

Ludwig-Maximilians-Universität München
Fakultät für Physik

Bachelorarbeit Physik plus vertieftes
Nebenfach Meteorologie

Untersuchung präziser Blitzortung mithilfe der
TOGA Methode

Andreas Besner

28.09.2011

Gutachter

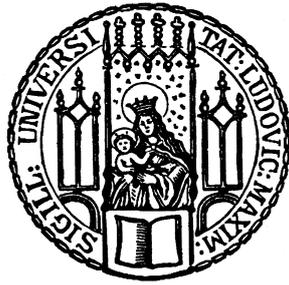
Prof.Dr. George Craig
Fakultät für Physik - Theoretische Meteorologie
Ludwig-Maximilians-Universität München

1.Betreuer

Dr. Kersten Schmidt
DLR-Oberpfaffenhofen
Physik der Atmosphäre

2.Betreuer

Prof. Hans-Dieter Betz
Grosshadern
nowcast



Andreas Besner:

Untersuchung präziser Blitzortung mithilfe der TOGA Methode

Bachelorarbeit Physik plus vertieftes Nebenfach Meteorologie
Ludwig-Maximilians-Universität München

Bearbeitungszeitraum: 30. Juli 2011 - 30. September 2011

Kurzfassung

Das LINET (Lightning Location Network) Blitzortungsmessnetz nutzt magnetische Antennen, die im VLF (Very Low Frequency) Bereich den magnetischen Anteil von Blitzereignissen registrieren. Alle in einem Vergleich mit Videoaufnahmen erkannten Blitze sind auch mit Linetdaten erfasst worden. Einige der als CG (Cloud to Ground) deklarierten Ereignisse werden im Vergleich, aufgrund der Videobeobachtungen, als IC (Intra Cloud) Blitze eingestuft. Verschiedene Merkmale von Sferics (Blitze), die für eine Ortung wichtig sind werden vorgestellt. Die gegenüberliegenden Grenzschichten der Erde und der Ionosphäre sind einem Kugelkondensator sehr ähnlich und stellen gleichzeitig einen Hohlraumresonator dar. Zu unterschiedlichen Zeiten erreichen in diesem Wellenleiter Frequenzanteile des Blitzsignals einen Blitzsensor und können dort mit ihrer zugehörigen Phase verglichen werden, um eine genaue Ankunftszeit zu berechnen. Dies ist die Time of Group Arrival (TOGA) Methode, welche für den operativen Einsatz getestet wird. Die Kenntnis der Ankunftszeit ist notwendig, um eine präzise Blitzortung zu gewährleisten. Zwei den Phasenverlauf analysierende TOGA Methoden werden erarbeitet und vorgestellt. Beide Methoden können aber nicht auf alle Blitzereignisse angewandt werden, da bei manchen Signalen, in der Umgebung der berechneten TOGA, Phasensprünge auftreten und somit das Ergebnis in Frage stellen. Die Dritte in dieser Arbeit untersuchte Pseudo Wigner Willey Methode (PM) hingegen, scheint gegenüber diesen Sprüngen resistent zu sein. Blitzdaten die an verschiedenen Stationen empfangen wurden, ermöglichen einen Vergleich. Dieser zeigt, wieviel Potential in der neuen TOGA Methode steckt. Die PM kann auch zur Unterscheidung von Sferics und künstlichen Störsignalen im täglichen Netzbetrieb seinen Einsatz finden. Die Funktionsweise und mathematische Herleitung der PM wird beschrieben und diskutiert.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich herzlichst beim nowcast Team , Grosshadern , für die Unterstützung und Herrn Prof.H.-D. Betz für die Vergabe des interessanten Themas bedanken .

Dank gilt auch den Mitarbeitern der Abteilung Wolkenphysik und Verkehrsmeteorologie des DLR in Oberpfaffenhofen , insbesondere Herrn Dr.K.Schmidt für fachliche Diskussionen .

Vielen Dank an meine Familie .

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	VII
Abkürzungsverzeichnis	IX
I LEMP(LIGHTNING ELECTROMAGNETIC IMPULSE)	4
1 LEMP SPHÄRE	5
2 SFERICS	12
2.1 SIGNALE , FREQUENZEN UND WELLEN	13
2.2 BLITZORTUNG	15
2.3 VERGLEICH VON OPTISCHEN BLITZREGISTRIERUNGEN MIT LINET DATEN	17
II TOGA(TIME OF GROUP ARRIVAL)	22
3 TIME OF GROUP ARRIVAL METHODE	24
3.1 METHODISCHE BASIS	24
3.2 HUTWELLE	26
3.3 EMPFANGENE SIGNALE	29
3.4 CHANGE OF SLOPE METHODE	30
3.5 SCHMIDT'SCHE METHODE	33
3.6 PSEUDO WIGNEY VILLE METHODE	36
4 EIGENSCHAFTEN VON SIGNALEN (TIME-FREQUENCY ANALY- SIS)	39
4.1 BESCHREIBUNG VON SIGNALEN	39

4.2	DAS ANALYTISCHE SIGNAL	41
4.3	VERBINDUNG VON ZEIT UND FREQUENZ (JOINT DENSITY) . .	42
4.4	APPROXIMATION OF GROUP DELAY FOR LOCALISATION OF LIGHTNING DISCHARGES (METHODE ZUR BESTIMMUNG EI- NER GRUPPENLAUFZEIT FÜR DIE LOKALISIERUNG VON BLIT- ZEREIGNISSEN)	43
4.4.1	INTRODUCTION	43
4.4.2	PSEUDO WIGNEY-VILLE DISTRIBUTION	43
5	ANWENDUNG: RESULTAT DER BENUTZUNG	46
6	SCHLUSSFOLGERUNG UND DISKUSSION	57
III	ANHANG	59
7	INTEGRALE FORMULIERUNG ELEKTROMAGNETISCHER WEL- LEN (EIN EINFÜHRUNGSKURS)	60
7.1	ALLER ANFANG IST LEICHT - ELEKTROSTATIK	60
7.2	GEGENSÄTZE ZIEHEN SICH AN - MAGNETOSTATIK	65
7.3	AUF DEN WOGEN DES LICHTS - ELEKTROMAGNETISCHE WEL- LEN	69
7.4	SPEKTRUM - FOURIERTRANSFORMATION	72
	Literaturverzeichnis	76

Abbildungsverzeichnis

1	Blitzortungsequipement	3
1.1	Global Atmospheric Electric Circuit	6
1.2	TM-Mode	8
1.3	“Tweek”(Raumwelle)	9
1.4	LEMP Sphäre	11
2.1	TOA Hyperbeln	15
2.2	Die Antenne im magnetischen Feld	16
2.3	Das Blitzereignis Nr.29	21
3.1	Hutwelle und Regressionsgerade	26
3.2	Die Verformung des synthetischen Sferics	27
3.3	TOGA des dispersiven Wellenhutes	28
3.4	Blitzorte zur Methodenbeschreibung	30
3.5	Change of Slope vom Musterblitz (SM)	31
3.6	Steigung der einzelnen Steigungen und TOGA vom Musterblitz (SM)	31
3.7	Regressionsgeraden vom Testblitz 2(CM)	32
3.8	TOGA vom Testblitz 2(CM)	32
3.9	TOGA vom Testblitz 3(CM)	33
3.10	Geradenschar vom Musterblitz(SM)	34
3.11	TOGA des Testblitzes 2(SM)	35
3.12	TOGA des Testblitzes 3(SM)	35
3.13	3-D Plot des Musterblitzes(PM)	36
3.14	TOGA von Musterblitz 2(PM)	37
3.15	TOGA vom Musterblitz 3(PM)	38
5.1	Überblick der Messstationen	47
5.2	TOGA im dritten Drittel der Zeitskala Station Grenoble	48
5.3	TOGA <i>Kanal 1</i> Trier(links) und <i>Kanal 1</i> Bozen(rechts)	49

5.4	TOGA <i>Kanal 1</i> Weissenburg(links) und <i>Kanal 2</i> Bamberg(rechts)	50
5.5	TOGA <i>Kanal 2</i> Berchtesgaden(links) , <i>Kanal 2</i> Brüssel(rechts) .	51
5.6	TOGA <i>Kanal 1</i> Braunschweig(links) , <i>Kanal 2</i> Perugia(rechts)	52
5.7	TOGA <i>Kanal 2</i> Belgrad(links) , <i>Kanal 1</i> Aalborg(rechts)	53
5.8	Phasensprung(CM)	54
5.9	Phasensprung(SM)	55
5.10	Die zwei Kanäle von Aalborg	55
7.1	rechte Hand Regel	62
7.2	Schaltbild mit Kondensator	69
7.3	Zeigerdiagramm	71

Tabellenverzeichnis

2.1	Vergleich von optischen Blitzregistrierungen mit LINET Daten .	17
5.1	TOGA Anwendung und Vergleich	55

Abkürzungsverzeichnis

BNC	(Bayonet Neill Concelman) Koaxial-
CC	Cloud to Cloud
CG	Cloud to Ground
CM	Change of Slope Methode
DE	Detection efficiency
DLR	Deutsche Luft -und Raumfahrt
FFT	Fast Fourier Transform
GB	Gigabyte
GC	Ground to Cloud
GPS	Global Positioning System
IC	Intra Cloud
LIGA	Line in Group Arrival
LINET ..	Lightning Location Network
Matlab ..	Matrix Laboratory
MDF	Magnetic direction finding
NNO	NordNordOst
NNW	NordNordWest
PM	Pseudo Wigner Villey Methode
sferics ...	Bezeichnung für die atmosphärische Impulsstrahlung
SM	Schmidt'sche Methode

SO SüdOst
SOO SüdOstOst
SSW SüdSüdWest
STFST .. Short Time Fourier Transformation
TM transverse magnetic
TOA Time of Arrival
TOGA ... Time Of Group Arrival
VLF Very Low Frequencies , Frequenzbereich 3-30 kHz
WVD Wigner-Ville Distribution
WWLLN World Wide Lightning Location Network

Einleitung

Schon weit vom All aus kann die Blitzaktivität der Erde beobachtet und gemessen werden . Das Blitzgeschehen ist ein Teil im vieldiskutierten Strahlungshaushalt der Erde und gewinnt als Hilfsmittel zum Verständnis des Wettergeschehens und des Klimas immer mehr an Bedeutung . Heutzutage sind es vor allem noch bodenbehaftete Sensoren , bestehend aus Antenne und Prozessor , die innerhalb eines Messnetzes , die von Blitzen ausgesendeten Daten erfassen und an einen zentralen Server senden . Dieser wiederum stellt die verarbeiteten Messdaten zur Echtzeitwiedergabe oder als Archiv zur Verfügung .

Ziel einer Blitzortung ist es , Zeit und Ort von Blitzentladungen möglichst präzise und nahezu zeitgleich bereitzustellen . Eine dispersionsfreie Welle breitet sich mit Lichtgeschwindigkeit aus . Da sich aber aufgrund von Dispersionserscheinungen , mit der Entfernung vom Blitzort , die Wellencharakteristik des zu messenden Signals ändert , kann die genaue Zuordnung des Ankunftszeitpunktes eines Signals Schwierigkeiten bereiten . Blitzortungsnetzwerke greifen auf die traditionelle Time of Arrival (TOA) Methode zurück . Diese bezieht sich auf einen oder mehrere charakteristische Zeitpunkte (Referenzzeiten) , zum Beispiel einen Peak des empfangenen Signals .

Die Time of group arrival (TOGA) Methode versucht diesen Zeitpunkt durch die Gruppengeschwindigkeit der auslaufenden Welle zu ermitteln . Die Bestimmung der frequenzabhängigen Phase , mithilfe der Fourieranalyse , ermöglicht eine korrelierende Referenzzeit der empfangenen Wellensignale zu finden . Die vom Entladungsort entfernten Sensoren , ordnen jedem gemessenen Impuls , mithilfe des TOGA-Algorithmus , eine Zahl zu . Jede von einem Blitzereignis ausgestrahlte Welle besteht aus Frequenzen , die einem unterschiedlichen zeitlichen Verlauf unterliegen . Da die Berechnung der Gruppenlaufzeit einzelner im Frequenzspektrum nebeneinander liegender Frequenzen sehr unterschiedlich sein kann , oder manchmal sogar Null ergibt und somit kein Ergebnis liefert , wird für den gesuchten Algorithmus die ganze Reihe der Phasen gegenüber den zugehörigen Frequenzen verglichen . Um exakte , aber allgemeine Aussagen über eine dispersive Welle und deren Ankunftszeit zu formulieren , bedarf es auch im 21.Jahrhundert noch einiger Mühe . Jeder Blitz ist einzigartig .

Für dieses Projekt wurden 46 GB Videomaterial (216000 Bilder) und 11 GB Datafiles (120000 Blitzdaten) als Datenbasis extrahiert , gesichtet und einzelne Komponenten davon genauer analysiert . Die elektromagnetischen Welleneigenschaften eines “Strahlungsmeteors” , genannt Blitz , und dessen zeitlicher Wellenverlauf , auch bezüglich der Frequenzanteile , werden untersucht .

Diese Arbeit gliedert sich in drei Teile . Zuerst wird die Blitz Sphäre , der Bereich zwischen Erde und Ionosphäre , in der die Blitzentladungen stattfinden und ein mit diesen Entladungen eng verbundener Kreislauf vorgestellt . Der

sogenannte globale atmosphärische elektrische Kreislauf . Danach werden die wichtigsten Eigenschaften von Sferics , den eigentlichen Blitzendladungen , und für deren Ortung , benötigte Elemente behandelt . Videobeobachtungen werden mit zugehörigen LINET Daten verglichen . Im zweiten Teil werden zwei unterschiedliche Varianten der TOGA (Time of Group Arrival) Methode, welche die Gruppenlaufzeit der Blitze misst , beschrieben . Da aufgrund von sogenannten “Phasensprüngen” beide Methoden nicht für alle Blitzereignisse sinnvolle Ergebnisse ermitteln , wird eine neue Methode vorgestellt , die Pseudo Wigner Willey TOGA Methode (PM) . Der dritte Teil , als Anhang deklariert, erklärt die wichtigsten mathematischen und physikalischen Zusammenhänge des Elektromagnetismus und der Wellenlehre .

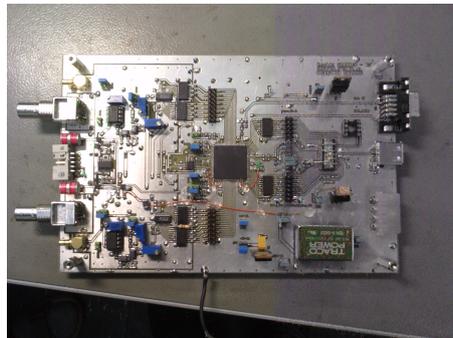
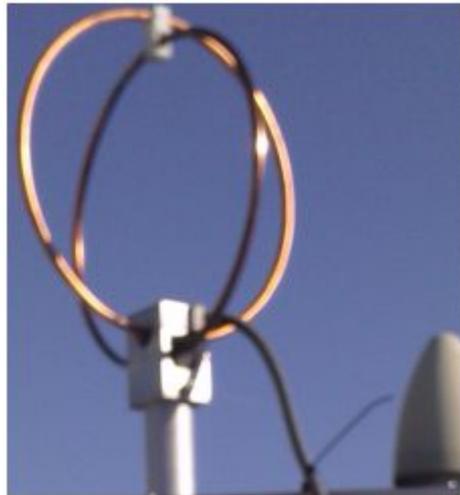


Abbildung 1: Blitzortungsequipment

Wolkenwirbel und dahinter diffuser Wolke - Wolke Blitz ; zweiloopige LINET Antenne die den magnetischen Anteil der elektromagnetischen Wellen misst . Rechts unten im Eck noch zu erkennen , der GPS Kopf ; Prototyp einer neuen , über Internet programmierbaren , flachen Messkarte mit 2 BNC Eingängen links und aufsitzenden USB Anschluss rechts mitte .

Teil I

LEMP (LIGHTNING ELECTROMAGNETIC IMPULSE)

Kapitel 1

LEMP SPHÄRE

“Die Eigenfrequenz dieses Hohlraumresonators wurde 1954 von den deutschen Physikern Winfried Otto Schumann und Herbert König in ersten Messungen nachgewiesen . Sie beträgt ca. 7,8 Hz. In diesem Zusammenhang spricht man auch von der Schumann-Resonanzfrequenz . Rein rechnerisch ergibt sich die Grundresonanzfrequenz zu Lichtgeschwindigkeit : Erdumfang, also 300.000 km/s : 40.000 km = 7,5 Hz. Messtechnisch erweist sich das Phänomen der Schumann-Resonanz als äußerst komplex . Es muss die elektrische und magnetische Komponente von sehr schwachen niederfrequenten (natürlichen) Feldern bestimmt werden . Neben der Grundfrequenz werden bis zu ca. 6 Resonanzen höherer Ordnung in einen Abstand von jeweils ca. 6 Hz gemessen. Die Resonanzgüte nimmt zu höheren Frequenzen stark ab . Seit ca. 20 Jahren existieren Langzeitmessungen der Schumann-Resonanzen. Untersucht wurden Amplituden- und Frequenzschwankungen in unterschiedlichen zeitlichen Maßstäben. Es wurden Korrelationen zu extraterrestrischen Einflüssen wie Sonnenzyklus und Röntgenstrahlung hergestellt , Zusammenhänge von Amplitudenschwankungen und Gewitteraktivität in unterschiedlichen Breitengraden gefunden , Abhängigkeiten von Frequenz- und Ionosphärenschwankungen aufgezeigt . Die erste und zweite Resonanzfrequenz kann deutlich leichter und mit größerer Messgenauigkeit als höhere Resonanzen bestimmt werden . Zudem sind die höheren Resonanzen wegen ihrer geringen Güte nur von begrenztem Aussagewert .” Ein Bericht über “Global Scaling Analyse der Schumann-Resonanzfrequenz der Erde von Dr.-Ing. Michael Köhlmann , München, 2007”

Gefangen im Erde Ionosphären Wellenleiter spielen sich die Blitzereignisse und die Ausbreitung deren Felder ab [4]. Die negativ geladene Erdoberfläche und der positive geladene Rand der Ionosphere können als zwei grosse gegenüberliegende Leiterplatten angesehen werden , wie ein Kondensator der gleichzeitig die Hülle eines Wellenleiters bildet . Haupt- und Zwischenentladungen des Impulsstromes eines Blitzes stellen ein riesiges verzweigtes Antennengebilde dar . Die Welle breitet sich in der Atmosphäre als Bodenwelle (parallel zur

Erdoberfläche) , Raumwelle oder direkte Welle (Radiohorizont) , nur begrenzt von der endlich leitenden Erdoberfläche , aus . Die zweite Grenzschicht ab einer Höhe von ungefähr 65 km bildet die Ionosphäre . Dieser Kugelkondensator mit der Potentialdifferenz von ca. 300.000 Volt zwischen dem Erdboden und der Ionosphäre ist Ursache für die so genannte „Schönwetterfeldstärke“ von $120 \frac{V}{m}$ an der Erdoberfläche und würde sich ohne ständiges Nachladen in kürzester Zeit (weniger als einer Stunde) entladen . Der Schönwetterstrom beträgt 1500 A und die mittlere Stromdichte^(7.17) $J_C = \frac{I}{A} = \frac{1500}{5,81 \cdot 10^{14}} = 2,6 \cdot 10^{-12} \frac{A}{m^2}$, der Widerstand R der Atmosphäre $200 \Omega = 200 \frac{V}{A}$ bei einer Ladungsdifferenz von $5 \cdot 10^5 C$. Die Potentialdifferenz in einer Gewitterwolke beträgt bis zu 10^7 Volt. (Diese Angaben sind Orientierungswerte und können variieren)

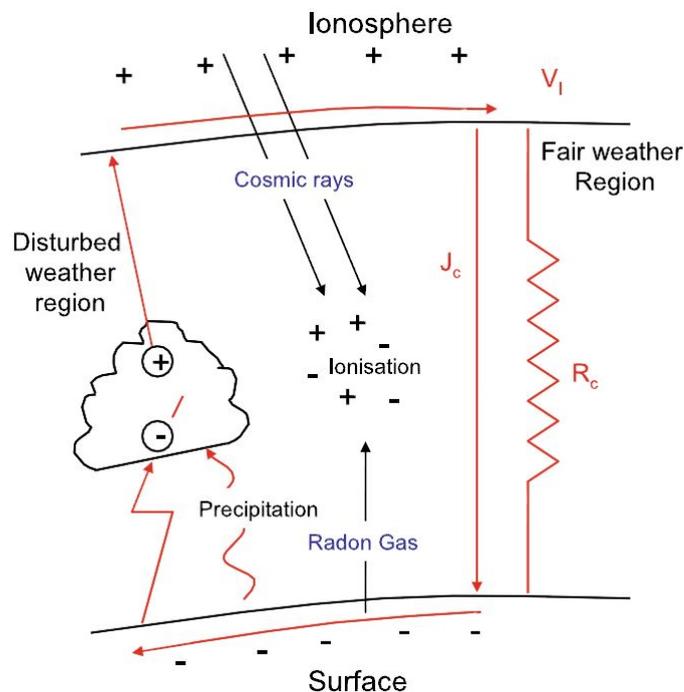


Abbildung 1.1: Global Atmospheric Electric Circuit

Die Darstellung zeigt ein vereinfachtes Modell des globalen Schaltplans , die Entladung erfolgt durch die endliche Leitfähigkeit von Schönwetter Regionen, Ionosphärenpotential V_I , Stromdichte J_c und Widerstand R_c . Die weltweit aktiven Gewitter sind der elektrische Generator

Die atmosphärische Elektrizität AE kann durch den Gradienten der Potentialdifferenz^(7.11) PG , die Oberflächen Luftleitfähigkeit σ_0 , der positiven σ_+ und der negativen Leitfähigkeit der Luft σ_- beschrieben werden . Im Zusammenspiel mit der relativen Luftfeuchtigkeit RH , der Temperatur T , der Höhe der Ionosphäre h , die unter anderem auch von der Tageszeit und Jahreszeit abhängt , kann ein Stromkreis

konstruiert werden . Ein stark vereinfachter Schaltplan für den globalen atmosphärischen elektrischen Stromkreis wird in (Abb.1.1) dargestellt[15] . Die Blitze , oberhalb , in und unter den Wolken fungieren als Generator , wie eine Batterie , die diesen Kreislauf aufrecht erhält . Ein ausführlicher Schaltplan , die Klimabeeinflussung und der Zusammenhang mit der Sonnenaktivität wird von M.J.Rycroft et al. schon im Jahr 2000 diskutiert . [11]

Die Erdoberfläche ist ein guter elektrischer Leiter und besitzt im Durchschnitt eine elektrische Leitfähigkeit σ von $10^{-2} - 10^{-7} S(Siemens = \frac{A}{V})m^{-1}$. Die Schicht dazwischen , bis zur Ionosphäre , ist ein schlechter Isolator (unvollkommenes Dielektrikum) und die Leitfähigkeit nimmt mit steigender Höhe zu, von $10^{-14} - 10^{-7} \frac{S}{m}$. Die Ionosphäre bildet eine Äquipotentialfläche und ist ein guter Leiter .

Die zeitlich und örtliche variable “Kreislauf” - Stromdichte \vec{J}_C im “LEMP-Feld”,

$$\vec{J}_C = \vec{J}_L + \vec{J}_E + \vec{J}_M + \vec{J}_P \quad (1.1)$$

besteht im Einzelnen aus folgenden Anteilen : Die von Blitzen erzeugte Stromdichte \vec{J}_L (impulsive, diskontinuierliche Übertragung der Ladung) , die Stromdichte des von Entladungen entstandenen elektrischen Feldes $\vec{J}_E = \sigma \cdot \vec{E}$, die Konvektionstromdichte \vec{J}_M , aufgrund des mechanischen Transportes von Ladungen durch Wind und Niederschlag und der Verschiebungsstromdichte $\vec{J}_P = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ mit $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}$.[8]

Im globalen “LEMP-Feld” erzeugt ein LEMP ein elektrisches Feld_(7.8) \vec{E}_L , welches vereinfacht , mit dem Abstand r , in elektrostatischen Feldanteil , Induktionsanteil und Strahlungsfeld zerlegt werden kann :

$$\vec{E}_L \cong \frac{Q}{r^3} + \frac{I}{r^2} + \frac{1}{r^1} \frac{\partial I}{\partial t} \quad (1.2)$$

Der letzte Term , das elektrische Strahlungsfeld E_S [22][13] im Abstand r , ergibt sich in einem sogenannten Transmission-Line Return-Stroke Modell nach M.Uman und McLain ,1969, mit der Geschwindigkeit der Ladungsträger v , aufwärts im Blitzkanal , als :

$$E_S(r, t) = -\frac{v}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot c^2 \cdot r} \cdot I \left(0, t - \frac{r}{c} \right) \quad (1.3)$$

E.P.Krider stellt 1994 fest , wenn v sich c annähert , dass die Stärke des entstehenden Feldes zunimmt . Zum Beispiel ist $E_S = 21 \frac{V}{m}$, bei einer Stromstärke $I = 30kA$ und $\frac{v}{c} = 0,9$ in einer Entfernung von $r = 100km$. Erreichen die abgestrahlten elektromagnetischen Wellen die Ionosphäre , die einen variablen geschichteten Aufbau besitzt , können Sie an dieser in unterschiedlicher

Höhe reflektiert werden , da sie auf geladene Teilchen (freie Elektronen und Ionen) treffen .

Auch spielt die Geometrie und die Leitfähigkeit der Begrenzungen für die Art und Weise der Ausbreitung einer Welle eine entscheidende Rolle . Phänomene wie Grundwellen (oft als Moden oder Harmonics , mit den natürlichen Vielfachen $\Upsilon = 0, 1, 2, 3, \dots$, bezeichnet) , ab einer bestimmten Grundfrequenz , und Resonanz sind zu beobachten . Der sogenannte Feldwellenwiderstand $Z(\omega)$ (Impedanz) im Hohlleiter ist für jede Eigenwelle eine charakteristische Größe. Im geschlossenenem Hohlleiter entstehen Resonanzen mit Eigenfrequenzen .

Im beliebigen Hohlleiter gilt nach M.G.Schmidt ,[20]:

$B_{0y} \equiv 0$, $k_y = k_u + k_d$ und die Cut-off Frequenz $\omega_0 = c \cdot k_{\perp y} < \omega$, da gilt $k_y^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp y}^2 > 0$, d.h. Wellen können sich nur oberhalb einer kritischen Frequenz ω_0 ausbreiten .

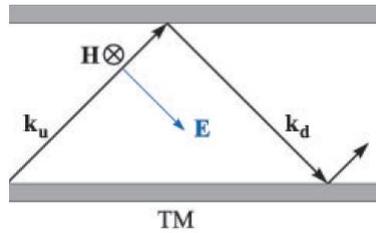


Abbildung 1.2: TM-Mode

Schematische Darstellung der Ausbreitung von Wellen im TM-Mode . Die Richtung des Magnetfeldes ist die Rückansicht des Pfeiles \otimes , k_u und k_d down

Die Ausbreitung im TM (transverse magnetic) mode

ist nach D.K.Cheng[2] : $k = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{c^2}$

$$k = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} \quad (1.4)$$

Die hochfrequenten Anteile unterliegen einer starken Dämpfung . Die niederfrequenten Anteile breiten sich über große Entfernungen über den Globus aus und treten in Resonanz mit den Eigenfrequenzen des „Erdkugelkondensators“. Durchdringt ein elektromagnetischer Impuls die Ionosphäre, so kann er sich entlang der Magnetfeldlinien des Erdmagnetfeldes ausbreiten und wieder zur Erdoberfläche gelangen . Durch die Wechselwirkung der elektromagnetischen Welle mit aus dem Sonnenwind stammenden Plasmaelektronen unterliegt das Signal einem starken Dispersionseffekt , der sich in einer kontinuierlichen Abnahme der Frequenz äußert . Mit einem Langwellenradio , einem

Funkgerät oder einem Blitz-Internetradio kann ein Pfeifton mit fallender Frequenz empfangen werden , woraus sich die Bezeichnung „Whistler“ ableitet. Einen kürzeren Pfeifton , einen “Tweek” , erzeugen an der Ionosphäre reflektierte Wellen ; “gewöhnliche” Sferics sind als Knacken zu hören .Wie ein Schallkörper eines Musikinstrumentes .

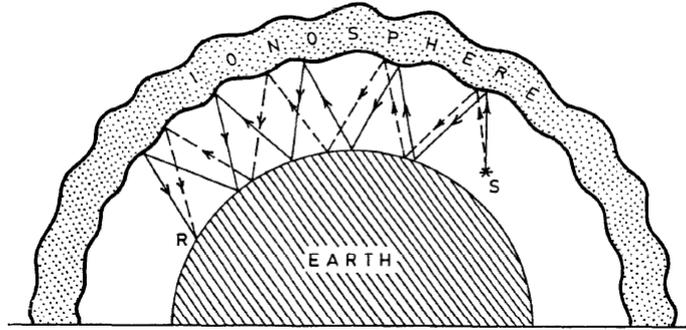


Abbildung 1.3: “Tweek”(Raumwelle)

Ausbreitung eines Tweeks im Erd-Ionosphären Wellenleiters , entnommen aus
 “Höret! Die Elektronendichte!” von Patrick Vogt , Hannover , 2010

Die Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Frequenz ω , die als Dispersion bezeichnet wird , führt bei der Übertragung breitbandiger Signale zu linearen Verzerrungen .

In einem Medium kann die Energie von elektromagnetischen Wellen durch Mechanismen wie Fluoreszenz , sowie durch Streuung(Dissipation) an Aerosolen und in Wärme umgewandelt werden (Absorption) , abhängig von der Frequenz und der zurückgelegten Weglänge . Diese Dämpfung kann auch , durch die von der Raumwelle zu Schwingungen angeregten “Atomelektronen” verursacht werden . In diesem Zustand (Dipol-Oszillatoreigenschaften) wird wiederum eine Welle ausgesendet , die sich mit der ursprünglichen Welle überlagert und eine Phasenverschiebung bewirkt . Kollisionen führen auf eine Kraftübertragung $(7.16) -i \cdot \omega \cdot m \cdot \vec{v} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - m \cdot v \cdot \vec{v}$. Überlagerungen sind auch Interferenzen unterworfen . An einem Punkt P gilt : $\Delta\phi = \vec{k} \circ (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)$ mit Maxima($\Delta\phi = \Upsilon \cdot 2 \cdot \pi$) und Minima($\Delta\phi = [2 \cdot \Upsilon + 1] \cdot \pi$), für $\Upsilon = 0, 1, 2, 3, \dots$

In jedem Ausbreitungsraum (Medium) M kann ein Phasenbrechungsindex $n = n(\lambda)$ definiert werden (2.7) :

$$n = \frac{1}{\sqrt{\mu_M \cdot \varepsilon_M}} \cdot \frac{k}{\omega} = \frac{c_M}{c_0} \quad (1.5)$$

Für die elektrische Feldstärke der transmittierten Welle, die durch das Medium der Dicke Δy dringt, gilt:

$$E_z = E_0 \cdot e^{-\omega\kappa\frac{\Delta y}{c}} \cdot e^{-i\omega(n-1)\frac{\Delta y}{c}} \cdot e^{i(\omega t - ky)} \quad (1.6)$$

Brechungsanteil(imaginär) $\kappa \Rightarrow n_i$ (*Brechungsindex(komplex)*) = $n - i \cdot \kappa$, da ($k_i = k_1 + i \cdot k_2$)

Diese Formel (1.6) beschreibt die Wirkung der Absorption (Abschwächung) mit $e^{-\omega\kappa\frac{\Delta y}{c}}$ und der Dispersion (Phasenverzögerung) mit $e^{\Delta\varphi} = e^{-i\omega(n-1)\frac{\Delta y}{c}}$, beim Durchgang in ein Medium. Die Ausbreitungskonstante $k(\omega)$ ist in einem Medium abhängig von der Frequenz $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f = \frac{k \cdot \lambda}{T}$.

Dispersionseffekte, sei es durch die Geometrie bedingt, wie im TM-Mode(1.4) oder durch das Ausbreitungsmedium, wie oben, angedeutet, werden mit Hilfe der Dispersionsrelation(7.28), welche die Abhängigkeit zwischen ω und k verdeutlicht, beschrieben: $\omega = \omega(k) \Leftrightarrow k = k(\omega)$; ω wird in Abhängigkeit von k oder wahlweise k von ω ausgedrückt.

Die Phasengeschwindigkeit v_p gibt an mit welcher Geschwindigkeit sich die Phase einer Welle ausbreitet:

$$v_p = \frac{\omega}{k(\omega)} \quad (1.7)$$

Die Gruppengeschwindigkeit v_g ist die Geschwindigkeit mit der sich ein Wellenpaket als Ganzes fortbewegt:

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial\varphi} \quad (1.8)$$

Ein Wellenpaket ist eine Welle, deren Amplitude nur in einem begrenzten Raumgebiet ungleich Null ist. Der Amplitudenverlauf wird Hüllkurve des Wellenpakets genannt. Sozusagen eine Überlagerung von Einzelwellen mit verschiedenen Frequenzen. Sie breiten sich jeweils mit einer bestimmten Phasengeschwindigkeit aus, die frequenzabhängig sein kann. Die Hüllkurve bewegt sich jedoch mit der Gruppengeschwindigkeit. Die Form der Hüllkurve kann sich bei Vorliegen von Dispersion während der Fortbewegung des Wellenpaketes ändern. $v_g = v_p + k \cdot \frac{\partial v_p}{\partial k} = v_p - \lambda \cdot \frac{\partial v_p}{\partial \lambda}$, da $\frac{\partial k}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda^2}$ mit $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Die Phasengeschwindigkeit ist größer als die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c , die Gruppen- oder Signalgeschwindigkeit aber kleiner als die Lichtgeschwindigkeit. Geht man bei der Bestimmung, einer mathematischen Entwicklung von Wellenpaketen über den linearen Term hinaus, ist zu erkennen, dass die Wellenpakete auseinanderfließen.[23]

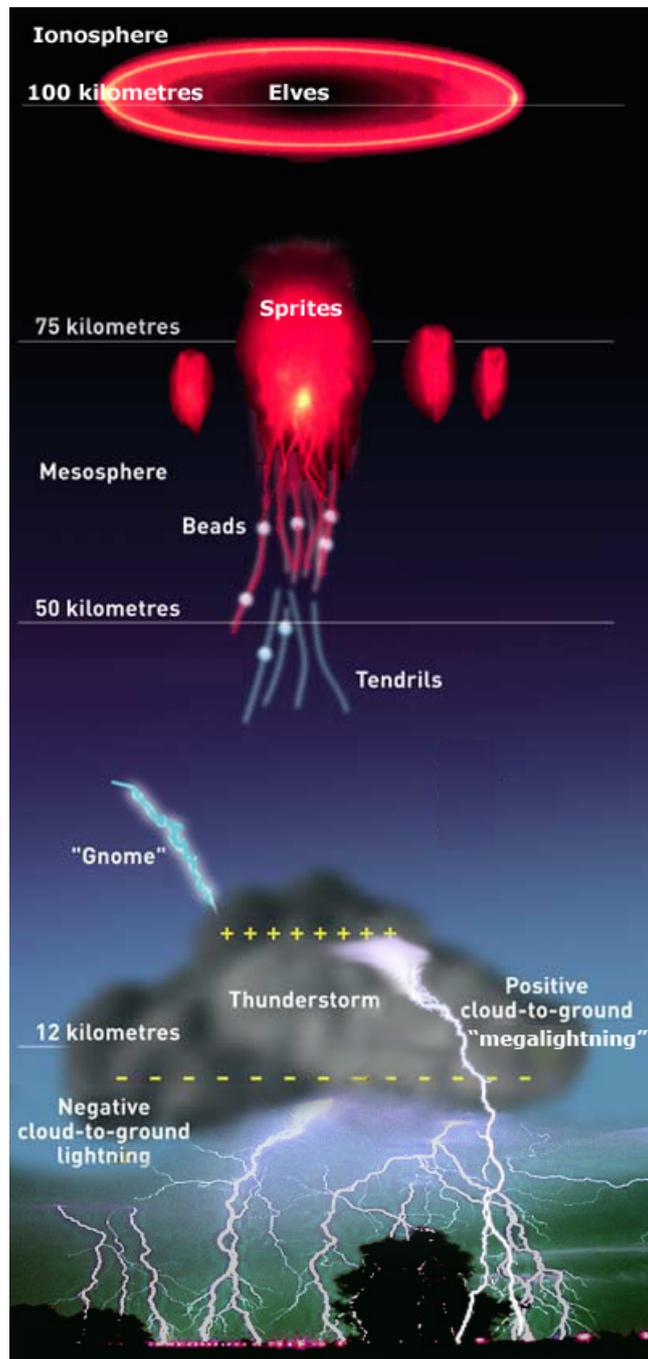


Abbildung 1.4: LEMP Sphäre

Verschiedene Arten von LEMP's . In und unter der Wolkenschicht sind die Sferics zu sehen , ausgewählt von "University of Arizona , atmospheric electricity , CH. Weidmann , course spring 2009 "

Kapitel 2

SFERICS

Seit dem 1969 das kleine Büchlein “Lightning” von Martin A. Uman , Florida, erschienen ist , wurden viele Bücher und Papers über die Entstehung und Eigenart von Blitzen in der unteren Atmosphäre , den Sferics , veröffentlicht . Die Notwendigkeit , Blitzschutzmassnahmen zu entwickeln , hat in den letzten Jahren einen grossen Teil dazubeigetragen , dass sich die Erkenntnisse über Sferics vertieft und weiterentwickelt haben[1, 21] . Durchgeführte Experimente mit getriggerten Blitzen (eine an eine Rakete gebundene Schnurr , wird in das heranziehende Gewitter abgeschossen und fungiert als künstlicher Kanal , der im besten Falle eine frühzeitige Entladung der Potentialdifferenz , zwischen Erdboden und Wolke , ermöglichen kann) , helfen das “Geheimnis” der Entstehung von Sferics zu lüften . Gammastrahlen , die von Blitzen erzeugt wurden, sind nachgewiesen worden .

Auch deutsche Forscher sind an diesem Fortschritt nicht unbeteiligt geblieben . Als Beispiel sei die Dissertation (1987) von F.Heidler genannt , in der er ein nach ihm benanntes Blitzstrommodell entwickelt . Auf das Jahr 1990 sind die Anfänge des von Hans D. Betz (nowcastGmbH) gegründeten LINET-Lightning Detection Network zurückzuführen , welches freundlicherweise die Blitzdaten für die Untersuchungen , die in dieser Abhandlung veröffentlicht werden , zur Verfügung stellt .

Die ersten zwei Abschnitte dieses Kapitels schaffen in knapp gehaltener Form die Grundlagen zum Verständnis über die Ortung von Sfericsereignissen. Die Videoaufnahmen aus dem Jahr 2005 , in Oberpfaffenhofen aufgenommen, zum Vergleich von optischen Beobachtungen mit LINET Daten , dem dritten Abschnitt , stammen von H. Höller (DLR) . Ziel der Untersuchung ist es zu prüfen ob es mithilfe von VLF Magnetantennen , wie LINET sie benützt, möglich ist eine zuverlässige Unterscheidung zwischen CG und IC Flashes treffen zu können (siehe unter♠, in *Abschnitt* (2.1))

1

¹geeignet für den Einstieg in das Thema Sferics(in deutscher Sprache gehalten) ist das

2.1 SIGNALE , FREQUENZEN UND WELLEN

Sferics erzeugen elektromagnetische Wellen , die mit Aufzeichnungsgeräten als Signale zu identifizieren sind , die einen zeitlichen Anfang und Ende besitzen . Das Ausbreitungsverhalten dieser Wellen , wird durch eine Amplitudenstärke und deren Vorzeichen beschrieben . Eine Analyse entlockt dem Signal Informationen über beteiligte Frequenzen und deren Anteile , Spektrum genannt . So gibt es Signale deren Spektrum breitbandig oder schmallbandig ist , hoch , mittel - oder niederfrequent .

Eine Liste (als Überblick stichpunktartig zusammengefasst) wichtiger Begriffe , die mit der Ortung von Sferics in Zusammenhang gebracht werden , ist dem ortendem Sensoriker behilflich . Deren Handhabung zur Beurteilung von Sferics , bedarf wie die Klassifizierung von Wolken einige Erfahrung und Übung . Hinter dem Schrägstrich / sind die benötigten Hilfsmittel notiert

Klassifikation: Stadien(Stufen) und Merkmale des Blitzereignisses

- **Vor und Rückstufen** (z.B. Return Stroke) - ein Sferics besteht aus vielen einzelnen Strokes , die zu einem Flash zusammengefasst werden , die dominanteste Entladung ist der Return Stroke / mit Ultrazeitlupe sichtbar
- **Frequenzspektrum** : Frequenzmaxima und Minima - Jede Stufe des Sferics hat sein charakteristisches Frequenzmaxima und Minima , das Frequenzmaxima für den Returnstroke liegt bei ca 13 kHz/ kann mit Messkarte gemessen werden
- **Frequenzmaximum** : $f_m = \frac{1}{T}$; $T \simeq 1 \cdot 10^{-4}$ [s](mittlere Dauer der Hauptentladung) /Ultrazeitlupe
- **Impulsform** , **Impulsanstiegszeit** und **continuous current** - da es wie der Name schon sagt um einen fortdauernden Stromfluss handelt ist er mit magnetischen Sensoren , die ja die Stromänderung messen^(7.23) , nur bedingt messbar . Jedes Stadium und seine "Heftigkeit"(Stärke) wird durch seine Impulsform und Impulsanstiegszeit bestimmt / Messkarte und Ultrazeitlupe
- **Arten der Entladungen** : Koronaentladungen , Büschelentladungen - negative und positive Koronaentladungen unterscheiden sich stark , auch Spitzenentladung genannt tritt zB. an geerdeten Spitzen oder Kanten

"Handbuch für Blitzschutz und Erdung"(Pflaum Verlag 2005) von P.Hasse/J.Wiesinger , und "Sfericsanalyse und Blitzortung"(Funk Verlag 2011) von W.Friese .

Weiterführende Werke über Blitzortung , sind die Dissertationen von R.Terbeznik (2000) und Kersten Schmidt (2006)

auf; Büschelentladungen sind oft am Knistern zu erkennen / Zeitlupe und akkustisch

- **Orte** : **IC** (Intracloud) , **CC** (Cloud to Cloud) , **CG** (Cloud to Ground), **GC** (Ground to Cloud) / Zeitlupe , Messkarte die höhere Frequenzen und auch den elektrischen Anteil registriert , bei Messung mit VLF Magnetantennen in Untersuchung ♠
- **sichtbarer Bereich** : Blitz /Zeitlupe
- **nichtsichtbarer Bereich** : Dunkelfeldentladung /Messinstrumente
- **Reichweite und resultierende Amplitude der Wellen** : frequenzabhängige Wellenausbreitung /Messkarte

Bodenwelle: an der Bodenoberfläche entsteht eine Umlaufspannung , welche Ströme an der Erdoberfläche zur Folge hat und die Bodenleitfähigkeit (die mit der Bodenfeuchtigkeit zusammenhängt) , verursacht eine Neigung der resultierenden Feldstärke

- folgt der Erdkrümmung
- Reichweite gross für niederfrequente Signale
- bei ca 10 kHz geringste Abweichung gegenüber einer Freiraumausbreitung

Raumwelle: reflektierte (auch mehrfach) und absorbierte Wellen , am Boden und an der Ionosphäre

- Plasma : Elektronen und Ionen entstehen durch Bestrahlung von der Sonne und unterliegen einer Rekombination
- Schichtung der Ionosphäre verursacht durch Sonneneinstrahlung , Ionenart (Atomgewicht) und Rekombinationsvermögen

Superposition: mehrere Signale treffen gleichzeitig ein

- Interferenzerscheinungen
- Einfallswinkel

2.2 BLITZORTUNG

Im LINET Messnetz werden die Sferics mit einer magnetischen Antenne geortet (siehe Abb.1, mitte) .

Bei der Time of Arrival (TOA) Technik wird die Geschwindigkeit der Welle mit $c = \text{Lichtgeschwindigkeit}$ angenommen . Der Zeitpunkt t_0 des Ereignisses ist unbekannt . Mit zwei Sensoren s_1, s_2 kann der Unterschied der Ankunftszeit $t_2 - t_1$ des gleichen Signals gemessen werden . Für diese Zeitdifferenz liegt die Quelle q irgendwo auf einer Hyperbel , die sich zu einer Geraden streckt , wenn der bekannte Abstand von s_1 zu s_2 viel kleiner ist als zu q . Für eine zuverlässige Ortung sind 4 Sensoren notwendig ($t_3 - t_2$ und $t_4 - t_3$) , da sich die Quelle innerhalb oder ausserhalb des Messnetzes befinden kann . [14, 1]

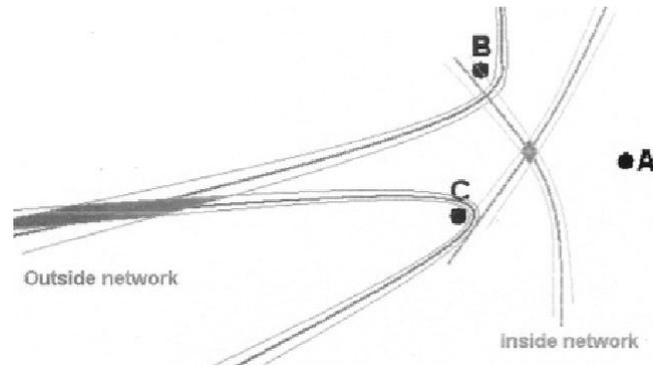


Abbildung 2.1: TOA Hyperbeln

Die Ortungsgenauigkeit von drei Sensoren , innerhalb und ausserhalb ist an der Schnittfläche zu erkennen

Sind die gemessenen Zeiten genau , wie es bei GPS Systemen, Messgenauigkeit unter 100 Nanosekunden , der Fall ist , kann eine zweite Technik hinzugezogen werden , die sogenannte Nelder-Mead Optimization , dieser Algorithmus wird vom World Wide Lightning Location Network (WWLLN) genutzt . Dieses Messnetz arbeitet mit der TOGA Methode und besteht weltweit aus knapp 50 Sensoren [7] . Das LINET Messnetz in Europa ist "dichter" verteilt und kann auf über 100 Stationen zugreifen [10].

Manchmal dient die Magnetic-field direction finding technique (MDF) zur Absicherung der erhaltenen Ergebnisse .

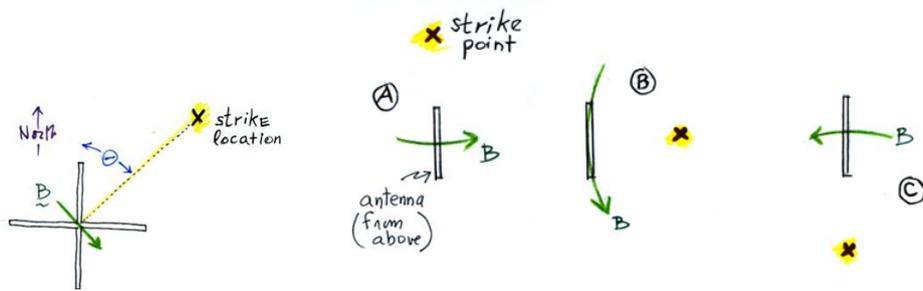


Abbildung 2.2: Die Antenne im magnetischen Feld

Die dritte Ortungsmöglichkeit MDF und magnetische Feldlinien (7.2)

$\frac{\text{Signal}_{\text{Ost}}}{\text{Signal}_{\text{West}}} = \tan\Theta$. Die Induktion bei B ist null und bei A und C maximal .

$$\sqrt{\frac{\text{Signal}_{\text{Ost}}}{\text{Signal}_{\text{West}}}} = 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot |\vec{B}| \quad (2.1)$$

mit $r =$ Radius eines Rings . Die beiden Ringe sind orthogonal ausgerichtet und bestehen aus Kupferingen ($r = 0,2m$) . Im Alublock befindet sich jeweils eine Störspannungsmesssonde $1\frac{V}{A}$ an 50Ω mit extra ausgesuchten Ferritkern , der als Spule im BNC-Kabel einen Strom induziert . Somit bedienen zwei getrennte Signale , das “Herz” der LINET Sensoren , die Messkarte (siehe Abb.1, unten) .

Alle Stationen sind mit den gleichen , wo nötig , kalibrierten Bauteilen bestückt , somit treten überall die gleichen Latenzzeiten und Spannungsabstände auf , dies ist notwendig um von vornherein Messfehler , die auf das System zurückzuführen sind zu vermeiden . Ein schneller Prozessor mit einer den Anforderungen ideal angepasste Software , eine genaue GPS-Karte und ein moderner Internetzugang ermöglichen eine optimale Sferics Registrierung.

2.3 VERGLEICH VON OPTISCHEN BLITZREGISTRIERUNGEN MIT LINET DATEN

Aller Beginn der Beschäftigung mit Blitzen fängt in der Beobachtung an . Im Rahmen dieser Arbeit wurden 59 Blitzereignisse anhand einer Videoaufnahme aus dem Jahre 2005 , beim DLR (Deutsche Luft-und Raumfahrt) mit LINET (Lightning Location Network) Daten verglichen um das eigentliche Blitzgeschehen in Zeitlupe , jede 0,2 Sekunden ein Bild (Frame) , beobachten zu können. Diese Videoaufnahmen eignen sich besonders gut weil zu dieser Zeit viele Stationen um Oberpfaffenhofen postiert waren und somit die DE (Detection efficiency) erhöht war . Dauer (Duration) und Art der Entladung (Type , CG oder IC) sind grundlegende Vergleichsmerkmale , auf der zweiten Seite der Tabelle (2.1) ist neben der Beobachtung (Sensorik) auch noch , wie im Ziel der Untersuchung formuliert , falls vorhanden , der Unterschied angegeben .

Jedes optische Ereignis wurde auch von LINET gemessen .

In dem untersuchten Zeitabschnitt ergaben die Daten von LINET keinen expliziten IC Blitze , die Beobachtung schon , wie in der Tabelle in der letzten Spalte vermerkt ist . Die Aufnahmen mit der Kamera lassen nur einen örtlich beschränkten Blickwinkel in 2-D zu . Um absolute qualitative Aussagen , bezüglich der Unterscheidung zwischen IC und CG Ereignissen treffen zu können wäre eine Rundumaufnahme in 3-D wünschenswert . Eine Ursache für diese Unschärfe lässt sich folgendermassen erklären :

Ein Flash (Blitzereignis) besteht aus mehreren zeitlich und räumlich variablen Strokes (Einzelentladungen) und die Zuordnung gestaltet sich bei einigen Ereignissen sowohl optisch , als auch mit LINET Messdaten als problematisch. Die unter den Spalten Duration video und Duration , fettgedruckten Werte bestätigen dies , die optische Beobachtungsdauer ist länger als die LINET Messdauer . Ein zweiter sehr naher “Blitzherd” beeinflusst die Zusammenfassung einzelner Strokes zu einem Flash .

Optische Beobachtungen bedürfen einiger Übung und Erfahrung um sie korrekt interpretieren zu können , besonders wenn es sich um diffuse hinter Wolken befindliche Aufnahmen handelt (siehe *Abb.1, oben*) . Die Erfassung von Kanälen hingegen ist , wie nachfolgendes Bild (siehe *Abb.2.3*) beweist , sehr aussagekräftig .

Tabelle 2.1: Vergleich von optischen Blitzregistrierungen mit LINET Daten

Die nachfolgenden zwei Seiten vergleichen 59 Flashes die der LINET Server aus einzelnen Strokes identifiziert hat und einem Ereignisort zuordnet . Beginn , 19:16:19,38 Uhr . Ende , 19:43:45,60 Uhr . Gesamt 27,44 Minuten . Der “längste” Blitz dauert über eine Sekunde .

Flash No.	Start Time (UTC) Video	Start time since midnight (s)	Start time since first flash (min)	End Time (Video)	End time since midnight (s)	Anzahl Bilder	Duration video (s)	Duration	originaltime	Type	CG	IC
1	19 16 19,38	69379,4	0	19 16 19,6	69379,6	11	0,22	0,85	19:16:18.5638600	CG	1	0
2	19 16 55,5	69415,5	0,6016666667	19 16 55,8	69416,28	25	0,5	0,66	19:16:55.2852370	CG	1	0
3	19 17 11,9	69431,9	0,875	19 17 12,1	69432,1	10	0,2	0,27	19:17:11.7807260	CG	1	0
4	19 17 35,6	69455,6	1,27	19 17 36	69456	25	0,5	0,36	19:17:35.4184600	CG	1	0
5	19 18 5,26	69485,3	1,765	19 18 5,74	69485,7	25	0,5	0,6	19:18:05.0792460	CG	1	0
6	19 18 25,1	69505,1	2,095	19 18 26,1	69506,1	51	1,02	0,99	19:18:24.8543760	CG	1	0
7	19 18 43,4	69523,4	2,4	19 18 43,9	69523,9	26	0,52	0,96	19:18:43.1699910	CG	1	0
8	19 19 2,94	69542,9	2,725	19 19 3,3	69543,3	19	0,38	0,31	19:19:02.7307410	CG	1	0
9	19 19 25,5	69565,5	3,1016666667	19 19 26	69566	26	0,52	0,69	19:19:25.5254770	CG	1	0
10	19 19 40,5	69580,5	3,3583333333	19 19 40,6	69580,6	7	0,14	0,97	19:19:40.3259830	CG	1	0
11	19 19 48,2	69588,2	3,48	19 19 48,5	69588,5	14	0,28	0,78	19:19:48.0044530	CG	1	0
12	19 20 16,6	69616,6	3,9533333333	19 20 17,3	69617,4	39	0,78	0,98	19:20:16.3762830	CG	1	0
13	19 20 33,1	69633,1	4,2283333333	19 20 33,7	69633,7	31	0,62	0,94	19:20:32.5354780	CG	1	0
14	19 20 52,5	69652,5	4,5516666667	19 20 53,1	69653,1	29	0,58	0,57	19:20:52.3552050	CG	1	0
15	19 21 40,2	69700,2	5,3466666667	19 21 40,7	69700,7	25	0,5	0,48	19:21:40.1674810	CG	1	0
16	19 22 20,7	69740,7	6,0216666667	19 22 21,3	69741,3	30	0,6	0,73	19:22:20.6447210	CG	1	0
17	19 22 55,2	69775,2	6,5966666667	19 22 55,8	69775,8	28	0,56	0,85	19:22:55.0558940	CG	1	0
18	19 23 28,7	69808,7	7,155	19 23 29,6	69809,6	47	0,94	0,72	19:23:28.7906430	CG	1	0
19	19 24 11,7	69851,7	7,8716666667	19 24 11,9	69852	13	0,26	0,78	19:24:10.9500320	CG	1	0
20	19 24 46,5	69886,5	8,4516666667	19 24 46,7	69886,6	7	0,14	0,93	19:24:46.0670490	CG	1	0
21	19 25 0,21	69900,2	8,68	19 25 0,77	69900,8	29	0,58	0,43	19:25:00.0259230	CG	1	0
22	19 25 30,4	69930,4	9.183.333.333	19 25 30,8	69930,8	19	0,38	0,38	19:25:30.2403730	CG	1	0
23	19 25 53	69953	9,56	19 25 53	69953,3	14	0,28	0,39	19:25:52.8229930	CG	1	0
24	19 26 47,2	70007,2	10,4633333333	19 26 47,7	70007,7	23	0,46	0,52	19:26:47.0828290	CG	1	0
25	19 27 35,9	70055,9	11,275	19 27 36,5	70056,5	30	0,6	0,43	19:27:36.0877060	CG	1	0
26	19 28 20	70100	12,01	19 28 20,3	70100,3	15	0,3	0,7	19:28:19.2647500	CG	1	0
27	19 29 0,49	70140,5	12,685	19 29 0,93	70141	23	0,46	0,95	19:29:00.3571660	CG	1	0
28	19 29 3,89	70143,9	12,7416666667	19 29 4,01	70144,1	9	0,18	0,76	19:29:03.6958190	CG	1	0
29	19 29 57,8	70197,8	13,64	19 29 58,5	70198,5	37	0,74	0,82	19:29:57.9228720	CG	1	0
30	19 30 34,7	70234,7	14,255	19 30 35,1	70235,2	23	0,46	0,31	19:30:34.5178920	CG	1	0
31	19 30 53,7	70253,7	14,5716666667	19 30 54,1	70254,2	25	0,5	0,41	19:30:53.4804670	CG	1	0
32	19 31 51,9	70311,9	15,5416666667	19 31 52,7	70312,6	37	0,74	0,66	19:31:51.9754560	CG	1	0
33	19 32 49,1	70369,1	16,495	19 32 49,9	70369,9	41	0,82	0,74	19:32:48.9611850	CG	1	0
34	19 32 57,2	70377,2	16,63	19 32 58,3	70378,1	53	1,06	0,91	19:32:57.2876950	CG	1	0
35	19 33 57,7	70437,7	17,6383333333	19 33 58,5	70438,5	41	0,82	0,73	19:33:57.4910320	CG	1	0
36	19 34 47	70487	18,46	19 34 47,7	70487,8	40	0,8	0,95	19:34:47.6149930	CG	1	0
37	19 35 5,49	70505,5	18,7683333333	19 35 6,09	70506,1	31	0,62	0,7	19:35:05.3009490	CG	1	0
								0,33	19:35:05.7655610	CG	1	0
38	19 35 42,4	70542,4	19,3833333333	19 35 43	70543	31	0,62	0,48	19:35:42.1989910	CG	1	0
39	19 35 56,1	70556,1	19,6116666667	19 35 57	70557	44	0,88	0,78	19:35:56.3797870	CG	1	0
40	19 36 33,1	70593,1	20,2283333333	19 36 33,6	70593,6	27	0,54	0,56	19:36:32.9133830	CG	1	0
41	19 36 45,3	70605,3	20,435	19 36 45,7	70605,9	19	0,38	0,28	19:36:45.1078650	CG	1	0
42	19 36 50,1	70610,1	20,5116666667	19 36 50,3	70610,3	8	0,16					
43	19 36 51	70611	20,5266666667	19 36 51,7	70611,6	38	0,76	0,97	19:36:50.8673590	CG	1	0
44	19 37 9,05	70629,1	20,8283333333	19 37 9,43	70629,5	20	0,4	0,25	19:37:08.9270970	CG	1	0
45	19 37 43,9	70663,9	21,4083333333	19 37 44,9	70664,9	51	1,02	0,93	19:37:43.0041200	CG	1	0
								0,88	19:37:44.4675200	CG	1	0
46	19 38 16,2	70696,2	21,9466666667	19 38 16,5	70696,5	17	0,34	0,23	19:38:16.0679780	CG	1	0
47	19 38 18,1	70698,1	21,9783333333	19 38 18,3	70698,3	12	0,24	0,28	19:38:17.9862250	CG	1	0
48	19 38 37,2	70717,2	22,2966666667	19 38 37,5	70717,5	13	0,26	0,99	19:38:36.5531360	CG	1	0
49	19 39 12,7	70752,7	22,8883333333	19 39 13,2	70753,3	29	0,58	0,58	19:39:13.0498370	CG	1	0
50	19 39 47,6	70787,6	23,4783333333	19 39 47,6	70788,3	35	0,7	0,4	19:39:47.8188590	CG	1	0
51	19 40 24,2	70824,2	24,08	19 40 24,5	70824,5	17	0,34	0,14	19:40:23.9922570	CG	1	0
52	19 40 26,9	70826,9	24,125	19 40 27,5	70827,4	25	0,5	0,59	19:40:26.7836230	CG	1	0
53	19 40 52,1	70852,1	24,545	19 40 52,8	70852,8	35	0,7	0,98	19:40:52.6960670	CG	1	0
54	19 41 10,1	70870,1	24,845	19 41 11,4	70870,5	19	0,38	0,53	19:41:09.8671920	CG	1	0
55	19 41 19,7	70879,7	25,005	19 41 20,8	70880,8	55	1,1	0,93	19:41:20.3868060	CG	1	0
56	19 41 38,8	70898,8	25,3233333333	19 41 39,2	70899,2	21	0,42	0,63	19:41:38.8441490	CG	1	0
57	19 42 44,3	70964,3	26,415	19 42 44,9	70964,9	29	5,8	0,48	19:42:44.2295570	CG	1	0
58	19 42 50,1	70970,1	26,5116666667	19 42 50,3	70973,3	14	0,28	0,93	19:42:49.7116760	CG	1	0
59	19 43 45,7	71025,7	27,4383333333	19 43 46,5	71026,5	39	0,78	0,49	19:43:45.6019910	CG	1	0

Flash No.	Peak Current (kA)	Lat	Lon	LINET Flash No.	Video Classification	Combined Classification	Anzahl Stations	CG combin	IC combin	Sensorik	Unterschied
1	-21,8	48,2236	11,0727	31187	CG	CG	12	1	0	entfernt links unten	
2	-50,8	48,1373	11,1720	31224	CG	CG	11	1	0	entfernt links unten	
3	-8,9	48,0940	11,1629	31236	?	CG	13	1	0	weit entfernt l. u.	
4	-53,8	48,1060	11,1114	31254	CG	CG	9	1	0	entfernt l. u.	
5	-17,8	48,1387	11,1924	31281	CG	CG	13	1	0	links unten	
6	-53,7	48,0961	11,2146	31307	CG	CG	13	1	0	ein Bild sehr hell	nochnBlitz
7	-31,1	48,1135	11,1079	31318	?	CG	12	1	0	weit entfernt	
8	-69,3	48,1042	11,1231	31343	CG	CG	11	1	0	fern u.vert.Licht	
9	4,1	48,1079	11,1985	31358	?	?	8	?	?	diffus Regen	
10	-26	48,1123	11,1108	31374	CG	CG	12	1	0	entfernt links unten	
11	-2,7	48,1231	11,1780	31385	CG	CG	5	1	0	rötlich l.u.	
12	-70,8	48,1206	11,2189	31404	CG	CG	9	1	0	hell links	
13	-85,9	47,9869	11,4705	31413	CG	CG	7	1	0	entfernt links unten	
14	-11	48,1312	11,1893	31432	CG	CG	14	1	0	fast mittig rötli.	
15	-8,8	48,1227	11,1876	31472	CG	CG	13	1	0	entfernt links unten	
16	-36,4	47,9682	11,4793	31511	CG	CG	8	1	0	fast mittig hell	
17	-15,8	48,0858	11,0914	31536	CG	CG	12	1	0	entfernt links unten	
18	-13,2	48,0589	11,1030	31555	CG	CG	9	1	0	hell fast mittig	
19	-40,6	48,2478	11,1114	31589	CG	CG	10	1	0	entfernt links unten	
20	-46,5	47,9377	11,4327	31611	IC	IC	10	0	1	mittig rechts	ja
21	-12	48,1459	11,1931	31627	CG	CG	13	1	0	hell l.u.	
22	3,8	48,0910	11,1720	31654	IC	IC	7	0	1	kaum sichtbar	ja
23	-11,1	48,0840	11,0809	31670	CG	CG	12	1	0	entfernt links unten	
24	-22,3	48,0979	11,1530	31715	CG	CG	11	1	0	hell links	
25	4,1	48,1735	11,1368	31754	CG	CG	7	1	0	mittig weit entfernt	
26	13	48,2338	11,0859	31793	CG	CG	9	1	0	sehr weit weg links	vor der Zeit
27	-19,4	48,1102	11,1976	31826	CG	CG	14	1	0	sehr weit weg hell	
28	47,7	47,9289	11,2018	31831	CG	CG	9	1	0	sehr weit weg hell	
29	-9	48,1366	11,2314	31873	CG	CG	9	1	0	Kanal oft	
30	-21,3	48,1104	11,1755	31897	CG	CG	13	1	0	entfernt links	
31	-16,2	48,1689	11,1685	31913	CG	CG	13	1	0	entfernt links unten	
32	5,4	48,2975	11,1813	31959	CG	CG	10	1	0	mitte hell	
33	-7,8	48,1866	11,2276	32003	CG	CG	12	1	0	Kanal	
34	-91,6	48,0075	11,4978	32012	CG	CG	8	1	0	mittig und l. u.	zwei Ereignisse
35	-6,9	48,1696	11,2254	32066	IC	IC	9	0	1	2mal IC-Kanal	ja
36	-6,8	47,9965	11,3704	32104	?	?	7	?	?	hell rechts oben	
37	-10,8	48,1717	11,1526	32124	CG	CG	11	1	0	hell links	Zeitfenster !!!
	-11,8	48,1340	11,0856	32125	IC	IC	8	0	1	Kanal links	ja zuletzt rechts CG?
38	-8	48,1704	11,2081	32148	?	?	9	0	1	zu Beginn IC	
39	-3,7	48,1718	11,2106	32161	IC	IC	8	0	1	Kanal mitte	ja
40	-29,8	48,1976	11,1568	32190	CG	CG	11	1	0	Kanal	
41	-2,4	48,2099	11,2319	32195	IC	IC	6	0	1	zentrum mitte	ja
42					IC?	IC?				nicht einzeln gem.	32199
43	26,6	47,9682	11,1823	32205	IC	IC	7	0	1	oben , links Mitte	Aufhellung ja?
44	-6,3	48,1574	11,1857	32223	CG	CG	11	1	0	zwei Flashes	ja vorher einige IC ?
45	-60,8	47,9800	11,4607	32251	CG	CG	9	1	0	mittig	
	10,4	48,1777	11,1649	32252	IC	IC	9	0	1	sofort danach	ja
46	-8,6	48,1932	11,2246	32271	CG	CG	13	1	0	Kanal	
47	-14,1	48,1850	11,1237	32274	CG	CG	13	1	0	entfernt links unten	
48	3,6	48,0735	11,4327	32287	?	?	7	?	?	rechts oben	
49	-7,5	47,9408	11,0505	32316	CG	CG	7	1	0	hell links	
50	2,6	48,1551	11,2158	32345	IC	IC	5	0	1	oben mittig	
51	8	48,2166	11,2128	32377	IC	IC	12	0	1	mittig	
52	-5,5	48,1218	11,1905	32379	CG	CG	5	1	0	hell	
53	-31,5	47,8764	11,2756	32398	IC	IC	8	0	1	oben hell	max zu weit und aus der Zeit vorher kl . ICKanal
54	-44,2	48,2699	11,1702	32413	CG	CG	11	1	0	Kanal	
55	21	48,1895	11,0993	32420	CG	CG	9	1	0	hell	
56	-2,2	48,2157	11,2026	32435	IC	IC	5	0	1	Kanal	ja
57	-7,3	48,2188	11,1295	32485	CG	CG	11	0	1	hell	
58	-13,3	48,0335	11,4200	32491	?	?	10	?	?	leuchten	
59	-18,3	48,2036	11,2188	32536	CG	CG	12	1	0	Kanal	mit IC



Abbildung 2.3: Das Blitzereignis Nr.29

Ein Ausschnitt von 0,48 Sekunden einer "optischen" Gesamtdauer von 0,74 Sekunden (LINET : 0,82 Sekunden) . Ein "klassischer" Return Stroke (CG) mit sichtbaren Kanal .

Teil II

TOGA (TIME OF GROUP ARRIVAL)

Ziel des zweiten Teils , ist es eine Methode zu finden , die für alle auf-gezeichneten Blitzereignisse eine korrekte Gruppenlaufzeit errechnet . Diese Methode soll bei Erfolg bei allen LINET Sensoren implentiert werden , um die Detection Efficiency (DE) des gesamten Messnetzes zu erhöhen . Anfangs wird eine vorhandene Methode von Dowden[18],deren Algorithmus in der Literatur nicht exakt beschrieben wird , vorgestellt . Ein schon entwickelter Algorithmus , die Schmidt'sche Methode (SM)[19] und die für diese Arbeit entwickelte Change of Slope Methode (CM) werden an einem synthetischen Sferics und zwei realen Blitzen verifiziert . Da bei der Anwedung mit beiden Methoden Probleme , die auf Phasensprünge , welche manchmal den realen Blitzsignalen anhaften , auftreten , wird gleichzeitig eine neue dritte Methode eingeführt . Die Pseudo Wigner Willey Methode (PM) geht einen anderen Weg um die TO-GA (Time of Group Arrival) zu bestimmen . Da alle drei Methoden im Kapitel 3 miteinander verglichen und angewendet werden , setzt sich Kapitel 2 noch einmal intensiv mit der Frequenz-Zeit Beziehung auseinander , um auch die arbeitsweise der PM , den "anderen Weg" , nachvollziehen zu können . Schlussfolgerung , Diskussion und eine neue Idee für kleinere Netzwerke runden die Forschungsarbeit ab .

Kapitel 3

TIME OF GROUP ARRIVAL METHODE

3.1 METHODISCHE BASIS

Die einzelnen Stationen (Sensoren) des LINET Messnetzes senden die gemessenen Signale an eine Zentrale, die diese jeweils einem Blitz zuordnet. Die kontinuierliche Messung der Sensoren erkennt Wellenzüge, die sich vom Grundrauschen abheben, diese, also oft mehrere Signale zusammengefasst, werden Sferics genannt und dauern einige Millisekunden bis hin zu einer Sekunde. Die Recheneinheit (Prozessor) selbst, ist noch vor Ort in der Lage, Daten in gewünschte Dateiformate aufzubereiten, speichern und zu versenden. Die einzelnen Signale werden vom Prozessor in Listen, den sogenannten Longfiles gesammelt und ausgewertet. Um den Quellort zu bestimmen benötigt der zentrale Server, konkrete Informationen der einzelnen Stationen, unter anderem auch bezüglich einer Referenzzeit t_r des Signals. In der Antenne induziert die eintreffende Welle eine Spannung U und ab einem einstellbaren Schwellenwert (Threshold) U_{Th} (Standardwert $50 = 15,26mV$) wird zu einem Triggerzeitpunkt t_t eine Markierung gesetzt. Ein Zeitfenster öffnet sich zur Zeit $t_f = t_p + t_t$ mit der Vorlaufzeit (Pretriggerzeit) $t_p = 50\mu s$ um auch den Beginn des Signals zu erfassen. Aufgrund der Samplefrequenz von 1 MHz wird in der Zeitspanne von $512\mu s$ ein Signal mit 512 Stützdaten in diesem Zeitfenster wiedergegeben. Das Sample mit dem grössten Absolutwert dient als Referenzzeitpunkt t_r . Da dies zu Ungenauigkeiten führen kann, soll die TOGA (Time of group arrival) Methode [18] [17] angewendet werden. Die TOGA Methode wandelt den gesamten Impuls mit den gemessenen 512 Werten in eine Zahl (Zeit) um.

Das von einem Sferics erzeugte magnetische Feld ist nach Formel (7.25) und dem Superpositionsprinzip (siehe Abschnitt 7.1)

$$B(r, t) = \sum_{\omega_1=1}^{\infty} B_0 \cdot \cos(\phi(\omega)) \quad (3.1)$$

die **Phase** ϕ , die Wellenzahl k und die Gruppengeschwindigkeit v_g sind von der **Frequenz** ω abhängig .

Jede Fourier Komponente (siehe *Abschnitt 7.4*) mit der Frequenz ω beträgt:

$$\phi(\omega) = \omega \cdot t - k(\omega) \cdot r + \phi_0 \quad (3.2)$$

die Ableitung nach ω ergibt :

$$\frac{d\phi}{d\omega} = t - \frac{dk(\omega)}{d\omega} = t - \frac{r}{v_g(\omega)} \quad (3.3)$$

Die Gruppenlaufzeit der Welle $t_g = \frac{r}{v_g(\omega)}$ kann von der Referenzzeit t_r abgezogen werden und das Ergebnis ist $\frac{d\phi}{d\omega}$.

An einem sogenannten mexikanischen Hut , einem rechnerisch erzeugten Modellblitz mit einer Sample wird die TOGA Methode erklärt .

Da bei Frequenzen von 3-30kHz im System Erdboden-Ionosphere eine geringe Dämpfung zu erwarten ist , die Amplitude B_0 vorwiegend in diesem Bereich ihr Maximum erreicht und die Ausbreitungsgeschwindigkeit am Tag und in der Nacht ähnlich sind , ist ein Frequenzband in diesem Bereich gut geeignet für die Analyse weit entfernter Sferics . Es wird ein Durchschnittwert der Gruppenlaufzeit $\overline{t_g(\omega)}$ über dem Frequenzbereich 6-22kHz bestimmt . So wird bildlich gesehen in einem Koordinatensystem von ω in kHz Schritten mit der Bandbreite 6-22kHz (die hier $200\mu s$ entspricht) und ϕ in halben Radiant Schritten (0-6,2) eine Kurve TO_1 generiert und eine Ausgleichsgerade TA_1 entwickelt , dessen Steigung $\frac{d\phi}{d\omega}$ darstellt (das Phasenspektrum wird zur Zeit $\frac{r}{c}$ gemessen) . Nun wird $\frac{r}{c}$ nicht als die Ausgangszeit gewählt , sondern die durchschnittliche Gruppenlaufzeit $\overline{t_g(\omega)}$, bei der $\frac{d\phi}{d\omega}$ gleich null ist (das Phasenspektrum gemessen zur TOGA). Grafisch verändert sich die ursprüngliche Kurve und ‘‘biegt’’ sich zu einer parabelähnlichen Kurve TO_2 deren Regressionsgerade TA_2 eine Waagrechte darstellt . Jedem ω wird jetzt ein anderer ϕ Wert zugeordnet und es gibt einen Scheitelpunkt ϖ . Die absolute Zeit *TOGA* wird noch mit dem Zeitstempel (t_s) eines integrierten GPS und PPS Systems versehen , welches im 100 Nanosekundenbereich misst und jede Station zeitlich miteinander synchronisiert .

$$\boxed{TOGA = t_s + \overline{t_g(\omega)}} \quad (3.4)$$

‘‘The TOGA of a sferic is that instant when the regression line of phase versus frequency over a specified band has zero slope.’’[18]

3.2 HUTWELLE

Die in der methodischen Basis angedeutete Vorgehensweise wird an einem synthetischen Sferics (mexikanischer Hut) , in einem simulierten Abstand von 1000 km “gemessen” , angewendet und die Vorgehensweise ist die Verschiebung des Startzeitpunktes der Welle im ausgewählten Bandes von 6-22kHz mit dem Startzeitpunkt $\frac{r}{c}$ bis hin zur TOGA . Die Steigung der Regressionsgeraden ändert sich .

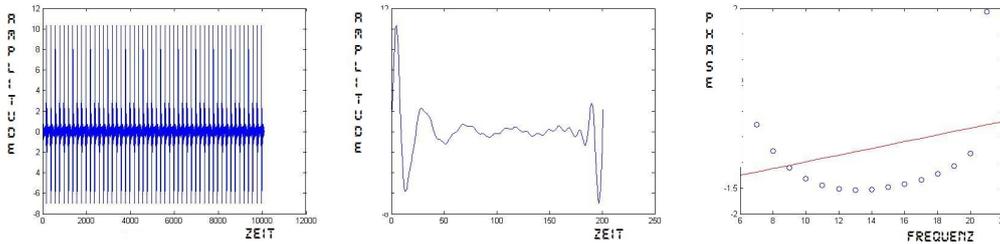


Abbildung 3.1: Hutwelle und Regressionsgerade

die generierte Welle (10000 μs) , Ausschnitt (200 μs) zum Zeitpunkt $\frac{r}{c}$ und mit Kreisen angeordnete Kurve TO inclusive der Regressionsgeraden TA mit der Steigung $\frac{d\phi}{d\omega}$

Der synthetische Sferics (Hutwelle) dient zur ersten Überprüfung der Methode . Dieser Modellimpuls mit der Gewichtsfunktion $B(\omega)$, simuliert eine Wellenausbreitung in einem Hohlleiter (1.4) .

$$B(\omega) = \cos^2\left(\pi \cdot \frac{\omega - \omega_a}{2 \cdot \omega_r}\right) \quad (3.5)$$

Typische Bandbreite $\omega_r = 14kHz$ mit halber Amplitude des Frequenzspektrums bei $5kHz$ und $19kHz$. Das Maximum ω_a liegt bei $11kHz$ und kann mit der **Fourieranalyse** (FFT) und Matlab bestimmt werden : {FFT=fft(Hutwelle)} ; {Frequenzspektrum = abs(fft(Hutwelle))}; Die “ausgepackte” {Phase $\phi = \text{unwrap}(\text{angle}(\text{fft}(\text{Hutwelle})))$ }. Der Scheitelpunkt ϖ liegt bei ungefähr $13kHz$, wie in der Abbildung 3.1 zu erkennen ist .

Einen ersten Überblick , wie sich der Wellenzug quantitativ mit wachsender Entfernung , aufgrund von Dispersionserscheinungen , verhält , verschafft der Vergleich mit modifizierten Entfernungsparameter :

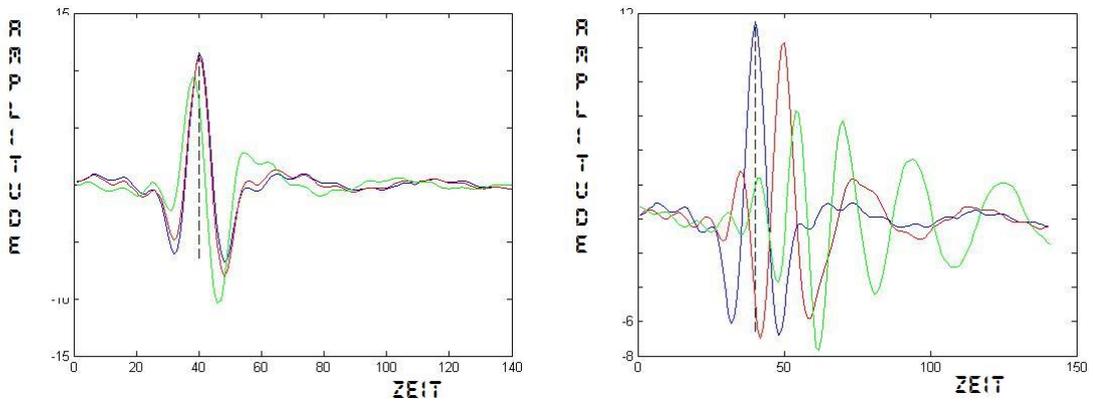
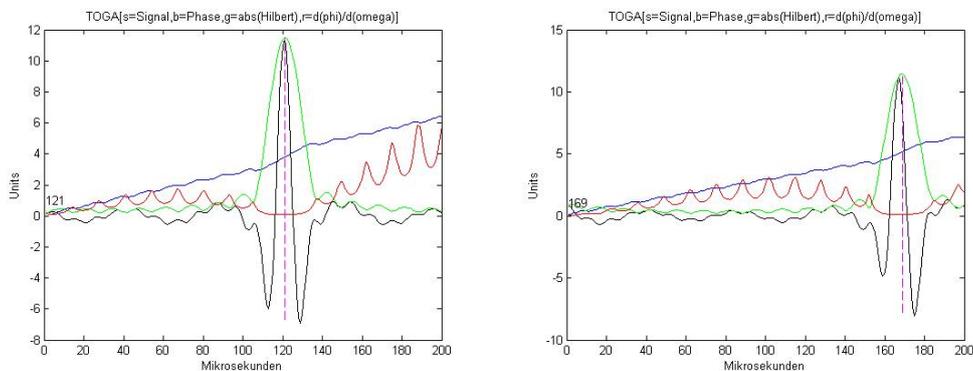


Abbildung 3.2: Die Verformung des synthetischen Sferics

Die gestrichelte vertikale Linie ist der Zeitpunkt $t - \frac{r}{c}$: im Bild links ist die Abweichung vom ursprünglichem Signal noch gering : blau (30km Entfernung vom Blitzereignis) , rot(100km) , grün(300km) . Im Bild rechts lässt sich die Notwendigkeit einer Implementierung der TOGA Methode erkennen , da der Zeitpunkt $t - \frac{r}{c}$ nicht bekannt ist und das Maximum nicht mehr als Mass verwendet werden kann : blau (30km Entfernung vom Blitzereignis) , rot(1000km) , grün(3000km) . Um die Verzerrung des Signals sichtbar zu machen , wurde es auf der Zeitskala passend verschoben und $t - \frac{r}{c}$ virtuell gesetzt .

Die drei beschriebenen Methoden führen bei der Anwendung am “mexikanischen Hut” alle zum gleichen Ergebnis .



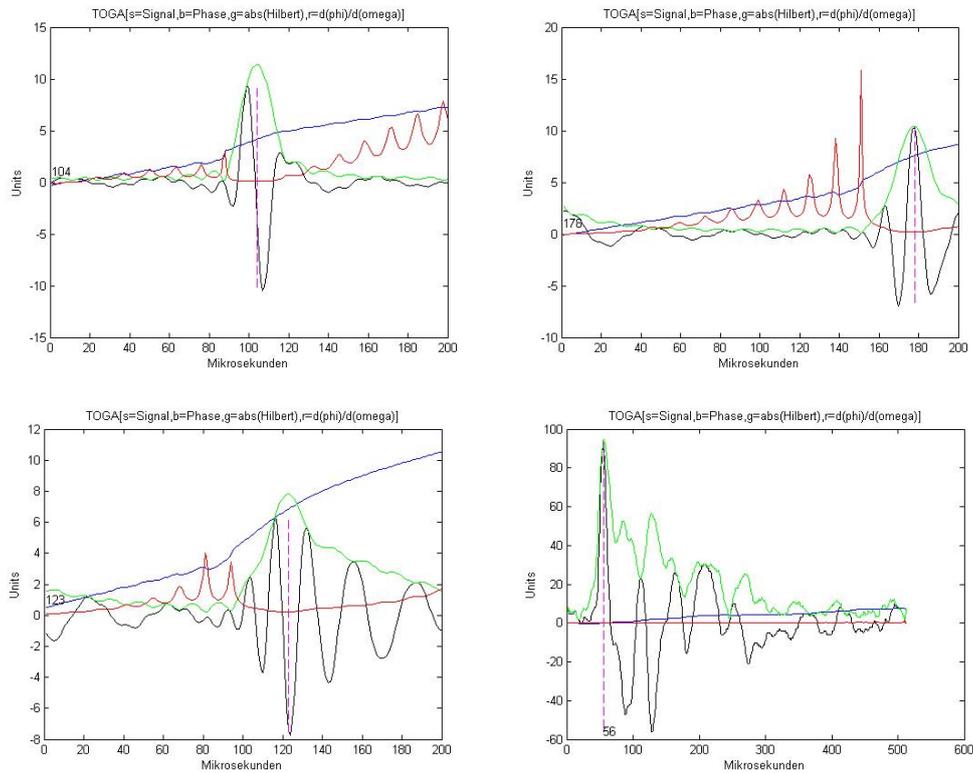


Abbildung 3.3: TOGA des dispersiven Wellenhutes

Die gestrichelte Linie ist die TOGA des Signals in schwarz und der Zeitablauf ist vom Modellimpuls generiert . Die drei anderen Kurven deuten schon auf “Werkzeuge” der Methoden hin . Blau ist die Phase . Die rote Kurve trägt ϕ und ω auf . Das grüne Signal ist das absolute “analytische Signal” . Die verschiedenen Abstände zum virtuellen Blitzeinschlag und deren TOGA von oben nach unten und links nach rechts : 30km/121 , 100km/170 , 300km/102, 1000km/178 , 3000km/122 und ein reeller Blitz aus 100km /56 Entfernung .

Beim Vergleich der Abbildung 3.2 und 3.3 ist das Auseinanderdriften der beiden Zeiten bezüglich des eintreffenden Signals zu erkennen mit wachsender Entfernung verlagert sich die TOGA immer mehr ins “Wellengeschehen” wobei $t - \frac{r}{c}$ an den Anfang des Wellenereignisses rückt . $t - \frac{r}{c}$ ist die Zeit an dem das Zentrum der Welle ohne Dispersionserscheinung ankommen würde .

Der eigentliche Algorithmus der TOGA Methode wird von Dowden und seinen Mitarbeitern (WWLLN) nicht beschrieben , nur die sich stets verbessernde Anwendung [12][5][6] , auch taucht der Begriff TOGA Methode bei M. Uman und seinen Mitarbeitern oder anderen renommierten Blitzwissenschaftlern nicht explizit auf , wird selten benutzt oder angewandt . Aufgrund von Diskussionen und unbefriedigenden TOGA Ergebnissen [19] werden drei Methoden , welche versuchen , die TOGA zu ermitteln , beschrieben .

3.3 EMPFANGENE SIGNALE

Die gemessenen Signale liegen in diskreter Form (Stützpunkte mit den Werten $n_0 - n_{511}$) vor und werden dem Vektor \vec{y} mit $y = 512$ Zeilen und $s = 1$ Spalten zugeordnet . $\vec{y} = (y_0(n_0), y_1(n_1) \dots y_{511}(n_{511}))$ mit dem Zeitstempel $t_s = t_f$

Bevor die Untersuchung von Blitzereignissen beginnen kann , müssen die Daten gesammelt werden . Dazu gehört die Auswahl der Stationen , deren Kanal und der Zeitpunkt . Die Longfiles werden nicht automatisch erzeugt , deren Aufzeichnung kann aber in einer Datei , welche wichtige Informationen, wie Standort und Sensornummer enthält , freigeschalten werden . Ebenso soll der binäre Roh-Code in ein lesbares Datenformat umgewandelt werden . Die Datei *.dat enthält nun drei Spalten mit 512 Zeilen , in der ersten die Samplenummer und die zu jedem Sample aufgezeichnete Amplitudenstärke , der jeweiligen Kanäle , in den beiden anderen Spalten .

Da der Treshhold sich automatisch den Ereignissen anpasst , besteht hier kein Handlungsbedarf . Bei Empfang vieler “starker” Signale oder starkem “Rauschen” erhöht sich die untere Grenze . Es ist zu bedenken , dass jegliche magnetische Aktivität aufgezeichnet wird .

Zur Vorstellung der Methoden wurde ein dem synthetischen Blitz nicht unähnliches , aber reales Blitzereignis , ein sogenannter Musterblitz verwendet . Desweiteren ein Blitz , der bei einem Gewitter südöstlich von Bern als Wolkenblitz (Kategorie 2) mit der Stärke von $-12,3kA$ eingestuft wurde , siehe die beiden letzten Zahlen der Protokollzeile . Neben dem Datum und der genauen Uhrzeit ist auch noch der geographische Ort notiert . Und ein Bodenblitz (Kategorie 1) ungefähr 7 Sekunden später nördlich von Bern

1. Musterblitz (Kanal 2)
2. 20110709 12:42:32.638 +46.6841 +07.7292 -12.3 2 registriert an der Station Grenoble um 12:42:32.6392004 (Kanal 1 und 2)
3. 20110709 12:42:43.385 +47.3674 +07.3655 5.7 1 registriert an der Station Trier um 12:42:43.3862204 (Kanal 1)

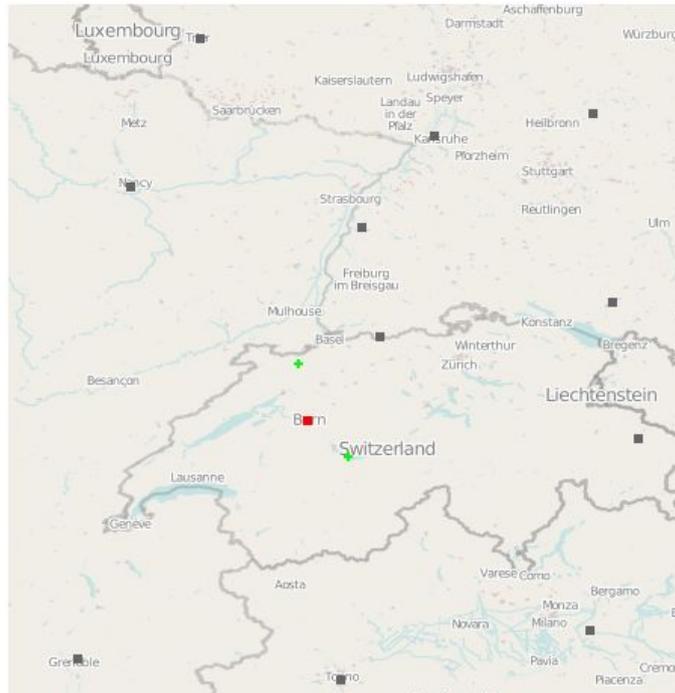


Abbildung 3.4: Blitzorte zur Methodenbeschreibung

Die grünen Punkte sind die sferics Lokalisierungen im Abstand von 225km zu Grenoble (links unten) und 271km zu Trier(links oben) , rot ist Bern . Das Zeitfenster dieser Karte beträgt eine Minute und schwarze Punkte sind LINET Sensoren .

3.4 CHANGE OF SLOPE METHODE

Die Change of Slope Methode (SM) beruht im Grunde wie bei Dowden [18] beschrieben , auf der Untersuchung der Steigung k der Regressionsgeraden und misst den Wechsel von negativer zur positiven Steigung . Jeder Zeitpunkt der 512 Stützstellen wird hier mithilfe der Verschiebung des gesamten Zeitfensters vollzogen und berechnet , um dies zu ermöglichen wurde das Signal verdoppelt (2×512) . Im einstellbaren Frequenzbereich entweder Fix zum Beispiel 6-22kHz oder um das Zentrum der halben Spektralstärke wird die Steigung mit einem negativen oder positiven Wert wiedergegeben . Das Fenster an dem $k = \frac{d\phi}{d\omega} \approx 0$ ist , gibt den Zeitpunkt der TOGA an .

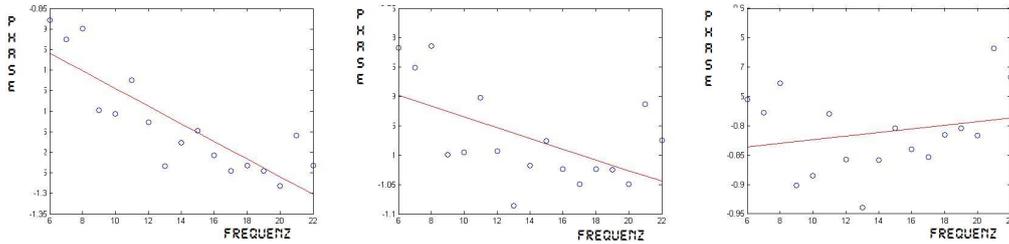


Abbildung 3.5: Change of Slope vom Musterblitz (SM)

im Zeitfenster Nr.68 beträgt die Steigung $k=-0,0215$, eine μs weiter , ist der Wechsel der Steigung noch nicht ganz erreicht im mittleren Zeitfenster Nr.69 mit $k=-0,0092$, ist sie immer noch Negativ , aber beim Zeitfenster Nr.70 mit $k=0,0031$ wechselt die Steigung ins Positive

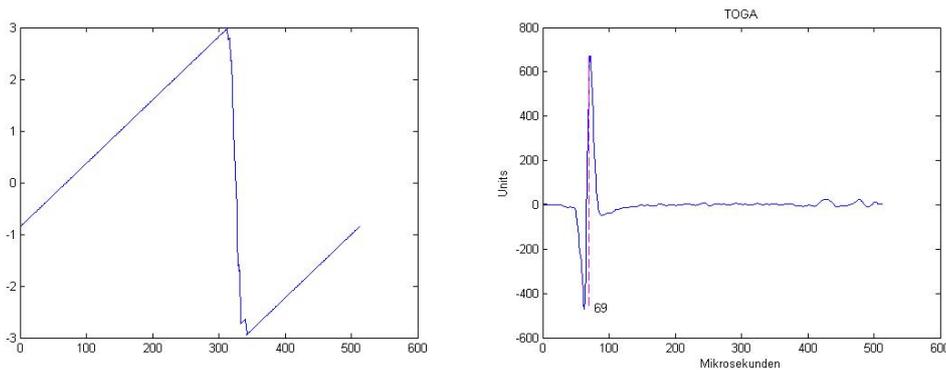
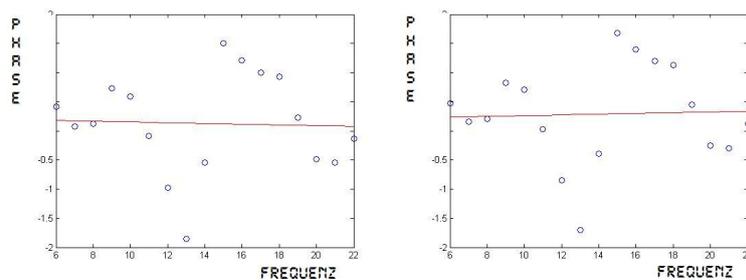


Abbildung 3.6: Steigung der einzelnen Steigungen und TOGA vom Musterblitz (SM)

Der Nulldurchgang zeigt den Steigungswechsel an , der erstere ist die TOGA, die vertikale Achse ist $\frac{d\varphi}{d\omega}$; ein Musterblitz mit $TOGA = 69$, also $19\mu s$ nach dem der Sferics aufgezeichnet wurde , da $50\mu s$ angefügt wurden um den Vorverlauf miteinzubeziehen .



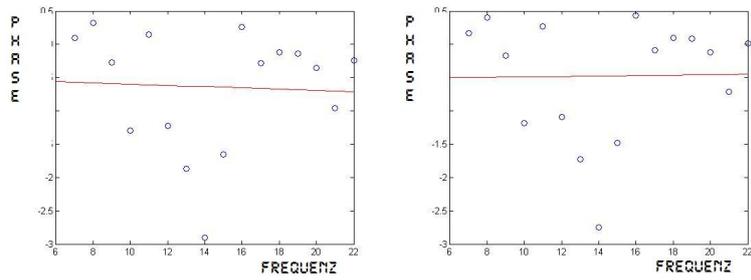


Abbildung 3.7: Regressionsgeraden vom Testblitz 2(CM)

Oben Kanal 1 mit $k_{56} = -0,0061$ und $k_{57} = 0,0062$; Unten Kanal 2 mit $k_{53} = -0,0090$ und $k_{54} = 0,0033$

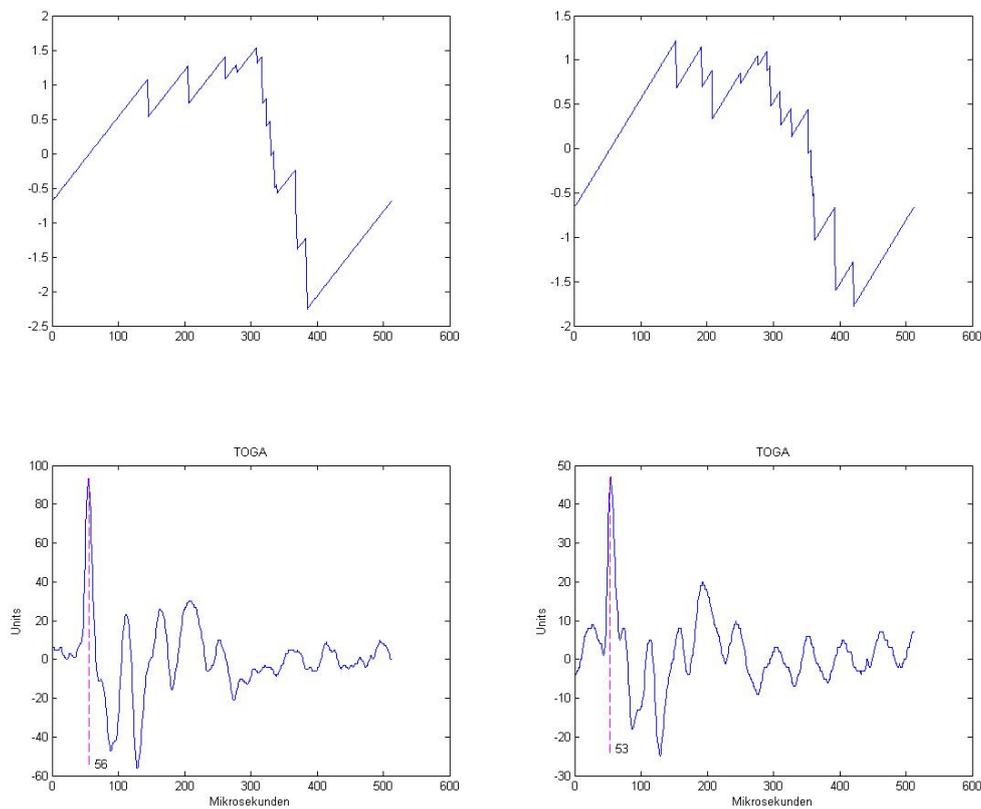


Abbildung 3.8: TOGA vom Testblitz 2(CM)

jeweils ist der Kanal 1 (links) und 2 (rechts) geplottet , oben ist $k(1-512)$ mit vertikaler Achse $\frac{d\varphi}{d\omega}$ und unten die Signale mit TOGA.

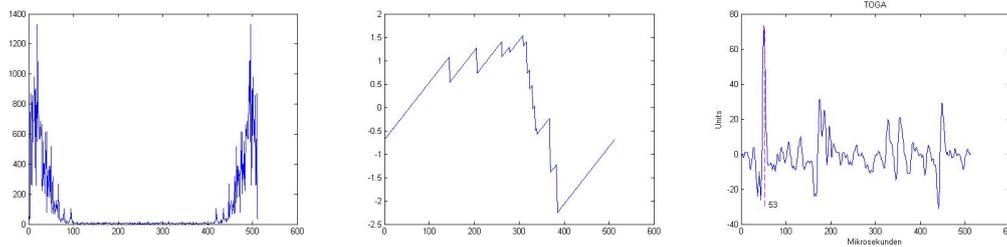


Abbildung 3.9: TOGA vom Testblitz 3(CM)

Das Frequenzspektrum , die Amplitude ist die vertikale Achse ; Steigung von k mit vertikaler Achse $\frac{d\varphi}{d\omega}$ und rechts die TOGA

m

3.5 SCHMIDT'SCHE METHODE

Die Schmidt'sche Version [19](SM) der TOGA Methode sucht den Nulldurchgang der Phase jeder einzelnen Frequenz auf der Zeitachse . Anstelle der Regressionsgeraden , wird eine Kombination aus Mittelwert und Standardabweichung verwendet . Die Befehle `{phase_mean=mean(m_phase,2)}` und `{phase_var=var(m_phase,1,2)}` konzentrieren die Schar der Geraden , die für jeden Zeitpunkt und jeder beteiligten Frequenz berechnet werden . Der auswählbare Frequenzbereich liegt bei 3kHz bis 30kHz und die Anteile können prozentual gewichtet werden . Der aktuelle Parameter ist auf 20% eingestellt . Zum Zeitpunkt Null wird jeweils die Phase bestimmt , und danach durchläuft $t_1 - t_{512}$, Schritt für Schritt , die Programmzeile `{Y = Y2 .* exp(i*w_full*t_delay)}`, die jeweilige Phase wird sozusagen mit $e^{i\omega t_x}$ multipliziert . Eine kleine Abwandlung wurde nun eingeführt , die Zeitachse um 2×256 Stützpunkte , jeweils zu Beginn und am Ende des ursprünglichen Signals , mit Nulleinträgen verlängert.

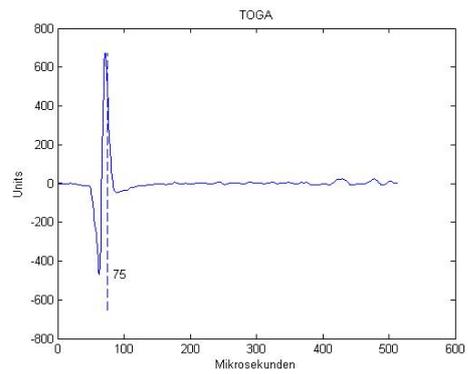
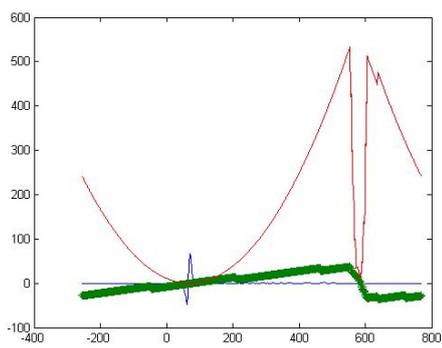
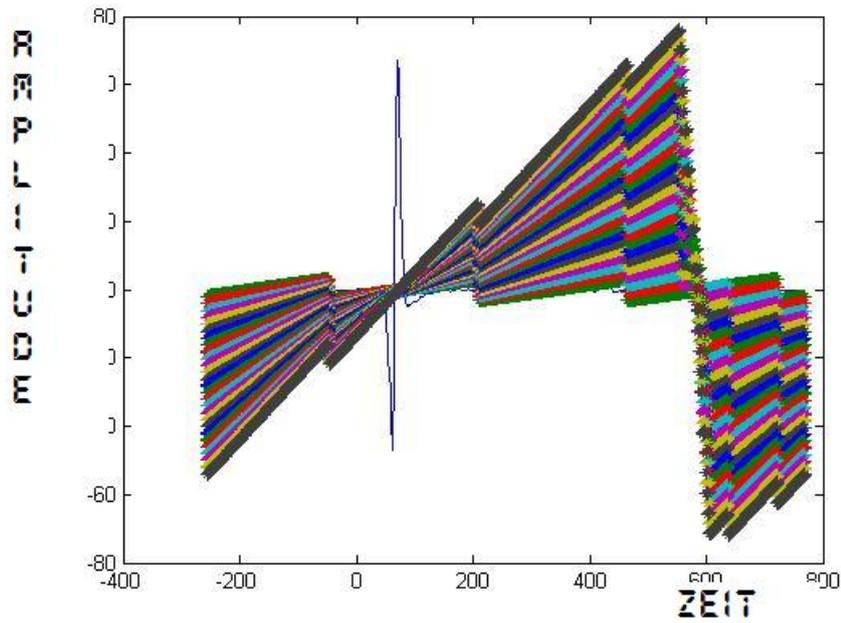
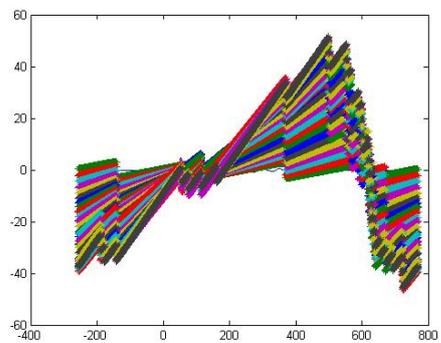
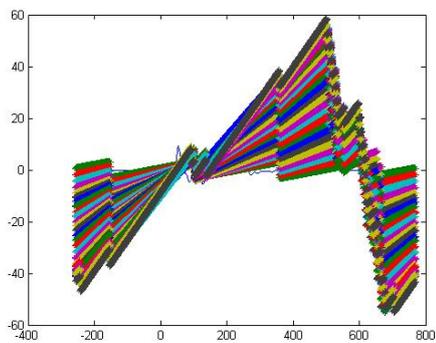


Abbildung 3.10: Geradenschar vom Musterblitz(SM)

Oben die Geradenschar des Musterblitzes ; unten links grün die Varianz der Phase und rot der Durchschnitt der Phase ; rechts die TOGA mit $75 \mu\text{s}$



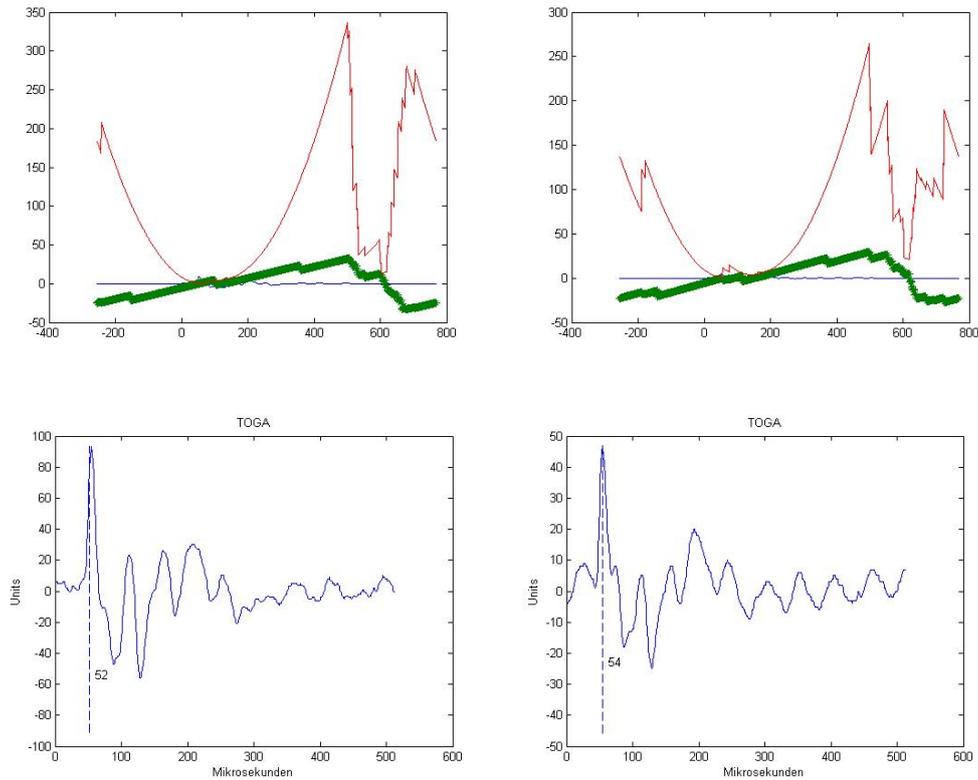


Abbildung 3.11: TOGA des Testblitzes 2(SM)

jeweils ist der Kanal 1 (links) und 2 (rechts) geplottet , oben :die Geradenschar der Phase mit Nulldurchgängen ; in der Mitte sind Varianz und Durchschnitt dieser Geraden aufgetragen und unten die Signale mit TOGA, Bezeichnungen der Achsen wie in Abb.(3.10)

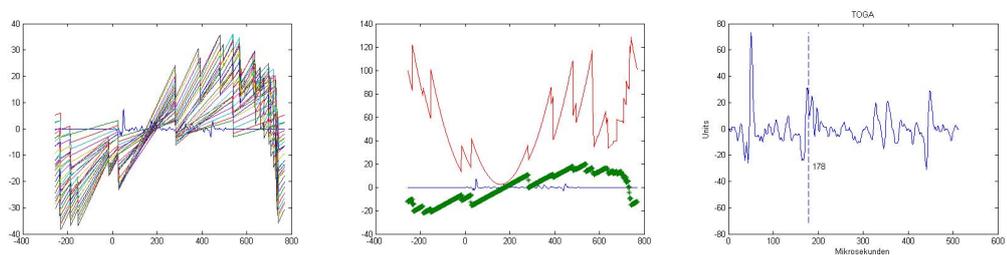


Abbildung 3.12: TOGA des Testblitzes 3(SM)

Die Geradenschar ; Varianz und Durchschnitt ; TOGA ; Bezeichnungen der Achsen wie in Abb.(3.10)

3.6 PSEUDO WIGNEY VILLE METHODE

Mit "Time Frequency Box" für die Benutzung mit Matlab [9] erstellte dreidimensionale Darstellungen ermöglichen einen Einblick in das Zeit-Frequenzverhalten eines Wellenzuges. Die TOGA ist das Moment erster Ordnung, das Zentrum der Gravitation. Das analytische Signal wird mit der Hilberttransformation berechnet und in die Pseudo Wigner Ville Distribution (PM) eingesetzt. Der mathematische Hintergrund wird in Kapitel 4 beschrieben.

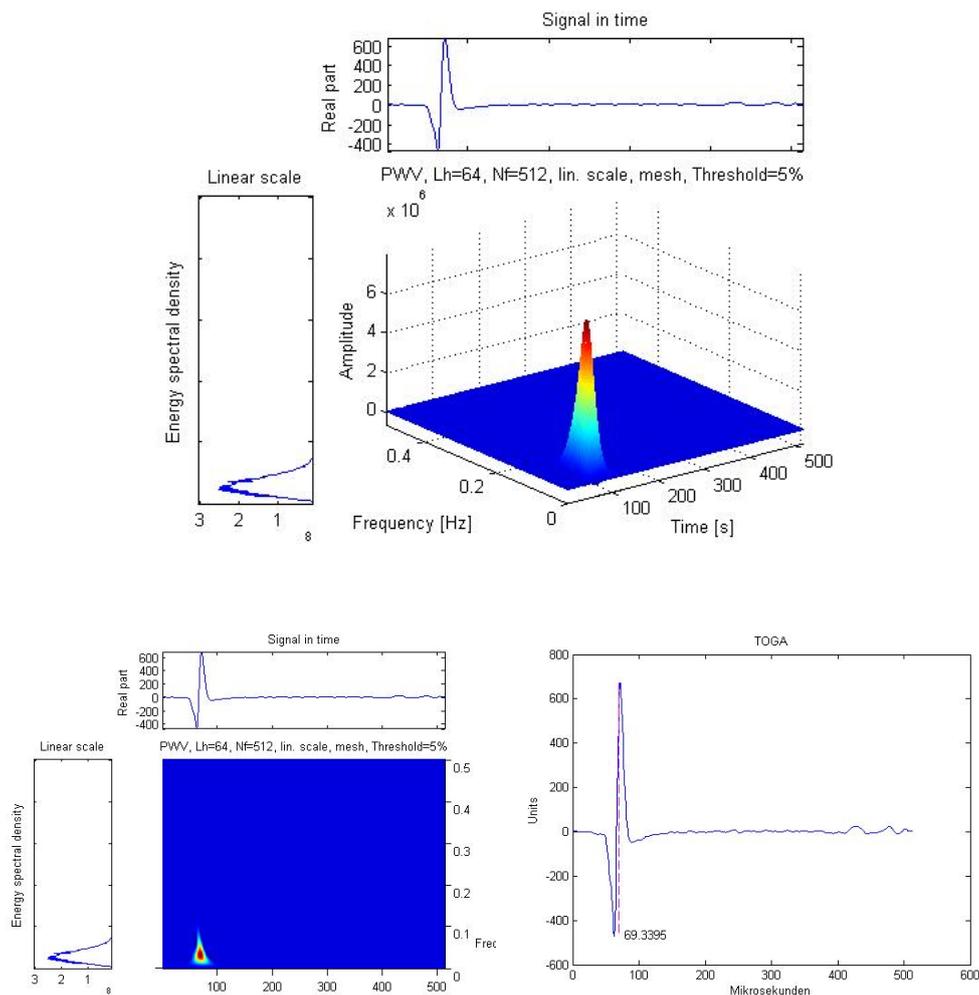


Abbildung 3.13: 3-D Plot des Musterblitzes(PM)

Neben dem Energiespektrum und dem realen Part des Signals ist eine dreidimensionale Ausstülpung auf der Zeitfrequenzfläche zu sehen ; Blick von oben ; TOGA

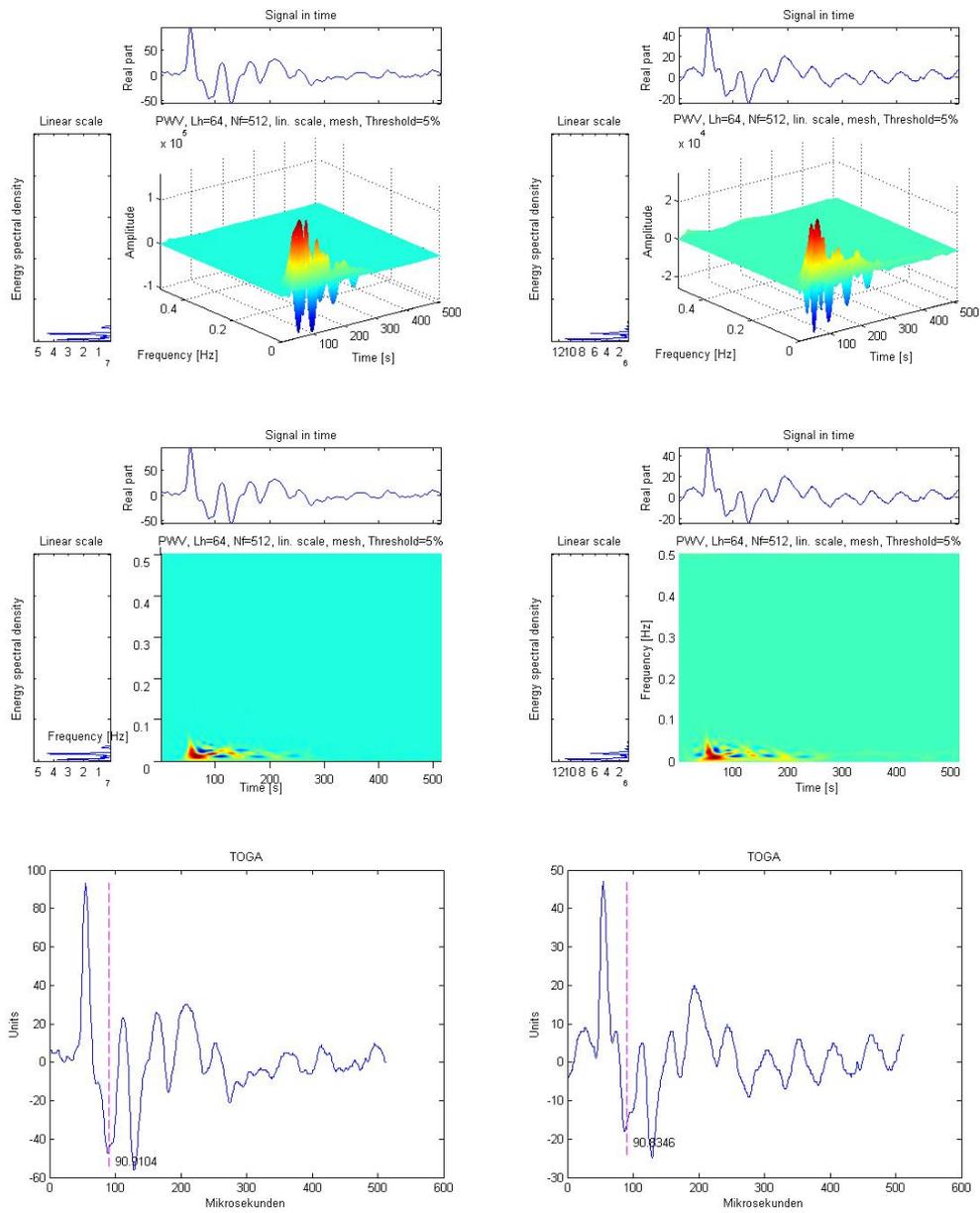


Abbildung 3.14: TOGA von Musterblitz 2(PM)

jeweils ist der Kanal 1 (links) und 2 (rechts) geplottet . Es sind negative und positive Wellenberge zu erkennen ; Draufsicht ; TOGA

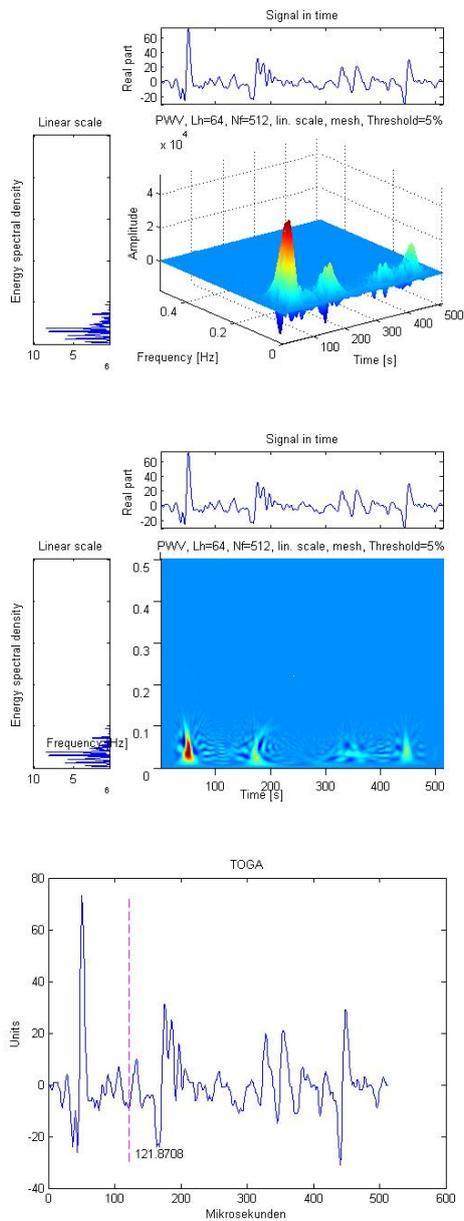


Abbildung 3.15: TOGA vom Musterblitz 3(PM)

3-D Plot ; von oben ; TOGA

Drei unterschiedliche Methoden sind vorgestellt worden und werden in Kapitel 5 angewendet .

Kapitel 4

EIGENSCHAFTEN VON SIGNALEN (TIME-FREQUENCY ANALYSIS)

Dieses Kapitel beschäftigt sich explizit mit der Heranführung an die Wigner Villey Distribution , einem professionellen Werkzeug zur Untersuchung von diskreten Signalen im dreidimensionalen Zeit , Frequenz und Amplituden Raum .

Einfache Operationen zur Analyse von Signalen nach Leon Cohen [3] , werden kurz zusammengefasst zur Hinführung und Erklärung des mathematischen Hintergrundes der Pseudo-Wigner Villey Distribution .

4.1 BESCHREIBUNG VON SIGNALEN

Die Zeit ist die grundlegende Komponente mit der ein Signal s_r erfasst wird und um dieses Ereigniss auch untersuchen zu können ist es oft unumgänglich eine weitere Darstellungsform zu betrachten : die Frequenz ω .

Eine mit der Zeit variierende Wellenform $s(t)$ besitzt die Amplitude $A(t)$ und die Phase $\varphi(t)$ und lässt sich in komplexer Form beschreiben :

$$s(t) = A(t) \cdot e^{i\varphi(t)} = s_r + i \cdot s_i \quad (4.1)$$

Die Frequenzanalyse gibt Aufschluss über den Aufbau von Signalen , die Ausbreitung und Abschwächung in einem Medium und Superposition von einfacheren Komponenten und benutzt die spektrale Amplitude $\tilde{A}(\omega)$, die spektrale Frequenz $\phi(\omega)$ und das "Frequenzsignal" $S(\omega)$

$$S(\omega) = \tilde{A}(\omega) \cdot e^{i\phi(\omega)} \quad (4.2)$$

Die Dichte der Frequenz $|S(\omega)|^2$ ist der Zugang zur durchschnittlichen Frequenz $\varpi = \int \omega \cdot |S(\omega)|^2 d\omega$ und der quadratischen mittleren Abweichung der

Bandbreite $\sigma_\omega^2 = \tilde{A}^2 = \overline{\omega^2} - \varpi^2$. Das Energiedichtespektrum $E = \int |S(\omega)|^2 d\omega = \int |s(t)|^2 dt$ enthält Informationen über die an dem Signal beteiligten Frequenzen. Es gibt keine Auskunft, wann diese Frequenzen im zeitlichen Verlauf existieren.

Zur Kalkulation wird ein Operator $\mathcal{W} = \frac{1}{i} \cdot \frac{d}{dt}$ eingeführt

$$\varpi = \int s(t)^* \cdot \mathcal{W} \cdot s(t) dt \quad (4.3)$$

$$\overline{\omega^2} = \int |\mathcal{W} \cdot s(t)|^2 dt \quad (4.4)$$

$$\sigma_\omega^2 = \int |(\mathcal{W} - \varpi) \cdot s(t)|^2 dt \quad (4.5)$$

Diese Formeln erleichtern die Berechnung. (4.3) und (4.4) können auch für die zeitliche Mittelung verwendet werden (Austausch von $(\omega \rightarrow t)$ und $(s(t) \rightarrow S(\omega))$, mit dem Operatorwechsel $\mathcal{W} \rightarrow \mathcal{T}_t = -\frac{1}{i} \cdot \frac{d}{d\omega}$).

Bei Ausführung der Ableitung ergibt sich für ϖ :

$$\varpi = \int \phi(t)' \cdot A(t)^2 dt \quad (4.6)$$

und dementsprechend ist die sogenannte momentane(instantaneous) Frequenz $\omega_i(t)$:

$$\omega_i(t) = \phi(t)' \quad (4.7)$$

Die Bandbreite besteht aus zwei Terme, der eine hängt von der Amplitude ab und der zweite von der Phase, also nicht nur von der "Auffächerung" der Frequenzen, sondern von eventuell zeitlich "schnellen" Amplitudenänderungen, so können die unterschiedlichsten Signale die gleiche Bandbreite besitzen:

$$\tilde{A}^2 = \int \left(\frac{A(t)'}{A(t)} \right)^2 \cdot A(t)^2 dt + \int (\phi(t)' - \varpi)^2 \cdot A(t)^2 dt \quad (4.8)$$

$$\overline{\omega^2} = \int \left(\frac{A(t)'}{A(t)} \right)^2 \cdot A(t)^2 dt + \int \phi(t)'^2 \cdot A(t)^2 dt \quad (4.9)$$

Anzumerken ist hier auch, dass der "Gehalt", die Energiedichte, der einzelnen, am Signal beteiligten Frequenzen, bei der Superposition von Signalen, nicht aufsummiert werden kann.

Die Gruppenlaufzeit, die durchschnittliche Zeit der einzelnen Frequenzen, lässt sich schreiben als:

$$t_g(\omega) = -\phi(\omega)' \quad (4.10)$$

da ja mit dem Operator \mathcal{T}_t ein $\bar{t} = -\int \phi(\omega)' \cdot |S(\omega)|^2 d\omega$ errechnet wird. Ein dritter Operator wird eingeführt, der Translationsoperator $e^{i\mathcal{T}\omega}$, wobei \mathcal{T} eine Konstante darstellt und eine zeitabhängige Funktion um \mathcal{T} versetzt.

$$e^{i\mathcal{T}\omega} \cdot f(t) = f(t + \mathcal{T}) \quad (4.11)$$

4.2 DAS ANALYTISCHE SIGNAL

Die erfassten Wellenformen sind mathematisch gesehen real. Um eine Phase zu definieren, die eine momentane Frequenz preisgibt, wird ein komplexes Signal benötigt. Mit einem zugehörigen imaginären Anteil, wäre es einfach eine Phase zu definieren.

Aus (.6) folgt

$$A(t) = \sqrt{s_r^2 + s_i^2}; \phi(t) = \arctan \frac{s_r}{s_i} \quad (4.12)$$

und somit für die momentane Frequenz $\omega_i(t)$ aus(.12)

$$\phi(t)' = \frac{(s_i' \cdot s_r - s_r' \cdot s_i)}{A^2} \quad (4.13)$$

Nach Ausführung der Fourieranalyse, einen Zugang zum Durchschnitt der Frequenzanteile zu bekommen, beinhaltet die negativen Frequenzen zu eliminieren und nur von Null bis unendlich zu integrieren, da sich das Spektrum am Nullpunkt (Y-Achse) spiegelt. Das analytische Signal ist so definiert, dass nur der positive Anteil des Frequenzspektrums existiert und die negativen Anteile Null sind.¹

$$\mathcal{A}[s] = s(t) + \frac{i}{\pi} \cdot \int \frac{s(t')}{t - t'} dt' \quad (4.14)$$

Bei der Herleitung wird der positive Anteil des Spektrums des reellen Signals mit zwei multipliziert. Das Energiespektrum ist somit doppelt so gross.

¹1946 hat Dennis Gabor, der als Erfinder der Holografie gilt, die Idee für das analytische Signal in seiner "Theory of communication" aus einer Quadratur Prozedur entwickelt.

Das Beispiel der Delta Funktion , die das Spektrum $e^{i\omega t}$ besitzt , verdeutlicht dies : $\mathcal{A}[e^{i\omega t}] = \begin{cases} 0 & \text{if } \omega < 0 \\ 2 \cdot e^{i\omega t} & \text{if } \omega > 0 \end{cases}$ und das analytische Signal von $\cos(|\omega| \cdot t) : \mathcal{A}[\cos(|\omega| \cdot t)] = e^{i|\omega|t}$

Der Anteil $\frac{1}{\pi} \cdot \int \frac{s(t')}{t-t'} dt'$ entspricht der sogenannten Hilbert Transformation $H[s(t)]$.

4.3 VERBINDUNG VON ZEIT UND FREQUENZ (JOINT DENSITY)

Ziel dieses Kapitels war es , den Zusammenschluss , den Knoten anzudeuten , dort wo sich der Zeitverlauf und der Frequenzverlauf sozusagen die Hand reichen . Einen “Zeit-Frequenz Plot” zu ermöglichen . Die joint density $P(t, \omega)$. Die Gesamtenergie soll dabei gleich bleiben : $E = \iint P(t, \omega) d\omega dt = \int |S(\omega)|^2 d\omega = \int |s(t)|^2 dt$. Eine Fouriertransformation einer Dichtefunktion heisst **charakteristische Funktion** $R(\mathcal{T})$ und $e^{i\mathcal{T}\omega}$ ist der Translationsoperator (.16) :

$$R(\mathcal{T}) = \int |S(\omega)|^2 e^{i\mathcal{T}\omega} d\omega \tag{4.15}$$

und die zugehörige Transformation:

$$|S(\omega)|^2 = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int R(\mathcal{T}) \cdot e^{-i\mathcal{T}\omega} d\mathcal{T} \tag{4.16}$$

Gleiches gilt für die zeitliche Translation $R(\theta)$ mit dem Operator $e^{i\theta\omega}$.

Vergleicht diese Funktion ein Signal zu zwei unterschiedlichen Zeiten wird sie auch **Autocorrelation Funktion** genannt .

Es wurden viele verschiedene Distributionen entwickelt , die dieser Aufgabe nachgehen . Für die Analyse von Blitzereignissen wird die Pseudo-Wigner Villy Distribution zur Ermittlung der Gruppenlaufzeit , der TOGA , untersucht und als Beginn eines Papers in englischer Sprache vorgestellt .

4.4 APPROXIMATION OF GROUP DELAY FOR LOCALISATION OF LIGHTNING DISCHARGES (METHODE ZUR BESTIMMUNG EINER GRUPPENLAUFZEIT FÜR DIE LOKALISIERUNG VON BLITZEREIGNISSEN)

Abstract

VLF systems for locating lightning discharges uses multistation networks. For a precise time relation of the individual lightning events , specified at multiple stations , a possibility to reach this TOGA [18] is realized with the Pseudo Wigney-Ville Distribution (PWVD) [9]. The group delay of a signal can be recovered from the WVD as its first order moment (or center of gravity) in time . The local time behaviour as a function of frequency is described by the group delay . Its measurement is relative to the GPS and the digital recorded signals could be transmitted as a single number .

4.4.1 INTRODUCTION

The interpretation of the phase of lightning signals is not straightforward and the direct extraction is faced with a number of difficulties such as phase unwrapping and phase jumps . All the passing filter assignments assumes a major role . Also there are different methods in average smoothing of the sferics spectrum . In such case of sensitivity a time frequency solution will be examined . Even in building up an estimation of an instantaneous frequency and group delay of a multi-component signal , these one-dimensional representations are not sufficient to represent signals . A further step has to be made towards two-dimensional mixed representations , jointly in time and in frequency and leads to the three dimensional complex Wigney-Ville Distribution. The one dimensional real vector of a lightning wave could be described with the Hilbert transform with the so called analytic signal .

4.4.2 PSEUDO WIGNEY-VILLE DISTRIBUTION

For commencement an introduction to the time-frequency analysis in association with the Wigney-Ville Distribution will be shortly presented [16]. The

two-dimensional representation is realized by the STFT (Short Time Fourier Transformation) , it takes a linear approach for a time-frequency representation :

$$h_{t,\omega}(\tau) = h(\tau - t) \cdot e^{-i\omega\tau} \quad (4.17)$$

So τ is the shift of the signal with respect to itself , a kind of constant . It decomposes the signal on elementary components, called atoms . Each atom is obtained from the window $h(t)$ by a translation in time and a translation in frequency (modulation) . It can be interpreted as a measure of the energy of the signal contained in the time-frequency domain centered on the point (t, ω) . It is natural to look for a joint time and frequency energy density $\rho(t, \omega)$ such that

$$E_s = \iint \rho_s(t, \omega) dt d\omega \quad (4.18)$$

As the energy is a quadratic function of the signal, the timefrequency energy distributions will be in general quadratic representations . $s(t)$ satisfy the time and frequency marginal condition:

$$\int \rho_s(t, \omega) d\omega = |s(t)|^2 \quad (4.19)$$

in covariance with the expressions of the Cohen's class , which means the Cohen's class is the family of time-frequency energy distributions covariant by translations in time and frequency . This approach is based on the use of the autocorrelation function for calculating the power spectrum . To construct the autocorrelation function , the signal is compared to itself for all possible relative shifts, or lags

$$r_s(\tau) = \int s(t) \cdot s(t + \tau) dt \quad (4.20)$$

But the Wigner-Ville (and all of Cohen's class of distribution) uses a variation of the autocorrelation function

$$R_s(t, \tau) = s\left(t + \frac{\tau}{2}\right) \cdot s\left(t - \frac{\tau}{2}\right)^* \quad (4.21)$$

where time remains in the result , called instantaneous autocorrelation function with τ (time lag) .

Thus , the definition , instead of using the density , the Wigney-Ville Distribution (WVD) $W_s(t, \omega)$ occurs as :

$$W_s(t, \omega) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \int s\left(t + \frac{\tau}{2}\right) \cdot s\left(t - \frac{\tau}{2}\right)^* \cdot e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (4.22)$$

Beneath energy conservation , real-valuing across time and frequency , marginals of W_s , covariance of translation and deviation , combability with filters and modulations , there is unitary in time and frequency . The local time behaviour as a function of frequency is described by the group delay . With the concept of the analytic signal $s_a(t)$ a time-frequency monitoring could be mentioned , associated to the signal of an lightning event $s(t)$, using the Hilbert Transform (HT)

$$s_a(t) = s(t) + i \cdot HT(s(t)) \quad (4.23)$$

a group delay approximation appears :

$$t_{s_a}(\omega) = \frac{\int t \cdot W_{s_a}(t, \omega) dt}{\int W_{s_a}(t, \omega) dt} \quad (4.24)$$

the group delay of a signal $s(t)$ can be recovered from the WVD as its first order moment (or center of gravity) in time .

The Pseudo Wigney-Ville Distribution is concentrated on smoothing the frequency for real time assignment and not on interferences , naturally involved in time-frequency analysis .

Kapitel 5

ANWENDUNG: RESULTAT DER BENUTZUNG

Nachdem die Ausführung zur Erklärung der Wigner Villey Distribution und somit der PM ein ganzes Kapitel benötigte , wird Kapitel 5 Zeit zur Anwendung der neuen Methode überzuschreiten , um diese mit den beiden anderen zu vergleichen zu können . Dazu sind 11 Stationen im Abstand von 300km bis hin zu 1100km ausgesucht worden . Bei der Auswahl des Sferics , ist Wert darauf gelegt worden , dass es sich um ein möglichst singuläres Blitzereignis handelt , um Nebeneffekte wie Interferenzen und Überlagerungen von vornherein auszuschliessen .

In der *Tabelle* (5.1) werden drei Ergebnisse aufgelistet . Das Blitzereignis 1 wurde als IC (Status 2) um 12:16:45,675 am 09.07.2011 deklariert , bei 47,2787°Nord und 7,1929°Ost mit einer Amplitudenstärke von 4,8 kA . Die einzelnen Methoden wurden als 1 = Schmidt'sche Methode(SM) , 2 = Change of Slope Methode(CM) und 3 = Pseudo Wigner-Villey Methode(PM) bezeichnet um eine neutrale Auswertung der drei Blitzereignisse , die dem Eigentümer des LINET-Messnetzes vorbehalten bleibt , zu gewährleisten . Markante Ergebnisse , bezüglich des ersten Blitzes , aus der *Tabelle* (5.1) , werden aus Sicht des Entwicklers besprochen :

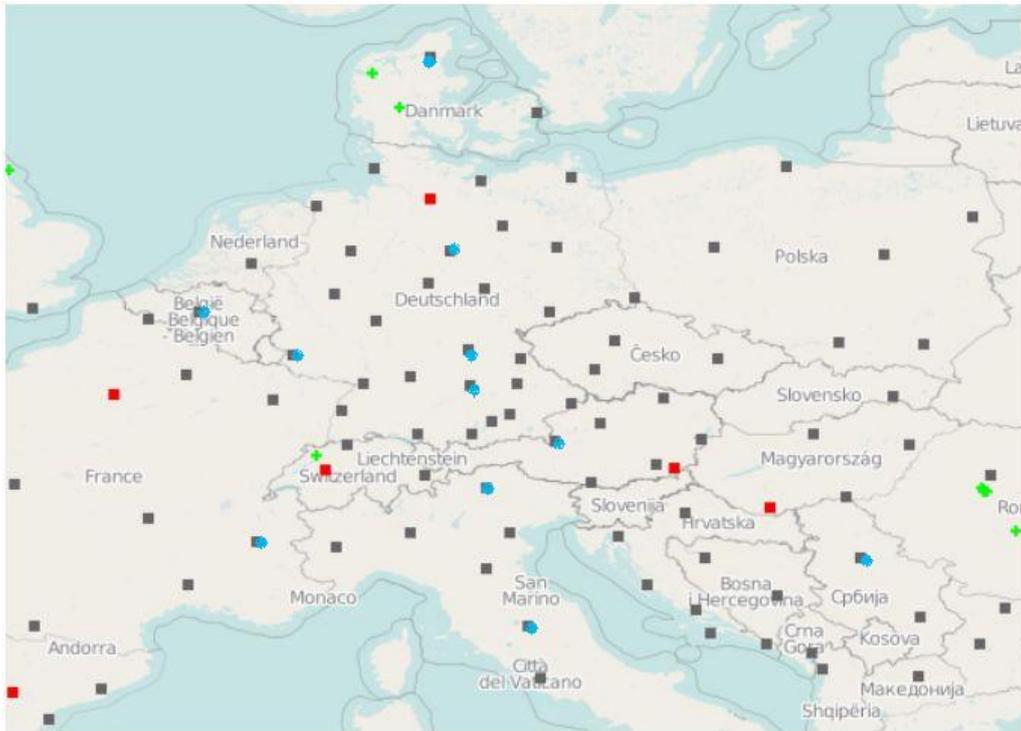


Abbildung 5.1: Überblick der Messstationen

11 Stationen (blau gekennzeichnet) in der Reihenfolge der frühesten Registrierung des Blitzereignisses : Grenoble(79) , Trier(49) , Bozen(38) , Weissenburg(60) , Bamberg(138) , Berchtesgaden(51) , Brüssel(75) , Braunschweig(77), Belgrad(116) , Perugia (136) und Aalborg(105) , liefern die Daten für den TOGA Vergleich . Der grüne Punkt oberhalb von Bern ist das Blitzereignis. Schwarze Quadrate sind die einzelnen Stationen im Messnetz LINET (rote ausser Betrieb) .

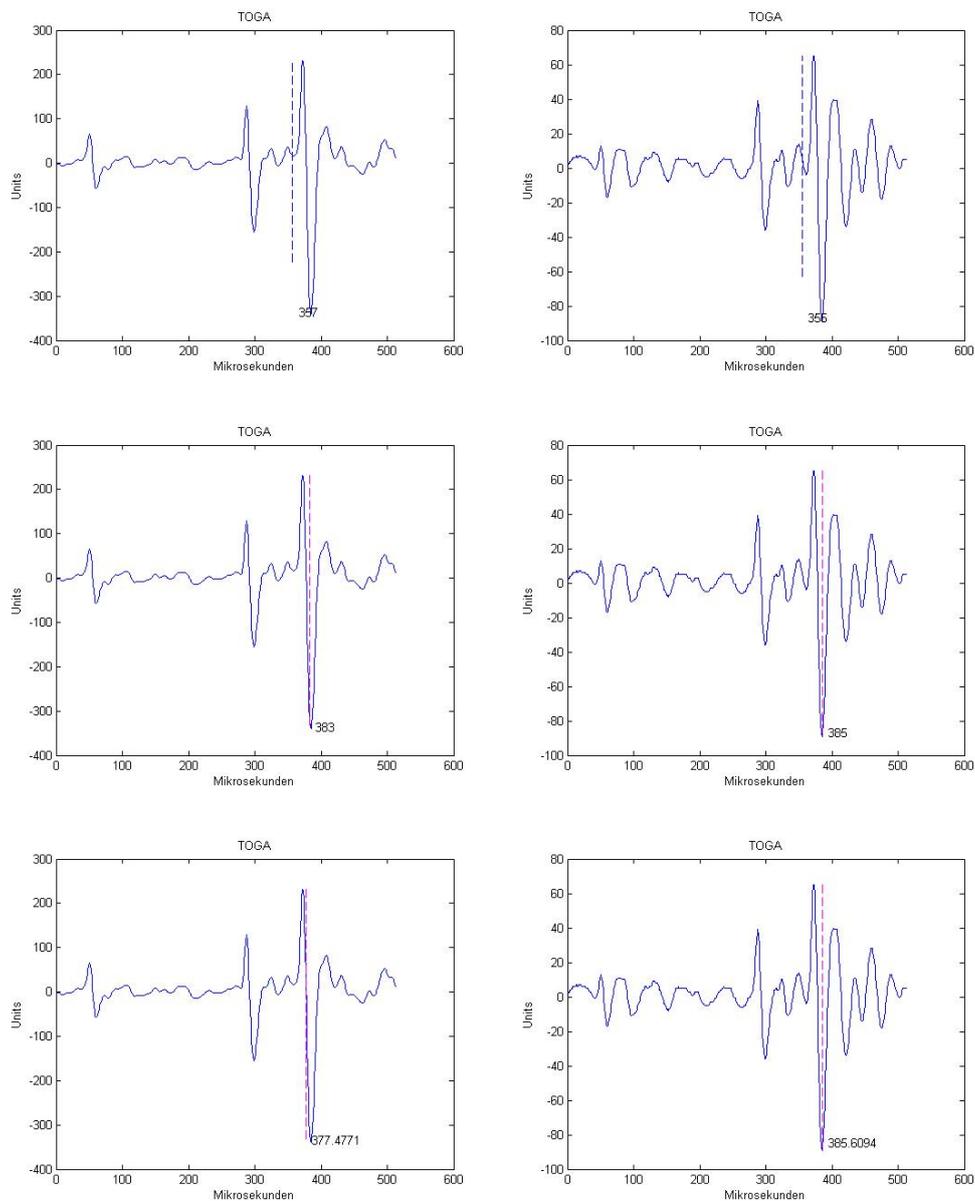


Abbildung 5.2: TOGA im dritten Drittel der Zeitskala Station Grenoble
links Kanal 1 und rechts Kanal 2 ; (SM)oben , (CM)mitte , (PM)unten

Station 79 (~272km , SSW):

Alle drei Methoden finden die TOGA in der Nähe des “grössten” im letzten Drittel der Zeitskala liegenden Ausschlags . Zwei Vorstufen sind zu erkennen , eine bei 300 μ s und die das Signal Auslösende am Anfang des Wellenzuges . Die Zeiten liegen nah beieinander , ebenso das vergleichende Resultat zwischen dem ersten und schwächeren zweiten Kanal .

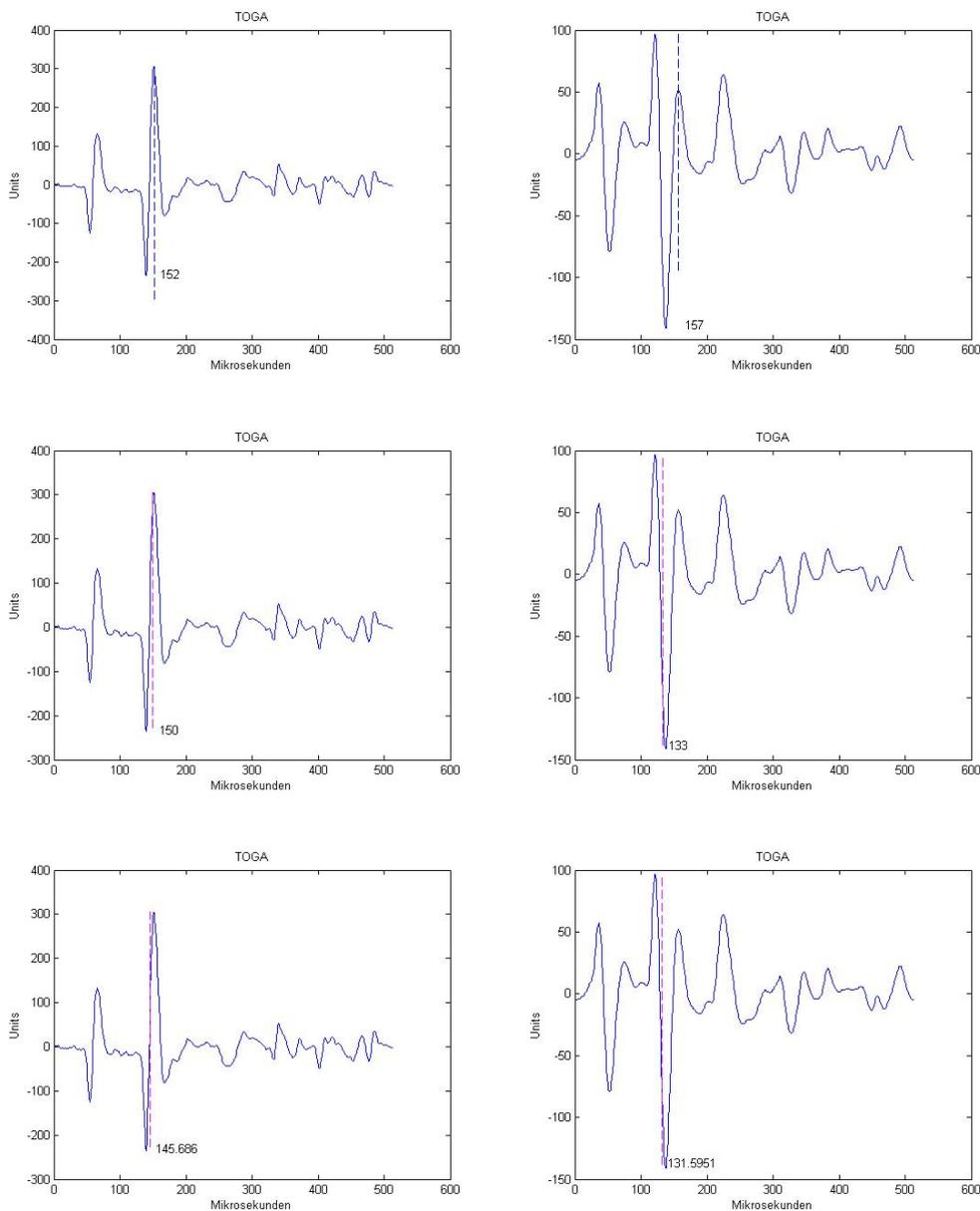


Abbildung 5.3: TOGA Kanal 1 Trier(links) und Kanal 1 Bozen(rechts)
(SM)oben , (CM)mitte , (PM)unten

Station 49 (~271km , NNW) : Das Signal wird an dieser Station mit der zweiten Vorstufe ausgelöst , es ist mit dem von Station 79 gut zu identifizieren. Alle drei TOGA liegen nah beieinander , der Hauptimpuls ist umgepolt .

Station 38 (~320km , SOO) : Charakteristik des ursprünglichen Wellenzuges erkennbar , die Schmidt'sche Methode erkennt die TOGA zu einem späteren Zeitpunkt (siehe Besonderheiten▲) .

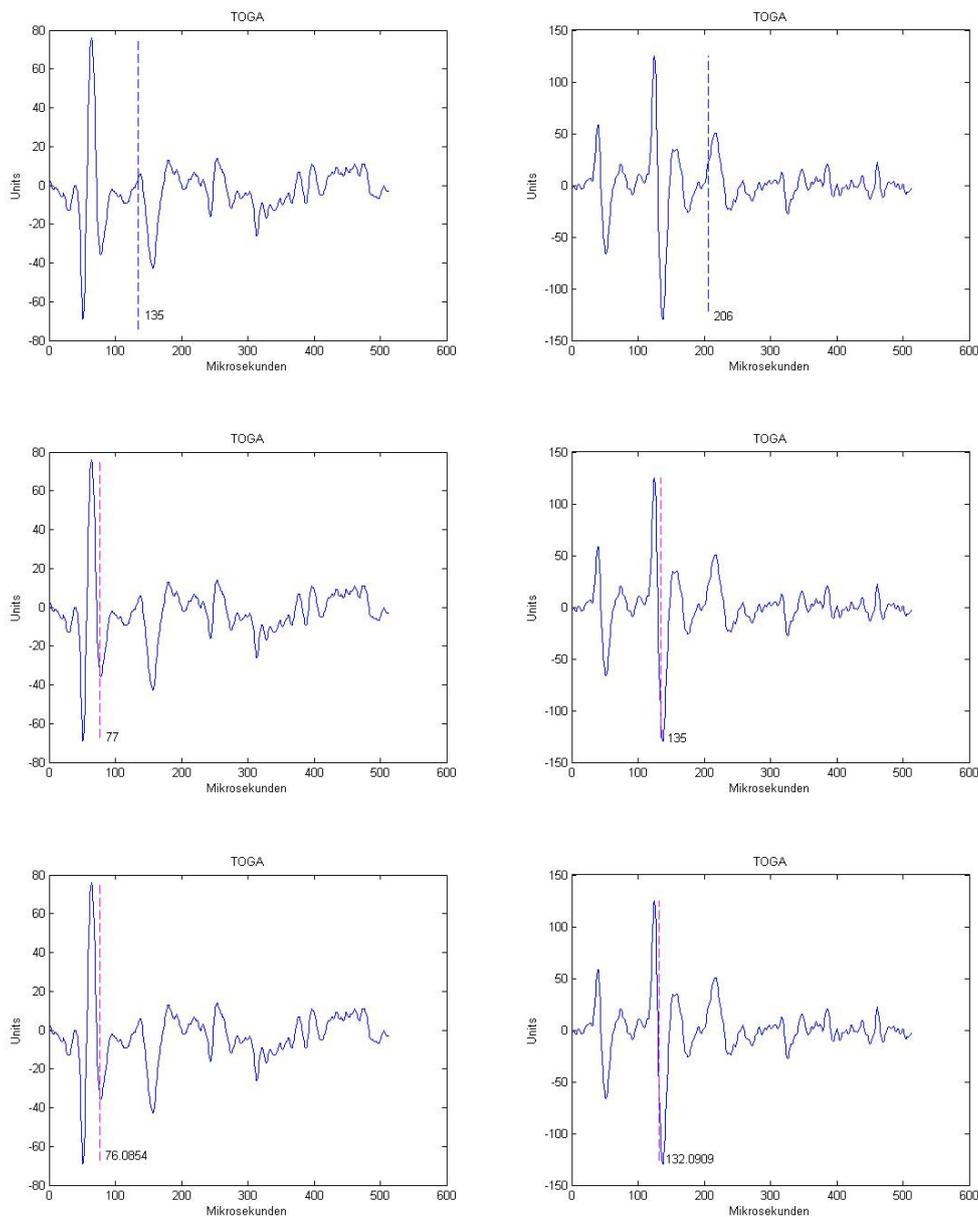


Abbildung 5.4: TOGA Kanal 1 Weissenburg(links) und Kanal 2 Bamberg(rechts)

(SM)oben , (CM)mitte , (PM)unten

Station 60 (~327km , NO) : Der Vorimpuls wird nicht mehr aufgezeichnet , die Schmidt'sche Methode erkennt die TOGA zu einem späteren Zeitpunkt ▼.

Station 138 (~384km , NO) : Der Vorimpuls ist aufgezeichnet worden. Methode 1 verhält sich wie bei Station 38 .

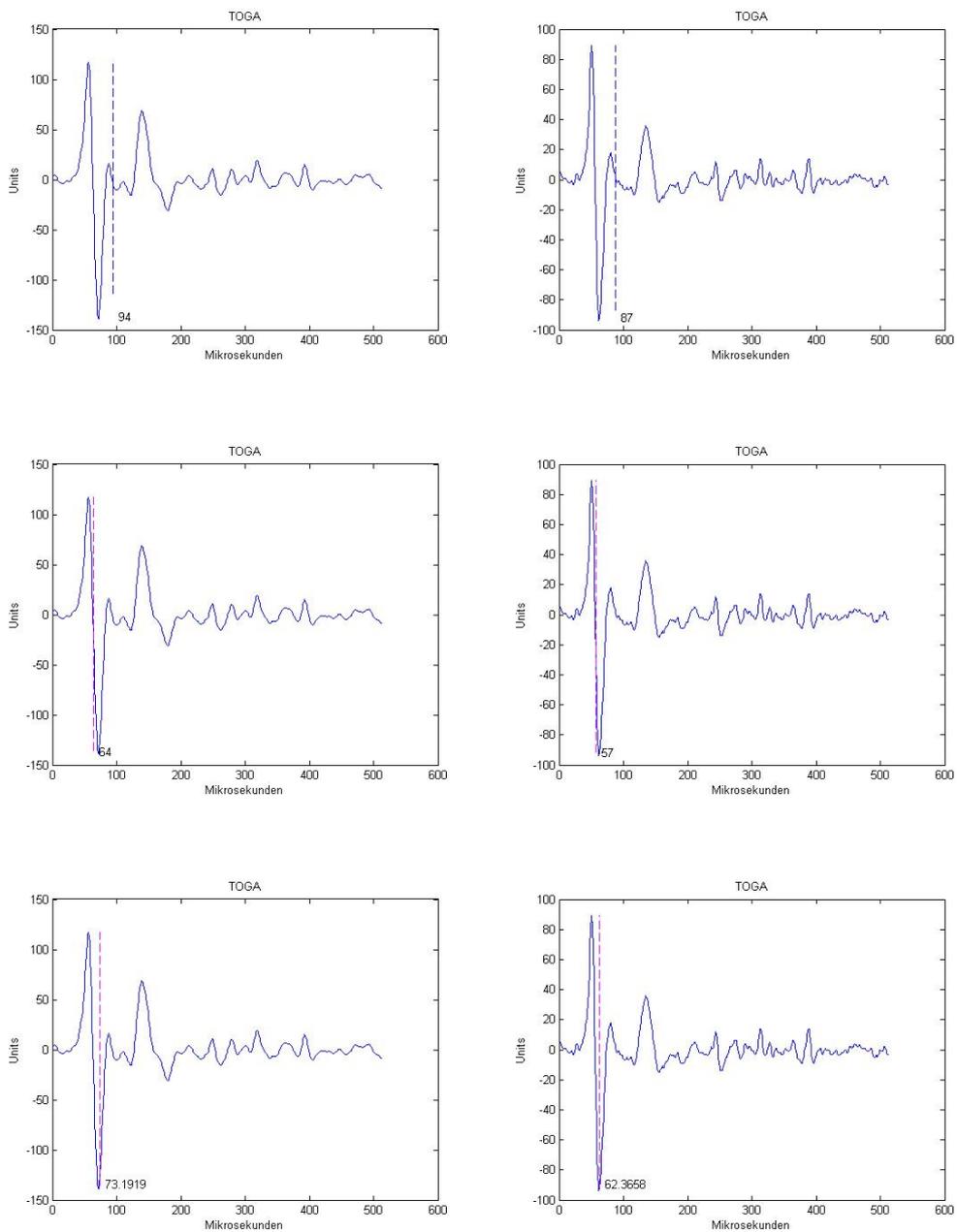


Abbildung 5.5: TOGA Kanal 2 Berchtesgaden(links) , Kanal 2 Brüssel(rechts)

(SM)oben , (CM)mitte , (PM)unten

Station 51 (~427km , Westlich) : Kein Vorimpuls

Station 75 (~444km , NNW) : Kein Vorimpuls , TOGA orientiert sich am Zentralimpuls

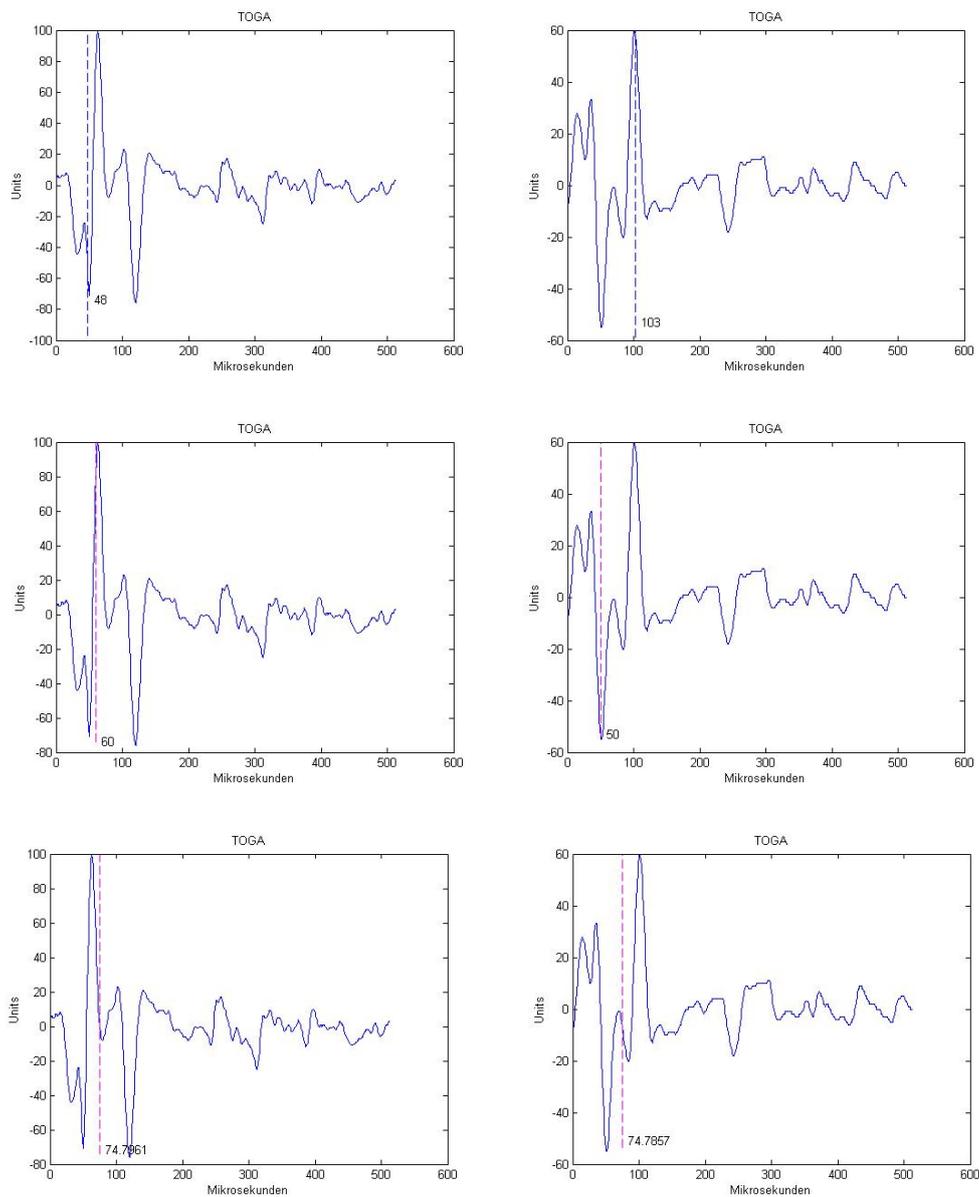


Abbildung 5.6: TOGA Kanal 1 Braunschweig(links) , Kanal 2 Perugia(rechts)
(SM)oben , (CM)mitte , (PM)unten

Station 77 (~591km , NNO) : Die Welle zieht sich auseinander und entwickelt einen zweiten Wellenberg(tal) . Die change of slope Methode orientiert sich weiterhin am scheinbaren Hauptimpuls , wogegen die TOGA der Wigner-Villey Methode etwas nach rechts wandert .

Station 136 (~617km , SO) : Die Amplitude des ersten Wellenberges nimmt ab und die des zweiten Wellenberges wächst . Die TOGA befindet sich dazwischen .

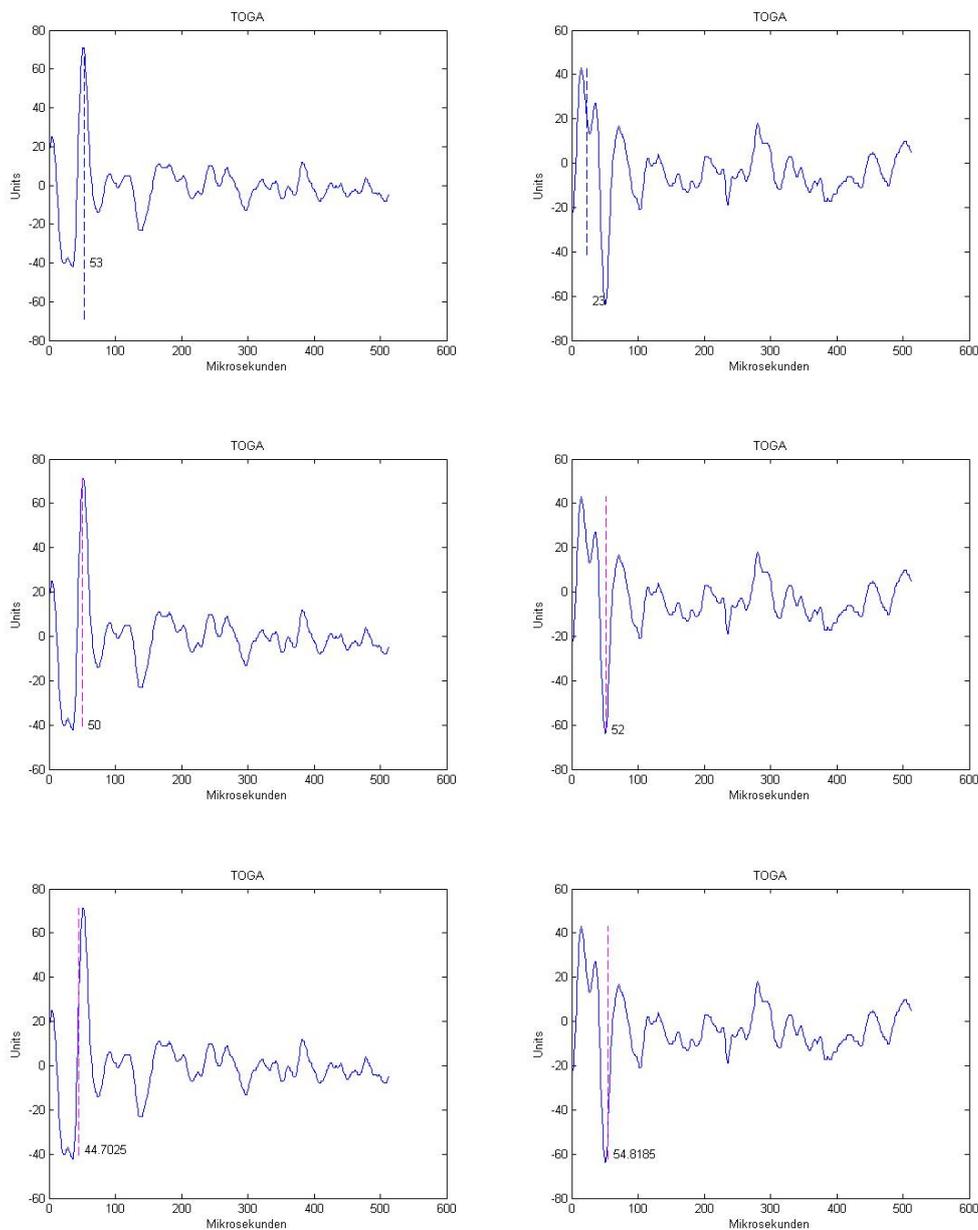


Abbildung 5.7: TOGA Kanal 2 Belgrad(links) , Kanal 1Aalborg(rechts)
(SM)oben , (CM)mitte , (PM)unten

Station 116 (~1051km , SOO) : Die abschwingende Amplitude des ersten Wellenberges löst das Zeitfenster aus .

Station 105 (~1092km , SOO) : Der zweite Impuls verschimmt und ein dritter Wellenberg bildet sich aus , die TOGA befindet sich dazwischen .

Besonderheiten :

Für jede Methode wird eine Besonderheit dargestellt , die SM in *Abb. (5.9)* und die CM in *Abb. (5.8)* weisen bei ausgewählten Wellenformen Phasensprünge auf , eine eindeutige Aussage über die TOGA kann nicht stattfinden . Bei den Untersuchungen von vielen Blitzereignissen sind für beide Methoden noch extremere Fälle aufgefallen , die CM hatte zum Beispiel gleich 6 TOGA und die SM dort wo die TOGA zu erwarten war auch viele Phasensprünge und bestimmte die TOGA im negativen Bereich . Diese und andere Gründe motivierten die Entwicklung einer dritten Methode : die PD . In *Abb. (5.89)* zeigt die Pseudo Wigner Villey Methode ihre analytischen Stärken , indem sie das Frequenzspektrum , im zeitlichen Verlauf darstellt .

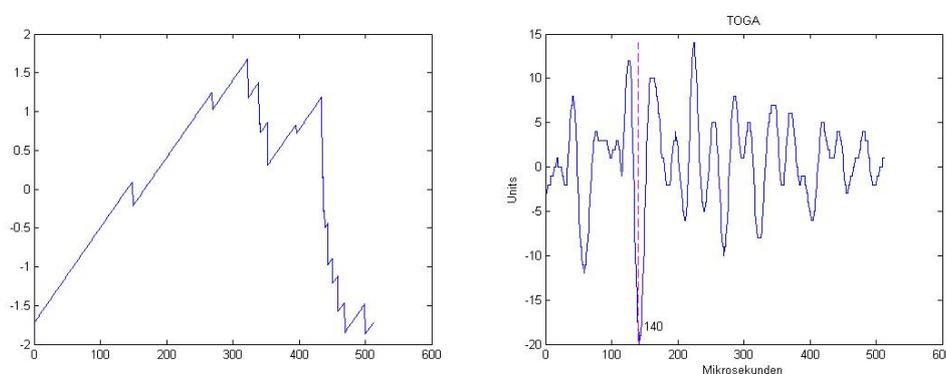


Abbildung 5.8: Phasensprung(CM)

Aufnahmen vom Kanal 2 Bozen , links ist vertikale Achse $\frac{d\varphi}{d\omega}$ und besitzt drei TOGA : 140 , 148 , 166 . (drei Nulldurchgänge) . Eine Entscheidung welche nun die “Richtige” ist fällt schwer . Rechts sieht man das Signal mit dem Merkmal vieler ausladenden Schwingungen .

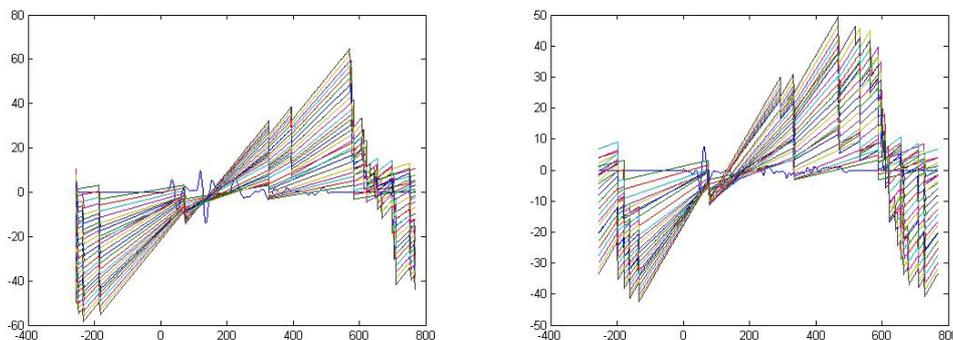


Abbildung 5.9: Phasensprung(SM)

links ▲Die Phasenermittlung macht einen Sprung nach dem Vorimpuls ;
rechts ▼Die Phasenermittlung macht einen Sprung nach dem Hauptimpuls

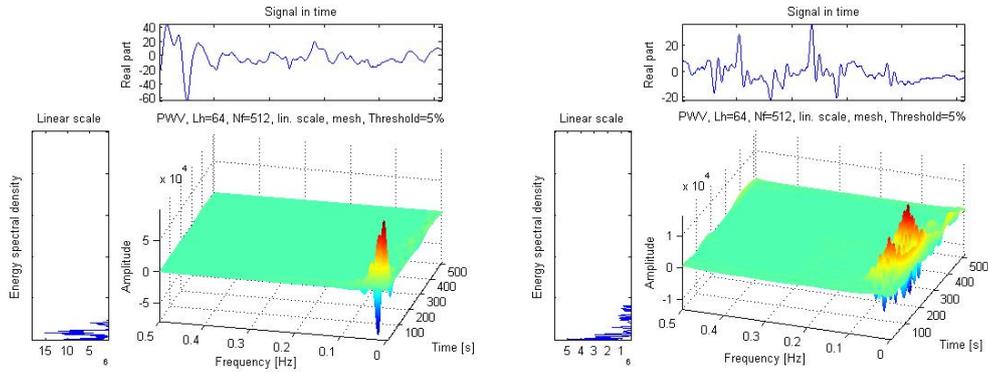


Abbildung 5.10: Die zwei Kanäle von Aalborg

links Kanal 1 mit klarem Signal und rechts Kanal 2 der Störsignale registriert hat und den Ausgangsblitz in einer Entfernung von fast 1100km nicht mehr eindeutig wiedergibt , zu erkennen ist auch eine Verbreiterung der zeitlichen Frequenzanteile

Weitere Anwendungen der TOGA Methode ergaben ähnliche Resultate . Unter anderem wurde bei einem gleichartig isolierten Nacht ereignis , in der Nähe von München (Miesbach) vom 09.07.2011 um 22:06:04.420 Uhr bei 47.8246°Nord und 11.7605°OST mit einer Amplitudenstärke von 54.8 kA und Status 1 , einem Bodenblitz , auch die TOGA von 11 Sensoren berechnet , jede Methode kam zu etwas anderen TOGA Ergebnissen , auch Phasensprünge wurden beobachtet .

Tabelle 5.1: TOGA Anwendung und Vergleich

Die Tabelle auf der nächsten Seite listet die TOGA von 3 Blitzereignissen auf. Die TOGA der von den verschiedenen Stationen des 1. Blitzes wird untersucht .

Blitzereignis	Datum	Uhrzeit	Nord	Ost	Status	Amplitude
1	20110709	12:16:45.675		47,2787	7,1929 00.0	2 004.8 00.119

Station	Kanal	Zeit	TOGA Methode 1	TOGA Methode 2	TOGA Methode 3
79		1 2011_7_9_12_16_45_6760365		357	383 377
79		2 2011_7_9_12_16_45_6760365		356	385 386
49		1 2011_7_9_12_16_45_6763483		152	150 146
49	2defekt	2011_7_9_12_16_45_6763483		216	150 162
38		1 2011_7_9_12_16_45_6765363		115	140 170
38		2 2011_7_9_12_16_45_6765363		157	133 132
60		1 2011_7_9_12_16_45_6766475		135	77 76
60		2 2011_7_9_12_16_45_6766475		133	77 65
138		1 2011_7_9_12_16_45_6767691		248	134 149
138		1 2011_7_9_12_16_45_6767691		206	135 132
51		1 2011_7_9_12_16_45_6769747		68	63 73
51		2 2011_7_9_12_16_45_6769747		94	64 73
75	1defekt	2011_7_9_12_16_45_6769909		491	59 159
75		2 2011_7_9_12_16_45_6769909		87	57 62
77		1 2011_7_9_12_16_45_6775316		48	60 75
77		2 2011_7_9_12_16_45_6775316		89	62 120
136		1 2011_7_9_12_16_45_6775823		73	50 69
136		2 2011_7_9_12_16_45_6775823		103	50 75
116		1 2011_7_9_12_16_45_6790984		53	51 49
116		2 2011_7_9_12_16_45_6790984		53	50 45
105		1 2011_7_9_12_16_45_6792400		23	52 55
105		2 2011_7_9_12_16_45_6792400		233	237 201

Blitzereignis	Datum	Uhrzeit	Nord	Ost	Status	Amplitude
2	20110709	12:18:13.381		47,2711	7,2175 00.0	1 -012.8 00.050

Station	Kanal	Zeit	TOGA Methode 1	TOGA Methode 2	TOGA Methode 3
79		1 2011_7_9_12_18_13_3817805		371	393 371
79		2 2011_7_9_12_18_13_3817805		371	396 378
49		1 2011_7_9_12_18_13_3818523		368	371 375
49	2defekt	2011_7_9_12_18_13_3818523		205	394 292
38		1 2011_7_9_12_18_13_3823444		111	138 144
38		2 2011_7_9_12_18_13_3823444		44	63 69
138		1 2011_7_9_12_18_13_3825930		71	49 65
138		2 2011_7_9_12_18_13_3825930		31	51 53
51		1 2011_7_9_12_18_13_3827307		46	49 68
51		2 2011_7_9_12_18_13_3827307		79	48 61

Blitzereignis	Datum	Uhrzeit	Nord	Ost	Status	Amplitude
	20110709	12:30:32.625		47,3393	7,2643 00.0	2 018.4 00.131

Station	Kanal	Zeit	TOGA Methode 1	TOGA Methode 2	TOGA Methode 3
79		1 2011_7_9_12_30_32_6259165		184	148 217
79		2 2011_7_9_12_30_32_6259165		177	170 238
38		1 2011_7_9_12_30_32_6261323		292	225 279
38		2 2011_7_9_12_30_32_6261323		172	135 275
60		1 2011_7_9_12_30_32_6262435		289	61 184
60		2 2011_7_9_12_30_32_6262435		302	62 173
49		1 2011_7_9_12_30_32_6262813		61	254 180
49	2defekt	2011_7_9_12_30_32_6262813		124	289 190
51		1 2011_7_9_12_30_32_6265677		251	57 165
51		2 2011_7_9_12_30_32_6265677		134	57 157
75	1defekt	2011_7_9_12_30_32_6266029		529	267 212
75		2 2011_7_9_12_30_32_6266029		57	43 126

Kapitel 6

SCHLUSSFOLGERUNG UND DISKUSSION

Drei TOGA Methoden sind angewendet worden und jeweils eine Besonderheit ist herausgegriffen und beschrieben worden . Jede Methode sucht auf ihre eigene Weise die TOGA , da jedes Aufnahme Fenster auch andere Signale als die gesuchten Sferics beinhaltet , kann es sein das die Gewichtung gar nicht auf die tatsächliche Gruppenlaufzeit der wiedergegebenen 2×512 Daten ankommt, sondern auf die Erfassung des darin enthaltenen Wellenzuges , der von der gesuchten Blitzentladung stammt . Nur Messungen im Zusammenhang mit einem tatsächlichen Einschlagspunkt (genaue Orts und Zeitangabe) , können eine Gruppenlaufzeit (TOGA) eines natürlichen Sferics bestätigen und somit Klarheit über die zu wählende Methode schaffen . Optische Ortung mit dreidimensionaler Kameraaufnahme wäre in der Lage diesen Punkt zu bestimmen , aber auch tatsächliche Blitzeinschläge , die von Versicherungen gemeldet werden , könnten dazu genutzt werden . Voraussetzung ist in diesem Fall , dass die Longfiles der umliegenden Stationen aufgezeichnet worden sind . Eine weitere Möglichkeit wären die schon erwähnten künstlich provozierten Trigger Blitze auszumessen , da deren Einschlagsort bekannt ist .

Sollte sich herauskristallisieren , dass die Pseudo Wigner Willey Methode (PM) eine voll funktionstüchtige TOGA Methode ist , bleibt die Aufgabe , da Sie mit Matlab realisiert ist , zu prüfen , wie eine Installation auf den LINET Prozessoren zu bewerkstelligen ist . Grosses Potential liegt auch in der dreidimensionalen Analyse der PM , die der normalen Fourieranalyse zur Einschätzung der aufgezeichneten Blitzsignale , vorzuziehen ist . Desweiteren könnte Sie auch aus diesem Grund der Schlüssel zur Identifizierung der vier Ortsunterscheidungen CC , IC , CG und GC sein .

In den letzten Jahrzehnten wurden weltweit Vorbereitungen (Übungen in Sensorik , “lesen” von Signalen, Einrichtungen spezieller “Blitzuniversitäten” , wie in Arizona) , Werkzeuge (Kameraaufnahmen , Messkarten , extrem schnell-

le Prozessoren) und Methoden (TOGA , TOA und auf die Bedürfnisse zugeschnittene Software) geschaffen , entwickelt und entdeckt , um in weiteren Forschungen und statistischen Erhebungen die tatsächlichen Laufzeiten von Blitzereignissen zu verifizieren . Ebenso steht der Erkennung der Sferics , sei es durch Filterungen oder Klassifizierungen , auch mit magnetischen Antennen im VLF Bereich nicht mehr viel im Weg . Im Zusammenspiel mit Satelliten werden die Bodenstationen immer genauere Messdaten liefern , bis hin zu einem möglichen Forecasting von LEMP's (Lightning electromagnetic Pulses) .

Für den Randbereich eines kleineren Messnetzes (10-20 Sensoren) könnte , mit einer , noch zu entwickelnden LIGA (Line in Group Arrival) Methode , welche für die Geschwindigkeit, mit der sich ein Wellenpaket selbst ausdehnt , einen Algorithmus bereitstellt , eine neue Ära für dessen Detection efficiency (DE) angekündigt werden . Dergestalt , dass in Verbindung mit den frühen Ideen eines einsensorigen Messbetriebs , von W. Harth ("Eastern thunderstorms located by VLF atmospheric parameters" , Radio Science , Volume 8, Number 2 , pages 117-222 , 1973) , Hans Volland ("Registration of Thunderstorm Centers by Automatic Atmospheric stations" , J. Geophys. Res. 88 , 1503, 1983) , P.Ingmann ("Remote Sensing of Thunderstorm Activity by means of VLF Sferics " , PAGEOPH, Vol.123, 1985) , V.A.Rafalsky ("Location of lightning discharges from a single station" , J. Geophys. Res. , VOL 100 , NO.D10, Pages20,829-20,838 , 1995) und V.Ramachadran (Lightning stroke distance estimation from single station observation and validation with WWLLN data " , Ann. Geophys. , 25 , 1509-1517 , 2007) im Zusammenspiel mit der TOGA Methode , eine genaue Ortung , auch ausserhalb des Netzwerkes , ermöglicht wird . Sferics Daten , von zwei , mit dem Blitzereignis , annähernd auf einer Linie liegenden Sensoren , würden der neuen LIGA Berechnung genügen .

Teil III
ANHANG

Kapitel 7

INTEGRALE FORMULIERUNG ELEKTROMAGNETISCHER WELLEN (EIN EINFÜHRUNGSKURS)

Der Einführungskurs in das Gebiet der Erforschung von LEMP's-Lightning Electromagnetic Impulses lauscht in den ersten drei Abschnitten einer Vorlesung (Video) mit dem Titel , Fundamentals of Physics II (Spring 2010) , von Professor Ramamurti Shankar (John Randolph Huffman Professor of Physics at Yale) . Das Kapitel über die Fourieranalyse orientiert sich an den Videoaufzeichnungen von Professor Brad Osgood's Kurs : "The Fourier Transforms and its Applications" (Stanford University) . Literaturangaben werden nicht explizit im Literaturverzeichnis aufgeführt . Einheiten sind in eckigen Klammern angegeben , Querverweise in runden Klammern als Indizes und "Kürzen" mit einem Häkchen \checkmark angedeutet . Es wird versucht Symbole eindeutig zu verwenden und die Reihe der natürlichen Zahlen Υ (Upsilon) beginnt bei 0 (Null) . Die Herleitungen sind vorwiegend integraler Natur . Formeln bekommen keine Namen sind aber nummeriert und wichtige Formeln werden in ovalen Boxen hervorgehoben . SI-Einheiten finden Anwendung . Dieser Kurs dient als Vorbereitung und internes Nachschlagewerk .

7.1 ALLER ANFANG IST LEICHT - ELEKTROSTATIK

Gegenüber eines ehrwürdigen alten Schulgebäudes mit einem wunderschönen Freiluftpavillon , sass im Untergeschoss , ein Pennäler den "Karl Hammer(1972)",

Physik für Mittelstufe , auf dem Tisch , und wieder und wieder versuchte sein Lehrer , indem er mit einem Katzenfell an einem Plastikstab rieb und rieb , ein Elektroskop zum ausschlagen zu bewegen . Was war das nur für eine Kraft, die dem Mann mit dem Glasauge , schier zur Verzweiflung brachte ? Ein Lächeln überkam das grosse Gesicht , als endlich eine Spannung angezeigt wurde, die beiden Metallstreifen mit einem Mal sich voneinander trennten.

Die elektrische Wechselwirkung ist um 40 Grössenordnungen (10^{40}) grösser als die Anziehung durch die Gravitation . Die Masse der Erde bewirkt die Täuschung , beim Vergleich beider Kräfte . Eine fixierte Spiralfeder und verschiedene Gewichte an ihrem anderen Ende eignen sich in Versuchsreihen zur Messung einer wirkenden Rückstellkraft .

$$F_R = -k \cdot \Delta x \quad (7.1)$$

$F_R =$ Rückstellkraft $\left[N(\text{Newton}) = \frac{kg \cdot m}{s^2} \right]; k =$ Federkonstante $\left[\frac{kg}{s^2} \right];$

$\Delta x =$ Ausdehnung $[m], \mathcal{F}'(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\mathcal{F}(x+\Delta x) - \mathcal{F}(x)}{\Delta x} = \frac{d\mathcal{F}(x)}{dx}$; Grenzübergang(*lim*)

Diese ist gleich der Kraft ,

$$\mathbf{F} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{a} \quad (7.2)$$

$m =$ Masse $[kg], a =$ Beschleunigung $\left[\frac{m}{s^2} \right]$

die sich mit Bestimmung der Beschleunigung , welche Messungen mit Metermass und Stoppuhr benötigt , ergibt . Die Distanz zweier verschiedener Orte $\Delta x[m]$ wird durch die gemessene Zeit $\Delta t[s]$ geteilt , dies ist die Geschwindigkeit $v \left[\frac{m}{s} \right]$.

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt} = \dot{x} = x' \quad (7.3)$$

$\mathcal{F}'(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\mathcal{F}(x+\Delta x) - \mathcal{F}(x)}{\Delta x} = \frac{d\mathcal{F}(x)}{dx}$; Grenzübergang(*lim*)

der Unterschied zweier Geschwindigkeiten führt zur Beschleunigung $a \left[\frac{m}{s^2} \right]$,

$$a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} = \ddot{x} = x'' \quad (7.4)$$

die das Gewicht beim Loslassen nach der Auslenkung in Bewegung setzt . Jeder Körper mit einer Masse $m[kg]$ ist der Beschleunigung , die , die Erde im Abstand $r[m]$ zu ihrem Mittelpunkt , auf ihn ausübt , ausgesetzt .

$$F_G = \frac{m \cdot M \cdot G}{r^2} \quad (7.5)$$

$F_G = \text{Gravitationskraft}; M = \text{Erdmasse}; G = \text{Gravitationskonstante} \approx (\text{ungefähr}) 6,674 \left[\frac{\text{m}^3}{\text{kg} \cdot \text{s}^2} \right];$

Zwei geladene, statische Objekte mit dem Abstand $r[m]$ üben auch eine Kraft aufeinander aus.

$$F_E = \frac{q_1 \cdot q_2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} \quad (7.6)$$

$F_E = \text{Elektrische Kraft}; q_1, q_2 = \text{Punktladungen} [C(\text{Coulomb}) = A(\text{Ampere})_{(7.17)} \cdot s];$

$\epsilon_0 = \text{Permittivität(im Vakuum)} \approx 8,854 \left[\frac{\text{A}^2 \text{s}^4}{\text{kgm}^3} \right]$

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 \cdot c_0^2} \quad (7.7)$$

$\mu_0 = \text{Permeabilität(im Vakuum)} = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \left[\frac{\text{kgm}}{\text{s}^2 \text{A}^2} \right]; c_0 = \text{Lichtgeschwindigkeit} \approx 2,998 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$

Eine Kraft wirkt in der Richtung des Abstandes (r) zwischen den Objekten, ist gegenseitig ($\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$) und eine vektorielle Grösse.

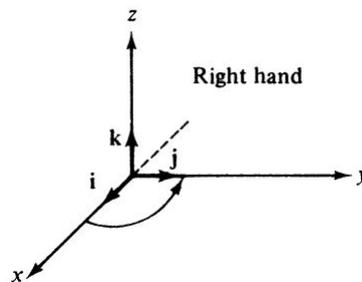


Abbildung 7.1: rechte Hand Regel

1

Das Superpositionsprinzip beschreibt die Situation bei Auftreten mehrerer Objekte; jede Kraftwirkung wird mit Rücksicht auf die Richtung aufsummiert. Somit wird die Richtung und die Reichweite in Ihrer Beschreibung mitgeliefert. Sind die Objekte klein, so können sie als Punkte im Raum angesehen werden. Jedes Elektron ($q_e = \text{Ladung Elektron} = -1,6 \cdot 10^{-19} [C]$) ist gleich, jedes Proton ($q_p = \text{Ladung Proton} = -q_e$) ist gleich. Ein Neutron, der dritte Baustein der Materie, besitzt keine Ladung. Dies ist gleichbedeutend mit einer

¹die Richtung wird durch einen Einheitsvektor ($\vec{e} = \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}$) im dreidimensionalen Raum $\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ beschrieben, $\vec{F} = F \cdot \vec{e}$ und $r = |\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$; $\vec{i} = \vec{e}_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\vec{j} = \vec{e}_y, \vec{k} = \vec{e}_z$

Quantisierung der Ladung ; $1\mu C$ Ladung erfordert 10^{13} Elektronen oder Protonen . Die Kraft die durch Ladungen auftritt kann sich "verstecken", indem sie sich gegenseitig aufhebt , das kann die Gravitationskraft nicht . Die Beziehung $\frac{F_E}{F_G} = \frac{G \cdot M_p \cdot m_e \cdot 4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2 \sqrt{}}{q_p \cdot q_e \cdot r^2 \sqrt{}} \approx 10^{40}$ errechnet sich mit den beiden Objekten Elektron und Proton ($M_p \approx 1,67 \cdot 10^{-27} kg, m_e \approx 9,11 \cdot 10^{-31} kg$) , unabhängig von deren Entfernung zueinander, da sich r^2 kürzen lässt , und ergibt den vorher genannten Wert . Die Beschleunigung , die ein geladenes Teilchen erfährt , lässt Rückschlüsse auf die resultierende restliche im Raum vorhandene Ladung zu . Die Betrachtung der Kraft die auf eine Ladung wirkt kann durch ein sogenanntes elektrisches Feld (Feldstärke)

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_E}{q_l} \quad (7.8)$$

$$\vec{E} = E(r) \cdot \vec{e}_r = E - Feld \left[\frac{N}{C} \right]; q_l = \text{Probeladung} (q \rightarrow 0)$$

beschrieben werden . Feldlinien können ein vorhandenes Feld verdeutlichen und in einer Zeichnung mit folgender Anzahl von der Ladungsquelle Q ausgehenden Linien ($\frac{1}{\epsilon_0} \cdot \{\text{Linien/Coulomb}\}$) wird gleichgrossen Flächen eine bestimmte Feldstärke

$$(7.6 \text{ und } 7.8) \vec{E} = \frac{Q \cdot \vec{e}_r}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2}$$

durch die Anzahl der passierenden Linien zugeordnet . Die Richtung der Feldlinien ist von der Positiven zur Negativen Ladung hin ; sie werden als gerade, gebogene und ins (oder vom) Unendliche(n) verlaufende Linien mit Pfeilen dargestellt . Diese Visualisierung ist ein wichtiges Hilfsmittel , das Feld befindet sich aber überall im Raum . Um es für Quellen , wie einen unendlich langen Stab oder einer unendlichen Fläche zu berechnen , bedarf es weiterer Tricks , wie Einbeziehung von Symmetrieeigenschaften und der Methode , die Wirkung infinitesimaler kleiner Elemente dq , $d\vec{s}$ und $d\vec{A}^2$ zu betrachten, um diese anschliessend aufzusummieren (zu integrieren). Ist die Ladungsquelle im zweidimensionalen Fall ein Kreis K_Q gilt , dass durch jede umschliessende Hülle gleichviele Linien hindurchgehen . Die Kraftliniendichte δ ($\delta = \frac{\text{Linien}}{\text{Fläche}_\perp} \propto \frac{Q}{r^2} \propto E(r) \rightarrow \delta = co \cdot E(r)$) ist proportional ($co = \text{Konstante}$) zum Feld in Abhängigkeit vom Abstand r . Das Zeichen \perp bedeutet senkrecht. Ist die Hülle ein grösserer Kreis K fließt ein Fluss Φ_K durch ihn hindurch: $\Phi_K = co \sqrt{} \cdot E(r) \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2 = co \sqrt{} \cdot \frac{Q}{\epsilon_0}$. Der Fluss Φ_A durch eine beliebige Fläche K_A ergibt mit Hilfe der $d\vec{A} - \text{Methode}$ und der Integration über K_A : $\Phi_A = co \cdot \oint_A \vec{E} \circ d\vec{A}$ und somit mit der Summe der Ladungen im Inneren $Q = \sum q$:

$${}^2 d\vec{s} = \vec{i} dx + \vec{j} dy + \vec{k} dz \text{ bzw. } d\vec{A} = \vec{i} dydz + \vec{j} dx dz + \vec{k} dx dy ;$$

$$\oiint \vec{E} \circ d\vec{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot Q = \Phi_E \quad (7.9)$$

Das Skalarprodukt \circ ³ ermöglicht die Berechnung des Flusses Φ der durch die jeweiligen Lagen der kleinen Flächenelemente fließt. Unter Berücksichtigung mehrerer und unterschiedlicher Ladungsquellen eines Volumens V mit der Ladungsdichte ρ ($\frac{dQ}{dV} = \rho(x, y, z) \cdot dx \cdot dy \cdot dz$) im Inneren einer beliebigen Hülloberfläche OS ergibt sich allgemein:

$$\oiint_{OS>V} \vec{E} \circ d\vec{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \iiint_V \rho(x, y, z) \cdot dx \cdot dy \cdot dz \quad (7.10)$$

Der intuitive Zugang zur Integralrechnung ist seit der Antike bekannt, schon Archimedes war um das Jahre 250 vor Chr. in der Lage gekrümmte Flächen zu berechnen. Richard Courant führt 1937 in seiner "Introduction of Calculus and Analysis" zuerst das Integral ein, bevor er zur Differentialrechnung übergeht. Das Lebesgue-Integral (nach Henri Léon Lebesgue, 1901) ist der Integralbegriff der modernen Mathematik und stellt eine Verallgemeinerung, auf höherdimensionale Räume, des Riemann-Integrals (nach Bernhard Riemann, 1854) dar.

Potential- und Energiebetrachtung bedient sich oft dem Integralsatz:

$$\int_a^b \mathcal{F}'(x) dx = \mathcal{F}(b) - \mathcal{F}(a)$$

und bekommt die Form der Potentialdifferenz:

$$\varphi(\vec{r}_2) - \varphi(\vec{r}_1) = - \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{E} \circ d\vec{r} \quad (7.11)$$

$$\varphi(\vec{r}_2) - \varphi(\vec{r}_1) = \text{Potentialdifferenz} [V(\text{Volt}) = \frac{\text{kgm}^2}{\text{As}^3}]$$

mit dem Energieerhaltungssatz:

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot v_1^2 + Q \cdot \varphi(\vec{r}_1) = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_2^2 + Q \cdot \varphi(\vec{r}_2) \quad (7.12)$$

Ein E-Feld erlaubt ein Potential zu definieren und die Kraft die es ausübt ist: $\vec{F}_E = Q \cdot \vec{E}$, die potentielle Energie $U = Q \cdot \varphi$; das Potential im Unendlichen $\varphi_\infty = 0$ für eine Ladung q ergibt eine Zahl: $\frac{q}{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot r}$

³es gilt: $\vec{a} \circ \vec{b} = |\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \cdot \cos \angle(\vec{a}, \vec{b})$ und $\vec{a} \circ \vec{b} = a_x \cdot b_x + a_y \cdot b_y + a_z \cdot b_z$

Eine Auflösung, Umkehrung der Integralrechnung, nach dem Vektor \vec{E} , führt hier zum Begriff des Gradienten $\vec{\nabla}$, der Summe der partiellen Ableitungen $\frac{\partial}{\partial x}$.

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi = -\vec{i} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial x} - \vec{j} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial y} - \vec{k} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial z} \quad (7.13)$$

Die Arbeit, die verrichtet werden muss um eine Ladung von r_1 nach r_2 zu verschieben ist vom Weg unabhängig, und somit das Linienintegral

$$\oint \vec{E} \circ d\vec{r} = 0 \quad (7.14)$$

Die Oberflächen von soliden, idealen Leitern (Metallen) sind Äquipotentialflächen und in ihrem Inneren gibt es kein elektrisches Feld, die Ladungen sitzen auf der Oberfläche.

7.2 GEGENSÄTZE ZIEHEN SICH AN - MAGNETO-STATIK

“Ungleichartig geladene Körper ziehen sich an, gleichartig geladene Körper stoßen sich ab” (Charles du Fay um 1735). Im 18. Jahrhundert sprach man noch von zwei Arten der Elektrizität (Glas- und Harzelektrizität). Leonhard Euler erkannte wenig später nur eine Art an, er vermutete “einen Äther der aus Poren heraus oder hineingepresst wird“, wie aus ‘Leonhard Euler, 1707-1783: Beiträge zu Leben und Werk’ vom Birkhäuser Verlag hervorgeht. Er verwarf auch die Hypothese von Edmund Halley die Erde hätte mehr als zwei Magnetpole. Bis 1820 waren magnetische Erscheinungen im Zusammenhang mit elektrischen Vorgängen unbekannt: Hans Christian Oersted entdeckt, dass ein elektrischer Strom durch einen Draht Kompassnadeln senkrecht zum Draht auslenkt, André Marie Ampère zeigt zwei Wochen danach, dass stromdurchflossene Drähte, Kräfte aufeinander ausüben, Jean-Baptiste Biot and Felix Savart bestätigen im gleichen Jahr noch, dass Kräfte die von einem stromdurchflossenen Draht auf einen Magneten ausgeübt werden mit $1/r$ abfallen und Michael Faraday bringt, ein Jahr später schon einen stromdurchflossenen Draht zur dauernden Rotation um einen Magneten. 1831 entdecken Faraday und Joseph Henry unabhängig voneinander die elektromagnetische Induktion.

Ursprünglich sind die magnetischen Kraftwirkungen an permanenten Magneten entdeckt worden. Bewegt sich eine Ladung neben einem Leiter in dem ein Strom $I[A]_{(7.17)}$ fließt, wird sie von diesem angezogen. Das ist die magnetische Kraft, sie kann keine Arbeit verrichten, es ist nicht möglich eine Potentialdifferenz zu definieren. Ein magnetisches Feld, senkrecht zu zwei unterschiedlich elektrisch geladenen Platten, einem Plattenkondensator, filtert Elektronen ($q_e = q$), die sich zwischen und parallel zu den Platten bewegen, mit einer bestimmten Geschwindigkeit $\vec{v} = \frac{\vec{E}}{B}$, da die schnelleren von einer Platte angezogen werden (aufgrund der magnetischen Kraft \vec{F}_M , die von der Geschwindigkeit \vec{v} abhängig ist) und die langsameren von der Anderen (die elektrische Kraft \vec{F}_E ist konstant).

$$\vec{F}_M = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (7.15)$$

$$\vec{F}_{EM} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (7.16)$$

$$\vec{F}_{EM} = \text{Elektromagnetische Kraft}; \vec{B} = \text{magnetische Flussdichte} \left[T(\text{Tesla}) = \frac{kg}{As^2} \right]$$

⁴Bewegt sich eine Ladung q mit der Geschwindigkeit \vec{v} senkrecht ($\sin 90^\circ = 1$) in einem Magnetfeld B , zwingt dieses, die Ladung auf eine Kreisbahn mit dem Radius R , die Radialkraft F_R ist zum Kreismittelpunkt gerichtet. $F_R = F_M \rightarrow \frac{m \cdot v^2}{R} = q \cdot v \cdot B$ mit $T = \frac{2 \cdot \pi R}{v} \rightarrow \frac{v}{R} = 2 \cdot \pi \cdot f = \omega = \frac{q \cdot B}{m}$ ($T = \text{Zeitperiode für einen Umlauf}$, $f = \text{Frequenz} = \frac{1}{T}$, $\omega = \text{Kreisfrequenz} = \text{Winkelgeschwindigkeit}$).

Die Definition des Stromes I :

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (7.17)$$

In einem kleinen Abschnitt $d\vec{l}$ eines stromdurchflossenen Leiters mit der

⁴Das Kreuzprodukt \times ist im Raum richtungsorientiert und verhält sich wie der ausgestreckte Daumen \vec{a} (nach oben), der Zeigefinger \vec{b} (nach vorne) und der nach links abgespreizte Mittelfinger $\vec{a} \times \vec{b}$ der rechten Hand_(FN.1) (Korkenzieher-Regel), $|\vec{a} \times \vec{b}| = |\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \cdot \sin \theta_{\angle a,b}$, $\vec{a} \times \vec{b} = (|\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \cdot \sin \theta) \vec{n}$ { \vec{n} in Richtung Mittelfinger}, lässt sich

wie $\det \begin{pmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \vec{a}_x & \vec{b}_x & \vec{c}_x \\ \vec{a}_y & \vec{b}_y & \vec{c}_y \end{pmatrix}$ entwickeln und schreiben als $(\vec{a} \times \vec{b})_i = \sum_{j,k=1}^3 \varepsilon_{i,j,k} \cdot a_j \cdot b_k$ mit dem Levi-Civita-Symbol $\varepsilon_{i,j,k}$

Anzahl n_e "wandernder" Elektronen mit der Driftgeschwindigkeit v_d ($I = A \cdot \frac{n_e}{V} \cdot q_e \cdot v_d$) gilt

$$d\vec{F} = I \cdot d\vec{l} \times \vec{B} \quad (7.18)$$

Es gibt keine Körper mit einer von Null verschiedenen magnetischen Gesamtladung, sondern nur Körper mit magnetischen Dipolmomenten. Eine mit Strom durchflossene quadratische Schleife mit der Kantenlänge l richtet sich durch ein Drehmoment $\vec{M}_M = I \cdot \vec{A} \times \vec{B}$ um das Zentrum in einem dazu parallelen Magnetfeld aus. Sei θ Winkel zu \vec{B} , so ist $M = I \cdot B \cdot l^2 \cdot \sin\theta$. Ein Vergleich mit einem elektrischen Dipol ($\vec{M}_E = q \cdot (d) \times \vec{E}$, $d = \text{Abstand von } -q \text{ nach } +q$) im elektrischen Feld liegt nahe. Die potentielle Energie $U = -I \cdot \vec{A} \circ \vec{B}$.

Eine Verschiebung eines Elements $d\vec{l}$ von den Orten \vec{r}_1 nach \vec{r} bewirkt ein magnetisches Feld mit der Flussdichte \vec{B} :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4 \cdot \pi} \cdot I \cdot \frac{d\vec{l} \times e_{rr_1}}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^2} \quad (7.19)$$

Die Feldlinien von einem dünnen, unendlichen, mit Strom durchflossenen Draht, produzierten Magnetfeld, sind in sich geschlossene Kreise um den Draht. Die magnetische Flussdichte B beträgt im Punkt mit Abstand a , unter einer zu betrachteten Richtung mit dem Winkel θ ($\sin\theta = \frac{a}{\sqrt{x^2+a^2}}$) und $x \perp a \rightarrow (|\vec{r} - \vec{r}_1|^2 = x^2 + a^2)$:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dB = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu_0 \cdot I \cdot dx \cdot a}{4 \cdot \pi \cdot (x^2 + a^2) \cdot \sqrt{x^2 + a^2}} = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot \pi \cdot a} = B$$

Das magnetische Feld klingt hier mit $\frac{1}{a}$ ab. Einen weiteren Zugang zur magnetischen Flussdichte bietet die Gesamtbetrachtung aller ein- und ausgehenden Ströme

$$\left(\sum_j I_j \right)$$

$$\oint \vec{B} \circ d\vec{s} = \sum \mu_0 \cdot I \quad (7.20)$$

gemessen mit der Stromdichte $\vec{J} = I \cdot \frac{d\vec{s}}{V}$ durch den beliebigen "Rand" S und der "seifenblasenähnlichen" Oberfläche OS , ergibt sich

$$\oint \vec{B}_S \circ d\vec{s} = \mu_0 \cdot \oiint_{OS} \vec{J} \circ d\vec{A} \quad (7.21)$$

und führt zum gleichen Ergebnis : $2 \cdot \pi \cdot a \cdot B = \mu_0 \cdot I$

Das Grösse der Flussdichte B in einer Spule mit $n[\frac{\text{Windungen}}{m}]$ errechnet sich mit (7.21) : $B \cdot l_{\surd} = \mu_0 \cdot n \cdot l_{\surd} \cdot I \longrightarrow B = \mu_0 \cdot n \cdot I$

Der magnetische Fluss $\Phi_M = \iint_A \vec{B} \circ d\vec{A}$ [$Wb = \text{Weber} = Tm^2$] wird , wenn die Fläche nicht gekrümmt ist , in einem homogenen Magnetfeld zu $\Phi_M = \vec{B} \circ \vec{A}$. Wenn \vec{J} und ρ konstant sind weist dies auf elektromagnetische Statik hin . Es gilt , da keine magnetischen Ladungen vorhanden sind , der Fluss aus einer geschlossenen Oberfläche ist null :

$$\oiint \vec{B} \circ d\vec{A} = 0 \quad (7.22)$$

Die magnetischen Flussdichtelinien sind in sich geschlossen .

“Fließt in dem primären Kreise A ein Strom und wird in dem secundären Kreise B dadurch, daß man den primären oder auch den secundären Kreis bewegt, ein Strom inducirt, so verläuft die Richtung dieses derartig, daß die electromagnetische Kraftwirkung zwischen dem inducirenden und dem inducirten Strom der relativen Bewegung der Kreise Widerstand leistet.” Heinrich Lenz 1834

Durch ein sich änderndes Magnetfeld lässt sich ein rotierendes elektrisches Feld erzeugen und die dabei wirkende magnetisch-elektrische Kraft \vec{F}_{ME} lässt sich schreiben als

$$\oint_S \vec{F}_{ME} \circ d\vec{s} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

Die zeitliche dt und die örtliche $\vec{v} \cdot dt$ Änderung des magnetischen Flusses besteht aus zwei Teilen , dem Feld selbst und der Bewegung einer eingebrachten Leitungsschleife S : $-\frac{d\Phi}{dt} = -\oiint_{AS} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A} + \oint_S \vec{v} \times \vec{B} \circ d\vec{s} \surd = \oint_S (\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})_{\surd}) \circ d\vec{s}$; $AS \geq \vec{v} \cdot dt \cdot d\vec{s}$ und \vec{F}_{ME} wirkt als elektromotorische Kraft emf , die einen Strom mit der Stromrichtung $d\vec{s}$ in der leitenden Schleife hervorruft .

$$emf = -\oiint \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) \circ d\vec{A} = \oint \vec{E} \circ d\vec{s} = -\frac{d\Phi \cdot B}{dt} \quad (7.23)$$

Folglich ist auch ohne diesen Leiter , bei Veränderung des magnetischen Flusses , ein E-Feld vorhanden .

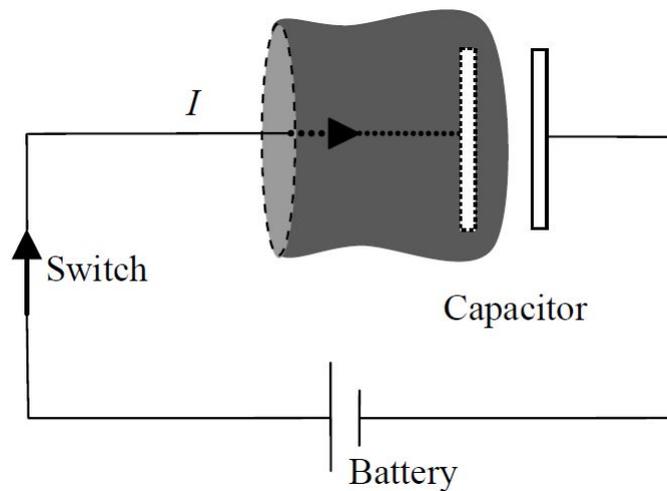


Abbildung 7.2: Schaltbild mit Kondensator

aus “A STUDENT’S GUIDE TO MAXWELL’S EQUATIONS von Daniel Fleisch , 2008 (Cambridge) “. 1861 verstand Maxwell , dass Licht eine elektromagnetische Welle ist , 1864 vervollständigt er seine Abhandlung über die gemeinsame Beschreibung der Elektrizität und des Magnetismus

Hier sind die zuvor beschriebenen imaginären beliebigen “Hüllen” gut zu sehen : gestrichelt \Rightarrow Rand S , hellgrau \Rightarrow Fläche A , dunkelgrau \Rightarrow Hülloberfläche AS . Zwischen den Kondensatorplatten fließt kein Strom und (7.20) ist nicht mehr wirksam und bedarf eines neuen Ansatzes , einen Zusatzterm :

$$I_{(2.17)} = \frac{dQ}{dt} = \epsilon_0 \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{Q}{\epsilon_0} \right)_{(7.9)} = \epsilon_0 \cdot \frac{d}{dt} \oint \vec{E} \circ d\vec{A}$$

$$\oint \vec{B} \circ d\vec{s} = \mu_0 \cdot I + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \Phi_E}{\partial t} \quad (7.24)$$

7.3 AUF DEN WOGEN DES LICHTS - ELEKTROMAGNETISCHE WELLEN

Nachdem der erste Schritt in der Untersuchung gewagt worden ist , nämlich die fundamentalen Ergebnisse und Erkenntnisse der elektromagnetischen Feld-Theorie kennenzulernen , die nötig sind um elektromagnetische Wellen und somit auch Blitzimpulse zu verstehen und zu behandeln , stellt sich die Frage : Welcher Zusammenhang besteht zwischen der menschlichen Erscheinung und

seiner Natur mit dem elektromagnetischen Phänomen ? Oder ist es nur weil er als einziger Primat den Daumen abspreizen kann um die "Korkenzieher-Regel" anzuwenden um danach mit dem Daumen und dem Mittelfinger in die Handfläche zu schnippen ? "Pythagoras (ca.530 v. Chr.) vermutete , dass das Auge Strahlen aussendet um die Umgebung zu erkennen , in Empedokles (ca. 450 v. Chr.) Vision wird Licht sowohl von Objekten und dem Auge emittiert , Epikur (ca. 300 v. Chr.) glaubte , das Licht von Objekten reflektiert wird und das Auge trifft " , aus "THE BRITANNICA GUIDE TO SOUND AND LIGHT, Erik Gregerson , 2011" .

Ein Blitzimpuls erzeugt ein elektromagnetisches Feld , welches eine dreidimensionale Welle , mit der Geschwindigkeit c , ist , da Ladungen beschleunigt werden . Eine Lösung der Wellengleichung (Differentialgleichung 2.Ordnung) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$ lautet : $\psi(y, t) = F(y \pm c \cdot t) = A \cdot \sin(k \cdot (y \pm c \cdot t))$ Die Richtung und die Amplitude A des E-Feldes und des M-Feldes , welche immer miteinander verknüpft sind , orientieren sich an der Entfernung zu einer bestimmten Zeit t des Quellortes .

$$\vec{E} = \vec{e}_z \cdot E_z(y, t) = E_0 \cdot \sin(k \cdot y - \omega \cdot t) \quad (7.25)$$

$$\vec{B} = \vec{e}_x \cdot B_x(y, t) = B_0 \cdot \sin(k \cdot y - \omega \cdot t) \quad (7.26)$$

$$E_0 = \frac{\omega}{k} \cdot B_0 \quad (7.27)$$

$$k = \pm \frac{\omega}{c} \quad (7.28)$$

$$k \cdot \lambda = 2 \cdot \pi = \omega \cdot T \quad (7.29)$$

und für E_y, E_z, B_x, B_y, B_z gilt

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (7.30)$$

k = Wellenzahl , λ = Wellenlänge , ω = Frequenz

Die Energie $U_E = \frac{\varepsilon_0 \cdot E^2}{2}$, $U_B = \frac{B^2}{2 \cdot \mu_0}$ und die gesammte Energiedichte $U_T = \varepsilon_0 \cdot E_0^2 \cdot \sin^2(k \cdot y - \omega \cdot t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot E_0^2}{2}$, weil $\frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_0^{2\pi} \sin^2 Q dQ = \frac{1}{2}$. Die Intensität

$I_I \left[\frac{W}{m^2} \right]$ entspricht : $I_I = U \cdot c = |\vec{S}| \left[\frac{VA}{m^2} \right]$ mit $\vec{S} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0}$.

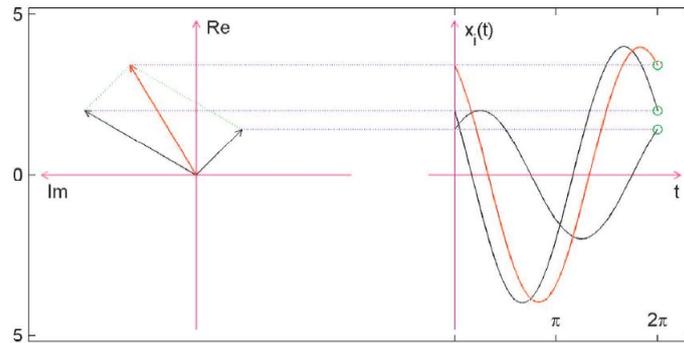


Abbildung 7.3: Zeigerdiagramm

*Graphische Gegenüberstellung von komplexer Zeiger-Addition und reeller Schwingungs-Überlagerung
aus dem Skript : Komplexe Zahlen von Prof. Dr. H. Jung , Reutlingen ,Grenz-
wertverlag*

Der Gebrauch der komplexen Zahlenebene $Z(x = \text{Real}Z, y = \text{Imaginär}Z)$ mit der Definition $i^2 = -1$ und der Zahl $e \approx 2,718$ erleichtert Wellenfunktionen zu beschreiben :

$$\arg(Z) = \phi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \quad (7.31)$$

mit den Identitäten $e^{i\phi} + e^{-i\phi} = 2 \cdot \cos\phi$ und $e^{i\phi} - e^{-i\phi} = 2 \cdot i \cdot \sin\phi$

$$\mathbf{Z = x + iy = r \cdot (\cos\phi + i \cdot \sin\phi) = r \cdot e^{i\phi}} \quad (7.32)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = |Z| \quad (7.33)$$

$$|Z|^2 = Z \cdot Z^* = (x + i \cdot y) \cdot (x - i \cdot y) \quad (7.34)$$

$$e^{\pi i} = e^{-\pi i} = -1 \quad (7.35)$$

Die an der X-Achse zu Z gespiegelte Zahl Z^* nennt sich komplex konjugiert zu Z . Die komplexen Zahlen liegen im Abstand r auf einem Kreis der mehrmals "umrundet" werden kann $\phi = \phi_p + 2 \cdot \pi \cdot \Upsilon$, $\Upsilon = 0, 1, 2, 3, \dots$ und ein Durchlauf entspricht $2\pi > \phi_p \geq 0$. ($\sqrt{i}_{\Upsilon=0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (1 + i)$). Die Exponentialfunktion e^Z ist im Komplexen eine periodische Funktion mit der Periode $2 \cdot \pi \cdot i$.

Die Summe zweier Wellenfunktionen mit dem Phasenunterschied ϕ :

$$\psi_1 + \psi_2 = A \cdot e^{i\omega t} + A \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{i\phi} = A \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{\frac{i\phi}{2}} \cdot \left(e^{-\frac{i\phi}{2}} + e^{\frac{i\phi}{2}} \right) = A \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{\frac{i\phi}{2}} \cdot \left(2 \cdot \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \right)_{(7.33)} = 2 \cdot A \cdot \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \cdot e^{i\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right)} = |\psi_1 + \psi_2| \cdot e^{i\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right)}$$

Da k und r Vektoren sind wird \vec{k} Wellenvektor genannt und die Lösung der ebenen Wellengleichung (7.31) mit beliebiger Ausbreitungsrichtung bekommt ihre finale Form :

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (7.36)$$

Neben Frequenz , Phase und Amplitude ist die Polarisation die vierte Kenngröße einer elektromagnetischen Welle , da im Allgemeinen die Reflexion und die Transmission an Grenzflächen von der jeweiligen Polarisation der einfallenden Welle abhängen . Die Polarisation beschreibt die Orientierung in der Ebene $\vec{k} \circ \vec{r} = 0$.

Ziel strategischen Denkens kann es sein , einen Plan zu entwickeln , vielleicht mit anfangs weniger mathematischen Inhalt , um Schritt für Schritt die Situation zu erleuchten , einem Bergsteiger nicht unähnlich :“ Siehst Du , die Südspitze dort am Horizont ? Wenn wir immer am Grad entlang marschieren und sie erreichen , haben wir auch den Gipfel gestürmt .“ frei nach THE ART AND CRAFT OF PROBLEM SOLVING , Paul Zeitz , Jon Wiley & Sons, Inc. 1999

7.4 SPEKTRUM - FOURIERTRANSFORMATION

“Das Energiespektrum der elektromagnetischen Strahlung reicht von Radiowellen mit gigantischen Wellenlängen von Millionen von Kilometern bis hin zur härtesten γ -Strahlung , deren Wellenlängen kürzer als der millionste Teil eines Kerndurchmessers sind . Das Spektrum teilt man in sich etwas überlappende Gebiete ein , die mit so bekannten Begriffen wie Mikrowellen , Ultraviolett , Infrarot usw. bezeichnet werden . Das hat historische Gründe und weniger systematische Gründe und man darf darüber die einheitliche Natur der ganzen Energiestahlung nicht vergessen . Am niederfrequenten Ende des Spektrums überwiegen die Welleneigenschaften , am hochenergetischen Ende die Korpuskeigenschaften - es handelt sich jedoch immer um elektromagnetische Energie“, schreibt Eugen Hecht , 1975 in seinem Buch Optik (McGraw-Hill1987) , hier ist die Einzigartigkeit eines Blitz zu erkennen . Vladimir Rakov von der Universität Florida bestätigt 2008 , auf einer Konferenz in Brasilien , in einem Überblick :“ Insgesamt wird die elektromagnetische Umgebung eines

Blitzes im Frequenzbereich von wenigen Hertz (Felder durch langanhaltende Ströme) bis hin zu 10^{20} Hz (X-rays) überprüft werden .”

Um Dispersionserscheinungen zu untersuchen wird die Fourier-Analyse und Transformation in Ihrer zeitlichen Interpretation benützt .

Eine unendlich oft , in sich selbst immer wiederholende (Periode T) Funktion $\mathcal{F}(t) = \mathcal{F}(t + T)$ mit dem “Gleichanteil” $\frac{1}{2} \cdot a_0$ kann als Summe (Superposition) sinusförmiger Funktionen , der Fourier-Reihe , beschrieben werden .

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(t) &= \\ \frac{1}{2} \cdot a_0 &+ a_1 \cdot \cos(\omega \cdot t) + a_2 \cdot \cos(2 \cdot \omega \cdot t) + a_3 \cdot \cos(3 \cdot \omega \cdot t) + \dots \\ &\dots + b_1 \cdot \sin(\omega \cdot t) + b_2 \cdot \sin(2 \cdot \omega \cdot t) + b_3 \cdot \sin(3 \cdot \omega \cdot t) + \dots \\ \mathcal{F}(t) &= \frac{1}{2} \cdot a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cdot \cos(n \cdot \omega \cdot t) + b_n \cdot \sin(n \cdot \omega \cdot t)) \end{aligned} \quad (7.37)$$

Die Betrachtung der Flächen , wie $\int_0^{2\pi} \sin(n \cdot t) dt = 0$, $\int_0^{2\pi} \cos(n \cdot t) dt = 0$ und für $n \neq m$: $\int_0^{2\pi} \sin(n \cdot t) \cdot \cos(m \cdot t) dt = 0$ ($n = m \rightarrow \pi$) , führen zu den Koeffizienten

$$\frac{1}{2} \cdot a_0 = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_0^{2\pi} \mathcal{F}(t) dt \quad (7.38)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \mathcal{F}(t) \cdot \cos(n \cdot t) dt \quad (7.39)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \mathcal{F}(t) \cdot \sin(n \cdot t) dt \quad (7.40)$$

Die Symmetrieeigenschaften , $-\mathcal{F}(-t) = \mathcal{F}(t)$ (odd) , $\mathcal{F}(-t) = \mathcal{F}(t)$ (even), und $-\mathcal{F}(t + \frac{T}{2}) = \mathcal{F}(t)$ (half) erleichtern die Bestimmung der jeweiligen Anteile der Amplituden .

Widerum stellt die komplexe Schreibweise (7.32) eine Vereinfachung dar , mit $\Upsilon_Z = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ($\Upsilon_Z = \Upsilon_M + \Upsilon$) und dem komplexen Fourierkoeffizienten c_{Υ_Z}

$$\mathcal{F}(t) = \sum_{c_{\Upsilon_Z} = -\infty}^{+\infty} c_{\Upsilon_Z} \cdot e^{(i\Upsilon_Z \omega t)} \quad (7.41)$$

$$c_{\Upsilon_Z} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \mathcal{F}(t) \cdot e^{-(i\Upsilon_Z \omega t)} dt \quad (7.42)$$

$c_{\Upsilon_M} = \frac{1}{2} \cdot (a_n + i \cdot b_n)$, $c_{\Upsilon} = \frac{1}{2} \cdot (a_n - i \cdot b_n)$, $c_{\Upsilon_M} = c_{\Upsilon}^*$ siehe (7.34)
Für die Überprüfung :

$$\frac{1}{T} \cdot \int_{t_0}^{t_0+T} |\mathcal{F}(t)|^2 dt = \sum_{\Upsilon_Z = -\infty}^{\infty} |c_{\Upsilon_Z}|^2 \quad (7.43)$$

Das diskrete Spektrum der Amplitudenwerte ist eine graphische Darstellung , die gegen die Frequenzen von ω aufgetragen wird .

Sind die zu zerlegenden Funktionen nicht periodisch , dient zur Analyse die Fourier- Transformation , deren Spektrum $\tilde{F}(\omega)$ von $\mathcal{F}(t)$ kontinuierlich ist und für jeden Wert von ω gibt es eine komplexe Funktion $\tilde{\mathcal{F}}(\omega) = |\tilde{F}(\omega)| \cdot e^{i \arg(\tilde{F}(\omega))} = \text{Re}\{\tilde{F}(\omega)\} + i \cdot \text{Im}\{\tilde{F}(\omega)\}$:

Es existiert ein absolutes Spektrum von $\mathcal{F}(t)$: $|\tilde{F}(\omega)|$ und ein Energiedichtespektrum $|\tilde{F}(\omega)|^2$.

Auch ist ein Phasenspektrum von $\mathcal{F}(t)$ definiert : $\arg(\tilde{F}(\omega)) = \arctan\left(\frac{\text{Im}\{\tilde{F}(\omega)\}}{\text{Re}\{\tilde{F}(\omega)\}}\right)$

Das Fourier Transformpaar : $\mathcal{F}(t) \longleftrightarrow \tilde{F}(\omega)$

$$\tilde{\mathcal{F}}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad (7.44)$$

und die Inverse (Rücktransformation) dazu :

$$\mathcal{F}(t) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(\omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (7.45)$$

analoge Signale und siehe "Gerät(mechanisch)" für Fourier-Analyse .

Die klassische Fouriertransformation (FT) kann als Grundlage zur Analyse von analogen oder in Echtzeit aufgenommenen Signalen benützt werden, da eine "Kurve" $\mathcal{F}(t)$ als Ausgangsobjekt vorhanden ist. Dem Zugang zu digitalen, gesampelten (abgetasteten) Ereignissen dient eine diskrete Fouriertransformation (DFT), welche rechenstechnisch den Algorithmus der FFT (Fast Fouriertransformation) nutzt. Eigentlich, aber in der Praxis, unüblicher Begriff: Finite Fast Fouriertransformation. Eine DFT ist eine Annäherung an die FT, die Funktion selbst und die Fourierkomponenten werden "geschätzt", aber auch eine trigonometrische Abschätzung, sowie eine FT von einem "Spike Train" (dieser nutzt zum Beispiel die Diracsche δ -Funktion als Impuls) können zum Ziel führen. Für die Untersuchung eines diskreten Wellenzuges mit der Periode N ($\mathcal{F}(N) = \mathcal{F}(0)$) kann mit einem "Fenster" diese Sequenz isoliert werden, um eine Periodizität (Anhängen weiterer Fenster) zu simulieren.

Vorerst bietet sich an, für die drei Samplevariablen Δt (Zeitsampleabstand = Timegrid), $\Delta\omega$ (Frequenzsampleabstand = Frequenzgrid) und N (Anzahl der Sample) einen Zusammenhang herzustellen: $\Delta t \cdot \Delta\omega = \frac{1}{N}$ unter der Voraussetzung $N \triangleq 2 \cdot B \cdot L$ ($2 \cdot B = \text{Bandbreite} \rightarrow \Delta\omega = \frac{1}{2B}$, $L = \text{Zeitfenster} \rightarrow L = N \cdot \Delta t$). Die maximal zu betrachtende Frequenz $\omega_m = m \cdot \Delta\omega = \frac{m}{N \cdot \Delta t} \leq \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\Delta t}$ ist der Abtastrate $\frac{1}{\Delta t}$ unterworfen. Nach [J.O.Smith, Mathematics of the Discrete Fourier Transform, 2002, Stanford University] gilt:

DFT:

$$X(\omega_k) \triangleq \sum_{n=0}^{N-1} x(t_n) \cdot e^{-i\omega_k t_n} \quad (7.46)$$

$k = 0, 1, 2, \dots, N-1$

IDFT:

$$x(t_n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(\omega_k) \cdot e^{i\omega_k t_n} \quad (7.47)$$

$n = 0, 1, 2, \dots, N-1$

Im Einzelnen werden folgende Bezeichnungen verwendet (\implies bei Betrachtung einer endlichen Zahlenfolge mit $f_s = 1$ [Hz]).

- $x(t_n) \triangleq$ Eingangssignal (Amplitude) zur Zeit t_n [s], $\implies x(n)$
- $t_n \triangleq n \cdot \Delta t$ n-ter Samplingmoment [s]
- $n \triangleq$ Samplenummer

- $\Delta t \triangleq$ Sampling Periode [s]
- $X(\omega_k) \triangleq$ Spektrum von x , bei der Frequenz ω_k , $\implies X(k)$
- $\omega_k \triangleq k \cdot \Omega$ k-ter Frequenzsample $\left[\frac{rad}{s}\right]$, $\implies \omega_k = \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{N}$
- $\Omega \triangleq \frac{2 \cdot \pi}{N \cdot \Delta t} = 2 \cdot \pi \cdot \Delta \omega$ Intervall des Frequenzsample
- $f_s \triangleq \frac{1}{\Delta t}$ Samplingrate $\left[\frac{Sample}{s} = Hz\right]$
- $N \triangleq$ Anzahl der Sample in Zeit und Frequenz
- $s_k(t_n) = e^{i\omega_k t_n}$ komplexer Samplekern, $\implies s_k(n) = e^{\frac{2\pi i n k}{N}}$

Der ursprüngliche Vektor \vec{x} wird mit dem komplexen Samplekernvektor \vec{s}_k durch die Bildung eines Skalarprodukt von $\vec{x} \circ \vec{s}_k = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) \cdot (s_k(n))^* = \left(x_0(n_0) \cdot (1) + x_1(n_1) \cdot (e^{-\frac{2\pi i n k}{N}}) + \dots + x_{(N-1)}(n_{N-1}) \cdot (e^{-\frac{2\pi i n k (N-1)}{N}})\right) = X(k)$ zu einer DFT und die inverse DFT ist eine gewichtete Summe $\sum_{k=0}^{N-1} \frac{X(k)}{N} \cdot s_k(n) = x(n)$

$$\mathbf{X}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) \cdot e^{-\frac{2\pi i n k}{N}} \quad (7.48)$$

$$x(n) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} X(k) \cdot e^{\frac{2\pi i n k}{N}} \quad (7.49)$$

Literaturverzeichnis

- [1] Martin A.Uman. *The Art and Science of Lightning Protection*. Cambridge University Press, University of Florida, 2008.
- [2] David K. Cheng. *Field and Wave Electromagnetics*. Addison-Wesley, Syracuse University, 1983.
- [3] Leon Cohen. *Time -Frequency Analysis*. Prentice Hall PTR, New Jersey and New York, 2011.
- [4] Antti T. Pessi et al. *Development of a Long-Range Lightning Detection Network for the Pacific: Construction, Calibration, and Performance*. JOURNAL OF ATMOSPHERIC AND OCEANIC TECHNOLOGY, University of Hawaii, 2009.
- [5] C.J.Rodger et al. *Location accuracy of long distance VLF lightning location network*. Annales Geophysicae 22 ,747-758,2004, Physics Departement ,University of Otago , Dunedin , New Zealand, 2004.
- [6] C.J.Rodger et al. *Location accuracy of VLFWorld-Wide Lightning Location , WWLL , network: Post-algorithm upgrade*. Annales Geophysicae 23, 277-290 ,2005, Physics Departement ,University of Otago , Dunedin , New Zealand, 2005.
- [7] C.J.Rodger et al. *Growing Detection Efficiency of the World Wide Lightning Location Network*. WWLLN, Physics Departement ,University of Otago , Dunedin , New Zealand, 2008.
- [8] Devendra Siingh et al. *Thunderstorms, lightning, sprites and magnetospheric whistler-mode radio waves*. Indian Institute of Tropical Meteorology,, Pune,India, 2009.
- [9] F.Auger et al. *Time-Frequency Toolbox*. CNRS (France) and Rice University (USA), 1996.
- [10] H.D.Betz et al. *LINET -An international lightning detection network in Europe*. Atmospheric Research 91 ,564-573,2009, Muenchen, 2009.

- [11] M.J.Rycroft et al. *The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change*. International Space University, Illkirch, France, 2000.
- [12] Sergio Abarca et al. *An evaluation of the Worldwide Lightning Location Network ,WWLLN, using the National Lightning Detection Network ,NLDN, as ground truth*. journal of geophysical research , Vol.115,D18026,2010, Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, University of California, Los Angeles,, 2010.
- [13] G.VernonCooray. *The Lightning Flash*. IET POWER AND ENERGY SERIES 34, Cornwall, 2003.
- [14] Martin J. Murphy Kenneth L. Cummins. *An Overview of Lightning Locating Systems:History , Techniques , and Data Uses , With an IN-Depth Look at the U. S.NLDNN*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, University of Arizona, 2009.
- [15] K.L.Aplin. *Planetary Atmospheric Electricity(Space Sciences Series of ISSI)*. Springer Verlag 2008, 2006.
- [16] Jose Biurrun Manresa. *Lecture 2 The Wigner-Ville Distribution*. Aalborg University, Aalborg, 2011.
- [17] Craig J. Rodger Richard L.Dowden. *TRUE GLOBAL MAPPING OF LIGHTNING USING WIDELY SPACED VLF RECEIVERS ON THE GROUND*. Low Frequency Electromagnetic Research,, Dunedin, New Zealand, 2002.
- [18] James B. Brundell Richard L.Dowden and Craig J. Rodger. *VLF lightning location by time of group arrival (TOGA) at multiple sites*. MIT Press, Dunedin, New Zealand, 2002.
- [19] Kersten Schmidt. *Ortung und Analyse von Blizentladungen mittels Registrierung von VLF-Atmospherics innerhalb eines Messnetzes*. Dissertation LMU, Muenchen, 2006.
- [20] Michael G. Schmidt. *Elektrodynamik*. Institut fuer theoretische Physik, Heidelberg, Heidelberg, 2007.
- [21] Vladimir A.Rakov und Farahd Rachidi. *Overview of Recent Progress in Lightning Research and Lightning Protection*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, University of Florida, 2009.
- [22] A.Rakov und M.Uman. *Lightning (Physics and Effects) , the distant lightning electromagnetic environment*. Cambridge University Press, University of Florida, 2006.

- [23] Franz Wegner. *Klassische Elektrodynamik*. Institut fuer theoretische Physik, Ruprecht-Karls-Universitaet Heidelberg, 2003.

ERKLÄRUNG ZUR BACHELORARBEIT

(SELBSTÄNDIGKEITSERKLÄRUNG)

Hiermit versichere ich , die vorliegende Bachelorarbeit , selbstständig verfasst , nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt , sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben .

Garching , den 28.September 2011

Andreas Besner