

Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg
Hamburg University of Applied Sciences

Bachelorthesis

Finn Oliver Pankoke

Entwicklung eines Kammgenerators als
Referenzobjekt für Störabstrahlungsmessung

Finn Oliver Pankoke

Entwicklung eines Kammgenerators als
Referenzobjekt für Störabstrahlungsmessung

Bachelorthesis eingereicht im Rahmen der Bachelorprüfung
im Studiengang Informations- und Elektrotechnik
am Department Informations- und Elektrotechnik
der Fakultät Technik und Informatik
der Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg

Betreuender Prüfer : Prof. Dr. Ralf Wendel
Zweitgutachter : Prof. Dr. Aining Li

Abgegeben am 03. Juni 2016

Finn Oliver Pankoke

Thema der Bachelorthesis

Entwicklung eines Kammgenerators als Referenzobjekt für Störabstrahlungsmessung

Stichworte

Kammgenerator, EMV, Referenzobjekt, Störabstrahlungsmessung, Puls-generator, Impulse, Lawinendurchbruch, Step-Recovery-Diode, PIN-Diode

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden verschiedene Konzepte zur Entwicklung eines Kammgenerators als Referenzobjekt für Störabstrahlungsmessung untersucht und ausgewertet. Hierzu werden zunächst theoretische mathematische Grundlagen zu Impulsen im Zeit- und Frequenzbereich behandelt sowie Unterschiedliche Bauteile zur Generierung von sehr kurzen Impulsen analysiert. Des Weiteren wird ein Kammgenerator auf Basis des Lawineneffekts eines Bipolar Transistors entwickelt und dieser mit einer kommerziellen Schaltung, welche auf der Kammgenerierung durch PIN-Dioden beruht, verglichen.

Finn Oliver Pankoke

Title of the paper

Development of a comb generator as reference object for electromagnetic radiation

Keywords

comb generator, emc, reference object, pulse generator, impulse, avalanche breakdown, step-recovery-diode, PIN-diode

Abstract

This work analysis the different concepts of the development of a comb generator as a reference object for electromagnetic radiation. For this purpose the basic mathematical principles of impulses in the time and frequency domain are discussed. Furthermore the different components for the generation of very short impulses are analysed. This includes the development of a comb generator based on the avalanche effect of bipolar transistors, which is being compared to a commercially available circuit based on comb generation via PIN-diodes.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vi
Tabellenverzeichnis	ix
Nomenklaturverzeichnis	x
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Aufbau der Arbeit	2
2 Signaltheoretische Grundlagen	3
2.1 Pulse und Impulse im Zeitbereich	3
2.1.1 Definition	3
2.1.2 Parameter von Pulsen und Impulsen	4
2.1.3 Mathematische Beschreibung	5
2.2 Pulse und Impulse im Frequenzbereich	6
2.2.1 Fourierentwicklung einer periodischen Funktion	6
2.2.2 Anwendung der Fourierentwicklung auf einen Rechteck-Puls	8
2.2.3 Anwendung der Fourier-Transformation auf einen Dreiecks-Puls	10
2.2.4 Diskussion der Fourier-Analyse	11
2.3 Zusammenfassung	13
3 Anforderungsanalyse	16
3.1 Minimaler Ausgangspegel des Kammgenerators	16
3.2 Maximale Impulsdauer und Anstiegszeit	17
4 Analyse von Bauteile zur Pulserzeugung	18
4.1 Step-Recovery-Dioden	18
4.1.1 Aufbau	18
4.1.2 Wirkungsweise	19
4.2 PIN-Dioden	20
4.2.1 Aufbau	20
4.2.2 Wirkungsweise	21
4.3 Avalanche-Transistor	22
4.3.1 Aufbau	22
4.3.2 Wirkungsweise	22
4.3.3 Avalanche-Durchbruch	23

4.4	Zusammenfassung	26
5	Pulserzeugung durch einen Transistor im Avalanche-Betrieb	28
5.1	Analyse der idealen Grundsaltung	28
5.2	Vorüberlegungen zum Schaltungsentwurf	29
5.3	Versuchsreihe: Auswahl eines geeigneten Transistors	30
5.3.1	Transistor-Typ BFG541	32
5.3.2	Transistortyp 2N2369	37
5.3.3	Diskussion der Transistorauswahl	39
5.4	Entwurf der Schaltung mit dem BFG541	40
5.4.1	Spannungsversorgung	40
5.4.2	Pulserzeugung	42
5.4.3	Platinendesign	42
5.4.4	Messergebnisse	45
5.4.5	Auswertung	45
5.5	Zusammenfassung	47
6	Pulserzeugung mittels PIN-Dioden	48
6.1	Schaltungsanalyse und Simulation	48
6.1.1	Spannungsversorgung	49
6.1.2	Selektiver Verstärker	49
6.1.3	Quarz	58
6.1.4	Schleifenverstärkung und Phasendrehung	62
6.1.5	Verzerrung des Ausgangssignals	62
6.2	Messungen	62
6.2.1	Auswertung	64
7	Entwurf einer Referenz-Antenne	65
7.1	Theoretische Überlegungen	65
7.2	Entwurf	66
7.3	Simulationsergebnisse	68
7.3.1	Eingangsreflexionsfaktor	68
7.3.2	Abstahlverhalten	68
7.4	Auswertung und Fazit	68
8	Fazit und Ausblick	75
8.1	Fazit	75
8.2	Ausblick	76
	Literaturverzeichnis	77
	Anhang	78

Abbildungsverzeichnis

2.1	Fourierreihe des Rechteckpulses oben: mit $n = 10$ unten: mit $n=100$ links: Zeitbereichssignal rechts: Fouriertransformierte des Zeitsignals	9
2.2	Rechteckimpuls der Breite τ_i	14
2.3	Dreieckimpuls der Breite $2 \cdot t_r$	14
2.4	Impuls als Faltung aus Rechteck und Dreieck (normiert)	15
4.1	Aufbau einer Step-Recovery-Diode	19
4.2	Schichtaufbau einer PIN-Diode	21
4.3	(oben) Schichtaufbau eines npn-Transistors (unten) 2-Dioden-Ersatzschaltbild eines npn-Transistors	23
4.4	Kennliniefeld eines Transistors für den Durchbruchbereich (Quelle: [1] S.83 Abbildung 83.2)	27
5.1	Grundschialtung für den Avalanche Betrieb	29
5.2	Messschaltung 1 mit BFG541	31
5.3	Kollektor-Emitter-Spannung und Basis-Emitterstrom als Funktion der Betriebsspannung blau: $U_{CE} = f(U_S)$ rot: $I_{R,BE} = f(U_S)$	33
5.4	Spannungsabfall über dem Basis-Emitter-Widerstand $U_{BE} = f(U_S)$	34
5.5	Emitterstrom in Abhängigkeit der Betriebsspannung $I_A = f(U_S)$	35
5.6	Ausgangsimpuls der Messschaltung	36
5.7	Kollektorspannung und Basisstrom des 2N2369 in Abhängigkeit der Be- triebsspannung	38
5.8	Ausgangsimpuls der Schaltung mit 2N2369	39
5.9	Beschaltung des Schaltreglers LT1172 für die Versorgungsspannung	41
5.10	Simulation der Ausgangsspannung des LT1172 mit LTSpice	41
5.11	Beschaltung des Transistors zur Pulserzeugung	42
5.12	Vereinfachtes Schaltbild des GALI-6+ MMIC-Verstärkers (Quelle: Daten- blatt)	43
5.13	Layout der entworfenen Platine mit ausgeblendeten Masseflächen rot: Top-Layer blau: Bottom-Layer	43
5.14	Spannungsversorgung für den vorgesehenen Mircokontroller	44

Abbildungsverzeichnis

5.15	Erforderliche Beschaltung für den Mikrokontroller	44
5.16	Ausgangsspektrum der Versuchsschaltung mit dem BFG541 bei 1 GHz	45
5.17	Ausgangsspektrum der Versuchsschaltung mit dem BFG541 von 90 MHz bis 2,38 GHz	46
6.1	Kammgenerator von David Bowman (Quelle: Webseite David Bowman [2])	48
6.2	Oszillator in Obertonschaltung	49
6.3	Ausgangskennlinienfeld des BFS17 Transistors	50
6.4	Schwingfrequenz der Schaltung in Abhängigkeit von L_1	51
6.5	Simulationsmodell zur Bestimmung der Oszillationsfrequenz	51
6.6	Wechselstrom-Ersatzschaltbild im Resonanzfall	52
6.7	Dynamisches Kleinsignalmodell des Transistors	53
6.8	Wechselstrom-Ersatzschaltbild mit Kleinsignalmodell des Transistors	54
6.9	Ausgangswiderstand der Basisschaltung direkt am Kollektor	55
6.10	Ausgangswiderstand der Basisschaltung mit Impedanzanpassung	55
6.11	Ausgangsschaltung des WESB	56
6.12	T-Ersatzschaltbild der Ausgangsschaltung des WESB	56
6.13	Simulation der Z-Parameter für die Ausgangsersatzschaltung	57
6.14	Verstärkung der Basisschaltung	58
6.15	Verstärkung der Basischaltung in dB	59
6.16	Ergebnis der Berechnungsfunktion des Netzwerkanalysators für den Quarz	60
6.17	Verstärkung der Schaltung mit Quarz-ESB	60
6.18	Ersatzschaltbild des Quarzes mit den errechneten Parametern in AWR	61
6.19	Durch Pin-Dioden verzerrtes Ausgangssignal der Bowman-Schaltung	63
6.20	Ausgangsspektrum der Bowmann-Schaltung von 1 MHz bis 1 GHz	63
6.21	Ausgangsspektrum der Bowmann-Schaltung von 1 MHz bis 10 GHz	64
7.1	Dimensionierte Referenzantenne (seitliche Ansicht)	66
7.2	Dimensionierte Referenzantenne (frontale Ansicht)	67
7.3	Eingangsreflexionsfaktor S_{11} der Referenzantenne	68
7.4	Eingangsreflexionsfaktor S_{11} der Referenzantenne im Smith-Diagramm: (grüner Kreis markiert $ r < 0,5$; Marker 1 liegt bei 100 MHz)	69
7.5	Abstrahlmodell mit Phi (blauer Kreis) und Theta (grüner Kreis)	70
7.6	Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 100 MHz in Abhängigkeit von Phi und Theta	70
7.7	Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 500 MHz in Abhängigkeit von Phi und Theta	71
7.8	Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 1 GHz in Abhängigkeit von Phi und Theta	71
7.9	Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 100 MHz (seitliche Ansicht)	72
7.10	Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 100 MHz (frontale Ansicht)	72
7.11	Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 500 MHz (seitliche Ansicht)	73
7.12	Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 500 MHz (frontale Ansicht)	73
7.13	Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 1 GHz (seitliche Ansicht)	74

Abbildungsverzeichnis

7.14 Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 1 GHz (frontale Ansicht) 74

Tabellenverzeichnis

- 5.1 Kenndaten des RTO1024 laut Herstellerangaben 30
- 5.2 Gemessene Kennwerte des Ausgangsimpulses bei Verwendung des BFG541 35

Nomenklaturverzeichnis

Formelzeichen

Lateinische Zeichen

Zeichen	Einheit	Bedeutung
A	[]	Gleichspannungsverstärkung
a_0	[]	Gleichanteil der Fourierreihe
a_v	[]	gerade Fourierkoeffizienten
B	[]	Gleichspannungsverstärkung
b_v	[]	ungerade Fourierkoeffizienten
C	[F]	Kapazität allgemein
c_0	[$\frac{m}{s}$]	Lichtgeschwindigkeit
\underline{c}_v	[]	komplexe Fourierkoeffizienten
e	[]	Eulersche Zahl
E	[$W \cdot s$]	Energie
$FSPL$	[dB]	Freiraumdämpfung
g	[]	Tastgrad
I	[A]	Strom
j	[]	imaginäre Einheit
L	[H]	Induktivität
L	[dB]	Pegel (vgl. S.17)
M	[]	Durchbruchfaktor
m	[]	Exponent des Durchbruchfaktors
n	[]	Zählindex der Periode
P	[W]	Leistung der Grundschiwingung
Q	[$A \cdot s$]	Ladung
Q	[]	Güte
r	[m]	Radius/Abstand
R	[Ω]	Widerstand
\underline{r}	[Ω]	Differentieller Widerstand
S	[$\frac{mA}{V}$]	Stromverstärkungsfaktor
S_{xx}	[]	S-Parameter
T	[s]	Breite

Zeichen	Einheit	Bedeutung
t	[s]	Zeit
T_0	[s]	Periodendauer
U	[V]	Spannung
U_A	[V]	Early-Spannung
v	[]	Zählindex der Grundfrequenz
v_u	[]	Spannungsverstärkung
x_p	[V]	Impulshöhe
\underline{Z}	[Ω]	Impedanz

Griechische Zeichen

Zeichen	Einheit	Bedeutung
λ	[m]	Wellenlänge
ω_0	[Hz]	Kreisfrequenz
τ_i	[s]	Impulsdauer
τ_r	[s]	Lebensdauer Diode

Indizes

Index	Bedeutung
a	Ausgang
B	Basis
BE	Basis-Emitter
BR	im Durchbruch
C	Kollektor
c_1	Grundschiwingung
c_v	v-fache der Grundschiwingung
CE	Kollektor-Emitter
E	Emitter
E	Empfang (vgl. S.17)
f	Fallend
G	Generator/Quelle

Index	Bedeutung
i	Impuls
max	Maximum
min	Minimum
OSZ	Oszillation
p	Puls
PROBE	Tastkopf
r	Steigend
R	In Sperrrichtung
Ref	Referenz
Res	Im Resonanzfall
s	Serienresonanz
SK	Schwingkreis
TRIG	Trigger

Signale

Signal	Bedeutung
$rect(x)$	Rechteckfunktion
$\text{III}(x)$	Schah-Funktion (Dirac-Folge)
$si(x)$	Kardinalsinus
$triang(x)$	Dreiecksfunktion

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
AWR	National Instruments AWR Design Environment
CST	Computer Simulation Technologie Microwave Studio
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
EPI	epitaxial gefertigter Diodentyp
FSPL	Free-spacepath loss
HP	Hewlett-Packard Company
MMIC	Monolithic Microwave Integrated Circuit
SMA	Sub-Miniature-A
SRD	Step-Recovery-Diode
WESB	Wechselspannungs-Ersatzschaltbild

1 Einleitung

In dieser Arbeit wird die Entwicklung eines Referenzobjektes für Störabstrahlungsmessung behandelt.

1.1 Motivation

Mit der steigenden Zahl von elektronischen Kleingeräten im Alltag und dem zunehmenden Einsatz von hochfrequenter Leistungselektronik steigt auch die Gefahr gegenseitiger Störung und Beeinflussung. Bei der Entwicklung neuer Geräte ist es somit von großer Bedeutung, diese gegen Störeinflüsse zu immunisieren und die Vermeidung von Störaussendungen sicherzustellen. Handelsräume wie Europa, die USA, China, Korea, Australien und Neuseeland haben daher regulatorische Anforderungen an die elektromagnetische Verträglichkeit elektronischer Geräte. Es obliegt dem Hersteller, dass Produkte diesen Anforderungen genügen. Es empfiehlt sich daher, dass bei der Entwicklung neuer Produkte zum einen eine gute EMV-Praxis berücksichtigt wird und zum anderen, dass das Produkt fortwährend auf seine elektromagnetische Verträglichkeit überprüft wird.

Eine geläufige Form der Prüfung ist die sogenannte Antennenmessung, bei der eine Antenne in definiertem Abstand zum Prüfling positioniert wird, welche am Ort des Prüfling eine definierte Feldstärke erzeugt. Der Prüfling muss trotz dieses Störeinflusses ordnungsgemäß funktionieren. Im Umkehrschluss können auch Störaussendungen des Prüflings gemessen werden.

Für die Durchführung einer solchen Messung benötigt man einen möglichst ungestörten, bestenfalls abgeschirmten Ort und Messtechnik, welche für den Einsatz im geforderten Frequenzbereich geeignet ist. Zu Letzterer gehören unter anderem eine Antenne und ein Empfangsgerät, welche wie alle elektronischen Geräte physikalischen und chemischen Einflüssen unterliegen. Es ist daher unerlässlich auch die Messeinrichtung in regelmäßigen Abständen auf ihre ordnungsgemäße Funktion zu überprüfen. Zu diesem Zwecke wird eine Referenzstrahlungsquelle benötigt, welche ein zur Verifikation der Messgeräte geeignetes Signal erzeugt und sendet.

Ein Kammsignal im Frequenzbereich eignet sich hierfür in besonderem Maße und erhält seine Bezeichnung durch das Vorhandensein zahlreicher schmaler Linien in definiertem Frequenzabstand. Durch diese Signalform kann sehr gut beobachtet werden, wie sich eine Empfangs- oder Verstärkungseinrichtung im relevanten Frequenzbereich im Vergleich zu vorherigen Messungen verhält. Die Erzeugung eines Kammsignals lässt sich auf verschiedene Arten realisieren. Ziel dieser Arbeit soll es sein, zwei dieser Konzepte

zu untersuchen und auszuwerten. Des Weiteren soll eine Referenzantenne konzipiert und untersucht werden, mit welcher das Referenzsignal an die Empfangseinrichtung übertragen werden kann.

1.2 Aufbau der Arbeit

Zu Beginn dieser Arbeit wird eine theoretische Betrachtung der Kammsignalerzeugung vorgenommen. Hierfür werden signaltheoretische Grundlagen aus dem Bereich der Fourier Analyse herangezogen und die Zusammenhänge zwischen Signalen im Zeit- und Frequenzbereich erklärt. Im Anschluss werden bekannte Konzepte zur Impulserzeugung untersucht, um deren Relevanz für den Entwurf einer Kammgenerator-Schaltung erläutert. Darauf aufbauend werden im Detail der Entwurf und die Dimensionierung einer Schaltung, welche sich den Lawineneffekt eines Bipolartransistors zu nutze macht, entwickelt, sowie eine Schaltung auf Basis von antiparallelen PIN-Dioden vorgestellt und analysiert. Beide Schaltungskonzepte werden zudem realisiert und verschiedene Messungen zur Feststellung ihrer Eignung durchgeführt. Des Weiteren wird die Entwicklung einer möglichen Referenz-Antenne für den Kammgenerator beschrieben. Hierzu werden zunächst theoretische Erwägungen erläutert, das entwickelte Objekt in einem Computerprogramm simuliert und anschließend die Ergebnisse der Simulation bewertet.

2 Signaltheoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Zusammenhänge erklärt, welche zum Verständnis der Anforderungen an die Erzeugung eines Kammsignals im Frequenzbereich erforderlich sind. Zu diesem Zwecke wird zunächst betrachtet, wie sich zur Kammgeneration geeignete Signale im Zeitbereich mathematisch beschreiben lassen, wie diese in den Spektralbereich überführt werden und wie geeignet sie als Modelle für reale Signale sind.

2.1 Pulse und Impulse im Zeitbereich

Zunächst muss festgestellt werden, welches Zeitsignal sich für eine Formung eines Kammsignals im Frequenzbereich eignet. Als Ansatz hierfür dient die Betrachtung eines Kammsignals als eine Folge von Dirac-Stößen $\text{III}(t)$. Aus den Grundlagen der Signaltheorie ist bekannt, dass die Korrespondenz einer Dirac-Folge im Frequenzbereich eine Dirac-Folge im Zeitbereich ist. Es gilt also

$$\text{III}(t) \circ \text{---} \bullet \text{III}(f) \tag{2.1}$$

Ein geeignetes Zeitsignal muss daher eine periodische Folge von Einzelsignalen sein, welche in einem realen System einen Dirac-Stoß annähern. Ein solches Signal wird als Impuls bezeichnet. Im Folgenden wird daher die Definition und Beschreibung von Impulsen behandelt.

2.1.1 Definition

Ein Impuls ist ein einmaliges Ereignis, bei dem der Wert einer physikalischen Größe zeitlich begrenzt von Null abweicht. Diese können in ein- und zweiseitige Impulse unterteilt werden, wobei ein einseitiger Impuls während seiner gesamten Dauer eine gleichbleibende Polarität besitzt, ein zweiseitiger hingegen seine Polarität wechselt, so dass das Integral über der Zeit Null beträgt. Weitere Formen von Impulsen sind Schwingungsimpulse, die einen sinusförmigen Verlauf mit teils verschiedenen Hüllkurven Verläufen aufweisen, sowie Dirac-Impulse. Dirac-Impulse stellen Grenzfälle einseitiger Impulse dar, bei denen die Impulsdauer gegen null und die Impulshöhe gegen Unendlich laufen, wobei die Fläche des Integrals gleich eins ist.

Ein Puls oder auch Impulsfolge ist eine unendlich andauernde, periodische Folge gleichartiger Impulse, deren Abstand mit der Periode und der beliebigen ganzen Zahl n beschrieben wird, so dass folgt:

$$f(t) = f(t + n \cdot T_0) \quad (2.2)$$

2.1.2 Parameter von Pulsen und Impulsen

Pulse und Impulse lassen sich über die folgenden Parameter beschreiben

Impulsdauer τ_i Zeitspanne zwischen dem Erreichen von je 50% der Impulshöhe bei Anstieg und Abfall.

Periodendauer T_0 Beschreibt den Impulsabstand einer periodischen Impulsfolge.

Impulshöhe x_p Beschreibt den Endwert des Impulses bzw. den Wert des Impulsdaches.

Anstiegszeit t_r Zeitspanne zwischen dem Erreichen von 10% und 90% der Impulshöhe.

Abfallszeit t_f Zeitspanne zwischen dem Erreichen von 90% und 10% der Impulshöhe.

Flankensteilheit S Maß für die Amplitudenänderung mit der Zeit $S = \frac{\delta x_p}{\delta t}$, bei dem eine positive Zahl eine steigende und eine negative Zahl eine abfallende Flanke beschreibt.

Impulsfolgefrequenz f_p Angabe der Impulse pro Sekunde bei einer periodischen Impulsfolge.

Tastgrad g Verhältnis der Impulsdauer zum Periodendauer $g = \frac{\tau_i}{T_0}$

2.1.3 Mathematische Beschreibung

Eine Beschreibung eines Impulses als Dirac-Stoß $\delta(t)$ liegt zunächst nahe. Da dieser allerdings per Definition keine Dauer und eine unendliche Höhe besitzt, bietet sich ein solch rein theoretisches Konstrukt für die Umsetzung eines realen Systems nicht an. Reale Pulse lassen sich über eine Annäherung als periodische Rechteckfunktionen beschreiben, da sich für diese eine einfache Entwicklung in eine unendliche Reihe nach Fourier ergibt. Ein Puls ist somit wie folgt definiert:

$$\text{rect}(t) = \begin{cases} 1 & \text{für } -\frac{T_0}{2} + n \cdot T_0 \leq t \leq \frac{T_0}{2} + n \cdot T_0 \\ 0 & \text{für } \frac{T_0}{2} + nT_0 \leq t \leq (n+1) \cdot T_0 \end{cases} \quad (2.3)$$

Auch für Rechteck-Pulse ergibt sich das Problem, dass diese per Definition unendliche Steile Flanken haben. Ein möglicher Lösungsansatz, welcher im Kapitel 2.2 genauer erläutert wird, macht zudem die Betrachtung eines Dreieck-Pulses sinnvoll:

$$\text{triang}(t) = \begin{cases} \frac{t_r - |t|}{t_r} & \text{für } |t| < T \\ 0 & \text{für } |t| \geq T \end{cases} \quad (2.4)$$

2.2 Pulse und Impulse im Frequenzbereich

Im Unterkapitel 2.1 wurde erläutert, warum ein eine eine Betrachtung eines realen Signals als Dirac-Folge im Zeitbereich $\text{III}(t)$ nicht geeignet ist. Da der Zusammenhang aus Gleichung (2.2) nun nicht mehr gilt, wird in diesem Kapitel die Überführung der in Unterkapitel 2.1 definierten Zeitsignale in den Frequenzbereich über eine Entwicklung in eine Fourierreihe behandelt.

2.2.1 Fourierentwicklung einer periodischen Funktion

Wiederholt sich ein zeitkontinuierlichen Vorgang mit der Periode $T_0 = \frac{1}{f_0} = \frac{2\pi}{\omega_0}$, so kann dieser nach Fourier in eine unendliche Summe von sinus- und cosinusförmigen Teilschwingungen zerlegt werden, wobei die Frequenzen der Teilschwingungen vielfache der Grundfrequenz f_0 sind. Das Verhältnis von Teil- zu Grundschwingungsfrequenz wird hierbei über den Faktor v ausgedrückt. Die Grundform der entwickelten, reellen Reihe lautet:

$$f(t) = a_0 + \sum_{v=1}^{\infty} a_v \cos(v\omega_0 t) + \sum_{v=1}^{\infty} b_v \sin(v\omega_0 t) \quad (2.5)$$

Hierbei ist $\omega_0 = 2\pi f_0$ die Kreisfrequenz und a_v sowie b_v sind die Fourierkoeffizienten. Über Letztere lässt sich die Formel weiter zerlegen in den Gleichanteil a_0 , den geraden Anteil, welcher den Summenterm mit den Koeffizienten a_v enthält, und den ungeraden Anteil, welcher den Summenterm der die Koeffizienten b_v enthält. Durch Umrechnung von reellen trigonometrischen Funktionen in Hyperbelfunktionen lässt sich nach [3] und [4] die Gleichung (2.5) über die folgenden Zusammenhänge

$$\cos(z) = \cosh(jz) \quad (2.6)$$

$$\sin(z) = -j\cosh(jz) \quad (2.7)$$

$$\sinh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{2} \quad (2.8)$$

$$\cosh(x) = \frac{e^x + e^{-x}}{2} \quad (2.9)$$

in eine Funktion mit komplexen Fourierkoeffizienten überführen:

$$\begin{aligned}
 f_v(t) &= a_v \cdot \cos(v\omega_0 t) + b_v \cdot \sin(v\omega_0 t) \\
 &= a_v \cdot \cosh(jv\omega_0 t) + b_v \cdot (-j) \sinh(v\omega_0 t) \\
 &= \frac{a_v}{2} (e^{jv\omega_0 t} + e^{-jv\omega_0 t}) - j \frac{b_v}{2} (e^{jv\omega_0 t} - e^{-jv\omega_0 t}) \\
 &= \frac{1}{2} (a_v - jb_v) e^{jv\omega_0 t} + \frac{1}{2} (a_v + jb_v) e^{-jv\omega_0 t}
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

Mit

$$c_v = \frac{1}{2} (a_v - jb_v) \tag{2.11}$$

und

$$c_{(-v)} = \frac{1}{2} (a_v + jb_v)$$

ergeben sich somit zwei Drehzeiger $c_v e^{jv\omega_0 t}$ und $c_{-v} e^{-jv\omega_0 t}$ entgegengesetzten Drehsinns, deren komplexe Summe stets reell ist. Für die Funktion

$$f(t) = c_0 + \sum_{v=1}^{\infty} (c_v e^{jv\omega_0 t} + c_{(-v)} e^{-jv\omega_0 t}) \tag{2.12}$$

ergibt sich so nach Veränderung der Summationsgrenzen

$$f(t) = \sum_{v=-\infty}^{\infty} (c_v e^{jv\omega_0 t}) \tag{2.13}$$

Um eine Korrespondenz zwischen Zeitfunktion und Fourierkoeffizienten im Frequenzbereich herzustellen, wird die Gleichung nach [3] zunächst $e^{j\mu\omega_0 t}$ multipliziert und anschließend über t integriert.

$$\int_{t_0}^{t_0+T_0} f(t) \cdot e^{j\mu\omega_0 t} dt = \int_{t_0}^{t_0+T_0} \sum_{-\infty}^{\infty} (c_v e^{j(v-\mu)\omega_0 t} \cdot e^{jv\omega_0 t}) dt \tag{2.14}$$

Für den Fall $u = \mu$ ergibt sich

$$\int_{t_0}^{t_0+T_0} f(t) \cdot e^{jv\omega_0 t} dt = T_0 c_v \tag{2.15}$$

$$c_v = \frac{1}{T_0} \int_{t_0}^{t_0+T_0} f(t) \cdot e^{-jv\omega_0 t} dt \tag{2.16}$$

Die Korrespondenz kann nun wie folgt beschrieben werden

$$f(t) = \sum_{v=-\infty}^{\infty} (\underline{c}_v e^{jv\omega_0 t}) \quad \circ \longrightarrow \bullet \quad \underline{c}_v = \frac{1}{T_0} \int_{t_0}^{t_0+T_0} f(t) \cdot e^{-jv\omega_0 t} dt \quad (2.17)$$

2.2.2 Anwendung der Fourierentwicklung auf einen Rechteck-Puls

Wird die hergeleitete Korrespondenz (2.17) auf die Beschreibung des Pulses im Zeitbereich (2.3) angewendet, so ergibt sich

$$\underline{c}_v = \frac{1}{T_0} \int_{-\frac{\tau_i}{2}}^{\frac{\tau_i}{2}} 1 \cdot e^{-jv\omega_0 t} dt = \frac{1}{T_0} \left[j \cdot \frac{e^{-jv\omega_0 t}}{v\omega_0} \right]_{-\frac{\tau_i}{2}}^{\frac{\tau_i}{2}}$$

Durch Einsetzen der Grenzen

$$\underline{c}_v = \frac{1}{T_0} \left[\frac{\sin(v\omega_0 \frac{\tau_i}{2})}{v\omega_0} + j \frac{\cos(v\omega_0 \frac{\tau_i}{2})}{v\omega_0} - \left(\frac{\sin(v\omega_0 - \frac{\tau_i}{2})}{v\omega_0} + j \frac{\cos(v\omega_0 - \frac{\tau_i}{2})}{v\omega_0} \right) \right]$$

und mit $\sin(-x) = -\sin(x)$ und $\cos(-x) = \cos(x)$ folgt

$$\underline{c}_v = \frac{1}{T_0} \left[2 \frac{\sin(v\omega_0 \frac{\tau_i}{2})}{v\omega_0} \right] = \frac{1}{T_0} \left[2 \frac{\sin(v \frac{2\pi}{T_0} \frac{\tau_i}{2})}{v \frac{2\pi}{T_0}} \right] = \frac{1}{T_0} \frac{\sin(v\pi \frac{\tau_i}{T_0})}{v\pi \frac{1}{T_0}}$$

Durch die Erweiterung mit τ_i ergibt sich

$$\underline{c}_v = \frac{1}{T_0} \frac{\sin(v\pi \frac{\tau_i}{T_0})}{v\pi \frac{1}{T_0}} \cdot \frac{\tau_i}{\tau_i}$$

Es lässt sich so ein Zusammenhang mit dem Tastgrad g und der si-Funktion herstellen

$$\underline{c}_v = \frac{\tau_i}{T_0} \cdot \frac{\sin(v\pi \frac{\tau_i}{T_0})}{v\pi \frac{1}{T_0}} = g \cdot \frac{\sin(v\pi g)}{v\pi g} = g \cdot si(v\pi g) \quad (2.18)$$

Für das gewählte Koordinatensystem gilt $b_v = 0$, so dass sich für a_v , wenn gilt dass $a_v \neq 0$, ergibt

$$\begin{aligned} \underline{c}_v &= \frac{1}{2} a_v \\ a_v &= 2g \cdot si(v\pi g) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Für a_v im Falle $v = 0$ ergibt sich

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} f(t) dt = \frac{1}{T_0} \int_{-\frac{\tau_i}{2}}^{\frac{\tau_i}{2}} 1 dt \\ &= \frac{1}{T_0} [t]_{-\frac{\tau_i}{2}}^{\frac{\tau_i}{2}} = \frac{1}{T_0} \left[\frac{\tau_i}{2} - \left(-\frac{\tau_i}{2}\right) \right] = \frac{\tau_i}{T_0} = g \end{aligned} \quad (2.20)$$

Die endgültige Fourierreihe des gewählten Pulses lautet mit (2.5), (2.20) und (2.19)

$$\begin{aligned} f(t) &= a_0 + \sum_{v=1}^{\infty} a_v \cos(v\omega_0 t) \\ &= g \cdot \left[1 + 2 \sum_{v=1}^{\infty} \text{si}(v\pi g) \cos(v\omega_0 t) \right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

In der Abbildung 2.1 wurde zur Verdeutlichung ein Puls mit $f = 1$ und $g = 0.1$ abgebildet, wobei n die Ordnung der Fourierreihe darstellt.

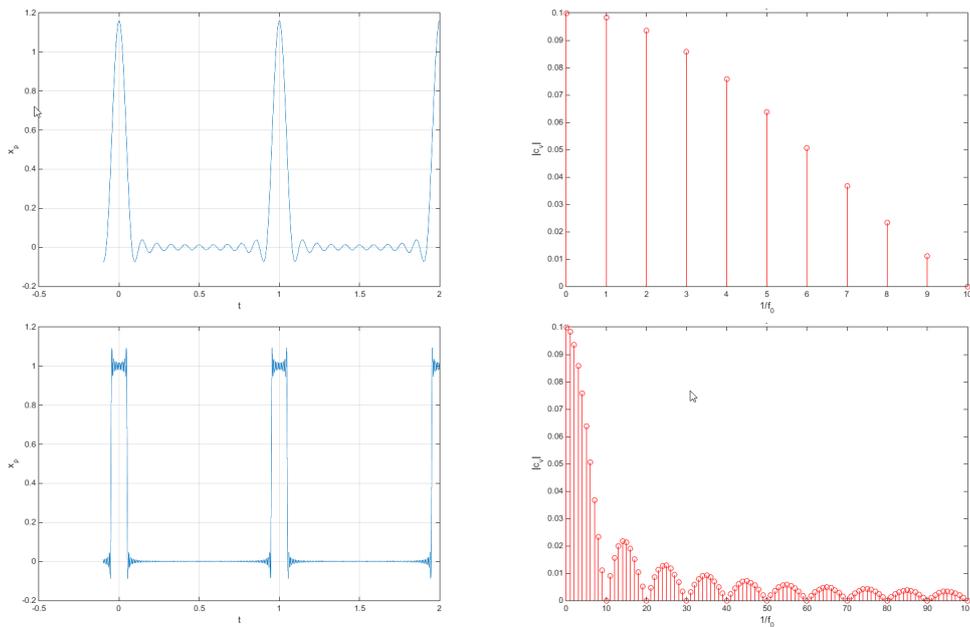


Abbildung 2.1: Fourierreihe des Rechteckpulses
 oben: mit $n = 10$
 unten: mit $n=100$
 links: Zeitbereichssignal
 rechts: Fouriertransformierte des Zeitsignals

Die Abbildungen oben und unten lassen erkennen, welchen Einfluss der die Ordnung auf das Signal im Zeit- und Frequenzbereich hat. Bei genauerer Betrachtung der unteren Abbildung fällt auf, dass das Zeitsignal mit steigender Ordnung steilere Flanken

aufweist. Über diesen Zusammenhang lässt sich aufzeigen, dass sich bei einem idealen Rechtecksignal mit unendlich steilen Flanken die Funktion ein theoretisch unendliches Spektrum aufweist.

2.2.3 Anwendung der Fourier-Transformation auf einen Dreiecks-Puls

Wie bereits beim Rechteck-Puls wird die hergeleitete Korrespondenz (2.17) auf die Beschreibung des Dreieck-Pulses im Zeitbereich (2.4) angewandt, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \underline{c}_v &= \frac{1}{T_0} \left(\int_{-t_r}^0 \frac{t_r + t}{t_r} \cdot e^{-jv\omega_0 t} dt + \int_0^{t_r} \frac{t_r - t}{t_r} \cdot e^{-jv\omega_0 t} dt \right) \\ &= \frac{1}{T_0} \left(\int_{-t_r}^0 \frac{t}{t_r} \cdot e^{-jv\omega_0 t} dt - \int_0^{t_r} \frac{t}{t_r} \cdot e^{-jv\omega_0 t} dt + \int_{-t_r}^{t_r} 1 \cdot e^{jv\omega_0 t} dt \right) \\ &= \frac{1}{T_0} \left(\frac{1 + e^{jv\omega_0 t_r} (-1 + jv\omega_0 t_r)}{t_r v^2 \omega_0^2} - \frac{-1 + e^{-jv\omega_0 t_r} (1 + jv\omega_0 t_r)}{t_r v^2 \omega_0^2} + \int_{-t_r}^{t_r} e^{jv\omega_0 t} dt \right) \end{aligned}$$

Nach dem Lösen der Integrale

$$\begin{aligned} \underline{c}_v &= \frac{2}{T_0} \left(\frac{1 - \cos(v\omega_0 t_r)}{t_r v^2 \omega_0^2} - \frac{t_r \cdot \sin(v\omega_0 t_r)}{t_r v \omega_0} + \frac{\sin(v\omega_0 t_r)}{v \omega_0} \cdot \frac{t_r}{t_r} \right) \\ &= \frac{2}{T_0 t_r} \left(\frac{1 - \cos(v\omega_0 t_r)}{v^2 \omega_0^2} \right) \end{aligned}$$

mit $1 - \cos(x) = 2 \cdot \sin^2\left(\frac{x}{2}\right)$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \underline{c}_v &= \frac{4}{T_0 t_r} \left(\frac{\sin^2\left(\frac{v\omega_0 t_r}{2}\right)}{v^2 \omega_0^2} \right) = \frac{4 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^2}{T_0 t_r} \left(\frac{\sin^2\left(\frac{v\omega_0 t_r}{2}\right)}{v^2 \omega_0^2 \left(\frac{1}{2}\right)^2} \right) \\ &= \frac{t_r}{T_0} \cdot \text{si}^2\left(\frac{v\omega_0 t_r}{2}\right) \end{aligned} \tag{2.22}$$

Somit folgt

$$\begin{aligned} a_v &= 2 \cdot \frac{t_r}{T_0} \cdot \text{si}^2\left(\frac{v\omega_0 t_r}{2}\right) \\ &= 2 \cdot \frac{t_r}{T_0} \cdot \text{si}^2\left(v\pi \frac{t_r}{T_0}\right) \end{aligned} \tag{2.23}$$

und mit

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{T_0} \cdot \left(\int_{-t_r}^0 \frac{t_r + t}{t_r} dt + \int_{-t_r}^0 \frac{t_r - t}{t_r} dt \right) \\ &= \frac{t_r}{T_0} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Es gilt somit für die Funktion der Reihe

$$\begin{aligned} f(t) &= a_0 + \sum_{v=1}^{\infty} a_v \cos(v\omega_0 t) \\ &= \frac{t_r}{T_0} + \sum_{v=1}^{\infty} 2 \cdot \frac{t_r}{T_0} \cdot \text{si}^2 \left(v\pi \frac{t_r}{T_0} \right) \cos(v\omega_0 t) \\ &= \frac{t_r}{T_0} \left[1 + 2 \cdot \sum_{v=1}^{\infty} \text{si}^2 \left(v\pi \frac{t_r}{T_0} \right) \cos(v\omega_0 t) \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

2.2.4 Diskussion der Fourier-Analyse

Da in der Fourier-Synthese des Puls-Signals lediglich die Grundschwingungsfrequenz $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{T_0}$ sowie deren Vielfache vorkommen, ergibt sich im Frequenzbereich ein klares Linienspektrum. Hierbei wird der Linienabstand durch die Impulsfolgefrequenz f_0 bestimmt. Es folgt, dass eine Vergrößerung von f_0 im Zeitbereich eine Vergrößerung der Linienabstände im Spektrum zur Folge hat. Die Amplitude der Linien wird hierbei durch den Tastgrad g bestimmt. Je kürzer also der Puls im Verhältnis zur Impulsperiode, desto geringer die Amplitude der Linien. Da Fourierreihen stets unendliche Reihen sind, lässt sich die Original-Form der Signale nur durch eine unendliche Breite im Frequenzbereich darstellen. Betrachtet man den Einfluss der Anzahl der Glieder einer Fourier-Reihe, so stellt man fest, dass diese einen direkten Einfluss auf die Steilheit der Flanken des Signals hat. In besonderem Maße ist dies bei einem Rechteckpuls von Bedeutung. Da dieser per Definition unendlich steile Flanken hat, muss auch die Fourier-Reihe, die das Signal widerspiegelt, unendlich sein. Dies ist in der Realität nicht möglich, da kein System eine unendliche Bandbreite haben kann. Für sehr kurze Impulse ist daher eine genauere Betrachtung über ein anderes Modell angebracht.

Eine Aussage über die Leistung bzw. Energie eines Signals macht der Satz von Parseval

$$E_n = \int_{-\infty}^{\infty} |s(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 df \quad (2.26)$$

Um eine qualitative Betrachtung der Hüllkurven und somit der Leistungsverteilung der Signale aus den Gleichungen (2.21) und (2.25) zu vereinfachen, geht das diskrete Vielfache $v \cdot f_0$ in eine kontinuierliche Frequenz f über. So ergeben sich die Hüllkurven der

Linienspektren $|H_R(f)|$ und $|H_D(f)|$, was der Betrachtung der Energieverteilung eines einzelnen Impulses entspricht.

$$|H_R(f)| = g \cdot \text{si}(\pi f \tau_i) \quad (2.27)$$

und

$$|H_D(f)| = \frac{t_r}{T_0} \cdot \text{si}^2(\pi f t_r) \quad (2.28)$$

Betrachtet man nun die Energieverteilungen in den Frequenzspektren unter Anwendung von (2.26) für ein Rechteck folgt

$$E_R = \int_{-\infty}^{\infty} |\text{si}(\pi f)|^2 df = 100\% \quad (2.29)$$

und mit dem Korrekturfaktor $2/3$ für ein Dreieck, welcher die Fläche unter der Funktion auf 1 normiert, ergibt sich

$$E_D = \frac{3}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |\text{si}(\pi f)|^4 df = 100\% \quad (2.30)$$

Es lässt sich bis zu den ersten Nullstellen der Funktionen von -1 bis 1 zeigen, dass in diesem Bereich

$$E_R = \int_{-1}^1 |\text{si}(\pi f)|^2 df = 90,28\% \quad (2.31)$$

und

$$E_D = \frac{3}{2} \int_{-1}^1 |\text{si}(\pi f)|^4 df = 99,7\% \quad (2.32)$$

der spektralen Energie liegen. Es fällt auf, dass für eine Dreiecksfunktion bereits bis zur ersten Nullstelle nahezu die komplette Energie vorhanden ist. Eine Rechteckfunktion erfüllt das gleiche Kriterium erst bei der 34. Nullstelle der Funktion.

$$E_R = \int_{-34}^{34} |\text{si}(\pi f)|^2 df = 99,7\% \quad (2.33)$$

$$(2.34)$$

Diese Erkenntnis lässt sich nun auf einen Impuls mit endlicher Flankensteilheit anwenden, indem man einen realen Impuls als Faltung eines Rechtecksignals der Breite τ_i mit einem Dreiecksignal der Breite $2 \cdot t_r$ betrachtet (siehe Abbildung 2.2 bis 2.4). Über die Pulsdauer lässt sich so bestimmen, wie sich der Großteil der Energie verteilt und somit die Höhe der Spektrallinien in diesem Bereich. Da die Faltung im Zeitbereich eine Multiplikation im Frequenzbereich bedeutet, folgt, dass die Anstiegszeit des Pulses die Energie im Spektrum nach der ersten Nullstelle stark gegen Null laufen lässt, so dass sie die maximal enthaltene Frequenz des Signals bestimmt.

Die allgemein verbreitete Definition für die maximal nutzbare Harmonische ist jene, die nur noch die halbe Einzel-Leistung aufweist, für die also nach Parseval gilt

$$\frac{|c_v|^2}{|c_0|^2} = 0,5 \quad (2.35)$$

Diese Bedingung für t_r wird bei

$$\frac{P_{c_v, max}}{P_{c_1}} = |si^2(1)|^2 = 0,5$$

erfüllt. Es folgt somit für die maximale Frequenz in Abhängigkeit von der Anstiegszeit

$$f_{max, t_r} = \frac{1}{\pi \cdot t_r} \quad (2.36)$$

2.3 Zusammenfassung

Aus den durch die Fourier-Analyse gewonnenen Kenntnisse der Einflüsse der Zeitfunktion auf das Spektrum lassen sich nun Rückschlüsse auf die Anforderungen an einen Puls zur Erzeugung eines Frequenzkammes ziehen. Die Impulsdauer t_i bestimmt wie breitbandig die Energieverteilung ausfällt, während die Flankensteilheit S Einfluss auf die maximal enthaltene Frequenz hat. Da ein möglichst breitbandiger Kamm mit hohen Frequenzanteilen gewünscht ist, sollten sowohl Impulsdauer als auch die Anstiegszeit t_r möglichst gering sein. Die Impulsfolgefrequenz f_0 definiert den Abstand der Spektrallinien sowie im Verhältnis zur Impulsdauer t_i auch deren Amplitude, daher sollte sie so hoch, wie es der gewünschte, maximale Kammlinienabstand erlaubt, sein.

2 Signaltheoretische Grundlagen

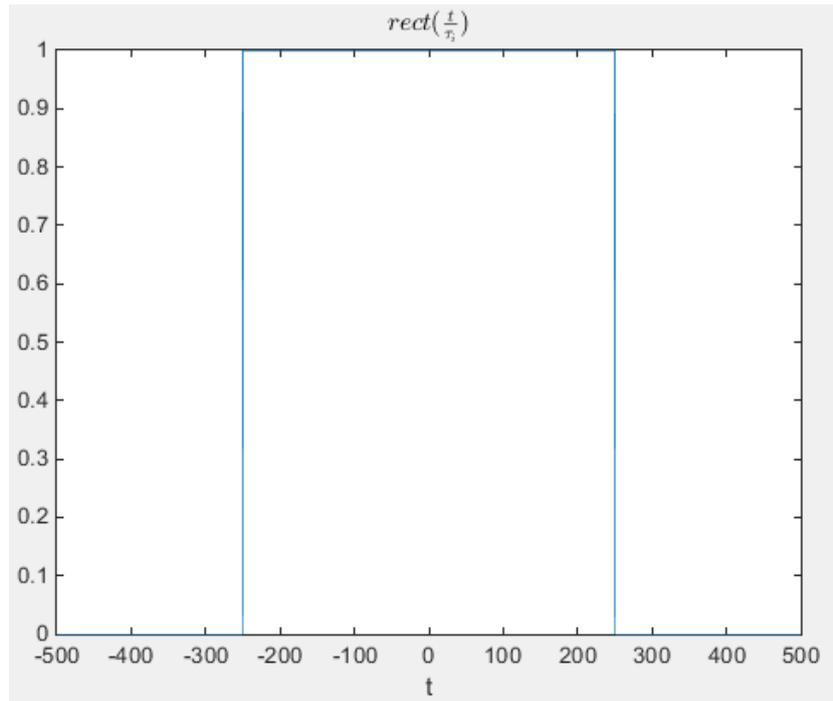


Abbildung 2.2: Rechteckimpuls der Breite τ_i

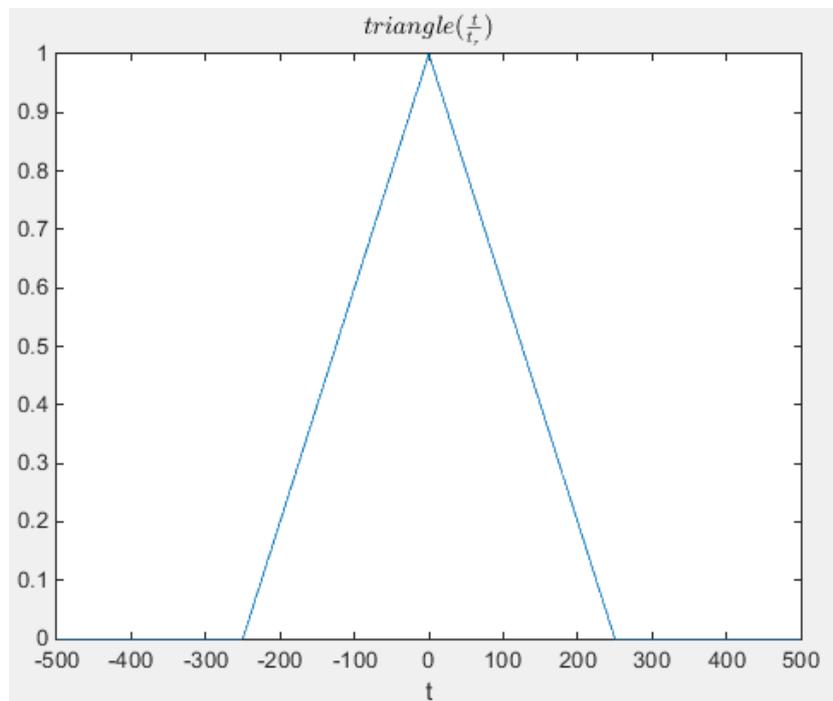


Abbildung 2.3: Dreieckimpuls der Breit $2 \cdot \tau_r$

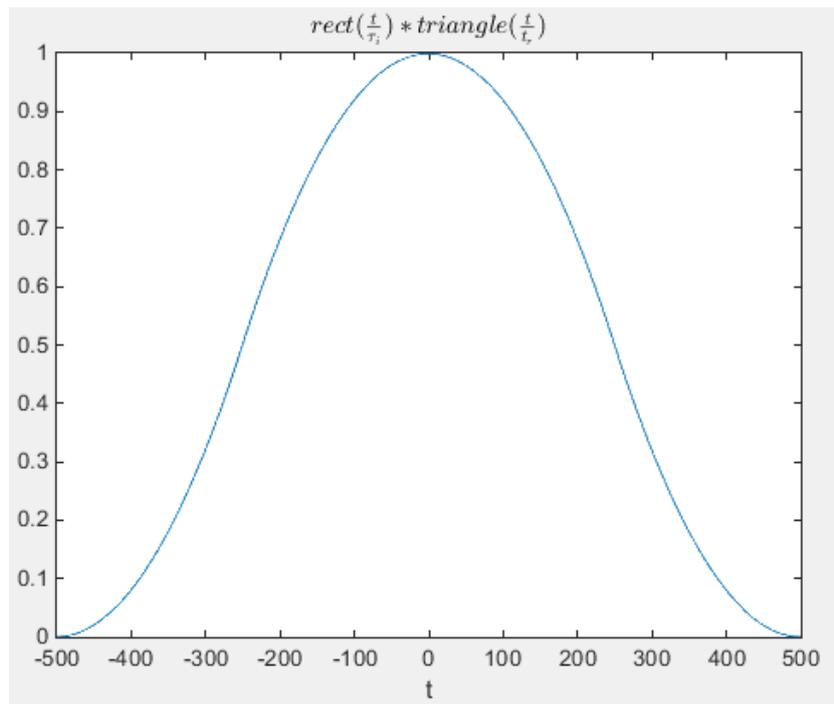


Abbildung 2.4: Impuls als Faltung aus Rechteck und Dreieck (normiert)

3 Anforderungsanalyse

Für den Aufbau des Referenzstrahlers sind die folgenden Rahmenbedingungen vorgegeben:

- Der Abstand der Empfangseinrichtung zum Referenzstrahler beträgt $r = 3m$.
- Der minimale Empfangspegel der Empfangseinrichtung beträgt $L_{E,min} = 30dB\mu V$.
- Die Orientierung des Referenzstrahlers darf keinen Einfluss haben.
- Der Frequenzkamm am Empfänger muss bis mindestens 1GHz nutzbare Linien aufweisen.
- Der Linienabstand des Kamms sollte so gewählt werden, dass dieser bis 1GHz mehrere Linien aufweist.

Dieses Kapitel umfasst die Analyse dieser Vorgaben mit dem Ziel, aus diesen konkrete Anforderung an die Entwicklung eines Kammgenerators als Referenzobjekt für Störabstrahlungsmessung zu formulieren.

3.1 Minimaler Ausgangspegel des Kammgenerators

Durch den Abstand des Referenzstrahlers zur Empfangseinrichtung von 3m gilt für die Streckendämpfung mit Vereinfachung durch Annahme von idealer Freiraumdämpfung:

$$\begin{aligned} FSPL &= 10 \cdot \log_{10} \left(\left(\frac{4\pi r f}{c_0} \right)^2 \right) \\ &= 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{r}{m} \right) + 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{f}{Hz} \right) + 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{4\pi}{c_0} \right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Im geforderten Frequenzbereich ist somit bei 1GHz der worst-case. Es folgt

$$FSPL = 20 \cdot \log_{10} (3) + 20 \cdot \log_{10} (1 \cdot 10^9) - 147,55 \approx 42 \text{ dB} \quad (3.2)$$

Für den Kammgenerator folgt bei Vernachlässigung des Antennengewinns, dass dieser einen minimalen Ausgangspegel bei $f_0 = 1 \text{ GHz}$

$$L_{Ref,min}(1 \text{ GHz}) = L_{E,min} + FSPL = 30 \text{ dB } \mu\text{V} + 42 \text{ dB} = 72 \text{ dB}\mu\text{V} \quad (3.3)$$

erzeugen muss.

3.2 Maximale Impulsdauer und Anstiegszeit

Aus den unter 2.2 ausgeführten Formeln 2.21 und 2.25 lassen sich Forderungen für Impulsdauer τ_i und die Anstiegszeit t_r für Linien im Frequenzbereich, die sich bis mindestens 1 GHz erstrecken, aufstellen. Für die Impulsdauer gilt, dass die Leistung des Pulses bis zur ersten Nullstelle der *si*-Funktion als für die Anwendung relevant betrachtet wird. Somit folgt:

$$\tau_i < \frac{1}{1 \text{ GHz}} = 1 \text{ ns} \quad (3.4)$$

Für die maximale Anstiegszeit wird die unter 2.2.4 bereits ausgeführte Definition verwendet, aus der hervorgeht, dass

$$t_r < \frac{1}{\pi \cdot 1 \text{ GHz}} = 318.31 \text{ ps} \quad (3.5)$$

4 Analyse von Bauteile zur Pulserzeugung

In diesem Kapitel wird die Fragestellung behandelt, welche Bauteile zur Erzeugung von sehr kurzen Impulsen geeignet sind und ob diese im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommen. Hierzu wird der Aufbau der einzelnen Bauteile beschrieben, ihre Wirkungsweise analysiert und in welcher Weise diese zur Impulsgeneration eingesetzt werden können. Auch Faktoren wie die Beschaffbarkeit und ökonomische Erwägungen werden betrachtet.

4.1 Step-Recovery-Dioden

Die Step-Recovery-Diode (SRD) ist eine Sonderform der Halbleiterdiode. SRDs haben eine besonders hohe Lebensdauer der Minoritätsträger, was diese von den meisten anderen Dioden-Typen unterscheidet, da von Letzteren meist eine möglichst geringe Sperrverzugszeit gefordert wird. Aus dieser Eigenschaft der Step-Recovery-Diode lässt sich auch die deutsche Bezeichnung „Speicherschaltodiode“ ableiten. Darauf, wie Step-Recovery-Dioden aufgebaut sind und wie sich das spezielle Verhalten der SRD zur Impulsgeneration zunutze gemacht wird, wird im Folgenden eingegangen.

4.1.1 Aufbau

Step-Recovery-Dioden sind aus mehreren unterschiedlich dotierten Schichten Silizium aufgebaut, deren Aufbau wie folgt beschrieben ist:

„Auf ein hoch dotiertes N^+ -Substrat mit der großen Elektronendichte $n^+ \approx 10^{19} \text{cm}^{-3}$ folgt eine schwach dotierte N-Schicht mit der niedrigen Elektronendichte $n \approx 10^{14} \text{cm}^{-3}$. In die epitaxial aufgewachsene N-Schicht wird durch Diffusion eine wiederum hoch dotierte P^+ -Schicht eingebracht, die eine Löcherdichte von $p^+ \approx 10^{19} \text{cm}^{-3}$ hat. Die Dicke der P-Schicht beträgt $5\mu\text{m}$ bis $10\mu\text{m}$ und die der epitaxialen N-Schicht $1\mu\text{m}$ bis $5\mu\text{m}$.“ [1]

Der Aufbau wird in der Abbildung 4.1 dargestellt.

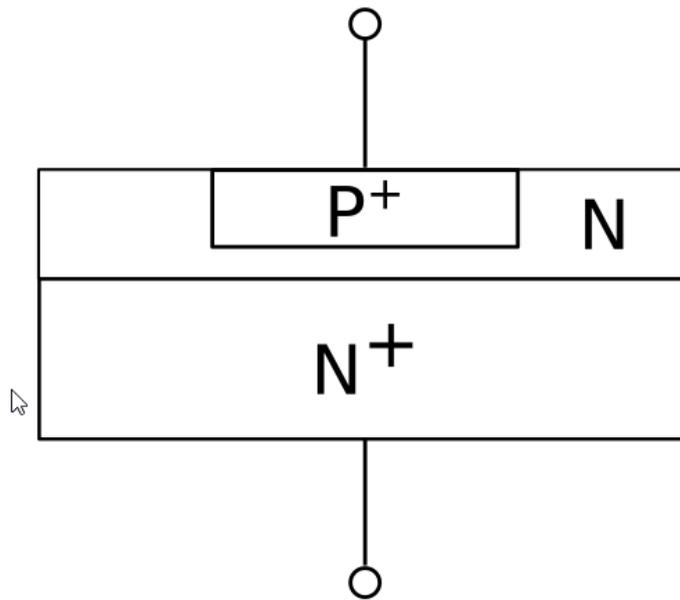


Abbildung 4.1: Aufbau einer Step-Recovery-Diode

4.1.2 Wirkungsweise

Im statischen Vorwärtsbetrieb verhält sich die SRD weitestgehend identisch zu einer pn-Diode. Sobald ein Vorwärtsstrom I_F fließt, überschwemmen Ladungsträger aus den P^+ - und N^- -Schichten die nur schwach dotierte N-Schicht. Die Diode leitet. Da die Anzahl der Elektronen in der N-Schicht nur sehr klein gegenüber der Anzahl der Löcher ist, kann die Minoritätsträgerladung Q für eine relativ große, als Lebensdauer bezeichnete Zeitspanne τ_r gehalten werden.

Die Änderung der Ladung in Abhängigkeit von der Zeit wird durch die Differentialgleichung

$$\frac{dQ}{dt} = I_F \left(\frac{Q}{\tau_r} \right) \quad (4.1)$$

beschrieben. Die Lösung dieser Gleichung für die Zeit $t > 0$ bei einer Ladung von $Q_0 = 0$ lautet:

$$Q(t) = I_F \cdot \tau_r \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}} \right) \quad (4.2)$$

$$(4.3)$$

Wird nun die Diode zu einem Zeitpunkt t_f in Sperrrichtung gepolt, so fließt ein negativer Ausräumstrom I_R , welcher die gespeicherten Ladungsträger abbaut und für die Zeit

$$t_s = \tau_r \ln \left(1 + \frac{Q(t_f)}{-I_R \cdot \tau_r} \right) \quad (4.4)$$

nahezu konstant bleibt. Für den Fall, dass $Q(t_f) = Q_{max} = I_F \cdot \tau_r$ und $\frac{I_F}{-I_R} \ll 1$ ist, folgt annäherungsweise

$$t_s = \tau_r \cdot \left(\frac{I_F}{-I_R} \right) \quad (4.5)$$

Sinkt die Löcherkonzentration am P^+N -Übergang sowie die Elektronenkonzentration am N^+N -Übergang auf Null, schnürt die Diode den Ausräumstrom schlagartig ab. Diesem Verhalten verdankt die SRD auch die englischsprachige Bezeichnung „Snap-Off-Diode“ und führt dazu, dass sich SRD besonders gut für die Generierung von Sub-Nanosekunden Impulsen mit besonders steilen Flanken eignen.

4.2 PIN-Dioden

Wie auch die Step-Recovery-Diode ist PIN-Diode eine Sonderform der Halbleiter-Diode. Ihren Namen erhält die PIN-Diode durch ihren Schichtaufbau, auf welchen in diesem Abschnitt unter anderem genauer eingegangen wird. Spezielle Typen von PIN-Dioden verhalten sich sehr ähnlich zu SRD-Dioden, daher wird im folgenden

4.2.1 Aufbau

Ähnlich wie PN-Dioden bestehen PIN-Dioden aus dotiertem Silizium mit einer P- und einer N-dotierten Schicht. Zusätzlich wird noch eine sogenannte I-Zone¹ (siehe Abbildung 4.2) eingebracht. Diese zwischen der P- und N-Schicht liegende Schicht ist undotiert und enthält daher nur sehr wenige eigene Ladungsträger.

PIN-Dioden können laut [5] grundlegend in zwei Typen eingeteilt werden, deren Eigenschaften durch den jeweiligen Fertigungsprozess determiniert werden.

¹aus dem Englischen für intrinsic - eigenleitend

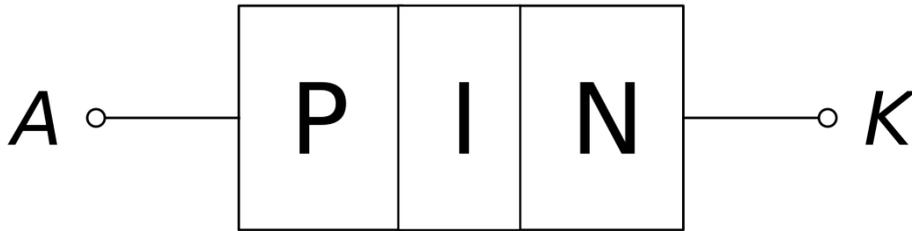


Abbildung 4.2: Schichtaufbau einer PIN-Diode

BULK-Dioden Dieser Typ wird aus einem Wafer hochreinen Siliziums gefertigt, welcher von beiden Seiten hochgradig p- bzw. n-dotiert wird. Dadurch entsteht eine sehr dicke und sehr reine I-Zone mit einer hohen möglichen Lebenszeit zwischen $400ns$ und $3000ns$ und hoher Stromfestigkeit. Dieser Diodentyp hat ein lineares Verhalten und erzeugt nur geringfügige Verzerrungen.

EPI-Dioden EPI-Dioden werden aus einem Wafer hochgradig p- oder n-dotierten Siliziums hergestellt. Die sehr dünne I-Schicht wird epitaxial aufgetragen und anschließend durch Diffusion eine weitere hoch dotierte Schicht aufgetragen. EPI-Dioden haben eine kürzere Lebenszeit von etwa $35 ns$ bis $200 ns$ und eine geringere Stromfestigkeit. Sie verursachen starke Verzerrungen.

4.2.2 Wirkungsweise

Wird die Diode in Vorwärtsrichtung von einem Gleichstrom I_F durchflossen, so überschwemmen Ladungsträger aus der P- und N-Schicht die I-Zone, wodurch die Diode niederohmig leitend wird. Da es sich bei diesen Ladungsträgern sowohl um Löcher als auch Elektronen handelt, ist es unvermeidbar, dass diese nach einer gewissen Zeitspanne miteinander rekombinieren. Die mittlere Zeit, in der in der I-Zone Ladungsträger gespeichert werden können, wird als Lebenszeit τ_r bezeichnet und kann durch P- und N-Konzentration, vor allem aber durch die I-Schicht-Dicke variiert werden. Nach [1] kann die Lebenszeit in einem Bereich von $30 ns$ bis $3 \mu s$ liegen. Eine Polung in Sperrrichtung hingegen bewirkt eine Verarmung der I-Zone, wodurch die Diode in sehr kurzer Zeit hochohmig wird. Insbesondere das Verhalten von EPI-Dioden ähnelt laut [5] dem von Step-Recovery-Dioden. Es gelten somit die Formel (4.3) und annäherungsweise. Vernachlässigt wird hierbei die Übergangszeit, welche durch die Formel

$$t_u = \frac{w}{2v_s} \tag{4.6}$$

beschrieben wird und nach [6] benötigt wird, bis sich zurückströmende Ladungsträgerwolken trennen.

4.3 Avalanche-Transistor

Bei einem Avalanche-Transistor handelt es sich nicht um einen besonderen Typ von Transistoren. Die Bezeichnung deutet viel mehr auf den speziellen Bereich hin, in welchem der Transistor betrieben wird. Dieser wird als Avalanche- oder zu deutsch Lawinen-Bereich bezeichnet. Der folgende Abschnitt behandelt die Abläufe im Avalanche-Bereich und wie sich diese zum Normalbetrieb des Transistors unterscheiden. Es wird zudem erläutert, welche Bedingungen für einen solchen Betrieb gegeben sein müssen und wie sich so ein schmaler Puls erzeugen lässt.

4.3.1 Aufbau

An dieser Stelle wird beispielhaft der Aufbau eines npn-Typ Bipolar-Transistors erläutert. Die Bezeichnung „nnp“ bezieht sich hierbei auf den Aufbau der unterschiedlich dotierten Schichten des Bauelements. Auf eine hoch dotierte N-Zone, welche als Emitter-schicht bezeichnet wird, folgt eine schwach dotierte P-Zone. Diese wird als Basisschicht bezeichnet und ist nur sehr dünn. Die dritte Schicht ist eine schwächer dotierte N-Zone, welche die Bezeichnung Kollektorschicht trägt. Eine 2-Dioden-Ersatzschaltung, wie sie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, stellt einen npn-Transistor als zwei Dioden in engem Kontakt dar. Als solches werden zwar funktionelle Transistoreigenschaften vernachlässigt, es können allerdings wesentliche Zusammenhänge bei einem Avalanche-Durchbruch verdeutlicht werden.

4.3.2 Wirkungsweise

Allgemeiner Betrieb

Im Normalbetrieb werden Transistoren meist als Stromverstärker oder Schalter genutzt. Übersteigt eine Spannung, die an den Basis-Emitterübergang gelegt wird, die Durchlassspannung $U_{BE} \approx 0,6V$ der Basis-Emitterdiode, beginnt an diesem PN-Übergang ein Strom zu fließen. Dabei wandern Löcher aus der Basis zum Emitter und Elektronen aus dem Emitter in die Basis, wobei der Elektronenstrom aufgrund der höheren Dotierung des Emitters deutlich größer ist. Ein ein kleiner Teil der Elektronen fließt zudem über die Basis ab.

$$I_B = I_E - I_C \quad (4.7)$$

Aufgrund der nur sehr geringen Schichtdicke der Basis, gelangt der größte Teil der injizierten Elektronen durch Diffusion in die Kollektorschicht, wodurch ein hoher Stromfluss

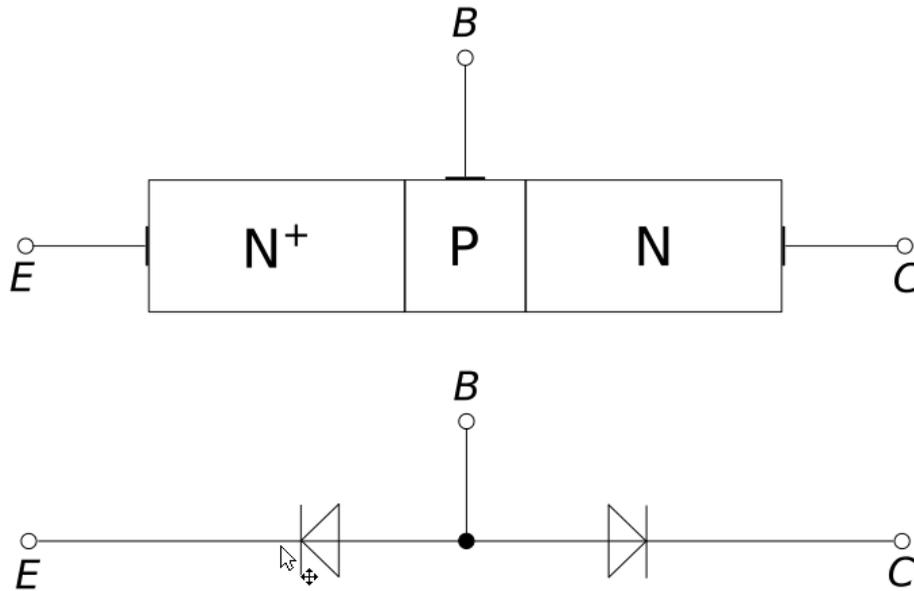


Abbildung 4.3: (oben) Schichtaufbau eines npn-Transistors
(unten) 2-Dioden-Ersatzschaltbild eines npn-Transistors

ermöglicht wird. Der Kollektor-Stromfluss berechnet sich über die Gleichstromstromverstärkung B bzw. A über

$$I_C = \frac{B}{B+1} \cdot I_E + I_{CB0} = A \cdot I_E + I_{CB0} \quad (4.8)$$

4.3.3 Avalanche-Durchbruch

Bei einem Avalanche-Durchbruch, welcher auch als Durchbruch erster Ordnung bezeichnet wird, steigt die elektrische Feldstärke im Inneren einer Diode so an, dass die sich im Leitungsband befindlichen Elektronen stark beschleunigt werden. Es folgt, dass ihre kinetische Energie im Falle eines Zusammenstoßes mit einem Gitteratom ausreicht, um selbiges durch Stoßionisation ebenfalls in das Leitungsband zu heben. Bei jedem Stoßionisierungsvorgang werden so je ein zusätzliches Elektron und ein Loch erzeugt, welche Ladung transportieren, aber auch weitere Ladungsträger ionisieren können. Durch diese Vervielfältigung von Ladungsträgern, kommt es zu einem starken Anstieg des Stroms. Die Vergrößerung des Sperrstroms in Abhängigkeit der Spannung in Sperrrichtung U_R und der Sperrspannung U_{BR} wird durch den Faktor

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_R}{U_{BR}}\right)^m} \quad (4.9)$$

ausgedrückt, wobei der Exponent m nach [1] Werte von 2 bis 6 annehmen kann.

Bei einem bipolar Transistor lässt sich das Durchbruchverhalten in drei verschiedene Zustände unterteilen und anhand des 2-Dioden-Modells veranschaulichen. Es wird angenommen, der Transistor sei zunächst strom- und spannungslos. Es seien die Basis-Emitter-Diode und Kollektor-Basis-Dioden gesperrt.

Fall 1) Offener Emitter

Für den Fall, dass $I_E \approx 0$ ist, gilt mit Gleichung (4.9) für die Kollektor-Basis-Diode

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{CB}}{U_{CB0}}\right)^m} \quad (4.10)$$

und mit der Gleichstromverstärkung aus Gleichung (4.8) des Transistors

$$I_C = I_{CB0} \quad (4.11)$$

folgt

$$I_C = \frac{I_{CB0}}{\left(1 - \frac{U_{CB}}{U_{CB0}}\right)^m} \quad (4.12)$$

Erhöht sich also die Kollektor-Basis-Spannung U_{CB} in den Durchbruch-Bereich U_{CB0} der Kollektor-Basis-Diode, so ist die Durchbruch-Bedingung erfüllt und es beginnt über diese ein Strom aus der Basis hinaus zu fließen. Es gilt $I_C \approx I_B$.

Fall 2) Offene Basis

Für den Fall dass $I_B \approx 0$ ist und mit den Gleichungen (4.8), (4.7) sowie dem Kollektor-Emitter-Reststrom

$$I_{CE} = (1 + B) \cdot I_{CB0} \quad (4.13)$$

folgt, dass

$$I_C = \frac{M \cdot I_{CE0}}{1 - B(M - 1)} \quad (4.14)$$

und somit durch Einsetzen von Gleichung (4.9)

$$I_C = \frac{I_{CE0}}{1 - (1 + B) \left(\frac{U_{CE}}{U_{CB0}} \right)^m} \quad (4.15)$$

Die Durchbruchbedingung ist nun bereits mit

$$U_{CE} = U_{CE0} = \frac{U_{CB0}}{\sqrt[m]{1 + B}} \quad (4.16)$$

erfüllt.

Fall 3) Durch Widerstand überbrückte Basis-Emitter-Diode

Wird die Basis-Emitter-Diode durch einen Widerstand R_{BE} überbrückt, so gilt zunächst $U_{CB} = U_{CE}$ und somit Fall 1. Nach Durchbruch der Kollektor-Basis-Diode beginnt der Strom I_B aus der Basis über den Basis-Bahnwiderstand R_{BB} sowie den Widerstand R_{BE} zu fließen, so dass für die Spannung über der Basis-Emitter-Diode gilt, dass

$$U_{BE} = I_{C,BR} \cdot R_{BE} \quad (4.17)$$

und für die Kollektor-Emitter-Spannung

$$U_{CE} \approx \text{const.} \quad (4.18)$$

Wird der Kollektor-Strom weiter erhöht, so dass mit der Spannung U_{BE} die Sperrspannung der Basis-Emitter-Diode U_{BE0} überschritten wird, so wird diese leitend und der Emitter-Strom I_E steigt stark an. Durch Mitkopplung erhöhen sich somit auch I_C und U_{BE} weiter, bis $I_E \gg I_B$ ist, so dass die Annahme $I_B \approx 0$ und somit Fall 2 gilt.

Impulserzeugung

Zur Impulserzeugung mit einem Avalanche-Transistor wird sich das augenblickliche Absinken der Durchbruchspannung von U_{CB0} auf U_{CE0} bei Eintreten von Fall 2 und der dadurch resultierende hohe Stromfluss zunutze gemacht. In der Kennlinie aus Abbildung 4.4, wird dies durch einen Ast negativen differentiellen Widerstandes dargestellt. Dieser Übergang geschieht sehr abrupt und je nach Transistor-Typ in deutlich unter einer Nanosekunde und weißt somit eine sehr steile Impulsflanken auf.

4.4 Zusammenfassung

In den meisten kommerziellen Kammgeneratoren werden Step-Recovery-Dioden eingesetzt, da diese schmale Impulse mit Schaltzeiten im Bereich von 80 ps bis 300 ps mit sehr steilen Impulsflanken und somit ein sehr oberwellenreiches, breitbandiges Spektrum liefern können. Es sind allerdings eher atypische Bauteile, die abseits spezieller Messtechnik nicht oft eingesetzt werden, was sich deutlich in Preis und Beschaffbarkeit in geringen Stückzahlen niederschlägt. PIN-Dioden, welche in die EPI-Dioden Klassifizierung nach [5] fallen, verhalten sich ähnlich zu Step-Recovery-Dioden und finden häufig Anwendung im Hochfrequenz-Schaltungs-Bereich, wodurch sie deutlich wirtschaftlicher zu beschaffen sind. Transistoren hingegen sind die mit Abstand am einfachsten zu beschaffenen Bauteile. Zwar ist nicht jeder Transistor-Typ gleich gut für den Avalanche-Betrieb geeignet und selbst innerhalb einer Typ-Reihe gibt es zum Teil starke Schwankungen der Parameter, doch ihr niedriger Preis und die gute Verfügbarkeit macht es lohnenswert, ihre Eignung für den Bau eines Kammgenerators zu untersuchen. Ebenfalls nachteilig für die Verwendung eines Transistors ist der Umstand, dass es für einen Betrieb im Durchbruch-Bereich vergleichsweise hoher Gleichspannungswerte bedarf. Je nach Transistor-Typ können diese im Bereich von 50 V bis 200 V liegen. Es ist daher Teil dieser Arbeit, dies zu untersuchen und eine Schaltung zu dimensionieren, mit welcher ein Vergleich zu einer solchen Schaltung durchgeführt werden kann, welche auf dem Konzept der Kammgenerierung durch PIN-Dioden basiert. Aus zeitlichen Gründen wird letzte keine Eigenentwicklung sein, sondern aus einem käuflichen Bausatz aufgebaut und analysiert werden.

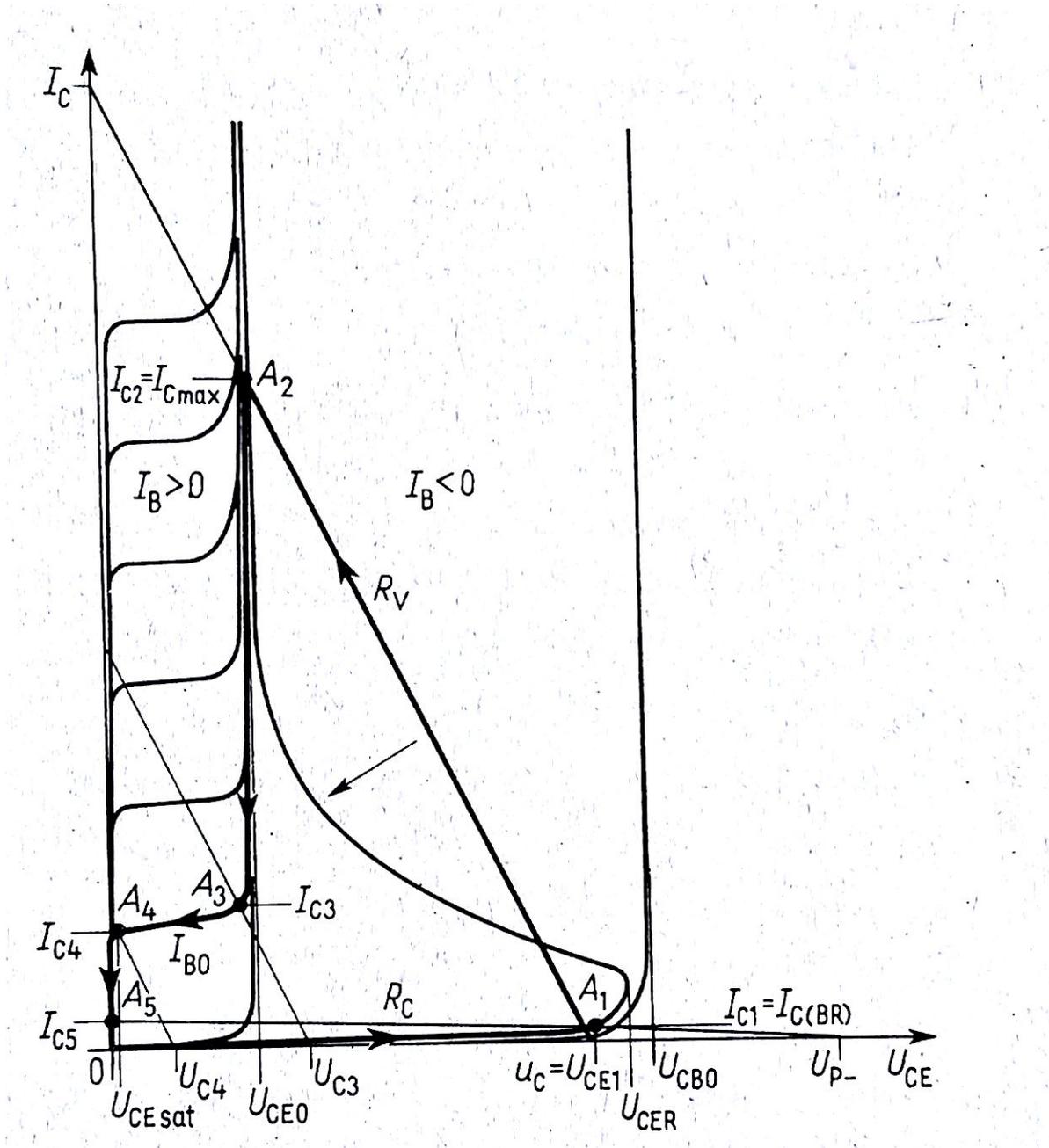


Abbildung 4.4: Kennlinienfeld eines Transistors für den Durchbruchbereich (Quelle: [1] S.83 Abbildung 83.2)

5 Pulserzeugung durch einen Transistor im Avalanche-Betrieb

In Unterabschnitt 4.4 des Kapitels 4 wurde festgelegt, dass es Teil dieser Arbeit sein soll, eine Schaltung zu entwickeln, welche sich den Avalanche-Effekt eines Bipolar-Transistors zu Nutze macht, um sehr kurze, periodische Impulse zu erzeugen. In diesem Kapitel wird aufbauend auf Abschnitt 4.3 die Grundsaltung für den Avalanche-Betrieb analysiert und untersucht welche möglichen Transistortypen verwendet werden können. Darauf folgend wird die Entwicklung und Dimensionierung einer geeigneten Schaltung beschrieben und die fertig entwickelte Schaltung auf ihre Eignung als Kammgenerator untersucht.

5.1 Analyse der idealen Grundsaltung

Um einen Transistor im Durchbruchbereich zu betreiben, wird die Schaltung aus Abbildung 5.1 zu Grunde gelegt. In wird die gesamte Schaltung über eine Spannungsquelle V_1 betrieben, deren gelieferte Spannung U_S deutlich über der Durchbruchspannung U_{CB0} liegt. Der Kondensator C_1 lädt sich mit der Spannung u_C über den Widerstand R_1 auf diese Spannung auf. Für die Schaltung gilt der Fall 3, welcher in Unterkapitel 4.3.3 ausführlich beschrieben ist. Solange gilt, dass $u_C < U_{CB0}$ ist, fließt über den Widerstand R_3 der Strom

$$I_C = \frac{(U_s - U_{CB0})}{R_1} \quad (5.1)$$

und somit die Spannung

$$U_B = \frac{(U_s - U_{CB0})}{R_1} \cdot R_3 \quad (5.2)$$

Sobald U_{R3} die Durchbruchspannung der Basis-Emitter-Diode $U_{BE} \approx 0,7V$ übersteigt, beginnt die im vorherigen Kapitel beschriebene Strommitkopplung zu wirken und es gibt an der Kollektor-Emitter-Strecke einen Spannungssprung von der in Fall 1 beschriebenen

höheren Durchbruchspannung U_{CB0} auf die im Fall 2 beschriebene, niedrigere Spannung U_{CE0} . Über den Transistor fließt nun der Strom

$$I_{C,max} = \frac{(U_{CB0} - U_{CE0})}{(R_2 + R_{TA})} \quad (5.3)$$

und entlädt den Kondensator C_1 über R_2 auf die Spannung U_{CE0} , wobei R_{TA} der äquivalente Widerstand des Transistor im Durchbruch ist. Nach dem Entladevorgang lädt sich der Kondensator erneut über den Widerstand R_1 auf, so dass die Schaltung ohne externe Anregung sich periodisch wiederholende Impulse erzeugt.

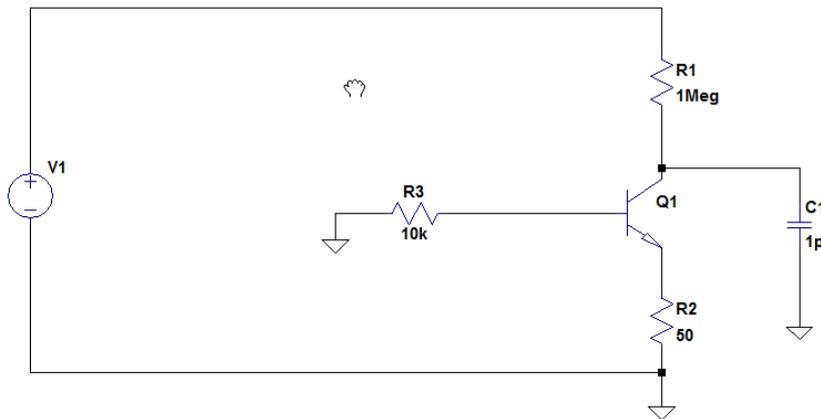


Abbildung 5.1: Grundschtung für den Avalanche Betrieb

5.2 Vorüberlegungen zum Schaltungsentwurf

Um eine geeignete Beschaltung für einen Kammgenerator zu entwerfen, gilt es zunächst einen geeigneten Transistor-Typ auszuwählen. Wie im Kapitel 2.2 beschrieben, sind die ausschlaggebenden Parameter für eine Eignung ein möglichst hohe Flankensteilheit, schmale Impulsbreite und eine ausreichende Impulshöhe. Die Schaltung muss speziell für den Transistor-Typ ausgelegt werden, um einen langfristigen sicheren Betrieb zu gewährleisten. Im Anschluss müssen Vorkehrungen getroffen werden, um einen effizienten Betrieb an einer geeigneten Sendeantenne zu ermöglichen.

5.3 Versuchsreihe: Auswahl eines geeigneten Transistors

Obgleich in der Theorie jeder Transistor im Avalanche-Durchbruch-Bereich betrieben werden kann, sind doch nicht alle Typen hierfür unbedingt geeignet. Unter Berücksichtigung des Zeitumfangs dieser Arbeit ist es notwendig einige wenige Typen nach ihrer Eignung gemäß der bei Unterpunkt 5.2 bereits genannten Parameter zu selektieren, auf ihre Eignung zu untersuchen und zu bewerten.

Ziel der Versuche

Es gilt herauszufinden welcher der untersuchten Transistor-Typen für den Betrieb im Avalanche-Bereich geeignet ist und ob die Betriebsbedingungen unter den gegebenen Labor-Bedingungen realisierbar sind.

Da der Lawineneffekt in den verfügbaren Simulationsmodellen nicht berücksichtigt wird und auch nur wenige oder keine Angaben zu diesem Effekt in den Datenblättern zu finden sind, ist es essentiell, Werte über den Lawineneffekt bei den untersuchten zu Typen zu sammeln und die gewonnenen Daten zu dokumentieren.

Messaufbau

Die Untersuchung wurde dafür zunächst im Zeitbereich durchgeführt und die Puls-Parameter mittels eines Oszilloskops bestimmt. Im Labor steht hierfür ein Oszilloskop des Typs Rhode&Schwarz RTO1024 mit den in Tabelle 5.1 zusammengefassten Kenndaten zur Verfügung. Für die auf dem Oszilloskop angezeigte Anstiegszeit gilt:

$$t_{r,mess} = \sqrt{t_r^2 + t_{r,OSZI}^2 + t_{r,PROBE}^2} \quad (5.4)$$

Tabelle 5.1: Kenndaten des RTO1024 laut Herstellerangaben

Bezeichnung	R&S RTO1024
Anzahl Kanäle	4 (max. 30 V RMS or 42 V peak)
Analoge Bandbreite (-3 dB) bei 50 Ω	2GHz
Anstiegszeit $t_{r,OSZI}$	175 ps
Impedanz	50 Ω ±1,5 %
	1 MΩ ±1 %, 15 pF (meas)
Zeitbereich	25 ps/Div bis 10000 s/Div

Die Messschaltung wurde auf die in Unterkapitel 5.1 beschriebene Grundschaltung aufgebaut (siehe Abbildung 5.1), wobei die Parameter entsprechend der Typ-Kenndaten des

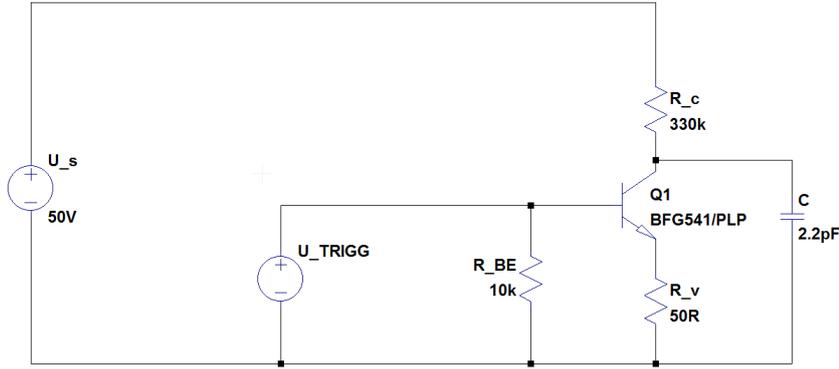


Abbildung 5.2: Messschaltung 1 mit BFG541

Transistors angepasst wurden. Anstelle der Selbstanregung durch den Kondensator, wurde eine Arbeitspunktspannung U_{CE1} eingeführt, bei welcher der Transistor durch einen geringen Impuls am Triggereingang mit der Frequenz f_{TRIG} zum Durchbruch angeregt werden kann. Die maximale Frequenz, mit dem die Schaltung getriggert werden kann, wird hierbei maßgeblich durch den Kondensator C und den Widerstand R_C bestimmt. Die minimale Periode der Schaltung beträgt

$$T_0 = R_C \cdot C \cdot \ln \left(\frac{U_s}{U_s - U_{CE1}} \right) \quad (5.5)$$

Durch diese ergeben sich der Arbeitspunkt-Kollektorstrom I_{C1} und die Arbeitspunkt-Basisspannung U_{BE1} . Für die Amplitude des Triggersignals gilt

$$I_{R_{BE},BR} = \frac{U_{BE,BR}}{R_{BE}} \quad (5.6)$$

Der Basisanschluss des Transistors stellt eine Stromquelle dar. Daher folgt

$$\begin{aligned} I_{R_{BE},BR} &= I_B + I_G \\ I_B &= I_{C1} \\ I_G &= \frac{U_{TRIG}}{(R_G + R_{BE})} \end{aligned} \quad (5.7)$$

Für die Formel für den minimalen Triggerimpuls ergibt sich so

$$U_{TRIG} > (I_{R_{BE, BR}} - I_{C1}) \cdot (R_{BE} + R_G) \quad (5.8)$$

5.3.1 Transistor-Typ BFG541

Der Transistor vom Typ BFG541 wird von NXP Semiconductors hergestellt und wird als 9 GHz Breitband Transistor für Verstärkeranwendungen im Kommunikations- und Radarbereich beworben. Als Kerneigenschaften werden ein hoher Leistungsgewinn, geringes Rauschen und eine hohe Übertragungsfrequenz genannt.

Kenndaten

Für die Auswahl des BFG541 spricht die geringe Kollektor-Basis-Durchbruchspannung von $U_{CB0} \approx 20V$, wodurch im Vergleich zu anderen Transistoren zum einen eine geringere Betriebsspannung notwendig ist und zum anderen ein relativ sichererer Betriebsbereich im Hinblick auf die Grenzwerte der Messtechnik eingehalten wird. Leider gibt es im Datenblatt [7] keine Angaben zu U_{CE0} oder dem Transistorwiderstand im Durchbruch. Nach der Formel (5.10) lässt sich mit den Wert $B_{typ} = 120$ abschätzen, dass diese zwischen

$$U_{CE0} = \frac{U_{CB0}}{\sqrt[m]{1+B}} = \frac{20V}{\sqrt[3]{1+120}} = 4,04V \quad (5.9)$$

und

$$U_{CE0} = \frac{U_{CB0}}{\sqrt[m]{1+B}} = \frac{20V}{\sqrt[6]{1+120}} = 8,99V \quad (5.10)$$

liegen kann. Die tatsächliche Höhe des Impulses wird x_p im Zuge des Versuchs bestimmt werden müssen.

Des weiteren ist es von Interesse, ob dieser Typ durch seine Breitbandigkeit in der Lage ist, schnellere Schaltzeiten zu liefern.

Messschaltung und Durchführung

Unter den Annahmen, dass

$$U_s = 50 \text{ V}$$

$$R_v = 50 \text{ } \Omega$$

$$R_c = 330 \text{ k}\Omega$$

$$C = 1 \text{ pF}$$

$$f_{TRIG} = 1 \text{ MHz}$$

$$R_G = 50 \text{ } \Omega$$

$$R_{BE} = 10 \text{ k}\Omega$$

wurden zunächst die Kennlinien der Kollektor-Emitter-Spannung sowie des Basisstroms in Abhängigkeit der Betriebsspannung aufgenommen (Abbildung 5.3).

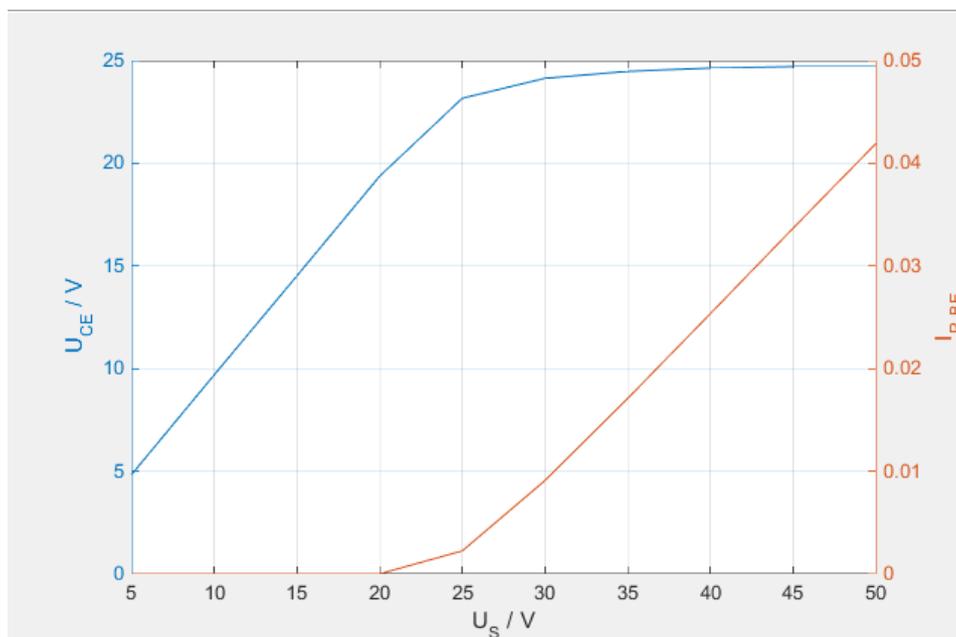


Abbildung 5.3: Kollektor-Emitter-Spannung und Basis-Emitterstrom als Funktion der Betriebsspannung
 blau: $U_{CE} = f(U_S)$
 rot: $I_{R, BE} = f(U_S)$

Wie in Abbildung 5.3 zu sehen, steigt die Kollektor-Emitter-Spannung U_{CE} zunächst mit der Betriebsspannung an, bis diese in den Durchbruchbereich kommt, in welchem sie sich U_{CE0} annähert. Es beginnt Strom aus der Basis hinaus zu fließen. Dieser sorgt über dem Widerstand R_{BE} für einen Spannungsabfall, wie der Abbildung 5.4 zu entnehmen ist.

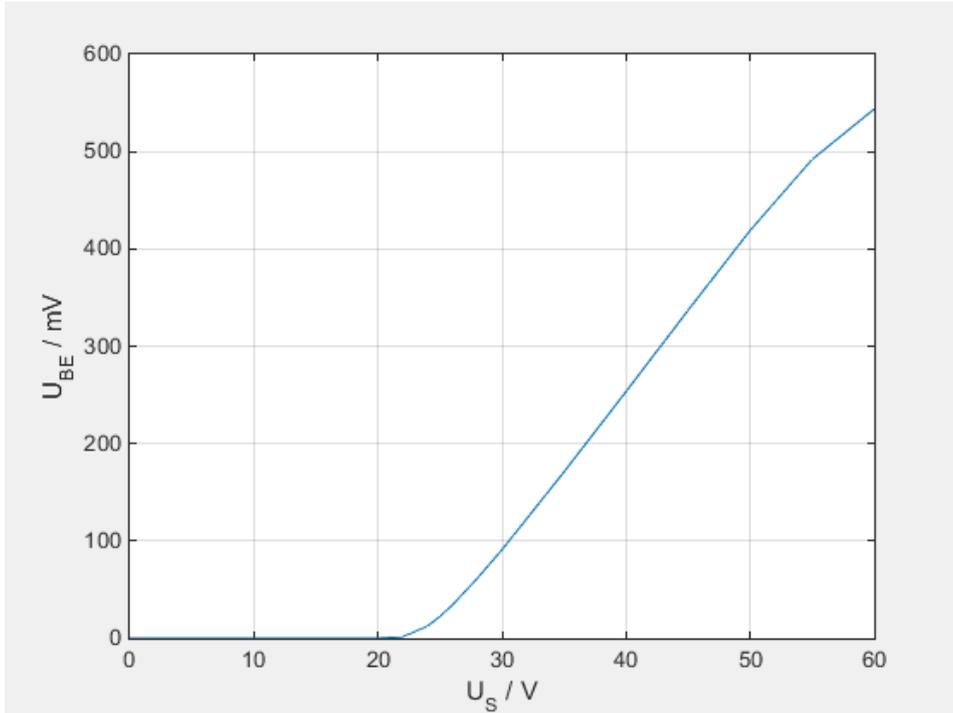


Abbildung 5.4: Spannungsabfall über dem Basis-Emitter-Widerstand $U_{BE} = f(U_S)$

Wie in der Messreihe festgestellt, beginnt die Basis-Emitter-Diode bereits bei geringen Basisspannungen schwach leitend zu werden. Das Verhalten der Basis-Emitter-Diode im Bereich $U_{BE} < 0,6 \text{ V}$ ist der Abbildung 5.5 zu entnehmen, in welcher der Ausgangsstrom I_A in Abhängigkeit der Betriebsspannung U_S gemessen wurde.

Um die Schaltung mit vorgegebener Frequenz zu betreiben und einen konstanten Spektrallinien-Abstand zu gewährleisten, muss ein Arbeitspunkt gewählt werden, bei dem gilt, dass $U_B < 0,6 \text{ V}$. Hierfür wird zunächst mit Gleichung (5.1) der Strom berechnet, welcher nach dem Durchbruch den Kollektor-Basis-Diode fließt

$$I_{C1} = \frac{(U_s - U_{CB0,mess})}{R_1} \quad (5.11)$$

$$= \frac{(50 \text{ V} - 24,7 \text{ V})}{330 \text{ k}\Omega} = 76,67 \mu\text{A} \quad (5.12)$$

Der Kennlinie aus Abbildung 5.3 kann der über den Emitter abfließende Strom entnommen werden, so dass unter der Festlegung, dass $U_{BE} \approx 0,3 \text{ V}$ ist, folgt

$$R_{BE} = \frac{U_{BE}}{I_{C1} - I_{E1}} = \frac{0,3 \text{ V}}{(76,67 - 35,4) \mu\text{A}} = 7,23 \text{ k}\Omega \quad (5.13)$$

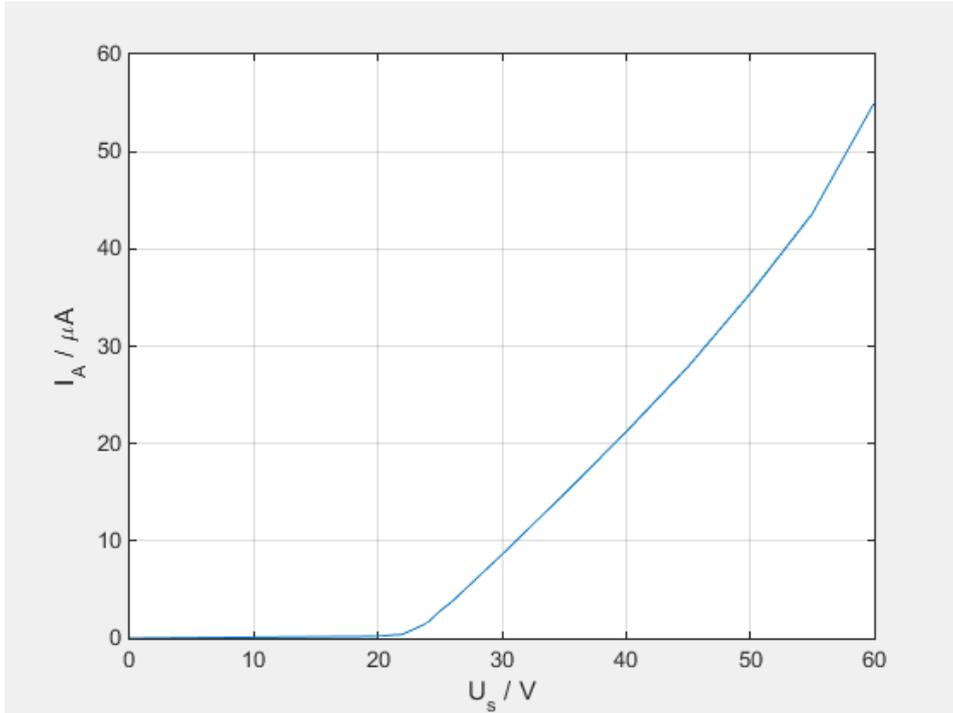


Abbildung 5.5: Emitterstrom in Abhängigkeit der Betriebsspannung $I_A = f(U_S)$

Es wurde hierbei der Wert von $10\text{ k}\Omega$ beibehalten. Der Generator muss nun gemäß (5.8) ein Trigger-Signal der Höhe

$$U_{TRIG} > (I_{R_{BE}} - I_{C1} - I_{E1}) \cdot (R_{BE} + R_G) \quad (5.14)$$

$$> \left(\frac{0,6\text{ V}}{10\text{ k}\Omega} - 76,67\text{ }\mu\text{A} - 35,4\text{ }\mu\text{A} \right) \cdot (10\text{ k}\Omega + 50) = 0,188\text{ V} \quad (5.15)$$

liefern. Es wurde festgelegt, dass $U_{TRIG} = 200\text{ mV}$ ist. Nach Inbetriebnahme der Schaltung wurde über den aktiven Messkopf des Oszilloskops das in Abbildung 5.6 dargestellte Ausgangssignal aufgenommen und die Parameter Anstiegszeit, Impulsdauer und Amplitude über die Messfunktionen des Gerätes bestimmt (siehe Tabelle 5.2).

Tabelle 5.2: Gemessene Kennwerte des Ausgangsimpulses bei Verwendung des BFG541

Parameter	Wert
$t_{r,mess}/ps$	358,5
x_p/V	4,387
τ_i	563,32

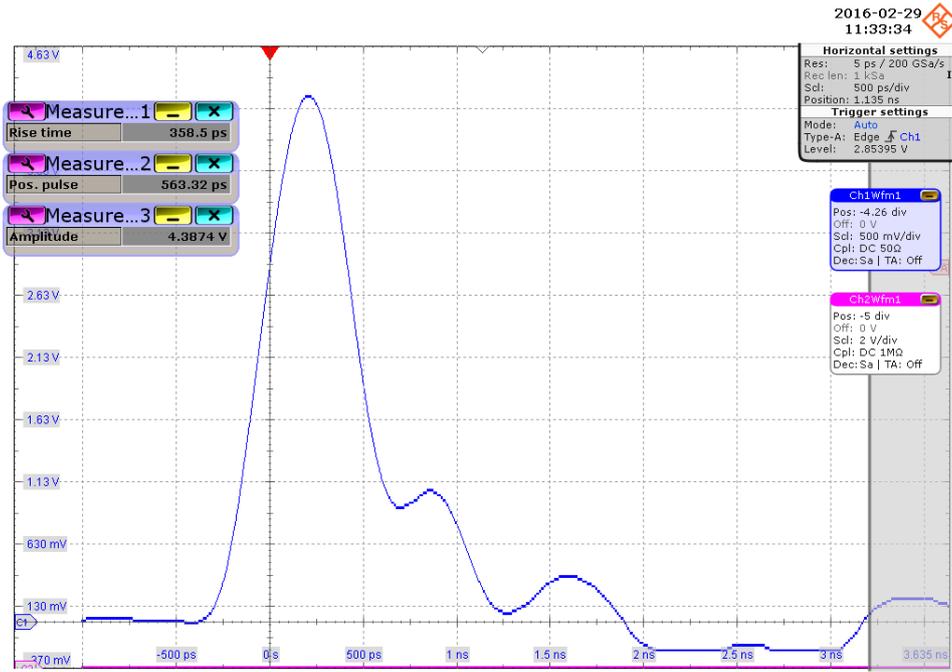


Abbildung 5.6: Ausgangsimpuls der Messschaltung

Auswertung der Messergebnisse

Das Ausgangssignal der Schaltung ist ein Puls mit einer Amplitude von 4,38V und einer Anstiegszeit von

$$t_r = \sqrt{t_{r,mess}^2 - t_{r,OSZI}^2 - t_{r,PROBE}^2} \quad (5.16)$$

$$= \sqrt{358,5 \text{ ps}^2 - 170 \text{ ps}^2 - 135 \text{ ps}^2} \quad (5.17)$$

$$= 285,3 \text{ ps} \quad (5.18)$$

sowie einer Pulsdauer von 563,32 ps, wobei hier noch einmal auf die Definition der Pulsdauer aus Unterkapitel 2.1.2 und die unter 3 formulierten Anforderungen an Anstiegszeit und Impulsbreite verwiesen sei. Gemäß den theoretischen Überlegungen sollte mit einem solchen Puls eine maximale Frequenz von

$$f_{max,t_r} = \frac{1}{\pi \cdot t_r} = \frac{1}{\pi \cdot 285,3 \text{ ps}} = 1,11 \text{ GHz} \quad (5.19)$$

möglich sein. Der maximale Strom durch den Transistor beträgt:

$$I_{C,max} = \frac{4,38 \text{ V}}{50 \Omega} = 87,6 \text{ mA} \quad (5.20)$$

und liegt somit im sicheren Betriebsbereich gemäß Herstellerangaben. Der Transistor ist somit für den vorgesehenen Zweck geeignet, wenn auch eine höhere Amplitude wünschenswert wäre. Da das Ausgangssignal jedoch ohnehin noch verstärkt werden muss, ist eine Verwendung zu erwägen.

5.3.2 Transistortyp 2N2369

Der 2N2369 ist ein älterer Transistortyp, welcher in der Bauform TO-18 verfügbar ist. Der Hersteller gibt eine minimale Transitionsfrequenz von 500 MHz an und vermarktet ihn als geeignet für die Anwendung als schneller Sättigungsschalter und als Verstärker für Hochfrequenzschaltungen.

Kenndaten

Mit einer U_{CB0} von 40 V und einer U_{CE0} von 15 V liegt der Transistor im oberen, sicheren Messbereich der zur Verfügung stehenden Messtechnik. Da jedoch ein Kritikpunkt des BFG541 die geringe Amplitude ist, wurde der 2N2369 als Vergleichstyp herangezogen. Wie bereits beim BFG541 Transistor, muss die tatsächliche Höhe des Impulses x_p im Zuge des Versuchs bestimmt werden.

Messschaltung und Durchführung

Für die Bestimmung der Impulsparameter des 2N2369 wurde in vereinfachter Weise auf die Möglichkeit zur Triggerung der Schaltung verzichtet und folgende Grundwerte der Schaltung angenommen

$$R_v = 50 \Omega$$

$$R_c = 1M \Omega$$

$$C = 2.2 pF$$

$$R_G = 50 \Omega$$

$$R_{BE} = 10 k\Omega$$

Analog zum vorherigen Versuch wurden zunächst die Kennlinien der Kollektorspannung und des Basisstroms (Abbildung 5.7) aufgenommen. Da die Basis-Emitter-Diode erst ab 58 V Betriebsspannung schwach leitend wird und der Strom danach weitestgehend konstant bleibt, wurde auf die Aufnahme einer entsprechenden Kennlinie verzichtet.

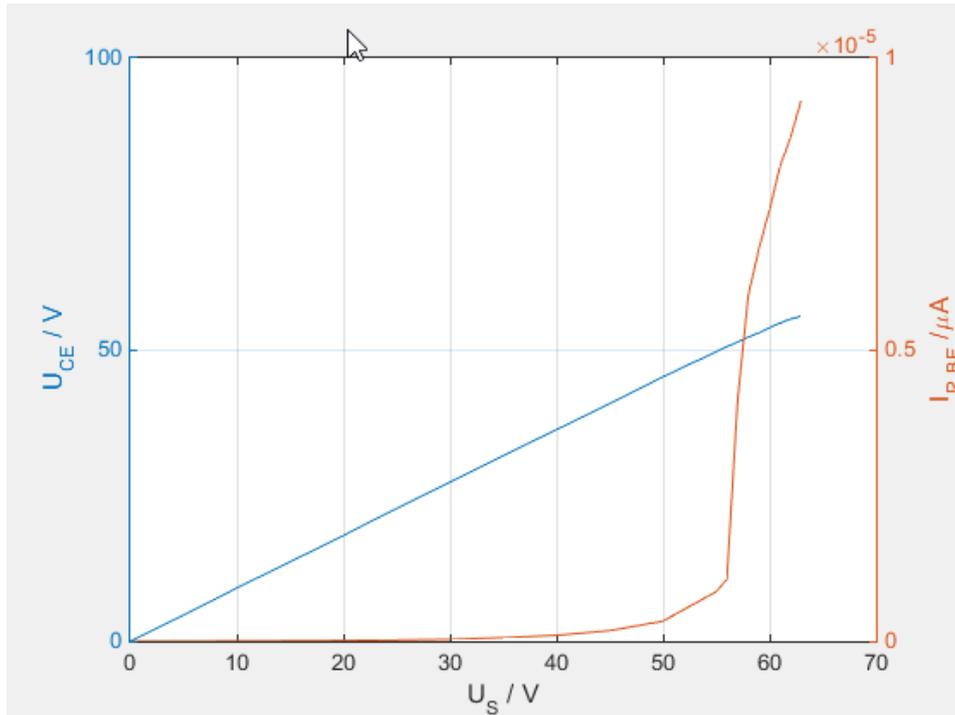


Abbildung 5.7: Kollektorspannung und Basisstrom des 2N2369 in Abhängigkeit der Betriebsspannung

Nachdem der Transistor durch schrittweises Erhöhen der Betriebsspannung in den Durchbruchbereich gebracht wurde, wurde der aus der Abbildung 5.8 zu entnehmende Ausgangsimpuls mit dem aktiven Tastkopf aufgenommen und die Amplitude, Anstiegszeit und Impulsbreite mit den internen Messfunktionen des Oszilloskops ermittelt.

Auswertung der Messergebnisse

Wie erwartet, liefert der 2N2369 eine deutlich höhere Amplitude, allerdings auch eine geringfügig höhere Anstiegszeit und eine größere Pulsbreite. Für die Anstiegszeit gilt

$$t_r = \sqrt{t_{r, mess}^2 - t_{r, OSZI}^2 - t_{r, PROBE}^2} \quad (5.21)$$

$$= \sqrt{412.25 \text{ ps}^2 - 170 \text{ ps}^2 - 135 \text{ ps}^2} \quad (5.22)$$

$$= 350.17 \text{ ps} \quad (5.23)$$

Der Transistor erfüllt somit ebenfalls die unter 3 formulierten Anforderungen an die Impulsbreite, hat jedoch eine etwas zu lange Anstiegszeit. Der maximale Strom durch den Transistor beträgt

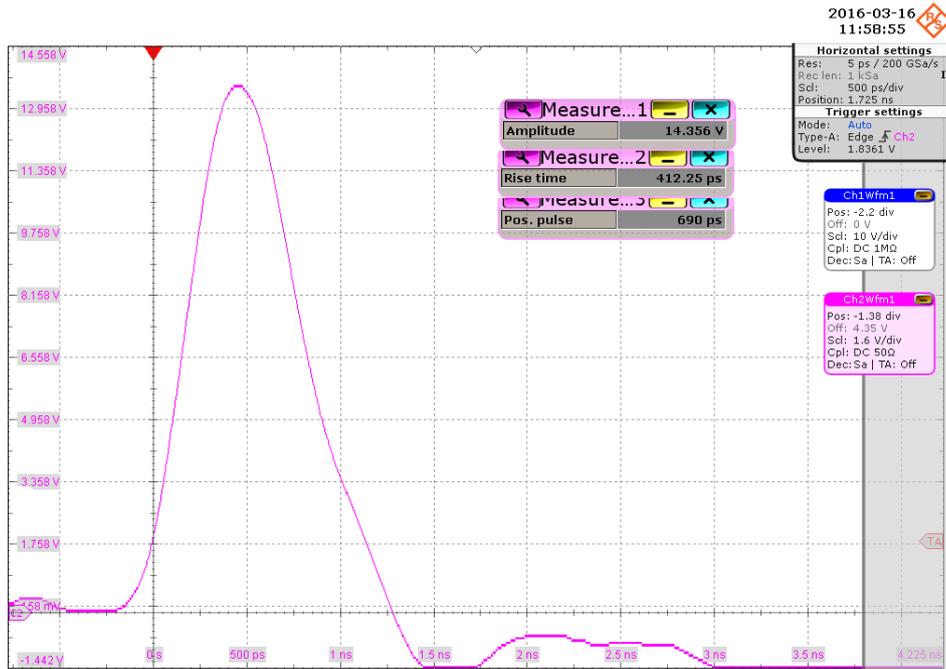


Abbildung 5.8: Ausgangsimpuls der Schaltung mit 2N2369

$$I_{C,max} = \frac{14,35 \text{ V}}{50 \Omega} = 287 \text{ mA} \quad (5.24)$$

Dies überschreitet die Herstellerangabe für den zulässigen Strom um den Faktor 1,43. Da es sich hierbei jedoch lediglich um eine Impulsbelastung mit $\tau_i \ll T_0$ handelt, ist davon auszugehen, dass dies kein Problem darstellt. Bei den Versuchen im Rahmen dieser Arbeit konnten auch bei längerem Betrieb keine signifikante Wärmeentwicklung oder gar Ausfälle beobachtet werden.

5.3.3 Diskussion der Transistorauswahl

Trotz der geringeren Amplitude des BFG541 wurde im Rahmen dieser Arbeit und deren Zeitumfang die Entscheidung getroffen, den Schaltungsentwurf unter Verwendung dieses Typs weiter zu verfolgen. Ausschlaggebend für diese Entscheidung waren die geringere Anstiegszeit und Pulsbreite sowie die Verfügbarkeit in SMD-Bauform. Zudem lässt sich der Transistor mit den im Labor zur Verfügung stehenden Mittel problemlos betreiben und innerhalb sicherer Grenzen auswerten. Für den 2n2369 sprechen vor allem die höhere Amplitude des erzeugten Impulses. Problematisch ist allerdings die Erforderlichkeit einer hohen Betriebsspannung von $U_b \approx 70\text{V}$, deren Erzeugung unter den gegebenen Laborbedingungen bereits mehrere der verfügbaren Spannungsquellen erforderte. Zudem

ist für spannungserzeugende Schaltungen in diesem Spannungsbereich nach DIN EN 61140 einen zusätzlicher Schutz gegen Berührung gefordert. Die Auseinandersetzung mit sicherheitsrelevanten Aspekten, die aus einer späteren Verwendung der Schaltung außerhalb des Laborbetriebs resultieren würden, sollten nicht Ziel dieser Arbeit sein. Ebenfalls wurde sich aufgrund der höheren Anstiegszeit gegen den Transistortyp 2n2369 entschieden.

5.4 Entwurf der Schaltung mit dem BFG541

In Unterabschnitt 5.3.3 wurde die Wahl des BFG541 als Avalanche-Transistors begründet. Der folgende Unterabschnitt behandelt die Dimensionierung einer Schaltung, in welcher der Transistor im Avalanche-Bereich betrieben wird.

5.4.1 Spannungsversorgung

Für die Schaltung muss eine Versorgungsspannung von 50 V zur Verfügung gestellt werden. Aufgrund des Einsatzgebietes ist es erforderlich, dass eine Speisung aus einer mobilen Quelle wie einer Batterie möglich ist. Eine einfache Möglichkeit dies für die angestrebte Versorgungsspannung von 9 V zu gewährleisten, ist der Einsatz eines integrieren Feedback-Schaltreglers, wie dem LT1172, welcher wie in Abbildung 5.9 mit wenigen Bauteilen aufgebaut und wie im Folgenden beschrieben dimensioniert werden kann. Die Grundsaltung hierfür wurde dem Datenblatt [8] entnommen.

Der Regler erwartet an seinem Feedback-Pin eine konstante Spannung von $U_{FB} = 1,25 \text{ V}$, welche sich über einen Spannungsteiler aus der Ausgangsspannung ergibt.

$$U_{FB} = U_{out} \cdot \frac{R_{22}}{R_{12} + R_{22}} \quad (5.25)$$

Für das Widerstandsverhältnis ergibt sich so

$$\frac{R_{12}}{R_{22}} = \frac{(U_2 - U_{FB})}{U_{FB}} \iff \frac{(50 \text{ V} - 1,25 \text{ V})}{1,25 \text{ V}} = 39 \quad (5.26)$$

Ein Widerstandsverhältnis, dass diese Bedingung erfüllt ist

$$\frac{R_{12}}{R_{22}} = \frac{39 \text{ k}\Omega}{1 \text{ k}\Omega} = 39 \quad (5.27)$$

Eine Simulation in LTSpice ergab die der Abbildung 5.10 zu entnehmenden Ausgangsspannung von 49,7V bei einer Last von 330kΩ

5 Pulserzeugung durch einen Transistor im Avalanche-Betrieb

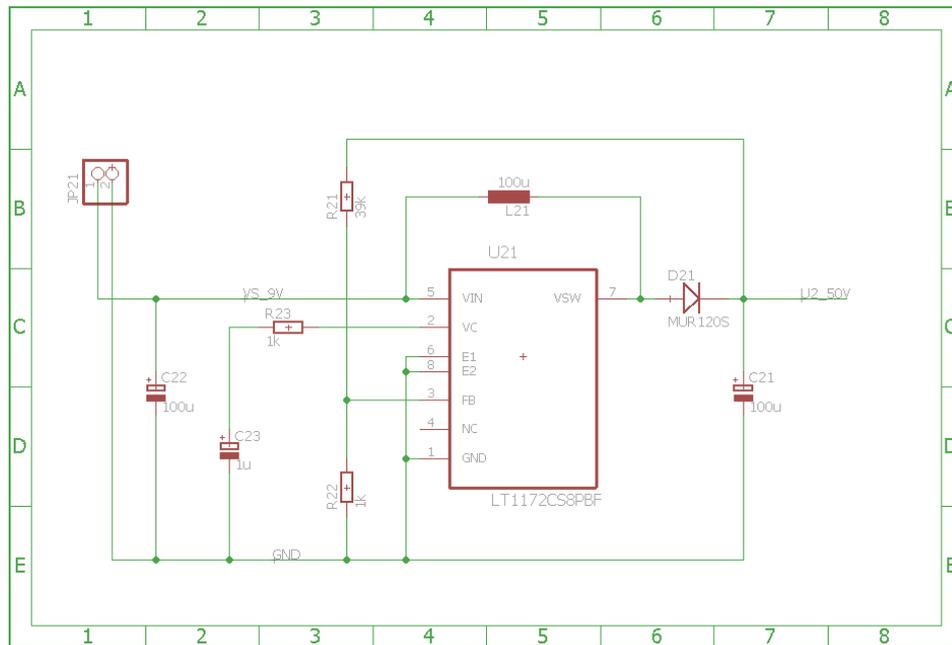


Abbildung 5.9: Beschaltung des Schaltreglers LT1172 für die Versorgungsspannung

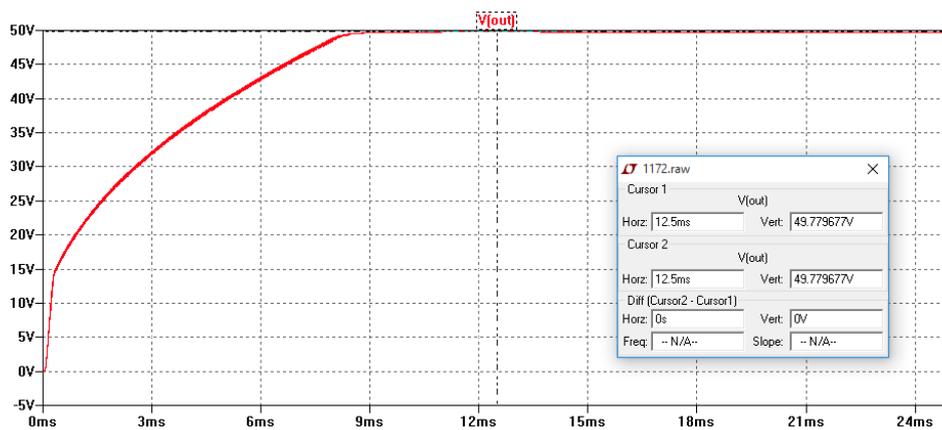


Abbildung 5.10: Simulation der Ausgangsspannung des LT1172 mit LTSpice

5.4.2 Pulserzeugung

Für den Teil der Schaltung, die die eigentlichen Pulse erzeugt wurden die in Kapitel 5.3.1 ermittelten Daten verwendet. Die Schaltung wurde um einen MMIC-Verstärker des Typs GALI-6+ der Firma Mini-Circuits (Vereinfachte Darstellung in Abbildung 5.12) mit einem Ein- und Ausgangswiderstand von $50\ \Omega$ erweitert, der das Ausgangssignal stabilisiert und verstärkt. Der MMIC erfordert einen Arbeitspunktstrom. Der erforderliche Widerstand in Abhängigkeit der Betriebsspannung, kann dem Datenblatt [9] entnommen werden. Um induktive Einflüsse der Widerstandsgehäuse zu minimieren, wurden zum Teil mehrere Widerstände parallel geschaltet. Die endgültige Beschaltung ist in Abbildung 5.11 zu sehen.

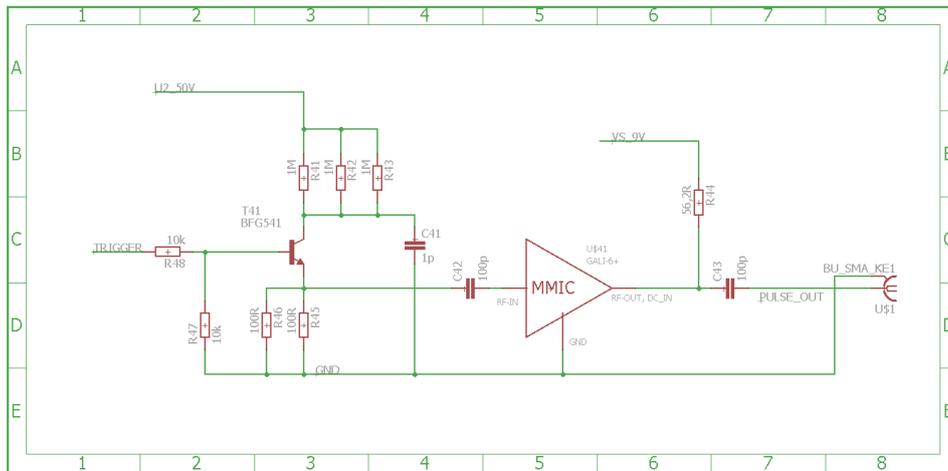


Abbildung 5.11: Beschaltung des Transistors zur Pulserzeugung

5.4.3 Platinendesign

Das Platinendesign (Abbildung 5.13) wurde mit dem CAD-Software EAGLE entwickelt. Der Aufbau des Hauptfunktionsteils ist unter 5.4.1 beschrieben. Für einen möglichen Einsatz außerhalb der Laborumgebung, wurde zusätzlich zu der unter 5.4.2 beschriebenen Schaltung zur unabhängigen Spannungserzeugung aus einer Kleinspannungsquelle, auf der Platine die Möglichkeit vorgesehen, das Triggersignals über einen optionalen Mikrocontroller zu erzeugen und diesen mit der entsprechenden Spannung zu versorgen. Die entsprechende Beschaltung ist in den Abbildungen 5.14 und 5.15 ersichtlich.

Im Rahmen der Versuche wird die Schaltung extern mit Betriebsspannung und Takt versorgt.

simplified schematic and pin description

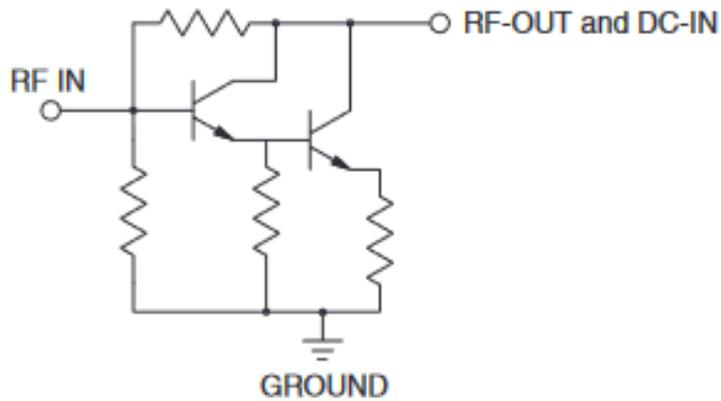


Abbildung 5.12: Vereinfachtes Schaltbild des GALI-6+ MMIC-Verstärkers (Quelle: Datenblatt)

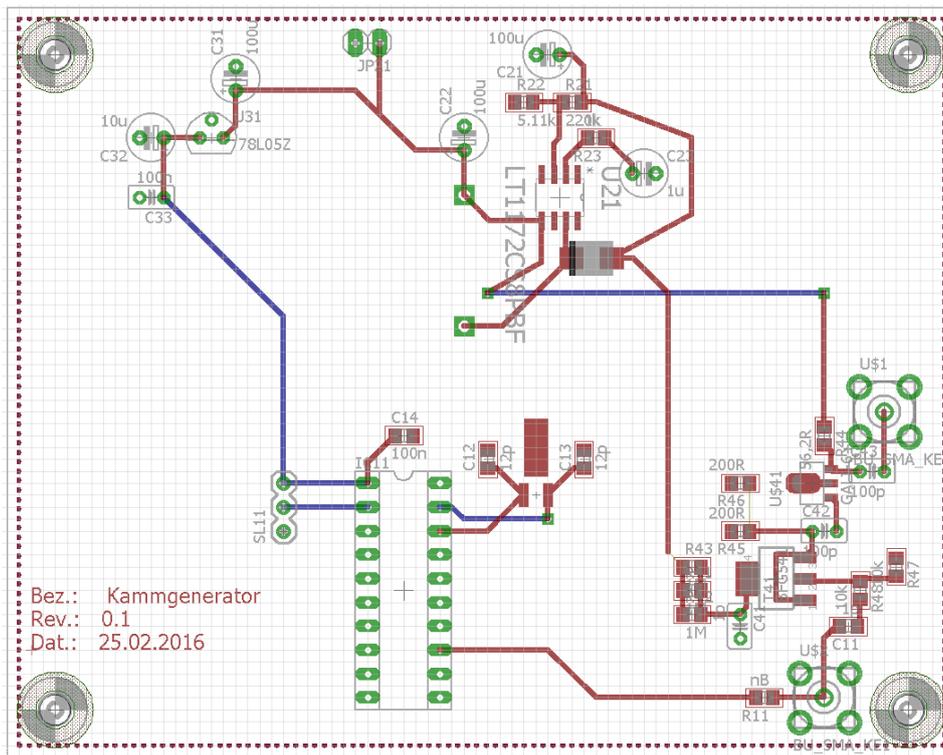


Abbildung 5.13: Layout der entworfenen Platine mit ausgeblendeten Masseflächen
 rot: Top-Layer
 blau: Bottom-Layer

5 Pulserzeugung durch einen Transistor im Avalanche-Betrieb

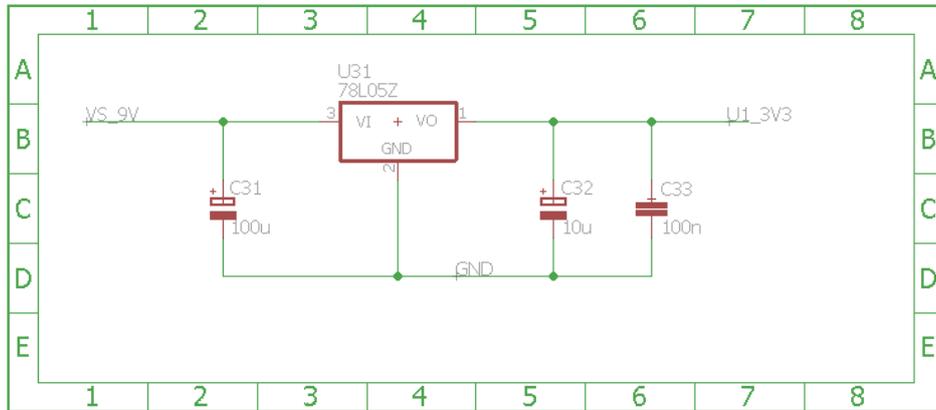


Abbildung 5.14: Spannungversorgung für den vorgesehenen Mircokontroller

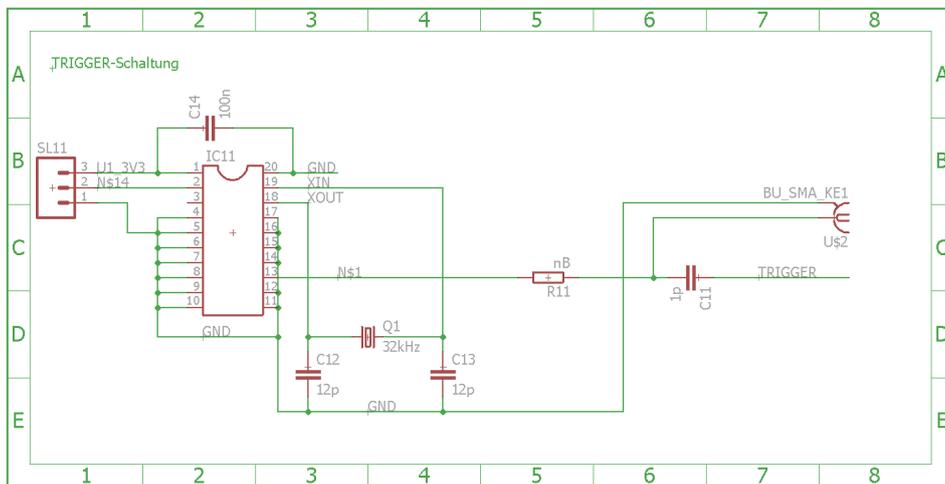


Abbildung 5.15: Erforderliche Beschaltung für den Mikrokontroller

5.4.4 Messergebnisse

Am Ausgang des MMIC-Verstärkers wurde eine Amplitude von $x_p = 3,45 V$, eine Anstiegszeit von $t_r = 238,4 ps$ und eine Impulsbreite $\tau_i = 1,062 ns$ gemessen. Der Impuls ist somit durch den MMIC-Verstärker breiter geworden, die Anstiegszeit des ausgewählten Transistorexemplars blieb erhalten. Das Ausgangssignal wurde mit einem Spektrumanalyser von Typ „R&S®FSP3“ erfasst und das Spektrum dargestellt. Wie der Abbildung 5.16 zu entnehmen ist, erzeugt die Schaltung bei 1 GHz eine Spektrallinie mit $52,37 dB\mu V$. Der Abstand zur nächsten Linie ist exakt $1 MHz$. In Abbildung 5.17 ist zu sehen, dass das Spektrum bei $1,34 GHz$ um $19,85dB$ sinkt und anschließend stark abfällt. Diese Frequenz ist durch die Gleichung (2.36) zu erklären.

$$f_{max} = \frac{1}{\pi \cdot t_r} = \frac{1}{\pi \cdot 238,4 ps} = 1,335 GHz \quad (5.28)$$

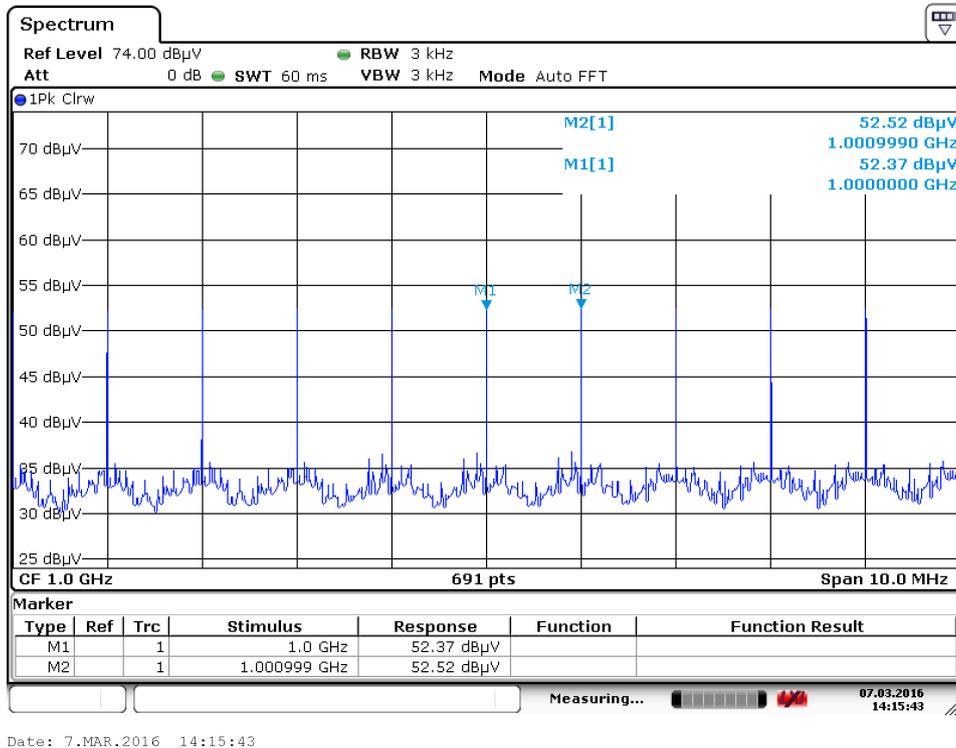
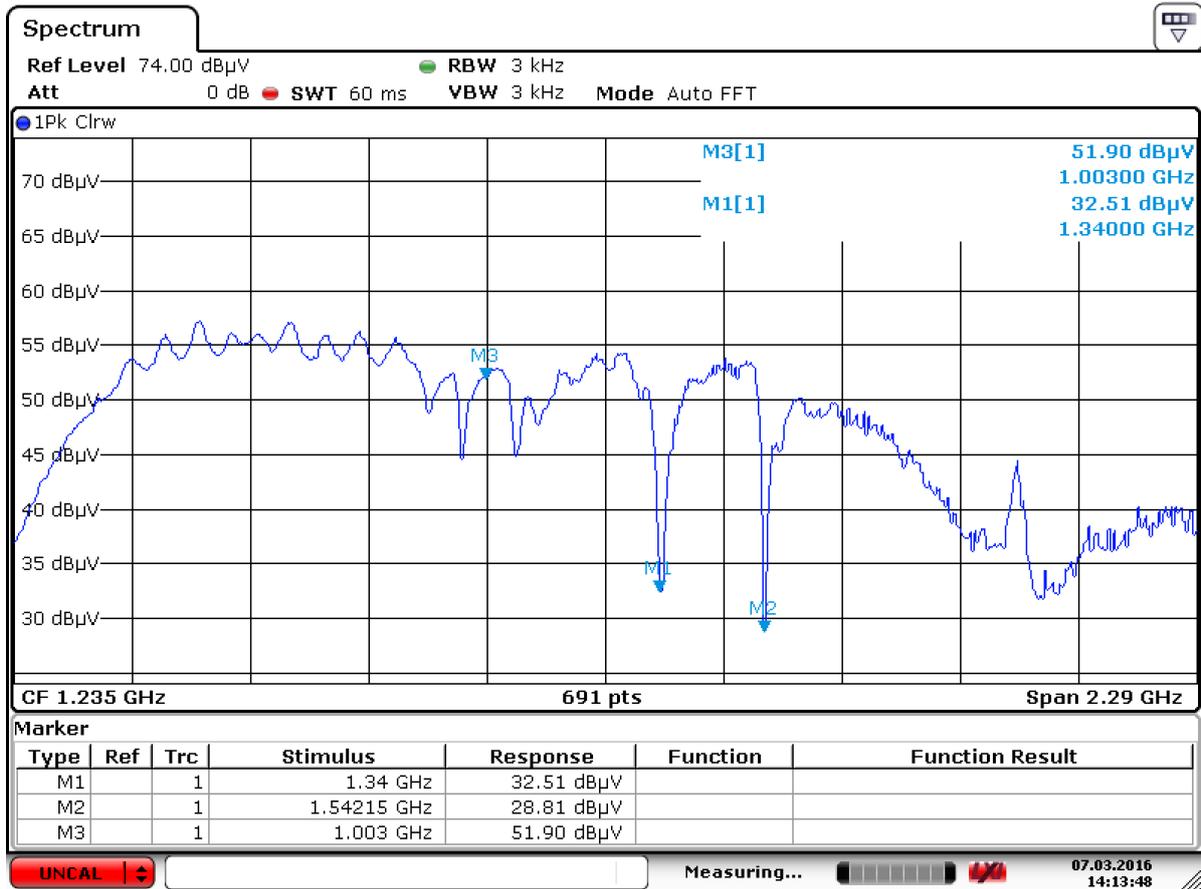


Abbildung 5.16: Ausgangsspektrum der Versuchsschaltung mit dem BFG541 bei 1 GHz

5.4.5 Auswertung

Gemäß den im Kapitel 3 gestellten Anforderungen, erfüllt die Schaltung sowohl die maximale Pulsbreite als auch die maximale Anstiegszeit (vgl. Kapitel 3.1). Den minimalen Pegel der Kammlinie bei 1 GHz kann sie jedoch trotz des Einsatzes eines MMIC-Verstärker

5 Pulserzeugung durch einen Transistor im Avalanche-Betrieb



Date: 7.MAR.2016 14:13:48

Abbildung 5.17: Ausgangsspektrum der Versuchsschaltung mit dem BFG541 von 90 MHz bis 2,38 GHz

nicht erreichen. Die Schaltung ist somit für den vorgesehenen Zweck nicht geeignet. Auf eine weitere Bestückung der Platine und somit Realisierung der Spannungs- und Taktversorgung wird verzichtet.

5.5 Zusammenfassung

Da eine Simulation der Schaltung auf Grund der Nichteignung vorhandener Modelle nicht möglich war, mussten zunächst Daten über den Lawineneffekt bei den Transistoren gesammelt werden. Im Anschluss wurde auf Basis der gesammelten Erkenntnisse eine Schaltung berechnet und entwickelt. Die Messungen mit dieser Schaltung ergaben, dass diese zwar grundsätzlich zur Kammgeneration geeignet ist, allerdings die im Kapitel 3 gestellten Anforderungen nicht erfüllen konnte. Es konnte zudem nicht beobachtet werden, dass ein Transistor, welcher für einen höheren Frequenzbereich ausgelegt ist, auch geringere Anstiegszeiten liefert. Die Auswahl eines anderen Transistortyps wurde erwogen, allerdings aber in Hinblick auf den zeitlichen Rahmen der Arbeit nicht weiter verfolgt. Zudem wäre bei einer Vielzahl von Transistoren die Erzeugung hoher Gleichspannungen nötig, was unter den gegebenen Laborbedingungen ein technisches Hindernis dargestellt hätte. Zudem bestünde aufgrund des oft nicht dokumentierten und schwer hervorsehbaren Verhaltens der Transistortypen im Lawinenbetrieb die Gefahr, die empfindlichen Messgeräte zu beschädigen. Es wurde daher davon abgesehen.

6 Pulserzeugung mittels PIN-Dioden

Die im Folgenden analysierte Schaltung (siehe Abbildung 6.1) wurde von David Bowman entwickelt, als Bausatz vertrieben und soll im Rahmen dieser Arbeit, wie in Unterabschnitt 4.4 des Kapitels 4 erläutert, als Vergleich zu der im Kapitel 5 entwickelten Schaltung dienen. Dazu wird die Schaltung zunächst theoretisch und mittels Simulation analysiert und im Anschluss aufgebaut, das erzeugte Signal gemessen und die Schaltung in ihrer Funktion als Kammgenerator bewertet.

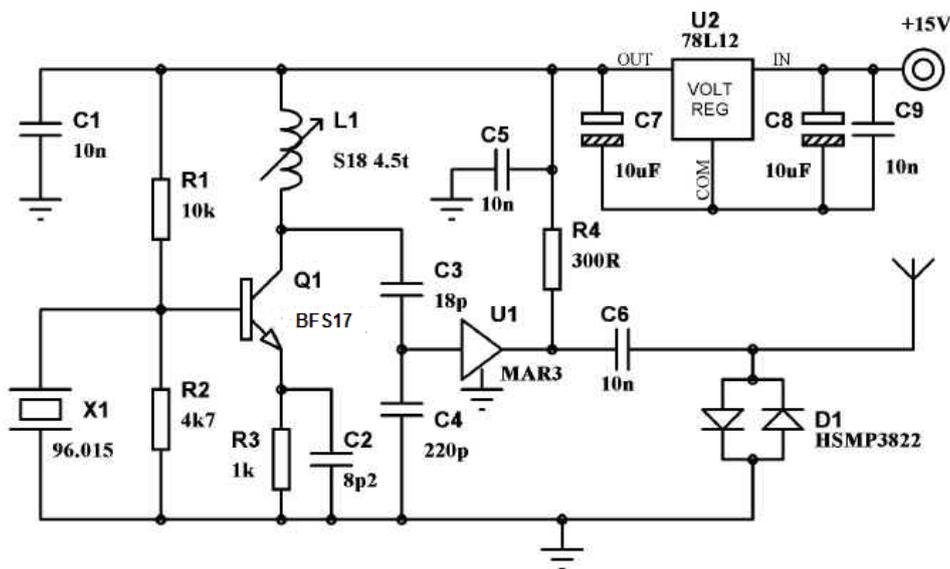


Abbildung 6.1: Kammgenerator von David Bowman (Quelle: Webseite David Bowman [2])

6.1 Schaltungsanalyse und Simulation

Die Bowman-Schaltung lässt sich grob in drei nicht streng getrennte Funktionsgruppen einteilen. Zunächst wird durch einen Oszillator-Kreis eine Schwingung mit einer Frequenz von $f_{OSZ} = 96,015 \text{ MHz}$ erzeugt. Dessen Ausgangssignal wird durch einen MMIC der Firma Mini Circuits verstärkt auf zwei antiparallel geschaltete PIN-Dioden, welche das Signal verzerren und Oberwellen erzeugen. Dieser Schaltungstyp wird laut [6] als Oberton-Schaltung bezeichnet. Die einzelnen Funktionsgruppen dieser Schaltung werden

im Folgenden analysiert und nach Möglichkeit mit dem Programm AWR Microwave Office simuliert.

6.1.1 Spannungsversorgung

Die Schaltung wird über einen integrierten Linear-Regler vom Typ 78L12 mit einer von Bowmann empfohlenen Eingangsspannung von 15 V und einer Ausgangsspannung von 12 V in üblicher Beschaltung versorgt. Laut Datenblatt kann dieser bis zu 100 mA Strom liefern und der Eingangsspannungsbereich liegt zwischen 14,5 V und 27 V. Dieser Typ Regler wird sehr häufig in Schaltungen eingesetzt und stellt eine sehr einfache, wenn auch nicht gänzlich effiziente Möglichkeit, dar, die Schaltung mit einer stabilen Versorgungsspannung zu speisen.

6.1.2 Selektiver Verstärker

Der Oszillator ist in einer sogenannten Obertonschaltung aufgebaut, bei der das frequenzselektive Netzwerk in den Kollektorzweig der Verstärkerschaltung integriert ist. Grundschtung für die Obertonschaltung, welche in Abbildung 6.2 zu sehen ist, ist die Basisschaltung. Dies ist daran zu erkennen, dass im Serien-Resonanzfall des Quarzes dessen Widerstand ideal betrachtet gegen 0Ω strebt und somit die Basis theoretisch wechselstrommäßig auf Masse liegt. Der Quarz wird hierbei im dritten Oberton betrieben, daher muss der Ausgangs-Schwingkreis auf ebenjene Frequenz abgestimmt werden.

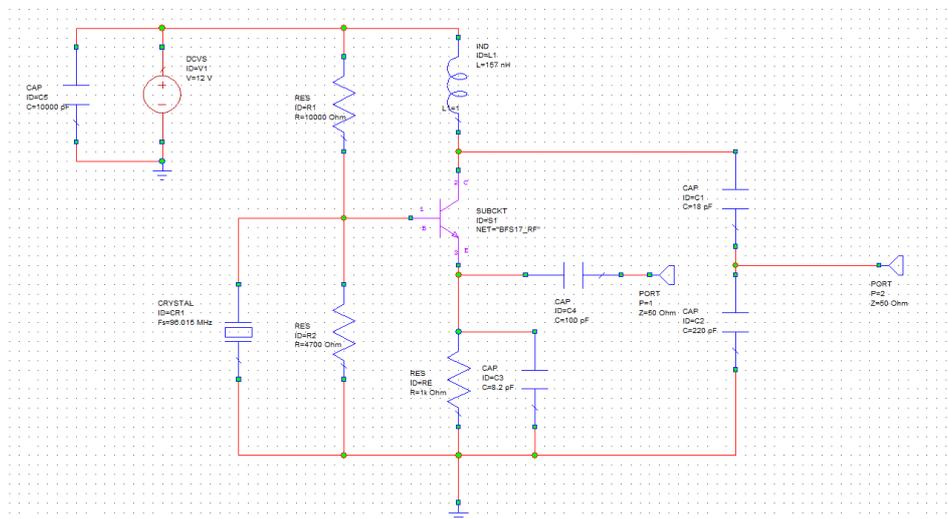


Abbildung 6.2: Oszillator in Obertonschaltung

Kennlinie des Transistors

Zunächst wurde daher ein Spice-Modell des npn-Transistors von Typ BFS17 als Netlist in Microwave Office importiert und mittels des IV-Curve-Werkzeugs auf Funktion geprüft (siehe Abbildung 6.3).

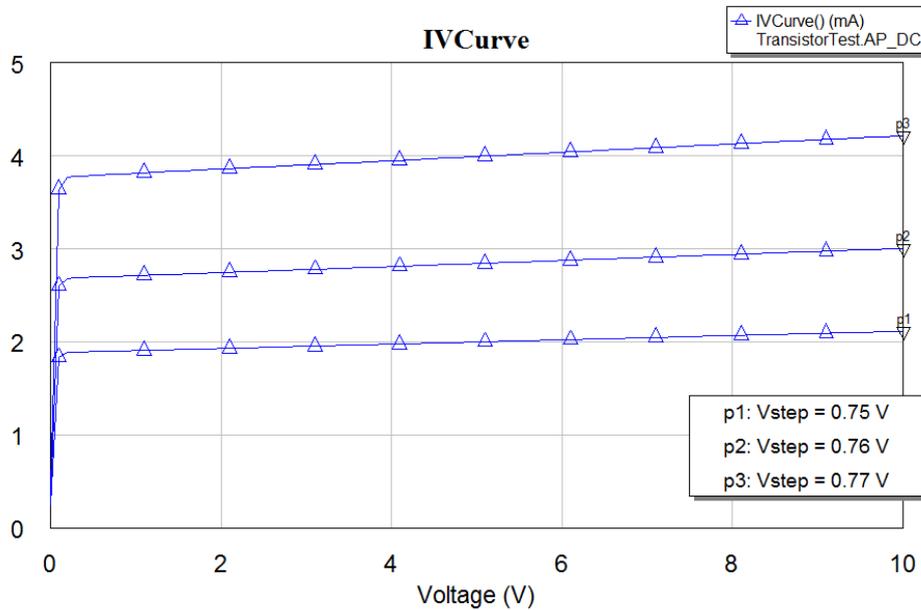


Abbildung 6.3: Ausgangskennlinienfeld des BFS17 Transistors

Bestimmung der Ausgangsschwingkreis-Induktivität

Im frequenzselektiven Netzwerk der Schaltung befindet sich eine einstellbare Induktivität zur genauen Abstimmung auf die Resonanzfrequenz. Wie im Wechselspannungsersatzschaltbild deutlich wird, handelt es sich um einen Parallelschwingkreis. Es gilt

$$L_1 = \frac{1}{4\pi^2 \cdot C_{ges} \cdot f_{OSZ}^2} = \frac{1}{4\pi^2 \cdot 16,67 \text{ nH} \cdot (96,015 \text{ MHz})^2} = 164,82 \text{ nH} \approx 165 \text{ nH} \quad (6.1)$$

Da der Schwingkreis bei hohen Frequenzen noch durch andere Bauteile beeinflusst wird, wird in einer Simulation in Microwave Office ein Sweep für die Ausgangsschwingfrequenz in Abhängigkeit der Induktivität gemacht. Microwave Office bietet hierfür das „OSCA-PROBE“ Tool an, welches, wie in Abbildung 6.5 zu sehen, verwendet wird. Der Quarz wird zunächst als ideal angenommen und der Wert 157nH aus der Simulation (siehe Abbildung 6.4) übernommen.

6 Pulserzeugung mittels PIN-Dioden

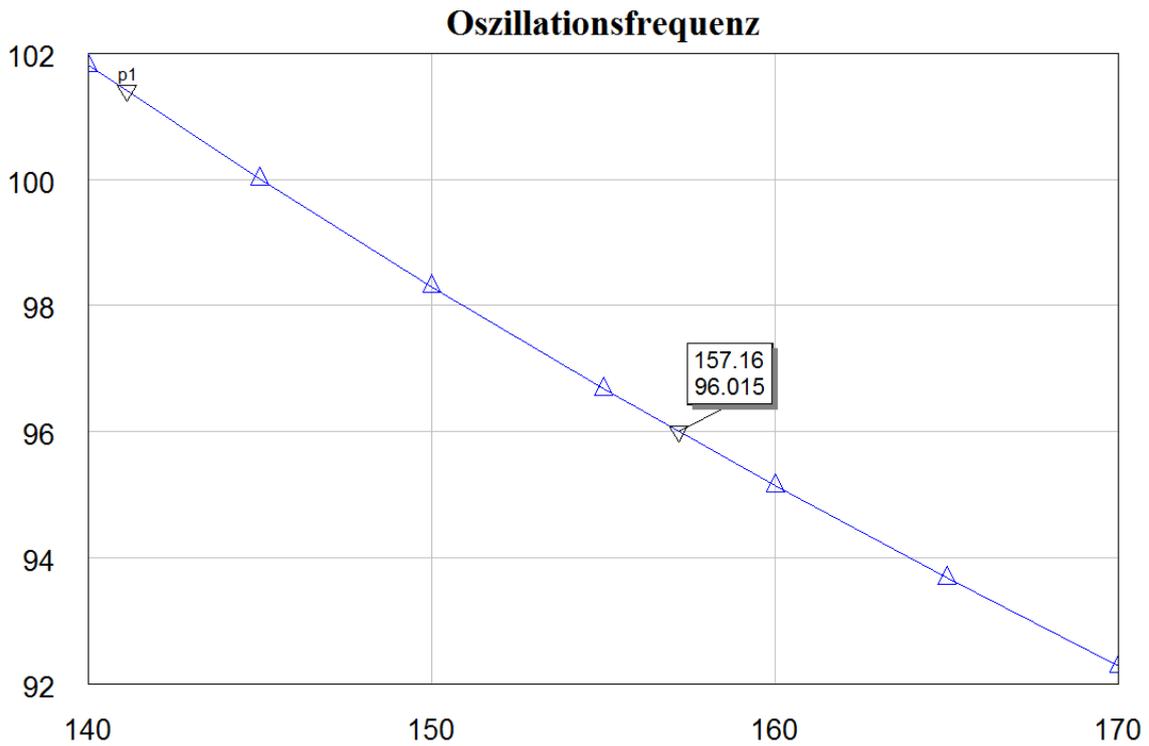


Abbildung 6.4: Schwingfrequenz der Schaltung in Abhängigkeit von L_1

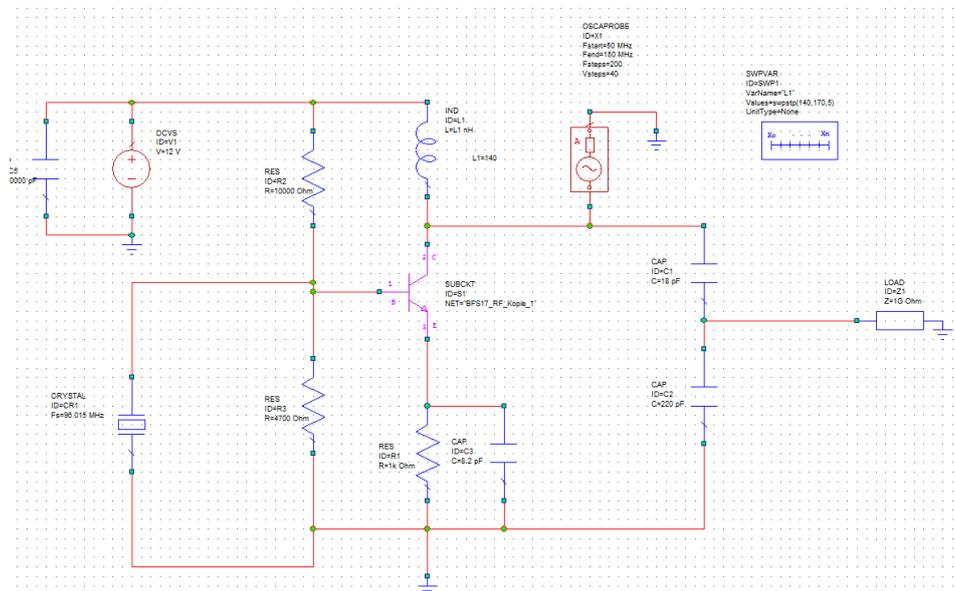


Abbildung 6.5: Simulationsmodell zur Bestimmung der Oszillationsfrequenz

Wechselstrom-Ersatzschaltbild im Resonanzfall

Bei der Bildung des Wechselstrom-Ersatzschaltbildes geht die Spannungsquelle, der Kondensator C_5 sowie der Quarz in einen Kurzschluss über, wodurch sich die Schaltung in die unter Abbildung 6.6 gezeigte überführen lässt.

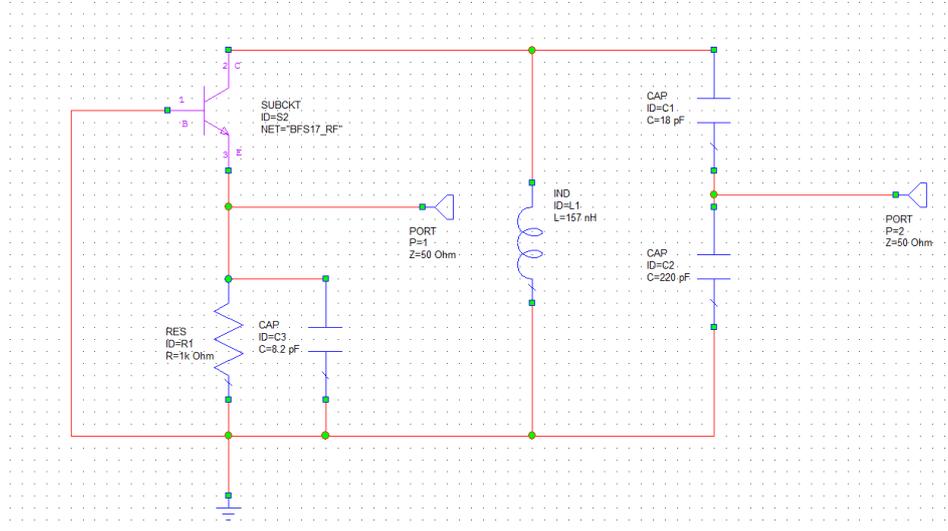


Abbildung 6.6: Wechselstrom-Ersatzschaltbild im Resonanzfall

Die drei Kenngrößen des vereinfachten dynamische Kleinsignalmodells des BFS17 Transistors aus Abbildung 6.7 lassen sich berechnen.

(6.2)

Der Verstärkungsfaktor S berechnet sich durch:

$$S = \frac{I_{C0}}{U_T} \quad (6.3)$$

Aus der Simulation ist bekannt, dass $I_{C0} = 2,93 \text{ mA}$ beträgt. Somit folgt

$$S = \frac{2,93 \text{ mA}}{25,85 \text{ mV}} = 113 \frac{\text{mA}}{\text{V}} \quad (6.4)$$

Der Basis-Emitter-Widerstand r_{BE} ergibt sich aus:

$$r_{BE} = \frac{U_T}{I_{B0}} \quad (6.5)$$

Ebenfalls aus der Simulation ist $I_{B0} = 32,5 \mu A$ bekannt. Somit folgt

$$r_{BE} = \frac{25,85 \text{ mV}}{32,5 \mu A} = 794 \Omega \quad (6.6)$$

Für die Berechnung des Emittor-Kollektor-Ersatzwiderstands muss zunächst die Early-Spannung bestimmt werden. Da im Datenblatt [10] hierzu keine Angaben gemacht sind, werden aus dem Kennlinienfeld des Transistormodells (siehe Abbildung 6.3) zwei Wertpaare $P1 = \{6 \text{ V } 1,974 \text{ mA}\}$ und $P2 = \{4 \text{ V } 2,021 \text{ mA}\}$ abgelesen und die Spannung wie folgt berechnet.

$$U_A = \frac{6 \text{ V} - 4 \text{ V}}{2,021 \text{ mA} - 1,974 \text{ mA}} \cdot 1,974 \text{ mA} - 4 \text{ V} = 80 \text{ V} \quad (6.7)$$

Der Emittor-Kollektor-Ersatzwiderstand berechnet sich nun wie folgt

$$r_{CE} = \frac{U_A}{I_{C0}} = \frac{80 \text{ V}}{2,93 \text{ mA}} = 27,3 \text{ k}\Omega \quad (6.8)$$

Durch Einsetzen des Kleinsignalmodells des Transistors, sowie Vernachlässigen von r_{CE} und der Zuleitungsinduktivitäten kann die Schaltung, wie in Abbildung 6.8 zu sehen, weiter vereinfacht werden.

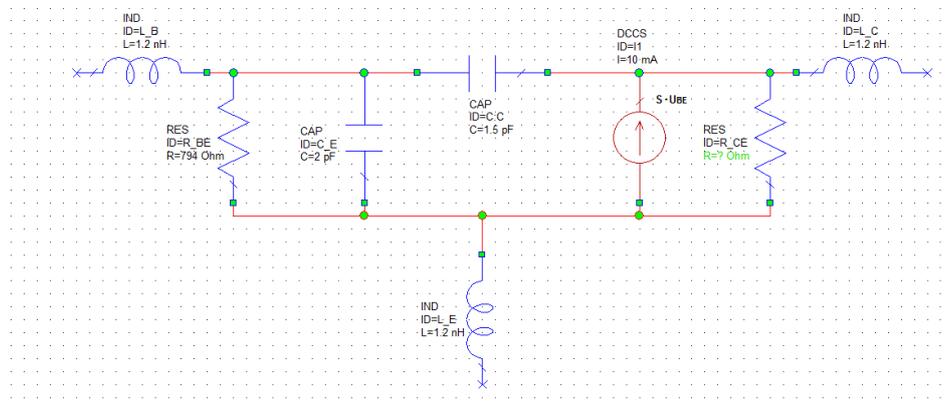


Abbildung 6.7: Dynamisches Kleinsignalmodell des Transistors

Ausgangswiderstand der Schaltung

Zur Simulation des Ausgangswiderstandes der Schaltung wurde der Eingang der Schaltung kurz geschlossen. Für die vorliegende Schaltung ergibt sich am Ausgang die Problematik, dass wie in Abbildung 6.6 ersichtlich, der Ausgangswiderstand direkt am Kollektor durch den Schwingkreis am Ausgang bestimmt wird. Es gilt also

6 Pulserzeugung mittels PIN-Dioden

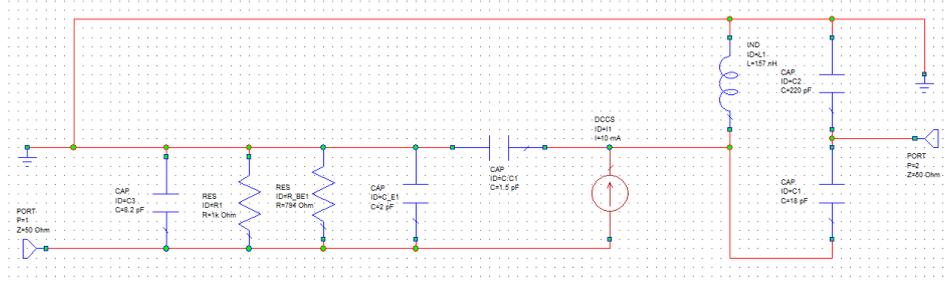


Abbildung 6.8: Wechselstrom-Ersatzschaltbild mit Kleinsignalmodell des Transistors

$$r_a \approx \underline{Z}_{SK} \quad (6.9)$$

Für die Impedanz des Schwingkreises gilt

$$\underline{Z}_{SK} = \frac{j\omega L_1 \cdot \frac{1}{j\omega C_{ges}}}{j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_{ges}}} = \frac{j\omega L_1}{1 - \omega^2 L_1 C_{ges}} \quad (6.10)$$

Für den Resonanz-Fall gilt die Formel

$$\omega_{res} = \frac{1}{\sqrt{L_1 \cdot C_{ges}}} \quad (6.11)$$

Eingesetzt in Formel 6.10 folgt

$$\underline{Z}_{SK,Res} = \frac{j \frac{1}{\sqrt{L_1 \cdot C_{ges}}} L}{1 - \frac{1}{LC} \cdot LC} = \frac{j \frac{L}{\sqrt{LC_{ges}}}}{0} \rightarrow \infty$$

Es folgt, dass die Impedanz des Schwingkreises gegen unendlich strebt und der Ausgangswiderstand somit einen sehr hohen Wert annimmt, wie in Abbildung 6.10 aus der Simulation deutlich wird. Es ist daher eine Impedanzanpassung am Ausgang notwendig, um die maximale Leistung an den 50Ω-Eingang des MMIC-Verstärkers zu übertragen. Durch die Anpassung über die Kondensatoren C_1 und C_2 wird der Ausgangswiderstand laut Simulation etwa näherungsweise um Faktor 100 verringert.

6 Pulserzeugung mittels PIN-Dioden

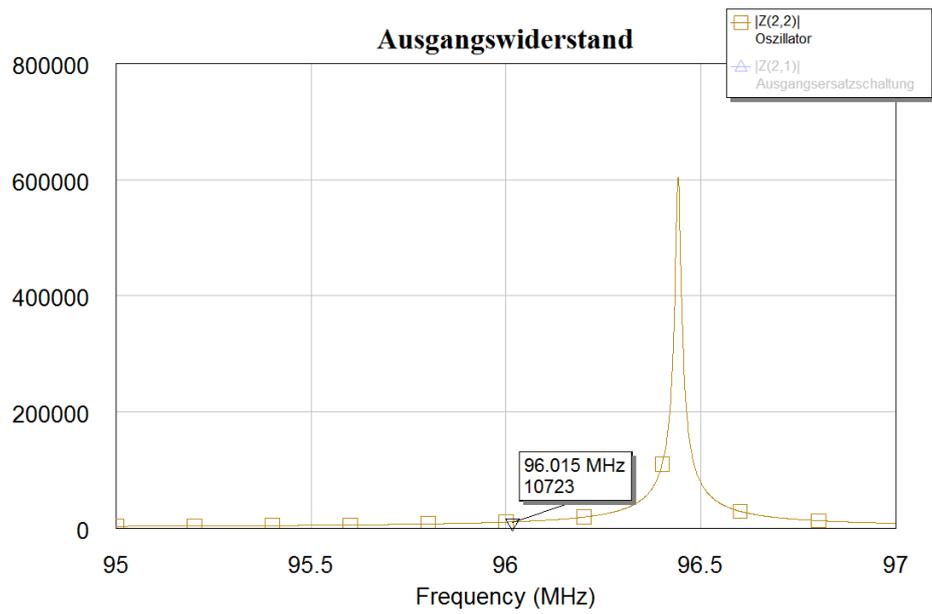


Abbildung 6.9: Ausgangswiderstand der Basisschaltung direkt am Kollektor

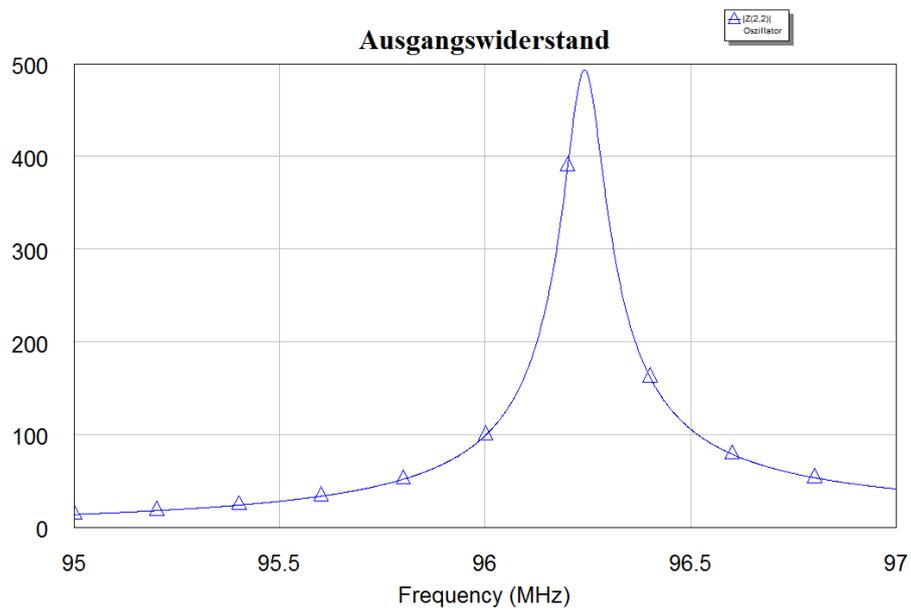


Abbildung 6.10: Ausgangswiderstand der Basisschaltung mit Impedanzanpassung

Verstärkung

Um die Verstärkung zu berechnen, kann man das Ausgangsnetzwerk der Schaltung (siehe Abbildung 6.11) als Zweitor in seiner T-Ersatzschaltung (siehe Abbildung 6.12) betrachten und simulieren. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 6.11 ersichtlich.

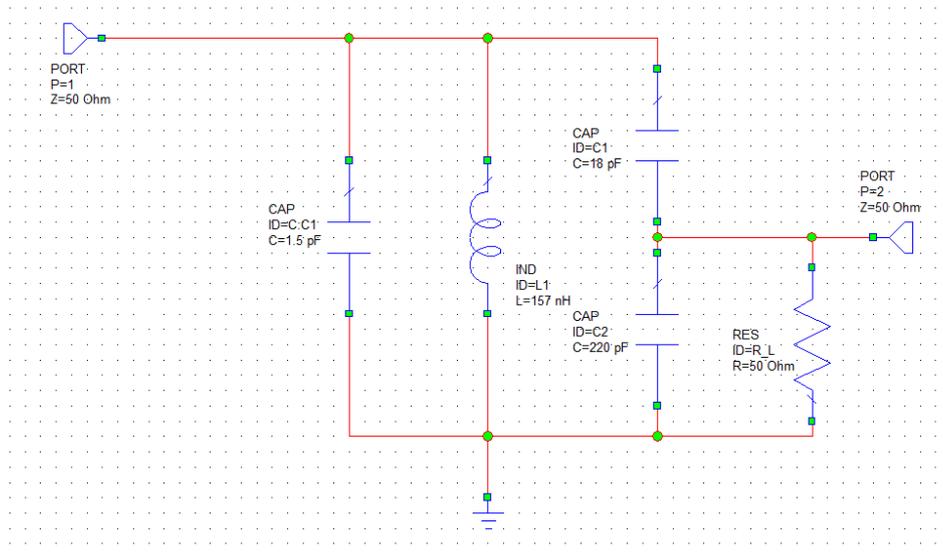


Abbildung 6.11: Ausgangsschaltung des WESB

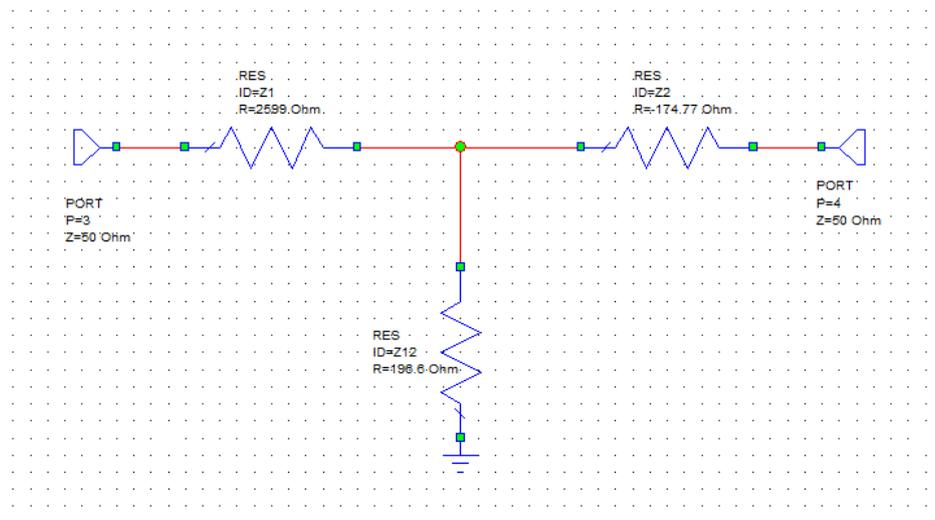


Abbildung 6.12: T-Ersatzschaltbild der Ausgangsschaltung des WESB

Für die Wechselspannungsverstärkung gilt

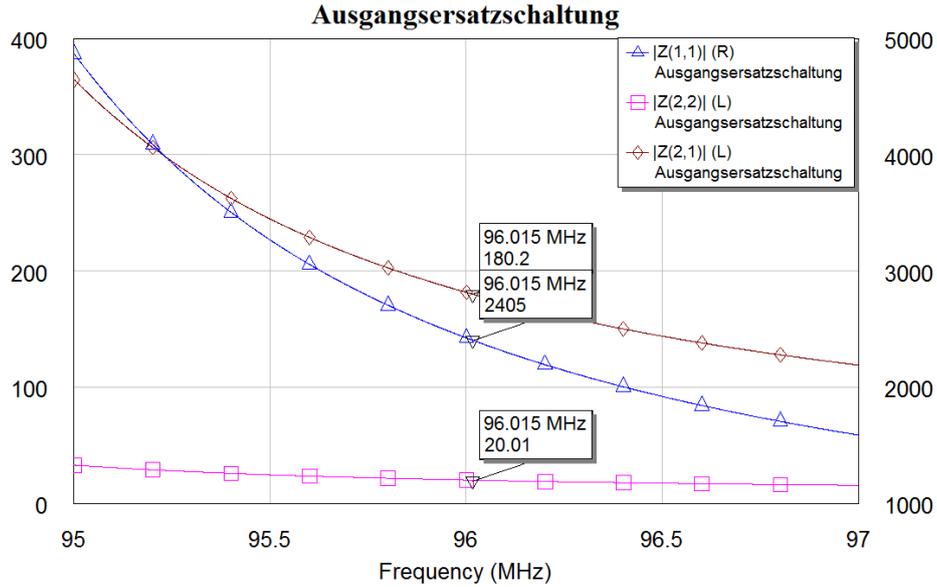


Abbildung 6.13: Simulation der Z-Parameter für die Ausgangersatzschaltung

$$v_u = \frac{u_2}{u_1} \quad (6.12)$$

Die Spannung am Ausgang berechnet sich über:

$$u_2 = i_c \cdot Z_{12} = B \cdot i_B \cdot Z_{12}$$

und mit

$$i_B = \frac{u_1}{r_{BE}} \quad (6.13)$$

ergibt sich:

$$u_2 = B \cdot \frac{u_1}{r_{BE}} \cdot Z_{12}$$

Durch umstellen nach v_u folgt

$$v_u = \frac{u_2}{u_1} = \frac{B \cdot Z_{12}}{r_{BE}} \quad (6.14)$$

$$= \frac{90 \cdot 196,6 \Omega}{794 \Omega} = 22,28 \quad (6.15)$$

Dieser Wert stimmt mit dem Wert aus der Simulation (siehe Abbildung 6.14) näherungsweise überein. Aus der Betrachtung der Simulationen lässt sich eine 3 dB-Bandbreite der Schaltung (siehe Abbildung 6.15) von $B_{3dB} \approx 974 \text{ kHz}$ ablesen.

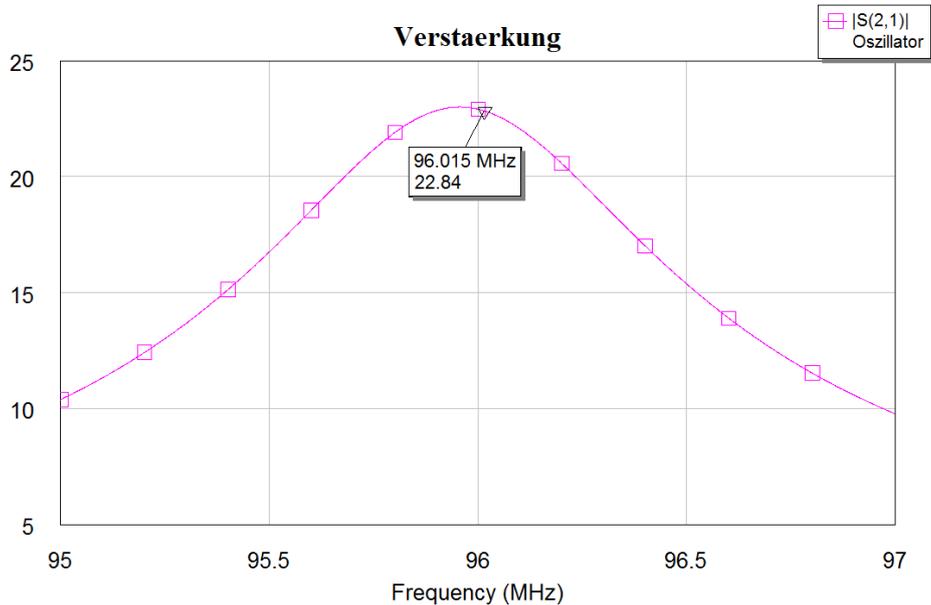


Abbildung 6.14: Verstärkung der Basisschaltung

6.1.3 Quarz

Um den Quarz simulieren zu können, wurde dieser zunächst mittels eines Vektor-Netzwerkanalysator das Ersatzschaltbild errechnet. Der verwendete Netzwerkanalysator vom Typ „HP 4195A“ verfügt hierfür über eine spezielle Funktion, die es erlaubt, den äquivalenten Schaltkreis bestehend aus Serienkapazität C_a , Serieninduktivität L , Serienwiderstand R und Parallelkapazität C_b auch ohne eine aufwendige Messschaltung nach (DIN) IEC 444 anzunähern. Nach der Kalibrierung bei offenem, kurzgeschlossenem sowie korrekt mit 50Ω abgeschlossenem Port sowie der Kompensation des Messadapters kann nach einer Impedanzmessung die Funktion über „SPECIAL FUNCTION“ → „EQV CKT“ → „CALC EQV Para“ aufgerufen werden. Das Ergebnis ist unter Abbildung 6.16 zu sehen. Die Berechneten Parameter wurde in AWR übernommen (siehe Abbildung 6.18).

Die Serienresonanzfrequenz der Ersatzschaltbild-Parameter ergibt:

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C_a}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{1.497mH \cdot 1.83525fF}} = 96.020kHz \quad (6.16)$$

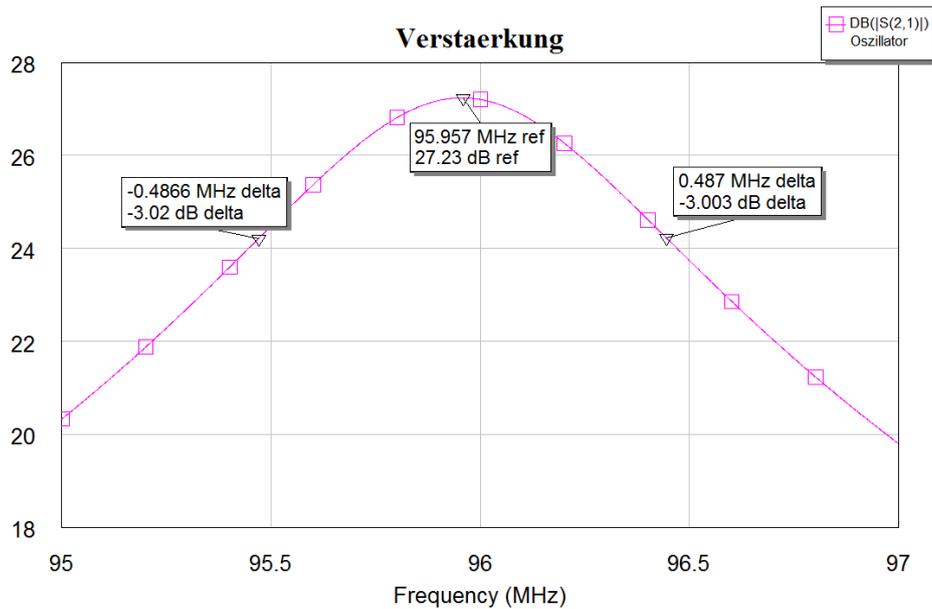


Abbildung 6.15: Verstärkung der Basischaltung in dB

Durch Vernachlässigen der Parallelkapazität C_b kann die Güte des Quarzes über die Formel

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C_a}} \quad (6.17)$$

bestimmt werden. Es ergibt sich eine für einen Quarz übliche, hohe Güte von

$$Q = \frac{1}{29.8481\Omega} \sqrt{\frac{1.497mH}{1.83525fF}} = 30258 \quad (6.18)$$

Somit folgt für die Bandbreite des Quarzes:

$$B = \frac{f_s}{Q} = 3173,3Hz \quad (6.19)$$

Für die Verstärkung der Schaltung mit dem Quarz ergibt sich ein stark selektiver Verlauf bei f_s (siehe Abbildung 6.17)

6 Pulserzeugung mittels PIN-Dioden

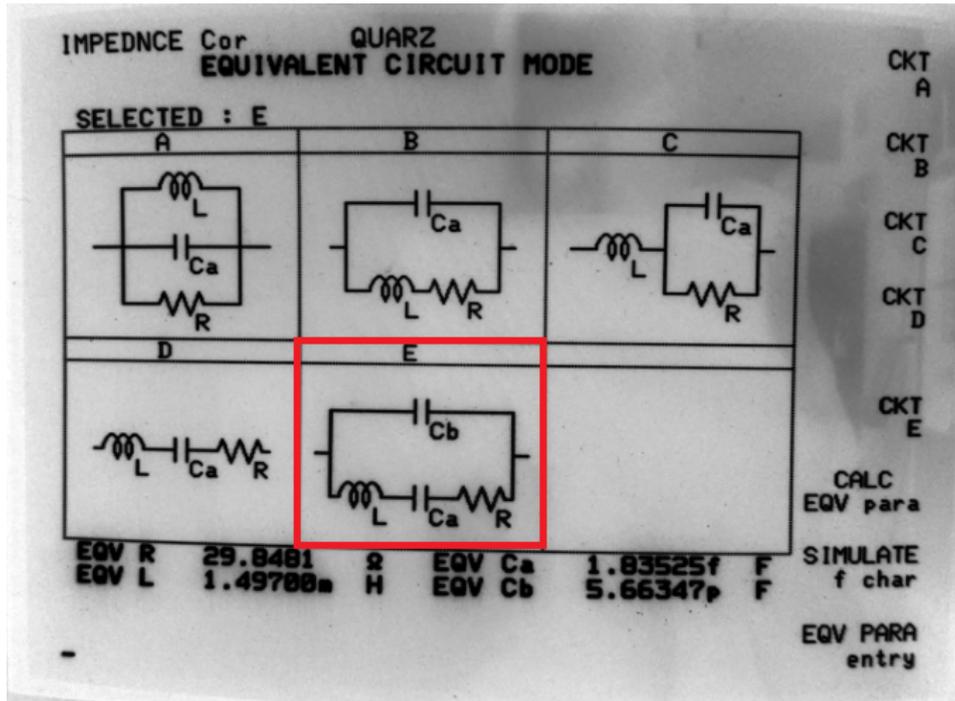


Abbildung 6.16: Ergebnis der Berechnungsfunktion des Netzwerkanalysators für den Quarz

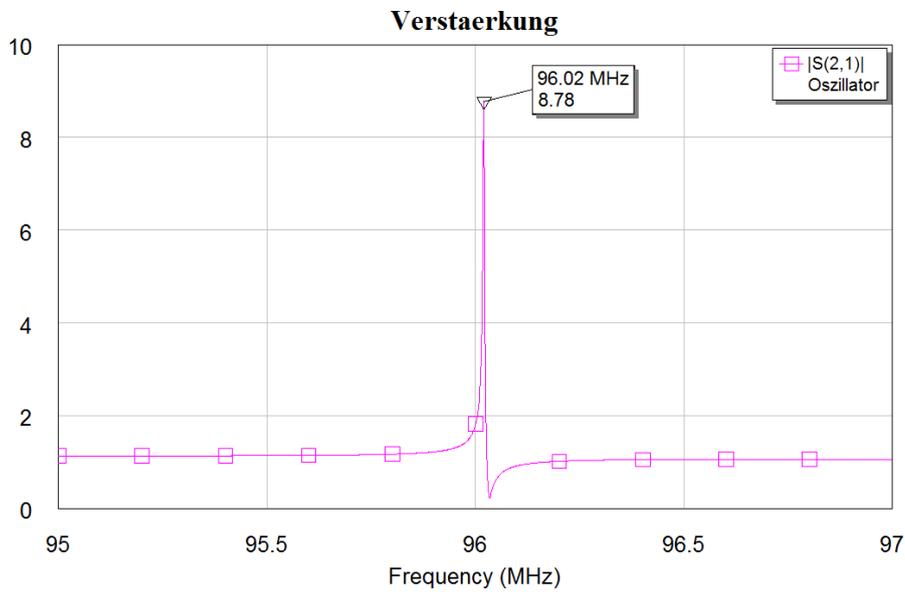


Abbildung 6.17: Verstärkung der Schaltung mit Quarz-ESB

6 Pulserzeugung mittels PIN-Dioden

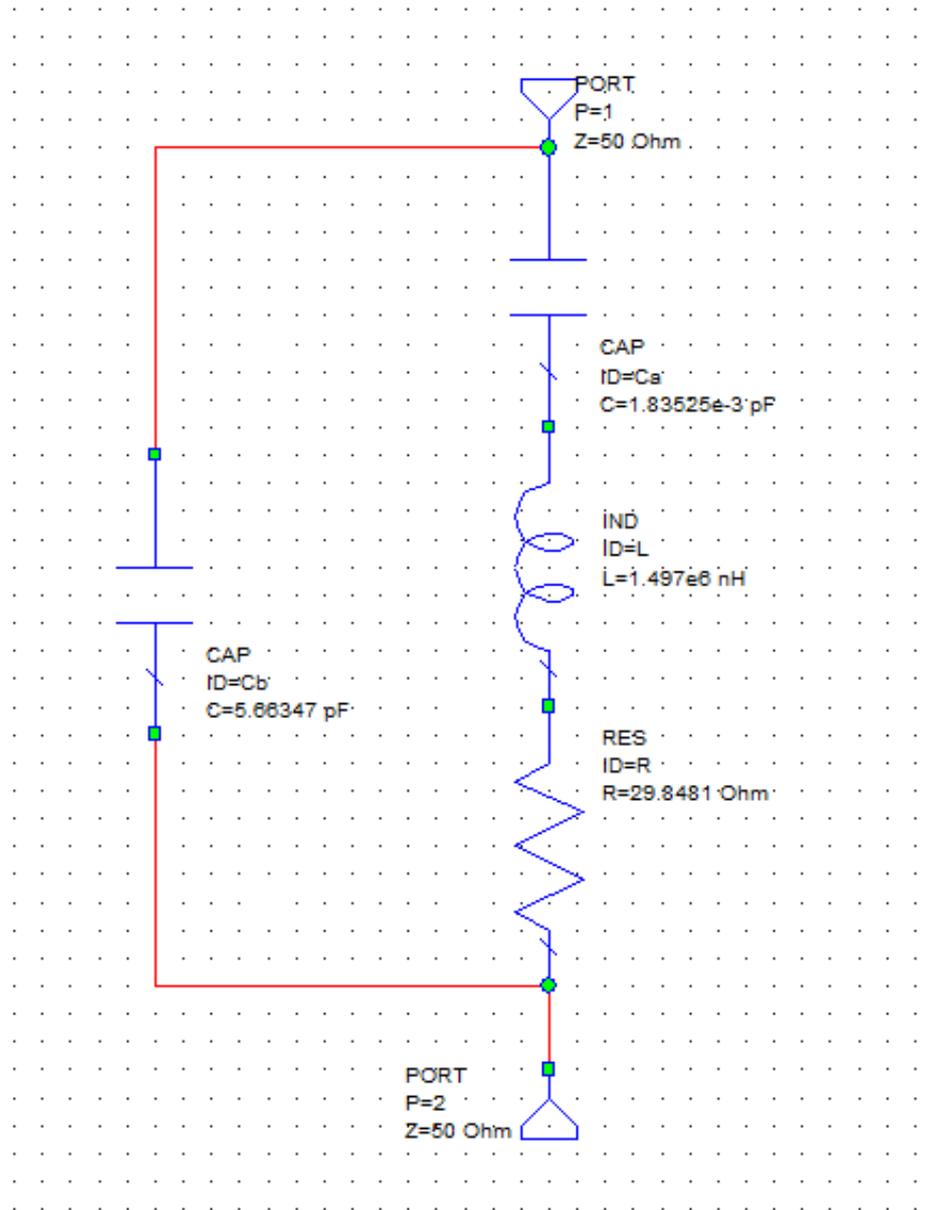


Abbildung 6.18: Ersatzschaltbild des Quarzes mit den errechneten Parametern in AWR

6.1.4 Schleifenverstärkung und Phasendrehung

AWR bietet zur Bestimmung der Schleifenverstärkung den Funktionsblock „OSCTEST“ an. Die Hilfsfunktion beschreibt die Funktion dieses Block wie folgt:

„OSCTEST is used to determine loop gain in oscillator design and to break the feedback loop of an oscillator in the forward direction, at the fundamental frequency. When this is done, a source at port 3 is used to replace the feedback signal and the feedback itself is measured at port 4. This allows you to determine the open-loop gain of the circuit under large-signal conditions.“ [11]

Bei der vorliegenden Schaltung ist die Rückkopplung über die interne Kapazität C_{re} realisiert, für die der Hersteller des Transistors einen Wert von $C_{re} = 0,65 \text{ pF}$ angibt. Durch diesen Umstand ist es in der Simulationssoftware leider nicht direkt möglich, die Verstärkungsschleife aufzutrennen, um eine Simulation der Phasendrehung zwischen Ein- und Ausgang vorzunehmen.

6.1.5 Verzerrung des Ausgangssignals

Eine weitere Limitierung in der Simulationssoftware ist, dass es nicht gelang, das nicht-lineare Verhalten der PIN-Dioden in der vorliegenden Schaltung zu simulieren. Es sei daher an dieser Stelle noch einmal auf das Unterkapitel 4.1.2 verwiesen, in dem das Verhalten einer SRD-Diode, welches sich auch auf den vorhandenen PIN-Dioden-Typ anwenden lässt, erklärt wurde.

6.2 Messungen

Für die Messung am Spektrumanalysator wurde an die Schaltung eine SMA-Buchse angelötet und die Induktivität der Schaltung zunächst auf 157 nH voreingestellt und dann im Betrieb feinjustiert, um die maximal mögliche Schwingungsamplitude zu erreichen. In Abbildung 6.19 ist zu sehen, wie die PIN-Dioden das Ausgangssignal des Oszillators im Zeitbereich stark verzerren und steile Änderungen des Signals bewirken. Hierdurch entstehen im Frequenzbereich zahlreiche Oberschwingungen. Die Messung mit einem Spektrumanalysator ergab die in den Abbildungen 6.20 und 6.21 zu sehenden Spektren.

6 Pulserzeugung mittels PIN-Dioden

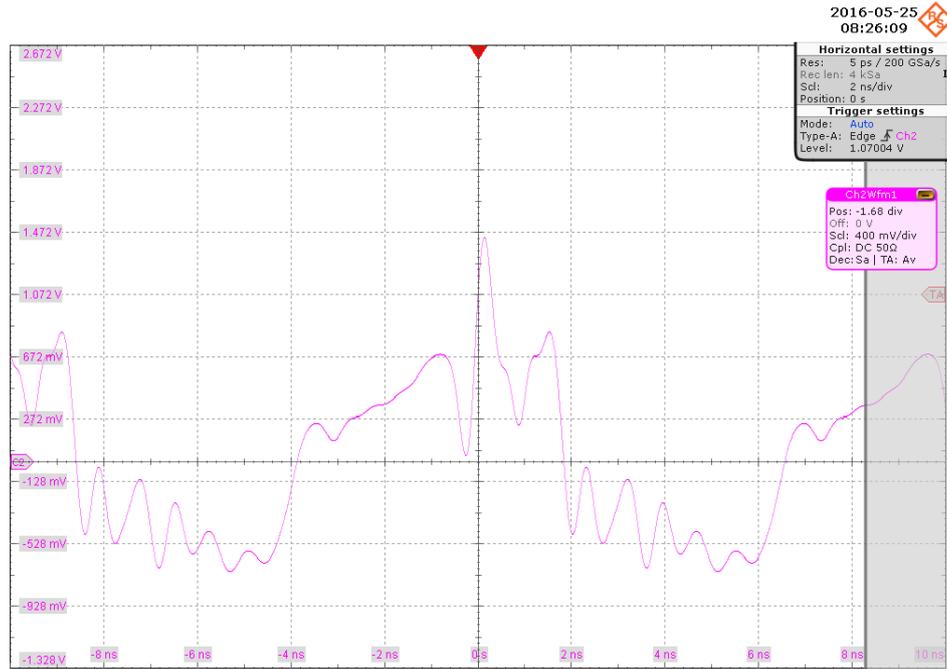
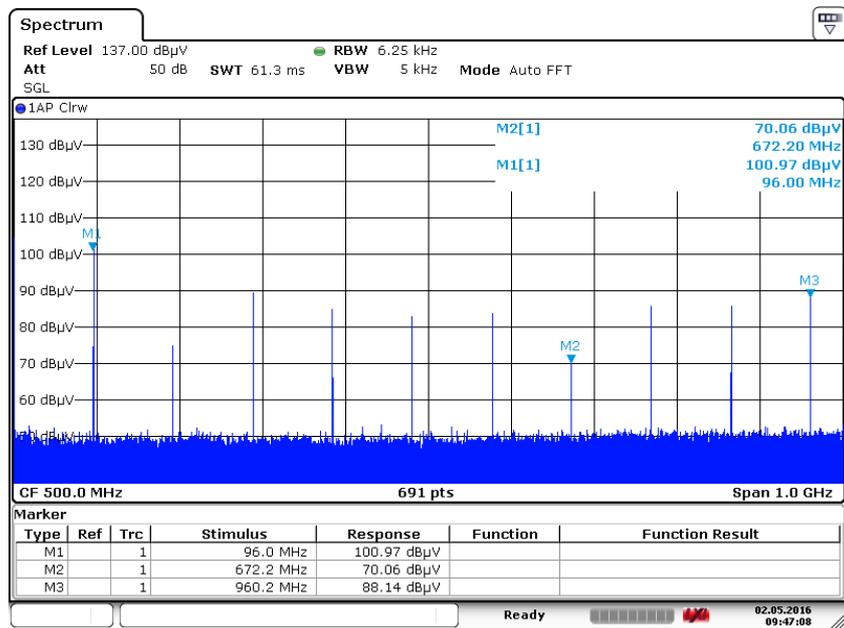


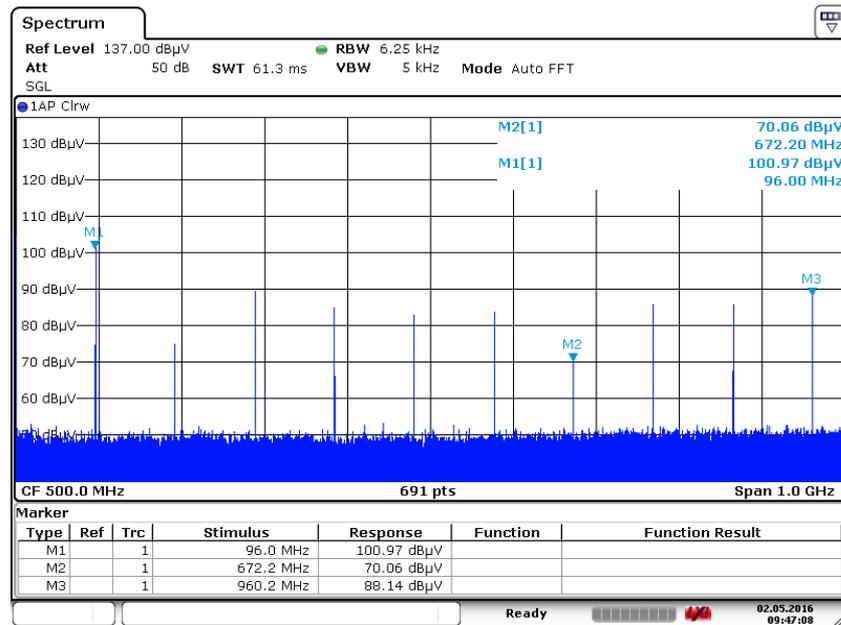
Abbildung 6.19: Durch Pin-Dioden verzerrtes Ausgangssignal der Bowman-Schaltung



pin 1-1GHz.PNG

Date: 2.MAY.2016 09:47:08

Abbildung 6.20: Ausgangsspektrum der Bowman-Schaltung von 1 MHz bis 1 GHz



pin 1-1GHz.PNG

Date: 2.MAY.2016 09:47:08

Abbildung 6.21: Ausgangsspektrum der Bowmann-Schaltung von 1 MHz bis 10 GHz

6.2.1 Auswertung

Die Bowman-Schaltung erzeugt im geforderten Bereich einen Frequenzkamm, welcher den unter Kapitel 3 formulierten Anforderungen gerecht wird. Mit einem Pegel von $98,24 \text{ dB}\mu\text{V}$ im Bereich von 1 GHz übertrifft sie diese sogar. Nutzbare Frequenzlinien nach der getroffenen Definition können bis 5 GHz gemessen werden. Allerdings erwies sich der Schwingungserzeugende Teil der Schaltung als sehr empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen wie Berührung oder Temperaturänderung. Dies ist laut [12] durch die interne Rückkopplung über die interne Transistorkapazität zu erklären und wurde nicht weiterführend untersucht. Die Schaltung ist somit grundsätzlich für den Einsatz als Kammgenerator geeignet. Es sollte allerdings Bedacht werden, dass ein Referenzobjekt ein möglichst temperaturstabiles und auch von sonstigen äußeren Einwirkungen unbeeinflusstes Verhalten aufweisen sollte, sodass der Einsatz der Bowman-Schaltung als Referenzobjekt nur bedingt empfohlen werden kann.

7 Entwurf einer Referenz-Antenne

Zusätzlich zur Kammgenerator-Schaltung benötigt das Referenzobjekt noch eine geeignete Antenne zum Übertragen des Kammsignals an die Empfangseinrichtung. In diesem Kapitel wird die Herangehensweise an die Dimensionierung einer geeigneten Antenne beschrieben und diese anschließend auf Basis einer Computer-Simulation bewertet

7.1 Theoretische Überlegungen

Da ein Referenzstrahler ein reproduzierbares Verhalten aufweisen soll, gilt es mögliche Quellen für eine abweichende Abstrahlcharakteristik bereits beim Entwurf zu eliminieren. So soll die Abstrahlantenne eine Rundstrahlcharakteristik aufweisen, um Fehler bei der Aufstellung zu minimieren und eine möglichst gute Reproduzierbarkeit zu gewährleisten. Für ein breitbandiges Verhalten der Antenne muss diese so aufgebaut sein, dass Wellen jeder Länge im gewünschten Frequenzbereich eine Geometrie zur Ablösung geboten wird. Eine mögliche Form für eine solche Antenne besteht aus zwei Kegeln, welche an den Kegelspitzen gespeist werden. Um einen guten Wirkungsgrad zu erreichen, sollte die Antenne der einlaufenden Welle mindestens eine $\frac{\lambda}{4}$ -Geometrie zu Verfügung zu stellen. Bei dem gewünschten Frequenzbereich sind somit bei Wellenlängen von

$$\lambda_{min} = \frac{c_0}{f_{max}} = \frac{299.792.458 \frac{m}{s}}{1 \cdot 10^9 \frac{1}{s}} = 0,299 \text{ m} \quad (7.1)$$

bis

$$\lambda_{max} = \frac{c_0}{f_{min}} = \frac{299.792.458 \frac{m}{s}}{1 \cdot 10^6 \frac{1}{s}} = 2,99 \text{ m} \quad (7.2)$$

Längen von 7,49 cm bis 74,9 cm zu berücksichtigen. Es wurde festgelegt, dass der maximal tolerierte Reflexionsfaktor am Eingang $S_{11} = 0,5$ sein darf. Die Abstrahlung soll zudem lediglich radial vom Antennenmittelpunkt ausgehen.

7.2 Entwurf

Die Dimensionierung der Antenne wurde in einem computerunterstützten, empirischen Entwurfsverfahren vorgenommen. Die eingesetzte Software ist hierbei CST Microwave Studio. Zunächst wurde sich hierfür an den in Unterkapitel 7.1 berechneten Dimensionen für den minimalen und maximalen Abstand der Kegel voneinander orientiert und anschließend das gewünschte Verhalten iterativ durch Parameter-Sweeps der Kegelhöhe, Kegelbreite und des Abstandes der beiden Kegel angenähert. Das Ergebnis mit den Endmaßen ist in den Abbildungen 7.1 und 7.2 zu sehen. Zum Abschluss wurde die Kegel innen von Material befreit, um bei einer möglichen Realisierung Gewicht zu sparen. Da bei der Antenne nur die äußeren Dimensionen Einfluss haben, hat dies keine Veränderung der Charakteristik zur Folge.

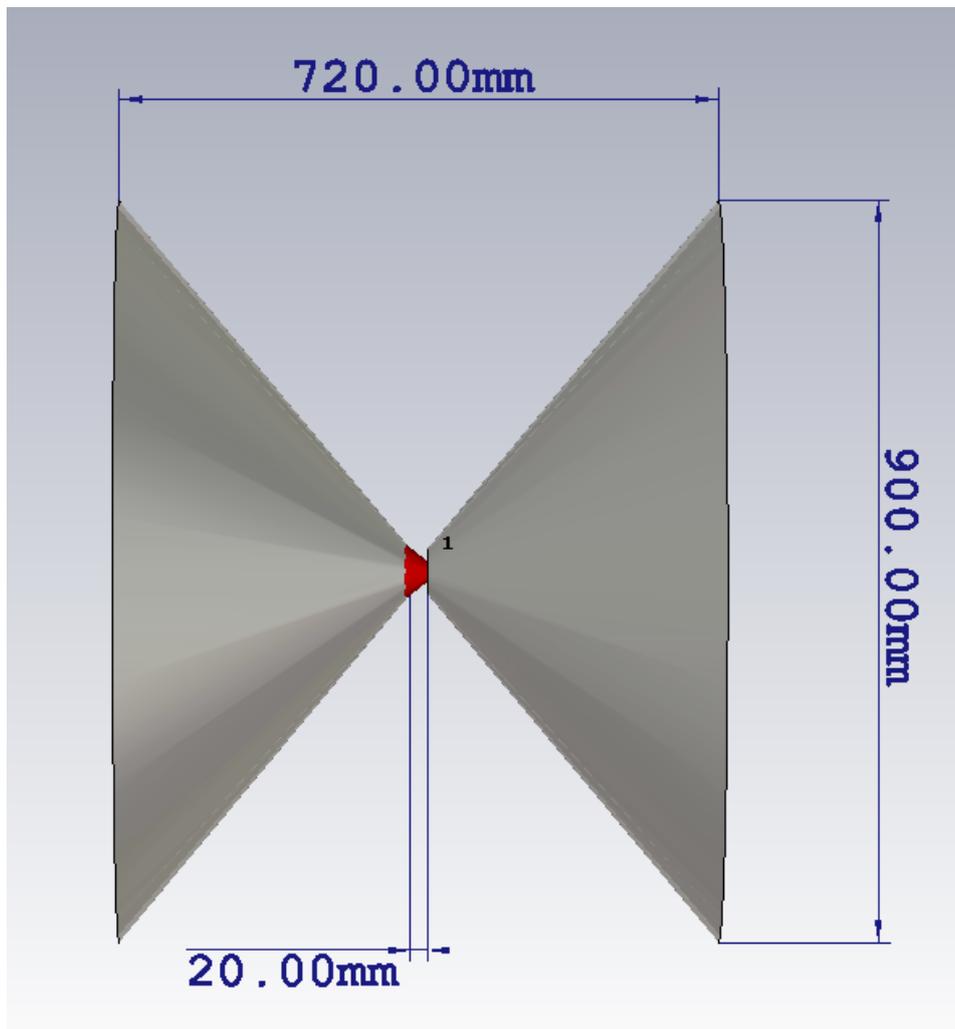


Abbildung 7.1: Dimensionierte Referenzantenne (seitliche Ansicht)



Abbildung 7.2: Dimensionierte Referenzantenne (frontale Ansicht)

7.3 Simulationsergebnisse

Die entworfene Antenne wurde auf ihre Charakteristik im Frequenzbereich von 0 Hz bis 1 GHz untersucht. Das Fernfeld wurde an den Frequenzpunkten 100 MHz, 500 MHz und 1 GHz betrachtet.

7.3.1 Eingangsreflexionsfaktor

Wie der Abbildung 7.3 zu entnehmen ist, erfüllt die Antenne im gesamten Frequenzbereich die getroffenen Vorgaben. Auch im Smith-Diagramm in Abbildung 7.4 wird noch einmal die breitbandige Charakteristik der Antenne dadurch deutlich, dass der Verlauf des Eingangsreflexionsfaktors ab 100 MHz innerhalb des gekennzeichneten Bereichs von $|r| < 0,5$ liegt.

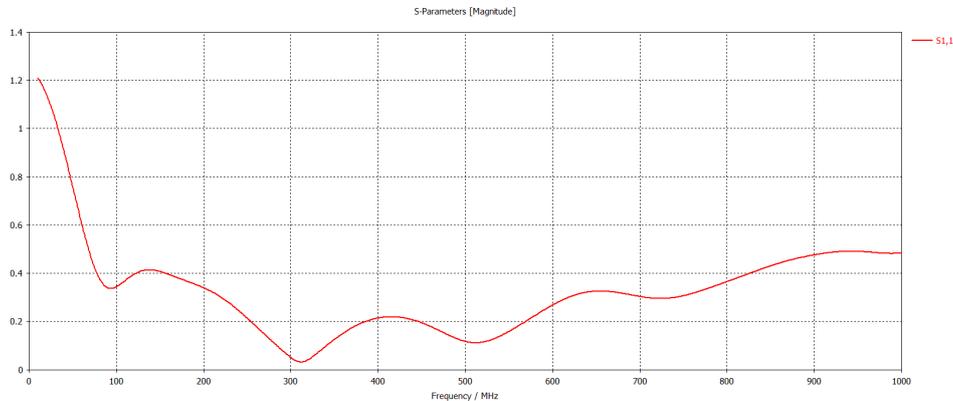


Abbildung 7.3: Eingangsreflexionsfaktor S_{11} der Referenzantenne

7.3.2 Abstrahlverhalten

Aus den Abbildungen 7.6, 7.7 und 7.8 wird deutlich, dass die Antenne im geforderten Frequenzbereich ein Rundabstrahlverhalten in Phi-Richtung (vergleiche Abbildung 7.5) aufweist.

In den Abbildungen 7.9 bis 7.14 ist das Abstrahlverhalten der Antenne bei verschiedenen Frequenzen in seitlicher und frontaler Ansicht zu erkennen. Aus diesen geht hervor, dass die Antenne radial vom Antennenmittelpunkt abstrahlt.

7.4 Auswertung und Fazit

Die eigens entworfene Antenne erfüllt die getroffenen Vorgaben hinsichtlich der Abstrahlcharakteristik und Breitbandigkeit und wäre somit für den Einsatz als Referenzobjekt

7 Entwurf einer Referenz-Antenne

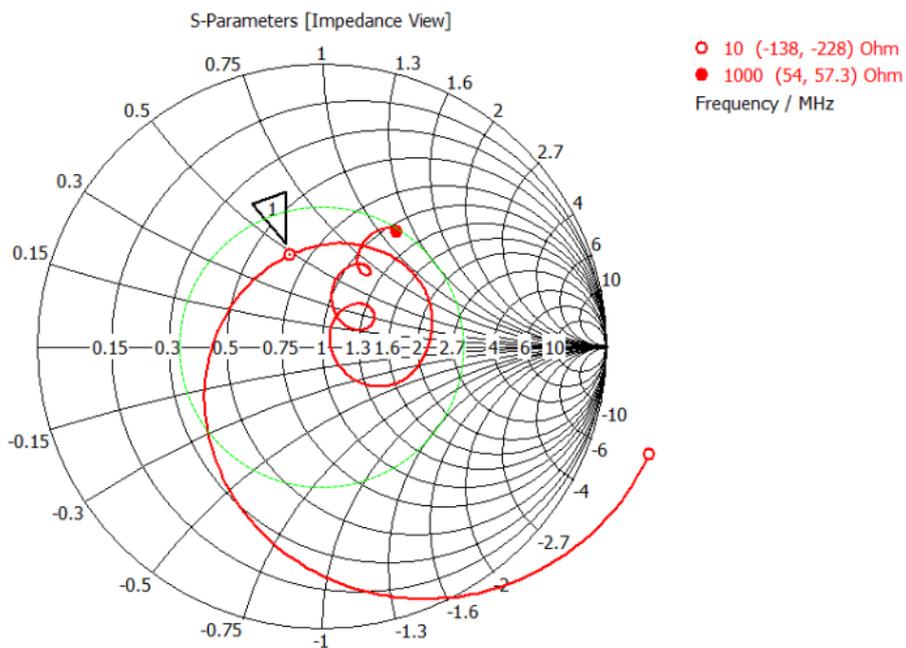


Abbildung 7.4: Eingangswegreflexionsfaktor S_{11} der Referenzantenne im Smith-Diagramm: (grüner Kreis markiert $|r| < 0,5$; Marker 1 liegt bei 100 MHz)

gut geeignet. Da jedoch bei einer Breitbandantenne im gewünschten Frequenzbereich bestimmte, wie in Unterkapitel 7.1 genannten Dimensionen nicht wesentlich unterschritten werden können, ist es im zeitlichen und finanziellen Rahmen dieser Arbeit nicht zu einer Realisierung des Konzepts gekommen.

7 Entwurf einer Referenz-Antenne

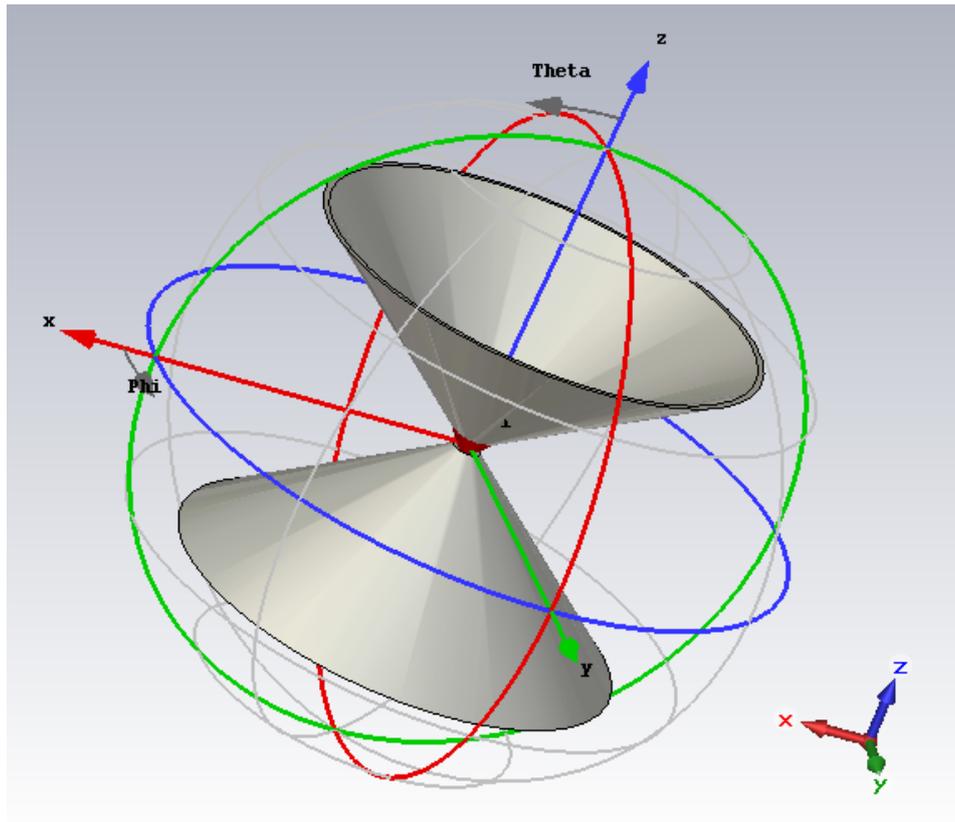


Abbildung 7.5: Abstrahlmodell mit Phi (blauer Kreis) und Theta (grüner Kreis)

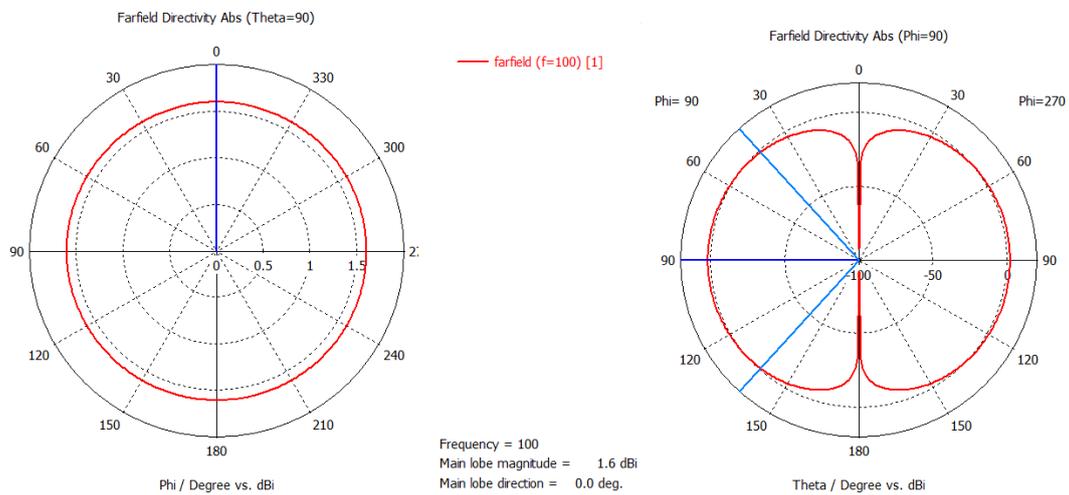


Abbildung 7.6: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 100 MHz in Abhängigkeit von Phi und Theta

7 Entwurf einer Referenz-Antenne

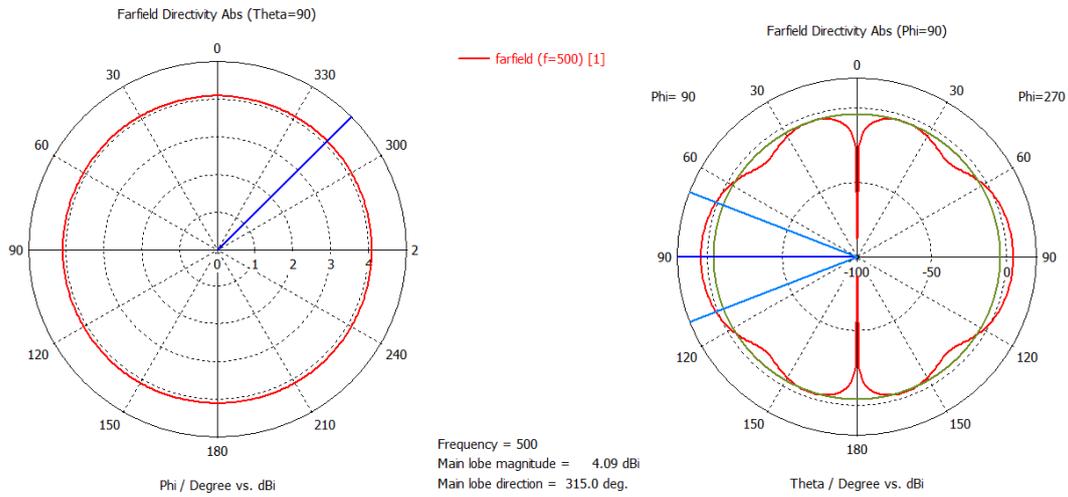


Abbildung 7.7: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 500 MHz in Abhängigkeit von Phi und Theta

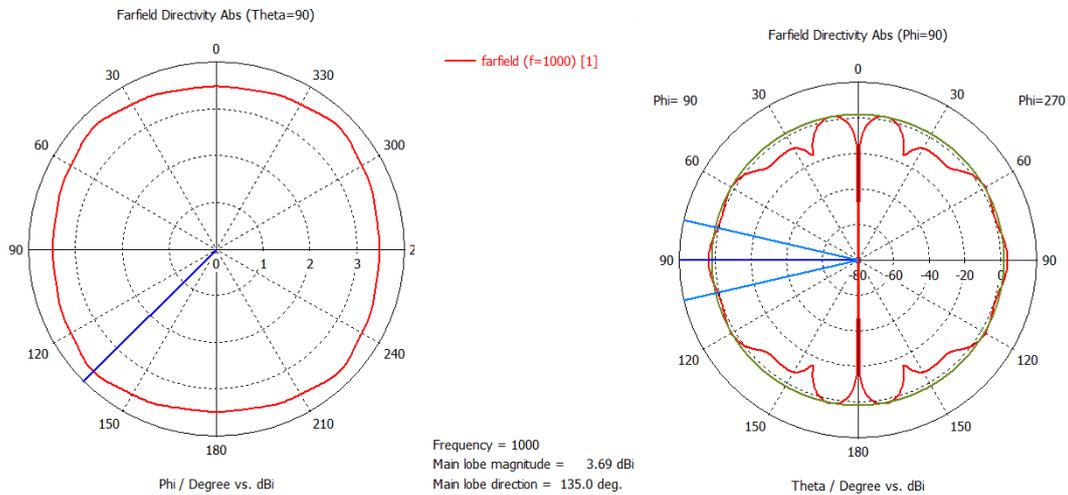


Abbildung 7.8: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 1 GHz in Abhängigkeit von Phi und Theta

7 Entwurf einer Referenz-Antenne

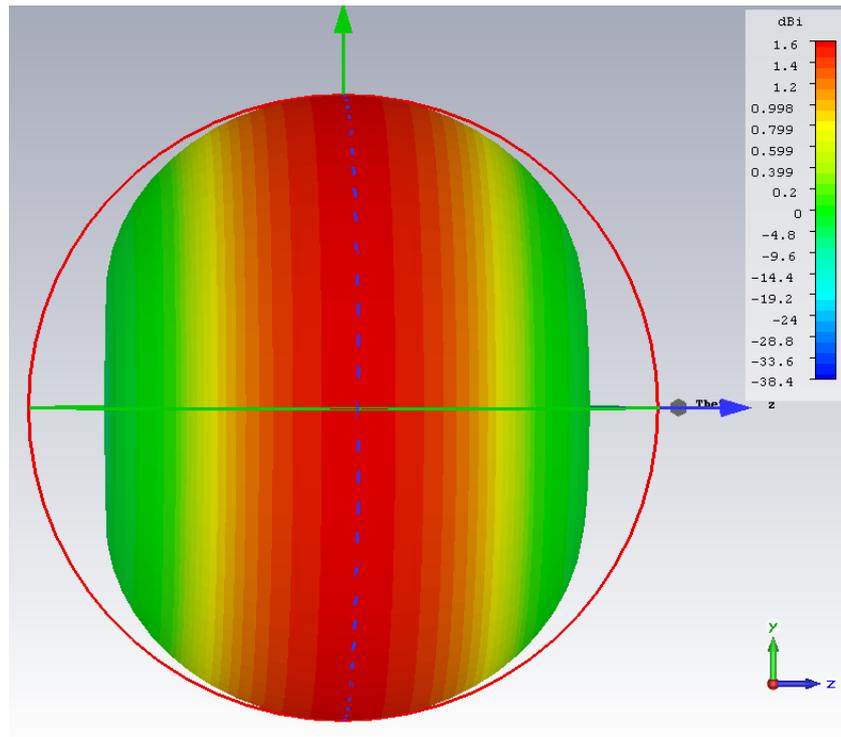


Abbildung 7.9: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 100 MHz (seitliche Ansicht)

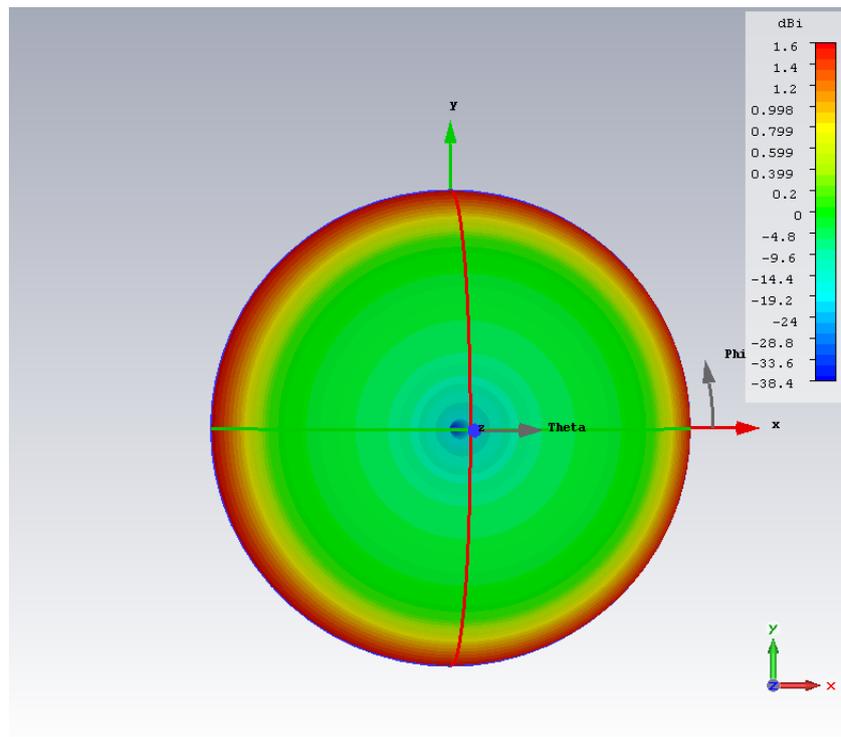


Abbildung 7.10: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 100 MHz (frontale Ansicht)

7 Entwurf einer Referenz-Antenne

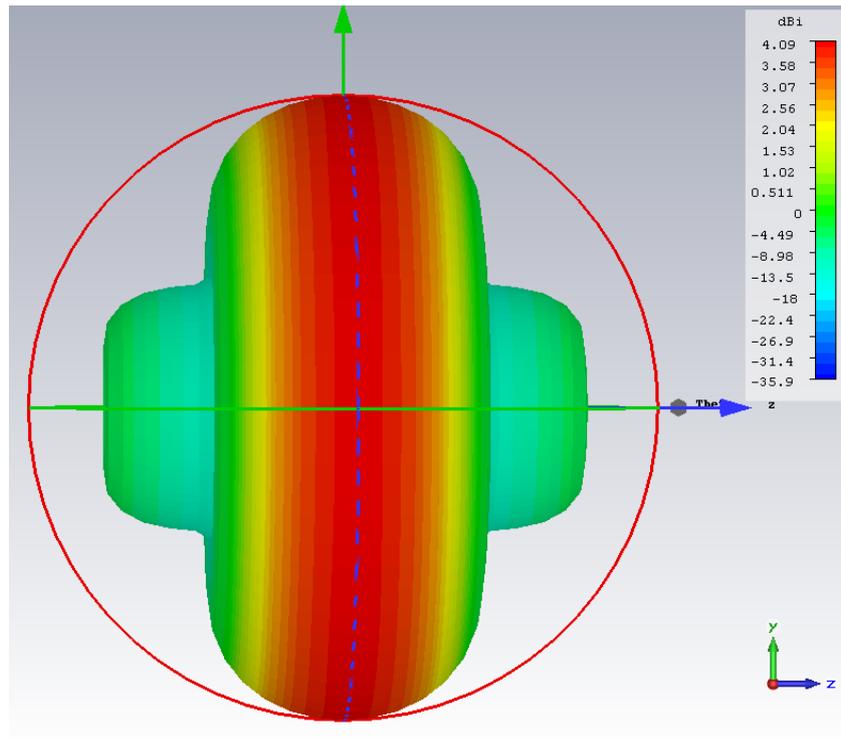


Abbildung 7.11: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 500 MHz (seitliche Ansicht)

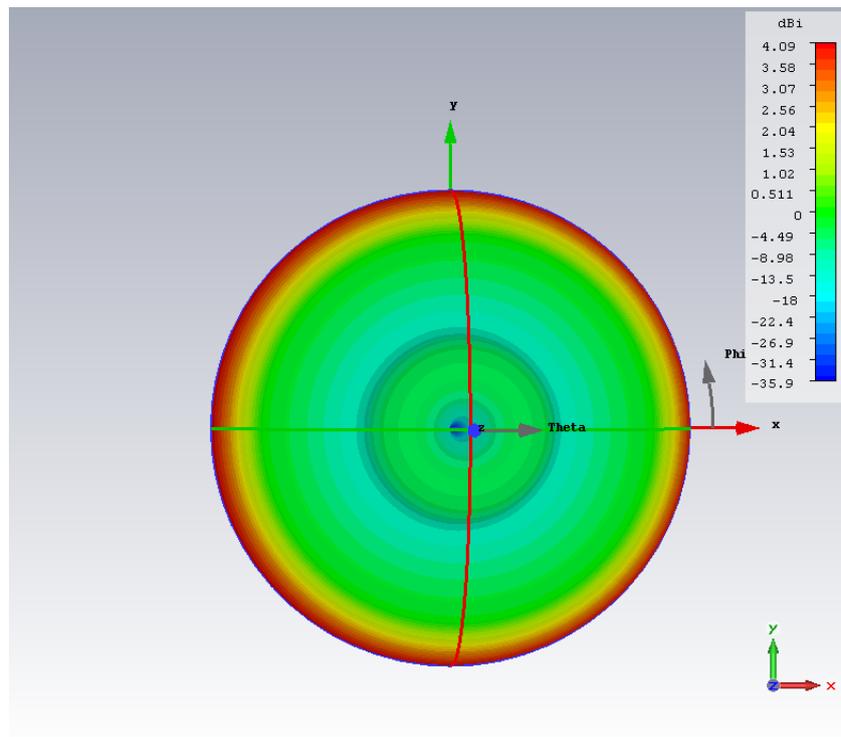


Abbildung 7.12: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 500 MHz (frontale Ansicht)

7 Entwurf einer Referenz-Antenne

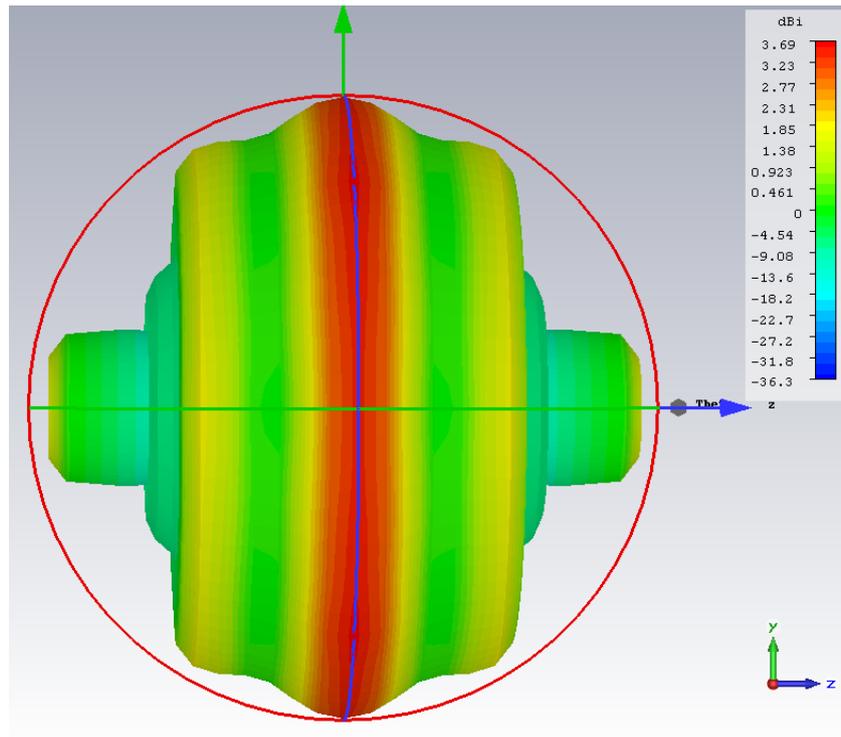


Abbildung 7.13: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 1 GHz (seitliche Ansicht)

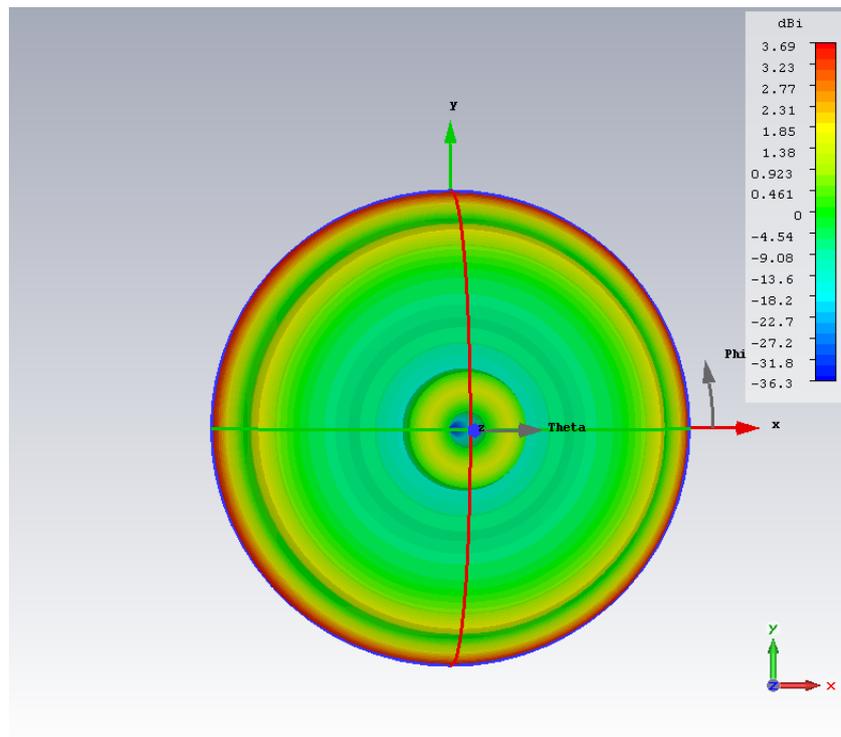


Abbildung 7.14: Abstrahlcharakteristik der Antenne bei 1 GHz (frontale Ansicht)

8 Fazit und Ausblick

8.1 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erfolgreich analysiert, welche Eigenschaften ein Zeitsignal haben muss, damit dessen Korrespondenz im Frequenzbereich ein Kammsignal mit den gewünschten Eigenschaften darstellt. Anschließend wurden verschiedene Bauteile und deren Prinzipien zur Impulserzeugung betrachtet, erklärt und der Rahmen der Arbeit auf die Untersuchung der Impulsgeneration auf Basis des Lawineneffekts eines Bipolar-Transistors sowie mittels PIN-Diode festgelegt. Auf Basis dieser Erkenntnisse wurde zunächst eine Schaltung auf Basis eines Lawinentransistor entwickelt und untersucht. Im Rahmen dieser Versuche stellte sich heraus, dass eine Kammgeneration mit dem gewählten Transistortyp im geforderten Frequenzbereich zwar durchaus möglich ist, das Ausgangssignal einer realen Schaltung den gestellten Anforderungen bezüglich der Kammlinien-Pegel in Hinblick auf eine Freiraum-Übertragung aber nicht genügt. Von einer weiterführenden Untersuchung weiterer Transistortypen wurde aus zeitlichen Erwägungen sowie aufgrund technischer Grenzen im Labor abgesehen.

Im Anschluss wurde eine kommerzielle Schaltung, welche auf der Kammgeneration durch PIN-Dioden basiert, im Simulationsprogramm AWR Design Environment soweit möglich simuliert und im Rahmen eines Versuches untersucht. Es wurde festgestellt, dass das erzeugte Kammsignal durchaus für den vorgesehenen Zweck geeignet ist, die Schaltung aber unter Berücksichtigung, dass für ein Referenzobjekt ein reproduzierbares, konstantes Verhalten gefordert ist, aufgrund ihrer Temperatur- und Störempfindlichkeit problematisch ist. Weiterhin wurde ein mögliches Antennenkonzept vorgestellt, entworfen und simuliert. Eine Untersuchung des Entwurfs ergab, dass diese für den geforderten Frequenzbereich gut geeignet ist. Aufgrund der minimalen geforderten, zu übertragenden Frequenz ist der Entwurf allerdings bezüglich seiner minimalen Dimensionen stark limitiert, sodass eine Fertigung zunächst nicht infrage kam.

Zusammenfassend konnte aufgrund der dargelegten Gründe kein vollständiges Referenzobjekt für Störabstrahlungsmessung realisiert werden. Auf Basis der Untersuchungen ist nun aber eine zielgerichtete Entwicklung eines solchen Objekt möglich.

8.2 Ausblick

Aufgrund der getätigten Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit kann die Empfehlung ausgesprochen werden, eine Schaltung für die Kammgeneration mittels einer PIN- oder besser noch SRD-Diode zu entwickeln. Die in dieser Arbeit untersuchte Schaltung ist zwar grundsätzlich für den Einsatz als Kammgenerator geeignet, ist allerdings für den Einsatz als Referenzobjekt nicht zu empfehlen (siehe Unterkapitel 6.2.1). Insbesondere der oszillierende Teil der Schaltung bedarf einer Überarbeitung oder Neuentwicklung und sollte darauf ausgelegt sein, deutlich stabiler zu arbeiten. Für den Einsatz im geforderten Frequenzbereich ist der Einsatz einer PIN-Diode zwar durchaus ausreichend und kosteneffizient, sollten die Anforderungen allerdings über die gegebenen hinaus erweitert werden, ist unbedingt der Einsatz einer SRD-Diode zu empfehlen. Das entwickelte Antennenkonzept sollte aufgrund seiner Größe ebenfalls noch überarbeitet werden. Es sollte in Erwägung gezogen werden, statt eines vollen Körpers eine Käfigkonstruktion zu verwenden, um bei der Fertigung der Antenne Material und somit auch Gewicht zu sparen.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Tholl and F. Moeller, *Bauelemente der Halbleiterelektronik*. Leitfaden der Elektrotechnik ; Bd. 3, Stuttgart: B. G. Teubner, 1. aufl ed., 1976.
- [2] David Bowman, "Bowman Comb Generator."
- [3] G.-H. Schildt, F. Moeller, and H. Fricke, eds., *Leitfaden der Elektrotechnik. 13: Grundlagen der Impulstechnik*. Stuttgart: Teubner, 1987.
- [4] L. Papula, *Mathematische Formelsammlung: für Ingenieure und Naturwissenschaftler ; mit zahlreichen Rechenbeispielen und einer ausführlichen Integraltafel*. Studium, Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 10., überarb. und erw. aufl ed., 2009.
- [5] Hewlett Packard, "Applications of PIN Diodes," Nov. 1999.
- [6] H. Heuermann, *Hochfrequenztechnik Komponenten für High-Speed-und Hochfrequenzschaltungen*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag / Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2009.
- [7] NXP Semiconductors, "Datenblatt BFG541," Sept. 1995.
- [8] Linear Technology Corporation, "Datenblatt LT1170/LT1171/LT1172."
- [9] Mini-Circuits, "Datenblatt GALI-6+."
- [10] NXP Semiconductors, "Datenblatt BFS17," Sept. 1995.
- [11] N. Instruments, "Microwave Office Element Catalog."
- [12] Dipl.-Phys. Dipl.-Ing. Bernd Neubig and Dipl. – Ing. Wolfgang Briese, "Das große Quarzkochbuch," 1997.
- [13] C. Anderson and J. Reed, "A software defined ultra wideband communication system testbed," in *Virginia Space Grant Consortium Student Research Conf*, 2006.
- [14] "RICHTLINIE 2014/30/EU," Feb. 2014.
- [15] "Harmonic Generation Using Step Recovery Diodes and SRD Modules," Oct. 1984.
- [16] "Pulse and Waveform Generation with Step Recovery Diodes," Oct. 1984.

Anhang

Der Anhang befindet sich auf der beiliegenden CD und kann bei Bedarf bei Prof. Dr. Wendel an der HAW-Hamburg eingesehen werden.



Erklärung zur selbstständigen Bearbeitung einer Abschlussarbeit

Gemäß der Allgemeinen Prüfungs- und Studienordnung ist zusammen mit der Abschlussarbeit eine schriftliche Erklärung abzugeben, in der der Studierende bestätigt, dass die Abschlussarbeit „– bei einer Gruppenarbeit die entsprechend gekennzeichneten Teile der Arbeit [(§ 18 Abs. 1 APSO-TI-BM bzw. § 21 Abs. 1 APSO-INGI)] – ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt wurden. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich zu machen.“

Quelle: § 16 Abs. 5 APSO-TI-BM bzw. § 15 Abs. 6 APSO-INGI

Dieses Blatt, mit der folgenden Erklärung, ist nach Fertigstellung der Abschlussarbeit durch den Studierenden auszufüllen und jeweils mit Originalunterschrift als letztes Blatt in das Prüfungsexemplar der Abschlussarbeit einzubinden.

Eine unrichtig abgegebene Erklärung kann -auch nachträglich- zur Ungültigkeit des Studienabschlusses führen.

Erklärung zur selbstständigen Bearbeitung der Arbeit

Hiermit versichere ich,

Name: _____

Vorname: _____

dass ich die vorliegende _____ – bzw. bei einer Gruppenarbeit die entsprechend gekennzeichneten Teile der Arbeit – mit dem Thema:

ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht.

- die folgende Aussage ist bei Gruppenarbeiten auszufüllen und entfällt bei Einzelarbeiten -

Die Kennzeichnung der von mir erstellten und verantworteten Teile der _____ ist erfolgt durch:

Ort

Datum

Unterschrift im Original