



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 7396

# **Empfangssystem zur Radioobservation hochenergetischer kosmischer Schauer und sein Verhalten bei Selbsttriggerung**

**O. Krömer**

**Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik**

**April 2008**



**Forschungszentrum Karlsruhe**

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7396

Empfangssystem zur Radioobservation  
hochenergetischer kosmischer Schauer  
und sein Verhalten bei Selbsttriggerung

Oliver Krömer

Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2008

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-073967

# Empfangssystem zur Radioobservation hochenergetischer kosmischer Schauer und sein Verhalten bei Selbsttriggerung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Elektrotechnik und Informationstechnik

der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Oliver Krömer

geb. in Minden

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Februar 2008

Hauptreferent: Prof. Dr. Dr. h.c. Manfred Thumm

Korreferent: Prof. Dr. Hartmut Gemmeke



## **Zusammenfassung**

### **Empfangssystem zur Radioobservation hochenergetischer kosmischer Schauer und sein Verhalten bei Selbsttriggerung**

Die Observation der hochenergetischen Komponente der kosmischen Teilchenstrahlung erfolgt durch indirekte Messungen. Dabei dringt das primäre kosmische Teilchen in die Erdatmosphäre ein und erzeugt durch Wechselwirkungen mit den Luftmolekülen einen kosmischen Luftschauer. Die am Erdboden ankommenden Sekundärteilchen werden mit Teilchendetektorarrays nachgewiesen. Das Fluoreszenzlicht der entlang der Schauerachse angeregten Stickstoffmoleküle wird im nahen Ultraviolettbereich mit Spiegelteleskopen beobachtet. Neben diesen etablierten Nachweismethoden wird derzeit die Radioobservation der Geosynchrotronemission des kosmischen Luftschauers als weitere, zusätzliche Beobachtungsmethode untersucht. Geosynchrotronemission entsteht durch Beschleunigung der vom kosmischen Luftschauer erzeugten relativistischen Elektron-Positron-Paare durch Lorentzkräfte im Magnetfeld der Erde. Am Erdboden führt dies zu einem Einzelimpuls der elektrischen Feldstärke mit einem kontinuierlichen Frequenzspektrum, das von wenigen MHz bis über 100 MHz reicht.

In der vorliegenden Arbeit wird, ausgehend von den Signaleigenschaften der Geosynchrotronemission und einer Analyse der überlagerten Stör- und Rauschkomponenten, ein geeignetes Empfängerkonzept erarbeitet. Da dieses in der geforderten Form kommerziell nicht verfügbar war, wurde das Empfangssystem, bestehend aus Antenne, Empfänger-elektronik und Datenerfassung, im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und realisiert. Dabei sind bereits auch Aspekte großflächiger Radiodetektorarrays, wie ein geringer Leistungsbedarf für eine photovoltaische Versorgung und Wirtschaftlichkeit, berücksichtigt worden. Ergebnis ist ein kalibrierter, mehrkanaliger, digitaler Breitband-Messempfänger für den lückenlosen Empfang zwischen 40 MHz und 80 MHz. Seine inhärente Störunterdrückung resultiert im Wesentlichen aus der Antennenrichtcharakteristik und der Frequenzselektion und erlaubt die effektive Radioobservation kosmischer Schauer auch in besiedelter Umgebung.

Mehrere der hier konzipierten Empfängerstationen wurden auf dem Gelände des Luftschauerexperimentes KASCADE-Grande im Forschungszentrum Karlsruhe errichtet. Sie empfangen Radiosignale, die eindeutig mit kosmischen Schauern koinzidieren. Die im Rahmen der Arbeit entwickelte Kalibrierung über den gesamten Signalpfad und das Polarisationsverhalten gestatten es, die Radioemissionen kosmischer Schauer und die zugrunde liegenden Emissionsmodelle systematisch zu untersuchen.

Für einen autarken Betrieb der Empfängerstationen ist eine Selbsttriggerung gefordert, welche den kosmischen Schauer allein anhand des Radiosignals erkennt. Dabei ist aufgrund additiver Rausch- und Störgrößen mit sinkender Detektorschwelle eine steigende Anzahl von Falschtriggern abzusehen. Die hier konzipierte Selbsttriggerung ermöglicht bei technisch handhabbaren Falschtriggerraten eine geeignet niedrige Schwelle. Das Verhalten und die Grenzen dieses Selbsttriggerkonzeptes werden sowohl theoretisch als auch messtechnisch durch seine Umsetzung in Hardware und Einsatz unter realen Umgebungsbedingungen nachvollzogen. Auf dem radiolauten Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe liegen die Feldstärkeschwellen nur einen Faktor 3 oberhalb des theoretischen Minimums, das in unbesiedelten Gebieten durch das stets präsente galaktische Rauschen gegeben ist. Die resultierende Nachweisgrenze für kosmische Strahlung wird in unbesiedelten Gebieten oberhalb einer Energie des Primärteilchens von ca.  $5 \cdot 10^{17}$  eV und in der Umgebung des Forschungszentrums Karlsruhe oberhalb von ca.  $10^{18}$  eV erwartet.

## **Abstract**

### **Receiver System for Radio Observation of High-Energy Cosmic Ray Air Showers and its Behaviour in Self Trigger Mode**

The observation of high-energy cosmic rays is carried out by indirect measurements. Thereby the primary cosmic particle enters into the earth's atmosphere and generates a cosmic ray air shower by interactions with the air molecules. The secondary particles arriving at ground level are detected with particle detector arrays. The fluorescence light from the excited nitrogen molecules along the shower axis is observed with reflector telescopes in the near-ultraviolet range. In addition to these well-established detection methods, the radio observation of the geosynchrotron emission from cosmic ray air showers is investigated at present as a new observation method. Geosynchrotron emission is generated by the acceleration of the relativistic electron-positron-pairs contained in the air shower by Lorentz forces in the earth's magnetic field. At ground level this causes a single pulse of the electric field strength with a continuous frequency spectrum ranging from a few MHz to above 100 MHz.

In this work, a suitable receiver concept is developed based on the signal properties of the geosynchrotron emission and the analysis of the superposed noise and radio frequency interferences. As the required receiver system was not commercially available, it was designed in the framework of this work and realised as system including the antenna, the receiver electronics and suitable data acquisition equipment. In this concept considerations for a large scale radio detector array have already been taken into account, like low power consumption to enable solar power supply and cost effectiveness. The result is a calibrated, multi-channel, digital wideband receiver for the complete range from 40 MHz to 80 MHz. Its inherent noise and RFI suppression essentially results from the antenna directional characteristic and frequency selectivity and allows effective radio observation of cosmic ray air showers also in populated environment.

Several units of this receiver station have been deployed on the site of the cosmic ray air shower experiment KASCADE-Grande at the Forschungszentrum Karlsruhe. They are receiving radio signals which are clearly in coincidence with cosmic ray air showers. Due to the calibration spanning the whole signal path and the polarization analysis it is possible to investigate radio emission from cosmic ray air showers and underlying emission models.

An autonomous operation of the receiver stations requires a self trigger which identifies the cosmic ray air shower by its own radio signal only. Due to the superposition of noise and radio frequency interference an increasing false trigger rate is expected with decreasing trigger threshold. The self trigger conceived within this work allows suitably low thresholds at technically manageable false trigger rates. The behaviour and limitations of this self trigger concept are derived theoretically but also confirmed by measurements under real environmental conditions. On the radio-loud site of the Forschungszentrum Karlsruhe, the electric field strength threshold is only a factor of 3 above the theoretical minimum which is given by the omnipresent galactic noise in an unpopulated environment. The resulting detection limits for cosmic rays are expected to be above  $5 \cdot 10^{17}$  eV for the primary particle energies in an unpopulated environment and above  $10^{18}$  eV on the site of the Forschungszentrum Karlsruhe.



## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1 Einleitung .....</b>	<b>1</b>
1.1 Kosmische Strahlung .....	1
1.2 Nachweismethoden für kosmische Strahlung .....	2
1.3 Radioobservation kosmischer Schauer .....	4
1.4 Ziele und Struktur dieser Arbeit .....	5
<b>2 Geosynchrotronemission, Rauschen und Störungen .....</b>	<b>9</b>
2.1 Kosmische Schauer .....	9
2.2 Historische Experimente und Theorien zur Radioemission .....	10
2.3 Geosynchrotronstrahlung .....	11
2.4 Signaleigenschaften der Geosynchrotronstrahlung .....	13
2.4.1 Zeitverhalten der Radioemission .....	13
2.4.2 Frequenzspektrum der Radioemission .....	14
2.4.3 Polarisierung der Radioemission .....	15
2.5 Rauschquellen und Störsignale mit Nachrichteninhalt .....	16
2.5.1 Systemtemperatur und inneres Rauschen .....	16
2.5.2 Äußeres Rauschen .....	18
2.5.3 Atmosphärisches Rauschen .....	19
2.5.4 Galaktisches Rauschen .....	20
2.5.5 Industrielles Rauschen .....	20
2.5.6 Störungen mit Nachrichteninhalt .....	21
2.6 Signal/Rauschleistungsverhältnis .....	22
2.6.1 Pulsförmige Anregung von Bandpasssystemen .....	22
2.6.2 Bestimmung des Signal/Rauschleistungsverhältnisses .....	24
2.6.3 Optimalfilter (Matched Filter) für weißes Rauschen .....	26
2.6.4 Optimalfilter für farbiges Rauschen .....	27
2.6.5 Näherungen des Signal/Rauschleistungsverhältnisses .....	29
2.6.6 Numerisches Signal/Rauschleistungsverhältnis .....	30
2.7 Ergebnisse und Diskussion zu Kapitel 2 .....	31
<b>3 Die Antenne .....</b>	<b>33</b>
3.1 Notwendige Eigenschaften der Empfangsantenne .....	33
3.1.1 Bandbreite .....	33
3.1.2 Richtcharakteristik .....	33
3.1.3 Nebenkeulendämpfung und Umgebungseinflüsse .....	34
3.1.4 Polarisierung .....	35
3.1.5 Wellenleitertyp und Antennenimpedanz .....	35

<b>3.2 Auswahl des Antennentyps.....</b>	<b>35</b>
3.2.1 Alternative Formen von Breitband- und Richtantennen.....	35
3.2.2 Eigenschaften und Formen logarithmisch-periodischer Antennen.....	37
3.2.3 Prinzip der logarithmisch-periodischen Antennen .....	38
<b>3.3 Design logarithmisch-periodischer Antennen.....</b>	<b>39</b>
3.3.1 Design und Untersuchungen logarithmisch periodischer Spiralantennen .....	39
3.3.2 Diskussion der logarithmisch periodischen Spiralantenne .....	43
3.3.3 Realisierung der logarithmisch-periodischen Dipolantenne.....	43
3.3.4 Ausführung der Doppelleitung und des koaxialen Antennenanschlusses .....	46
<b>3.4 Charakterisierung der logarithmisch-periodischen Dipolantenne .....</b>	<b>49</b>
3.4.1 Reflexionsfaktor der LPDA .....	49
3.4.2 Gewinn und Gruppenlaufzeit der LPDA.....	51
3.4.3 Richtcharakteristik der LPDA.....	52
3.4.4 Abhängigkeit der Antennenparameter von der Umgebung.....	54
3.4.5 Polarisationsentkopplung .....	56
<b>3.5 Ergebnisse und Diskussion des Antennendesigns.....</b>	<b>57</b>
<b>4 Das Empfangssystem .....</b>	<b>59</b>
<b>4.1 Konzept und Aufbau des Empfängers.....</b>	<b>59</b>
<b>4.2 Der Antennenvorverstärker .....</b>	<b>61</b>
4.2.1 Realisierung des Vorverstärkers.....	61
4.2.2 Streuparameter und Stabilität des Antennenvorverstärkers.....	62
4.2.3 Rauschzahl des Antennenvorverstärkers.....	63
4.2.4 Übersprechdämpfung des Antennenvorverstärkers.....	64
4.2.5 Übersteuerungsfestigkeit und Intermodulation .....	65
<b>4.3 Das Filter-Demodulator-Modul .....</b>	<b>66</b>
4.3.1 HF-Bandpassfilter .....	67
4.3.2 Filtertechnologie .....	68
4.3.3 Frequenzgang des Filter-Demodulator-Moduls .....	69
4.3.4 Der Demodulator.....	71
4.3.5 Realisierung des Hüllkurven-Demodulators .....	72
4.3.6 Impulsverhalten der Empfängerelektronik.....	73
<b>4.4 Analog-Digital-Umsetzung und Datenerfassungssystem .....</b>	<b>75</b>
4.4.1 Auflösung der AD-Umsetzung.....	76
4.4.2 Unterabtastung von Bandpasssignalen .....	76
4.4.3 Hardware der AD-Umsetzung und des Datenerfassungssystems.....	78
4.4.4 Rekonstruktion des HF-Bandpasssignals .....	79
<b>4.5 Ergebnisse und Diskussion des Empfängerdesigns .....</b>	<b>81</b>
<b>5 Installation, Kalibrierung und Betrieb der Empfängerstationen .....</b>	<b>83</b>
<b>5.1 Lage und Anordnung der Empfängerstationen.....</b>	<b>83</b>
<b>5.2 Amplituden- und Laufzeit-Kalibrierung des Empfangssystems.....</b>	<b>85</b>
5.2.1 Komplexe Übertragungsfunktion der analogen Empfängerelektronik .....	86
5.2.2 Übertragungsfunktion der Antenne .....	89
5.2.3 Komplexe Gesamtübertragungsfunktionen des Empfängers .....	92
5.2.4 Abschätzung des Gesamtmessfehlers und der Kalibrierunsicherheit.....	94
<b>5.3 Radioobservation kosmischer Schauer durch externe Triggerung .....</b>	<b>94</b>
5.3.1 Erzeugung und Eigenschaften des externen Triggersignals .....	95

5.3.2 Rate kosmischer Schauer mit verwertbarem Radio-Signal-Rausch-Abstand.....	95
5.3.3 Gemessene Radiosignale ausgewählter Schauerereignisse .....	96
5.3.4 Feldstärke und Signal-Rausch-Abstand ausgewählter Schauerereignisse.....	98
<b>5.4 Ergebnisse und Diskussion zu Kapitel 5.....</b>	<b>99</b>
<b>6 Selbsttriggerung .....</b>	<b>101</b>
<b>6.1 Selbsttriggerung bei additivem Rauschen.....</b>	<b>102</b>
6.1.1 Falschtriggerwahrscheinlichkeit.....	103
6.1.2 Falschtriggerrate.....	105
6.1.3 Abhängigkeit der Falschtriggerrate von der Schwellenenergie des Empfängers .....	106
6.1.4 Entdeckungswahrscheinlichkeit .....	108
<b>6.2 Unterdrückung schmalbandiger Störsignale .....</b>	<b>109</b>
6.2.1 Charakteristik des Nutzsignals .....	110
6.2.2 Schmalbandstörer.....	111
6.2.3 Unterdrückung von Schmalbandstörern durch Hochpassfilterung der Einhüllenden.....	112
6.2.4 Unterdrückung von Falschtriggern hervorgerufen durch den Fernsehsender Raichberg .	114
<b>6.3 Unterdrückung pulsförmiger Störsignale .....</b>	<b>115</b>
6.3.1 3er-Koinzidenz zur Unterdrückung pulsförmiger Störer mit flacher Elevation .....	116
6.3.2 Rate zufälliger Koinzidenzen, Amplitudenschwelle und Entdeckungswahrscheinlichkeit bei Koinzidenzauswertung .....	118
<b>6.4 Selbsttriggererelektronik .....</b>	<b>119</b>
6.4.1 Inkohärente Überlagerung der Ost-West- und Nord-Süd Polarisation .....	119
6.4.2 Eliminierung unplausibler Pulsformen.....	120
6.4.3 Hardware der Selbsttrigger-Elektronik .....	121
<b>6.5 Kalibrierung und messtechnische Bestätigung der Selbsttriggererelektronik.....</b>	<b>123</b>
6.5.1 Die Demodulatorkennlinie .....	124
6.5.2 Kalibrierung der Hüllkurvendemodulation .....	125
6.5.3 Messtechnische Überprüfung der Triggerrate eines einzelnen Kanals.....	125
6.5.4 Messtechnische Überprüfung der Rate der zufälligen Koinzidenz .....	127
<b>6.6 Selbsttriggerung unter realen Umgebungsbedingungen .....</b>	<b>127</b>
6.6.1 Einzeltriggerrate über der Triggerschwelle.....	128
6.6.2 Schwellwert für eine moderate Falschtriggerrate in 3er-Koinzidenz .....	130
6.6.3 Dynamik der Falschtriggerraten und Regelung des Schwellwertes .....	132
<b>6.7 Ergebnisse und Diskussion der Selbsttriggerung .....</b>	<b>132</b>
6.7.1 Konzept und Hardware der Selbsttriggerung .....	132
6.7.2 Grenzen der Selbsttriggerung.....	133
<b>7 Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>137</b>
<b>8 Anhang .....</b>	<b>145</b>



### Liste der verwendeten Formelzeichen

A	Signalamplitude
$A_W$	Wirkfläche der Antenne
$a_{\text{rück}}$	Rückdämpfung der Antenne
b	Auflösung eines AD-Umsetzers in Bit
B(f)	Spektralverteilung des farbigen Rauschens
$\alpha$	Winkel zwischen der Schauerachse und dem Magnetfeld der Erde
$B_E$	Rauschbandbreite des Empfängers
$b_\theta$	Abstandsparameter
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$C'$	Kapazitätsbelag
$d_n$	Abstand der n-ten Dipolelemente
$E_0$	Energie des primären kosmischen Teilchens
$E_{0,S}$	Energieschwelle des primären kosmischen Teilchens
$E_{0,\text{min}}$	Mindestenergie des primären kosmischen Teilchens
E	elektrische Feldstärke
$\hat{E}$	Scheitelwert der elektrischen Feldstärke
$E_S$	Feldstärkeschwelle an der Antenne
E(t)	Zeitsignal der elektrischen Feldstärke
E(f)	Fouriertransformierte des Zeitsignals der elektrischen Feldstärke
$E^*(f)$	konjugiert komplexe Fouriertransformierte des Zeitsignals der el. Feldstärke
$E_{=}$	Wert der gleichverteilten Fouriertransformierten der elektrischen Feldstärke
$E_{\text{hin}}$	elektrische Feldstärke der hinlaufenden Welle
$E_{N,\text{eff}}$	Effektivwert der elektrischen Feldstärke des äußeren Rauschens
$E_{\text{Peak}}$	Scheitelwert der elektrischen Feldstärke
$E_{\text{rück}}$	elektrische Feldstärke der rücklaufenden Welle
$E_\theta$	Feldstärkeparameter
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_{r,\text{Erde}}$	relative Dielektrizitätszahl des Erdbodens
$\epsilon_v$	Feldstärke pro Empfängerbandbreite
f	Frequenz
$f_A$	Abtastfrequenz der AD-Umsetzung
$f_A'$	Abtastfrequenz nach Hochtastung (Up-Sampling)
$f_{FT}$	Falschtriggerrate
$f_{FT,n}$	Falschtriggerrate der n-ten Antenne
$f_{FT,3Ko}$	Falschtriggerrate der Dreifachkoinzidenz
$f_0$	Mittelfrequenz
$f_\Delta$	Bandbreite
$F_E$	Rauschzahl des Empfängers
$F_n$	Rauschzahl der n-ten Stufe
$F_{\text{Ges}}$	Gesamtrauschzahl einer Übertragungskette aus n Stufen
$f_k$	Korrekturfaktor
$\varphi$	Phase
$\varphi_A$	Azimutwinkel
$\varphi_E$	Elevationswinkel
g	Amplitudenfaktor des Optimalfilters
$G_A$	Gewinn der Antenne relativ zum isotropen Kugelstrahler
$G_{AE}$	Verstärkung des realisierten Empfängers im Nutzband
$G_{LPDA}$	Gewinn der log.-per. Dipolantenne relativ zum isotropen Kugelstrahler
$G_n$	Übertragungsgewinn der n-ten Stufe

$\gamma$	Lorentzfaktor
H	magnetische Feldstärke
$H(t)$	Zeitsignal der magnetischen Feldstärke
$h(t)$	Impulsantwort
$H_{ADC}$	Übertragungsfunktion des AD-Umsetzers
$H_{AE}(f)$	Übertragungsfunktion der analogen Empfängerelektronik
$h_E(t)$	Impulsantwort des Empfängers
$H_E(f)$	Systemfunktion des Empfängers in allgemeiner Form
$H_{E,HF,BP}(f)$	Übertragungsfunktion des hier realisierten Empfängers
$h_{E,OPT}(t)$	Impulsantwort des Optimalfilters
$h_{IP}(k')$	zeitdiskrete Impulsantwort des Interpolationsbandpassfilters
$H_{E,OPT}(f)$	Optimalfilter des Empfängers
$H_{LPDA}(f)$	Übertragungsfunktion der log.-per. Dipolantenne
$I(E_0)$	Teilchenflussdichte der kosmischen Strahlung
k	Index des zeitdiskreten Signals
$k'$	Index des hochgetasteten zeitdiskreten Signals
$k_B$	Boltzmann-Konstante
$k_D$	Steilheit der Hüllkurvendemodulation
$\kappa$	Exponent der Teilchenflussdichte kosmischer Strahlung
$l_{eff}$	effektive Antennenlänge
$l_h$	Höhe des von den Antennen gebildeten Dreiecks
$l_\Delta$	Seitenlänge des von den Antennen gebildeten Dreiecks
$l_\theta$	Abstandsparameter
$l_n$	Länge des n-ten Dipolelementes
$L'$	Induktivitätsbelag
$\lambda_0$	Betriebswellenlänge in Bandmitte
$\lambda_M$	Messwellenlänge
$\mu_0$	Permeabilitätskonstante ( $4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am)
N	Rauschleistung
$N_A$	Rauschleistung am Empfängerenausgang
$n(t)$	mittelwertfreies Bandpass-Rauschsignal mit gaußscher Amplitudenverteilung
$n_I(t)$	I-Komponente des Bandpass-Rauschsignals $n(t)$
$n_Q(t)$	Q-Komponente des Bandpass-Rauschsignals $n(t)$
$N_{E,IDEAL}$	Rauschleistung des idealen Empfängers
$N_{E,REAL}$	Rauschleistung des realen Empfängers
NZ	Ordnung der Nyquistzone
$\eta_0$	Vakuumwellenwiderstand ( $377 \Omega$ )
$o(t)$	Ausgangssignal des Optimalfilters
$\Omega$	von der Antenne betrachteter Raumwinkel
$p(n)$	Wahrscheinlichkeitsdichte des Rauschsignals $n(t)$
$p(r)$	Wahrscheinlichkeitsdichte der Einhüllenden $r(t)$ eines Rauschsignals $n(t)$
$p(r,A)$	Wahrscheinlichkeitsdichte der Einhüllenden von Signal + Rauschen
$P_A$	Ausgangsleistung der Antenne
$P_D$	Entdeckungswahrscheinlichkeit
$P_E$	Ausgangsleistung des Empfängers
$P_{FT}$	Falschtriggerwahrscheinlichkeit
$P_D$	Entdeckungswahrscheinlichkeit
$P_{D,3Ko}$	Entdeckungswahrscheinlichkeit der Dreifachkoinzidenz
$P_S$	Schwellenleistung der Schwellwertentscheidung
$P_T$	Sendeleistung
$P_{direkt}$	Ausgangsleistung der Antenne durch die direkte Welle

$P_{\text{refl}}$	Ausgangsleistung der Antenne durch die reflektierte Welle
$R$	Abstand des Beobachters zur Schauerachse
$R_0(f, \theta)$	Abstandsparameter
$r_A$	Antennenabstand
$R_A$	Realteil der Antennenimpedanz
$R_{LNA}$	Realteil der Eingangsimpedanz des Antennenvorverstärkers
$r(t)$	Einhüllende des Rauschsignals $n(t)$
$r_{\text{Erde}}$	Reflexionsfaktor der Erde
$r_1$	Gesamtreflexion am Eingang
$r_2$	Gesamtreflexion am Ausgang
$r_G$	Fehlanpassung des Generators
$r_L$	Fehlanpassung der Last
$S$	Signalleistung
$S_P$	Poyntingvektor
$S_m$	zeitlicher Mittelwert des Poyntingvektors
SNR	Signal/Rauschleistungsverhältnis
$SNR_{10E18eV}$	Signal/Rauschleistungsverhältnis eines $10^{18}$ eV-Luftschauers
$S_{10E17eV}$	Signalleistung eines $10^{17}$ eV-Luftschauers
$\underline{S}_{11}$	Streuparameter des Eingangs
$\underline{S}_{21}$	Streuparameter der Verstärkung
$\underline{S}_{12}$	Streuparameter der Rückwirkung
$\underline{S}_{22}$	Streuparameter des Ausgangs
$\sigma$	Standardabweichung
$\sigma_{LPDA}$	Abstandsfaktor der logarithmisch-periodischen Dipolantenne
$\sigma_{\text{opt}}$	Abstandsfaktor der log.-per. Dipolantenne bei Optimalbemessung
$t$	Zeit
$t_D$	zeitlicher Abstand der Ankunftszeiten an den Antennen
$t_{FT}$	mittlere Länge eines Rauschimpulses
$t_{Ko}$	Koinzidenzzeit
$t_{W0}$	Signallaufzeit durch das von den Antennen gebildete Dreieck
$t_0$	Zeitverschiebung
$T$	absolute Temperatur
$T_A$	Abtastperiodendauer der AD-Umsetzung
$T_{ANT}$	Rauschtemperatur der Antenne
$T_0$	Standardtemperatur (hier 298 K)
$T_{\text{eff}}$	effektive Rauschtemperatur
$T_{FT}$	mittlerer Zeitabstand zwischen zwei Falschtriggern
$T_n$	Rauschtemperatur der n-ten Empfängerstufe
$T_P$	physikalische Temperatur der Zuleitung
$T_{SYS}$	Systemtemperatur
$T_Z$	Rauschtemperatur der Zuleitung
$\tau$	Stufungsfaktor der logarithmisch-periodischen Dipolantenne
$\tau_G$	Gruppenlaufzeit
$u$	Hochtafakt (Up-Sampling-Faktor)
$U_{\text{direkt}}$	Ausgangsspannung der Antenne durch die direkte Welle
$\hat{U}_{HK}$	Scheitelwert der Ausgangsspannung der Hüllkurvendemodulation
$\hat{U}_{HF.BP}$	Scheitelwert des verstärkten, bandbegrenzten HF-Signals
$U_{\text{refl}}$	Ausgangsspannung der Antenne durch die reflektierte Welle
$U_S$	Spannungsschwelle des Hüllkurvenkomparators
$U_{\text{Ant,MAXMIN}}$	Extrema der Antennenausgangsspannung
$U_0$	Leerlaufspannung der Antenne

$U_A$	Ausgangsspannung der Antenne
$V_n$	Verstärkung der n-ten Verstärkerstufe
$V_S$	Schwellwert, der durch die Einhüllende zu überschreiten ist
$V_Z$	Verstärkungsfaktor der Zuleitung
$\theta$	Winkel zwischen der Schauerachse und dem Zenit
$X_A$	Imaginärteil der Antenneimpedanz
$X_{LNA}$	Imaginärteil der Eingangsimpedanz des Antennenvorverstärkers
$x(t)$	zeitkontinuierliches Signal im Zeitbereich
$x(k)$	zeitdiskretes Signal nach Abtastung von $x(t)$
$X(f)$	Fouriertransformierte des Signals $x(t)$
$X_S(f)$	Spektrum des abgetasteten Signals $x(k)$
$x_{ZP}(k')$	zeitdiskretes Zero-Padding-Signal des Signals $x(k)$
$y(k')$	zeitdiskretes rekonstruiertes Bandpasssignal
$X_{max}$	atmosphärische Tiefe in $g/cm^2$ , auf welcher der Schauer seine maximale Teilchenzahl entwickelt hat
$Y$	Anzahl kosmischer Teilchen
$Z_A$	Antennenimpedanz
$Z_{LNA}$	Eingangsimpedanz des Antennenvorverstärkers
$Z_0$	Wellenwiderstand



# 1 Einleitung

## 1.1 Kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung wurde im Jahre 1912 durch den Österreicher Victor F. Hess erstmals nachgewiesen [Hes12]. Vorausgegangen waren Radioaktivitätsmessungen mit Elektrometern, die sich entluden, obwohl keine radioaktiven Quellen in der Nähe waren. Dass der Effekt nicht wie zunächst angenommen durch radioaktive Strahlung aus dem Erdinneren verursacht wurde, konnte Victor F. Hess zeigen, indem er mit Heißluftballonen aufstieg und mit zunehmender Höhe ein Ansteigen der Ionisation feststellte. Die Strahlung musste also aus dem Kosmos stammen und die Sonne wurde anfangs als mögliche Quelle angenommen. Da die Messungen keinen ausgeprägten Tagesgang aufwiesen und auch die totale Sonnenfinsternis im Jahre 1927 keine nennenswerten Unterschiede zu Messungen außerhalb der Sonnenfinsternis lieferte, war die Sonne als dominierender Faktor ausgeschlossen. Die Quelle der kosmischen Strahlung war also außerhalb unseres Sonnensystems zu vermuten. Victor F. Hess erhielt 1936 für die Entdeckung der kosmischen Strahlung den Nobelpreis für Physik. Seit jener Zeit entwickelte sich die Astroteilchenphysik zu einem faszinierenden Bereich der Naturwissenschaften an den Schnittstellen von Astronomie, Astrophysik, Kosmologie und Elementarteilchenphysik.

Als „kosmische Strahlung“ treffen pro Sekunde und Quadratmeter über 1000 Teilchen kosmischen Ursprungs auf die Erdatmosphäre. Dabei handelt es sich größtenteils um ionisierte Atomkerne mit einem chemischen Spektrum, das vom Wasserstoff (Protonen) bis hin zum Eisen reicht [Gai90]. Der Energiebereich der Atomkerne erstreckt sich über mehr als 10 Dekaden und reicht bis über  $10^{20}$  eV [YoD98]. Das ist zehn Millionen mal mehr, als mit den größten Beschleunigern auf der Erde zu erreichen ist (Large Hadron Collider am CERN:  $7 \cdot 10^{12}$  eV). Über 14 Dekaden der Teilchenenergie fällt die Teilchenflussdichte  $I(E_0)$  um 30 Größenordnungen ab und genügt dabei in Abhängigkeit der Energie  $E_0$  einem Potenzgesetz der Form  $I(E_0) \sim E_0^{-\kappa}$  (Abbildung 1.1). Während bei niedrigen Energien noch mehrere Teilchen pro Quadratmeter und Sekunde eintreffen, wird bei einer Energie von  $10^{20}$  eV nur noch ein einziges Teilchen pro  $\text{km}^2$  und Jahrhundert erwartet. Der Exponent  $\kappa$  besitzt unterhalb von  $10^{15}$  eV den Wert 2,7 und oberhalb einen Wert von etwa 3. Dies macht sich im in Abbildung 1.1 dargestellten Energiespektrum als charakteristischer Knick bemerkbar, der in der Literatur üblicherweise als „Knie“ bezeichnet wird. Der Ursache für das Knie ist noch ungeklärt wird aber als Verlagerung des chemischen Spektrums von Protonen zu schwereren Ionen gedeutet. Auch die Herkunft und die Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung sind bis heute noch nicht abschließend verstanden.

Die Quellenmodelle sind vom Energiebereich abhängig: Hinsichtlich der Beschleunigungsmechanismen ist die Sonne imstande, Teilchenenergien bis zu  $10^{10}$  eV zu produzieren. Teilchenenergien bis zu  $10^{15}$  eV lassen sich gut durch Beschleunigung an Schockfronten nach Supernova-Explosionen erklären [V&B88]. Für höhere Teilchenenergien bis über  $10^{20}$  eV werden als Quellen kosmische Objekte wie Pulsare, Quasare und aktive galaktische Kerne diskutiert. Ihre Beschleunigungsprozesse werden jenseits der derzeit etablierten physikalischen Vorstellungen vermutet. Bezüglich der Herkunft ist klar, dass kosmische Strahlung oberhalb  $10^{10}$  eV außerhalb unseres Sonnensystems entstanden sein muss. Als

geladene bewegte Teilchen wird die kosmische Strahlung jedoch von galaktischen, chaotischen Magnetfeldern abgelenkt, so dass sie beim Eintreffen auf der Erde nahezu isotrop erscheint und kaum noch Richtungsinformation besitzt, was eine exakte Vermessung der Quellen unmöglich macht. So besitzen zum Beispiel Protonen der Energie  $10^{15}$  eV einen Gyroradius, der um etwa einen Faktor 1000 kleiner ist als die Dicke der galaktischen Scheibe. Bis zu Energien von etwa  $10^{16}$  eV sind geladene kosmische Teilchen aufgrund der galaktischen Magnetfelder in unserer Galaxie gefangen. Teilchen höherer Energie können unsere Galaxie verlassen oder andererseits aus anderen ähnlichen Galaxien zu uns gelangen. Erst bei Teilchenenergien oberhalb von  $10^{19}$  eV und den entsprechend großen Gyroradien wird heute eine Auswertung der Richtungsinformation als aussichtsreich erachtet, um z.B. Anisotropien und Punktquellen der kosmischen Strahlung aufzuspüren.

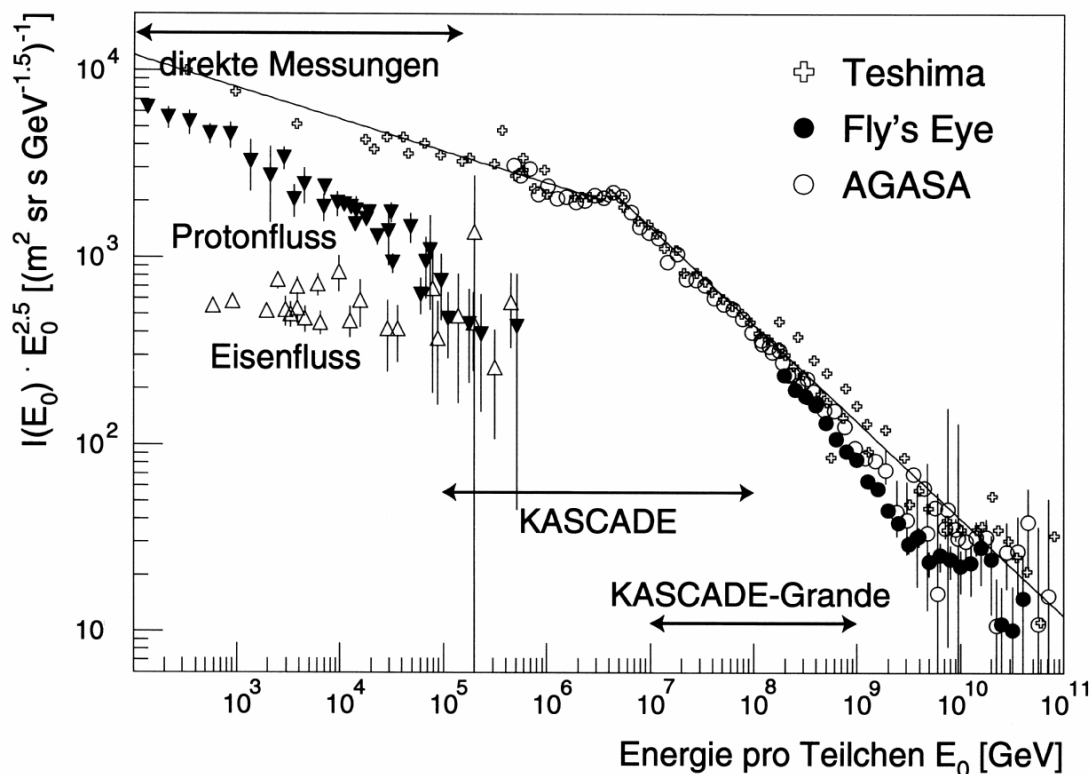


Abbildung 1.1: Teilchenflussdichte der kosmischen Strahlung. Um die Änderungen im Spektrum hervorzuheben, wurde die Teilchenflussdichte mit  $E_0^{2.5}$  skaliert [Kna97]. Separat dargestellt sind die Flussdichten des Wasserstoffs und des Eisens.

## 1.2 Nachweismethoden für kosmische Strahlung

Zur Bestätigung der Modelle zur Beschreibung der kosmischen Strahlung ist die exakte Bestimmung sowohl ihrer Elementzusammensetzung als auch ihres Energiespektrums notwendig. Bis zu einer Energie von  $10^{14}$  eV gelingt dies durch direkte Messungen der primären kosmischen Teilchen mit Detektoren, die durch Ballone oder Satelliten getragen werden und sich so weitgehend den störenden Effekten der Erdatmosphäre entziehen. Direkte Messungen der Primärteilchen erlauben eine detaillierte Analyse ihrer Teilchenenergie und ihres chemischen Spektrums.

Der mit zunehmender Energie drastisch abnehmende Teilchenfluss macht eine direkte Messung der höherenergetischen kosmischen Strahlung jedoch unmöglich, da die hierzu notwendigen großen Detektorflächen und langen Messzeiten nur am Erdboden realisierbar

sind. Am Erdboden kann das kosmische Teilchen allerdings nur indirekt nachgewiesen werden. Es erzeugt beim Eintritt in die Atmosphäre in Höhen ab etwa 20 km durch unelastische Stöße mit den Kernen der Luftmoleküle Sekundärteilchen, die ebenfalls wechselwirken oder zerfallen und dabei eine Teilchenkaskade ausbilden, die als ausgedehnter kosmischer Luftschauer (kosmischer Schauer) bezeichnet wird. Ein kosmischer Schauer kann einige Milliarden Sekundärteilchen enthalten und propagiert mit nahezu Vakuum-Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre. Je nach Energie des Primärteilchens hat ein kosmischer Schauer eine laterale Ausdehnung bis zu mehreren Kilometern, ist aber nur wenige Meter dick.

Die Sekundärteilchen des kosmischen Schauers können am Erdboden mit Teilchendetektoren gemessen werden. Ein etabliertes Detektorprinzip nutzt den Cherenkov-Effekt, bei dem das hochenergetische, im Detektorvolumen überlichtschnelle Sekundärteilchen beim Durchgang einen Lichtimpuls erzeugt. Dieser wird mit Hilfe von hochempfindlichen Photosensoren z.B. Photomultiplerröhren nachgewiesen. Der geringe Teilchenfluss der höherenergetischen kosmischen Strahlung und auch die laterale Ausdehnung des kosmischen Schauers erfordern eine großflächige Anordnung vieler Detektoren, die zusammen ein Detektor-Array bilden. Die Fläche des Detektor-Arrays als auch der Abstand der Detektoren zueinander ist vom Energiebereich der zu beobachtenden Primärteilchen abhängig. Aus den Signalen und Ankunftszeiten der einzelnen Detektoren eines Arrays können die Gesamtteilchenzahl, der Ort der Schauerzentrums und die Schauerachse rekonstruiert und in weiteren Schritten die Eigenschaften des Primärteilchens errechnet werden. Ein solches Detektor-Array für den Energiebereich von  $10^{14}$  eV bis  $10^{17}$  eV ist das KASCADE-Experiment (**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etector) im Forschungszentrums Karlsruhe mit einer Detektorfläche von  $200 \times 200$  m<sup>2</sup>. Es erfasst mit 256 Detektoren mit je 13 Metern Abstand und einem zusätzlichen Zentraldetektor die Sekundärteilchen des kosmischen Schauers. Die Erweiterung zum KASCADE-Grande-Experiment führte zu einer Detektorfläche von  $700 \times 700$  m<sup>2</sup> mit 37 Detektoren in 130 Metern Abstand und vergrößerte den Energiebereich bis  $10^{18}$  eV. Der Energiebereich bis über  $10^{20}$  eV wurde mit dem Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien erschlossen, das auf einer Fläche von  $55 \times 55$  km<sup>2</sup> aus insgesamt 1600 Detektoren in 1500 Metern Abstand aufgebaut ist. Ein weiteres Beispiel ist das Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) in Japan, mit dem ebenfalls kosmische Strahlung mit Energien bis über  $10^{20}$  eV erfasst werden kann.

Mit Teilchendetektor-Arrays am Erdboden lassen sich zwar sehr ausgedehnte Detektorflächen und damit Messungen auch bei niedrigen Teilchenflüssen realisieren, aber die Informationen über das kosmische Primärteilchen können nur indirekt über die Sekundärteilchen gewonnen werden. Natürlich bilden sich die Eigenschaften des kosmischen Primärteilchens in den Schauerparametern ab. Beispielsweise nehmen die Energie und Art des Primärteilchens Einfluss auf die longitudinale und laterale Schauerentwicklung und seine Masse bestimmt das zahlenmäßige Verhältnis von Elektronen und Myonen auf Beobachtungsniveau. Die Rekonstruktion der Eigenschaften des Primärteilchens allein aus den Teilchendetektorsignalen ist jedoch ein außerordentlich aufwändiger Prozess. Hieraus resultierte die Forderung, mit ergänzenden Detektorsystemen zusätzliche Informationen über den kosmischen Schauer zu gewinnen.

Eine solche ergänzende, in den 1980er Jahren entwickelte Nachweismethode besteht darin, im Luftvolumen oberhalb des Detektor-Arrays das Fluoreszenzlicht der während des Durchgangs des kosmischen Schauers angeregten Stickstoffatome zu messen. Die angeregten Stickstoffatome emittieren dabei isotrop im Ultraviolett-Bereich zwischen 300 nm und 400 nm. Die Fluoreszenzlichtmessungen haben den Vorteil, die longitudinale Schauerentwicklung und den Energieeintrag in die Atmosphäre beobachten zu können, und erlauben so eine bessere Rekonstruktion der Energie und Art des Primärteilchens. Größter

Nachteil der Fluoreszenzdetektoren ist, dass sie analog zu astronomischen Lichtteleskopen hohe Ansprüche an ihre Umgebungsbedingungen stellen. Sie arbeiten nur in einer Umgebung ohne Streulicht, nur während mond- und wolkenloser Nächte und können deshalb nur zu 10 % der Zeit messen. Das High Resolution Fly's Eye (HiRes) Experiment in Utah [Sok03] ist ein Beispiel für diese Nachweismethode, die derzeit auch für eine satellitengestützte Beobachtung großer Teile der Erdatmosphäre angepasst wird und in Form des EUSO-Instrumentes auf der internationalen Raumstation ISS eingesetzt werden soll [Cat03]. Eine Verbindung von Teilchendetektoren und Fluoreszenzteleskopen zu einem hybriden Detektorarray ist im südlichen Pierre Auger Observatorium gelungen. An den Flanken des 3100 km<sup>2</sup> großen Teilchendetektorfeldes befinden sich 24 Fluoreszenzlichtteleskope.

### 1.3 Radioobservation kosmischer Schauer

Neben der Erfassung eines kosmischen Schauers über seine Sekundärteilchen und sein Fluoreszenzlicht bietet sich als weitere Nachweismethode an, seine Radioemissionen zu empfangen. Der Empfang der Radioemissionen ist wie auch die Fluoreszenzlichtmessung von direkterer Natur, da der kosmische Schauer schon während seiner Entwicklung und nicht erst zum Zeitpunkt des Eintreffens einer kleinen Fraktion seiner Sekundärteilchen in den Detektoren am Erdboden betrachtet wird. Während die Fluoreszenzteleskope die longitudinale Entwicklung des Schauers messen, ist das Radiosignal eine Größe mit integralen Eigenschaften über die volle Schauerentwicklung. Die zusätzlichen Informationen aus Radioemission und Fluoreszenzlicht können die Rekonstruktion der Schauerparameter aus den Teilchendetektorsignalen stark vereinfachen. Die Radiodetektion hat im Vergleich zu den Fluoreszenzteleskopen den großen Vorteil, ununterbrochen messen zu können, und stellt hinsichtlich der Umgebungsbedingungen geringere Ansprüche. Verglichen mit Teilchen- oder Fluoreszenzlichtdetektoren wird ferner mit moderaten Kosten gerechnet.

Bereits in den 1960er Jahren wurden verschiedene Mechanismen diskutiert, nach denen ein kosmischer Schauer eine breitbandige Radioemission zwischen einigen MHz bis hin zu einigen hundert MHz erzeugen soll. Im Jahre 1965 gelang John Jelley auf dem Gelände des Jodrell-Bank-Radioteleskops der erste Nachweis der Radioemission kosmischer Schauer mit einem auf 44 MHz abgestimmten Empfangssystem mit 2,75 MHz Bandbreite und einem Feld aus 72 horizontalen Dipolen. Die Messungen waren jedoch aufgrund begrenzter Möglichkeiten damaliger Elektronik sehr mühsam und konnten kaum verwertbare Beziehungen zwischen der Radioemission und den Schauerparametern herstellen. Daher wurden die Aktivitäten nicht weiter verfolgt und die historischen Resultate zum Teil in Frage gestellt. Erst die Leistungsfähigkeit moderner Elektronik gestattet es heute, Hochfrequenzsignale in digitalen Empfangssystemen mit der geforderten Amplituden- und Zeitauflösung zu verarbeiten, was die Diskussion über Radioemissionen kosmischer Schauer neu belebte und die kohärente Geosynchrotronstrahlung als dominierenden Mechanismus favorisierte. Die im kosmischen Schauer enthaltenen Elektronen und Positronen bewegen sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit auf die Erdoberfläche zu und erfahren dabei in Verbindung mit dem Erdmagnetfeld durch Lorentzkräfte eine Beschleunigung. Hierbei entsteht eine in Flugrichtung relativistisch fokussierte Synchrotronstrahlung.

Um die Radioobservation als zusätzliche Beobachtungstechnik etablieren zu können, müssen folgende wichtige Vorbedingungen erfüllt sein: Man braucht ein gutes Verständnis der zugrunde liegenden Emissionsmechanismen kosmischer Schauer und ein detailliertes Modell, welches eine Beziehung zwischen der Radioemission und den Schauerparametern herstellt. Zusätzlich benötigt man ein Radio-Experiment zur Überprüfung der Modelle und zur Demonstration, dass in unserer heutigen Umgebung mit hohen Hochfrequenzstörpegeln ein Empfang der Radioemission möglich ist. Derartige Experimente können sinnvoll nur an

Orten errichtet werden, an denen sich bereits ein Teilchendetektor-Array befindet. Auf dem Gelände des Luftschauerexperimentes KASCADE-Grande im Forschungszentrum Karlsruhe wurden zwei derartige Experimente im Rahmen des LOPES-Projektes [Fal05] errichtet. Das LOPES30-Experiment [Hor06] beruht auf Hardware-Komponenten des LOFAR-Projektes (**Low Frequency Array**) [Rot03] und dient neben der Radioobservation kosmischer Schauer gleichzeitig als **LOFAR Prototype Station** (LOPES). Es besitzt ein Messfeld mit 30 sog. Inverted-V-Dipolen und wird während des Eintreffens kosmischer Schauer vom KASCADE-Grande-Experiment getriggert. Das zweite Radio-Experiment LOPES<sup>STAR</sup> (STAR = **Self Triggered Array of Radio Detectors**) ist im Rahmen dieser Arbeit entstanden [Gem06].

## 1.4 Ziele und Struktur dieser Arbeit

Hochenergetische kosmische Schauer erzeugen in Verbindung mit dem Erdmagnetfeld Geosynchrotronstrahlung, die als pulsformige, breitbandige Radioemission in Erscheinung tritt. Das Frequenzspektrum ist kontinuierlich und konzentriert sich im Frequenzbereich von einigen MHz bis etwa 100 MHz. Ziel dieser Arbeit ist die Konzeption und die Realisierung eines Empfangssystems zur Radioobservation kosmischer Schauer und die Untersuchung seines Verhaltens bei Selbsttriggerung. Eine wichtige Eigenschaft eines solchen Empfangssystems ist seine Fähigkeit, den Absolutwert und die Polarisation der Radioemission rekonstruieren zu können, was seine Kalibrierung und ein entsprechendes Polarisationsverhalten voraussetzt. Zur Vermeidung einer aufwändigen, individuellen Kalibrierung im Feld, sollen die Empfangseigenschaften von den Umgebungsparametern weitgehend unbeeinflusst bleiben, so dass die im Labor gewonnenen Kalibrierdaten auch im Detektorfeld ihre Gültigkeit behalten. Ferner wird verlangt, dass der Empfänger auch in besiedelten Gebieten, in denen nicht nur natürliches sondern auch künstliches Rauschen und Störungen existieren, arbeitet und dazu über eine geeignete Störunterdrückung verfügt. Im Hinblick auf einen zukünftigen Einsatz der Radioobservation in großflächigen Detektorarrays mit einer Vielzahl von Antennen sind zusätzlich ein niedriger Leistungsbedarf für eine Solar- bzw. Batterieversorgung und moderate Kosten anzustreben.

Die derzeitigen Radioexperimente wie z.B. LOPES30 erhalten ein externes Triggersignal, das aus benachbarten Teilchendetektoren abgeleitet wird und die Datenerfassung des Radiosignals steuert. Für eine autarke Radioobservation wird eine Selbsttriggerung gewünscht, die den kosmischen Schauer allein anhand seiner Radioemission erkennt. Dabei ist aufgrund additiver Rausch- und Störgrößen mit sinkender Detektorschwelle eine steigende Anzahl von Falschtriggern abzusehen. Dazu ist ein geeignetes Selbsttriggerkonzept zu entwickeln, das bei technisch handhabbaren Falschtriggerraten eine geeignet niedrige Schwelle ermöglicht. Ziel ist die theoretische als auch die messtechnische Bestimmung der erreichbaren Feldstärkeschwelle und Nachweisgrenze.

Zum Erreichen der gesetzten Ziele gliedert sich die Arbeit grob in drei Teile, in deren Verlauf folgende Themen schwerpunktmäßig bearbeitet wurden.

- Empfangssystem**
- Allgemeiner theoretischer Teil
  - Antenne
  - Konzeption, Elektronik und Datenerfassung des Empfangssystems

- Einsatz und Betrieb** - Errichtung der Empfängerstationen
  - Kalibrierung des Gesamtsystems
  - Radioobservation kosmischer Schauer mit externer Triggerung
  
- Selbsttriggerung** - Theorie zur Selbsttriggerung
  - Strategien der Störunterdrückung
  - Hardware-Implementierung der Selbsttriggerung
  - Bestimmung der Grenzen der Selbsttriggerung

Zum Erreichen der gesetzten Ziele war die Theorie, die Konzeption und gegebenenfalls die Entwicklung und das Design vieler, teilweise unabhängiger Komponenten und Installationen zu erörtern. Daher wird am Ende eines jeden Kapitels das dort erzielte Ergebnis zusammengefasst und diskutiert. Eine Trennung der Teilergebnisse und Diskussionen von den jeweiligen Kapiteln um sie am Ende der Arbeit separat darzustellen hätte diese Arbeit zu inhomogen werden lassen. Die Zusammenfassung am Ende der Arbeit geht daher auf einige dieser Teilergebnisse und Teildiskussionen nicht mehr ein, sondern stellt die übergreifenden Eigenschaften und Ergebnisse in den Vordergrund.

Kapitel 2 stellt zu Anfang die Theorie der Radioemission kosmischer Schauer dar und beschreibt ihre Nutzsignaleigenschaften hinsichtlich Zeitverhalten, Frequenzspektrum und Polarisierung. Im Frequenzbereich des Nutzsignalspektrums werden die unterschiedlichen Rausch- und Störquellen identifiziert und bezüglich ihrer spektralen Verteilung und Rauschtemperaturen quantifiziert. Am Ende von Kapitel 2 steht die analytische Beschreibung des Signal/Rausch-Abstandes von der ausgehend der sinnvolle Frequenzbereich, die Bandbreite sowie der Einsatz von Optimalfiltern und sein Impulsverhalten diskutiert werden.

Kapitel 3 behandelt die Antenne, welche eine Schlüsselkomponente kalibrierter bzw. kalibrierfähiger Empfänger darstellt und bereits über ihre Richtcharakteristik zur Optimierung des Signal/Stör-Abstandes beitragen kann. Die daraus resultierenden Anforderungen werden dargestellt und verschiedene etablierte Antennentypen hinsichtlich ihrer Eignung für die geplante Aufgabe betrachtet. Nach Auswahl eines geeigneten Antennentyps, der kommerziell nicht verfügbar war, wird das Antennendesign beschrieben. Neben den üblichen Antennenparametern wie Richtdiagramm, Anpassung und Polarisierung wird insbesondere auch die Abhängigkeit der Antennenparameter von der Umgebung messtechnisch analysiert.

Kapitel 4 widmet sich den elektronischen Komponenten und dem Datenerfassungssystem des Empfängers. Es stellt zu Anfang sein Gesamtblockschaltbild von der Antenne bis zur Analog-Digital-Umsetzung und Archivierung der Radiosignale auf geeigneten Massenspeichern vor. Weite Teile der elektronischen Funktionseinheiten bedurften eines speziell auf diese Anwendung ausgerichteten Designs. Dies gilt für die Antennenvorverstärker, die HF-Bandpassfilter, welche gleichzeitig als Anti-Aliasing-Filter arbeiten, und die schnellen breitbandigen Hüllkurvendemodulatoren, welche der Pulsdetektion zum Zwecke der Selbsttriggerung dienen. Die Anforderungen an sie, ihre Entwicklung und ihre Eigenschaften werden eingehend dargelegt. Zum Ende von Kapitel 4 wird auf die hier angewandte Unterabtastung von Bandpasssignalen und die sich daraus ergebenden Konsequenzen bei der Interpretation und Rekonstruktion des zeitdiskreten Signals eingegangen.

Kapitel 5 beschreibt die Lage, die Errichtung und den Betrieb mehrerer Empfängerstationen nach dem hier dargelegten Konzept auf dem Gelände des Luftschauerexperimentes KASCADE-Grande im Forschungszentrum Karlsruhe. Die Kalibrierung über den gesamten Signalpfad des Empfängers angefangen von der Antenne bis zu den digitalisierten Radiodaten wird in Form seiner komplexen Übertragungsfunktion (Amplitudengang, Phasengang und Gruppenlaufzeit über der Frequenz) angegeben. Abschließend werden die während des Eintreffens kosmischer Schauer gemessenen Radiosignale anhand ausgewählter Beispiele demonstriert und diskutiert.

Kapitel 6 erörtert die Möglichkeiten und Grenzen der Selbsttriggerung. Hierbei soll der kosmische Schauer ohne zusätzliche externe Triggersignale allein aus seiner Radioemission erkannt werden. Äußere Rausch- und Störsignale, die über die Antenne zusammen mit dem Nutzsignal in den Empfänger gelangen, können dabei entweder ohne Gegenwart eines kosmischen Schauers die Triggerbedingung erfüllen und Falschtrigger auslösen oder aber das Nutzsignal maskieren und damit die Entdeckungswahrscheinlichkeit vermindern. Zunächst werden die grundsätzlichen Abhängigkeiten der Falschtriggerrate und der Entdeckungswahrscheinlichkeit von der Signalleistung, der Rauschleistung als auch dem Schwellwert dargestellt. Im Anschluss daran werden die überlagerten Störungen unter anderem nach Spektralverteilung, Amplitudenverteilung, Zeitverhalten und Elevationswinkel klassifiziert und aus den daraus hervorgehenden Unterschieden zum Nutzsignal Strategien zur Unterdrückung der verschiedenen Störerklassen abgeleitet. Mit Hilfe des in Hardware umgesetzten Selbsttriggerkonzeptes wird die Wirksamkeit zunächst im Labor mit ausgewählten Prüfsignalen und schließlich unter realen Umgebungsbedingungen auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe überprüft. Die zum Erreichen einer moderaten Falschtriggerrate notwendige Feldstärkeschwelle und die daraus resultierende Nachweisgrenze werden zu Ende von Kapitel 6 diskutiert.

In Kapitel 7 zum Ende der Arbeit werden die Ergebnisse der Arbeit zusammenfassend dargestellt und ein Ausblick auf weiterführende Arbeiten und Aktivitäten gegeben.





## 2 Geosynchrotronemission, Rauschen und Störungen

### 2.1 Kosmische Schauer

Im Jahre 1939 entdeckte Pierre Auger, dass hochenergetische kosmische Teilchen in der Erdatmosphäre ausgedehnte kosmische Schauer auslösen können. Abhängig von der Energie und Art des primären Teilchens dringt dieses mehr oder minder tief in die Erdatmosphäre ein und produziert in Höhen ab etwa 20 km durch inelastische Stöße mit den Kernen der Luftmoleküle eine Vielzahl von Sekundärteilchen, die wiederum wechselwirken oder zerfallen und dabei eine Kaskade von Teilchenreaktionen ausbilden. Das primäre Teilchen verliert bei jeder Wechselwirkung im Mittel 50 % seiner Energie. Ein primäres hochenergetisches Proton unterliegt bei seinem Weg durch die Atmosphäre bis auf Meereshöhe im Mittel 12 Wechselwirkungen. Sehr hochenergetische kosmische Teilchen können dabei Schauer mit mehreren Milliarden Sekundärteilchen verursachen, die sich mit nahezu Vakuumlichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegen.

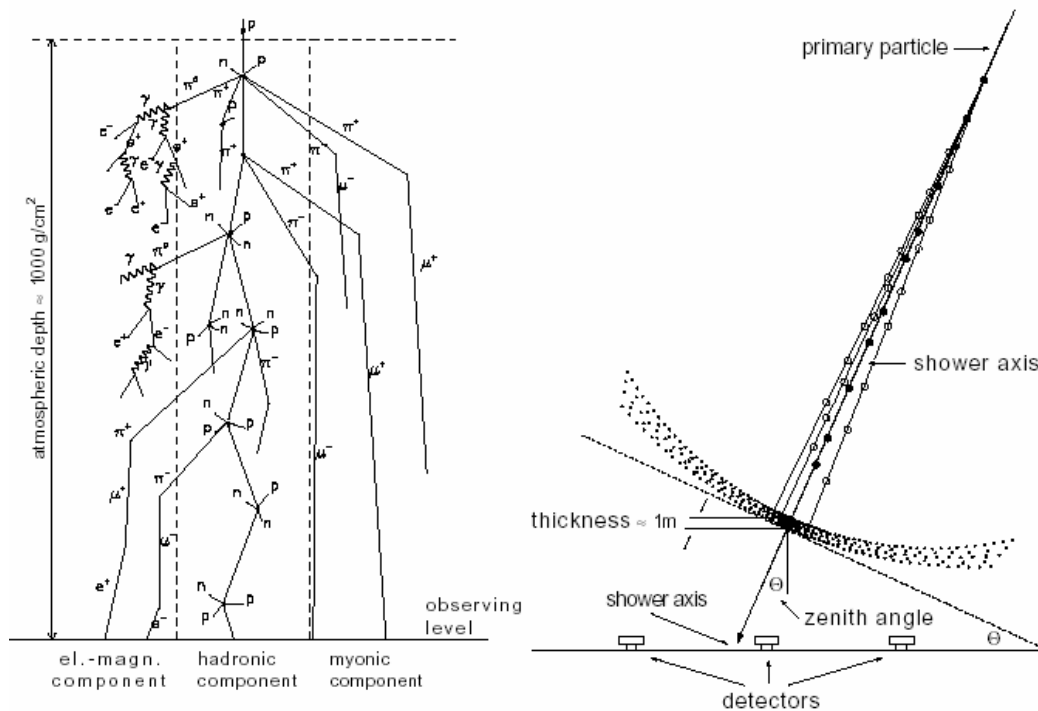


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers nach Allkofer [All75].

Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Entwicklung der Teilchenkaskade. Nach der ersten Wechselwirkung entstehen hauptsächlich Pionen ( $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) und Nukleonen (p, n). Etwa ein Drittel der produzierten Pionen sind ungeladene  $\pi^0$ -Mesonen, die aufgrund ihrer extrem kurzen Lebensdauer ( $\approx 10^{-16}$  s) ohne die Möglichkeit weiterer Wechselwirkungen

unmittelbar in  $\gamma$ -Quanten zerfallen. Diese  $\gamma$ -Quanten bilden in einem alternierenden Prozess aus Paarzeugung und Bremsstrahlung die elektromagnetische Komponente (Elektronen und Positronen) des Luftschauers. Die geladenen Pionen ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) haben eine Lebensdauer in der Größenordnung von  $10^{-8}$  Sekunden, die sich infolge relativistischer Dilatation um den Faktor  $10^4$  bis  $10^5$  vergrößert, so dass ihnen vor ihrem Zerfall weitere Wechselwirkungen möglich sind. Ihre Sekundärteilchen tragen zur hadronischen Komponente des Schauers bei. Die geladenen Pionen zerfallen schließlich in Myonen ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ) und Neutrinos, was die myonische Komponente des Luftschauers verursacht. Auf dem Weg durch die Atmosphäre wird ständig Energie aus der hadronischen Komponente über die  $\pi^0$ -Produktion in die elektromagnetische Komponente und über die  $\pi^+\pi^-$ -Produktion in die myonische Komponente übertragen.

Die elektromagnetische Komponente (Elektronen, Positronen, Photonen) enthält etwa 90 %, die myonische Komponente etwa 5 % und die hadronische Komponente (Pionen, Kaonen, Protonen, Neutronen, ...) etwa 1 % der Sekundärteilchen. Der gesamte Schauer propagiert mit nahezu Vakuum-Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre. Die laterale Ausdehnung ist für die verschiedenen Schauerkomponenten stark unterschiedlich. Der Hauptteil der Hadronen konzentriert sich aufgrund ihrer kleinen Transversalimpulse in einem Radiusbereich von etwa 10 Metern um die Schauerachse. Die Elektronen und Positronen der elektromagnetischen Komponente sind durch Vielfachstreuung an Molekülen der Luft in einem Radius bis etwa 100 Meter zu finden. Die Myonen haben die breiteste Lateralverteilung bis über 1 km, da sie die Erdoberfläche aufgrund ihres Durchdringungsvermögens aus großen Höhen erreichen. Eine bezüglich der kohärenten Radioemission wichtige Eigenschaft des Schauer-„Pfannkuchens“ ist seine vergleichsweise geringe Dicke von nur wenigen Metern.

## 2.2 Historische Experimente und Theorien zur Radioemission

Die erste Vorhersage einer Radioemission von Luftschauern stammt von Askaryan aus den frühen 1960er Jahren [Ask62] [Ask65]. Als Mechanismus der Radioemission wurde die Čerenkov-Strahlung der elektromagnetischen Komponente (Elektronen und Positronen) des Schauers betrachtet. Čerenkov-Strahlung entsteht, wenn geladene Teilchen sich durch ein Medium mit einer Geschwindigkeit bewegen, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. Die Elektronen und Positronen eines Luftschauers bewegen sich mit nahezu Vakuumlichtgeschwindigkeit und damit schneller als die Lichtgeschwindigkeit in der Atmosphäre. In einem neutralen Schauer mit gleicher Anzahl von Elektronen und Positronen würden die Emissionen der Elektronen jedoch die Emissionen der Positronen auslöschen. Da die Atmosphäre viele Elektronen, jedoch keine Positronen enthält, entwickelt der Schauer einen negativen Ladungsüberschuss. Diese Nettoladung erlaubt es dem Schauer, Čerenkov-Strahlung zu emittieren (Askaryan-Effekt). Die Voraussagen von Askaryan waren die Motivation für die ersten Experimente zur Radioobservation von Luftschauern durch John Jelley [Jel65] bei einer Frequenz von 44 MHz. Schnell folgten weitere Experimente, die Emissionen zwischen 2 MHz und 520 MHz nachwiesen und zeigten, dass die Feldstärke vom Winkel zwischen der Schauertrajektorie und dem Erdmagnetfeld abhängig ist.

Dies konnte mit dem Askaryan-Effekt allein nicht erklärt werden und es wurden weitere alternative Mechanismen der Radioemission diskutiert. Kahn und Lerche entwickelten ein Modell, das außer dem Askaryan-Effekt zusätzlich einen geomagnetischen Effekt berücksichtigte [K&L66]. Den geomagnetischen Effekt erklärten sie über eine vom Magnetfeld der Erde erzeugte kontinuierliche Ladungstrennung der im Schauer enthaltenen Elektronen und Positronen, was zu transversalen bewegten Strömen führt. Ihre Berechnungen gingen allerdings von stark vereinfachten Annahmen hinsichtlich des Luftschauers aus. Weitere

Arbeiten verfeinerten das Modell von Kahn und Lerche, indem sie realistischere Modelle des Luftschauers zugrunde legten. Alle Arbeiten sagten voraus, dass der geomagnetische Effekt in der Atmosphäre dominiert und der Askaryan-Effekt nur in dichten Medien wie Eis, Salz oder Gestein zum Tragen kommt. Er wird zum Beispiel aktuell im Radio Ice Čerenkov Experiment RICE genutzt, um im Eis neutrinoinduzierte Schauer zu messen [Kra03]. Die Ergebnisse der Arbeiten und Experimente der 1960er Jahre hat Allan 1971 zusammenfassend dargestellt [All71]. Seine Analysen führten zu einer Formel für die näherungsweise Bestimmung der elektrischen Feldstärke  $\varepsilon_v$  pro Empfängerbandbreite:

$$\varepsilon_v = 20 \cdot \left( \frac{E_0}{10^{17} \text{ eV}} \right) \cdot \sin \alpha \cdot \cos \theta \cdot \exp \left( \frac{-R}{R_0(f, \theta)} \right) \left[ \frac{\mu V}{m \cdot \text{MHz}} \right]$$

Gl. 2.1

Hierin ist  $E_0$  die Primärenergie des kosmischen Teilchens,  $\alpha$  der Winkel zwischen der Schauerachse und dem Magnetfeld der Erde,  $\theta$  der Winkel zwischen der Schauerachse und dem Zenit,  $R$  der Abstand des Beobachters zur Schauerachse und  $f$  die Beobachtungsfrequenz. Der Radius  $R_0(f, \theta)$  ist 110 m bei einer Frequenz von 55 MHz und für Zenitwinkel unter  $35^\circ$ .

Spätere Arbeiten sagten wesentlich kleinere Werte der elektrischen Feldstärke voraus, was teilweise in Fehlern bei der Kalibrierung der historischen Experimente z.B. für die Energie des primären kosmischen Teilchens und die Verstärkung des Empfängers begründet ist. Die Dokumentation der vorhandenen Daten ist nicht immer durchgängig, so dass ein direkter Vergleich verschiedener Experimente schwierig ist. Wenn auch die quantitative Belastung der historischen Daten und auch der Allan-Formel (Gl. 2.1) nur mit großer Vorsicht durchgeführt werden sollte, sind sie doch hinsichtlich der qualitativen Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke von der Primärenergie, der Schauergeometrie und dem Abstand konsistent.

## 2.3 Geosynchrotronstrahlung

Die in der elektromagnetischen Komponente des kosmischen Schauers enthaltenen Elektronen und Positronen bewegen sich mit nahezu Vakuumlichtgeschwindigkeit auf die Erdoberfläche zu und erfahren dabei in Verbindung mit dem Erdmagnetfeld durch Lorentzkräfte eine Beschleunigung. Es gibt zwei Möglichkeiten, die dabei entstehende Radioemission zu beschreiben, wobei davon auszugehen ist, dass beide gleichwertige Ergebnisse liefern:

Die erste erklärt den geomagnetischen Strahlungseffekt über eine vom Magnetfeld der Erde erzeugte kontinuierliche Ladungstrennung der im Schauer enthaltenen Elektronen und Positronen, was zu transversalen bewegten Strömen führt, die ihrerseits Dipolstrahlung emittieren. Die zweite interpretiert die Emissionen als Synchrotronstrahlung der im Erdmagnetfeld beschleunigten Ladungen [F&G03].

Der Gyroradius der Elektronen-Positronen-Komponente eines kosmischen Schauers beträgt etwa 3 km. Aufgrund der freien Weglänge der Elektronen und Positronen von ca. 450 m in einer Höhe von 4 km über NN durchlaufen diese keinesfalls einen vollständigen Gyrokreis von 20 km Länge. So kommt es nicht zu der periodisch repetierenden Emission, die man mit der Synchrotronstrahlung im klassischen Sinne verbindet.

Jede Beschleunigung einer Ladung, also auch die Beschleunigung der Elektronen-Positronen-Komponente eines kosmischen Schauers durch Lorentzkräfte im Erdmagnetfeld, führt zu elektromagnetischer Strahlung (Abbildung 2.2). Nichtrelativistische Teilchen

senden Dipolstrahlung aus, die senkrecht zur Beschleunigung am intensivsten ist und in Beschleunigungsrichtung verschwindet. Bei hochrelativistischen Teilchen kommt zu einer starken Fokussierung der Strahlung in Flugrichtung. Für Partikel mit dem Lorentzfaktor  $\gamma$  wird die ursprüngliche Dipolstrahlung in einen schmalen Kegel mit einem Öffnungswinkel in der Größenordnung  $2/\gamma$  in Richtung der Flugbahn gebündelt. Dieser Strahlungskegel streicht über den Beobachter und führt für diesen zu einer stark gepulsten Emission mit einem Frequenzspektrum, das weit oberhalb der Gyrofrequenz von einigen kHz liegt. Durch Integration der Emissionen aller am kosmischen Schauer beteiligten Elektronen und Positronen über die gesamte Schauerentwicklung erhält man schließlich das auf Beobachtungsniveau entstehende Radiosignal. Es ist einleuchtend, dass die Ergebnisse der Integration stark von den zugrunde liegenden Modellen des kosmischen Schauers abhängen.

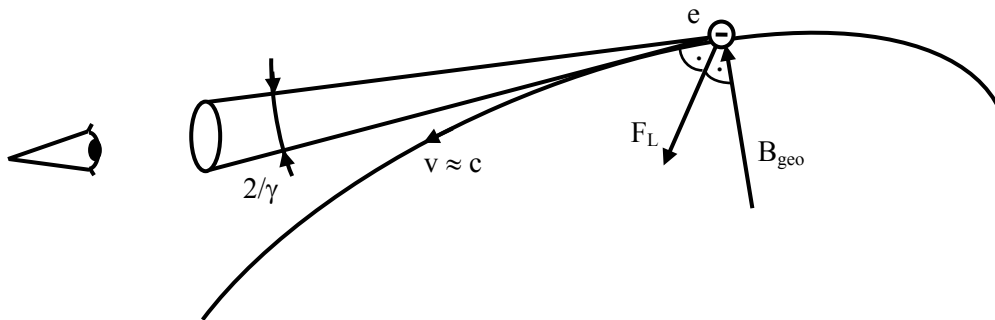


Abbildung 2.2: Geosynchrotronemission infolge Beschleunigung eines relativistischen Elektrons  $e$  mit dem Lorentzfaktor  $\gamma$  durch Lorentzkräfte  $F_L$  im Erdmagnetfeld  $B_{geo}$ .

Auf Basis des Synchrotronstrahlungseffektes wurden im Rahmen des LOPES-Projektes die Radioemissionen kosmischer Schauer modelliert und simuliert [Hue04]. Dort wird die Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke  $E$  von den Schauerparametern wie folgt angegeben:

$$|\vec{E}(\theta, R, f, E_0, X_{\max})| = f_k \cdot E_\theta \cdot \left( \frac{E_0}{10^{17} \text{ eV}} \right)^{0,96} \exp \left[ -\frac{f / \text{MHz} - 10}{47,96 \cdot \exp[-R/b_\theta]} \right] \cdot \exp \left[ -\frac{200m \cdot (\alpha(X_{\max}) - 1) + R}{\alpha(X_{\max}) \cdot l_\theta} \right]$$

$$\text{mit: } \alpha(X_{\max}) = 1,00636 \cdot \left( \frac{X_{\max}}{631 \text{ g/cm}^2} \right)^{-1,50519}$$

Gl. 2.2

Darin ist  $X_{\max}$  die atmosphärische Tiefe in  $\text{g/cm}^2$ , auf welcher der Schauer seine maximale Teilchenzahl entwickelt hat,  $\theta$  der Winkel zwischen Schauerachse und dem Zenit,  $R$  der Abstand der Antenne zur Schauerachse,  $f$  die Beobachtungsfrequenz und  $E_0$  die Energie des kosmischen Teilchens. Die Werte für  $E_\theta$ ,  $l_\theta$  und  $b_\theta$  sind abhängig vom Zenitwinkel  $\theta$  entsprechend folgender Tabelle zu wählen. Der Vorfaktor  $f_k$  ist ein Korrekturfaktor mit einem Wert von ca. 1.

$\theta$	$E_0$ [ $\mu\text{V m}^{-1} \text{MHz}^{-1}$ ]	$l_0$ [m]	$b_0$ [m]
0°	12,33	135,30	219,41
15°	11,04	152,80	219,16
30°	8,33	202,09	254,23
45°	4,98	339,71	305,17
60°	2,53	873,54	590,03

Tabelle 2.1: Parametrierung zu Gleichung 2.2

Die elektrische Feldstärke steigt fast linear mit der Primärenergie an, so dass sich die emittierte Leistung quadratisch mit der Primärenergie des Schauers erhöht. Dies bedeutet, dass es sich um eine nahezu vollständig kohärente Emission handelt, denn im Falle einer inkohärenten Strahlung bestünde lediglich ein linearer Zusammenhang zwischen emittierter Leistung und Primärenergie. Die kohärente Emission ist mit der im Vergleich zur Wellenlänge kleinen Dicke des Schauer-„Pfannkuchens“ im Bereich weniger Meter zu erklären. Mit steigender Frequenz als auch mit steigendem Abstand der Antenne zur Schauerachse nimmt die elektrische Feldstärke exponentiell ab.

## 2.4 Signaleigenschaften der Geosynchrotronstrahlung

Die Signaleigenschaften der Radioemissionen kosmischer Schauer bestimmen wesentlich die Eckdaten des zur Radioobservation notwendigen Empfängers, wie z.B. seine Bandmittenfrequenz, seine Bandbreite, seine Empfindlichkeit, seine Dynamik, sein Polarisationsverhalten, seine Richtcharakteristik oder die Anzahl sowie die Anordnung seiner Antennen im Messfeld. Darüber hinaus können Unterschiede zwischen den Signaleigenschaften der Radioemission kosmischer Schauer und den Radioaussendungen künstlicher Quellen oder natürlicher Rauschquellen gezielt genutzt werden, um durch eine geeignete Signalverarbeitung den Signal/Stör-Abstand zu erhöhen. Dies ist notwendig, um eine hinreichend tiefe Schwelle für den Nachweis der Radioemission kosmischer Teilchen zu sichern.

### 2.4.1 Zeitverhalten der Radioemission

Ein sich in einer Höhe von 10 km entwickelnder Schauer benötigt zum Durchlaufen der Atmosphäre etwa 30  $\mu\text{s}$ . Jedoch ist für einen Beobachter am Boden mit einem Abstand von wenigen hundert Metern zur Schauerachse dieses Zeitintervall extrem verkürzt, da das Radiosignal und die Schauerpartikel, also die Quelle des Radiosignals, sich näherungsweise mit gleicher Geschwindigkeit auf ihn zu bewegen.

Für einen Beobachter am Boden erscheint das Radiosignal als kurzer, nadelförmiger Puls der elektrischen Feldstärke (Abbildung 2.3). Da die zeitliche Kompression für die frühen Teile der Schauerentwicklung am größten ist, sind die Pulse unsymmetrisch und besitzen eine im Verhältnis zur Abfallzeit kürzere Anstiegszeit. In einem Bereich bis zu 100 Metern Abstand zur Schauerachse hat der Puls eine Dauer von etwa 10 ns. Diese minimale Impulslänge entspricht der Laufzeit einer elektromagnetischen Welle entlang der Ausdehnung der Quelle in Ausbreitungsrichtung, also der Dicke des Schauer-„Pfannkuchens“ von ca. 2 Metern. Mit zunehmendem Abstand zur Schauerachse verlängert sich der Puls. In 500 Metern Abstand hat er mit über 100 ns bereits mehr als die zehnfache Länge. Im Falle sehr großer Abstände wird der Schauer quasi von einer Seite aus betrachtet und die Pulslänge entspricht der Laufzeit des Schauers durch die Atmosphäre, also etwa 30  $\mu\text{s}$ . Gleichzeitig geht mit zunehmendem Abstand zur Schauerachse die Signalamplitude exponentiell zurück, wie es auch den Gleichungen Gl. 2.1 und Gl. 2.2 zu entnehmen ist.

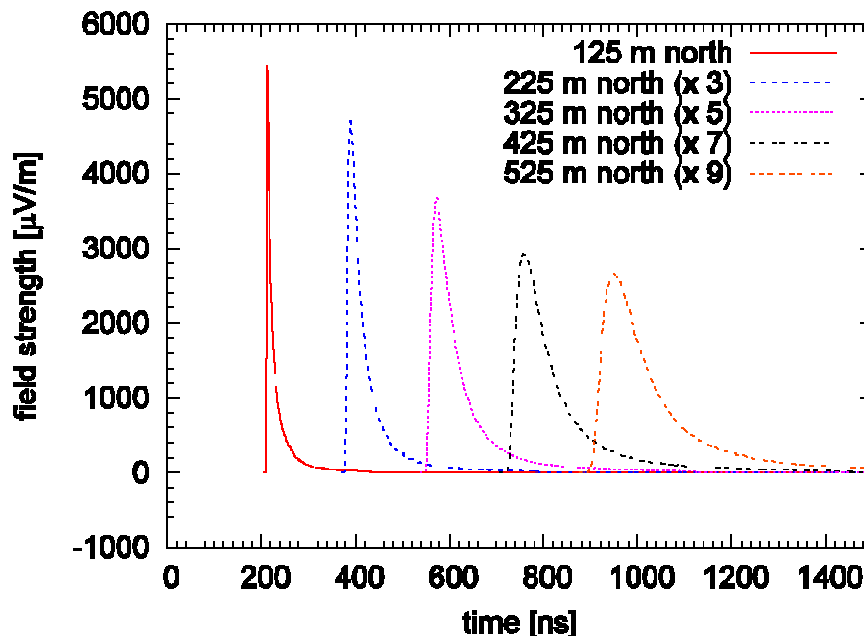


Abbildung 2.3: Simulierter zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke für einen  $10^{18}$  eV Proton-induzierten Schauer mit 30 Grad Zenitwinkel, Geomagnetfeld am Ort des Pierre-Auger-Observatoriums und 1400 m Beobachterhöhe [Hue07]. Der Schauer kommt von Süden. Der Beobachter befindet sich in 125 m, 225 m, 325 m, 425 m und 525 m Abstand nördlich der Schauerachse. Dargestellt ist die Ost-West-Polarisationskomponente, die aber hier die Gesamtfeldstärke enthält.

#### 2.4.2 Frequenzspektrum der Radioemission

Zeitsignal und Frequenzspektrum sind über die Fouriertransformation verknüpft. Kontinuierliche, periodische Zeitfunktionen, wie sie in der Nachrichtentechnik meist vorliegen, besitzen ein diskretes Spektrum. Im Gegensatz dazu weisen einmalige, pulsartige Signale und damit auch die Geosynchrotronstrahlung ein kontinuierliches Frequenzspektrum auf, dessen signifikanter Anteil etwa bis zur reziproken Impulsdauer reicht.

Nahe der Schauerachse besitzen die Impulse die minimale Dauer von ca. 10 ns und zeigen damit das breiteste Spektrum, das bis über 100 MHz reicht (Abbildung 2.4). Die mit zunehmendem Abstand zur Schauerachse anwachsende Pulsdauer führt zu einer verminderten Bandbreite der Emission, die bei 500 Metern Abstand (Pulslänge  $\approx$  100 ns) bereits oberhalb 10 MHz stark abfällt. Im Vergleich zu den klassischen Rundfunkbändern hat man es mit einer sehr breitbandigen Emission zu tun, die vom Kurzwellen- bis in den Ultrakurzwellenbereich reicht.

Man erkennt bereits, dass die Radioobservation kosmischer Schauer mit großen Abständen zwischen Antenne und Schauerachse schwierig ist. Die Signalleistung innerhalb einer festen Empfängerbandbreite z.B. von 50 MHz bis 60 MHz zeigt mit zunehmendem Abstand des Beobachters zur Schauerachse einen starken Rückgang, der auf zwei Arten zustande kommt: Die Pulsamplitude geht exponentiell mit dem Schauerabstand zurück und gleichzeitig verlagert sich die spektrale Verteilung der Energie infolge der vergrößerten Pulsdauer zu tiefen Frequenzen außerhalb der Filterbandbreite.

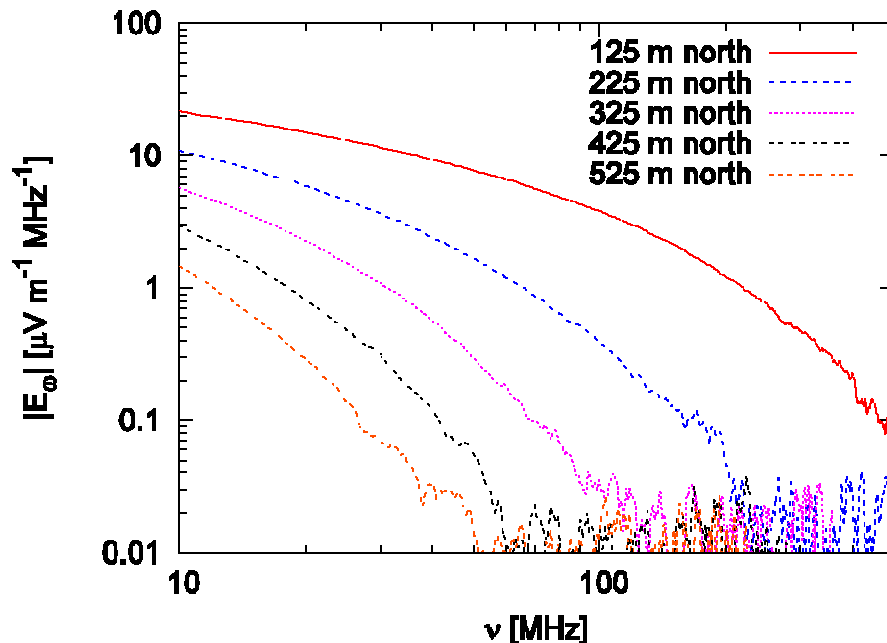


Abbildung 2.4: Simuliertes Spektrum der elektrischen Feldstärke, Parameter wie zu Abbildung 2.3.

### 2.4.3 Polarisation der Radioemission

Die Modelle sagen für einen individuellen kosmischen Schauer und eine relativ zur Schauerachse ortsfeste Antennenposition eine nahezu lineare Polarisation der Radioemission voraus. Im Schauerzentrum ist die Emission perfekt linear und der E-Feld-Vektor steht senkrecht auf dem Erdmagnetfeld und der Schauerachse. Schauer mit kleinen Zenitwinkeln, also großer Elevation, werden vornehmlich eine horizontale Ost-West- und Nord-Süd-Polarisation aber kaum eine vertikale Polarisation erzeugen. Für einen individuellen Schauer ist das Verhältnis der Nord-Süd- zur Ost-West-Polarisation von Azimut und Elevation der Schauerachse als auch von der Position der Antenne relativ zum Schauerzentrum abhängig. Abbildung 2.5 zeigt am Beispiel eines vertikalen Schauers in einem Abstand von 200 m nordwestlich des Schauerzentrums die verschiedenen Polarisationsanteile. Die Nord-Süd- und die Ost-West-Polarisation sind in gleicher Größenordnung und zeigen ein nahezu identisches Zeitverhalten, so dass die Polarisation zeitlich kaum variiert und demnach fast vollständig linear bleibt. Die vertikale Polarisation ist zu vernachlässigen. Die isotrope Verteilung der Einfallsrichtung kosmischer Teilchen führt schließlich dazu, dass am Antennenstandort beliebige Polarisationsrichtungen auftreten können, der linear polarisierte Charakter jedoch weitgehend erhalten bleibt.

Da es auf Basis der Polarisationseigenschaften direkt möglich ist, die Geosynchrotronstrahlung als Quelle der Radioemission kosmischer Schauer zu bestätigen, sollten für eine effektive Radioobservation Empfänger verwendet werden, die beide horizontale Polarisationsrichtungen empfangen und unterscheiden. Als Antennen können z.B. im einfachsten Fall zwei orthogonale horizontale Dipole (Kreuzdipol) verwendet werden, deren Ausgangssignale zur Bestimmung der Polarisation hinsichtlich ihres Betrags- und Phasenverhältnisses ausgewertet werden. In Kapitel 3 wird ein entsprechender allerdings aufwändigerer Antennentyp in Form einer kreuzpolarisierten logarithmisch-periodischen Dipolantenne vorgestellt.

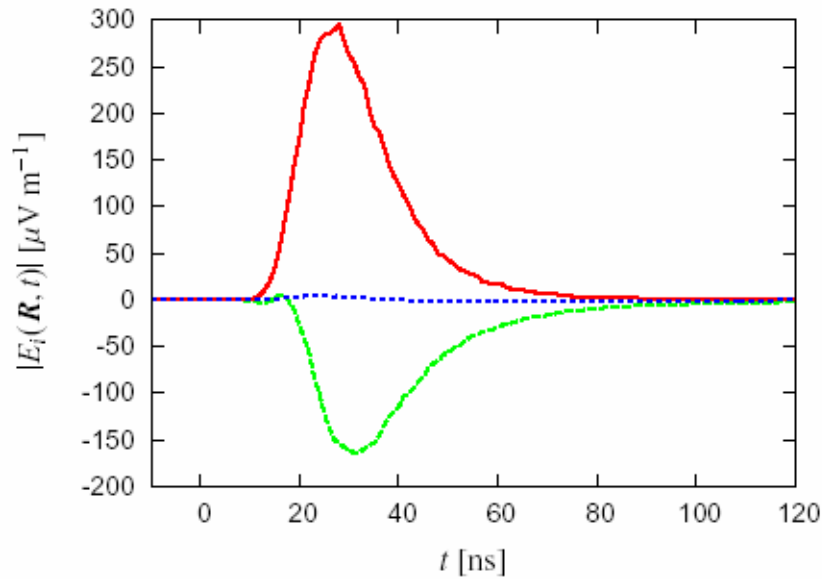


Abbildung 2.5: Simulierte Polarisationsanteile für einen vertikalen Schauer in einem Abstand von 200 Metern nordwestlich des Schauerzentrums. Rot: Ost-West-Polarisation, Grün: Nord-Süd-Polarisation, Blau: Vertikale Polarisation [Hue04].

## 2.5 Rauschquellen und Störsignale mit Nachrichteninhalt

Jede Nachrichtenübertragung wird hinsichtlich der kleinsten noch sinnvoll verarbeitbaren Signalleistung begrenzt durch die unvermeidliche Existenz von Rauschquellen und Störsignalen. Rauschen überlagert sich als statistische Störung dem Nutzsignal und führt zu einer Unsicherheit bei der Rückgewinnung der Information aus dem übertragenen Signal. Die Rauscheigenschaften eines Radioempfängers beeinflussen wesentlich die zur Signaldetektion erforderliche minimale Empfangssignalleistung.

Abhängig von der Herkunft des Empfängerrauschens unterscheidet man zwischen innerem und äußerem Rauschen. Inneres Rauschen entsteht im Empfänger während das äußere Rauschen über die Empfangsantenne zusammen mit dem Nutzsignal in den Empfänger gelangt. Die Quellen des inneren Rauschens sind alle Verbraucher und Erzeuger elektrischer Leistung, wie Wirkwiderstände oder Halbleiter. Quellen des äußeren Rauschens sind die menschliche, industrielle Tätigkeit (z.B. prellende Kontakte, Bürstenfeuer an den Kollektoren elektrischer Maschinen, Zündanlagen von Ottomotoren), atmosphärische Vorgänge (z.B. Gewitter) und extraterrestrische Vorgänge (galaktisches Rauschen). Das äußere Rauschen ist stark vom Frequenzbereich, vom Standort, von der Tages- und Jahreszeit als auch von der Blickrichtung der Antenne abhängig und kann für die Empfindlichkeit des Empfängers dominant aber auch irrelevant sein. Bei Frequenzen unterhalb 100 MHz gewinnt das äußere Rauschen an Bedeutung. Störsignale mit Nachrichteninhalt wie z.B. Aussendungen von Funkstationen zählen nicht zum äußeren Rauschen und bedürfen einer getrennten Betrachtung.

### 2.5.1 Systemtemperatur und inneres Rauschen

Geht man zunächst davon aus, dass der Empfänger in einer rauschfreien Umgebung arbeitet, so sind bei einem sogenannten idealen Empfänger die Rauscheigenschaften durch das thermische Rauschen zu beschreiben, das durch die thermischen Bewegungen der Leitungs-



elektronen in den Eingangsstufen entsteht. Ein idealer Empfänger ist keineswegs rauschfrei sondern hat mit der Bandbreite  $B_E$  bei einer Temperatur  $T$  eine Rauschleistung  $N_{E,IDEAL}$  von:

$$N_{E,IDEAL} = k_B T B_E$$

Gl. 2.3

$B_E$  steht für die Rauschbandbreite des Empfängers und kann bei einem rechteckähnlichen Amplitudenfrequenzgang näherungsweise auch durch dessen 3 dB-Bandbreite ersetzt werden. Der Faktor  $k_B$  repräsentiert die Boltzmann-Konstante.

Die Rauschleistung  $N_{E,REAL}$  eines realen Empfängers ist höher als durch das thermische Rauschen der Eingangsstufen gegeben. Zusätzliche Rauschquellen sind z.B. das Schrot- und Funkelrauschen der verwendeten Halbleiterbauelemente oder das Stromrauschen stromdurchflossener Widerstände. Die Rauschzahl  $F_E$  beschreibt die Rauschleistung eines realen Empfängers und gibt an, um welchen Faktor die Rauschleistung größer ist als beim idealen Empfänger auf der Standardtemperatur  $T_0$ .

$$N_{E,REAL} = F_E k_B T_0 B_E$$

Gl. 2.4

Als Standardtemperatur  $T_0$  wird üblicherweise 298 K verwendet, wobei dies nicht zwingend ist. Die Rauschzahl ist abhängig von den in den Eingangstufen des Empfängers verwendeten Halbleitern und vom Frequenzbereich. Zwischen 1 GHz und 10 GHz sind heute mit Feldeffekt- als auch mit Bipolar-Transistoren Rauschzahlen zwischen 1 bis 5 dB zu erreichen. Feldeffekt-Transistoren haben in der Regel eine kleinere Rauschzahl, da im Gegensatz zu Bipolar-Transistoren die Ladungsträger keine Sperrschichten durchlaufen und folglich kein Schrotrauschen entsteht. Unterhalb von 1 GHz sind Feldeffekt- und Bipolar-Transistoren hinsichtlich des Rauschens gleichwertig und erreichen Rauschzahlen von unter 1 dB. Selbst mit sehr preiswerten Transistoren, die zusätzlich für niedrigen Leistungsverbrauch und niedrige Versorgungsspannung optimiert wurden, sind unterhalb von 1 GHz Rauschzahlen bei 2 dB zu erreichen.

Anstelle der Rauschzahl  $F_E$  wird auch der gleichwertige Begriff der effektiven Rauschtemperatur  $T_{eff}$  benutzt. Insbesondere für den Vergleich des inneren mit dem äußeren Rauschen, das oft über die Rauschtemperatur angegeben wird, kann dies von Vorteil sein. Die Rauschtemperatur ist definiert als diejenige Temperatur am Eingang des Empfängers, die für die zusätzliche Rauschleistung am Ausgang desselben verantwortlich zeichnet.

$$T_{eff} = (F_E - 1)T_0$$

Gl. 2.5

Die effektive Rauschtemperatur eines idealen Empfängers ist 0 K ( $F_E = 1$ ). Einer Rauschzahl von 3 dB, die unterhalb von 1 GHz mit handelsüblichen Transistoren leicht erreicht wird, entspricht eine Rauschtemperatur von 298 K.

Normalerweise besteht ein Empfänger aus einer Reihe von hintereinandergeschalteten Netzwerken mit der Rauschbandbreite  $B_E$ , den Verstärkungen  $V_n$  und den Rauschtemperaturen  $T_n$ . Für die innere Rauschtemperatur  $T_E$  des gesamten Empfängers gilt:

$$T_E = T_1 + \frac{T_2}{V_1} + \frac{T_3}{V_1 V_2} + \dots + \frac{T_n}{V_1 V_2 \dots V_{n-1}}$$

Gl. 2.6

Das Rauschverhalten eines Empfängers wird häufig durch seine erste Stufe bestimmt. Erreicht die Eingangsstufe eine nennenswerte Verstärkung ( $V_1 \gg 1$ ), sind die Rauschbeiträge der nachfolgenden Stufen zu vernachlässigen. Ein Empfänger mit guten Rausch-

eigenschaften wird am Eingang also kein Filter mit hoher Einfügedämpfung oder gar eine übermäßig lange verlustbehaftete Leitung verwenden sondern wird das Empfangssignal zunächst möglichst nahe an der Antenne hinreichend verstärken. Die innere Rauschtemperatur des Empfängers entspricht dann angenähert der Rauschtemperatur des Vorverstärkers.

Die Systemtemperatur setzt sich im Wesentlichen zusammen aus dem inneren Eigenrauschen des Empfängers, dem durch die Antenne aufgenommenen Rauschen äußerer Quellen und dem Rauschen dämpfungsbehafteter Zuleitungen zwischen Antenne und Empfänger. Eine dämpfungsbehaftete Leitung mit dem „Verstärkungsfaktor“  $V_Z$  ( $V_Z = 0 \dots 1$ ) auf der physikalischen Temperatur  $T_P$  hat eine Rauschtemperatur  $T_Z$  von:

$$T_Z = T_P(1 - V_Z) \quad \text{Gl. 2.7}$$

Die Systemtemperatur  $T_{SYS}$  des Empfängers ist:

$$T_{SYS} = T_{ANT}V_Z + T_Z + T_E = T_{ANT}V_Z + T_P(1 - V_Z) + (F_E - 1)T_0 \quad \text{Gl. 2.8}$$

$T_{ANT}$  repräsentiert die Rauschtemperatur der Antenne und umfasst alle Beiträge des äußeren Rauschens, dem sich die folgenden Abschnitte widmen. Dabei wird sich zeigen, dass bei der Radioobservation kosmischer Schauer das äußere Rauschen  $T_{ANT}$  dominiert und das innere Rauschen  $T_E$ , das hier bereits mit wenigen 100 K abgeschätzt wurde, vernachlässigt werden kann.

### 2.5.2 Äußeres Rauschen

Äußeres Rauschen ist eine Überlagerung von atmosphärischen, industriellen und galaktischen Rauschbeiträgen. Störsignale mit Nachrichteninhalt, also Aussendungen z.B. von Rundfunkstationen, Nachbarkanalstörungen oder Intermodulation, zählen nicht dazu. Der Tagesgang, der Jahresgang und die spektrale Verteilung des äußeren Rauschens können weitgehend über die verschiedenen Ausbreitungsmechanismen elektromagnetischer Wellen erklärt werden. Erdnahe elektromagnetische Wellen können sich als Bodenwelle, Raumwelle oder Troposphärenwelle ausbreiten. Eine Freiraumausbreitung existiert infolge der Wechselwirkungen mit dem Erdboden, der Troposphäre und der Ionosphäre im erdnahen Raum praktisch nicht und sollte nur bei direkter Sicht zwischen Sender und Empfänger und kleiner Funkfeldlänge für eine näherungsweise Betrachtung angenommen werden.

Die Intensität des äußeren Rauschens wird üblicherweise durch seine Rauschtemperatur angegeben. Die Rauschtemperatur ist in der Regel richtungsabhängig, so dass die Gesamt-rauschleistung durch Integration über alle Richtungen unter Berücksichtigung der Antennenrichtcharakteristik zu ermittelt ist. Die dem galaktischen, atmosphärischen und industriellen Rauschen zugrunde liegenden stochastischen Prozesse sind nur schwach stationär. Über seine Größe kann man nur durch gewisse Erfahrung, d.h. durch Messungen über lange Zeiträume, gewonnene Voraussagen machen. Das tatsächlich vorhandene Rauschen kann jedoch örtlich und zeitlich stark von den Vorhersagen abweichen. Das *Comité Consultatif International Des Radiocommunications* (CCIR) hat im CCIR-Report 258 [ITU90a], im CCIR-Report 322 [ITU90b] und im CCIR-Report 670 [ITU82] die Langzeitmittelwerte des atmosphärischen, industriellen und galaktischen Rauschen angegeben, welche in Abbildung 2.6 zusammengefasst dargestellt sind.

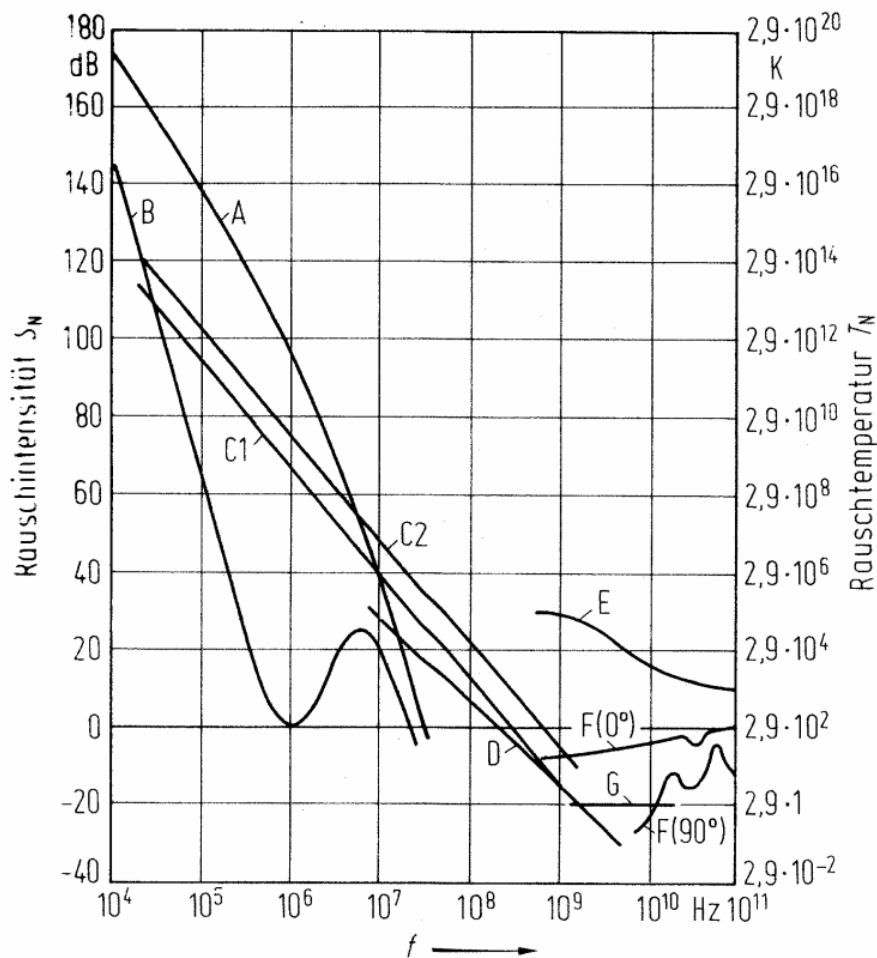


Abbildung 2.6: Spektren des äußeren Rauschens nach CCIR-Report 670. A atmosphärisches Rauschen (Maximalwert), B atmosphärisches Rauschen (Minimalwert), C1 industrielles Rauschen (ländlicher Empfangsort), C2 industrielles Rauschen (Stadt), D galaktisches Rauschen, E ruhige Sonne (Keulenbreite der Antenne  $0,5^\circ$ ), F Rauschen infolge Sauerstoff und Wasserdampf (obere Kurve für  $0^\circ$  Elevation, untere Kurve für  $90^\circ$  Elevation), G Strahlung des kosmischen Hintergrundes mit  $2,7\text{ K}$  [Lan92].

### 2.5.3 Atmosphärisches Rauschen

Das atmosphärische Rauschen (Abbildung 2.6, Kurven A und B) entsteht vorwiegend durch Blitzentladungen in Gewittern. Pro Sekunde finden auf der Erde etwa 100 Blitzentladungen statt, die auch noch in vielen 1000 km Entfernung signifikant zum Rauschpegel beitragen können. Blitze können als einzelne, aperiodische Strompulse von einigen  $10\ \mu\text{s}$  Dauer betrachtet werden, welche ein breites Hochfrequenzspektrum erzeugen, dessen Maximum bei  $10\ \text{kHz}$  liegt und dessen Energie zu hohen Frequenzen stark abnimmt. Das atmosphärische Rauschspektrum am Empfangsort ist jedoch geprägt von den Ausbreitungsbedingungen und unterliegt in Form und Intensität je nach Tageszeit, Jahreszeit und Frequenzbereich erheblichen Schwankungen. Das atmosphärische Rauschen breitet sich unterhalb von  $3\ \text{MHz}$  hauptsächlich über die Bodenwelle aus, darüber hauptsächlich über die Raumwelle und erfährt tagsüber eine höhere ionosphärische Dämpfung als nachts. Oberhalb von  $20\ \text{MHz}$  verliert die Ionosphäre ihre Reflexionseigenschaft, so dass die Raumwelle eine zunehmende Dämpfung erfährt und das Spektrum des atmosphärischen Rauschens ab

20 MHz steil abfällt. Auf allen Frequenzen werden die höchsten Werte auf der Nordhalbkugel im Sommer aufgrund der größeren Gewittertätigkeit erreicht; im Winter ist eine Abnahme von 20 bis 30 dB zu beobachten. Die Tagwerte des atmosphärischen Rauschens unterscheiden sich infolge Variationen der ionosphärischen Dämpfung und der Reflexionseigenschaften der Ionosphäre um 20 dB von den Nachtwerten. Das atmosphärische Rauschen ist verglichen mit anderen Quellen äußeren Rauschens dominant unterhalb von 20 MHz.

Das thermische Rauschen der Atmosphäre ist bis in den UKW-Bereich bedeutungslos, da die Atmosphäre in diesem Frequenzbereich als transparent betrachtet werden darf und außerdem andere Störkomponenten deutlich überwiegen. Erst oberhalb von 1 GHz verliert die Atmosphäre infolge Absorption durch Sauerstoff und Wasserdampf ihre idealen transparenten Eigenschaften, so dass die Antenne das thermische Rauschen der Atmosphäre sieht (Abbildung 2.6, Kurve F). Das thermische Rauschen der Atmosphäre ist für die Radioobservation kosmischer Schauer nicht relevant, da das Spektrum der Geosynchrotronstrahlung oberhalb von 1 GHz praktisch verschwindet.

#### 2.5.4 Galaktisches Rauschen

Galaktisches Rauschen (Abbildung 2.6, Kurve D) erreicht die Erdoberfläche erst oberhalb der kritischen Frequenz der Ionosphäre. Die höchste kritische Frequenz hat die Ionosphärenschicht F2 mit ca. 15 MHz bei Tag und mit ca. 8 MHz bei Nacht. Das galaktische Rauschen mit Frequenzen kleiner als die kritische Frequenz kann die F2-Schicht nicht durchdringen und wird in den Weltraum reflektiert. Praktische Bedeutung bekommt das galaktische Rauschen erst oberhalb des Abfalls des atmosphärischen Rauschens ab etwa 20 MHz. Der Abfall des atmosphärischen Rauschens oberhalb 20 MHz ist ebenfalls durch die F2-Schicht begründet, da diese nun auch bei flachem Einfall keine Totalreflexion mehr zulässt und die atmosphärischen Störungen die Erde verlassen. Messungen mit Radiointerferometern haben gezeigt, dass das galaktische Rauschen von diskreten Quellen (Radiosternen) stammt. Der Hauptbeitrag kommt aus dem Zentrum der Milchstraße, der sich mit einer Richtantenne als breites Maximum zeigt. Bei einer Antenne mit näherungsweise isotroper Charakteristik entsteht infolge der Erdrotation ein Tagesgang mit einer Amplitude von 10...20 dB. Mit zunehmender Frequenz nimmt die Strahlung der Milchstraße ab, während gleichzeitig die Radiostrahlung der Sonne zunimmt. Ihr Beitrag ist jedoch nur bei zur Sonne weisenden Richtantennen wichtig und bleibt bei ungerichtetem Empfang ohne Bedeutung (Abbildung 2.6, Kurve E). Eine Ausnahme bilden gelegentliche Strahlungsausbrüche, welche mit Sonneneruptionen einhergehen und deren Intensität oberhalb des galaktischen Rauschens anzusiedeln ist.

#### 2.5.5 Industrielles Rauschen

Industrielles Rauschen (Abbildung 2.6, Kurven C1 und C2) entsteht z.B. durch Bürstenfeuer an den Kollektoren elektrischer Maschinen, durch Kontaktprellen, durch Lichtbögen, durch Entladungen in Hochspannungsanlagen oder durch Zündanlagen von Ottomotoren. Mittlerweile tragen auch PCs, Schaltnetzteile oder Leitungen mit hoher Datenrate und mangelhafter Schirmdämpfung zum industriellen Rauschen bei. Seine Amplitude hängt stark von den örtlichen Bedingungen wie z.B. Industrie, Verkehr und Entstörung ab. Auch die Stromversorgung ist eine Quelle des industriellen Rauschens, da ein erheblicher Teil der Stör-energie vom Stromversorgungsnetz übertragen wird. Oberhalb des Kurzwellenbereichs ist das industrielle Rauschen in Industrie- und Wohngebieten dominant im äußeren Rauschen vertreten.

### 2.5.6 Störungen mit Nachrichteninhalt

Die Radioemission eines kosmischen Schauers besitzt nach Abschnitt 2.4 eine spektrale Verteilung, die von einigen MHz bis über 100 MHz reicht. Dieser Frequenzbereich ist außer vom äußeren Rauschen zusätzlich von Störungen mit Nachrichteninhalt wie z.B. dem terrestrischen Rundfunk belegt. Abbildung 2.7 zeigt die spektrale Verteilung des Radiohintergrundes auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe.

Die hinsichtlich des Signalspegels dominierenden Anteile stammen vom öffentlichen terrestrischen Rundfunk. Unterhalb von 30 MHz ist dies der internationale Kurzwellenverkehr und zwischen 88 MHz und 108 MHz der UKW-Rundfunk für die Nahbereichsversorgung mit hoher Übertragungsqualität. Für die Fernsehversorgung wird das VHF-Band I zwischen 47 MHz bis 68 MHz heute kaum noch und das VHF-Band III zwischen 174 MHz bis 230 MHz ausgiebig genutzt. Das Spektrum zeigt in beiden Fernsehbandern je einen Fernsehsender, die durch ihren Bild- und Tonträger mit 5,5 MHz Abstand leicht zu identifizieren sind. Speziell für den öffentlichen terrestrischen Hör- und Fernseh Rundfunk wird am Empfangsort nicht nur das zur Verständlichkeit nötige Signal/Rauschleistungsverhältnis sondern zusätzlich eine Reserve bis zu einigen 10 dB sichergestellt. Ziel ist es, Unvollkommenheiten auf der Empfängerseite und im Übertragungsweg (z.B. Fading durch Mehrwegeausbreitung) zu kompensieren, was durch hohe Senderausgangsleistungen und hohe Standortdichte der Sendestationen erreicht wird. Die Signalpegel des öffentlichen terrestrischen Rundfunks übertreffen daher den Pegel der äußeren Rauschquellen oft um mehr als 60 dB und setzen der Radioobservation unter 30 MHz (Kurzwelle) und zwischen 88 MHz und 108 MHz (UKW) Grenzen. Hinzu kommt, dass die Kurzwellen- und UKW-Bänder nahezu lückenlos belegt sind und die Sender auch in den Nachtstunden nicht abgeschaltet werden.

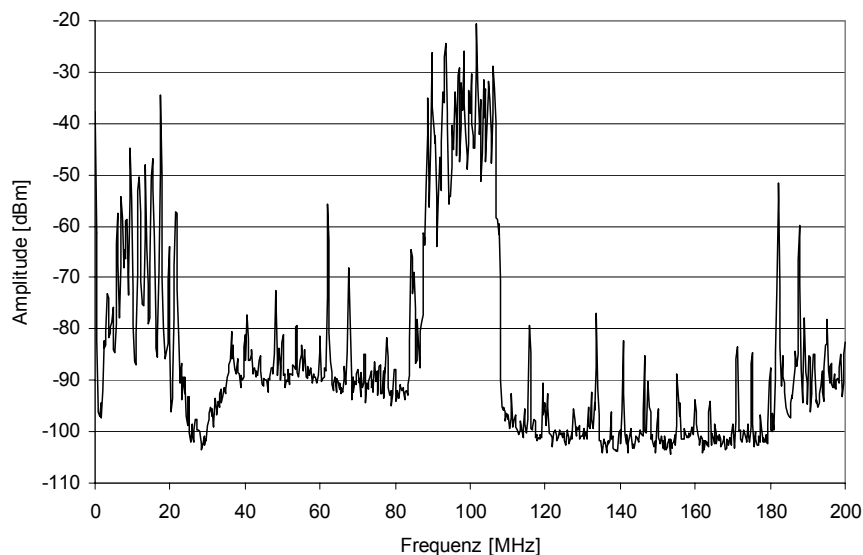


Abbildung 2.7: Gemessenes Spektrum des Radiohintergrundes auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe bei einer Auflösungsbandbreite von 300 kHz. Zum Empfang diente eine in den Zenit ausgerichtete logarithmisch-periodische Dipolantenne mit ca. 40 MHz bis 150 MHz Bandbreite, die aber auch unterhalb ihrer Bemessungsbandbreite über eingeschränkte Empfangseigenschaften verfügt. Daher sind insbesondere unterhalb von 30 MHz die tatsächlichen Pegel größer als hier dargestellt und sollten in diesem Frequenzbereich nur für eine qualitative Bewertung herangezogen werden.

Eine nahezu komplementäre Situation findet man außerhalb der öffentlichen Rundfunkbänder vor. Unterhalb von 200 MHz werden diese z.B. von Behörden und Organisationen mit Sicherheitsaufgaben (BOS-Funk im 4m-Band und im 2m-Band), der Luftfahrt (108 MHz bis 136 MHz) oder auch von Funkamateuren (6m-Band und 2m-Band) genutzt. Es kommen vielfach Modulationsarten mit geringem Bandbreitenbedarf wie Amplitudenmodulation (AM), Einseitenbandmodulation (SSB) oder Schmalband-Frequenzmodulation (FM) zur Anwendung und sowohl die Empfänger als auch die Antennen sind qualitativ hochwertig, so dass die Sendeleistungen klein gehalten werden können. Die Bänder sind nur sehr lückenhaft belegt und viele Sender werden nur kurzzeitig zum Übermitteln der Informationen aufgetastet.

Bereiche mit niedrigem Hintergrundpegel sind zwischen 30 MHz und 80 MHz und oberhalb von 108 MHz zu finden, wobei insbesondere der erstgenannte aufgrund des Spektrums der Geosynchrotronstrahlung für die Radioobservation prädestiniert ist. Potentielle Störquellen hoher Leistung stellen hier analoge Fernsehsender im VHF-Band I (47 MHz bis 68 MHz) dar. Dieses Fernsehband ist heute nahezu unbenutzt; in Süddeutschland wird es allerdings noch vom Fernsehsender Raichberg auf der schwäbischen Alb genutzt, dessen Bildträger (62,25 MHz) und Tonträger (67,75 MHz) in Abbildung 2.7 sich deutlich vom Rauschhintergrund abheben.

## 2.6 Signal/Rauschleistungsverhältnis

Das Signal/Rauschleistungsverhältnis (S/N-Verhältnis) ist ein Gütemaß für die Rekonstruierbarkeit der Information. Sein zu fordernder Minimalwert ist davon abhängig, welche Information dem Radiosignal entnommen werden soll und welche Fehler dabei zulässig sind. Auch die Art und Weise, auf welche die Information gewonnen wird, d.h. die verwendeten Demodulatoren, spielen hier eine Rolle. Die Güte der Informationsgewinnung ist also nicht aus dem S/N-Verhältnis allein sondern erst nach Definition der zu detektierenden Information z.B. der Signalamplitude und des dazu verwendeten Demodulators zu bestimmen. In Kapitel 6 werden ausgehend von dem hier berechneten S/N-Verhältnis die Möglichkeiten der Pulsdetektion zum Zwecke der Selbsttriggerung für konkrete Demodulatoren betrachtet.

### 2.6.1 Pulsförmige Anregung von Bandpasssystemen

Einzelimpulse der Länge  $\tau$  besitzen Fouriertransformierte, die von einem Gleichanteil bis hin zu Frequenzen von  $1/\tau$  signifikante Spektralanteile aufweisen. Nahe der Schauerachse besitzen die Impulse der Geosynchrotronemission Pulslängen von ca. 10 ns, so dass ihr kontinuierliches Spektrum bis über 100 MHz reicht (Abschnitt 2.4.2, Abbildung 2.4).

Aufgrund von Störsignalen des KW- und des UKW-Rundfunks und des atmosphärischen Rauschens ist nach Abschnitt 2.5.6 eine Radioobservation kosmischer Schauer vorzugsweise im Frequenzbereich zwischen ca. 30 MHz und 80 MHz durchzuführen (Abbildung 2.7). Der Empfänger ist also ein Bandpasssystem, dessen Bandbreite schmäler ist als das Spektrum des pulsförmigen Nutzsignals. Die Unterdrückung aller Spektralanteile unterhalb und oberhalb des Durchlassbereichs des Bandpasssystems, und bei realen Systemen zusätzliche frequenzabhängige Signallaufzeiten (Dispersion) innerhalb der Nutzbandbreite führen zur linearen „*Verzerrung*“ insbesondere pulsförmiger Eingangssignale.

Bei pulsförmiger Erregung von Bandpasssystemem mit kleiner relativer Bandbreite (Bandbreite/Mittelfrequenz) darf die spektrale Amplitudenverteilung innerhalb der Filterbandbreite näherungsweise als konstant angenommen werden. Das Filter wird sich also bei pulsförmiger Anregung ähnlich verhalten, wie bei Ansteuerung durch einen Dirac-Impuls,

dessen Fouriertransformierte ebenfalls konstant und unendlich breitbandig ist. Zur angenäherten Betrachtung des Impulsverhaltens kann daher die Stoßantwort  $h(t)$  des Filters auf einen Dirac-Impuls dienen. Für ein ideales Bandpassfilter (Abbildung 2.8) mit der Mittenfrequenz  $f_0$ , und der Bandbreite  $f_\Delta$  lautet die Übertragungsfunktion  $H(f)$ :

$$H(f) = \text{rect} \frac{f - f_0}{f_\Delta} + \text{rect} \frac{f + f_0}{f_\Delta}$$

$$\text{mit: } \text{rect} \frac{x - x_0}{x_\Delta} = \begin{cases} 1, & x_0 - \frac{x_\Delta}{2} \leq x \leq x_0 + \frac{x_\Delta}{2} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}$$

Abbildung 2.8: Übertragungsfunktion eines idealen Bandpasses im Frequenzbereich.

Seine Stoßantwort  $h(t)$  auf einen Dirac-Impuls erhält man über die inverse Fourier-Transformation (Abbildung 2.9).

$$h(t) = 2f_\Delta \cdot \frac{\sin \pi f_\Delta t}{\pi f_\Delta t} \cdot \cos 2\pi f_0 t$$

$$= 2f_\Delta \cdot \text{sinc}(\pi f_\Delta t) \cdot \cos 2\pi f_0 t$$

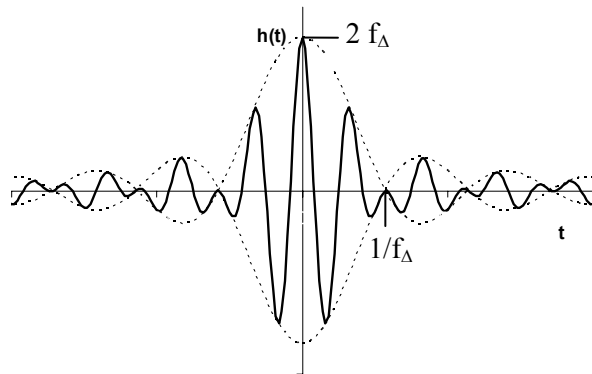


Abbildung 2.9: Stoßantwort  $h(t)$  eines idealen Bandpassfilters mit einer relativen Bandbreite  $f_\Delta/f_0$  von 0,6.

Die nicht erfüllte Kausalitätsbedingung  $h(t) = 0$  für  $t < 0$  zeigt, dass es einen idealen Bandpass in der Realität nicht gibt. Dennoch können aus dem Verhalten eines idealen Bandpasses Eigenschaften eines realen Bandpasses abgeleitet werden.

Das Filter antwortet auf einen Dirac-Impuls mit einer Oszillation auf seiner Mittenfrequenz  $f_0$  (Filterklingeln). Die Einhüllende dieser Oszillation ist durch die sinc-Funktion gegeben, deren Periode durch die Bandbreite  $f_\Delta$  des Filters bestimmt ist. Eine Verkleinerung der Filterbandbreite führt zu einer kleineren Amplitude und zu einer stärkeren zeitlichen Dehnung der Stoßantwort. Die Halbwertsbreite der Pulsantwort entspricht etwa der reziproken Bandbreite  $1/f_\Delta$ . Die Amplitude der Pulsantwort steigt proportional mit der Bandbreite an.

Abweichungen eines realen Bandpasses von der Übertragungsfunktion eines idealen Bandpasses führen zu einem veränderten Zeitverhalten. Durch einen sanfteren Abfall der Betragsübertragungsfunktion wird das Überschwingen der Hüllkurve vermindert, durch eine zu den Grenzfrequenzen hin steile Übertragungsfunktion hingegen verstärkt. Laufzeitverzerrungen des realen Filters lassen die Stoßantwort stärker unsymmetrisch werden. Steigt die Laufzeit über der Frequenz an, so verstärkt sich das Überschwingen der Hüllkurve am

Ende des Einschwingvorgangs und umgekehrt. Unter der Hüllkurve wird man auch bei einem realen Bandpass eine Oszillation näherungsweise auf der Mittenfrequenz  $f_0$  sehen.

### 2.6.2 Bestimmung des Signal/Rauschleistungsverhältnisses

Zur Bestimmung des S/N-Verhältnisses ist ein deterministisches Nutzsignal in Form der Radioemission eines kosmischen Schauers mit einem stochastischen Signal in Form des Empfängerrauschens zu vergleichen. Zusätzlich ist hier zwischen Signalen endlicher Energie, sog. Energiesignalen, und Signalen endlicher Leistung, sog. Leistungssignalen, zu unterscheiden. Periodische Schwingungsformen oder auch stochastische Signale (z.B. stationäre Rauschprozesse) sind Leistungssignale, die in einem unbeschränkten Zeitintervall eine endliche von Null verschiedene mittlere Leistung und damit unendliche Energie besitzen. Einzelimpulse wie Rechteck-, Dreieck-, Gaußimpulse und auch die pulsförmigen Radioemissionen kosmischer Schauer zählen zu den Energiesignalen, die in einem unbeschränkten Zeitintervall eine endliche von Null verschiedene mittlere Energie und damit verschwindende mittlere Leistung besitzen.

Das S/N-Verhältnis SNR ist das Verhältnis der Signalleistung  $S$  zur Rauschleistung  $N$ .

$$SNR = \frac{S}{N} = \frac{f(E(t))}{N}$$

Gl. 2.9

Die Rauschleistung  $N$  definiert man zweckmäßigerweise als mittlere Leistung und damit als Varianz  $\sigma^2$  des zugrunde liegenden Zufallsprozesses ( $N = \sigma^2$ ). Sie kann z.B. bei bekannter Rauschtemperatur  $T_{\text{SYS}}$  und Rauschbandbreite  $B_E$  des Empfängers über die Boltzmannkonstante  $k_B$  bestimmt werden ( $N = k_B \cdot T_{\text{SYS}} \cdot B_E$ ).

Die Signalleistung  $S$  ist durch eine geeignete Funktion  $f(E(t))$  der elektrischen Feldstärke  $E(t)$  darzustellen und zwar derart, dass diese die tatsächlich verwertbare Nutzleistung wiedergibt [Wol87]. Für die Bestimmung des S/N-Verhältnisses bedeutet dies eine gewisse Freiheit, da für Energiesignale verschiedene Definitionen der Signalleistung in Frage kommen und daher keine allgemeingültige Angabe möglich ist. Die mittlere Signalleistung ist sicherlich ungeeignet, da diese für Energiesignale verschwindet. Eine mögliche Definition der Signalleistung ist die Augenblicksleistung, was dem Verhalten des hier vorgestellten Empfängers durchaus gerecht wird. Die in Kapitel 6 beschriebene Selbsttriggerung des Empfängers führt eine Schwellwertverarbeitung der mittleren Augenblicksleistung durch. Das Maximum der mittleren Augenblicksleistung muss dabei einen gegebenen Schwellwert überschreiten.

Die Augenblicksleistung ergibt sich aus dem Poyntingvektor  $\vec{S}_p(t)$ . Dieser ist gegeben durch das elektrische Feld  $\vec{E}(t)$  und das magnetische Feld  $\vec{H}(t)$ :

$$\vec{S}_p(t) = \vec{E}(t) \times \vec{H}(t)$$

Gl. 2.10

Im Falle einer Freiraumwelle sind  $\vec{E}(t)$  und  $\vec{H}(t)$  gleichphasig, stehen senkrecht aufeinander und ihre Beträge sind über den Freiraumwellenwiderstand  $\eta_0$  verknüpft:

$$\eta_0 = \frac{E(t)}{H(t)} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{\mu_0}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \mu_0 c \approx 120\pi \Omega$$

Gl. 2.11



$$|\vec{S}_P(t)| = \frac{1}{\eta_0} |E(t)|^2 = \frac{1}{c\mu_0} |E(t)|^2$$

Gl. 2.12

Hierin sind  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante,  $\mu_0$  die Permeabilitätskonstante und  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Der Betrag des Poyntingvektors repräsentiert den Augenblickswert der Leistungsdichte einer elektromagnetischen Welle. Durch Multiplikation mit der Wirkfläche  $A_W$  der Empfangsantenne erhält man den Augenblickswert ihrer Ausgangsleistung  $P_A(t)$ . Die Wirkfläche  $A_W$  einer Antenne ist aus ihrem Gewinn  $G_A$  bezogen auf den isotropen Kugelstrahler und ihrer Betriebswellenlänge  $\lambda_0$  bzw. ihrer Betriebsfrequenz  $f_0$  zu ermitteln.

$$A_W = \frac{G_A \lambda_0^2}{4\pi} = \frac{G_A c^2}{4\pi f_0^2}$$

Gl. 2.13

$$P_A(t) = A_W |\vec{S}_P(t)| = \frac{G_A c}{4\pi f_0^2 \mu_0} |E(t)|^2$$

Gl. 2.14

Die Übertragungseigenschaften des Empfängers sind durch seine Impulsantwort  $h_E(t)$  bzw. seine Systemfunktion  $H_E(f)$  beschrieben. Sein Ausgangssignal entsteht aus der Faltungsoperation des Eingangssignals mit der Impulsantwort. Die Augenblicksleistung  $P_E(t)$  nach dem Empfänger ist:

$$P_E(t) = \frac{G_A c}{4\pi f_0^2 \mu_0} |h_E(t) * E(t)|^2 = \frac{G_A c}{4\pi f_0^2 \mu_0} \left| \int_{-\infty}^{\infty} h(\xi) \cdot E(t - \xi) d\xi \right|^2$$

Gl. 2.15

Die Faltungsoperation im Zeitbereich entspricht einer Multiplikation der Fourier-Transformierten mit anschließender Rücktransformation.  $E(f)$  und  $H_E(f)$  sind die Fourier-Transformierten von  $E(t)$  und  $h_E(t)$  nach der folgenden allgemeinen Definition:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j2\pi ft} dt = X(f) \leftrightarrow x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f) e^{j2\pi ft} df$$

Gl. 2.16

$$P_E(t) = \frac{G_A \cdot c}{4\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \left| \int_{-\infty}^{\infty} H_E(f) \cdot E(f) \cdot e^{j2\pi ft} df \right|^2$$

Gl. 2.17

Nach dem Empfänger  $H_E(f)$  entsteht ein Bandpasssignal. Seine Bandgrenzen wurden in 2.5.6 bereits mit 30 MHz bis 80 MHz grob angedeutet. Ein Bandpasssignal, dessen Bandbreite wie hier gegeben kleiner als die Bandmittenfrequenz bleibt, ist quasi-harmonisch und ändert seine Amplitude während der Dauer einer Periode nur unwesentlich (Abschnitt 2.6.1, Abbildung 2.9). Bei einem harmonischen Signal entspricht die mittlere Leistung dem halben Maximum der Augenblicksleistung. Die Signalleistung  $S$  wird als Maximum des Mittelwerts der Augenblicksleistung definiert (Abbildung 2.10).

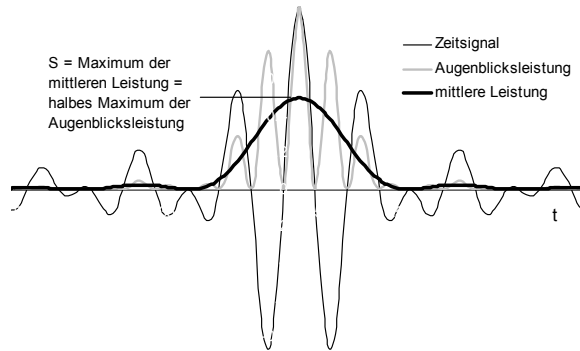


Abbildung 2.10: Zeitverläufe eines quasi-harmonischen Signals (fein schwarz), seiner Augenblicksleistung (fett grau) und seiner mittleren Leistung (fett schwarz).

$$\begin{aligned}
 S &= \frac{1}{2} \text{MAX} \left\{ \frac{G_A \cdot c}{4\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \left| \int_{-\infty}^{\infty} h(\xi) \cdot E(t - \xi) d\xi \right|^2 \right\} \\
 &= \frac{1}{2} \text{MAX} \left\{ \frac{G_A \cdot c}{4\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \left| \int_{-\infty}^{\infty} H_E(f) \cdot E(f) \cdot e^{j2\pi ft} df \right|^2 \right\}
 \end{aligned}$$

Gl. 2.18

Die Beiträge des inneren und äußeren Rauschens sind unter der Systemtemperatur  $T_{\text{SYS}}(f)$  des Empfängers (Abschnitt 2.5.1, Gl. 2.8) zusammengefasst. Ihre Multiplikation mit der Boltzmannkonstante  $k_B$  und der Leistungsübertragungsfunktion  $|H_E(f)|^2$  ergibt die Rauschleistungsdichte nach dem Empfänger. Die Integration über die Frequenz führt zur Rauschleistung  $N$ .

$$N = \int_0^{\infty} k_B \cdot T_{\text{SYS}}(f) \cdot |H_E(f)|^2 df$$

Gl. 2.19

Das S/N-Verhältnis SNR wird dann:

$$\text{SNR} = \frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{2} \text{MAX} \left\{ \frac{G_A \cdot c}{4\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \left| \int_{-\infty}^{\infty} H_E(f) \cdot E(f) \cdot e^{j2\pi ft} df \right|^2 \right\}}{\int_0^{\infty} k_B \cdot T_{\text{SYS}}(f) \cdot |H_E(f)|^2 df}$$

Gl. 2.20

### 2.6.3 Optimalfilter (Matched Filter) für weißes Rauschen

Ein Optimalfilter hat die Eigenschaft, zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t_0$  das Verhältnis von maximaler Augenblicksleistung zu mittlerer Rauschleistung (Gl. 2.20) zu einem Maximum zu machen. Unter der Annahme weißen Rauschens, d.h. konstanter Rauschtemperatur  $T_{\text{SYS}}(f) = T_{\text{SYS}}$ , kann die optimale Übertragungsfunktion des Empfängers  $H_{E,\text{OPT}}(f)$  durch Anwendung der Schwarzischen Ungleichung auf Gl. 2.20 gewonnen werden [Kam04].

Abgesehen von einer Zeitverzögerung  $t_0$  und einem Faktor  $g$  entspricht der Frequenzgang des Optimalfilters  $H_{E,OPT}(f)$  dem konjugiert komplexen Eingangssignalspektrum  $E^*(f)$ :

$$H_{E,OPT}(f) = g \cdot E^*(f) \cdot e^{-j2\pi f t_0} \quad \text{Gl. 2.21}$$

Diese Eigenschaft des Optimalfilters bedeutet im Zeitbereich, dass seine Impulsantwort  $h_{E,OPT}(t)$  das zeitinverse und um  $t_0$  verzögerte Eingangssignal  $E(t)$  darstellt.

$$h_{E,OPT}(t) = g \cdot E(t_0 - t) \quad \text{Gl. 2.22}$$

Das Ausgangssignal  $o(t)$  des Optimalfilters entsteht aus der Faltung des Eingangssignals mit der Impulsantwort.

$$\begin{aligned} o(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} E(\xi) \cdot h_{E,OPT}(t - \xi) d\xi \\ &= g \int_{-\infty}^{+\infty} E(\xi) \cdot E(\xi + t_0 - t) d\xi \\ &= g \cdot AKF(t - t_0) \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.23}$$

Abgesehen von der Zeitverschiebung  $t_0$  und dem Faktor  $g$  entspricht das Ausgangssignal des Optimalfilters der Autokorrelationsfunktion AKF des Eingangssignals. Dem bei  $t_0$  liegenden Maximum der Autokorrelationsfunktion ist die Energie des Signals zu entnehmen.

#### 2.6.4 Optimalfilter für farbiges Rauschen

Eine Auslegung der Empfängerübertragungsfunktion als dem Eingangssignalspektrum angepasstes Optimalfilter unter Annahme weißen Rauschens ist hier allerdings nicht gangbar, da innerhalb des sehr breitbandigen Signalspektrums nicht von einer konstanten Rauschleistungsdichte auszugehen ist, wie in Abschnitt 2.5 ausgeführt wurde. Zusätzlich treten Störsignale mit Nachrichteninhalten in Form des KW- und des UKW-Rundfunks auf, so dass eine Bandbegrenzung des Signalspektrums zwischen ca. 30 MHz und 80 MHz angezeigt ist. Aber auch für den bandbegrenzten Radiopuls existiert theoretisch ein Optimalfilter. Das Rauschen darf allerdings auch nach der Bandbegrenzung nicht als weiß angenommen werden, da z.B. das unvermeidliche galaktische Rauschen zwischen 30 MHz und 80 MHz von ca. 12000 K auf 2000 K zurückgeht, also farbig ist.

Farbiges Rauschen kann als durch ein Filter  $B(f)$  spektralgeformtes weißes Rauschen modelliert werden (Abbildung 2.11). Durch ein Dekorrelationsfilter  $1/B(f)$  am Empfänger-eingang entsteht daraus wiederum weißes Rauschen. Das Optimalfilter in nichtkausaler Form bezüglich des nunmehr weißen Rauschens lautet wie in 2.6.3 gezeigt  $E^*(f)/B^*(f)$ . Die gesamte Übertragungsfunktion des Optimalfilters  $H_{E,OPT,FARB}(f)$  für farbiges Rauschen ist dann:

$$H_{E,OPT,FARB} = \frac{E^*(f)}{B(f) \cdot B^*(f)} = \frac{E^*(f)}{|B(f)|^2} \quad \text{Gl. 2.24}$$

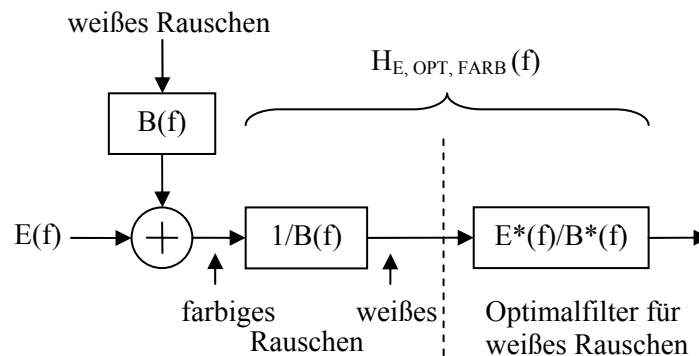


Abbildung 2.11: Modell nach [Kam04] zur Herleitung eines Optimalfilters für farbiges Rauschen.

Der Zähler entspricht dem Optimalfilter im Falle weißen Rauschens, der Nenner stellt die dimensionslose spektrale Leistungsdichte  $|B(f)|^2$  des farbigen Rauschens dar. Frequenzen mit hoher Rauschleistungsdichte werden also vom Optimalfilter unterdrückt, sofern nicht auch das Nutzsignal dort hohe Leistung besitzt. Auch die bereits intuitiv vorweggenommene Bandbegrenzung zwischen 30 MHz und 80 MHz zur Unterdrückung der extrem hochpegeligen Störungen des KW- und UKW-Rundfunks wäre Ergebnis eines breitbandigen Optimalfilterentwurfes gewesen, sofern man die Störungen mit Nachrichteninhalte als Rauschen interpretiert hätte.

Ob der Einsatz eines Optimalfilters für den bandbegrenzten Radiopuls anstelle eines einfachen Bandfilters lohnt, ist unter anderem auch von der erzielbaren Verbesserung des Signal/Rauschleistungsverhältnisses abhängig. Am Beispiel eines Gaußimpulses mit einer Halbwertsbreite von 10 ns, welcher das Zeitverhalten des Radiopulses nahe der Schauerachse gut annähert, wurde die Zunahme des Signal/Rauschleistungsverhältnisses bei Einsatz eines Optimalfilters überprüft (Abbildung 2.12). Das Spektrum eines Gaußimpulses ist ebenfalls gaußverteilt. Der Gaußimpuls wurde zum einen lediglich durch einen idealen Bandpass zwischen 30 MHz und 80 MHz bandbegrenzt. Zum anderen wurde der bandbegrenzte Impuls einer Optimalfilterung unterzogen. Das Optimalfilter hatte ein dem Eingangssignalspektrum entsprechenden gaußschen Amplitudengang dividiert durch die Leistungsdichte des galaktischen Rauschens. Dieses wurde zwischen 30 MHz und 80 MHz von 12000 K auf 2000 K als linear fallend angenommen (Abbildung 2.6). In beiden Fällen wurde das Maximum der Augenblicksleistung ins Verhältnis zur Rauschleistung gesetzt, wobei sich im Falle des Optimalfilters ein um nur 1,54 dB besseres Signal/Rauschleistungsverhältnis einstellte ( $\text{SNR}_{\text{OPT}}/\text{SNR}_{\text{id,BP}} = 1,54 \text{ dB}$ ). Dieser nicht sehr ausgeprägte Vorteil des Optimalfilters gegenüber dem idealen Bandpass ist damit zu erklären, dass innerhalb der Empfängerbandbreite sowohl das Nutzsignal- als auch das Rauschspektrum mit steigender Frequenz fallen und somit keine ausgeprägten Unterschiede in der Spektralverteilung auftreten. Ein Optimalfilter macht sich die spektralen Unterschiede zwischen Signal und Rauschen zunutze. Je ähnlicher sich Signal- und Rauschspektrum werden, desto flacher wird der Amplitudengang des Optimalfilters.

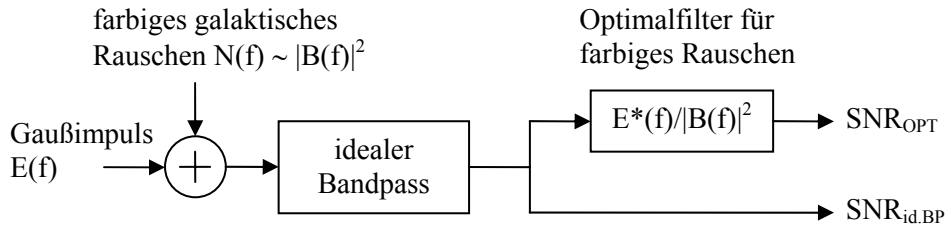


Abbildung 2.12: Modellsystem zur Ermittlung des Zuwachses an Signal/Rausch-Abstand bei Einsatz eines Optimalfilters für farbiges Rauschen und für einen bandbegrenzten Gaußimpuls.

Neben dem nur mäßigen Zuwachs an Signal/Rausch-Abstand von nur 1,54 dB treten bei der Realisierung eines Optimalfilters weitere Schwierigkeiten auf: Im Gegensatz zu typischen nachrichtentechnischen Signalen variiert das Spektrum des Radiopulses deutlich mit dem Abstand der Schauerachse zur Antenne, so dass für jeden empfangenen Impuls das Optimalfilter individuell definiert werden müsste. Zusätzlich erweist es sich in der Praxis meist als äußerst schwierig, das Optimalfilter in seiner exakten Form zu realisieren. Auf eine Hardwareintegration eines Optimalfilters in den Signalpfad wurde daher verzichtet und das Bandpassfilter des Empfängers mit annähernd konstantem Amplitudengang im Durchlassbereich realisiert. Wie sich in Kapitel 4 zeigen wird, kommt auf dieses Bandfilter noch eine Fülle weiterer Forderungen (Flankensteilheit, Sperrdämpfung, Nyquistbedingung) zu.

Eine Softwareintegration des Optimalfilters, bei der offline für die archivierten, digitalisierten Radiopulse das individuelle Optimalfilter berechnet wird, ist jedoch denkbar und kann auf Basis der hier dargestellten Grundlage umgesetzt werden.

### 2.6.5 Näherungen des Signal/Rauschleistungsverhältnisses

Die oben hergeleitete Gleichung für das S/N-Verhältnis (Gl. 2.20) erlaubt es, für beliebige Systemfunktionen  $H_E(f)$ , Rauschverteilungen  $T_{SYS}(f)$  und Nutzsignale  $E(f)$  das S/N-Verhältnis zu berechnen. Die grundlegenden Abhängigkeiten z.B. von der Empfängerbandbreite sind allerdings nicht auf den ersten Blick zu erfassen. Hierzu wird nun die Systemfunktion durch einen idealen Bandpass mit einer Bandmittenfrequenz  $f_0$  und einer Bandbreite  $f_\Delta$  angenähert. Zusätzlich werden innerhalb der Empfängerbandbreite die Fourier-Transformierte des Signals und die Rauschleistungsdichte als konstant angenommen, was aufgrund der kontinuierlichen Spektren sowohl der Geosynchrotronstrahlung als auch des Rauschens für kleine Bandbreiten bezüglich der Bandmittenfrequenz ( $f_\Delta \ll f_0$ ) zulässig ist:

$$H_E(f) = \text{rect} \frac{f - f_0}{f_\Delta} + \text{rect} \frac{f + f_0}{f_\Delta}$$

und:  $E(f) = E_-$        $T_{SYS}(f) = T_{SYS}$

Gl. 2.25

Die Augenblicksleistung ist dann mit Gl. 2.17:

$$\begin{aligned}
P_E(t) &= \frac{G_A \cdot c}{4\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \cdot E_{\perp}^2 \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} \left( \text{rect} \frac{f-f_0}{f_{\Delta}} + \text{rect} \frac{f+f_0}{f_{\Delta}} \right) e^{j2\pi f t} df \right|^2 \\
&= \frac{G_A \cdot c}{4\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \cdot E_{\perp}^2 \cdot \left| 2f_{\Delta} \frac{\sin(\pi \cdot f_{\Delta} \cdot t)}{\pi \cdot f_{\Delta} \cdot t} \cdot \cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t) \right|^2
\end{aligned}$$

Gl. 2.26

Die maximale Augenblicksleistung wird zum Zeitpunkt  $t=0$  erreicht und wurde bereits weiter oben als zweifache Signalleistung definiert:

$$S = \frac{1}{2} \text{MAX}\{P_E(t)\} = \frac{1}{2} P_E(0) = \frac{G_A \cdot c}{2\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \cdot E_{\perp}^2 \cdot f_{\Delta}^2$$

Gl. 2.27

Die Rauschleistung ist:

$$N = k_B \cdot T_{\text{SYS}} \cdot f_{\Delta}$$

Gl. 2.28

Für den Fall einer innerhalb der Empfängerbandbreite konstanten Fouriertransformierten des Nutzsignals und ebenfalls konstanter Rauschleistungsdichte (weißes Rauschen) steigt die Signalleistung quadratisch die Rauschleistung jedoch nur linear mit der Empfängerbandbreite an. Das S/N-Verhältnis nimmt proportional zur Bandbreite zu, so dass diese so groß wie möglich gewählt werden sollte. Praktische Bandgrenzen entstehen durch den sehr wohl vorhandenen Frequenzgang der Signalspektren als auch der Rausch- und Störleistungsdichten.

$$\text{SNR} = \frac{G_A \cdot c}{2\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \cdot \frac{E_{\perp}^2}{k_B \cdot T_{\text{SYS}}} \cdot f_{\Delta}$$

Gl. 2.29

### 2.6.6 Numerisches Signal/Rauschleistungsverhältnis

Für eine angenäherte, zahlenmäßige Bestimmung des S/N-Verhältnisses sei an dieser Stelle vorweggenommen, dass der in dieser Arbeit entstandene Empfänger mit einer Bandmittenfrequenz von 60 MHz und einer Bandbreite von 40 MHz arbeitet (40 MHz...80 MHz). Die Systemtemperatur ist in ländlichen Gebieten vom unvermeidlichen, äußeren, galaktischen Rauschen dominiert und beträgt in Bandmitte etwa 5000 K (Abschnitt 2.5). Eine verlustfreie Antenne für den vom Erdboden aus sichtbaren Halbraum hat einen mittleren Gewinnfaktor von 2 bezogen auf den isotropen Kugelstrahler. Hinsichtlich der Amplitude der Radioemission herrscht eine noch große Unsicherheit, da die Simulationen der Radioemissionen noch nicht durch kalibrierte Messungen bestätigt sind. Hier wird von den in Abbildung 2.4 dargestellten Spektren eines  $10^{18}$  eV-Schauers mit  $30^\circ$  Zenitwinkel ausgegangen. Als Abstand der Schauerachse zur Antenne wurden 225 m angenommen, um der Antenne einen gewissen Wirkungsradius zuzubilligen. Die Fourier-Transformierte der elektrischen Feldstärke eines  $10^{18}$  eV-Schauers in 225 Metern Abstand zur Schauerachse wird hier grob mit  $2,5 \mu\text{V}/(\text{m}\cdot\text{MHz})$  angesetzt. Es ist zu beachten, dass in [Hue04] eine von dieser Arbeit abweichende Definition der Fouriertransformation genutzt wird, die eine Multiplikation der dortigen Fouriertransformierten mit  $\sqrt{(2\pi)}$  bedingt, ehe sie hier verwendet werden dürfen. Aus Gl. 2.29 erhält man für das S/N-Verhältnis:

$$SNR_{10E18eV} = \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot (2,5 \cdot 10^{-12} \text{ Vs/m})^2 \cdot 40 \cdot 10^6 \text{ 1/s}}{2\pi \cdot (60 \cdot 10^6 \text{ 1/s})^2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/K} \cdot 5000 \text{ K}} \approx 75 \approx 19 \text{ dB}$$

Gl. 2.30

Das S/N-Verhältnis des realen Empfängers wird sicherlich kleiner ausfallen, da sein Bandpassfilter aufgrund seiner endlichen Flankensteilheit im Frequenzbereich ein kleineres Überschwingen im Zeitbereich und damit eine kleinere maximale Augenblicksleistung erzeugt. Zusätzlich ist in Praxis insbesondere in besiedelter Umgebung zusätzlich zum galaktischen Rauschen von der Gegenwart industriellen Rauschens auszugehen.

Das hier gewonnene zahlenmäßige S/N-Verhältnis zeigt, dass die Radioemissionen kosmischer Schauer mit Energien von  $10^{18}$  eV sinnvoll ausgewertet werden können. Aufgrund der kohärenten Geosynchrotronemission steigt die elektrische Feldstärke linear und folglich die Signalleistung quadratisch mit der Primärenergie des kosmischen Teilchens an, so dass das S/N-Verhältnis rasch zunimmt. In 225 m Abstand hat ein  $10^{17}$  eV-Schauer somit ein SNR von nur 0,75 (-1,5 dB), ein  $10^{19}$  eV-Schauers aber bereits ein SNR von 7500 (39 dB).

## 2.7 Ergebnisse und Diskussion zu Kapitel 2

Die Geosynchrotronstrahlung gilt heute als dominierende Komponente der Radioemission kosmischer Luftschauer. Für einen Beobachter am Erdboden erscheint die Radioemission als einmaliger Impuls der elektrischen Feldstärke, dessen Dauer zwischen etwa 10 ns im Schauerzentrum und über 100 ns in einigen 100 Metern Abstand zur Schauerachse variiert (Abbildung 2.3). Ein solcher einmaliger pulsformiger Vorgang weist ein kontinuierliches Frequenzspektrum auf, dessen signifikanter Anteil sich bis zur reziproken Pulsdauer erstreckt (Abbildung 2.4). Nahe der Schauerachse ist somit mit einem kontinuierlichen Spektrum bis über 100 MHz zu rechnen. Die Strahlung ist in Richtung der Schauerachse stark fokussiert. Am Erdboden fällt die elektrische Feldstärke  $E$  exponentiell mit dem Abstand  $R$  zur Schauerachse ab ( $E \sim e^{-R/A}$ ), wobei  $A$  in Größenordnungen zwischen 150 m bis über 300 m diskutiert wird. Die Strahlung ist kohärent, so dass die elektrische Feldstärke linear und folglich die Signalleistung quadratisch mit der Energie des Primärteilchens ansteigen. Das elektrische Feld steht sowohl auf der Schauerachse als auch dem geomagnetischen Feld senkrecht und ist nahezu linear polarisiert (Abbildung 2.5).

Wie bei jeder Signalübertragung ist auch hier das Signal/Rauschleistungsverhältnis der Radioemission von besonderem Interesse, da es die Grenzen als auch die an den Empfänger zu stellenden Anforderungen wesentlich mitbestimmt. Die in Kapitel 2 durchgeführte Analyse gestattet es für beliebige Frequenzgänge des Nutzspektrums  $E(f)$ , des Rauschspektrums  $T_{SYS}(f)$  und der Empfängerübertragungsfunktion  $H_E(f)$  das Signal/Rauschleistungsverhältnis zu bestimmen (Gl. 2.20). Besondere Aufmerksamkeit verdient dabei der Umstand, ein einmaliges pulsformiges Energiesignal in Form der Geosynchrotronemission mit einem zeitkontinuierlichen Leistungssignal in Form des Empfängerrauschens vergleichen zu müssen.

$$SNR = \frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{2} \text{MAX} \left\{ \frac{G_A \cdot c}{4\pi \cdot f_0^2 \cdot \mu_0} \left| \int_{-\infty}^{\infty} H_E(f) \cdot E(f) \cdot e^{j2\pi ft} df \right|^2 \right\}}{\int_0^{\infty} k_B \cdot T_{SYS}(f) \cdot |H_E(f)|^2 df}$$

Unter der vereinfachten Annahme eines konstanten Signal- und Rauschspektrums lässt sich zeigen, dass das Signal/Rauschleistungsverhältnis proportional zur Empfängerbandbreite steigt, weshalb diese größtmöglich gewählt werden sollte. Praktische Grenzen der Observationsbandbreite sind durch die vorhandene Frequenzabhängigkeit der äußeren Rauschquellen (atmosphärisches, galaktisches und industrielles Rauschen) und die Gegenwart von Störquellen mit Nachrichteninhalte in Form des KW- und des UKW-Rundfunks gegeben (Abbildung 2.6, Abbildung 2.7). Die Observationsbandbreite ist daher auf den Bereich zwischen 30 MHz und 85 MHz zu begrenzen. Darunter ist ein starker Anstieg des atmosphärischen Rauschens bis weit über eine Million Kelvin und eine enge Belegung mit Kurzwellenstationen zu verzeichnen. Oberhalb dominiert der UKW-Rundfunk wobei gleichzeitig das Signalspektrum aufgrund der minimalen Pulsdauer von etwa 10 ns stark abfällt. In ruhigen ländlichen Gebieten ist innerhalb der anvisierten Observationsbandbreite das Empfängerrauschen vom galaktischen Rauschen bestimmt, das von etwa 10000 Kelvin bei 40 MHz auf etwa 2000 Kelvin bei 80 MHz zurückgeht. Das in besiedelten Gebieten hinzukommende industrielle Rauschen kann deutlich darüber liegen. Das innere Rauschen des Empfängers kann vernachlässigt werden, da heute selbst mit preiswerten Transistoren unterhalb von 100 MHz Rauschzahlen kleiner 3 dB bezogen auf 298 Kelvin erreicht werden.

Der Einsatz von Optimalfiltern kann im Vergleich zu Bandpassfiltern mit flachem Frequenzgang unter Umständen einen Anstieg des Signal/Rauschleistungsverhältnisses erwirken. Eine Analyse eines Optimalfilters, das sowohl an die angenähert gaußförmige Geosynchrotronemission als auch das farbige galaktische Rauschen adaptiert war, ergab eine Zunahme des Signal/Rausch-Abstandes von lediglich 1,54 dB. Aufgrund der in der Praxis zusätzlich auftretenden Schwierigkeiten, das Optimalfilter in seiner exakten Form zu realisieren, wurde es nicht hardwaremäßig in den Signalpfad integriert.

Ausgehend von Simulationsergebnissen der Geosynchrotronemission kosmischer Schauer konnte abgeschätzt werden, dass ab einer Primärteilchenenergie von  $10^{18}$  eV auch in 200 Metern Abstand zur Schauerachse bei einer Observationsbandbreite von 40 MHz bis 80 MHz mit einem Signal/Rauschleistungsverhältnis von 75 gerechnet werden kann. Aufgrund der kohärenten Geosynchrotronemission steigt die elektrische Feldstärke linear und folglich die Leistung quadratisch mit der Primärenergie an, so dass für Primärenergien oberhalb  $10^{18}$  eV ein Signal/Rauschabstand besser als 20 dB zu erwarten ist, was auch für anspruchsvolle Demodulatoren wie z.B. die Selbsttriggerung (Kapitel 6) mit möglichst geringer Falschtriggerrate bei gleichzeitig hoher Entdeckungswahrscheinlichkeit meist ausreichend ist.



## 3 Die Antenne

Eine Antenne ist ein Wellentypwandler. Die Empfangsantenne hat die Aufgabe, einen Teil der mit der nicht-leitungsgebundenen Freiraumwelle transportierten Hochfrequenzleistung in eine Leitungswelle umzuwandeln. Bei optimaler Auslegung passt die Antenne den Freiraumwellenwiderstand an den Eingangswiderstand des Empfängers an und stellt so sicher, dass ein möglichst großer Teil der aufgenommenen Leistung diesen erreicht. Über ihre Richtcharakteristik ermöglicht es die Empfangsantenne, der aus bestimmten Raumwinkeln einfallenden Freiraumwelle möglichst viel Hochfrequenzleistung zu entnehmen, während die aus unerwünschten Richtungen angebotene Hochfrequenzleistung nur stark unterdrückt am Antennenausgang erscheint. Das Signal/Stör-Verhältnis am Antennenausgang und die zum Teil unerwünschten Wechselwirkungen der Antenne mit ihrer Umgebung können so über die Richtcharakteristik positiv beeinflusst werden. Die spezielle Ausführung der Antenne als Wellentypwandler hängt wesentlich vom gewünschten Betriebsfrequenzbereich, der geforderten Bandbreite und der Richtcharakteristik ab.

### 3.1 Notwendige Eigenschaften der Empfangsantenne

Eine Antenne ist charakterisiert durch ihre Kenngrößen des Strahlungsfeldes (Polarisation, Richtcharakteristik), durch ihre Leistungsgrößen (Strahlungswiderstand, Verlustwiderstand, Impedanz) und durch ihren Gewinn bzw. ihre effektive Fläche. Die Kenngrößen sind in der Regel frequenzabhängig. Daher ist die Bandbreite, innerhalb derer die Abweichungen der Kenngrößen innerhalb eines gewissen Toleranzbereiches bleiben, eine weitere wichtige Eigenschaft der Antenne.

#### 3.1.1 Bandbreite

Nach Kapitel 2 soll der Radiopuls im Frequenzbereich von ca. 30 MHz bis 80 MHz lückenlos empfangen werden. Ausführungen in Kapitel 4 werden zeigen, dass im Falle einer Bandbegrenzung auf 40 MHz bis 80 MHz eine besonders vorteilhafte Analog-Digital-Umsetzung durch Unterabtastung möglich ist. Die Antenne ist also für eine Betriebsfrequenz  $f_0$  von 60 MHz bei einer Bandbreite  $f_\Delta$  von mindestens 40 MHz auszulegen. Sie überstreicht mit einer relativen Bandbreite von  $f_\Delta/f_0 \geq 0,66$  einen Frequenzbereich von einer Oktave. Die Mehrzahl etablierter Antennentypen erreicht relative Bandbreiten im Bereich von nur wenigen Prozent und ist eher schmalbandig. Dieser Effekt wird primär dadurch erzeugt, dass ihre Geometrien in einem direkten Verhältnis zur Wellenlänge stehen (z.B.  $\lambda/2$ -Dipol). Beim Betrieb außerhalb der Resonanz zeigen solche Schmalbandantennen einen ausgeprägten Frequenzgang ihrer Antennenimpedanz und ihrer Richtcharakteristik. Eine weitgehend konstante Antennenimpedanz und Richtcharakteristik über einen Frequenzbereich von einer Oktave wird nur von einer überschaubaren Gruppe von Breitbandantennen erreicht.

#### 3.1.2 Richtcharakteristik

Hinsichtlich der Einfallrichtung auf der Erde verhält sich die kosmische Strahlung nahezu isotrop. Der individuelle kosmische Schauer jedoch produziert natürlich einen Radiopuls

dessen Leistung auf Detektorniveau aus Richtung der Schauerachse eintrifft. Eine Erhöhung des Signal/Rauschleistungsverhältnisses ist prinzipiell durch Verwendung von Antennen mit kleiner Hauptkeulenbreite und somit hohem Gewinn möglich. Das Empfängerrauschen ist in unbesiedelten ländlichen Gebieten durch das äußere galaktische Rauschen dominiert, das näherungsweise isotrop aus allen Richtungen einfällt. Da der von einer Antenne betrachtete Raumwinkel  $\Omega$  und ihr Gewinn  $G$  umgekehrt proportional zueinander sind, bleibt die vom galaktischen Rauschen verursachte Rauschleistung am Antennenausgang unabhängig vom Gewinn konstant. Das Signal einer Quelle innerhalb der Hauptkeule und damit auch ihr Signal/Rauschleistungsverhältnis steigen proportional zum Antennengewinn an. Mit wachsendem Gewinn reduziert sich allerdings die Nachweisfähigkeit für Radiopulse auf einen immer kleiner werdenden Raumwinkel. Besteht gleichzeitig die Forderung nach einer niedrigen Nachweisschwelle und nach einer Radioobservation eines großen Raumwinkels, so müssten mehrere Antennen mit hohem Gewinn, also schmaler Hauptkeule, für die verschiedenen Raumwinkel analog zum Insektenauge facettenartig kombiniert werden. Im Hinblick auf Detektorarrays mit hunderten von Antennenstationen ist letztere, aufwändige Lösung allerdings ausgeschlossen. Am jeweiligen Standort ist nur eine einzelne möglichst einfache Antenne tolerierbar.

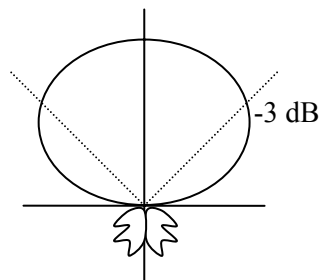


Abbildung 3.1: Stilisiertes Richtdiagramm mit breiter in den Zenit weisender Hauptkeule und hoher Nebenkeulendämpfung in Richtung Horizont und Erdboden.

Die Hauptkeule der Antenne soll einen möglichst großen Teil des vom Erdboden aus sichtbaren Halbraumes belegen. Das Hauptkeulenmaximum wird auf den Zenit ausgerichtet. Die durch die menschliche Aktivität verursachten industriellen Störungen und Rundfunkausstrahlungen treffen nicht isotrop sondern nur aus horizontaler Richtung oder infolge von Streuung und Brechung an Inhomogenitäten der Atmosphäre unter flachen Elevationswinkeln ein. Eine Richtcharakteristik mit hoher Nebenkeulendämpfung in horizontaler Richtung kann so eine Erhöhung des Signal/Störleistungsverhältnisses bewirken, ohne die Empfindlichkeit für kosmische Schauer mit hinreichend großen Elevationswinkeln wesentlich zu beeinflussen. Ziel muss es daher sein, eine möglichst breite Hauptkeule von z.B.  $\pm 60^\circ$  ( $120^\circ$ ) bezogen auf den Zenit und gleichzeitig bei  $\pm 90^\circ$  (Horizont) eine möglichst hohe Unterdrückung zu erreichen (Abbildung 3.1).

### 3.1.3 Nebenkeulendämpfung und Umgebungseinflüsse

Für eine aussagefähige Radioobservation kosmischer Schauer ist ein kalibriertes Empfangssystem eine wesentliche Voraussetzung. Idealerweise kalibriert man das Empfangssystem oder seine Komponenten im Labor und verzichtet auf eine in der Regel aufwändigere und unter Umständen individuelle Kalibrierung im Feld. Gerade bei großflächigen Detektorarrays mit einer Vielzahl von Antennen ist dies ein großer Vorteil. Die Eigenschaften der Antenne müssen dazu weitgehend unabhängig von ihren Umgebungsbedingungen wie z.B. der Witterung, dem Erdboden, der Vegetation, dem Antennenmast usw. am jeweiligen Standort sein.

Aus Richtung der Hauptkeule einfallende Wellen können an der Umgebung gestreut und über die Nebenkeulen empfangen werden. Sie überlagern sich dem Hauptkeulensignal und beeinflussen bei starker Ausprägung der Nebenkeulen signifikant die Charakteristik der Hauptkeule. Die Antenne benötigt somit eine hohe Nebenkeulendämpfung nicht nur wie in 3.1.2 erwähnt in horizontaler sondern auch in rückwärtiger Richtung (Antennenmast, Erdboden), um eine von der Umgebung weitgehend unabhängige Charakteristik zu erhalten. Wesentlich ist dabei, dass die Richtcharakteristik und damit die Nebenkeulendämpfung durch die Antennenstruktur selbst erzeugt werden und das Umfeld der Antenne, wie z.B. der Erdboden, nicht als konstruktives Element in die Antennenstruktur mit einbezogen wird.

### 3.1.4 Polarisisation

Das Geosynchrotronmodell sagt für einen individuellen kosmischen Schauer und eine relativ zur Schauerachse ortsfeste Antennenposition eine nahezu lineare Polarisisation der Radioemission voraus (Abschnitt 2.4.3). Der E-Feld-Vektor steht senkrecht auf dem Erdmagnetfeld und der Schauerachse. Schauer mit kleinen Zenitwinkeln, also großer Elevation, werden vornehmlich eine horizontale Ost-West- und Nord-Süd-Polarisation aber kaum eine vertikale Polarisisation erzeugen. Für einen individuellen Schauer ist das Verhältnis der Nord-Süd- zur Ost-West-Polarisation von Azimut und Elevation der Schauerachse als auch von der Position der Antenne relativ zum Schauerzentrum abhängig. Die isotrope Verteilung der Einfallsrichtung kosmischer Teilchen führt schließlich dazu, dass am Antennenstandort beliebige Polarisationsrichtungen auftreten, der linear polarisierte Charakter jedoch erhalten bleibt.

Aus der Bestimmung der verschiedenen Polarisationsanteile lässt sich das Verständnis der Radioemission kosmischer Schauer vertiefen, der Geosynchrotroneffekt bestätigen und klären, inwieweit andere Mechanismen an der Radioemission kosmischer Schauer beteiligt sind. Die Antenne soll daher in der Lage sein, sowohl in Nord-Süd- als auch in Ost-West-Richtung linear polarisierte Wellen zu empfangen und diese an zwei Ausgangsterminals getrennt zur Verfügung zu stellen. Aus dem Betrags- und Phasenverhältnis beider Wellenanteile kann die Polarisisation der einfallenden Welle rekonstruiert werden.

### 3.1.5 Wellenleitertyp und Antennenimpedanz

Die Antennenimpedanz und ihr Wellenleiteranschluss sollten sich an den in der Hochfrequenzmesstechnik und Nachrichtentechnik etablierten Standards orientieren. Im relevanten Frequenzbereich kommen vorwiegend unsymmetrische, koaxiale Wellenleiter und in der Regel reelle Impedanzen von  $50 \Omega$  zur Anwendung. Das Antennenterminal soll daher koaxial ausgeführt werden, die Impedanz der Antenne soll weitgehend reell werden und einen Wirkanteil von ca.  $50 \Omega$  besitzen.

## 3.2 Auswahl des Antennentyps

Ziel ist die Auswahl eines Antennentyps, dessen Impedanz, Richtcharakteristik und Polarisationsverhalten innerhalb einer Bandbreite von 40 MHz bis 80 MHz frequenzunabhängig bleiben und den in Abschnitt 3.1 dargestellten Anforderungen entsprechen.

### 3.2.1 Alternative Formen von Breitband- und Richtantennen

Im Frequenzbereich zwischen 40 MHz bis 80 MHz werden Antennen üblicherweise als lineare Antennen realisiert. Bei ihnen wandelt sich eine entlang eines linienförmigen und üblicherweise in Relation zur Wellenlänge dünnen Leiters geführte Leitungswelle in eine Freiraumwelle und umgekehrt. Die geforderte Bandbreite von über einer Oktave schließt den

klassischen Antennentyp in Form eines schlanken Halbwellen- oder Ganzwellendipols aus, da ihre Richtcharakteristik und ihre Impedanz starken Variationen über Frequenz unterworfen sind. Sie sind nur in einem Frequenzbereich von wenigen Prozent brauchbar.

Eine Erhöhung der Bandbreite kann durch eine Verkleinerung des Wellenwiderstandes, also durch große Querabmessungen, erreicht werden. Dieser Übergang zu flächenförmigen Dipolen führt zum Doppelkegeldipol, zum Zylinderdipol, zum Schmetterlingsdipol oder dem Babinetschen Prinzip folgend zu deren komplementären Formen, um hier nur einige zu nennen (Abbildung 3.2). Die Impedanz solcher Breitbanddipole kann über ein Bandbreitenverhältnis von über einer Oktave nahezu konstant gehalten werden. Ihre Richtcharakteristik bleibt jedoch frequenzabhängig. Mit steigender Frequenz wird die Hauptkeule schmäler und die Anzahl und Intensität der Nebenkeulen nimmt zu. Außerdem erreichen Breitbanddipole die geforderte Richtcharakteristik mit einseitiger Hauptkeule und hoher Nebenkeulendämpfung nicht, sondern besitzen in der H-Ebene ein kreisförmiges und in der E-Ebene ein hantelförmiges Strahlungsdiagramm.

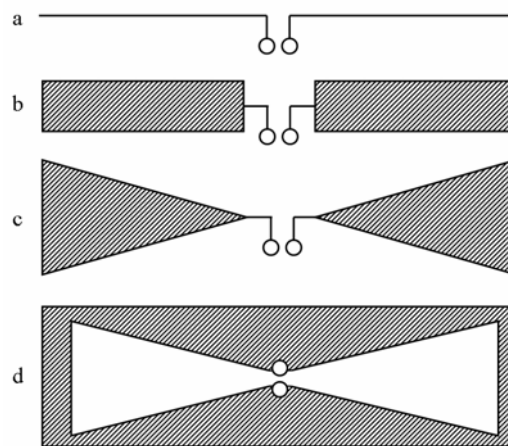


Abbildung 3.2: Schlanker Dipol a und Formen von Breitbanddipolen. Zylinderdipol b, Doppelkegel bzw. Schmetterlingsdipol c, komplementärer Schmetterlingsdipol entsprechend dem Babinetschen Prinzip d.

Die Bildung von Dipolzeilen (kollineare Dipole), Dipolspalten (gestockte Dipole) oder Dipolgruppen (Kombination aus Dipolzeilen und Dipolspalten) aus Breitbandstrahlern zur Einstellung der gewünschten Richtcharakteristik scheitert daran, dass die erforderlichen Dipolabstände in einem festen Verhältnis zur Wellenlänge stehen und somit nur schmalbandig exakt zu realisieren sind. Gleiches gilt für den Betrieb von Breitbanddipolen vor Reflektorwänden (Reflektorwandantennen). Die Richtcharakteristik solcher Anordnungen bleibt frequenzabhängig.

Auf Basis der im VHF-Bereich klassischen Richtantenne in Form einer Yagi-Antenne (Abbildung 3.3) kann das geforderte Richtdiagramm zwar problemlos erreicht werden. Die erforderliche Konstanz der Antenneneigenschaften über eine Bandbreite von einer Oktave ist jedoch ebenfalls nicht gewährleistet, da auch bei diesem Antennentyp die erforderliche Geometrie in einem festen Verhältnis zur Betriebswellenlänge steht.

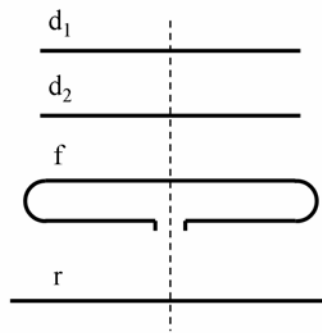


Abbildung 3.3: 4-Element-Yagi-Antenne mit gespeistem Faltdipol  $f$ , zwei Direktoren  $d_1$ ,  $d_2$  und einem Reflektor  $r$ . Zwischen den Elementen besteht lediglich Strahlungskopplung.

### 3.2.2 Eigenschaften und Formen logarithmisch-periodischer Antennen

Die Kombination der oben geforderten Antenneneigenschaften wie hohe Bandbreite, einseitige nicht zu schmale Hauptkeule und hohe Nebenkeulendämpfung wird von verschiedenen Formen logarithmisch-periodischer Antennen gut erfüllt. Logarithmisch-periodische Antennen können nahezu mit beliebiger Bandbreite realisiert werden und weisen innerhalb dieser unabhängig von der Betriebsfrequenz weitgehend konstante elektrische Eigenschaften auf. Einige Typen von logarithmisch-periodischen Antennen verfügen bei relativ kleinem Vorwärtsgewinn von deutlich unter 10 dBi (breite Hauptkeule) über eine große Rückdämpfung von typisch 20 dB und eine weitgehend nebenkeulenefreie, gleich bleibende Strahlungscharakteristik über den gesamten Frequenzbereich. Damit entsprechen sie weitgehend der gewünschten Richtcharakteristik. Ihr weiterer Vorteil im Vergleich zu anderen Breitbandantennen ist, dass ihre Eigenschaften wie Bandbreite, Richtcharakteristik und Impedanz weitgehend unabhängig voneinander sind, und so eine hohe Flexibilität bei der Adaption der Antenne für die spezielle Anwendung erhalten bleibt.

Logarithmisch-periodische Antennen können in vielfältigen Formen ausgeführt werden (Abbildung 3.4). Ihre häufigste Vertreterin ist die logarithmisch-periodische Dipolantenne (LPDA). Aus ihr entsteht durch Abwinkeln der Dipole zum spitzen Ende der Struktur die logarithmisch-periodische V-Antenne (LPVA). Für zirkulare Polarisationen sind die logarithmisch-periodische ebene Spirale mit symmetrischem, zweiseitigem Strahlungsdiagramm oder die logarithmisch-periodische konische Spirale mit einseitiger Richtcharakteristik gebräuchlich. Eine „Kreuzung“ aus LPDA und Yagi-Antenne ist die logarithmisch-periodische Yagi-Antenne (LPYA). Sie verfügt über ein log.-per. Erregersystem in einer strahlungsgekoppelten Yagi-Struktur, erreicht aber nicht die Bandbreite rein logarithmisch-periodischer Strukturen.

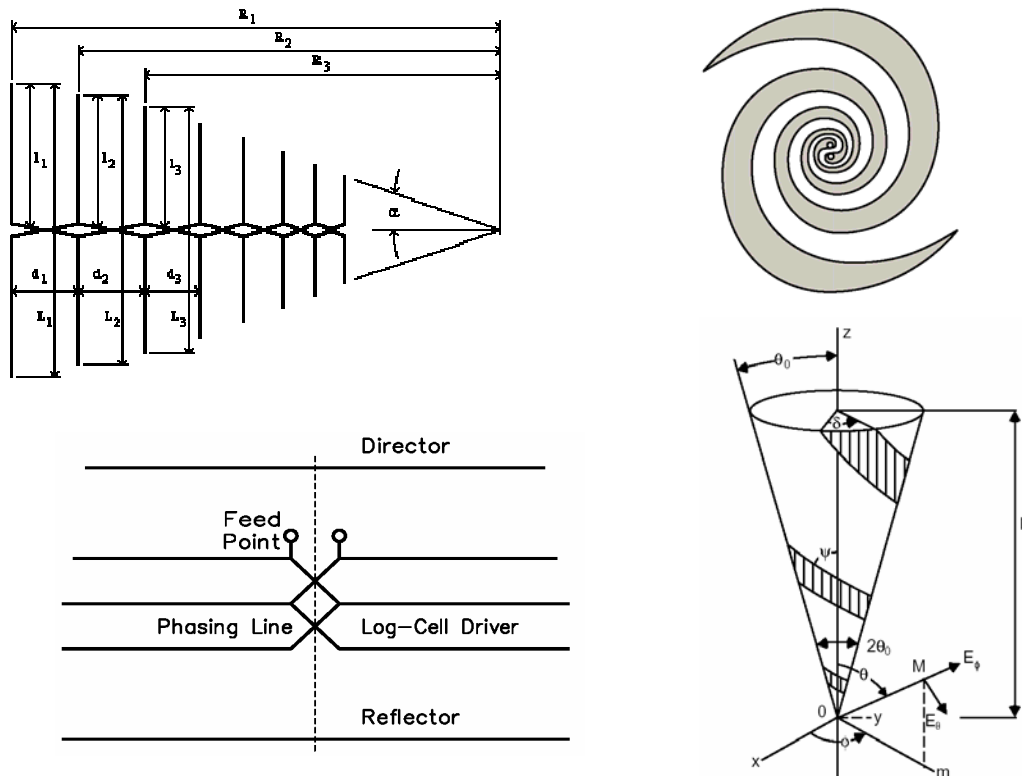


Abbildung 3.4: Gebräuchliche Formen von logarithmisch-periodischen Antennen. Von oben links nach unten rechts: log.-per. Dipolantenne, ebene log.-per. Spirale, log.-per. Yagi-Antenne, konische log.-per. Spiralantenne.

### 3.2.3 Prinzip der logarithmisch-periodischen Antennen

Frequenzunabhängige Antennen lassen sich nach dem sog. Winkelprinzip realisieren. Das Winkelprinzip besagt, dass eine Antennenstruktur dann für alle Frequenzen die gleiche Strahlungscharakteristik besitzt, falls ihre Geometrie ausschließlich durch Winkel beschreibbar ist und unendlich weit fortgesetzt wird. Da eine Antenne mit unendlichen Abmessungen nicht existiert, müssen die Eigenschaften einer endlichen Struktur denen des unendlich ausgedehnten Gebildes möglichst gut angenähert werden. Dies wird dann erreicht, wenn eine eingespeiste Leitungswelle ein möglichst hohes Maß an Strahlungsdämpfung erfährt, also gut abgestrahlt wird. Die Strombelegung außerhalb der Strahlungszone darf dann als stark verringert angenommen werden und auch bei einer endlichen Struktur treten keine nachteiligen Effekte durch die Strukturbegrenzung auf.

Beispiele einfacher, dem Winkelprinzip genügender Antennen sind der Doppelkegeldipol oder der Schmetterlingsdipol. Logarithmisch-periodische Antennen berücksichtigen das Winkelprinzip in weitem Maße, indem sie die ausschließlich durch Winkel bestimmte Struktur durch einzelne resonanzfähige Elemente annähern (Abbildung 3.5). Durch die Resonanzelemente wird eine gute Abstrahlung und damit Strahlungsdämpfung der eingespeisten Leitungswelle erreicht und so eine wirksame Unterdrückung der störenden Effekte der Strukturbegrenzung erzielt.

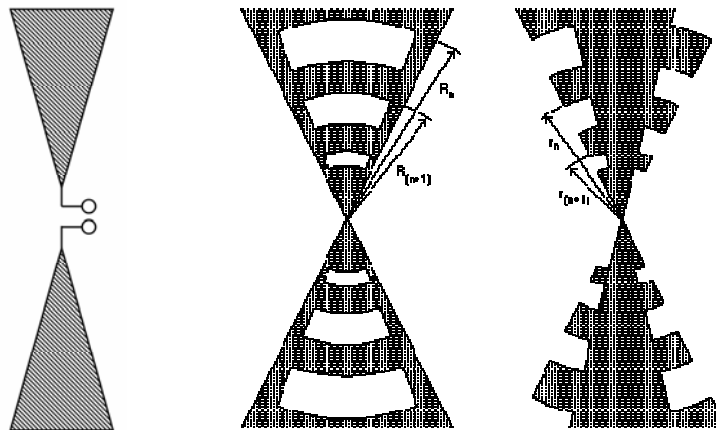


Abbildung 3.5: Schmetterlingsdipol als Beispiel für eine frequenzunabhängige Antenne nach dem Winkelprinzip (links). Durch Einfügen von Resonanzelementen zur Förderung der Abstrahlung entstehen ebene logarithmisch-periodische Strukturen (Mitte und rechts).

Das Einfügen von Resonanzstellen hat einen nicht völlig homogenen Frequenzgang zur Folge. Die Abweichung der elektrischen Eigenschaften zwischen den Resonanzstellen lässt sich jedoch durch feine Abstufung, d.h. eine hohe Anzahl von Resonanzelementen gering halten. Das Prinzip der logarithmisch-periodischen Antennen bedingt, dass die Abmessungen der Resonanzelemente entsprechend einer geometrischen Reihe wachsen. Die charakteristischen Eigenschaften wiederholen sich dann periodisch mit dem Logarithmus der Frequenz, was diesem Antennentyp den Namen gab.

### 3.3 Design logarithmisch-periodischer Antennen

#### 3.3.1 Design und Untersuchungen logarithmisch periodischer Spiralantennen

Wie bereits weiter oben ausgeführt besitzt die Geosynchrotronemission eines individuellen Schauers immer eine nahezu lineare Polarisation. Die isotrope Verteilung der Einfallrichtung kosmischer Teilchen führt aber schließlich dazu, dass am Antennenstandort beliebige Polarisationsrichtungen jedoch immer mit weitgehend linearer Polarisation auftreten. Eine linear polarisierte Welle kann als Superposition einer rechtsdrehenden und einer linksdrehenden zirkular polarisierten Welle gleicher Amplitude dargestellt werden. Daher sind Antennen mit einer zirkularen Polarisation in der Lage, linear polarisierte Wellen mit beliebiger Polarisationsrichtung mit einem konstanten Polarisationsverlust von -3 dB zu empfangen. Der Polarisationsverlust von 50 % kommt dadurch zustande, dass nur eine der beiden Drehrichtungen empfangen wird. Hierzu wären zwei orthogonal angeordnete Antennen mit linearer Polarisation nötig. Dies war die Motivation zirkular polarisierte logarithmisch-periodische Antennen in Form einer konischen Spirale zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zweiarmige, symmetrische log.-per. Spiralantennen in verschiedenen Größen entwickelt, aufgebaut und untersucht (Abbildung 3.6). Im Sendefall erfolgt die Abstrahlung gerichtet über das spitze Ende. Die geometrische Struktur wird beschrieben durch den Kegelwinkel  $\alpha$  und durch den Stufungsfaktor  $\tau$ , welcher das Umfangs- als auch das Abstandsverhältnis benachbarter Windungen beschreibt. Spitzere Kegelwinkel und eine feinere Stufung führen zu einer schmaleren Hauptkeule, also zu höherem Gewinn. Der Umfang der kleinsten Windung soll einer halben Wellenlänge an der oberen Bandgrenze entsprechen und analog der Umfang der größten Windung einer halben

Wellenlänge an der unteren Bandgrenze. Eine Spiralantenne für den Frequenzbereich von 40 MHz bis 80 MHz besitzt eine Basisfläche von  $4 \times 4 \text{ m}^2$  und ist bei einem typischen Kegelwinkel von  $2 \times 22^\circ$  5 m hoch (Abbildung 3.6, rechts). Außer dieser "Full-Size"-Spirale wurden auch um den Faktor 5 verkleinerte Modelle mit 1 m Höhe realisiert (Abbildung 3.6, links) und insbesondere wegen der einfacheren Handhabbarkeit für Untersuchungen der Richtcharakteristik herangezogen. Aus konstruktiven Gründen wurden die Windungen nicht kreisförmig sondern quadratisch ausgeführt.



Abbildung 3.6: Logarithmisch-periodische konische Spiralantenne mit 1 m Höhe für den Frequenzbereich von 200 MHz bis 1000 MHz (links). Mit diesem verkleinerten Modell wurden insbesondere Untersuchungen der Richtcharakteristik durchgeführt. Die Spiralantenne für den geforderten Frequenzbereich von 40 MHz bis 80 MHz besitzt eine Höhe von 5 m und eine Basisfläche von  $4 \times 4 \text{ m}^2$  (rechts). Beide Antennen besitzen zwei symmetrische Spiralarme. Der symmetrische Speisepunkt befindet am spitzen Ende.

Der Speisepunkt liegt am spitzen Ende der Spirale. Im Sendefall läuft die eingespeiste, leitungsgebundene Welle zunächst strahlungsfrei entlang der Spirale. Ihre Abstrahlung, also ihre Umwandlung in eine Freiraumwelle, erfolgt erst dort, wo der Durchmesser der Spirale in der Größenordnung einer halben Wellenlänge ist. Jenseits dieser Strahlungszone ist die leitungsgebundene Welle infolge Strahlungsdämpfung im Idealfall abgeklungen. Der Empfangsfall verhält sich reziprok.

Die 5 m hohe "Full-Size"-Spiralantenne besitzt eine symmetrische und weitgehend reelle Antennenimpedanz von  $450 \Omega$ . Diese wurde über einen 1:3 Transformator, der gleichzeitig als Symmetrierglied arbeitet, breitbandig an das unsymmetrische  $50 \Omega$ -System angepasst. Der gemessene Reflexionsfaktor  $S_{11}$  infolge Fehlanpassung der Antennenimpedanz an das  $50 \Omega$ -System bleibt innerhalb der geforderten Bandbreite unter  $-15 \text{ dB}$  (Abbildung 3.7). Der Leistungsübertragungsfaktor  $a_L = 1 - |S_{11}|^2$  infolge der Reflexionsverluste an  $50 \Omega$  bleibt breitbandig über 0,97 (Abbildung 3.8). Diese Werte liegen in einem Bereich, der für Breitbandantennen mit einer Bandbreite von über einer Oktave angemessen sind.



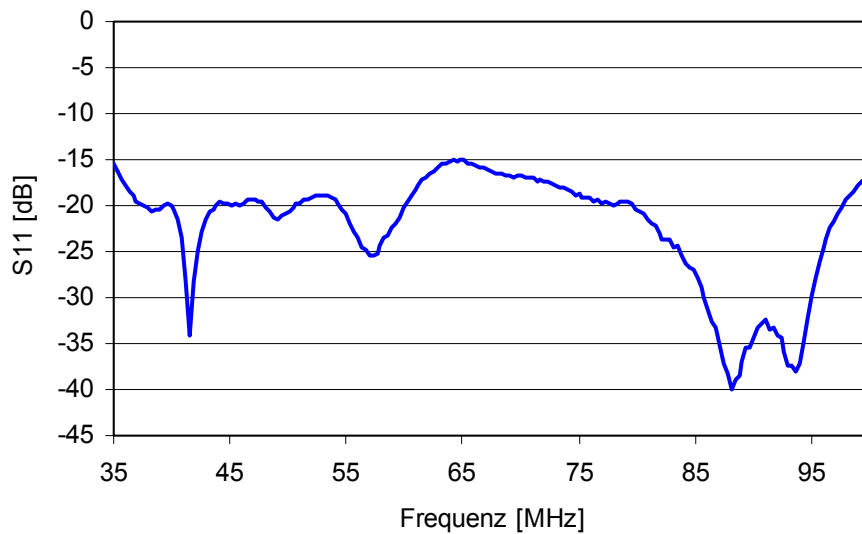


Abbildung 3.7: Betrag des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  [dB] der logarithmisch-periodischen konischen Spiralantenne in einem  $50 \Omega$ -System über der Frequenz.

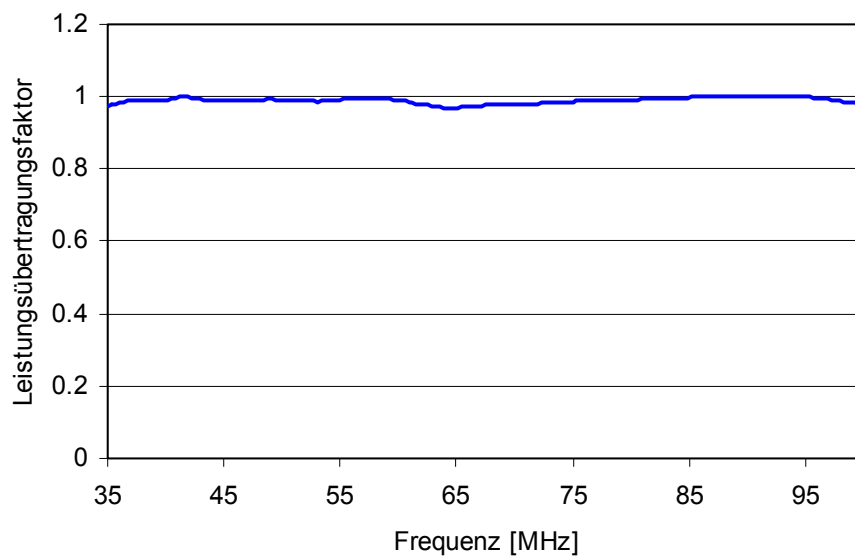


Abbildung 3.8: Leistungsübertragungsfaktor  $a_L = 1 - |S_{11}|^2$  infolge von Reflexionsverlusten der logarithmisch-periodischen konischen Spiralantenne über der Frequenz.

Bei den kleinen 1 m hohen Spiralantennen wurde zur Anpassung der hochohmigen unsymmetrischen Speiseimpedanz an  $50 \Omega$  ein alternativer Weg ohne den Einsatz eines diskreten Symmetriertransformators beschritten: Zur Impedanztransformation wurde die Spirale an ihrer Spitze stetig fortgesetzt, bis die Spiralarms eng aneinander lagen (Abbildung 3.6, links). Hierdurch entsteht vor dem eigentlichen Speisepunkt eine symmetrische Speiseleitung, die zur Spitze hin ihren Wellenwiderstand analog zur Exponentialleitung kontinuierlich bis auf  $50 \Omega$  verringert. Zur Einspeisung und Symmetrierung wurde einer der

beiden Spiralarms als 50  $\Omega$ -Koaxialleitung ausgeführt. Es stellt am unteren, stumpfen Ende der Spirale den Antennenanschluss dar. Sein Schirm bildet gleichzeitig den einen Spiralarms. Sein Innenleiter ist an der Spitze mit dem zweiten Spiralarms verbunden. Im Sendefall entsteht durch den unsymmetrischen Abschluss des Koaxialkabels an der Spitze auf demselben eine Mantelwelle. Diese im Allgemeinen unerwünschte Mantelwelle ist hier aber die erwünschte in die Spirale hinein laufende leitungsgebundene Welle. Diese ist infolge Strahlungsdämpfung, also Abstrahlung, am stumpfen Ende der Spirale abgeklungen, so dass auch das speisende Koaxialkabel dort mantelwellenfrei wird. Im Falle der 5 m hohen Spirale war diese bestechend einfache Impedanztransformation und Symmetrierung nicht gangbar. Es hätte unangemessen viel Kabelmaterial und konstruktiver Aufwand in die Symmetrier-Transformations-Strecke investiert werden müssen.

Anhand der kleinen 1 m hohen Spiralantennen wurden im Wesentlichen die Untersuchungen und Optimierungen zur Richtcharakteristik durchgeführt. Variiert wurden der Kegelwinkel als auch der Stufungsfaktor der Spirale. Die gewünschte Richtcharakteristik wurde mit einem Kegelwinkel von  $2 \times 22^\circ$  und einem Stufungsfaktor von 0,67 erreicht. Wie gewünscht zeigt das Richtdiagramm eine breite in den Zenit gerichtete Hauptkeule mit einer -3 dB-Halbwertsbreite von  $2 \times 55^\circ$  (Abbildung 3.9). Aus horizontaler Richtung einfallende Störsignale werden um -15 dB abgeschwächt empfangen. Die Nebenzipfeldämpfung in horizontaler und Rückwärts-Richtung von mindestens -10 dB gewährleistet eine weitgehende Unabhängigkeit der Antennenparameter vom Aufstellort. Die Richtcharakteristik der Hauptkeule unterliegt über der Frequenz nur geringen Variationen von unter  $\pm 1$  dB.

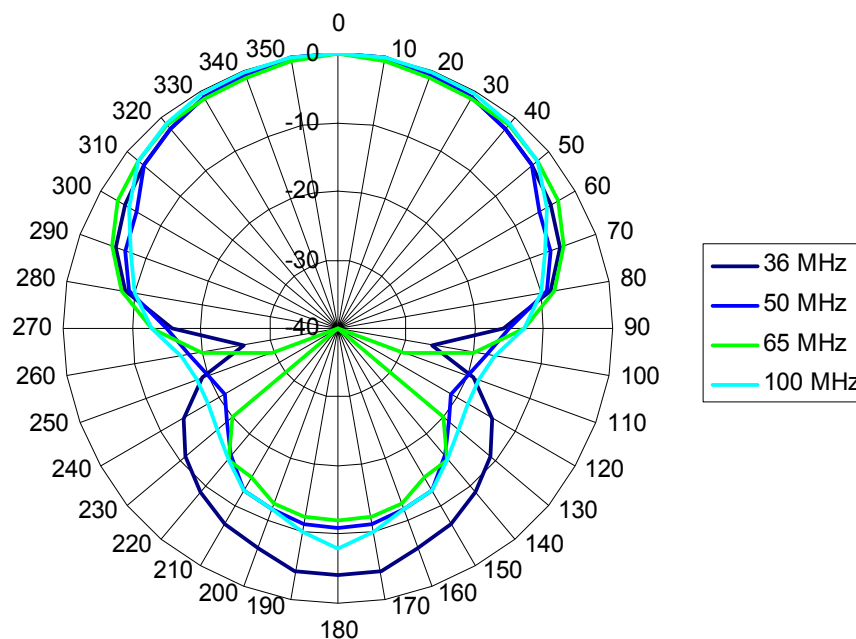


Abbildung 3.9: Gemessenes Richtdiagramm der logarithmisch-periodischen konischen Spiralantenne bei einem Kegelwinkel von  $2 \times 22^\circ$  und einem Stufungsfaktor von 0,67. Die Richtdiagramme wurden mit einer um den Faktor 5 verkleinerten 1 m hohen Spiralantenne bei Frequenzen zwischen 180 MHz und 500 MHz aufgenommen und anschließend in die Frequenzlage der 5 m hohen „Full-Size“-Spiralantenne umgerechnet.

### 3.3.2 Diskussion der logarithmisch periodischen Spiralantenne

Wie gewünscht ist mit entsprechenden Maßnahmen zur Impedanztransformation und Symmetrierung eine unsymmetrische Antennenimpedanz von ca.  $50 \Omega$  zu erreichen. Die Richtcharakteristik entspricht den Anforderungen in idealer Weise. Zusätzlich bleiben die Antennenimpedanz und die Richtcharakteristik nahezu frequenzunabhängig, so dass die Eigenschaften einer Breitbandantenne erfüllt sind.

Außer diesen positiven Eigenschaften der logarithmisch-periodischen konischen Spiralantennen sind aber auch zwei entscheidende Nachteile zu vermelden: Ihr Aufbau ist mechanisch aufwändig und ihre Montage langwierig und kompliziert. Ferner stellte sich bei der Vertiefung der Arbeit heraus, dass nicht nur beliebige lineare Polarisationsrichtungen empfangen, sondern auch in ihren Ost-West- und Nord-Süd-Anteil aufgelöst werden sollen. Hierzu ist eine einzelne konische Spirale nicht in der Lage. Die Verwendung zweier Spiralantennen mit gegensinnigem Wickelsinn zur Unterscheidung orthogonaler Polarisationsanteile verdoppelt den bereits hohen mechanischen Aufwand. Sofern die gegensinnigen Spiralantennen auf einer gemeinsamen Achse montiert werden, entsteht außerdem ein hohes Übersprechen zwischen beiden und somit eine mangelhafte Polarisationsentkopplung.

Der Einsatz logarithmisch-periodischer konischer Spiralantennen wurde daher nicht weiter verfolgt und die logarithmisch-periodischen Dipolantennen als Basis für das Antennendesign herangezogen. Orthogonal gekreuzte Strukturen aus schlanken Dipolen zeigen ein geringes Übersprechen und haben typisch eine Polarisationsentkopplung von ca.  $-20$  dB. Sollte sich im Zuge der Untersuchungen der Radioemissionen kosmischer Schauer herausstellen, dass eine Unterscheidung orthogonaler Polarisationen nicht nötig sein sollte, könnten die konischen Spiralantennen allerdings wieder interessant werden.

### 3.3.3 Realisierung der logarithmisch-periodischen Dipolantenne

Kommerziell erhältliche log.-per. Dipolantennen kommen z.B. in der EMV-Messtechnik (elektromagnetische Verträglichkeit), in der Funküberwachung und -ortung oder auch für allgemeine nachrichtentechnische Anwendungen zum Einsatz. Ihnen gemeinsam ist die Notwendigkeit, einen breiten Frequenzbereich mit einer einzigen Antenne bei gleich bleibenden elektrischen Eigenschaften abzudecken. Log.-per. Dipolantennen (LPDA) mit den hier geforderten Eigenschaften waren aus verschiedenen Gründen jedoch kommerziell nicht verfügbar. Kommerzielle LPDA werden in der Regel mit einem hohen Bandbreitenverhältnis  $f_{\max}/f_{\min} \approx 10$  hergestellt und wären damit für diese Anwendung unnötig breitbandig. Zusätzlich verfügen kommerzielle LPDA meist über die sog. Optimalbemessung, bei der durch entsprechende Wahl der Strukturparameter ein möglichst hoher Gewinn von knapp  $10$  dBi erzielt wird. Dabei entsteht eine Hauptkeule mit einer für diese Anwendung zu kleinen Halbwertsbreite. LPDA mit zwei orthogonalen Polarisierungen sind kommerziell nur für Frequenzen oberhalb von  $1$  GHz verfügbar, im relevanten Frequenzbereich jedoch nicht. So wurde mit einer eigenen Dimensionierung einer gekreuzten LPDA begonnen. Abbildung 3.10 zeigt die Struktur einer LPDA.

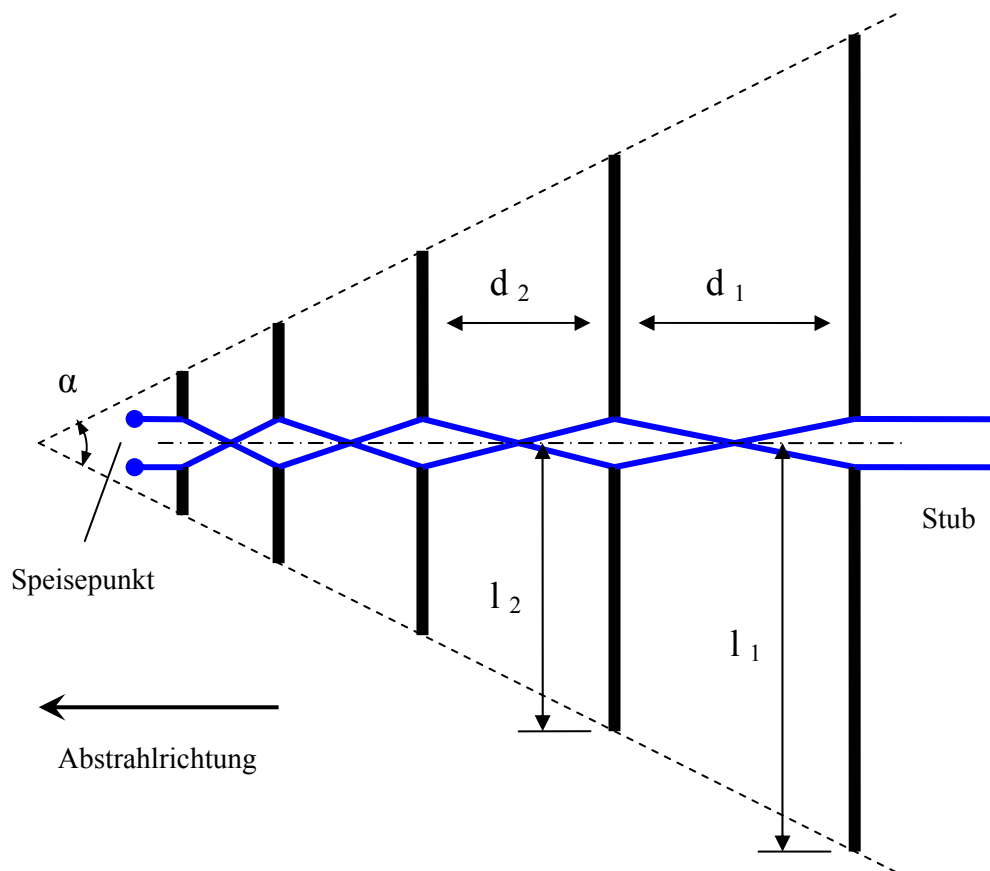


Abbildung 3.10: Struktur einer logarithmisch-periodischen Dipolanterie. Der symmetrische Speisepunkt befindet sich am spitzen Ende der Struktur. Jenseits des längsten Dipols kann eine Stichleitung (Stub) verwendet werden.

Die Antenne besteht aus mehreren Dipolen, die an einen zentralen Wellenleiter (symmetrische Doppelleitung) angeschlossen sind. Das Kreuzen des zentralen Wellenleiters (Polaritätswechsel) in Verbindung mit seiner Signallaufzeit sorgt für die Erregung benachbarter Dipole mit definierter Phasendifferenz. Eine zusätzliche Phasendifferenz erfahren die Dipolströme gegenüber der Erregung durch die komplexen Impedanzen der Dipole. Die Gesamtphasendifferenz benachbarter Dipolströme ist derart, dass in Richtung des spitzen Endes der Struktur konstruktive und in Richtung des stumpfen Endes destruktive Überlagerung ihrer Strahlungsfelder stattfindet. Jenseits des längsten Dipols wird der zentrale Wellenleiter meist im Abstand von unter einer achten Wellenlänge an der unteren Bandgrenze  $\leq \lambda_{\max}/8$  kurzgeschlossen (Stub). Der Stub wird nicht zwingend jedoch im VHF- und UHF-Bereich konsequent verwendet. Seine Funktion wird in Abschnitt 3.3.4 erläutert.

Die Geometrie wird beschrieben durch die Strukturparameter  $\tau$  und  $\sigma_{\text{LPDA}}$ . Der Stufungsfaktor  $\tau$  ist das Verhältnis der Längen und auch der Abstände benachbarter Dipolelemente.

$$\tau = \frac{l_{n-1}}{l_n} = \frac{d_{n-1}}{d_n}$$

Gl. 3.1

Der Stufungsfaktor bewegt sich typischerweise im Wertebereich zwischen 0,7 und 0,95 [Kri01]. Größere Werte erzeugen eine feiner abgestufte Struktur und einen höheren Gewinn. Der Abstandsfaktor  $\sigma_{\text{LPDA}}$  beschreibt das Verhältnis von Abstand und Länge der einzelnen

Dipole. Mit steigenden Werten von  $\sigma$  wird die Struktur länger und der Öffnungswinkel  $\alpha$  spitzer:

$$\sigma_{LPDA} = \frac{d_n}{4 \cdot l_n} \quad \alpha = 2 \cdot \arccot \frac{4 \cdot \sigma_{LPDA}}{1 - \tau}$$

Gl. 3.2

Typische Werte des Abstandsfaktors liegen zwischen 0,05 und 0,25. Für jeden Stufungsfaktor  $\tau$  existiert ein bestimmter Abstandsfaktor  $\sigma_{opt}$ , bei dem ein maximaler Gewinn von knapp 10 dBi erreicht werden kann (Optimalbemessung) [Kri01].

$$\sigma_{opt} = 0,258 \cdot \tau - 0,066$$

Gl. 3.3

Wählt man  $\sigma_{LPDA} > \sigma_{opt}$ , verringert sich der Gewinn durch das Auftreten von Nebenkeulen, was nach den Ausführungen in 3.1. vermieden werden sollte. Wird  $\sigma_{LPDA} < \sigma_{opt}$ , nimmt der Gewinn durch Verbreiterung der Hauptkeule ab, aber die Nebenkeulen bleiben weitgehend unverändert. Dieser Effekt ist erwünscht und wurde beim vorliegenden Design der LPDA besprochen.

Die maximal erforderlichen Abmessungen sind durch die untere Grenzfrequenz bzw. die größte zu verarbeitende Wellenlänge  $\lambda_{max}$  des gewünschten Frequenzbereichs gegeben. Die Länge des größten Resonanzelementes soll mindestens  $0,25 \cdot \lambda_{max}$  betragen. Entsprechend gilt, dass die Länge des kürzesten Resonanzelementes kleiner als eine Viertelwellenlänge  $0,25 \cdot \lambda_{min}$  an der oberen Grenzfrequenz sein soll.

Die Festlegung der Strukturparameter geht vom geforderten Antennengewinn bzw. der gewünschten Halbwertsbreite aus. Gibt man zusätzlich z.B. die maximale Fehlanpassung der Antennenimpedanz an  $50 \Omega$  vor, so lassen sich mit Hilfe von speziellen Diagrammen zum LPDA-Design die Strukturparameter  $\tau$  und  $\sigma_{LPDA}$  ermitteln. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Diagramme aus [Lan92] (Seite N28 ff) und [Kri01] (Seite 639 ff) zugrunde gelegt. Gewählt wurde ein Stufungsfaktor  $\tau$  von 0,86 und ein verhältnismäßig kleiner Abstandsfaktor  $\sigma_{LPDA}$  von nur 0,045, was in Verbindung mit den Bandgrenzen von 40 MHz und 80 MHz zu folgenden Abständen und Längen führt:

$l_1 = 1900 \text{ mm}$	$l_2 = 1635 \text{ mm}$	$l_3 = 1405 \text{ mm}$	$l_4 = 1212 \text{ mm}$
$l_5 = 1040 \text{ mm}$	$l_6 = 895 \text{ mm}$	$l_7 = 780 \text{ mm}$	$l_8 = 660 \text{ mm}$
$d_1 = 340 \text{ mm}$	$d_2 = 290 \text{ mm}$	$d_3 = 250 \text{ mm}$	$d_4 = 215 \text{ mm}$
$d_5 = 185 \text{ mm}$	$d_6 = 160 \text{ mm}$	$d_7 = 140 \text{ mm}$	

Die angegebenen Längen beziehen sich auf Dipolhälften, so dass die lateralen Abmessungen der LPDA nahezu 4 Meter annehmen. Für den getrennten Empfang der in Nord-Süd- bzw. Ost-West-Richtung linear polarisierten Wellenanteile wurden zwei gleichartige LPDA orthogonal auf einem gemeinsamen Mastadapter zu einer gekreuzten LPDA zusammengefasst (Abbildung 3.11).



Abbildung 3.11: Photographie der kreuzpolarisierten logarithmisch-periodischen Dipolantenne.

### 3.3.4 Ausführung der Doppelleitung und des koaxialen Antennenanschlusses

In den meisten praktischen Fällen darf der Leitungswellenwiderstand der die Dipole verbindenden Doppelleitung  $Z_0$  gleich dem am Speisepunkt angestrebten Strahlungswiderstand  $R_A$  der Antenne, hier also  $50 \Omega$ , gesetzt werden [Kri1]. Dies gilt vor allem für die Verwendung schlanker Dipole mit hohem Längen/Durchmesser-Verhältnis und für Strukturparameter  $\tau > 1/2$ , was hier beides gegeben ist. Bei Doppelleitungen mit Luftisolation und dem üblichen kreisförmigen Querschnitt der Einzelleiter führt der verhältnismäßig geringe Wellenwiderstand jedoch dazu, dass die lichte Weite zwischen den Leitern sehr gering werden müsste, was mechanische Probleme mit sich bringt. Günstigere Verhältnisse ergeben sich bei Doppelleitungen mit quadratischem Leiterquerschnitt. Hier stellt sich bei gleichem Leiterabstand im Vergleich zu kreisförmigen Leiterquerschnitten ein höherer Kapazitätsbelag  $C'$  ein, während der Induktivitätsbelag  $L'$  sich nur unwesentlich ändert, so dass ein niedrigerer Leitungswellenwiderstand resultiert. Bei verlustlosen Leitungen ist der Wellenwiderstand gegeben durch:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}}$$

Gl. 3.4

Auch mechanisch bringt der quadratische Leiterquerschnitt Vorteile, da nun die Doppelleitung als starre tragende Struktur der Antenne ausgeführt werden kann. Der gemäß dem Anschlussprinzip erforderliche Polaritätswechsel benachbarter Dipole ist durch repetierendes Vertauschen der Dipolanschlüsse auf der Doppelleitung zu realisieren (Abbildung 3.12, Abbildung 3.13, Abbildung 3.14).

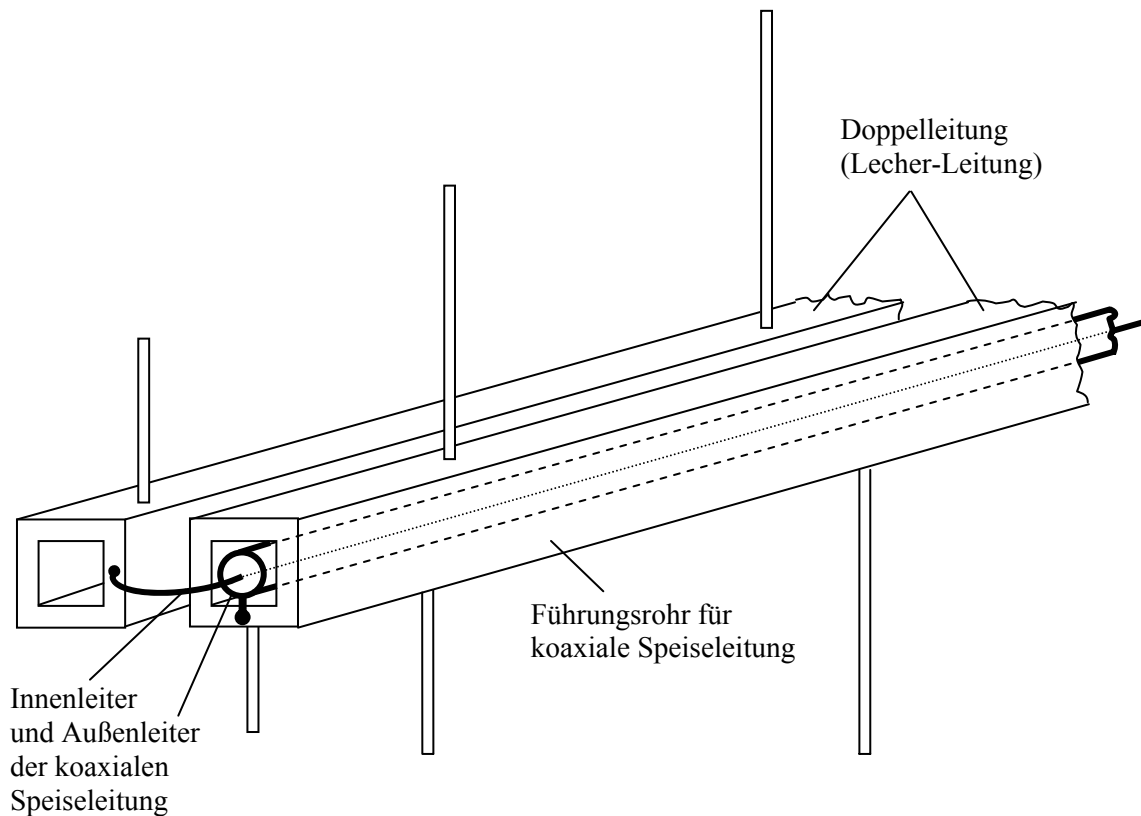


Abbildung 3.12: Praktischer Aufbau einer logarithmisch-periodischen Dipolantenne.

Die lichte Weite  $d$  zwischen den quadratischen Leitern soll für einen Wellenwiderstand von  $50 \Omega$  ca. ein Viertel der Leiterkantenlänge  $a$  betragen ( $d \approx \frac{1}{4} a$ ). Bei der Optimierung der Antenne führte jedoch eine kontinuierliche Abstandserhöhung der Doppelleitung vom spitzen zum stumpfen Ende zu einer deutlichen Abnahme des Reflexionsfaktors. Gute Ergebnisse stellen sich bei einer näherungsweise quadratischen Zunahme des Abstandes ein. Dies wurde durch Einleiten von Querkraften am spitzen Ende durch gegenseitiges Verspannen erreicht. Das nun linear über der Rohrlänge ansteigende Biegemoment führt zu einer quadratischen Biegekurve (Abbildung 3.13). Teile der Verspannung bilden gleichzeitig die Antennenhalterung als auch den weiter unten beschriebenen „Stub“. Das Verhältnis von Abstand zu Kantenlänge ( $d/a$ ) steigt vom spitzen zum stumpfen Ende von  $\frac{1}{4}$  auf 1,5. Der Wellenwiderstand wächst dabei von  $50 \Omega$  auf  $200 \Omega$ .

Im Idealfall erfährt eine am spitzen Ende in die Struktur eingespeiste Leitungswelle eine hohe Strahlungsdämpfung, so dass jenseits des größten Dipols am stumpfen Ende keine Welle auf der Doppelleitung mehr existiert. Die bei der realen Antenne hier dennoch auftretenden nicht abgestrahlten Wellenanteile können mithilfe eines jenseits des längsten Dipols liegenden Kurzschlusses (Stub) in die Dipolstruktur zurück reflektiert werden, um ihre Abstrahlung zu fördern. Der Stub ist kein durch das LPDA-Prinzip bedingtes Bauteil und seine Verwendung ist nicht zwingend. Er kann aber auch verhindern, dass vom stumpfen Ende der Struktur über die Antennenhalterung Hochfrequenz auf die Doppelleitung einkoppeln kann. Bei der hier vorgestellten LPDA wurde der Stub eingesetzt und neben einer erhöhten Sicherheit gegen Störeinkopplung breitbandig eine Verringerung des Reflexionsfaktors erreicht.



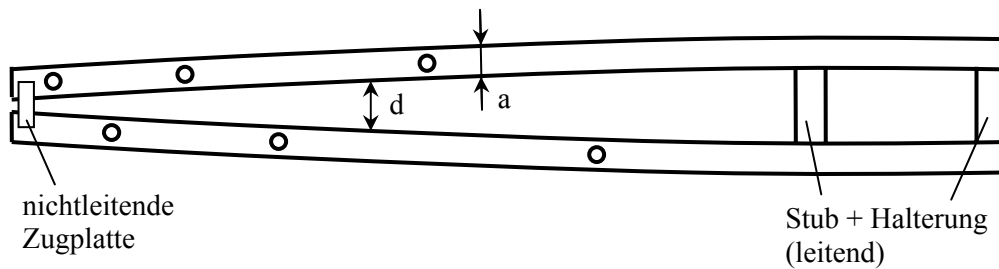


Abbildung 3.13: Symmetrische Doppelleitung mit kontinuierlicher Abstandsänderung.

Beim Übergang von einem gegen Masse unsymmetrischen Wellenfeld (Koaxialleitung) zu einem gegen Masse symmetrischen Wellenfeld (Doppelleitung) müssen spezielle Symmetrierschaltungen (Balun = **balanced-unbalanced**) eingefügt werden. Tut man dies nicht, führt das Koaxialkabel außer der üblichen Gegentakt- zusätzlich eine Gleichtaktwelle, die sich außerhalb des Kabels als unerwünschte Mantelwelle bemerkbar macht und instabile Strom- und Spannungsverhältnisse bzw. Strahlungsdiagramme produziert. Der Anschluss einer unsymmetrischen, koaxialen Leitung an den symmetrischen Speisepunkt der Antenne nach Abbildung 3.12 scheinbar ohne den Einsatz von Symmetrierwandlern oder Mantelwellensperren mag daher zunächst erstaunen. Da der Außenleiter des Koaxialkabels hier zusätzlich eine Hälfte der Doppelleitung bildet, ist die durch den symmetrischen Abschluss entstehende Mantelwelle hier gleichzeitig die gewünschte die Dipolstruktur speisende Welle. Diese ist infolge der Strahlungsdämpfung am stumpfen Ende der Struktur abgeklungen, so dass auch das Kabel dort frei von Mantelwellen wird.

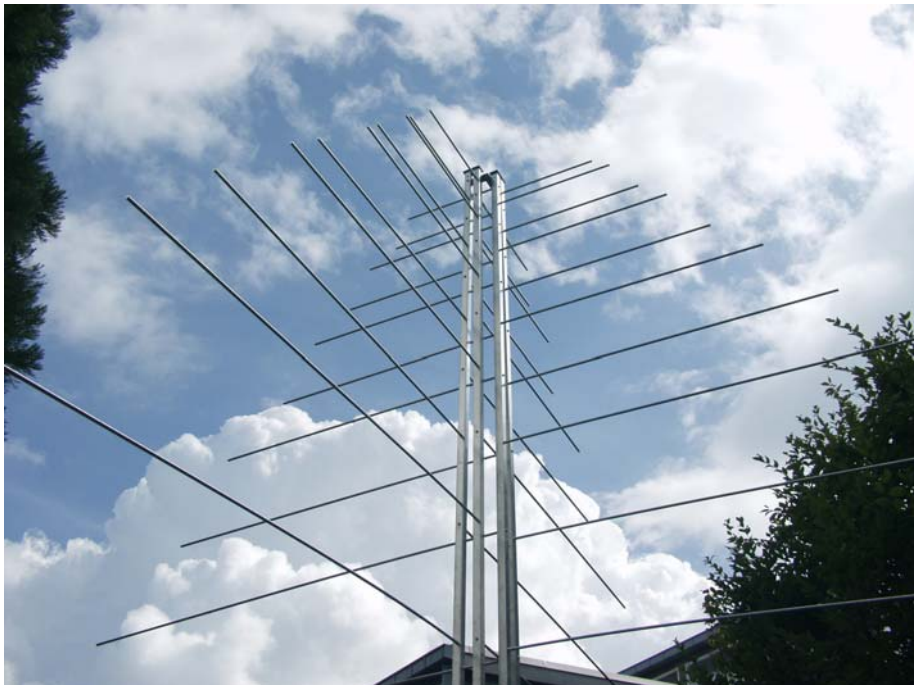


Abbildung 3.14: Photographie der Anschlussdetails der logarithmisch-periodischen Dipolantenne.



### 3.4 Charakterisierung der logarithmisch-periodischen Dipolantenne

Zur Charakterisierung der Antenne wurden ihre Impedanz, ihr Gewinn, ihre Richtcharakteristik, ihre Polarisations-eigenschaften und ihre Wechselwirkungen mit der Umgebung vermessen. Die Messungen wurden teilweise quasi frequenzkontinuierlich oder bei mehreren diskreten Frequenzen innerhalb der Auslegungsbandbreite durchgeführt. Die relativ großen Wellenlängen von bis zu 8 Metern sowie das Fehlen entsprechend ausgestatteter, echofreier Gebäude bedingten eine Durchführung der Messungen im Freigelände. Aufgrund der Antennendimensionen von 4 m x 4 m x 3 m wurden einige Messungen an um den Faktor 3 bzw. 10 verkleinerten Modellen bei entsprechend höheren Frequenzen durchgeführt und diese anschließend in die Frequenzlage der Originalantenne umgerechnet.

#### 3.4.1 Reflexionsfaktor der LPDA

Der Reflexionsfaktor  $S_{11}$  beschreibt die Fehlanpassung der Antennenimpedanz an den 50  $\Omega$ -Empfängereingang. Aus den Reflexionsverlusten kann der Leistungsübertragungsfaktor  $a_L = 1 - |S_{11}|^2$  an 50  $\Omega$  infolge der Fehlanpassung bestimmt werden. Durch Fehlanpassung kann neben der Reduktion des Antennengewinns zusätzlich eine Welligkeit der Leistungsübertragung innerhalb der Nutzbandbreite entstehen. Der gemessene Reflexionsfaktor bleibt innerhalb der Nutzbandbreite im Mittel bei -14 dB (Abbildung 3.15). Das den logarithmisch-periodischen Antennen inhärente periodische Verhalten über dem Logarithmus der Frequenz äußert sich in einer Welligkeit des Reflexionsfaktors von bis zu  $\pm 5$  dB an der oberen Bandgrenze. Der aus dem Reflexionsfaktor berechnete Leistungsübertragungsfaktor bleibt innerhalb der Auslegungsbandbreite (40 MHz...80 MHz) breitbandig im Mittel bei etwa 0,96 (Abbildung 3.16). Unterhalb der Auslegungsbandbreite verliert die Antenne rasch ihre Breitbandeigenschaften. Bei 30 MHz können infolge von Reflexionsverlusten nur noch 20 % der aufgenommenen Leistung an den 50  $\Omega$ -Empfängereingang abgegeben werden. An der oberen Bandgrenze ist die Zunahme der Fehlanpassung weniger stark ausgeprägt, so dass auch oberhalb von 90 MHz noch 90 % der aufgenommenen Leistung an 50  $\Omega$  abgegeben werden. Es sei an dieser Stelle nochmals auf das in Abbildung 2.7 gezeigte Frequenzspektrum hingewiesen, welches mit der hier vorgestellten Antenne aufgenommen wurde. Der dort zu erkennende scheinbare Abfall des Spektrums unterhalb von 40 MHz ist im Wesentlichen von der Fehlanpassung der Antenne verursacht.

Das Reflexionsverhalten der logarithmisch-periodischen Dipolantenne ist dem Verhalten einer Breitbandantenne mit einer Bandbreite von über einer Oktave angemessen. Die Welligkeit der Leistungsübertragung ist verglichen mit einfachen schlanken  $\lambda/2$ -Dipolen zu vernachlässigen (Abbildung 3.17).

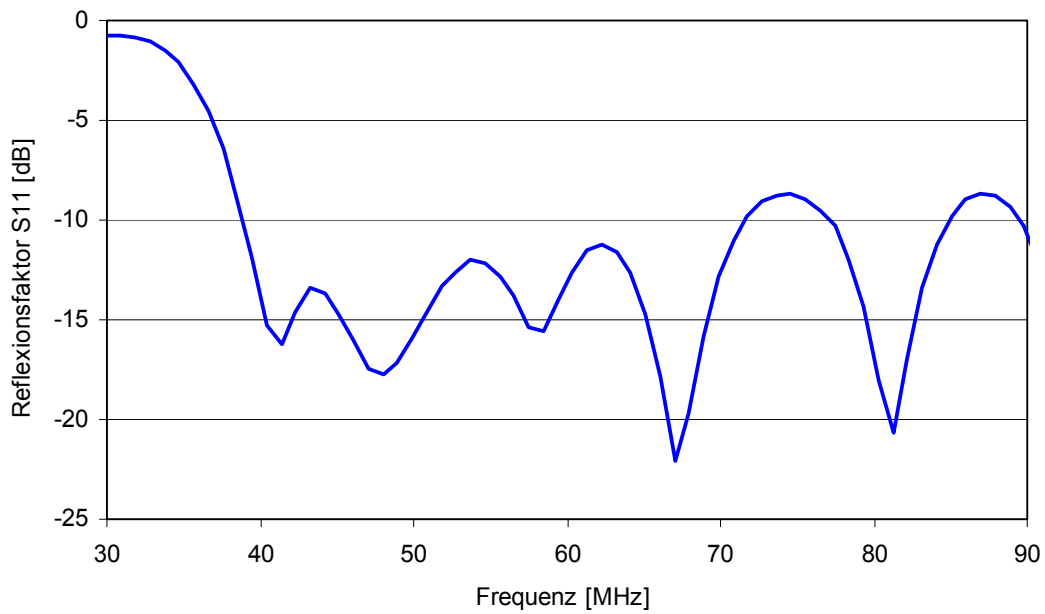


Abbildung 3.15: Gemessener Reflexionsfaktor  $S_{11,LPDA}$  der logarithmisch-periodischen Dipolantenne über der Frequenz.

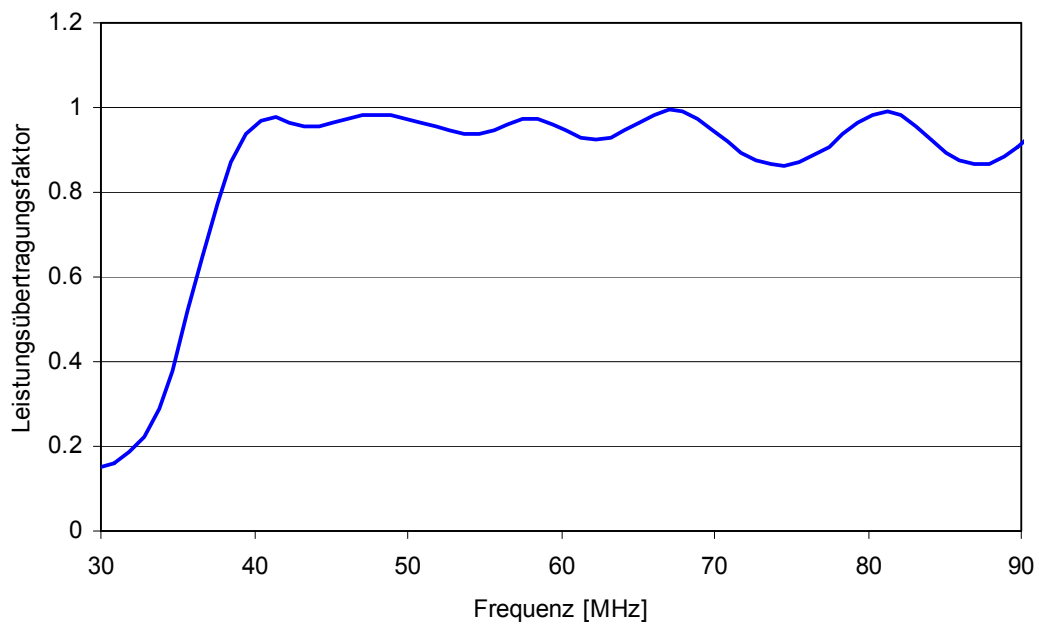


Abbildung 3.16: Aus dem Reflexionsfaktor berechneter Leistungsübertragungsfaktor an  $50 \Omega$  infolge von Reflexionsverlusten der logarithmisch-periodischen Dipolantenne über der Frequenz.

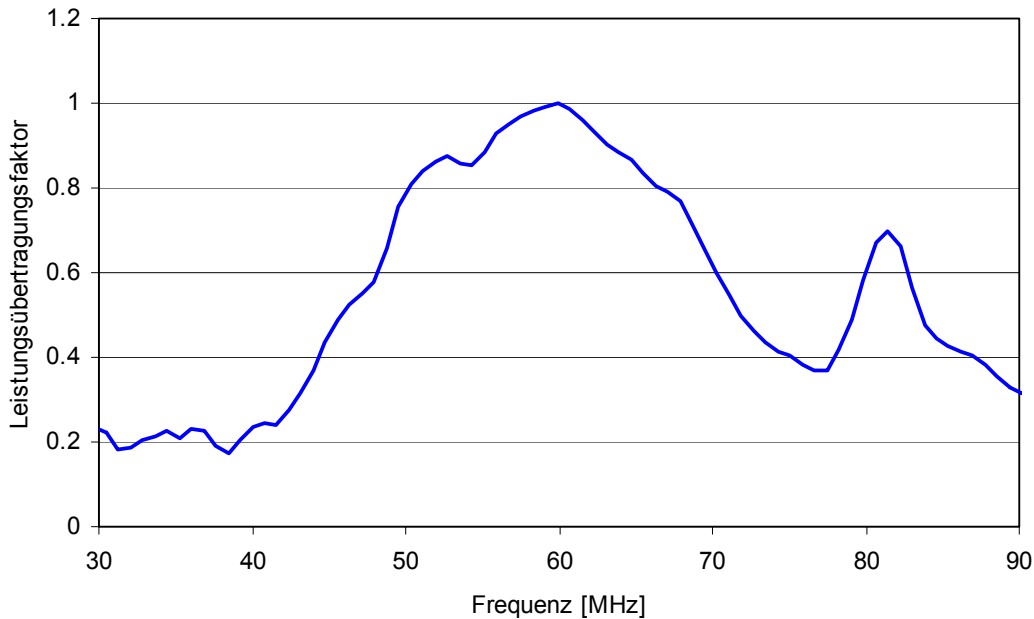


Abbildung 3.17: Aus dem gemessenen Reflexionsfaktor berechneter Leistungsübertragungsfaktor an  $50 \Omega$  eines schlanken  $\lambda/2$ -Faltdipols über der Frequenz. Der Dipol ist resonant in Bandmitte (60 MHz). Zur Symmetrierung und Impedanztransformation wurde eine  $\lambda/2$ -Umwegleitung verwendet.

### 3.4.2 Gewinn und Gruppenlaufzeit der LPDA

Durch Vergleich der Empfangsleistung der LPDA mit der eines am gleichen Ort aufgestellten Faltdipols wurde im Maximum der Hauptkeule bezogen auf den isotropen Kugelstrahler bei diskreten Frequenzen ein Gewinn von 5,5 dBi ermittelt. Zusätzlich wurde eine Gewinnbestimmung nach der sog. 2-Antennen-Methode durchgeführt. Dazu wurde aus zwei optimal zueinander ausgerichteten identischen LPDA mit dem gegenseitigen Abstand  $r_A$  eine Übertragungsstrecke aufgebaut und auf der Wellenlänge  $\lambda_M$  betrieben. Aus dem Betragsverhältnis der Ausgangsleistung  $P_A$  der Empfangsantenne zur Sendeleistung  $P_T$  kann der Gewinn  $G_{LPDA}$  in Relation zum isotropen Kugelstrahler ermittelt werden:

$$\frac{P_A}{P_T} = \frac{G_{LPDA}^2 \cdot \lambda_M^2}{16 \cdot \pi^2 \cdot r_A^2}$$

Gl. 3.5

Durch Betrieb der Übertragungsstrecke mit zwei identischen LPDA an einem Netzwerkanalysator konnte der Verlauf des Antennengewinns über der Frequenz quasikontinuierlich aufgenommen werden (Abbildung 3.18). Der Gewinn steigt über der Frequenz um etwa 1 dB an. Der mittlere Gewinn innerhalb der Auslegungsbandbreite von 40 MHz bis 80 MHz ist 5,6 dBi. Die auf zwei Arten ermittelten Antennengewinne decken sich mit den Werten, welche in der Literatur [Lan92, Kri01] für die gewählten Strukturparameter angegeben werden. Wertet man z.B. mit einem Vektornetzwerkanalysator auch die Phase zwischen Sende- und Empfangssignal aus, so lässt sich nach Subtraktion des Phasengangs des Funkfeldes und der Leitungen aus der 2-Antennen-Methode auch die Gruppenlaufzeit der LPDA bestimmen (Abbildung 3.19). Tiefe Frequenzen erfahren eine größere Verzögerung als hohe, da an der unteren Bandgrenze eine empfangene Welle zunächst in die LPDA-

Struktur bis zum längsten Dipol hinein- und dann auf dem zentralen Wellenleiter zum Speisepunkt zurücklaufen muss.

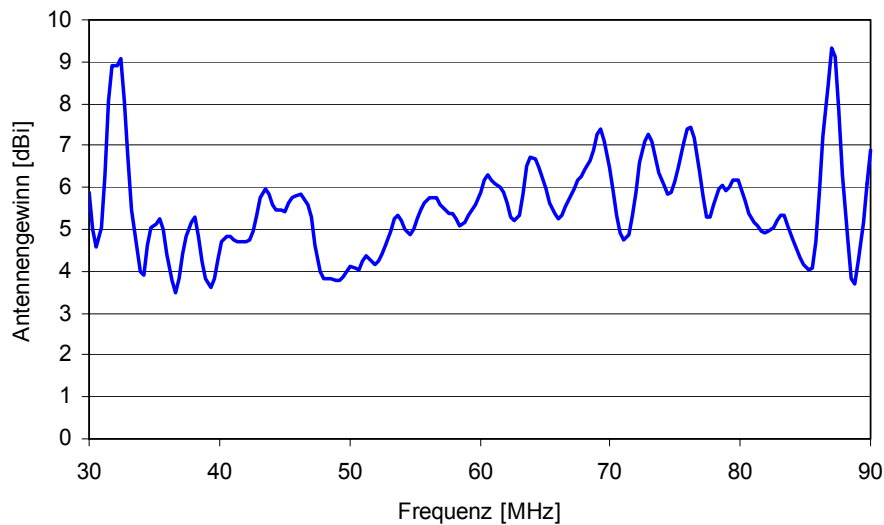


Abbildung 3.18: Mit der Zwei-Antennen-Methode gemessener Gewinn der log.-per. Dipolantenne bezogen auf den isotropen Kugelstrahler (dBi) über der Frequenz.

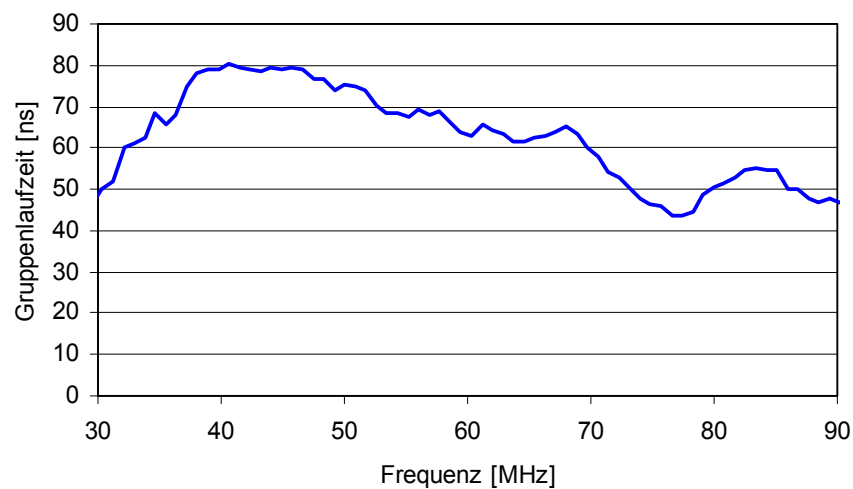


Abbildung 3.19: Mit der Zwei-Antennen-Methode gemessene Gruppenlaufzeit der LPDA.

### 3.4.3 Richtcharakteristik der LPDA

Die Messungen zur Richtcharakteristik wurden an einer um den Faktor 3 verkleinerten LPDA (Abbildung 3.20) bei den Frequenzen 110 MHz, 150 MHz, 200 MHz und 300 MHz durchgeführt und in die Frequenzlage der Original-Antenne umgerechnet. Mangels entsprechender echofreier Räumlichkeiten fanden die Messungen auf dem Flachdach des Gebäudes 242 des Forschungszentrums Karlsruhe statt.

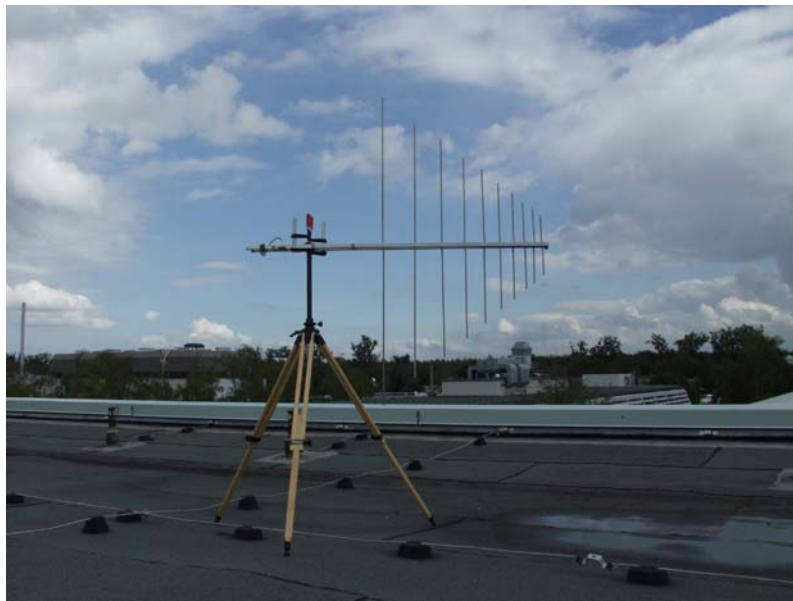


Abbildung 3.20: Photographie einer um den Faktor 3 verkleinerten log.-per. Dipolantenne.

Durch Rotation der Antenne in der E-Ebene und in der H-Ebene entstehen die Richtdiagramme der E- und der H-Ebene. In der E-Ebene liegen die Dipolstäbe der LPDA (z.B. die Blattebene von Abbildung 3.10). Im Sendefall wären die E-Feld-Linien der abgestrahlten linear polarisierten Welle parallel zur E-Ebene. Die H-Ebene steht senkrecht auf der E-Ebene. Die Schnittgerade der E- und der H-Ebene entspricht der Symmetrieachse der LPDA.

Die Richtcharakteristik der E-Ebene, insbesondere die gute horizontale Unterdrückung und die hohe Nebenkeulendämpfung, entsprechen den in 3.1.2 und 3.1.3 genannten Vorgaben in idealer Weise (Abbildung 3.21, links). Die geforderte Halbwertsbreite der Hauptkeule wird in der E-Ebene mit  $\pm 50^\circ$  ( $100^\circ$ ) nur unwesentlich unterschritten. Aus horizontaler Richtung einfallende Signale werden um mindestens -20 dB bis -30 dB unterdrückt empfangen. Die Nebenkeulendämpfung im rückwärtigen Winkelbereich zwischen  $90^\circ$  und  $270^\circ$  liegt im Mittel bei -15 dB und überschreitet in keiner Richtung einen Wert von -10 dB.

Die Hauptkeule der H-Ebene ist mit  $\pm 70^\circ$  ( $140^\circ$ ) breiter als in der E-Ebene, im Mittel sind die gewünschten  $\pm 60^\circ$  ( $120^\circ$ ) somit gut erfüllt. Die Nebenkeulendämpfung der H-Ebene in Rückwärtsrichtung ( $180^\circ \pm 30^\circ$ ) erreicht wie in der E-Ebene typische Werte von -15 dB. Lediglich im horizontalen Winkelbereich ist die Unterdrückung in der H-Ebene mit -6 dB nicht sehr ausgeprägt.

Die Charakteristiken der Hauptkeulen weichen bei den betrachteten Messfrequenzen nur um etwa  $\pm 1$  dB voneinander ab. Die geforderte Breitbandigkeit der Antenne wird somit sowohl vom Reflexionsfaktor als auch von der Richtcharakteristik erfüllt. Die gute Nebenkeulendämpfung im horizontalen und rückwärtigen Winkelbereich ist Grundlage zur Unterdrückung unter flacher Elevation einfallender Störer und für eine hinreichende Unabhängigkeit der Antennenparameter vom Aufstellort.

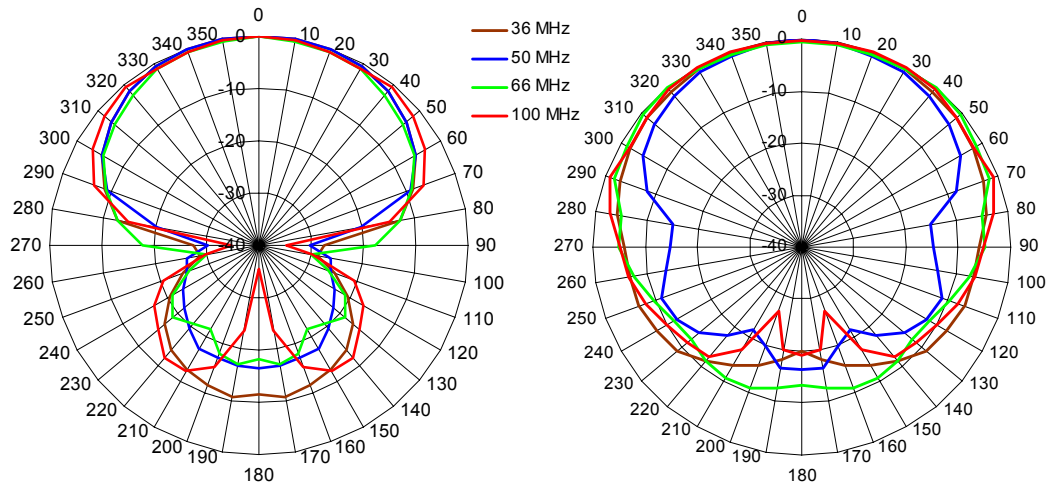


Abbildung 3.21: Richtdiagramm der logarithmisch-periodischen Dipolantenne in der E-Ebene (links) und in der H-Ebene (rechts) in dB. Die gemessenen Werte von 0° bis 180° wurden zwischen 180° und 360° symmetrisch ergänzt.

### 3.4.4 Abhängigkeit der Antennenparameter von der Umgebung

Die Auswahl und das Design einer Antenne mit hoher Nebenkeulendämpfung waren motiviert durch das Ziel, eine von der Umgebung, insbesondere den Bodeneigenschaften, weitgehend unabhängige Antennencharakteristik zu erhalten. Aus der gemessenen Nebenkeulendämpfung  $a_{\text{rück}}$  von -15 dB (0,032) lässt sich eine hohe Unabhängigkeit der Antenne von den Umgebungsbedingungen am Aufstellort bereits vermuten. Der Einfluss einer am Erdboden reflektierten Welle auf die Hauptkeule kann wie folgt abgeschätzt werden: Die direkte Welle wird am Erdboden mit dem Reflektionsfaktor  $r_{\text{Erde}}$  reflektiert und über die Nebenkeule  $a_{\text{rück}}$  empfangen. Die von der Antenne aufgenommene Leistung der am Erdboden reflektierten Welle  $P_{\text{reflekt}}$  im Verhältnis zur direkten Welle  $P_{\text{direkt}}$  ist:

$$\frac{P_{\text{reflekt}}}{P_{\text{direkt}}} = r_{\text{Erde}}^2 \cdot a_{\text{rück}} = \frac{U_{\text{reflekt}}^2}{U_{\text{direkt}}^2} \Rightarrow U_{\text{reflekt}} = U_{\text{direkt}} \cdot r_{\text{Erde}} \cdot \sqrt{a_{\text{rück}}}$$

Gl. 3.6

Das Verhältnis kann auch über die Antennenausgangsspannungen der direkten  $U_{\text{direkt}}$  und der reflektierten Welle  $U_{\text{reflekt}}$  dargestellt werden. Die Spannung der reflektierten Welle überlagert sich in den Extrema konstruktiv oder destruktiv mit der Spannung der direkten Welle zur Gesamtspannung der Antenne  $U_{\text{Ant,MAX MIN}}$ :

$$U_{\text{Ant,MAX MIN}} = U_{\text{direkt}} \pm U_{\text{reflekt}} = U_{\text{direkt}} \cdot (1 \pm r_{\text{Erde}} \cdot \sqrt{a_{\text{rück}}})$$

Gl. 3.7

Bei Totalreflexion am Erdboden ( $r_{\text{Erde}} = 1$ ) und der gemessenen mittleren Nebenkeulendämpfung  $a_{\text{rück}}$  von -15 dB (0,032) weichen nach Gl. 3.7 die Extrema der Antennenspannung  $U_{\text{Ant,MAX MIN}}$  um ca.  $\pm 1,3$  dB von der Antennenspannung ohne Bodenreflexion  $U_{\text{direkt}}$  ab.

Dieses Verhalten konnte auch messtechnisch belegt werden. Von den Parametern des Erdbodens (z.B. Leitfähigkeit, Feuchte, Dielektrizitätszahl, Vegetation, Abstand usw.) hat der Abstand zwischen Antenne und Erdboden in der Regel einen ausgeprägten Durchgriff auf die Antennencharakteristik und wurde daher als Störgröße bei den Messungen zur Umgebungsabhängigkeit verwendet. Aus Gründen der Handlichkeit wurden die Messungen

an einer um den Faktor 10 verkleinerten LPDA bei Frequenzen zwischen 300 MHz und 1 GHz durchgeführt (Abbildung 3.22). Als Substitution des Erdbodens diente eine 1 m<sup>2</sup> große Metallplatte ( $r_{\text{Erde}} \approx 1$ ) mit variablem Abstand zur LPDA. Durch Rotationen des Verbundes aus LPDA und Bodensubstitution bei verschiedenen Abständen und Frequenzen entstehen so die Richtdiagramme der beeinflussten Antenne (Abbildung 3.23).

Für Abstände zwischen  $\frac{1}{4}$  der Betriebswellenlänge und Unendlich (ohne Metallplatte) beschränken sich die Variationen der Richtcharakteristik auf nur ca.  $\pm 1$  dB. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Berechnung nach Gl. 3.7. Eine vergleichende Messung mit einem einfachen Faltdipol anstelle der LPDA ergab bei sonst identischen Randbedingungen eine Variation der Richtcharakteristik von über  $\pm 7$  dB, was den Vorteil einer LPDA gegenüber einfachen Dipolformen verdeutlicht (Abbildung 3.24).

Es ist davon auszugehen, dass die Bodeneigenschaften (Leitfähigkeit, Feuchte, Dielektrizitätszahl) die Richtcharakteristik der LPDA sogar um weniger als  $\pm 1$  dB beeinflussen werden, da es am Boden zu keiner Totalreflexion kommt. In [ITU 90c] wird für feuchten (trockenen) Boden eine relative Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{r,\text{Erde}}$  von 30 (15) und eine Leitfähigkeit von 10 mS/m (1 mS/m) angegeben. Unter Vernachlässigung der Verluste ist der Reflexionsfaktor  $r_{\text{Erde}}$  an der Grenzfläche von Luft ( $\epsilon_{r,\text{Luft}} \approx 1$ ) zur Erde:

$$r_{\text{Erde}} = \frac{E_{\text{rück}}}{E_{\text{hin}}} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_{r,\text{Erde}}}}{1 + \sqrt{\epsilon_{r,\text{Erde}}}}$$

Gl. 3.8

Bei den genannten relativen Dielektrizitätszahlen zwischen 15...30 wird der Reflexionsfaktor  $r_{\text{Erde}}$  ca. 0,6, d.h. 36 % der einfallenden Leistung wird reflektiert. Mit Gl. 3.7 und Gl. 3.8 können die Abweichungen des Richtdiagramms infolge Wechselwirkung mit dem Erdboden mit ca.  $\pm 0,8$  dB abgeschätzt werden.



Abbildung 3.22: Um den Faktor 10 verkleinerte log.-per. Dipolantenne vor einer 1 x 1 m<sup>2</sup> großen Metallplatte (Bodensubstitution). Der Abstand zwischen Antenne und Metallplatte ist variabel. Die gesamte Anordnung ist drehbar.



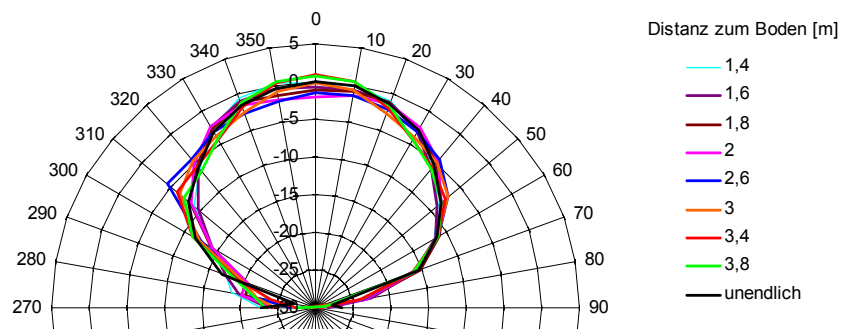


Abbildung 3.23: Hauptkeule der log.-per. Dipolantenne in der E-Ebene in dB für verschiedene Abstände zum Erdboden bei einer Frequenz von 59 MHz. Die Abstände wurden vom Boden bis zum längsten Dipol der LPDA gemessen. Die Messungen wurden bei 590 MHz an einer 1:10-LPDA durchgeführt und die Abstände und Frequenzen auf die 1:1-Antenne umgerechnet.

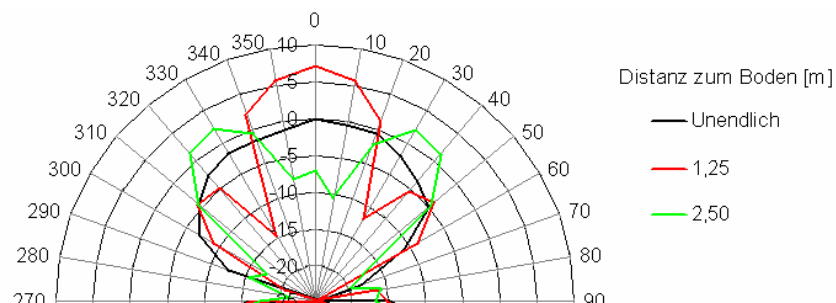


Abbildung 3.24: Hauptkeule eines einfachen Faltdipols in der E-Ebene in dB für verschiedene Abstände zum Erdboden bei einer Frequenz von 59 MHz. Die Abstände wurden vom Boden bis zum Dipol gemessen. Die Messungen wurden bei 590 MHz an einer 1:10-Antenne durchgeführt und die Abstände und Frequenzen auf die 1:1-Antenne umgerechnet.

### 3.4.5 Polarisationsentkopplung

Zur Bestimmung der Polarisationsentkopplung wurde die Antenne mit einer linear polarisierten Welle, deren Polarisationsrichtung bezüglich des einen Antennenblattes optimal ausgerichtet war, angesteuert. Gemessen wurde das Verhältnis der Empfangsleistung auf dem zweiten orthogonalen Antennenblatt zur Empfangsleistung auf dem ersten optimal ausgerichteten. Die Polarisationsentkopplung bleibt innerhalb der Auslegungsbandbreite von 40 MHz bis 80 MHz im Mittel bei -20 dB und abgesehen von zwei schmalbandigen Einbrüchen bei 45 MHz und 55 MHz unter -15 dB (Abbildung 3.25). Bei breitbandiger Aussteuerung, wie sie bei der Radioobservation kosmischer Schauer eintritt, ist mit einem Übersprechen von ca. 1 % zwischen den beiden Antennenpolarisationen zu rechnen. Diese Werte liegen in einem für gekreuzte Dipolstrukturen typischen Bereich.



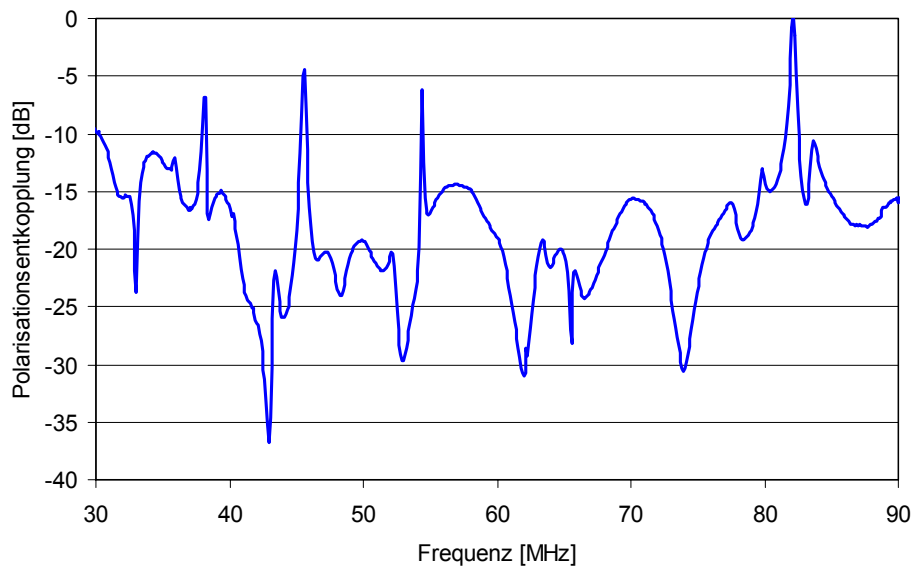


Abbildung 3.25: Gemessene Polarisationsentkopplung der logarithmisch-periodischen Dipolantenne. Gründe für die schmalbandigen Einbrüche werden primär in dem nicht völlig echofreien Funkfeld während der Vermessung und weniger in der LPDA-Struktur vermutet.

### 3.5 Ergebnisse und Diskussion des Antennendesigns

Die Radioobservation kosmischer Schauer erfordert zur Bestimmung des Absolutwertes der elektrischen Feldstärke kalibrierte Empfänger. Hier hat sich die Antenne als Schlüsselkomponente herausgestellt. Während sich die elektronischen Komponenten des Empfängers wie Verstärker, Bandfilter, Demodulatoren usw. relativ einfach im Labor spezifizieren lassen und ihre Eigenschaften auch im Feld weitgehend unverändert beibehalten, ist dies bei Antennen mit ungeeigneter Richtcharakteristik nicht der Fall, da diese eine hohe Abhängigkeit der Antennenparameter von den Umgebungsbedingungen entwickeln können. Zur Radioobservation eines möglichst großen Raumwinkels sollte die Antenne den vom Erdboden aus sichtbaren Halbraum mit ihrer Strahlungscharakteristik möglichst vollständig belegen also eine breite in den Zenit weisende Hauptkeule besitzen. In Richtung Horizont und Erdboden ist eine hohe Nebenkeulendämpfung anzustreben. So werden an der Umgebung gestreute Signalanteile nur abgeschwächt aufgenommen und die Antenne wird nahezu unabhängig von den Umgebungsbedingungen wie z.B. den Bodeneigenschaften oder niederer Vegetation. Gleichzeitig erreicht man eine gute Unterdrückung der meist unter flachen Elevationswinkeln einfallenden Störsignale. Wesentlich ist, dass die angestrebte Richtcharakteristik von der Antennenstruktur allein erzielt wird und der Erdboden nicht als konstruktives Element z.B. als Reflektor in das Antennendesign einbezogen wird. Weiterhin benötigt die Antenne gute Breitbandeigenschaften, da innerhalb eines Frequenzbereichs von über einer Oktave die Richtcharakteristik, der Gewinn und die Antennenimpedanz nur geringen Variationen unterliegen sollten.

Den Forderungen konnte durch Design einer logarithmisch-periodischen Dipolantenne (LPDA) in idealer Weise entsprochen werden. Ein zuvor durchgeführtes Design einer logarithmisch-periodischen konischen Spiralantenne wurde aufgrund des hohen mechanischen Aufwands und ungeeigneter Polarisations-eigenschaften nicht weiter verfolgt. Allgemein zeichnen sich LPDA durch eine einseitige nicht zu schmale Hauptkeule, gute Nebenkeulendämpfung und nahezu beliebig wählbare Bandbreite aus. Durch Wahl

bestimmter Strukturparameter können die Hauptkeulenbreite, der Gewinn und die Antennenimpedanz in gewissen Grenzen an die jeweilige Anwendung angepasst werden. Die mittlere Halbwertsbreite der Hauptkeule beträgt ca.  $120^\circ$  und ist in der H-Ebene etwas größer als in der E-Ebene. Der auf den isotropen Kugelstrahler bezogene Gewinn liegt im Hauptkeulenmaximum bei 5,5 dBi. Aus horizontaler Richtung einfallende Störsignale werden in der E-Ebene um mindestens -20 dB und in der H-Ebene um -6 dB unterdrückt empfangen. Innerhalb der Auslegungsbandbreite von 40 MHz bis 80 MHz variiert die Hauptkeule über der Frequenz lediglich um  $\pm 1$  dB. Der Reflexionsfaktor infolge Fehlanpassung der Antennenimpedanz an das  $50 \Omega$ -System liegt im Mittel über die gesamte Bandbreite bei -14 dB, was in einem mittleren Leistungsübertragungsfaktor an  $50 \Omega$  von 0,96 resultiert. Zum getrennten Empfang in Nord-Süd- bzw. in Ost-West-Richtung polarisierter Wellenanteile wurden zwei identische LPDA orthogonal miteinander kombiniert. Die Polarisationsentkopplung nimmt im Mittel den bei gekreuzten Dipolstrukturen üblichen Wert von ca. -20 dB an.

Tests mit gezielter Variation der Umgebungsparameter lassen erkennen, dass das Richtdiagramm und der Gewinn der im Feld platzierten Antenne infolge Wechselwirkungen mit dem Erdboden und niederer Vegetation um weniger als  $\pm 0,8$  dB von den im Labor gewonnenen Werten abweichen werden. Vergleichende Untersuchungen mit einfachen Dipolen zeigten Variationen des Richtdiagramms von ca.  $\pm 7$  dB, was unter Umständen ihre individuelle Kalibrierung im Feld erfordern würde. Zusätzlich weisen viele einfache Antennenformen bei einer notwendigen Bandbreite von über einer Oktave einen ausgeprägten Frequenzgang der Antennenimpedanz und des Richtdiagramms auf, so dass der Radiopuls auch innerhalb der Empfängerbandbreite linearen Verzerrungen unterworfen ist. Der Einsatz scheinbar billiger und einfacher Antennen, kann so schnell ins Gegenteil umschlagen.

Der Einsatz einer LPDA schließt diese Unwägbarkeiten des Messsystems durch Fehlanpassung, durch Frequenzabhängigkeit des Gewinns und der Richtcharakteristik oder durch Beeinflussung der Antennenparameter durch den Aufstellort weitestgehend aus. Gleichzeitig trägt sie in besiedelter Umgebung, in der die Störsignale überwiegend unter flachen Elevationswinkeln eintreffen, zu einer Erhöhung des Signal-Stör-Abstandes bei. Die orthogonale, lineare Ost-West- und Nord-Süd-Polarisationen werden mit guter Polarisationsentkopplung getrennt empfangen. Sie bildet damit eine solide Grundlage zur Realisierung eines kalibrierten und störsicheren Messempfängers für die Radioobservation kosmischer Schauer.

## 4 Das Empfangssystem

Der Empfänger dient der Aufnahme, Verstärkung und Frequenzselektion des Antennensignals. Zusätzlich hat er die Aufgabe, das HF-Signal in eine Form zu überführen, die für die nachfolgende Auswertung geeignet ist. Hierzu wird das Signal zum einen für die schnelle Echtzeitanalyse, insbesondere für Triggeranwendungen, demoduliert und zum anderen für eine flexible Offline-Verarbeitung durch Analog-Digital-Wandlung in zeit- und amplitudendiskrete Werte überführt und gespeichert.

Im Falle der externen Triggerung aus einem benachbarten Luftschauerexperiment (z.B. KASCADE-Grande) ist das hier entstandene Empfangssystem zur Radioobservation kosmischer Schauer vollständig einsatzfähig. In Verbindung mit der logarithmisch-periodischen Dipolantenne (Kapitel 3) bildet es einen kalibrierten, digitalen, mehrkanaligen Breitbandempfänger. Dies wird das Ergebnis des vorliegenden Kapitels 4 sein.

### 4.1 Konzept und Aufbau des Empfängers

Verglichen mit den meisten nachrichtentechnischen Anwendungen ist für die Radioobservation kosmischer Schauer nach Abschnitt 2.6 die Empfängerbandbreite  $f_{\Delta}$  im Vergleich zur Mittenfrequenz  $f_0$  außerordentlich groß. Bei einer Bandbreite von 40 MHz bis 80 MHz wird die relative Bandbreite  $f_{\Delta}/f_0 = 0,66$ . Im Vergleich dazu besitzt z.B. ein UKW-Rundfunkkanal eine relative Bandbreite von nur 0,003. Die Vorteile eines Überlagerungsempfängers, der durch Mischung mit einem Lokaloszillator ein relativ schmalbandiges HF-Signal in eine Zwischenfrequenzebene umsetzt und in dieser im Wesentlichen seine Verstärkung und Selektivität erzielt, können hier nicht genutzt werden. Daher wird bei dem hier entwickelten Empfangssystem wie im klassischen Geradeusempfänger das Antennensignal auf der Originalfrequenz verstärkt, gefiltert, demoduliert und in dieser Anwendung sogar abgetastet und digitalisiert.

Der Aufbau einer Empfängerstation ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Seine Hauptkomponenten sind nach der Antenne die Antennenvorverstärker, das Filter-Demodulator-Modul, das Analog-Digital-Umsetzer-Modul, das Selbsttrigger-Modul (Kapitel 6) und das Datenerfassungssystem bestehend aus Linux-PC, RAID-System, VME/PCI-Interface und GPS-Uhr.

Der Empfänger in seiner minimalen Ausbaustufe besitzt mindestens drei auf einem Messfeld von bis zu einigen 100 Metern Ausdehnung angeordneten kreuzpolarisierten logarithmisch-periodischen Dipolantennen. Jede Antenne erzeugt korrespondierend zur Ost-West- und Nord-Süd-Polarisation zwei Hochfrequenzsignale, welche direkt an der Antenne in einem zweikanaligen, ferngespeisten Antennenvorverstärker (LNA) rauscharm verstärkt werden. Die weitere Signalverarbeitung geschieht in der zentralen Empfängerstation des Messfeldes. Die HF-Bandpassfilter begrenzen die Eingangsfrequenzen auf einen für die Radioobservation kosmischer Schauer sinnvollen Bereich, unterdrücken unerwünschte Störeinkopplungen und sorgen darüber hinaus für die Einhaltung des Nyquistkriteriums für unterabgetastete Bandpasssignale. Die bandbegrenzten HF-Signale werden direkt ohne Zwischenfrequenzverarbeitung in der 2. Nyquistzone unterabgetastet, digitalisiert und kontinuierlich

in Ringspeicher geschrieben. Zur Aufrechterhaltung des zeitlichen Bezuges zwischen den einzelnen Kanälen einer Empfängerstation arbeiten alle AD-Umsetzer mit einem gemeinsamen Abtasttaktsignal und werden von einem gemeinsamen Triggersignal gesteuert.

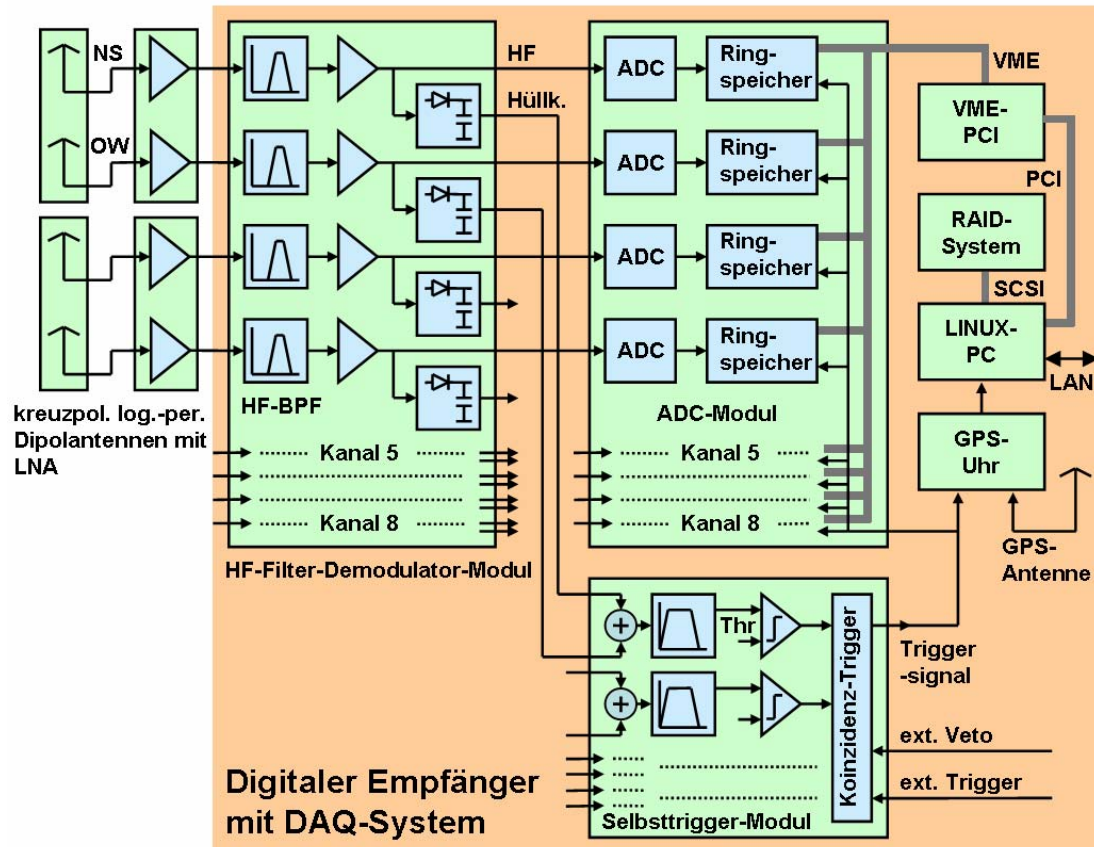


Abbildung 4.1: Gesamtblockschaltbild einer Empfängerstation. Wesentliche Funktionseinheiten sind die Antennen, die Antennenvorverstärker (LNA = Low Noise Amplifier), das Filter-Demodulator-Modul, das Analog-Digital-Umsetzer-Modul, das Selbsttrigger-Modul und das Datenerfassungssystem (Linux-PC, RAID-System, VME/PCI-Interface, GPS-Uhr).

Sobald die Triggerbedingung erfüllt ist, werden die Ringspeicher mit konfigurierbarer Pre- und Posttriggerzeit ausgelesen und auf den Massenspeicher geschrieben. Jedes Triggerereignis erhält einen aus einer GPS-Uhr abgeleiteten Zeitstempel, um den zeitlichen Bezug zu anderen Experimenten z.B. zu Teilchendetektoren oder zu weiteren Empfängerstationen herzustellen. Das Triggersignal kann entweder von extern z.B. von Teilchendetektoren zugeführt oder durch Selbsttriggerung im Selbsttrigger-Modul erzeugt werden. Das Triggermodul wird von Hüllkurvensignalen, die in schnellen, breitbandigen Demodulatoren gewonnen werden, angesteuert. Die Funktionen des Triggermoduls werden in Kapitel 6 eingehend dargelegt. Im Wesentlichen wertet es nach einer Bandbegrenzung und Schwellwertverarbeitung der Einhüllenden die Koinzidenz mehrerer Antennen aus.

Im Falle der externen Triggerung aus einem benachbarten Luftschauerexperiment ist der Empfänger auch ohne das Selbsttrigger-Modul vollständig zur Radioobservation kosmischer Schauer einsatzfähig.

Viele Subkomponenten des Empfängers (Verstärker, Bandfilter, Fernspeiseweichen, Demodulatoren, Analog-Digital-Umsetzer...) wären kommerziell erhältlich gewesen und hätten in Kombination den nachrichtentechnischen Anforderungen genügt. Außer diesen zwingenden

nachrichtentechnischen Anforderungen sind bei einem geplanten, großflächigen Einsatz der Radioobservation mit hunderten von Antennen in unerschlossener Umgebung aber zusätzlich für eine photovoltaische Versorgung ein geringer Leistungsbedarf und eine preiswerte kompakte Realisierbarkeit zu berücksichtigen. Die Eigenschaften kommerzieller Subkomponenten gehen oft über die hier zu stellenden nachrichtentechnischen Anforderungen hinaus, da sie einer möglichst breiten Palette von Anwendungen genügen sollen. Hinsichtlich Kosten, Kompaktheit und Verlustleistung verhalten sie sich jedoch suboptimal. Aus diesem Grund wurden neben den Antennen (Kapitel 3) die Antennenvorverstärker, das Filter-Demodulator-Modul und das Selbsttrigger-Modul (Kapitel 6) im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich der Anforderungen spezifiziert, entwickelt und messtechnisch analysiert. Das ADC-Modul und das Datenerfassungssystem wurden mit kommerziell erhältlichen Komponenten realisiert.

## 4.2 Der Antennenvorverstärker

Der Antennenvorverstärker wurde im Rahmen der Arbeit entwickelt. Im Frequenzbereich von 40 MHz bis 80 MHz sind ein flacher Frequenzgang seiner Verstärkung und seiner ein- und ausgangsseitigen Anpassung an  $50 \Omega$  gefordert. Seine Rauschtemperatur soll im Vergleich zum unvermeidlichen äußeren galaktischen Rauschen (ca. 5000 K in Bandmitte, Abbildung 2.6) angemessen niedrig sein. Die Stabilität des Verstärkers muss auch bei vollständiger ein- und ausgangsseitiger Fehlanpassung, wie sie außerhalb der Nutzbandbreite des Empfängers auftreten kann, unbedingt gewährleistet sein. Sein Übersprechen zwischen seinen beiden Kanälen für die getrennte Verarbeitung der Ost-West und Nord-Süd-Polarisation soll deutlich kleiner als die Polarisationsentkopplung der Antenne (-20 dB) bleiben. Seine Übersteuerungsfestigkeit ist durch entsprechende Schaltungsmaßnahmen zu gewährleisten und sein Intermodulationsverhalten nachzuweisen. Seine Gleichstromversorgung soll über das ausgangsseitige Koaxialkabel erfolgen. Schließlich sind ein niedriger Leistungsbedarf und preiswerte Realisierung gefordert.

### 4.2.1 Realisierung des Vorverstärkers

Der Antennenvorverstärker ist die erste Empfängerstufe nach der Antenne und wird für eine niedrige Gesamttrauschzahl des Empfängers direkt an der Antenne installiert. Der Antennenvorverstärker wurde auf Basis eines in MMIC-Technologie (Monolithic microwave integrated circuit) hergestellten Verstärkerbausteins entwickelt und realisiert. MMIC-Komponenten werden auf Silizium- oder GaAs-Substraten hergestellt und enthalten außer den verstärkenden Transistoren auch die Anpassnetzwerke und Komponenten zur Arbeitspunkteinstellung. Parasitäre Effekte, die in Verstärkern mit diskreten Bauelementen Grenzen setzen, spielen kaum eine Rolle und so können Bandbreiten von DC bis in den GHz-Bereich erreicht werden. Auch wenn sich bei Einsatz von MMIC-Bausteinen der HF-Schaltungsentwurf vereinfacht, müssen für die Schaltungsintegration von MMIC-Komponenten nach wie vor Gesichtspunkte der HF-Schaltungstechnik respektiert werden, denn MMIC-Verstärker werden bei unsachgemäßer äußerer Beschaltung, ungeeignetem Platinenlayout und nachlässiger Gehäusetchnik instabil.

Da die Antenne für den getrennten Empfang der Nord-Süd- und Ost-West-Polarisation zwei Ausgangssignale besitzt, wurde der Antennenvorverstärker zweikanalig ausgeführt (Abbildung 4.2). Zur Gleichstromversorgung über das ausgangsseitige Koaxialkabel (Phantomspeisung) sind für jeden Kanal separate Fernspeiseweichen (BIAS-T-Koppler) integriert. So kann auf eine zusätzliche Gleichspannungsversorgungsleitung parallel zum ausgangsseitigen Koaxialkabel oder eine Stromversorgung an der Antenne verzichtet werden. Eingangsseitig ist ein Feinschutz gegen Überspannungen sowie ein Hochpassfilter zur Unterdrückung des Lang-, Mittel- und Kurzwellenbereichs (LMK-Sperre) enthalten.

Dieses Vorselektionsfilter von nur 2. Ordnung hat lediglich die Aufgabe, Übersteuerungen des Vorverstärkers zu verhindern, die eigentliche Bandbegrenzung erfolgt in der zentralen Empfängerstation mit Bandpassfiltern wesentlich höherer Ordnung. Im Hinblick auf eine geplante Solarversorgung bei einer Radioobservation mit großflächigen Antennenarrays wurde besonderer Wert auf geringen Leistungsbedarf gelegt. Der Verstärker arbeitet dazu ab einer Versorgungsspannung von 3 V und hat eine Leistungsaufnahme von nur 22 mW pro Kanal.

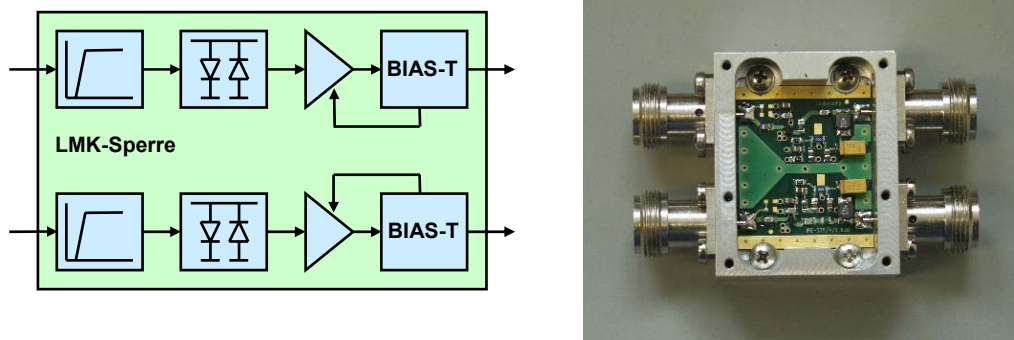


Abbildung 4.2: Blockschaltbild und Aufbau des Antennenvorverstärkers.

#### 4.2.2 Streuparameter und Stabilität des Antennenvorverstärkers

Zur Charakterisierung des Antennenvorverstärkers wurden seine Streuparameter in einem 50  $\Omega$ -Wellenleitersystem vermessen (Abbildung 4.3). Die Vermessung geschah breitbandig, um auch außerhalb der Auslegungsbandbreite des Empfängers seine Stabilität beurteilen zu können. Innerhalb der Bandbreite von 40 MHz bis 80 MHz bleiben die ein- und ausgangsseitige Fehlanpassung  $S_{11}$  und  $S_{22}$ , besser als -7 dB bzw. -12 dB.

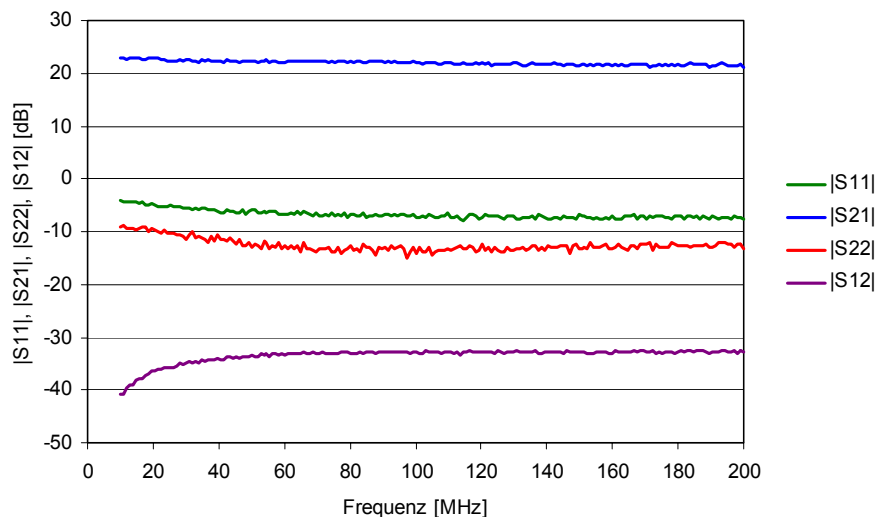


Abbildung 4.3: Gemessene Streuparameter des Eingangs  $S_{11}$ , des Ausgangs  $S_{22}$ , der Verstärkung  $S_{21}$  und der Rückwirkung  $S_{12}$  über der Frequenz.

Seine Verstärkung  $S_{21}$  liegt bei +22 dB. Der Frequenzgang aller Streuparameter ist zu vernachlässigen. Eine für die Stabilität wichtige Größe ist die Rückwirkung  $S_{12}$ . Ein Verstärker dessen aktives Bauteil noch als unbedingt stabil gilt, kann sich infolge parasitärer Effekte der äußeren Beschaltung, des Platinenlayouts und des Gehäuses bedingt stabil verhalten oder gar instabil werden. Ein Verstärker gilt als unbedingt stabil, wenn er bei beliebiger Generatorfehlanspassung  $r_G$  und Lastfehlanspassung  $r_L$  nicht oszilliert. Sind nur bestimmte Generator- und Lastfehlanspassungen erlaubt, gilt er als bedingt stabil. Die Stabilitätsbedingung wird durch folgende Ungleichungen für das ein- und ausgangsseitige Verhältnis  $r_1$  und  $r_2$  der hin- und zurücklaufenden Wellen beschrieben [Lan92].

$$|r_1| = \left| S_{11} + \frac{S_{12} S_{21} r_L}{1 - S_{22} r_L} \right| < 1 \quad |r_2| = \left| S_{22} + \frac{S_{21} S_{12} r_G}{1 - S_{11} r_G} \right| < 1$$

Gl. 4.1

Eine wirksame Voraussetzung für unbedingte Stabilität sind gute Anpassung des Verstärkers an das Bezugswellenleitersystem, d.h. kleines  $S_{11}$  und  $S_{22}$ , und eine geringe Rückwirkung  $S_{12}$ , die hier mit –33 dB ebenfalls gegeben ist. Der gewünschte Verstärkungseffekt  $S_{21}$  sollte natürlich so groß wie möglich bleiben.

Fehlanspassungen des Generators und der Last ( $r_G$  und  $r_L$ ) sind im Vergleich zur Fehlanspassung des Verstärkers ( $S_{11}$  und  $S_{22}$ ) schwer zu vermeiden, da sie insbesondere außerhalb der Auslegungsbandbreite des Empfängers prinzipbedingt starken Variationen unterliegen. Außerhalb der Auslegungsbandbreite steigt die Generatorfehlanspassung  $r_G$  durch Änderung der Antennenimpedanz an (Abbildung 3.15). Gleichzeitig nimmt die Lastfehlanspassung  $r_L$  zu, da das nachfolgende Bandpassfilter im Sperrbereich fast vollständig reflektiert. Die Neigung zur Oszillation des Antennenvorverstärkers besteht also vorzugsweise außerhalb des Frequenzbereichs, für den der Empfänger ausgelegt wurde, und kann daher seinem Verhalten oft nur schwer entnommen werden. Bei Oszillationen im Vorverstärker ist der Empfänger in der Regel unempfindlich und empfängt auf unerwünschten Frequenzen, da der Vorverstärker wie eine selbstschwingende Mischstufe arbeitet. Mit den gemessenen Streuparametern ist die Stabilitätsbedingung (Gl. 4.1) auch bei totaler Fehlanspassung des Generators und der Last ( $|r_G| = |r_L| = 1$ ) erfüllt. Ein Betrieb des Verstärkers bei totaler Fehlanspassung des Generators und der Last  $|r_G| = |r_L| = 1$  und beliebiger Phase von  $r_G$  und  $r_L$  zeigte keinerlei Instabilität.

### 4.2.3 Rauschzahl des Antennenvorverstärkers

Das Rauschen einer Kette von Empfängerstufen mit den Rauschzahlen  $F_n$  und den verfügbaren Leistungsübertragungsgewinnen  $G_n$  ist beschrieben durch:

$$F_{Ges.} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1 G_2 \dots G_n}$$

Gl. 4.2

Für eine niedrige Gesamttrauschzahl ist vor den Baugruppen mit nennenswerter Einfügedämpfung wie z.B. Leitungen und Filtern das Eingangssignal hinreichend hoch und rauscharm zu verstärken. Das heißt  $G_1$  sollte wesentlich größer 1 sein, was bei dem hier vorliegenden Verstärker mit einer Verstärkung von 22 dB gewährleistet werden kann. Das Rauschen des Empfängers ist dann vornehmlich durch den Vorverstärker ( $F_1$ ) bestimmt, während die Rauschbeiträge aller nachfolgenden Stufen ( $F_2 \dots F_n$ ) die Gesamttrauschzahl nur unwesentlich erhöhen.

Bei Frequenzen unter 100 MHz ist die Rauschzahl eines Empfängers von untergeordneter Bedeutung, da die äußeren galaktischen, atmosphärischen und industriellen Störungen gegenüber den inneren Rauschquellen überwiegen. Trotzdem ist man auch in diesen Fällen bemüht, die Rauschzahl gering zu halten, um auch bei Auftreten zusätzlicher Dämpfung zwischen Antenne und Empfängereingang, z.B. durch Überspannungsableiter oder Vorfilter, genügend Reserve zu besitzen. Aufgrund der hohen Rauschtemperaturen des in jedem Fall am Eingang anliegenden galaktischen Rauschens von 10000 K bei 40 MHz und 2000 K bei 80 MHz (Abschnitt 2.5.4) ist eine Rauschzahl des Antennenvorverstärkers von einigen dB bezogen auf 298 K jedoch völlig ausreichend. Bei einer Bezugstemperatur  $T_0$  von 298 K bleibt die gemessene Rauschzahl  $F_{\text{Amp}}$  bei ca. 2,5 dB (Abbildung 4.4). Dem entspricht eine Rauschtemperatur  $T_{\text{R,Amp}} = (F_{\text{Amp}} - 1) \cdot T_0$  von etwa 230 K. Da zwischen Antenne und Antennenvorverstärker keine nennenswerte Dämpfung auftritt, ist dies näherungsweise auch die innere Gesamtrauschtemperatur des Empfängers, was der Anwendung in jedem Fall genügt.

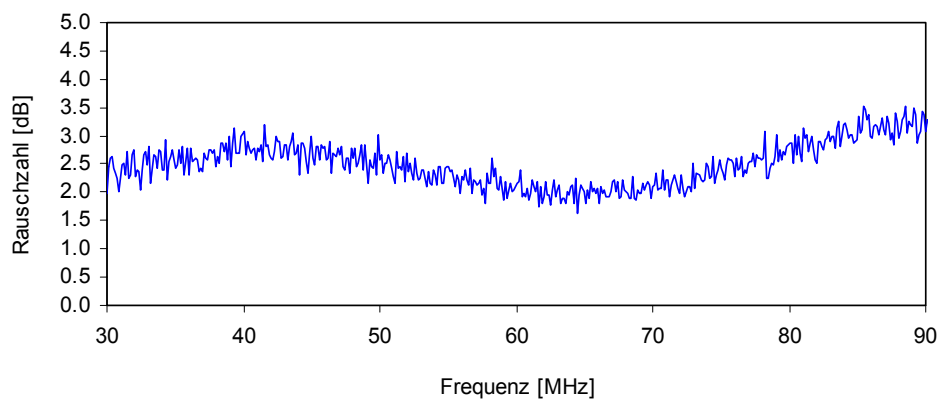


Abbildung 4.4: Gemessene Rauschzahl des Antennenvorverstärkers.

#### 4.2.4 Übersprechdämpfung des Antennenvorverstärkers

Da zwei Verstärkerkanäle in einem gemeinsamen Gehäuse auf einem gemeinsamen Schaltungsträger untergebracht sind, ist mit einem gewissen Übersprechen zwischen beiden Kanälen zu rechnen. Da die beiden Kanäle die orthogonalen Polarisationsanteile einer Antenne übertragen, mindert das Übersprechen die Polarisationsentkopplung des Empfängers und damit seine Fähigkeit, aus den beiden Polarisationsanteilen die Richtung des E-Feld-Vektors exakt zu rekonstruieren.

Das gemessene Übersprechen bleibt unter -80 dB (Abbildung 4.5) und ist damit um Größenordnungen kleiner als die Polarisationsentkopplung der Antenne (Abbildung 3.25). Eine Auswirkung des Antennenvorverstärkers auf die Genauigkeit der Polarisationsbestimmung ist damit sicher ausgeschlossen.



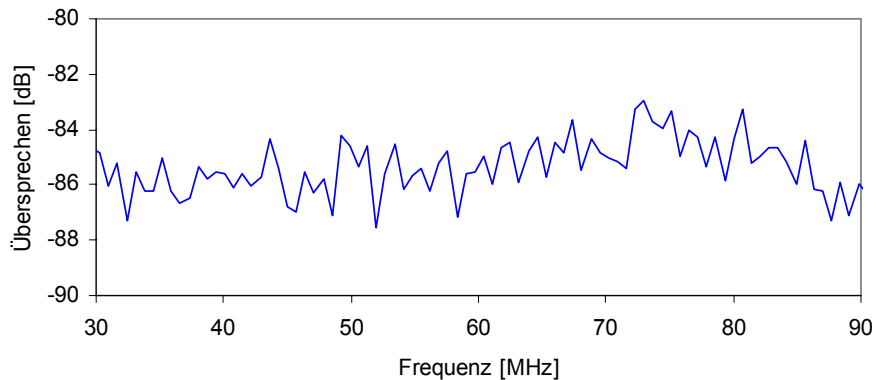


Abbildung 4.5: Gemessene Übersprechdämpfung zwischen den Verstärkerkanälen.

#### 4.2.5 Übersteuerungsfestigkeit und Intermodulation

Um eine niedrige Leistungsaufnahme zu erreichen, arbeitet der Antennenvorverstärker aus einer niedrigen Versorgungsspannung und zusätzlich mit kleinen Ruhestömen. Dies begrenzt notwendigerweise die Übersteuerungs- und Intermodulationsfestigkeit des Vorverstärkers. Zu ihrer Beurteilung wurden nach dem Zweitonverfahren [Lan92] die Intermodulationsprodukte 2. und 3. Ordnung gemessen und daraus der Intercept-Point  $IP_{2,3}$  zu 14 dBm sowie der -1 dB-Kompressionspunkt  $P_{-1dB}$  am Ausgang zu 1 dBm ermittelt (Abbildung 4.6).

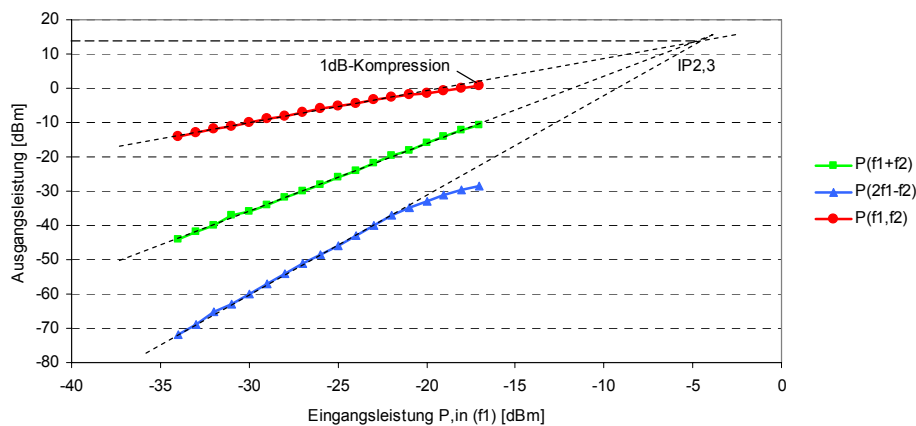


Abbildung 4.6: Gemessene Leistungspegel der am Verstärkerausgang auftretenden Spektralanteile der Grundwelle ( $f_1$ ) und der Intermodulationsprodukte 2. ( $f_1+f_2$ ) und 3. Ordnung ( $2f_1-f_2$ ) als Funktion der Eingangsleistung  $P_{IN}(f_1)$  bei Ansteuerung mit zwei Grundschwingungen ( $f_1, f_2$ ) gleicher Leistung. Die Steigungen der approximierten Geraden betragen 1:1 bei der Grundwelle und 2:1 bzw. 3:1 bei den Intermodulationsprodukten 2. und 3. Ordnung. Ihr Schnittpunkt ist als Intercept-Point  $IP_{2,3}$  definiert.

Da der Vorverstärker lediglich ein Hochpassfilter 2. Ordnung zur Unterdrückung des Lang-, Mittel- und unteren Kurzwellenbereichs besitzt und die Antenne auch außerhalb ihrer Bemessungsbandbreite, wenn auch mit veränderten Eigenschaften, empfängt, wird der Vorverstärker nicht nur vom Nutzsignal sondern auch durch die sehr hochpegeligen Rundfunksignale des oberen KW- und des UKW-Bereichs angesteuert. Bei den auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe errichteten Empfängerstationen führte dies zu

einem Pegel von ca. -5 dBm am Ausgang des Antennenvorverstärkers. Dieses Signal liegt somit 19 dB unterhalb des Intercept-Point  $IP_{2,3}$ . Der Intermodulationsabstand 2. Ordnung  $IM_2$  ist dann ebenfalls 19 dB, der Intermodulationsabstand 3. Ordnung  $IM_3$  wird 38 dB.

### 4.3 Das Filter-Demodulator-Modul

Das Filter-Demodulator-Modul wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Es umfasst mit Ausnahme der antennennahen Vorverstärker alle Funktionseinheiten der analogen HF-Signalverarbeitung (Abbildung 4.7). Es besitzt acht identische Kanäle und ist damit in der Lage, ein Antennenfeld mit 8 einfach oder 4 kreuzpolarisierten Antennen zu bedienen. Es erfüllt folgende Funktionen:

- Fernspeisung der Antennenvorverstärker
- Bandbegrenzung des HF-Signals
- Erfüllung des Nyquistkriteriums unterabgetasteter Bandpasssignale
- Pegelanhebung zur Ansteuerung der nachfolgenden Analog-Digital-Umsetzer
- Hüllkurvendemodulation des HF-Signals zur Bildung seiner Einhüllenden für die Ansteuerung der Selbsttriggerung

Im Hinblick auf eine geplante Radioobservation mit großflächigen Detektorarrays wurde bei der Entwicklung auf niedrigen Leistungsbedarf und preiswerte Realisierbarkeit geachtet. Alle Komponenten wurden auf einem gemeinsamen  $100 \times 200 \text{ mm}^2$  großen Schaltungsträger zusammengefasst, so dass die individuellen Einhausungen und Steckverbindungen der unterschiedlichen Funktionseinheiten entfallen und eine preiswerte, kompakte Lösung entsteht. Das Filter-Demodulator-Modul arbeitet ab einer Versorgungsspannung von 3 V mit einem Leistungsbedarf von nur 65 mW pro Kanal und ist so wie auch der Antennenvorverstärker für eine Solar- oder Batteriestromversorgung geeignet.

Zur Gleichspannungsversorgung (Phantomspeisung) der antennennahen Vorverstärker über das eingangsseitige Koaxialkabel befindet sich am Eingang eine Fernspeiseweiche (BIAS-T-Koppler). Die Bandbegrenzung wird durch Kombination zweier 40 MHz-Hochpassfilter 8. Ordnung sowie zweier 80 MHz-Tiefpassfilter 9. Ordnung realisiert. Vor der ersten aktiven Stufe befindet sich als Feinschutz ein schneller Schottky-Diodenbegrenzer. Zwei 20 dB-Verstärker heben das Signal auf einen für die Ansteuerung der nachfolgenden Analog-Digital-Wandler ausreichenden Pegel an. Zur Ansteuerung des Selbsttrigger-Moduls besitzt jeder Kanal einen schnellen, breitbandigen Hüllkurvendemodulator. Die Ein- und Ausgangsimpedanzen aber auch die Leitungswellenwiderstände auf dem Schaltungsträger sind durchgängig in 50  $\Omega$ -Technik ausgeführt.

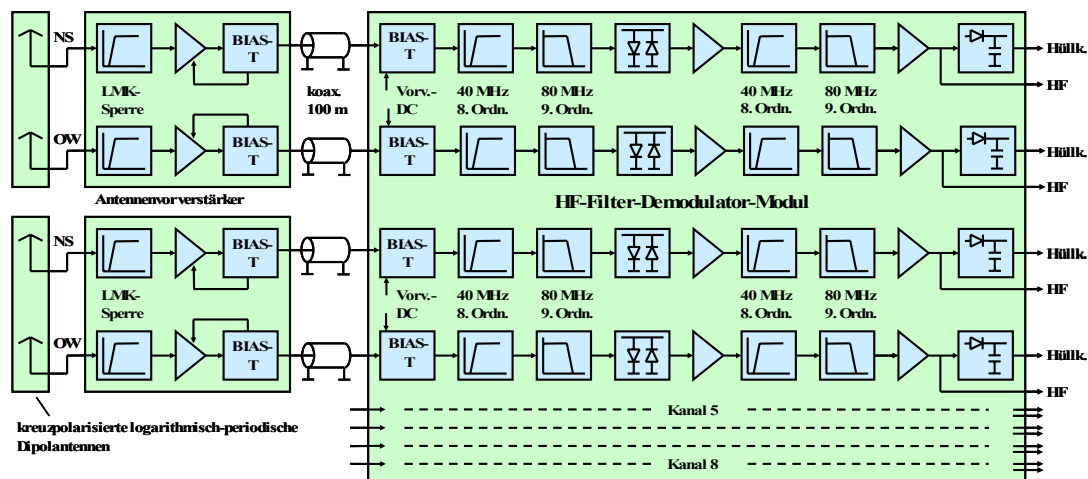


Abbildung 4.7: Blockschaltbild des Filter-Demodulator-Moduls (rechts) mit angeschlossenen ferngespeisten Antennenvorverstärkern an den Eingängen. Die bandbegrenzten, verstärkten HF-Signale gelangen zu den Analog-Digital-Umsetzern. Die Hüllkurvensignale dienen der Ansteuerung des Selbsttriggermoduls. Zusätzlich sind links die Antennen mit ihren ferngespeisten Vorverstärkern dargestellt.

### 4.3.1 HF-Bandpassfilter

Das HF-Bandpassfilter hat in dieser Anwendung zwei Aufgaben: Es begrenzt die Empfängerbandbreite auf einen für die Radioobservation kosmischer Schauer geeigneten Bereich, der weitgehend frei von hochpegeligen Störsignalen ist. Wie in Kapitel 2 dargelegt wurde, ist dies der Frequenzbereich zwischen 30 MHz und 80 MHz (Abbildung 2.7). Innerhalb dieses Bereiches sollte die Empfängerbandbreite größtmöglich gewählt werden, da das Signal-Rausch-Verhältnis annähernd linear mit der Bandbreite steigt (Abschnitt 2.6). Darüber hinaus sorgt das Bandpassfilter für die Einhaltung des Nyquistkriteriums der sich anschließenden Analog-Digital-Umsetzung. Soll bei der Abtastung von Bandpasssignalen (s. 4.4.2) die Datenrate nach dem ADC nicht unnötig größer werden als durch das Nyquisttheorem gegeben, so darf das HF-Signal nicht klassisch im Basisband (1. Nyquistzone) gewandelt werden, sondern ist in einer höheren Nyquistzone des ADC unterabzutasten. Natürlich darf auch bei der Unterabtastung von Bandpasssignalen die Bandbreite die halbe Abtastfrequenz nicht überschreiten. Zusätzlich müssen die Bandgrenzen in einem festen Verhältnis zueinander als auch zur Abtastfrequenz stehen. Bei der hier genutzten Unterabtastung in der 2. Nyquistzone ist das Verhältnis der oberen zur unteren Bandgrenze zwei ( $f_{\max}/f_{\min} = 2$ ). Der Bandbereich wurde zu 40 MHz bis 80 MHz gewählt.

Das Verhalten des Filters im Durchlassbereich ist von untergeordneter Bedeutung, denn seine nichtidealen Durchlasseigenschaften, z.B. seine Welligkeit, können bei der digitalen Weiterverarbeitung berücksichtigt werden. Wesentlicher sind das Sperrverhalten und die Flankensteilheit. Außerhalb des Nutzbandes liegen am Empfängereingang die Signale des Kurzwellen- und des UKW-Rundfunks, deren Pegel den Störhintergrund im Nutzband um bis zu 70 dB überragen (Abbildung 2.7). Nach der Analog-Digital-Umsetzung würden diese ins Nutzband gespiegelt und sich ununterscheidbar dem Nutzsignal überlagern (Aliasing). Fordert man, dass die durch Aliasing verursachten Signalanteile unterhalb des Störhintergrundes im Nutzband bleiben, muss die Sperrdämpfung deutlich höher als die oben genannten 70 dB werden. Um zusätzlich eine gewisse Reserve, z.B. für den Betrieb des Empfangssystems in der näheren Umgebung von Sendeanlagen, sicherzustellen, sind Sperrdämpfungen von 90 dB und darüber anzustreben. Dem entspricht eine Leistungsunterdrückung von  $10^{-9}$ , was unabhängig von der verwendeten Filtertechnologie eine Heraus-

forderung darstellt, denn bei diesen Anforderungen sind auch die parasitären Eigenschaften der Umgebung, in die das Filter eingebettet ist, zu berücksichtigen. Die Flankensteilheit ist insbesondere an der oberen Bandgrenze von Bedeutung, da nur 7,5 MHz darüber das UKW-Band beginnt. Möchte man nicht unnötig viel Nutzbandbreite zugunsten der Filterflanke opfern, müssen Filtertypen mit entsprechend hoher Flankensteilheit gewählt werden. Den steileren Übergang in den Sperrbereich erkauft man sich dabei mit einer größeren Welligkeit des Frequenzgangs im Durchlassbereich.

### 4.3.2 Filtertechnologie

Eine besonders kompakte Realisierungsmöglichkeit des Bandpasses ergäbe sich bei Verwendung von keramischen Filtern oder Oberflächenwellenfiltern (SAW-Filter = Surface Acoustic Wave Filter). Ihnen gemeinsam ist die Wandlung der elektrischen in eine mechanische Schwingung. Im ersten Fall wird die Frequenzselektion durch mechanische Resonatoren erreicht, im zweiten Fall durch Nutzung von Laufzeiteffekten einer sich entlang einer speziellen Oberflächenstruktur ausbreitenden Schallwelle. Leider sind diese Filter nicht für beliebige Frequenzbereiche erhältlich, sondern nur für wenige Frequenzbänder, die einer breiten kommerziellen Nutzung offen stehen. Dies sind z.B. 455 kHz- oder 10,7 MHz-Zwischenfrequenzfilter oder Bandfilter für die 433 MHz- und 2,4 GHz-ISM-Bänder (**I**ndustrial, **S**cientific and **M**edical Band).

Der Fortschritt der Halbleitertechnologie führte zu schnellen, breitbandigen Operationsverstärkern mit hohem Verstärkung-Bandbreite-Produkt von über 1 GHz und hoher Slew-Rate von über 1000 V/ $\mu$ s. Mit ihnen lassen sich für Frequenzen bis 100 MHz mittlerweile auch aktive Filter realisieren. Die frequenzselektiven Rückkopplungsnetzwerke enthalten nur Widerstände und Kondensatoren. Auf Induktivitäten mit vergleichsweise hohen parasitären Effekten kann bei aktiven Filtern verzichtet werden. Dennoch lassen sich bei aktiven Filtern auch ohne Induktivitäten Filtertypen mit unterkritischer Dämpfung realisieren. Nachteil und in diesem Fall ein Ausschlusskriterium ist der hohe Leistungsbedarf schneller, breitbandiger Operationsverstärker.

So wurde der Bandpass als klassisches LC-Filter realisiert (Abbildung 4.8). Es entsteht durch eine Reihenschaltung zweier 40 MHz-Hochpässe und zweier 80 MHz-Tiefpässe. Die 40 MHz-Hochpässe sind Tschebyscheff-Filter 8. Ordnung. Die 80 MHz-Tiefpässe sind Cauer-Filter 9. Ordnung, welche sich durch Nullstellen im Sperrbereich auszeichnen und so eine sehr hohe Flankensteilheit und hohe Sperrdämpfung erreichen.

Die hierzu notwendigen Filterpolynome ließen sich jedoch nur näherungsweise realisieren, da die Filter keine abgleichbaren Elemente enthalten sollten und Induktivitäten und Kondensatoren nicht in beliebig feiner Werteabstufung erhältlich sind. Üblich sind E12- oder auch E24-Reihen, bei denen pro Dekade 12 bzw. 24 Werte in genormter Werteabstufung vorliegen. Auch wenn sich theoretisch die hohen Sperrdämpfungen von über 90 dB mit Filtern der angegebenen Ordnung erzielen lassen, sind durch parasitäre Effekte der verwendeten Bauelemente, aber auch des Platinenlayouts Grenzen gesetzt. Um möglichst optimale Eigenschaften zu erhalten, kommen daher als Bauelemente nur unbedrahtete SMD-Komponenten (Surface Mounted Devices) mit hoher Güte und hohen Eigenresonanzfrequenzen zur Anwendung. Das Platinenlayout ist zweilagig und besitzt einseitig eine durchgängige Masseebene. Die Signalführung geschieht auf der Bestückungsseite ausschließlich mit impedanzkontrollierten 50  $\Omega$ -Leitungen. Jedes Bauteil mit Masseanbindung bekommt eine eigene, bei kritischen Komponenten sogar mehrfache, Durchkontaktierung nach Masse. Die Durchkontaktierungen liegen soweit möglich in den Löt pads der Bauelemente. So werden Verkopplungen durch die von Null verschiedenen Impedanzen der Masseanbindungen vermieden. Im Vergleich zu vorkonfektionierten Einfügefiltern mit

typischen Preisen deutlich über 100 Euro lässt sich das beschriebene LC-Filter aus 16 SMD-Kondensatoren und 18 SMD-Induktivitäten, deren Stückpreise im Eurocent-Bereich liegen, sehr preiswert fertigen.

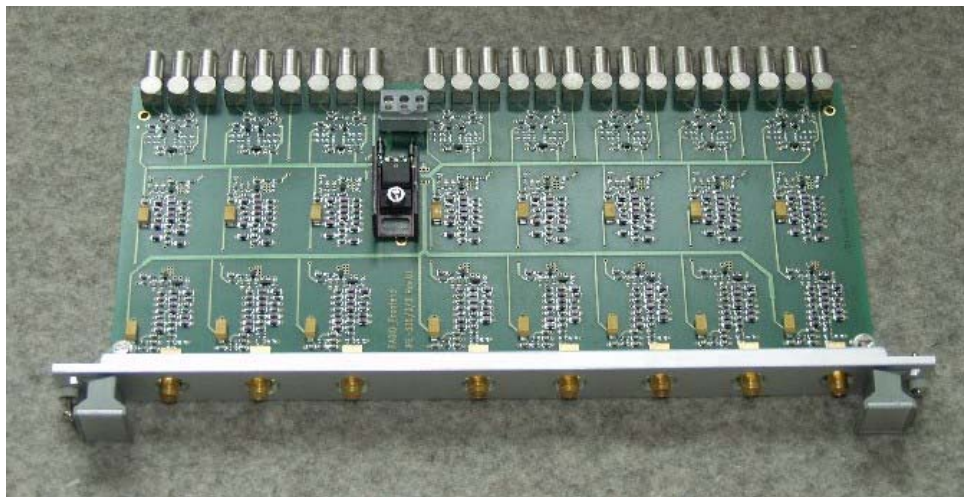


Abbildung 4.8: Fotografie des Filter-Demodulator-Moduls. Es besitzt 8 identische Kanäle. Die HF-Bandpassfilter wurden als passive LC-Filter in SMD-Technik realisiert.

### 4.3.3 Frequenzgang des Filter-Demodulator-Moduls

Den Frequenzgang über das komplette Filter-Demodulator-Modul zeigt Abbildung 4.9. Außer dem Bandpassfilter sind so auch die Frequenzgänge der BIAS-T-Koppler, der Begrenzer und der Verstärker enthalten. Trotzdem beträgt die Welligkeit im Durchlassbereich von 40 MHz bis 80 MHz nur etwa  $\pm 1$  dB. Die Verstärkung liegt bei +37 dB und ergibt sich durch die beiden 20 dB-Verstärker in Verbindung mit den Einfügedämpfungen der passiven Netzwerke. Die Flankensteilheit ist mit knapp 10 dB/MHz ausreichend hoch, um auch an der oberen Bandgrenze im UKW-Rundfunkband eine genügende Sperrdämpfung zu erzielen. Deutlich zu erkennen sind auch die Nullstellen des Cauerfilters im UKW-Bereich. Die Sperrdämpfungen erreichen im UKW-Bereich -90 dB, im Kurzwellenbereich und im VHF 3-Band werden sogar Sperrdämpfungen von über -100 dB erzielt. Dargestellt ist eine Schar von Frequenzgängen der 8 Kanäle eines Filter-Demodulator-Moduls. Durch Verwendung engtolerierter Kondensatoren und Induktivitäten sind die Frequenzgänge aller Kanäle nahezu identisch. Die Wirkung des Filter-Demodulator-Moduls bei Ansteuerung mit dem am Ort des Forschungszentrums Karlsruhe vorhandenen HF-Spektrum ist Abbildung 4.10 zu entnehmen. Durch die ausgeprägte Sperrdämpfung der Bandpassfilter werden die sehr hohen Signalpegel des KW- und des UKW-Rundfunks unter den Hintergrundpegel im Nutzband abgesenkt. Störungen des Nutzbandes durch Signale im Sperrbereich und Aliasingeffekte bei der AD-Umsetzung sind so weitgehend ausgeschlossen.

Das Frequenzverhalten des Filter-Demodulator-Moduls ist der Anwendung vollständig gewachsen und übertrifft die in der Designphase zugrunde gelegten Annahmen. Das Übersprechen zwischen zwei Kanälen, sofern diese die verschiedenen Polarisationsanteile einer Antenne übertragen, mindert die Fähigkeit des Empfängers, die Polarisation der Welle exakt zu rekonstruieren. Um keine nennenswerten zusätzlichen Fehler zu erzeugen, sollte es deutlich kleiner als die Polarisationsentkopplung der Antenne (Abbildung 3.25) bleiben, was hier mit weniger als -50 dB ebenfalls sicher erreicht ist (Abbildung 4.9, rote Kurve).

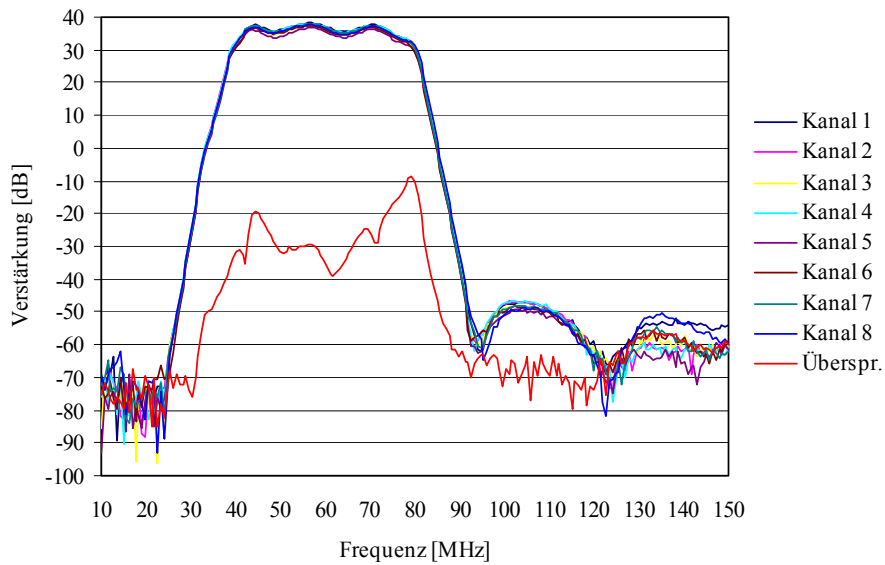


Abbildung 4.9: Gemessene Frequenzgänge des 8-kanaligen Filter-Demodulator-Moduls. In rot ist das Übersprechen zwischen zwei Nachbarkanälen dargestellt.

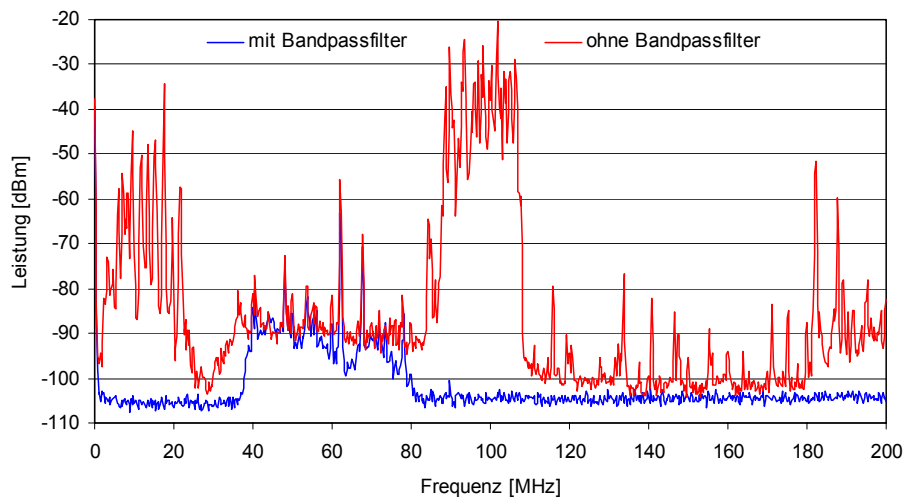


Abbildung 4.10: Gemessene Frequenzspektren bei einer Auflösungsbandbreite von 300 kHz vor (rot) und nach (blau) der Bandbegrenzung durch das Filter-Demodulator-Modul auf dem Gelände des Forschungszentrum Karlsruhe. Zum besseren Vergleich der Spektren wurde die mittlere Verstärkung des Filter-Demodulator-Moduls (+37 dB) von der blauen Kurve subtrahiert. Die leicht unterschiedlichen Spektren innerhalb des Durchlassbereiches sind damit zu erklären, dass diese zeitlich nacheinander aufgenommen wurden und der Rauschhintergrund nur schwach stationär ist.

Der Phasengang des Bandpassfilters ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Innerhalb der Nutzbereichsweite von 40 MHz bis 80 MHz fällt die Phase  $\varphi$  annähernd linear mit der Frequenz  $f$  um  $1500^\circ$ , woraus auf eine weitgehend konstante mittlere Gruppenlaufzeit  $\tau_{G,m} = -\Delta\varphi/\Delta 2\pi f$  von 104 ns geschlossen werden kann. Der aus Abbildung 4.11 berechnete Verlauf der

Gruppenlaufzeit  $\tau_G = -d\phi/d(2\pi f)$  über der Frequenz ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Innerhalb der Nutzbandbreite bleibt die Gruppenlaufzeit bei Werten von 90 ns. Erst an den Bandgrenzen ergeben sich größere Abweichungen vom Mittelwert. Den Effekt auf die Datenauswertung muss eine detaillierte Analyse ergeben.

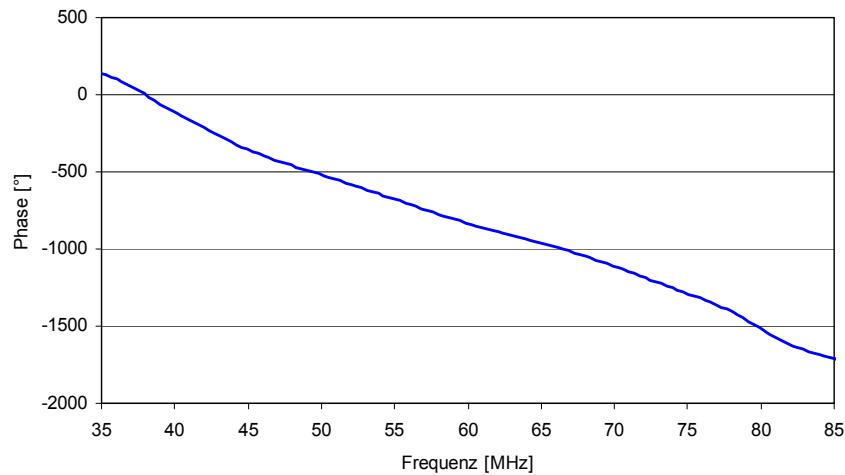


Abbildung 4.11: Gemessener Phasengang des Filter-Demodulator-Moduls über der Frequenz.

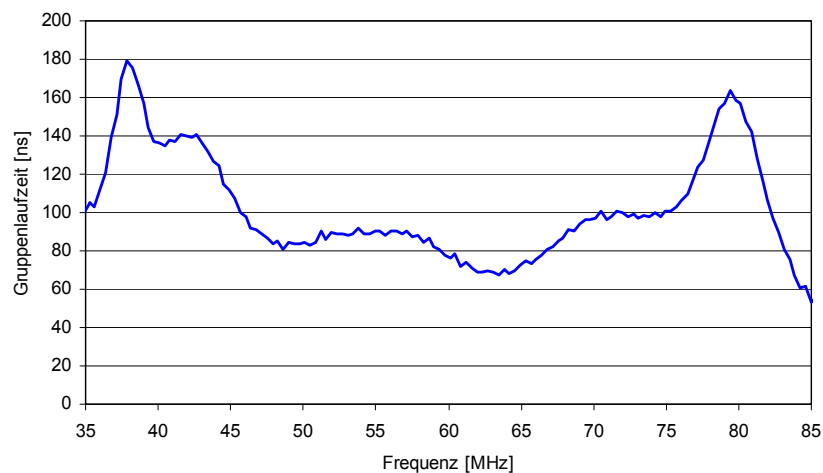


Abbildung 4.12: Aus Abbildung 4.11 berechnete Gruppenlaufzeit  $\tau_G$  des Filter-Demodulator-Moduls über der Frequenz.

#### 4.3.4 Der Demodulator

Die in Kapitel 6 vorgestellte Selbsttriggerung nutzt die Eigenschaft des Radiopulses, die HF-Amplitude in Form eines schnellen, transienten Vorgangs zu ändern, um ihn von stationären Störungen zu unterscheiden und so eine effektive Pulsdetektion durchführen zu können. Dazu wird ein zur Einhüllenden der Hochfrequenz proportionales Signal benötigt. Es wird durch Gleichrichtung des HF-Signals an einem Bauteil mit nichtlinearer Kennlinie und durch anschließende Tiefpassfilterung zur Unterdrückung hochfrequenter Mischprodukte gewonnen. Im Unterschied zu typischen nachrichtentechnischen Signalen, z.B. amplitudenmodu-

lierten Trägersignalen, besitzt in dieser Anwendung die Einhüllende im Vergleich zur Bandmittenfrequenz des HF-Signals eine hohe Bandbreite. Dies gilt insbesondere für den Empfang kurzer Pulse, wie sie auch von kosmischen Schauern erzeugt werden. Hierzu kann folgende vereinfachende Betrachtung angestellt werden:

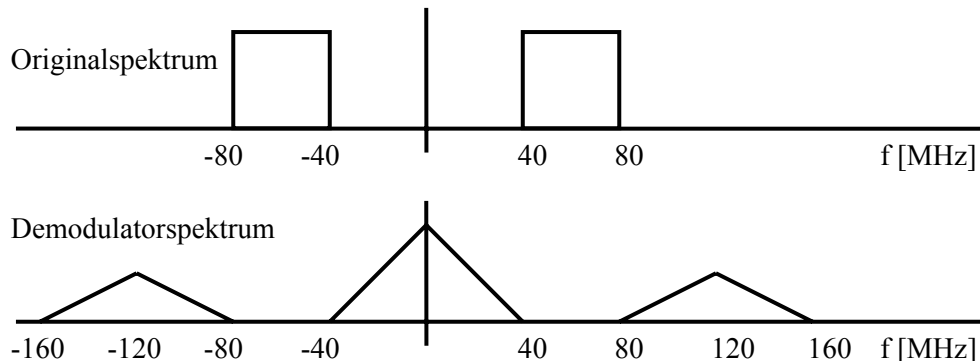


Abbildung 4.13: Originalspektrum und Demodulatorspektrum bei Gleichrichtung eines bandbegrenzten spektral gleichverteilten Signals an einer quadratischen Kennlinie.

Der einmalige, transiente Vorgang des Radiopulses besitzt ein frequenzkontinuierliches Spektrum. Es wird hier zur vereinfachten Darstellung als konstant angenommen (Abbildung 4.13, oben). Beschreibt man die Nichtlinearität des Gleichrichters im Zeitbereich als Quadrierer, resultiert eine Faltung des Signalspektrums im Frequenzbereich (Abbildung 4.13, unten). Nach der Gleichrichtung eines Signals, das die Empfängerbandbreite bei allen Frequenzen konstant belegt, entsteht also ein dreieckförmiges Basisbandspektrum bei Frequenzen von 0 Hz bis 40 MHz. Dies ist das gewünschte Signal der Einhüllenden. Zusätzlich entstehen um die doppelte Bandmittenfrequenz von 120 MHz hochfrequente Signalanteile. Bei einem nichtidealen Gleichrichter verbleiben außerdem zwischen 40 MHz und 80 MHz Reste des Originalspektrums. Im Idealfall lässt ein nachfolgendes Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 40 MHz das Basisbandspektrum (Einhüllende) passieren und unterdrückt alle hochfrequenteren Spektralanteile. Um die in der Hüllkurve enthaltenen Spektralanteile wiedergeben zu können, muss der Gleichrichterausgang eine Bandbreite von 40 MHz besitzen. Bei einer im Verhältnis dazu kleinen Bandmittenfrequenz des HF-Signals von 60 MHz stellt dies hinsichtlich der Hardwarerealisierung eine Herausforderung dar. Der Demodulatorausgang muss quasi innerhalb der Dauer nur einer einzigen Periode des HF-Signals einschwingen.

#### 4.3.5 Realisierung des Hüllkurven-Demodulators

Eine Recherche bei den einschlägigen Halbleiterherstellern ergab, dass integrierte Demodulatorschaltkreise für die dargestellten Anforderungen nicht spezifiziert waren bzw. nicht vorgesehen sind. Daher wurde der Demodulator aus diskreten Elementen aufgebaut (Abbildung 4.14). Als nichtlineares Bauteil dient eine kapazitätsarme Mikrowellen-Schottkydiode mit einer im Vergleich zu Siliziumdioden kleineren Flussspannung. Sie wird mit einem Vorstrom von wenigen  $\mu\text{A}$  betrieben, was den Arbeitspunkt auf der exponentiellen Diodenkennlinie in den Bereich höherer Steilheit und größerer Nichtlinearität verlagert. Bei zu großem Vorstrom beginnt der Diodenserienwiderstand die Kennlinie zu dominieren, wodurch die Nichtlinearität wieder abnimmt und kein Gleichrichteffekt mehr erzielt wird. Bei Kleinsignalmikrowellendioden gelangt man bereits ab Vorströmen von einigen  $10 \mu\text{A}$  in den schädlichen ohmschen Kennlinienbereich.



Die Diode arbeitet auf eine RC-Parallelschaltung. Im klassischen AM-Demodulator für Signale mit kleinen relativen Bandbreiten kann durch entsprechende Wahl der RC-Zeitkonstante das HF-Signal und dessen Harmonische unterdrückt, das Spektrum der Einhüllenden jedoch vollständig übertragen werden. Dies ist hier durch ein einfaches RC-Filter 1. Ordnung nicht zu erfüllen, da die Spektren der Einhüllenden und des HF-Signals direkt aneinander grenzen (Abbildung 4.13). Der Widerstand R dient in Verbindung mit einer in Serie zum HF-Signal liegenden Gleichspannungsquelle zum Einstellen des Vorstroms durch die Diode (Diodenarbeitspunkt), der Spannungsabfall an ihm selbst stellt den Arbeitspunkt des nachgeschalteten Emitterfolgers ein. Der Kondensator C ist so klein zu wählen, dass das Gleichrichtersignal  $U_{\text{rect}}$ . Hüllkurvenfrequenzen bis 40 MHz folgen kann. Unter diesen Randbedingungen verbleiben zwangsläufig HF-Reste an der RC-Kombination. Ein Emitterfolger wandelt die hochohmige Impedanz des Gleichrichtersignals  $U_{\text{rect}}$  zurück in das  $50 \Omega$ -System. Seine Ausgangsimpedanz  $R_{\text{Emitt}}$  ist näherungsweise der Kehrwert der Transistorsteilheit S ( $R_{\text{Emitt}} \approx 1/S = U_T/I_C$ ) und kann über die Temperaturspannung  $U_T$  ( $\approx 26 \text{ mV}$ ) und den Kollektorstrom  $I_C$  auf  $50 \Omega$  eingestellt werden [Tie85]. Die eigentliche Basisbandfilterung geschieht nach dem Emitterfolger in einem Bandpassfilter 6. Ordnung (Abbildung 6.17). Dieses entfernt über seinen Tiefpass 3. Ordnung Frequenzen über 40 MHz, und durch seinen Hochpass 3. Ordnung den Gleichspannungs- und Niederfrequenzanteil aus der Hüllkurve. Der Zweck der DC- und NF-Unterdrückung wird in Kapitel 6 (Selbsttriggerung) eingehend behandelt. Das Basisbandfilter befindet sich nicht im Filter-Demodulator-Modul sondern im Selbsttrigger-Modul (Kapitel 6). Die Demodulatorkennlinie (Abbildung 6.20) zeigt einen quadratischen Verlauf und erzeugt somit ein leistungsproportionales Signal.

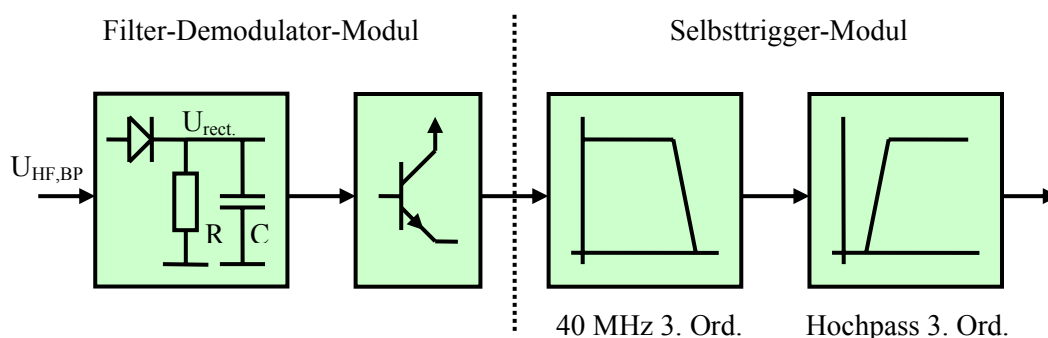


Abbildung 4.14: Blockschaltbild des HF-Demodulators mit kapazitätsarmer Mikrowellen-Schottkydiode, Emitterfolger zur Impedanztransformation und Hüllkurvenbandpass 6. Ordnung.

#### 4.3.6 Impulsverhalten der Empfängerelektronik

Pulsförmige Signale, also auch solche von kosmischen Schauern, erfahren durch die bandbegrenzenden Eigenschaften des Empfängers eine deutliche Beeinflussung ihrer Signalform im Zeitbereich. Ziel dieses Abschnitts ist, die sich theoretisch ergebende Beeinflussung eines pulsförmigen Eingangssignals (Abschnitt 2.6.1) durch das entsprechende Verhalten des Empfängers messtechnisch zu belegen. Da das Filter-Demodulator-Modul im Vergleich zu den Antennen, den Antennenvorverstärkern und den AD-Umsetzern die kleinste Bandbreite und zusätzlich die höchste Filterordnung besitzt, prägt es dominierend das Impulsverhalten des Empfängers.

Als Antwort auf eine pulsförmige Erregung wird nach 2.6.1 eine Oszillation auf der Bandmittenfrequenz (60 MHz) erwartet. Die Einhüllende dieser Oszillation entspricht theoretisch einer sinc-Funktion mit einer Halbwertsbreite der Pulsantwort in Größenordnung der reziproken Bandbreite von ca. 25 ns (1/40 MHz).

Aus dem gemessenen Amplituden- und Phasengang des Filter-Demodulator-Moduls (Abbildung 4.9, Abbildung 4.11) kann seine komplexe Übertragungsfunktion gebildet und daraus durch inverse Fouriertransformation die Stoßantwort des realen Bandpasssystems berechnet werden (Abbildung 4.15).

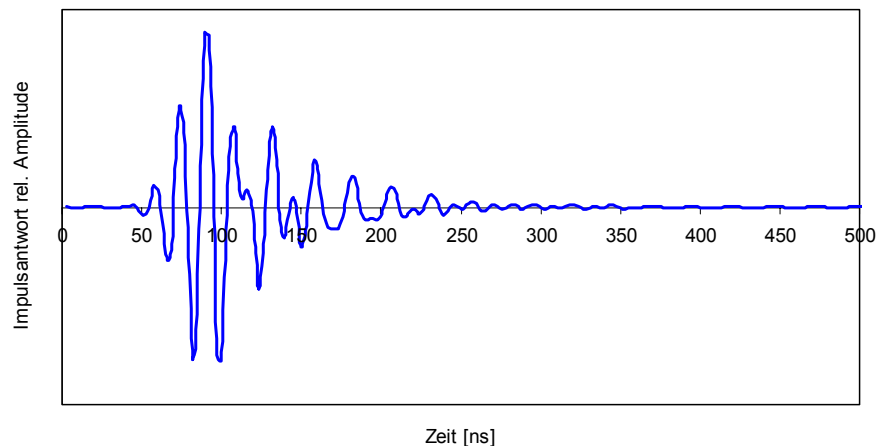


Abbildung 4.15: Durch inverse Fouriertransformation aus der komplexen Filterübertragungsfunktion (Abbildung 4.9, Abbildung 4.11) berechnete Stoßantwort des Filter-Demodulator-Moduls.

Dieses Zeitverhalten der Stoßantwort nach Abbildung 4.15 kann auch bei der Pulsübertragung des Filter-Demodulator-Moduls messtechnisch nachvollzogen werden (Abbildung 4.16). Als Anregung diente ein Rechteckimpuls, dessen Pulslänge von 10 ns sich an Simulationen der Radioemission kosmischer Schauer orientiert. Natürlich verhält sich das reale Filter kausal. Die Oszillation des bandbegrenzten HF-Signals am Ausgang des Filter-Demodulator-Moduls stimmt gut mit der Bandmittenfrequenz von 60 MHz überein. Das Maximum wird etwa 90 ns nach der Vorderflanke des Rechteckpulses erreicht. Dies korrespondiert gut mit der Gruppenlaufzeit (Abbildung 4.12) des Bandfilters. Die untere Kurve schließlich zeigt das Ausgangssignal des Hüllkurvendemodulators. Er ist in der Lage, dem schnellen Transienten der Einhüllenden zu folgen und ist frei von HF-Resten, womit auch die Wirksamkeit des Demodulators nachgewiesen ist.

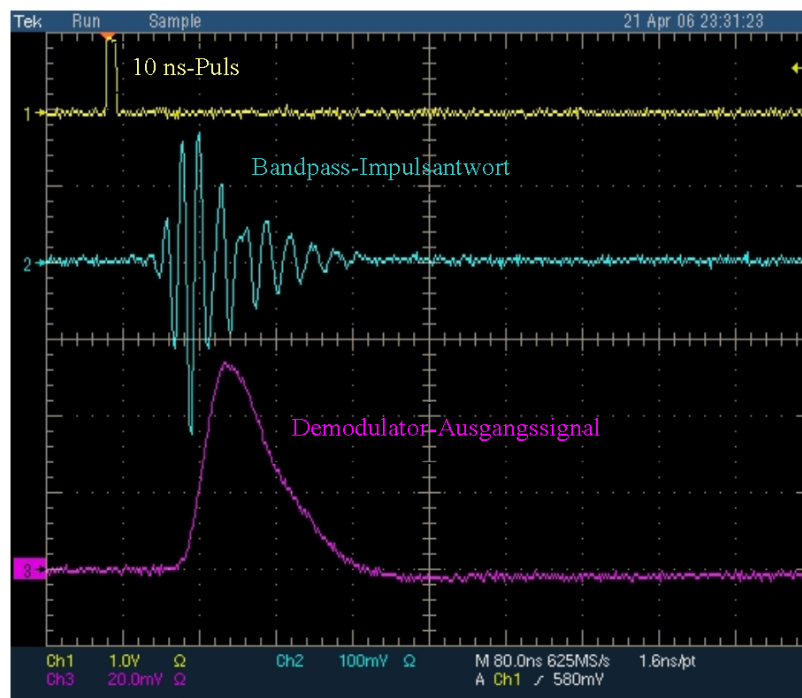


Abbildung 4.16: Gemessene Zeitverläufe des bandbegrenzten Hochfrequenzsignals (blau) und des Demodulator-Hüllkurvensignals (lila) an den Ausgängen des Filter-Demodulator-Moduls bei Ansteuerung mit einem 10 ns langen Rechteckimpuls (gelb). Das gesamte Zeitfenster ist 800 ns lang (80 ns/Div).

#### 4.4 Analog-Digital-Umsetzung und Datenerfassungssystem

Für eine aussagefähige Auswertung der Radioemissionen kosmischer Schauer sollen die empfangenen Radiosignale Offline-Analysen unterzogen werden, was ihre Digitalisierung und Archivierung auf geeigneten Massenspeichern bedingt. Die hohen Frequenzen bzw. Bandbreiten der zu verarbeitenden Radiosignale führen dabei in Verbindung mit dem Nyquisttheorem zu entsprechend großen Abtastraten. Die zu erwartende Dynamik der Nutzsignale schlägt sich in der erforderlichen Auflösung der AD-Umsetzung nieder. Die aus Abtastrate und Auflösung resultierende Datenrate führt dazu, dass ein kontinuierliches Speichern der digitalisierten Radiodaten nicht sinnvoll durchgeführt werden kann. Ein Großteil kontinuierlich archivierter Daten enthielte kein Nutzsignal, denn der Radiopuls eines kosmischen Schauers führt nach der Bandbegrenzung im Empfänger zu einem nur wenige 100 ns dauernden, transienten Vorgang (Abbildung 4.16) und ereignet sich je nach Energie des Primärteilchens im Abstand von Stunden oder gar Tagen.

Der Datentransfer von den AD-Umsetzern zum Massenspeicher wird daher von einem Triggersignal gesteuert, das z.B. aus den am Ort des Radioexperimentes zusätzlich vorhandenen Teilchendetektoren oder durch Selbsttriggerung (Kapitel 6) abgeleitet wird (Abbildung 4.1). Die digitalisierten Radiodaten werden kontinuierlich in Ringspeicher mit frei konfigurierbarer Tiefe geschrieben. Die Speichertiefe entspricht natürlich mindestens der Länge des von einem Radiopuls ausgelösten Transienten (einige 100 ns nach der Bandbegrenzung im Empfänger). Sie kann aber auch deutlich länger gewählt werden, um z.B. die Frequenzauflösung der in der Offline-Analyse enthaltenen FFT (Fast Fourier Transformation) zu erhöhen oder um Verzögerungszeiten des Triggersignals und Laufzeiten im Antennenfeld zu kompensieren. Sobald das Triggersignal anspricht, werden die Ringspeicher

aller Kanäle mit relativ zum Triggersignal konfigurierbarer Pre- und Posttriggerzeit ausgelesen und zum Massenspeicher der Empfängerstation übertragen. Zur Aufrechterhaltung des zeitlichen Bezuges zwischen den einzelnen Kanälen einer Empfängerstation arbeiten alle AD-Umsetzer mit einem gemeinsamen Abtasttaktsignal und werden von einem gemeinsamen Triggersignal gesteuert. Jedes Triggerereignis erhält einen aus einer GPS-Uhr abgeleiteten Zeitstempel, um den zeitlichen Bezug zu anderen Experimenten wie z.B. zu Teilchendetektoren oder zu weiteren Empfängerstationen herzustellen.

#### 4.4.1 Auflösung der AD-Umsetzung

Unter der Annahme, dass ein AD-Umsetzer mit einer Auflösung von  $b$ -Bit eine korrekte Rundungsvorrichtung enthält, beschränkt sich der Bereich des Quantisierungsfehlers  $e$  auf eine Quantisierungsstufe  $Q$  ( $-Q/2 < e < Q/2$ ). Wird der Quantisierungsfehler im Intervall von  $-Q/2$  bis  $Q/2$  als gleichverteilter Zufallsprozess modelliert und unterstellt, dass der Quantisierungsfehler nicht mit dem Nutzsignal korreliert ist, berechnet sich der Signal/Rausch-Abstand in dB bei Vollaussteuerung des AD-Umsetzers mit einem sinusförmigen Signal zu [Kam04]:

$$(S/N)_{\text{dB}} = 1,77 + 6 \cdot b$$

Gl. 4.3

Die Modelle zur Geosynchrotron-Emission kosmischer Schauer sagen aus, dass die Radioemissionen ab Primärenergien von ca.  $10^{17}$  eV oberhalb des galaktischen Störhintergrundes lägen und damit detektierbar würden (Abschnitt 2.6). Die Primärenergien der höchstenergetischen kosmischen Teilchen reichen bis über  $10^{20}$  eV. Der lineare Anstieg der elektrischen Feldstärke der kohärenten Geosynchrotronemission mit der Primärenergie (s. Kapitel 2) erzeugt für den Fall, dass dem AD-Umsetzer eine zur Feldstärke proportionale Spannung zugeführt wird, ein Verhältnis der größten zur kleinsten Signalspannung von ca.  $10^3$  bzw. 60 dB. Fordert man bei den kleinsten Nutzsignalen noch einen relativ bescheidenen Abstand des Nutzsignals zum Quantisierungsrauschen von 10 dB ( $S/N = 60 \text{ dB} + 10 \text{ dB}$ ), so ergibt sich nach Gl. 4.3 eine notwendige Auflösung von 12 Bit.

#### 4.4.2 Unterabtastung von Bandpasssignalen

Soll bei der Abtastung von Bandpasssignalen die Datenrate nach dem AD-Umsetzer nicht unnötig größer werden als durch das Nyquisttheorem gegeben, so darf es nicht klassisch im Basisband (1. Nyquistzone) gewandelt werden, sondern ist in einer höheren Nyquistzone des AD-Umsetzers unterabzutasten (sub-sampling).

Die Digitalisierung eines Analogsignals beinhaltet die Umwandlung des zeitkontinuierlichen Signals in ein zeitdiskretes Signal. Ein idealer Abtastvorgang multipliziert dazu das Analogsignal mit einer zeitlich äquidistanten Diracimpulsfolge. Bei der idealen Abtastung eines Signals  $x(t)$  entsteht dabei ein Spektrum  $X_S(f)$  mit periodisch repetierten Spektralanteilen (Abbildung 4.17).

Bei der klassischen Abtastung eines Tiefpasssignals verlangt das Abtasttheorem, dass das Spektrum des Eingangssignals innerhalb der 1. Nyquistzone zwischen 0 Hz bis zur halben Abtastfrequenz  $0,5 \cdot f_A$  liegt (Abbildung 4.17, A). In diesem Fall überlappen sich die periodisch repetierten Spektralanteile  $X_S(f)$  des ideal abgetasteten Signals nicht. Das Originalspektrum  $X(f)$  kann mit einem idealen Tiefpassfilter mit der Grenzfrequenz  $f_A/2$  aus dem Spektrum des ideal abgetasteten Signals  $X_S(f)$  eindeutig rekonstruiert werden.

Das Abtasten eines Signals außerhalb der 1. Nyquistzone wird als Unterabtastung bezeichnet. Abbildung 4.17, B zeigt das Spektrum eines Bandpasssignals, das innerhalb der

2. Nyquistzone ( $0,5 \cdot f_A \dots f_A$ ) liegt. Bei seiner Abtastung entsteht in der 1. Nyquistzone eine frequenzverschobene Kopie (Image) des Originalspektrums in Kehrlage. In Abbildung 4.17, C schließlich ist das Spektrum eines Bandpasssignals mit einem Spektrum in der 3. Nyquistzone ( $f_A \dots 1,5 \cdot f_A$ ) dargestellt. Durch seine Unterabtastung entsteht in der 1. Nyquistzone eine frequenzverschobene Kopie (Image) des Originalspektrums in Regellage.

Bewegt sich das Spektrum des Bandpasssignals nur innerhalb einer einzigen Nyquistzone, so entstehen bei seiner Unterabtastung ebenfalls keine Überlappungen der periodisch repetierten Spektralanteile im Spektrum  $X_S(f)$ . Analog zur Basisbandabtastung können auch bei unterabgetasteten Bandpasssignalen die Originalspektren durch ideale Bandpässe für die jeweilige Nyquistzone aus dem Spektrum  $X_S(f)$  eindeutig rekonstruiert werden (Abbildung 4.21).

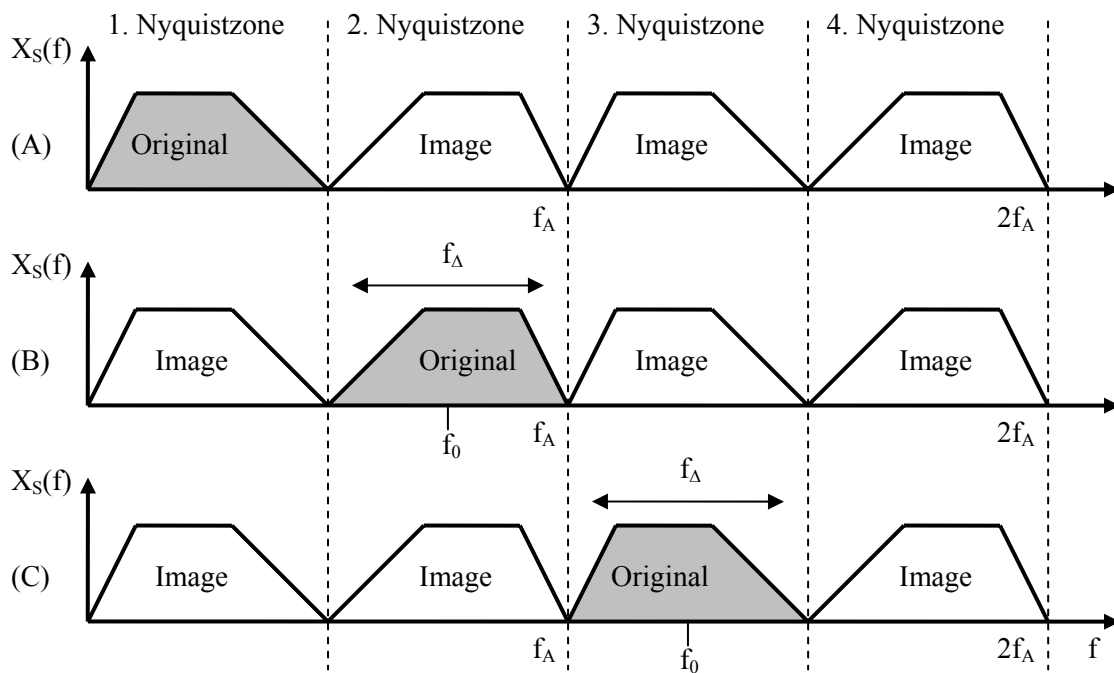


Abbildung 4.17: Spektren nach der idealen Abtastung von Basisband- und Bandpasssignalen. Basisbandabtastung A, Unterabtastung eines Bandpasssignals in der 2. Nyquistzone B, Unterabtastung eines Bandpasssignals in der 3. Nyquistzone C.

Auch bei Unterabtastung muss das Abtasttheorem erfüllt sein:

$$f_A > 2f_\Delta$$

Gl. 4.4

Eine nach der folgenden Gleichung berechnete Abtastrate  $f_A$  garantiert, dass die vorgegebene Bandmittenfrequenz  $f_0$  in der Mitte der Nyquistzone der Ordnung NZ (positive ganze Zahl) liegt.

$$f_A = \frac{4f_0}{2 \cdot NZ - 1}$$

Gl. 4.5

Die Unterabtastung eines Bandpasssignals mit der Bandbreite  $f_\Delta$  auf einer Bandmittenfrequenz  $f_0$  hat den Vorteil, dass man mit einer im Verhältnis zur Bandmittenfrequenz  $f_0$

geringen Abtastrate  $f_A$  auskommt und gleichzeitig das Empfangssignal ins Basisband verschieben kann, die Abtastung ersetzt also die Mischstufe eines klassischen Überlagerungsempfängers. Mit zunehmender Bandmittenfrequenz  $f_0$  steigen aber die Anforderungen an das dynamische Verhalten des AD-Umsetzers (hohe Analogbandbreite, kurze Aperturzeit). Viele AD-Umsetzer sind nur für die Verarbeitung von Tiefpasssignalen ausgelegt, so dass ihre Analogbandbreiten nur bis zur halben maximalen Abtastfrequenz reichen. Für unterabgetastete Systeme sind spezielle Subsampling-AD-Umsetzer verfügbar, deren Analogbandbreiten die Abtastfrequenz zum Teil um ein Mehrfaches übertreffen.

Wie in Abschnitt 4.2 dargelegt bewirkt das HF-Bandpassfilter des Filter-Demodulator-Moduls neben der Begrenzung der Empfängerbandbreite auf einen für die Radioobservation kosmischer Schauer sinnvollen Bereich auch die Einhaltung des Nyquisttheorems unterabgetasteter Bandpasssignale. An seinem Ausgang erscheint ein Bandpasssignal mit hoher Sperrdämpfung und hoher Flankensteilheit zwischen 40 MHz und 80 MHz. Dieses wird von den AD-Umsetzern mit einer Abtastrate von 80 MSample/s in der zweiten Nyquistzone mit 12 Bit Auflösung unterabgetastet. Im Vergleich zu einer Basisbandabtastung mit 160 MSample/s reduziert dies die Datenrate auf die Hälfte und zusätzlich können preiswertere und verlustleistungärmere AD-Umsetzer eingesetzt werden.

#### 4.4.3 Hardware der AD-Umsetzung und des Datenerfassungssystems

Nach der Vorverarbeitung der HF-Signale in der Antenne, dem Antennenvorverstärker und dem Filter-Demodulator-Modul liegen diese in einer Form vor, die ihre Weiterverarbeitung mit kommerziellen AD-Umsetzern und Datenerfassungssystemen ermöglicht. Die Basis für das hier eingesetzte Datenerfassungssystem bildet der VME-Standard (Versa Module Europa), der es durch seine Backplane-Definition mit Datenbus, Adressbus, Stromversorgung und benutzerdefinierten Signalen ermöglicht, flexible modulare Datenerfassungssysteme aufzubauen (Abbildung 4.18).

Das AD-Umsetzer-Modul stammt von der in Hamburg ansässigen SIS GmbH und trägt die Bezeichnung SIS 3300 ([www.struck.de](http://www.struck.de)). Dieses Flash-AD-Umsetzer-Modul arbeitet mit einer Abtastrate pro Kanal von bis zu 105 MSample/s, hat 12 Bit Auflösung, besitzt 8 Kanäle und ist mit einer von der Abtastrate unabhängigen Analogbandbreite von über 80 MHz subsampling-fähig. Bei Bedarf kann durch Verwendung weiterer Flash-AD-Umsetzer-Module die Kanalanzahl der Empfängerstation problemlos auf 16, 24 usw. erweitert werden. Jeder Kanal verfügt über zwei Speicherbänke von je 128 kSample Tiefe mit dem Vorteil, dass während des Auslesens einer Bank die zweite beschrieben werden kann und so keine Totzeiten bei der AD-Umsetzung auftreten. Das Flash-AD-Umsetzer-Modul ist für vielfältige Digitalisierungsaufgaben über den VME-Bus konfigurierbar. Die in dieser Arbeit gewählte Betriebsart nutzt die Speicherbänke als kontinuierlich beschriebene Ringspeicher, die mit der Flanke eines extern zugeführten Triggersignals mit konfigurierbarer Pre- und Posttriggerzeit ausgelesen werden (Abbildung 4.1).

Ein ebenfalls von der SIS GmbH erhältliches VME-PCI-Modul mit der Bezeichnung SIS1100/3100 arbeitet als Interface zwischen dem VME-Bus und den in PCs verwendeten PCI-Bus (Abbildung 4.1). Die Archivierung der AD-Umsetzer-Rohdaten zusammen mit dem jedem Triggerereignis zugeordneten GPS-Zeitstempel erfolgt auf dem als RAID-System (Redundant Array of independent Disks) realisierten Massenspeicher der Empfängerstation. RAID-Systeme archivieren Daten mit konfigurierbarer Redundanz auf mehreren Festplatten und tolerieren den Ausfall einzelner Festplatten ohne Datenverlust. Die verwendete GPS-Uhr vom Typ GPS167LCD-MP stammt von der Meinberg Funkuhren GmbH & Co. KG ([www.meinberg.de](http://www.meinberg.de)).



Abbildung 4.18: VME-Rack einer 8-kanaligen Empfängerstation bestückt mit Empfänger- und Datenerfassungskomponenten. Von oben nach unten: 80 MHz-Abtasttaktgenerator (Eigenentwicklung), ADC-Modul (SIS 3300, SIS GmbH), Patch-Panel (Eigenentwicklung), Filter-Demodulator-Modul (Eigenentwicklung, Abbildung 4.8), VME/PCI-Interface (SIS 1100/3100, SIS GmbH). Bei voller Aufrüstung wird ein weiterer Steckplatz von der Selbsttriggerelektronik (Eigenentwicklung, Kapitel 6) belegt. Ein Glasfaserkabel (orange) dient der Verbindung mit dem LINUX-PC im Hintergrund.

#### 4.4.4 Rekonstruktion des HF-Bandpasssignals

Wird ein auf die Bandbreite  $f_{\Delta}$  bandbegrenztetes Signal mit einer Frequenz  $f_{\Delta} > 2f_{\Delta}$  abgetastet, so sind nach dem Abtasttheorem aus der Abtastimpulsfolge beliebige Zwischenwerte des Originalsignals zwischen den Abtastzeitpunkten eindeutig zu rekonstruieren. Dieser Vorgang wird als Interpolation bezeichnet und ist insbesondere für unterabgetastete Bandpasssignale von Nutzen, um den zeitlichen Verlauf des Originalsignals oder bei mehrkanaligen Systemen den Phasen- bzw. Zeitversatz zwischen mehreren Signalen mit einer Zeitauflösung darzustellen, die kleiner ist als die Abtastperiodendauer  $T_{\Delta} = 1/f_{\Delta}$ . Bei der hier für die AD-Umsetzung gewählten Unterabtastung in der 2. Nyquistzone entstehen weniger als zwei Abtastwerte pro Signalperiode, mit denen ohne Interpolation zum Beispiel die graphische Darstellung des HF-Bandpasssignals oder seines zeitlichen Bezuges zu anderen Signalen nicht zufriedenstellend möglich ist. Ferner sind ohne Interpolation die tatsächlichen Amplitudenwerte nicht exakt anzugeben, da die Abtastpunkte nur zufällig mit den Scheitelwerten zusammenfallen.

Die Interpolation geschieht in zwei Schritten [Kam04]: Die Signalfolge  $x(k)$  ist aus der Abtastung des auf  $f_{\Delta}$  bandbegrenzten Signals  $x(t)$  mit der Abtastfrequenz  $f_{\Delta} = 1/T_{\Delta} > 2f_{\Delta}$  hervorgegangen.

$$x(k) = x(kT_{\Delta})$$

Gl. 4.6

Hieraus soll eine Signalfolge  $y(k')$  erzeugt werden, die um den Faktor  $u$  höher, also mit der Abtastfrequenz  $f'_{\Delta} = u \cdot f_{\Delta} = u/T_{\Delta}$  abgetastet ist.

$$y(k') = x(k'T_{\Delta} / u)$$

Gl. 4.7

Durch Einfügen von  $u-1$  Nullen zwischen jeweils zwei Abtastwerten wird zunächst aus  $x(k)$  ein mit  $f'_A$  abgetastetes Signal  $x_{ZP}(k')$  erzeugt.

$$x_{ZP}(k') = \begin{cases} x(k) & \text{für } k' = u \cdot k \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Gl. 4.8

Dieses Hochtasten (up-sampling) um den Faktor  $u$  durch Einfügen von  $u-1$  Nullen (zero-padding) zwischen zwei benachbarten Abtastwerten sei im Blockschaltbild der Interpolation durch das Symbol  $\uparrow u$  beschrieben (Abbildung 4.19).

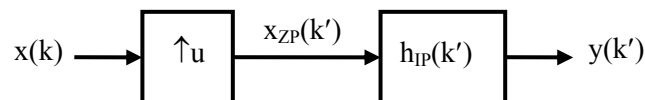
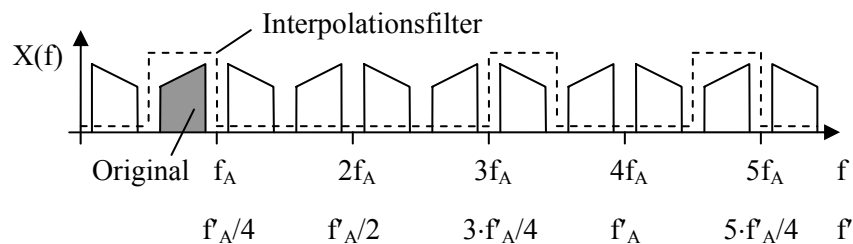


Abbildung 4.19: Blockschaltbild der Interpolation

Die ursprüngliche Impulsfolge  $x(k)$  weist ein mit der ursprünglichen Abtastfrequenz  $f_A$  periodisch repetierendes Spektrum  $X(f)$  auf. Durch das Hochtasten d.h. durch das Einfügen von Nullen im Zeitbereich entsteht ein anderer Frequenzbezug zur neuen Abtastfrequenz  $f'_A$  und das Spektrum wird periodisch repetierend in  $f'_A$  (Abbildung 4.20).

Abbildung 4.20: Veranschaulichung der Interpolation im Spektralbereich eines in der 2. Nyquistzone unterabgetasteten Bandpasssignals bei einem Hochtafaktfaktor von  $u = 4$ .

Im zweiten Schritt zur Erzeugung eines  $u$ -fach interpolierten Signals sind die Spiegelpektren unterhalb von  $f_A/2$  und oberhalb von  $f_A$  durch ein Bandpassfilter zu unterdrücken. Hier wird das Vorwissen genutzt, dass es sich beim Originalsignal um ein Bandpasssignal innerhalb der 2. Nyquistzone handelte. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zur üblichen Interpolation von Basisbandsignalen in der 1. Nyquistzone mit Hilfe von Tiefpassfiltern mit einer Grenzfrequenz von  $f_A/2$ . Die Interpolation erfolgt durch ein FIR-Filter, welches durch seine Impulsantwort  $h_{IP}(k')$  bezüglich der Abtastfrequenz  $f'_A$  nach der Hochtastung beschrieben ist und eine Faltungsoperation aus  $x_{ZP}(k')$  und  $h_{IP}(k')$  ausführt.

$$y(k') = \sum_{i=-\infty}^{\infty} x_{ZP}(i) \cdot h_{IP}(k' - i)$$

Gl. 4.9

Abbildung 4.21 veranschaulicht die Interpolation im Zeitbereich für einen Hochtafaktfaktor von  $u = 8$  am Beispiel eines mit dem realen Empfänger aufgenommenen Pulses. Es ist auffällig, dass im Gegensatz zu Basisbandsignalen bei unterabgetasteten Bandpasssignalen ein Betrachter nicht in der Lage ist, sich ausgehend von den Rohdaten den angenäherten Verlauf des Originalsignals vorzustellen, da das intuitive Vorgehen, die Rohdaten durch eine geglättete Kurve zu verbinden eher einer Basisband- nicht jedoch der hier notwendigen



Bandpassinterpolation entspricht. Neben der Fehlinterpretation des Signalspektrums würde ein Betrachter ausgehend von den Rohdaten ohne Bandpassinterpolation zusätzlich die Amplitudenwerte fehlerhaft wiedergeben, da die Abtastpunkte nur zufällig mit den Scheitelwerten zusammenfallen.

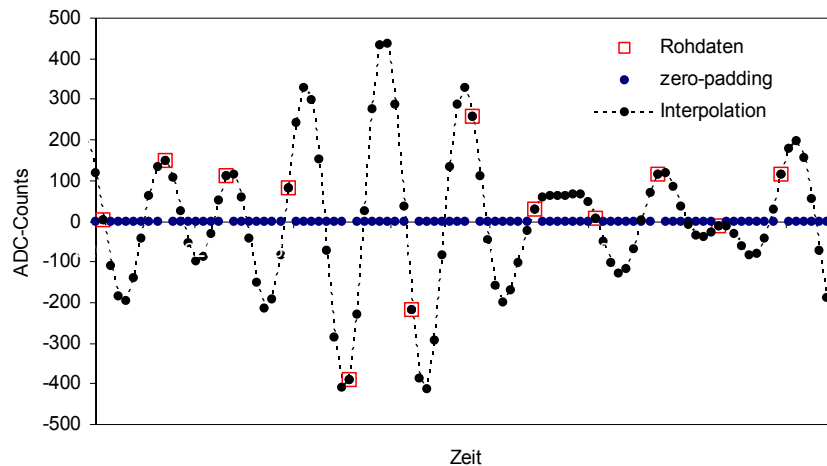


Abbildung 4.21: Interpolation eines in der 2. Nyquistzone abgetasteten Bandpasssignals mit einem Hochtafaktoren von  $u = 8$  durch ein FIR-Bandpassfilter mit 65 Stützstellen. Die Filterimpulsantwort  $h_{IP}(k)$  entstand aus der zeitdiskreten Impulsantwort eines idealen Bandpasses für die 2. Nyquistzone bei der 8-fachen ( $u = 8$ ) ursprünglichen Abtastfrequenz und anschließender symmetrischer Hann-Fensterung über 65 Abtastwerte.

## 4.5 Ergebnisse und Diskussion des Empfängerdesigns

Nach der Konzeption (Abbildung 4.1) eines mehrkanaligen, digitalen Breitbandempfängers für das 40 MHz-80 MHz-Band wurde dieser realisiert und messtechnisch analysiert. Die Hardware für die komplette analoge Signalverarbeitung des HF-Signals (Antennenvorverstärker, Bandfilter, Demodulatoren, Pegelanpassung, Fernspeisung) wurde speziell für diese Aufgabe entwickelt. Die entwickelten Komponenten eignen sich aufgrund ihres geringen Leistungsbedarfs bereits für den Einsatz in großflächigen Radiodetektorarrays mit Solar-Versorgung (Antennenvorverstärker: 22 mW pro Kanal, Filter-Demodulator-Modul: 65 mW pro Kanal). Sie sind zudem preiswert zu realisieren, da abgesehen von den antennennahen Vorverstärkern die gesamte analoge Empfängerelektronik mit 8 Kanälen auf einem einzigen  $100 \times 200 \text{ mm}^2$  großen Schaltungsträger, dem Filter-Demodulator-Modul, integriert werden konnte (Abbildung 4.8). Die Analog-Digital-Umsetzung und das Datenerfassungssystem (PC, Interface-Module, Speicher, GPS-Uhr) konnten auf der Basis kommerzieller Komponenten realisiert werden.

Die Rauschtemperatur des inneren Empfängerrauschens ist 230 K (Abbildung 4.4). Sie liegt deutlich unterhalb des unvermeidlichen, äußeren, galaktischen Rauschens von ca. 5000 K in Bandmitte (Abbildung 2.6) und ist damit für diese Anwendung angemessen niedrig.

Der Empfänger erreicht außerhalb seiner Auslegungsbandbreite von 40 MHz bis 80 MHz Sperrdämpfungen von -110 dB im Kurzwellenbereich und -90 dB im UKW-Bereich und VHF-Band III (Abbildung 4.9), so dass er auch in besiedelter Umgebung mit hohen Signalpegeln des öffentlichen Rundfunks (Abbildung 4.10) arbeitet. Innerhalb der Auslegungsbandbreite bleibt seine Welligkeit des Frequenzgangs bei  $\pm 1 \text{ dB}$ .

Zur Ansteuerung der Selbsttrigger-Hardware besitzt der Empfänger schnelle, breitbandige Hüllkurvendemodulatoren, die der Einhüllenden des HF-Signals auch bei pulsformiger Ansteuerung folgen können (Abbildung 4.16). Die Demodulatorkennlinie ist quadratisch, um am Demodulatorausgang ein zur Augenblicksleistung proportionales Signal zu erhalten (Abbildung 6.20).

Die Analog-Digital-Umsetzung geschieht durch Unterabtastung in der 2. Nyquistzone mit einer Abtastrate von 80 MHz. Für die Erfüllung des Abtasttheorems unterabgetasteter Bandpasssignale sorgt das Bandfilter des Empfängers (40 MHz...80 MHz). Die Unterabtastung reduziert die Abtastrate und damit die anfallende Datenmenge auf das signaltheoretisch zulässige Minimum. Ein Rekonstruktionsalgorithmus (Zero-Padding, Up-Sampling, FIR-Bandpassfilterung) erlaubt es, aus den unterabgetasteten ADC-Werten den Verlauf des analogen HF-Signals zu rekonstruieren (Abbildung 4.21).

Jede Komponente des Signalpfades wurde hinsichtlich ihres Amplituden- und Phasenfrequenzgangs messtechnisch analysiert, so dass die komplexe Übertragungsfunktion des gesamten Empfängers berechnet werden kann. Die zeitliche Verzögerung über der Frequenz, also die Gruppenlaufzeit  $\tau_G(f)$ , wurde ebenfalls bestimmt. Zusammen mit der logarithmisch-periodischen Dipolantenne, deren komplexe Übertragungsfunktion ebenfalls vermessen wurde, ist es möglich, aus den ADC-Werten den Absolutwert und die Polarisierung der elektrischen Feldstärke an der Antenne zu bestimmen.

Das Empfangssystem zusammen mit der logarithmisch-periodischen Dipolantenne bildet einen kalibrierten, breitbandigen, mehrkanaligen, digitalen Messempfänger, der im Falle der externen Triggerung, z.B. aus einem Luftschauerexperiment wie KASCADE-Grande vollständig einsatzfähig ist. Der Errichtung und dem Betrieb solcher Empfängerstationen widmet sich das folgende Kapitel 5 und stellt die in Koinzidenz mit kosmischen Schauern empfangenen Radiosignale vor.

## 5 Installation, Kalibrierung und Betrieb der Empfängerstationen

Der Empfänger in der bis hier dokumentierten Form ist in der Lage, durch externe Triggerung z.B. aus Teilchendetektorarrays kosmische Schauer zu observieren. Er stellt in Verbindung mit der kreuzpolarisierten logarithmisch-periodischen Dipolantenne ein voll einsatzfähiges und kalibriertes Empfangssystem dar, mit dem der Absolutwert und die Polarisation der elektrischen Feldstärke rekonstruiert werden können.

### 5.1 Lage und Anordnung der Empfängerstationen

Im Forschungszentrum Karlsruhe wurden auf dem Gelände des Luftschauserperimentes KASCADE-Grande (Abbildung 5.1) insgesamt drei Empfängerstationen (LOPES<sup>STAR</sup> I, LOPES<sup>STAR</sup> II, und LOPES<sup>STAR</sup> III) nach dem hier entstandenen Konzept aufgebaut (Abbildung 5.2). Sie besitzen abhängig von der Größe der zur Verfügung stehenden Freiflächen drei oder auch vier kreuzpolarisierte logarithmisch-periodische Dipolantennen, die im Antennenfeld mit Abständen von typisch 60 m errichtet sind. Die geometrische Anordnung der Antennen erfolgt im Raster gleichseitiger Dreiecke, was für eine Selbsttriggerung durch 3er-Koinzidenz (Kapitel 6) von Vorteil ist. Station I befindet sich an der Ostflanke des KASCADE-Grande-Geländes, Station II und Station III sind zentral im KASCADE-Grande-Messfeld gelegen. Die Empfängerelektronik und das Datenerfassungssystem sind in den Containern der KASCADE-Grande-Teilchendetektoren untergebracht und nutzen Teile ihrer Infrastruktur wie Stromversorgung, Kabelkanäle und Triggersignale (Abbildung 5.3, Abbildung 5.4). Zum Remote-Betrieb der Stationen wurde ein Glasfasernetzwerk von den Stationen zu dem ca. 500 m entfernten Gebäude des Institutes für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik (IPE) verlegt.

Zusätzlich wurde eine vierte Empfängerstation auf dem Gebäude des Institutes für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik (IPE) angelegt, um mit der kompletten im Entwicklungslabor verfügbaren Messtechnik schnell und unkompliziert Tests und Untersuchungen durchführen zu können.

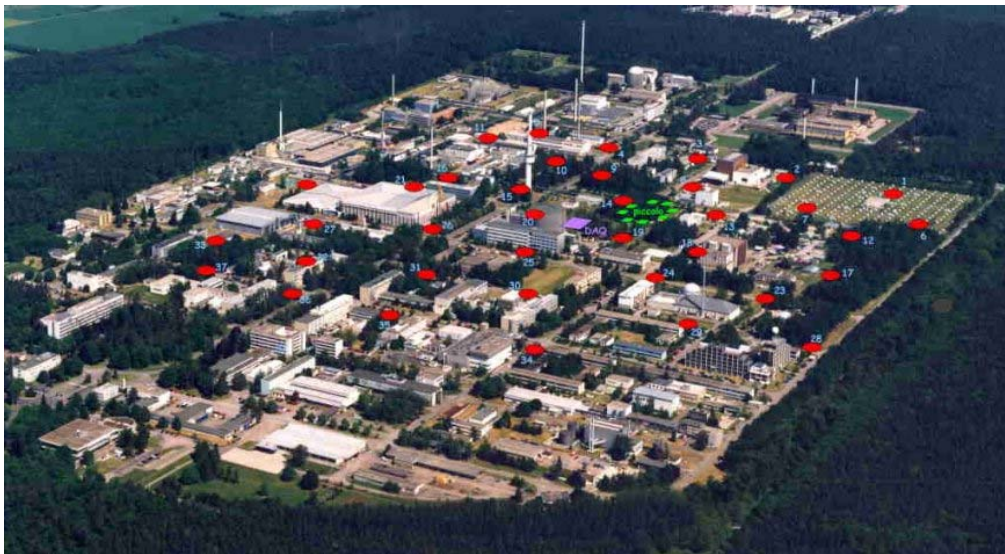


Abbildung 5.1: Luftaufnahme des Forschungszentrums Karlsruhe aus südöstlicher Richtung. Die roten Punkte markieren die Standorte der insgesamt 37 Teilchendetektor-Stationen des Luftschauerexperimentes KASCADE-Grande. Ihr mittlerer Abstand beträgt 130 m. Am oberen rechten Bildausschnitt ist das KASCADE-Messfeld zu sehen.

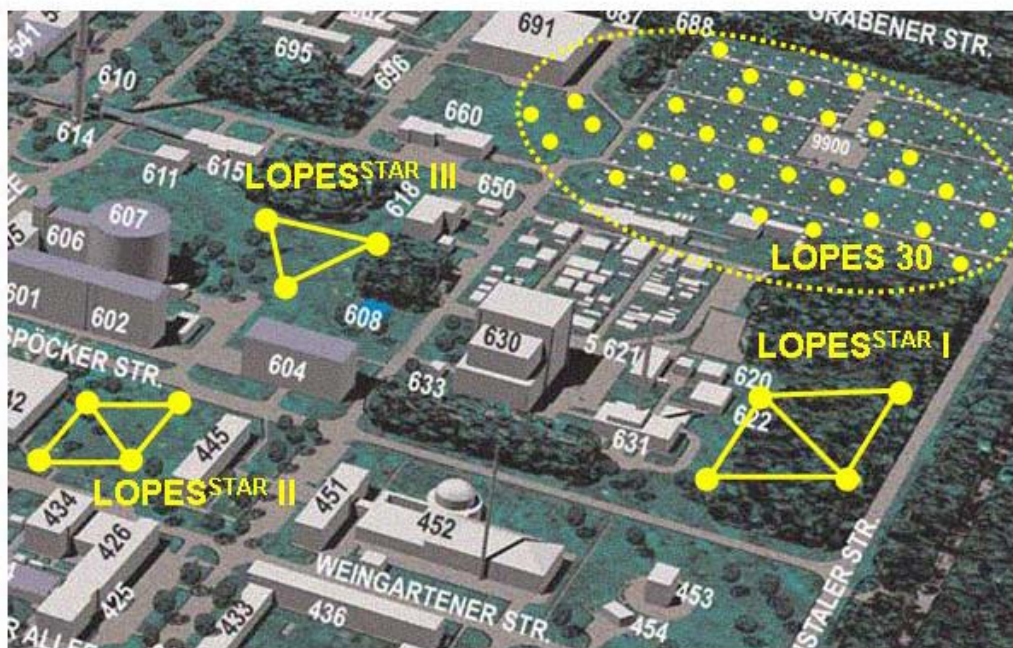


Abbildung 5.2: Lage der im Rahmen dieser Arbeit errichteten Empfängerstationen LOPES<sup>STAR</sup> I...LOPES<sup>STAR</sup> III. Im oberen rechten Teil befinden sich das 200 x 200 m<sup>2</sup> große KASCADE-Messfeld und das dort installierte LOPES 30-Radioexperiment mit 30 Antennen. Das KASCADE-Grande-Experiment belegt mit seinen 37 Stationen etwa die doppelte hier dargestellte Fläche.





Abbildung 5.3: Container der Teilchendetektor-Station Nr. 17 des Luftschauerexperimentes KASCADE-Grande mit einer logarithmisch-periodischen Dipolantenne der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> I.



Abbildung 5.4: Empfängerelektronik mit Datenerfassungssystem im Inneren eines KASCADE-Grande Containers.

## 5.2 Amplituden- und Laufzeit-Kalibrierung des Empfangssystems

Der gesamte Signalpfad des Empfängers entsteht durch die Hintereinanderschaltung der Antenne der analogen Empfängerelektronik und des Analog-Digital-Umsetzers (Abbildung 5.5). Sind die Übertragungsfunktionen der einzelnen Komponenten bekannt, so kann daraus die Gesamtübertragungsfunktion berechnet werden.

Erst diese Kalibrierung über den gesamten Signalpfad gestattet es, die elektrische Feldstärke an der Antenne aus den Ausgangssignalen des Empfängers zu bestimmen und damit die

Radioemissionen kosmischer Schauer systematisch zu untersuchen. Dies war eines der Hauptziele der vorliegenden Arbeit.

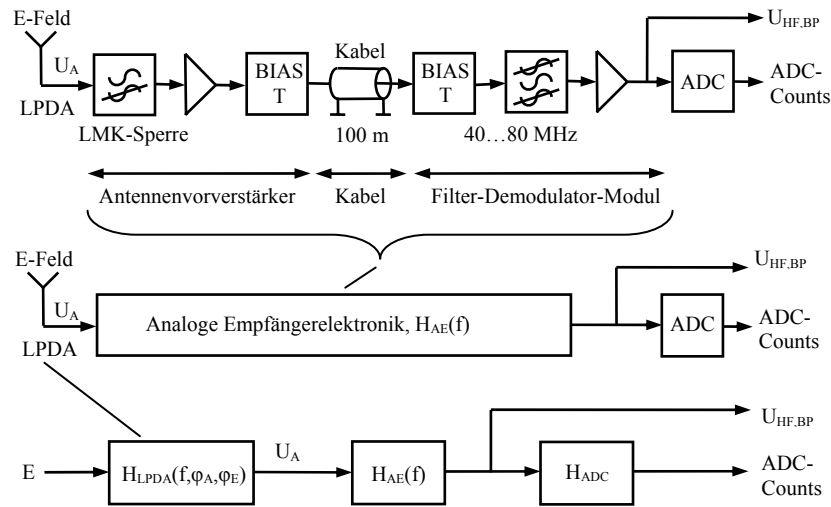


Abbildung 5.5: Die gesamte, analoge Empfängerelektronik (Antennenvorverstärker, Kabel, Filter-Demodulator-Modul) kann durch seine komplexe Übertragungsfunktion  $H_{AE}(f)$  beschrieben und mit einem Vektor-Netzwerk-Analysator gemessen werden. Durch Multiplikation mit den Übertragungsfunktionen der Antenne  $H_{LPDA}$  und des AD-Umsetzers  $H_{ADC}$  entstehen die Gesamtübertragungsfunktionen des Empfängers  $H_{E\_HF, BP}(f) = U_{HF, BP}/E$  und  $H_{E\_Counts}(f) = \text{ADC-Counts}/E$ .

### 5.2.1 Komplexe Übertragungsfunktion der analogen Empfängerelektronik

Der Signalpfad der analogen Empfängerelektronik entsteht durch die Hintereinanderschaltung des Antennenvorverstärkers, des Antennenkabels und des Filter-Demodulator-Moduls (Abbildung 5.5). Mit Ausnahme des Antennenkabels wurden ihre Übertragungsfunktionen bereits in Kapitel 4 angegeben. Unter Einbeziehung der Dämpfung und Verzögerung der zwischen den Antennen und der zentralen Empfängerstation verwendeten Koaxialkabel kann daraus die Übertragungsfunktion  $H_{AE}(f)$  der analogen Empfängerelektronik berechnet werden.

Auch die Kabeleigenschaften wurden zunächst separat analysiert, um anschließend die Gesamtkalibrierung der analogen Empfängerelektronik auf ihre Plausibilität überprüfen zu können. Die Antennenkabel sind vom Typ RG213/U und einheitlich 100 m lang. Aufgrund seines Polyethylen-Dielektrikums beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Kabel nach Angaben des Herstellers (Huber & Suhner) 66 % der Vakuumlichtgeschwindigkeit. Für die verwendete Kabellänge von 100 m ergibt sich theoretisch eine Laufzeit von 500 ns. Die vom Hersteller angegebene Kabeldämpfung beträgt -3,7 dB/100 m bei 40 MHz und steigt mit zunehmender Frequenz auf -5,5 dB/100 m bei 80 MHz an. Diese Eigenschaften konnten durch Messungen an einem 100 m langen Kabel bestätigt werden (Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7).

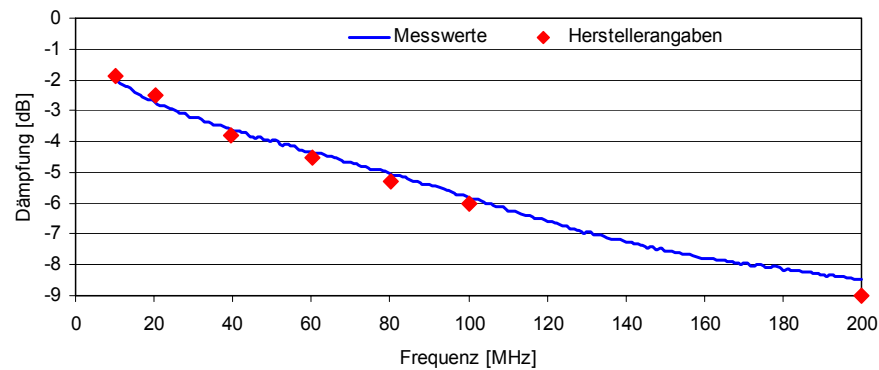


Abbildung 5.6: Gemessener Amplitudenfrequenzgang eines 100 m langen Kabels vom Typ RG213/U.

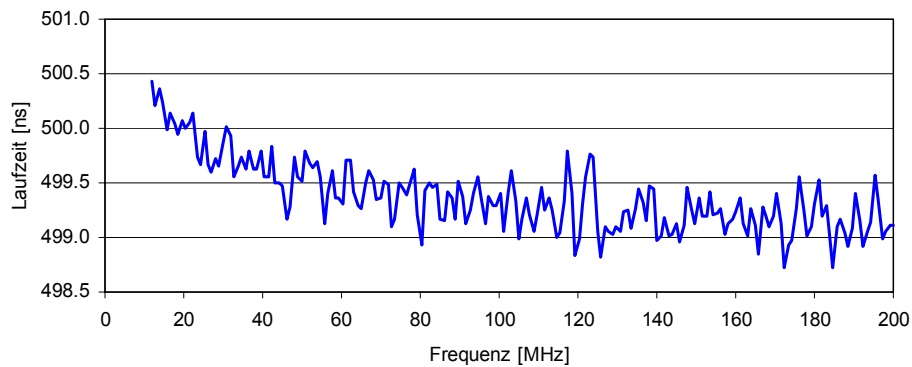


Abbildung 5.7: Gemessene Signallaufzeit über der Frequenz eines 100 m langen Kabels vom Typ RG213/U.

Da das Ein- und Ausgangssignal der analogen Empfängerelektronik als leitungsgebundene, analoge Größe vorliegt, kann ihre komplexe Übertragungsfunktion  $H_{AE}(f)$  auf einem Vektor-Netzwerk-Analysator gemessen werden. Abbildung 5.8 zeigt den gemessenen Amplitudenfrequenzgang der Übertragungsfunktion  $H_{AE}(f)$ . Seine Welligkeit als auch sein Sperrverhalten ist geprägt durch den Amplitudenfrequenzgang des Bandfilters im Filter-Demodulator-Modul (Abbildung 4.9). Die mittlere Gesamtverstärkung im Durchlassbereich ist 55 dB. Diese ergibt sich auch rechnerisch als Summe der Verstärkungsfaktoren des Antennenvorverstärkers (+22 dB) des Filter-Demodulator-Moduls (+37 dB) und des 100 m langen Koaxialkabels (-4,5 dB @ 60 MHz). Der Abfall der Verstärkung von etwa 1,5 dB innerhalb des Durchlassbereichs wird durch die mit der Frequenz steigende Kabeldämpfung erzeugt.

Die gemessene Gruppenlaufzeit (Abbildung 5.9) der Übertragungsfunktion  $H_{AE}(f)$  ist vom 100 m langen Koaxialkabel vom Typ RG213/U dominiert. Die Laufzeit der analogen Empfängerelektronik von etwa 590 ns innerhalb der Nutzbandsbreite ist im Wesentlichen die Summe der Kabellaufzeit (500 ns) und der Gruppenlaufzeit des Bandpassfilters im Filter-Demodulator-Modul ( $\approx 90$  ns, Abbildung 4.12). Dies ist durch die Messung gut bestätigt.

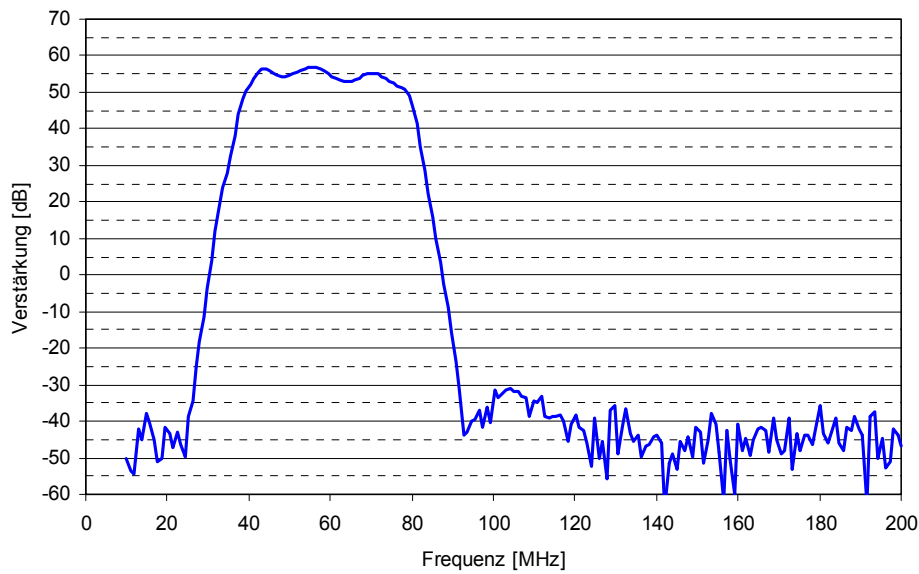


Abbildung 5.8: Gemessener Amplitudenfrequenzgang  $|H_{AE}(f)|$  der analogen Empfänger-elektronik.

Die Dispersion, also die über der Frequenz variable Gruppenlaufzeit, entspricht der Dispersion des Bandpassfilters im Filter-Demodulator-Modul (Abbildung 4.12) und ist primär durch dieses verursacht. Das gemessene Gesamtverhalten  $H_{AE}(f)$  der analogen Empfängerelektronik ist in Übereinstimmung mit den gemessenen Frequenzgängen der enthaltenen Subkomponenten (Antennenvorverstärker, Filter-Demodulator-Modul, Koaxialkabel).

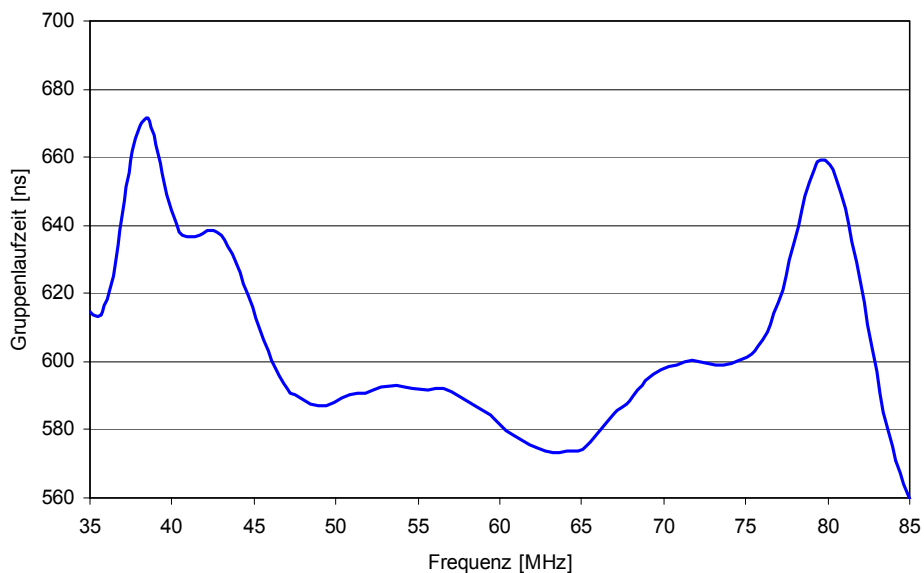


Abbildung 5.9: Gemessene Gruppenlaufzeit  $-d(\arg(H_{AE}(f)))/d2\pi f$  der analogen Empfänger-elektronik.



### 5.2.2 Übertragungsfunktion der Antenne

Die Übertragungsfunktion der Antenne beschreibt das Verhältnis ihrer Ausgangsspannung  $U_A$  zur Feldstärke  $E$ . Die aufgenommene Leistung der Antenne  $P_A$  ergibt sich als Produkt der Amplitude  $S_P$  des Poyntingvektors mit der Wirkfläche  $A_W$  der Antenne. Die Wirkfläche  $A_W$  kann aus dem Antennengewinn  $G_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)$  der Frequenz  $f$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$  berechnet werden. Der Antennengewinn ist von der Frequenz als auch dem Azimut- und Elevationswinkel  $\varphi_A$  und  $\varphi_E$  abhängig (Abbildung 3.21). Der Betrag des Poyntingvektors ergibt sich aus der elektrischen Feldstärke  $E$  und dem Freiraumwellenwiderstand  $\eta_0$ .

$$P_A = A_W \cdot S_P = \frac{G_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E) \cdot c^2}{4\pi \cdot f^2} \cdot \frac{E^2}{\eta_0}$$

Gl. 5.1

Im Falle optimaler Anpassung der Antennenausgangsimpedanz an die Eingangsimpedanz des Empfängers wird die von der Antenne aufgenommene Leistung vollständig an diesen abgegeben (Abbildung 5.10). Dazu muss die Lastimpedanz, also die Eingangsimpedanz des Antennenvorverstärkers  $\underline{Z}_{LNA}$ , der konjugiert komplexen Ausgangsimpedanz  $\underline{Z}_A$  der Antenne entsprechen ( $\underline{Z}_{LNA} = \underline{Z}_A^*$ ). Dann ist  $X_A$  gleich  $-X_{LNA}$  und  $R_A$  gleich  $R_{LNA}$ . Dann wird der Strom  $I = U_0/2R_A$ . Die abgegebene Leistung wird  $I^2 \cdot R_A$  und entspricht der aufgenommenen Leistung  $P_A$ . Daraus ergibt sich die Leerlaufspannung  $U_0$  der Antenne:

$$U_0 = \sqrt{4 \cdot R_A(f) \cdot P_A} = 2 \sqrt{\frac{G_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)}{4\pi} \cdot \frac{R_A(f)}{\eta_0} \cdot \frac{c}{f} \cdot E}$$

Gl. 5.2

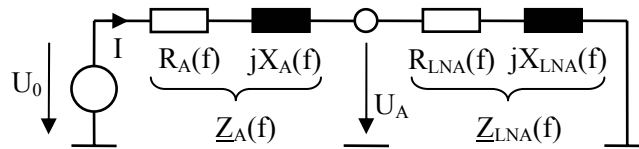


Abbildung 5.10: Belastung der komplexen Ausgangsimpedanz  $\underline{Z}_A(f)$  der Antenne durch die komplexe Eingangsimpedanz  $\underline{Z}_{LNA}(f)$  des Antennenvorverstärkers (LNA).

Im Falle einer rein reellen Ausgangsimpedanz der Antenne und Leistungsanpassung wäre die Ausgangsspannung der Antenne die halbe Leerlaufspannung  $U_A = U_0/2$ . Da sowohl die Ausgangsimpedanz der Antenne als auch die Eingangsimpedanz des Antennenvorverstärkers Blindanteile aufweisen und voneinander abweichen, muss die Ausgangsspannung der Antenne über den komplexen Spannungsteiler berechnet werden. Der Betrag der Ausgangsspannung  $U_A$  ist dann:

$$U_A = \left| \frac{\underline{Z}_{LNA}(f)}{\underline{Z}_{LNA}(f) + \underline{Z}_A(f)} \right| \cdot 2 \sqrt{\frac{G_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)}{4\pi} \cdot \frac{R_A(f)}{\eta_0} \cdot \frac{c}{f} \cdot E}$$

Gl. 5.3

Die Betragsübertragungsfunktion der Antenne  $|H_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)|$  ist dann:

$$|H_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)| = \frac{U_A}{E} = \left| \frac{\underline{Z}_{LNA}(f)}{\underline{Z}_{LNA}(f) + \underline{Z}_A(f)} \right| \cdot 2 \sqrt{\frac{G_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)}{4\pi} \cdot \frac{R_A(f)}{\eta_0} \cdot \frac{c}{f}} = I_{eff}$$

Gl. 5.4

Die Übertragungsfunktion  $H_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)$  der Antenne ist nicht dimensionslos wie die Übertragungsfunktion  $H_{AE}(f)$  der analogen Empfängerelektronik, sondern hat die Dimension einer Länge. Sie wird üblicherweise als effektive Länge  $l_{\text{eff}}$  bzw. effektive Höhe der Antenne bezeichnet. Sie steht allerdings nur bei einfachen Antennenstrukturen wie Dipolen in einem direkten Verhältnis zur Strahlerlänge.

Der Antennengewinn  $G_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)$  liegt im Maximum der Hauptkeule bei 5,5 dBi bezogen auf den isotropen Kugelstrahler (Abbildung 3.18). Innerhalb der Halbwertsbreite ( $\approx 120^\circ$ ) der Hauptkeule fällt er um 3 dB auf 2,5 dBi ab, so dass ein mittlerer Gewinn von 4 dBi ( $\approx 2,5$ ) angesetzt werden kann. Die Frequenzabhängigkeit des Antennengewinns (Abbildung 3.18) wurde hier im Verhältnis zu anderen Frequenzgängen (Wirkfläche, Impedanzen) vernachlässigt.

Die komplexen Impedanzen des Antennenvorverstärkers  $Z_{LNA}(f)$  und der Antenne  $Z_A(f)$  wurden mit einem Vektor-Netzwerk-Analysator bestimmt (Abbildung 5.11, Abbildung 5.12). Daraus ist nach Gl. 5.4 mit dem Antennengewinn als Parametrierung die Betragsübertragungsfunktion der Antenne zu bestimmen (Abbildung 5.13). Die 5,5 dBi-Kurve gilt für Signale aus dem Zenit (Elevationswinkel  $\varphi_E = 90^\circ$ ), die 2,5 dBi-Kurve für Elevationen von ca.  $30^\circ$  und die 4 dBi-Kurve für Elevationen von ca.  $60^\circ$ .

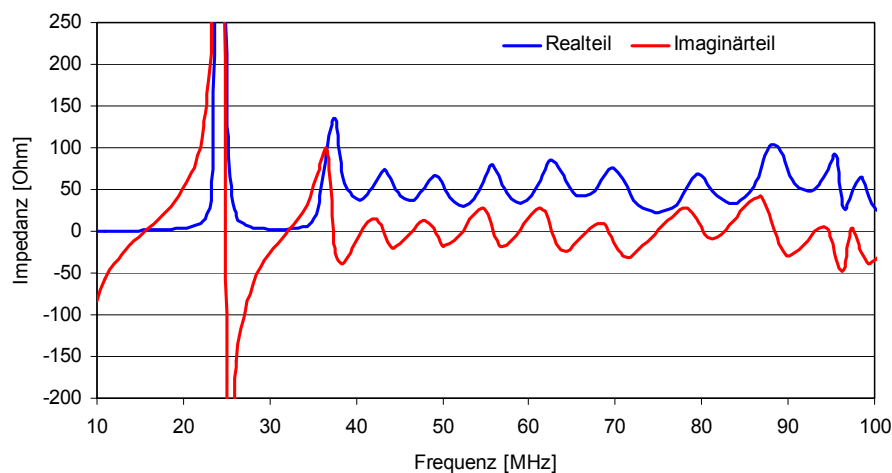


Abbildung 5.11: Verlauf des Realteils (blau) und des Imaginärteils (rot) der komplexen Impedanz  $Z_A(f)$  der Antenne über der Frequenz. Die schmalbandige Resonanz bei 25 MHz kann als  $\lambda/4$ -Resonanz des durch den Stub kurzgeschlossenen zentralen Wellenleiters (Abbildung 3.13) der LPDA gedeutet werden.

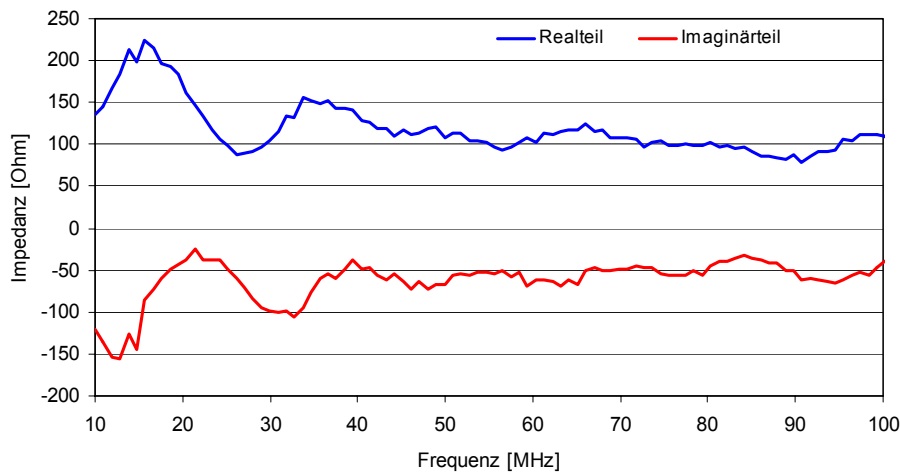


Abbildung 5.12: Verlauf des Realteils (blau) und des Imaginärteils (rot) der komplexen Impedanz  $\underline{Z}_{LNA}(f)$  der Antennenvorverstärkers (s. Kapitel 4) über der Frequenz.

Obwohl die Antennengewinne (2,5 dBi, 4 dBi, 5,5 dBi) über der Frequenz als konstant angenommen wurden, ist die Betragsübertragungsfunktion der Antenne stark frequenzabhängig. Dieser Effekt wird primär durch den grundsätzlich gegebenen Frequenzgang der Antennenwirkfläche  $A_W$  verursacht und führt zu einem Rückgang der Betragsübertragungsfunktion umgekehrt proportional zur Frequenz. Die Periodizität der Kurven rührt von der Oszillation der Antennenimpedanz, also der Oszillation der Fehlanpassung, über der Frequenz her und ist eine inhärente Eigenschaft logarithmisch-periodischer Antennen. Für überschlägige Betrachtungen kann der Betrag der Übertragungsfunktion, also die effektive Antennenlänge, mit 1,25 m (Bandmitte 60 MHz, mittlerer Gewinn 4 dBi) veranschlagt werden. Dort führt eine Feldstärke von  $1 \mu\text{V}/\text{m}$  zu einer Ausgangsspannung von  $1,25 \mu\text{V}$ .

Die Betonung tiefer Frequenzen hervorgerufen durch den Frequenzgang der Antennenwirkfläche kann durchaus gewünscht sein, denn das Spektrum der Geosynchrotronstrahlung fällt über der Frequenz ebenfalls ab (Abbildung 2.4). Der Amplitudengang der Antennenübertragungsfunktion hat Eigenschaften eines „Matched-Filter“. Es sei an dieser Stelle auf die Diskussion eines Matched-Filter-Entwurfs in Kapitel 2 verwiesen. Der Frequenzgang der Antennenübertragungsfunktion, also die Division durch die Frequenz, entspricht im Zeitbereich einer Integration. Diese kann bei der Offline-Verarbeitung in jedem Fall aber auch Online in Hardware durch ein Differenzierglied, z.B. durch lose kapazitive Kopplung zweier aufeinander folgender Stufen, relativ einfach kompensiert werden.

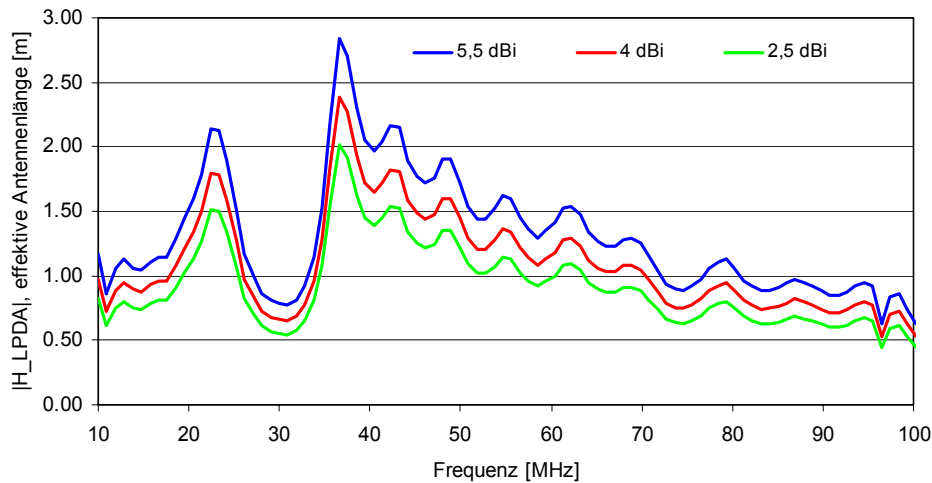


Abbildung 5.13: Betragübertragungsfunktion  $|H_{LPDA}(f)|$  (effektive Antennenlänge) der log.-per. Dipolantenne über der Frequenz bei Abschluss mit dem Antennenvorverstärker nach Kapitel 4. Signal aus dem Zenit:  $G_{LPDA} = 5,5$  dBi (blau). Signal mit  $\approx 60^\circ$  Elevation:  $G_{LPDA} = 4$  dBi (rot). Signal mit  $\approx 30^\circ$  Elevation:  $G_{LPDA} = 2,5$  dBi (grün).

### 5.2.3 Komplexe Gesamtübertragungsfunktionen des Empfängers

Es können zwei Gesamtübertragungsfunktionen des Empfängers definiert werden (Abbildung 5.5). Die eine beschreibt das Verhältnis des analogen HF-Bandpasssignals  $U_{HF,BP}$  nach dem Filter-Demodulator-Modul zum E-Feld  $E$  ( $H_{E,HF,BP}(f) = U_{HF,BP}/E$ ) die zweite das Verhältnis des digitalisierten HF-Signals, also der ADC-Counts, zum E-Feld  $E$  ( $H_{E,Counts}(f) = \text{ADC-Counts}/E$ ). Die Gesamtübertragungsfunktionen entstehen durch Multiplikation der Übertragungsfunktionen der Antenne  $H_{LPDA}(f, \varphi_A, \varphi_E)$ , der analogen Elektronik  $H_{AE}(f)$  und des Analog-Digital-Umsetzers  $H_{ADC}(f)$ . Nach den beiden vorherigen Abschnitten sind diese mit Ausnahme der Übertragungsfunktion des Analog-Digital-Umsetzers bekannt.

Für den verwendeten Analog-Digital-Umsetzer vom Typ SIS3300 gibt der Hersteller SIS GmbH (<http://www.struck.de>) eine Analogbandbreite von über 80 MHz an. Der Eingangsspannungsbereich von  $-0,5$  V bis  $+0,5$  V wird mit einer Auflösung von 12 Bit in  $2^{12} = 4096$  amplitudendiskrete Werte (Counts) gewandelt. Seine Übertragungsfunktion  $H_{ADC}$  ist also mit 4096 Counts/V anzusetzen.

Die aus den gemessenen Teilübertragungsfunktionen berechneten Beträge der Gesamtübertragungsfunktionen sind in Abbildung 5.14 und Abbildung 5.15 dargestellt. Der Frequenzgang innerhalb der Nutzbandbreite ist geprägt durch die Übertragungsfunktion der log.-per. Dipolantenne. Das Sperrverhalten und der Übergang in den Sperrbereich sind im Wesentlichen durch die Eigenschaften der analogen Empfängerelektronik gegeben. In Bandmitte und bei einem mittleren Antennengewinn von 4 dBi produziert der Empfänger bei einer Feldstärke von  $1 \mu\text{V}/\text{m}$  eine Ausgangsspannung von  $700 \mu\text{V}$  bzw. einen AD-Wandlerwert von 2,5 Counts.

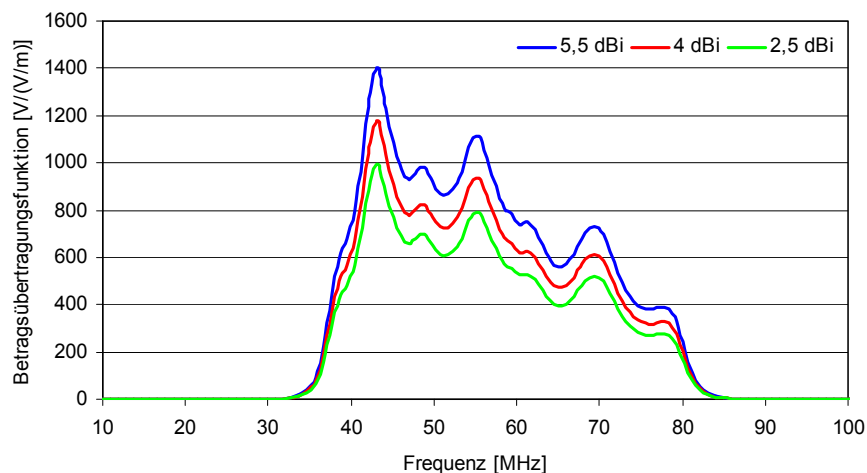


Abbildung 5.14: Amplitudengang  $|H_{E,HF,BP}(f)| = |U_{HF,BP}/E|$  der Gesamtübertragungsfunktion des Empfängers. Sie gestattet die Berechnung der elektrischen Feldstärkeamplitude an der Antenne aus der Amplitude des bandbegrenzten HF-Signals am Empfängerenausgang  $U_{HF,BP}$ .

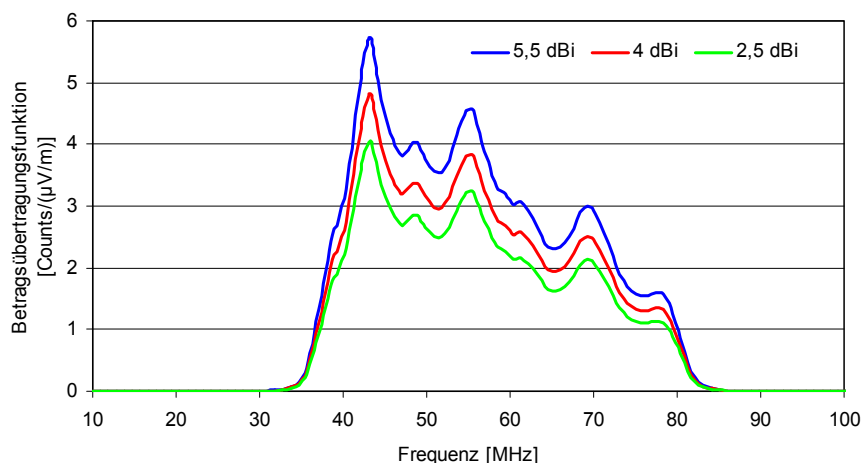


Abbildung 5.15: Amplitudengang  $|H_{E,Counts}(f)| = |Counts/E|$  der Gesamtübertragungsfunktion des Empfängers. Sie gestattet die Berechnung der elektrischen Feldstärkeamplitude an der Antenne aus der Amplitude des ADC-Wertes (Counts).

Die Gesamtgruppenlaufzeit ist die Summe der Laufzeiten, der Antenne (Abbildung 3.19) und der analogen Empfängerelektronik (Abbildung 5.9). Den Hauptbeitrag zur Laufzeit liefert das Kabel mit 500 ns. Das Bandpassfilter im Filter-Demodulator-Modul mit ca. 90 ns den zweitgrößten und die Antenne mit ca. 60 ns den kleinsten Beitrag bei. Die Dispersion ist geprägt vom Bandpassfilter und der Antenne.

Hiermit ist der Frequenzgang der komplexen Gesamtübertragungsfunktion (Betrag, Laufzeit) vom elektrischen Feld an der Antenne über den gesamten Signalpfad des Empfängers bis zu den digitalisierten Radiodaten bekannt. Man ist damit in der Lage, innerhalb der Nutzbandbreite des Empfängers beliebige Signale  $s(t)$  mit beliebiger spektraler Verteilung  $\underline{S}(f)$  quantitativ zu beurteilen.

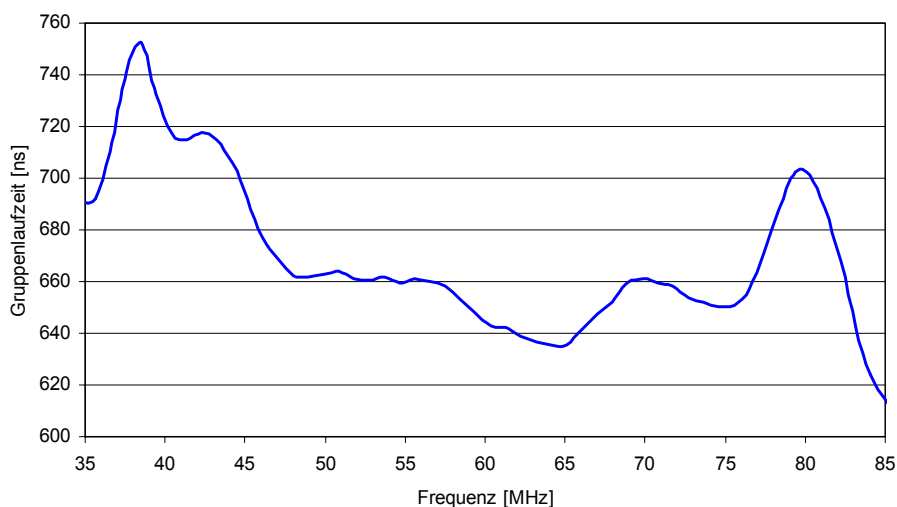


Abbildung 5.16: Gesamtgruppenlaufzeit des Empfangssystems.

#### 5.2.4 Abschätzung des Gesamtmessfehlers und der Kalibrierunsicherheit

Die Amplituden- und Phasenfrequenzgänge der verwendeten Empfängerkomponenten wurden mit einem Netzwerk-Analysator (HP4693A) von Hewlett-Packard in Verbindung mit einer Richtkopplereinheit HP 87512A aufgenommen. Die Messfehler des Netzwerk-Analysators sind von der gewählten Betriebsart, seiner Aussteuerung und der Gerätekalibrierung abhängig. Der Netzwerkanalysator wurde mit Kalibrierstandards in Form eines Kurzschlusses (HP 11512A), eines Leerlaufs, einer 50  $\Omega$ -Last (HP 909C) und einer Transmissionsleitung (HP 8120-4666-1) kalibriert. Innerhalb der Empfängernutzbandbreite von 40 MHz bis 80 MHz dürfen die vermessenen Empfängerkomponenten als sog. „Prüflinge mit geringer Einfügedämpfung“ (Low-Loss Device) betrachtet werden. Der Hersteller gibt unter den genannten Randbedingungen für die Transmissionsmessung den totalen Amplitudenmessfehler mit  $\pm 0,2$  dB ( $\pm 2,3$  %) und den totalen Phasenmessfehler mit  $\pm 1^\circ$  an.

Mit diesen Messfehlern ist die Übertragungsfunktion der analogen Empfängerelektronik  $H_{AE}(f)$  (Abbildung 5.8, Abbildung 5.9) und die Gewinnbestimmung der logarithmisch-periodischen Dipolanantenne (Abbildung 3.18) behaftet. Bei der Platzierung der Antenne im Feld ist zusätzlich eine Beeinflussung des Antennengewinns durch die Umgebung in der Größenordnung von  $\pm 0,8$  dB ( $\pm 9,5$  %) zu erwarten (Abschnitt 3.4.4).

Nach Addition der Einzelfehler ist die Kalibrierunsicherheit des im Feld platzierten Empfängers (Abbildung 5.14, Abbildung 5.15) mit ca.  $\pm 14$  % ( $\pm 1,2$  dB) anzugeben. Diese wird ohne individuelle Kalibrierung der Einzelantenne im Feld erreicht.

### 5.3 Radioobservation kosmischer Schauer durch externe Triggerung

Das Luftschauerexperiment KASCADE-Grande liefert den im Rahmen dieser Arbeit errichteten Empfängerstationen LOPES<sup>STAR</sup> I...III externe Triggersignale, welche abgesehen von einer systematischen Verzögerung eindeutig mit kosmischen Schauern koinzidieren. Durch externe Triggerung werden die Empfängerstationen veranlasst, mit einer angemessenen Vor- und Nachtriggerzeit die digitalisierten Radiodaten zusammen mit einem GPS-Zeitstempel zu archivieren. Offline ist es nun über die Zeitstempel des KASCADE-Grande-Experimentes möglich, die Radiodaten den korrespondierenden Schauerereignissen zuzuordnen.

### 5.3.1 Erzeugung und Eigenschaften des externen Triggersignals

Das externe Triggersignal wird durch die Koinzidenz von sieben Teilchendetektorstationen des KASCADE-Grande-Experimentes gebildet. Der örtliche Schwerpunkt der sieben Teilchendetektoren liegt annähernd im Zentrum des KASCADE-Grande Arrays. Sie sind auf den Ecken einer Hexagon-ähnlichen Struktur mit einer zentralen siebten Station angeordnet (Abbildung 5.1). Die 7er-Koinzidenz stellt sicher, dass das Triggersignal eindeutig mit kosmischen Schauern zusammenfällt und nicht durch Rauschen oder störende Prozesse ausgelöst wurde. Pro Minute finden 3, also pro Tag ca. 4000 Triggerereignisse statt. Die Energieschwelle der 7er-Koinzidenz wurde mit ca.  $10^{16}$  eV abgeschätzt.

Das Vorliegen einer 7er-Koinzidenz wird in der zentral gelegenen Datenerfassungsstation des Luftschauerexperimentes KASCADE-Grande durch eine Hardware-Logik überprüft und als Flanke eines Triggersignals ausgegeben. Das Triggersignal besitzt relativ zum Schauerzeitpunkt eine systematische Verzögerung von ca.  $5 \mu\text{s}$ , die im Wesentlichen durch die Kabelllaufzeiten von den KASCADE-Grande-Detektorstationen zur zentralen Datenerfassungsstation und wieder zurück zustande kommt.

### 5.3.2 Rate kosmischer Schauer mit verwertbarem Radio-Signal-Rausch-Abstand

Die mit zunehmender Energie  $E_0$  des Primärteilchens etwa kubisch abnehmende Teilchenflussdichte der kosmischen Strahlung (Abbildung 1.1) führt dazu, dass die meisten Triggerereignisse von niederenergetischen kosmischen Schauern stammen, deren Radiosignale sich nicht gegen den Rauschhintergrund abheben. Nach Kapitel 2 wird erst ab einer Energie des primären kosmischen Teilchens von  $10^{17}$  eV die Radiosignalleistung der Einzelantenne deutlich größer als die Rauschleistung des in jedem Fall vorhandenen galaktischen Rauschens. Die Häufigkeit solcher höherenergetischen Ereignisse kann aus der Teilchenflussdichte der kosmischen Strahlung bestimmt werden.

Oberhalb einer Energie von  $10^{15}$  eV („Knie“) ist die Teilchenflussdichte  $dY/dE_0$  der kosmischen Strahlung näherungsweise:

$$I(E_0) = \frac{dY}{dE_0} \approx \frac{5 \cdot 10^{-15}}{m^2 s sr GeV} \left( \frac{E_0}{10^{16} eV} \right)^{-3}$$

Gl. 5.5

Durch Integration kann daraus die Anzahl kosmischer Teilchen  $Y$  mit Energien oberhalb einer Mindestenergie  $E_{0,\min}$  berechnet werden.

$$Y \approx \frac{5}{2} \cdot \frac{10^{24} (eV)^2}{m^2 s sr} \cdot \frac{1}{E_{0,\min}^2}$$

Gl. 5.6

Die Messfläche kann wie folgt abgeschätzt werden: Die Modelle zur Geosynchrotronemission sagen einen exponentiellen Abfall der elektrischen Feldstärke  $E$  mit zunehmendem Abstand  $R$  der Antenne zur Schauerachse voraus  $E \sim e^{-R/A}$ , wobei  $A$  zwischen 100 m bis über 250 m diskutiert wird. Im Abstand  $A$  ist die elektrische Feldstärke also bereits auf  $1/e$  (-8,7 dB) abgefallen. Gleichzeitig verlagert sich mit zunehmendem Abstand  $R$  zwischen Antenne und Schauerachse der Schwerpunkt des Nutzspektrums zu tiefen Frequenzen und konzentriert sich außerhalb der Nutzbandbreite des Empfängers (Abbildung 2.4). Dieser Effekt verstärkt sich bei Abständen oberhalb 100 m. Die effektive Messfläche der Empfängerstation kann daher grob mit  $200 \times 200 \text{ m}^2$  angesetzt werden. Der von den Antennen beobachtete Raumwinkel beträgt etwa ein Viertel der vollen Kugeloberfläche ( $0,25 \times 4\pi \text{ sr}$ ). Geht man für die radiolaute Umgebung des Forschungszentrum Karlsruhe von

einer notwendigen Mindestenergie  $E_{0,\min}$  des Primärteilchens von  $5 \cdot 10^{17}$  eV aus, so ist nach Gl. 5.6 im Mittel alle 10 Tage mit einem Ereignis zu rechnen ( $E_{0,\min}$ :  $5 \cdot 10^{17}$  eV, Fläche:  $40000 \text{ m}^2$ , Raumwinkel:  $\pi \text{ sr}$ ).

Ein kontinuierlicher Betrieb der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> II seit Dezember 2006 bis Mitte 2007 zeigte bei etwa 10 Ereignissen Radiosignale, die sich auf den Einzelantennen deutlich gegen den Rauschhintergrund abhoben, was im Einklang mit der hier geschätzten Ereignisrate steht.

### 5.3.3 Gemessene Radiosignale ausgewählter Schauerereignisse

Das Luftschauerexperiment KASCADE-Grande rekonstruiert Offline die Parameter der observierten kosmischen Schauer. Diese sind unter anderem die Energie des primären kosmischen Teilchens, die Anzahl der Sekundärteilchen, die Einfallsrichtung und der Auftreffpunkt der Schauerachse am Erdboden. Diese Rekonstruktionen wurden genutzt, um interessante Schauer-Kandidaten, also solche mit hoher Energie des Primärteilchens, zu selektieren und ihre Radioemissionen zu untersuchen. Die Zuordnung der vom Luftschauerexperiment KASCADE-Grande registrierten Schauer zu den korrespondierenden Radiodaten geschieht über die in beiden Experimenten verwendeten Zeitstempel.

Abbildung 5.17 zeigt die rekonstruierten (Abschnitt 4.4.4), zeitlichen Verläufe der digitalisierten Radiosignale der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> II mit vier Antennen mit je 2 Polarisationen (Nord-Süd und Ost-West) während eines kosmischen Schauers mit einer Energie von  $6 \cdot 10^{17}$  eV am 25.12.2006 11:39:55.7714450 [Asc07]. Die rekonstruierten, zeitlichen Verläufe der digitalisierten Radiosignale während eines Schauerereignis mit  $2 \cdot 10^{17}$  eV am 04.01.2007 00:33:349654595 sind in Abbildung 5.18 zu sehen. Wie zu erwarten war, entsteht durch die pulsartige Anregung ein HF-Burst mit einer Oszillation auf der Bandmittenfrequenz von ca. 60 MHz (Abbildung 4.16). Die Halbwertsbreite (-3 dB) des HF-Bursts von ca. 25 ns ist in Übereinstimmung mit der theoretischen Pulslänge eines Bandpasssystems in Höhe der reziproken Bandbreite ( $1/40 \text{ MHz} = 25 \text{ ns}$ ).

Das Ereignis vom 25.12.2006 zeigt auf beiden Polarisationen ein deutlich gegen den Rauschhintergrund abgehobenes Signal, während das Ereignis vom 04.01.2007 eine ausgeprägte Ost-West- jedoch keine sichtbare Nord-Süd-Komponente aufweist. Dies zeigt bereits, dass der Empfänger in der Lage ist, die Polarisations-eigenschaften der Radioemission zu beurteilen, und dass die erwartete mittlere Polarisationsentkopplung von ca. -20 dB über den gesamten Signalpfad gewährleistet ist.

Die Zeitdifferenzen, innerhalb dessen die Radiosignale auf den Antennen erscheinen, können in Verbindung mit ihrer geometrischen Anordnung im Messfeld (im Raster gleichseitiger Dreiecke) zur Peilung der Einfallsrichtung herangezogen werden. Für die demonstrierten Ereignisse (25.12.06 und 04.01.07) weichen die aus den Radiosignalen rekonstruierten Azimut- und Elevationswinkel um maximal  $7^\circ$  von der Rekonstruktion durch KASCADE-Grande ab.



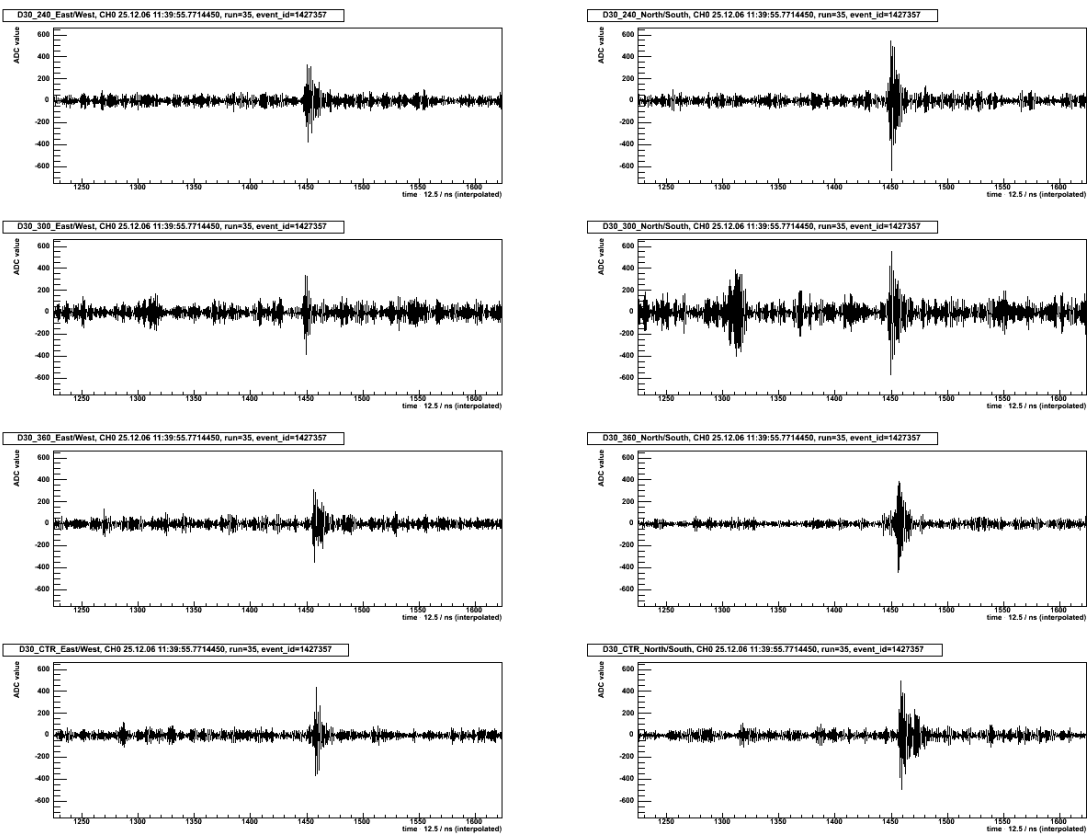


Abbildung 5.17: Rekonstruierte, zeitliche Verläufe der digitalisierten Radiosignale während eines  $6 \cdot 10^{17}$  eV Schauers am 25.12.2006 11:39:55.7714450 an den vier Antennen der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> II. Von oben nach unten: Antennenpositionen. Links: Ost-West-Polarisation. Rechts: Nord-Süd-Polarisation.

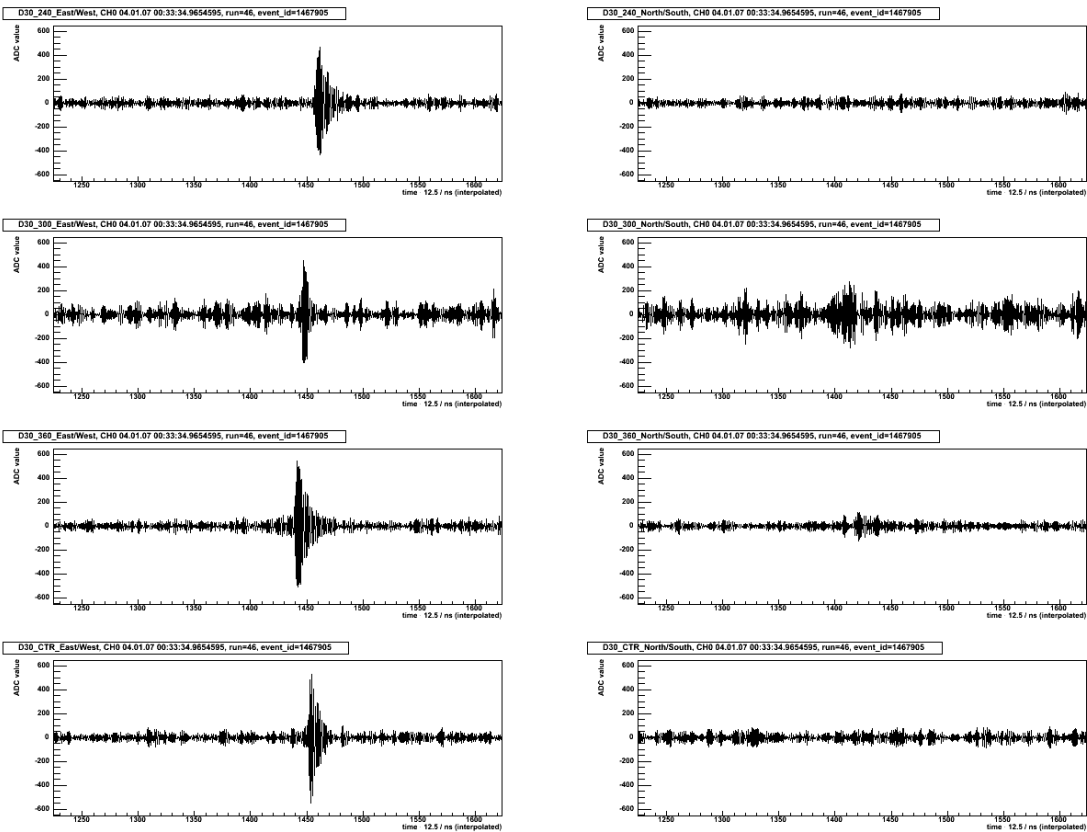


Abbildung 5.18: Rekonstruierte, zeitliche Verläufe der digitalisierten Radiosignale während eines  $2 \cdot 10^{17}$  eV Schauers am 04.01.2007 00:33:34.9654595 an den vier Antennen der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> II. Von oben nach unten: Antennenpositionen. Links: Ost-West-Polarisation. Rechts: Nord-Süd-Polarisation.

### 5.3.4 Feldstärke und Signal-Rausch-Abstand ausgewählter Schauerereignisse

Die begrenzte Anzahl beobachteter Schauer mit verwertbarem Nutzsignal auf der Einzelantenne erlaubt es noch nicht, belastbare Aussagen über den Absolutwert der Radioemission zu treffen. Dazu nehmen zu viele Schauerparameter Einfluss auf die Emission (Abstand, Zenitwinkel, geomagnetischer Winkel, Energie des Primärteilchens). Zusätzlich führt bei gleichem Primärteilchen insbesondere der stochastische Charakter der Teilchenerzeugungs- und Zerfallsprozesse zu starken Fluktuationen der Schauerereignisse. Daher sollen am Beispiel der im vorherigen Abschnitt demonstrierten Schauerereignisse die Feldstärken und der Signal-Rausch-Abstand bestimmt werden. Sie repräsentieren hinsichtlich ihres Signalpegels typische Schauer-Kandidaten.

Mit Hilfe der Kalibrierdaten des Empfängers kann aus den digitalisierten Radiosignalen die elektrische Feldstärke an der Antenne bestimmt werden. Das Ereignis vom 25.12.06 zeigte auf beiden Polarisationen Spitzenamplituden von etwa 400 ADC-Counts<sub>Peak</sub>. Nach vektorieller Addition der Polarisationsanteile und Division mit der mittleren Gesamtübertragungsfunktion (Abbildung 5.15) von 2,5 Counts/( $\mu$ V/m) ergibt sich eine Spitzenfeldstärke von 226  $\mu$ V/m<sub>Peak</sub>. Für das Ereignis vom 04.01.07 ergibt sich eine Spitzenfeldstärke von 250  $\mu$ V/m<sub>Peak</sub>. Es ist zu beachten, dass es sich dabei nicht um die Spitzenfeldstärke des Originalimpulses der Schaueremission handelt, sondern um die Spitzenfeldstärke des durch die komplexe Gesamtübertragungsfunktion des Empfängers spektral

geformten Impulses. Die Spitzenfeldstärken der Originalimpulse werden deutlich über denen der bandbegrenzten Impulse liegen.

Für die Beurteilung des Signal-Rausch-Abstandes kann die Feldstärke der äußeren Rauschprozesse herangezogen werden. Diese werden üblicherweise über ihre Rauschtemperaturen angegeben (Abbildung 2.6). Aus der Rauschtemperatur  $T$  eines äußeren Rauschprozesses kann der zeitliche Mittelwert  $S_m$  der Energieflussdichte pro Raumwinkel  $\Omega$  mit Hilfe des Planckschen Strahlungsgesetzes unter Anwendung der Rayleigh-Jeans-Näherung berechnet werden [Lan92]. Der zeitliche Mittelwert  $S_m$  der Energieflussdichte kann durch den Effektivwert  $E_{N,eff}$  der elektrischen Feldstärke und den Freiraumwellenwiderstand  $\eta_0$  ausgedrückt werden.

$$\frac{2 \cdot k_B \cdot T \cdot f_{\Delta}}{\lambda_0^2} = \frac{S_m}{\Omega} = \frac{E_{N,eff}^2}{\Omega \cdot \eta_0}$$

Gl. 5.7

Darin ist  $k_B$  die Boltzmannkonstante mit  $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ ,  $f_{\Delta}$  die Empfängerbandbreite und  $\lambda_0$  die Wellenlänge. Der Raumwinkel  $\Omega$  ist bei ungerichtem Empfang, also fehlender Begrenzung,  $4\pi \text{ sr}$ . Im Falle der verwendeten log.-per. Dipolantenne mit einer mittleren Halbwertsbreite von  $120^\circ$  ist der beobachtete Raumwinkel mit ca.  $1\pi \text{ sr}$  anzusetzen. Für das unvermeidliche galaktische Rauschen mit einer mittleren Rauschtemperatur von ca.  $5000 \text{ K}$  bei einer Bandbreite  $f_{\Delta}$  von  $40 \text{ MHz}$  und einer Wellenlänge  $\lambda_0$  von  $5 \text{ m}$  in Bandmitte wird der Effektivwert  $E_{N,eff}$  der Rauschfeldstärke:

$$E_{N,eff} = \frac{\sqrt{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{W}}{\text{K} \cdot \text{Hz}} \cdot 5000 \text{ K} \cdot 40 \text{ MHz} \cdot 1\pi \text{ sr} \cdot 377 \Omega}}{5 \text{ m}} = 16,12 \frac{\mu\text{V}}{\text{m}}_{eff}$$

Gl. 5.8

Der in Kapitel 2 eingeführte Signal-Rausch-Abstand SNR (halbes Maximum der Augenblicksleistung  $P(t)$  zu Rauschleistung  $N$ ) kann auch durch das Verhältnis der Spitzenfeldstärke  $E_{Peak}$  zum Effektivwert der Rauschfeldstärke  $E_{N,eff}$  ausgedrückt werden.

$$SNR = \frac{\frac{1}{2} \text{MAX}\{P(t)\}}{N} = \frac{E_{Peak}^2}{2 \cdot E_{N,eff}^2} = \frac{\left(250 \frac{\mu\text{V}}{\text{m}}_{peak}\right)^2}{2 \cdot \left(16,12 \frac{\mu\text{V}}{\text{m}}_{eff}\right)^2} = 120 = 20,8 \text{ dB}$$

Gl. 5.9

Bei den observierten Schauern mit typischen Spitzenfeldstärken von  $250 \mu\text{V}/\text{m}_{Peak}$  wird der Signal-Rausch-Abstand bezüglich des galaktischen Rauschens ( $16,12 \mu\text{V}/\text{m}_{eff}$ ) ca.  $120$  bzw.  $20,8 \text{ dB}$ . Zum Vergleich: In Kapitel 2 wurde aus den theoretischen Voraussagen für einen Schauer mit einer Energie von  $10^{18} \text{ eV}$  und  $225 \text{ Metern}$  Abstand zur Antenne ein Signal-Rausch-Abstand von  $75$  bzw.  $18,7 \text{ dB}$  berechnet.

## 5.4 Ergebnisse und Diskussion zu Kapitel 5

Der Verlauf der komplexen Übertragungsfunktion über der Frequenz (Amplitudengang und Gruppenlaufzeit) entlang des gesamten Signalpfades des Empfängers wurde bestimmt (Abbildung 5.14, Abbildung 5.15). Damit kann innerhalb der Bandbreite des Empfängers aus seinem Ausgangssignal die elektrische Feldstärke an der Antenne bei beliebigem Nutzsignalspektrum rekonstruiert werden. Da die Parameter der verwendeten log.-per. Dipolantenne eine vergleichsweise geringe Abhängigkeit von den Umgebungsbedingungen am Aufstellort zeigen (Abbildung 3.23), behält die im Labor gewonnene Kalibrierung auch im Feld ihre Gültigkeit. Dies ist insbesondere im Hinblick auf den Einsatz großflächiger Radiodetektor-

arrays ein großer Vorteil, denn die individuelle Kalibrierung hunderter Antennen in unerschossenem, schwierigem Gelände (z.B. Pierre Auger Observatorium) ist schwierig, langwierig und kostspielig. Nach einer Fehlerabschätzung der vermessenen Übertragungsfunktionen und der im Feld platzierten Antenne resultiert eine totale Kalibrierunsicherheit von ca.  $\pm 1,2$  dB.

Drei Empfängerstationen wurden innerhalb des Geländes des Luftschauserexperimentes KASCADE-Grande errichtet (Abbildung 5.1, Abbildung 5.2, Abbildung 5.3) und von diesem durch externe Triggerung gesteuert. Hierbei zeigen kosmische Schauerereignisse mit Energien oberhalb  $2 \cdot 10^{17}$  eV Radiosignale, die sich auf der einzelnen Antenne, d.h. ohne Beamforming mit mehreren Antennen, deutlich vom Störhintergrund des radiolauten Forschungszentrums Karlsruhe abheben. Die hohe Nebenkeulenunterdrückung in horizontaler Richtung (Abbildung 3.21) der verwendeten Antenne fördert diesen Effekt. Als Beispiele solcher Radioemissionen mögen die rekonstruierten zeitlichen Verläufe der Radiosignale zweier Schauerereignisse vom 25.12.06 und 04.01.07 dienen (Abbildung 5.17, Abbildung 5.18). Die Kalibrierung erlaubt es, den Absolutwert ihrer elektrischen Feldstärke anzugeben. Die beobachteten Spitzenfeldstärken lagen bei ca.  $250 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{peak}}$ . Dies ist deutlich oberhalb des Effektivwertes des unvermeidlichen, galaktischen Rauschens von  $16,13 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{eff}}$ , das in ruhiger, ländlicher Umgebung das Empfängerrauschen dominiert. Die Polarisation ist aus dem Verhältnis aus Nord-Süd- und Ost-West-Polarisation ebenfalls zu ermitteln. Für die betrachteten Ereignisse konnte aus den Zeitdifferenzen der Impulse an den verschiedenen Antennen die Einfallrichtung mit einer Abweichung von max.  $7^\circ$  von der KASCADE-Grande-Rekonstruktion ermittelt werden. Die demonstrierten Beispiele zeigen, dass das realisierte Empfangssystem in der Lage ist, kalibrierte Radiodaten zu produzieren, die in verwertbaren Beziehungen zu den Schauerparametern stehen, und somit zur systematischen Untersuchung der Emissionsmodelle eignet ist.

Das Ergebnis, dass kosmische Schauer bei Energien von  $5 \cdot 10^{17}$  eV Radiosignale produzieren, die sich auf der Einzelantenne deutlich gegen den Störhintergrund abheben, ist eine wichtige Voraussetzung und gute Ausgangsposition, um z.B. durch eine Schwellwertentscheidung eine Selbsttriggerung realisieren zu können. Dieses Thema behandelt das folgende Kapitel 6.

## 6 Selbsttriggerung

Ein kontinuierliches Speichern bzw. Übertragen der digitalisierten Radiodaten ist aufgrund der hohen Datenraten nicht realistisch. Für die Realisierung einer autarken Radioobservation ist daher die Frage zu beantworten, inwieweit es möglich ist, einen kosmischen Schauer durch Selbsttriggerung ohne externes Triggersignal allein anhand seiner Radioemission zu erkennen. Die Schwierigkeit dabei besteht darin, dass der Frequenzbereich des Empfängers nicht nur durch das stets präsente galaktische Rauschen sondern zusätzlich auch durch industrielle Störungen und Funkaussendungen belegt ist. Das folglich geringe Signal/Rausch- bzw. Signal/Störleistungsverhältnis der Radioemission kosmischer Schauer führt dazu, dass es mit sinkender Detektorschwelle zu einer steigenden Anzahl von Falschtriggern ohne Gegenwart eines kosmischen Schauers kommt. Zum anderen kann es bei Bestehen einer zu restriktiven Triggerbedingung geschehen, dass die Radioemission trotz Gegenwart eines kosmischen Schauers nicht erkannt und somit die Entdeckungswahrscheinlichkeit deutlich kleiner als 100 % wird. Um die entstehende Datenrate zu begrenzen, muss die Falschtriggerrate in moderaten Grenzen gehalten werden. Durch Wahl einer geeigneten Triggerbedingung muss nun ein Kompromiss zwischen möglichst geringer Falschtriggerrate bei gleichzeitig möglichst hoher Entdeckungswahrscheinlichkeit gefunden werden.

Ziel dieses Kapitels ist die Erarbeitung eines geeigneten Selbsttriggerkonzeptes. Die sich ergebenden Falschtriggerraten und Entdeckungswahrscheinlichkeiten sollen hinsichtlich ihrer Abhängigkeiten von der Rauschleistung, der Signalleistung und der Triggerschwelle theoretisch beschrieben und verständlich gemacht werden. Durch die Umsetzung des Selbsttriggerkonzeptes in Hardware und durch Betrieb unter realen Umgebungsbedingungen sollen das theoretische Verhalten messtechnisch nachvollzogen und die Grenzen der Selbsttriggerung untersucht werden.

Zu Beginn des Kapitels werden zunächst die durch stationäre Rauschprozesse mit Gauß'schem Charakter, wie z.B. galaktisches oder thermisches Rauschen, gesetzten Grenzen der Selbsttriggerung betrachtet. Im Weiteren werden Strategien zur Verbesserung des Signal/Stör-Abstandes bei Vorliegen von Störungen durch Rundfunk und industrielle Aktivität entwickelt. Dazu werden die überlagerten Störungen unter anderem nach Spektralverteilung, Amplitudenverteilung, Zeitverhalten und Elevationswinkel klassifiziert und aus den daraus hervorgehenden Unterschieden zum Nutzsignal eine zugeschnittene Signalverarbeitung zur Unterdrückung der verschiedenen Störerklassen abgeleitet (Abbildung 6.1). Die Radioemission eines kosmischen Schauers ist als kurzer Einfachpuls mit steiler Elevation zu klassifizieren (Abbildung 6.1, oben) und sollte natürlich alle Unterdrückungsstufen passieren.

Teilweise ist diese Störerklassifizierung und Ableitung entsprechender Maßnahmen bereits in Kapitel 2 und Kapitel 3 geschehen und war Bestandteil der grundsätzlichen Empfängerkonzeption. Hierzu zählt die Unterdrückung des atmosphärischen Rauschens und des KW- und UKW-Rundfunks durch das HF-Bandfilter und die Abschwächung der unter flachen Elevationswinkeln einfallenden Störer mittels der Antennenrichtcharakteristik. Hinzu kommt in diesem Kapitel die Unterdrückung schmalbandiger Störer mit quasistationärer Einhüllender durch Hüllkurvendemodulation und anschließende Bandbegrenzung des Einhüllenden-

spektrums. Pulsförmige Störer mit flacher Elevation, also meist künstlichen Ursprungs, können durch Koinzidenz dreier Antennen mit einer dem Antennenabstand angepassten Koinzidenzzeit eliminiert werden. Unplausible Impulsformen wie zu lange Impulse oder Mehrfachimpulse können durch ihr Zeitverhalten erkannt und von den kurzen Einfachpulsformen der Radioemission kosmischer Schauer unterschieden werden. Zum Ende des Kapitels wird die Umsetzung der verschiedenen Triggerstrategien in Hardware vorgestellt und die Grenzen der Selbsttriggerung unter realen Umgebungsbedingungen betrachtet.

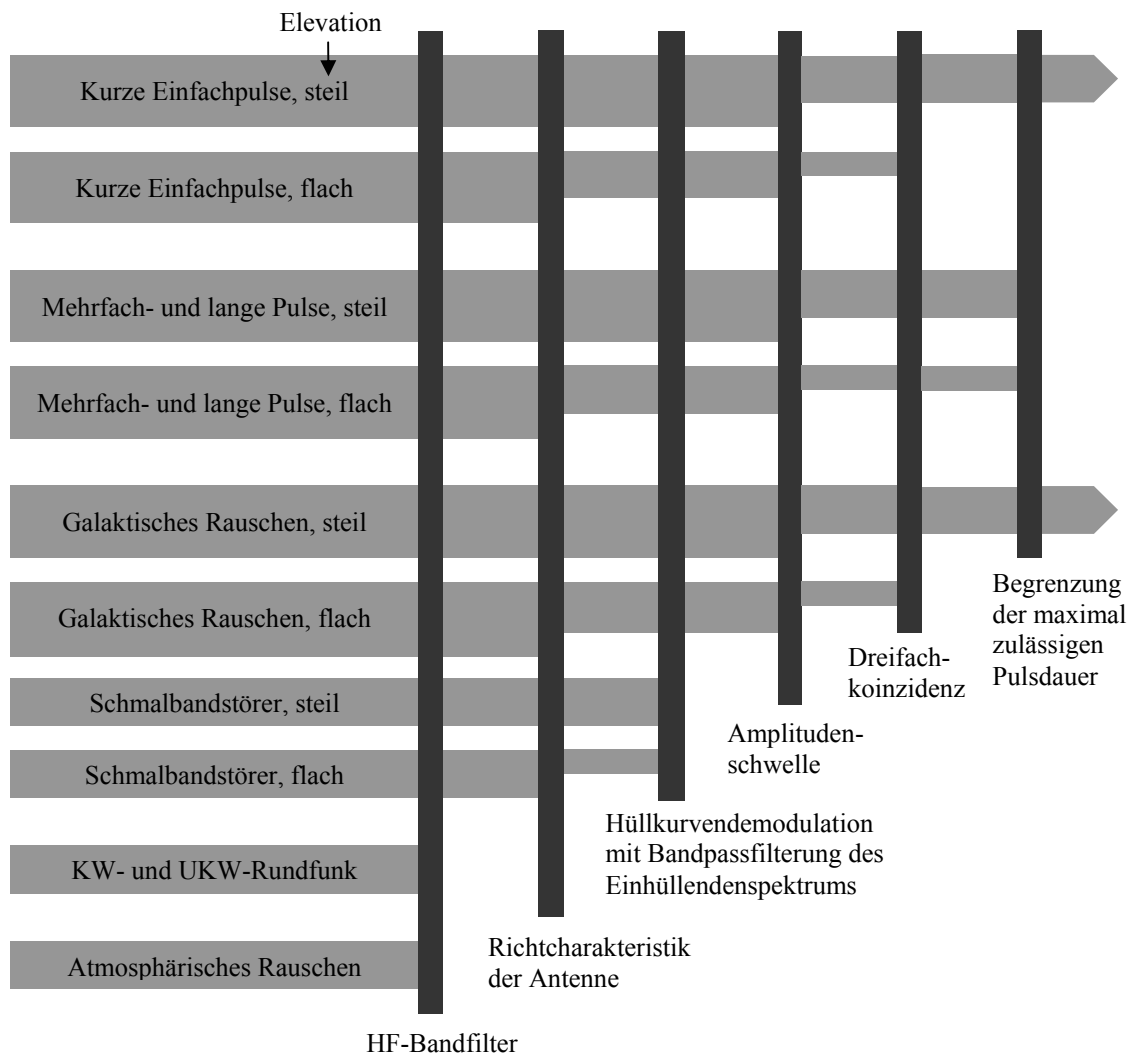


Abbildung 6.1: Klassifizierung von Nutz- und Störsignalen und Maßnahmen zur Störunterdrückung.

## 6.1 Selbsttriggerung bei additivem Rauschen

In ruhigen ländlichen Gebieten ist das Rauschen im Ausgangssignal des Empfängers durch das unvermeidliche äußere galaktische Rauschen dominiert. Innerhalb der Empfängerbandbreite beträgt die Rauschtemperatur des galaktischen Rauschens ca. 5000 K. Das innere Rauschen des Empfängers mit einer Rauschzahl von ca. 2,5 dB bezogen auf 298 K kann vernachlässigt werden. Sind keine zusätzlichen Störquellen durch Rundfunk oder industrielle Aktivität vorhanden, stellt dies den denkbar günstigsten Betrieb des Empfängers dar. Die

sich dabei ergebenden Falschtriggerwahrscheinlichkeiten, Falschtriggerraten sowie Entdeckungswahrscheinlichkeiten stellen die theoretischen Grenzwerte dar und werden im folgenden hinsichtlich ihrer Abhängigkeiten von der Rauschleistung, der Triggerschwelle sowie dem Signal/Rauschleistungsverhältnis untersucht. Die Überlegungen gelten für stationäre normalverteilte Rauschprozesse am Empfängereingang und können außer für das galaktische Rauschen auch für andere Störungen mit entsprechendem Verhalten herangezogen werden.

Wie in der Signaltheorie üblich wird hier von einem Bezugswiderstand von  $1 \Omega$  ausgegangen, so dass man jedes Amplitudenquadrat einer Spannung bzw. eines Stromes mit einer Leistung identifizieren kann. Dies bedeutet, dass zwischen Amplitudenquadraten der Dimension  $V^2$  bzw.  $A^2$  und Leistungen der Dimension  $W$  nicht unterschieden wird. Sollen die Spannungen oder Ströme des realen Empfängers bestimmt werden, ist natürlich im Nachhinein der tatsächliche Bezugswiderstand des Empfängers von  $50 \Omega$  in die Berechnungen einzubeziehen. An den entsprechenden Stellen wird darauf hingewiesen.

### 6.1.1 Falschtriggerwahrscheinlichkeit

Die Falschtriggerwahrscheinlichkeit gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass allein durch die Gegenwart von Rauschen am Empfängereingang die Triggerbedingung erfüllt wird, ohne dass ein Nutzsignal vorhanden ist. Da die Triggerbedingung durch eine auf die Einhüllende des HF-Signals angewendete Schwellwertverarbeitung gebildet wird, ist dies anschaulich das Überschreiten des Schwellwertes durch die Einhüllende des Rauschens.

Hat der Rauschprozess am Empfängereingang Gauß'schen Charakter und ist mittelwertfrei, so kann man die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p(n)$  des Rauschsignals  $n(t)$  durch eine Normalverteilung beschreiben. Der Ausdruck  $\sigma^2$  stellt die Varianz bzw. den quadratischen Mittelwert der Verteilung dar und entspricht der Rauschleistung  $N$  des Empfängers ( $\sigma^2 = N$ ):

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{n^2}{2\sigma^2}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \exp\left(-\frac{n^2}{2N}\right) \quad -\infty < n < \infty$$

Gl. 6.1

Das Rauschsignal ist bandbegrenzt auf die Bandbreite des Empfängers. Es lässt sich dann auch als komplexes Bandpasssignal darstellen, dessen Realteil  $n_I(t)$  und Imaginärteil  $n_Q(t)$  ebenfalls gaußverteilt, statistisch unabhängig und mittelwertfrei sind:

$$n(t) = n_I(t) + jn_Q(t) = |n(t)|e^{j\Psi_n(t)}$$

$$\text{mit:} \quad |n(t)| = \sqrt{n_I(t)^2 + n_Q(t)^2} \quad \Psi_n(t) = \arctan \frac{n_Q(t)}{n_I(t)}$$

Gl. 6.2

Bei der Hüllkurvendemodulation des Rauschsignals  $n(t)$  entsteht die Einhüllende  $r(t) = |n(t)|$ , deren Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p(r)$  einer Rayleighverteilung entspricht [Kam04]:

$$p(r) = \begin{cases} \frac{r}{N} \exp\left(-\frac{r^2}{2N}\right) & r \geq 0 \\ 0 & r < 0 \end{cases}$$

Gl. 6.3

Es handelt sich um eine einseitige Verteilung, die für negative Argumente identisch Null wird, was anschaulich ist, da die Einhüllende nur positive Werte annehmen kann (Abbildung 6.2, links). Die Wahrscheinlichkeit  $P(r > V_s)$  dafür, dass die Einhüllende  $r(t)$  des Rauschens

$n(t)$  einen vorgegebenen Schwellwert  $V_S$  überschreitet wird als Falschtriggerwahrscheinlichkeit  $P_{FT}$  (Abbildung 6.2, rechts) bezeichnet und beträgt:

$$P_{FT} = P(r > V_S) = \int_{V_S}^{\infty} p(r) dr = \int_{V_S}^{\infty} \frac{r}{N} \exp\left(-\frac{r^2}{2N}\right) dr = \exp\left(-\frac{V_S^2}{2N}\right)$$

Gl. 6.4

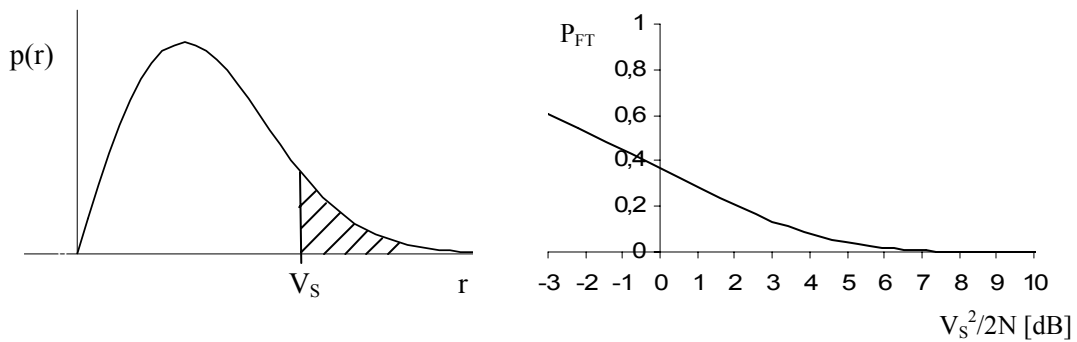


Abbildung 6.2: Rayleigh-Verteilung  $p(r)$  der Betragseinhüllenden und Falschtriggerwahrscheinlichkeit  $P_{FT}$  über dem Verhältnis aus Schwellwertquadrat und Rauschleistung  $V_S^2/2N$  in dB.

Zur Überprüfung, ob sich auch der reale Empfänger den dargestellten Gesetzmäßigkeiten entsprechend verhält, wurde dieser an seinem Antenneneingang mit innerhalb der Empfängerbandbreite weißem Rauschen beaufschlagt und die statistische Amplitudenverteilung sowohl des HF-Signals nach der Verstärkung und Bandbegrenzung auf 40 MHz bis 80 MHz als auch des demodulierten Hüllkurvensignals gemessen. Dass bei der Hüllkurvendemodulation tatsächlich eine Umwandlung der Gauß-ähnlichen Verteilung des HF-Bandpasssignals in eine Rayleigh-ähnliche Verteilung des Hüllkurvensignals stattfindet, ist Abbildung 6.3 zu entnehmen.

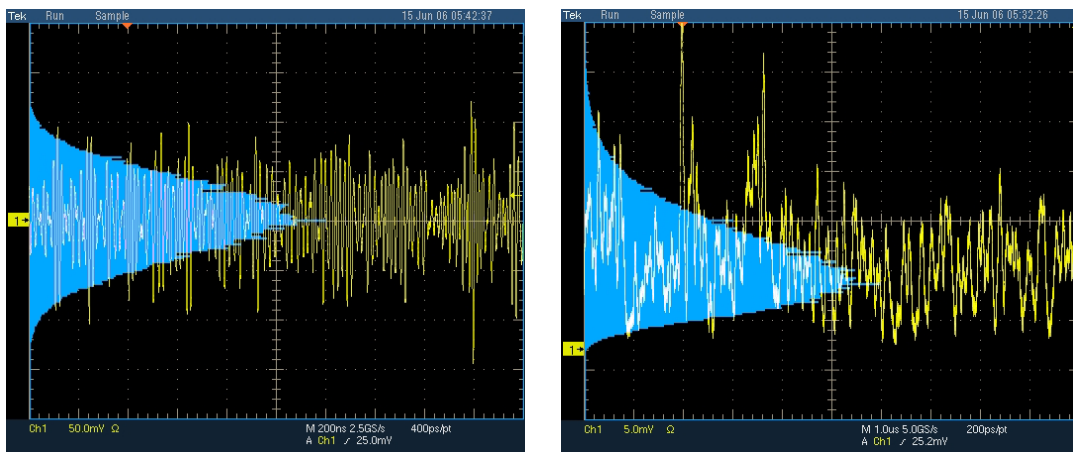


Abbildung 6.3: Zeitlicher Verlauf (gelb) und statistische Amplitudenverteilung (blau) des HF-Bandpasssignals (links) und des demodulierten Hüllkurvensignals (rechts).



### 6.1.2 Falschtriggerrate

Eine für die Auslegung des Datenerfassungssystems wichtige Größe ist die Falschtriggerrate. Sie gibt an, wie häufig ein Falschtrigger ausgelöst wird. Die Falschtriggerrate  $f_{FT}$  ist umgekehrt proportional zur Falschtriggerzeit  $T_{FT}$ . Die Falschtriggerzeit ist diejenige Zeit, die zwischen zwei Falschtriggern, bei denen das Rauschen der Einhüllenden den Schwellwert übersteigt, vergeht (Abbildung 6.4). Da der Zeitabstand zwischen zwei Falschtriggern statistisch schwankt, ist dafür der lineare Mittelwert zu benutzen.

$$T_{FT} = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M T_k = \overline{T_k}$$

Gl. 6.5

Darin ist  $T_k$  die jeweilige Zeit zwischen zwei Schwellwertüberschreitungen der Einhüllenden und  $M$  die Anzahl der gemittelten Werte. Die mittlere Dauer  $t_{FT}$  eines Rauschimpulses, während der der Schwellwert überschritten wird, kann in analoger Weise angegeben werden.

$$t_{FT} = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M t_k = \overline{t_k}$$

Gl. 6.6

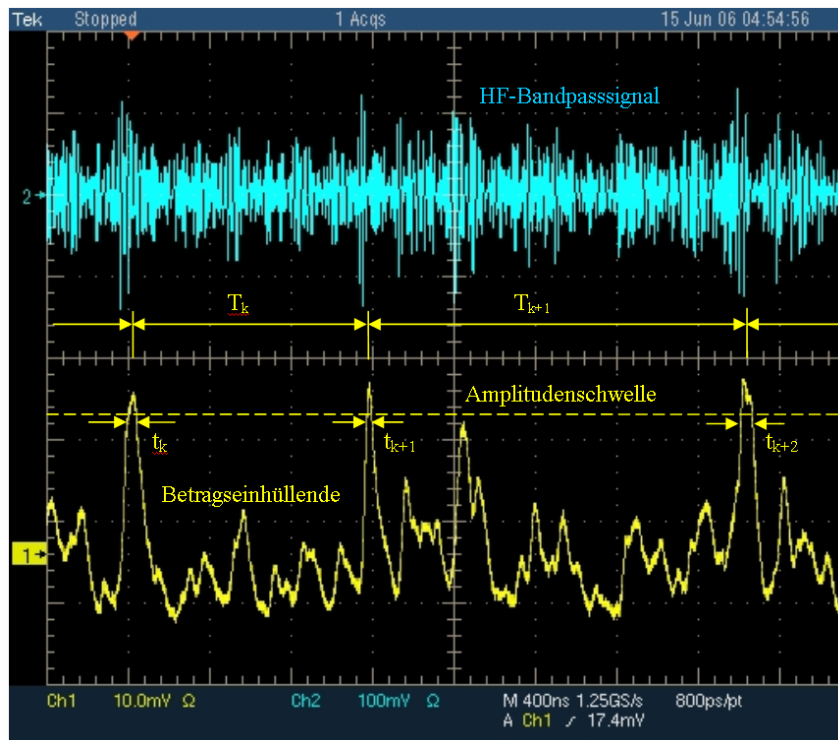


Abbildung 6.4: Gemessene Einhüllende des realen Empfängers bei weißem gaußverteiletem Rauschen am Antenneneingang.

Die Falschtriggerwahrscheinlichkeit  $P_{FT}$  entspricht dem Verhältnis von mittlerer Rauschimpulsdauer  $t_{FT}$  zu mittlerer Falschtriggerzeit  $T_{FT}$ :

$$P_{FT} = \frac{t_{FT}}{T_{FT}} = \frac{\lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M t_k}{\lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M T_k}$$

Gl. 6.7

Die mittlere Rauschimpulsdauer  $t_{FT}$  ist angenähert die reziproke Bandbreite  $f_{\Delta}$  des Empfängers [Bau85] [Göb01]. Bei einer Bandbreite  $f_{\Delta}$  des betrachteten Empfängers von 40 MHz ist eine mittlere Rauschimpulslänge von ca. 25 ns zu erwarten, was nach Abbildung 6.4 gut erfüllt ist. Nun kann die Falschtriggerrate  $f_{FT}$  ermittelt werden (Abbildung 6.5):

$$f_{FT} = \frac{1}{T_{FT}} = \frac{P_{FT}}{t_{FT}} \approx f_{\Delta} P_{FT} = f_{\Delta} \exp\left(-\frac{V_S^2}{2N}\right)$$

Gl. 6.8

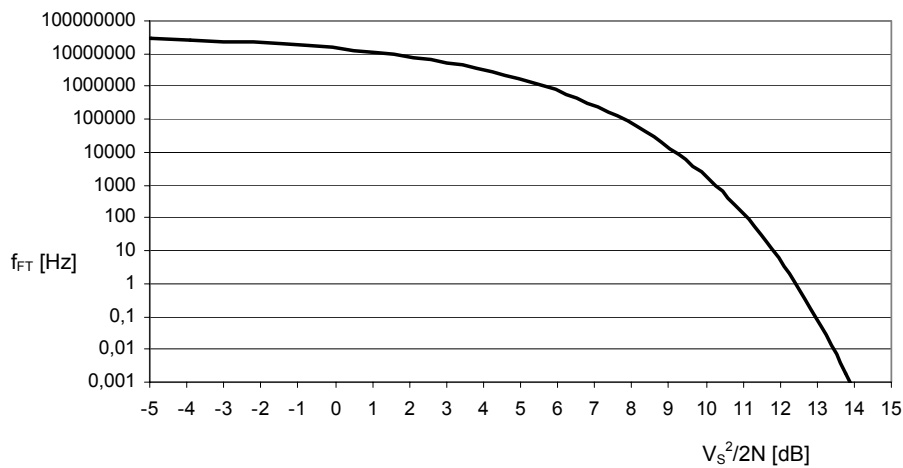


Abbildung 6.5: Falschtriggerrate  $f_{FT}$  über dem Verhältnis aus Schwellwertquadrat zu Rauschleistung  $V_S^2/2N$  in dB bei einer Empfängerbandbreite von 40 MHz.

Die Falschtriggerrate nimmt mit steigendem Schwellwert also mit wachsendem Signal/Rauschleistungsverhältnis, das vom Signal erreicht werden muss, um die Schwelle sicher zu überschreiten, drastisch ab. Eine Erhöhung des Schwellwertes entsprechend einem Anstieg des  $V_S^2/2N$ -Verhältnisses von 6 dB auf 12 dB, was einer Verdopplung des Schwellwertes bzw. Vervierfachung der Schwellenleistung entspricht, reduziert die Falschtriggerrate von 1 MHz auf unter 10 Hz. Bei festem Schwellwert von z.B.  $V_S^2/2N = 10$  dB, kann eine Erhöhung der Rauschleistung um nur 1 dB ( $\approx +25\%$ ) ein Ansteigen der Falschtriggerrate um eine Dekade bewirken. Die Falschtriggerrate reagiert also auf Variation des Schwellwertes als auch der Rauschleistung äußerst sensibel.

### 6.1.3 Abhängigkeit der Falschtriggerrate von der Schwellenenergie des Empfängers

Die kohärente Geosynchrotronemission kosmischer Schauer bedingt, dass die elektrische Feldstärke proportional und folglich die Radiosignalleistung  $S$  quadratisch mit der Primärenergie  $E_0$  des Schauers ansteigen ( $S \sim E_0^2$ ). Nimmt man die Radiosignalleistung  $S_{10E17eV}$  bei einer Primärenergie von  $10^{17}$  eV als Bezug, so gilt:

$$S = \left( \frac{E_0}{10^{17} \text{ eV}} \right)^2 S_{10E17eV}$$

Gl. 6.9

Der vorgegebene Schwellwert  $V_S$  des Empfängers kann als Scheitelwert eines Nutzsignals, das diese Schwelle überschreiten soll, interpretiert werden. Aus dem Schwellwert kann die Schwellenleistung  $P_S$  bestimmt werden, die bei Abwesenheit von Rauschen genügt, um die Schwelle zu überschreiten. Nach der in Abschnitt 2.6.2 für diese Arbeit getroffenen Definition der Signalleistung ist  $V_S^2 = 2P_S$  (quasi harmonisches Signal). Setzt man die Radiosignalleistung  $S$  des Schauers für die Schwellenleistung  $P_S$  ein, so erhält man:

$$f_{FA} = f_{\Delta} \exp\left(-\frac{V_S^2}{2N}\right) = f_{\Delta} \exp\left(-\frac{P_S}{N}\right) = f_{\Delta} \exp\left(-\left(\frac{E_{0,S}}{10^{17} \text{ eV}}\right)^2 \frac{S_{10E17eV}}{N}\right)$$

Gl. 6.10

Die Energie  $E_{0,S}$  des kosmischen Schauers entspricht hier der Energieschwelle, auf die der Empfänger durch Wahl eines entsprechenden Schwellwertes  $V_S$  eingestellt wurde. Nimmt man für das Verhältnis der Radiosignalleistung  $S_{10E17eV}$  bei einer Primärenergie von  $10^{17}$  eV zur Rauschleistung  $N$  verschiedene Werte an, entsteht eine Schar von Kurven der Falschtriggerrate in Abhängigkeit von der Energieschwelle des Empfängers (Abbildung 6.6).

In Kapitel 2 wurde für einen kosmischen Schauer mit einer Primärenergie von  $10^{17}$  eV in 225 Metern Abstand zur Schauerachse bezüglich des galaktischen Rauschens ein Signal/Rauschleistungsverhältnis von 0,75 ( $\approx 0$  dB) abgeschätzt (Gl. 2.30). Die Berechnung beruhte auf Simulationen der Radioemission kosmischer Schauer [Hue04, Hue07], deren Absolutwerte noch nicht vollständig durch kalibrierte Messungen gesichert sind und daher eine gewisse Unsicherheit aufweisen können. Das Rauschen ist ebenfalls stark orts- und zeitabhängig und sinkt nur in ruhigen ländlichen Gebieten ab bis auf das Niveau des in Gl. 2.30 angenommenen unvermeidlichen galaktischen Rauschens. Für das  $S_{10E17eV}/N$ -Verhältnis wurde daher eine sehr weite Spanne von -10 dB bis +10 dB (-90 % ... +900 %) veranschlagt. Es tritt der überraschende Effekt ein, dass trotz dieser relativ großen veranschlagten Spanne eine Erhöhung der Energieschwelle um den Faktor 10 von  $10^{17}$  eV auf  $10^{18}$  eV genügt, um die Falschtriggerrate von einigen MHz bis auf einige Milli-Hertz zu reduzieren. Bei einem festen  $S_{10E17eV}/N$ -Verhältnis von ca. 0 dB, wie es in Kapitel 2 abgeschätzt wurde, gelingt eine Reduktion der Falschtriggerrate in gleicher Größenordnung bereits durch eine Erhöhung der Energieschwelle von  $2 \cdot 10^{17}$  eV auf  $5 \cdot 10^{17}$  eV.

Für den Fall, dass das  $S_{10E17eV}/N$ -Verhältnis mit einer Unsicherheit von  $\pm 10$  dB richtig abgeschätzt wurde, ist damit theoretisch gezeigt, dass in ruhiger, ungestörter Umgebung mit einer einzelnen Antenne oberhalb einer Schwellenenergie von  $10^{18}$  eV Falschtriggerraten bis hinab in den Milli-Hz-Bereich realisiert werden könnten.

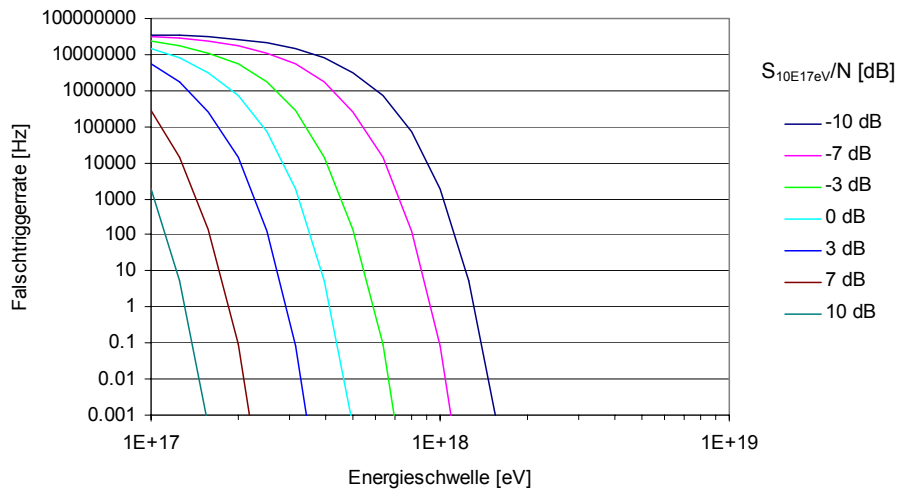


Abbildung 6.6: Falschtriggerrate  $f_{FT}$  über der Energieschwelle  $E_{0,S}$ , auf die der Empfänger durch Wahl eines entsprechenden Schwellwertes  $V_S$  eingestellt wurde, bei 40 MHz Empfängerbandbreite. Die Kurvenschar ergibt sich für verschiedene Verhältnisse der Radiosignalleistung  $S_{10E17eV}$  eines  $10^{17}$  eV-Schauers zur Rauschleistung  $N$ .

#### 6.1.4 Entdeckungswahrscheinlichkeit

Ein Signal mit einer Amplitude  $A$ , die größer als der Schwellwert  $V_S$  ist, muss bei gleichzeitig vorliegendem Rauschen nicht zwangsläufig die Schwelle überschreiten. Da sich der Signalimpuls mit einem Rauschimpuls auch destruktiv überlagern kann, ist insbesondere für Signale, deren Amplituden sich in der Größenordnung des Schwellwertes bewegen, die Entdeckungswahrscheinlichkeit deutlich kleiner als 1. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p(r,A)$  für die Einhüllende  $r(t)$  nach der Bandbegrenzung bei gleichzeitigem Anliegen von Rauschen und einem Signal der Amplitude  $A$  wird angegeben zu [Ric44], [Ric45]:

$$p(r, A) = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2 + A^2}{2\sigma^2}\right) \cdot I_0\left(\frac{rA}{\sigma^2}\right)$$

Gl. 6.11

Der Ausdruck wird als Rice-Verteilung bezeichnet. Darin ist  $I_0(x)$  die modifizierte Besselfunktion erster Art nullter Ordnung mit dem Argument  $x$ . Die Varianz  $\sigma^2$  der Verteilung entspricht der Rauschleistung  $N$ . Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass sich die Einhüllende der Überlagerung aus Signal und Rauschen über dem Schwellwert  $V_S$  befindet, ist die Entdeckungswahrscheinlichkeit  $P_D$  und lautet:

$$P_D = \int_{V_S}^{\infty} p(r, A) dr = \int_{V_S}^{\infty} \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2 + A^2}{2\sigma^2}\right) \cdot I_0\left(\frac{rA}{\sigma^2}\right) dr$$

Gl. 6.12

Der Ausdruck  $A^2/2\sigma^2$  entspricht dem Signal/Rauschleistungsverhältnis  $S/N$ . Es wurde auch in Kapitel 2 entsprechend definiert und zwar als Verhältnis des halben Maximums der Augenblicksleistung  $A^2/2$  zur Rauschleistung ( $\sigma^2 = N$ ). Der Faktor  $(r/\sigma^2) \cdot \exp(-r^2/2\sigma^2)$  entspricht nach Gl. 6.4 der Falschtriggerwahrscheinlichkeit  $P_{FT}$ . Abbildung 6.7 zeigt die numerische Auswertung der Entdeckungswahrscheinlichkeit über dem Signal/Rauschleistungsverhältnis mit der Falschtriggerwahrscheinlichkeit als Parametrierung.

Signifikante Entdeckungswahrscheinlichkeiten werden erst für Signal/Rauschleistungs-verhältnisse oberhalb von 10 dB erreicht. Bei gegebener Falschtriggerrate reagiert die Entdeckungswahrscheinlichkeit äußerst sensibel auf Änderungen der Signalleistung. Zur Illustration möge folgendes Beispiel dienen: Um eine Falschtriggerrate von ca. 1 Hz zu erreichen, ist bei 40 MHz Empfängerbandbreite eine Falschtriggerwahrscheinlichkeit von  $2,5 \cdot 10^{-8}$  notwendig. Das Verhältnis  $V_S^2/2N$  muss dazu 12,5 dB betragen (Gl. 6.8). Wäre die Nutzsignalamplitude  $A$  gleich der Schwellenspannung  $V_S$ , so ergäbe sich ein Signal/Rauschleistungs-verhältnis von ebenfalls 12,5 dB ( $A^2/2N = S/N$ ). Nach Abbildung 6.7 wäre die Entdeckungswahrscheinlichkeit für ein solches Signal nur 0,3. Eine Erhöhung der Signalleistung um 3 dB ( $S/N = 15,5$  dB), was einer Erhöhung der Signalamplitude um den Faktor  $\sqrt{2}$  entspräche, würde die Entdeckungswahrscheinlichkeit auf über 0,95 anheben. Unabhängig von der tatsächlichen Falschtriggerwahrscheinlichkeit werden Entdeckungswahrscheinlichkeiten über 0,9 erst mit Signalen erzielt, deren Amplituden  $A$  mindestens 3 dB größer sind als der Schwellwert  $V_S$ . Für Signale mit Amplituden identisch dem Schwellwert bleibt die Entdeckungswahrscheinlichkeit unabhängig von der Falschtriggerwahrscheinlichkeit unter 0,3.

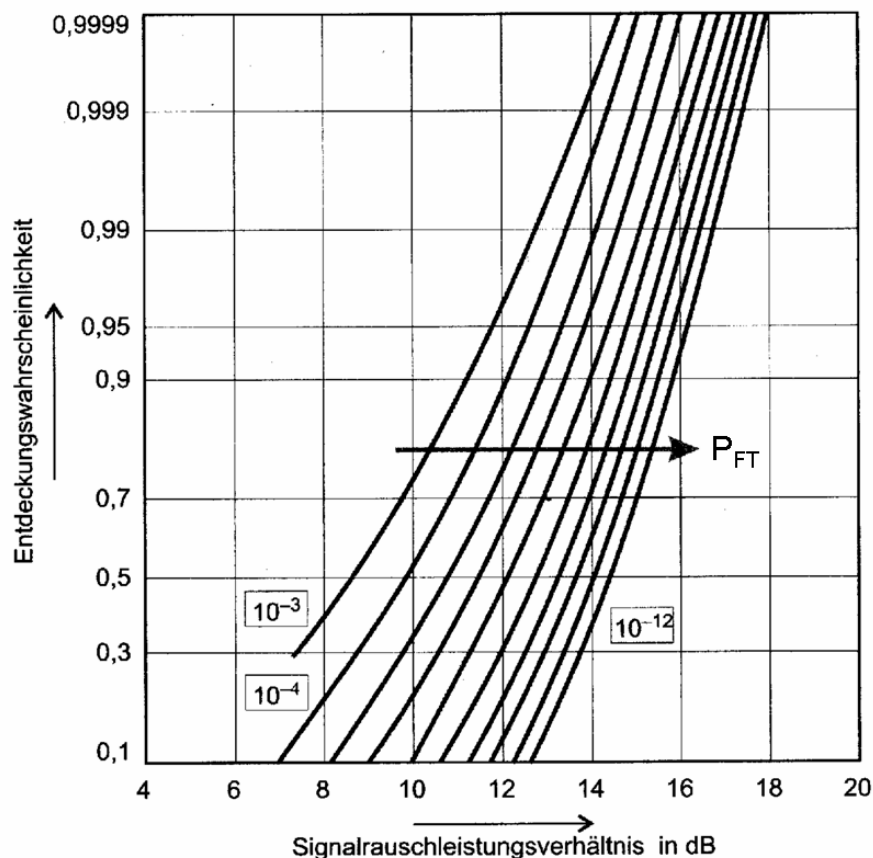


Abbildung 6.7: Entdeckungswahrscheinlichkeit  $P_D$  in Abhängigkeit vom Signal/Rauschleistungsverhältnis  $S/N$  mit der Falschtriggerwahrscheinlichkeit  $P_{FT}$  als Parameter [Hud99].

## 6.2 Unterdrückung schmalbandiger Störsignale

Störungen durch Rauschprozesse, die im Falle des galaktischen Rauschens natürlich und unvermeidbar sind, können hinsichtlich ihrer Auswirkungen gemäß den Betrachtungen aus Abschnitt 6.1 abgeschätzt werden. In besiedelten Gebieten führt bei der Schwellwertverar-

beitung der Einhüllenden eine Erhöhung des Schwellwertes in der Regel nicht zu einem Absinken der Falschtriggerrate bis auf wenige Milli-Hertz, wie es in 6.1 berechnet wurde. Die Falschtriggerrate verbleibt auch bei hohen Schwellwerten oft bei einigen 10 Hz oder gar einigen 100 Hz (Abbildung 6.23). Begründet ist dies in zusätzlichen, künstlichen Störquellen, die sich hinsichtlich ihrer Signaleigenschaften insbesondere der statistischen Amplitudenverteilung deutlich von den in Abschnitt 6.1 zugrunde gelegten Rauschprozessen unterscheiden und sich daher durch eine einfache Schwellwertverarbeitung ohne zusätzliche Maßnahmen nicht beliebig eliminieren lassen. Die zusätzlichen Störquellen können in Schmalband- und Breitbandstörer unterschieden werden, die sich unter Anwendung einer speziell zugeschnittenen Signalverarbeitung zumindest teilweise unterdrücken lassen.

### 6.2.1 Charakteristik des Nutzsignals

Das Nutzsignal, also die Radioemission eines kosmischen Schauers, ist ein einmaliger Impuls der elektrischen Feldstärke an der Antenne und zählt damit zur Klasse der Energiesignale. Ein einmaliges, pulsartiges Signal endlicher Länge besitzt ein frequenzkontinuierliches Spektrum, dessen signifikanter Anteil annähernd bis zur reziproken Impulsdauer reicht und hin zu hohen Frequenzen abnimmt. Das Spektrum eines typischen Radiopulses fällt demnach zwar innerhalb der Empfängerbandbreite mit steigender Frequenz ab, belegt diese jedoch wie ein Breitbandsignal bei allen Frequenzen. Im Empfänger kommt es zu einer linearen *Verzerrung* des Radiopulses, denn sein HF-Bandpassfilter entfernt alle Frequenzen unterhalb von 40 MHz und oberhalb von 80 MHz und besitzt zusätzlich eine frequenzabhängige Gruppenlaufzeit. Am Ausgang entsteht ein HF-Burst auf der Mittenfrequenz des Bandfilters von 60 MHz mit einer Länge von ca. 200 ns (Abbildung 6.8).

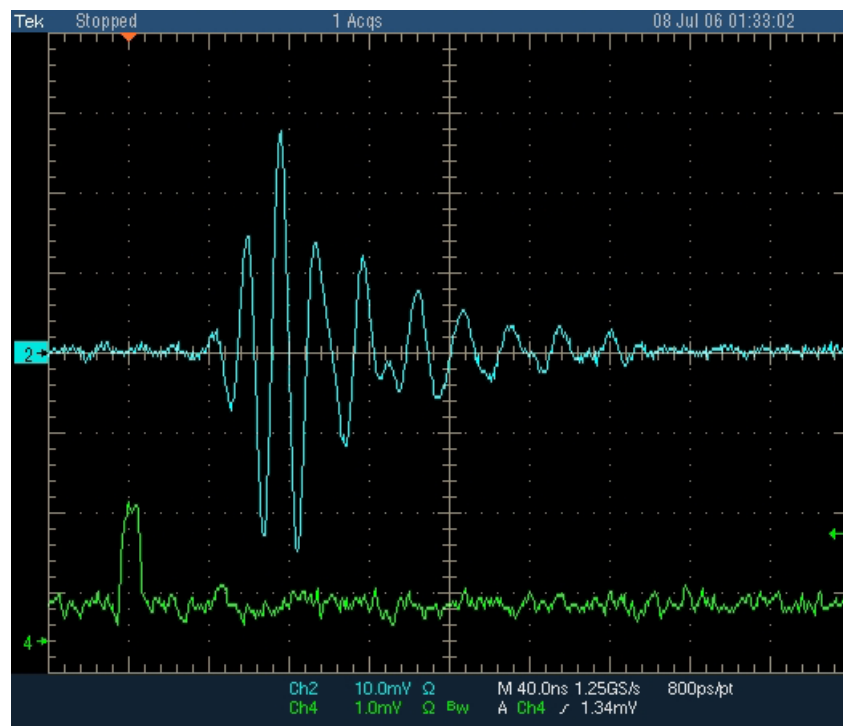


Abbildung 6.8: Antwort (blau) des Empfängers auf einen 10 ns langen Impuls (grün) am Eingang des Filter-Demodulator-Moduls.

Eine wesentliche Eigenschaft des bandbegrenzten Radiopulses hinter dem Bandpassfilter ist die schnelle Änderung der HF-Amplitude und damit der Einhüllenden in Form eines

einmaligen, transienten Vorgangs, der sein Maximum bereits nach ca. 40 ns erreicht und nach ca. 200 ns abgeschlossen ist. Das Spektrum des Radiopulses am Ausgang des Empfängers ist das Produkt aus dem Pulsspektrum am Empfängereingang und der Übertragungsfunktion  $H(f)$  des Empfängers. Die Übertragungsfunktion des Empfängers ist dominiert durch sein Bandpassfilter. Die aus der Empfängerantwort auf einen 10 ns-Rechteckimpuls nach Abbildung 6.8 berechnete Fouriertransformierte zeigt Abbildung 6.9. Wie erwartet fällt das Spektrum mit steigender Frequenz ab, verschwindet unterhalb von 40 MHz und oberhalb von 80 MHz und besitzt durch die Welligkeit des HF-Bandpassfilters im Durchlassbereich (Abbildung 4.9) ebenfalls Minima und Maxima bei identischen Frequenzen wie das Bandpassfilter.

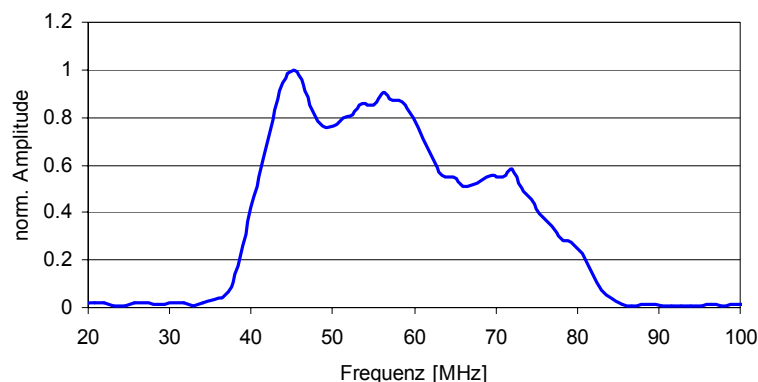


Abbildung 6.9: Aus dem Zeitsignal am Empfängerausgang nach Abbildung 6.8 berechnete Fouriertransformierte bei Anregung durch einen 10 ns langen rechteckförmigen Radiopuls.

### 6.2.2 Schmalbandstörer

Im Unterschied zur Radioemission kosmischer Schauer, dessen Frequenzspektrum breitbandig ist und die gesamte Empfängerbandbreite belegt, haben Störungen durch Rundfunk oder auch industrielle Aktivität bezogen auf die Empfängerbandbreite von 40 MHz bis 80 MHz meist den Charakter von Schmalbandsignalen. Bei den derzeit gültigen Bandplänen können innerhalb des Empfängerfrequenzbereichs oder nahe seiner Bandgrenzen verschiedene Typen von Schmalbandstörern auftreten: Ein unmodulierter Dauerstrichträger hat die Bandbreite Null, ein FM-Sprachkanal z.B. des 4m-BOS-Funksystems (BOS = Behörden und Organisationen mit Sicherheitsaufgaben) hat eine Bandbreite von ca. 10 kHz. Im 6m-Amateurfunkband wird üblicherweise Einseitenbandmodulation mit Bandbreiten unter 4 kHz verwendet. Der UKW-FM-Rundfunk benötigt 150 kHz Bandbreite. Im Frequenzbereich des Empfängers sind analoge Fernsehsender im VHF Band I die Störer mit der größten Bandbreite. Sie arbeiten in Deutschland in der Betriebsart AM-negativ mit Restseitenband und belegen eine Bandbreite von 7 MHz.

Schmalbandstörer, also Signale mit Bandbreiten deutlich kleiner als die Empfängerbandbreite, können aufgrund der begrenzten Spektren ihrer Einhüllenden ihre Amplitude nur langsam ändern. Im Unterschied zum bandbegrenzten Radiopuls, der seine Einhüllende innerhalb von wenigen 10 ns von Null bis zum Maximalwert in Form eines HF-Bursts ändert (Abbildung 6.8), ist dies einem schmalbandigen Störer nur in einem wesentlich größeren Zeitraum möglich, der angenähert der reziproken Störerbandbreite entspricht. Diese ausgeprägten Unterschiede hinsichtlich des Frequenzspektrums der Einhüllenden von Schmalbandstörern und breitbandigen Radiopulsen können gezielt zur Verbesserung des Signal/Störleistungsverhältnisses genutzt werden.

### 6.2.3 Unterdrückung von Schmalbandstörern durch Hochpassfilterung der Einhüllenden

Die primäre Aufgabe der Selbsttriggerung besteht darin, einen Radiopuls zu entdecken und den Zeitpunkt seines Auftretens wiederzugeben. Die Wiedergabe seiner exakten Signalform steht bei der Selbsttriggerung nicht im Vordergrund, da diese ja aus den AD-Umsetzer-Daten rekonstruiert werden kann. Die Selbsttriggerung nutzt sogar gezielt die lineare als auch die nichtlineare *Verzerrung* des Radiopulses zur Realisierung einer effektiven Pulsentdeckung.

Da die signifikantesten Unterschiede zwischen Radiopuls und Schmalbandstörern in ihren Einhüllendenspektren bestehen, geschieht die Signalverarbeitung für die Selbsttriggerung nicht in der HF-Ebene, sondern auf der Einhüllenden des HF-Signals. Die Einhüllende wird durch schnelle, breitbandige Hüllkurvendemodulation des bandbegrenzten HF-Signals gewonnen. Die Hüllkurvendemodulatoren sind Bestandteil des in Kapitel 4 beschriebenen Filter-Demodulator-Moduls.

Beschreibt man die Nichtlinearität des Hüllkurvendemodulators im Zeitbereich für eine angenäherte Betrachtung als Quadrierer unter Vernachlässigung des linearen als auch des kubischen und aller höheren Terme, resultiert eine Faltung des Signalspektrums im Frequenzbereich. Im Falle eines Nutzsignals in Form eines Radiopulses würde sein Signalspektrum die Empfängerbandbreite frequenzkontinuierlich belegen (Abbildung 6.9). Nach der als Quadrierung modellierten Hüllkurvendemodulation entsteht ein Tiefpassspektrum zwischen 0 Hz und 40 MHz, das zu hohen Frequenzen abfällt (Abbildung 6.10). Dies ist das gewünschte Hüllkurvensignal. Zusätzlich treten bei der doppelten Bandmittenfrequenz von  $120 \text{ MHz} \pm 40 \text{ MHz}$  Signalanteile auf und nach einem realen Gleichrichter verblieben außerdem zwischen 40 MHz und 80 MHz Reste des Originalspektrums. Durch Tiefpassfilterung mit einer Grenzfrequenz von 40 MHz lässt die gewünschte Einhüllende von den unerwünschten höherfrequenten Signalanteilen trennen.

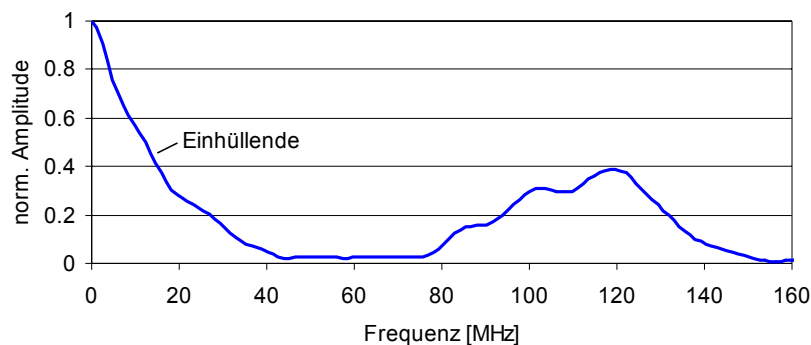


Abbildung 6.10: Berechnetes Spektrum nach der Demodulation des Radiopulses aus Abbildung 6.8 an einer quadratischen Kennlinie.

Ein Schmalbandstörer mit der Bandbreite  $\Delta f_{\text{STÖR}}$  erzeugt unabhängig davon, bei welcher Frequenz dieser im Originalspektrum liegt, nach der Hüllkurvendemodulation ein Störpektrum, das von 0 Hz bis zur Bandbreite  $\Delta f_{\text{STÖR}}$  reicht (Abbildung 6.11). Durch einen Hochpass, dessen Grenzfrequenz der Störerbandbreite  $\Delta f_{\text{STÖR}}$  entspricht, kann das Störpektrum entfernt werden. Die höherfrequenten Spektralanteile der Einhüllenden des Radiopulses hingegen können den Hochpass passieren, so dass ein Anstieg des Signal/Störleistungsverhältnisses resultiert.



Im Vergleich zu einer Störfilterung in der HF-Ebene hat die Einhüllendenfilterung den Vorteil, dass das Störfilter nicht auf die Mittenfrequenz des Störers abgestimmt sein muss. Lediglich die Grenzfrequenz des Hochpasses muss an die Störerbandbreite angepasst werden. Da die Bandbreiten der meisten Schmalbandstörer unter 100 kHz liegen, kann man die Hochpassgrenzfrequenz fest auf einen Wert von einigen 100 kHz einstellen. Das Einhüllendenfilter ist also ein Bandpassfilter, dessen obere Grenzfrequenz, d.h. dessen Tiefpassanteil, annähernd der Bandbreite des Empfängers entspricht. Die untere Grenzfrequenz, d.h. der Hochpassanteil, ist nach der Störerbandbreite zu bemessen.

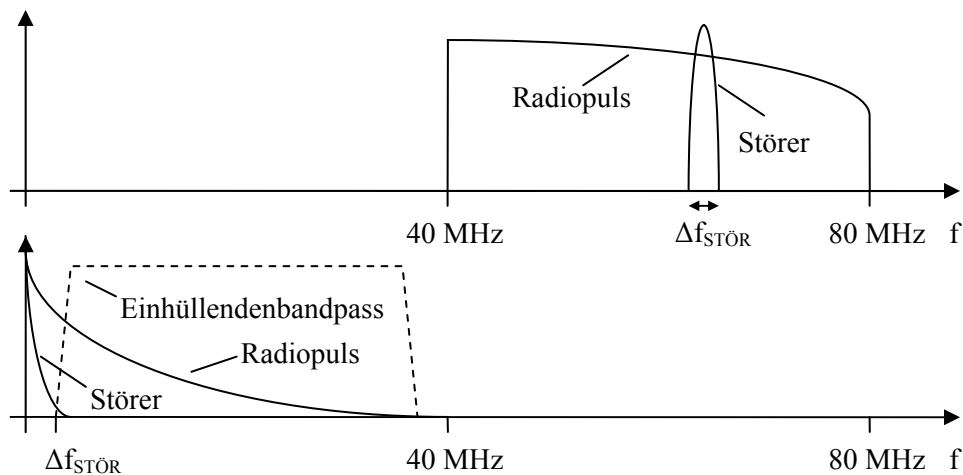


Abbildung 6.11: Spektren vor (oben) und nach (unten) der Hüllkurvendemodulation einer Überlagerung eines breitbandigen, bandbegrenzten Radiopulses und eines Schmalbandstörers der Bandbreite  $\Delta f_{\text{STÖR}}$ .

Dem realen Empfänger wurde zur Demonstration der Störunterdrückung am Eingang einem Nutzsignal in Form eines 10 ns langen Radiopulses ein AM-Störsignal wesentlich größerer Amplitude mit einer Trägerfrequenz von 70 MHz, einem Modulationsindex von 50 % und einer Modulationsfrequenz von 65 kHz überlagert (Abbildung 6.12). Dieses besitzt symmetrisch zur Trägerfrequenz eine Bandbreite von 130 kHz.

Dem HF-Signal am Empfängerausgang (gelb) ist das Vorhandensein des Radiopulses zwar zu entnehmen, dieser wäre mit einer Schwellwertverarbeitung in der HF-Ebene jedoch nicht zu detektieren. Die Einhüllende (blau) ohne Hochpassfilterung besitzt einen DC-Anteil, welcher der mittleren HF-Amplitude entspricht, einen niederfrequenten Wechselanteil von 65 kHz durch die Amplitudenmodulation und natürlich den schnellen, transienten Puls, der von den Störkomponenten weiterhin maskiert ist. Die Hochpassfilterung der Einhüllenden (violett) entfernt die DC- und NF-Störkomponente und führt zu einer deutlichen Zunahme des Signal/Störleistungsverhältnisses, so dass der Puls nun durch eine Schwellwertverarbeitung detektierbar wird.

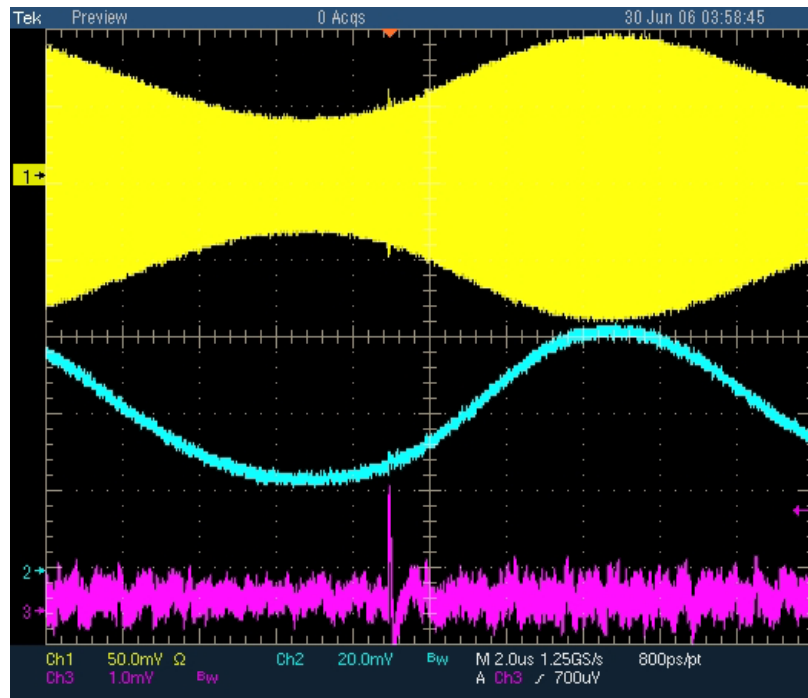


Abbildung 6.12: Gemessene Unterdrückung eines amplitudenmodulierten Schmalbandstörers mit einer Trägerfrequenz von 70 MHz, einem Modulationsindex von 50 % und einer Modulationsfrequenz von 65 kHz durch Hochpassfilterung der Einhüllenden. HF-Bandpasssignal (gelb, 50 mV/Div), Einhüllende vor Hochpassfilterung (blau, 20 mV/Div), Einhüllende nach Hochpassfilterung (violett, 1 mV/Div).

#### 6.2.4 Unterdrückung von Falschtriggern hervorgerufen durch den Fernsehsender Raichberg

Die auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe errichteten Empfängerstationen werden durch den Fernsehsender Raichberg (Schwäbische Alb) gestört, der ca. 80 km südlich von Stuttgart gelegen ist. Es handelt sich um einen analogen Fernsehsender im VHF Band I mit einer Bildträgerfrequenz von 62,25 MHz und 100 kW Sendeleistung. Er stellt innerhalb des Frequenzbereichs des Empfängers hinsichtlich seiner Amplitude den stärksten, dauerhaft sendenden Schmalbandstörer dar.

Analoge Fernsehsender übertragen das Bildsignal durch negative Amplitudenmodulation, bei der das Bildsignal vor der Modulation invertiert wird. Dunkle Bildpunkte und insbesondere der Zeilensynchronimpuls, die im Bildsignal die niedrigsten Pegel besitzen, werden durch die Modulationsinvertierung mit der Spitzenleistung des Senders übertragen. Hierdurch wird sichergestellt, dass der für den Bildaufbau zwingend erforderliche Zeilenimpuls ein hohes Signal/Rauschleistungsverhältnis bekommt und additive Störnadeln dunkle Bildpunkte anstelle auffälligerer weißer erzeugen. Die Zeilenfrequenz der Fernsehübertragung beträgt 15,625 kHz, so dass ein Fernsehsender alle 64  $\mu$ s einen wenige  $\mu$ s dauernden HF-Burst mit maximaler Sendeleistung absetzt. Die Synchronimpulse des Fernsehsenders Raichberg würden ohne Einhüllendenfilterung zu einer Falschtriggerrate von 15,625 kHz pro Antenne führen, die Hochpassfilterung der Einhüllenden mit einer Grenzfrequenz von etwa 500 kHz kann dies verhindern (Abbildung 6.13).

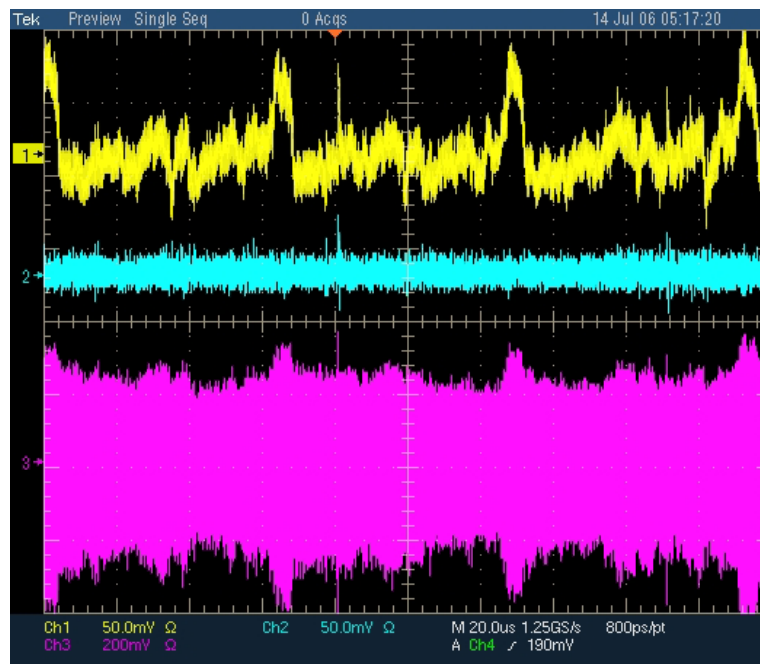


Abbildung 6.13: Vermeidung von Falschtriggern hervorgerufen von den Zeilensynchronimpulsen des Fernsehsenders Raichberg mittels Hüllkurvendemodulation und Hochpassfilterung der Betragseinhüllenden. HF-Bandpasssignal (violett, 200 mV/Div), Einhüllende vor Hochpassfilter (gelb, 50 mV/Div), Einhüllende nach Hochpassfilter (blau, 50 mV/Div). In die Antenne wurde 80  $\mu$ s nach Start der X-Ablenkung ein 10 ns-Rechteckimpuls eingestrahlt.

### 6.3 Unterdrückung pulsförmiger Störsignale

Leider erzeugt die menschliche Aktivität, z.B. Zündanlagen von Verbrennungsmotoren, Bürstenfeuer von elektrischen Antrieben, Schaltvorgänge oder Lichtbögen eine Fülle pulsförmiger Störungen. Im Unterschied zu Schmalbandstörern können sie durch eine Auswertung ihres Einhüllendenspektrums nicht von Radioemissionen kosmischer Schauer unterschieden werden. Störpulse haben aufgrund ihrer im Verhältnis zu ihrem mittleren zeitlichen Abstand kleinen Pulslänge (geringes Tastverhältnis) zwar oft einen nur unerheblichen Anteil an der gesamten Störenergie, können jedoch kurzzeitig sehr hohe Störleistungen produzieren. Ihre kurzzeitig auftretenden Amplituden können das mittlere Empfängerrauschen um mehrere Größenordnungen überragen, so dass die zu ihrer Elimination notwendigen hohen Schwellwerte den Empfänger zu unempfindlich machen würden. Die Störimpulse werden also zunächst den Einhüllendenbandpass als auch die Schwellwertverarbeitung passieren und müssen dann in einem nachfolgenden Verarbeitungsschritt unterdrückt werden.

Störimpulse unterscheiden sich von der Radioemission eines kosmischen Schauers im Wesentlichen durch ihren Elevationswinkel, unter dem sie auf das Antennenfeld treffen. Während Radioimpulse kosmischer Schauer eine annähernd isotrope Verteilung ihrer Einfallsrichtung zeigen, trifft die Mehrzahl der künstlichen Störimpulse aus horizontaler Richtung ein. Durch Peilung des Elevationswinkels einfallender Impulse und Setzen einer Schwelle für die minimal erforderliche Elevation können viele künstliche Störimpulse unterdrückt werden. Dies geschieht durch die Erfassung ihrer relativen Ankunftszeiten an mehreren im Messfeld errichteten Antennen und Auswertung der Koinzidenz der aufgenommenen Antennensignale. Der Zeitpunkt des Eintreffens eines pulsförmigen Signals

an der Antenne kann über eine Schwellwertverarbeitung der Einhüllenden, die ohnehin Bestandteil der Selbsttriggerung ist, relativ einfach bestimmt werden.

### 6.3.1 3er-Koinzidenz zur Unterdrückung pulsformiger Störer mit flacher Elevation

Eine Empfängerstation der hier konzipierten Art besitzt mehrere Antennen, welche im Messfeld im Raster gleichseitiger Dreiecke mit Kantenlängen von etwa 10 Betriebswellenlängen ( $\approx 60$  m) angeordnet sind (Abbildung 5.2). Die Unterdrückung pulsformiger Störer mit flacher Elevation beruht auf der Koinzidenz der Signale dreier auf den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks angeordneter Antennen. Die Koinzidenzzeit richtet sich nach dem maximal möglichen Zeitintervall, innerhalb dessen das Radiosignal desselben Ereignisses alle drei Antennen erreicht haben muss. Eine vertikal einfallende ebene Welle erscheint gleichzeitig an allen drei Antennen. Eine ebene Welle aus horizontaler Richtung mit einem Elevationswinkel von  $0^\circ$  erreicht alle drei Antennen innerhalb eines Zeitintervalls  $t_{w0}$ , das abhängig davon, ob die Einfallrichtung parallel zu einer Dreiecksseite  $l_\Delta$  oder zu einer Dreieckshöhe  $l_h$  verläuft, im Bereich von  $l_h/c < t_{w0} < l_\Delta/c$  liegt (Abbildung 6.14). Darin ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Der exakte Verlauf des Zeitintervalls  $t_{w0}$  bei  $0^\circ$  Elevationswinkel ist schwach vom Azimutwinkel  $\varphi_A$  abhängig und lautet unter Festlegung der  $0^\circ$ -Azimutrichtung parallel zu einer Dreiecksseite:

$$t_{w0} = \frac{l_\Delta}{c} \cdot \begin{cases} \cos \varphi_A & \text{für } -30^\circ < \varphi_A < 30^\circ \\ \cos(60^\circ - \varphi_A) & \text{für } 30^\circ < \varphi_A < 90^\circ \\ \cos(120^\circ - \varphi_A) & \text{für } 90^\circ < \varphi_A < 150^\circ \\ \cos(180^\circ - \varphi_A) & \text{für } 150^\circ < \varphi_A < 210^\circ \\ \cos(240^\circ - \varphi_A) & \text{für } 210^\circ < \varphi_A < 270^\circ \\ \cos(300^\circ - \varphi_A) & \text{für } 270^\circ < \varphi_A < 330^\circ \end{cases}$$

Gl. 6.13

Die Funktion ist periodisch in  $\varphi_A$  mit einer Periodenlänge von  $60^\circ$  (Abbildung 6.15). Ihre Maxima treten bei Einfall parallel zu einer Dreiecksseite, ihre Minima parallel zu einer Dreieckshöhe auf.

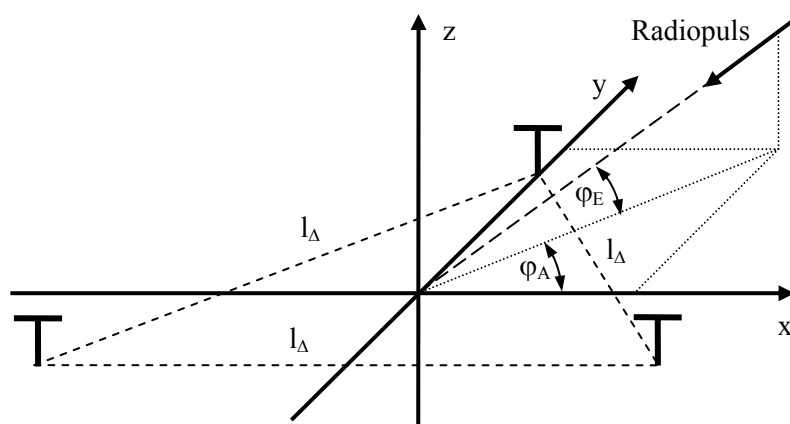


Abbildung 6.14: Anordnung dreier Antennen auf den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks mit der Seitenlänge  $l_\Delta$  in der  $x$ - $y$ -Ebene. Ein Radiopuls fällt mit dem Azimutwinkel  $\varphi_A$  und dem Elevationswinkel  $\varphi_E$  ein.

Die durch die menschliche Aktivität erzeugten pulsformigen Störungen treffen meist aus horizontaler Richtung oder infolge von Beugung in der Troposphäre unter flachen Elevationswinkeln auf das Antennenfeld. Ausnahmen mit großen Elevationswinkeln bilden Ionosphärenreflexionen bei Ausbildung der sporadischen E-Schicht (E<sub>S</sub>-Schicht), atmosphärische Phänomene wie Gewitter sowie Aussendungen von Luft- und Raumfahrzeugen. Die Mehrzahl der künstlichen, pulsformigen Störungen wird also mit einer Zeitverzögerung auf die Antennen einer Basiszelle treffen, die angenähert der Laufzeit  $t_{W0}$  nach Gl. 6.13 entsprechen.

Der Elevationswinkel  $\varphi_E$  eines einfallenden Radiosignals bildet sich sehr deutlich in der Zeitverzögerung  $t_D$  innerhalb des Antennendreiecks ab. In Erweiterung von Gl. 6.13 erhält man:

$$t_D = t_{W0} \cdot \cos \varphi_E = \frac{l_\Delta}{c} \cdot \cos \varphi_E \cdot \begin{cases} \cos \varphi_A & \text{für } -30^\circ < \varphi_A < 30^\circ \\ \cos(60^\circ - \varphi_A) & \text{für } 30^\circ < \varphi_A < 90^\circ \\ \cos(120^\circ - \varphi_A) & \text{für } 90^\circ < \varphi_A < 150^\circ \\ \cos(180^\circ - \varphi_A) & \text{für } 150^\circ < \varphi_A < 210^\circ \\ \cos(240^\circ - \varphi_A) & \text{für } 210^\circ < \varphi_A < 270^\circ \\ \cos(300^\circ - \varphi_A) & \text{für } 270^\circ < \varphi_A < 330^\circ \end{cases}$$

Gl. 6.14

Durch Wahl einer Koinzidenzzeit  $t_{K0}$  für die Antennen eines Dreiecks, die kleiner ist als die Laufzeit eines Radiosignals durch das Dreieck, begrenzt man die triggerfähigen pulsformigen Signale auf einen Raumwinkel der horizontalen Richtungen und flache Elevationen nicht mit einschließt und so die Mehrzahl der pulsformigen Störer unterdrückt. Die Elevationswinkel  $\varphi_E$  triggerfähiger pulsformiger Signale sind:

$$\varphi_E \geq \arccos \left[ \frac{t_{K0} \cdot c}{l_\Delta} \cdot \begin{cases} 1/\cos \varphi_A & \text{für } -30^\circ < \varphi_A < 30^\circ \\ 1/\cos(60^\circ - \varphi_A) & \text{für } 30^\circ < \varphi_A < 90^\circ \\ 1/\cos(120^\circ - \varphi_A) & \text{für } 90^\circ < \varphi_A < 150^\circ \\ 1/\cos(180^\circ - \varphi_A) & \text{für } 150^\circ < \varphi_A < 210^\circ \\ 1/\cos(240^\circ - \varphi_A) & \text{für } 210^\circ < \varphi_A < 270^\circ \\ 1/\cos(300^\circ - \varphi_A) & \text{für } 270^\circ < \varphi_A < 330^\circ \end{cases} \right]$$

Gl. 6.15

Der Winkel  $\varphi_E$  ist bei gegebener Koinzidenzzeit die minimal erforderliche Elevation eines pulsformigen Signals, um die Koinzidenzbedingung zu erfüllen. Je kleiner die Koinzidenzzeit gewählt wird desto steiler, d.h. mit desto größerem Elevationswinkel, muss der Radiopuls auf das Dreieck treffen. Unter Vernachlässigung der schwachen Azimutabhängigkeit ist die minimal erforderliche Elevation angenähert:

$$\varphi_E \geq \arccos \frac{t_{K0} \cdot c}{l_\Delta}$$

Gl. 6.16

Die Koinzidenzauswertung dreier auf den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks angeordneter Antennen hat Eigenschaften einer binären Peilung des Elevationswinkels. Die Störunterdrückung der 3er-Koinzidenz versagt bei innerhalb des Antennendreiecks befindlichen Störquellen. Ebenso ist bei Störern in unmittelbarer Nähe des Antennendreiecks, die Annahme eines Einfalls als ebene Welle nicht erfüllt, so dass diese, obwohl sie aus horizontaler Richtung einfallen, der Koinzidenzbedingung genügen können. Das innere

sowie das nähere Umfeld des Antennendreiecks (ca. eine Dreiecksseitenlänge) sollte daher frei von Störquellen bleiben. Diesem Ideal konnte bei den örtlichen Gegebenheiten im Freigelände des Forschungszentrums Karlsruhe (Abbildung 5.2) nicht vollends entsprochen werden.

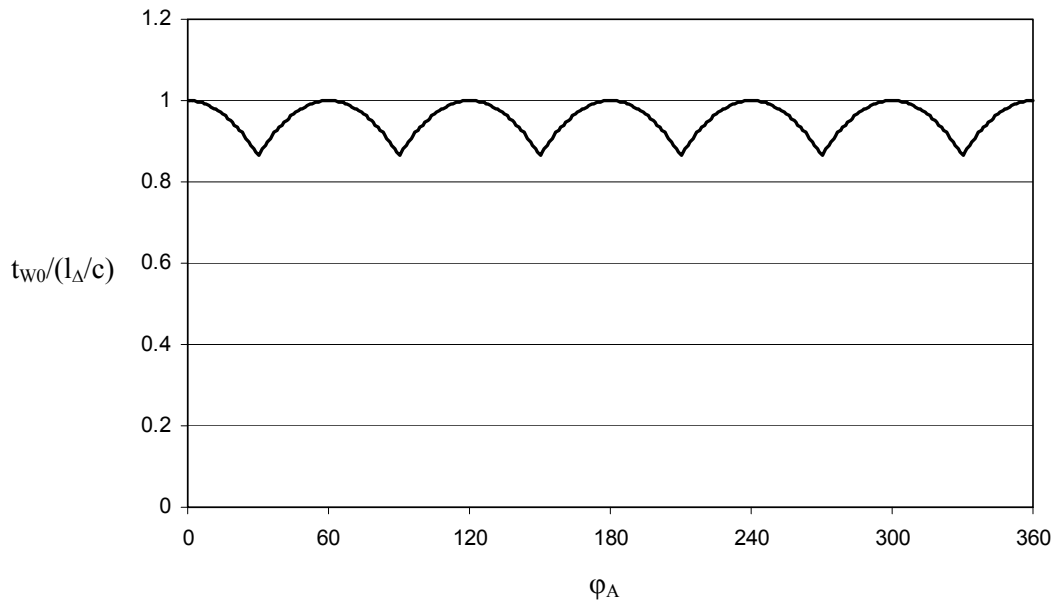


Abbildung 6.15: Zeitintervall, innerhalb dessen ein Radiosignal aus horizontaler Richtung spätestens alle drei auf den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks errichteten Antennen erreicht haben muss, in Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\varphi_A$ . Das Zeitintervall  $t_{w0}$  ist normiert auf die Laufzeit eines Radiosignals entlang einer Dreiecksseite. Die  $0^\circ$ -Azimutrichtung liegt parallel zu einer Dreiecksseite.

### 6.3.2 Rate zufälliger Koinzidenzen, Amplitudenschwelle und Entdeckungswahrscheinlichkeit bei Koinzidenzauswertung

Die Schwellwertverarbeitung einer einzelnen Antenne führt infolge des Rauschens nach Abschnitt 5.1 zu einer Falschtriggerrate  $f_{FT}$  entsprechend Gl. 6.8. Die Rate  $f_{FT,3K0}$  der zufälligen Koinzidenz innerhalb der Koinzidenzzeit  $t_{K0}$  dreier hinsichtlich ihres Rauschens unkorrelierter Antennen mit den Falschtriggerraten  $f_{FT,1}$ ,  $f_{FT,2}$  und  $f_{FT,3}$  ist:

$$f_{FT,3K0} = 3 \cdot t_{K0}^2 \cdot f_{FT,1} \cdot f_{FT,2} \cdot f_{FT,3}$$

Gl. 6.17

Kann die Koinzidenzzeit klein gegen die reziproke Falschtriggerrate der Einzelantenne gewählt werden, so ist bei Koinzidenzauswertung ein deutlicher Rückgang der Rate der zufälligen Koinzidenz bezüglich der Einzelantenne zu verzeichnen. Dies ist gut erfüllt: Die Koinzidenzzeit ist etwas kleiner als die Laufzeit eines Radiosignals entlang einer Dreiecksseite zu wählen und beträgt bei den in Karlsruhe installierten Empfängerstationen mit ca. 60 m Dreiecksseitenlänge knapp 200 ns. Die angestrebte Koinzidenztriggerrate liegt bei etwa 1 Hz. Geht man von einer in allen drei Antennenkanälen gleichen Falschtriggerrate aus, so ist für diese also zu fordern:

$$f_{FT,1} = f_{FT,2} = f_{FT,3} = \sqrt[3]{\frac{f_{FT,3Ko}}{3 \cdot t_{Ko}^2}} = \sqrt[3]{\frac{1 \text{ Hz}}{3 \cdot (2 \cdot 10^{-7} \text{ s})^2}} \approx 20 \text{ kHz}$$

Gl. 6.18

Für eine Koinzidenztriggerrate von 1 Hz, was Einzeltriggerraten von ca. 20 kHz entspricht, kann nach Abbildung 6.5 bei Koinzidenztriggerung mit drei Antennen der Schwellwert gegenüber der Selbsttriggerung mit einer einzelnen Antenne um ca. 4 dB (-35 %) reduziert werden. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Falschtriggerrate vom Quadrat des Schwellwertes ist die durch Koinzidenztriggerung erzielbare Reduktion des Schwellwertes von 35 % nicht sehr ausgeprägt. Da der Teilchenfluss der kosmischen Strahlung jedoch kubisch mit der Energie des primären Teilchens zurückgeht, resultiert eine Zunahme detektierbarer Schauerereignisse um den Faktor 2,4. Das Ziel der Koinzidenzauswertung war aber nicht primär eine Reduktion des Schwellwertes bei gegebenem Empfängerrauschen sondern die Unterdrückung pulsformiger Störungen aus horizontaler Richtung. Bei Koinzidenzauswertung kann der Schwellwert auch bei Vorliegen pulsformiger Störungen deutlich unterhalb der Störpulsamplitude gewählt werden, da die Erkennung der zahlenmäßig dominierenden Störpulse aus horizontaler Richtung über ihren Elevationswinkel geschieht.

Bei Koinzidenzauswertung müssen die in 6.1.4 zitierten Entdeckungswahrscheinlichkeiten  $P_D$  der beteiligten Einzelkanäle multipliziert werden. Bei gleichem Schwellwert und gleicher Rauschleistung in allen Kanälen ist die Entdeckungswahrscheinlichkeit  $P_{D,3Ko}$  bei 3er-Koinzidenz:

$$P_{D,3Ko} = P_D^3$$

Gl. 6.19

In Weiterführung des oben begonnenen Zahlenbeispiels mit einer Koinzidenzrate von 1 Hz und einer Einzelrate von 20 kHz erhält man bei 40 MHz Empfängerbandbreite eine Falschtriggerwahrscheinlichkeit des Einzelkanals von 0,0005 (20 kHz/40 MHz). Das  $V_s^2/2N$ -Verhältnis muss dazu 9 dB betragen (Gl. 6.4, Abbildung 6.5). Ein Signal, dessen Amplitude dem Schwellwert entspricht und somit ein Signal/Rauschleistungsverhältnis von ebenfalls 9 dB besitzt, wird im Einzelkanal mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,4 entdeckt (Abbildung 6.7) und bleibt bei Koinzidenzauswertung wohl unerkannt ( $P_{D,3Ko} = 0,064$ ). Die drastische Abhängigkeit der Entdeckungswahrscheinlichkeit vom Signal/Rauschleistungsverhältnis führt allerdings dazu, dass ein nur 4 dB stärkeres Signal ( $S/N = 13 \text{ dB}$ ) also mit einer Amplitude vom etwa 1,5 fachen Schwellwert auch in 3er-Koinzidenz mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,95 entdeckt wird.

## 6.4 Selbsttriggererelektronik

Die Selbsttrigger-Elektronik führt mit Ausnahme der Hüllkurvendemodulation sämtliche in Kapitel 6 beschriebenen Verarbeitungsschritte der Selbsttriggerung durch. Dies sind die Frequenzselektion der Einhüllenden, die Schwellwertverarbeitung und die Koinzidenzauswertung. Die Hüllkurvendemodulation der HF-Bandpasssignale geschieht bereits im Filter-Demodulator-Modul (Kapitel 4). Hinzu kommen bisher noch nicht betrachtete Funktionen wie die inkohärente Überlagerung der Ost-West und Nord-Süd-Polarisation und die Unterdrückung unplausibler Impulsformen.

### 6.4.1 Inkohärente Überlagerung der Ost-West- und Nord-Süd Polarisation

Der verwendete Antennentyp besteht aus zwei auf einer gemeinsamen Achse orthogonal zueinander ausgerichteten logarithmisch-periodischen Dipolantennen, die bei entsprechender

Ausrichtung für den getrennten Empfang in Nord-Süd- bzw. in Ost-West-Richtung linear polarisierter Wellen ausgelegt sind. Die Antenne verfügt damit über zwei unabhängige Ausgangsterminals für die beiden orthogonalen, linearen Polarisierungen. Die Radioemission eines kosmischen Schauers ist fast vollständig linear polarisiert [Hue04]. Die Aufteilung der Radioemission in einen in Nord-Süd- und einen in Ost-West-Richtung linear polarisierten Anteil ist von den Schauerparametern sowie vom Standort der Antenne relativ zur Schauerachse abhängig und nicht vorhersagbar. Vor der Schwellwertverarbeitung müssen daher beide Polarisierungen überlagert werden. Diese Überlagerung ist kohärent d.h. in der Hochfrequenzebene oder inkohärent d.h. mit leistungsproportionalen Größen möglich, was jedoch zu völlig unterschiedlichen Ergebnissen führt.

Bei der kohärenten Überlagerung der HF-Signale gehen in das Ergebnis außer den Amplituden zusätzlich auch die Signalphasen mit ein. Würden die lineare Ost-West- und Nord-Süd-Polarisation gleichphasig kohärent addiert, verhielte sich die Antenne nach der Überlagerung wie eine von Nordost nach Südwest linear polarisierte Struktur. Bei einer gegenphasigen Überlagerung entstünde eine lineare Polarisation von Nordwest nach Südost. Eine Überlagerung mit  $\pm 90^\circ$  Phase würde eine rechts- bzw. linksdrehende zirkuläre Polarisation erzeugen. Diese mit der kohärenten Überlagerung einhergehende Polarisationskonvertierung ist natürlich nicht gewünscht. Das nach der Überlagerung entstehende Signal soll unabhängig von der Polarisation der einfallenden Welle ihre Gesamtleistung d.h. die Summenleistung der Ost-West- und Nord-Süd-Polarisation wiedergeben. Die Überlagerung muss daher inkohärent also nach Elimination der Phaseninformation mit leistungsproportionalen Größen erfolgen, die aus den HF-Signalen durch Gleichrichtung bzw. Hüllkurvendemodulation gewonnen werden. Da Hüllkurvendemodulatoren zur Bildung der Einhüllenden ohnehin essentieller Bestandteil der Selbsttriggerung sind, bedeutet die inkohärente Überlagerung keinen nennenswerten zusätzlichen Hardware-Aufwand.

#### 6.4.2 Eliminierung unplausibler Pulsformen

Nach Abschnitt 6.2.1 erzeugt der einmalige transiente Impuls der Radioemission kosmischer Schauer am Ausgang des Empfängers einen einzelnen HF-Burst. Seine Halbwertsbreite entspricht etwa der reziproken Empfängerbandbreite (25 ns). Der gesamte Ein- und Ausschwingvorgang ist binnen ca. 200 ns abgeschlossen. Dieses Verhalten ist auch den in Abbildung 5.17 und Abbildung 5.18 dargestellten realen Radiosignalen observierter kosmischer Schauer zu entnehmen. Diese Eigenschaft des Nutzsignals kann verwendet werden, um Störpulse mit unplausiblen Pulsformen, wie zu lange oder mehrere kurz nacheinander eintreffende Pulse, zu erkennen.

Die Erkennung geschieht durch die Definition zweier Zeitfenster, die nach dem Überschreiten des Schwellwertes durch die Einhüllende beginnen (Abbildung 6.16). Zur Eliminierung zu langer Impulse wird gefordert, dass der Impuls innerhalb der Zeit  $t_{PL}$  wieder unterhalb der Schwelle liegt. Die Erkennung von Mehrfachpulsen oder Nachpulsen wird außerdem verlangt, dass innerhalb des Zeitfensters  $t_{inh}$  die Schwelle von der Einhüllenden kein weiteres Mal überschritten wird.

Das Zeitfenster  $t_{PL}$  wird entsprechend der zu erwartenden Burstdauer auf ca. 100 ns eingestellt. Das Zeitfenster  $t_{inh}$ , innerhalb dessen keine Nachpulse auftreten dürfen, richtet sich nach dem individuellen Störmuster am Ort der Empfängerstation. Viele Störer produzieren innerhalb weniger 100 ns Nachpulse und können mit Verriegelungszeiten von 1  $\mu$ s erkannt werden.



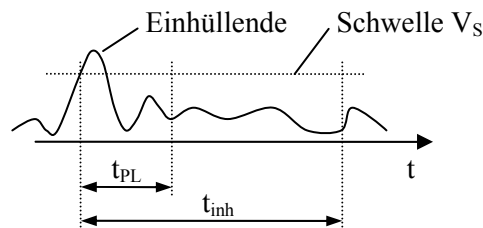


Abbildung 6.16: Definition zweier Zeitfenster  $t_{PL}$  und  $t_{inh}$  nach Überschreitung des Schwellwertes durch die Einhüllende zur Erkennung unplausibler Impulsformen.

### 6.4.3 Hardware der Selbsttrigger-Elektronik

Zur inkohärenten Überlagerung der von den Antennen gelieferten orthogonalen Polarisationsanteile als auch zur Unterdrückung zeitkontinuierlicher Schmalbandstörer (s. 6.2) wird die Selbsttrigger-Elektronik mit Hüllkurvensignalen angesteuert (Abbildung 6.18). Die Hüllkurvendemodulation geschieht bereits auf dem in Abschnitt 4.3 beschriebenen Filter-Demodulator-Modul. Die Eingangssignale stammen von drei auf den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks angeordneten Antennen. Die Einhüllenden der orthogonalen Polarisationsanteile derselben Antenne werden zunächst addiert. Das Spektrum der Einhüllenden nach der Hüllkurvendemodulation ist ein Tiefpassspektrum und reicht von 0 Hz bis zur Bandbreite des Empfängers. Die obere Grenzfrequenz und damit der Tiefpassanteil des anschließenden Bandpassfilters entsprechen daher annähernd der Empfängerbandbreite von 40 MHz (s. 6.2.3). Die untere Grenzfrequenz und damit der Hochpassanteil des Bandpasses sollen nach Abschnitt 6.2.3 der Störerbandbreite entsprechen, und sind mit 500 kHz für die meisten Schmalbandstörer ausreichend hoch bemessen (Abbildung 6.17).

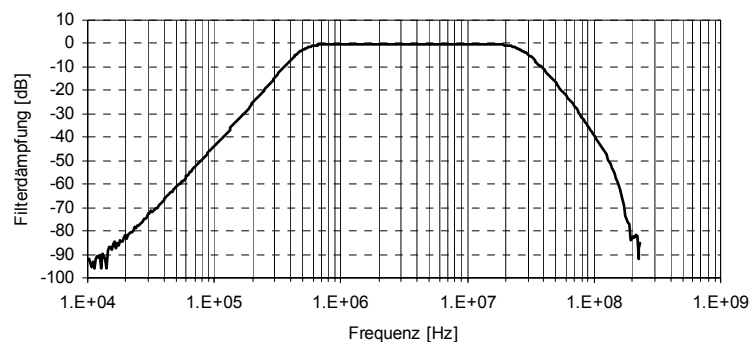


Abbildung 6.17: Gemessener Frequenzgang des Hüllkurvenbandpassfilters 6. Ordnung zwischen 10 kHz und 200 MHz.

Die weitere Verstärkung des Signals um 20 dB sorgt für eine niederohmige Ansteuerung des Komparators mit ausreichendem Pegel, wodurch sein sauberes Durchschalten sichergestellt wird. Der Komparator nimmt durch Vergleich der Einhüllenden mit einem vorgegebenen Schwellwert  $V_s$  eine Schwellwertentscheidung vor. Sein Ausgang wird wahr, solange die Einhüllende größer als der Schwellwert ist, und setzt mit seiner steigenden Flanke ein Koinzidenzmonoflop ( $t_{Ko}$ -Monoflop), dessen Pulslänge der Koinzidenzzeit  $t_{Ko}$  entspricht. Die Koinzidenzzeit ist nach Gl. 6.15 aus der Dreiecksgröße und der gewünschten minimalen Elevation zu bestimmen und beträgt z.B. bei einer Dreiecksseitenlänge von 60 m und Elevationen über  $30^\circ$  etwa 150 ns.

Ein Koinzidenzereignis, d.h. ein zeitlicher Überlapp der  $t_{Ko}$ -Monoflops, führt über die UND-Verknüpfung zum Setzen der  $t_{TP}$ -Monoflops und der  $t_{inh2}$ -Monoflops und wird dort zunächst gespeichert. Innerhalb der Verriegelungszeit  $t_{inh2}$  kann das  $t_{TP}$ -Monoflop an seinem CLR-Eingang durch unplausible Impulsformen, z.B. zu lange oder kurz nacheinander eintreffende Impulse, an jeder der drei Antennen zurückgesetzt werden. Nur wenn an keiner der drei Antennen solche als Störungen interpretierte Ereignisse auftraten und die Verriegelungszeit  $t_{inh2}$  abgelaufen ist, wird das ausgangseitige Triggersignal wahr.

Zur Identifizierung zu langer oder mehrerer kurz nacheinander eintreffender Impulse wird bei Überschreiten des Schwellwertes ein Pulsdauermonoflop ( $t_{PL}$ -Monoflop) gesetzt. Die UND-Verknüpfung des negierten Pulsdauermonoflops mit dem Komparatorausgang bildet ein Vetosignal und wird wahr, wenn die Pulsamplitude nach Ablauf der zulässigen Pulsdauerzeit  $t_{PL}$  den Schwellwert nicht unterschritten hat, der Puls also zu lang ist, oder wenn die Schwelle ein weiteres Mal überschritten wird, also Nachpulse auftreten. Das  $t_{PL}$ -Monoflop wird entsprechend der zu erwartenden Einzelpulsdauer auf ca. 100 ns eingestellt. Die Identifizierung eines potentiellen Einzelpulses oder eines Ersten einer Folge von Pulsen geschieht über ein retriggerbares Verriegelungsmonoflop ( $t_{inh}$ -Monoflop). Nur wenn für die Dauer der Verriegelungszeit  $t_{inh}$  keine Pulse eintrafen und so ein zurückliegendes Ereignis als abgeschlossen betrachtet werden kann, werden das Koinzidenzmonoflop und das Pulsdauermonoflop entriegelt. Die Verriegelungszeit, innerhalb der keine Nachpulse auftreten dürfen, richtet sich nach dem individuellen Störmuster am Ort der Empfängerstation. Viele Störer produzieren innerhalb weniger 100 ns Nachpulse und können mit Verriegelungszeiten von 1  $\mu$ s erkannt werden. Die Vetosignale der einzelnen Antennen werden durch eine ODER-Verknüpfung zusammengefasst und führen auf den Löscheingang des ausgangseitigen  $t_{TP}$ -Monoflops. Die Unterdrückung unplausibler Impulsformen ist komplett abschaltbar (S1).

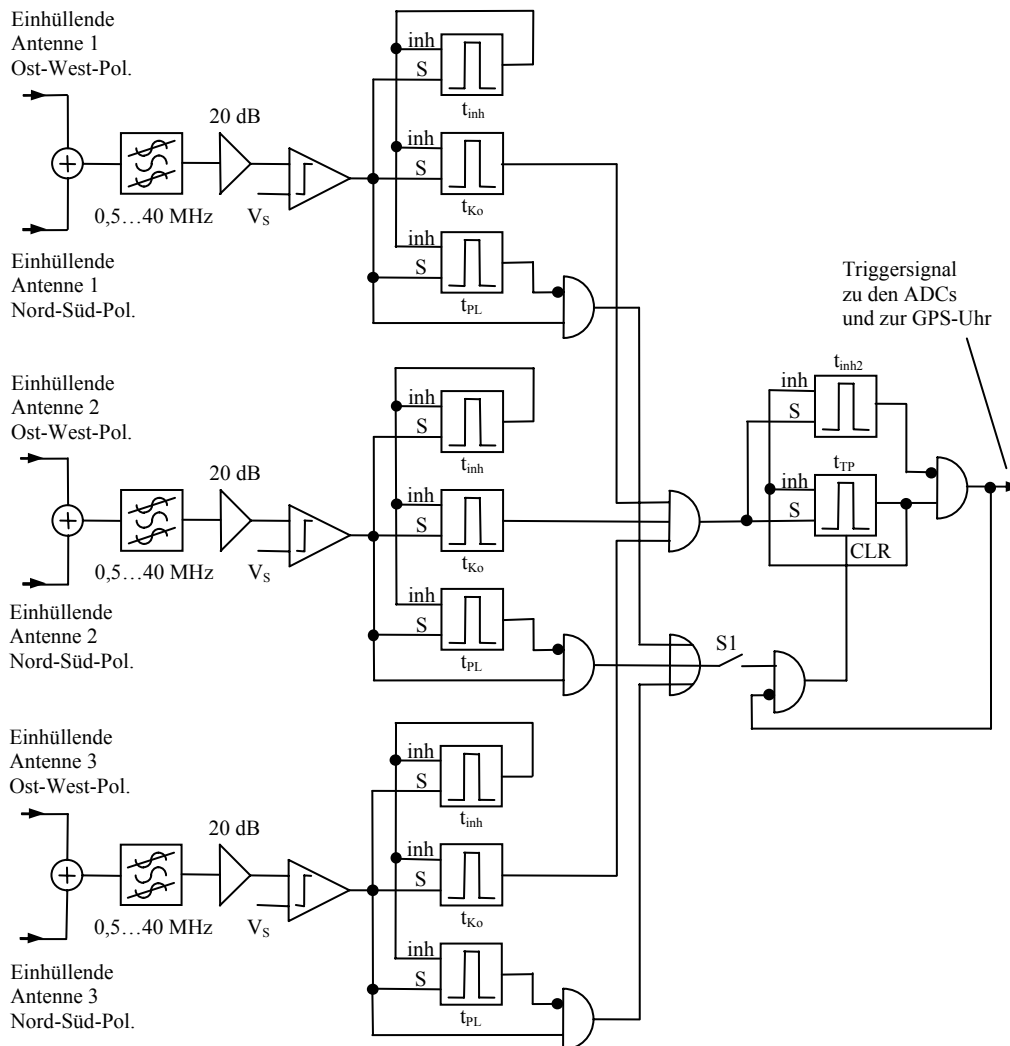


Abbildung 6.18: Blockschaltbild der Selbsttriggerelektronik zur Koinzidenzauswertung dreier auf den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks angeordneter Antennen mit getrennter Nord-Süd- und Ost-West-Polarisation. Die Ansteuerung erfolgt mit Hüllkurvensignalen. Interne Vetosignale erkennen unplausible Signalformen und können die Triggerung unterbinden.

## 6.5 Kalibrierung und messtechnische Bestätigung der Selbsttriggerelektronik

Um unter realen Umgebungsbedingungen belastbare Untersuchungen zur Selbsttriggerung durchführen zu können, muss der gesamte Signalpfad des Empfängers von der Antenne bis zur Schwellwertverarbeitung der Selbsttriggerung kalibriert werden. Diese Kalibrierung setzt auf der in Kapitel 5 durchgeführten Kalibrierung der analogen Empfängerelektronik und der Kennlinie der Hüllkurvendemodulation auf. Durch Ansteuerung des Empfängers mit Rauschsignalen wird die Übereinstimmung der gemessenen Falschtriggerraten mit der Theorie (Abschnitt 6.1) untersucht.

### 6.5.1 Die Demodulatorkennlinie

Die Demodulatorkennlinie beschreibt die Abhängigkeit der Hüllkurvenamplitude am Komparatoreingang  $\hat{U}_{HK}$  von der Amplitude des bandbegrenzten HF-Signals  $\hat{U}_{HF,BP}$  nach Durchlaufen des Empfängers (Abbildung 6.19). Sie umfasst damit die Eigenschaften der Hüllkurvendemodulatoren, der inkohärenten Überlagerung der Polarisierungen und des Einhüllendenfilters. Die Kennlinie kann nicht wie üblich durch Ansteuerung des Empfängers mit einem hochfrequenten Dauerstrichsignal messtechnisch erfasst werden, da seine statische Einhüllende nicht imstande wäre, den Hüllkurvenbandpass zu durchlaufen. Das Prüfsignal muss ein HF-Spektrum innerhalb der Empfängerbandbreite besitzen und zusätzlich ein Einhüllendenspektrum aufweisen, dessen Frequenzkomponenten oberhalb der unteren Grenzfrequenz des Hüllkurvenbandpasses liegen. Dies erreicht man mit pulsformigen Signalen oder Trägersignalen mit hinreichend schneller Amplitudenmodulation.

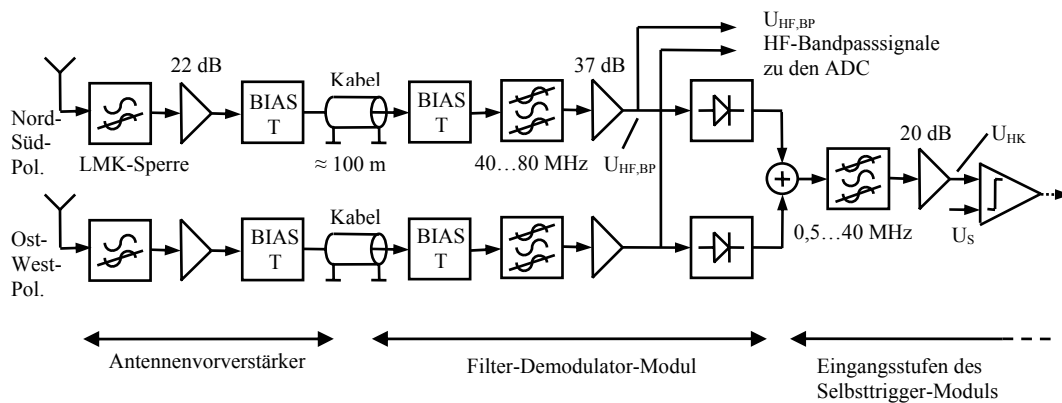


Abbildung 6.19: Komplett Signalverarbeitung für eine Antenne mit zwei orthogonalen Polarisierungen bis zur Schwellwertverarbeitung.

Die Kennlinie zeigt bei kleinen HF-Amplituden angenähert einen quadratischen Verlauf (Abbildung 6.20). Sie kann dort beschrieben werden über  $\hat{U}_{HK} \approx k_D \cdot (\hat{U}_{HF,BP})^2$  mit  $k_D = 16,13 \text{ V}^{-1}$ . Dieses Verhalten ist bei Ansteuerung von Diodengleichrichtern mit Pegeln unterhalb ihrer Flussspannung, die bei Schottkydioden etwa 300 mV beträgt, üblich. Bei HF-Pegeln in Größenordnung der Flussspannung und darüber steigt die Hüllkurvenspannung nicht mehr quadratisch sondern eher linear an. Die typische Aussteuerung des Empfängers beschränkt sich auf den quadratischen Kennlinienbereich. Nur hier produziert der Demodulator ein leistungsproportionales Signal. Darauf ist die inkohärente Überlagerung der orthogonalen Polarisationsanteile angewiesen, um ein Signal proportional zur Gesamtleistung der Vektorsumme beider Polarisierungen liefern zu können.

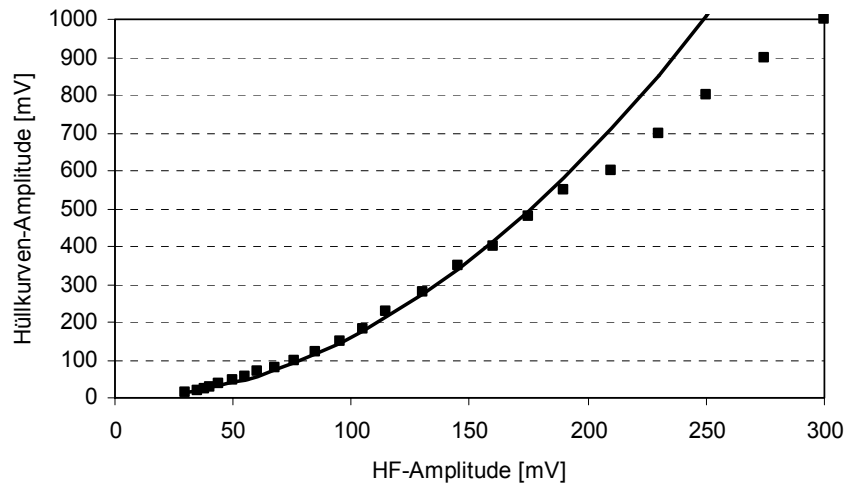


Abbildung 6.20: Gemessene Hüllkurvenamplitude  $\hat{U}_{HK}$  in Abhängigkeit von der Amplitude des bandbegrenzten HF-Signals  $\hat{U}_{HF,BP}$ . Die gemessene Demodulatorkennlinie (Quadrate) kann im Bereich kleiner Eingangspegel unter 200 mV durch eine quadratische Näherung (Linie) durch  $\hat{U}_{HK} = 16,13 \text{ V}^{-1} \cdot (\hat{U}_{HF,BP})^2$  beschrieben werden.

### 6.5.2 Kalibrierung der Hüllkurvendemodulation

Mithilfe der Gesamtübertragungsfunktion  $H_{E, HF, BP}(f)$  des Empfängers (Abbildung 5.14) und der Demodulatorkennlinie (Abbildung 6.20) kann die Abhängigkeit der Hüllkurvenamplitude  $\hat{U}_{HK}$  von der Amplitude der elektrischen Feldstärke  $\hat{E}$  berechnet werden.

$$\hat{U}_{HK} = k_D \cdot \hat{U}_{HF, BP}^2 = k_D \cdot |H_{E, HF, BP}(f)|^2 \hat{E}^2$$

Gl. 6.20

Darin ist  $k_D$  die Demodulatorsteilheit mit  $16,13 \text{ V}^{-1}$ . In Bandmitte (60 MHz) und für einen mittleren Antennengewinn von 4 dBi innerhalb der Halbwertsbreite ist die mittlere Betragsübertragungsfunktion  $|H_{E, HF, BP}(f)|$  des Empfängers ca.  $700 \text{ V}/(\text{V}/\text{m})$  (Abbildung 5.14). Damit kann für einen eingestellten Komparatorschwellwert  $U_S$  die entsprechende Feldstärke-schwelle  $E_S$  an der Antenne bestimmt werden:

$$\begin{aligned} E_S &= \frac{1}{\sqrt{k_D}} \cdot \frac{1}{|H_{E, HF, BP}(f)|} \cdot \sqrt{U_S} \\ &= \frac{1}{\sqrt{16,13 \text{ V}^{-1}}} \cdot \frac{1}{700 \frac{\text{V}}{\text{m}}} \cdot \sqrt{U_S} \\ &= 0,000356 \frac{\sqrt{\text{V}}}{\text{m}} \cdot \sqrt{U_S} \end{aligned}$$

Gl. 6.21

### 6.5.3 Messtechnische Überprüfung der Triggerrate eines einzelnen Kanals

Zur messtechnischen Überprüfung der Triggereigenschaften wurde einem Empfängerkanal am Antenneneingang ein Rauschsignal mit  $T = 5000 \text{ K}$  ( $1,85 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  an  $50 \Omega$ ) angeboten. Dies ist angenähert die Temperatur des galaktischen Rauschens in Bandmitte. Mit der

Empfängerbandbreite  $f_{\Delta}$ , der Boltzmannkonstante  $k_B$  und der Leistungsverstärkung  $G_{AE}$  der analogen Empfängerelektronik ist die Rauschleistung  $N_A$  am Empfängerausgang:

$$N_A = G_{AE} \cdot k_B \cdot T \cdot f_{\Delta} \quad \text{Gl. 6.22}$$

Aus Gl. 6.8 für die Falschtriggerrate  $f_{FT}$  und Gl. 6.22 erhält man nach Einführung des Wellenwiderstandes  $Z_0$  des Empfängers für den Schwellwert  $\hat{U}_{HF,BP}$  am Empfängerausgang:

$$\hat{U}_{HF,BP} = \sqrt{-2 \cdot N_A \cdot Z_0 \cdot \ln\left(\frac{f_{FT}}{f_{\Delta}}\right)} = \sqrt{-2 \cdot G_{AE} \cdot k_B \cdot T \cdot f_{\Delta} \cdot Z_0 \cdot \ln\left(\frac{f_{FT}}{f_{\Delta}}\right)} \quad \text{Gl. 6.23}$$

Die Leistungsverstärkung der analogen Empfängerelektronik ist nach Abbildung 5.8 55 dB. Für eine Falschtriggerrate von 1 Hz ist bei einer Empfängerbandbreite von 40 MHz und einer Empfängerimpedanz von 50  $\Omega$  der am Empfängerausgang zu wählende Schwellwert:

$$\hat{U}_{HF,BP} = \sqrt{-2 \cdot 10^{55\text{dB}/10} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{W}}{\text{K} \cdot \text{Hz}} \cdot 5000\text{K} \cdot 40 \cdot 10^6 \text{ Hz} \cdot 50\Omega \cdot \ln\left(\frac{1 \text{ Hz}}{40 \cdot 10^6 \text{ Hz}}\right)} \\ \approx 40 \text{ mV}_{peak} \quad \text{Gl. 6.24}$$

Aus der Demodulatorkennlinie (Abbildung 6.20) ergibt sich der am Referenzeingang des Komparators zu wählende Schwellwert  $U_S$  von 30 mV. Mit ihm stellte sich im praktischen Versuch die angestrebte Falschtriggerrate von 1 Hz ein. Eine Erniedrigung des Verhältnisses von Schwellwertquadrat zu Rauschleistung erhöhte die Falschtriggerrate annähernd entsprechend einer exponentiellen Abhängigkeit vom Schwellwertquadrat, wie sie in 6.1 theoretisch hergeleitet wurde (Abbildung 6.21). Die Falschtriggerrate eines einzelnen Kanals bei normalverteiltem Rauschen verhält sich damit qualitativ als auch quantitativ entsprechend der Theorie.

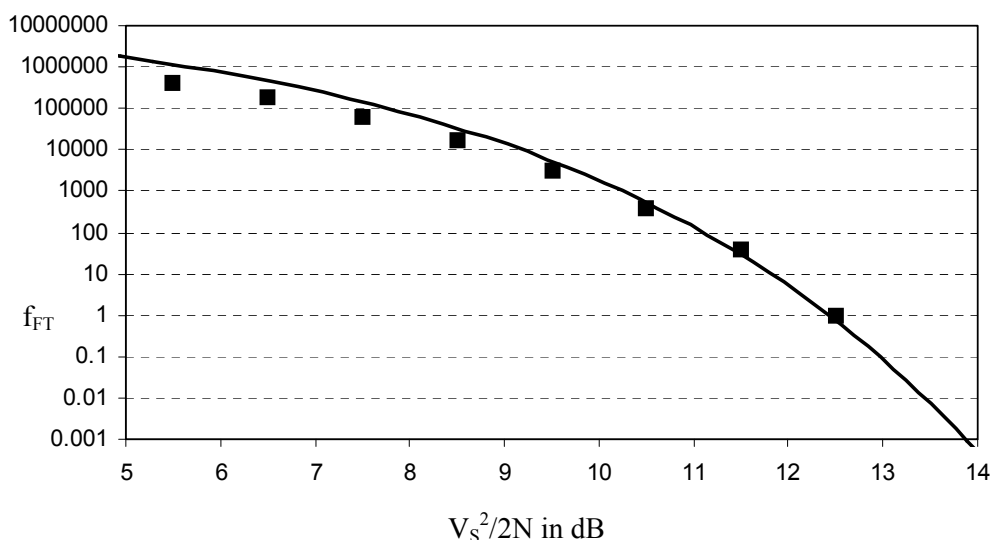


Abbildung 6.21: Gemessene Falschtriggerrate (Quadrate) und theoretischer Verlauf (Linie) bei 40 MHz Empfängerbandbreite in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Schwellwertquadrat und Rauschleistung  $V_S^2/2N$  in dB.

### 6.5.4 Messtechnische Überprüfung der Rate der zufälligen Koinzidenz

Nach Abschnitt 6.3 wird die Rate  $f_{FT,3K_0}$  der zufälligen 3er-Koinzidenz bestimmt von der Koinzidenzzeit  $t_{K_0}$  und den unkorrelierten Falschtriggerraten  $f_{FT,1}$ ,  $f_{FT,2}$ ,  $f_{FT,3}$  der einzelnen Antennenkanäle gemäß  $f_{FT,3K_0} = 3 \cdot (t_{K_0})^2 \cdot f_{FT,1} \cdot f_{FT,2} \cdot f_{FT,3}$ . Diese Rate wird nur erreicht, wenn das Rauschen der in Koinzidenz ausgewerteten Kanäle unkorreliert ist. Durch Übersprechen zwischen den Kanälen innerhalb des Empfängers oder durch innere Rauschquellen, die alle Kanäle gemeinsam beeinflussen wie z.B. die gemeinsame Stromversorgung kann es jedoch geschehen, dass das Rauschen der Empfängerkanäle teilweise korreliert. Als Folge würde die Triggerrate größer werden als die sich theoretische ergebende Rate zufälliger Koinzidenzen bei unkorreliert rauschenden Kanälen.

Die Ansteuerung der Antenneneingänge mit drei einzelnen und somit unkorrelierten Rauschquellen bei verschiedenen hohen Schwellwerten zeigte, dass sich die Koinzidenzrate entsprechend der Theorie verhält (Abbildung 6.22). Der Test beinhaltete den gesamten Signalpfad des Empfängers vom Antenneneingang bis zum Koinzidenztriggerausgang, und zeigte, dass das Kanalübersprechen und das allen Kanälen gemeinsame Rauschen für die Koinzidenztriggerung unwesentlich sind. Dies wurde erreicht durch ein Schaltungs- und Layout-Design, das sich konsequent an Gesichtspunkten der elektromagnetischen Verträglichkeit orientiert. Dazu zählen die durchgängig impedanzkontrollierte Signalführung, Abblockung und Entkopplung kanalübergreifender Schaltungsstrukturen, Verwendung geeigneter Steckverbindungen und Wellenleiter sowie HF-taugliche Masseführungen.

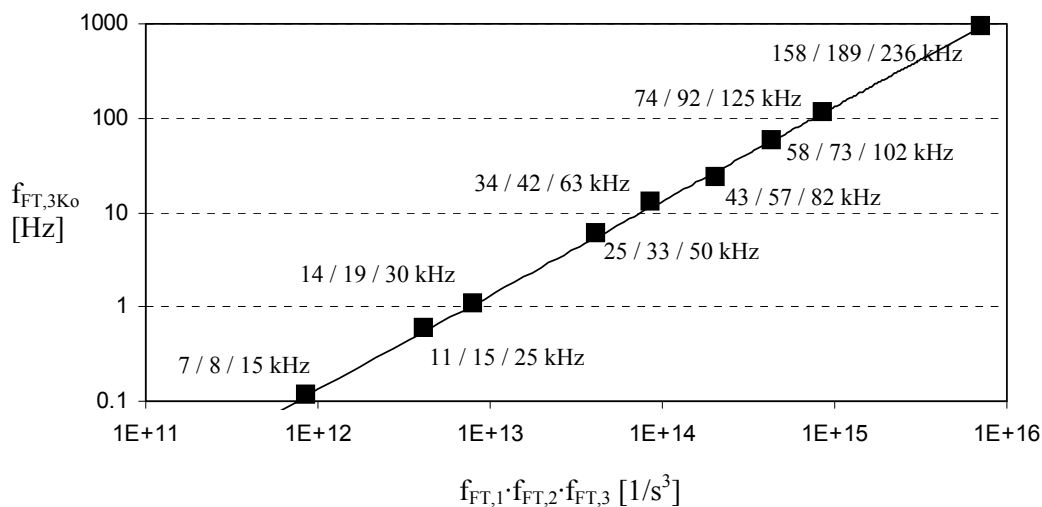


Abbildung 6.22: Gemessene Rate (Quadrate) und theoretischer Verlauf (Linie) der zufälligen Koinzidenz  $f_{FT,3K_0}$  über dem Produkt der Einzeltriggerraten  $f_{FT,1} \cdot f_{FT,2} \cdot f_{FT,3}$  bei einer Koinzidenzzeit von 210 ns und Ansteuerung der Antenneneingänge mit drei unkorrelierten Rauschquellen. An den Messpunkten sind zusätzlich die Falschtriggerraten der einzelnen Kanäle vermerkt. Da die Leistungen der drei verwendeten Rauschquellen nicht exakt gleich groß sind, weichen die Einzeltriggerraten voneinander ab.

## 6.6 Selbsttriggerung unter realen Umgebungsbedingungen

Anhand von Labormessungen, wie in Abbildung 6.12, Abbildung 6.13, Abbildung 6.21 und Abbildung 6.22 dargestellt, wurde nachgewiesen, dass die Selbsttriggerelektronik sich entsprechend den theoretischen Vorbetrachtungen verhält. Hierzu zählte die Überprüfung der Falschtriggerrate bei gaußverteilterm Rauschen, die Unterdrückung von Schmalbandstörern

durch Begrenzung des Einhüllendenspektrums und die Koinzidenzauswertung mehrerer Antennen. Im vorliegenden Abschnitt steht nun das Verhalten der Selbsttriggerung unter realen Umgebungsbedingungen im Vordergrund. Die Selbsttriggerelektronik wird dabei einer Überlagerung verschiedener am Empfangsort gegebener Stör- und Rauschprozesse ausgesetzt, die zusätzlich als nur schwach stationär betrachtet werden können. Im Gegensatz zu den im Labor genutzten Testsignalen genügen hier die Rauschprozesse nicht einer einfachen Standardverteilung wie z.B. der Gaußverteilung. Die Störungen stellen sich als Kombination von meist schmalbandigen, zeitkontinuierlichen Leistungssignalen als auch meist breitbandigen, pulsförmigen Energiesignalen dar. So dienen die selbsttriggernden Freifeldmessungen weniger der Untersuchung des Verhaltens bei einer bestimmten Störerart sondern primär dem Erkennen der realen Grenzen der Selbsttriggerung und der Identifizierung bestimmter Klassen von Störungen, welche trotz der getroffenen Maßnahmen zur Störunterdrückung Falschtrigger produzieren. Die Freifeldmessungen wurden auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe mit den innerhalb des KASCADE-Grande-Arrays errichteten Empfängerstationen durchgeführt. Die Erkennung unplausibler Impulsformen war bis auf besonders vermerkte Ausnahmen deaktiviert.

### 6.6.1 Einzeltriggerrate über der Triggerschwelle

Aus dem gemessenen Verlauf der Falschtriggerrate einer einzelnen Antenne über der Triggerschwelle lassen sich Eigenschaften des Störhintergrundes ableiten. Die Messdaten wurden durch Variation der Schwelle  $U_S$  der Hüllkurvenkomparatoren gewonnen. Zur Darstellung der Triggerraten über der elektrischen Feldstärkeschwelle  $E_S$  kann diese mit Hilfe der Kalibrierung der Selbsttriggerung nach Gl. 6.21 aus der Schwelle  $U_S$  der Hüllkurvenkomparatoren berechnet werden.

Der theoretische Verlauf der Einzeltriggerrate bei Gegenwart eines äußeren Rauschprozesses mit der Rauschtemperatur  $T$  kann zusätzlich analytisch bestimmt werden. Der Effektivwert  $E_{N,eff}$  der Rauschfeldstärke eines äußeren Rauschprozesses mit der Temperatur  $T$  ist nach Gl. 5.7:

$$E_{N,eff} = \frac{\sqrt{2 \cdot k_B \cdot T \cdot f_{\Delta} \cdot \Omega \cdot \eta_0}}{\lambda_0}$$

Gl. 6.25

Darin ist  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $\eta_0$  der Freiraumwellenwiderstand,  $\lambda_0$  die Wellenlänge,  $f_{\Delta}$  die Empfängerbandbreite und  $\Omega$  der von der Antenne betrachtete Raumwinkel. Zum Beispiel besitzt das unvermeidliche galaktische Rauschen mit einer mittleren Rauschtemperatur von ca. 5000 K bei einer Bandbreite von 40 MHz, einem von der Antenne beobachteten Raumwinkel von  $1\pi$  sr und einer Wellenlänge von 5 m einen Effektivwert der Rauschfeldstärke von  $16 \mu\text{V}/\text{m}_{eff}$  (Gl. 5.8). Das weiter oben benutzte Schwellwert-Rausch-Verhältnis  $V_S^2/2N$  kann auch durch das Verhältnis der Feldstärkeschwelle  $E_S$  zum Effektivwert des Rauschfeldstärke  $E_{N,eff}$  ausgedrückt werden.

$$\frac{V_S^2}{2 \cdot N} = \frac{E_S^2}{2 \cdot E_{N,eff}^2}$$

Gl. 6.26

Aus Gl. 6.8, Gl. 6.25 und Gl. 6.26 ergibt sich nun die theoretische Falschtriggerrate der einzelnen Antenne in Abhängigkeit der Feldstärkeschwelle  $E_S$  bei Gegenwart eines äußeren Rauschprozesses mit der Rauschtemperatur  $T$ :



$$f_{FT} = f_{\Delta} \cdot \exp\left(-\frac{E_S^2 \cdot \lambda_0^2}{4 \cdot k_B \cdot T \cdot f_{\Delta} \cdot \Omega \cdot \eta_0}\right)$$

Gl. 6.27

Abbildung 6.23 zeigt die gemessenen Einzeltriggerraten von jeweils drei Antennen (A1, A2, A3) zweier Empfängerstationen (LOPES<sup>STAR</sup> I und LOPES<sup>STAR</sup> II, Abbildung 5.2) auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe. Die Antenne A1 der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> II zeigt ein atypisches Verhalten, da sie sich in nur 20 Metern Abstand zur Klimaanlage eines neu errichteten Großrechners befindet. Aufgrund dieser starken Störquelle in unmittelbarer Nähe ist kein signifikanter Rückgang der Triggerrate mit steigender Triggerschwelle zu verzeichnen. Die Raten aller übrigen Antennen zeigen eine sehr deutliche Abhängigkeit vom Schwellwert:

Für niedrige Schwellwerte unterhalb  $150 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  fällt die Falschtriggerrate annähernd exponentiell mit dem Quadrat des Schwellwertes, wie es in Gl. 6.8 und Gl. 6.27 theoretisch hergeleitet wurde. Zur Verdeutlichung ist der theoretische Verlauf der Falschtriggerrate nach Gl. 6.27 für äußere Rauschprozesse mit Rauschtemperaturen von 11000 K und 20000 K zusätzlich in das Diagramm aufgenommen worden. Der exponentielle Rückgang mit dem Quadrat des Schwellwertes deutet darauf hin, dass die Amplitudenverteilung im Bereich niedriger Feldstärkepegel angenähert durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden kann. Die Varianz und damit die Rauschleistung der zugrunde liegenden Rauschprozesse sind allerdings, abhängig vom Antennenstandort, um einen Faktor 2,2...4 (11000 K...20000 K) größer als im Falle des galaktischen Rauschens (5000 K) anzusetzen, um auch den Absolutwert der beobachteten Falschtriggerraten erklären zu können. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den von der CCIR angegebenen Rauschtemperaturen für besiedelte Gebiete (Abbildung 2.6). Für Schwellwerte oberhalb  $150 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  bis über  $240 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  kommt der exponentielle Rückgang der Falschtriggerrate zum Erliegen und stagniert je nach Antennenstandort bei Werten zwischen einigen 100 Hz bis zu einigen kHz. Dieses Verhalten ist mit pulsformigen Störsignalen mit Pegeln über  $240 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  und den beobachteten Raten zu erklären. Nur im Falle der Antenne A3 der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> I ist ein Rückgang bis auf wenige Hz zu verzeichnen.

Es ist bemerkenswert, dass die drastische Abhängigkeit der Falschtriggerraten vom Schwellwert, wie sie in Abschnitt 6.1 theoretisch nachvollzogen wurde, auch unter realen Umgebungsbedingungen beobachtet werden kann: Eine unwesentliche Erhöhung der Feldstärkeschwelle um nur einen Faktor 1,6 von  $90 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  auf  $150 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  genügt, um die Falschtriggerraten um 3 bis 4 Dekaden von einigen 100 kHz auf wenige kHz oder darunter zu reduzieren. Nach Abschnitt 6.3 genügen Einzeltriggerraten von einigen kHz, um in 3er-Koinzidenz Triggerraten bei 1 Hz zu erreichen.

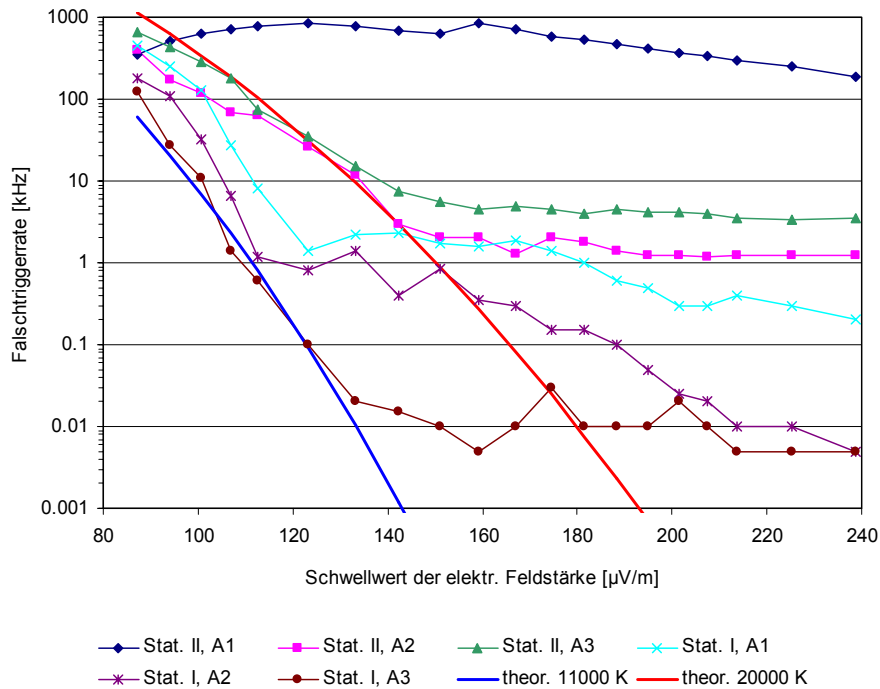


Abbildung 6.23: Einzeltriggerraten von je drei Antennen (A1, A2, A3) zweier Empfängerstationen (LOPES<sup>STAR</sup> I und LOPES<sup>STAR</sup> II). Zusätzlich sind die theoretischen berechneten Falschtriggerraten für äußere Rauschprozesse mit Rauschtemperaturen von 11000 K und 20000 K nach Gl. 6.27 aufgenommen.

### 6.6.2 Schwellwert für eine moderate Falschtriggerrate in 3er-Koinzidenz

Zur Kontrolle der anfallenden Menge digitalisierter Radiodaten ist eine Begrenzung der Falschtriggerrate notwendig. Technisch handhabbar wären Triggerraten bis über 100 Hz. Um die erforderliche Kanalkapazität der Datenübertragung sowie Speichertiefe des Datenerfassungssystems in tolerablen Grenzen zu halten, werden derzeit jedoch pro Empfängerstation Falschtriggerraten von nur ca. 1 Hz angestrebt. Aufgrund hochenergetischer pulsförmiger Störungen sind Selbsttriggerraten im Bereich zwischen 1 Hz bis 100 Hz mit einer einzelnen Antenne bei hinreichend niedriger Schwelle auf dem FZK-Gelände nicht zu erreichen (Abbildung 6.23). Die in 6.3 vorgestellte Koinzidenzauswertung dreier Antennen zielt insbesondere auf die Unterdrückung dieser künstlichen, hochenergetischen Störpulse mit flacher Elevation ab. Die Überlappzeit der Dreifachkoinzidenz wurde mit 150 ns dem Antennenabstand von ca. 60 m derart angepasst, dass pulsförmige Signale mit Elevationswinkeln über 35° triggerfähig werden (Gl. 6.15). In diesem Bereich liegt die Einfallsrichtung auch innerhalb der Halbwertsbreite der Antennenrichtcharakteristik.

Aus Gl. 6.8, Gl. 6.17, Gl. 6.25 und Gl. 6.26 kann die theoretisch notwendige Feldstärke  $E_S$  in unkorrelierter, zufälliger Dreifachkoinzidenz bei Gegenwart eines äußeren Rauschprozesses mit der Rauschtemperatur  $T$  berechnet werden (Abbildung 6.24).

$$E_S = \sqrt{-\frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot f_\Delta \cdot \Omega \cdot \eta_0}{\lambda_0^2} \cdot \ln \left( \sqrt[3]{\frac{f_{FT,3Ko}}{3 \cdot t_{Ko}^2 \cdot f_\Delta^3}} \right)}$$

Gl. 6.28

Darin ist  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $\eta_0$  der Freiraumwellenwiderstand,  $\lambda_0$  die Wellenlänge,  $f_\Delta$  die Empfängerbandbreite,  $\Omega$  der von der Antenne betrachtete Raumwinkel,  $f_{FT,3K_0}$  die gewünschte Falschtriggerrate in Dreifachkoinzidenz und  $t_{k_0}$  die Koinzidenzzeit.

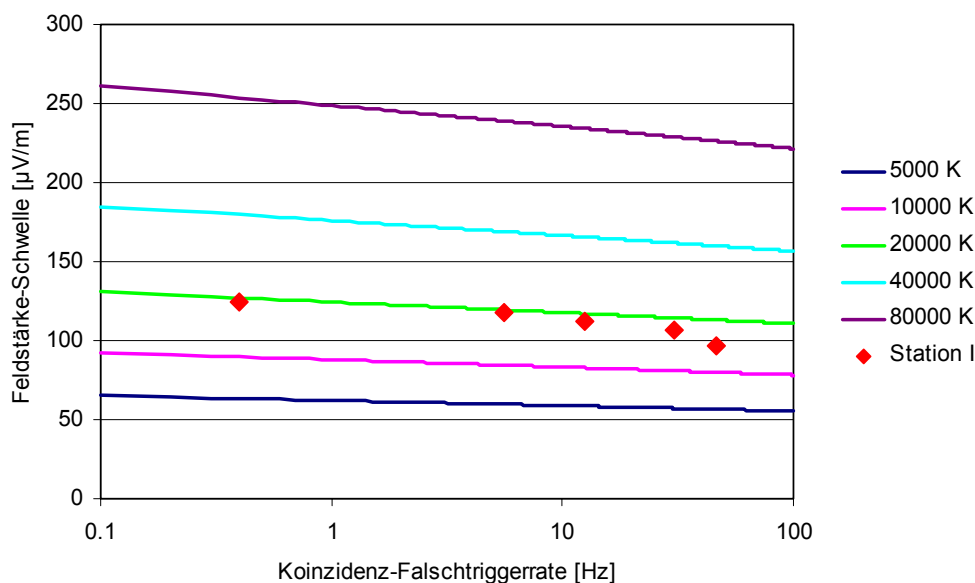


Abbildung 6.24: Notwendige Feldstärkeschwelle über der angestrebten Koinzidenz-Falschtriggerrate parametrisiert mit der äußeren Rauschtemperatur bei Dreifachkoinzidenz. Zugrunde liegen eine Koinzidenzzeit von 150 ns, eine Empfängerbandbreite von 40 MHz, ein von der Antenne betrachteter Raumwinkel von  $1\pi$  sr und eine Wellenlänge von 5 m. Die roten Rauten stammen von einer Messung an der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> I während einer ruhigen Phase.

Bei konstanter Rauschtemperatur bleibt über den Bereich technisch handhabbarer Falschtriggerraten zwischen 0,1 Hz bis 100 Hz die dazu theoretisch notwendige Feldstärkeschwelle nahezu unverändert. Mit anderen Worten bedeutet dies: Bei konstanter Rauschleistung besteht kein Spielraum, die Schwelle signifikant zu erniedrigen, auch wenn deutlich höhere Falschtriggerraten zugelassen würden. Zum Beispiel führt im Falle des unvermeidlichen galaktischen Rauschens mit 5000 K eine deutliche Erhöhung der zulässigen Falschtriggerrate von 1 Hz auf 100 Hz zu einem nur unerheblichen Rückgang der Feldstärkeschwelle von  $60 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{peak}}$  auf  $55 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{peak}}$ .

Dieses Verhalten kann auch im praktischen Versuch beobachtet werden. An der Empfängerstation LOPES<sup>STAR</sup> I kann in ruhigen Phasen eine relativ geringe Feldstärkeschwelle zwischen  $100 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{peak}}$  und  $125 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{peak}}$  eingestellt werden. Die Koinzidenztriggerrate variiert dabei zwischen 0,3 Hz bis zu 50 Hz und folgt dem theoretisch berechneten Verlauf bei Gegenwart eines äußeren Rauschprozesses mit einer Rauschtemperatur von ca. 20000 K (rote Rauten in Abbildung 6.24). Über zwei Größenordnungen der Falschtriggerrate bleibt die dazu notwendige Feldstärkeschwelle nahezu unverändert.

Die im Mittel mehrerer Wochen notwendigen Feldstärkeschwellen lagen bei etwa  $180 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{peak}}$ . Hiermit korrespondieren nach Abbildung 6.24 Rauschtemperaturen von ca. 40000 K, was nach den Angaben des CCIR ein in besiedelten Gebieten üblicher Wert ist. Es ist bemerkenswert, dass die Schwelle auf dem radiolauten FZK-Gelände lediglich einen Faktor 3 oberhalb der theoretischen Schwelle in ruhigem, ländlichem Umfeld mit alleiniger

Gegenwart galaktischen Rauschens (5000 K) zu wählen ist. Die Effektivität der getroffenen Maßnahmen zur Störunterdrückung ist damit anschaulich belegt.

### 6.6.3 Dynamik der Falschtriggerraten und Regelung des Schwellwertes

Nach Gl. 6.17 ist bei einer Koinzidenz-Falschtriggerrate von 1 Hz und einer dem Antennenabstand angepassten Koinzidenzzeit von 150 ns eine Falschtriggerrate der einzelnen Antenne von knapp 25 kHz zu erwarten. Tatsächlich wichen die Falschtriggerraten der an der 3er-Koinzidenz beteiligten Antennen um ca. eine Größenordnung voneinander ab, ihr geometrischer Mittelwert erreichte aber mit ca. 20 kHz nahezu den theoretisch erwarteten Wert von 25 kHz. Dies zeigt, dass die Rausch- und Störanteile der verschiedenen Antennen zwar nicht vollständig, jedoch hinreichend unkorreliert sind. Dass immer dieselben Antennen einer Empfängerstation eine erhöhte oder erniedrigte Falschtriggerrate aufweisen, deutet auf Störquellen in unmittelbarer Umgebung hin, deren Störfeldstärken bereits innerhalb des Messfeldes eine deutliche Ortsabhängigkeit zeigen.

Die Falschtriggerraten lassen sich durch Vorgabe eines festen Schwellwertes im Mittel mehrerer Tage zwar auf einen Sollwert einstellen, sie können jedoch binnen weniger Sekunden um mehr als eine Größenordnung variieren. Auch ein gewisser Tagesgang ist zu erkennen, was zum einen aus der menschlichen Aktivität, dem infolge der Erdrotation sich ändernden galaktischen Rauschen und einem Temperaturgang der Gesamtverstärkung abzuleiten ist. Zusätzlich können die Ausbreitungsbedingungen der zwischen 40 MHz und 80 MHz dominierenden Troposphärenwelle binnen Stunden oder Tagen, aber auch jahreszeitlich alternieren. Selten wird sogar durch Bildung einer sporadischen E-Schicht eine Raumwelle ausbreitungsfähig, so dass kurzfristig über 1000 km entfernte Störquellen den Empfänger erreichen. Die exponentielle Abhängigkeit der Falschtriggerrate von der Rauschleistung, wie sie in 6.1 dargestellt wurde, führt schließlich zu den beobachteten drastischen Variationen der Triggerraten, auch wenn die Leistung der schwach stationären Rausch- bzw. Störprozesse sich nur unwesentlich ändert. Werden zeitlich stabile Falschtriggerraten gefordert, so ist dies nur durch eine dynamische Regelung der Triggerparameter zu erreichen.

## 6.7 Ergebnisse und Diskussion der Selbsttriggerung

Für die Radioobservation kosmischer Schauer wurde ein Konzept zur Selbsttriggerung entwickelt, in Hardware umgesetzt und diese kalibriert. Das theoretische Verhalten der Selbsttriggerung (Falschtriggerrate, Entdeckungswahrscheinlichkeit) unter Anwesenheit von Rauschen am Empfängereingang konnte analytisch beschrieben und messtechnisch im Labor und durch Betrieb unter realen Umgebungsbedingungen auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe nachvollzogen werden. Ergebnis ist die theoretische und messtechnische Bestimmung des Absolutwertes der elektrischen Feldstärkeschwelle, die zum Erreichen einer gewünschten Falschtriggerrate notwendig ist. Daraus können die Nachweisgrenze und die Energie detektierbarer kosmischer Schauer bestimmt werden.

### 6.7.1 Konzept und Hardware der Selbsttriggerung

Rausch- und Störsignale, die über die Antenne in den Empfänger gelangen, können die Triggerbedingungen erfüllen und Falschtrigger auslösen. Die Rausch- und Störsignale lassen sich unter anderem nach Spektralverteilung, Amplitudenverteilung, Zeitverhalten und Elevationswinkel klassifizieren. Das entstandene Konzept der Selbsttriggerung nutzt die daraus hervorgehenden Unterschiede zum Nutzsignal und verwendet eine Kombination

individueller Strategien zur Unterdrückung der verschiedenen Störerklassen, um den Signal-Stör-Abstand und damit die Triggereffizienz zu erhöhen (Abbildung 6.1):

- Atmosphärisches Rauschen (Abbildung 2.6) und Störsignale mit Nachrichteninhalte in Form des KW- und des UKW-Rundfunks (Abbildung 2.7) werden durch das HF-Bandpassfilter eliminiert. Die Sperrdämpfungen liegen bei -110 dB im KW-Band und -90 dB im UKW-Band (Abbildung 4.9, Abbildung 4.10).
- Signale mit flacher Elevation sind meist künstlichen Ursprungs und werden über die Richtcharakteristik der Antenne mit -20 dB in der E-Ebene und -6 dB in der H-Ebene bedämpft (Abbildung 3.21).
- Schmalbandstörer werden durch Hüllkurvendemodulation und Bandpassfilterung der Einhüllenden eliminiert. Hierdurch werden Signale mit Bandbreiten bis zur unteren Grenzfrequenz des Einhüllendenbandpasses von 500 kHz hinreichend unterdrückt (Abbildung 6.12, Abbildung 6.13).
- Durch eine Schwellwertverarbeitung bleiben kleine Signalamplituden unterhalb des Schwellwertes jedweden Ursprungs unberücksichtigt
- Pulsförmige Signale mit flacher Elevation sind meist künstlichen Ursprungs und werden durch Koinzidenz dreier Antennen mit einer an den Antennenabstand angepassten Koinzidenzzeit von Impulsen mit steiler Elevation unterschieden (Abbildung 6.14).
- Zu lange Impulse oder Mehrfachpulse d.h. unplausible Signalformen können durch Begrenzung der maximal zulässigen Pulsdauer unterdrückt werden (Abbildung 6.16).

Das hier dargestellte Konzept einer Selbsttriggerung wurde als VME-Einschub leistungssparend in Hardware umgesetzt. Der gesamte Signalpfad des Empfängers von der elektrischen Feldstärke an der Antenne bis zur Schwellwertverarbeitung der Selbsttriggerung wurde kalibriert (Abschnitt 6.5.2), so dass die messtechnischen Analysen unter Angabe des Absolutwertes der benutzten Feldstärkeschwelle durchgeführt werden konnten.

## 6.7.2 Grenzen der Selbsttriggerung

Eine durch Selbsttriggerung gesteuerte Radioobservation kosmischer Schauer ohne das Auftreten von Falschtriggern ist schon theoretisch aufgrund der statistischen Amplitudenverteilung der über die Antenne in den Empfänger gelangenden Rauschgrößen unmöglich. Die Beantwortung der Frage, ob eine Selbsttriggerung möglich ist oder nicht, muss daher auf die Frage führen, welche Falschtriggerrate tolerierbar und welche Schwelle zum Erreichen dieser Falschtriggerrate notwendig ist. Der Bereich technisch handhabbarer und tolerierbarer Falschtriggerraten reicht von 1 Hz bis über 100 Hz.

### 6.7.2.1 Selbsttriggerung mit der Einzelantenne

In einem unbesiedelten Umfeld ohne Störungen bei alleiniger Gegenwart des stets präsenten galaktischen Rauschens (Rauschtemperatur 5000 K) werden mit einer Einzelantenne Falschtriggerraten zwischen 1 Hz und 100 Hz theoretisch mit einer Feldstärkeschwelle bei  $100 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{PEAK}}$  erreicht (Gl. 6.27, Abbildung 6.23). In einem besiedelten Umfeld, wie dem Forschungszentrum Karlsruhe, sind Falschtriggerraten zwischen 1 Hz und 100 Hz mit einer einzelnen Antenne nicht möglich. Bis zu einer Feldstärke von  $150 \mu\text{V}/\text{m}_{\text{PEAK}}$  gehen die Falschtriggerraten mit steigender Feldstärkeschwelle zunächst drastisch zurück (Abbildung

6.23). Der Rückgang verläuft annähernd exponentiell mit dem Quadrat des Schwellwertes, wie er auch theoretisch für die Gegenwart von Rauschen mit gaußscher Amplitudenverteilung hergeleitet wurde. Eine unwesentliche Erhöhung der Feldstärkeschwelle um nur einen Faktor 1,6 von  $90 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  auf  $150 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  genügt, um die Falschtriggerraten um 3 bis 4 Dekaden von einigen 100 kHz auf wenige kHz oder darunter zu reduzieren. Oberhalb einer Feldstärkeschwelle von  $150 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  kommt der Rückgang zum Erliegen und die Falschtriggerraten stagnieren bei einigen 100 Hz bis einigen kHz. Grund hierfür ist in hochenergetischen Störimpulsen zu sehen.

### 6.7.2.2 Selbsttriggerung in Dreifach-Koinzidenz

Zur Eliminierung hochenergetischer Störimpulse, die aufgrund ihres meist künstlichen Ursprungs unter flachen Elevationen einfallen, kommt die Dreifach-Koinzidenz zum Einsatz. Sie wertet die Koinzidenz der Signale dreier auf den Ecken eines Dreiecks angeordneter Antennen mit einer an den Antennenabstand angepassten Koinzidenzzeit aus. Damit sind bei einem Antennenabstand von ca. 60 m und einer daran angepassten Koinzidenzzeit von ca. 150 ns auch in besiedelter Umgebung des Forschungszentrums Karlsruhe Koinzidenz-Falschtriggerraten bis unter 1 Hz zu erreichen. Diese stellen sich auf dem FZK-Gelände typischerweise mit Feldstärkeschwellen bei ca.  $180 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  ein. In besonders ruhigen Phasen sind Feldstärkeschwellen bis hinab zu  $125 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  zu realisieren.

Bei konstanter Rauschleistung ist die theoretisch notwendige Feldstärkeschwelle nur schwach von der angestrebten Falschtriggerrate abhängig (Gl. 6.28). Werden anstatt 1 Hz 100 Hz als Falschtriggerrate zugelassen, so kann in 3er-Koinzidenz die Schwelle um lediglich 10 % abgesenkt werden (Abbildung 6.24). Dieses Verhalten konnte bei Untersuchungen der Selbsttriggerung unter realen Umgebungsbedingungen ebenfalls nachvollzogen werden. Bei konstanter Rauschleistung ist im Bereich technisch handhabbarer Triggerraten zwischen 1 Hz und 100 Hz der Schwellwert quasi unveränderlich und es bleibt kein Spielraum ihn signifikant zu verringern. Die Feldstärkeschwelle beträgt auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe typischerweise  $180 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$ . Dies kann mit einem äußeren Rauschprozess mit einer Rauschtemperatur von ca. 40000 K erklärt werden, was in guter Übereinstimmung mit den von der CCIR angegebenen Rauschtemperaturen für besiedelte Gebiete ist (Abbildung 2.6). Zum Vergleich würde in ländlicher Umgebung mit alleiniger Gegenwart galaktischen Rauschens (Rauschtemperatur 5000 K) eine Koinzidenzrate von 1 Hz theoretisch mit einer Schwelle von  $60 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  erreicht. Die Feldstärkeschwelle liegt auf dem radiolauten Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe damit nur einen Faktor 3 über dem theoretischen Minimum in einem ländlichen ruhigen Umfeld. Die Wirksamkeit des konzipierten Selbsttriggerkonzeptes mit seiner Kombination verschiedener Störunterdrückungsmaßnahmen ist damit anschaulich belegt.

### 6.7.2.3 Entdeckungswahrscheinlichkeit und Nachweisgrenze der Selbsttriggerung

Die Tatsache, dass das unter realen Umgebungsbedingungen gemessene Verhalten der Selbsttriggerung weitgehend in Übereinstimmung mit den theoretischen Prognosen bei Annahme von Rauschen mit gaußscher Amplitudenverteilung ist, gestattet es, die Entdeckungswahrscheinlichkeit entsprechend Abschnitt 6.1.4 anzunähern. Danach ist die Entdeckungswahrscheinlichkeit für ein Signal, dessen Amplitude dem Schwellwert entspricht, nur etwa 0,3. In 3er-Koinzidenz bleibt ein solches Signal mit hoher Wahrscheinlichkeit unentdeckt. Erst Signale mit Amplituden, die 3 dB bis 4 dB über der Schwelle liegen, werden mit Wahrscheinlichkeiten von über 0,9 entdeckt. Signifikante Entdeckungswahrscheinlichkeiten sind demnach auf dem FZK-Gelände bei Signalamplituden über  $270 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  und in ländlicher Umgebung über  $90 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  zu erwarten. Dabei muss diese Spitzenfeldstärke nicht vom Originalpuls, sondern vom bandbegrenzten Impuls

erreicht werden. Dieser entsteht aus der Faltung des Original-Feldstärkeimpulses mit der Empfängerübertragungsfunktion.

Der Absolutwert der Radiofeldstärke kosmischer Schauer ist noch nicht zweifelsfrei anzugeben. Die kalibrierten Messungen der Radioemission kosmischer Schauer haben erst vor kurzem begonnen. Zur Abschätzung, welche Primärenergie der kosmische Schauer mindestens besitzen muss, um diesen sicher durch Selbsttriggerung detektieren, können hier die observierten Schauerereignisse vom 25.12.2006 und 04.01.2007 herangezogen werden (Abbildung 5.17, Abbildung 5.18). Diese Schauer mit Energien von  $2 \cdot 10^{17}$  eV bzw.  $6 \cdot 10^{17}$  eV wiesen Scheitelwerte der elektrischen Feldstärke von  $225 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  bzw.  $250 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  auf.

In ruhiger, ländlicher Umgebung ohne Gegenwart von Störungen bei alleiniger Gegenwart galaktischen Rauschens (Nachweisgrenze:  $90 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  in Dreifach-Koinzidenz bzw.  $150 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  mit der Einzelantenne) wären beide Schauer sowohl in Dreifach-Koinzidenz als auch mit einer einzelnen Antenne mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit detektiert worden.

Bei der auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe realisierbaren Nachweisgrenze von  $270 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  liegen beide hier demonstrierten Schauer in einem Bereich mittlerer Entdeckungswahrscheinlichkeit. Die annähernd proportional zur Primärenergie des kosmischen Schauers ansteigende Feldstärke der Geosynchrotronemission lässt vermuten, dass in dem radiolauten Umfeld des Forschungszentrums Karlsruhe hohe Entdeckungswahrscheinlichkeiten bei kosmischen Schauern ab Primärenergien von  $10^{18}$  eV erreicht werden. Diese Nachweisgrenze entspricht auch der unteren Energieschwelle des Pierre-Auger-Observatoriums in Argentinien und wird daher als ausreichend erachtet.





## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit entstand ein mehrkanaliger digitaler Breitbandempfänger zur Radioobservation hochenergetischer kosmischer Schauer. Er ist vollständig kalibriert, erfasst die Polarisation der einfallenden Welle und verfügt über ein Antennenarray von mehreren Einzelantennen. Seine inhärente Störunterdrückung ermöglicht die Radioobservation kosmischer Schauer auch in besiedelter Umgebung mit hohen Störpegeln. Mehrere dieser Empfängerstationen wurden auf dem Gelände des Luftschauerexperimentes KASCADE-Grande im Forschungszentrum Karlsruhe errichtet. Sie empfangen Radiosignale, die eindeutig mit kosmischen Schauern koinzidieren und in verwertbaren Beziehungen zu den Schauerparametern stehen.

Zusätzlich wurde für eine autarke Radioobservation ein Konzept zur Selbsttriggerung entwickelt, mit dem die kosmischen Schauer allein anhand ihrer Radioemission erkannt werden sollen. Im Rahmen dieser Arbeit konnte eine Theorie aufgestellt werden, die das Verhalten der Selbsttriggerung mit einer einzelnen Antenne als auch der Koinzidenz mehrerer Antennen analytisch beschreibt. Das theoretisch prognostizierte Verhalten konnte im Labor mit ausgewählten Prüfsignalen als auch unter realen Umgebungsbedingungen auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe mit einem kalibrierten Empfangssystem messtechnisch quantitativ nachvollzogen werden. Nachdem bisher für die Selbsttriggerung nur vage Vorstellungen über die notwendige Feldstärkeschwelle und die sich daraus ergebende Nachweisgrenze sowie Falschtriggerrate existierten, konnten diese im Rahmen der vorliegenden Arbeit quantifiziert werden.

### *Das Empfangssystem*

Nach einer Analyse der Signaleigenschaften der Geosynchrotronstrahlung und der überlagerten Rausch- und Störprozesse entstand das Konzept für ein Empfangssystem zur Radioobservation kosmischer Schauer. Eine wichtige Voraussetzung dazu bildete die analytische Beschreibung des tatsächlich verwertbaren Signal/Rauschleistungsverhältnisses am Empfängerausgang in allgemeiner Form, von der ausgehend wichtige Systemparameter und der Einsatz von Optimalfiltern diskutiert werden konnten. Alle Komponenten der Signalverarbeitungskette von der Antenne bis zu den Analog-Digital-Umsetzern wurden hinsichtlich ihrer Anforderungen spezifiziert und mit Ausnahme der kommerziell verfügbaren AD-Umsetzer und des Datenerfassungssystems für diese spezielle Anwendung entwickelt. Ergebnis ist ein digitaler, mehrkanaliger Breitbandempfänger für den lückenlosen Empfang des Frequenzbereichs von 40 MHz bis 80 MHz. Die Analog-Digital-Umsetzung geschieht ohne Zwischenfrequenzverarbeitung durch Unterabtastung der bandbegrenzten Hochfrequenzsignale in der 2. Nyquist-Zone, womit die Abtastrate und Datenmenge auf das signaltheoretisch zulässige Minimum begrenzt sind. Die innere Rauschtemperatur des Empfangssystems von 230 K liegt deutlich unterhalb des stets präsenten äußeren galaktischen Rauschens von ca. 5000 K bei 60 MHz.

Bei der Entwicklung der elektronischen Komponenten, die im Wesentlichen der Verstärkung, Frequenzselektion und Demodulation dienen, wurden bereits auch Aspekte berücksichtigt, die ein späterer großflächiger Einsatz der Radioobservation mit sich bringt.

Die Komponenten eignen sich aufgrund ihres geringen Leistungsbedarfs und der moderaten Fertigungskosten in der realisierten Form bereits für den Einsatz in großflächigen Detektorarrays, die photovoltaisch versorgt werden und bei denen auch wirtschaftliche Aspekte zu berücksichtigen sind.

Das Empfangssystem ist vollständig kalibriert und verfügt über kreuzpolarisierte Antennen, so dass aus seinem Ausgangssignal der Absolutwert und die Polarisation der elektrischen Feldstärke rekonstruiert werden können. Durch die spezielle Entwicklung und den Einsatz kreuzpolarisierter logarithmisch-periodischer Dipolantennen mit vergleichsweise geringer Abhängigkeit der Antennenparameter von den Umgebungsbedingungen am Aufstellort konnte die Kalibrierunsicherheit auf etwa  $\pm 1,2$  dB begrenzt werden. Dazu ist keine aufwändige, individuelle Kalibrierung der im Feld platzierten Empfängerstation notwendig. Zusätzlich unterdrückt dieser Antennentyp über seine Richtcharakteristik die meist mit flacher Elevation einfallenden Störungen künstlichen Ursprungs und kann problemlos mit der geforderten Bandbreite von einer Oktave realisiert werden.

Damit wurde ein kalibrierter Messempfänger geschaffen, mit dem die in der LOPES-Kollaboration begonnenen Untersuchungen der Radioemissionen kosmischer Schauer mit exakten Angaben zum Absolutwert und zur Polarisation der elektrischen Feldstärke untermauert werden können, um die zugrunde liegenden Emissionsmodelle zu bestätigen und zu verfeinern. Drei Empfängerstationen wurden auf dem Gelände des Luftschauerexperimentes KASCADE-Grande im Forschungszentrum Karlsruhe errichtet und von diesem durch externe Triggerung gesteuert. Dabei werden Radiosignale empfangen, welche eindeutig mit kosmischen Schauern koinzidieren und sich oberhalb einer Energie des primären kosmischen Teilchens von etwa  $5 \cdot 10^{17}$  eV auf der Einzelantenne deutlich gegen den Rauschhintergrund abheben. Dies ist eine solide Ausgangsbasis für die Implementierung einer Selbsttriggerung für höherenergetische kosmische Schauer.

### ***Die Selbsttriggerung***

Ein zweiter nicht minder umfangreicher Teil der Arbeit untersucht, inwieweit kosmische Schauer durch Selbsttriggerung allein anhand ihrer Radioemissionen erkannt werden können, und baut auf dem hier entstandenen Empfänger auf. Das Grundprinzip zur Detektion eines Radiopulses ist die Überschreitung eines Schwellwertes durch das Signal. Äußere Rausch- und Störsignale, die über die Antenne in den Empfänger gelangen, können dabei entweder ohne Gegenwart eines kosmischen Schauers Falschtrigger auslösen oder sich mit dem Nutzsignal destruktiv überlagern und damit die Entdeckungswahrscheinlichkeit vermindern. Der Bereich technisch handhabbarer und tolerierbarer Falschtriggerraten reicht von unter 1 Hz bis über 100 Hz.

Eine Selbsttriggerung mit einer einzelnen Antenne ohne ergänzende Störunterdrückung ist in besiedelter Umgebung nicht geeignet, um eine hinreichend niedrige Detektorschwelle und gleichzeitig eine moderate Falschtriggerrate zu erreichen. Das hier entwickelte Selbsttriggerkonzept leitet aus den Unterschieden von Nutzsignal und Störsignalen mehrere Signalverarbeitungsschritte zur Unterdrückung der verschiedenen Störerklassen ab und nutzt diese in Kombination.

Teile dieser Störunterdrückungsmaßnahmen waren bereits Bestandteil des hier vorgestellten grundsätzlichen Empfängerkonzeptes: Die meist unter flachen Elevationen einfallenden Störer werden über die Antennenrichtcharakteristik bedämpft. Das atmosphärische Rauschen, der KW- und UKW-Rundfunk werden durch die Bandbegrenzung des Empfängers zwischen 40 MHz und 80 MHz eliminiert. Die Selbsttriggerung verfolgt zur Unterdrückung verbleibender Störungen zwei weitere Kernstrategien: Die Schwellwertbedingung wird nicht auf das HF-Signal, sondern auf seine frequenzselektierte Einhüllende

angewendet, um schmalbandige Störer zu eliminieren. Die Auswertung der Koinzidenz von drei Antennen mit einer an den Antennenabstand angepassten Koinzidenzzeit erzeugt eine Triggerbedingung, die von den vorwiegend mit flacher Elevation einfallenden pulsartigen Störern nicht erfüllt werden kann.

Ausgehend von einem gaußschen Rauschprozess am Empfängereingang wurden die Falschtriggerrate und die Entdeckungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Detektorschwelle, der Rausch- und der Signalleistung theoretisch beschrieben. Mit dem hier entwickelten und in Hardware umgesetzten Selbsttriggerkonzept konnte das theoretisch prognostizierte Verhalten im Labor mit ausgewählten Prüfsignalen als auch unter realen Umgebungsbedingungen nachvollzogen werden. Auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe können in 3er-Koinzidenz die geforderten Falschtriggerraten zwischen 1 Hz und 100 Hz mit einer Feldstärkeschwelle von ca.  $180 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  realisiert werden. Die Schwelle liegt damit in einer radiolauten Umgebung nur einen Faktor 3 oberhalb des theoretischen Minimums von  $60 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$ , das in unbesiedelten Gebieten durch das stets präsente galaktische Rauschen gegeben ist.

Die Falschtriggerrate zeigt eine drastische exponentielle Abhängigkeit vom Quadrat der Feldstärkeschwelle. Eine Halbierung der Schwelle bewirkt ein Ansteigen der Falschtriggerraten um einen Faktor von mehr als 1000. Bei konstanter Rauschleistung besteht somit kein Spielraum, die Feldstärkeschwelle signifikant zu erniedrigen, selbst wenn deutlich höhere Falschtriggerraten akzeptiert werden. Zusätzlich steigt die Falschtriggerrate exponentiell mit der Rauschleistung an und zeigt, da die äußeren Rauschprozesse in der Regel nur schwach stationär sind, bei festem Schwellwert starke Fluktuationen. Zeitlich stabile Falschtriggerraten können nur durch eine dynamische Regelung des Schwellwertes erzielt werden.

Die dargestellte Theorie fordert eine Signalamplitude von 4 dB oberhalb des Schwellwertes, um den Signalimpuls mit einer Wahrscheinlichkeit von über 90 % nachweisen zu können. Gute Entdeckungswahrscheinlichkeiten sind auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe bei Signalamplituden von  $270 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  und von  $90 \mu\text{V/m}_{\text{PEAK}}$  in ruhiger, ländlicher Umgebung zu erwarten. Kalibrierte Messungen der Radioemission kosmischer Schauer haben erst vor kurzem begonnen. Nach vorsichtiger Abschätzung ist abzusehen, dass in ruhiger ländlicher Umgebung kosmische Schauer ab einer Primärenergie von  $5 \cdot 10^{17}$  eV und in besiedelter Umgebung wie dem Forschungszentrum Karlsruhe ab  $10^{18}$  eV mit der hier konzipierten Selbsttriggerung detektiert werden können.

### **Ausblick**

Der aufgenommene kontinuierliche Messbetrieb mit drei Empfängerstationen nach dem hier vorgestellten Konzept auf dem Gelände des Luftschauerexperiment KASCADE-Grande wird auch in den kommenden Jahren fortgesetzt werden. Die dabei gewonnenen Daten werden dazu beitragen, die Radioemissionen kosmischer Schauer und die zugrunde liegenden Emissionsmodelle systematisch untersuchen zu können.

Die Arbeiten zur Realisierung einer autarken Radioobservation werden fortgesetzt. Sie basieren auf dem hier vorgestellten Selbsttriggerkonzept und nutzen das entstandene Empfangssystem mit seiner inhärenten Störunterdrückung. Durch nachgeschaltete, höhere Triggerebenen, die auf der Identifikation und Unterdrückung bestimmter Störmuster beruhen, ist beabsichtigt, die Triggereffizienz weiter zu erhöhen.

Um die Einsetzbarkeit der Radioobservation in großflächigen Detektorarrays zu studieren, ist innerhalb der nächsten 1 bis 2 Jahre auf dem Gelände des Pierre-Auger-Observatoriums in Argentinien die Errichtung eines sog. „Engineering Arrays“ beabsichtigt. Es ist absehbar, dass dabei Teile der hier entstandenen Empfängerkomponenten zum Einsatz kommen

werden. Eine Arbeitsgruppe der Universität Aachen arbeitet derzeit an der Adaption der hier entwickelten logarithmisch-periodischen Dipolantenne an die harten argentinischen Witterungsverhältnisse. Der Einsatz der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten elektronischen Empfängerkomponenten, die aufgrund ihres geringen Leistungsbedarfs und der niedrigen Fertigungskosten bereits für großflächige Detektorfelder ausgelegt sind, ist ebenfalls absehbar. Darüber hinaus bietet das geplante „Engineering Array“ die Möglichkeit, die in dieser Arbeit konzipierte Selbsttriggerung und die diesbezüglich getroffenen Prognosen in einem ruhigen ländlichen Umfeld zu überprüfen.

*Danksagung*

*Diese Arbeit entstand im Rahmen des LOPES-Projektes. Ich möchte mich hiermit bei allen Mitgliedern der LOPES-Kollaboration für die vielfältige Unterstützung bedanken.*

*Ausdrücklich bedanken möchte ich mich bei:*

*Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. Manfred Thumm, der mir die Durchführung dieser Arbeit durch die Übernahme des Hauptreferats ermöglicht hat, für die vielen nützlichen Informationen und stets motivierenden Empfehlungen bei der Durchführung und Anfertigung dieser Arbeit*

*Herrn Prof. Dr. Hartmut Gemmeke für die Übernahme des Korreferats, die Anregung zu diesem interessanten Thema und die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik durchführen zu können*

*Herrn Dr. Tim Huege, Herrn Dr. Andreas Haungs und Herrn Dipl.-Phys. Steffen Nehls für die vielen klärenden Diskussionen und Informationen an der Schnittstelle zwischen Nachrichtentechnik und der Physik kosmischer Schauer*

*Herrn Dr. Sascha Wüstling, Herrn Dr. Andreas Kopmann und Herrn Dipl.-Ing. Horst Demattio für das Korrekturlesen dieser Arbeit, die vielen nützlichen Tipps und die Erörterung technischer als auch konzeptioneller Details*

*Herrn Dr. Harald Schieler und Herrn Dr. Jürgen Wochele für die tatkräftige Unterstützung bei der Anbindung der Empfängerstationen an die Infrastruktur des KASCADE-Grande-Experimentes*

*Herrn Dipl.-Ing. Dietmar Bormann, Herrn Dipl.-Ing. Lars Petzold, Herrn Dipl.-Ing. Gunter Hellmann und Herrn Dipl.-Ing. Rudolf Berg für ihr Engagement bei der Realisierung des Datenerfassungssystems, der Hardware-Entwicklung, dem Platinenlayout und der Elektronikfertigung*



## Literaturverzeichnis

- [All71] H.R. Allan, Prog. in Elem. Part. and Cos. Ray Phys., Vol. 10 (1971) 171
- [All75] O.C. Allkofer, Introduction to Cosmic Radiation, Verlag Carl Thiemig München (1975)
- [Asc07] T. Asch, International Cosmic Ray Conference, Contribution 923 (2007)
- [Ask62] G.A. Askaryan, Soviet Phys. JETP, 14 (1962) 441
- [Ask65] G.A. Askaryan, Soviet Phys. JETP, 21 (1965) 658
- [Bau85] E. Baur, Einführung in die Radartechnik, Verlag Teubner Stuttgart, ISBN 3-519-00106-3 (1985)
- [Cat03] O. Catalano, M. C. Maccarone, A. Santangelo, L. Scarsi & The Euso Collaboration, in Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics (2003) 427
- [Fal05] H. Falcke et al. - LOPES collaboration, Nature 435 (2005) 313
- [F&G03] H. Falke & P. Gorham, Astroparticle Physics, 19 (2003) 477
- [Gai90] T.K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1990)
- [Gem06] H. Gemmeke et al., Intern. Journal of Modern Physics A, 21:242 (2006)
- [Goe01] J. Göbel, Radartechnik, VDE Verlag Berlin und Offenbach, ISBN 3-8007-2582-7 (2001)
- [Hes12] V. F.Hess, Physikalische Zeitschrift, 13 (1912) 1048
- [Hor06] A. Horneffer, Measuring Radio Emissions from Cosmic Ray Air Showers with a Digital Radio Telescope, Dissertation, Universität Bonn (2006)
- [Hud99] B. Huder, Einführung in die Radartechnik, Verlag Teubner Stuttgart u.a., ISBN 3-519-06261-5 (1999)
- [Hue04] T. Huege, Radio Emission from Cosmic Ray Air Showers, Dissertation, Universität Bonn (2004)
- [Hue07] T. Huege, persönliche Mitteilung (Mai, 2007)
- [ITU82] Genf: ITU 1982, Recommendations and Reports of the CCIR, Vol. I (Spectrum utilization and monitoring), Rep. 670 (Worldwide minimum external noise levels, 0.1 Hz to 100 GHz) (1982)
- [ITU90a] Genf: ITU 1990, Recommendations and Reports of the CCIR, Vol. VI (Propagation in ionized media), Rep. 258-4 (Man made radio noise), (1990)
- [ITU90b] Genf: ITU 1990, Recommendations and Reports of the CCIR, Vol. VI (Propagation in ionized media), Rep. 322-3 (Characteristics and applications of atmospheric radio noise data), (1990)

- [ITU90c] Genf: ITU 1990, Recommendations and Reports of the CCIR, Vol. VI (Propagation in non-ionized media), Rep. 527-2 (Electrical characteristics of the surface of the earth), (1990)
- [Jel65] J.V. Jelley, J. H. Fruin, N. A. Porter et al., *Nature*, 205 (1965) 327
- [Kra03] I. Kravchenko, et al., *Astropart. Phys.*, 20 (2003) 195
- [Kam02] K.-D. Kammeyer, K. Kroschel, *Digitale Signalverarbeitung*, 5. Auflage, Verlag B.G. Teubner Stuttgart u.a., ISBN 3-519-46122-6 (2002)
- [Kam04] K.-D. Kammeyer, *Nachrichtenübertragung*, 3. Auflage, Verlag B.G. Teubner Stuttgart u.a., ISBN 3-519-26142-1 (2004)
- [K&L66] F.D. Kahn & I. Lerche, in *Proc. Roy. Soc*, Vol. A-289 (1966) 206
- [Kri01] A. Krischke, *Rothammels Antennenbuch*, 12. Auflage, DARC-Verlag Baunatal, ISBN 3-88692-033-X (2001)
- [Lan92] K. Lange, K.-H. Löcherer, *Meinke · Gundlach Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, 5. überarb. Auflage, Springer-Verlag Berlin u.a., ISBN 3-540-54714-2 (1992)
- [Rot03] H. Röttgering, *New Astron, Rev.*, 47 (2003) 405
- [Ric44] S.O. Rice, *Bell Systems Technical Journal*, Vol. 23 (1944) 282-332
- [Ric45] S.O. Rice, *Bell Systems Technical Journal*, Vol. 24 (1945) 46-156
- [Sok03] P. Sokolsky, in *Particle Astrophysics Instrumentation*, Proceedings of the SPIE, Vol 4858 (2003) 103
- [Tie85] U. Tietze, Ch. Schenk, *Halbleiterschaltungstechnik*, 7. Auflage, Springer-Verlag Berlin u.a., ISBN 3-540-15134-6 (1987)
- [V&B88] H.J. Völk & P.L. Biermann, *Astrophys. Journal*, 273 (1988) L65
- [Wol87] H. Wolf, *Nachrichtenübertragung*, Zweiter korrigierter Nachdruck, Springer-Verlag Berlin u.a., ISBN 3-540-06359-5 (1987)
- [YoD98] S. Yoshida, D. Dai, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 24 (1998) 905



## **8 Anhang**

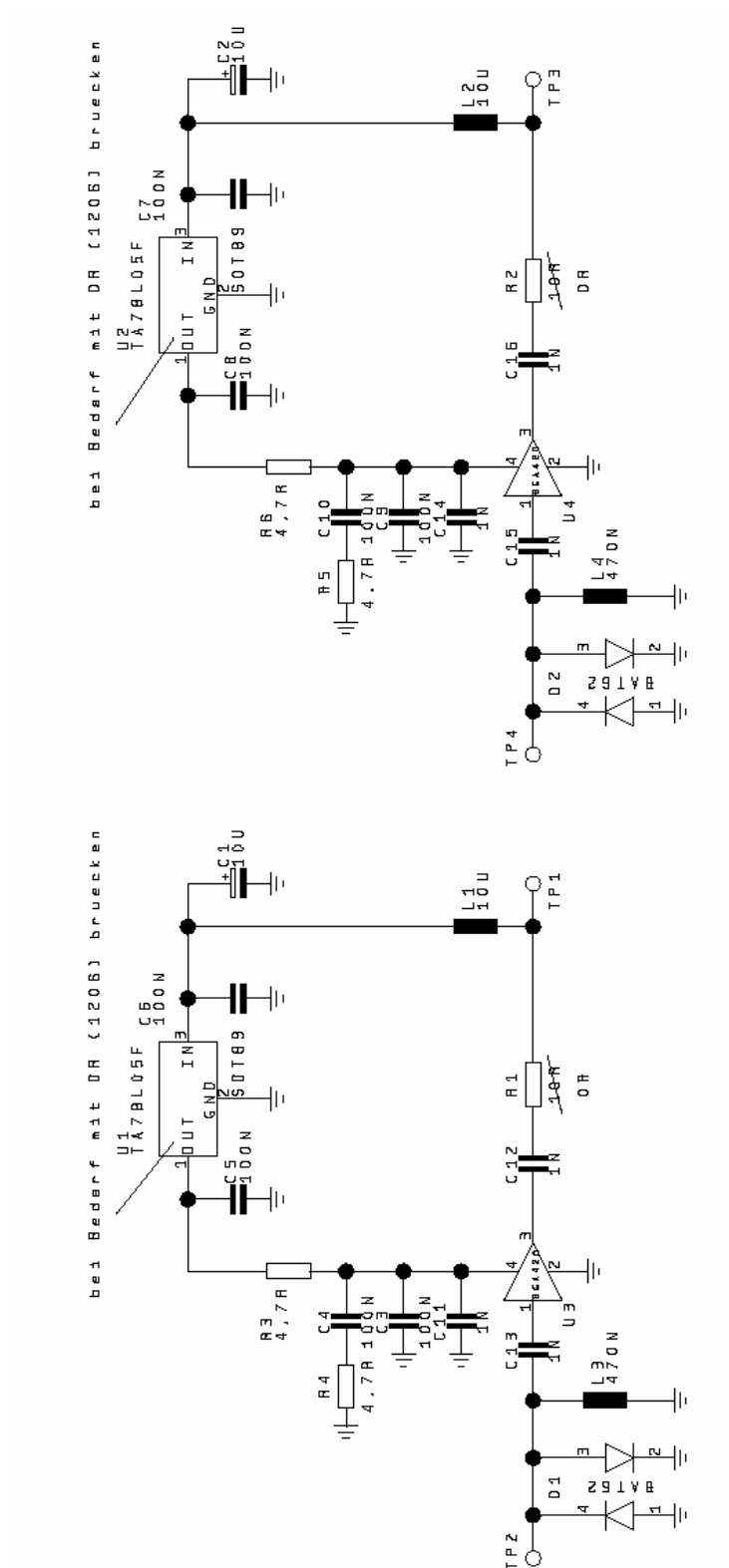


Abbildung 8.1: Schaltbild des zweikanaligen Antennenvorverstärkers

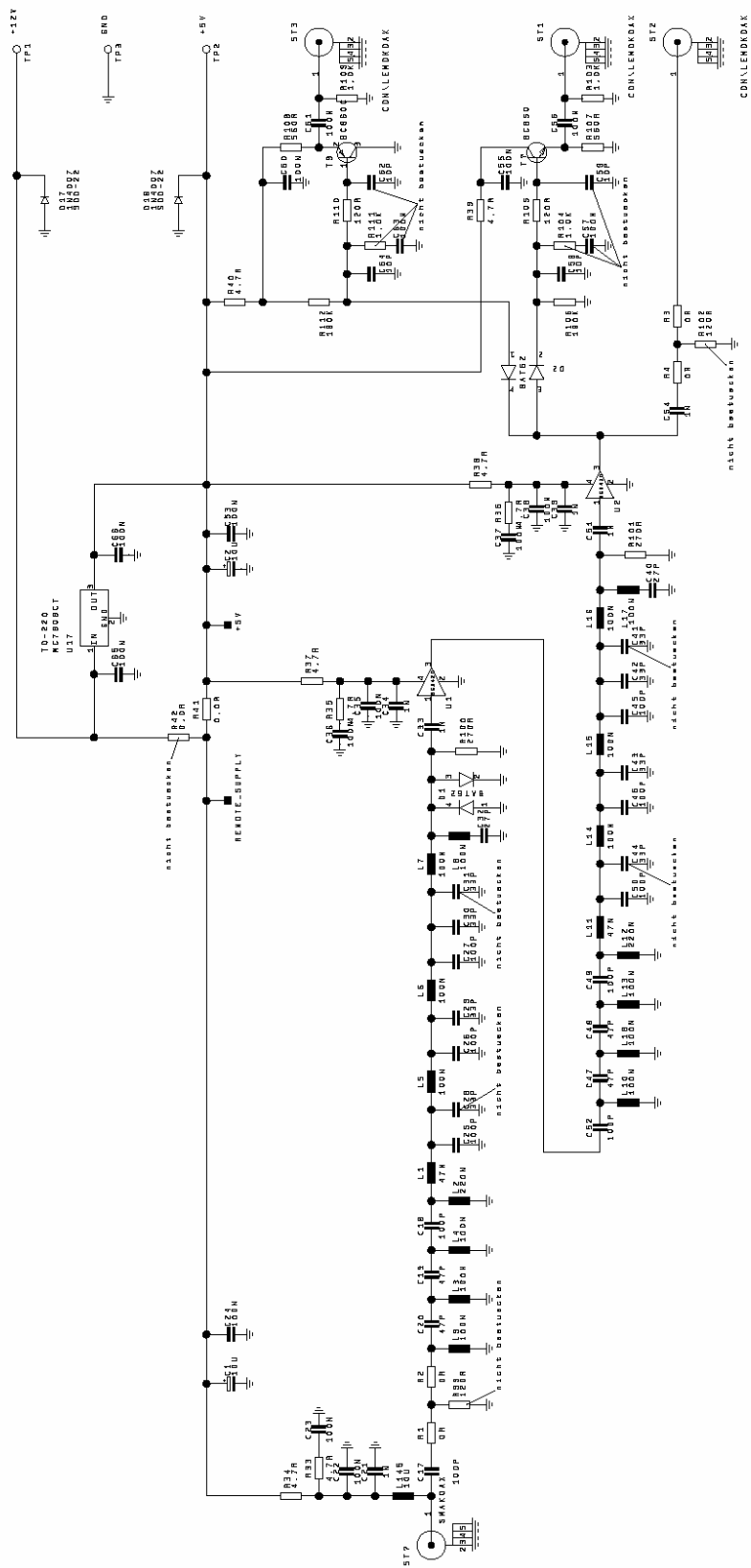


Abbildung 8.2: Schaltbild eines Kanals des achtkanaligen Filter-Demodulator-Moduls nach Abschnitt 4.3



## Lebenslauf

Oliver Krömer

geboren am 11.03.1964 in Minden

<b><u>Schulbildung</u></b>	1970 - 1974	Grundschule Rinteln/Steinbergen
	1974 - 1983	Gymnasium Rinteln, Abitur im Juni 1983
<b><u>Wehrpflicht</u></b>	1983 – 1984	Richtfunkausbildung
<b><u>Universität</u></b>	1984 - 1992	
Studium		Universität Hannover Studienfach: Elektrotechnik Fachrichtung: Nachrichtentechnik/Hochfrequenztechnik
Studienarbeit		Signalgenerator für das W-Band (75 - 100 GHz)
Diplomarbeit		Vektorvoltmeter für 116 MHz
studienbegleitend		Wissenschaftliche Hilfskraft - Untersuchung von Höchstfrequenz-Schottkydioden-Chips - Instrumentierung eines Mikrowellen-Reflexionsfaktormessplatzes
<b><u>Berufstätigkeit</u></b>	seit Mai 1993	
		Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungszentrum Karlsruhe Konzeption und Entwicklung von Sensorsystemen und Elektronik für: - Mikromechanische Inertialnavigationsplattformen - Optische Heterodynempfänger - Ozonphotometer für die Klimaforschung - Rastersondenmikroskopie und Nanotechnologie - Radioobservation kosmischer Schauer