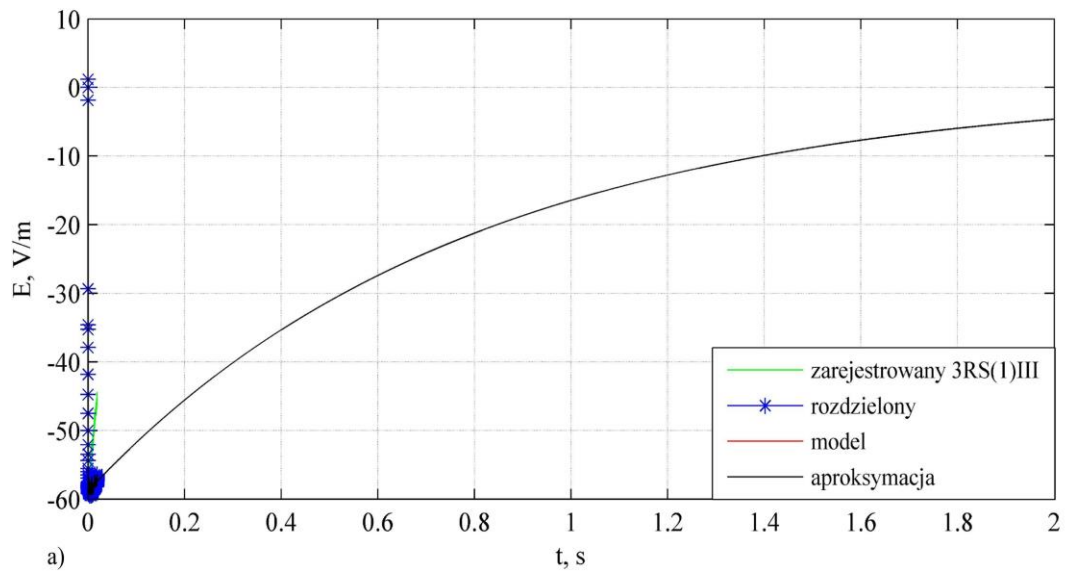
Następne wyładowanie atmosferyczne składa się z dwóch uderzeń głównych (rys. 5.15 oraz rys. 5.16), z których drugi inicjuje prąd długotrwały. Dla udaru 1RS(3) model został przyjęty analogicznie, jak dla wcześniej przeanalizowanych przypadków. Rejestracja 2RS(3) różni się od pozostałych wyładowań atmosferycznych kształtem pola występującego bezpośrednio po wyładowaniu głównym. W tym obszarze pole nie zaczyna zanikać, lecz nadal narasta z mniejszą intensywnością niż w przypadku składowej udaru głównego. Dopiero po fazie CC trwającej około 200 ms pole zmierza do zera. W celu poprawnego zastosowania modelu (5.21) dla tego typu rejestracji, należało zmienić wagi przypisane poszczególnym fragmentom przebiegu. Znaczenie próbek z obszaru fazy CC zostało zminimalizowane kosztem zwiększenia wag pozostałych fragmentów rejestracji. Największe znaczenie w tym przypadku przypisano dla obszaru rozpoczynającego się od czasu $t=200$ ms (rys. 5.16). Umożliwiło to poprawne odwzorowanie końcowego fragmentu rejestracji związanej z zanikiem pola elektrycznego.



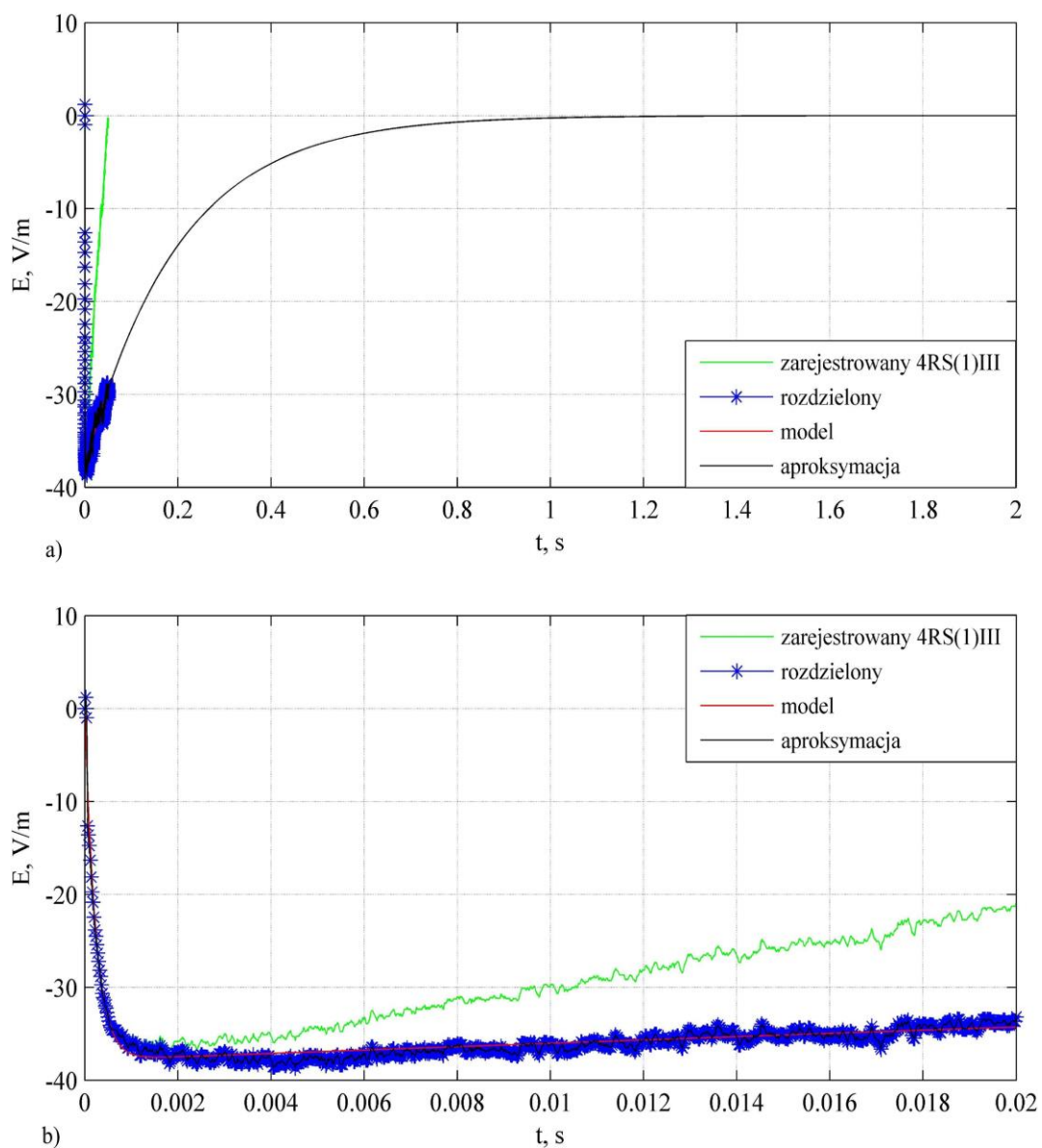
Rys. 5.10. Separacja pola elektrycznego uderów głównych. Czas na wykresie w odniesieniu do początku fazy IRS(1)III (rys. 4.4)



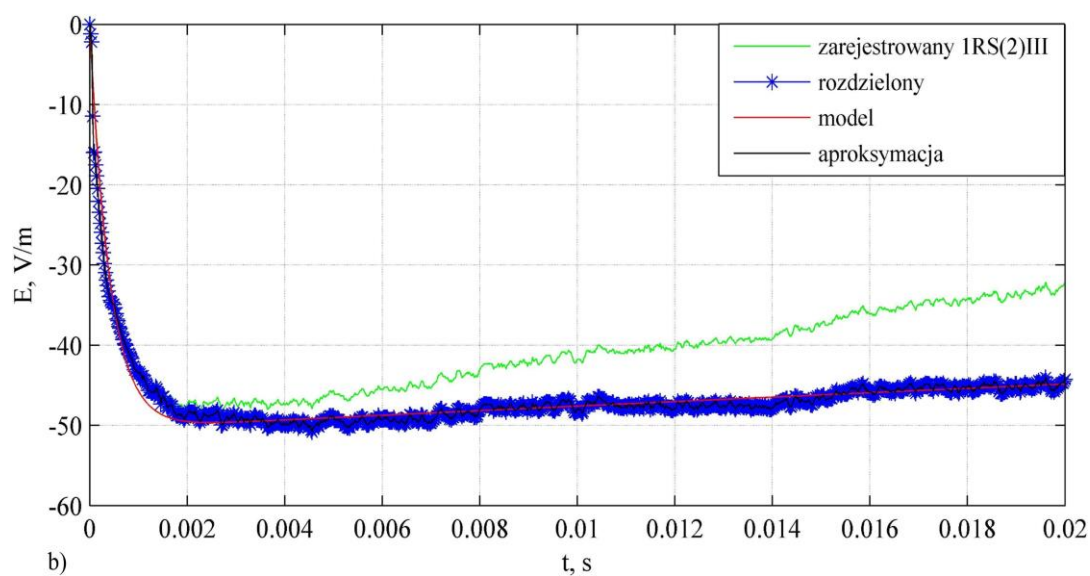
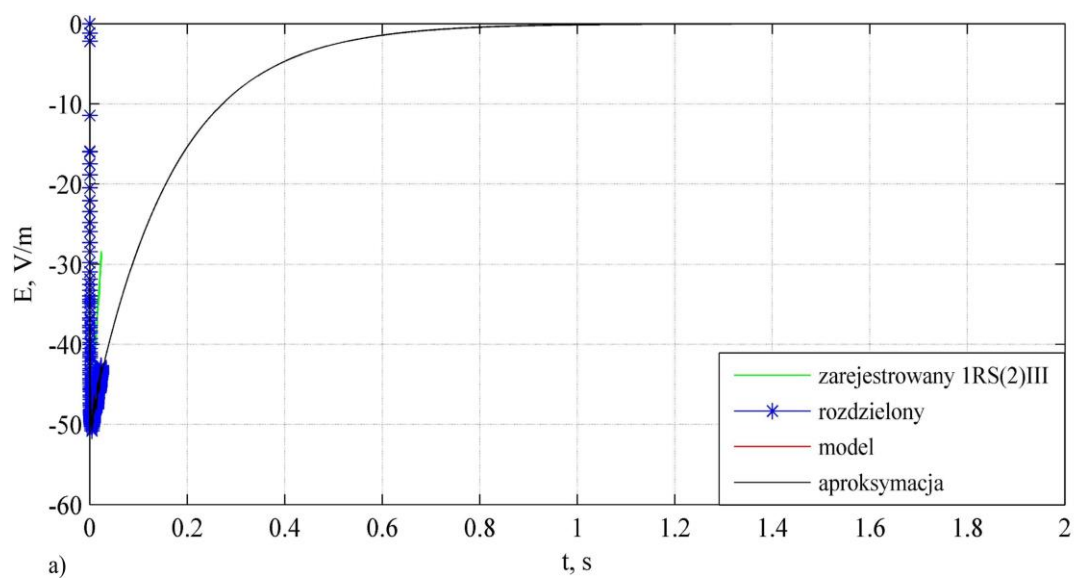
Rys. 5.11. Separacja pola elektrycznego udarów głównych. Czas na wykresie w odniesieniu do początku fazy 2RS(1)III (rys. 4.4)



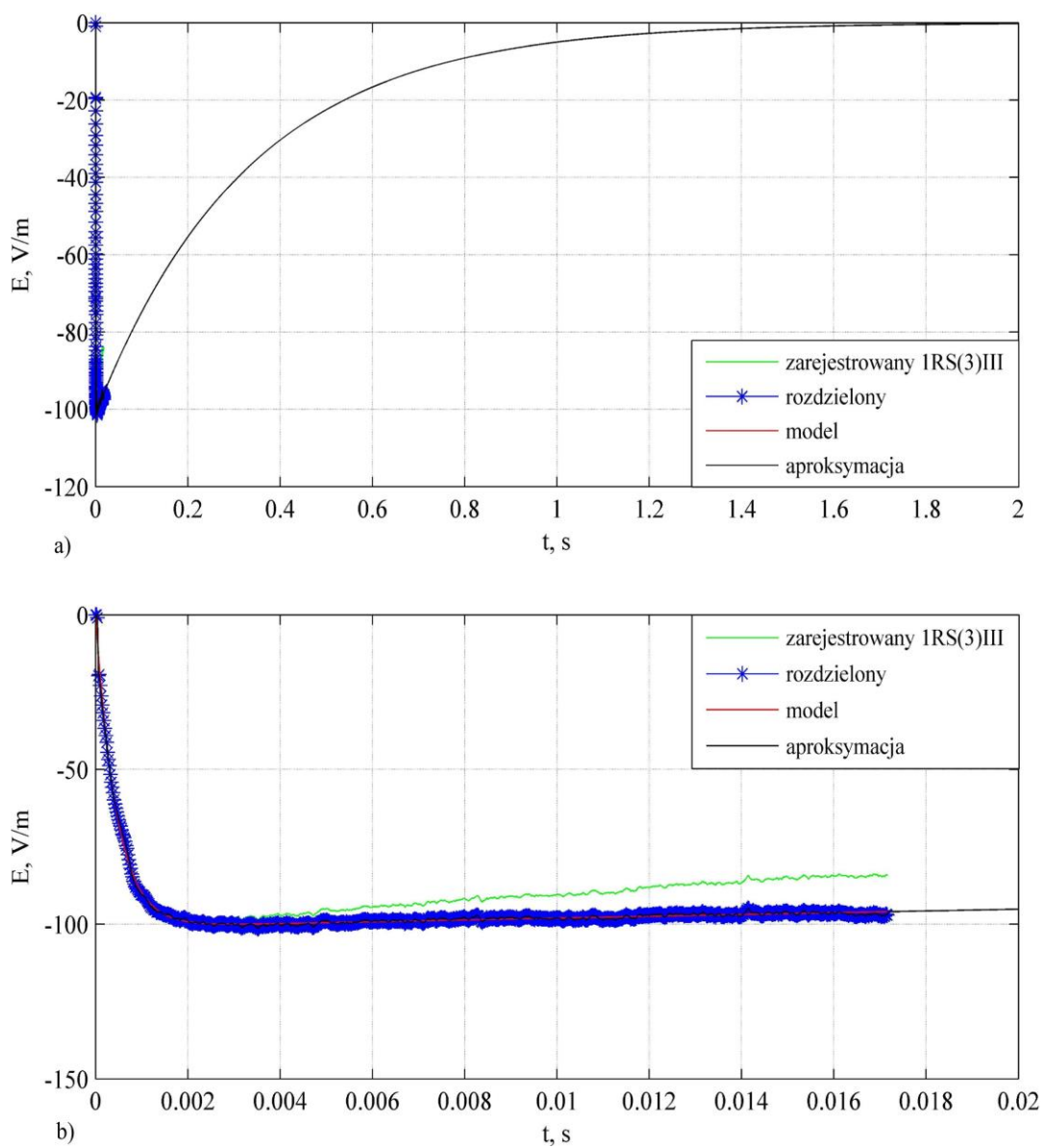
Rys. 5.12. Separacja pola elektrycznego uderów głównych. Czas na wykresie w odniesieniu do początku fazy 3RS(1)III (rys. 4.4)



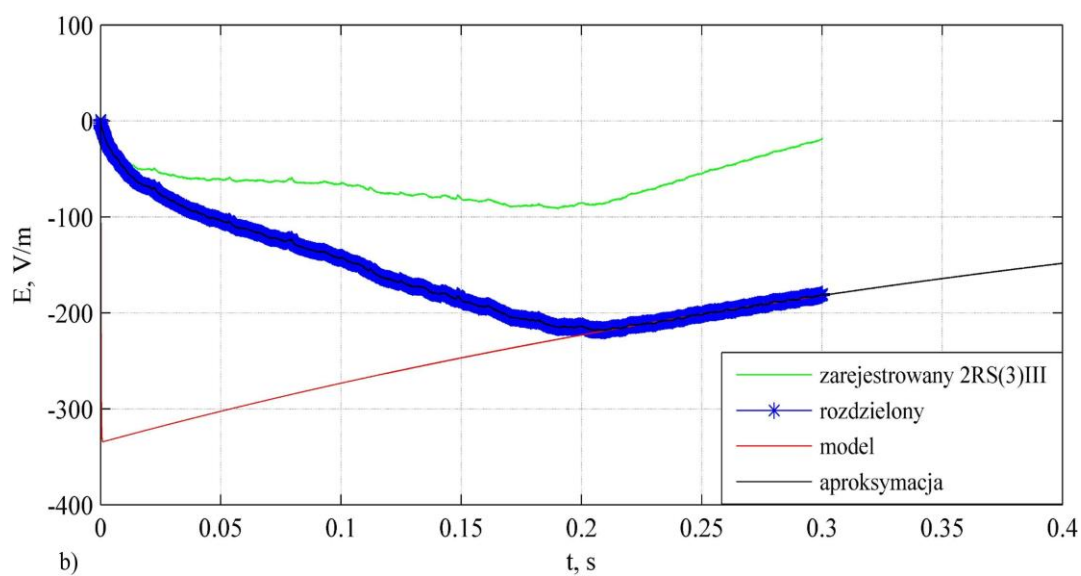
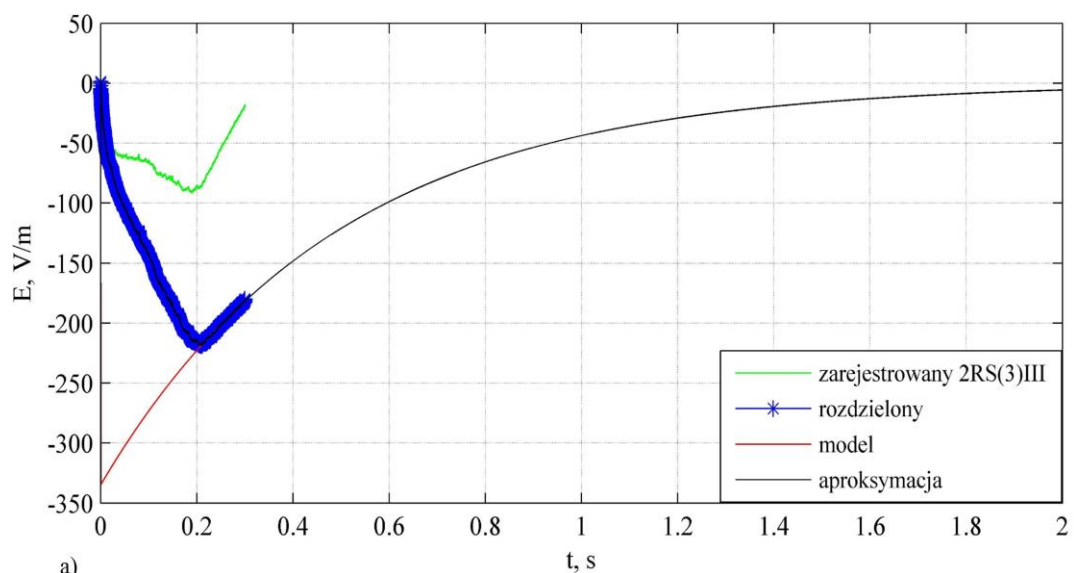
Rys. 5.13. Separacja pola elektrycznego udarów głównych. Czas na wykresie w odniesieniu do początku fazy 4RS(1)III (rys. 4.4)



Rys. 5.14. Separacja pola elektrycznego uderów głównych. Czas na wykresie w odniesieniu do początku fazy IRS(2)III (rys. 4.4)



Rys. 5.15. Separacja pola elektrycznego udarów głównych. Czas na wykresie w odniesieniu do początku fazy IRS(3)III (rys. 4.4)

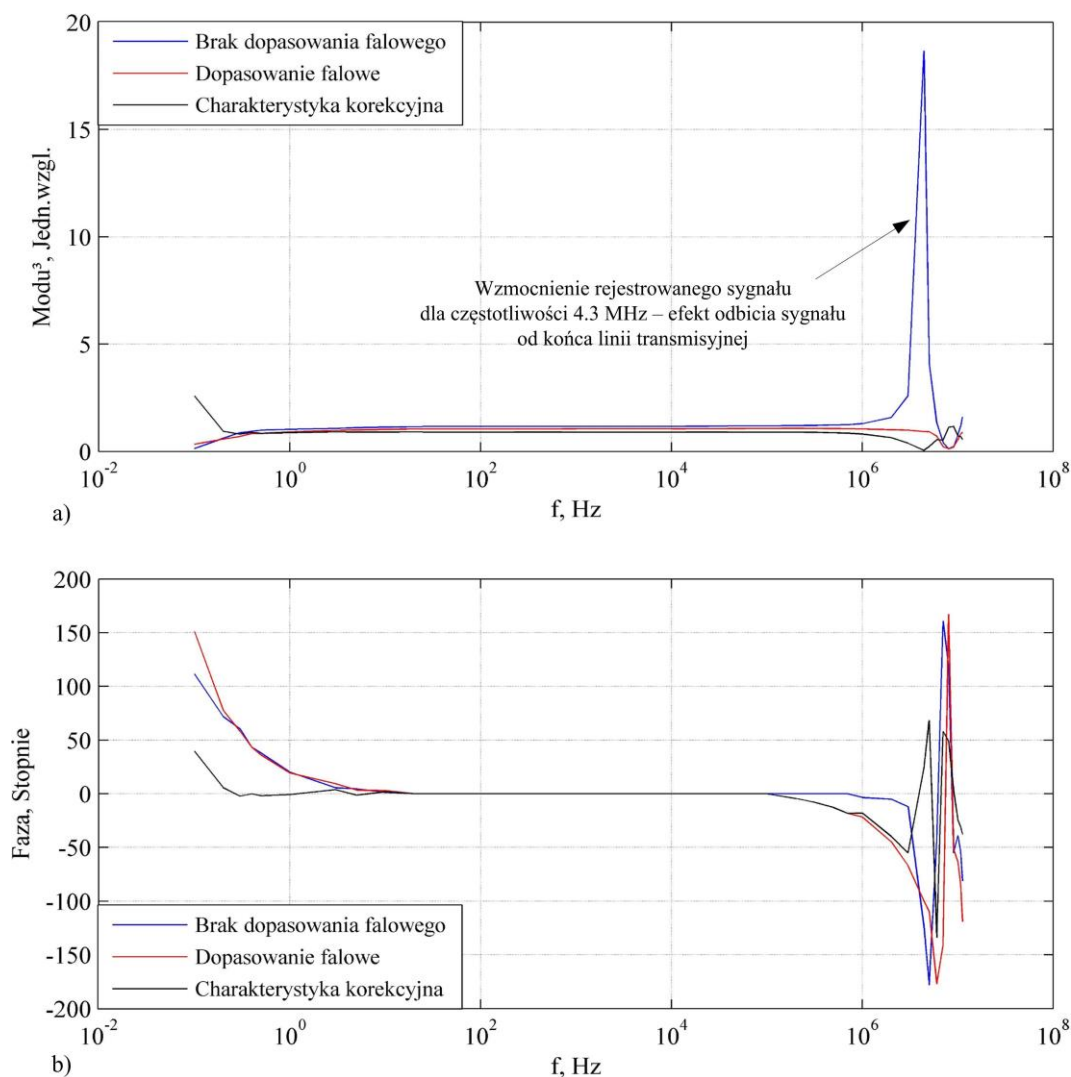


Rys. 5.16. Separacja pola elektrycznego uderów głównych. Czas na wykresie w odniesieniu do początku fazy 2RS(3)III (rys. 4.4)

Wyselekcjonowane przebiegi piorunowego pola elektrycznego zostały wykorzystane w podrozdziale 5.7 do wyznaczenia prądu u podstawy kanału piorunowego. Analogiczna procedura została przeprowadzona dla Rejestracji IV. Rejestracje I oraz II zawierają wyładowania pojedyncze, dlatego nie było potrzeby przeprowadzenia tego typu selekcji.

5.6. Korekcja charakterystyki przetwarzania toru pomiarowego

Zastosowanie w systemie linii sygnałowej o długości 10 m wymusiło konieczność dopasowania falowego toru rejestracji wyładowań atmosferycznych. W obecnej konfiguracji system pracuje z dopasowaniem 50 Ω . W p. 3.2.5 zamieszczono charakterystyki toru pomiarowego dla różnych konfiguracji (rys. 3.13), w tym także bez dopasowania falowego. Na tej podstawie wyznaczono charakterystykę korekcyjną (rys. 5.17) umożliwiającą linearyzację toru przetwarzania oraz usunięcie efektów braku



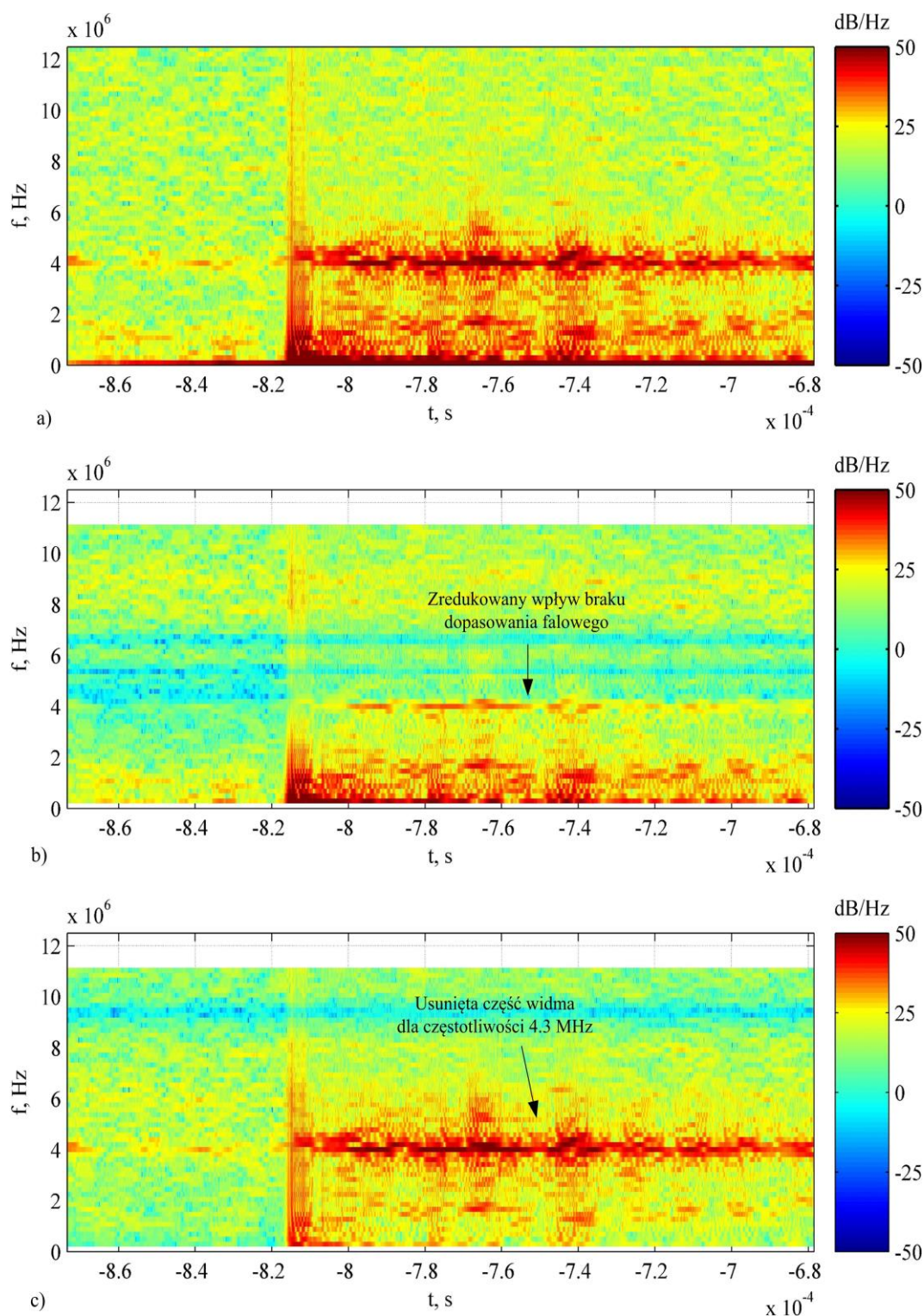
Rys. 5.17. Wpływ braku dopasowania falowego na charakterystykę toru pomiarowego: a) moduł charakterystyki korekcyjnej; b) faza charakterystyki korekcyjnej

dopasowania falowego. Otrzymano ją, jako stosunek zmierzonej charakterystyki toru przetwarzania z dopasowaniem falowym do charakterystyki bez dopasowania falowego (rys. 3.13).

Na rys. 5.17a widoczne jest charakterystyczne ekstremum modułu charakterystyki przetwarzania przy braku dopasowania falowego występujące dla częstotliwości około 4,3 MHz. W tym przypadku efekty falowe uwidaczniają się jedynie dla zakresu częstotliwości powyżej kilku megaherców, głównie z uwagi na długości fali porównywalne z długością linii przesyłowej. Ma to istotne znaczenie podczas analizy szybkozmiennych fragmentów piorunowego pola elektrycznego z wykorzystaniem przebiegów zarejestrowanych z pełną szybkością 25 MS/s. W przypadku fazowej charakterystyki korekcyjnej (rys. 5.17b) największe nieliniowości obserwowane są na granicach pasma przetwarzania toru pomiarowego. W warunkach dopasowania falowego charakterystyka korekcyjna posiada znacznie większą liniowość oraz szersze pasmo w zakresie wyższych częstotliwości.

Idea algorytmu korekcji jest bardzo podobna, jak w przypadku metody korekcji składowej pionowej piorunowego pola elektrycznego E_z uwzględniającej efekty propagacji nad ziemią o skończonej konduktywności. Celem w tym przypadku jest skorygowanie pola E_z zarejestrowanego przy braku dopasowania falowego do pola, jakie byłoby zarejestrowane, gdyby tor pomiarowy był dopasowany falowo (rys. 4.4). Pierwszym krokiem korekcji jest transformacja sygnału pola elektrycznego z dziedziny czasu do dziedziny czasowo-częstotliwościowej z wykorzystaniem STFT. Otrzymane widmo zostało następnie zmodyfikowane z wykorzystaniem charakterystyki korekcyjnej (rys. 5.17). Charakterystyka jest zespoloną funkcją częstotliwości. Pozwala to nie tylko na korekcję modułu, ale również fazy analizowanego sygnału. Ostatnim etapem jest zastosowanie odwrotnej krótkoczasowej transformaty Fouriera ISTFT, w celu otrzymania przebiegu czasowego (rys. 5.19).

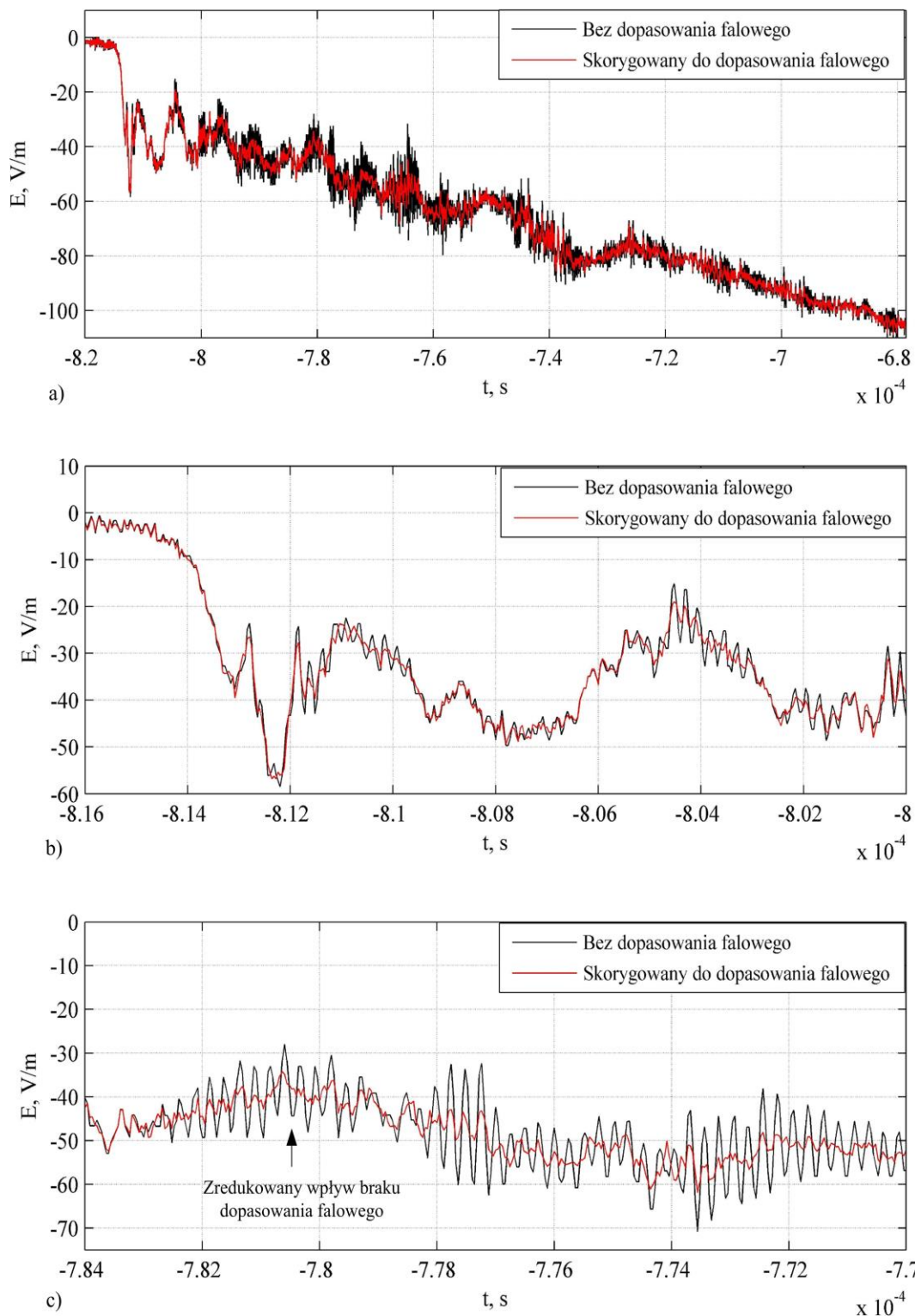
Na rys. 5.18 zamieszczono widma spektralnej gęstości mocy wyznaczone dla 1RS(1) Rejestracji III. Widmo wyznaczone na podstawie sygnału zmierzonego w warunkach braku dopasowania falowego zawiera znaczący udział składowych w zakresie 4,3 MHz. Wynika to z maksimum charakterystyki przedstawionej na rys. 5.17a. Wpływ efektów odbicia sygnału w zakresie wyższych częstotliwości został już wy tłumiony w widmie skorygowanym. Na rys. 5.18c można zauważyć część widma usuniętą z widma pierwotnego. Największy udział mają właśnie składowe w zakresie powyżej 1 MHz.



Rys. 5.18. Widmowa korekcja nieliniowości toru pomiarowego (IRS(1)III): a) widmo sygnału zarejestrowanego bez dopasowania falowego; b) skorygowane widmo PSD sygnału c) składowe usunięte z widma pierwotnego Parametry STFT: okno=128 pr.; overlap=127 pr.; długość FFT=128 pr.; $f_p=25$ MHz

Niezwykle istotny jest prawidłowy dobór parametrów transformaty STFT. Szerokość okna powinna być porównywalna z czasem odpowiadającym odwrotności częstotliwości, dla której obserwowane są zjawiska związane z niedopasowaniem falowym. W analizowanym przypadku ustalono szerokość okna na około $5 \mu\text{s}$. Ustawienie mniejszej szerokości jest ograniczone stosowaną częstotliwością próbkowania.

Efekty działania algorytmu korekcji zostały przedstawione na rys. 5.19. Można zauważyć znaczącą redukcję oscylacji występujących w przebiegu pierwotnym (rys. 5.19c). Amplituda oraz kształt przebiegu nie ulegają znaczącemu odkształceniu



Rys. 5.19. Skorygowany przebieg czasowy pola elektrycznego: a) porównanie sygnału zarejestrowanego bez dopasowania oraz skorygowanego; b) początkowy fragment przebiegu pola elektrycznego; c) wybrany fragment pola o największym wpływie efektów nieliniowych

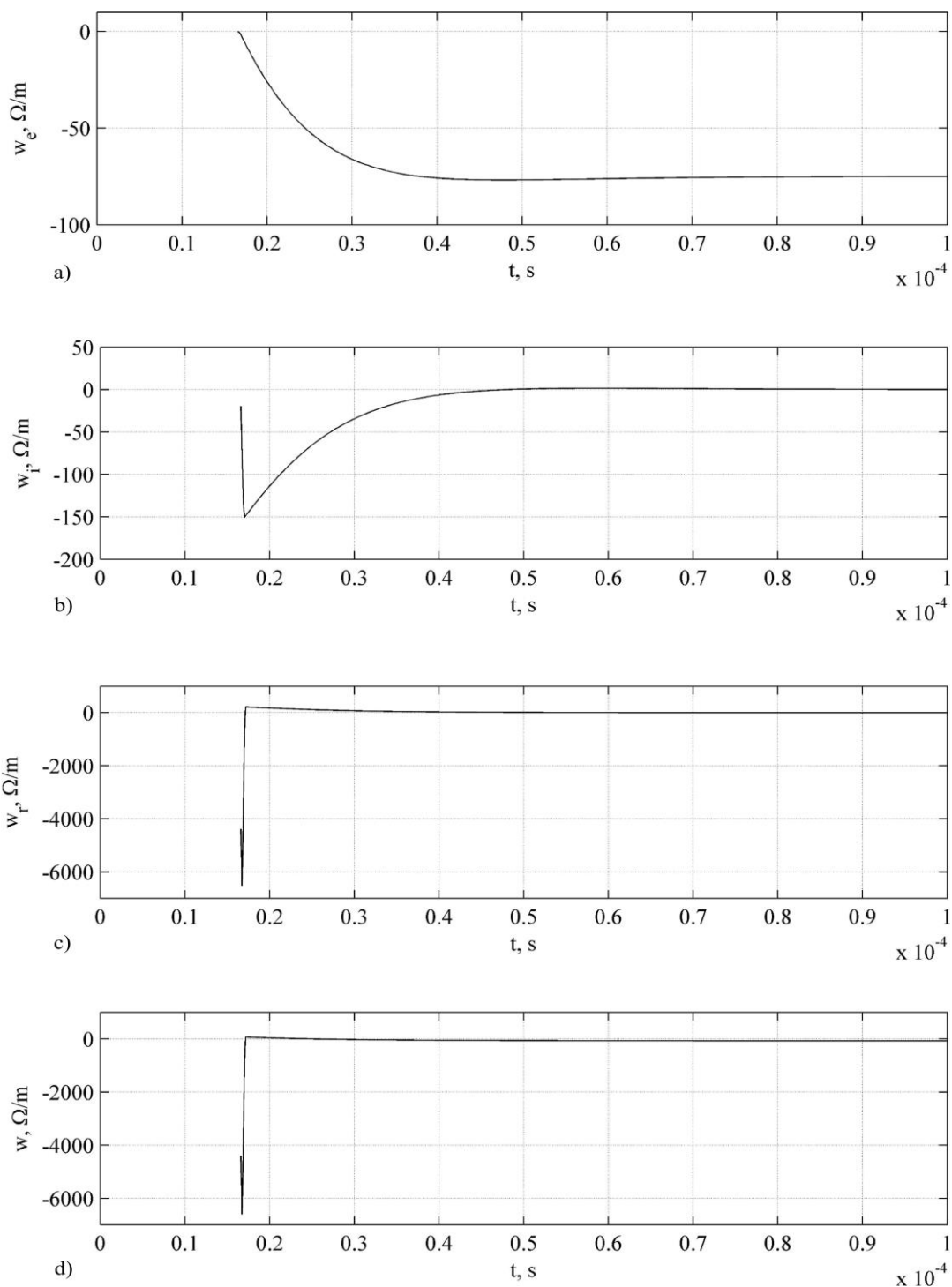
(rys. 5.19b). Prawidłowe odwzorowanie głównych składowych wyładowania ma istotne znaczenie podczas wyznaczania przebiegu czasowego prądu wyładowania głównego. Procedura korekcji charakterystyki toru pomiarowego została przeprowadzona dla wszystkich przebiegów wykorzystanych w podrozdziale 5.7, na podstawie których obliczono przebieg czasowy prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego.

5.7. Weryfikacja modelu z wykorzystaniem zarejestrowanych przebiegów pola elektrycznego

Zaproponowany w pracy model obliczania prądu wyładowania głównego został zweryfikowany z wykorzystaniem wszystkich rejestracji pola elektrycznego przedstawionych w p. 4.1. Cała procedura weryfikacyjna została przygotowana w oparciu o dedykowany program napisany w Matlabie.

Na rys. 5.20 zaprezentowano wybrane rezultaty kolejnych etapów obliczeniowych. Wykresy obrazują funkcję $w(t)$ oraz odpowiednio jej składowe: elektrostatyczną $w_e(t)$, indukcyjną $w_i(t)$ i radiacyjną $w_r(t)$. Splot funkcji $w(t)$ oraz przebiegu czasowego prądu $i_0(t)$ pozwala bezpośrednio wyznaczyć pole elektryczne. Wcześniej jednak z zależności tej należy wyznaczyć prąd $i_0(t)$ na podstawie znanego zarejestrowanego pola elektrycznego (5.16). Jak widać więc funkcja $w(t)$ jest bardzo ważna. Uwzględnia ona wpływ geometrii układu oraz własności propagacyjnych kanału, położenia obserwatora, jak również właściwości ośrodka, w którym rozchodzi się fala elektromagnetyczna wyładowania piorunowego.

Rys. 5.20 obrazuje funkcje $w(t)$ na przykładzie Rejestracji I. Można zauważyć znaczące różnice w kształcie oraz amplitudzie poszczególnych funkcji składowych (rys. 5.20a-c). Najistotniejszy wpływ na postać elektrostatycznej, indukcyjnej oraz radiacyjnej funkcji ma odległość punktu obserwacji pola elektrycznego od kanału piorunowego. Funkcja $w_e(t)$ przyjmuje największe wartości dla niewielkich odległości od kanału. Posiada ona łagodne zbocze narastające i zanika najwolniej. Odnosząc ją do pozostałych funkcji można zauważyć quasiustaloną wartość składowej elektrostatycznej dla czasu powyżej 0.5 s. Czasy zbocza narastającego, opadającego oraz wartość maksymalna są pośrednie dla składowej indukcyjnej $w_i(t)$. Składowa radiacyjna $w_r(t)$ posiada dominujący charakter impulsowy. Zanika ona najszybciej spośród wszystkich funkcji składowych. Jednocześnie posiada największą wartość maksymalną. Wynikowa funkcja $w(t)$ jest sumą składowej elektrostatycznej, indukcyjnej oraz radiacyjnej. W



Rys. 5.20. Funkcja $w(t)$ oraz jej funkcje składowe: a) składowa elektrostatyczna; b) składowa indukcyjna; c) składowa radiacyjna; d) funkcja $w(t)$

początkowej części przebiegu funkcji $w(t)$ dominuje składowa radiacyjna. Dla czasów późniejszych najistotniejszy jest wpływ składowej elektrostatycznej. W dalszej części pracy zostały wyznaczone prądy piorunowe z wykorzystaniem funkcji $w(t)$, która jest charakterystyczna dla każdej rejestracji.

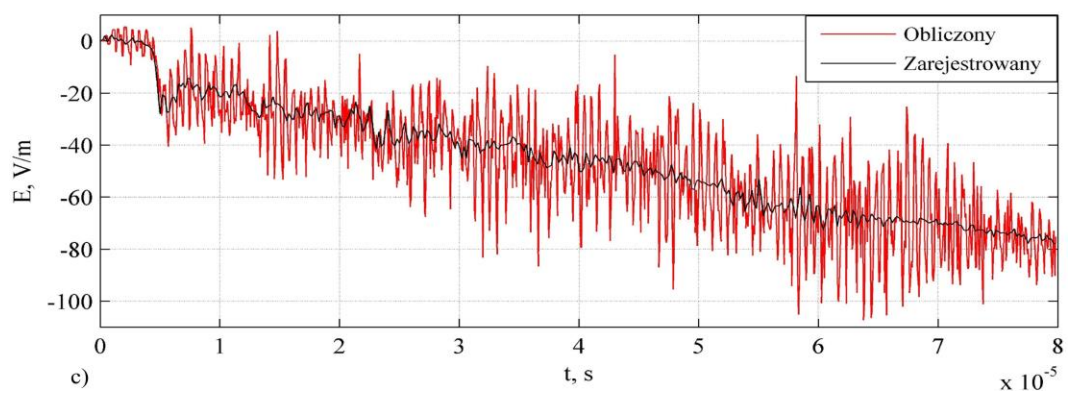
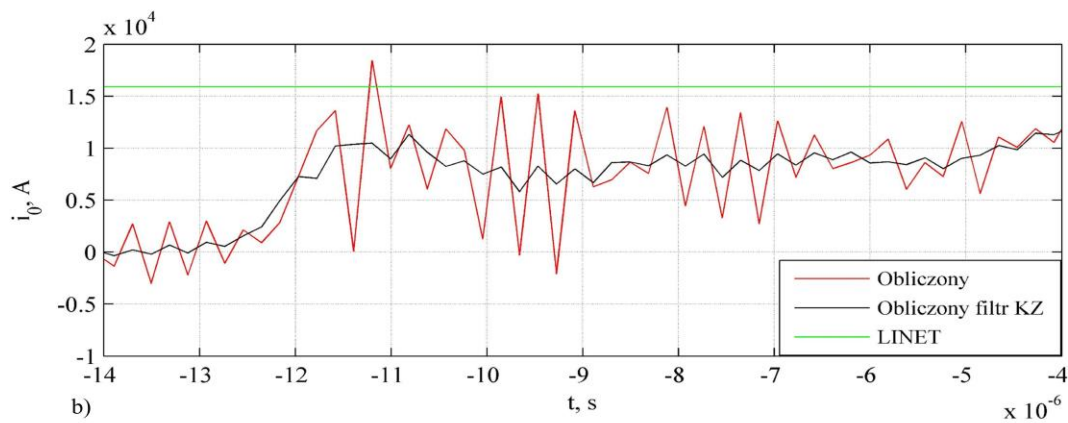
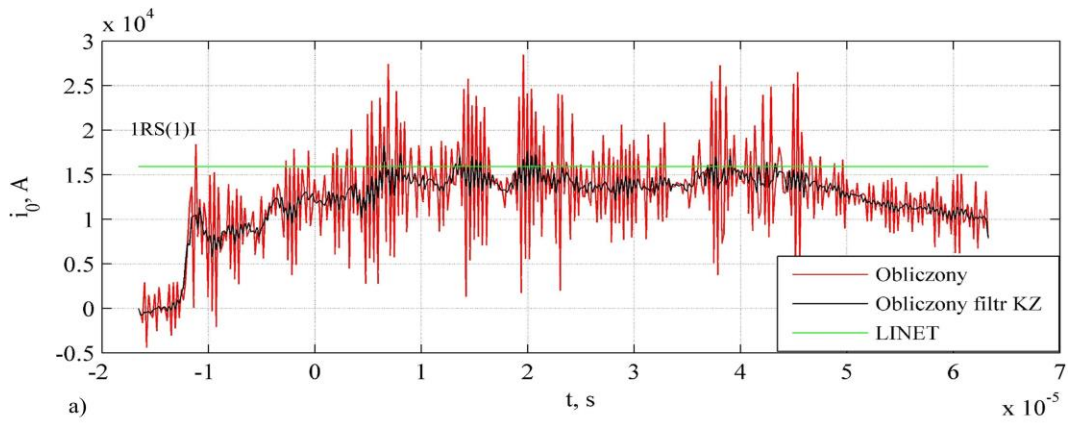
Na początku wyznaczone zostały, a następnie porównane prądy odpowiadające pierwszym udom wyładowań głównym każdego wyładowania atmosferycznego.

Pozwoliło to na najlepszą weryfikację zaproponowanej metody z uwagi na brak zniekształceń pochodzących od poprzedzających wyładowań głównych.

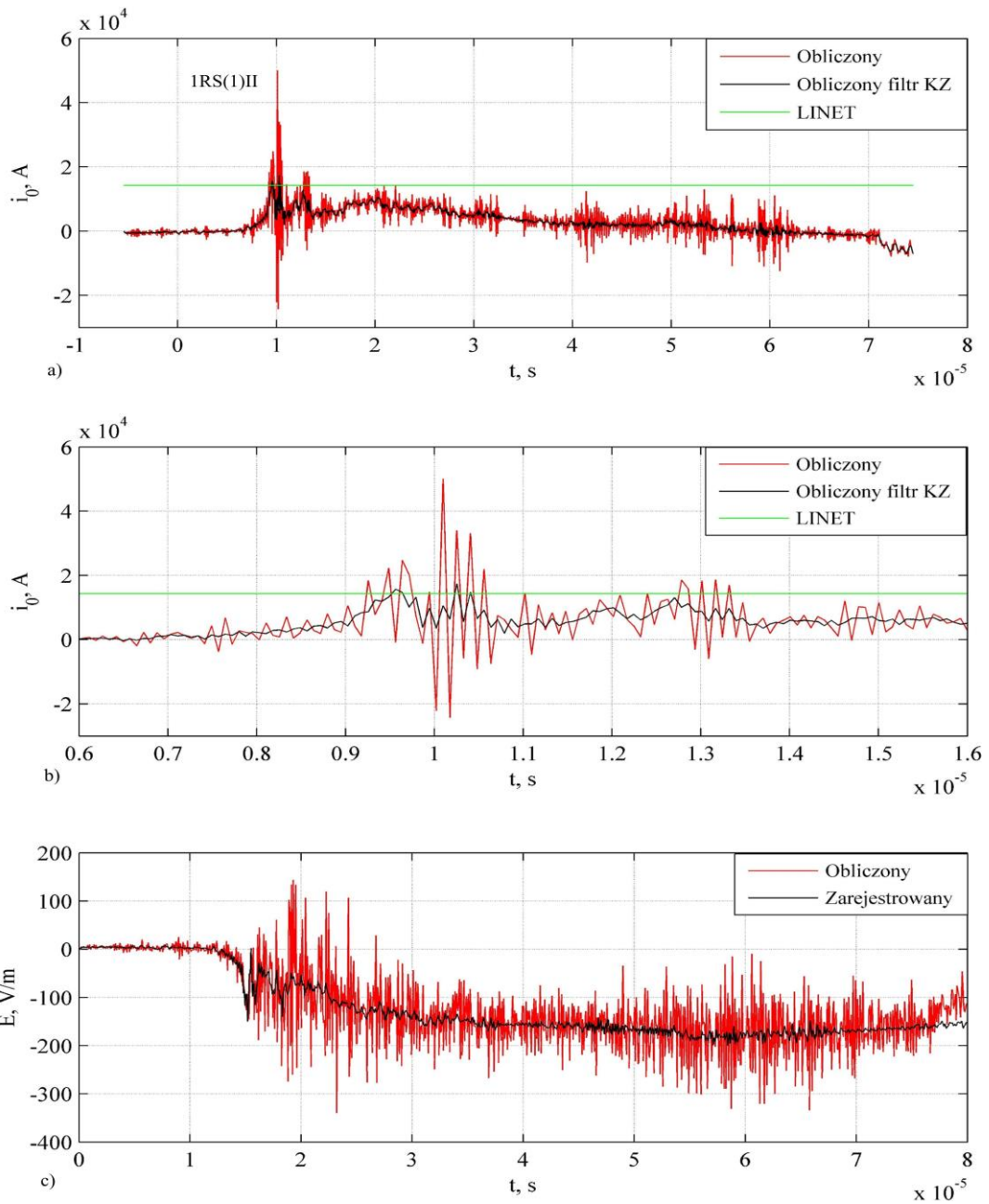
Na rys. 5.21 – rys. 5.24 przedstawiono kolejno przebiegi: prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego $i_0(t)$, początkowej fazy tego prądu oraz porównanie zarejestrowanego pola elektrycznego z obliczonym przy wykorzystaniu $i_0(t)$ i przyjętego modelu propagacyjnego MTLE. Zastosowano podobne skale czasowe, co umożliwia bezpośrednie porównanie otrzymanych rezultatów. Na wykresach zaznaczono również wartość szczytową prądu odczytaną z bazy systemu LINET. Dla każdego przypadku przedstawiono prąd wyładowania głównego bezpośrednio obliczony oraz ten sam prąd po dodatkowym zastosowaniu filtra KZ pierwszego rzędu. Filtracja pozwoliła na znaczące ograniczenie szumu obserwowanego w tym prądzie. Szum jest efektem obecności składowej radiacyjnej funkcji $w(t)$, która znacząco wzmacnia niewielkie fluktuacje sygnału zarejestrowanego pola elektrycznego, w tym efekty wynikające z kwantyzacji sygnału rejestrowanego. Na wykresach można zauważyć dużą zgodność zarejestrowanego na stacji pola elektrycznego z przebiegami wyznaczonymi w trakcie symulacji komputerowych z wykorzystaniem $i_0(t)$ i modelu MTLE.

Pierwszy udar wyładowania głównego 1RS(1)I dla Rejestracji I został przedstawiony na rys. 5.21. Początek skali czasowej skojarzono z rejestrowanym polem elektrycznym. Można zauważyć, że prąd wyładowania głównego rozpoczyna się wcześniej. Wynika to z opóźnienia związanego z czasem propagacji fali prądowej w kanale oraz fali elektromagnetycznej do obserwatora. Algorytm obliczania prądu $i_0(t)$ uwzględnia ten efekt. Świadczy o tym niezerowy czas rozpoczęcia funkcji $w(t)$ widocznej na rys. 5.20d. Analizując przebieg prądu $i_0(t)$ można stwierdzić, że kształt znacząco odbiega od obserwowanego pola elektrycznego. Czas narastania w tym przypadku wynosi około 1 μ s, co jest zgodne z wartościami uzyskiwanymi na podstawie pomiarów bezpośrednich wyładowań atmosferycznych [Berger, 1975]. Porównując obliczone wartości szczytowe z otrzymanymi z LINET-u można stwierdzić dobrą zgodność tych wartości.

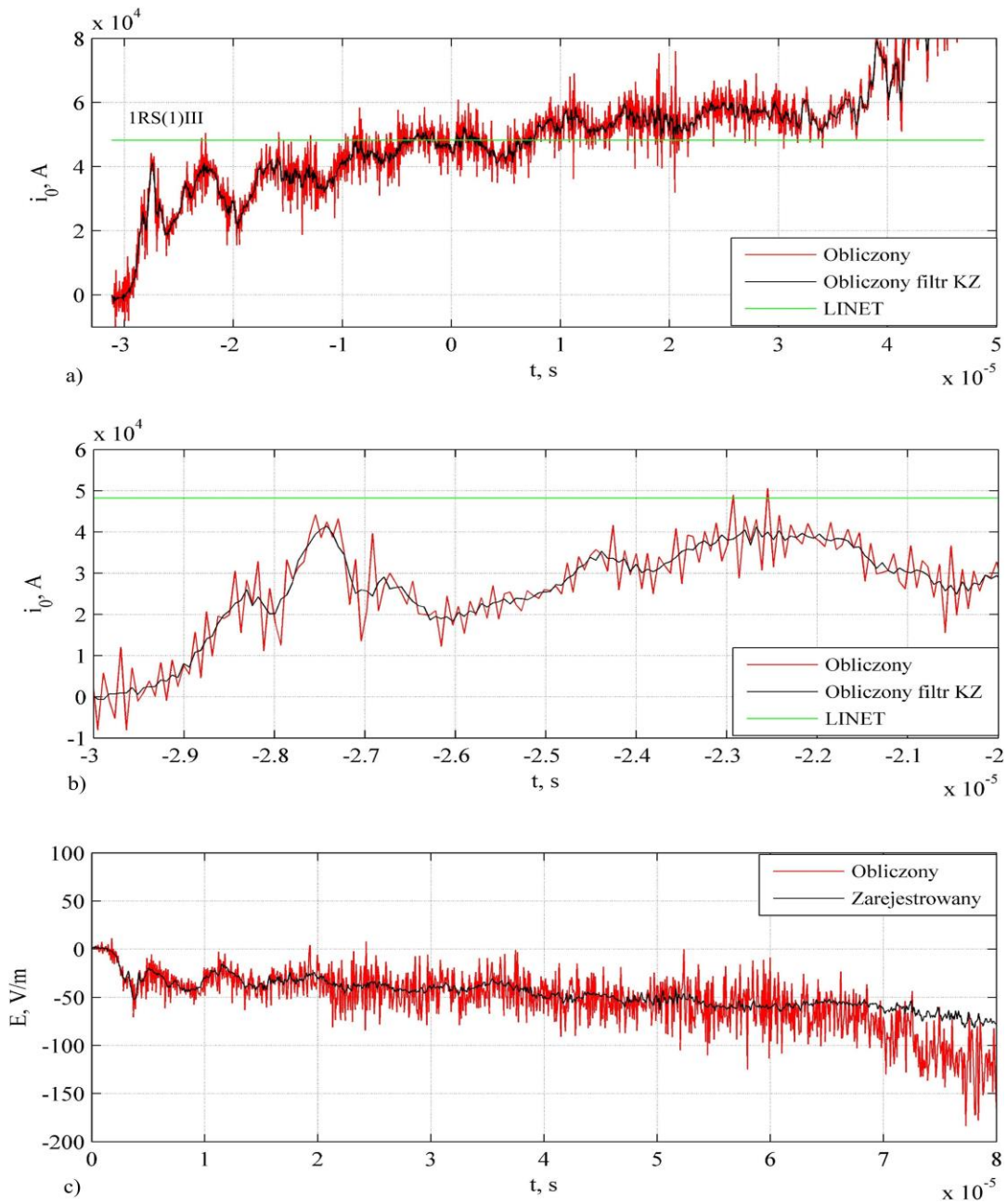
Kolejny przypadek został przeanalizowany na rys. 5.22. Prąd obliczony po zastosowaniu filtra KZ wykazuje dużą zgodność wartości szczytowej z danymi z systemu lokalizacji. Kształt zbocza narastającego prądu $i_0(t)$ różni się od 1RS(1)I nieco dłuższym czasem narastania. Widoczne jest też charakterystyczne drugie maksimum, co jest typowe dla kształtów prądów wyładowań głównych prezentowanych w literaturze. Przyczyną tego są efekty falowe występujące w kanale piorunowym [Masłowski, 1999; Rakov, 2003].



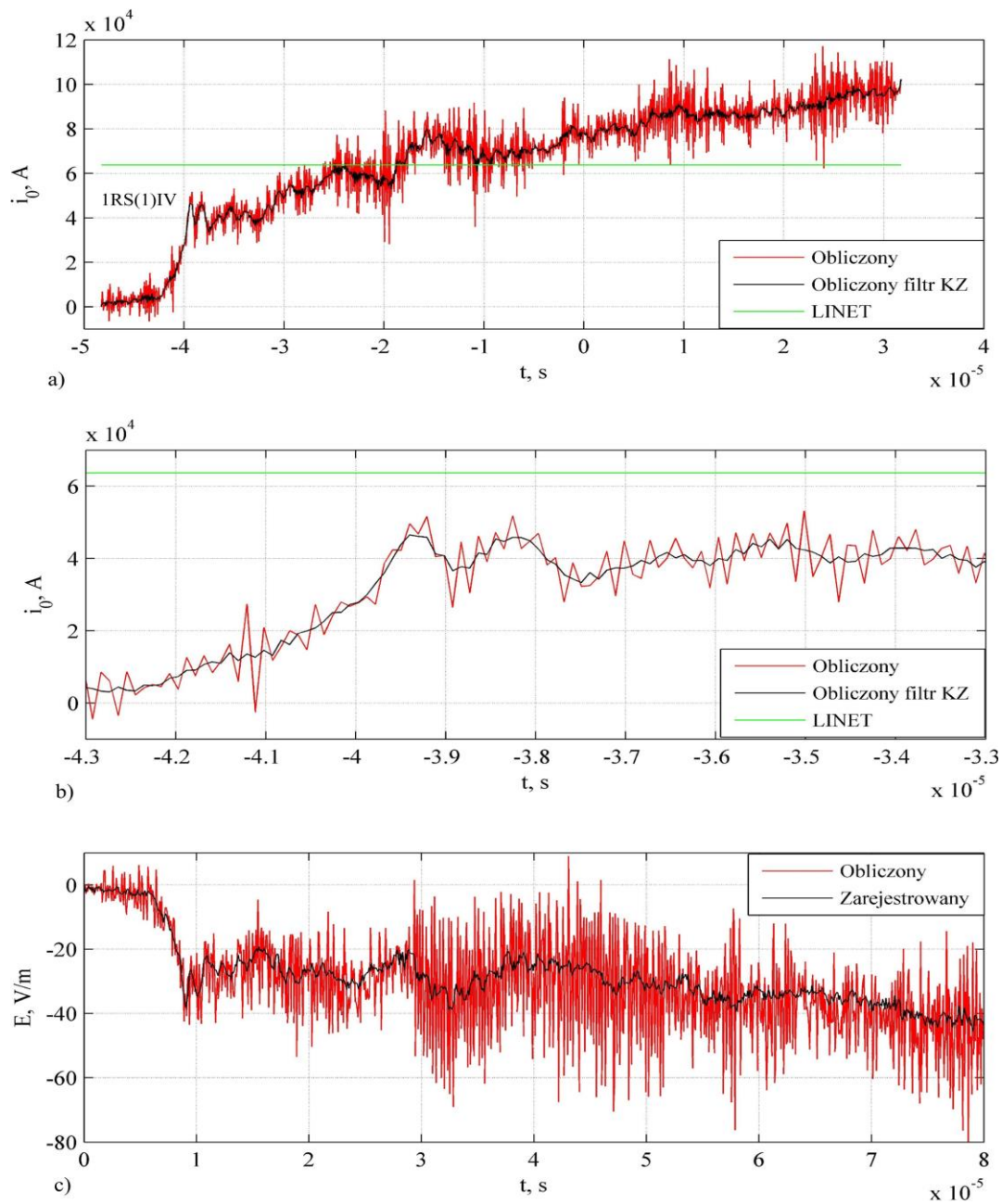
Rys. 5.21. Prąd bazowy obliczony dla IRS(1)I: a) prąd bazowy w pełnej skali czasowej; b) początkowa faza prądu bazowego (zbocze narastające); c) pole elektryczne



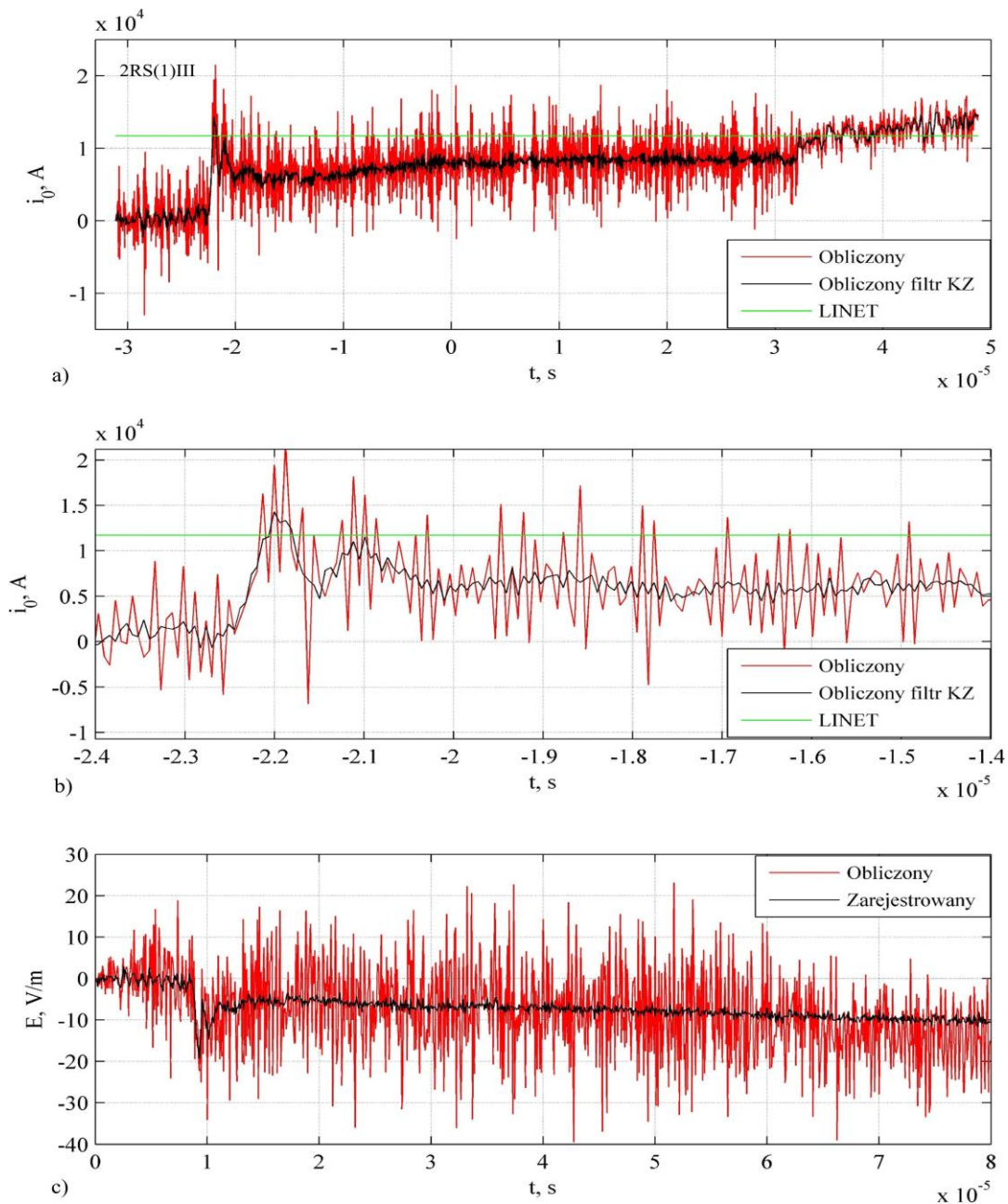
Rys. 5.22. Prąd bazowy obliczony dla IRS(1)II: a) prąd bazowy w pełnej skali czasowej; b) początkowa faza prądu bazowego (zbocze narastające); c) pole elektryczne



Rys. 5.23. Prąd bazowy obliczony dla IRS(1)III: a) prąd bazowy w pełnej skali czasowej; b) początkowa faza prądu bazowego (zbocze narastające); c) pole elektryczne



Rys. 5.24. Prąd bazowy obliczony dla IRS(1)IV: a) prąd bazowy w pełnej skali czasowej; b) początkowa faza prądu bazowego (zbocze narastające); c) pole elektryczne



Rys. 5.25. Prąd bazowy obliczony dla 2RS(1)III: a) prąd bazowy w pełnej skali czasowej; b) początkowa faza prądu bazowego (zbocze narastające); c) pole elektryczne

Rys. 5.23 obrazuje wynik analizy dla Rejestracji III. Podobnie, jak na rys. 5.22 widoczne jest drugie maksimum. W tym przypadku posiada ono wartość większą od pierwszego ekstremum. Świadczy to o znaczącym udziale fali odbitej w całkowitym przebiegu prądu piorunowego. Ponownie uzyskano dobrą zgodność amplitud obliczonych z danymi systemu LINET.

Ostatni z przypadków odnoszący się do pierwszego wyładowania głównego w Rejestracji IV został przedstawiony na rys. 5.24. Wartość szczytowa obliczona jest nieco mniejsza od wartości szczytowej odczytanej z bazy LINET-u. Ponownie charakterystyczne są dwa maksima odpowiadające pierwotnej oraz odbitej fali prądowej. W tym przypadku prąd $i_0(t)$ nie zanika po osiągnięciu maksimum. Może to świadczyć o obecności prądu długotrwałego.

W celu weryfikacji poprawności działania zaproponowanej metody dla kolejnych udarów wyładowań głównych zdecydowano się na przypadek 2RS(1)III. Należy zauważyć, że przed docelową analizą przebieg pola elektrycznego został poddany separacji opisanej w podrozdziale 5.4. Pozwoliło to uzyskać zestaw danych nie zakłócony przez wpływ poprzedzających udarów głównych. Obliczony prąd u podstawy kanału piorunowego został przedstawiony na rys. 5.25. Można zauważyć dobrą zgodność z danymi z systemu lokalizacji. W odróżnieniu od poprzednich przypadków wartość szczytowa prądu obliczonego jest nieznacznie większa od odczytanej z LINET-u. Ponownie widoczne są dwa charakterystyczne ekstrema odzwierciedlające falę pierwotną oraz odbitą. Porównując czas narastania przebiegu dla kolejnego wyładowania głównego (rys. 5.25c) z czasami uzyskanymi dla pierwszych wyładowań głównych (rys. 5.21c – rys. 5.24c), można zauważyć znacząco krótszy czas narastania dla udaru kolejnego. Jest to zgodne z przewidywaniami teoretycznymi zawartymi w rozdziale drugim, jak również z wieloma rejestracjami dokonanymi na całym świecie. Można to wytłumaczyć tym, że fala prądowa kolejnego udaru wyładowania głównego rozchodzi się już we wstępnie zjonizowanym kanale piorunowym.

Podsumowując wyniki analizy można stwierdzić, że opracowana metoda obliczania prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego przewiduje poprawnie jego przebieg. Pozwala ona na uzyskanie informacji nie tylko o wartości szczytowej, ale również o kształcie fali prądowej. Wpływa to w bezpośredni sposób na znacznie lepszą identyfikację zagrożenia piorunowego bezpośrednio w punkcie uderzenia w obiekt. Ponadto wykorzystanie informacji o prądzie wyładowania głównego w połączeniu z

modelami propagacji impulsu elektromagnetycznego umożliwia także wyznaczenie pola elektromagnetycznego w dowolnym miejscu przestrzeni. Pozwala to więc na weryfikację różnych modeli propagacji fali prądowej w kanale piorunowym jeśli dysponujemy zarejestrowanym polem elektrycznym. Dysponowanie przebiegami czasowymi prądu piorunowego stwarza również nowe możliwości związane m.in. z badaniem odporności statków powietrznych na indukowane impulsy pochodzenia piorunowego. Tego typu badania również wykonuje się na Politechnice Rzeszowskiej w dedykowanym laboratorium z wykorzystaniem generatorów spełniających normy lotnictwa cywilnego.

Podsumowując można zatem stwierdzić, że zaproponowana metoda wyznaczania prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego może mieć duże znaczenie zarówno w modelowaniu matematycznym wyładowań piorunowych, jaki i w doskonaleniu algorytmów systemów lokalizacji wyładowań atmosferycznych, co w konsekwencji powinno przyczynić się do opracowania bardziej efektywnych metod ochrony odgromowej.

6. Podsumowanie

Przedstawione w pracy analizy oraz opracowane metody mogą być zaimplementowane w wielu przyszłych badaniach wyładowań atmosferycznych. W szczególności zaproponowane algorytmy identyfikacji powinny znaleźć zastosowanie w systemach lokalizacji wyładowań. Opracowany sposób obliczania prądu u podstawy kanału można natomiast wykorzystać w zagadnieniach ochrony odgromowej do badania rozptyłu prądu piorunowego w instalacjach przewodzących obiektu oraz do wyznaczania pola elektromagnetycznego wokół tego kanału, a w konsekwencji indukowanych przepięć w liniach napowietrznych oraz systemach elektronicznych, w tym również w systemach awioniki, których ochroną zajmuje się zespół badawczy pracujący w Politechnice Rzeszowskiej. Aby jednak wyznaczyć pole elektromagnetyczne należy założyć określony model propagacji fali prądowej wzdłuż kanału wyładowania atmosferycznego. Dlatego też kolejnym zastosowaniem metody może być weryfikacja istniejących modeli propagacyjnych na podstawie porównania zarejestrowanego i wyliczonego pola elektrycznego. Analogiczna procedura może być również przeprowadzona z wykorzystaniem pola magnetycznego.

Do szczegółowych osiągnięć przedstawionych w pracy można zaliczyć:

- a) wdrożenie stacji rejestracji wyładowań atmosferycznych pracującej w pełni automatycznie i pozwalającej na równoczesną oraz synchroniczną rejestrację piorunowych pól elektrycznych oraz wideorejestrację procesu rozwoju kanału piorunowego z wykorzystaniem szybkiej kamery wideo (rozdział trzeci),
- b) opracowanie metody zwiększenia jakości rejestrowanego sygnału piorunowego pola elektrycznego, w szczególności poprzez poprawę stosunku S/N z wykorzystaniem filtru KZ oraz transformaty Hilberta (rozdział czwarty oraz piąty),
- c) detekcję oraz identyfikację podstawowych składowych wyładowania atmosferycznego, takich jak: wyładowania wstępne, faza lidera skokowego, wyładowania główne oraz prąd długotrwały. W szczególności opracowano algorytm umożliwiający detekcję oraz identyfikację prądu długotrwałego, który jak dotąd nie

jest monitorowany w żadnym z komercyjnych systemów lokalizacji wyładowań (rozdział czwarty),

- d) opracowanie metody wyznaczania prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego. Metodę tę zweryfikowano z wykorzystaniem rzeczywistych przebiegów zarejestrowanego pola elektrycznego (rozdział piąty).

Opracowane metody pozwalają na kompleksową analizę piorunowego pola elektrycznego. Implementacja proponowanych rozwiązań może przyczynić się do zwiększenia możliwości współcześnie działających systemów lokalizacji wyładowań atmosferycznych. W szczególności umożliwi wzbogacenie baz danych o informacje dotyczące prądu długotrwałego. Jest to niezwykle istotna składowa odpowiadająca za niszczące efekty cieplne występujące w trakcie przepływu tego prądu.

Prąd wyładowania głównego jest jednocześnie prądem wpływającym w trakcie wyładowań bezpośrednich do urządzenia piorunochronnego i dołączonych instalacji przewodzących obiektu. Znajomość przebiegu czasowego tego prądu pozwala na szczegółową analizę rozptyłu tego prądu, co jest bardzo istotne z punktu widzenia ochrony odgromowej. Możliwość wyznaczenia kształtu prądu piorunowego na podstawie rejestrowanego pola elektromagnetycznego można również wykorzystać do weryfikacji parametrów statystycznych tego prądu.

Podsumowując można stwierdzić, że została udowodniona główna teza pracy. Wykazano bowiem, iż jest możliwa efektywna identyfikacja parametrów składowych wyładowania atmosferycznego wykorzystująca analizę czasowo-częstotliwościową zarejestrowanego piorunowego pola elektrycznego pod kątem zastosowania w systemach lokalizacji wyładowań atmosferycznych.

Dowód tezy głównej został osiągnięty poprzez wykazanie dwóch pomocniczych tez pracy. Prawdziwość Tezy 1 została dowiedziona w rozdziale czwartym. Na podstawie zarejestrowanego piorunowego pola elektrycznego dokonano detekcji oraz identyfikacji parametrów wyładowania atmosferycznego obejmujących: wyładowania wstępne, fazę lidera, wyładowania główne oraz składową prądu długotrwałego. Teza 2 została dowiedziona w rozdziale piątym. Opracowano model pozwalający na obliczenie prądu wyładowania głównego u podstawy kanału piorunowego na podstawie przebiegów zarejestrowanego pola elektrycznego.

Literatura

1. [Abarca, 2010] Abarca S.F., Corbosiero K.L., Galarneau Jr T.J, An evaluation of the Worldwide Lightning Detection Network (NLDN) as ground truth, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 115, Issue D18206, 2010
2. [Ahmad, 2014] Ahmad M.R., Esa M.R.M., Cooray V., Ahmad M.R., Similarity between the initial breakdown pulses of negative ground flash and narrow bipolar pulses, *International Conference on Lightning Protection 2014*, 2014
3. [Anderson, 2017] *The Illustrated Wavelet Transform Handbook: Introductory Theory and Applications in Science, Engineering, Medicine and Finance*, CRC press, Wyd. 2, 2017
4. [Andrews, 2018] Andrews C.J., *Lightning injuries: electrical, medical, and legal aspects*, CSC Press, 2018
5. [Baba, 2005] Baba Y., Rakov V.A., On the Mechanism of Attenuation of Current Waveform Propagating Along a Vertical Perfectly Conducting Wire Above Ground: Application to Lightning, *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 47, No. 3, 2005
6. [Baharudin, 2014a] Baharudin Z.A., Ahmad N.A., Fernando M., Cooray V., Makela J.S., Comparative study on preliminary breakdown pulse trains observed in Johor, Malaysia and Florida, USA, *Atmospheric Research*, Vol. 117, s. 111-121, 2012
7. [Baharudin, 2014b] Baharudin Z.A., Ahmad N.A., Makela J.S., Fernando M., Cooray V., Negative cloud-to-ground lightning flashes in Malaysia, *J. Atmos. Solar-Terrest. Phys.*, Vol. 108, s. 61-67, 2014
8. [Ballarotti, 2005] Ballarotti M.G., Saba M.M.F., Pinto Jr. O., High-speed camera observations of negative ground flashes on a millisecond-scale, *Geophysical Research Letters*, Vol. 32, Issue L23802, 2005

9. [Ballarotti, 2012] Ballarotti M.G., Medeiros C., Saba M.M.F., Schulz W., Pinto jr. O., Frequency distributions of some parameters of negative downward lightning flashes based on accurate-stroke-count studies, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 117, Issue: D06112, 2012
10. [Barański, 2012] Barański P., Łoboda M., Wiszniowski J., Morawski M., Evaluation of multiple ground flash charged structure from electric field measurements using the local lightning detection network in the region of Warsaw, *Atmospheric Research*, Vol. 117, s. 99-110, 2012
11. [Barros, 2018] Barros M.T., Rubinstein M., Lightning research and protection technologies, *Electric Power Systems Research*, Vol. 159, 2018
12. [Berger, 1975] Berger K., Anderson R.B., Kroninger H., Parameters of lightning flashes, *Electra*, Vol. 80, s. 23-37, 1975
13. [Berger, 2011] Berger G., Lafon G., Serrie G., Sigogne C., Recent progress in lightning studies at the Pic du Midi observatory, 7th Asia-Pacific International Conference on Lightning. Chengdu, Chiny, 2011
14. [Berliński, 2007] Berliński J., Pankanin G., Kubicki M., Large scale monitoring of troposphere electric field, *Proceedings of the 13-th ICAE*, s.124-126, Pekin, Chiny, 2007
15. [Berliński, 2008] Berliński J., Pankanin G., Instrukcja obsługi modułu antenowego nr 1, COST/204/2006, Warszawa, 2008
16. [Berlinski, 2011a] Berlinski J., Pankanin G., Instrukcja obsługi anteny do pomiaru pola elektrycznego szybkodziennego typ EFM-HF, Instytut Systemów Elektronicznych, Politechnika Warszawska, Warszawa, 2011
17. [Berlinski, 2011b] Berlinski J., Pankanin G., Instrukcja obsługi anteny do pomiaru pola elektrycznego wolnozmiennego typ EFM-R2, Instytut Systemów Elektronicznych, Politechnika Warszawska, Warszawa, 2011
18. [Betz, 2009a] Betz H.D., Schmidt K., Laroche P., Blanchet P., Oettinger W.P., Defer E., Dziewit Z., Konarski J., LINET – An international lightning detection network in Europe, *Atmospheric Research*, Vol. 91, Issues 2-4, s. 564-573, 2009
19. [Betz, 2009b] Betz H.D., Schumann U., Laroche P., *Lightning: Principles, Instruments and Applications*, Springer, 2009

20. [Betz, 2014] Betz H.D., Meneux B., LINET Systems – 10 Years Experience, 2014 International Conference on Lightning Protection (ICLP), Szanghaj, Chiny, 2014
21. [Biagi, 2007] Biagi C.J., Cummins K.L., Krider E.P., Kehoe K.E., NLDN performance in Southern Arizona, Texas and Oklahoma in 2003-2004, Journal of Geophysical Research, Vol. 112, Issue D05208, 2007
22. [Brook, 1962] Brook M., Kitagawa N., Workman E.J., Quantitative study of strokes and continuing currents in lightning discharges to ground, Journal of Geophysical Research, Vol. 67, s. 649-659, 1962
23. [Brook, 1977] Brook M., Ogawa T., The cloud discharge, Physics of Lightning, Vol. 1, s. 191-230, 1977
24. [Bruce, 1941] Bruce C.E.R., Golde R.H., The lightning discharge, J. Inst. Electr. Eng. (London), Vol. 88, s. 487-520, 1941
25. [Busch, 2007] Busch P., Heinonen T., Lahti P., Heisenberg's uncertainty principle, Physics Reports, Vol. 452, Issue 6., s. 155-176, 2007
26. [Chemartin, 2012] Chemartin L., Lalande P., Peyrou B., Chazottes A., Elias P.Q., et al., Direct Effets of Lightning on Aircraft Structure: Analysis of the Thermal, Electrical and Mechanical Constraints, AerospaceLab, s. 1-15, 2012
27. [Chisholm, 2001] Chisholm W.A., Levine J.P., Chowdhuri P., Lightning arc damage to optical fiber ground wires (OPGW): parameters and test methods, In 2001 Power Engineering Society Summer Meeting. Conference Proceedings, Vol. 1, s. 88-93, Vancouver, Kanada, 2001
28. [Cianos, 1972] Cianos N., Oetzel G.N., Pierce E.T., A technique for accurately locating lightning at close ranges, Journal of Applied Meteorology and Climatology, Vol. 11, s. 1120-1127, 1972
29. [CIGRE, 2012] Rakov V.A., Borghetti A., Bouquegneau C., Chisholm W.A., Cooray V., Cummins K., Diendorfer G., Heidler F., Hussein A., Ishii M., Nucci C.A., Piantini A., et al., Lightning Parameters for Engineering Applications, CIGRE WG C4.407, 2012
30. [Clarence, 1957] Clarence N.D., Malan D.J., Preliminary discharge processes in lightning flashes to ground, Q.J.R. Metroer. Soc., Vol. 83, s 161-172, 1957
31. [Close, 2011] Close B., KZA: Kolmogorov-Zurbenko Adaptive Filters, R package, Ver. 2, 2011

32. [Cohen, 1995] Cohen L., Time-Frequency Analysis, Prentica Hall PTF, Upper Saddle River, New Jersey, Vol. 778, 1995
33. [Conti, 2008] Conti A., Visacro S., Theethayi N., Cooray V., A comparison of different approaches to simulate a nonlinear channel resistance in lightning return stroke models, Journal of Geophysical Research. Vol. 113, No. D14129, 2008
34. [Cooper, 2018] Cooper M.A., Holle R.L., Lightning Protection. Reducing Lightning Injuries Worldwide, Springer, Cham, s.165-177, 2018
35. [Cooray, 1983] Cooray V., Lundquist S., Effects of propagation on the rise times and the initial peaks of radiation fields from return strokes, Radio Sci., Vol. 18, s. 409-415, 1983
36. [Cooray, 1994] Cooray V., Jayaratne K.P.S.C., Characteristics of lightning flashes observed in Sri Lanka in the tropics, Journal of Geophysical Research, Vol. 99, Issue: 21, 1994
37. [Cooray, 2003] Cooray V., The Lightning Flash, Power and Energy Series 34, The Institution of Engineering and Technology, Londyn, Wielka Brytania, 2003
38. [Cooray, 2008] Cooray V., On the Accuracy of Several Approximate Theories Used in Quantifying the Propagation Effects on Lightning Generated Electromagnetic Fields, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 56, No. 7, 2008
39. [Cooray, 2009] Cooray V., Propagation Effects Due to Finitely Conducting Ground on Lightning-Generated Magnetic Fields Evaluated Using Sommerfeld's Integrals, IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 51, Issue 3, 2009
40. [Cooray, 2014] Cooray V., The lightning flash 2nd Edition, The Institution of Engineering and Technology, IET power and energy series 69, 2014
41. [Cooray, 2015] Cooray V., An introduction to lightning, Springer, 2015
42. [Crawford, 1998] Crawford D.E., Multiple-Station Measurements of Triggered Lightning Electric and Magnetic Fields, MSc Thesis, University of Florida, 1998
43. [Crawford, 2001] Crawford D.E., Rakov V.A., Uman M.A., Schnetzer G.H., Rambo K.J., Stapleton M.V., Fisher R.J., The close lightning electromagnetic environment: Dart-leader electric field change versus distance, Journal of Geophysical Research, Vol. 106, No. D14, s.14909-14917, 2001

44. [Cummins, 2009] Cummins K.L., Murphy M.J., An Overview of Lightning Locating Systems: History, Techniques, and Data Uses, With an In-Depth Look at the U.S. NLDN, IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 51, No. 3, 2009
45. [Cummins, 2018] Cummins K.L., Tippet M.K., Koshak W.J., 20+ Years of Cloud-to-ground Lightning Observations in the U.S., and Comparison with Climatological Co-variates, Columbia University in the City of New York, 2018
46. [Dehn, 2014] Dehn + Sohne, Lightning Protection Guide 3rd updated edition, Dehn + Sohne GmbH + Co.KG., 2014
47. [Demetriades, 2010] Demetriades N.W.S., Murphy M.J., Cramer J.A., Validation of Vaisala's Global Lightning Dataset (GLD360) over the continental United States, 29th Conference Hurricanes and Tropical Meteorology, Tucson, AZ, 2010
48. [Diendorfer, 1990] Diendorfer G., Uman M.A., An improved return stroke model with specified channel-base current, Journal of Geophysical Research, Vol. 95, s. 13621-13644, 1990
49. [Diendorfer, 2003] Diendorfer G., Viehberger M., Mair M., Schulz W., An attempt to determine currents in lightning channels branches from optical data of a high speed video system, In International Conference on Lightning and Static Electricity, Blackpool, Wielka Brytania, 2003
50. [Diendorfer, 2009a] Diendorfer G., Schultz W., Cummins C., Rakov V. et al., Review of CIGRE Report "Cloud-to-Ground Lightning Parameters Derived from Lightning Location Systems – The Effect of System Performance", CIGRE SC C4 2009 Kushiro Colloquium, 2009
51. [Diendorfer, 2009b] Diendorfer G., Picher H., Mair M., Some parameters of negative upward-initiated lightning to toe Gaisberg tower (2000-2007), IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 51, s. 443-452, 2009
52. [DIN, 2013] Flash density in Germany, DIN EN 62305-2 Ed.2.2013, Supplement No. 1, 2013
53. [Dowden, 2002] Dowden R.L., Brundell J.B., Rodger C.J., VLF lightning location by time of group arrival (TOGA) at multiple sites, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol 64, Issue 7, s. 817-830, 2002

54. [Dwyer, 2014] Dwyer J.R., Uman M.A., The physics of lightning, *Physics Reports*, Vol. 534, Issue 4, 2014
55. [Eack, 2004] Eack K.B., Electrical characteristics of narrow bipolar events, *Geophysical Research Letters*, Vol. 31, Issue 20, 2004
56. [Eskridge, 1997] Eskridge R.E., Ku J.Y., Rao .T., Porter P.S., Zurbenko I.G., Separating Different Scales of Motion in Time Series of Meteorological Variables, *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 78, No. 7, 1997
57. [Favero, 1994] Favero R.F., Comparison of Mother Wavelets for Speech Recognition, *Proceedings of International Conference Speech Science and Technology*, s. 468-472, 1994
58. [Feichtinger, 1998] Feihtinger H.G., Strohmer T., *Gabor Analysis and Algorithms. Theory and Applications*, Springer Science+Business Media, New York, 1998
59. [Feynman, 1965] Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M., *The Feynman Lectures on Physics: Mainly Electromagnetism and Matter*, Addison-Wesley Publishing Company, INC., USA, 1965
60. [Fischer, 1977] Fisher R.J., Plumer J.A., Lightning protection of aircraft, *NASA Ref. Publ. NASA_RP-1008*, 1977
61. [Fisher, 1993] Fisher R.J., Schnetzer G.H., Thottappillil R., Rakov V.A., Uman M.A., Goldberg J.D., Parameters of triggered-lightning flashes in Florida and Alabama, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 98, Issue 22, s. 887-902, 1993
62. [Fleenor, 2009] Fleenor S.A., Biagi C.J., Cummins K.L., Krider E.P., Shao X.M., Characteristics of cloud-to-ground lightning in warm-season thunderstorms in the Great Plains, *Atmospheric Research*, Vol. 91, s. 333-352, 2009
63. [Flisowski, 2005] Flisowski Z., *Technika wysokich napięć*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 2005
64. [Gamracki, 2015] Gamracki M., System detekcji i lokalizacji Blitzortung, *Przegląd Elektrotechniczny*, R. 91, Nr. 11, 2015
65. [Galvan, 2001], Galvan A., Corray V., Thottappillil R., A Technique for the Evaluation of Lightning-Induced Voltages in Complex Low-Voltage Power-Installation Networks, *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 43, No. 3, 2001

66. [Golde, 1967] Golde R.H., The lightning conductor, Journal of the Franklin Institute, Vol. 283, Issue 6, s. 451-477, 1967
67. [Grenander, 1959] Grenander U., Probability and Statistics. The Harald Cramer Volume, Wiley Publications in Statistics, 1959
68. [Guimaraes, 2016] Guimaraes M., Arcanjo M., Caldeira J., Vale M.H.M., Visacro S., On the features of a dart-stepped leader based on simultaneous measurements of current, e-field and high-speed video, 24th International Lightning Detection Conference, San Diego, Kalifornia, USA, 2016
69. [Gunasekara, 2018] Gunasekara T.A.L.N., Jayalal S.N., Fernando M., Sonnadara U., Cooray V., Time-Frequency Analysis of vertical and horizontal electric field changes of lightning negative return strokes observed in Sri Lanka, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol. 179, s. 34-39, 2018
70. [Harris, 1978] Harris F.J., On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform, Proceedings of the IEEE, Vol. 66, No. 1, 1978
71. [Hasse, 2000] Hasse P., Overvoltage Protection of Low Voltage Systems. Second edition, Power and Energy Series 33, 2000
72. [Heckman, 2010] Heckman S., Liu C., The application of total lightning detection and cell tracking for severe weather prediction, Proceedings of GROUND'2010 & 4th LPE, s. 234-240, Salvador, Brazilia, 2010
73. [Heideman, 1985] Heideman M.T., Johnson D.H., Burrus C.S., Gauss and the history of the fast Fourier transform, Archive for History of Exact Sciences, Vol. 34, Issue 3, s. 265-277, 1985
74. [Heidler, 1985] Heidler F., Traveling current source model for LEMP calculation, In Proc. 6th Int. Zurich Symp. On Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, 1985
75. [Heidler, 2008] Heidler F., Flisowski Z., Zischank W., Bouquegneau Ch., Mazzetti C., Parameters of Lightning Current Given in IEC 62305 – Background, Experience and Outlook, 29th International Conference on Lightning Protection, Uppsala, Sweden, 2008
76. [Hlatshwayo, 2018] Hlatshwayo M.C., Chowdhury S., Investigating Induced Overvoltage Transients in Microgrids and its Components, 2018 IEEE PES/IAS PowerAfrica. IEEE, s. 387-383, 2018

77. [Horner, 1957] Horner F., Very-low-frequency propagation and direction finding, Proc. IEEE Vol. 101, s. 383-390, 1957
78. [Howard, 2011] Howard J., Uman M.A., Biagi C., Hill D., Rakov V.A., Jordan D.M., Measured close lightning leader-step electric-field-derivative waveforms, Journal of Geophysical Research, Vol. 116, 2011
79. [Hutchins, 2014] Hutchins M.L., Source, propagation, and effects of lightning in the Earth-ionosphere system, University of Washington, 2014
80. [IAMAS/IUGG, 2014] Newsletter on Atmospheric Electricity, Vol. 25, No. 2, 2014
81. [Ishikawa, 1985] Ishikawa T., Ohashi M., Kitagawa N., Nagai Y., Miyazawa T., Experimental Study on the Lethal Threshold Value on Multiple Successive Voltage Impulses to Rabbits Simulating Multi-stroke Lightning Flash, International Journal of Biometeorology, Vol. 29, Issue 2., s. 157-168, 1985
82. [Jacobson, 2009] Jacobson A.R., Shao X.M., Holzworth R., Full-wave reflection of lightning long-wave radio pulses from the ionospheric D region: Numerical model, Journal of Geophysical Research, Vol. 114, Issue A03303, 2009
83. [Jain, 1981] Jain A.K., Image Data Compression: A Review, Proceedings of The IEEE, Vol. 69, No. 3, 1981
84. [Javor, 2016] Javor V., Modified Transmission Line Models of Lightning Strokes Using New Current Functions and Attenuation Factors, In: Silvestrov S., Rancic M., (eds) Engineering Mathematics I. Springer Proceedings in Mathematics & Statistics, Vol. 178, 2016
85. [Jerauld, 2005] Jerauld J., Rakov V.A., Uman M.A., Rambo K.J., Jordan D.M., Cummins K.L., Cramer J.A., An evaluation of the performance characteristics of the U.S. National Lightning Detection Network in Florida using rocket-triggered lightning, Journal of Geophysical Research, Vol. 110, Issue D19106, 2005
86. [Karnas, 2013] Karnas G., Masłowski G., Barański P., Berliński J., Pankanin G., Instrumentation and data analysis proces at the new lightning research station in Poland, Przegląd Elektrotechniczny, R. 89, Nr 6, 2013
87. [Karnas, 2014] Karnas G., Masłowski G., Preliminary measurements and analysis of lightning electric field at the observation station in the South-east part of Poland, Przegląd Elektrotechniczny, R. 90, Nr 4, 2014

88. [Karnas, 2015a] Karnas G., Masłowski G., Barański P., Sygnatury Pola Elektrycznego Udarów Piorunowych Otrzymane z Nowej Stacji Detekcyjnej Politechniki Rzeszowskiej, Zeszyty Naukowe PRz. Elektrotechnika, Vol. 292, Z. 34/2, s. 171-185, 2015
89. [Karnas, 2015b] Karnas G., Time synchronization of electric field measurement and high-speed video registration at the lightning observation station in Rzeszow, Poland, Przegląd Elektrotechniczny, R. 91, Nr 11, 2015
90. [Karnas, 2015c] Karnas G., Barański P., Masłowski G., Sobolewski K., The time and time-frequency domain analysis of lightning electric field signatures obtained in the TLF-MF frequency range and collected during summer thunderstorms in the Subcarpathian region of Poland in 2014, XXIII International Conference on Electromagnetic Disturbances, Białystok, Polska, 2015
91. [Karnas, 2016a] Karnas G., Filik K., Szczupak P., Masłowski G., Calibration of Electric Field Antennae Operating in the ELF-MF Range at the Lightning Research Station in Rzeszow, 13th Conference Selected Issues of Electrical Engineering and Electronics (WZEE), Rzeszów, 2016
92. [Karnas, 2016b] Karnas G., Masłowski G., Barański P., Power Spectrum Density Analysis of Intra-Cloud Lightning Discharge Components from Electric Field Recordings in Poland, 33rd International Conference on Lightning Protection, Estoril, Portugalia, 2016
93. [Kasemir, 1977] Kasemir H.W., Dolezalek H., Reiter R., Verlag D.S., Theoretical problems of the global atmospheric electric circuit, In Electrical Processes in Atmospheres, Darmstadt, s. 423-439, 1977
94. [Katkovnik, 1995] Katkovnik V., A new form of the Fourier transform for time-varying frequency estimation, Signal Processing, Vol. 47, Issue 2, 1995
95. [Katkovnik, 1996] Katkovnik V., Adaptive local polynomial periodogram for time-varying frequency estimation, Proceedings of the IEEE-SP International Symposium on Time-Frequency and Time-Scale Analysis, 1996
96. [Katkovnik, 1998] Katkovnik V., Discrete-Time Local Polynomial Approximation of the Instantaneous Frequency, IEEE Transactions on Signal Processing, Vol. 46, No. 10, 1998

97. [Kleinfeld, 2014] Kleinfeld D., Mitra P.P., Spectral Methods for Functional Brain Imaging, Cold Spring Harbor Laboratory Press, NY, USA, 2014
98. [Krehbiel, 1983] Krehbiel P.R., Brook M., Lhermitte R.L., Lennon C.L., Lightning charge structure in thunderstorms, Proceedings in Atmospheric Electricity, s. 408-411, Hampton, Virginia, 1983
99. [Krider, 1976] Krider R.E., Noggle R.C., Uman M.A., A gated wideband magnetic direction finder for lightning return strokes, Journal of Applied Meteorology and Climatology, Vol. 15, s. 301-306, 1976
100. [Kubicki, 2016] Kubicki M., Odzimek A., Neska M., Berliński J., Michnowski S., First Measurements of the Earth's Electric Field at the Arctowski Antarctic Station, King George Island, by the New Polish Atmospheric Electricity Observation Network, Acta Geophysica, Vol. 64, No. 6, 2016
101. [Latham, 2001] Latham D., Williams E., Lightning and Forest Fires. In: Johnson E.,A., Miyanishi K., Forest Fires: Behavior and Ecological Effects, Academic Press A Harcourt Science and Technology Company, Rozdz. 11, 2001
102. [Leal, 2018] Leal F.R., Rakov V.A., Filho J.P., Rocha B.R.P., Tran M.D., A Low-Cost System for Measuring Lightning Electric Field Waveforms, its Calibration and Application to Remote Measurements of Currents, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 60, Issue: 2, s.414-422, 2018
103. [Lennon, 1982] Lennon C.L., Poehler H.A., Lightning detection and ranging, Astronaut Aeronautics, Vol. 20, s. 29-31, 1982
104. [Lewis, 1960] Lewis E.A., Harvey R.B., Rasmussen J.E., Hyperbolic direction finding with sferics of transatlantic origin, Journal of Geophysical Research, Vol. 65, s. 1879-1905, 1960
105. [Li, 2008] Li P.W., Lau D.S., Development of a Lightning Nowcasting System for Hond Kong International Airport, 13th Conference on Aviation, Range and Aerospace Meteorology, Luizjana, USA, 2008
106. [Li, 2011] Li X.L., Bi G., Stankovic S., Zoubir A.M., Local Polynomial Fourier Transform: A Review on Recent Developments and Applications, Signal Processing, Special Issue on Fourier Related Transforms for Non-Stationary Signals, Vol. 91, 2011
107. [Lilly, 2016] Lilly J.M., A data analysis package for Matlab, ver.1.6.2.2016, 2016

108. [Lojou, 2009] Lojou J.Y., Murphy M.J., Holle R.L., Demetriades NWS (2009) Nowcasting of thunderstorms using VHF measurements. In: Betz H.D., Schumann U., Laroche P., Lightning: principles, instruments and applications, Springer, Rozdz. 11, Dordrecht, NL, 2009
109. [Lu, 2013] Lu W., Chen L., Ma Y., Rakov V.A., Gao Y., Zhang Y., Yin Q., Zhang Y., Lightning attachment process involving connection of the downward negative leader to the lateral surface of the upward connecting leader, Geophysical Research Letters, Vol. 40, s. 5531-5535, 2013
110. [Lynch, 1997] Lynch P., The Dolph-Chebyshev Window: A simple Optimal Filter, Monthly Weather Review, Vol. 125, 1997
111. [Lyon, 2009] Lyon D., The Discrete Transform, Part 4: Spectral Leakage, Journal of Object Technology Vol. 8, No. 7, s. 23-24, 2009
112. [Łoboda, 2006] Łoboda M., Masłowski G., Dziewit Z., Betz H.D., Fuchs B., Oettinger P., Dibbern J., A new detection network in Poland, International Conference on Grounding and Earthing, Maceió, Brazylia, 2006
113. [Łoboda, 2009] Łoboda M., Betz H.D., Barański P., Wiszniowski J., Dziewit Z., New Lightning Detection Networks in Poland – LINET and LLDN, The Open Atmospheric Science Journal, Vol. 3, s. 29-38, 2009
114. [MacGorman, 1998] MacGorman D.R., Rust W.D., The electrical nature of storms, Oxford University Press, Nowy York, 1998
115. [Mach, 1986] Mach D.M., MacGorman D.R., Rust W.D., Arnold R.T., Site errors and detection efficiency in a magnetic direction-finder network for locating lightning strikes to ground, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 3, s. 67-74, 1986
116. [Mallat, 2009] Mallat S., A Wavelet Tour of Signal Processing. The Sparse Way, Elsevier AP, Wyd. 3, USA, 2009
117. [Mallick, 2014] Mallick S., Rakov V.A., Tsalikis D., Nag A., Biagi C., Hill D., Jordan D.M., Uman M.A., Cramer J.A., On remote measurements of lightning return stroke peak currents, Atmospheric Research, Vol. 135-136, s. 306-313, 2014
118. [Mariadna, 2000] Mariadna R., Kawasaki Z.I., Broadband radio interferometer utilizing a sequential triggering technique for location fast-moving

- electromagnetic sources emitted from lightning, IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement, Vol. 49, Issue 2, 2000
119. [Markowska, 2009] Markowska R., Sowa A., Ochrona odgromowa obiektów budowlanych, Dom Wydawniczy MEDIUM, 2009
 120. [Marshall, 2014] Marshall T., Schulz W., Karunarathna N., Karunarathne S., Stolzenburg M., Vergeiner C., Warner T., On the percentage of lightning flashes that begin with initial breakdown pulses, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, Vol. 119, Issue 2, s.445-460, 2014
 121. [Martinez, 2016] Martinez J., Sonnenfeld R., Automatic Studies of Continuing Current in Lightning Flashes, Joint Meeting of the Four Corners and Texas Sections of the American Physical Society, Vol. 16, No. 15., 2016
 122. [Masłowski, 1999] Masłowski G., Analiza przepięć indukowanych w liniach napowietrznych wyładowaniami atmosferycznymi, AGH Kraków, Id: 11435, Rozprawa doktorska, 1999
 123. [Masłowski, 2007] Masłowski G., Rakov V., A new formulation for lightning return-stroke models of engineering type, 18th International Zurich Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Monachium, Niemcy, s. 175-178, 2007
 124. [Masłowski, 2010] Masłowski G., Analiza i modelowanie wyładowań atmosferycznych na potrzeby ochrony przed przepięciami, Rozprawy i Monografie 208, Wydawnictwa AGH, Kraków, 2010
 125. [Masłowski, 2011] Masłowski G., Lightning E-field measurement and fast video recordings station at the Rzeszow University of Technology, 21st International Conference on Electromagnetic Disturbances EMD, Białystok, 2011
 126. [Masłowski, 2014] Masłowski G., Barański P., Karnas G., Spectral Characteristics of the Electric Field Related to the Preliminary Breakdown Stage of Cloud-to-Ground Lightning Flashes, XV International Conference on Atmospheric Electricity, Norman, Oklahoma, USA, 2014
 127. [Marple, 1999] Marple, S.L., Computing the Discrete-Time Analytic Signal via FFT, IEEE Transactions on Signal Processing, Vol., 47, s. 2600-2603, 1999
 128. [MathWorks, 2017] MathWorks®, Dokumentacja programu Matlab, <https://www.mathworks.com/help/matlab/>, 2017

129. [Mazur, 2016] Mazur V., Principles of Lightning Physics, IOP Publishing, 2016
130. [Medeiros, 2012] Medeiros C., Saba M.M.F., Presence of continuing currents in negative cloud-to-ground flashes, International Conference on Lightning Detection, Denver, 2012
131. [Meinberg, 2011] GPS170PEX Satellite controlled Radio Clock. Manual, Meinberg Radio Clocks GmbH & Co. KG, Niemcy, 2011
- 132.[Morimoto, 2004] Morimoto T., Hirata A., Kawasaki Z., Ushio T., Matsumoto A., Lee J.H., An operational VHF broadband digital interferometer for lightning monitoring, IEEJ Trans. Fundam. Mater., Vol 124, s. 1232-1238, 2004
133. [Nag, 2008] Nag A., Rakov V.A., Pulse trains that are characteristic of preliminary breakdown in cloud-to-ground lightning but are not followed by return stroke pulses, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, Vol. 113, Issue D1, 2008
134. [Nag, 2009a] Nag A., DeCarlo B.A., Rakov V.A., Analysis of microsecond – and submicrosecond-scale electric field pulses produced by cloud and ground lightning discharges, Atmospheric Research, Vol. 91, s. 316-325, 2009
135. [Nag, 2009b] Nag A., Rakov V.A., Electric Field Pulse Trains Occurring Prior to the First Stroke in Negative Cloud-to-Ground Lightning, IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 51, No. 1, 2009
136. [Nag, 2010a] Nag A., Rakov V.A., Compact intracloud lightning discharges: 1. Mechanism of electromagnetic radiation and modeling, Journal of Geophysical Research Vol. 115, Issue D20102, 2010
137. [Nag, 2010b] Nag A., Rakov V.A., Tsalikis D., Cramer J.A., On phenomenology of compact intracloud lightning discharges, Journal of Geophysical Research, Vol. 115, Issue D14115, 2010
138. [Nag, 2011] Nag A., Mallick S., Rakov V.A., Howard J.S., Biagi C.J., Hill J.D., Uman M.A., Jordan D.M., Rambo K.J., Jerauld J.E., BeCarlo B.A., Cummins K.L., Cramer J.A., Evaluation of U.S. National Lightning Detection Network performance characteristics using rocket-triggered lightning data acquired in 2004-2009, Journal of Geophysical Research, Vol. 116, Issue D02123, 2011

139. [Nag, 2016] Nag A., Murphy M.J., Cramer J.A., Update to the U.S. National Lightning Detection Network, 24th International Lightning Detection Conference & 6th International Lightning Meteorology Conference, Kalifornia, USA, 2016
140. [Nag, 2017] Nag A., Cummins K.L., Negative first stroke leader characteristics in cloud-to-ground lightning over land and ocean, *Geophysical Research Letters*, Vol. 44, 2017
141. [Nikon, 2013] Nikon D7100 Instrukcja obsługi, Nikon Corporation, AMA15304, 2013
142. [NIMA, 2004] Department of Defense World Geodetic System 1984. Its Definition and Relationships with Local Geodetic Systems, NIMA, Technical Report, TR8350.2 3rd edition, 2004
143. [Nishino, 1973] Nishino M., Kashiwagi M., Location of the sources of atmospherics in and around Japan, *Proceedings of Research Institute Atmospherics*, Nagoya University, Japonia, s. 9-21, 1973
144. [Nucci, 1988] Nucci C.A., Mazzetti C., Rachidi F., Ianoz M., On lightning return stroke models for LEMP calculations, In *Proc. 19th Conf. on Lightning Protection*, Graz, Austria, s. 463-469, 1988
145. [Nucci, 1990] Nucci C.A., Diendorfer G., Uman M.A., Rachidi F., Ianoz M., Mazzetti C., Lightning return stroke current models with specified channel-base current: A review and comparison, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, Vol. 95, Issue D12, s. 20395-20408, 1990
146. [Nucci, 1993] Nucci C.A., Rachidi F., Ianoz M.V., Lightning-Induced Voltages on Overhead Lines, *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 35, No. 1, 1993
147. [Oppenheim, 1989] Oppenheim A.V., Schaffer R.W., *Discrete-Time Signal Processing*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1989
148. [Oppenheim, 1999] Oppenheim A.V., Schaffer R.W., Buck J.R., *Discrete-Time Signal Processing 2nd Ed.* Upper Saddle River, Prentice Hall, NJ, 1999
149. [Orville, 2008] Orville R.E., Development of the National Lightning Detection Network, *BAMS*, Vol. 89(2), s. 180-190, 2008
150. [Photron, 2010] *Fastcam SA5 Hardware Manual, Rev.1.03E (US/EU)*, Photron Limited, Tokio, 2010

151. [Piantini, 2007] Piantini A., Janiszewski J.M., Borghetti A., Nucci C.A., Paolone M., A Scale Model for the Study of the LEMP Response of Complex Power Distribution Networks, IEEE Trans. on Power Delivery, Vol., 22, No. 1, 2007
152. [PN-EN 62305, 2011] International Electrical Commission, IEC-62305 International Standard, Części 1-4, IEC TC81, 2011
153. [Podur, 2003] Podur J., Martell D.L., Csillag F., Spatial patterns of lightning-caused forest fires in Ontario, 1976-1998, Ecological Modelling, Vol. 164, Issue 1, s. 1-20, 2003
154. [Poelman, 2016] Poelman D.R., Schulz W., Diendorfer G., Bernardi M., The European lightning location system EUCLID - Part 2: observations. Natural Hazards and Earth System Sciences, Vol. 16(2), s. 607-616, 2016
155. [Pohjola, 2013] Pohjola H., Makela A., The comparison of GLD360 and EUCLID lightning location systems in Europe, Atmospheric Research, Vol. 123, s. 117-128, 2013
156. [Price, 2009] Price C., Will a drier climate result in more lightning?, Atmospheric Research Vol. 91, Issues 2-4, s. 479-484, 2009
157. [Proctor, 1971] Proctor D.E., A hyperbolic system for obtaining VHF radio pictures of lightning, Journal of Geophysical Research, Vol. 76, s. 1478-1489, 1971
158. [Qie, 2002] Qie X., Yu Y., Guo C., Laroche P., Zhang G., Zhang Q., Some features of stepped and dart-stepped leaders near the ground in natural negative cloud-to-ground lightning discharges, Annales Geophysicae, Vol. 20, s. 863-870, 2002
159. [Qie, 2014] Qie X., jiang R., Sun Z., Liu M., Wang Z., Lu G., Zhang H., High resolution observation on rocket-triggered lightning, 2014 International Conference on Lightning Protection, Szanghaj, Chiny, 2014
160. [Rabiner, 1978] Rabiner L.R., Schafer R.W., Digital Processing of Speech Signals, Englewood Cliffs, NJ:Prentice-Hall, 1978
161. [Rachidi, 1990] Rachidi F., Nucci C.A., On the Master, Uman, Lin, Standler and the Modified Transmission Line Lightning Return Stroke Current Models, Journal of Geophysical Research, Vol. 95, s. 20389-20393, 1990

162. [Rakov, 1987] Rakov V.A., Dulzon A.A., Calculated electromagnetic fields of lightning return stroke, *Tekh. Elektrodinam.*, Vol. 1, s. 87-89, 1987
163. [Rakov, 1990a] Rakov V.A., Uman M.A., Some properties of negative cloud-to-ground lightning flashes versus stroke order, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, Vol. 95, Issue D5, s. 5447-5453, 1990
164. [Rakov, 1990b] Rakov V.A., Uman M.A., Waveforms of first and subsequent leaders in negative lightning flashes, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 95, Issue D10, s. 16561-16577, 1990
165. [Rakov, 1998] Rakov V.A., Uman M.A., Review and Evaluation of Lightning Return Stroke Models Including Some Aspects of Their Application, *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 40, No. 4, 1998
166. [Rakov, 2001] Rakov V.A., Crawford D.E., Rambo K.J., Schnetzer G.H., Uman M.A., M-component mode of charge transfer to ground in lightning discharges, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 106, No. D19, s. 22817-22831, 2001
167. [Rakov, 2003] Rakov V.A., Uman M.A., *Lightning Physics and Effects*, Cambridge University Press, USA, 2003
168. [Rakov, 2005] Rakov V.A., Evaluation of the performance characteristics of lightning locating systems using rocket-triggered lightning, *Proceedings of the International Symposium on Lightning Protection (VIII SIPDA)*, Sao Paulo, Brazilia, s. 697-715, 2005
169. [Rakov, 2006] Rakov V.A., Initiation of lightning in Thunderclouds, *Proc. SPIE 5975, Topical Problems of Nonlinear Wave Physics*, 2006
170. [Rakov, 2013] Rakov V.A., Electromagnetic Methods of Lightning Detection, *Surveys in Geophysics*, Vol. 34, Issue 6, s. 731-753, 2013
171. [Rakov, 2014] Rakov V.A., Mallick S., Nag A., Somu V.B., Lightning Observatory in Gainesville (LOG), Florida: A review of recent results, *Electric Power Systems Research*, Vol. 113, s. 95-103, 2014
172. [Ray, 1987] Ray P.S., MacGorman D.R., Rust W.D., Taylor W.L., Rasmussen L.W., Lightning location relative to storm structure in a supercell storm and multicell storm, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 92, s. 5713-5724, 1987

173. [RCC, 2004] Irig Serial Time Code Formats, Timing Committee Telecommunications and Timing Group Range Commanders Council, Nowy Meksyk, 2004
174. [Rison, 1999] Rison W., Thomas R.J., Krehbiel P.R., Hamlin T., Harlin J., A GPS-based three-dimensional lightning mapping system: initial observations in central New Mexico, *Geophysical Research Letters*, Vol. 26, s. 5713-5724, 1999
175. [Rojas, 2016] Rojas H.E., Cortes C.A., Roman F.J., Time-Frequency Features of Lightning-generated Electric Fields Applying the Local Polynomial Fourier Transform (LPFT), 33rd International Conference on Lightning Protection, Estoril, Portugal, 2016
176. [Rubinstein, 1995] Rubinstein M., Rachidi F., Uman M.A., Thottappillil R., Rakov V.A., Nucci C.A., Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 100, s. 8863-8872, 1995
177. [Rubinstein, 1996] Rubinstein M., An Approximate Formula for the Calculation of the Horizontal Electric Field from Lightning at Close, Intermediate and Long Range, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 38, No. 3, 1996
178. [Rustan, 1980] Rustan P.L., Uman M.A., Chlidiers D.G., Beasley W.H., Lennon C.L., Lightning source locations from VHF radiation data for a flash at Kennedy Space Center, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 85, Issue C9, 1980
179. [Rycroft, 2000] Rycroft M.J., Israelsson S., Price C., The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, Vol. 62, Issues 17-18, s. 1563-1576, 2000
180. [Saba, 2006a] Saba M.M.F., Ballarotti M.G., Pinto Jr. O., Negative cloud-to-ground lightning properties from high-speed video observations, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 111, Issue D03101, 2006
181. [Saba, 2006b] Saba M.M.F., Pinto Jr. O., Ballarotti M.G., Relation between lightning return stroke peak current and following continuing current, *Geophysical Research Letters*, Vol. 33, Issue: 23, 2006

182. [Said, 2013] Said R.K., Cohen M.B., Inan U.S., Highly intense lightning over the oceans: estimated peak currents from global GLD360 observations, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, Vol. 118, Issue 13, s. 6905-6915, 2013
183. [Saraiva, 2010] Saraiva A.C.V., Saba M.M.F., Pinto Jr. O., Cummins K.L., Krider E.P., Campos L.Z.S., A comparative study of negative cloud-to-ground lightning characteristics in Sao Paulo (Brazil) and Arizona, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 115.D11, 2010
184. [Schoene, 2010] Schoene J.M., Uman M.A., Rakov V.A., Return stroke peak current versus charge transfer in rocket-triggered lightning, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 115, Issue D12107, 2010
185. [Schulz, 2016] Schulz W., Diendorfer G., Pedeboy S., Poelman D.R., The European lightning location system EUCLID – Part 1: Performance analysis and validation. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, Vol. 16(2), s. 595-605, 2016
186. [Schumann, 2012] Schumann C., Saba M.M.F., Continuing current intensity in positive ground flashes, *International Conference on Lightning Protection*, Wiedeń, 2012
187. [Shao, 1996] Shao X.M., Holden D.N., Krehbiel P.R., Broadband radio interferometry for lightning observation, *Geophysics Research Letters*, Vol. 23, s. 1917-1920, 1996
188. [Sigogne, 2013] Sigogne C., Pignolet P., Ress T., De Ferron A.S., Berger G., Lafon G., Serrie G., New Results At The Pic du Midi Lightning Station, 2013 *International Symposium on Lightning Protection*, Belo Horizonte, Brazilia, 2013
189. [Sowa, 2011] Sowa A., Ochrona urządzeń oraz systemów elektronicznych przed narażeniami piorunowymi, *Oficyna Wydawnicza Politechniki Białostockiej*, 2011
190. [Stolzenburg, 2012] Stolzenburg M., Marshall T.C., Karunarathne S., Karunarathna N., Warner T.A., Orville R.E., Betz H.D., Strokes of upward illumination occurring within a few milliseconds after typical lightning return strokes, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 117, Issue D15203, 2012
191. [Takami, 2007] Takami J., Okabe S., Observational results of lightning current on transmission towers, *IEEE Trans. Power Delivery*, Vol. 22, s. 547-56, 2007

192. [Taylor, 1978] Taylor W.L., A VHF technique for space-time mapping of lightning discharge processes, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 83, s. 3575-3583, 1978
193. [Thomas, 2004] Thomas R.J., Krehbiel P.R., Rison W., Hunyady S.J., Winn W.P., Hamlin T., Harlin J., Accuracy of the Lightning Mapping Array, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 109, Issue D14207, 2004
194. [Thomson, 1988] Thomson E.M., Medelius P.J., Rubinstein M., Uman M.A., Johnson J., Stone W., Horizontal electric fields from lightning return strokes, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, Vol. 93, Issue D3, s. 2429-2441, 1988
195. [Thottappillil, 1997] Thottappillil R., Rakov V.A., Uman M.A., Distribution of charge along the lightning channel: relation to remote electric and magnetic fields and return-stroke models, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 103, s. 9003-9013, 1997
196. [Titchmarsh, 1948] Titchmarsh E., *Introduction to the theory of Fourier integrals* (2nd ed.), Oxford University: Calderon Press, 1948
197. [Tuszyńska, 2011] Tuszyńska I., *Charakterystyka produktów radarowych*, Instytut Meteorologii i Gospodarki Wodnej. Państwowy Instytut Badawczy, Warszawa, 2011
198. [Uman, 1969] Uman M.A., McLain D.K., Magnetic field of the lightning return stroke, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 74, s. 6899-6910, 1969
199. [Uman, 1975] Uman M.A., McLain D.K., Krider E.P., The electromagnetic radiation from a finite antenna, *American Journal of Physics*, Vol. 43, Issue 1, 1975
200. [Uman, 1980] Uman M.A., Lin Y.T., Krider E.P., Errors in magnetic direction finding due to nonvertical lightning channels, *Radio Science*, Vol. 15, Issue 1, 1980
201. [Uman, 1984] Uman M.A., *Lightning*, Dover Public. Inc., New York, 1984
202. [Visacro, 2004] Visacro S., A Representative Curve for Lightning Current Waveshape of First Negative, *Geophysical Research Letters*, Vol. 31, Issue L07112, s. 1-3, 2004

203. [Willet, 1990] Willet J.C., Bailey J.C., Leteinturier C., Krider E.p., Lightning electromagnetic radiation field spectra in the interval from 0.2 to 20 MHz, Journal of Geophysical Research, Vol. 94, s. 20367-20387, 1990
204. [Williams, 1989] Williams E.R., Weber M.E., Orville R.E., The relationship between lightning type and convective state of thunderclouds Journal of Geophysical Research, Vol. 94, No. 13, s. 213-220, 1989
205. [Wilson, 1920] Wilson C.T.R., Investigations of lightning discharges and on the electric field of thunderstorms, Phil. Trans Roy. Soc., A 229, s. 73-115, 1920
206. [Wojtas, 2013] Wojtas S., Olesz M., Uwzględnienie rejestracji wyładowań atmosferycznych w projektowaniu ochrony odgromowej, Zeszyty Naukowe Politechniki Rzeszowskiej. Elektrotechnika 33 [289], s. 323-333, 2013
207. [Wyderka, 2012] Wyderka S., Masłowski G., Ziemia R., Karnas G., Frequency Characteristics of Supplying Transformer and Electrical Appliances of Residential Building in Modeling of Lightning Current Distribution, 2012 International Conference on Lightning Protection (ICLP), Wiedeń, Austria, 2012
208. [Yang, 2010] Yang W., Zurbenko I., Kolmogorov-Zurbenko filters, Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Statistics, Vol. 2, Issue 3, 2010
209. [Ziemia, 2015] Ziemia R., Masłowski G., Karpiński L., Wyderka S., Karnas G., Filik K., Szczupak P., Badanie rozptyłu długotrwałej składowej prądu piorunowego w instalacjach obiektu, Zeszyty Naukowe PRz, Zeszyt 34, Nr 2/2015, s.157-169, Rzeszów, 2015
210. [Zurbenko, 1986] Zurbenko I.G., The spectral analysis of time series, Elsevier North-Holland, Inc., 1986
211. [Zurbenko, 1996] Zurbenko I.G., Porter P.S., Gui R., Rao S.T., Ku J.Y., Eskridge R.E., Detecting discontinuities in time series of upper-air data: development and demonstration of an adaptive filter technique, Journal of climate, Vol. 9, Issue 12, 1996