

POLARISATIONSENSITIVES
FASEROPTISCHES
ÜBERTRAGUNGSSYSTEM FÜR
BREITBANDIGE ANALOGE
HOCHFREQUENZSIGNALE

Masterthesis

im Fachgebiet Optische Nachrichtentechnik



vorgelegt von: Thomas Berenz
Studienbereich: Mathematik und Informatik
Matrikelnummer: 7715854
Erstgutachter: Prof. Dr. Jürgen Jahns
Zweitgutachter: Dr. Reinhard Keller

© 2013

Dieses Werk einschließlich seiner Teile ist **urheberrechtlich geschützt**. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtgesetzes ist ohne Zustimmung des Autors unzulässig und strafbar. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen sowie die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich meine Masterthesis mit dem Thema

Polarisationsinsensitives faseroptisches Übertragungssystem für breitbandige analoge Hochfrequenzsignale

selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Arbeit wurde bisher keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Mir ist bekannt, dass ich meine Masterthesis zusammen mit dieser Erklärung fristgemäß nach Vergabe des Themas in dreifacher Ausfertigung und gebunden im Prüfungsamt der Fernuniversität Hagen abzugeben oder spätestens mit dem Poststempel des Tages, an dem die Frist abläuft, zu senden habe.

Bonn, den 2. April 2013

THOMAS BERENZ

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit zeigt die praktische Realisierung einer faseroptischen Übertragungsstrecke für breitbandige analoge Hochfrequenzsignale. Es wird eine Möglichkeit gezeigt, dass diese Signal insensitive gegen Polarisationsänderungen des optischen Trägersignals sind. Als Laser wird eine strommodulierte VCSEL-Diode eingesetzt. Der emittierte Laserstrahl wird dann in eine Glasfaser eingekoppelt, welche das Signal zum Empfänger transportiert. Dort findet eine optische Aufspaltung der beiden Polarisationen der Lichtwelle statt. Beide orthogonalen Polarisationen werden dann von jeweils einer Photodiode detektiert. Mit Hilfe eines Leistungsteilers wird dann das Summensignal gebildet, welches, abhängig von der genutzten Bandbreite, insensitive gegenüber Polarisationsdrehungen auf der Faser ist.

Abstract

This work shows the realisation and implementation of an fiber based optical transmission system for broadband analog high frequency signals. It will be shown that the transmitted signal is insensitive to polarisation changes of the optical carrier. A current modulated VCSEL is used as the optical transmitter. The modulated laserbeam is then coupled into an optical fiber, which transmits the signal to the receiver. In the receiver unit the optical beam is split into its two polarisations. Both beams are then fed to a single photodetector for each beam. After that, a powersplitter is used to build the sum of both signals again, which now is insensitive to polarisation changes on the fiber. The used method depends on the occupied bandwidth.

Inhaltsverzeichnis

Eidesstattliche Erklärung	3
Abkürzungsverzeichnis	9
Abbildungsverzeichnis	10
Tabellenverzeichnis	13
1. Einleitung	14
1.1. Das Max-Planck-Institut für Radioastronomie	14
1.2. Motivation	15
1.3. Ziel der Arbeit	17
2. Problemstellung	18
2.1. Das K-Band Empfangssystem	18
2.2. Anforderungen an die Signalübertragung	19
2.2.1. Digitale Signalübertragung	20
2.2.2. Analoge Signalübertragung	21
2.3. Zusammenfassung	23
3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser	25
3.1. Einfaches faseroptisches Übertragungssystem	25
3.2. Theoretische Betrachtung des Übertragungssystems	28
3.2.1. Der Laser als Modulator	29
3.2.2. Rückwirkungsempfindlichkeit und Isolation	31
3.2.3. Laser-Faser Kopplung	35
3.2.4. Der Einfluss der Glasfaser	39
3.2.4.1. Signaldämpfung der Faser	39

3.2.4.2.	Dispersionsmechanismen der Faser	41
3.2.4.3.	Polarisationsverhalten der Glasfaser	43
3.2.5.	Kopplung Faser-Photodiode	43
4.	Die Polarisation einer Welle und deren Eigenschaften	45
4.1.	Polarisation einer elektromagnetischen Welle	45
4.2.	Jones Formalismus und Poincaré Kugel	47
4.3.	Polarisationsentwicklung entlang der Glasfaser	52
4.3.1.	Schwebungslänge	54
4.4.	Ursachen der Doppelbrechung	55
4.4.1.	Innere Ursachen	55
4.4.2.	Seitlicher Druck	56
4.4.3.	Axialer Zug	57
4.4.4.	Biegung	57
4.4.5.	Torsion	58
4.4.6.	Weitere Ursachen der Doppelbrechung	58
4.5.	Polarisationsverhalten bei analoger Übertragung und bewegter Fasern	59
5.	Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems	61
5.1.	Möglichkeiten zum Eliminieren der Polarisationsabhängigkeit	61
5.1.1.	Ausregeln der Polarisation	62
5.1.2.	Einzelne Auswertung jeder Polarisation	63
5.1.2.1.	Auswertung jeder einzelnen Polarisationskomponente	65
5.1.2.2.	Amplituden- und Phasenrichtige Zusammenführung	65
5.1.3.	Zusammenfassung	67
5.2.	Design des polarisationsinsensitiven Übertragungssystems	67
5.2.1.	Laserdiode	68
5.2.1.1.	Polarisationsverhalten	69
5.2.1.2.	Package der Laserdiode	71
5.2.2.	Optischer Isolator	71
5.2.3.	Polarisierender Strahlteiler	72
5.2.4.	Photodiode	73

5.3.	Auswahl der elektronischen HF-Komponenten	74
5.3.1.	Phasenschieber und Dämpfungsglied	74
5.3.2.	Verstärker	75
5.4.	Einkopplung der Laserdiode in die Faser	75
5.4.1.	Verschiedene Linsenkonfigurationen zum Einkoppeln	75
5.4.2.	Kollimation des Laserstrahls	77
5.4.3.	Linse zum Einkoppeln in die Glasfaser	79
5.4.4.	Anbindung der Empfangsdioden an den polarisierenden Strahlteiler	81
5.5.	Raytracing der Ein- und Auskoppeloptik	82
5.5.1.	Einkoppeloptik	82
5.5.2.	Auskoppeloptik	84
5.6.	Pegelplan	85
5.7.	EMV-gerechtes Design der Steuerelektronik	88
5.7.1.	Lagenaufbau der Platine	89
5.7.2.	Bauteilanordnung und Gehäusedesign	90
5.8.	Der Aufbau der Lasermodule	91
5.9.	Der Aufbau der Empfängerseite	92
5.10.	Auflistung der Kosten	93
5.11.	Aufbau zum Einkoppeln der Laserleistung	94
5.12.	Aufbau zum Auskoppeln auf die Photodiode	95
6.	Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte	97
6.1.	Vergleich der Dämpfungsglieder	97
6.2.	Vergleich TO-46 Plus mit Standard TO-46 Gehäuse	100
6.3.	Koppelwirkungsgrad und Stabilität der optischen Ausgangsleistung der Laserdiode	102
6.4.	Strom-Leistungskennlinie des Lasers	103
6.5.	Kompressionspunkt des Lasers	104
6.6.	Einfluss von Längendifferenzen auf die Transmissionsdämpfung	106
6.7.	Streuparameter des Gesamtsystems	107
6.8.	Nachweis der Polarisationsinsensitivität	111
6.9.	System ohne variable Dämpfungsglieder	113

6.10. EMV Messung der Laserdioden-Steuerkarte	117
7. Schluss	120
7.1. Zusammenfassung	120
7.2. Ausblick	121
Literaturverzeichnis	122
A. Anhang	i
A.1. Umrechnung der Leistungspegel der ITU-R RA.769-2	ii
A.2. Herleitung der Leistungsbilanz der Übertragungsstrecke	vi

Abkürzungsverzeichnis

AD	Analog-Digital
ADC	analog digital converter
DAC	digital analog converter
EEL	Edge emitting laser
EFL	Effective focal length
EMV	Electro-magnetische verträglichkeit
GBE	Gigabit Ethernet
HF	HF frequency
Hi-Bi	High birefringence
IR	Infrarot
MPI	Max-Planck-Institut
MPIfR	Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie
PCF	Photonic crystal fiber
PDL	Polarisation dependend loss
PE	Polyethylen
RF	Radio frequency
SMF	Single Mode Faser
SMF28	Standard Single Mode Faser von Corning
TGG	Terbium-Gallium-Garnet
UV	Ultraviolett
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
ZF	Zwischenfrequenz
ZSB-AM	Zweiseitenband Amplitudenmodulation

Abbildungsverzeichnis

2.1. K-Band Empfangssystem Betriebsmodus 1	18
2.2. K-Band Empfangssystem Betriebsmodus 2	19
2.3. Vergleich zweier EMV Normen	21
2.4. Dämpfung eines Coaxialkabels	22
3.1. Ein stark vereinfachtes faseroptisches Übertragungssystem	25
3.2. Idealisierte Strom-Leistungskennlinie eines Diodenlasers	26
3.3. Signaltheoretische Betrachtung eines faseroptischen Übertragungs- systems	28
3.4. Banddiagramm einer DH-Struktur unter Vorspannung	30
3.5. Wirkung von internen und externen Resonatoren eines Lasers	32
3.6. Modensprünge durch Reflektion	32
3.7. Aufbau eines optischen Isolators	33
3.8. Funktion eines optischen Isolators in Durchlassrichtung	34
3.9. Funktion eines optischen Isolators in Sperrichtung	34
3.10. Schematische Darstellung eines gausschen Strahlprofils	36
3.11. Kopplung eines kollimierten Strahls mit Hilfe eines fokussierenden Elementes in eine Glasfaser und deren Fehlerquellen	38
3.12. Dämpfungsmechanismen einer Glasfaser	40
3.13. Materialdispersion einer Quarzglasfaser	42
4.1. Darstellung des Polarisationszustandes \mathbf{A} auf der Poincaré-Kugel	49
4.2. Darstellung der Polarisationstransformation von $\mathbf{A}(s)$ auf der Poincaré- Kugel	50
4.3. Polarisationstransformation um den Eigenzustand $\mathbf{\Lambda}$	51
4.4. Transformation der Eingangspolarisation in Abhängigkeit der Fa- serlänge und der wirkenden Doppelbrechung	54

4.5. Querschnitt durch eine „Hi-Bi“ Faser mit Panda-Profil	56
4.6. Doppelbrechung einer gebogenen Glasfaser	58
4.7. Signalleistung einer Photodiode bei Torsion der Faser	60
5.1. Aufbau polarisationsinsensitives Übertragungssystem	68
5.2. Leistung in den Polarisationsmoden eines VCSEL	70
5.3. Optischer Isolator der Firma Finisar	72
5.4. Verschiede Konfigurationen zum Einkopplen in Glasfaser	76
5.5. Strahlengang des kollimierten Lasers	77
5.6. Strahlengang zur Einkopplung in die Faser	79
5.7. Strahlengang zur Auskopplung auf die Photodiode	81
5.8. Raytracing der Einkoppeloptik	83
5.9. Raytracing der Auskoppeloptik	84
5.10. Pegelplan der kompletten Übertragungsstrecke	89
5.11. Die Ansteuerkarte der Laserdioden	90
5.12. Laserdiodenansteuerung in EMV-Gehäuse	91
5.13. Lasermodul in Schnittansicht	91
5.14. Empfängermodul in Schnittansicht	92
5.15. Einkoppelvorrichtung für die Lasermodule	94
5.16. Auskoppelvorrichtung für die Photodioden	96
6.1. Testplatine des variablen Dämpfungsgliedes	97
6.2. Übertragungsfunktion	98
6.3. Spannungsabhängige Dämpfung	99
6.4. Phasenverhalten des Dämpfungsgliedes	100
6.5. Vergleich zweier TO-46 Gehäuse	101
6.6. Fertiges Lasermodul	102
6.7. Optische Ausgangsleistung des Lasers	103
6.8. IP-Kennlinie	103
6.9. Kompressionspunkt bei verschiedenen Laserströmen	104
6.10. Kompressionspunkt des Lasers	105
6.11. Übertragungsfunktion bei Phasenfehler	106
6.12. Fertiger Empfänger	107
6.13. Rückflussdämpfung des AFRx Moduls	108

6.14. Rückflussdämpfung des AFRx Moduls	109
6.15. Rückflussdämpfung des AFRx Moduls	110
6.16. Übertragungsfunktion mit Laserstrom als Parameter	111
6.17. Messaufbau Nachweis Polarisationsabhängigkeit	111
6.18. Übertragungsfunktion Bandpassfilter	112
6.19. Nachweis der Polarisationsunabhängigkeit	113
6.20. Rückflussdämpfung des Photodioden-Testboard	114
6.21. Transmissionsdämpfung Testaufbau Photodioden	115
6.22. Unterschied der Transmissionsdämpfung des Testaufbaus Photodi- oden	116
6.23. Fertiges Steuermodul für die Laserdioden	117
6.24. EMV Messung des Sendesystems	118
6.25. EMV Abstrahlung des Sendesystems	119
A.1. Vergleich zweier EMV Normen	v

Tabellenverzeichnis

5.1. Parameter der Laserdiode	69
5.2. Parameter des optischen Isolators	72
5.3. Parameter des polarisierenden Strahlteilers	73
5.4. Parameter der Photodiode	74
5.5. Parameter der Kollimatorlinse	78
5.6. Parameter der Einkoppellinse	80
5.7. Raytracing der Einkoppeloptik	84
5.8. Raytracing der Auskoppeloptik	85
5.9. Kostenauflistung der Übertragungsstrecke	94
A.1. Rahmenbedingungen der EMV Normen	ii

1. Einleitung

1.1. Das Max-Planck-Institut für Radioastronomie

Die Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften unterhält in Bonn das 1966 gegründete Max-Planck-Institut für Radioastronomie. Zur Zeit existieren vier verschiedene Forschungsgruppen innerhalb des Institutes:

- Radioastronomische Fundamentalphysik
- Millimeter- und Submillimeter Astronomie
- Infrarot Astronomie
- Radioastronomie / VLBI

Neben den vier wissenschaftlichen Forschungsgruppen existieren im Institut diverse Gruppen, die für die technischen Entwicklungen bzw. den laufenden Betrieb verantwortlich sind.

Für das 100 *m* Radioteleskop in Effelsberg ist vorrangig die Forschungsgruppe von Prof. Dr. Michael Kramer, die Radioastronomische Fundamentalphysik, verantwortlich. Die aktuell vorhandenen Empfangssysteme dieses Teleskopes decken zur Zeit einen Frequenzbereich von 300 *MHz* bis zu 96 *GHz* ab. Die Entwicklung dieser Systeme findet in der Elektronikabteilung statt; dort speziell in der HF-Gruppe in der auch diese Arbeit entstand.

1.2. Motivation

Um Radioastronomie betreiben zu können, ist es nötig hochempfindliche Empfangssysteme einzusetzen, da die zu empfangenden Signale extrem schwach sind. Um die unerwünschte Rauschleistung des Empfangssystems so weit wie möglich zu reduzieren, wird die erste Verstärkungsstufe auf Temperaturen von 20 K oder darunter gekühlt. Dadurch reduziert sich die resistive Eigenrauschleistung N_{noise} des Eingangsverstärkers:

$$N_{noise} = k_b * B * T \quad (1.1)$$

Hierbei entspricht k_b der Boltzmann-Konstante, B der Signalbandbreite und T der Temperatur in Kelvin. Nach Formel 1.1 ergibt sich somit bei einer Temperatur von 20 K eine Reduktion der Rauschleistung auf $\frac{T_{cold}}{T_{hot}} \frac{20K}{300K} = \frac{1}{15}$. Da noch weitere Rauschanteile innerhalb des Verstärkers zur Verschlechterung des Signal-Rausch-Abstandes beitragen, kann Formel 1.1 jedoch nur als grobe Näherung angesehen werden. In der Praxis werden Werte von bis zu $\frac{1}{10}$ erreicht. Die weitere Verarbeitung des Signals entspricht dann im Wesentlichen dem eines normalen Rundfunkempfängers nach dem Überlagerungsprinzip, bei dem auf eine Zwischenfrequenz heruntergemischt wird, um sie anschließend übertragen und verarbeiten zu können.

Da die zur Verarbeitung nötige schnelle Digitalelektronik sehr starke Störstrahlung emittiert, befindet diese sich nicht in unmittelbarer Nähe des Empfangssystems, sondern in einem ca. 400 m entfernten, abgeschirmten Faradayraum innerhalb der Kontrollstation.

Zur Übertragung der analogen ZF-Signale dorthin werden zurzeit Koaxialkabel verwendet. Diese besitzen einen frequenzabhängigen Dämpfungsverlauf, welcher auf Grund der Leitungslänge die maximal übertragbare Frequenz und damit die nutzbare Bandbreite auf Werte kleiner 1GHz begrenzt.

In den letzten Jahren steigt das Interesse eine höhere Bandbreite zur Auswertung zur Verfügung zu haben. Für den spektroskopischen Betrieb bietet dies den großen Vorteil, dass innerhalb einer Kalibrationsphase eine höhere Anzahl Spektrallinien gleichzeitig beobachtet werden können und damit ein Zeitvorteil einhergeht. Für die Beobachtung von breitbandigen Signalen wie z.B. Pulsaren ergibt sich eben-

falls nach Formel 1.1 ein Signalleistungsgewinn, der das Signal-Rausch Verhältnis verbessert.

Um diese erhöhte Bandbreite dem Beobachter in digitaler Form bereitzustellen sind prinzipiell zwei Ansätze möglich: Zum einen besteht die Möglichkeit, die Signale direkt vor Ort in der Kabine zu digitalisieren, zum anderen können die Signale auf einen optischen Träger aufmoduliert werden. Beide Verfahren verwenden Glasfasern, um die Signale vom Empfangssystem zum Ort der Signalverarbeitung zu übertragen, und umgehen damit Nachteile der zurzeit eingesetzten Koaxialkabel. Das Verfahren der digitalen Übertragung hat im Gegensatz zur analogen faseroptischen Übertragung den Vorteil, dass die Übertragungsstrecke kaum einen Einfluss auf das Signal nimmt, sobald es in digitaler Form vorliegt, da hier Fehlererkennungs- und Fehlerkorrekturmechanismen eingesetzt werden können. Das heißt, dass einzig die relativ kurzen Verbindungen zwischen Empfangssystem und Digitalisierer einen Einfluss ausüben.

Im Gegensatz dazu besitzt die Übertragung als analoges optisch moduliertes Signal den Vorteil, dass Frequenzen bis zu mehreren Gigahertz ohne großen Aufwand übertragen werden können. Diese Breitbandigkeit digital zu realisieren setzt AD-Wandler voraus, welche nach dem Abtasttheorem von Nyquist mit einer Abtastfrequenz arbeiten, die mindestens doppelt so hoch wie die höchste Signalfrequenz ist. Um diese Frequenzen zu realisieren sind sehr schnelle Taktflanken nötig, die ein sehr breites Störspektrum emittieren, welches das zu empfangende Signal massiv stören würde. Prinzipiell ist es möglich diese Wandler abzuschirmen. Dazu muss die Abschirmung jedoch so gut sein, dass sie das Nutzsignal in dem genutzten Frequenzband von 40 MHz bis 100 GHz nicht stört. Nimmt man dann eine durchschnittliche Verstärkung des Empfangssystems als Schirmungsmaßgrundlage, dann muss dieses eine Dämpfung von 90 dB oder besser erreichen. Dies ist nur durch einen extrem hohen Aufwand zu gewährleisten, welcher entfällt, sobald der AD-Wandler nicht mehr im Fokus der Antenne (also im Empfangssystem selber) installiert ist, sondern in einem entfernten Faradayraum.

Ein weiterer Vorteil der analogen faseroptischen Übertragung besteht in der Tatsache, dass diese im Vergleich zur digitalen Alternative dazu tendiert relativ preisgünstig zu sein.

1.3. Ziel der Arbeit

Es soll ein analoges faseroptisches Übertragungssystem entwickelt werden, welches in der Lage ist, eine Basisbandbreite von mehr als 2.5 GHz zur Verfügung zu stellen. Hierbei liegt ein besonderes Augenmerk auf der Insensitivität gegenüber äußeren Einflüssen, wie Biegung und Torsion der Fasern, hervorgerufen durch die Bewegung des Teleskops. Da ein solches System für mehrkanalige Empfangssysteme eingesetzt werden soll, liegt neben den technischen Daten auch ein Fokus auf der kostengünstigen Realisierung.

2. Problemstellung

Wie bereits Eingangs erwähnt, wird das in dieser Arbeit entwickelte System als Übertragungsstrecke für den in der Entwicklung befindlichen radioastronomischen Empfänger im K-Band dienen. Daher werden viele der technologischen Spezifikationen durch die Architektur dieses Empfangssystems bestimmt. Neben diesen spielen ebenfalls äußere Einflüsse wie späterer Installationsort und Temperatureinflüsse eine Rolle, so dass diese ebenfalls Eingang in die Spezifikation des Übertragungssystems gefunden haben. Nachfolgend werden die wichtigsten Eigenschaften erläutert.

2.1. Das K-Band Empfangssystem

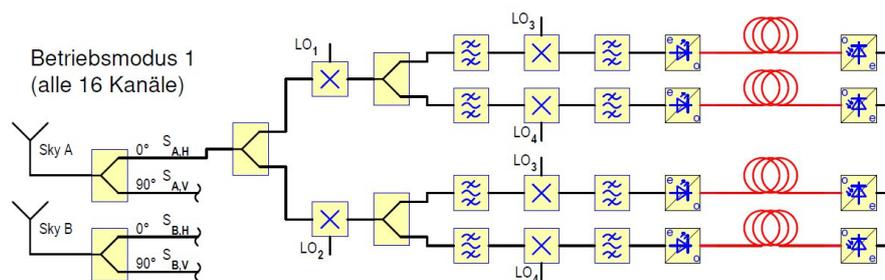


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau des K-Band Empfangssystems im Betriebsmodus 1. Hier werden beide polarisationen beider Empfangsantennen genutzt. Dargestellt ist der Signalpfad $S_{A,H}$, einer von 4 Pfaden.

Das erwähnte Empfangssystem wird im K-Band, d.h. im Bereich von 18 - 26.5 GHz, arbeiten. Es besitzt zwei Hörner, *SkyA* und *SkyB* mit zirkularer Polarisation. Jedes dieser Signale wird anschließend in eine vertikale und eine horizontale Polarisation S_H und S_V aufgespalten. Nach zwei Mischprozessen ist das Nutzsignal

2. Problemstellung

dann in 16 Kanäle zerlegt und befindet sich im Frequenzbereich von 50 MHz bis 2.5 GHz. Die Leistung jedes einzelnen Nutzsignals beträgt dann ca. -20 dBm.

Neben dem gerade erläuterten Betriebsmodus wird es möglich sein, einen einzelnen

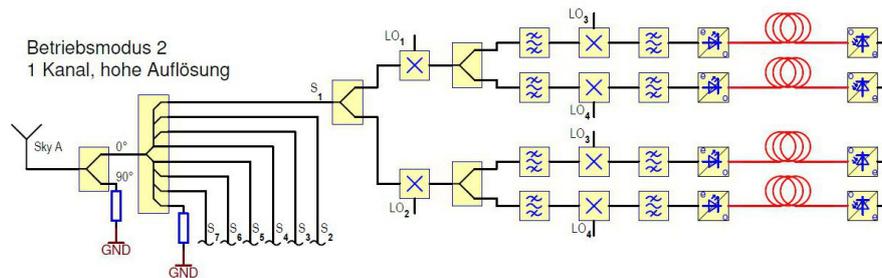


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau des K-Band Empfangssystems im Betriebsmodus 2. Es wird nur eine Polarisation einer Antenne genutzt und diese in hoher Auflösung übertragen. Dargestellt ist der Signalpfad S_1 .

Kanal mit hoher Frequenzauflösung zu übertragen. Hierbei wird die Bandbreite einer Polarisationskomponente eines Horns auf 28 Kanäle aufgeteilt. Da hierbei in weiten Teilen der selbe Signalweg wie im anderen Betriebsmodus genutzt werden soll, richtet sich hiernach die Anzahl der nötigen Glasfaserstrecken.

Aus diesen Eckdaten ergeben sich nun die nachfolgend aufgeführten Spezifikationen als Richtwerte:

Bandbreite: $B = 0.05GHz - 2.5GHz$

Eingangsleistung: $P_{in} = -20dBm$

Ausgangsleistung: $P_{out} = -20dBm$

Streckenverstärkung: $G = 0dB$

Neben diesen technischen Anforderungen ist aufgrund der hohen Anzahl an Kanälen auch eine möglichst kostengünstige Realisierung nötig.

2.2. Anforderungen an die Signalübertragung

Neben den bereits besprochenen Spezifikationen, welche durch den Aufbau des K-Band Empfangssystems getrieben sind, spielt auch der geplante Einsatz im Ra-

dioteleskop Effelsberg eine entscheidende Rolle beim Systementwurf. Generell kann das Übertragen der Signale auf zwei verschiedene Arten erfolgen: Als analoges Signal oder als digitales Signal. Beide Varianten haben ihre Vorzüge und Nachteile, die nachfolgend kurz diskutiert werden.

2.2.1. Digitale Signalübertragung

In der Praxis der klassischen Nachrichtentechnik dominiert die digitale Übertragung über Glasfaser. Daher sind hier sehr viele kostengünstige Produkte auf dem Markt vertreten. Im Gegensatz zur analogen Technik machen sich Einflüsse der Übertragungsstrecke auf das Signal nicht bemerkbar, bzw. können durch entsprechende Kodierung erkannt und korrigiert werden.

Ein entscheidender Nachteil ist jedoch die Notwendigkeit, den AD-Wandler, welcher die analogen Nutzsignale in die digitale Domäne überführt, in unmittelbarer Nähe der Signalquelle zu betreiben. Die hohe Datenrate des ADC, welcher bei einer minimalen Taktfrequenz von $2 * 2.5 \text{ GHz} = 5 \text{ GHz}$ betrieben werden muss, erfordert sehr leistungsfähige Datenverarbeitung um die digitalisierten Signale zur Übertragung auf der Glasfaser vorzubereiten. Hierbei sind sehr steile Taktflanken nötig, welche in der Lage sind, breitbandig Störstrahlung auszusenden. Wenn das digitale System nicht ausreichend abgeschirmt ist, wird diese Störstrahlung von dem radioastronomischen Empfänger empfangen und treibt im schlimmsten Fall den ersten Verstärker im System in die Sättigung, d.h. in den nichtlinearen Bereich. Spätestens dann ist eine wissenschaftliche Messung der astronomischen Signale nicht mehr möglich.

Daher muss die Störemission soweit reduziert sein, dass mit den radioastronomischen Systemen praktisch keine Störstrahlung mehr nachzuweisen ist. Hieraus folgt, dass die Anforderungen für das System deutlich über den Anforderungen liegen, die für die Industrie maßgebend sind (siehe Bild 2.3) - gleichzeitig jedoch auch, dass es extrem aufwendig ist Digitalelektronik entsprechend abzuschirmen.

2. Problemstellung

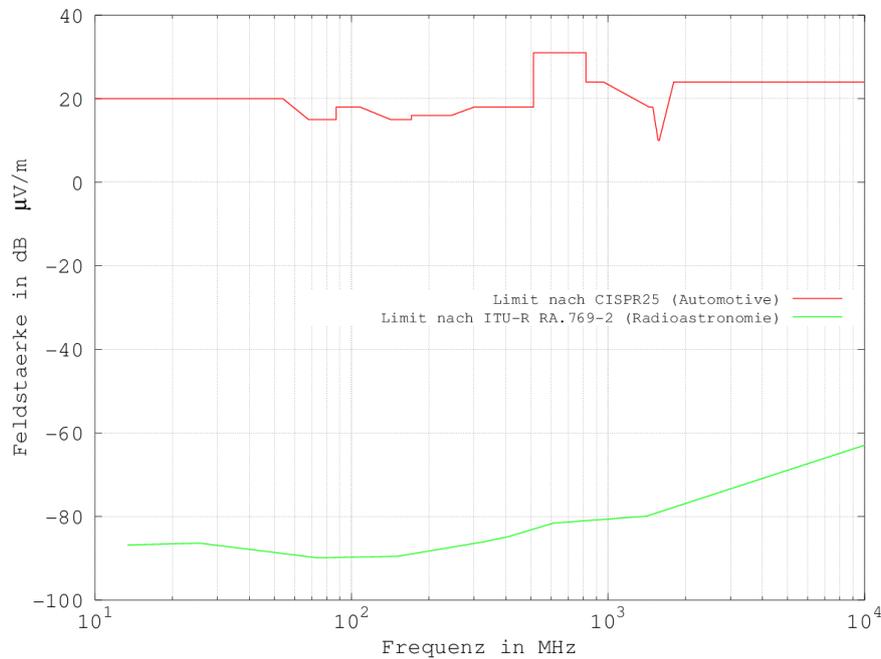


Abbildung 2.3.: Vergleich der Richtlinie ITU-R RA.769.2 für Störstrahlung im Bereich der Radioastronomie (grün) und der geltenden EMV Richtlinie CISPR 25 (rot), welche im Automotive Bereich Anwendung findet. Bei der Norm CISPR 25 wurde die höchste Kategorie (Class 5) gewählt. Da die CISPR 25 nur bis zu 2.5 GHz spezifiziert ist, wurden die Werte darüber extrapoliert. Die Umrechnungen von ITU nach CISPR sind in Anhang A.1 zu finden.

2.2.2. Analoge Signalübertragung

Im Gegensatz zur digitalen Übertragung findet hier die Wandlung der Signale in die digitale Domäne nicht in der Fokuskabine, also dort wo sich die radioastronomischen Empfänger befinden statt, sondern in einem weiter entfernten Faraday-Raum. Dieser ist komplett abgeschirmt, so dass die darin befindliche Elektronik keine Störstrahlung nach außen emittieren kann.

Das Problem an dieser Art der Signalübertragung ist die Entfernung von Empfangssystem zur Stelle der Signalverarbeitung. Im Falle des Radioteleskops Effelsberg beträgt diese ca. 400m von der Fokuskabine bis zum Faraday-Raum. Als begrenzender Faktor erweist sich hier die Signaldämpfung, sofern man ein

2. Problemstellung

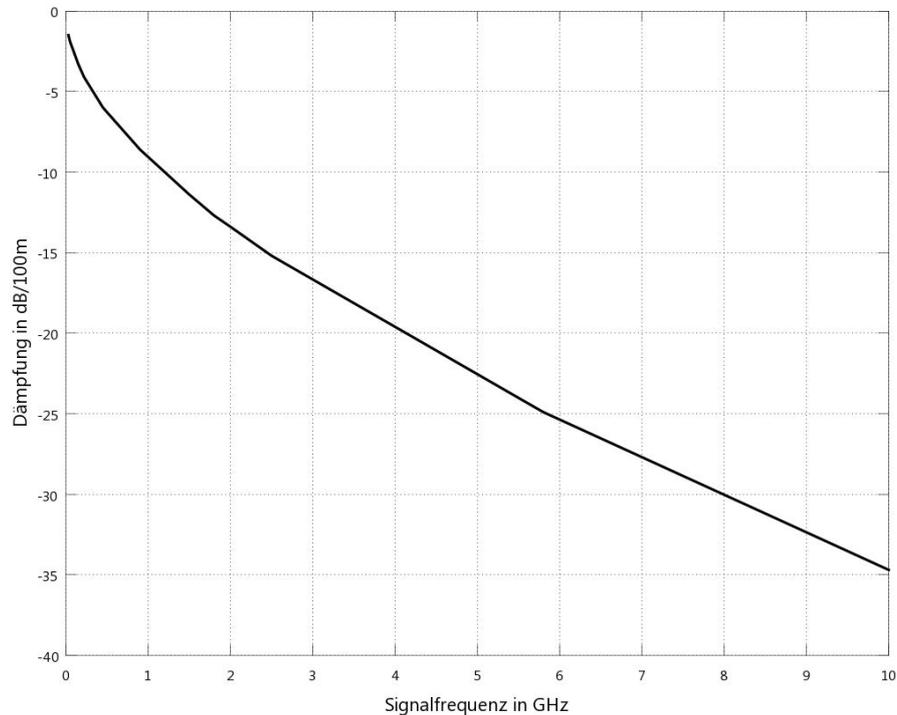


Abbildung 2.4.: Kabeldämpfung des verwendeten Koaxialkabels TCOM-600 in Abhängigkeit der Signalfrequenz

Koaxialkabel als Transportmedium verwendet. Diese berechnet sich näherungsweise nach:

$$A_{Coax} = 10 * \log_{10}(\alpha * L * f) \quad (2.1)$$

Hierbei entspricht L der Länge des Kabels, α des Dämpfungsfaktors, und f der Frequenz. Es zeigt sich, dass die Dämpfung bei fester Länge nur vom verwendeten Kabel abhängig ist und näherungsweise linear mit der Frequenz steigt (siehe Bild 2.4).

Die im Teleskop Effelsberg verwendeten Kabel sind bereits sehr hochwertig. Sie besitzen luftgeschäumtes PE als Dielektrikum, weshalb sie eine sehr niedrige Dämpfung besitzen. Trotzdem muss hier mit einem Dämpfungsbelag von $9,12 \frac{dB}{100m * GHz}$ gerechnet werden¹, was bei 400 m Streckenlänge und 1 GHz Übertragungsbandbreite einer Dämpfung von ca. 36.48 dB entspricht. Außerdem kommt das Nutzsinal massiv verzerrt am Ende des Kabels an, weil niedrige Frequenzen deutlich

¹[19]

weniger gedämpft werden als hohe Frequenzen. Es ist also neben einer hohen Verstärkung ebenfalls eine Entzerrung des Signals nötig.

Will man höhere Bandbreiten übertragen wird die Dämpfung zu hoch und man muss auf alternative Möglichkeiten ausweichen. Eine dieser Möglichkeiten ist die angesprochene analoge Übertragung über Glasfasern. Hierbei wird eine Lichtwelle als Träger genutzt, welche von der zu übertragenden Hochfrequenz moduliert wird. Im einfachsten Fall wird dann der Durchlassstrom einer Laserdiode direkt durch das Nutzsignal moduliert. Dies entspricht einer zweiseitenband Amplitudenmodulation (ZSB-AM) mit Träger. Bei einem optischen Träger mit $1,31 \mu\text{m}$ Wellenlänge ergibt sich die Trägerfrequenz der optischen Welle im Freiraum nach:

$$f = \frac{c_0}{\lambda} = \frac{3 * 10^8 \frac{m}{s}}{1,31 * 10^{-6} m} = 229 \text{ THz} \quad (2.2)$$

Bei dieser Wellenlänge besitzt eine Standard Singelmode Faser (SMF) eine Dämpfung von maximal² $0.35 \frac{dB}{km}$, was um 3 bis 4 Zehnerpotenzen unterhalb der Dämpfung des Koaxialkabels liegt. Aufgrund der hohen Trägerfrequenz von 229 THz, und der im Vergleich dazu relativ kleinen Signalfrequenz von z.B. 10 GHz, wird das Nutzsignal außerdem kaum verzerrt, da die Dämpfung über den kompletten Frequenzbereich nahezu konstant ist.

Ein Problem ergibt sich jedoch aufgrund des Einsatzes in einem Radioteleskop. Da sich das Teleskop drehen und neigen kann wird die Glasfaser hier mechanisch bewegt. Dies äußert sich in einer induzierten Doppelbrechung innerhalb der Faser, welche zu einer Polarisationsänderung der Lichtwelle führt. Zusammen mit einer polarisationsabhängigen Photodiode wird dieser Effekt dann meßbar und verfälscht das eigentliche Signal. Hierauf wird näher in Kapitel 4 eingegangen.

2.3. Zusammenfassung

Nach Abwägung der vorgenannten Möglichkeiten und der dabei auftretenden Probleme zeigt sich die analoge Übertragung über Glasfaser als die sinnvollste Alternative im vorgesehenen Fall. Insbesondere die Störstrahlemission der digitalen

²[4]

2. Problemstellung

Signalverarbeitungselektronik direkt im Fokus des Radioteleskops ist ein Problem, welches zur Zeit nur unter immensem Aufwand zu lösen wäre. Außerdem verspricht die analoge Übertragung über Glasfaser einen deutlichen Bandbreitengewinn bei geringeren Kosten im Vergleich zur digitalen Übertragung, was insbesondere bei dem geplanten mehrkanaligen System deutliche Vorteile bringt.

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

Nachfolgend wird der prinzipielle Aufbau eines faseroptischen Übertragungssystems dargestellt. In Kapitel 3.1 wird der stark vereinfachte Aufbau erläutert ohne zu tief ins Detail zu gehen. Eine genaue Beschreibung der einzelnen Komponenten und deren formale Darstellung wird dann in Kapitel 3.2 gegeben.

3.1. Einfaches faseroptisches Übertragungssystem

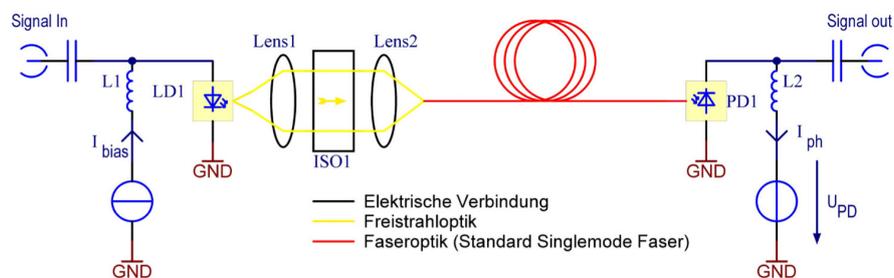


Abbildung 3.1.: Ein stark vereinfachtes faseroptisches Übertragungssystem

Ein faseroptisches Übertragungssystem lässt sich in einer vereinfachten Form aus den in Bild 3.1 dargestellten Komponenten aufbauen. An der linken Seite wird das Signal über einen Steckverbinder zugeführt. Als optische Quelle dient in nahezu allen breitbandigen Übertragungsquellen ein Laser, welcher im Bild als LD1 bezeichnet ist. Dieser Diodenlaser wird über die Stromquelle mit einem Vorwärtsstrom I_{bias} beaufschlagt, der oberhalb der Schwellstromstärke I_{th} des Lasers liegt.

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

Die Schwellstromstärke kennzeichnet den Punkt, an dem der Laser von der spontanen Emission, welche für LEDs typisch ist, in die stimulierte Emission wechselt. Wie in der idealisierten Kennlinie in Bild 3.2 zu erkennen ist, steigt ab diesem Punkt die Ausgangsleistung nahezu proportional mit dem Strom an. Der Arbeitspunkt wird dann normalerweise mittig zwischen Schwellstrom und Kompressionspunkt des Lasers gelegt, um eine maximale verzerrungsfreie Aussteuerbarkeit zu beiden Seiten zu gewährleisten. Die gewählte Stromstärke ist dann ein Kompromiss zwischen Linearität und Aussteuerbarkeit.

Das System von Bild 3.1 verwendet die Methode der direkten Modulation des

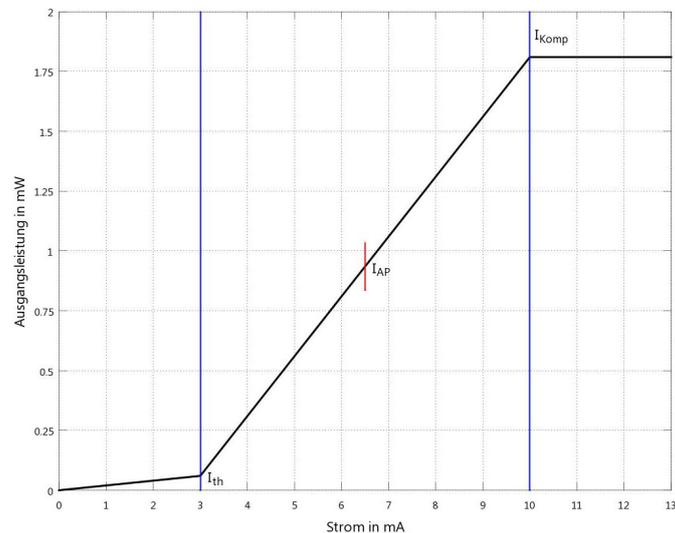


Abbildung 3.2.: Idealisierte Strom-Leistungskennlinie eines Diodenlasers. Die Kennlinie ist unterteilt in drei Bereiche. Ganz links findet sich der Bereich der spontanen Emission, welche bei Stromstärken unterhalb der Schwellstromstärke dominant ist. Im mittleren Bereich, also zwischen Schwellstromstärke und Kompressionspunkt, befindet sich der Bereich der stimulierten Emission. Dies ist der typische Betriebsbereich des Lasers. Im rechten Bereich des Diagramms wird der Laser in der Kompression betrieben - eine Erhöhung des Stromes wirkt sich hier kaum noch auf eine Erhöhung der Ausgangsleistung aus.

Lasers, d.h. es wird kein externer Modulator verwendet. Dazu wird das Quellsignal über einen Koppelkondensator dem Betriebsstrom I_{bias} des Lasers überlagert. Damit die Stromquelle von dem Hochfrequenzsignal entkoppelt ist, wird der Betriebsstrom über die Induktivität L_1 geführt. Sie bildet mit dem (nicht dargestell-

ten) Innenwiderstand der Stromquelle einen Tiefpass.

Der Betriebsstrom schwankt nun mit der Amplitude des Hochfrequenzsignals um den Arbeitspunkt, was dazu führt, dass die Ausgangsleistung des Lasers ebenfalls proportional zu dieser schwankt. Das Hochfrequenzsignal ist nun auf die Lichtwelle aufmoduliert.

Um das Laserlicht in eine Glasfaser einzukoppeln, sind prinzipiell zwei Möglichkeiten denkbar:

1. Butt-Coupling: Das direkte Einkoppeln des Laserstrahls in eine Glasfaser. Hierbei wird die Faser direkt auf die Austrittsapertur des Lasers aufgesetzt.
2. Das Einkoppeln des Strahls über Optiken.

Beim Butt-Coupling ist es nicht möglich weitere Komponenten zwischen Faserende und Laser zu positionieren.

Andererseits ist es jedoch nötig, den Laser durch einen optischen Isolator von der restlichen Übertragungsstrecke zu isolieren. Dadurch wird verhindert, dass es zu Modensprüngen kommt, welche durch Reflektionen im weiteren Verlauf der Übertragungsstrecke entstehen können. Aus diesem Grund findet die Einkopplung häufig über Optiken statt. Der Aufbau ist dann ähnlich dem in Abbildung 3.1: Der optische Isolator wird in den kollimierten Strahlengang nach der ersten Linse gebracht, und die zweite Linse fokussiert den Strahl auf die Endfläche der Glasfaser. Betrachtet man nun die Empfängerseite, so stellt man einen ganz ähnlichen Aufbau fest, wie er für die Senderseite genutzt wurde. Als Empfangselement kommt hier eine Photodiode zum Einsatz. Aufgrund der nötigen hohen Bandbreite werden hier häufig PIN-Dioden eingesetzt. Wie bei der Laserdiode, besteht auch hier die Möglichkeit, den Laserstrahl durch Optiken einzukoppeln oder die Faser direkt auf die Photodiode aufzusetzen. Im Gegensatz zum Laser ist die Apertur der Photodiode jedoch meist größer als die des Faserkerns, wodurch die Positionierung hier weniger genau erfolgen muss. Außerdem besteht nicht die Notwendigkeit das Signal über weitere optische Komponenten wie z.B. Isolatoren zu führen. Aus diesem Grund wird auf der Empfängerseite häufig das Butt-Coupling angewendet.

Idealerweise erzeugt nun jedes einfallende Photon ein Elektron-Loch Paar, welches

in dem inneren elektrischen Feld der Diode getrennt wird, und dann an den Anschlüssen als Stromfluss zu messen ist. Um das innere elektrische Feld der Diode zu erhöhen wird von außen eine negative Spannung U_{PD} angelegt, welche über die Koppelinduktivität L_2 der Diode zugeführt wird. Der Strom I_{ph} ist proportional der Anzahl der detektierten Photonen und damit der Eingangsleistung. Da die optische Leistung nun mit der überlagerten Signalfrequenz schwankt, ist der Photostrom I_{ph} ein direktes Maß für das Eingangssignal des Lasers und kann über den Koppelkondensator gleichspannungsfrei der weiteren Signalverarbeitung zugeführt werden.

3.2. Theoretische Betrachtung des Übertragungssystems

Neben der grundlegenden Beschreibung der einzelnen Komponenten ist ebenfalls eine signaltheoretische Beschreibung der oben erwähnten Komponenten möglich. Im Gesamten kann ein solches System dabei in die im Bild 3.3 dargestellten Gruppen vereinfacht werden. Nachfolgend wird nun eine theoretische Betrachtung jeder Komponente dieses Systems gegeben.

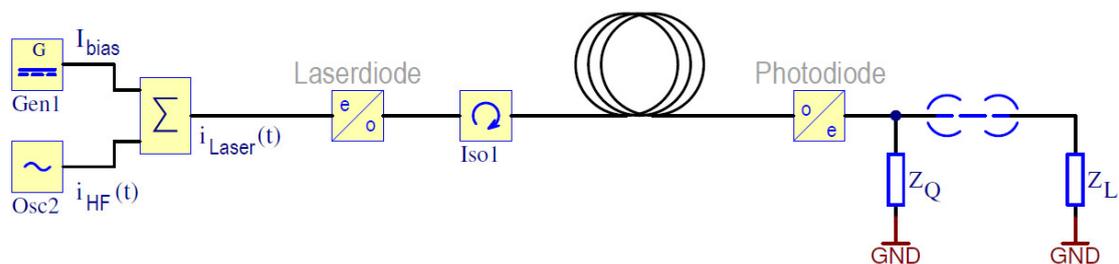


Abbildung 3.3.: Signaltheoretische Betrachtung eines faseroptischen Übertragungssystems

3.2.1. Der Laser als Modulator

Der in Bild 3.1 dargestellte Laser entspricht informationstechnisch gesehen einem optischen Modulator mit integriertem Oszillator. Die Ausgangsleistung kann im Falle eines Diodenlasers mit Hilfe des Schwellstroms ausgedrückt werden³. Dieser ergibt sich zu

$$I_{th}(T) = I_{th,0} + \frac{\delta I_{th}}{\delta T} (T - T_0) \quad (3.1)$$

wobei $I_{th,0}$ der Schwellstrom bei einer bestimmten Temperatur (normalerweise 20°C) ist. Der zweite Summand beschreibt die Änderung des Schwellstromes in Abhängigkeit der Temperatur. Um eine Unabhängigkeit gegenüber äußeren Temperatureinflüssen zu erreichen, ist es also nötig, diesen zweiten Summand konstant zu halten, was häufig durch eine externe Temperaturstabilisierung mit Hilfe von Peltierelementen geschieht.

Die Ausgangsleistung des Lasers ergibt sich dann nach folgendem Zusammenhang⁴:

$$P_{opt}(I) = \eta_d \frac{h\nu}{e} (I - I_{th}) \quad (3.2)$$

Hierbei entspricht η_d dem differentiellen Quantenwirkungsgrad des Lasers, h dem Planck'schen Wirkungsquantum, ν der Frequenz und e der Elementarladung.

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI} \quad (3.3)$$

Bild 3.2 gibt den prinzipiellen Verlauf der Strom-Leistungskennlinie des Lasers wieder mit den drei Bereichen (von links nach rechts) spontaner Emission, stimulierter Emission, und dem Bereich der Sättigung. Sobald man die Laserschwelle I_{th} überschritten hat, bleibt die Ladungsträgerkonzentration im Bereich der aktiven Zone konstant, was dazu führt, dass die durch stimulierte Emission ausgelöste Photonenzahl proportional mit dem Strom ansteigt. Dieser Zusammenhang ist in Gleichung 3.2 beschrieben.

Der Laser wird normalerweise in einem Arbeitspunkt betrieben, welcher trotz ho-

³[15]

⁴[15]

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

her Aussteuerbarkeit eine ausreichende Linearität gewährleistet. Nachfolgend soll eine Erklärung zur Sättigung der Ausgangsleistung gegeben werden. Dazu ist es sinnvoll das Banddiagramm einer Laserdiode zu betrachten. Da es hierbei nicht um eine genaue Analyse der Zusammenhänge geht, soll von einer umfassenden Erläuterung abgesehen werden, und statt dessen auf die Literatur (z.B. Voges/Petermann [9]) verwiesen werden.

Laserdioden werden überwiegend mit Hilfe von Doppel-Hetero (DH) Strukturen aufgebaut. Diese besitzen den Vorteil, dass die Ladungsträger auf die aktive Schicht begrenzt werden, und so die nötige Besetzungsinversion zum Laserbetrieb einfacher erzeugt werden kann. Tatsächlich werden bei Laserdioden meist nicht einfache DH-Strukturen eingesetzt, sondern aufgrund der besseren Eigenschaften Quantenstrukturen, welche aber im prinzipiellen Aufbau ähnlich sind. Deshalb soll an dieser Stelle die Beschreibung mit DH-Strukturen genügen. Das Banddiagramm einer solchen Struktur unter Vorspannung ist in Bild 3.4 dargestellt. Es zeigt im

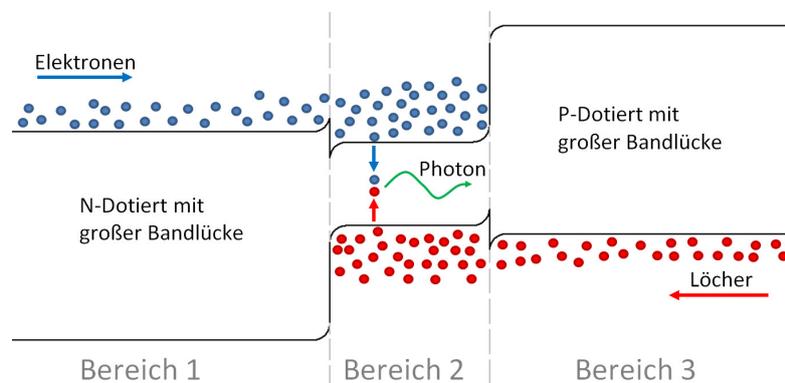


Abbildung 3.4.: Banddiagramm einer DH-Struktur, wie sie prinzipiell bei Laserdioden verwendet wird. Gezeigt ist die Situation im Betrieb der Diode, d.h. unter Vorspannung

oberen Bereich das Leitungsband und im unteren Bereich das Valenzband. Die Struktur ist aus drei Bereichen aufgebaut. Von links nach rechts gesehen sind dies:

1. N-dotiert mit großer Bandlücke
2. N-dotiert mit kleiner Bandlücke
3. P-dotiert mit großer Bandlücke

Dieser Aufbau hat zur Folge, dass sich die Ladungsträger eines Induktionsstromes im mittleren Bereich „sammeln“. Die Defektelektronen (auch Löcher genannt) können sich im Valenzband nur bis zur Potentialbarriere des ersten Bereiches ausbreiten. Aufgrund der kleinen Bandlücke sammeln sie sich dann im Bereich 2. Betrachtet man die Situation der injizierten Elektronen im Leitungsband, so ist die Situation hier ganz ähnlich: Die Elektronen breiten sich im Leitungsband aus bis sie zur Potentialbarriere des dritten Bereiches gelangen, und sammeln sich im Bereich 2 - ebenfalls aufgrund dessen kleiner Bandlücke. Hierdurch ist die Dichte der freien Ladungsträger in diesem Bereich, sowohl im Valenz- als auch im Leitungsband, sehr hoch und damit auch die Wahrscheinlichkeit zur strahlenden Rekombination.

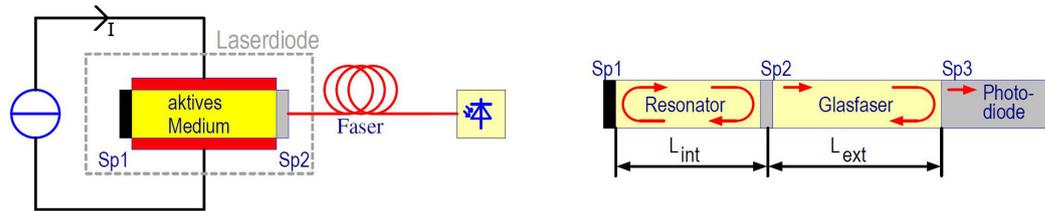
Mit dem Ansteigen des Injektionsstromes steigt auch die Ladungsträgerkonzentration in der aktiven Zone an und damit ebenfalls das Fermi-Niveau. Ab einem bestimmten Punkt übertrifft dieses dann die Potentialbarriere der benachbarten Bereiche und ein Ausfließen der Ladungsträger findet statt. Dies hat zur Folge, dass die Ausgangsleistung der Strahlungsquelle nicht mehr weiter ansteigt, selbst wenn der Injektionsstrom weiterhin vergrößert wird.

3.2.2. Rückwirkungsempfindlichkeit und Isolation

Prinzipiell ist ein Laser aus den in Bild 3.5a dargestellten Komponenten aufgebaut. Konkret sind dies das aktive Medium, die optische Rückkopplung durch die zwei Spiegel, $Sp1$ und $Sp2$ und die Möglichkeit den Laser in die Besetzungsinversion zu bringen (zu pumpen), was bei Diodenlasern durch einen Injektionsstrom I geschieht. Innerhalb des Lasermediums bildet sich eine stehende Welle, welche dann als Laserstrahlung über den teildurchlässigen Spiegel $Sp2$ ausgekoppelt wird.

Betrachtet man dieses System nun wie in Bild 3.5b dargestellt im Ganzen, so stellt man fest, dass nicht nur der Übergang vom Lasermedium zur Faser eine gewisse Reflektivität besitzt, sondern ebenso jede Stoßstelle im folgenden Signalverlauf. Dies können z.B. optische Komponenten wie Linsen und Steckverbinder, oder wie mit Spiegel $Sp3$ angedeutet, auch die Kopplung der Glasfaser auf der Empfangsdiode sein. Die rücklaufende Welle von Spiegel $Sp3$ ist nun in der Lage in den Laser

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser



(a) Schematischer Aufbau eines Lasers (b) Darstellung der Resonatoren eines Lasers

Abbildung 3.5.: Wirkung von internen und externen Resonatoren eines Lasers

zurück zu koppeln und weitere, ungewünschte Moden anzuregen. Im schlimmsten Fall können diese Moden Sprünge in der Ausgangsleistung erzeugen, welche das zu übertragene Signal verfälschen (siehe Bild 3.6). Eine Nutzung für hochpräzise

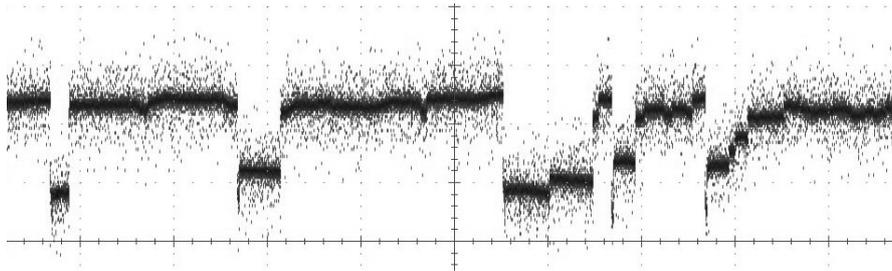


Abbildung 3.6.: Ausgangsleistung eines Lasers, dessen Übertragungsverhalten durch Modensprünge verfälscht wird. Die Ursache dieser Sprünge sind Reflexionen auf der nachfolgenden Glasfaserstrecke.

astronomische Messungen ist mit einem solchen System also nicht möglich.

Um dieses Verhalten zu verhindern, ist es unabdingbar einen optischen Isolator zwischen Laserdiode und Glasfaser zu platzieren. Dieser sorgt für eine hohe Dämpfung von typisch $> 30 \text{ dB}$ in Rückwärtsrichtung, wohingegen er in Vorwärtsrichtung eine Einfügedämpfung von $< 0.5 \text{ dB}$ besitzt. Dadurch wird die rücklaufende Welle so stark gedämpft, dass keine externe Modenanregung mehr stattfinden kann.

Ein optischer Isolator ist im einfachsten Fall wie in Abbildung 3.7 aufgebaut und kann dementsprechend in die Grundkomponenten

1. linearer Polarisator am Eingang (P1)
2. Faraday Rotator
3. linearer Polarisator am Ausgang (P2)

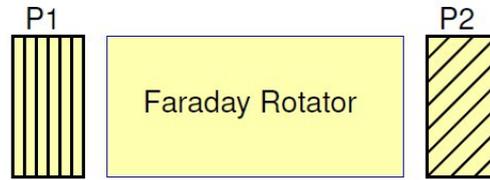


Abbildung 3.7.: Aufbau eines optischen Isolators

zerlegt werden. Er macht sich die Polarisations-eigenschaften der optischen Welle zu Nutze, welche näher in Kapitel 4 beschrieben sind.

Der hier gezeigte Aufbau ist aufgrund der Polarisationsgitter am Eingang und Ausgang des Isolators nur für vollständig linear polarisiertes Licht geeignet. Dies stellt aber kein Problem dar, da Laserlicht diese Eigenschaft besitzt.

Die Dämpfung eines solchen Polarisationsgitters kann mit dem Gesetz von Malus⁵ beschrieben werden und ist abhängig von dem Differenzwinkel Θ zwischen Eingangspolarisation und Gitterausrichtung:

$$I(\Theta) = I_0 \cos^2(\Theta) \quad (3.4)$$

Nachdem das polarisierte Licht den ersten linearen Polarisator P1 am Eingang passiert hat, tritt es anschließend in einen Faraday-Rotator ein. Dieser dreht unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfeldes die Polarisationsachse der Lichtwelle in nicht reziproker Weise um den Winkel β . Das heißt, dass die Rotation immer in der selben Richtung erfolgt, ganz gleich aus welcher Richtung die Welle in das Material eintritt. Die dabei beschriebene Winkeländerung ist abhängig von der Länge d des Materials, der magnetischen Feldstärke B des Dauermagneten, und der Verdet Konstanten V des magneto-optisch aktiven Materials:

$$\beta = VdB \quad (3.5)$$

Die Verdet-Konstante beschreibt die Stärke des magneto-optischen Effektes und liegt für z.B. Terbium-Gallium-Garnet⁶ (TGG) in der Größenordnung $-40 \frac{\text{rad}}{\text{Tm}}$ bei 1064nm. Solche Isolatoren sind immer nur für eine spezielle Wellenlänge geeignet,

⁵[14]
⁶[11]

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

weil sich mit der Wellenlänge auch die optische Weglänge im Material verändert, und damit der Rotationswinkel.

Im Isolator beträgt nun dieser Rotationswinkel genau $\frac{\pi}{4} = 45^\circ$, was bedeutet, dass die Polarisationsachse der austretenden Welle um $\frac{\pi}{4}$ im Verhältnis zur Polarisation der eintretenden Welle gekippt ist. Damit liegt sie jedoch genau in der Achse des zweiten, ausgangsseitigen Polarisationsfilters P2, und kann dieses folglich ohne nennenswerte Dämpfung passieren. Die hier beschriebene Funktionsweise ist nocheinmal in Bild 3.8 verdeutlicht.

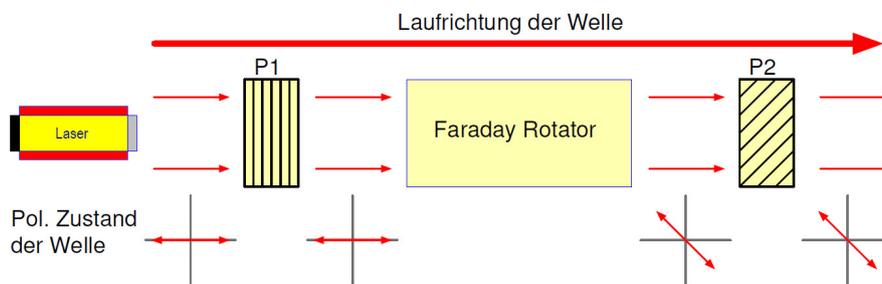


Abbildung 3.8.: Funktion eines optischen Isolators in Durchlassrichtung

Wird nun ein Teil der Welle an einer nachfolgenden Grenzfläche reflektiert, trifft sie eventuell wieder unter dem richtigen Winkel auf das ausgangsseitige Polarisationsgitter P2 und kann daher dieses ohne Dämpfung passieren. Die anschließende Rotation durch den Faraday-Rotator dreht die Polarisation nun jedoch um den selben Betrag in die selbe Richtung wie zuvor. Die Rotation im Vergleich zum ursprünglichen Signal beträgt nun $\frac{\pi}{2} = 90^\circ$, was laut Gleichung 3.4 dazu führt, dass die Transmission minimal und die Dämpfung von P1 damit maximal wird (siehe Bild 3.9).

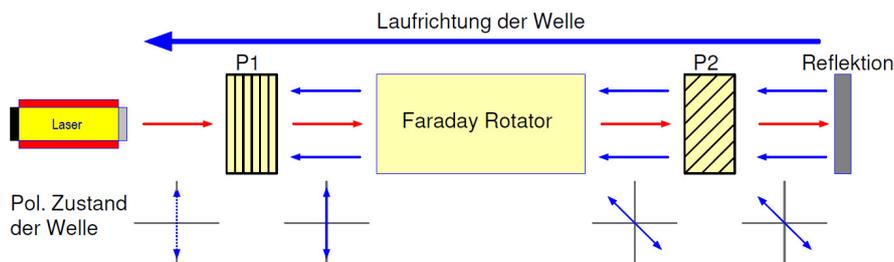


Abbildung 3.9.: Funktion eines optischen Isolators in Sperrrichtung

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass der Isolator als reine Signaldämpfung innerhalb eines Systems modelliert werden kann. Die durch Reflektionen auf der Übertragungsstrecke verursachte Ausbreitung der Welle in Rückwärtsrichtung wird fortfolgend vernachlässigt.

3.2.3. Laser-Faser Kopplung

Um die modulierte Lichtwelle ohne großen Aufwand über weite Strecken übertragen zu können, ist eine Einkopplung in eine Glasfaser sinnvoll. Da Mehrfachausbreitungen innerhalb der Faser vermieden werden sollen, kommen nur Singlemodefasern in betracht. Die Einkopplung selber erfolgt mit Hilfe einer Optik, welche die vom Laser emittierte gausförmige Welle auf die Stirnfläche der Faser fokussiert. Durch axialen und lateralen Versatz, sowie durch nicht angepasste Modenfelddurchmesser und Verkippung gegenüber der Faser erfolgt die Einkopplung in die Faser nicht mit idealem Wirkungsgrad $\eta_{Koppel} = 1$. Um genauer zu erläutern, wie hoch der maximale theoretische Koppelgrad sein kann, ist es nötig den Bereich der Strahlenoptik zu verlassen, und die nötigen Berechnungen mit Hilfe der gaußschen Strahlausbreitung durchzuführen, da diese auch Beugungseffekte mit berücksichtigt.

Der Laser emittiert eine divergente, gausförmige Welle mit einem bestimmten Divergenzwinkel. Im Falle eines VCSEL mit zirkularer Apertur ist der Divergenzwinkel meist in jeder Richtung gleich groß.

Im Gegensatz dazu besitzen Kantenemitter (EEL) in guter Näherung eine rechteckförmige Apertur mit den Kantenlängen a und b . Die vertikale Kante a der Apertur entspricht hier der Dicke der aktiven Schicht und die horizontale Kante der Breite b der aktiven Schicht. Da normalerweise $a < b$ gilt, bildet sich ein elipsenförmiges Strahlprofil aus. Man kann also generell sagen, dass eine VCSEL mit circularer Apertur für die Einkopplung in eine Glasfaser mit rotationssymmetrischem Kern deutlich besser geeignet ist, als ein EEL.

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

Der Aperturdurchmesser $D_0 = 2r_0$ und der halbe Divergenzwinkel im Fernfeld Θ_0 hängen nun folgendermaßen zusammen⁷:

$$\Theta_0 = \tan^{-1} \left(\frac{\lambda}{\pi r_0} \right) \quad (3.6)$$

Hierdurch erklärt sich auch das elliptische Strahlprofil des Kantenemitters. Da die Aperturöffnungen $r_{0,x}$ und $r_{0,y}$ in den beiden Raumrichtungen x und y unterschiedlich sind, muss dies zu zwei unterschiedlichen Divergenzwinkeln führen, wobei der größere Öffnungswinkel der kleineren Apertur zugeordnet werden kann.

Will man den Strahl des Lasers kollimieren, so muss die dazu verwendete Linse

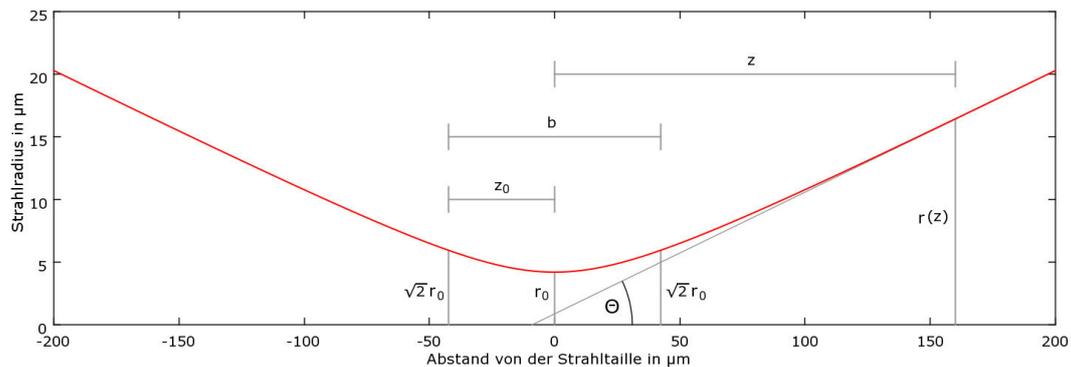


Abbildung 3.10.: Schematische Darstellung eines gaussischen Strahlprofils mit den Parametern wie sie beim Betrieb einer Singlemodefaser typisch sind ($r_0 = 4.2 \mu m$, $\lambda = 1.31 \mu m$)

im Abstand z_1 , der ihrer Fokallänge entspricht, vor die Apertur des Lasers gesetzt werden. Der Radius des kollimierten Strahl kann dann nach Goldsmith[10] folgendermaßen berechnet werden:

$$r_{z_1} = r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z_1}{\pi r_0^2} \right)^2} \quad (3.7)$$

Zur Ausrichtung der Optiken ist neben der erreichbaren Punktgröße auch die Rayleigh-Länge z_0 von Interesse. Diese gibt an, über welchen Bereich der Strahl na-

⁷[10]

hezu parallel verläuft, also als fokussiert betrachtete werden kann. Diese berechnet sich nach:

$$z_0 = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} \quad (3.8)$$

Die Gesamtlänge des fokussierten Bereiches (also von $-z_0$ bis $+z_0$) wird konfokaler Parameter b genannt und errechnet sich nach $b = 2z_0$.

Bei einer effektiven Fokallänge (EFL) $z_1 = 4.6 \text{ mm}$ der Linse, einem Divergenzwinkel des Lasers von $\Theta_0 = 9^\circ$ und der Wellenlänge $\lambda = 1.3 \text{ }\mu\text{m}$ beträgt der Strahlradius des kollimierten Strahls dann $r_{z_1} = 0.728 \text{ mm}$. Um diesen Strahl nun auf die Glasfaser zu fokussieren, wird eine weitere Linse genutzt. Diese bestimmt mit ihrer Brennweite den Radius der minimalen Punktgröße, welche sich nach Voges/Petermann⁸ folgendermaßen abschätzen läßt:

$$r_{min} \approx 1.22 \frac{\lambda f}{2r_{z_1}} \quad (3.9)$$

Mit dem vorher berechneten Wert des Durchmessers des kollimierten Strahls $D_k = 2r_{z_1} = 1.457 \text{ mm}$ und einer Fokallänge $f = 9.6 \text{ mm}$ der fokussierenden Linse würde man eine minimale Auflösungsgröße von $r_{min} \approx 10.53 \text{ }\mu\text{m}$ erhalten. Da der Modenfelddurchmesser der Singlemodefaser bei $9.2 \text{ }\mu\text{m}$ liegt, ist leicht zu erkennen, dass die Einkopplung bei den vorgenannten Parametern nicht mit idealem Wirkungsgrad funktionieren würde - der Durchmesser $2r_{min}$ der fokussierten Strahltaillie liegt um einen Faktor ≈ 2.3 über dem der Fasermode.

Nun könnte man annehmen, dass es ausreichend sei, die Abbildung so zu gestalten, dass der Durchmesser der Strahltaillie kleiner sei als der der Fasermode. Aus diesem Grund lohnt ein Betrachten der formalen Koppleffizienz, welche nach Voges/Pe-

⁸[9]

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

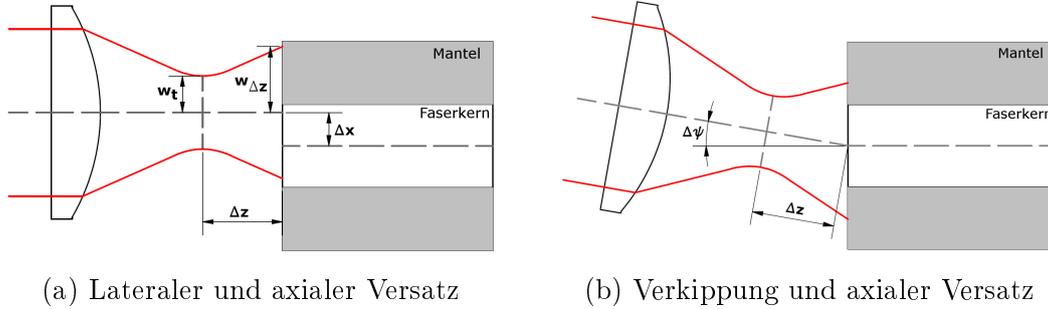


Abbildung 3.11.: Kopplung eines kollimierten Strahls mit Hilfe eines fokussierenden Elementes in eine Glasfaser und deren Fehlerquellen

termann⁹ durch Gleichung 3.10 beschrieben wird. Neben anderen Parametern wird hier auch eine Aussage über den Einfluss der Fleckradien gegeben.

$$\eta_c = 4 \left[\left(\frac{r_f}{r_{\Delta z}} + \frac{r_{\Delta z}}{r_f} \right)^2 + \left(\frac{\lambda r_{\Delta z} r_f \Delta z}{\pi r_t^4} \right)^2 \right]^{-1} \cdot \exp \left[-\frac{8 (r_f r_t \Delta x)^2}{(r_f^2 + r_t^2)^3} \right] \cdot \exp \left[-\frac{2\pi^2 \Delta \psi^2 (r_{\Delta z}^2 + r_f^2)}{\lambda^2} \right] \quad (3.10)$$

Hierbei können die Parameter der Gleichung anhand der Bilder 3.11a und 3.11b indentifiziert werden.

r_f : Der Fleckradius der Fasermode; typischerweise $9,2 \mu m$ für SMF28

r_t : Der Radius der Strahltaillie

$r_{\Delta z}$: Der Fleckradius des fokussierten Strahls im Abstand Δz von der Strahltaillie

Δz : Der Abstand vom Faserende zur Strahltaillie des fokussierten Strahls

Δx : Der laterale Versatz zwischen Faserkern und einzukoppelnder Mode

$\Delta \psi$: Der Verkippungswinkel zwischen Faserkern und einzukoppelnder Mode in rad

⁹[9]

Wie bereits durch die Schreibweise von Gleichung 3.10 angedeutet, kann diese in drei separierte Terme zerlegt werden. Jeder dieser Terme beschreibt dann einen anderen Einflussparameter auf die Koppeleffizienz. Die Teile sind:

1. Modenanpassung und longitudinaler Versatz
2. Lateraler Versatz
3. Verkipfung

Der erste Term beschreibt den Einfluss nicht angepasster Fleckradien (bzw. der Modenfelddurchmesser) und eines longitudinalen Versatzes Δz . Hier zeigt sich nun auch, warum ein kleinerer Fleckradius der Abbildung im Verhältnis zur Fasermode ebenfalls zu einer schlechteren Einkopplung führt - der Term $\left(\frac{r_f}{r_{\Delta z}} + \frac{r_{\Delta z}}{r_f}\right)$ ergibt nur für gleiche Parameter $r_f = r_{\Delta z}$ einen minimalen Wert.

Der zweite Term beschreibt den Einfluss des lateralen Versatzes Δx und mit dem dritten Term wird der Einfluss einer Verkipfung mit dem Winkel $\Delta\psi$ gegenüber der Axialen der Glasfaser berücksichtigt. Geht man nun davon aus, dass die Ausrichtung des Lasers auf die Faser ohne nennenswerte Verkipfung, sowie mit einer sehr präzisen Ausrichtung in der x-, y- und z-Achse erfolgt, bleibt nur der Einfluss der Modenanpassung übrig. Dieser lässt sich dann vereinfacht ausdrücken:

$$\eta_c = \left(\frac{2r_t r_f}{r_t^2 + r_f^2} \right)^2 \quad (3.11)$$

Signaltheoretisch bedeutet dies nun eine Dämpfung der optischen Welle mit dem Wert des Einkoppelwirkungsgrades:

$$\eta_{koppel} = 10 \log_{10} (\eta_c) \quad (3.12)$$

3.2.4. Der Einfluss der Glasfaser

3.2.4.1. Signaldämpfung der Faser

Neben der Einkoppeldämpfung ist die Glasfaser selber mit einer gewissen Signaldämpfung behaftet. Hierbei kann man zwischen intrinsischer Absorption unter-

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

scheiden, welche durch das Glasmaterial selber hervorgerufen wird und der extrinsischen Absorption, hervorgerufen durch Verunreinigungen des Glases. Diese lassen sich anschaulich an Bild 3.12 darlegen. Es zeigt sich, dass das Spektrum in

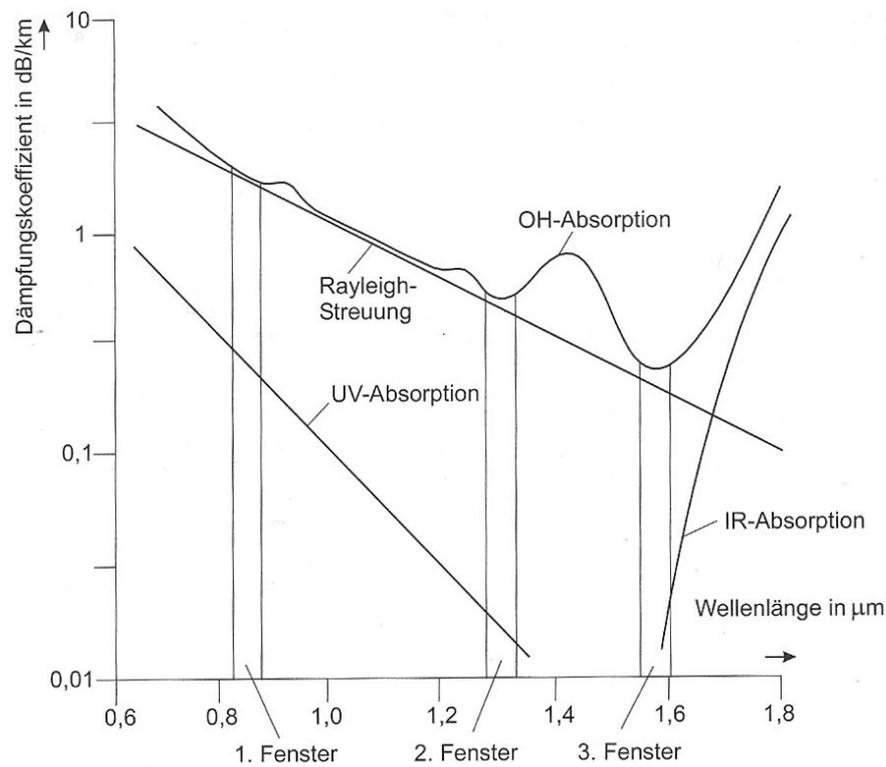


Abbildung 3.12.: Dämpfungsmechanismen einer Quarzglasfaser in Abhängigkeit der Wellenlänge[8]

dem eine Signalübertragung typischerweise stattfindet, zu kurzen Wellenlängen hin durch die UV-Absorption und zu langen Wellenlängen hin durch die IR-Absorption begrenzt ist. Die minimale Dämpfung der Glasfaser zwischen diesen beiden Bandkanten bei $\lambda = 0,7\mu\text{m}$ und $\lambda = 1,7\mu\text{m}$ wird durch die Rayleigh-Streuung begrenzt. Neben diesen intrinsischen Verlustmechanismen können noch Materialverunreinigungen auftreten. Als wichtigster Vertreter sei hier das Eindringen von Wasser in die Faser genannt, welche als OH-Absorption bezeichnet wird. Nachfolgend wird eine kurze Beschreibung der Effekte gegeben.

IR-Absorbtion: Die IR-Absorbtion beschreibt die Streuung an den SiO Molekülen des Glases. Dieses besitzt eine Resonanz bei $\lambda = 9 \mu m$ und bildet mit ihren Oberschwingungen eine Bandkante der Absorbtion bei $\lambda > 2 \mu m$.

UV-Absorbtion: Sie beschreibt die Wechselwirkung der Lichtwelle mit den Elektronen des Fasermaterials und wirkt sich bei sehr kurzen Wellenlängen ($< 0.4 \mu m$) dominant aus.

Rayleigh-Streuung: Rayleigh-Streuung ist durch die amorphe Struktur des Glasmaterials zu erklären. Dieses besitzt submikroskopische lokale Brechzahldifferenzen, welche das Licht streuen. Dadurch wird ein Teil des Lichtes aus dem Kern heraus bzw. zum Sender zurück gelenkt und steht damit nicht mehr zur Signalübertragung zur Verfügung.

OH-Absorbtion: Sie entsteht durch in der Glasfaser vorhandene OH^- Ionen, welche eine Resonanzfrequenz zwischen $2.7 \mu m$ und $4.2 \mu m$ besitzen. Deren Oberschwingungen können bei Wellenlängen von $0.72 \mu m$, $0.95 \mu m$ und $1.38 \mu m$ beobachtet werden. Aufgrund dessen ist die OH-Absorbtion ein extrinsischer Absorbionsmechanismus. Der für die Übertragungstechnik wichtigste Dämpfungspeak liegt bei ca. $1.4 \mu m$ und ist in Bild 3.12 gekennzeichnet.

3.2.4.2. Dispersionsmechanismen der Faser

Neben den Dämpfungseigenschaften der Faser ist ein weiterer Effekt zu beachten, der die Signalübertragung negativ beeinflussen kann. Es handelt sich dabei um die Signaldispersion. Ohne zu tief ins Detail zu gehen kann gesagt werden, dass es bei den gegebenen Systemparametern vor allem zwei verschiedene Dispersionsmechanismen gibt, welche zu einer Pulsverbreiterung führen können. Neben diesen gibt es noch weitere (wie z.B. die Wellenleiterdispersion), welche aber für die vorliegende Arbeit nicht von belang sind, da die Strecken mit Längen $l < 1 km$ verhältnismäßig kurz sind.

Modendispersion Die Modendispersion beschreibt die Laufzeitdifferenz unterschiedlicher Moden innerhalb einer Multimodefaser. Dieser Effekt begrenzt das

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

zur Verfügung stehende Bandbreiten-Längen-Produkt erheblich, weshalb in der vorliegenden Arbeit grundsätzlich nur Singlemodedfasern Verwendung finden sollen.

Material- (oder Chromatische-) dispersion Die Materialdispersion beschreibt die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Brechzahl des Quarzglas, welche wiederum von der Wellenlänge des Signal abhängig ist. Letztlich zeigt sich das in Bild 3.13 dargestellte Verhalten für eine SMF aus Quarzglas. Wie zu erkennen ist, zeigt diese ein Dispersionsnullstelle bei ca. 1300nm. Geht man nun davon

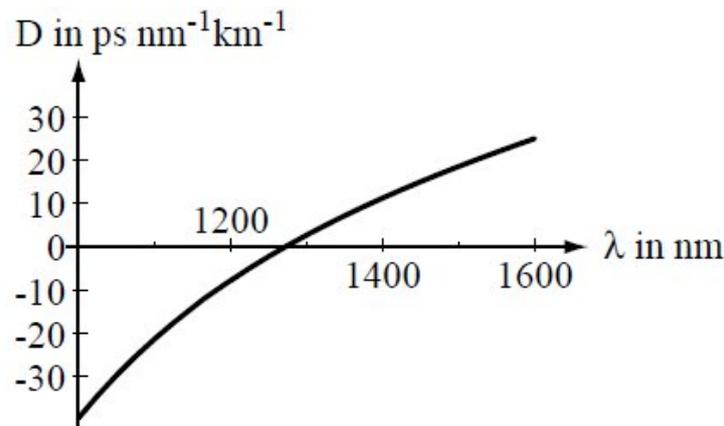


Abbildung 3.13.: Chromatische Dispersion einer Quarzglasfaser in Abhängigkeit der Wellenlänge[16]

aus, dass ein Laser eine perfekte monochromatische Lichtquelle ist, würde sich der Effekt der chromatischen Dispersion nur als Laufzeitdifferenz gegenüber einem nicht dispersiven Übertragungskanal äußern. Es würde keine Änderungen am übertragenen Signal entstehen. Tatsächlich besitzt jedoch jeder Laser eine endliche spektrale Linienbreite im Bereich $\Delta\lambda < 10 \text{ nm}$. Wie schmal die spektrale Emissionsbreite in der Praxis ist, hängt ganz erheblich von dem verwendeten Laser ab; praktische Werte liegen jedoch $< 1 \text{ nm}$ ohne modulierendes HF-Signal. Durch die Laufzeitdifferenz der einzelnen Spektralanteile erfährt die emittierte Welle beim Durchgang durch die Glasfaser eine Pulsverzerrung. Geht man von einer Emissionswellenlänge von 1310 nm aus, und nutzt eine SMF28 [4], so kann die Materialdispersion D dort im Nulldurchgang mit einer Steigung von $\frac{dD}{d\lambda} = 0.092 \frac{\text{ps}}{\text{nm}^2\text{km}}$

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

angegeben werden. Daraus folgt eine Dispersion bei der maximalen bzw. minimalen Wellenlänge des Signals von:

$$D_+ = \frac{dD}{d\lambda} \Delta\lambda_+ \quad (3.13)$$

$$D_- = \frac{dD}{d\lambda} \Delta\lambda_- \quad (3.14)$$

Hieraus folgt ein Laufzeitunterschied für eine Welle mit $\Delta\lambda_{\pm} = \pm 0.5 \text{ nm}$ spektraler Breite auf einer Faser mit $L = 400 \text{ m}$ Länge von:

$$\Delta t_{\pm} = D_{\pm} L \Delta\lambda_{\pm} = \frac{dD}{d\lambda} \Delta\lambda_{\pm}^2 L \quad (3.15)$$

$$\Delta t_{\pm} = 0.092 \frac{\text{ps}}{\text{nm}^2 \text{km}} \cdot (\pm 0.5 \text{ nm}) \cdot 0.4 \text{ km} = \pm 0.0092 \text{ ps} \quad (3.16)$$

Wie zu erkennen, liegt die Laufzeitverzögerung im Beispiel bei $\Delta t = 18.4 \text{ fs}$. Da die höchste zu übertragene Frequenz unterhalb von 10 GHz liegt, spielt die Dispersion also bei diesen Parametern keine Rolle und kann fortfolgend ignoriert werden.

3.2.4.3. Polarisationsverhalten der Glasfaser

Neben der Dämpfung und der Dispersion, welche einen direkten Einfluss auf die Signalqualität haben, wirkt eine Glasfaser auch auf die Polarisation eines Signals ein. Eine genaue Beschreibung dieses Verhaltens wird in Kapitel 4 gegeben. Hier sei nur soviel gesagt, dass verschiedene innere und äußere Einflüsse auf die Glasfaser zu einer Drehung der Polarisation der Welle führen. Daher lässt sich nicht vorhersagen mit welcher Ausgangspolarisation die optische Welle die Glasfaser verläßt.

3.2.5. Kopplung Faser-Photodiode

Wie bei der Kopplung von Laserdiode auf Glasfaser, entsteht auch bei der Empfangsseite das Problem, den stark divergenten Strahl, der die Glasfaser verläßt, möglichst ohne Verluste auf die Apertur der Photodiode zu fokussieren. Da diese typischerweise meist größer als $D = 20 \text{ }\mu\text{m}$ sind, sind die Anforderungen an die

3. Systembetrachtung zur analogen Signalübertragung über Glasfaser

Fokussierung hier jedoch bei weitem nicht so hoch wie beim Einkoppeln vom Laser in die Faser. Neben den Verlusten, welche durch eine Defokussierung entstehen, besitzt die Diode eine spektrale Empfindlichkeit $S(\lambda)$, welche die Abhängigkeit von einfallender Lichtleistung P_0 und Photostrom I_{Ph} beschreibt.

$$S(\lambda) = \frac{I_{Ph}}{P_0} \quad (3.17)$$

Diese liegt typischerweise im Bereich $> 0.8 \frac{A}{W}$. Der Photostrom ist, bei gegebener fester Wellenlänge des Trägersignals, also direkt proportional der einfallenden Lichtleistung. Neben der spektralen Empfindlichkeit muss hier noch die Koppeleffizienz η_{Ph} berücksichtigt werden, welche eine nicht ideale Einkopplung auf die Photodiode beschreibt.

$$I_{Ph} = \eta_{Ph} S(\lambda) P_0 \quad (3.18)$$

Der erzeugte Photostrom muss zur Anpassung der Impedanz an die nachfolgenden Komponenten nun noch mit Hilfe eines 50Ω Widerstandes terminiert werden.

4. Die Polarisation einer Welle und deren Eigenschaften

In diesem Projekt finden ausschließlich Singlemodefasern Verwendung, da sie aufgrund der nicht vorhandenen Modendispersion das größte Bandbreiten-Längen-Produkt bieten. Die Bezeichnung „Singelmode“ ist jedoch dahingehend irreführend, als dass nicht nur eine, sondern zwei unabhängige Moden oberhalb der Cutoff-Wellenlänge ausbreitungsfähig sind: Die Moden vertikaler- und horizontaler Polarisation. Dies beruht auf der rotationssymmetrischen Konstruktion der Faser.

Prinzipiell ist es möglich die Einflüsse, welche auf die Polarisationsmoden der Faser einwirken, phänomenologisch exakt darzulegen. Dabei können dann auch diejenigen Parameter ermittelt werden, welche für den vorliegenden Anwendungsfall (d.h. für eine Installation in einem Radioteleskop) von Bedeutung sind und in welchem Maße diese einen Einfluss ausüben. Konkret wird dies in Voges/Petermann[9], Seite 132ff dargelegt. Hier soll jedoch nur ein Auszug in Form eines Überblicks über die Eigenschaften der Polarisation eines Signales, der Darstellungsform mit Hilfe von Jones-Matrizen und der Poincaré-Kugel sowie der phänomenologischen Beschreibung der auftretenden Effekte am Ende der Glasfaser bei bestimmten äußeren Einflüssen gegeben werden.

4.1. Polarisation einer elektromagnetischen Welle

Jede elektromagnetische Welle kann in ihre Polarisationskomponenten aufgeteilt werden. Zur Darstellung wird von einer monochromatischen ebenen Welle aus-

gegangen, deren Ausbreitungsrichtung mit der z-Achse des Koordinatensystems zusammenfällt.

$$\mathbf{E}(\vec{r}, t) = \Re \{ \mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)} \} \quad (4.1)$$

Der Vektor \mathbf{E}_0 ist konstant und liegt in der x-y Ebene. Seine Komponenten können angegeben werden zu:¹⁰

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} E_{x0} e^{i\phi_x} \\ E_{y0} e^{i\phi_y} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Zusammen mit der Wellendefinition aus Gleichung 4.1 ergibt sich dann die Beschreibung der elektromagnetischen Welle mit Hilfe ihrer Polarisationskomponenten:

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= E_{x0} \cos(kz - \omega t + \phi_x) \\ E_y(z, t) &= E_{y0} \cos(kz - \omega t + \phi_y) \\ E_z(z, t) &= 0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Mit dieser Definition kann man nun einige Sonderformen einer polarisierten Welle unterscheiden:

Lineare Polarisation : Hier oszilliert das E-Feld nur in einer einzigen Schwingungsebene. Dieser Zustand kann laut Formel 4.3 dadurch erreicht werden, dass entweder $E_{x0} = 0$, $E_{y0} = 0$, oder wenn der Phasenunterschied $\Delta\phi$ zwischen beiden Feldanteilen ein vielfaches von π beträgt ($\Delta\phi = \phi_x - \phi_y = n\pi$).

Zirkulare Polarisation : Bei der zirkularen Polarisation beschreibt der E-Feld Vektor eine Kreisbewegung in der x-y Ebene. Mit Gleichung 4.3 lässt sich dieses Verhalten beschreiben, wenn $E_{x0} = E_{y0}$ bei einer gleichzeitigen Phasenverschiebung der Wellenanteile $\Delta\phi = \phi_x - \phi_y = \pm\frac{\pi}{2}$.

Elliptische Polarisation : Die elliptische Polarisation ist eine Fortführung der zirkularen Polarisation. Hier wird ein zusätzlicher Freiheitsgrad bei der Beschreibung möglich, weil nun die Amplituden der beiden Wellen nicht mehr die selbe Größe besitzen müssen ($E_{x0} \neq E_{y0}$).

¹⁰[14]

4.2. Jones Formalismus und Poincaré Kugel

Der Jones Formalismus ist nützlich, um auf einfache Weise den Polarisationszustand von vollständig polarisierten Wellen bzw. deren Transformation beim Durchgang durch ein optisches System zu beschreiben. Geht man von dem selben Bezugssystem aus wie in Kapitel 4.1, dann kann man aus Gleichung 4.3 die transversale Feldamplitude $E_t = \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2}$ und eine mittlere Phase $\bar{\phi} = \frac{\phi_x + \phi_y}{2}$ herausziehen und so beiden Komponenten darauf normieren. Die Orts- und Zeitabhängigkeit wird fortfolgend vernachlässigt.

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_{x0} e^{i\phi_x} \\ E_{y0} e^{i\phi_y} \end{pmatrix} = E_t e^{i\bar{\phi}} \begin{pmatrix} \frac{E_{x0}}{E_t} e^{+i\frac{\phi_x - \phi_y}{2}} \\ \frac{E_{y0}}{E_t} e^{-i\frac{\phi_x - \phi_y}{2}} \end{pmatrix} = E_t e^{i\bar{\phi}} \begin{pmatrix} \mathbf{A}_x \\ \mathbf{A}_y \end{pmatrix} = E_t e^{i\bar{\phi}} \mathbf{A} \quad (4.4)$$

Durch die Normierung ergibt sich dann:

$$|\mathbf{A}|^2 = |A_x|^2 + |A_y|^2 = 1 \quad (4.5)$$

4. Die Polarisation einer Welle und deren Eigenschaften

Mit der dargelegten Normierung lassen sich dann die Jones-Vektoren einiger ausgewählter Polarisationszustände angeben:

$$A_H = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ linear, horizontal} \quad (4.6)$$

$$A_V = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ linear, vertikal} \quad (4.7)$$

$$A_P = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ linear, } +45^\circ \text{ Azimut} \quad (4.8)$$

$$A_Q = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \text{ linear, } -45^\circ \text{ Azimut} \quad (4.9)$$

$$A_R = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \text{ rechts zirkular} \quad (4.10)$$

$$A_L = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \text{ links zirkular} \quad (4.11)$$

Um nun zu einer anschaulichen Darstellung zu gelangen, kann man die Matrix \mathbf{A} auf die Oberfläche einer Einheitskugel projizieren. Der Durchtrittspunkt ergibt sich dann aus den Komponenten von \mathbf{A} folgendermaßen:

$$2\varphi = \arctan \left(\frac{A_y}{A_x} \right) \quad (4.12)$$

$$2\Psi = \arg \left(\frac{A_y}{A_x} \right) \quad (4.13)$$

Trägt man nun 2φ auf dem Azimuth der Kugel und 2Ψ auf der Elevation ab, so gelangt man zu einem eindeutigen Punkt auf der Kugeloberfläche. \mathbf{A} beschreibt hierbei einen Vektor vom Ursprung des Kreises bis zu diesem Punkt. Als Bezugspunkt wird gewöhnlich die Achse linearer horizontaler Polarisation gewählt.

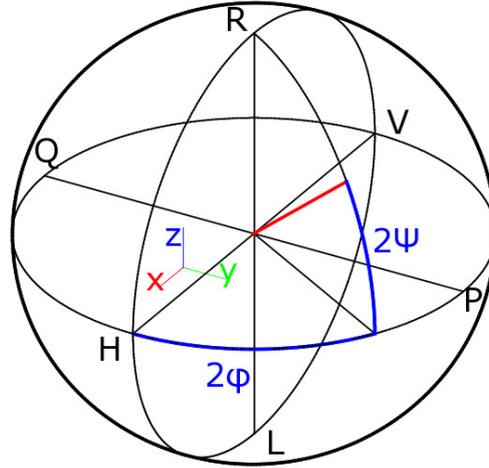


Abbildung 4.1.: Darstellung des Polarisationszustandes \mathbf{A} auf der Poincaré-Kugel

Neben der einfacheren Darstellung eines Polarisationszustandes mittels normierter Matrizen, ist auch der Durchgang durch ein optisches System mit der Methode der Jones-Matrizen leicht zu beschreiben. Dazu können die auf die Polarisation einwirkenden Komponenten als 2×2 Matrix beschrieben werden:

$$\tilde{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Hiermit wird eine Transformation eines Eingangszustandes \mathbf{A}_1 in einen Ausgangszustand \mathbf{A}_2 beschrieben:

$$\mathbf{A}_2 = \tilde{M}\mathbf{A}_1 \quad (4.15)$$

$$\begin{pmatrix} A_{x2} \\ A_{y2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{x1} \\ A_{y1} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

Setzt man mehrere Stücke Faser mit jeweils eigener Polarisations-Transformation aneinander, so lässt sich Gleichung 4.16 mit den jeweiligen Jones-Matrizen der einzelnen Faserabschnitte erweitern:

$$\mathbf{A}_2 = \tilde{M}_3\tilde{M}_2\tilde{M}_1\mathbf{A}_1 \quad (4.17)$$

4. Die Polarisation einer Welle und deren Eigenschaften

Ebenso wie ein einzelner Jones-Vektor eines Signals auf der Poincaré-Kugel visualisiert werden kann, gelingt dies auch mit einer Beschreibung der Transformation von einem Eingangs- in einen Ausgangszustand beispielsweise in Abhängigkeit der Position entlang der Faser. Hierbei beschreibt die Transformation eine Kurve auf der Kugeloberfläche wie etwa in Bild 4.2 dargestellt.

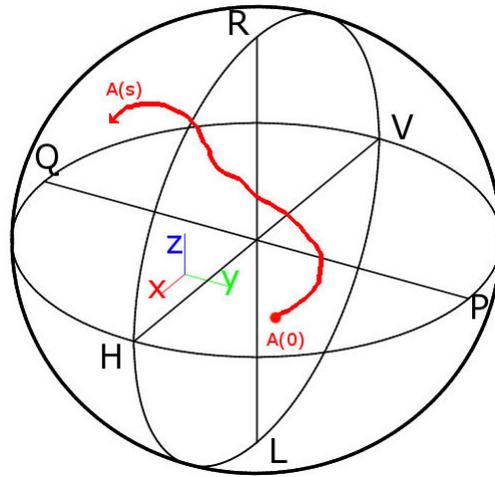


Abbildung 4.2.: Darstellung der Polarisations-Transformation von $\mathbf{A}(s)$ auf der Poincaré-Kugel

Sofern man eine verlustlose Glasfaserstrecke annimmt, muss die Ausgangsleistung $|\mathbf{A}_2|^2$ gleich der Eingangsleistung $|\mathbf{A}_1|^2$ sein.

$$|\mathbf{A}_2|^2 = |\mathbf{A}_1|^2 \quad (4.18)$$

Daher muss die Transformationsmatrix $\tilde{\mathbf{M}}$ unitär sein $\tilde{\mathbf{M}}\tilde{\mathbf{M}}^\dagger = \mathbf{E}$ mit \mathbf{E} als Einheitsmatrix¹¹. Die reduzierte Jones-Matrix \mathbf{M} zeichnet sich nun dadurch aus, dass aus dieser die gemeinsame Transmissionsphase $e^{i\varphi_M} = \frac{\arg(m_{11}) + \arg(m_{22})}{2}$ herausgezogen wird. Lässt man nun außerdem die Forderung nach Verlustfreiheit der Faserstrecke fallen, geht jedoch davon aus, dass keine polarisationsabhängigen Verluste

¹¹Mit dem Symbol $*$ im Zusammenhang einer Matrix \mathbf{M}^* wird die konjugierte Matrix bezeichnet, wohingegen $\mathbf{M}^\dagger = (\mathbf{M}^*)^T$ für die adjungierte (bzw. transponierte der komplex konjugierten) Matrix steht.

4. Die Polarisation einer Welle und deren Eigenschaften

in der Faser auftreten, kann auch der Amplitudentransmissionsfaktor $|t_{\tilde{M}}|$ herausgezogen werden:

$$\tilde{\mathbf{M}} = |t_{\tilde{M}}| e^{i\varphi_M} \mathbf{M} \quad (4.19)$$

Die in dieser Weise reduzierte Jones Matrix hat dann das folgende Aussehen:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_1 & m_2 \\ -m_2^* & m_1^* \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

Der Zusammenhang zwischen \mathbf{M} und Eingangs- sowie Ausgangsvektor \mathbf{A}_1 und \mathbf{A}_2 kann, wie in Bild 4.3 gezeigt, anschaulich auf der Poincaré-Kugel als Rotation dargestellt werden, da die Matrix \mathbf{M} einer Rotation im Poincaré Raum entspricht. Die Rotation findet um den Vektor $\Lambda^{(\pm)}$ statt und wird gegen den Uhrzeigersinn

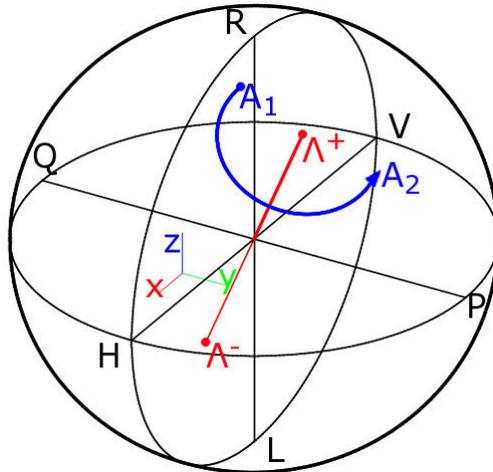


Abbildung 4.3.: Polarisationstransformation von \mathbf{A}_1 nach \mathbf{A}_2 um den Eigenzustand Λ .

ausgeführt. Es ist leicht ersichtlich, dass bei den beiden Punkten $\Lambda^{(+)}$ und $\Lambda^{(-)}$ keine Polarisationsdrehung erfolgt. Das eingespeiste Signal verlässt die Faser also an diesen Punkten mit exakt der selben Polarisation wie es in die Faser eingekoppelt wurde. Dieser Zustand wird als der Eigenzustand der Faser bezeichnet.

4.3. Polarisationsentwicklung entlang der Glasfaser

Wurde im vorangegangenen Kapitel noch die Faser am Anfang und Ende betrachtet, so bietet es sich zur Beschreibung der einzelnen auftretenden Effekte an, die Faser in infinitesimal kurze Stücke ds zu zerlegen und diese einzeln zu betrachten. Die dabei erhaltene Polarisationsentwicklung kann formal als Abweichung von der Einheitsmatrix \mathbf{E} dargestellt werden.

$$\mathbf{d}\mathbf{m}(s) = \mathbf{E} - \imath\mu(\mathbf{s})ds = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \imath \begin{pmatrix} \mu_{11}(s) & \mu_{12}(s) \\ \mu_{21}(s) & \mu_{22}(s) \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

Um nun auf den im vorangegangenen Grenzfall einer Faser mit der Länge $s = L$ zu gelangen, ist es nötig, die geordnete Matrizenmultiplikation über die Strecke von Anfang bis Ende der Glasfaser durchzuführen. Dann gelangt man wieder zu der bekannten Jones-Matrix aus Gleichung 4.14.

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}(s = L) = \prod_0^s \mathbf{d}\mathbf{m}(s) \quad (4.22)$$

Ebenso wie bereits vorher bei der Jones-Matrix \mathbf{M} beschrieben, besitzt nun auch $\mathbf{d}\mathbf{m}(s)$ und daher auch $\mu(\mathbf{s})$ einen Eigenvektor $u^{(\pm)}$, welcher durch den Charakter der Doppelbrechung bestimmt wird. Diese Eigenvektoren können durch Diagonalisieren der Matrix $\mu(\mathbf{s})$ bestimmt werden. Dabei enthält die Diagonalmatrix \mathbf{D}_μ die Eigenwerte von $\mu(\mathbf{s})$ auf der Hauptdiagonalen. Die Eigenvektoren $\mathbf{u}^{(\pm)}$ wurden hierbei als Spaltenvektoren in der Matrix \mathbf{U} zusammengefasst.

$$\mathbf{D}_\mu = \mathbf{U}^{-1}\mu(\mathbf{s})\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \beta^{(+)} & 0 \\ 0 & \beta^{(-)} \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

Die beiden Werte $\beta^{(\pm)} = \pm\beta_0(s)$ beschreiben nun die Ausbreitungskonstante der beiden Eigenmoden des Faserabschnittes. Hier kann man nun auch deutlich den Einfluss der Doppelbrechung sehen, welcher sich in unterschiedlichen Ausbreitungs-

geschwindigkeiten der beiden Moden äußert. Zu beachten ist, dass hier nur der Unterschied der Ausbreitungsgeschwindigkeiten zueinander angegeben ist, nicht jedoch die Gesamtverzögerung. Daraus folgt, dass die Gesamtdifferenz zwischen beiden Moden $2\beta_0(s)$ beträgt.

Ein weiterer Vorteil der Beschreibung mit infinitesimal kurzen Faserabschnitten ergibt sich nach Voges/Petermann aus der Tatsache, dass auf dieser Ebene die μ Matrizen als Addition ihrer Einzelkomponenten beschrieben werden dürfen.

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_{11} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \mu_{12} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \mu_{21} & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \mu_{22} \end{pmatrix} \quad (4.24)$$

Hierbei zeigt sich nun deutlich die Bedeutung der einzelnen Komponenten von μ : Sofern $\mu_{12} = 0$ und $\mu_{21} = 0$ sind, gibt es keinen Leistungsübertrag von der x-Komponente des Jones-Vektors \mathbf{A}_1 zur y-Komponente des Jones-Vektors \mathbf{A}_2 und umgekehrt. Das bedeutet also, dass sich beide Moden ungestört voneinander ausbreiten können. Dies entspricht der vorrangegangenen Beschreibung mit Hilfe der Eigenvektoren aus Gleichung 4.23. Sind die genannten Komponenten von Null verschieden, so herrscht Modenkopplung vor und der Polarisationszustand ändert sich kontinuierlich entlang der Faserstrecke.

Wie bereits erwähnt, bestimmt der Charakter der Doppelbrechung die Art der Eigenvektoren der Faser. Als Beispiel seien hier die Zustände linearer Doppelbrechung und zirkularer Doppelbrechung aufgeführt. Bei der linearen Doppelbrechung liegt der Eigenvektor auf dem Äquator der Poincaré-Kugel und daher dreht sich eine vom Eigenvektor verschiedene Polarisation um die Achse $\mathbf{\Omega}$, welche durch die Eigenvektoren $\mathbf{u}^{(\pm)}$ gebildet wird (siehe Bild 4.4a). Im Gegensatz dazu befindet sich der Eigenvektor bei vorherrschender zirkularer Doppelbrechung auf den Polen der Poincaré-Kugel und die Rotation erfolgt parallel zum Äquator (siehe Bild 4.4b).

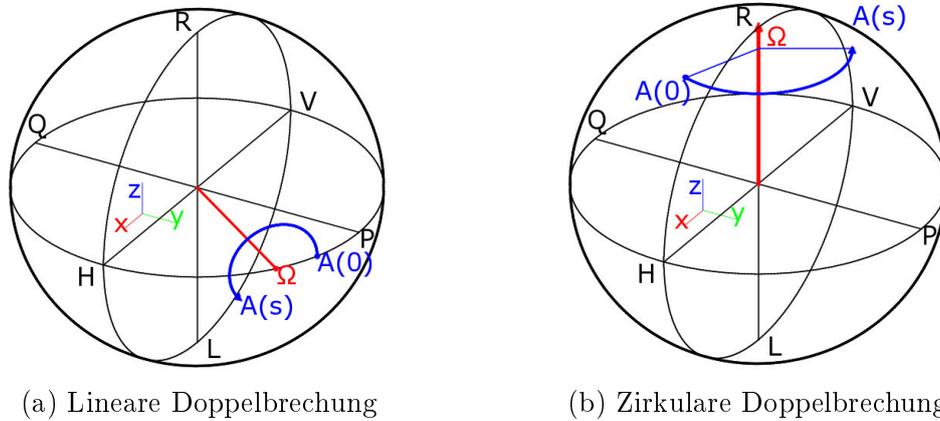


Abbildung 4.4.: Transformation der Eingangspolarisation in Abhängigkeit der Faserlänge und der wirkenden Doppelbrechung

4.3.1. Schwebungslänge

Wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben dreht eine induzierte Doppelbrechung, gleich welcher Art, die Polarisierung um den Eigenvektor der Leitung. Diese Drehung ist abhängig von der optischen Länge, die die Welle durch die Faser zurücklegt und daher auch von der Frequenz der Lichtwelle. Da die Drehung bei konstanter Doppelbrechung, d.h. mit konstantem Eigenvektor, auf einer Kreisbahn durchgeführt wird, ist sie periodisch mit 2π . Diese Länge wird als Schwebungslänge bezeichnet und ist nach der gegebenen Beschreibung ein Maß für die Doppelbrechung der Faser.

$$L_B = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \quad (4.25)$$

Bei polarisationserhaltenden Fasern, welche eine hohe innere Doppelbrechung besitzen, liegt dieser Wert in der Größenordnung von wenigen Millimetern. Im Gegensatz dazu liegt der Wert bei standard Fasern, wie sie üblicherweise genutzt werden, im Bereich von einigen Metern.

4.4. Ursachen der Doppelbrechung

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die mathematische Beschreibung der Doppelbrechung wiedergegeben wurde und die anschauliche Darstellung mit Hilfe der Poincaré-Kugel eingeführt wurde, soll nun die phänomenologische Erläuterung über die Ursachen der Doppelbrechung gegeben werden. Es ist zu beachten, dass im Normalfall nicht eine einzelne, sondern, in gewissem Maße, jede der nachfolgend genannten Komponenten zur Gesamtdoppelbrechung einer verlegten Faser beiträgt. Der Schwerpunkt wird auf die qualitative Beschreibung gelegt. Sofern eine quantitative Abschätzung der Höhe der induzierten Doppelbrechung nötig ist, empfiehlt sich ein Blick in Voges/Petermann[9] ab Seite 152.

4.4.1. Innere Ursachen

Bei der Faserherstellung wird typischerweise ein Kompromiss zwischen Kosten und Genauigkeit eingegangen. Darin liegt begründet, weshalb der Kern einer Single-mode Stufenindexfaser gewöhnlich von der exakten Rotationssymmetrie abweicht. Diese Unrundheit des Kerns kann in Näherung als Ellipse aufgefasst werden. Die unterschiedliche Dotierung zwischen Kern und Mantel der Faser hat außerdem einen unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der einzelnen Bereiche zur Folge. Aus diesem Grund bauen sich beim Faserziehen und dem anschließenden Abkühlen transversale Spannungen auf, die über den elasto-optischen Effekt zu einer Doppelbrechung führen. Sofern die Faser im Bereich des Kerns perfekte Rotationssymmetrie aufweist, ist dieser Effekt ohne Belang. Da jedoch, wie vorher erwähnt, der Kern meist durch Fertigungstoleranzen kleine Abweichungen von der Symmetrie aufweist, führt die tangentielle Spannung zu einer linearen Doppelbrechung, wie sie in Bild 4.4a dargestellt ist.

Bei polarisationserhaltenden Fasern wird dieser Effekt ausgenutzt. Bei diesen sogenannten „Hi-Bi“ (high birefringence) Fasern werden bei der Herstellung in den Mantel zwei Bereiche eingebracht, die stark unterschiedliche thermische Ausdehnung beim Erkalten erfahren, ganz im Gegensatz zum Kernmaterial. Hierfür ist ein hoher B_2O_3 Gehalt verantwortlich. Legt man das Koordinatensystem nun so

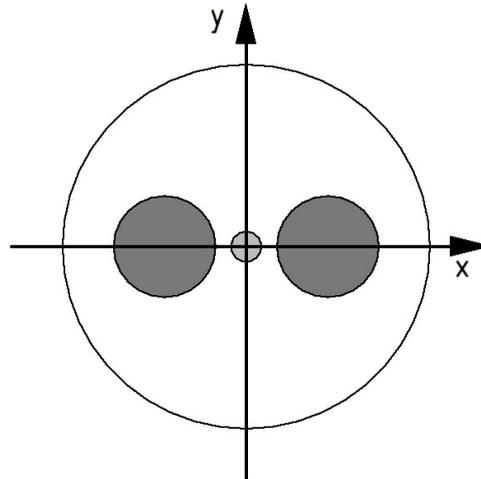


Abbildung 4.5.: Querschnitt durch eine „Hi-Bi“ Faser mit Panda-Profil. Die beiden grauen Bereiche stellen die höher dotierten Zonen der Faser dar, welche beim Erkalten eine mechanische Spannung auf den Faserkern (grauer Bereich im Ursprung des Koordinatensystems) ausüben.

auf die Faserquerschnittsfläche wie in Bild 4.5 gezeigt, wird eine Zugspannung in x-Richtung und eine Druckspannung in y-Richtung erzeugt. Die Eigenvektoren liegen in diesem Fall mit den Ursprungsgeraden des Koordinatensystems zusammen, wobei die x-Richtung die Achse mit langsamer Ausbreitungskonstante darstellt. Mit dem nun bekannten Wissen um die Lage der Eigenvektoren der Faser, ist ein Einkoppeln genau in deren Achse möglich. Eine Welle, welche über die Faser übertragen wird, erfährt dementsprechen keine Polarisationsumwandlung.

4.4.2. Seitlicher Druck

Prinzipiell verhält sich eine seitliche wirkende Kraft ähnlich wie die in Kapitel 4.4.1 beschriebene innere Doppelbrechung. Die genaue Kraftverteilung innerhalb der Faser ist zwar inhomogen verteilt, aber die Kraftwirkung innerhalb des Kerns kann in guter Näherung als homogen angesehen werden, wodurch dann die Beschreibung äquivalent zu dem Effekt aufgrund innerer Spannung ist. Zu erwähnen bleibt, dass die induzierte lineare Doppelbrechung proportional der wirkenden Kraft ist, selbst wenn diese ungleichmäßig über die Faser verteilt wirkt. Dies ist typischerweise der

Fall, da hier die Rauheit der Faser selber, sowie der Backen der auf die Faser ausübenden Kraft, keine perfekt glatten Oberflächen darstellen.

Anwendung findet dieses Wissen vor allem beim Verlegen, bzw. Konfektionieren der Fasern. Bei der Herstellung sollte gewährleistet sein, dass die Ummantelung möglichst achssymmetrisch ist.

Beim Verlegen von Fasern kommt nach der vorstehenden Argumentation dem Anschlagpunkt der Fasern mit Kabelschellen eine große Bedeutung zu. Wird das Kabel mit diesen zu stark fixiert, erhöht sich die Doppelbrechung. Weiterhin lässt sich durch Doppelbrechung aufgrund seitlichen Druckes erklären, dass im Kabel verseilte Fasern eine höhere lineare Doppelbrechung aufweisen als beispielsweise so genannte „loose tube“ Kabel.

4.4.3. Axialer Zug

Da eine gewöhnliche Glasfaser einen (von Fertigungstoleranzen abgesehen) rotationssymmetrischen Aufbau besitzt, wirkt sich axialer Zug nicht auf die Doppelbrechung aus. Anders verhält es sich bei Fasern mit hoher innerer Doppelbrechung. Diese polarisationserhaltenden Faser ändern ihre Eigenschaften bei axialem Zug, da die unterschiedlich dotierten Bereiche auch unterschiedliche elastische Eigenschaften besitzen.

4.4.4. Biegung

Wird die Faser gebogen, so stellt sich die Situation nach Bild 4.6 dar. Im äußeren Bereich des Mantels wird die Faser gestreckt, im inneren Bereich gestaucht. Die Ursache der durch Biegung induzierten Doppelbrechung kann man sich derart vorstellen, indem man annimmt, dass die äußere Faserhälfte aufgrund der Zugkraft gegen den Faserkern drückt, und daher eine lineare Doppelbrechung wie beim seitlichen Druck erzeugt. Da dieser Effekt abhängig vom Radius R der Biegung und vom Faserdurchmesser D ist, wird er durch eine enganliegende Ummantelung und kleine Krümmungsradien entsprechend verstärkt. Daraus resultiert dann

die Maßgabe, dass der Biegeradius so groß als möglich sein sollte um eine geringe Doppelbrechung zu erhalten.

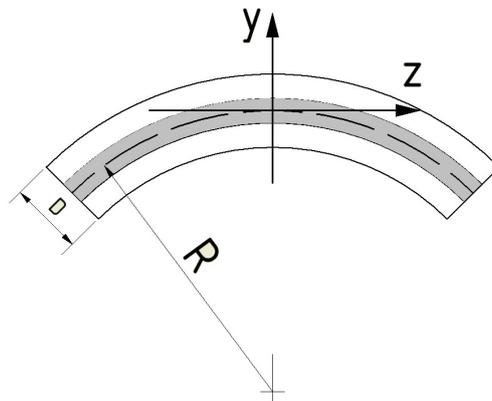


Abbildung 4.6.: Doppelbrechung einer gebogenen Glasfaser

4.4.5. Torsion

Die bisherigen Effekte behandelten allesamt die Auswirkungen auf die lineare Doppelbrechung nach Bild 4.4a. Wird die Faser jedoch tordiert, so wird eine zirkulare Doppelbrechung in die Faser induziert. Vernachlässigt man Einflüsse, welche zu anderen Doppelbrechungseffekten führen, so folgt die Polarisation am Ausgang der Faser partiell dieser Drehung.

4.4.6. Weitere Ursachen der Doppelbrechung

Neben den vorgenannten Ursachen existieren weiterhin noch der Einfluss aufgrund elektrischer und magnetischer Felder. Verantwortlich dafür sind nichtlineare Effekte des Quarzglas, wie der Kerr-Effekt und der Faraday-Effekt. Da diese Effekte jedoch in gewöhnlichem Quarzglas sehr klein sind, und typischerweise keine extrem starken elektrischen oder magnetischen Felder beim Verlegen vorhanden sind, werden diese hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

4.5. Polarisationsverhalten bei analoger Übertragung und bewegter Fasern

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die Polarisationsabhängigkeit einer optischen Welle beim Durchgang durch ein System, wie z.B. eine Glasfaser beschrieben. Der Kern der Untersuchung bestand in einem Zerlegen der Strecke in infinitesimal kleine Teilstücke. Deren Eigenvektor wird durch die in diesem Teilstück wirkende Doppelbrechung beschrieben, wodurch letztlich die Änderung der Polarisation vom Ausgang zum Eingang erfolgt.

Wird die Gesamtstrecke betrachtet, so wird die Gesamtdoppelbrechung, wie in Gleichung 4.22 gezeigt, als Produkt aller Teilstücke $\mu(\mathbf{s})$ beschrieben. Daher ergibt sich auch für die gesamte Faser ein gewisser Eigenwert der Doppelbrechung an dem keine Polarisationsänderung stattfindet. Geht man nun von einer festen Faserlänge aus, von der man diese Eigenvektoren kennt, so wäre es prinzipiell möglich, das polarisierte Licht in der Art in die Faser einzukoppeln, dass sich keine Änderung der Polarisation am Ausgang zeigt. Da sich jedoch die Umgebungseinflüsse praktisch nicht kontrollieren lassen, folgt daraus eine nicht vorhersehbare Änderung der Doppelbrechung der Teilmatritzen $\mu(\mathbf{s})$, und daher auch der Jones-Matrix der gesamten Faserstrecke.

Auf die analoge Übertragung von Signalen über Glasfaser, wie sie in Kapitel 3 beschrieben ist, hat dies nun einen großen Einfluss. Geht man davon aus, dass die Faser frei von polarsiationsabhängigen Verlusten (PDL) ist, ändert sich zwar nach Gleichung 4.5 die Gesamtleistung durch die Polarisationstransformation nicht, wohl aber die Leistung in der jeweiligen Feldkomponente E_x bzw. E_y .

Während die Faser PDL frei angenommen wurde, ist diese Aussage bei Photodioden leider nicht haltbar. Die Höhe des PDL ist stark von der spezifischen Diode abhängig und kann im Bereich bis zu $\pm 0.3 \text{ dB}$ liegen. Dadurch ergibt sich dann zwangsweise auch eine Änderung des übertragenen Analogsignals. Da insbesondere bei der Installation der Faser in einem vollbeweglichen Radioteleskop eine mechanische Beanspruchung durch Biegung und Torsion nach Kapitel 4.4.4 und 4.4.5 auftritt, unterliegt das übertragene Signal zwangsweise diesen Einflüssen. In Bild 4.7 ist dieser Zusammenhang klar ersichtlich. Die durch die Azimutbewegung

4. Die Polarisation einer Welle und deren Eigenschaften

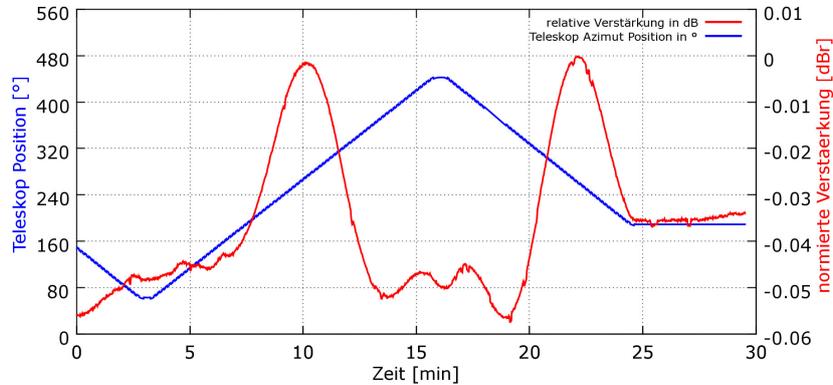


Abbildung 4.7.: Dargestellt ist die detektierte Leistung einer Photodiode. Die genutzte Faser war im Radioteleskop Effelsberg verlegt. Bei der Drehung des Teleskops im Azimut (blaue Kurve) zeigt sich eine Änderung der Leistung (rote Kurve).

des Teleskops bedingte Torsion der Faser bedingt eine zirkulare Doppelbrechung, welche den Signalpegel (rote Kurve) im Diagramm deutlich ändert. Kehrt sich die Drehung um und läuft zurück zum Ursprung, so geht auch die Höhe der zirkularen Doppelbrechung zurück. Dieses Verhalten ist deutlich an der angenäherten Spiegelsymmetrie der Signalkurve bezüglich des Maximums der Azimutbewegung (blaue Kurve) zu erkennen. In dieser Messung schwankt die Leistung im Bereich bis zu -0.06 dB, woraus zu schließen ist, dass das durch diese spezielle Photodiode induzierte PDL mindestens 0.06 dB beträgt.

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

Auf der Grundlage der in den vorangegangenen Kapiteln erläuterten Randbedingungen soll nun ein Entwurf für eine faseroptische Übertragungsstrecke mit vernachlässigbarer Polarisationsabhängigkeit beschrieben werden.

5.1. Möglichkeiten zum Eliminieren der Polarisationsabhängigkeit

Wie in Kapitel 4.5 erläutert, ist das Problem bei der Übertragung ein polarisationsabhängiger Verlust der Photodiode. Ausgehend von diesem Wissen kann man an folgenden Punkten ansetzen, um diese Abhängigkeit zu reduzieren, bzw. komplett zu beseitigen. Dies sind:

1. Verwenden einer Photodiode mit sehr geringem PDL
2. Die einfallende Welle so transformieren, dass sie unter einem definierten Polarisationsvektor auf die Photodiode trifft

Generell würde sich der Punkt 1 anbieten, da hierdurch ohne zusätzlichen Aufwand das Problem der Leistungsschwankungen bei sich änderndem Jones-Vektor eliminiert würde. Solche Dioden werden häufig in Messgeräten bzw. als Powermonitor für Laserdioden genutzt. Leider ist die Auswahl hier sehr begrenzt, vorallem was die verfügbare Bandbreite dieser Dioden angeht.

Aus diesem Grund erscheint die zweite Methode eher praktikabel, da sie bei der Auswahl der Photodiode eine höhere Freiheit gewährleistet, und das bestimmende

(und recht selten anzutreffende) Kriterium „Low PDL“ die Auswahl nicht einschränkt. Erkauft wird dieser Vorteil mit einem erheblichen, auch finanziellen Mehraufwand, der im Umfang von den Methoden der verwendeten Polarisations-Transformation abhängt, welche nachfolgend erörtert werden.

5.1.1. Ausregeln der Polarisation

Um zu gewährleisten, dass die optische Welle immer unter konstantem Polarisationsvektor auf die Empfangsdiode auftrifft, ist es prinzipiell möglich, die durch die Glasfaser hervorgerufene Transformation rückgängig zu machen. Da der Einfluss der Glasfaser jedoch, wie in Kapitel 4.5 gezeigt prinzipiell willkürlich ist, ist dazu eine aktive Regelung nötig. Es muss der Jones-Vektor der Lichtwelle am Faserende ermittelt, und dann mit Hilfe von optischen Verzögerungselementen gegengesteuert werden, sobald eine Abweichung vom Soll-Vektor vorliegt. Dies erfolgt vorzugsweise mit Hilfe von elektro-optischen Polarisationsstranstransformern. Diese bestehen aus optisch aktivem Material (wie z.B. LiNbO_3) und sind in der Lage in Abhängigkeit eines äußeren elektrischen Feldes eine Doppelbrechung zu erzeugen und damit die Polarisation der durchlaufenden optischen Welle in definiertem Maße zu transformieren. Mit Hilfe eines digitalen Kontrollers und darin implementiertem Algorithmus ist auch eine schnelle endlose Polarisationsregelung möglich, wie sie für den Einsatz in einem Radioteleskop nötig ist.[12]

Da fertige Polarisationscontroller kommerziell erhältlich sind, ist dies eine Möglichkeit ohne großen Aufwand die gestellten Anforderungen zu erfüllen. Ein gravierender Nachteil ergibt sich jedoch aus den enormen Kosten. Eine Recherche bezüglich des elektro-optischen Polarisationsstranstransformators ergab einen Preis von ca. 5000 \$, ohne die außerdem nötigen digitalen Komponenten. Damit ist ein wirtschaftlicher Einsatz bei einer größeren Anzahl an Übertragungsstrecken nicht mehr möglich und dieser Ansatz muss verworfen werden.

Da hochbitratige Übertragungsverfahren wie 40 GBE oder 100 GBE unter anderem Polarisationsmultiplex verwenden um die hohe Datenrate zu erreichen, ist bei einer weiteren Verbreitung zukünftig jedoch mit einem Fallen des Anschaffungspreises dieser Komponenten zu rechnen. Außerdem werden zur Zeit neuartige Verfahren

zur Polarisationsumwandlung entwickelt, welche z.B. nematische Kristalle innerhalb einer PCF einsetzen[1][2]. Da die dort verwendeten Komponenten relativ günstig und einfach in der Handhabung sind, ist auch hier zukünftig mit einem akzeptablen Preis zu rechnen.

5.1.2. Einzelne Auswertung jeder Polarisation

Nach Gleichung 4.5 ändert sich die Gesamtleistung am Ausgang der Glasfaser nicht, wenn diese eine Polarisationsumwandlung durchführt. Neben der in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Möglichkeit den Polarisationsvektor mit Hilfe einer aktiven Regelung konstant zu halten, ist es auch möglich, beide Komponenten des Vektors aufzutrennen und anschließend wieder unter festen Amplituden- und Phasenbedingungen aufzusummieren.

Das Auftrennen kann durch einen polarisierenden Strahlteiler erfolgen, welcher die unbestimmte Eingangspolarisation \mathbf{A}_2 in seine beiden Komponenten \mathbf{A}_H und \mathbf{A}_V zerlegt. Da der Polarisationsplitter ein 3-Tor ist, besitzt er zwei getrennte Übertragungswege. Dessen Ausgänge werden nachfolgend willkürlich als Horizontal und Vertikal bezeichnet. Die zugehörigen Jones-Matrizen können dann folgendermaßen angegeben werden:

$$\mathbf{M}_H = \begin{pmatrix} a_H & 0 \\ 0 & r_e \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

$$\mathbf{M}_V = \begin{pmatrix} r_e & 0 \\ 0 & a_V \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Hierbei wurde die Bezeichnung a_H bzw. a_V für die Einfügedämpfung jedes Zweiges des Strahlteilers gewählt. Der Parameter r_e wird als „extinction ratio“ oder Trennungsverhältnis bezeichnet und beschreibt die nicht perfekte Trennung der beiden Strahlwege.

Da sich der Jones-Vektor der Signale bis zur Auswertung nicht mehr ändern darf, werden die aufgeteilten Wellen mit polarisationserhaltenden Fasern zur Photodiode geführt. Die Einkopplung in die Faser erfolgt im Eigenvektor. Dadurch wird

sichergestellt, dass der Jones-Vektor der Welle bis zur Auswertung durch die Diode keine Änderung mehr erfährt. Hierbei kommt dem Trennungsverhältnis r_e besondere Bedeutung zu, da sich durch dieses auf der Photodiode der Kontrast zwischen maximalem und minimalem Signalpegel in Abhängigkeit der Phasenverschiebung zwischen beiden Wellen verschlechtert. Das Trennungsverhältnis sollte also relativ groß und daher der Parameter r_e relativ klein sein. In der Praxis liegt dieser Wert im Bereich $\leq 10^{-2}$, weshalb er nachfolgend vernachlässigt werden kann. Um die zur Berechnung des Photostromes nötige Amplitude des elektrischen Feldes zurückzugewinnen, wird der in Gleichung 4.4 vernachlässigte Vorfaktor E_t wieder zu den Jones Vektoren hinzugenommen. Der Teil, welcher die gemeinsame Phase $\bar{\phi}$ beschreibt wird hier ignoriert, da er bei der Detektion keinen Einfluss hat.

$$E_H = E_t \mathbf{A}_H = E_t \begin{pmatrix} A_x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

$$E_V = E_t \mathbf{A}_V = E_t \begin{pmatrix} 0 \\ A_y \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Der Poynting-Vektor \mathbf{S} beschreibt die Leistung pro Fläche in Abhängigkeit der Feldamplitude E .

$$\mathbf{S} = \epsilon E^2 c k^{-1} \mathbf{k} \quad (5.5)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass die Leistung \mathbf{P}_H und \mathbf{P}_V proportional zum Quadrat der beiden Felder \mathbf{E}_H und \mathbf{E}_V ist. Mit Einführung einer Proportionalitätskonstanten D , welche die Dimension einer Fläche besitzt, kann man also die Leistung innerhalb der beiden Fasern folgendermaßen angeben:

$$P_H = \epsilon c D E_H^2 = a_H c \epsilon D (E_t A_x)^2 \quad (5.6)$$

$$P_V = \epsilon c D E_V^2 = a_V c \epsilon D (E_t A_y)^2 \quad (5.7)$$

Da die Feldamplituden jeweils nur in einer Achse liegen, wurde hier Vereinfacht und auf eine Beschreibung mit Vektoren verzichtet.

Zwei Photodioden wandeln nach Gleichung 3.18 nun die Lichtleistung der beiden Fasern in einen proportionalen Strom. Hierbei ist zu beachten, dass die Photodi-

oden unterschiedlich gut an die Fasern angekoppelt sind. Es ergibt sich jeweils eine kanalspezifische Koppelleffizienz η_{Ph} . Weiterhin muss davon ausgegangen werden, dass die Photodioden unterschiedliche spektrale Quanteneffizienzen S_{Ph} besitzen. Die aufgelisteten Faktoren äußern sich als kanalspezifischer Dämpfungswert η_H bzw. η_V .

$$I_{Ph,H} = \eta_{Ph,H} S_{Ph,H} P_H = \eta_{Ph,H} S_{Ph,H} a_H c \epsilon D E_t^2 A_x^2 = \eta_H E_t^2 A_x^2 \quad (5.8)$$

$$I_{Ph,V} = \eta_{Ph,V} S_{Ph,V} P_V = \eta_{Ph,V} S_{Ph,V} a_V c \epsilon D E_t^2 A_y^2 = \eta_V E_t^2 A_y^2 \quad (5.9)$$

Nach dieser Transformation ist das Signal wieder als elektrische Welle vorhanden. Um die durch den Polarisationssteiler erfolgte Trennung des Signals in zwei Wege wieder rückgängig zu machen, ist eine einfache Addition der beiden Leistungen nach Gleichung 4.5 möglich. Hier sind zwei Realisierungsformen denkbar, aus denen sich dann das Systemdesign ableitet. Diese werden in Kapitel 5.1.2.1 und 5.1.2.2 erläutert.

5.1.2.1. Auswertung jeder einzelnen Polarisationskomponente

Hierbei wird jede Komponente mit einem eigenen AD-Wandler abgetastet und die Zusammenführung der beiden Leistungen durch Summierung in der digitale Domäne erledigt. Diese Methode hat den großen Vorteil, dass beide Kanäle einzeln kalibriert werden können. So ist es möglich, die kanalspezifischen Dämpfungswerte η_H bzw. η_V herauszurechnen. Weiterhin kann mit dieser Methode leicht eine durch Längendifferenzen auf der Faser oder auf der elektrischen Übertragungslinien hervorgerufenen Phasenverzögerung zwischen beiden Signalen eliminiert werden. Dieser Aufbau bietet also ein sehr hohes Maß an Flexibilität, was durch den größeren Aufwand mit zwei AD-Wandlern erkauft wird.

5.1.2.2. Amplituden- und Phasenrichtige Zusammenführung

Bei dieser Methode wird die Zusammenführung durch einfache Addition mit Hilfe eines invertiert betriebenen hochfrequenztauglichen Leistungsteilers nach Gleichung 4.5 möglich.

chung 4.5 durchgeführt.

Diese entspricht prinzipiell einer Kreisgleichung. Setzt man Gleichung 5.8 und 5.9 in diese ein, erhält man:

$$E_t^2 = I_{Ph,H} \frac{1}{\eta_H} + I_{Ph,V} \frac{1}{\eta_V} \quad (5.10)$$

Hier zeigt sich nun deutlich der Einfluss der beiden Faktoren η_H bzw. η_V , welche zu einer Ellipse führen, sobald $\eta_H \neq \eta_V$ ist. Dies ist aber gerade das polarisationsabhängige Verhalten, welches es zu verhindern gilt.

Da auf die Leistung jeder Polarisation nun aber einzeln eingewirkt werden kann, ist es mit Hilfe von zusätzlicher kanalspezifischer Verstärkung $G_H = \eta_H$ und $G_V = \eta_V$ möglich, die gewünschte Kreisform zurück zu erhalten.

$$E_t^2 = I_{Ph,H} \frac{G_H}{\eta_H} + I_{Ph,V} \frac{G_V}{\eta_V} \quad (5.11)$$

Die Signale $I_{Ph,H}$ und $I_{Ph,V}$ entsprechen dem demodulierten AM-Signals, d.h. dem in die Laserdiode am anderen Ende der Übertragungsstrecke eingespeisten Signal $i(t)$. Aufgrund einer Längendifferenz zwischen beiden Pfaden, ergibt sich eine Phasendifferenz $\Delta\beta$, welche bei der Aufsummierung zu Interferenzeffekten führt. Diese sind abhängig von der Leistungsaufteilung auf beide Kanäle und daher direkt vom Jones-Vektor \mathbf{A}_2 der optischen Welle am Faserende und der Phasenverschiebung $\Delta\beta$.

Geht man von einer sinusförmigen Anregung der Laserdiode mit $\hat{i}\cos(\omega t)$ aus, so zeigt sich bei einer Phasendifferenz von $\Delta\beta = \pi$ und gleich verteilter Leistung auf beiden Kanälen (d.h. $I_{Ph,H} = I_{Ph,V}$ bzw. $A_x = A_y$) vollständige destruktive Interferenz bei der Frequenz $\omega_i = 2\pi f_i$. Die Übertragungsdämpfung wird dann maximal.

$$i_{sum}(t) = i_H(t) + i_V(t) * e^{i\Delta\beta} \quad (5.12)$$

$$i_{sum}(t) = A_x \hat{i}\cos(\omega t) + A_x \hat{i}\cos(\omega_i t) e^{i\pi} \quad (5.13)$$

$$i_{sum}(t) = A_x \hat{i}\cos(\omega t) - A_x \hat{i}\cos(\omega_i t) = 0 \quad (5.14)$$

Neben den Bedingungen für die Phasengleichheit beider Kanäle ($\Delta\beta = 0$) und den gleichen optischen Dämpfungen der beiden Kanäle ($G_H = \eta_H$ und $G_V = \eta_V$), ist auch die Äquivalenz der beiden HF-Übertragungsfunktion $|H(f)|$ wichtig. Während sich die in Gleichung 5.10 beschriebene Ellipse in der optischen Domäne und damit auf den kompletten Bandpass des Signales auswirkt, ist die Differenz der beiden Übertragungsfunktionen $|H_H(f)| - |H_V(f)|$ frequenzselektiv. Daraus folgt, dass in dem gewünschten Frequenzbereich die Gleichheit der Übertragungsfunktionen gewährleistet sein muss.

5.1.3. Zusammenfassung

Wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, existieren mehrere Möglichkeiten ein polarisationsinsensitives Verhalten zu erzeugen. Das Digitalisieren und Abtasten jedes einzelnen Polarisationskanals bietet den höchsten Freiheitsgrad und ermöglicht ein unkritisches Systemdesign. Da der Aufwand mit je einem zusätzlichen Spektrometer pro Kanal jedoch sehr kostenintensiv ist, wird die zweite diskutierte Möglichkeit gewählt: Die amplituden- und phasenrichtige Zusammenführung der beiden Signale. Dieses Design wird im Folgenden diskutiert.

5.2. Design des polarisationsinsensitiven Übertragungssystems

Bild 5.1 zeigt den Aufbau des besprochenen Systems. Die Hauptkomponenten werden im Folgenden näher beschrieben. Dabei soll das Hauptaugenmerk auf den optischen- und optoelektronischen Bauelementen liegen, da sie die Kernkomponenten der Übertragungstrecke bilden.

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

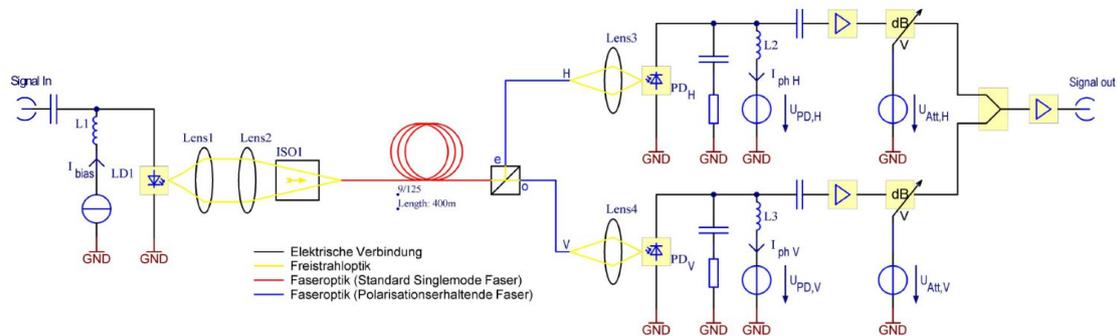


Abbildung 5.1.: Aufbau des polarisationsinsensitiven Übertragungssystems

5.2.1. Laserdiode

Zu den grundsätzlichen Eigenschaften, welche bei der Auswahl der Laserdiode eine Rolle spielen, zählt ohne Zweifel die Emissionswellenlänge. Da die verwendete Faser, wie in Kapitel 3.2.4.2 beschrieben, bei ihrem Dispersionsnulldurchgang betrieben werden soll, muss eine Wellenlänge von 1310 nm gewählt werden. Aufgrund des rotationssymmetrischen Strahlprofils und der damit verbundenen einfacheren Einkopplung, sind Flächenemitter (VCSEL) besser geeignet als Kantenemitter (EEL). Der Vorteil der typischerweise höheren Ausgangsleistung der Kantenemitter spielt hier kaum eine Rolle, da die Faserstrecke mit 400 m sehr kurz ist, und daher nur wenig Dämpfung aufgrund der Faserlänge zu erwarten ist.

Neben den Vorteilen bei der Einkopplung beträgt der Schwellstrom der VCSEL nur ca. $\frac{1}{10}$ der EEL. Dadurch vereinfacht sich die zur Ansteuerung nötige Stromquelle enorm. Es wird deutlich weniger Verlustleistung produziert, was Vorteile bei der aktiven Temperaturregelung mittels Peltierelemente bringt.

Neben der einfachen Einkopplung der emittierten Lichtleistung mit hoher Effizienz spielt die Hochfrequenzbandbreite des Laser eine entscheidende Rolle. Bezüglich Kanten- oder Flächenemitter gibt es hier keine gravierenden Unterschiede. Für beide Technologien sind Komponenten im zweistelligen GHz Bereich verfügbar. Einzig die Verfügbarkeit bei der gewünschten Wellenlänge $\lambda = 1310\text{ nm}$ ist nur bedingt bei den VCSEL gegeben. Trotz intensiver Recherche konnten nur drei Hersteller ermittelt werden, die in der Lage sind, Oberflächenemitter für Telekommunikationswellenlängen (also 1310 nm bzw. 1550 nm) anzubieten. Einer dieser

drei Hersteller ist die Firma „Beam Express SA“, wovon dann letztlich auch die Dioden verwendet wurden. Diese Laser besitzen folgende Daten:

Parametername	Wert
Wellenlänge:	$\lambda \approx 1310 \text{ nm}$
Schwellstrom:	$I_{th} \approx 2 \text{ mA}$
3dB Modulationsbandbreite:	$f_g \geq 5 \text{ GHz}$
Impedanz:	$Z \approx 80 \Omega$
Wellenlängenabhängigkeit:	$\frac{\delta\lambda}{\delta T} = 0.1 \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}}$
	$\frac{\delta\lambda}{\delta I} = 0.4 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$
Strahldivergenz ($1/e^2$):	$2\Theta = 18^\circ$
Wirkungsgrad:	$\frac{dP}{dI} \approx 0.25 \frac{\text{mW}}{\text{mA}}$
Ausgangsleistung ($T = 20^\circ\text{C}$)	$P_{out} \approx 2 \text{ mW}$

Tabelle 5.1.: Parameter der gewählten Laserdiode BX-5G-1310-SM laut Datenblatt bei einem Nominalstrom von $I = 9 \text{ mA}$

5.2.1.1. Polarisationsverhalten

Aufgrund des zwingend notwendigen Einsatzes eines optischen Isolators unmittelbar hinter dem Laser, kommt dem Polarisationsverhalten des Emitters eine besondere Bedeutung zu. Während bei Kantenemittern mit annähernd rechteckförmigem Querschnitt der aktiven Zone ein definiertes Polarisationsverhalten angenommen werden kann, ist dies bei den verwendeten VCSEL nicht der Fall. Unter anderem aufgrund des radialsymmetrischen Aufbaus, hat die Polarisation prinzipiell keine festgelegte Achse. Es kann nur gesagt werden, dass der Laser zwingend in linearer Polarisation emittiert.

Würde man von einem willkürlichen, zeitvarianten Polarisationsvektor ausgehen, würde dies gleichzeitig auch den Einsatz polarisationsunabhängiger Isolatoren bedingen, welche im Verhältnis zu den in Kapitel 3.2.2 beschriebenen, relativ teuer sind. Nach Okuno[17] zeigt jedoch praktisch jede VCSEL eine Polarisationsvorzugsachse. Dies wird durch eine Kombination der nachfolgend aufgeführten Effekte hervorgerufen:

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

- Asymmetrie der Apertur und/oder der Kavität durch Fertigungstoleranzen
- Asymmetrische Krafteinwirkung auf die Diode durch Bonds, Kleber und Temperatureinflüsse. Der elasto-optische Effekt führt dann zu einer Doppelbrechung innerhalb der Diode
- Asymmetrische Stromverteilung innerhalb der Diode und dadurch hervorgerufene Doppelbrechung durch den elektro-optischen Effekt

Die Kombination der genannten Effekte führt dazu, dass die Polarisation des VCSEL in großen Bereichen des Durchlassstromes als fest angenommen werden kann.

Wichtig ist in diesem Zusammenhang auch, dass der Polarisationsvektor abhängig vom Injektionsstrom ist. Dies ist in Bild 5.2 gezeigt. Dort ist zu erkennen, wie die Ausgangsleistung im mittleren Bereich der Kennlinie von der H-Polarisation in die V-Polarisation des Lasers wechselt. Daraus folgt, dass der Arbeitspunkt des Lasers mit Bedacht gewählt werden muss, aber gleichzeitig auch dass ein definierter Bereich konstanter Polarisation zu erwarten ist.

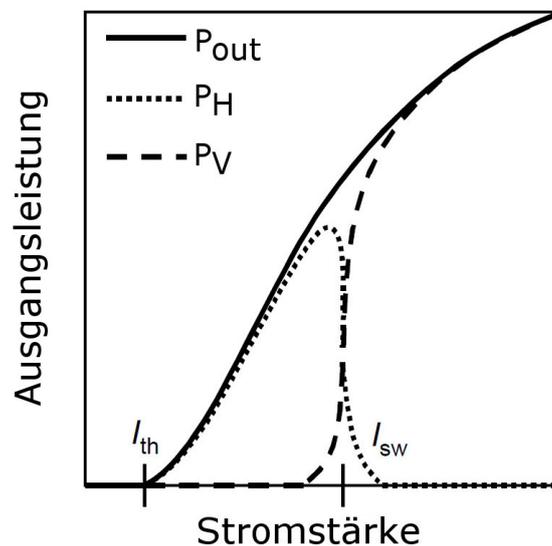


Abbildung 5.2.: Beispiel einer instabilen VCSEL, dessen Ausgangsleistung bei I_{sw} zwischen den Polarisationsmoden H und V wechselt[17]

5.2.1.2. Package der Laserdiode

Die Firma „Beam Express SA“ bietet die Laserdiode in drei verschiedenen Formen an:

1. als einzelner Chip *Die*
2. gepackaged - d.h. montiert in einem TO-46 Gehäuse
3. gepigttailed - d.h. mit Faseranschluss

Die gepigtailte Version zu verwenden erscheint am Einfachsten, da sie keinerlei Ausrichtung, bzw. externe Komponenten mehr benötigt, um die Laserleistung in der Glasfaser zur Verfügung zu stellen. Da jedoch, wie bereits beschrieben, zwingend ein Isolator in dem Strahlengang vorhanden sein muss, muss diese Bauform verworfen werden.

Die Laserdiode im TO-46 Gehäuse bietet einige Vorteile gegenüber der *Die* Bauform. Die Handhabung ist deutlich einfacher. Weiterhin ist es prinzipiell egal, welche Diode konkret in dem Standardgehäuse TO-46 sitzt - es ist nur der äußere Formfaktor des TO-Gehäuses von Interesse, welches die Dimensionen des einzelnen Chip um Größenordnungen überragt. Als Nachteilig hat sich jedoch die vom Hersteller gelieferte Version erwiesen, da sie eine relativ schlechte Rückflussdämpfung des HF-Signales besitzt (siehe Kapitel 6.2).

Wird die *Die* Bauform verwendet, entfällt dieser Nachteil. Um trotzdem ein gutes Handling zu erreichen und gleichzeitig den Vorteil des Standardgehäuses TO-46 nicht aufzugeben, kann der Diodenchip dann in ein solches eingebracht werden. Nach Recherche wurde das Produktportfolio „TO-Plus Header“ der Firma Schott ausgewählt, da diese Gehäuse eine exzellente Anpassung an die 50 Ω Systemimpedanz bis in den zweistelligen GHz-Bereich bieten. Der Mehraufwand durch das nötige Einkleben und Bonden der Diode ist vor diesem Hintergrund vertretbar.

5.2.2. Optischer Isolator

Um die Rückkopplung in den Laser zu verhindern, ist es zwingend erforderlich, einen optischen Isolator in den Strahlengang einzubringen. Hier kann man Grund-

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

sätzlich zwischen Freistrahls- und fasergebundenen Isolatoren unterscheiden. Da der Isolator möglichst unmittelbar hinter dem Laser sitzen sollte, kommt hier nur ein Freistrahlsisolator in Frage.

Neben der gerade dargelegten Unterscheidung zwischen Freistrahls- und Faseroptik spielt die Wellenlänge eine entscheidende Rolle. Hier erweist sich die Wahl einer typischen Telekommunikationswellenlänge für den Weitverkehrsbetrieb als großer Vorteil, da die hierfür geeigneten Isolatoren einen Massenmarkt bedienen. Die Kosten dieser Komponenten liegen ungefähr bei einem zehntel des Preises für andere Wellenlängen (wie z.B. 850 nm). Eine weitere Reduktion des Anschaffungspreises um den Faktor 10 ergibt sich durch die Miniaturisierung, was dann letztlich zu einem Stückpreis im Bereich von $\approx 10\text{ €}$ führt. Ein Hersteller für diese Art Komponenten ist die Firma „Finisar“.

Parametername	Wert
Isolationsdämpfung:	$R_{iso} > 20\text{ dB}$
Einfügedämpfung:	$A_{iso} < 0.3\text{ dB}$
Freie Apertur:	$D_{iso} > 0.8\text{ mm}$

Tabelle 5.2.: Parameter des optischen Freistrahlsisolators der Firma „Finisar“ [6]

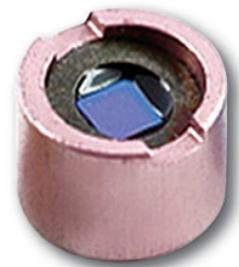


Abbildung 5.3.: Optischer Isolator der Firma „Finisar“ [6]

Der ausgewählte Isolator ist in Bild 5.3 gezeigt. Die bestimmenden Charakteristika dieses Bauteils sind in Tabelle 5.2 wiedergegeben. Neben der Rückflusdämpfung ist vor allem die freie Apertur von Interesse, da sie die zu verwendenden Linsen und die Position des Isolators in entscheidender Weise beeinflusst.

5.2.3. Polarisierender Strahlteiler

Ähnlich wie der optische Isolator, gibt es auch den polarisierenden Strahlteiler in Freistrahls- oder in Faseroptik Bauform. Aufgrund des erheblichen zusätzlichen Ju-

stieraufwandes, der zusammen mit der Verwendung eines Freistrah-Teilerwürfels nötig wäre, wird der Strahlteiler in Faseroptik ausgeführt. Bei einer Internetrecherche zeigte sich, dass diverse Hersteller solcher Komponenten existieren. Gewählt wurde ein Strahlteiler von „General Photonics“ mit den in Tabelle 5.3 aufgeführten Daten. Die Ausführung mit Steckverbindern bietet die Möglichkeit den passiven Strahlteiler bei einem Defekt der angeschlossenen Photodiode weiter verwenden zu können und die defekte Diode mit wenig Aufwand zu ersetzen.

Parametername	Wert
Wellenlänge:	$\lambda = 1310 \text{ dB}$
Einfügedämpfung:	$A_{BS} < 0.6 \text{ dB}$
Trennungsverhältnis:	$r_e > 22 \text{ dB}$
Faser am gemeinsamen Port:	SMF-28 mit FC/APC Stecker
Faser am getrennten Port:	PM Panda Faser mit FC/APC Stecker

Tabelle 5.3.: Parameter des faseroptischen polarisierenden Strahlteilers der Firma „General Photonics“ [5]

5.2.4. Photodiode

Das entscheidende Auswahlkriterium der Photodiode ist neben der Wellenlänge deren HF-Bandbreite. Im Gegensatz zu entsprechenden Sendeelementen (also Lasern) sind Empfangsdioden mit Grenzfrequenzen bis weit in den zweistelligen GHz Bereich leicht zu finden. Hierbei ist anzumerken, dass diese Angabe im Normalfall nur für die einzelne Diode, also ohne Gehäuse, gilt. Da jedoch, wie in Kapitel 5.2.1.2 beschrieben, mit den TO-46 Plus Gehäusen von „Schott“ eine Möglichkeit besteht, optoelektronische Bauelemente sehr breitbandig einzusetzen, stellt dies keine Hürde da. Wie bei den Strahlteilern gibt es auch hier mehrere Hersteller deren Bandbreite oberhalb von 10GHz liegt. Letztlich zum Einsatz kam dann die aus InGaAs gefertigte PIN Diode „LDP3030“ der Firma „Cosemi“ mit den nachfolgend angegebenen Werten (siehe Tabelle 5.4).

Parametername	Wert
Wellenlänge:	$\lambda = 1260 - 1600 \text{ nm}$
Aperturdurchmesser:	$D_{pd} = 20 \text{ }\mu\text{m}$
Spektrale Empfindlichkeit:	$S(\lambda) > 0.9 \frac{\text{mA}}{\text{mW}}$ (1310 nm)
Dunkelstrom:	typisch 0.2 nA (max. 10 nA)
Bandbreite:	$> 20 \text{ GHz}$

Tabelle 5.4.: Parameter der Photodiode „LDP3030“ der Firma „Cosemi“

5.3. Auswahl der elektronischen HF-Komponenten

Neben den weiter oben beschriebenen optischen und optoelektronischen Komponenten sind auch vollelektronische Bauteile nötig um die gewünschte Übertragungstrecke zu realisieren. Diese seien im Folgenden kurz beschrieben.

5.3.1. Phasenschieber und Dämpfungsglied

Wie in Kapitel 5.1.2.2 beschrieben, ist es nötig die durch den Strahlteiler aufgetrennten Signale wieder mit gleicher Amplituden- und Phasenfunktion zusammenzuführen. Da jedoch Unterschiede in Amplitude und Phase in den beiden Kanälen unvermeidbar sind, ist ein Bauteil zum einzelnen Abstimmen jeder dieser Parameter im Signalpfad wünschenswert. Im Systembild 5.1 ist jedoch nur ein Dämpfungssteller zu erkennen, nicht jedoch ein Phasensteller. Dies liegt in der geforderten Breitbandigkeit des Systems begründet, für die solche Bauelemente nicht existieren. Daher kann die Phasendifferenz der beiden Signalpfade später nicht mehr ohne weiteres verändert werden - der Abgleich muss also bereits bei der Justage der Einkoppeloptiken erfolgen.

Während für den geforderten Frequenzbereich von $0.05 \text{ GHz} - 2.5 \text{ GHz}$ keine Phasensteller existieren, sind variable Dämpfungsglieder auch bis zu deutlich höheren Frequenzen erhältlich. Da eine digitale Quantisierung der Dämpfung zu grob

ausfallen würde, muss an dieser Stelle auf analog einstellbare Bauteile zurückgegriffen werden. Hier bietet sich der Chip „HMC346MS8G“ der Firma „Hittite“ an, da er diese Eigenschaft aufweist und zusätzlich einen Frequenzbereich bis 8 GHz abdeckt[7].

5.3.2. Verstärker

Aufgrund der Signaldämpfung, vorallem bei der Ein- und Auskopplung der Lichtleistung, sowie durch den Wirkungsgrad von $\approx 0.25 \frac{W}{A}$ der Laserdiode, ist es zwingend notwendig, das übertragene Signal auf der Empfangsseite wieder zu verstärken. Da das Hochfrequenzlabor, in dem diese Arbeit entstand, in diesem Arbeitsfeld bereits umfangreiche Erfahrungen besitzt, konnte auf den kostengünstigen und bewährten HF-Verstärkerchip „NBB-312“ von „RF Micro Devices, Inc.“ zurückgegriffen werden [18]. Diese erlauben Frequenzen bis zu 12 GHz bei einer Verstärkung von 12.5 dB.

5.4. Einkopplung der Laserdiode in die Faser

5.4.1. Verschiedene Linsenkonfigurationen zum Einkoppeln

Zum Einkoppeln der Lichtleistung des Laser in die Glasfaser sind mehrere Möglichkeiten denkbar. Einige sind in Bild 5.4 aufgeführt. Sie differieren durch Komplexität des Aufbaus, Position des Isolators und durch ihren Justieraufwand. Nachfolgend soll ein kurzer Überblick gegeben werden, warum letztlich der Aufbau aus Bild 5.4b gewählt wurde. Allen Möglichkeiten gemein ist die Tatsache, dass die verwendeten Linsen mit Anti-Reflex Beschichtungen versehen sein müssen um eine maximale Transmission (bzw. minimale Reflexion) zu gewährleisten, insbesondere dann, wenn sie im Strahlengang vor dem Isolator platziert sind. Der kostengünstigste Aufbau ist in Bild 5.4a dargestellt, da er nur eine einzige Linse zum Abbilden benötigt wird. Die Position des Isolators kann dann vor, oder wie im Bild gezeigt,

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

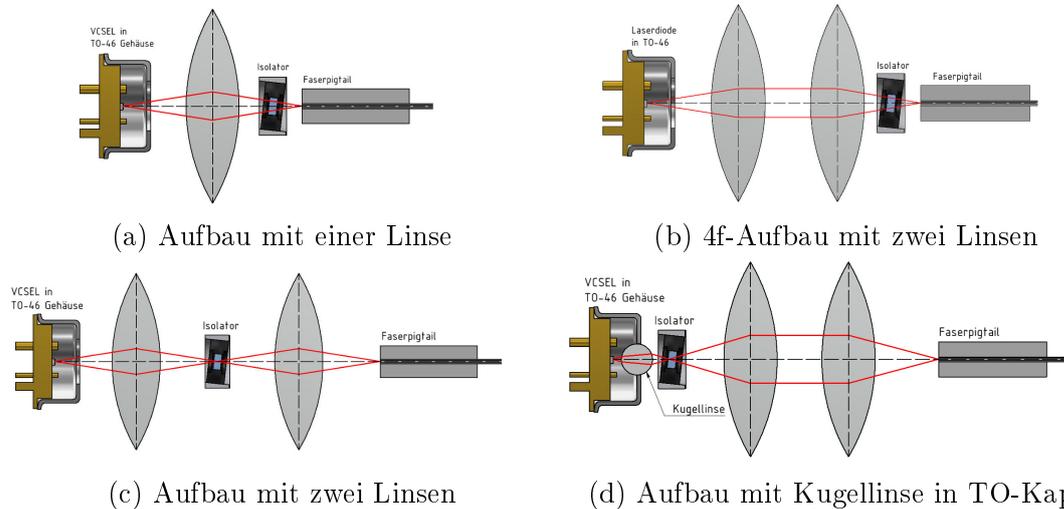


Abbildung 5.4.: Verschiede Linsenkonfigurationen zum Einkopplern von Laserlicht in eine Glasfaser

hinter der Linse, also im divergenten oder konvergenten Bereich der Welle liegen. Bild 5.4b zeigt einen „invertierten“ 4f-Aufbau. Die erste Linse wird mit dem Abstand ihrer Fokallänge vor der Laserdiode platziert. Dadurch ergibt sich ein kollimierter Strahl, welcher sich leicht justieren und überprüfen lässt. Aufgrund des parallelen Strahlenganges ist es nahezu unerheblich, in welchem Abstand nachfolgende Linse L2 positioniert wird und es muss nur noch die Glasfaser in den drei Raumrichtungen ausgerichtet werden. Das Justageproblem von Bild 5.4a ist damit prinzipiell in zwei Teile aufgespalten :

1. das Justieren des Lasers und der ersten Linse
2. das Ausrichten der Faser in die Strahltaillie der zweiten Linse

Dieser Aufbau bietet weiterhin den Vorteil, dass der Isolator zusätzlich im kollimierten Bereich betrieben werden kann, sofern dessen Aperturdurchmesser größer als der Strahldurchmesser in diesem Bereich ist. Nachteilig ist der erhöhte Aufwand mit einer zweiten Linse und die längere Bauform der Freistrahloptik.

Soll der Isolator zwingend zwischen zwei Linsen positioniert werden, ist ein Aufbau nach Bild 5.4c möglich. Hierbei kann eine Abschattung durch den begrenzten Aperturdurchmesser des Isolators durch passende Wahl der Linsenparameter vermieden werden. Durch das Wegfallen des kollimierten Strahlenbereiches ist die

Justage weniger einfach als in Bild 5.4b, jedoch einfacher als in Bild 5.4a. Zusätzlich verlängert sich die Bauform des Freistrahلبereiches.

Wie noch in den nachfolgenden Kapiteln erläutert wird, erweist sich der Abstand zwischen dem Laserchip und der TO-Kappe als zu groß, als dass der gewählte Isolator ohne Abschattung zwischen Kappe und erster Linse platziert werden könnte. Aus diesem Grund werden auch TO-Kappen mit integrierter Kugellinse angeboten. Zusammen mit dem $4f$ -Aufbau aus Bild 5.4b ergibt sich dann die Konfiguration in Bild 5.4d, welche die Vorteile der einfachen Montage und die Positionierung des Isolators unmittelbar hinter der TO-Kappe kombiniert.

Generell ist der Aufbau aus Bild 5.4d den Restlichen vorzuziehen. Da jedoch kurzfristig keine TO-Kappen mit integrierter Kugellinse zur Verfügung standen, wurde der Aufbau aus Bild 5.4b gewählt, auch wenn, durch die Apertur des Isolators bedingt, keine 100%ige Einkopplung der Lichtleistung in die Glasfaser möglich ist.

5.4.2. Kollimation des Laserstrahls

Die Randbedingungen zur Einkopplung des Lasers in die Faser werden vor allem durch die Apertur, bzw. den Divergenzwinkel der Laserdiode, die freie Apertur des Isolators und den Modenfelddurchmesser des Lichtwellenleiters gesetzt. Neben diesen gibt es weitere Parameter, welche die Koppel-effizienz in die Glasfaser beschreiben. Diese wurden bereits in der Gleichung 3.10 angegeben. Um diesen Koppelgrad zu maximieren, ist es nötig, die optischen Kom-

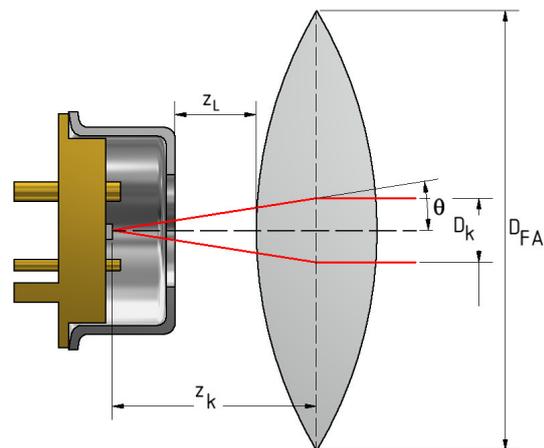


Abbildung 5.5.: Strahlengang des kollimierten Lasers

ponenten so auszurichten, dass die in der Gleichung angegebenen Parameter Δx , Δz und $\Delta \psi$ minimiert werden. Dazu ist eine Verstellmöglichkeit in allen drei

Raumachsen im Mikrometerbereich nötig. Hierauf wird näher in Kapitel 5.11 eingegangen. An dieser Stelle sei angenommen, dass die oben genannten Parameter alle ideal (d.h. Null) sind, sodass für die Einkopplung nur noch das Problem der angepassten Fleckradien übrig bleibt, welches durch die passende Auswahl an Linsen minimiert werden kann.

Bild 5.5 gibt einen Überblick über die Situation von Laserdiode und der verwendeten Kollimationslinse. Der halbe Divergenzwinkel Θ des Lasers bestimmt zusammen mit der Entfernung der Linse z_k den Durchmesser D_k des kollimierten Strahls. Damit der Strahl durch die Linse parallelisiert wird, muss der Abstand z_k der Brennweite f der Linse entsprechen. Begrenzend wirkt sich hier die Bauhöhe der Kappe des TO-46 Gehäuses aus - d.h. z_L muss ≥ 0 sein.

Um den Isolator in den kollimierten Strahlengang zu bringen, darf die Breite des Strahlenbündels den Durchmesser der freien Apertur des Isolators $D_{iso} = 0.8 \text{ mm}$ nicht überschreiten. Daher gilt mit dem halben Divergenzwinkel des Lasers von $\Theta = 9^\circ$ der folgende Zusammenhang:

$$z_{k,max} \leq \approx \frac{r_{iso}}{\tan(\Theta)} = \frac{0.4 \text{ mm}}{\tan(9^\circ)} = 2.52 \text{ mm} \quad (5.15)$$

Bei einer realen dicken Linse (im Schaubild 5.5 wurde der Einfachheit halber eine dünne Linse angenommen) würde es bei einem Abstand von $z_{k,max} \leq 2.52 \text{ mm}$ zu einer Kollision mit der Kappe kommen (d.h. $z_L < 0$). Aus diesem Grund wurde der Isolator in den konvergierenden Strahlengang unmittelbar vor der Glasfaser eingebracht. Die Kollimatorlinse kann dann freier gewählt werden, was zur Auswahl einer Linse mit den in Tabelle 5.5 angegebenen Parametern führte. Mit diesen Werten ergibt sich der Durchmesser des kollimierten Strahls zu $D_k = 2r_k = 1.46 \text{ mm}$.

Parametername	Wert
Numerische Apertur:	$NA = \frac{D}{2f} = 0.53$
Freier Aperturdurchmesser:	$D_{FA} = 4.89 \text{ mm}$
Brennweite:	$f = 4.6 \text{ mm}$
Durchmesser:	6 mm

Tabelle 5.5.: Parameter der asphärischen Kollimatorlinse „68-156“ der Firma „Edmund Optics“

5.4.3. Linse zum Einkoppeln in die Glasfaser

Um eine gute Koppeffizienz zu erhalten, ist es nach Gleichung 3.10 nötig, angepasste Fleckradien des konvergierenden Strahls und der Glasfaser zu haben. Weiterhin soll zwischen Einkoppellinse und Glasfaser ebenfalls der Isolator positioniert werden, was eine relativ große Fokallänge der Linse voraussetzt. Generell sind dies zwei gegensätzliche Forderungen, weshalb hier ein Kompromiss gefunden werden muss.

Nach Gleichung 3.9 kann das Auflösungsvermögen, also der minimale Fleckradius r_{min} , einer beugungsbegrenzten Abbildung bei der Wellenlänge λ in Abhängigkeit des Strahlradius r_{z1} an der Hauptebene der abbildenden Linse berechnet werden. Aufgelöst nach der Brennweite der Linse und mit den entsprechenden Werten erhält man:

$$f \approx \frac{r_{min} r_{z1}}{0.61 \lambda} = \frac{4.6 \mu m \cdot 0.73 mm}{0.61 \cdot 1.31 \mu m} = 4.2 mm \quad (5.16)$$

Bild 5.6 zeigt maßstäblich die geschilderte Situation mit dünnen Linsen. Wie zu

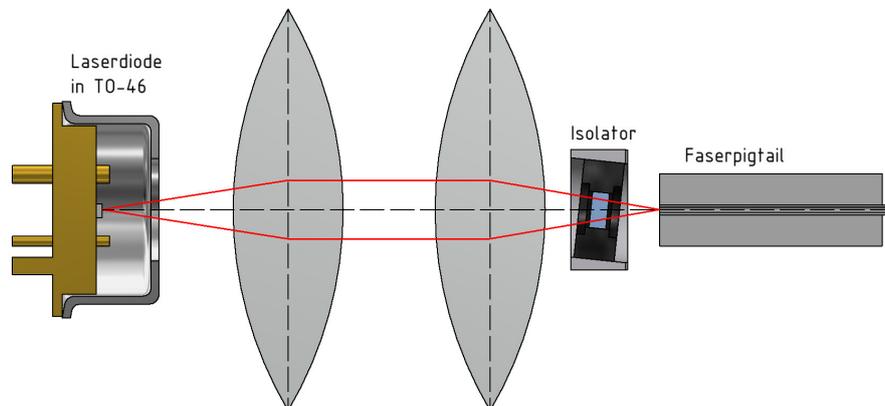


Abbildung 5.6.: Strahlengang zur Einkopplung in die Faser mit optischem Isolator. Der Strahlengang ist maßstäblich den im Text angegebenen Werten gezeichnet. Ebenso entspricht der Isolator den maßstäblichen Abmessungen des realen Bauteils. Der aktive Bereich des Isolators ist blau dargestellt.

erkennen ist, treten die roten Randstrahlen durch den aktiven Bereich des Isolators (blau) ohne abgeschattet zu werden. Geht man jedoch zu realen, dicken Linsen über, stellt sich die selbe Situation dar wie sie bei der Kollimation des Strahlenbündels im vorangegangenen Kapitel ebenfalls war: Durch die aufgedehnte Breite

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

der fokussierenden Linse läßt sich die Forderung nach angepasstem Fleckradius und dem nicht abgeschatteten Durchtritt durch den Isolator nicht halten.

Verluste (also Dämpfung) sind an dieser Stelle mit dem besprochenen optischen Aufbau also unvermeidbar. Wenn diese hinter dem Isolator entstehen, ist sichergestellt, dass keine Rückwirkungen in den Laser entstehen. Aus diesem Grund wird eine größere Fokallänge von $f = 9.6 \text{ mm}$ gewählt und die daraus resultierenden Verluste beim Einkoppeln akzeptiert. Tabelle 5.6 gibt die Daten der gewählten asphärischen Linse wieder.

Parametername	Wert
Numerische Apertur:	$NA = \frac{D}{2f} = 0.27$
Freier Aperturdurchmesser:	$D_{FA} = 5.2 \text{ mm}$
Brennweite:	$f = 9.6 \text{ mm}$
Durchmesser:	6.325 mm

Tabelle 5.6.: Parameter der asphärischen Einkoppellinse „83-699“ der Firma „Edmund Optics“

Mit den in Tabelle 5.6 genannten Werten und dem Radius r_k des einfallenden, kollimierten Strahls ergibt sich nach Gleichung 3.9 dann ein Fleckradius von $r_{min} = 10.51 \mu\text{m}$. Damit läßt sich nun eine Aussage über die zu erwartende Koppeleffizienz treffen. In Abwesenheit von lateralem und axialem Versatz ($\Delta x = 0$, $\Delta z = 0$) sowie ohne Verkippung ($\Delta\psi = 0$) ergibt sich dann mit Hilfe von Gleichung 3.11 die Koppeleffizienz zu:

$$\eta_c = \left(\frac{2w_t w_f}{w_t^2 + w_f^2} \right)^2 = \left(\frac{2 \cdot 8.61 \mu\text{m} \cdot 4.6 \mu\text{m}}{(8.61 \mu\text{m})^2 + (4.6 \mu\text{m})^2} \right)^2 = 0.69 \quad (5.17)$$

Um die nötige Genauigkeit der axialen Ausrichtung abzuschätzen, ist es sinnvoll, die Rayleigh-Länge z_0 beziehungsweise den konfokalen Parameter $b = 2 * z_0$ zu bestimmen. z_0 ergibt sich nach Gleichung 3.8 zu $2 \cdot 264.9 \mu\text{m} = 529.8 \mu\text{m}$.

5.4.4. Anbindung der Empfangsdioden an den polarisierenden Strahlteiler

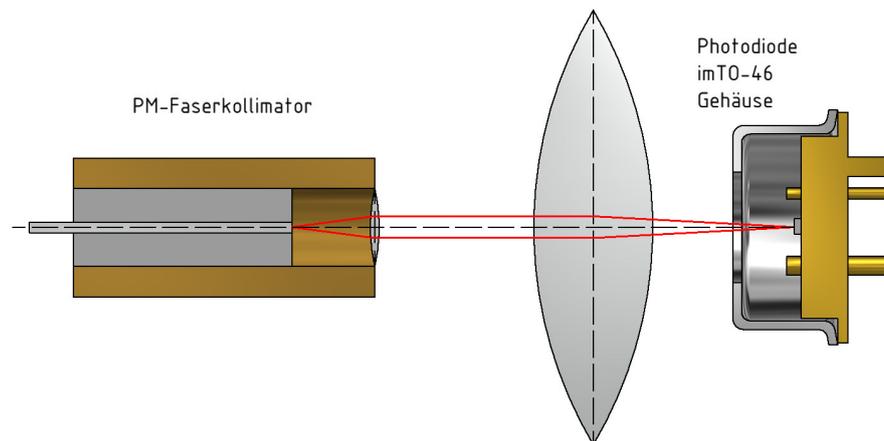


Abbildung 5.7.: Strahlengang zur Auskopplung auf die Photodiode. Im Linken Bildbereich ist der Faserkollimator zu sehen.

Die Anbindung der Ausgänge des polarisierenden Strahlteilers an die Photodioden entspricht prinzipiell der in Kapitel 5.4 diskutierten Einkopplung des Lasers in die Glasfaser. Die Situation ist jedoch dahingehend einfacher, weil es hier problemlos möglich ist, fasergebundene Kollimatoren einzusetzen. Dadurch entfällt ein Großteil des Positionieraufwandes, da die Welle die Faser bereits kollimiert verläßt und anschließend nur noch auf die Photodiode fokussiert werden muss. Bild 5.7 zeigt den gewählten Aufbau.

Da die Ausgänge des Strahlteilers die Welle in polarisationserhaltender Faser führen, muss auch der Faserkollimator polarisationserhaltend arbeiten. Nach einer Internetrecherche wurde der Kollimator der Firma „AC Photonics“ gewählt. Der Durchmesser D_k des kollimierten Strahls beträgt 0.5 mm .

Dieser Strahldurchmesser muss nun auf die Apertur D_{pd} der Photodiode abgebildet werden. Wieder kann hier Gleichung 3.9 angewendet werden.

$$f \approx \frac{D_{pd}}{1.22} \frac{D_k}{2\lambda} = \frac{20\ \mu\text{m}}{1.22} \frac{0.5\ \text{mm}}{2 \cdot 1.31\ \mu\text{m}} = 3.13\ \text{mm} \quad (5.18)$$

Auch hier zeigt sich wieder die gleiche Situation wie bei der Einkopplung des Lasers in die Glasfaser. Die gewünschte Fokallänge von $3.2\ \text{mm}$ ist nur schwer zu

realisieren, da sie in Konflikt steht mit den TO-Gehäusekappen. Außerdem besteht ein Interesse, so wenig verschiedene Optikkomponenten wie möglich im System zu haben, wodurch sich bei größeren Stückzahlen ein gewisser Mengenrabatt einstellt. Aus diesen Gründen kann auch für die Auskopplung die Linse „68-156“ der Firma „Edmund Optics“ verwendet werden, deren Daten bereits in Tabelle 5.5 angegeben wurden. Dadurch ändert sich der Durchmesser der Strahltaillie der konvergenten Welle zu:

$$D_{pd} \approx 2 \cdot 1.22 \frac{\lambda f}{D_k} = 2 \cdot 1.22 \frac{1.31 \mu m \cdot 4.6 \text{ mm}}{0.5 \text{ mm}} = 29.4 \mu m \quad (5.19)$$

Es kann also nicht die komplette Leistung der Welle auf die Photodiode übertragen werden.

5.5. Raytracing der Ein- und Auskoppeloptik

in Kapitel 5.4 wurde grundsätzlich untersucht, welche Linsen für die Einkopplung in und die Auskopplung aus der Glasfaser verwendet werden können. Die Berechnung legte jedoch dünne Linsen zugrunde. Die nun folgende Betrachtung mittels Raytracing wird mit den Zemax-Modellen der Linsen durchgeführt und bringt Aufschluss, ob die in dem vorangegangenen Kapitel getroffenen Designentscheidungen zu befriedigenden Resultaten mit realen Bauteilen führen. Hierbei findet das Programm „WinLens 3D Basic“ von „Qioptiq“ Verwendung.

5.5.1. Einkoppeloptik

Bild 5.8a zeigt den Strahlengang der Einkoppeloptik. Ganz links befindet sich die Laserdiode und die Strahlausbreitung wird nach rechts angenommen. Die Grenzfläche Nr. 2 entspricht der Vorderseite der TO-46 Kappe, letztlich also dem minimalen Abstand optischer Komponenten von der Laserdiode. Bei kollimiertem Strahl nach Linse 1 (also hinter Grenzfläche 4) entspricht der Abstand $\Delta z_{K,L1}$ zwischen TO-Kappe und Linse ca. $\Delta z_{K,L1} = 1.41 \text{ mm}$. Die zweite Linse (Grenzfläche

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

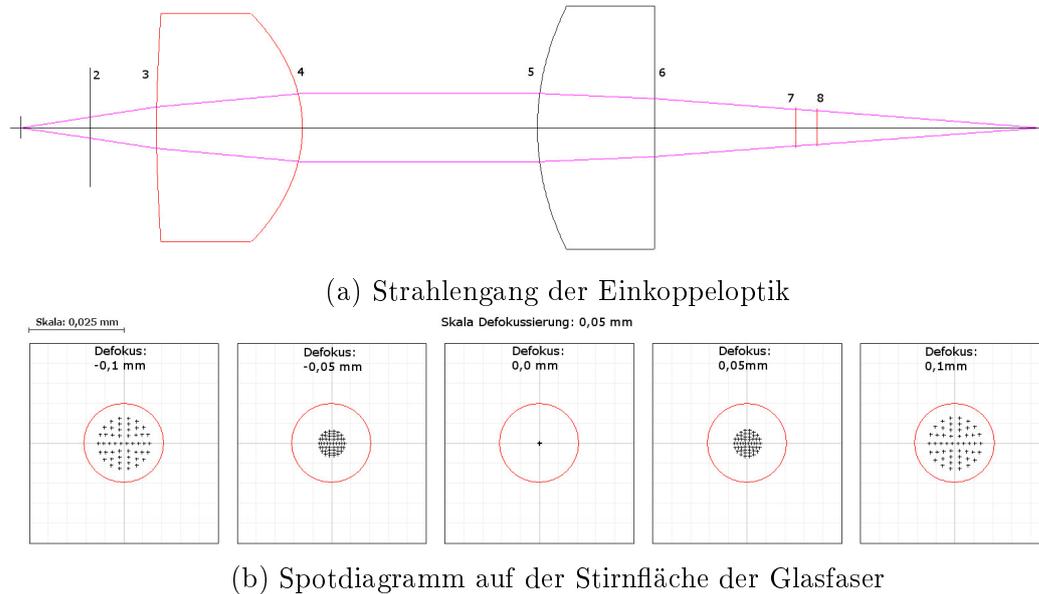


Abbildung 5.8.: Raytracing der Einkoppeloptik

5 und 6) fokussiert den Strahl auf die Stirnfläche der Faser. In diesem konvergierenden Strahl befindet sich der Isolator, welcher mit den Grenzflächen 7 und 8 dargestellt ist. Dieser ist im Strahlengang so positioniert, dass er die Randstrahlen gerade noch passieren lässt. Dies ist bei einem Abstand $\Delta z_{L2, Iso} > 3 \text{ mm}$ von der Grenzfläche 6 gegeben.

Die Simulation bringt für den Durchmesser des kollimierten Strahls D_k einen ähnlichen Wert wie die Berechnung mittels dünner Linsen. Der Durchmesser des Airy-Scheibchens wird mit $21.02 \mu\text{m}$ angegeben, was sich mit den Werten der vorherigen Berechnung deckt.

Ein Überblick über die mit realen Komponenten simulierten und zuvor mit idealen Komponenten errechneten Werte ist in Tabelle 5.7 gegeben.

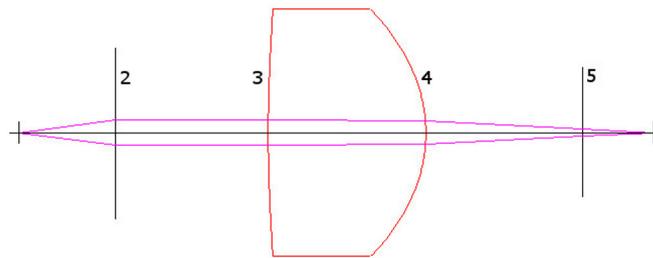
Bild 5.8 zeigt ein sogenanntes Spot-Diagramm. Dargestellt ist die x-y Ebene, also der Querschnitt des Strahlenbündels, bei verschiedenen Defokussierungen. Das Airy-Scheibchen ist als roter Kreis eingezeichnet. Dieses bezeichnet die maximale, durch Beugung begrenzte Auflösung. Wie zu erkennen ist, liegen die Durchtrittspunkte (schwarz) deutlich innerhalb des Airy-Scheibchens, was bedeutet, dass die Abbildung beugungsbegrenzt ist. Dies wird durch Verwendung von asphärischen Linsen erreicht, welche frei von sphärischer Abberation sind.

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

Parametername	Raytracing	Rechnung
Kollimierten Strahls:	$D_k = 1.47 \text{ mm}$	$D_k = 1.46 \text{ mm}$
Fleckradius:	$r_{min} = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$	$r_{min} = 10.51 \text{ }\mu\text{m}$
Rayleigh-Länge:		$z_0 = 264.8 \text{ }\mu\text{m}$
$\Delta z_{K,L1}$	1.41 mm	
$\Delta z_{L2,Iso}$	$> 3 \text{ mm}$	

Tabelle 5.7.: Raytracing der Einkoppeloptik.

5.5.2. Auskoppeloptik



(a) Strahlengang der Einkoppeloptik



(b) Spotdiagramm auf der Stirnfläche der Glasfaser

Abbildung 5.9.: Raytracing der Auskoppeloptik

Wie schon bei der Einkoppeloptik, soll auch die Auskoppeloptik mit realen Komponenten simuliert werden. Der zugehörige Strahlengang ist in Bild 5.9a dargestellt. Die Grenzfläche 2 entspricht hier der ausgangsseitigen Linsenfläche des Faserkollimators, und Fläche 5 markiert die TO-46 Kappe.

Parametername	Raytracing	Rechnung
Beamwaist der Abbildung:	$r_{min} = 15.2 \mu m$	$14.7 \mu m$
Rayleigh-Länge der Abbildung:		$518.5 \mu m$

Tabelle 5.8.: Raytracing der Auskoppeloptik

Die Strahldurchrechnung mittels Raytracing ergibt dann das Spotdiagramm in Bild 5.9. Der Durchmesser des Airy-Scheibchens, welcher in den Diagrammen als roter Kreis dargestellt ist, liegt bei $30.4 \mu m$ und damit im Bereich der vorangegangenen Berechnung mit einer dünner Linse. Auch hier zeigt sich die Abbildung mit der asphärischen Linse als praktisch abberationsfrei und beugungsbegrenzt.

5.6. Pegelplan

Um einen Aussage über die nötige Verstärkung im Empfangsteil zu treffen, ist eine Dämpfungsbetrachtung aller Einheiten der Übertragungsstrecke nötig. Hierbei ist die quadratische Abhängigkeit der Dämpfungselemente in der optischen Domäne zu beachten. Die genau Herleitung findet sich in Anhang A.2. Die nachfolgend aufgeführten Komponenten sind in den Pegelplan mit einzubeziehen. Sie werden in der Reihenfolge ihres Auftretens im System vom Eingang zum Ausgang aufgeführt. Da eine „worst case“ Abschätzung durchgeführt werden soll, werden die Maximalwerte für Dämpfung und die Minimalwerte für Verstärkung aufgeführt.

„Bias Tee“ auf der Senderseite $A_{Tee,in}$: Die Stromzuführung zur Laserdiode erfolgt über eine Hochpass/Tiefpass Kombination. Diese ist in einem sogenannten „Bias Tee“ enthalten. Aufgrund der unvermeidbaren parasitären Eigenschaften der darin enthaltenen Spulen und Kondensatoren, ergibt sich eine Einfügedämpfung, welche bei dem verwendeten Bauteil unterhalb von -1 dB liegt. $A_{Tee,in} = -1 \text{ dB}$

Wirkungsgrad des Senders \widetilde{A}_{las} : Der Laser besitzt laut Tabelle 5.1 einen Wirkungsgrad $\frac{dP}{dI}$ von ca. $0.25 \frac{mW}{mA}$. Daraus ergibt sich eine optische Signaldämpfung von $\widetilde{A}_{las} = 10 * \log_{10} \left(\frac{dP}{dI} \right) = -6 \text{ dB}$.

Einfügedämpfung des Isolators \widetilde{A}_{iso} : Der optische Isolator dämpft das Signal in Durchlassrichtung laut Tabelle 5.2 um -0.3 dB . Hierbei ist eine ideale Ausrichtung zum polarisationsvektor der Welle ebenso vorausgesetzt, wie eine vignettierungsfreie Positionierung.

Einkoppelwirkungsgrad der Glasfaser (Sendeseite) \widetilde{A}_{kS} : Die Kopplung der Laserleistung in die Glasfaser wurde in Kapitel 5.4.3 diskutiert. Hier wurde die maximal erreichbare Koppleffizienz mit Gleichung 5.17 zu $\eta_C = 0.69$ errechnet. Damit ergibt sich eine Dämpfung aufgrund des Einkoppelverlustes von:
 $\widetilde{A}_{kS} = 10 * \log_{10}(\eta_C) = -1.61 \text{ dB}$

Dämpfungsverluste der Glasfaser \widetilde{A}_F : Als Glasfaser wird eine Standard Singlemode Faser verwendet. Diese besitzt Dämpfungswerte von $\alpha \leq 0.35 \frac{\text{dB}}{\text{km}}$. Mit der Faserlänge $l = 400 \text{ m}$ ergibt sich dann eine zu erwartende Dämpfung von $\widetilde{A}_F \leq \alpha l = -0.35 \frac{\text{dB}}{\text{km}} 0.4 \text{ km} = -0.14 \text{ dB}$.

Einfügedämpfung durch Steckverbinder (Gesamte Strecke) \widetilde{A}_{Con} : Optische Steckverbinder dienen der besseren Wartung und des einfacheren Aufbaus. Als Nachteil muss genannt werden, dass diese eine Einfügedämpfung in die Strecke einbringen. Weiterhin entstehen bei unsauberen Verbindern Signalreflektionen, welche die Qualität der Übertragung beeinträchtigen können. Die Dämpfung des Verbinders ist abhängig von dessen Bauform, bewegt sich jedoch typischerweise in einem Bereich um -0.25 dB pro Verbinder. Für die Strecke können ca. 6 Verbinder eingerechnet werden, was dann zu einer Gesamtdämpfung von $\widetilde{A}_{Con} = -1.5 \text{ dB}$ führt.

Einfügedämpfung des polarisierenden Strahlteilers \widetilde{A}_{BS} : Laut Datenblatt besitzt der Strahlteiler eine Einfügedämpfung von maximal $\widetilde{A}_{BS} = -0.6 \text{ dB}$

Koppelverluste von Glasfaser auf Photodiode (Empfangsseite) \widetilde{A}_{kE} : Ebenso wie die Einkopplung der vom Laser emittierten Welle wird auch hier nicht die komplette Leistung der am Faserende austretenden Welle auf die aktive Zone der Photodiode fokussiert. Dieser Verlust wird in Gleichung 3.18 durch den Faktor η_{Ph} beschrieben. Dieser kann, auf praktischen Erfahrungswerten beruhend, auf $\eta_{Ph} \geq 0.7$ gesetzt werden. Damit ergibt sich die Signaldämpfung zu $\widetilde{A}_{kE} = 10 * \log_{10}(\eta_{Ph}) = -1.55 \text{ dB}$

Spektrale Empfindlichkeit der Photodiode $\widetilde{A}_{S,Ph}$: Die spektrale Empfindlichkeit $S(\lambda)$ der gewählten Photodiode liegt bei der Transmissionswellenlänge $\lambda = 1310 \text{ nm}$ laut Tabelle 5.4 im Bereich $\geq 0.9 \frac{\text{mA}}{\text{mW}}$. Daraus ergibt sich für die Dämpfung $\widetilde{A}_{S,Ph} = 10 * \log_{10}(S(\lambda)) = -0.46 \text{ dB}$

„Bias Tee“ auf der Empfangsseite $A_{tee,out}$: Ebenso wie auf der Senderseite findet auf der Empfangsseite das gleiche „Bias Tee“ Verwendung. Daher beträgt auch hier die Dämpfung $A_{Tee,out} = -1 \text{ dB}$.

Dämpfung im Arbeitspunkt des veränderbare Dämpfungsgliedes A_{VarAtt} : Das veränderbare Dämpfungsglied wird in einem vorher festgelegten Arbeitspunkt betrieben, der eine Aussteuerbarkeit zu beiden Seiten gewährleistet. Die Nominaldämpfung kann hier mit maximal $A_{VarAtt} = -5 \text{ dB}$ angenommen werden.

Einfügedämpfung des HF-Leistungsteilers A_{PS} : Der gewählte Leistungsteiler arbeitet auf resistiver Basis. Er fügt eine Signaldämpfung von $A_{PS} = -6 \text{ dB}$ in den Signalpfad ein.

Verstärkung durch HF-Verstärker A_{Amp} : Um die vorgenannten Verluste wieder auszugleichen, ist eine Verstärkung vor dem Ausgang des HF-Pfades nötig. Wie in Kapitel 5.3.2 beschrieben, besitzt der gewählte Verstärkerchip eine Verstärkung von ca. 12.5 dB Die genaue Anzahl der nötigen Verstärker wird nachfolgend ermittelt.

Nach der oben gegebenen Beschreibung der einzelnen Dämpfungsbeläge, kann die Gesamtdämpfung der Strecke errechnet werden. Die einzelnen Beträge brauchen, da sie im logarithmischen Maß vorliegen, nur noch aufsummiert werden. Die Summation erfolgt, wie im Anhang in Gleichung A.25 gezeigt, getrennt nach optischen und elektrischen Dämpfungsbelägen.

$$\widetilde{A} = \widetilde{A}_{las} + \widetilde{A}_{iso} + \widetilde{A}_{kS} + \widetilde{A}_F + \widetilde{A}_{Con} + \widetilde{A}_{BS} + \widetilde{A}_{kE} + \widetilde{A}_{S,Ph} \quad (5.20)$$

$$\widetilde{A} = (-6 - 0.3 - 1.61 - 0.14 - 1.5 - 0.6 - 1.55 - 0.46) \text{ dB} = -12.16 \text{ dB} \quad (5.21)$$

Die optische Dämpfung \tilde{A} entspricht, wie im Anhang A.2 dargelegt, einer elektrischen Dämpfung von -24.23 dB . Für die Berechnung der elektrischen Dämpfungsanteile wird die Strecke vorerst ohne Verstärkung angenommen, d.h. $N_{Amp} = 0$

$$A = A_{Tee,in} + A_{tee,out} + A_{VarAtt} + A_{PS} + N_{Amp} \cdot A_{Amp} \quad (5.22)$$

$$A = (-1 - 1 - 6 - 5) \text{ dB} = -13 \text{ dB} \quad (5.23)$$

Beide Dämpfungsbeläge zusammengerechnet ergeben dann eine Gesamtsignaldämpfung von $A_{Att} = -37.32 \text{ dB}$, welche mit den gewählten Verstärken ausgeglichen werden muss. Daraus folgt:

$$N_{Amp} = \frac{-A_{Att}}{A_{Amp}} = \frac{37.32 \text{ dB}}{12.5 \text{ dB}} = 2.99 \quad (5.24)$$

Mit drei Verstärkern würde die Strecke also eine Gesamtverstärkung von $\approx 0 \text{ dB}$ besitzen. Um noch Reserven zu haben, werden vorsorglich 4 Verstärker vorgesehen. Eine eventuell zu hohe Ausgangsleistung kann dann nach belieben durch Veränderung des Arbeitspunktes des Dämpfungsgliedes ausgeglichen werden.

Der sich aus den vorgenannten Parametern ergebende Pegelplan ist in Diagramm 5.10 gezeigt. Es wurde eine Eingangsleistung von $P_{in} = -20 \text{ dBm}$ zugrunde gelegt. Weiterhin wurden die vier vorgesehenen Verstärker ($A_{Amp1}..A_{Amp4}$) im Empfänger- teil nicht konzentriert an einer Stelle eingesetzt, was ,wie im Diagramm zu sehen ist, zur Folge hat, dass der Pegel nicht unter $\approx 46 \text{ dBm}$ fällt.

5.7. EMV-gerechtes Design der Steuerelektronik

Um die in Kapitel 2.2.1 erläuterten EMV-Anforderungen der Laserdioden Ansteuerplatine zu erfüllen, wurden diverse konstruktive Vorkehrungen getroffen. Da der Fokus dieser Arbeit jedoch auf der Signalübertragung liegt, werden diese hier nur kurz erwähnt, ohne zu sehr ins Detail zu gehen.

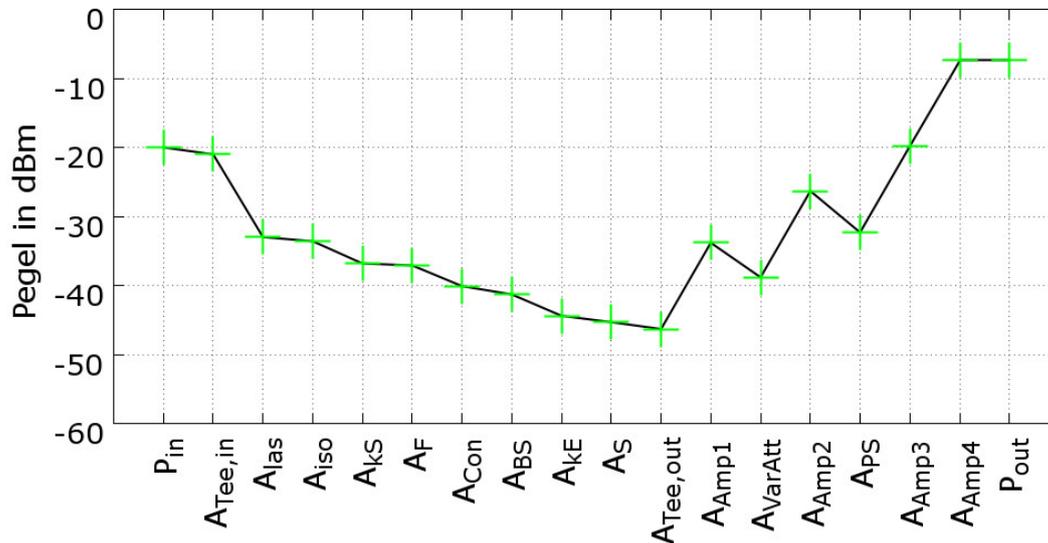


Abbildung 5.10.: Pegelplan der kompletten Übertragungsstrecke. Die angenommene Eingangsleistung beträgt -20 dBm

5.7.1. Lagenaufbau der Platine

Bei der Unterdrückung von Störstrahlung kommt dem Platinendesign eine besondere Bedeutung zu. Insbesondere die spannungsführenden Lagen müssen so eng beeinander liegen wie möglich. Wird ein Stromimpuls durch ein digitales Bauteil auf ein derart gestaltetes Spannungsversorgungssystem gegeben, so liegt die Impedanz dieses System so niedrig, dass dieser Strom aus den näheren Bereichen geliefert werden kann. Damit sind zum einen sehr steile Taktflanken möglich, und zum anderen wird verhindert, dass sich die Welle innerhalb des Systems ausbreitet.

Um die Abstrahlung über die Kanten der Platine zu verhindern, wurde eine Kantenmetallisierung rund um die Leiterplatte gelegt, welche an Top- und Bottomlayer mit Masse verbunden wird. Diese dient als Abschirmung vor Störstrahlung, welche sich ansonsten im Platinenmaterial ausbreiten und über den Rand abstrahlen könnte.

Neben der Kantenmetallisierung sind alle Bereiche, welche nicht zur Leitungsführung oder Bauteilplatzierung benötigt werden, vollflächig mit Masse versehen. Insbesondere in den Zuleitungen zu den Lasermodul-Steckverbindern wird darauf

verzichtet, Signalleitungen auf dem Top- oder Bottomlayer zu führen, um keine Störabstrahlung zu verursachen sobald eine Kommunikation mit den Lasermodulen stattfindet.

5.7.2. Bauteilanordnung und Gehäusedesign

Eine weiterer, entscheidender Einfluss geht von der Positionierung der Bauteile auf der Leiterplatte aus. Generell lassen sich diese in drei Gruppen einteilen:

1. Analoge Bauteile (z.B. Operationsverstärker)
2. Digitale Bauteile (z.B. Mikroprozessoren)
3. Mixed Signal Bauteile (z.B. Analog-Digital Wandler)

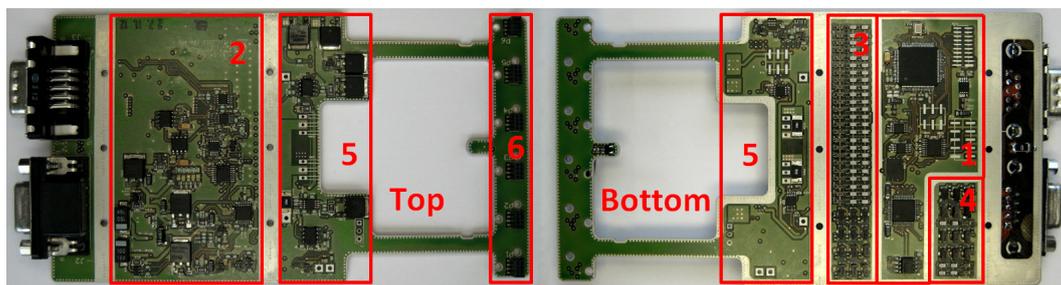


Abbildung 5.11.: Die Ansteuerkarte der Laserdioden

Anhand dieser Unterscheidung kann man auch Bereiche auf der Leiterplatte festlegen, in denen diese Bauteile getrennt voneinander positioniert werden. Bild 5.11 zeigt den Top- und Bottomlayer der Platine. Hervorgehoben sind die unterschiedlichen Bereiche. Die digitalen Bauelemente finden ausschließlich in Bereich 1 (auf dem Bottomlayer) platz, während die Mixed Signal Bauelemente im selben Bereich, jedoch auf dem Toplayer untergebracht sind (Bereich 2). Beide Bereiche werden anschließend durch das Gehäuse EMV dicht verschlossen (siehe Bild 5.12). Aus dem digitalen- und mixed Signal Bereich erfolgt die Kommunikation nach außen über die in den Bereichen 3 und 4 auf dem Bottomlayer angeordneten Filtergruppen. Diese dienen dazu, leitungsgebundene Störsignale zu unterdrücken. Um keine Einstrahlung von den digitalen Bauelementen zu erhalten, wurden die

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

Filtergruppen räumlich von diesen getrennt und ebenfalls EMV-dicht verschlossen. Die restlichen Bereiche der Platine sind analogen Signalen vorbehalten, wie z.B. die Ansteuerschaltung des zur Temperaturregelung genutzten Peltierelementes, der Lüfterregelung oder der Temperaturerfassung (Bereich 5). Die Verbinder zum Aufstecken der Laserdioden Module sind im Bereich 6 auf dem Toplayer angeordnet.

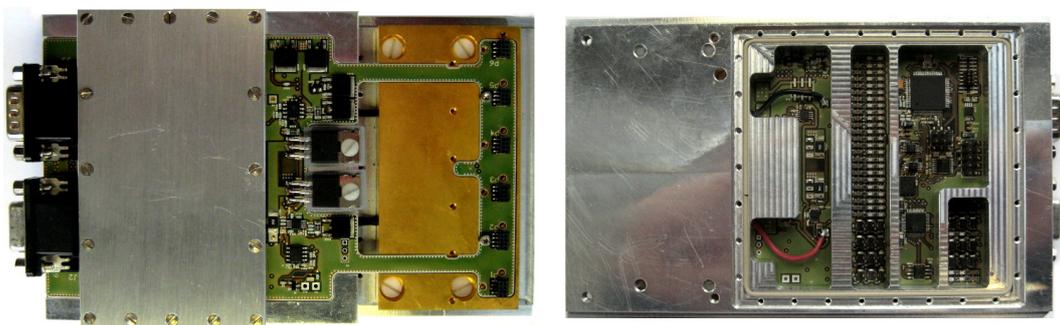


Abbildung 5.12.: Laserdiodenansteuerung in EMV dichtem Gehäuse

5.8. Der Aufbau der Lasermodule

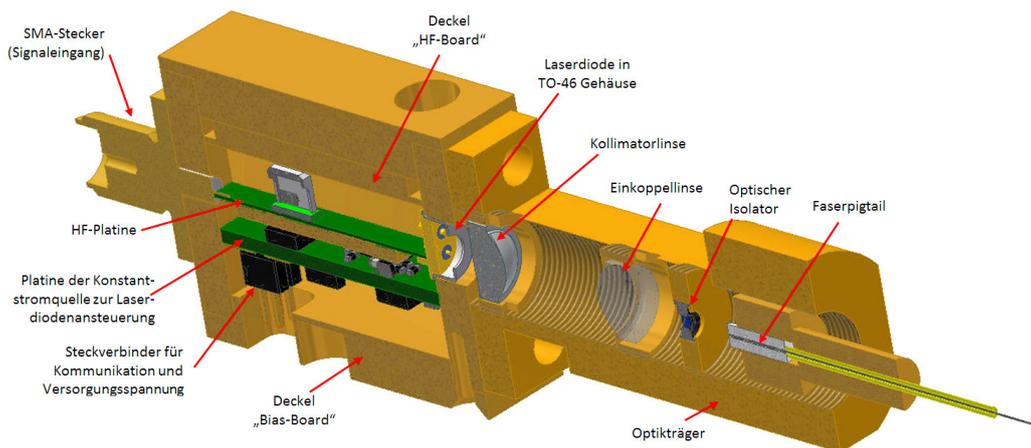


Abbildung 5.13.: Lasermodul in Schnittansicht

Bild 5.13 zeigt das Design der Laserdiodenmodule im Halbschnitt auf der optischen Achse. Wie zu erkennen ist, besteht der elektrische Teil des Moduls aus

zwei Platinen: der Ansteuerschaltung („Bias Board“) und dem Hochfrequenzteil („HF-Platine“). Dieser Aufbau hat den Vorteil, dass relativ wenig Fläche benötigt wird um alle erforderlichen Bauteile unterzubringen. Außerdem kann das Design der Platinen selber stark vereinfacht werden. Das Modul ist so aufgebaut, dass die Laserdiode fest mit dem Gehäuse verklebt ist, und die Optik in zwei Schritten relativ zu dieser ausgerichtet werden kann. Das Gehäuse selber wird aus Messing gefertigt. Dies gewährleistet eine gleichmäßige Temperaturverteilung, sowie eine gute HF-Verbindung zu SMA-Stecker und Laserdiode.

5.9. Der Aufbau der Empfängerseite

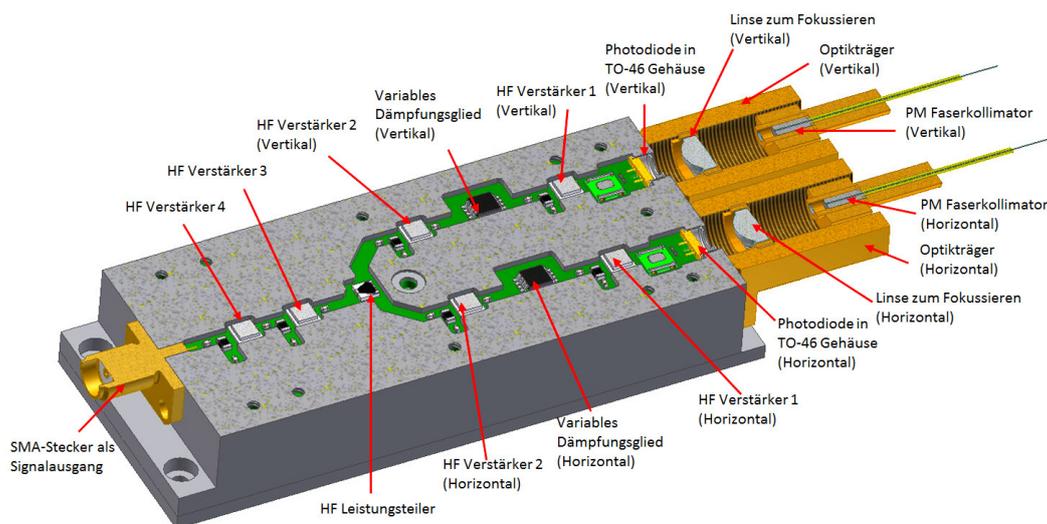


Abbildung 5.14.: Empfängermodul in Schnittansicht

In Bild 5.14 ist das Empfangsmodul in horizontalem Schnitt dargestellt. Die Platine, in grün dargestellt, wird von unten in das Gehäuse eingebaut. Gut zu erkennen ist die Signalführung und der symmetrische Aufbau der beiden Signalzweige, welche bei dem Leistungsteiler zusammenlaufen. Ebenso wie bei den Laserdioden, sind auch die beiden Photodioden fest mit der Platine und dem Gehäuse verklebt. Die Justage der Optik kann dann durch Verschieben des Optikträgers mit samt Linse und Kollimator erfolgen.

5.10. Auflistung der Kosten

Wie bereits mehrfach erwähnt, spielt der Preis der Komponenten eine entscheidende Rolle. In Tabelle 5.9 wird deshalb eine Übersicht über die Kosten der Hauptkomponenten gegeben. Auf die Auflistung der zur Ansteuerung verwendeten Komponenten soll an dieser Stelle verzichtet werden. Insgesamt bewegen sich die errechneten Kosten in der Größenordnung von ≈ 1200 € pro Übertragungsstrecke. Das Polarisationsmanagement hat hieran einen Kostenanteil von ca. 50%. Im Vergleich zu kommerziell verfügbaren Strecken, wird hier eine deutliche Kostenreduktion erreicht.

Menge	Bauteil	E-Preis	G-Preis
1	5GBit VCSEL 1310nm	75,00 €	75,00 €
3	Bias tee TCBT-14+	5,87 €	17,61 €
2	SMA Connector	6,07 €	12,14 €
2	2 Kanal 16 Bit DAC	6,02 €	12,04 €
1	5V Voltage Reference	6,20 €	6,20 €
2	HMC346MS8GE	4,05 €	8,10 €
1	Resistive power splitter	2,09 €	2,09 €
2	Cosemi Photodiode	38,70 €	77,40 €
6	NBB 312 Broadband MMIC Amplifier	5,03 €	30,18 €
3	OPA2188	1,64 €	4,92 €
2	THS4032CD	7,04 €	14,08 €
3	Schott TO-Plus TO46 mit Fensterkappe	35,00 €	105,00 €
1	Linse PCX 9.6mm FL, NA 0.27	47,50 €	47,50 €
3	Linse PCX 4.6mmFL, NA 5.3	33,25 €	99,75 €
1	Free Space Isolator	10,50 €	10,50 €
1	Platine AFTx RFPiggyback	2,58 €	2,58 €
1	Platine AFTx TxBiasBoard	2,53 €	2,53 €
1	Platine AFTx Controllerboard	74,00 €	74,00 €
1	Pigtailed Ferrule	15,66 €	15,66 €
5	Furcation Tubing	1,66 €	8,30 €
3	Strain Relief Boot	0,37 €	1,10 €
2	PM Fiber Collimator	112,00 €	224,00 €
1	Polarizing Beam Splitter	248,00 €	248,00 €
1	Platine AFRx RFBoard	70,00 €	70,00 €
1	Platine AFRx Controllerboard	74,00 €	74,00 €

Tabelle 5.9.: Kostenauflistung der Hauptkomponenten des faseroptischen Übertragungssystems

5.11. Aufbau zum Einkoppeln der Laserleistung

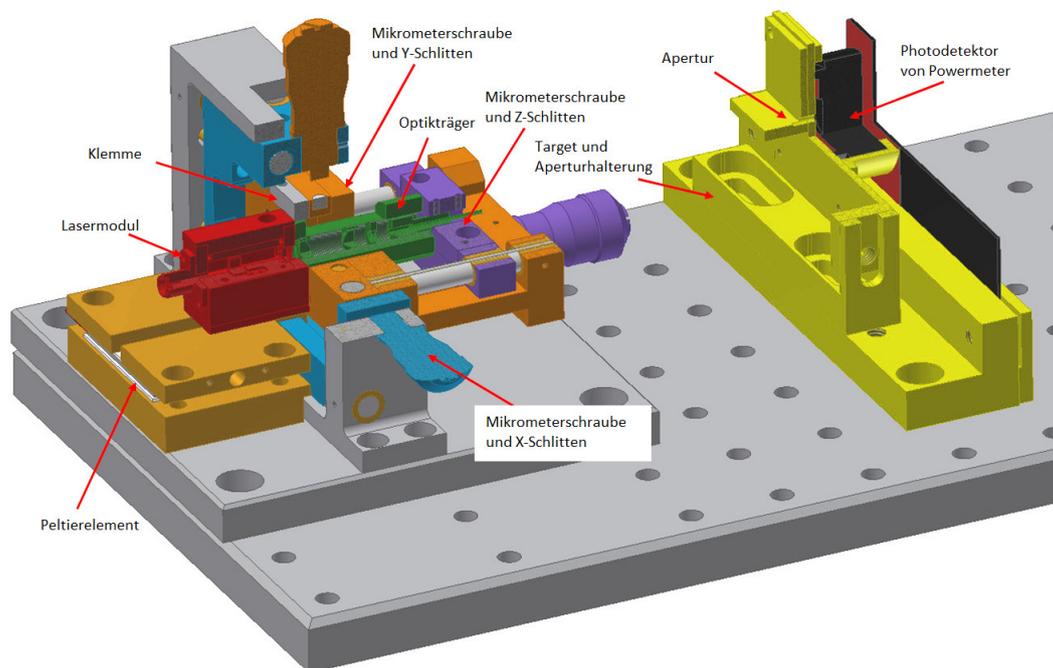


Abbildung 5.15.: Dargestellt ist die Vorrichtung zum Einkoppeln des Laserstrahls in die Glasfaser. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde ein drei-viertel Schnitt entlang der optischen Achse gewählt. Um die einzelnen Baugruppen besser unterscheiden zu können, sind diese entsprechend eingefärbt. Die genaue Beschreibung der einzelnen Gruppen wird im Text gegeben.

Um die von den Lasermodulen bereitgestellte Lichtleistung in die Glasfaser einzukoppeln, ist eine genaue Positionierung des Optikträgers mit den darin enthaltenen optischen Komponenten nötig. Dazu wird der Aufbau in Bild 5.15 genutzt. Zur besseren Unterscheidung wurden die einzelnen Funktionsbaugruppen unterschiedlich eingefärbt, und außerdem ein drei-viertel Schnitt durch die optische Achse gelegt. Die Justage wird mit bestromtem Laser durchgeführt. Dazu wird das Lasermodul

(rot) fest auf den Messinghalterungen, welche ein Peltierelement beinhalten, verschraubt. Der Optiktäger (grün) wird von der Klemme (grau) festgeklemmt und beinhaltet in diesem ersten Arbeitsschritt nur die Kollimatorlinse. Da der Laser in Betrieb ist, kann durch Veränderung der z-Position der Linse die Kollimation eingestellt werden. Durch Veränderung der x- und y-Position des Optikträgers mittels der entsprechenden Schlitten/Mikrometerschrauben (x-Achse: blau, y-Achse: orange) kann der kollimierte Strahl nun so ausgerichtet werden, dass er parallel zum optischen Tisch verläuft. Zur genauen Justage dessen dient die Apertur samt Halterung (gelb). Diese kann unmittelbar vor den Optikträger geschraubt, als auch in eine entferntere Position versetzt werden. Ist der Kippwinkel des kollimierten Strahls ≈ 0 , so wird der Photodetektor hinter der Apertur in beiden Fällen nahezu die selbe Leistung detektieren. Wenn der Optikträger nun in dieser Art ausgerichtet ist, kann er mittels Schrauben an dem Lasermodul fixiert werden. Nun wird die Klemme entfernt. Dadurch kann sich der x-, y- und z-Schlitten wieder unabhängig von dem fixierten Optikträger bewegen.

Im zweiten Schritt wird nun die zweite Linse in den Strahlengang eingebracht, welche den Strahl auf das Faserende fokussiert. Wie in Bild 5.6 dargestellt, kann anschließend der Isolator eingesetzt und auf maximale Transmission ausgerichtet werden. Ist dies geschehen, wird das Faserpigtail samt Halterung am z-Schlitten (violett) festgeklemmt. Da dieser in allen drei Achsen frei beweglich ist, kann die Faser nun ideal positioniert werden. Sofern dies geschehen ist, erfolgt die Fixierung mittels Zweikomponentenharz. Nach dem Aushärten kann das Lasermodul samt Optikträger und Glasfaser aus der Halterung entfernt werden.

5.12. Aufbau zum Auskoppeln auf die Photodiode

Der Aufbau zum Auskoppeln der fasergeführten Lichtwelle auf die Photodioden ist in Bild 5.16 dargestellt. Da hier bereits ein fasergebundener Kollimator verwendet wird, fällt die Justage entsprechend einfacher aus.

Das Gehäuse mit der darin befindlichen Platine (orange) ist fest mit der Messingplatte und der optischen Bank verschraubt. Mit Hilfe der Positionierschlitten und der zugehörigen Mikrometerschrauben kann die Justagehalterung (blau) in allen

5. Entwurf eines polarisationsinsensitiven Systems

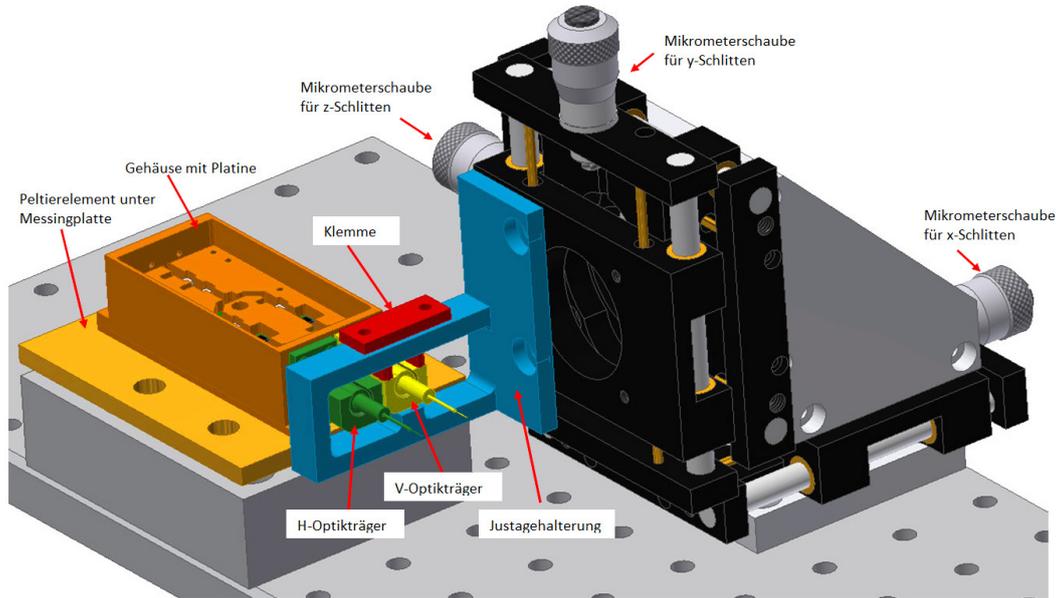


Abbildung 5.16.: Dargestellt ist die Vorrichtung zum Auskoppeln des in der Glasfaser geführten Laserstrahls auf die Photodioden. Um die einzelnen Baugruppen besser unterscheiden zu können, sind diese entsprechend eingefärbt. Die genaue Beschreibung der einzelnen Gruppen wird im Text gegeben.

drei Raumrichtungen positioniert werden. Die darin befindliche Klemme (rot) hält den auszurichtenden Optikträger (im Bild ist dies der V-Optikträger, gelb). Im Optikträger befinden sich bereits Linse und Faserkollimator.

Die z-Achse muss in einem zweistufigen Prozess ausgerichtet werden. Zuerst wird die Brennweite der Linse in der Art bestimmt, dass die Linse ans Ende des Optikträgers gesetzt wird - also deutlich zu nahe an die Photodiode. Nun wird die Justage der x-, y- und z-Achse so vorgenommen, dass der Einkoppelwirkungsgrad maximal wird. Der sich dann ergebende Abstand zwischen Optikträger und Gehäuse kann mit Hilfe der Mikrometerschrauben bestimmt werden. Damit ist nun bekannt, wie weit die Linse zurückversetzt werden muss, damit der Fokus bei erneuter Justage auf der Ebene der Photodiode zum Liegen kommt.

Nach erneuter Justage sollte dann der Optikträger am Gehäuse anliegen und kann dann prinzipiell mit Hilfe des Zweikomponentenharz fixiert werden.

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

Dieses Kapitel zeigt die Messergebnisse, die mit dem vorher beschriebenen System erzielt wurden. Da das veränderbare Dämpfungsglied als das kritischste Bauteil in der Signalkette anzusehen ist, wurde von diesem eine Testplatine erstellt, die im Vorhinein vermessen wurde.

Nachdem diese Messergebnisse diskutiert wurden, wird auf die Eigenschaften des Lasermoduls eingegangen. Hierbei werden sowohl die optischen, als auch die elektrischen (bzw. die Hochfrequenz-) Eigenschaften erläutert.

Hernach werden die Messungen gezeigt, welche sich auf das Gesamtsystem beziehen. Dazu gehört auch der Nachweis der Polarisationsinsensitivität des Systems. Den Abschluss bildet eine Ermittlung zur Störstrahlemission des fertigen Sendermoduls.

6.1. Vergleich der Dämpfungsglieder

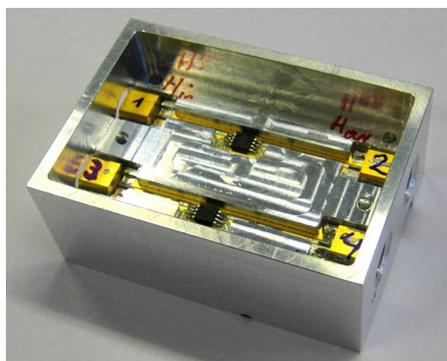


Abbildung 6.1.: Testgehäuse zum Vermessen des Dämpfungsgliedes

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

Bei den Dämpfungsgliedern sind neben der Bandbreite vorallem der Gleichlauf von Phase- und Amplitudengang von Interesse. Um dieses kritische Bauteil genau zu vermessen, wurde ein Testmodul aufgebaut, welches zwei Dämpfungsglieder aufnimmt. Dieses ist in Bild 6.1 zu sehen.

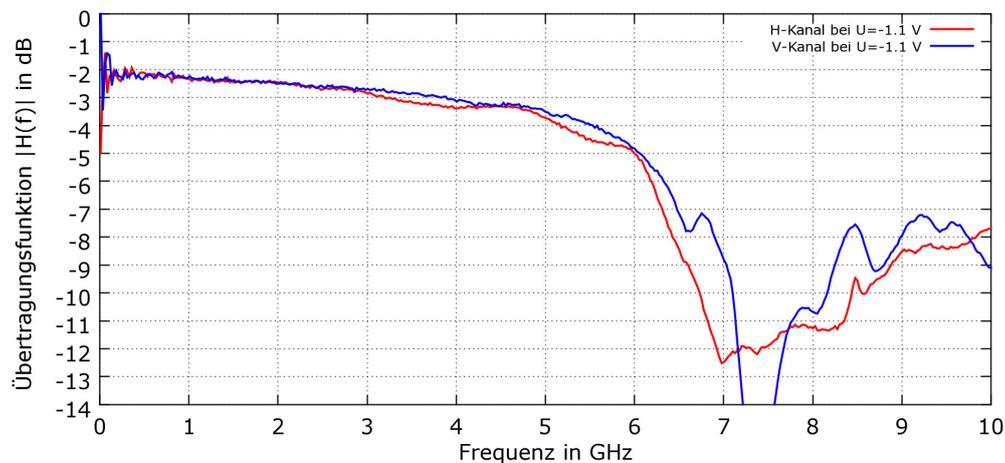


Abbildung 6.2.: Übertragungsfunktion des vermessenen Dämpfungsgliedes HMC346MS8G. Dargestellt ist der horizontle (rot) und der vertikale Kanal (blau).

Die ausgemessene Übertragungsfunktion ist in Bild 6.2 dargestellt. Beide ICs besitzen im Testaufbau eine Bandbreite von ca. 6 GHz. Weiterhin ist eine kleine Abweichung beider Kurven voneinander auch bei niedrigeren Frequenzen zu erkennen.

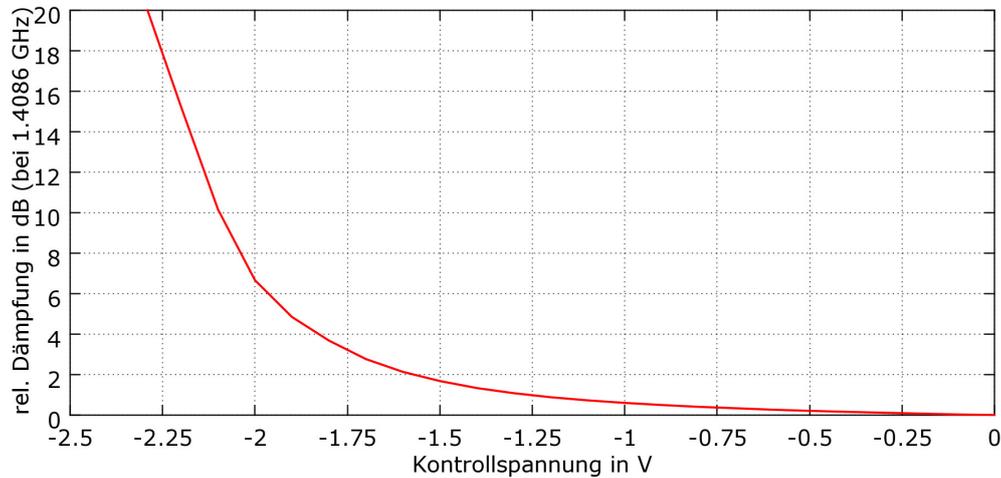


Abbildung 6.3.: Spannungsabhängige Dämpfung

Da die Ansteuerung der Dämpfungsglieder mit Hilfe eines mikroprozessergesteuerten DAC geschieht, ist ein Ausmessen der Spannungs-Dämpfungskennlinie nützlich. Durch spätere Approximation der Kurve kann dann leicht eine Steuerspannung aus einer gewünschten Dämpfung errechnet werden. Die vermessene Kurve ist in Bild 6.3 gezeigt. Wie zu erkennen ist, verläuft diese hochgradig nichtlinear. Die Transmissionskurve aus Bild 6.2 wurde bei einer Dämpfungseinstellung von -1.1 V aufgenommen. Mit Kenntnis des Dämpfungsverlaufs erscheint dies logisch. Die damit erhaltene Dämpfung von 0.7 dB reicht aus um Variationen des spektralen Wirkungsgrades der Photodiode und des Einkoppelwirkungsgrades von bis zu 17 % zu korrigieren. Außerdem befindet sich das Dämpfungsglied hier noch im flachen Bereich - es sind also relativ große Spannungen nötig, um kleine Dämpfungsänderungen zu erreichen. Daraus folgt zwangsläufig, dass die Dämpfung in feineren Schritten eingestellt werden kann als im hinteren, steileren, Teil der Kennlinie.

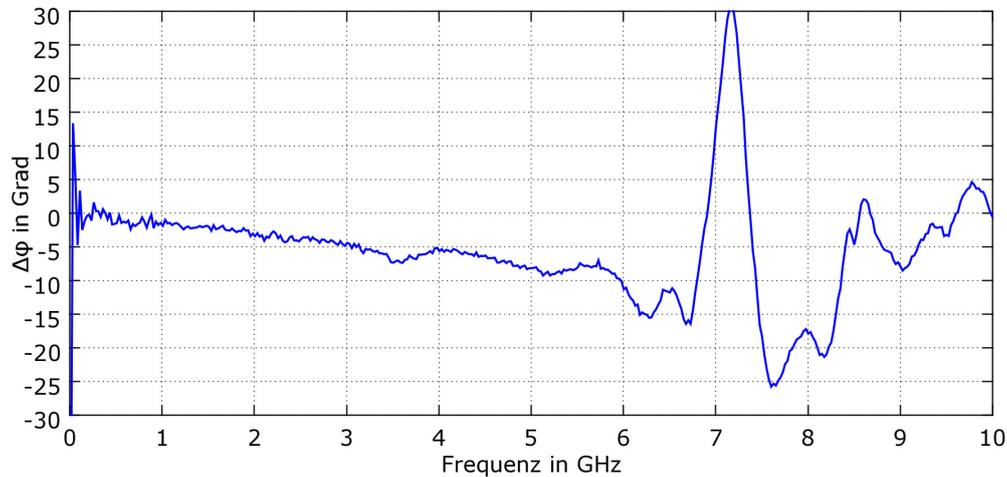


Abbildung 6.4.: Phasendifferenz der beiden Kanäle des Dämpfungsgliedes bei einer eingestellten Dämpfung von $-1.1 V = -0.7 dB$

Neben dem Amplitudengang ist aus den in Kapitel 5.1.2.2 beschriebenen Gründen auch eine geringe Phasendifferenz zwischen beiden Dämpfungsgliedern nötig. Diese ist in Bild 6.4 dargestellt. Es zeigt den absoluten Phasenunterschied zwischen den beiden Kanälen im Arbeitspunkt ($U = -1.1 V$). In guter Näherung zeigt die Kurve einen linearen Abfall zu höheren Frequenzen hin, was als Längendifferenz gedeutet werden kann. Die hohen Ausschläge oberhalb von $6 GHz$ erklären sich durch die obere Grenzfrequenz der Dämpfungsglieder.

Generell kann festgehalten werden, dass der Baustein HMC346MS8G gute Eigenschaften besitzt und die Phasendifferenz von ca. 10° bei $6 GHz$ kein Problem für den gewünschten Anwendungsfall darstellt. Die geringe Bandbreite und vor allem der Ungleichlauf der Übertragungsfunktion stellt jedoch ein Problem dar, was sich auch im weiteren Verlauf zeigen wird.

6.2. Vergleich TO-46 Plus mit Standard TO-46 Gehäuse

Wie bereits in vorangegangenen Kapiteln erwähnt, ist die Laserdiode in verschiedenen Bauformen erhältlich. Hier soll nun die Performance (genauer: die Hoch-

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

frequenzanpassung) des TO-46 Plus Gehäuses der Firma Schott mit dem original TO-46 Gehäuse, in welchem die Laserdiode auch erhältlich ist, verglichen werden. Insbesondere aufgrund des deutlich höheren Arbeitsaufwandes bei der Verwendung der TO-46 Plus Gehäuse ist eine genaue Überprüfung nötig. Als Indikator hierfür soll die Anpassung der Laserdiode an die Systemimpedanz von 50Ω dienen. Verglichen wird dann zwischen dem eingeklebten Laserdiodenchip im TO-46 Plus und dem direkt im TO-46 gelieferten Laser, der jedoch den selben Chip enthält. Der Unterschied liegt also nur im Gehäuse.

Um einen besseren Überblick über die HF-Anpassung der Dioden zu gewinnen, wird in Diagramm 6.5 die Rückflussdämpfung bei Laserströmen von 3 mA , 5 mA , 7 mA und 9 mA aufgetragen.

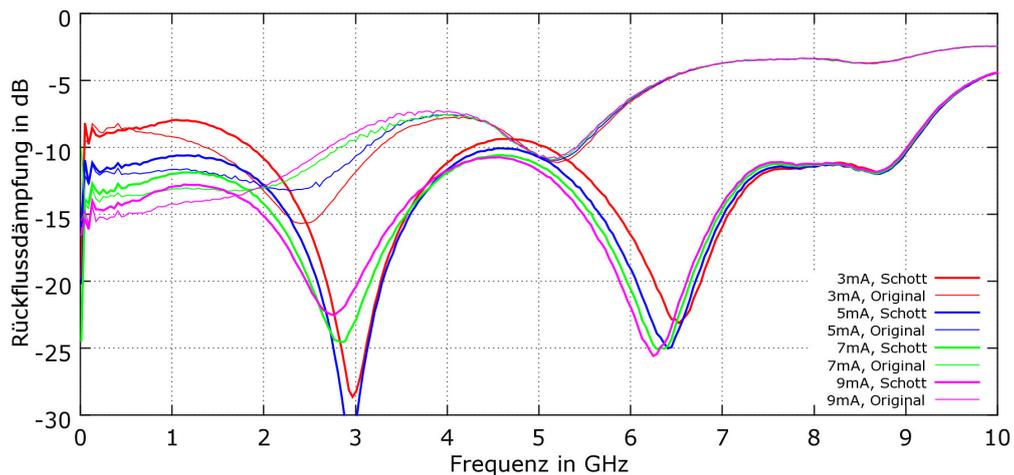


Abbildung 6.5.: Vergleich der HF-Anpassung zwischen dem vom Hersteller gelieferten TO-46 Gehäuse und dem TO-46 Plus Gehäuse der Firma Schott.

Es ist eindeutig zu erkennen, dass die Anpassung bei den Standardgehäusen deutlich früher als das Ersatzprodukt von Schott nachlässt. Legt man eine Grenze von -10 dB an, so liegt die Grenze bei den Originalgehäusen im besten Fall bei ca. 3.1 GHz , wohingegen diese Frequenz bei den TO-46 Plus bei 9 GHz liegt.

6.3. Koppelwirkungsgrad und Stabilität der optischen Ausgangsleistung der Laserdiode

Die Einkopplung der Laserdiode erfolgte mit dem in Bild 5.11 dargestellten Aufbau. Die reine Laserdiode ohne Optiken erzeugt eine Lichtleistung von 1.590 mW bei einem Laserstrom von $I_{\text{Laser}} = 9 \text{ mA}$. Nach Linsen und Isolator kann eine Lichtleistung von 1.421 mW gemessen werden. Dies entspricht einer optischen Dämpfung von 0.49 dB , was der Größenordnung der theoretischen Dämpfung des Isolators liegt. Die anschließend in die Faser eingekoppelte Lichtleistung beträgt ca. $880 \text{ }\mu\text{W}$. Daraus ergibt sich eine Koppel-effizienz von $\eta_k = \frac{0.88 \text{ mW}}{1.421 \text{ mW}} = 0.62$. Da die berechnete Maximaleffizienz bei ca. 69% liegt, kann gesagt werden, dass die Ankopplung der Glasfaser an die Diode relativ gut realisiert wurde. Das fertig gepigtailte und funktionsfähige Lasermodul ist in Bild 6.6 gezeigt.

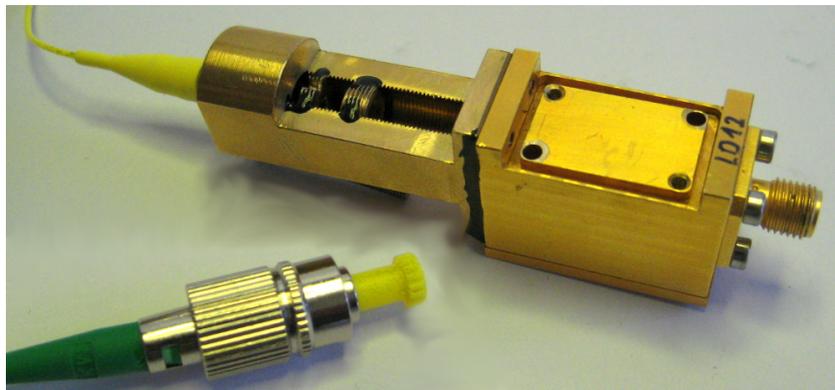


Abbildung 6.6.: Fertiges Lasermodul

Um die Qualität der Ansteuerung der Laserdioden zu beurteilen und gleichzeitig die Modenstabilität der Laserdiode zu überprüfen, bietet es sich an, die Ausgangsleistung des Lasers zu messen. Hierbei würden sich im Falle von Modensprüngen ebenfalls Sprünge in der optischen Leistung zeigen. Ebenso wären eine Instabilität der Ansteuerung durch die Proportionalität von Strom und Leistung im überwachten Signal zu erkennen. Wichtig ist in diesem Zusammenhang, dass die Messung in einer temperaturstabilen Umgebung durchgeführt wird, damit sich der Schwellstrom des Lasers und damit der Arbeitspunkt nicht ändert (siehe Gleichung 3.1).

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

Bild 6.7 zeigt die aufgenommene Kurve. Es sind keine diskreten Sprünge zu erkennen, welche auf Modhopping hindeuten würden. Generell kann gesagt werden, dass die Kurve den erwarteten Verlauf besitzt.

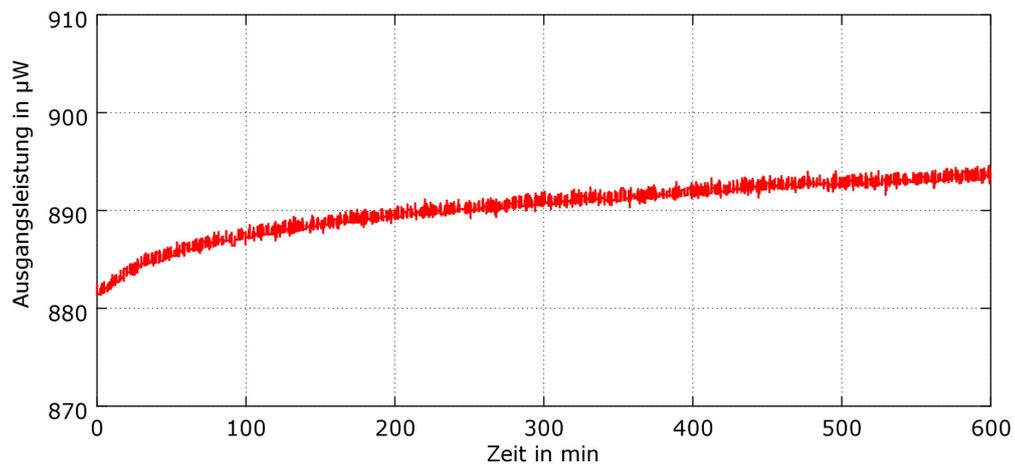


Abbildung 6.7.: Optische Ausgangsleistung des Lasers. Es sind keine Sprünge oder sonstigen Instabilitäten erkennbar.

6.4. Strom-Leistungskennlinie des Lasers

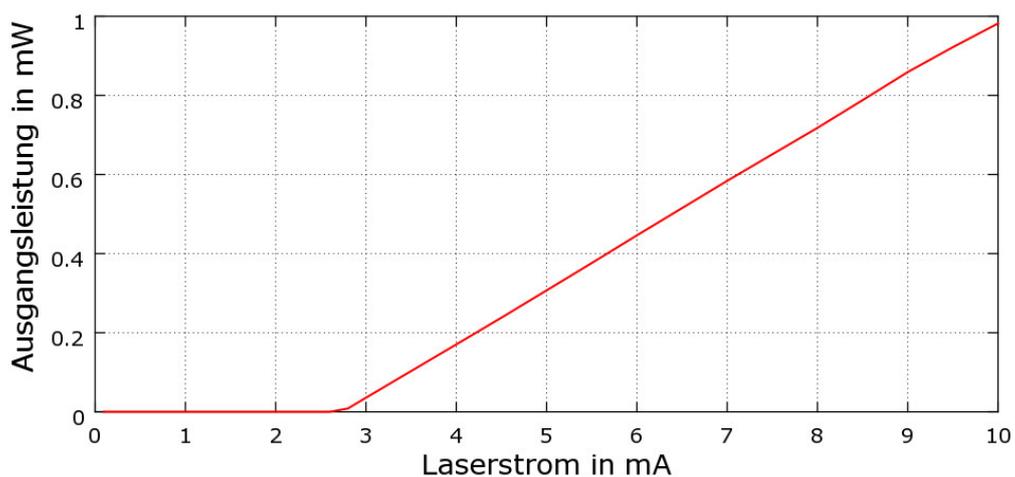


Abbildung 6.8.: Strom-Leistungskennlinie des Lasers

Bild 6.8 zeigt die Strom-Leistungskennlinie des eingekoppelten Lasers. Dargestellt ist die gemessene Leistung in der Glasfaser, d.h. hinter dem optischen Isolator und hinter der Einkoppeloptik. Die Kennlinie zeigt den erwarteten linearen Verlauf bei Strömen oberhalb der Laserschwelle. Weiterhin ist kein Übergang der Polarisationsmoden zu erkennen, wie er bei VCSEL prinzipiell auftreten kann. Dieser würde sich als Einbruch der Leistung bzw. als starker, nichtlinearer Anstieg der Leistung im Verlauf der Kennlinie zeigen, da sich die Polarisation des Lasers dann um $\frac{\pi}{2}$ drehen würde, und der optische Isolator von minimale auf maximale Transmissionsdämpfung (oder umgekehrt) wechseln würde. Eine direkte Folge hieraus ist, dass der Arbeitspunkt des Lasers beliebig gewählt werden kann.

Weiterhin zeigt sich bis zum Maximalbetriebsstrom des Lasers keine Abflachung der Kennlinie. Daraus läßt sich entnehmen, dass auch ein Arbeitspunkt im oberen Teil der Kennlinie im linearen Bereich des Lasers liegt. Hierauf wird im folgenden Kapitel näher eingegangen.

6.5. Kompressionspunkt des Lasers

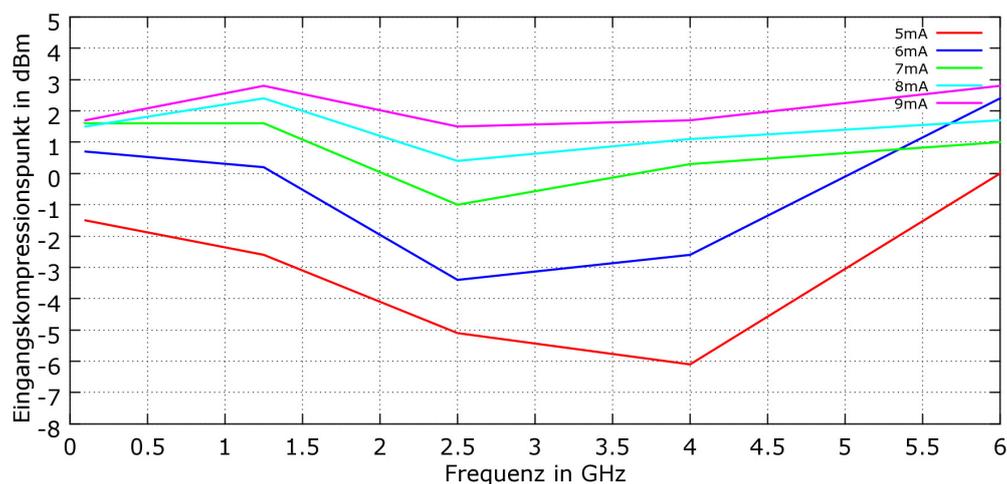


Abbildung 6.9.: Kompressionspunkt des Lasers bei verschiedenen Frequenzen und Laserströmen

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

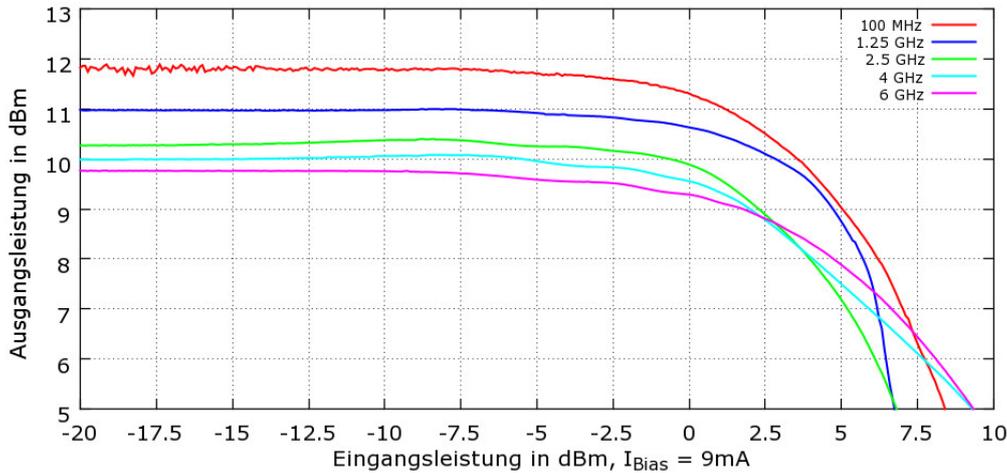


Abbildung 6.10.: Kompressionspunkt des Lasers bei $I_{Bias} = 9 \text{ mA}$

Bei dem beschriebenen Übertragungssystem soll das Signal per Amplitudenmodulation übertragen werden. Um keine unerwünschten Mischprodukte zu erzeugen, ist eine hohe Linearität der Ausgangsleistung von der Eingangsleistung nötig. Wird die Eingangsleistung jedoch zu groß, wird der Laser in die Kompression laufen. Dies muss unter allen Umständen vermieden werden. Daher ist die Kenntnis des Eingangskompressionspunktes von entscheidendem Interesse.

Bild 6.9 zeigt den Kompressionspunkt für verschiedene diskrete Frequenzen (0.1 GHz, 1.25 GHz, 2.5 GHz, 4 GHz, 6 GHz). Da dieser jedoch auch entscheidend vom Arbeitspunkt des Lasers abhängt, ist der Laserstrom als Parameter für die Kurvenschar gewählt. Es zeigt sich, dass der Kompressionspunkt zu hohen Strömen hin weiter ansteigt, und bei $I_{Laser} = 9 \text{ mA}$ über alle Frequenzen den höchsten Wert besitzt.

Um eine genaue Vorstellung von der Linearität des Laser und damit der Übertragungsstrecke zu erhalten, ist in Bild 6.10 die Verstärkung der Übertragungsstrecke in Abhängigkeit der Eingangsleistung aufgetragen. Die Messung wurde aus vorgenannten Gründen mit einem Laserstrom von 9 mA durchgeführt. Der Parameter, der die Kurvenschar beschreibt, ist die Signalfrequenz bei der die Signaleingangsleistung variiert wird.

Der Kompressionspunkt liegt bei den beschriebenen Parametern und dem gewählten Laserstrom kontinuierlich über 1.7 dBm, wodurch mehr als 20 dB Reserve

zwischen der spezifizierten Eingangsleistung von -20 dBm und dem Kompressionspunkt liegen.

6.6. Einfluss von Längendifferenzen auf die Transmissionsdämpfung

Wie in Kapitel 5.1.2.2 beschrieben, ist eine phasenrichtige Zusammenführung der beiden Signalkomponenten H und V nötig. Bei dem erstmaligen Aufbau des Systems fügte jedoch eine Längendifferenz von ca. 17 mm der Faserkollimatoren einen Phasenfehler ein. Die daraus resultierende Transmissionskurve ist in Bild 6.11 dargestellt.

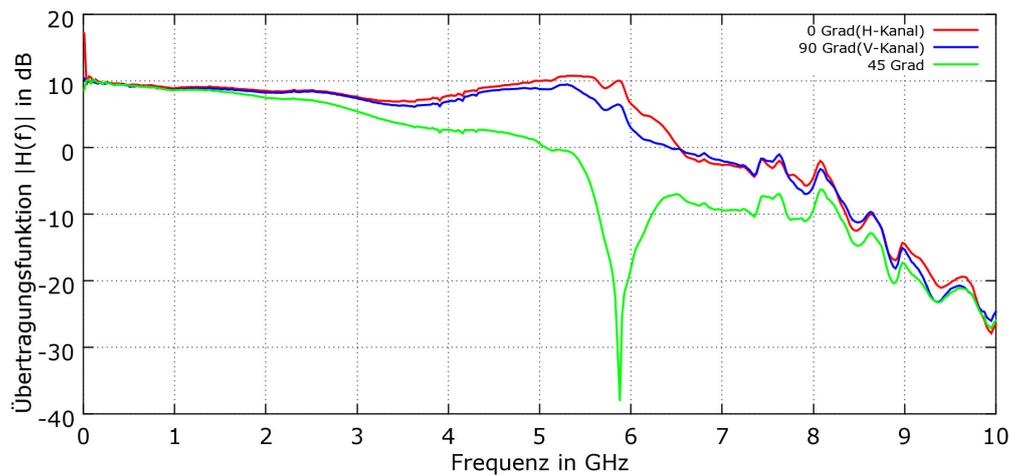


Abbildung 6.11.: Übertragungsfunktion der Strecke, mit einem Phasenfehler von 180° bei 5.879 GHz .

Man sieht ein eindeutiges Dämpfungsmaximum bei $f_n = 5.879 \text{ GHz}$ wie es für Notch-Filter üblich ist. Da die Phasendifferenz zum größten Teil von der Faser verursacht wurde, kann zur Berechnung der Wellenlänge dieser Frequenz die Brechzahl des Kernmaterials der Glasfaser genutzt werden, welche typischerweise bei $n_k = 1.463$ liegt. Zu Beachten ist hierbei, dass die Frequenz f_n nur einer Phasenverschiebung von π entspricht. Daher muss die Berechnung der Wellenlänge

mit der doppelten Frequenz erfolgen. Daraus ergibt sich dann für die Wellenlänge innerhalb der Glasfaser:

$$n_k = \sqrt{\epsilon_r} \quad (6.1)$$

$$\lambda = \frac{c_0}{2f_n \sqrt{\epsilon_r}} = \frac{c_0}{2f_n n_k} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{2 \cdot 5.879 \text{ GHz} \cdot 1.463} = 34.9 \text{ mm} \quad (6.2)$$

Dieser Wert entspricht relativ genau der doppelten gemessenen Längendifferenz der Fasern. Eine Längendifferenz sollte also nach Möglichkeit durch exakt gleich lange Fasern vermieden werden. Ist dies aus fertigungstechnischen Gründen nicht machbar, so besteht die Möglichkeit dies beim Auskopplen auszugleichen, da der Strahl die Glasfaser ja kollimiert verlässt.

6.7. Streuparameter des Gesamtsystems

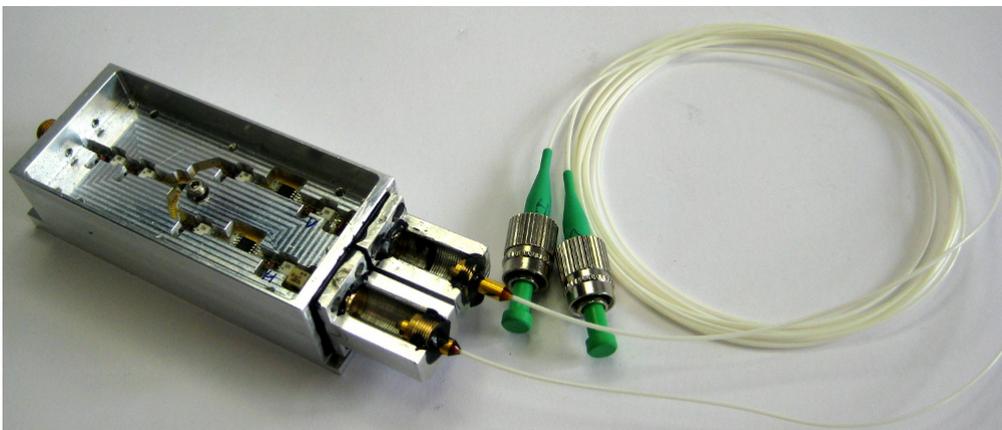


Abbildung 6.12.: Der fertig aufgebaute Empfangsteil der Übertragungsstrecke. Der Aufbau entspricht dem aus Bild 5.14, sodass hier alle Komponenten eindeutig anhand der dort gegebenen Beschreibung von Bild 5.14 indentifiziert werden können.

Die nachfolgend aufgezeigten Messergebnisse wurden mit dem im Bild 6.12 gezeigten Empfangssystem gewonnen. Da in Kapitel 6.2 bereits auf die Rückflussdämpfung des Senders eingegangen wurde, soll diese hier entfallen. Neben dieser ist jedoch auch die HF-Anpassung des Empfangsteils von großem Interesse. Diese ist in Bild 6.13 dargestellt.

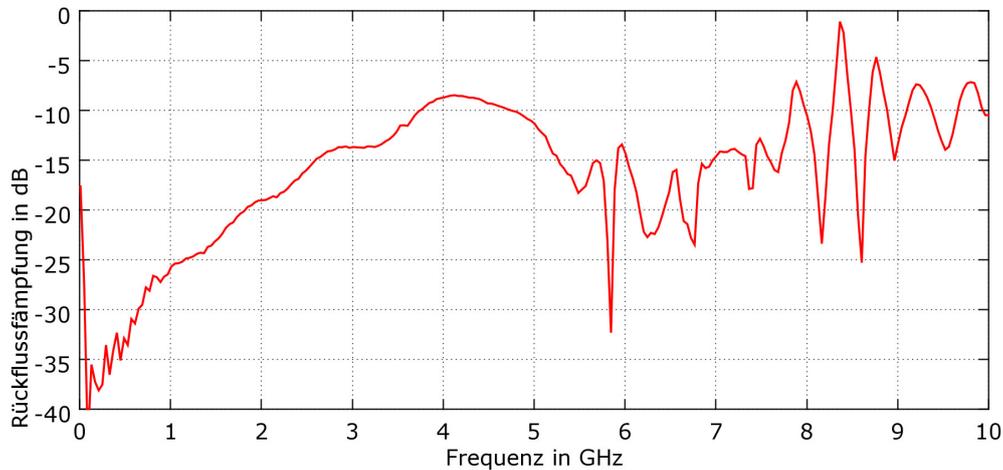


Abbildung 6.13.: Rückflussdämpfung des AFRx Moduls

Man sieht, dass die Ausgangsanpassung im gewünschten Frequenzbereich bis 2.5 GHz deutlich besser als -15 dB ist. Legt man einen erweiterten Frequenzbereich zugrunde (d.h. ignoriert also das kurzfristige Ansteigen im Bereich zwischen 3.8 GHz und 4.8 GHz), so kann die Gesamtbreite mit Werten besser als -10 dB zu 7.8 GHz angegeben werden. Dieser Wert verwundert, da die Ausgangsverstärker in der Lage sein sollten, bis in den zweistelligen GHz-Bereich Werte besser als -15 dB zu erreichen. Hier liegt eventuell noch ein Designproblem der Leiterplatte vor, welches bei einem nächsten Design untersucht bzw. behoben werden sollte.

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

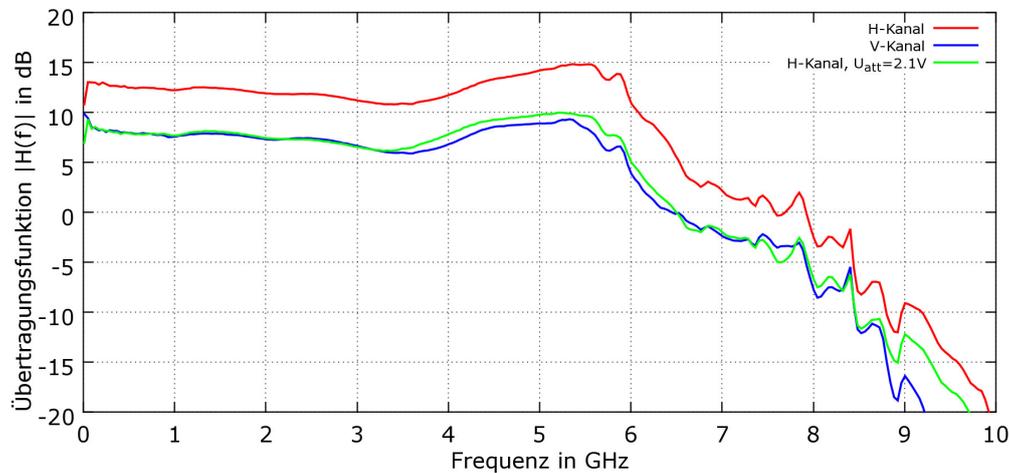


Abbildung 6.14.: Übertragungsfunktion $|H(f)|$ der kompletten Strecke

Das zweifellos wichtigste Diagramm zur Beurteilung der Güte der Übertragung ist in Bild 6.14 dargestellt. Es zeigt die Transmissionskurven des horizontalen (rot) und vertikalen Kanals (blau). Beide Kanäle weisen eine Bandbreite von ca. 6 GHz auf, was deutlich oberhalb der geforderten 2.5 GHz Bandbreite liegt. Der Abfall des Frequenzganges bei ca. 6 GHz kann mit Hilfe des Diagrammes in Bild 6.2 begründet werden. Da die Dämpfungsglieder ohne weitere Beschaltung keine höhere Bandbreite zur Verfügung stellen, scheint ein Erhöhen der nutzbaren Bandbreite möglich, sofern beim Design auf diese verzichtet wird.

Um eine Beurteilung über die Unterschiede in den Übertragungsfunktionen treffen zu können, wurde das Dämpfungsglied im H-Kanal auf einen Spannungswert von 2.1 V eingestellt. Damit liegen die Transmissionskurven des vertikalen Kanals (blau) und des bedämpften horizontalen Kanals (grün) nahezu deckungsgleich.

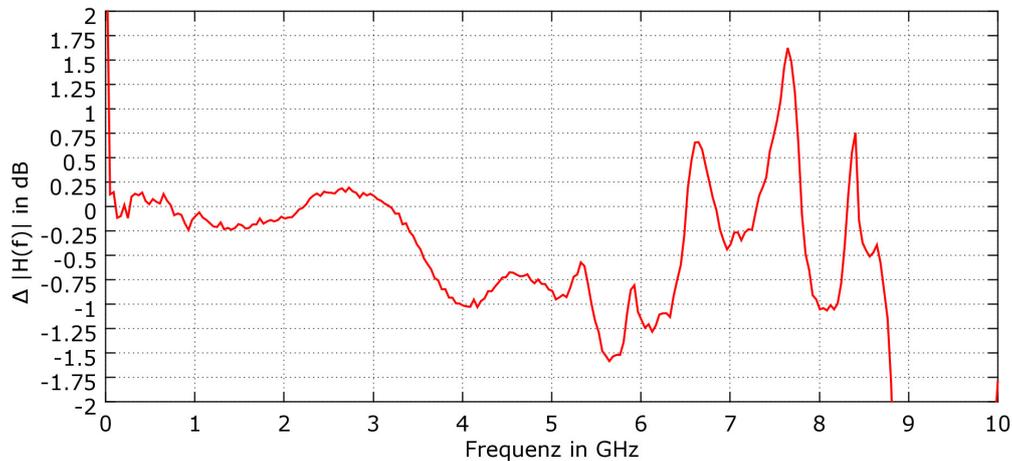


Abbildung 6.15.: Übertragungsfunktion der kompletten Strecke - Differenz zwischen korrigiertem H-Kanal und V-Kanal

Um den Unterschied zwischen beiden Kurven (grün und blau) aus Diagramm 6.14 deutlich zu machen, wurde deren Differenz gebildet und ebenfalls als Diagramm dargestellt. Die Berechnung erfolgt hierbei im logarithmischen Maß. Bild 6.15 zeigt also den Unterschied zwischen horizontaler- und vertikaler Übertragungsfunktion: $\Delta |H(f)| = |H_H(f)| - |H_V(f)|$.

Bis zu einer Frequenz von 3.3 GHz zeigt sich, im Verhältnis zum restlichen Diagramm, ein relative kleiner Fehler von $\pm 0.25 \text{ dB}$. Dieser liegt jedoch bereits in der Größenordnung, den ein nicht korrigiertes, polarisationssensitives Übertragungssystem zeigt.

Weiterhin von großem Interesse ist die Veränderung des Transmissionsverhaltens, bei Änderung des Laserstromes. Bild 6.16 zeigt daher die Übertragungsfunktion des horizontalen Kanals mit dem Laserstrom als Parameter. Oberhalb von 5 mA ist die höchste Bandbreite messbar. Dies, und die Ergebnisse der Kompressionspunkt-messung, sowie der Messung der Rückflussdämpfung, führen zu der Festlegung des Arbeitspunktes der Laserdiode auf 9 mA nahe.

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

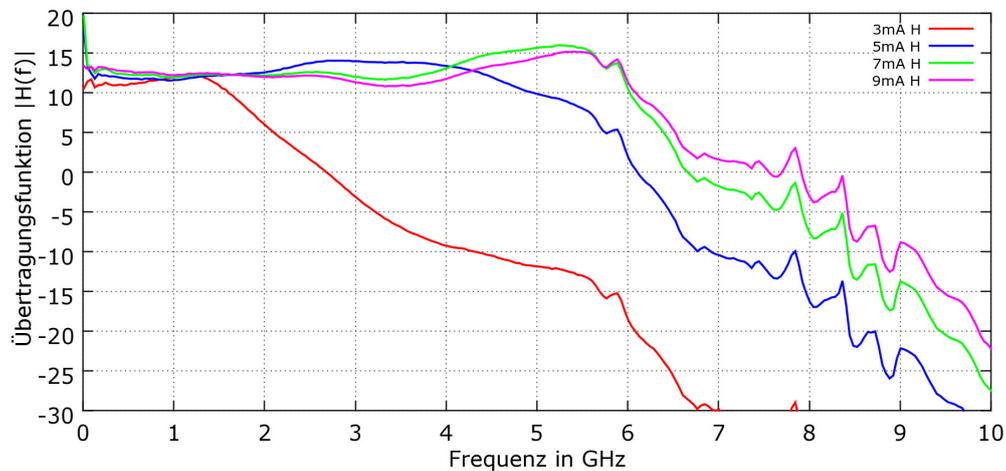


Abbildung 6.16.: Übertragungsfunktion des H-Kanals mit dem Laserstrom als Parameter

6.8. Nachweis der Polarisationsinsensitivität

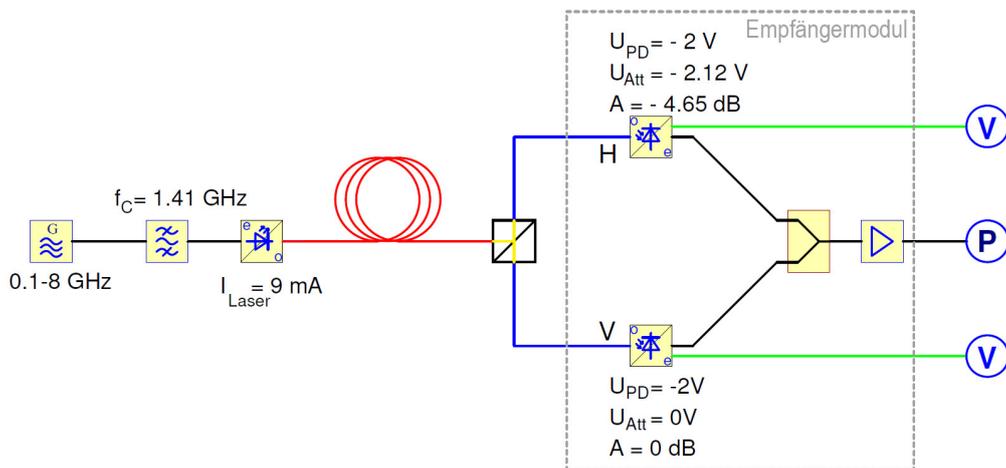


Abbildung 6.17.: Messaufbau zur quantitativen Erfassung der Polarisationsabhängigkeit des Systems

Da die Übertragungsfunktionen der beiden Kanäle leicht unterschiedlich verlaufen, ist ein komplettes Abstimmen der Bandpässe mit Hilfe des verstellbaren Dämpfungsgliedes nicht möglich. Um trotzdem ein quantitatives Messergebnis zu erhalten

ten, wurde der in Bild 6.17 gezeigte Messaufbau genutzt. Dieser bedient sich eines schmalbandigen Bandpassfilters mit einem Frequenzbereich von 1.403 GHz bis 1.417 GHz (siehe Bild 6.18), um aus dem breitbandigen Spektrum der Rauschquelle einen schmalen Bereich herauszufiltern.

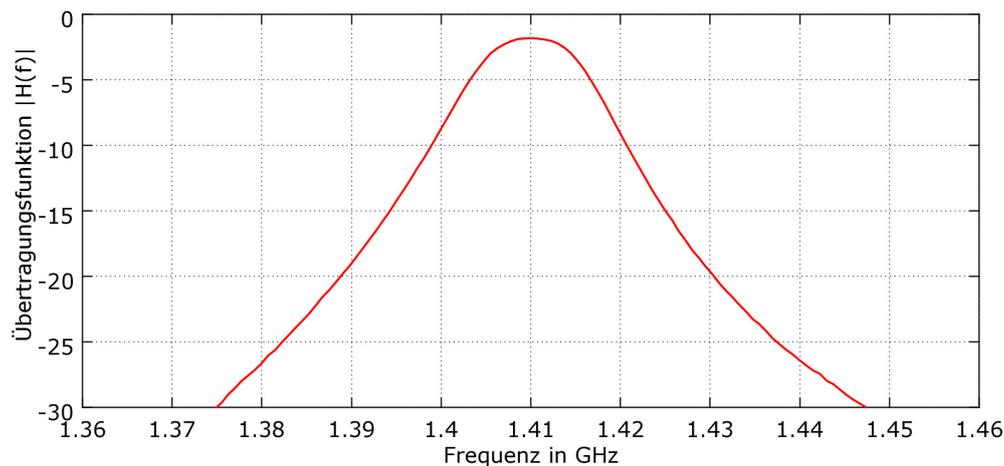


Abbildung 6.18.: Übertragungsfunktion des schmalbandigen Bandpassfilters, der zur Messung genutzt wurde.

Diese Rauschleistung wird dann übertragen und am Ende der Strecke mit Hilfe eines Leistungsmessers aufgenommen. Da außerdem je ein Voltmeter zur Anzeige der spannungsgewandelten Photoströme im horizontalen- und vertikalen Kanal zur Verfügung stehen, kann der Abgleich relativ einfach erfolgen: Die Polarisierung der Lichtwelle wird so eingestellt, dass sich ein Minimum am vertikalen Kanal einstellt. Die sich ergebende Ausgangsrauschleistung wird gemessen. Nun erfolgt dies ebenfalls für den horizontalen Kanal. Aus der Leistungsdifferenz wird dann die nötige Dämpfung des Kanals ermittelt. Anschließend kann dann jeweils die Ausgangsrauschleistung und die zugehörige „Photostrom-Spannung“ gemessen werden. Dies wird dann für verschiedene Polarisationszustände wiederholt.

Zur Messung wurden beide Photodioden mit einer Spannung von -2 V vorgespannt. Die Dämpfung im H-Kanal wurde auf $-4.74\text{ dB} = -2.12\text{ V}$ eingestellt, während die Dämpfung im V-Kanal bei $0\text{ dB} = 0\text{ V}$ belassen wurde. Das Ergebnis dieser Messung ist in Bild 6.19 dargestellt.

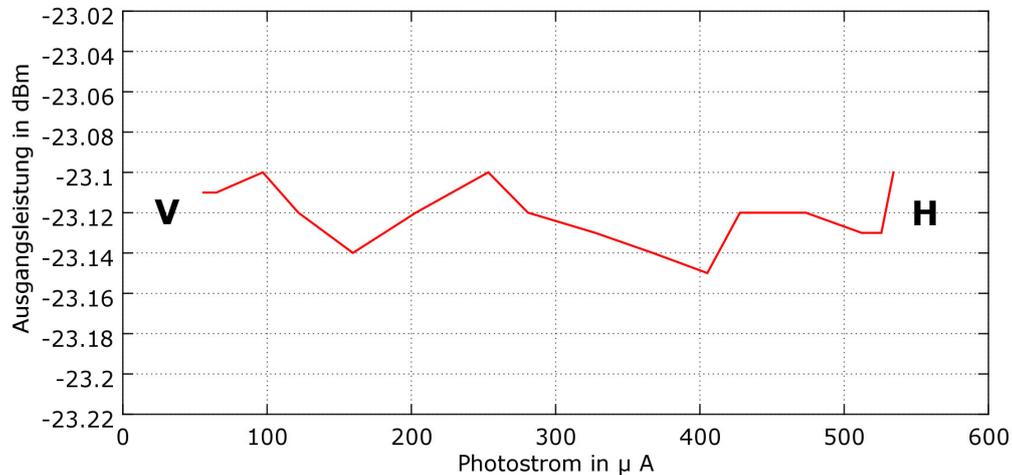


Abbildung 6.19.: Nachweis der Polarisationsunabhängigkeit. Aufgetragen ist die Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Photostromes des H-Kanals

Auf der x-Achse ist der Photostrom aufgetragen. Die dargestellte Kurve zeigt die Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Photostromes des horizontalen Kanals. Daher folgt, dass man die Welle als H polarisiert ansehen kann, wenn dieser maximal ist. Ist er jedoch minimal, so ist die optische Welle nahezu vollständig V polarisiert - d.h. sämtliche optische Leistung wird vom polarisierenden Strahlteiler auf den anderen Kanal geführt. Die beiden Punkte sind im Diagramm mit *H* und *V* eingetragen. Der Verlauf der Kurve zeigt in Näherung eine Gerade, die unabhängig von der Aufteilung der Welle auf die beiden Kanäle ist. Sie ist also insensitive gegenüber Polarisationsänderungen der Lichtwelle. Die Messwerte liegen konkret im Bereich von $-23.125 \pm 0.025 \text{ dBm}$, was um einen Faktor 10 unterhalb bisher verwendeter Systeme liegt.

6.9. System ohne variable Dämpfungsglieder

Um zu überprüfen, wie stark sich der Einfluss des variablen Dämpfungsgliedes auf den Amplitudengang des Systems auswirkt, wurde ein Testgehäuse erstellt, welches nur die Photodioden und je einen Verstärker pro Kanal enthält. Dadurch

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

entfällt die Möglichkeit ungleiche Koppelgrade durch additive Dämpfung zu beseitigen. Gleichzeitig kann aber aber die bestmögliche Bandbreite realisiert werden, da die Bandbegrenzung der Dämpfungsglieder entfällt.

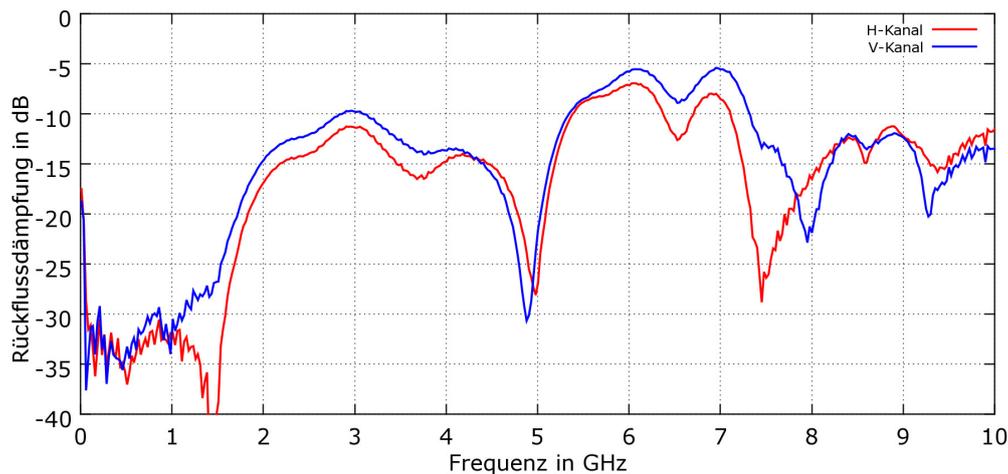


Abbildung 6.20.: Rückflussdämpfung des Photodioden-Testboard

Bild 6.20 zeigt die Ausgangsanpassung der beiden Kanäle (horizontal und vertikal). Bei Pfade weisen einen sehr ähnlichen Verlauf auf, der bis zu $5,3 \text{ GHz}$ besser als -10 dB ist. Die Erhöhung zwischen $5,3 \text{ GHz}$ und $7,5 \text{ GHz}$ kann zur Zeit nicht zweifelsfrei geklärt werden. Zu höheren Frequenzen hin fällt die Anpassung wieder auf gute Werte unterhalb -10 dB ab, was im Bereich des im Datenblatt des Verstärkerchips angegebenen Wert liegt.

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

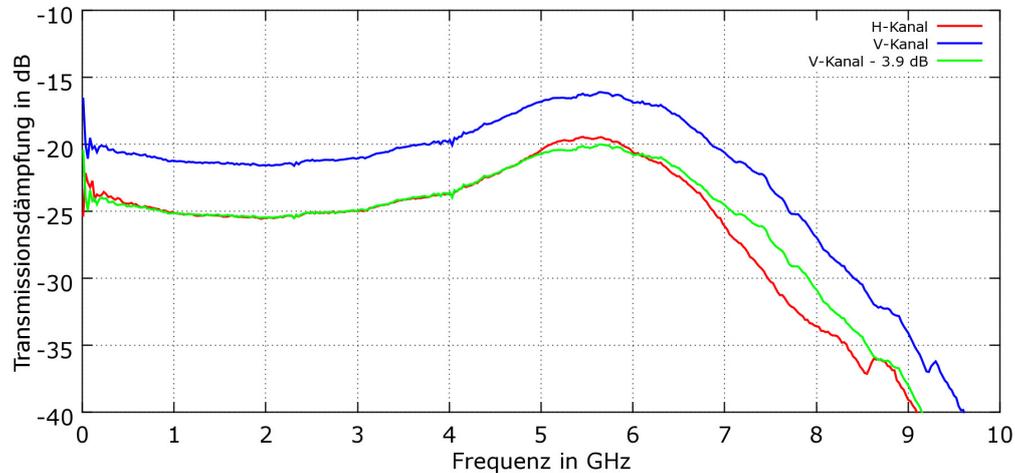


Abbildung 6.21.: Transmissionsdämpfung des Testaufbaus zur Vermessung der Photodioden mit einem Verstärker Typ NBB-312

Die Aussage, ob das Design in der realisierten Form zu verwenden ist, kann anhand der Transmissionskurve beider Kanäle getroffen werden. Diese ist in Bild 6.21 dargestellt. Es zeigt sich ein ähnlicher Verlauf für beide Kanäle. Sowohl der H-Kanal (rot) als auch der V-Kanal (blau) weisen eine Bandbreite von ca. 7 GHz auf. Die in Grün dargestellte Kurve wurde derart errechnet, als dass auf die Kurve des vertikalen Kanals eine zusätzliche Dämpfung von 3.9 dB hinzugerechnet wurde. Es ist zu erkennen, dass sie vor allem im Bereich bis 5 GHz nahezu deckungsgleich mit der Übertragungsfunktion des H-Kanals verläuft. Um diesen ersten Eindruck zu quantifizieren, wurde in Bild 6.22 die Differenz der Übertragungsfunktion des horizontalen Kanals und des vertikalen Kanals dargestellt (rote Kurve). Auch hier wurde die Differenzbildung im logarithmischen Maß durchgeführt.

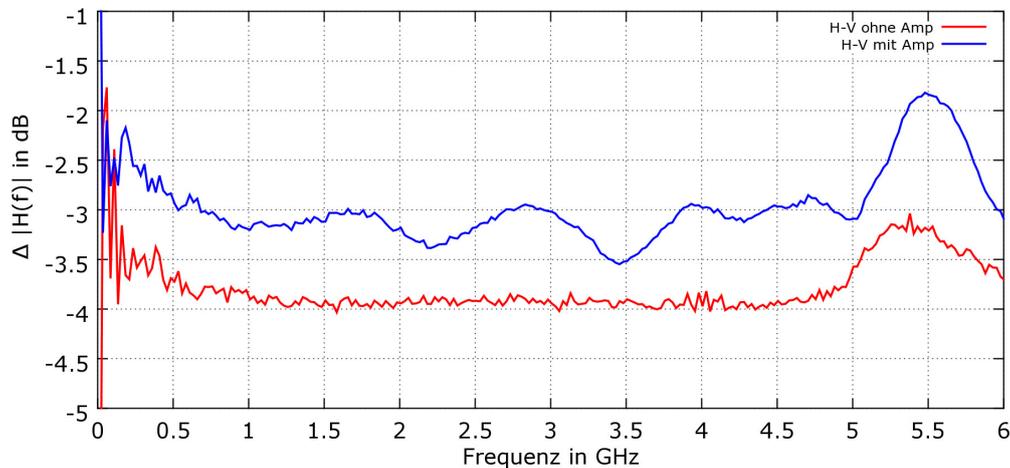


Abbildung 6.22.: Unterschied der Transmissionsdämpfung der beiden Kanäle (H und V) bei dem Testaufbau

Wie erwartet zeigt sich eine sehr geringe Abweichung beider Kanäle im Bereich $1 - 4.5 \text{ GHz}$, sofern sich der Vergleich nur auf die Photodiode und einen Verstärker bezieht. Nimmt man jedoch auch die Summation mittels Leistungsteiler hinzu, so wird der Bandpass verzerrt. Diese Kurve ist in Bild 6.22 in blau dargestellt. Man erkennt eine Variation im Frequenzband zwischen 0.5 und 5 GHz im Bereich $\pm 0.25 \text{ dB}$, was in der Größenordnung des vormals vermessenen Empfängermoduls liegt.

Es kann also gesagt werden, dass die Photodioden und die Verstärker der Anforderungen des Projektes zwar genügen, der ebenfalls nötige Leistungsteiler jedoch nicht genau genug arbeitet um letztlich eingesetzt zu werden.

6.10. EMV Messung der Laserdioden-Steuerkarte

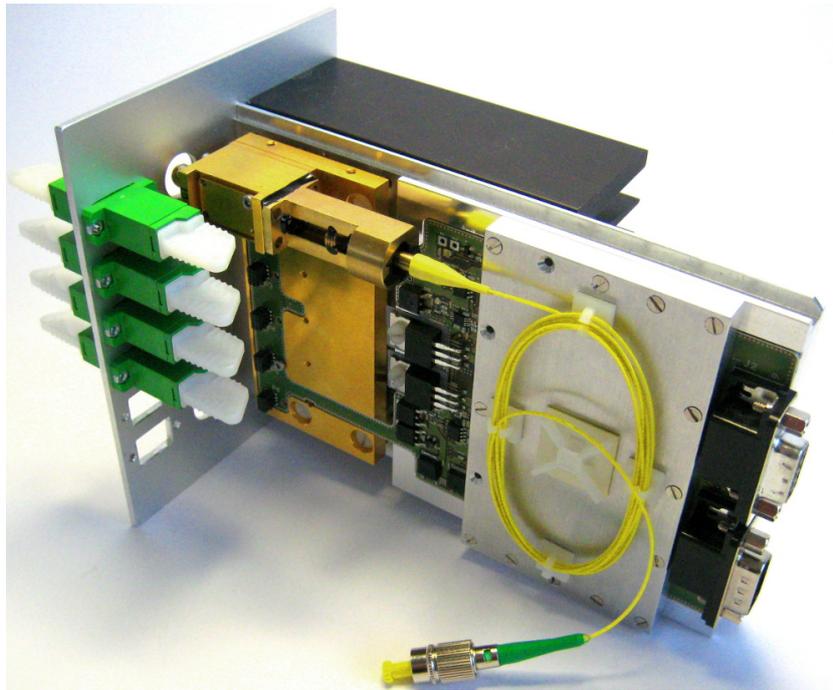


Abbildung 6.23.: Fertiges Steuermodul für die Laserdioden

Bild 6.23 zeigt das komplett aufgebaute Modul zur Ansteuerung der Laserdioden. Um zu verifizieren, dass das eingesetzte Filterkonzept die Störstrahlung des gezeigten Moduls wirkungsvoll unterdrückt, wurde eine EMV Messung durchgeführt. Die im Anhang A.1 beschriebene Sensitivität nach ITU-R RA.769-2 ist nur mit einer aufwendigen Messung zu erreichen. Daher wurde mit einer einfacheren Methode gemessen, um einen Überblick über die Störsituation zu erhalten. Die Messung selber wurde mit einem Spektrumanalysator durchgeführt. Dessen Parameter wurden wie folgt gewählt:

- Frequenz f : 10 – 100 MHz
- RBW: 2 kHz
- VBW: 20 kHz
- Sweeptime: 22.5 s

6. Aufbau des Systems und Messungen zur Beurteilung dessen Güte

- Trace Mode: Average
- Detektor: Average

Mit diesen Werten konnte das Diagramm in Bild 6.24 gemessen werden:

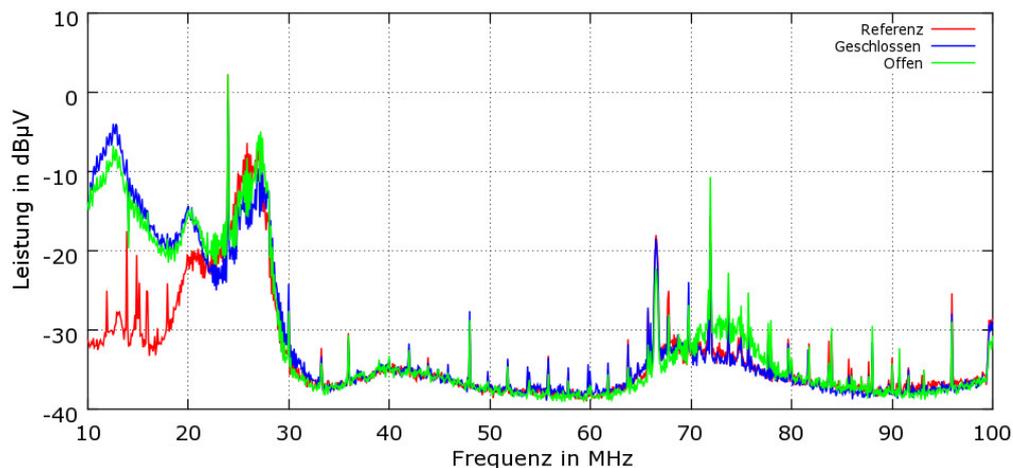


Abbildung 6.24.: EMV Messung des Sendesystems

Die Referenzkurve ist rot dargestellt. Diese zeigt die Situation im Messraum ohne angeschlossenen Prüfling. Wird der Prüfling eingeschaltet, so steigt der Störpegel deutlich im Bereich bis ca. 20 MHz an (blaue Kurve). Der Rest des aufgenommenen Spektrums verändert sich kaum merklich. Um die Wirkung der Abschirmmaßnahmen zu beurteilen, wurden für die grüne Kurve alle Abschirmdeckel des Prüflings entfernt. Man erkennt dann ein deutliches Ansteigen im Bereich zwischen 70 MHz und 80 MHz.

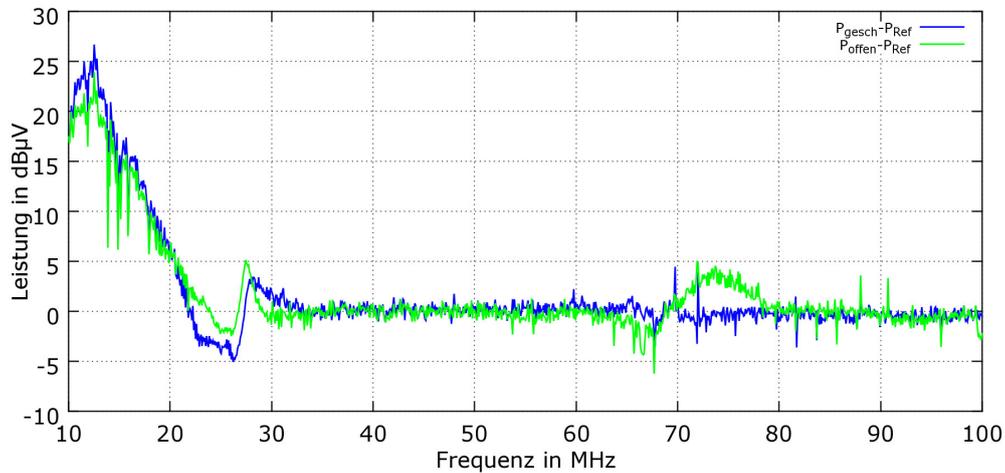


Abbildung 6.25.: EMV Abstrahlung des Sendesystems

Um genauer zu quantifizieren wie der Einfluss des Prüflings ist, wurde in Diagramm 6.25 das gemessene Referenzspektrum von den Spektren des geschlossenen (blau) und offenen Systems (grün) subtrahiert. Man kann, wie bereits vorher erwähnt, einen starken Anstieg im Bereich bis zu 20 MHz erkennen. Weiterhin ist auch der Anstieg im Bereich zwischen 70 und 80 MHz bei geöffneten Abschirmblechen deutlich nachzuweisen. Abgesehen hiervon läßt sich jedoch keine Verschlechterung des Spektrums nachweisen. Diese Messung wurde auch für einen Frequenzbereich bis 1 GHz durchgeführt. Da hier jedoch ebenfalls keinerlei Abweichung vom Referenzspektrum zu erkennen ist wird auf die Darstellung der Ergebnisse verzichtet.

7. Schluss

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Möglichkeit ein polarisationsinsensitives Übertragungssystem für analoge Hochfrequenzsignale zu realisieren. Dazu wurden diverse Teilkomponenten aufgebaut, über die nachfolgend kurz reflektiert werden soll.

7.1. Zusammenfassung

Zur Umsetzung des analogen Signals auf den optischen Träger wurde ein Lasermodul entwickelt. Dieses bietet eine Bandbreite von bis zu 7 GHz und beinhaltet gleichzeitig auch dessen Ansteuerelektronik. Die Einkopplung des austretenden Laserstrahls in die Glasfaser wurde über einen optischen Isolator in Freistrahloptik realisiert. Hier wurde ein Koppelgrad von 62% erreicht, welcher nah an dem theoretischen Maximum liegt. Die Qualität der Ansteuerschaltung wurde anhand der optischen Ausgangsleistung überprüft. Innerhalb von zehn Stunden Messzeit konnten keine Auffälligkeiten beobachtet werden.

Zum Ansteuern der Lasermodule wurde eine mikroprozessorbasierte Treiberkarte entwickelt, welche auch unter den extremen EMV-Richtlinien der Radioastronomie betrieben werden kann. Sie ist in der Lage bis zu sechs Lasermodule aufzunehmen und diese temperaturstabil zu halten. Durch die hohe Packungsdichte ist selbst bei dem geplanten Einsatz in dem Mehrkanalsystem nur wenig Platz innerhalb des Systems nötig.

Die Polarisationsänderung der Lichtwelle wird durch die auf die Glasfaser zwischen Sender und Empfänger einwirkende Doppelbrechung verursacht. Es wurde theoretisch aufgezeigt, dass diese selbst bei bekanntem Dreh- bzw. Kippwinkel des Teleskops nicht vorherbestimmbar ist, da sie von zuvielen weiteren Faktoren

abhängt. Daher wurde ein System zum Ausgleich dieser Polarisationsänderungen entworfen.

Die Empfängerseite ist die Kernkomponente dieses polarisationsinsensitiven Systems. Hier erfolgt die Aufteilung beider Polarisationskomponenten mittels eines faseroptischen polarisierenden Strahlteilers und die anschließende Auswertung mittels zweier Photodioden. Die Bandbreite dieses Schaltungsteils kann ebenfalls mit bis zu 7 GHz angegeben werden. Leider erwiesen sich die Komponentenstreuungen der Hochfrequenzbauteile, hier insbesondere des variablen Dämpfungsgliedes und des Leistungsteilers, als zu groß. Daher konnte die gewünschte Verbesserung über das komplette Band nicht erzielt werden. Das Prinzip der Polarisationsinsensitivität wurde jedoch mit Hilfe eines schmalbandigen Filters und korrekter HF-Dämpfung zweifelsfrei bewiesen.

7.2. Ausblick

Die Probleme beim Zusammenführen der beiden Polarisationskomponenten liegen auf der elektronischen Seite. Die unterschiedlichen Transmissionskurven der Bauteile verhindern einen Abgleich über das komplette Band. Man könnte diesem Problem aus dem Wege gehen, sofern man die polarisationsspezifische Dämpfung und die Zusammenführung in der optischen Domäne realisiert, da sich eine Dämpfung dort auf den kompletten HF-Bandpass auswirkt. Dadurch wären keine nennenswerten Unterschiede zwischen beiden Kanälen zu erwarten. Durch die Zusammenführung beider Komponenten auf einer Photodiode würden sich beide Signalkomponenten den gleichen HF-Pfad teilen, wodurch der Einfluss der HF-Übertragungsfunktion irrelevant wäre.

Literaturverzeichnis

- 1 AL., Alexandros K. P.: In-Line Polarization Controller Based on Liquid-Crystal Photonic Crystal Fibers. In: *Journal of Lightwave Technology* 29 (2011), 2560-2569. http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=5929481&tag=1 5.1.1
- 2 AL., Lei W.: Tunable and rotatable polarization controller using photonic crystal fiber filled with liquid crystal. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), 3. http://apl.aip.org/resource/1/applab/v96/i24/p241104_s1?ver=pdfcov 5.1.1
- 3 CISPR: *CISPR 25*. IEC Central Office 3, rue de Varembe CH-1211 Geneva 20 Switzerland, 03 2008 13
- 4 CORNING: *Corning SMF-28 ULL Optical Fiber With Corning Ultral Low Loss Technology Product information*. Version:08 2011. <http://www.corning.com/WorkArea/showcontent.aspx?id=41243>, Abruf: 06.01.2013. Website, PDF 2, 3.2.4.2
- 5 CORP., General P.: *Polarising Beam Splitter*. Version:2010. <http://www.generalphotonics.com/pdf/PMCombiner.pdf>, Abruf: 07.03.2013. Website, PDF 5.3
- 6 CORPORATION, Finisar: *Optischer Isolator*. Version:November 2011. <http://www.finisar.com/products/passives/Optical-Isolators/Free-Space-Isolator>, Abruf: 14.03.2013. Website, PDF 5.2, 5.3
- 7 CORPORATION, Hittite M.: *Datasheet HMC346MS8G*. <https://www.hittite.com/products/view.html/view/HMC346MS8G>, Abruf: 14.03.2013. Website, PDF 5.3.1

- 8 EBERLEIN, Dr.rer.nat. D. ; BARTZ, Prof.Dr.-Ing.h.c.Wilfried J. (Hrsg.): *Lichtwellenleiter-Technik*. Expert Verlag, 2007 3.12
- 9 EDGAR VOGES, Klaus P.: *Optische Kommunikationstechnik - Handbuch für Wissenschaft und Industrie*. Springer Verlag, 2002 3.2.1, 8, 9, 4, 4.4
- 10 GOLDSMITH, Paul F. ; ANDERSON, John B. (Hrsg.): *Quasioptical Systems - Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*. IEEE Press Marketing, 1998 3.2.3, 7
- 11 GRUMMAN, Northrop: *TGG Datasheet*. Version: 2011. http://www.as.northropgrumman.com/products/synoptics_tgg/assets/TGG.pdf, Ab-
ruf: 13.01.2013. Website, PDF 6
- 12 HIDAYAT, Ariya: *Fast endless polarization control for optical communication systems*, Universität Paderborn, Dissertation, 2009. <http://digital.ub.uni-paderborn.de/hs/download/pdf/1239?originalFilename=true> 5.1.1
- 13 ITU: *ITU-R RA.769-2 Protection criteria used for radio astronomical measurements*. Version: 05 2003. http://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/ra/R-REC-RA.769-2-200305-I!!PDF-E.pdf. Website, PDF 12, 14
- 14 JAHNS, Jürgen: *MSc Systems Engineering, Kursunterlagen Grundlagen der Optik 1, Kursteil 5*. 2007. – Kursmanuskript 5, 10
- 15 JAHNS, Jürgen: *MSc Elektro- und Informationstechnik, Kursunterlagen Optoelektronik 2, Kurseinheit 5*. 2009. – Kursmanuskript 3, 4
- 16 J.JAHNS, H.Knupperts: *MSc Systems Engineering, Kursunterlagen Optische Übertragungstechnik I, Kursteil 3*. 2007 3.13
- 17 OKUNO, Yae: *Polarization control of long-wavelength vertical cavity surface emitting laser (VCSEL) fabrication by orientation-mismatched wafer bonding*, University of California, Dissertation, September 2004. <http://optoelectronics.ece.ucsb.edu/publications/polarization-control-long-wavelength-vertical-cavity-surface-emitting-laser-vc>
5.2.1.1, 5.2

- 18** RF MICRO DEVICES, Inc.: *Datasheet NBB312*. <http://www.rfmd.com/CS/Documents/Nbb-312DS.pdf>, Abruf: 14.03.2013. Website, PDF 5.3.2
- 19** TIMESMICROWAVE: *TCOM-600 Low Loss Low Passive Intermod Coax*. Version: 11 2011. <http://timesmicrowave.com/products/lmr/downloads/132-135.pdf>, Abruf: 06.01.2013. Website, PDF 1

A. Anhang

A.1. Umrechnung der Leistungspegel der ITU-R RA.769-2

Die hier folgenden Umrechnungen sind nötig, da die Grenzwerte der ITU-R RA.769-2¹² als Leistungspegel und die Grenzwerte der CISPR 25¹³ als Feldgröße angegeben sind. Um diese direkt vergleichen zu können, müssen zunächst die Rahmenbedingungen bekannt sein: In der ITU-R RA.769-2 ist die maximale spektrale Störein-

Parameter	CISPR 25	ITU-R RA.769-2
Integrationszeit	12 ms	2000 s
Messbandbreite	120kHz	Abhängig von der Messfrequenz s

Tabelle A.1.: Rahmenbedingungen der EMV Normen

gangsleistung bezogen auf den isotropen Strahler S_H angegeben. Dieser Wert muss nun an die Meßbandbreite der CISPR 25 und die veränderte Integrationszeit angepasst werden. Da der Ausgangswert bereits im logarithmischen Maß vorliegt, bietet es sich an, die folgenden Berechnungen ebenfalls in dieser Skalierung durchzuführen.

Die Empfindlichkeit eines Empfangssystems kann als kleinste Änderung ΔP eines Signales bei einer spektralen Eingangsleistungsdichte P gewertet werden, welche gerade noch messbar ist. Hierbei spielt die Beobachtungsbandbreite Δf_0 und die Integrationszeit t_0 ebenfalls eine Rolle¹⁴. Die spektrale Rauschleistungsdichte P setzt sich aus der Rauschleistungsdichte der Antenne und der Rauschleistungsdichte des Empfangssystems zusammen. Beides sind frequenzabhängige Werte, welche empirisch ermittelt wurden. Diese sind in der Norm nachzulesen.

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{\sqrt{\Delta f_0 t_0}} \quad (\text{A.1})$$

¹²[13]

¹³[3]

¹⁴[13]

Mit Hilfe von $P = k_B T$ kann die spektrale Leistungsdichte mit Hilfe der Empfänger- und der Antennentemperatur ausgedrückt werden.

$$\Delta P = \frac{k_B (T_A + T_R)}{\sqrt{\Delta f_0 t_0}} \quad (\text{A.2})$$

Toleriert man nur ein zehntel dieses Messwertes, so gelangt man zur Definitionsgleichung der maximalen Störstrahlmission ΔP_H mit der Bandbreite Δf_0 .

$$\Delta P_H = 0.1 \Delta f_0 \frac{k_B (T_A + T_R)}{\sqrt{\Delta f_0 t_0}} \quad (\text{A.3})$$

Die ermittelte Störrauschleistungsdichte kann anschließend mit dem Verstärkungsfaktor eines isotropen Strahlers normiert werden, welcher sich nach $\frac{c_0^2}{4\pi f_c^2}$ berechnet. Daraus folgt dann die Störstrahlungsleistungsdichte S_0 in $dB \left(\frac{W}{m^2} \right)$.

$$\Delta f_0 S_0 = 0.1 \Delta f_0 \frac{k_B (T_A + T_R)}{\sqrt{\Delta f_0 t_0}} \frac{4\pi f_c^2}{c_0^2} \quad (\text{A.4})$$

Hieraus lässt sich durch Division mit der Integrationsbandbreite die spektrale Störleistungsdichte in $\left(\frac{W}{m^2 Hz} \right)$ ermitteln.

$$S_0 = 0.1 \frac{k_B (T_A + T_R)}{\sqrt{\Delta f_0 t_0}} \frac{4\pi f_c^2}{c_0^2} \quad (\text{A.5})$$

Da die Integrationszeit bei der ITU-R RA.769-2 $t_0 = 2000 \text{ s}$ beträgt, muss hier eine Korrektur erfolgen, um diese auf die $t_1 = 12 \text{ ms}$ Integrationszeit der CISPR Messung anzupassen. Weiterhin muss die Anpassung an die in der CISPR vorgeschriebene Messbandbreite vorgenommen werden. Diese beträgt $\Delta f_1 = 120 \text{ kHz}$.

$$S_1 = 0.1 \frac{k_B (T_A + T_R)}{\sqrt{\Delta f_0 t_0}} \frac{4\pi f_c^2}{c_0^2} \sqrt{\frac{t_0}{t_1}} \sqrt{\frac{\Delta f_0}{\Delta f_1}} \Delta f_1 \quad (\text{A.6})$$

Die Störstrahlungsimission ist in der CISPR mit der Feldstärke $dB \left(\frac{V}{m}\right)$ angegeben. Mit Hilfe der Impedanz des freien Raumes $Z_0 = 377\Omega$ kann die spektrale Strahlungsleistungsdichte in die entsprechende Feldstärke umgerechnet werden.

$$E^2 = S_1 Z_0 \quad (\text{A.7})$$

$$E^2 = 0.1 \frac{k_B (T_A + T_R)}{\sqrt{\Delta f_0 t_0}} \frac{4\pi f_c^2}{c_0^2} \sqrt{\frac{t_0}{t_1}} \sqrt{\frac{\Delta f_0}{\Delta f_1}} \Delta f_1 Z_0 \quad (\text{A.8})$$

Dargestellt im logarithmischen Maß folgt daraus:

$$\begin{aligned} 20 \log_{10} (E) &= 10 \log_{10} \left(0.1 \frac{k_B (T_A + T_R)}{\sqrt{\Delta f_0 t_0}} \frac{4\pi f_c^2}{c^2} \right) \\ &+ 10 \log_{10} \sqrt{\frac{t_0}{t_1}} + 10 \log_{10} \left(\sqrt{\frac{\Delta f_0}{\Delta f_1}} \Delta f_1 \right) + 10 \log_{10} Z_0 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Der erste Term entspricht nun der spektralen Strahlungsleistungsdichte aus Formel A.5. Diese ist in der ITU-R RA.769-2 in Tabelle 1 bzw. 2 mit dem Formelbuchstaben S_H angegeben. Dadurch kann vereinfachend geschrieben werden:

$$\frac{E}{dB \left(\frac{V}{m}\right)} = \frac{S_0}{dB \left(\frac{W}{m^2 Hz}\right)} + \frac{5 \log_{10} \left(\frac{t_0}{t_1}\right)}{dB} + \frac{5 \log_{10} (\Delta f_0 \Delta f_1)}{dB (Hz)} + \frac{10 \log_{10} (Z_0)}{dB \left(\frac{V}{A}\right)} \quad (\text{A.10})$$

Beispielhaft ergeben sich dann für die in der ITU-R RA.769.2 genannte Mittenfrequenz f_c von 1413.5 MHz die folgenden Werte:

- Bandbreite nach ITU: $\Delta f_0 = 27 MHz$
- Antennenrauschtemperatur: $T_A = 12K$
- Empfängerrauschtemperatur: $T_R = 10K$
- Spektrale Leistungsdichte: $S_H = -255 dB \frac{W}{m^2 K}$
- Integrationszeit nach ITU: $t_0 = 2000s$
- Bandbreite nach CISPR 25: $\Delta f_1 = 120 kHz$
- Integrationszeit nach CISPR 25: $t_1 = 12ms$

$$\begin{aligned} \frac{E}{dB\left(\frac{V}{m}\right)} &= -255 + 5 \log_{10}\left(\frac{2000s}{0.012s}\right) \\ &+ 5 \log_{10}\left(\frac{27MHz \cdot 120kHz}{1Hz}\right) \\ &+ 10 \log_{10}\left(\frac{377\Omega}{1\Omega}\right) \end{aligned} \quad (A.11)$$

$$\frac{E}{dB\left(\frac{V}{m}\right)} = -255 + 26.1 + 62.5 + 25.8 = -140.6 \quad (A.12)$$

Die Umrechnung in $dB\frac{\mu V}{m}$ erfolgt anschließend durch Addition von 60 dB. Aus dieser Umrechnung der Werte in der ITU-R RA.769.2 und den in der CISPR 25 angegebenen Schwellwerten kann dann das folgende Diagramm erstellt werden:

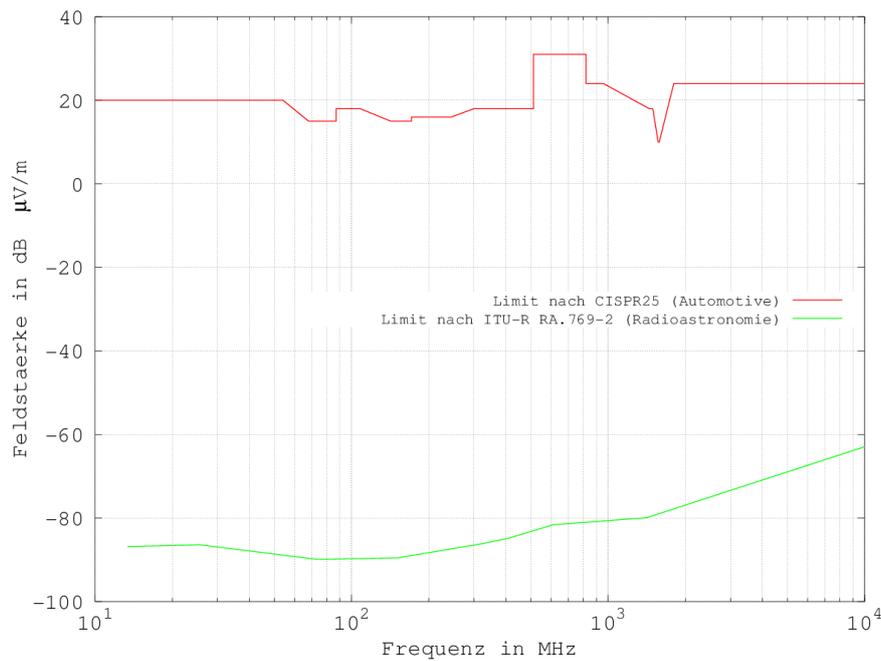


Abbildung A.1.: Vergleich der Richtlinie ITU-R RA.769.2 für Störstrahlung im Bereich der Radioastronomie (grün) und der geltenden EMV Richtlinie CISPR 25(rot), welche im Automotive Bereich anwendung findet. Bei der Norm CISPR 25 wurde die höchste Kategorie (Class 5) gewählt.

A.2. Herleitung der Leistungsbilanz der Übertragungsstrecke

Ansatzpunkt ist die Betrachtung der Hochfrequenz-Eingangsleistung $p_{in}(t)$. Über den Wellenwiderstand Z_0 kann diese mit dem Strom $i_{in}(t)$ verknüpft werden:

$$i_{in}(t) = \sqrt{\frac{p_{in}(t)}{Z_0}} \quad (\text{A.13})$$

Nach Gleichung 3.2 ist die optische Ausgangsleistung \tilde{P} proportional zum Eingangsstrom des Lasers. Hier und im folgenden bezeichnet die Tilde $\tilde{}$ einen Parameter in der optischen Domäne.

$$\tilde{P}(I_{in}) = \frac{dP}{dI} (I_{in} - I_{th}) \quad (\text{A.14})$$

Teilt man den Strom I_{in} in einen zeitkonstanten Mittelwert I_{AP} und einen zeitveränderlichen Signalterm $i_{in}(t)$ auf, so erhält man $I_{in} = I_{AP} + i_{in}(t)$. Damit ändert sich Gleichung A.14 zu:

$$\tilde{P}(I_{AP}, i_{in}(t)) = \frac{dP}{dI} i_{in}(t) + \frac{dP}{dI} (I_{AP} - I_{th}) \quad (\text{A.15})$$

und zusammen mit Gleichung A.13 dann zu:

$$\tilde{P}(I_{AP}, i_{in}(t)) = \frac{dP}{dI} \sqrt{\frac{p_{in}(t)}{Z_0}} + \frac{dP}{dI} (I_{AP} - I_{th}) \quad (\text{A.16})$$

Eine in den Signalpfad eingebrachte optische Dämpfung wird sich nun als Faktor \widetilde{A}_{opt} auf die optische Leistung \tilde{P} auswirken, während eine Dämpfung in der elektrischen Domäne einem Dämpfungsfaktor A_{in} entspricht, der auf die HF Eingangsleistung $p_{in}(t)$ einwirkt. Damit ergibt sich die Ausgangsleistung am Faserende zu:

$$\widetilde{P}_{out}(I_{AP}, i_{in}(t)) = \widetilde{A}_{opt} \frac{dP}{dI} \sqrt{\frac{A_{in} p_{in}(t)}{Z_0}} + \widetilde{A}_{opt} \frac{dP}{dI} (I_{AP} - I_{th}) \quad (\text{A.17})$$

Die Wandlung der optischen in die elektrische Domäne wird durch die Photodiode nach Gleichung 3.18 beschrieben.

$$I_{Ph} = \eta_{Ph} S(\lambda) \widetilde{P}_0 \quad (\text{A.18})$$

Setzt man nun für die Eingangsleistung \widetilde{P}_0 die Ausgangsleistung \widetilde{P}_{out} am Faserende ein, so erhält man:

$$I_{Ph}(I_{AP}, i_{in}(t)) = \eta_{Ph} S(\lambda) \left(\widetilde{A}_{opt} \frac{dP}{dI} \sqrt{\frac{A_{in} p_{in}(t)}{Z_0}} + \widetilde{A}_{opt} \frac{dP}{dI} (I_{AP} - I_{th}) \right) \quad (\text{A.19})$$

Die Gleichung kann nun generell in einen zeitkonstanten Term und einen zeitvarianten Term zerlegt werden. Gleichzeitig werden der Koppelgrad η_{Ph} und die spektrale Empfindlichkeit der Photodiode $S(\lambda)$ sowie der Wirkungsgrad $\frac{dP}{dI}$ der Laserdiode mit der bereits vorhandenen Dämpfung \widetilde{A}_{opt} in den Term \widetilde{A} zusammengefasst, welcher nun die komplette Dämpfung in der optischen Domäne beschreibt.

$$I_{Ph,AP} = \widetilde{A} (I_{AP} - I_{th}) \quad (\text{A.20})$$

$$i_{ph}(t) = \widetilde{A} \sqrt{\frac{A_{in} p_{in}(t)}{Z_0}} \quad (\text{A.21})$$

Um die HF-Ausgangsleistung zu erhalten, genügt es den zeitvarianten Term zu betrachten, da der invariante Teil durch eine Hochpassfilterung mittels Koppelkondensator abgespalten wird. Die Rückrechnung von Photostrom zu HF-Leistung erfolgt durch inverse Anwendung von Gleichung A.13:

$$p_{out}(t) = (i_{ph}(t))^2 Z_0 = \left(\widetilde{A} \sqrt{\frac{A_{in} p_{in}(t)}{Z_0}} \right)^2 Z_0 \quad (\text{A.22})$$

$$p_{out}(t) = \widetilde{A}^2 A_{in} p_{in}(t) \quad (\text{A.23})$$

Da auch Ausgangsseitig noch HF-Dämpfung und/oder Verstärkung auftreten, muss dieser Umstand noch als Vorfaktor A_{out} berücksichtigt werden. Damit ergibt sich dann für die Ausgangsleistung:

$$p_{out}(t) = A_{out}\tilde{A}^2 A_{in}p_{in}(t) \quad (\text{A.24})$$

Hieraus kann nun auch die Gesamtbilanz der Strecke errechnet werden. Diese ergibt sich nach Gleichung A.25, wobei die elektrischen Dämpfungen A_{out} und A_{in} als gemeinsamer Dämpfungsfaktor A zusammengefasst werden.

$$\frac{p_{out}(t)}{p_{in}(t)} = A\tilde{A}^2 \quad (\text{A.25})$$

Hier ist nun auch deutlich zu erkennen, dass die Dämpfungen in der optischen Domäne quadratisch gewichtet werden, wohingegen alle HF-Dämpfungsanteile, egal ob vor oder nach der Strecke, mit normaler Gewichtung eingehen.