

Integrierte planare Antennen für supraleitende Detektorsysteme zur THz-Strahldiagnostik

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der KIT-Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

M. Sc. Alexander Schmid

geb. in Stuttgart

Tag der mündlichen Prüfung:

29.04.2021

Hauptreferent:

Prof. Dr. Michael Siegel

Korreferent:

Prof. Dr. Anke-Susanne Müller

Vorwort

Der Nachweis der für diese Arbeit verwendeten Quellen erfolgt an den entsprechenden Stellen im Text als indirektes Zitat. Zur besseren Unterscheidung werden drei verschiedene Zitierarten verwendet.

Externe Publikationen

Für Zitate aus externen wissenschaftlichen Arbeiten und der Fachliteratur wird das Nummernsystem in eckigen Klammern verwendet.

Beispiel: [1]

Die Auflistung erfolgt im **Literaturverzeichnis** sortiert nach der Reihenfolge des Auftretens im Text.

Eigene Veröffentlichungen

Die Kennzeichnung von wissenschaftlichen Veröffentlichungen, an denen ich als Autor mitgewirkt habe, erfolgt mit den Anfangsbuchstaben der Nachnamen der ersten drei Autoren, gefolgt von der Jahreszahl.

Beispiel: [SRK⁺16].

Betreute studentische Arbeiten

Im Rahmen dieser Arbeit von mir betreute studentische Abschlussarbeiten werden durch die ersten drei Buchstaben des Nachnamens des Autors und der Jahreszahl kenntlich gemacht.

Beispiel: [Mat15].

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS) am Karlsruher Institut für Technologie (KIT). Die vielfältige Unterstützung fachlicher und menschlicher Natur, die ich in dieser Zeit erfahren habe, hat einen wesentlichen Beitrag zur Entstehung und dem Gelingen dieser Arbeit geleistet. Bei diesen Menschen möchte ich mich hier herzlichst bedanken.

An erster Stelle gilt mein Dank Prof. Dr. Michael Siegel, der mir die Durchführung dieser Arbeit in einem spannenden Themenfeld zwischen der Hochfrequenztechnik und der Detektorphysik ermöglicht hat. Ebenso bedanke ich mich bei Prof. Dr. Anke-Susanne Müller für die Übernahme des Korreferats und für ihre Unterstützung, ohne die viele der für diese Arbeit durchgeführten Messungen nur schwer möglich gewesen wären. Des Weiteren möchte ich mich bei der Helmholtz International Research School for Teratronics (HIRST) des KIT für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit durch ein Stipendium bedanken.

Von den vielen guten Kolleginnen und Kollegen, die ich kennenlernen durfte, möchte ich mich an dieser Stelle besonders bei Herrn Dr.-Ing. Stefan Wunsch bedanken. Durch sein allzeit offenes Ohr, fachliches Wissen und seine motivierenden Kommentare konnte ich noch aus der verzwicktesten fachlichen Diskussion immer neue Lösungsvorschläge mit herausnehmen. Insbesondere möchte ich mich auch bei Juliane Raasch und Artem Kuzmin für die gute Zusammenarbeit bedanken. Durch eure positive und offene Art wurde auch die längste Labormessung erträglich. Bei Steffen Dörner und Michael Merker möchte ich mich für vieles bedanken: Anregende Diskussionen, tolle Erlebnissen auf Konferenzen und Workshops und natürlich das wir beim Bau der Laborkoffer für das Praktikum so wenig gepusht haben. Außerdem möchte ich den technischen Mitarbeitern des IMS, Karlheinz Gutbrod und Alexander Stassen, für die gute Zusammenarbeit und die technische Unterstützung im Aufbau der Prototypen der Detektorsysteme danken. Natürlich will ich auch alle anderen ehemaligen Kolleginnen und Kollegen nicht vergessen. In alphabetischer Reihenfolge: Matthias Arndt, Ilya Charaev, Doris Duffner, Matthias Hofherr, Konstantin Ilin, Frank Ruhnau, Alexander Scheuring, Ekkehart Schmidt und Petra Thoma. Ebenso gilt mein Dank allen Studenten des IMS, die durch ihre Bachelor-, Master- und Diplomarbeiten einen Teil zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich hatte das Glück, im Rahmen meiner Arbeit nicht nur das „heimische Labor“, sondern auch die Arbeit an einigen Beschleunigerquellen in Deutschland und Europa kennenlernen zu dürfen. Dabei möchte ich dem Team der Hochleistungs-Strahlungsquelle *ELBE* des Helm-

holtz-Zentrums Dresden-Rossendorf, dem Team der Diamond Light Source in Didcot, UK und dem Team der Strahlungsquelle des KIT für den herzlichen Empfang und die Unterstützung bei den Messkampagnen danken. Insbesondere der fachliche Rat von Miriam Brosi und Johannes Steinmann vom Laboratorium für Applikationen der Synchrotronstrahlung und Erik Bründermann vom Institut für Beschleunigerphysik und Technologie des KIT waren eine große Hilfe.

Schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern, meiner Schwester und meiner Freundin Teresa für die bedingungslose Unterstützung, ihren Rückhalt und ihr Verständnis in den letzten Jahren bedanken. Ohne euch wäre das alles nicht möglich gewesen!

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Zielsetzung und Aufbau der Arbeit	2
1.2	Begriffsdefinition	4
2	THz-Strahldiagnostik und Grundlagen des Detektorentwurfs	7
2.1	Quellen für gepulste THz-Strahlung	7
2.1.1	Synchrotronstrahlung an Speicherringen	8
2.2	Anforderungen an Diagnostikinstrumente für Beschleuniger	11
2.3	State-of-the-Art Raumtemperaturdetektoren für THz-Strahlung	15
2.3.1	Pyroelektrische Detektoren	15
2.3.2	Schottky-Dioden	16
2.4	Supraleitende Detektoren für THz-Strahlung	17
2.4.1	Bolometer: Grundlagen	18
2.4.2	Supraleitende Mikrobolometer: Der Heiße-Elektronen-Effekt	23
2.4.3	YBCO: Detektionsmechanismus bei Anregung unterhalb der Energie- lücke	26
2.4.4	Die Impedanz eines supraleitenden Bolometers	28
2.4.5	Zusammenfassung	30
2.5	Strahlformung und -führung im THz-Bereich	30
2.5.1	Grundlagen der Quasi-Optik	31
2.5.2	Koppeleffizienz	34
3	Grundlagen der Antennentechnik	39
3.1	Feldbeschreibung und Kenngrößen von Antennen	39
3.1.1	Anpassung der Antenne an die Last	41
3.1.2	Fernfelder	42
3.1.3	Polarisation	46

3.2	Strahlungskopplung in planare Antennenstrukturen	48
3.2.1	Substratmoden	48
3.2.2	Hornantennen	52
3.2.3	Hybride Linsenantennen	55
3.3	Zusammenfassung	58
4	Antennenentwurf für Strahlungsdetektoren im THz-Bereich	59
4.1	Resonante Antennen	60
4.1.1	Einzelschlitze als Aperturantennen	61
4.1.2	Die Doppelschlitzantenne als Arrayantenne	68
4.1.3	Planare Entwurfsmöglichkeiten der Doppelschlitzantenne	73
4.2	Wanderwellenantennen mit großer Bandbreite	85
4.2.1	Bowtieantenne	87
4.2.2	Spiralantenne	89
4.3	Zusammenfassung und Diskussion	95
5	Integriertes Spektrometer mit vier Kanälen und schneller Antwortzeit basierend auf YBCO-Detektoren	97
5.1	Systemkonzept	98
5.2	Technologie zur Herstellung empfindlicher YBCO-Detektoren	99
5.3	Entwurf der Planarantenne	100
5.4	Entwurf eines integrierten Arrays	107
5.4.1	Minimierung des Übersprechens	108
5.4.2	Optimierung der Fernfeldkopplung	110
5.4.3	Optimierter Arrayentwurf	118
5.5	Entwurf des Auslesepfads	121
5.5.1	Detektormodul: Entwurf der Adapterplatine	121
5.5.2	Ausleseelektronik	124
5.6	Probencharakterisierung	127
5.6.1	Gleichstromverhalten der Detektoren	128
5.6.2	Zero-Bias-Betrieb	131
5.6.3	Hochfrequenzverhalten	137
5.7	Messungen an Beschleunigern: Das Spektrometer als Diagnoseinstrument . .	140
5.7.1	Diamond Light Source	140
5.7.2	Karlsruhe Research Accelerator - KARA	145

5.8 Zusammenfassung und Diskussion	147
6 Ein Gitterspektrometer für Frequenzen über 1 THz basierend auf NbN-HEB	151
6.1 Systemkonzept	151
6.2 Beugungsgitter für 1 THz bis 5 THz	154
6.2.1 Entwurf	154
6.2.2 Simulation des Gitterverhaltens	156
6.2.3 Herstellung und Oberflächenqualität	158
6.2.4 Verifikationsmessung	160
6.3 Detektorentwurf	163
6.3.1 Antennenentwurf	164
6.4 Entwurf des Detektorsystems	169
6.4.1 Anordnung der Detektoren	170
6.4.2 Ausleseelektronik	172
6.5 Aufbau eines Demonstrators und Verifikationsmessung	174
6.6 Zusammenfassung und Diskussion	178
7 Zusammenfassung	181
A Anhang 1	187
A.1 Alternativer Entwurf eines YBCO-Detektorarrays	187
A.1.1 Antennenentwurf	187
Abkürzungsverzeichnis	189
Abbildungsverzeichnis	195
Tabellenverzeichnis	205
Literaturverzeichnis	207
Eigene Veröffentlichungen	227
Betreute studentische Arbeiten	229
Konferenzbeiträge	231

1 Einleitung

Die Entwicklung spezialisierter Messgeräte als Teildisziplin der Ingenieurwissenschaften spielt eine wichtige Rolle bei der Untersuchung physikalischer Phänomene und der Validierung von Hypothesen der theoretischen Physik. Von ebenso großer Bedeutung ist sie bei der Erarbeitung praktischer Anwendungen. Beispielhaft sind dabei die von Heinrich Hertz in den späten 1880er Jahren durchgeführten Hochfrequenzversuche, in denen mit eigens entwickelten Versuchsanordnungen eine Erzeugung und Detektion elektrischer Signale bei deutlich höheren als zu dieser Zeit üblichen Frequenzen möglich war [1]. Dies hatte einen maßgeblichen Anteil daran, dass in einer Reihe von Versuchen zum ersten Mal die von Maxwell postulierten Grundgleichungen des Elektromagnetismus [2] experimentell nachgewiesen werden konnten. Zusätzlich kann die Veröffentlichung „*Ueber electrodynamische Wellen im Luft-raume und deren Reflexion*“ [3] aus dem Jahr 1888 auch als der Grundstein für die moderne Funk- und Antennentechnik mit ihren zahllosen Anwendungen angesehen werden [4].

Im Gegensatz zu den von Hertz verwendeten Wellenlängen im Bereich mehrerer Meter, rücken in der aktuellen Forschung vor allem Frequenzen mit deutlich kürzeren Wellenlängen in den Fokus. Der Hauptgrund ist dabei die hohe Anzahl reservierter Frequenzbänder und der gesteigerte Bedarf an hohen Übertragungsraten. Zu diesen Frequenzen gehört auch der Bereich der Terahertz-Strahlung¹. Die Forschung im THz-Bereich war lange Zeit durch das Fehlen von Quellen mit starker Ausgangsleistung eingeschränkt. Der Frequenzbereich liegt zwischen der durch typische Bauelemente der Hochfrequenztechnik erzeugten Mikrowellenstrahlung und den durch klassische optische Quellen abgedeckten Wellenlängen, was zur Begriffsbildung der „*THz-Lücke*“ führte [6]. Gleichzeitig besteht ein anhaltendes Interesse an der Nutzung des THz-Bereichs für die wissenschaftliche Grundlagenforschung, da die sich aus dem Frequenzbereich von 0,3 THz bis 10 THz ergebende Energieverteilung von 1,2 meV bis 37 meV wichtige physikalische Prozesse, wie Verunreinigungen in Halbleitern oder molekulare Rotationszustände in Gasen [7], abdeckt.

¹ Der IEEE Standard 521-2019 [5] definiert als Untergrenzen des THz-Bereichs eine Frequenz von 0,3 THz. Um eine einheitliche Benennung zu erreichen, wird in dieser Arbeit jedoch der Bereich auf Frequenzen größer als 0,1 THz ausgedehnt.

Im letzten Jahrzehnt konnten sich als wissenschaftliche Lichtquellen betriebene Teilchenbeschleuniger als Quelle für THz-Strahlung hoher Intensität und damit als aussichtsreiche Kandidaten für die Durchführung von Experimenten in diesem Frequenzbereich etablieren [6]. Die häufigsten Vertreter sind Speicherringe, nach ähnlichen Prinzipien können aber auch Linearbeschleuniger, wie z. B. Freie-Elektronen-Laser, zur Strahlungserzeugung eingesetzt werden. Das grundlegende Funktionsprinzip basiert auf der Ablenkung von relativistischen Elektronen von einer vorgegebenen Bahn, bei der es zur Erzeugung extrem breitbandiger Strahlung mit einem Maximum der Intensität im Röntgenbereich kommt [8]. Ein wesentlicher Fortschritt im Hinblick auf die Eignung als THz-Quelle stellte die Entwicklung spezieller Betriebsmodi der Beschleuniger dar, bei der eine gezielte Beeinflussung des Verteilungsmusters der relativistischen Teilchen zu einer kohärenten Abstrahlung im THz-Bereich führt [9–11]. Dies sorgt aufgrund der hohen Anzahl an beteiligten Teilchen zu einer deutlichen Leistungssteigerung.

Die Qualität der emittierten Strahlung hängt direkt von den Maschinenparametern des Beschleunigers ab. Um optimale Betriebsparameter bestimmen zu können und die für Experimente geforderte Stabilität zu erreichen, muss sie im Betrieb ständig kontrolliert werden. Dieses Vorgehen und die dazu nötigen Detektoren und Messaufbauten werden unter dem Begriff der *Strahldiagnostik* zusammengefasst. Da bisher verfügbare Detektorsysteme im THz-Bereich in vielen Fällen nicht alle Anforderungen moderner Beschleuniger erfüllen können, ist die Entwicklung neuartiger Diagnosewerkzeuge der Strahldiagnostik ein Bereich aktueller Forschungsbestrebungen. In dieser Arbeit wird durch die Untersuchung zweier verschiedener Detektorkonzepte und die Entwicklung der entsprechenden Detektorsysteme versucht, einen Beitrag zu diesem Forschungsfeld zu leisten.

1.1 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Der Aufbau dieser Arbeit und der darin beschriebene Entwurfsprozess richtet sich nach den wesentlichen Anforderungen an ein Detektorsystem als Diagnostikinstrument. Diese ergeben sich aus den speziellen Eigenschaften der von einer Beschleunigerquelle im THz-Bereich emittierten Strahlung. Da die für die Strahlungserzeugung verantwortlichen Teilchen innerhalb des Beschleunigers räumlich keine konstante Verteilung aufweisen, sondern in sogenannten Paketen räumlich gebündelt sind, handelt es sich um gepulste Strahlung. Die Wiederholrate richtet sich nach dem Beschleunigertyp und -aufbau, wobei ein großer Bereich abgedeckt wird. Insbesondere moderne Speicherringe werden mit dem Ziel einer hohen mitt-

leren Leistung der Strahlung auf hohe Wiederholraten hin optimiert. Dabei werden Werte im Bereich von mehreren Hundert Megahertz bis hin zu einem Gigahertz erreicht [8, 11].

Im Fall von Ringbeschleunigern, insbesondere Speicherringen, kommt es zusätzlich mit den für die Erzielung hoher Intensitäten nötigen Betriebsbedingungen zum Auftreten von Wechselwirkungen zwischen den Elektronenpaketen im Ring. Dabei ändert sich die Verteilung der Teilchen in einem instabilen Prozess, was sich in einer starken Schwankungen der Intensität und des Spektrums des abgestrahlten THz-Signals äußert [8]. Für eine genaue Untersuchung dieser Vorgänge muss das Detektorsystem in der Lage sein, sowohl die zeitliche Entwicklung der Intensität, als auch des Spektrums aufzuzeichnen.

Bereits in früheren Arbeiten konnte gezeigt werden, dass die für eine Auflösung der einzelnen Pulssignale nötige schnelle Antwortzeit von Detektorelementen auf der Basis von Dünnschichten aus supraleitenden Materialien, wie Yttrium-Barium-Kupferoxid (YBCO) [12, 13] und Niobnitrid (NbN) [14, 15], erreicht wird. Diese vielversprechenden Ergebnisse sollen in dieser Arbeit erweitert werden, indem die Anwendung dieser Elemente in Detektorsystemen untersucht wird, die als Spektrometer zusätzlich eine zeitliche Analyse des Spektrums des THz-Signals erlauben. In Kap. 2 wird entsprechend dieser Leitsätze einen Einblick in die Anforderungen an Detektorsysteme zur Strahldiagnostik gegeben und mit dem Stand der Technik verglichen. Ebenso erfolgt eine Einführung in die Grundlagen supraleitender Detektoren mit schnellen Antwortzeiten und ihrer Eignung für ein Detektorsystem.

Eine definierte spektrale Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle ist die grundlegende Anforderung an ein Spektrometer. Im Fall der hier untersuchten Detektortypen wird für eine effektive Einkopplung der Strahlung im THz-Bereich eine Antenne benötigt. Diese bildet ein Filterglied und ist so maßgeblich für die spektrale Empfindlichkeit des Detektors. In Kap. 3 wird eine Einführung in die nötigen Grundlagen der Antennentechnik gegeben. Eine wichtige Fragestellung ist dabei die Wahl der optimalen Bauform der Antenne. Planare miniaturisierte Antennentypen erlauben eine sehr gute Ankopplung an das Detektorelement, sowie eine Herstellung mit den selben technologischen Mitteln. Diese Antennen erreichen mit einer Gesamtstrukturgröße im Bereich der Wellenlänge und der daraus resultierenden geringen effektiven Wirkfläche keine optimale Einkopplung der Strahlung. Durch die Nutzung zusätzlicher Fokussierelemente kann dies verbessert werden. Der Schwerpunkt liegt hier auf der Untersuchung der Eignung der im THz-Bereich häufig verwendeten Konzepte der Speisung mit einer Hornantenne und der integrierten Linsenantenne [7].

Eine ausführliche Betrachtung des Entwurfsprozesses einer Planarantenne zur Verwendung mit einem supraleitenden Detektor erfolgt in Kap. 4. Hier werden die beiden Grundformen,

d. h. die schmalbandige resonante Antenne und die breitbandige frequenzunabhängige Antenne, anhand der in dieser Arbeit verwendeten Entwürfe eine Doppelschlitz- und einer Spiralantenne einander gegenübergestellt. Die Untersuchung der Einflüsse der Parameter und Abmessungen der Antennen auf das Verhalten wurde mit elektromagnetischen Feldsimulationen durchgeführt.

Im zweiten Teil der Arbeit wird der Entwicklungsprozess zweier Detektorsysteme für die Strahldiagnostik beschrieben. Diese unterscheiden sich im verwendeten Ansatz, dem Frequenzbereich und dem Typ des Detektorelements. In Kap. 5 wird ein auf einem Detektorchip integriertes vierkanaliges Spektrometer mit YBCO-Detektoren mit den Mittenfrequenzen 0,14 THz, 0,35 THz, 0,65 THz und 1,0 THz beschrieben. Im Gegensatz dazu beruht das in Kap. 6 behandelte System auf dem Prinzip eines Gitterspektrometers und ist für einen Frequenzbereich von 1 THz bis 4 THz ausgelegt. Von beiden Systemen wurden Prototypen aufgebaut und ihre Funktionalität an verschiedenen Beschleunigerquellen validiert.

1.2 Begriffsdefinition

Die in dieser Arbeit behandelten Detektorsysteme wurden nach dem *Bottom-Up*-Prinzip entwickelt. Sie können daher nicht als eine einfache „*Black Box*“, sondern nur unter Berücksichtigung ihres tatsächlichen Aufbaus in Einzelteilen betrachtet werden. Dabei wird die folgende Begriffsdefinition verwendet:

Detektorelement

Als Detektorelement wird in dieser Arbeit die eigentliche supraleitende Struktur bezeichnet, die als Sensor für die Umwandlung einer der zu messenden THz-Strahlung proportionalen Größe in das ausgelesene elektrische Signal verantwortlich ist. Bei den untersuchten Strukturen handelt es sich um horizontal aus einer Dünnschicht strukturierten Brücken. Die Abmessungen liegen meist in einem Bereich unterhalb von einem Mikrometer.

Detektor

Der Detektor (bzw. die Detektorschaltung) umfasst neben dem eigentlich Detektorelement alle für den Betrieb nötigen planaren Schaltungselemente. Dies schließt sowohl die für eine effiziente Einkopplung der Strahlung nötigen Antennen als auch Verbindungsleitungen und

Filterschaltungen ein. Die Abmessungen der Detektoren liegt im Bereich von einigen bis mehreren Hundert Mikrometern. Detektoren werden mit mikroelektronischen Herstellungsverfahren aus auf einem dielektrischen Substrat aufgebracht Dünnschichten strukturiert. Typischerweise werden in einem Durchgang mehrere gleichartige Proben auf einem Substrat mit größeren Abmessungen (in der Halbleiterfertigung auch *Wafer* genannt) hergestellt. Nach der Herstellung erfolgt eine Vereinzelnung in die eigentliche Probe, dem Detektorchip. Dieser kann einen einzelnen Detektor (Kap. 6) oder mehrere (Kap. 5) umfassen.

Detektormodul

Der Begriff Detektormodul wird für eine Einheit aus Detektorchip, nicht-planaren Elementen zur Strahlungskopplung (z. B. Linsen) und einem mechanischen Gehäuse mit den für den Betrieb nötigen Anschlüssen verwendet. Der Begriff ist dabei in seinem Gebrauch weitestgehend identisch mit der auch in der Literatur anzutreffenden englischen Bezeichnung *Detectorblock*. Ein Detektormodul bildet eine grundlegende und eigenständige Funktionseinheit, der im Fall von supraleitenden Detektoren für einen ordnungsgemäßen Betrieb nur noch die durch Einbau in einen Kryostaten erreichte Kühlung auf Betriebstemperatur fehlt.

Detektorsystem

Als Detektorsystem wird die Gesamtheit eines für einen bestimmten Verwendungszweck entworfenen Geräts und die zum Betrieb zwingend notwendige Peripherie wie Strom- und Spannungsquellen oder Verstärker bezeichnet. Im Fall von supraleitenden Detektoren bildet ein Kryostat die Grundlage des Systems. Er stellt die für den Betrieb eines oder mehrerer Detektormodule notwendige Kühlung bereit und verfügt über die für die Auslese des Detektorsignals notwendigen Verbindungsleitungen.

2 THz-Strahldiagnostik und Grundlagen des Detektorentwurfs

2.1 Quellen für gepulste THz-Strahlung

Im THz-Bereich verfügen auf Halbleitertechnologie basierende Strichquellen mit zeitlich kontinuierlichem Ausgangssignal (engl. *Continuous-Wave*, CW) durch den Betrieb nahe der Grenzfrequenz und der Zunahme parasitärer Kapazitäten besonders für Frequenzen über 1 THz nur über eine vergleichsweise geringe Ausgangsleistung [16]. Im Gegensatz dazu können mit verschiedenen Technologien Quellen mit Emission von gepulster Strahlung mit mittleren Leistungen oberhalb von einem Milliwatt realisiert werden. Beispiele hierfür sind die durch Übertragung von optischen Konzepten auf den THz-Bereich entstandenen Gaslaser [17] oder Quantenkaskadenlaser [16, 18].

Eine weitere bedeutende Quelle gepulster Strahlung sind Teilchenbeschleuniger. Diese existieren in unterschiedlichen Bauformen, wobei als Ringbeschleuniger ausgeführte Synchrotron-Lichtquellen und Linearbeschleuniger (z. B. Freie-Elektronen-Laser (FEL)) die am häufigsten vertretenen Typen darstellen. An diesen Quellen wird die Beschleunigung relativistischer Teilchen zur Erzeugung ultra-breitbandiger Synchrotronstrahlung genutzt, die vom Mikrowellen- bis weit in den Röntgenbereich reicht [8].

Experimente mit Synchrotronstrahlung wurden in der Anfangszeit meist parasitär an Hochenergie-Beschleunigern durchgeführt. Die einzigartigen Eigenschaften, insbesondere die hohe Brillanz der Strahlung bei gleichzeitig hoher Intensität, führte jedoch zur Etablierung optimierter Lichtquellen, die heute einen großen Beitrag zu Anwendung von THz-Strahlung in der Forschung leisten [6].

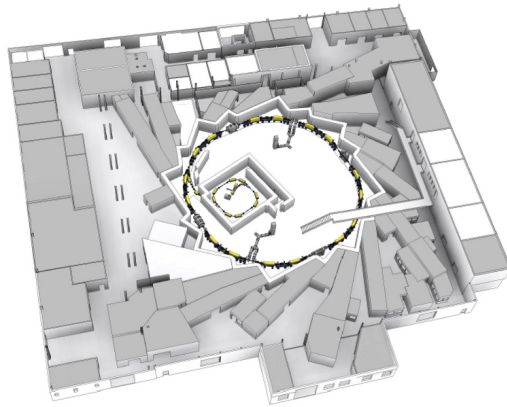


Abbildung 2.1: Die Synchrotronstrahlungsquelle des KIT [20]: Perspektivische Draufsicht der Beschleunigerhalle mit dem Speicherring in der Mitte und den radial angeordneten Experimentierhütten.

2.1.1 Synchrotronstrahlung an Speicherringen

Synchrotronstrahlung stellt die grundlegende Form der Erzeugung von hochfrequenter Strahlung an einer beschleunigerbasierten Lichtquelle dar. Sie erhielt ihren Namen nach dem Beschleunigertyp, an dem sie 1947 zuerst nachgewiesen wurde [19], kann jedoch auch nach dem selben Prinzip an Beschleunigern mit abweichender Bauform erzeugt werden.

In einem Synchrotron werden relativistische Elektronen auf einer Kreisbahn durch tangential magnetische Wechselfelder beschleunigt. Die Erhöhung der Teilchenenergie überwiegt gegenüber einer zu vernachlässigenden Geschwindigkeitszunahme. Eine Sonderform des Synchrotron stellt der Speicherring dar, in dem der Energieverlust der Teilchen durch periodische Anregung kompensiert und damit eine lange Lebensdauer des Strahls erreicht wird. Ein Beispiel für einen solchen Speicherring ist die Beschleunigerquelle des Karlsruher Instituts für Technologie, der Karlsruhe Research Accelerator (KARA). Dessen Aufbau ist in Abbildung 2.1 schematisch in einer Draufsicht der Beschleunigerhalle gezeigt. Der Speicherring mit Vorbeschleunigerstrecke ist deutlich in der Mitte zu erkennen. Tangential an den Speicherring schließen sich die einzelnen Experimentierhütten (engl. *beamlines*) an, in welche die erzeugte Strahlung ausgekoppelt wird.

Als Synchrotronstrahlung wird die durch Energieverlust bei der Ablenkung des Elektrons von seinem geraden Pfad durch ein Magnetfeld entstehende tangential Strahlung bezeichnet. Die von einem Elektron der Beschleunigung a abgestrahlte Leistung lässt sich dabei durch die relativistische Form der Larmor-Gleichung berechnen [7]:

$$P = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \gamma_L^4 \quad (2.1)$$

Der Faktor $\gamma_L = m_e/m_0 = (1 - (v/c)^2)^{-0,5}$ gibt das Verhältnis der Masse des Elektrons zu seiner Ruhemasse an. Gleichung 2.1 verdeutlicht, warum die abgestrahlte Leistung ansteigt, je näher die Geschwindigkeit des Teilchens sich der Lichtgeschwindigkeit nähert. Die Abstrahlung des Signals erfolgt jedoch inkohärent und fällt zu Frequenzen im THz- und GHz-Bereich hin stark ab.

In einem realen Beschleuniger sind die Elektronen nicht räumlich vereinzelt, sondern als Kette in Elektronenpaketen mit definiertem Abstand, sogenannten Bunches, gebündelt. Die räumliche Verteilung einer großen Zahl von Elektronen innerhalb eines Bunches kann durch die Breite des entstehenden Strahlungssignals σ_{Bunch} quantifiziert werden. Für Wellenlängen größer als die Bunchbreite ist eine kohärente Abstrahlung möglich. Man spricht hier entsprechend von kohärenter Synchrotronstrahlung (engl. *coherent synchrotron radiation*, CSR). Nach [8] besteht dabei folgende Abhängigkeit der abgestrahlten Leistung von der Teilchenanzahl N_e :

$$\frac{dP}{d\lambda} = (N_e + N_e(N_e - 1)f_\lambda) \frac{dP_e}{d\lambda} \quad (2.2)$$

f_λ wird Formfaktor genannt und gibt den Grad der Kohärenz an.

Da bei kohärenter Emission die Intensität quadratisch mit der Anzahl an Elektronen steigt, kann durch gezielte Verkürzung der Bunchlänge die Intensität der Beschleunigerquelle im THz-Bereich deutlich erhöht werden. Die Emission von CSR im THz-Bereich durch gezielte Veränderung der Betriebsparameter des Beschleunigers konnte zuerst an einem Linac [21] gezeigt werden. Der Nachweis an einem Synchrotron erfolgte 2002 [11].

Um im THz-Bereich die Kohärenzbedingung zu erfüllen, müssen Bunchlängen im Pikosekundenbereich erreicht werden. Die longitudinale Verteilung der Elektronen in einem Bunch (und damit die Bunchlänge) hängt stark von der Abweichung des Teilchenorbits ΔL von der idealen Kreisbahn im Beschleuniger L_0 ab. Ein Teilchen bewegt sich dann auf einem abweichenden Orbit, wenn es aufgrund einer vom Referenzteilchen abweichenden Energie $\Delta E/E_0$ im Magnetfeld eine stärkere Ablenkung erfährt. Nach [8] besteht hier der Zusammenhang

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha_c \frac{\Delta E}{E_0}. \quad (2.3)$$

Der Faktor α_c wird als *Momentum-Compaction-Faktor* bezeichnet. Mithilfe spezieller Magnetoptiken (sog. low- α_c -Optiken) kann der in Gl. 2.3 beschriebene Zusammenhang zur Verkürzung der Bunchlänge und damit zur kohärenten Strahlungserzeugung genutzt werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von CSR ist die Modulation der Elektronenverteilung in einem Bunch durch das Aufprägen von Substrukturen mit kleineren Zeitkonstanten

als die Bunchlänge. Diese Betriebsmöglichkeit wird im THz-Bereich vor allem an Linearbeschleunigern genutzt. Die Substrukturen können z. B. durch ultrakurze Laserstrahlung (*femto-slicing*, [22]) oder durch spezielle Magnetooptiken (sog. Undulatoren [8]) erzeugt werden.

Neben der gewollten Anregung von Substrukturen kann es an Synchrotronquellen zu einem ungewollten Auftreten ähnlicher Effekte kommen. Dies liegt darin begründet, dass nicht nur die Elektronen eines einzelnen Bunches sich gegenseitig beeinflussen, sondern auch zwischen benachbarten Elektronenpaketen im Speicherring Wechselwirkungen auftreten. Durch die relativistische Bewegung der Elektronen im Speicherring wirkt jedes Teilchen über eine Beeinflussung der *EM*-Feldverteilung vor allem auf zeitlich später folgende Teilchen (engl. *wake field interaction*) [8]. Eine Beeinflussung der vorderen Teilchen eines Bunches findet nur unter bestimmten Bedingungen bei kohärenter Strahlungserzeugung statt [23].

Die Stärke der Wechselwirkung ist abhängig von den Betriebsbedingungen der Beschleunigerquelle, insbesondere dem Strahlstrom. Oberhalb eines gewissen Wertes, der sog. Bursting-Schwelle, wird die Ladungsverteilung der Teilchen gestört und damit instabil. Dies äußert sich in der Ausbildung von zeitlich schwankenden Mikrostrukturen (engl. *micro-bunching instability*) in der Verteilung der Teilchen und entsprechend einem Anstieg der kohärenten Emission von THz-Strahlung mit Frequenzanteilen zu höheren Frequenzen hin [20]. Durch die hohe Anzahl der beteiligten Teilchen schwankt die Intensität der Strahlung stark (vgl. Gl. 2.2). Dieses charakteristische Verhalten wird als *Bursting* bezeichnet.

Der Einfluss des Bursting auf das Spektrum der Strahlung ist in Abb. 2.2 dargestellt. Gegenüber dem von einem rein Gauß-förmigen Verteilung der Teilchen erwarteten Verlauf, zeigen die gemessenen Spektren bei Betrieb oberhalb der Bursting-Schwelle für Frequenzen größer als ca. 0,2 THz eine deutlich erhöhte Intensität. Da die Breite der Bunchlänge in diesem Bereich stark schwankt, ist auch das Spektrum nicht konstant. Oberhalb der Bursting-Schwelle kann also zum einen der Frequenzbereich der Strahlung nach oben hin deutlich erweitert werden, zum anderen sollte für eine Nutzung des Beschleunigers als Quelle die emittierte Strahlung wenig Schwankungen aufweisen. Dies motiviert die Suche nach stabilen Betriebsbereichen, in denen die Vorteile der Signalanteile höherer Frequenz für die Anwendung als Quelle genutzt werden können.

Kohärente Synchrotronstrahlung spielt nicht nur eine wichtige Rolle als Quelle für Strahlung hoher Intensität im THz-Bereich, sondern auch für das Verständnis der physikalischen Vorgänge der beschleunigten Teilchen. Die Untersuchung der Eigenschaften des Teilchenstrahls als Feld der Beschleunigerphysik wird dabei als Strahldiagnostik bezeichnet. Wegen der sehr kurzen Zeitkonstanten im Piko- und Femtosekundenbereich ist eine direkte Messung

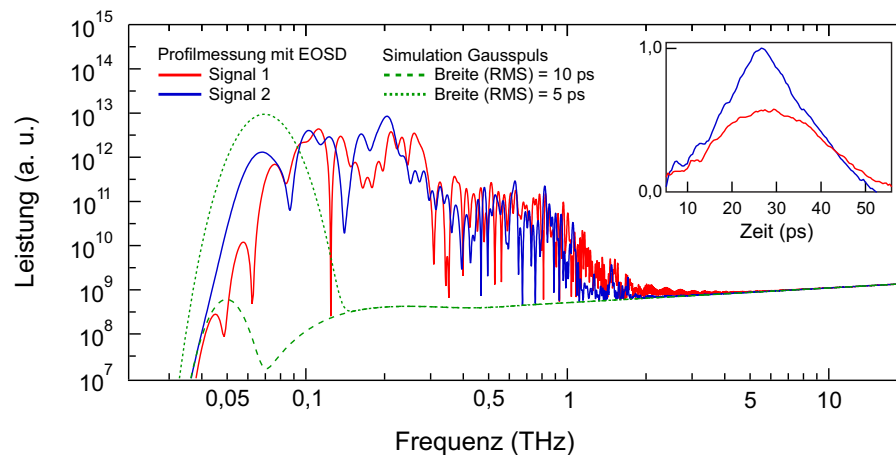


Abbildung 2.2: Das Spektrum der von zwei Bunches emittierten Strahlung im THz-Bereich gemessen mit einem Setup basierend auf elektro-optisches Sampling direkt in der Hochvakuumumgebung des Speicherrings. Ebenso dargestellt sind die simulierten Spektren für Gaußpulse unterschiedlicher Breite. Der Einfluss des Bursting auf das Spektrum ist für Frequenzen über 0,2 THz deutlich zu sehen. Abbildung angepasst aus [SBB⁺16]

der Verteilung der Elektronenpakete in den meisten Fällen nicht möglich. Da jedoch ein direkter Zusammenhang zwischen dem Spektrum der emittierten Strahlung und der Verteilung der Teilchen in einem Bunch besteht, kann diese Herausforderung durch Detektorsysteme mit der Möglichkeit zu spektrometrischen Messungen umgangen werden.

2.2 Anforderungen an Diagnostikinstrumente für Beschleuniger

Wie im vorherigen Unterkapitel motiviert, können Detektorsysteme als Diagnostikinstrumente wichtige Erkenntnisse für die Beschleunigerphysik liefern und die Betriebsparameter und damit die Qualität der erzeugten Strahlung verbessern. Bei Vertretern der aktuellen Beschleunigergeneration ist die Strahlung im THz-Bereich beugungsbegrenzt. Daher tritt die transversale Diagnostik in ihrer Bedeutung hinter der longitudinalen Diagnostik, d. h. der Untersuchung der räumlichen Verteilung der Elektronen entlang ihrer Kreisbahn, zurück. Neben der zur Rückgewinnung der Bunchform nötigen Bestimmung des Spektrums ist für Synchrotronquellen besonders die Analyse der Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und die dadurch entstehenden Schwankungen des emittierten Signals von Bedeutung. Dies stellt bestimmte Anforderungen an die verwendete Detektortechnologie, die im Folgenden herausgearbeitet werden sollen.

Generell lassen sich Detektoren anhand der folgenden Kenngrößen charakterisieren [7]:

Proportionalität zur Messgröße

Eine grundlegende Eigenschaft eines Detektors ist der Zusammenhang zwischen der zu messenden physikalischen Größe und der elektrischen Ausgangsgröße. Bei Strahlungsdetektoren kann z. B. das Detektorsignal (Spannung oder Strom) proportional zu einer Feldgröße (E - oder B -Feld) oder proportional zur Leistung und damit zum Quadrat der Feldgröße (engl. *Square-Law*) [24] sein. Square-Law-Detektoren stellen im THz-Bereich den häufigsten Typ von Strahlungsdetektoren dar.

Rauschen

Das Ausgangssignal eines Detektors setzt sich neben dem eigentlichen Nutzsignal noch aus Anteilen verschiedener Rauschprozesse zusammen, welche die elektrischen Eigenschaften des Detektors verschlechtern und Signale geringer Intensität überdecken können. Das Rauschen begrenzt den Bereich, in dem die Proportionalität zur Messgröße eingehalten wird (**Dynamikbereich**), nach unten hin. Im Fall von Strahlungsdetektoren bedeutende Rauschenquelle sind nach [25]:

- **Temperaturabhängiges Rauschen:** Thermisches Rauschen (Johnson-Rauschen) und Phononenrauschen.
- **1/f-Rauschen:** Frequenzabhängiger Rauschanteil, der zu hohen Frequenzen hin abnimmt.
- **Photonenrauschen:** Extrinsisches Rauschen durch Fluktuationen der Hintergrundstrahlung.

Eine Charakterisierung des Einflusses des Rauschens auf die Eigenschaften des Detektors wird meist nicht anhand absoluter Werte, sondern dem relativen Signal-Rausch-Verhältnis in Form der *Noise-equivalent power* (NEP) vorgenommen. Die NEP gibt an, wie viel Signalleistung in einer Messbandbreite von 1 Hz benötigt wird, um die Rauschspannung zu kompensieren und damit ein Signal-Rausch-Verhältnis von eins zu erreichen. Die NEP hat die Einheit $[\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}]$.

Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit S des Detektors ist ein Maß für die Größe der Änderung der elektrischen Ausgangsgröße bei einer gegebener Anregung. Für zeitlich konstante Anregung wird die Empfindlichkeit klassischerweise über die Leistung definiert und hat die Einheit $[V/W]$. Eine wichtige Kenngröße des Detektors ist die elektrische Sensitivität S_{el} . Sie gibt die Veränderung der Ausgangsspannung in Relation zur im Detektor absorbierten Leistung an und berechnet sich entsprechend zu

$$S_{el} = \frac{\Delta U_{sig}}{\Delta P_{abs}}. \quad (2.4)$$

Da eine Bestimmung der absorbierten Leistung in einem komplexen Detektionssystem oft nur schwer möglich ist, kann auch die gesamte Strahlungsleistung herangezogen und die sogenannte optische Empfindlichkeit S_{opt} angegeben werden. Sie ist mit S_{el} über die Absorptionseffizienz η_{Abs} verknüpft und berechnet sich zu

$$S_{opt} = \frac{\Delta U_{sig}}{\Delta P_{rad}} = \eta_{Abs} \frac{\Delta U_{sig}}{\Delta P_{abs}}. \quad (2.5)$$

Ein Unterpunkt der Empfindlichkeit stellt die Abhängigkeit der Detektorempfindlichkeit von den Frequenzbestandteilen des Eingangssignals dar. Diese wird als **spektrale Empfindlichkeit** bezeichnet und ist eng mit dem Mechanismus der Kopplung der zu messenden Größe verbunden. Im THz-Bereich ist dies meist die Absorption von Strahlungsleistung. Als grobe Klassifizierung können Detektoren in zwei Gruppen eingeteilt werden: Detektoren, die beinahe keine Frequenzabhängigkeit oder nur geringe Abweichungen über mehrere Größenordnungen zeigen und Detektoren, die aufgrund des vorherrschenden Koppelmechanismus nur für einen definierten Frequenzbereich empfindlich sind. Die in dieser Arbeit untersuchten Detektoren lassen sich in die zweite Gruppe einordnen. Die Frequenzselektivität wird dabei durch den entsprechenden Entwurf einer Antenne als Filterglied erreicht. Ein Maß für die spektrale Empfindlichkeit eines Detektors für ein Signal der Frequenz ν und einer Bandbreite des Ausgangssignal $\Delta\nu$ stellt die Auflösung $R = \nu/\Delta\nu$ dar.

Im Gegensatz zu zeitlich konstanter oder gemittelter Strahlung gibt es für die Charakterisierung der Empfindlichkeit eines Detektors auf gepulste Strahlung keine allgemein anerkannte Kenngröße. Eine Möglichkeit ist die Bestimmung der mittleren Pulsenergie aus der mittleren Leistung des THz-Signals und entsprechend eine Angabe der Empfindlichkeit in $[V/J]$ [26]. Für den Einsatz eines Detektors als Diagnoseinstrument in der longitudinalen Diagnostik wird jedoch eine Analyse der Signale von Einzelpulsen benötigt. Nur so ist eine Untersuchung der zeitlich stark variierenden Wechselwirkungen zwischen den beschleunig-

ten Elektronen innerhalb benachbarter Bunches möglich [20, 23]. In Kombination mit der hohen Intensität der THz-Strahlung bei kohärenter Emission lässt dies die Empfindlichkeit und das Signal-Rausch-Verhältnis des Detektors gegenüber zwei anderen Kenngrößen in den Hintergrund treten: Der **Antwortzeit** und der **Auslesebandbreite** des Detektors bzw. des Detektionssystems.

Antwortzeit und Auslesebandbreite

Die Antwortzeit des Detektors gibt an, wie schnell der Detektor auf eine Veränderung der gemessenen Größe reagiert. In dieser Arbeit wird als Definition der Antwortzeit gemäß [7, 23] die Summe der Anstiegs- und Abfallszeit auf $(1 - 1/e)$ bzw. $(1/e)$ der maximalen Amplitude bei einer abrupten Veränderung des Strahlungssignals verwendet. Die Antwortzeit ergibt sich damit zu

$$\tau_{\text{Det}} = \tau_{\text{an}} + \tau_{\text{ab}}. \quad (2.6)$$

Die Antwortzeit des Detektors kann als intrinsische Größe aufgefasst werden und wird in vielen Fällen durch den Detektionsmechanismus begrenzt. Bestimmte Detektortechnologien, wie z. B. Schottky-Dioden (Kap. 2.3.2), YBCO-Detektoren (Kap. 2.4.3) oder FET-Transistoren [27], weisen im THz-Bereich jedoch ultra-kurze intrinsische Zeitkonstanten auf, sodass die Bandbreite der Ausleseschaltung als begrenzender Faktor wirken kann.

Der bestimmende Faktor für ein Detektorsystem zu Strahldiagnostik ist die Zeitkonstante der kleinsten Strukturen, die in der Pulsfolge des THz-Signals aufgelöst werden sollen. Die Substrukturen in einem Elektronenpaket als Ursache der Mikrobunching-Instabilität an Speicherringen liegen im Bereich von Femtosekunden und können mit keiner bekannten Technologie für direkte Detektion aufgelöst werden. Die Motivation für die in dieser Arbeit entwickelten Spektrometer für Einzelschussmessungen ist entsprechend der direkte Zusammenhang zwischen dem Spektrum der Strahlung und der Pulsform. Dies erfordert eine Antwortzeit, die in der Größenordnung der stabilen Gauß'schen Pulsbreite und damit im Bereich von mehreren Pikosekunden liegt. Als oberer Grenzwert darf die von der Wiederholfrequenz der Pulse bestimmte Zeit im Bereich von Nanosekunden nicht überschritten werden, da es sonst zu einer Überlagerung der einzelnen Pulssignale kommt.

Im Folgenden soll nun ein kurzer Überblick über die gebräuchlichsten Typen von Detektoren zur Strahldiagnostik im THz-Bereich gegeben werden. Entsprechend den hier ausgearbeiteten Anforderungen konzentriert er sich vor allem auf Detektoren, deren Antwortzeiten die Auflösung jedes einzelnen Pulssignals der Beschleunigerquelle zulassen.

2.3 State-of-the-Art Raumtemperaturdetektoren für THz-Strahlung

Für die Messung von Mikrowellen und Licht im sichtbaren Bereich steht eine breite Auswahl von Detektoren zur Verfügung, die bei Raumtemperatur betrieben werden können. Durch Fortschritte in der Herstellung integrierter Schaltungen und der Halbleitertechnik konnte die Empfindlichkeit mit der Zeit immer weiter in den Infrarot- und den THz-Bereich erweitert werden. Wegen ihrer vergleichsweise geringen Empfindlichkeit werden sie zur Detektion von Strichquellen (engl. *continuous wave*, *CW*) meist mit zeitlich mittelnden Messverfahren betrieben. Bei der Detektion von gepulster Strahlung ist dies nicht möglich. Die hohe Intensität der Strahlung an den meisten Beschleunigern zusammen mit der Verfügbarkeit von rauscharmen Mikrowellenverstärkern erlaubt jedoch den Einsatz in einem begrenzten Dynamikbereich.

2.3.1 Pyroelektrische Detektoren

Pyroelektrische Detektoren bestehen aus Materialien, deren Kristallstruktur Einheitszellen mit einem festen Dipolmoment und damit der Möglichkeit zu spontaner Polarisierung aufweisen [7]. Ein wichtiger Vertreter dieser Materialgattung ist Lithiumtantalat (LiTaO_3) [28]. Da der Effekt der spontanen Polarisierung temperaturabhängig ist, werden pyroelektrische Detektoren zur Klasse der thermischen Detektoren gezählt.

Das eigentliche Detektorelement wird durch einen dünnen Quader des piezoelektrischen Kristalls gebildet, der auf beiden Seiten durch Elektroden kontaktiert ist. Die einfallende THz-Strahlung erwärmt über eine Absorberschicht das darunterliegende pyroelektrische Material und es kommt zu einer Ladungsverschiebung. Diese kann als Strom detektiert werden. Durch die Wahl des Absorbermaterials ist der Detektor in einem weiten Bereich unabhängig von der spektralen Verteilung der einfallenden Strahlung. In der Realität begrenzt die zur Auslese nötige Schaltung zusammen mit den parasitären Eigenschaften des pyroelektrischen Kristalls den Frequenzbereich nach oben hin. Die Antwortzeit des Detektors ist neben den parasitären Widerständen und Kapazitäten von der Wärmekopplung zum Substratmaterial abhängig. Bei geeigneter Wahl ergeben sich Werte im Bereich von ca. 10 ms bis 50 ms bei einer gleichzeitig sehr hohen optischen Empfindlichkeit von 5 kV/W bis 300 kV/W [29].

Ein Beispiel für die Anwendung pyroelektrischer Detektoren als Diagnostikinstrument an einem Beschleuniger ist das von Wesch et al. entwickelte Gitterspektrometer [30]. Dieses

basiert auf mehreren feststehenden Beugungsgittern, die das THz-Signal auf eine Reihe von Multipixel-Arrays mit jeweils 30 Detektoren auffächern und so die spektrale Auflösung festlegen. Insgesamt decken 120 Detektoren einen Frequenzbereich von 0,7 THz bis 6,5 THz ab. Die Zeitauflösung der einzelnen Kanäle wird neben der intrinsischen Antwortzeit der Detektoren von der Ausleseelektronik begrenzt und liegt bei ca. 150 μ s. Das System wurde für den Einsatz an der CTR-Beamline des Linearbeschleunigers FLASH [31] entwickelt. Da dort die Wiederholrate des gepulsten THz-Signals 10 Hz beträgt, können trotz der vergleichsweise langsamen Antwortzeit der pyroelektrischen Detektoren Einzelschussmessungen durchgeführt werden. Andere Beschleunigerquellen, z. B. ein Synchrotron, weisen höhere Wiederholraten im MHz-Bereich auf. Mit einem pyroelektrischen Detektor ist entsprechend keine Auflösung der einzelnen Elektronenpakete möglich und es werden Detektoren mit deutlich geringerer Antwortzeit benötigt.

2.3.2 Schottky-Dioden

Planare Schottky-Dioden finden breite Anwendung als Detektoren im THz-Bereich, da sie eine Antwortzeit im Pikosekundenbereich mit dem Betrieb bei Raumtemperatur verbinden [29]. Sie bestehen aus einem Metall-Halbleiter-Übergang, bei dem sich durch eine sperrende Grenzschicht, dem *Schottky-Kontakt*, zwischen den beiden Materialien eine Potentialbarriere ausbildet. Die Höhe der Barriere ist dabei abhängig von der Fermi-Energie in der Energielücke des Halbleiters. Durch thermische Anregung können Ladungsträger die Barriere überwinden und es kommt zu einem Stromfluss. Schottky-Dioden werden deshalb zur Gruppe der auf Gleichrichtung basierenden Detektoren gezählt [7] und können sowohl für inkohärente direkte Detektion, als auch als Mischer für kohärente Detektion eingesetzt werden.

Meist werden Vertreter der III-V-Verbindungshalbleiter als Material für die Schottky-Diode verwendet. Die Antwortzeit und Grenzfrequenz sind hauptsächlich durch die parasitäre Kapazität und den differentiellen Widerstand des Kontakts begrenzt. Dies macht im Bereich der THz-Strahlung Kontakte mit kleinen Abmessungen nötig. Damit ergibt sich gleichzeitig ein Anstieg des Serienwiderstands und eine geringere Empfindlichkeit. Diese Herausforderung konnte für Galliumarsenid (GaAs) als Halbleitermaterial durch eine Erhöhung der Dotierung gelöst werden [32]. Kontakte aus GaAs können wegen ihres hohen differentiellen Widerstands jedoch nur mit einer externen Vorspannung in Durchlassrichtung betrieben werden, was zu erhöhtem Rauschen führt [33]. Im Gegensatz dazu kann bei monolithischen Schottky-Dioden aus Indiumgalliumarsenid (InGaAs) die Potentialbarriere so weit verringert werden,

dass der Detektor auch ohne angelegte Vorspannung (*Zero-Bias-Betrieb*) eingesetzt werden kann [34].

THz-Detektoren basierend auf Schottky-Dioden sind in der Form von Modulen mit einzelnen Detektoren kommerziell erhältlich [35, 36]. Der Frequenzgang ist dabei abhängig von der Art der Strahlkopplung entweder schmalbandig (Hornkopplung) oder breitbandig (Linsenantenne). Horngekoppelte Detektore erreichen eine optische Empfindlichkeit von 100 V/W bei einer oberen Grenzfrequenz von 1,7 THz [37]. Bei quasi-optisch gekoppelte Detektoren beträgt die obere Grenzfrequenz 2,5 THz und die optische Empfindlichkeit liegt bei einer Frequenz von 1 THz bei 0,12 V/W [38]. Als Diagnoseinstrument an Beschleunigerquellen werden diese Detektormodule sowohl als einzelnen Elemente [39], als auch in Multipixel-Anordnungen eingesetzt. So wurde in [40] ein Einzelschuss-Spektrometer bestehend aus acht Schottky-Detektoren für den Einsatz am Speicherring der Diamond Light Source entwickelt. Die Detektoren sind in einer Matrix als sog. *Focal-Plane Array* angeordnet und decken einen Frequenzbereich von 0,033 THz bis 1,0 THz ab. Ein weiteres Beispiel ist die in [41] gezeigte Anordnung eines Spektrometers mit vier Detektoren für 0,09 THz bis 0,5 THz. Dort wird die Aufteilung des zu analysierenden Signals mithilfe von Strahlteilern vorgenommen.

Im Bereich monolithisch integrierter Arrays wurden in der Vergangenheit hauptsächlich Arrays zur Bildgebung entwickelt [42–44]. Die spektrale Auflösung ist in diesen Entwürfen meist von Element zu Element gleich und die Strahlung wird breitbandig eingekoppelt. Aus diesem Grund eignen sich diese Entwürfe nicht als Detektorsysteme für longitudinale Diagnostik. Im Gegensatz dazu wurde in [45] die Entwicklung eines integrierten Spektrometers mit Schottkydioden vorgestellt. Der Aufbau besteht aus acht planaren Schottky-Dioden, die in einem kommerziellen Prozess mit GaAs als Halbleitermaterial gefertigt werden. Sieben Detektoren sind kapazitiv an schmalbandige Ringantennen gekoppelt und decken einen Frequenzbereich von 0,1 THz bis 0,7 THz ab, der achte Detektor ist für Frequenzen im Mikrowellenbereich ausgelegt. Die elektrische Empfindlichkeit der Detektoren wird mit 6 V/W und die herstellungstechnisch bedingte obere Grenzfrequenz mit 3 THz angegeben [46]. Die Videobandbreite des Systems ist begrenzt durch die Bandbreite der Ausleseelektronik und beträgt 13 MHz.

2.4 Supraleitende Detektoren für THz-Strahlung

Supraleitende Detektoren wurden in der Vergangenheit bereits erfolgreich zur Diagnose von kurzen Pulssignalen eingesetzt. Dabei erlaubten Untersuchungen mit breitbandigen Einzelpi-

xel-Detektoren aus Niobnitrid (NbN) einen tieferen Einblick in die zur Erzeugung von THz-Strahlung relevanten Maschinenparametern von Beschleunigerquellen [14] oder auch Quantenkaskadenlaser [47]. Später konnte durch den Einsatz von Detektoren aus Yttrium-Barium-Kupferoxid ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, YBCO) mit Antwortzeiten im ps-Bereich eine direkte Auflösung der Pulsbreite an einer Synchrotronquelle erreicht werden [12].

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die Detektionsmechanismen von supraleitenden Detektoren gegeben werden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem Mechanismus der inkohärenten Detektion mit supraleitenden Bolometern, insbesondere auf dem Mechanismus des Heiße-Elektronen-Bolometer (HEB) als Ursache für kurze Antwortzeiten.

2.4.1 Bolometer: Grundlagen

Das Bolometer gehört wie pyroelektrische Detektoren zur Gruppe der thermischen Strahlungssensoren. Der Detektionsmechanismus basiert jedoch nicht auf Stromfluss durch Ladungsverschiebung, sondern auf einer Widerstandsänderung eines resistiven Thermometers. Der schematische Aufbau eines generalisierten Bolometers nach [33] ist in Abb. 2.3 dargestellt. Einfallende Strahlung mit der Strahlungsleistung ΔP erhitzt einen Absorber, der an ein Thermometer mit dem temperaturveränderlichen Widerstand $R(T)$ gekoppelt ist. Die Wärmekapazität C setzt die umgewandelte thermische Energie in einen Zusammenhang zur Temperaturänderung ΔT . Sie ist abhängig von der spezifischen Wärmekapazität des Absorbermaterials c_s und dem Absorbervolumen V und berechnet sich zu $C = c_s \cdot V$. Der durch die zugeführte Leistung aus dem Gleichgewichtszustand gebrachte Absorber relaxiert über ein Wärmebad mit (annähernd konstanter) Temperatur T_b an das er mit dem Wärmeleitwert G angekoppelt ist.

Wichtige Kenngrößen eines Bolometers sind die intrinsische Zeitkonstante τ und der Temperaturkoeffizienten α_{TK} . Die Antwortzeit des Detektors wird von τ bestimmt. Sie ist nach [48] abhängig von der Wärmekapazität und dem Wärmeleitwert und beträgt $\tau = C/G$. Der materialabhängige Temperaturkoeffizient α_{TK} ist ein wichtiger Parameter für die Empfindlichkeit des Detektors. Er bezeichnet die Steigung der durch eine Temperaturänderung ΔT hervorgerufenen Widerstandsänderung und ist als $\alpha_{\text{TK}} = R_{\text{Bol}}^{-1}(dR/dT)$ definiert [7]. Für die Entwicklung empfindlicher Bolometer sind Materialien mit einem großen Temperaturkoeffizient nötig. Gut geeignet sind hier bestimmte Metalle, Halbleiter bei kryogenen Temperaturen und insbesondere Supraleiter mit ihrer im Bereich der Sprungtemperatur stark nichtlinearen Abhängigkeit des Widerstands. Die durch Strahlung im Thermometer hervorgerufene Widerstandsänderung kann durch das Anlegen einer externen Spannung oder eines Stromes,

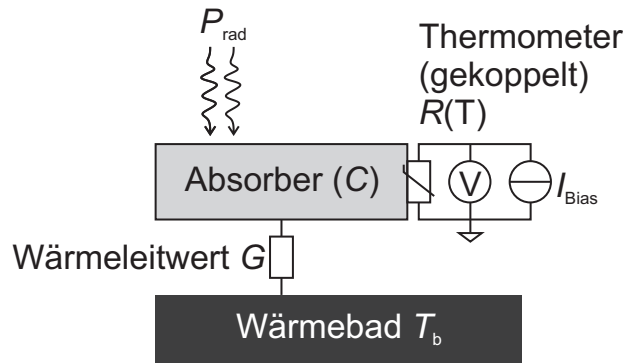


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Bolometers nach [33]. Gezeigt ist der Absorber mit Wärmekapazität C , das an den Absorber gekoppelte Widerstandsthermometer mit Speiseschaltung und Ausleseelektronik für Strombias und das gekoppelte Wärmebad konstanter Temperatur T_b . Der Grad der Kopplung kann mithilfe des Wärmeleitwerts G quantifiziert werden.

dem *Bias*, als zeitlich Änderung detektiert werden. Dieser dynamische Prozess wird durch die Leistungsbilanzgleichung beschrieben [49]:

$$C \frac{d(T - T_b)}{dt} + G(T - T_b) = \eta P_{\text{rad}}(t) + P_{\text{el}}. \quad (2.7)$$

Die zugeführte Leistung auf der rechten Seite der Gleichung, bestehend aus der mit der Effizienz η absorbierten Strahlungsleistung und der konstanten Bias-Leistung P_{el} , steht der über das Substrat abgeführten Leistung gegenüber. Nach [48] ergibt sich im Biasbetrieb mit kleinen Strömen oder Spannungen $P_{\text{el}} = R_s I_{\text{Bias}}^2$ für Strom- und $P_{\text{el}} = U_{\text{Bias}}^2 / R_s$ im Spannungsbias. R_s bezeichnet dabei den Gleichstromwiderstand des Bolometers im thermischen Gleichgewicht. Eine zusätzliche Rückkopplung entsteht, wenn das Thermometer mit einem konstanten Strom gespeist wird. Der Absorber und das Thermometer sind in diesem Fall zusätzlicher Verlustwärme ausgesetzt und der vom Temperaturunterschied abhängige Relaxationsprozess in das Wärmebad wird beeinflusst. Für den zeitabhängigen Teil von P_{el} gilt nach [7]:

$$\frac{dP_{\text{el}}}{dt} = I_{\text{Bias}}^2 \frac{dR_s}{dt} = \alpha_{\text{TK}} I_{\text{Bias}}^2 R_s = \alpha_{\text{TK}} P_{\text{el}}. \quad (2.8)$$

Damit verändert sich Gl. 2.7 zu:

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} + (G - \alpha_{\text{TK}} P_{\text{el}}) \Delta T = \eta \Delta P(t), \quad (2.9)$$

mit einem effektive Wärmeleitwert $G_{\text{eff}} = G - \alpha_{\text{TK}} P_{\text{el}}$ und einer entsprechenden effektiven Antwortzeit $\tau_{\text{eff}} = C / G_{\text{eff}}$.

Nach [7] kann durch Lösen von Gl. 2.9 unter Annahme eines mit der Frequenz ω modulierten Signals und dem Ansatz $\Delta P(t) = P_0 e^{j\omega t}$ die optische Empfindlichkeit S_{opt} berechnet werden:

$$S_{\text{opt}} = \frac{\Delta U}{\Delta P} = \frac{I_{\text{Bias}}(dR/dT)\Delta T}{\Delta P} = \frac{\eta \alpha_{\text{TK}} R I_{\text{Bias}}}{\sqrt{G_{\text{eff}}^2 + \omega^2 C^2}} = \frac{\eta \alpha_{\text{TK}} R I_{\text{Bias}}}{G_{\text{eff}} \sqrt{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2}} \quad (2.10)$$

Durch Kenntnis der Absorptionseffizienz η aus Gl. 2.10 lässt sich die elektrische Empfindlichkeit $S_{\text{el}} = S_{\text{opt}}/\eta$ und damit auch die NEP des Detektors berechnen. Diese ergibt sich nach [50] mit der auf die Wurzel der Messbandbreite normierten Rauschspannung U_n zu:

$$NEP = \frac{U_n}{S_{\text{el}}} \quad (2.11)$$

Für die spektrale Empfindlichkeit eines Bolometers hat der Detektionsmechanismus nach Gl. 2.10 nur einen geringen Einfluss. Der Verlauf der Empfindlichkeit zeigt Tiefpassverhalten. Er ist in einem weiten Frequenzbereich konstant und nimmt zu hohen Modulationsfrequenzen ω hin ab. Die Grenzfrequenz $\omega_c = 1/\tau$ [51] ist abhängig von der Antwortzeit und damit der Bauform des Bolometers. Sie steigt für kleine Volumen und damit kleine Wärmekapazitäten an.

Eine bedeutend größere Rolle für die spektrale Empfindlichkeit spielt der Absorber. Generell können Bolometer entsprechend ihrer Bauform in zwei unterschiedliche Typen eingeteilt werden: Dem integrierten Bolometer und dem *Composite Bolometer*. In integrierten Bolometern bilden der Absorber und das Thermometer eine Einheit. Ein frühes Beispiel im Infrarotbereich ist das von F. J. Low entwickelte Bolometer aus Gallium-dotierten Germanium [52]. Hier bildet ein Ge-Einzelkristall das Detektorelement und es werden von den Abmessungen des Bolometers abhängige Reaktionszeiten im Bereich von Sekunden bis zu mehreren Hundert Mikrosekunden erreicht. Für viele Halbleitermaterialien wird die Absorptionseffizienz im Infrarotbereich jedoch durch Reflektionen an der Oberfläche vermindert [7]. Dies führte zur Entwicklung der *Composite Bolometer*, bei denen Absorber und Thermometer aus unterschiedlichen Materialien ausgeführt sind. Mögliche Absorbermaterialien sind z. B. Saphir oder Diamant, die meist zusammen mit einer zusätzlichen Absorptionsschicht eingesetzt werden [7]. Bolometer mit Absorbern aus einer freischwingenden Halbleitermembran [53] haben sich als besonders vorteilhaft für die Herstellung in etablierten Prozessen der Halbleitertechnik und die Integration mit weiteren Schaltungselementen herausgestellt.

Beispielhaft für die Anwendung von Halbleiterbolometer in der Radioastronomie sind die für den Einsatz im *Planck High-Frequency Instrument* entwickelten Silizium-Bolometer [54].

Sie decken einen Frequenzbereich von 0,15 THz bis 0,85 THz ab und weisen bei einer Betriebstemperatur von 100 mK ein NEP von $1,0 \cdot 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ auf. Wegen ihrer hohen Empfindlichkeit finden Halbleiterbolometer auch an Beschleunigerquellen Anwendung als Detektoren in Fouriertransfomations-Spektrometern [55]. Die charakteristische Zeitkonstante im Bereich von Millisekunden lässt jedoch nur eine Bestimmung des gemittelten Spektrums der Strahlung zu.

Die Fläche des Absorbers begrenzt bei einem *Composite Bolometer* die Frequenz, bei der eine direkte Absorption von Photonen möglich ist, nach unten hin. Es gilt $A_{\text{Abs}} \sim \lambda^2$ [56]. Im Infrarotbereich liegt die nötige Membrangröße deshalb im Bereich mehrerer Hundert Mikrometer und das Bolometer kann kompakt verwirklicht werden. Für die ein bis zwei Größenordnungen größeren Wellenlängen im THz-Bereich werden Abmessungen im Millimeterbereich benötigt. Ebenso sinkt für größere Wellenlängen in Halbleitermaterialien die Absorption durch die Abnahme der Photonenenergie $\sim h\nu$ im Vergleich zur Energielücke [25]. Dies macht eine höhere Schichtdicke erforderlich, was die Zeitkonstante des Bolometers verringert.

Die bereits vorgestellten Bolometertypen weisen zwar alle die geforderte hohe Empfindlichkeit auf, sind aber zu langsam für die Detektion von Pulssignalen mit schneller Wiederholfrequenz. Aus Gl. 2.10 und der Abhängigkeit der Zeitkonstante τ von C und G lassen sich wichtige Aussagen über den optimalen Aufbau eines Detektors treffen, der beide Anforderungen vereint. Es wird deutlich, dass sowohl ein geringes Volumen als auch eine geringe Fläche vorteilhaft sind. Wenn das Volumen kleiner wird, dann sinkt entsprechend auch die Wärmekapazität. Bei kleinerer Wärmekapazität führt bereits eine geringere absorbierte Leistung zu einem größeren Anstieg der Temperatur. Damit läuft der Thermalisierungsprozess zwischen Absorber und Wärmebad schneller ab und die Reaktionszeit des Detektors wird kürzer. Die Kopplung des Absorbers ist abhängig von der allgemeinen Bauform. Membranbolometer werden hauptsächlich über die Ausleseleitungen thermalisiert und sind daher nur schwach gekoppelt. Für Bolometer direkt auf einem Substrat ist G näherungsweise proportional zur Fläche des Bolometers. Wird die Fläche kleiner, dann sinkt auch G und die Empfindlichkeit steigt. Detektoren, die aufgrund ihrer kleinen Abmessungen beide Bedingungen erfüllen, werden Mikrobolometer genannt und stellen generell eine Untergruppe der integrierten Bolometer dar. Sie werden meist getrennt betrachtet, da im Infrarot- und THz-Bereich ihre Abmessungen so klein sind, dass keine effiziente direkte Absorption mehr möglich ist.

Die Strahlungseinkopplung in ein Mikrobolometer wird mithilfe einer Antenne vorgenommen. Diese liefert einen Hochfrequenzstrom, der über das Bolometer fließt und die spek-

trale Auflösung bestimmt. Sowohl im Infrarot- [57] als auch im THz-Bereich [15, 58, 59] konnten dabei gute Ergebnisse erzielt werden. Mikrobolometer werden als Mikrobrücke ausgeführt, für deren Herstellung eine dünne Schicht des Bolometermaterials strukturiert wird. Bei der Materialwahl liegt der Fokus vor allem auf einem möglichst großen Temperaturkoeffizient α . Metalle besitzen zwar ein großes α , jedoch macht die aus ihrer guten Leitfähigkeit resultierende geringe Brückenimpedanz eine Anpassung an die Antennen schwierig [50]. Ein mögliches Material sind Dünnschichten aus Bismut. Diese besitzen im Vergleich zum Grundmaterial eine verminderte Leitfähigkeit und erlauben mit Abmessungen im Mikrometer-Bereich eine Anpassung an geläufige Antennentypen. Der Temperaturkoeffizient liegt bei Raumtemperatur im Bereich von $\alpha_{\text{Bi}} = 0,3 \text{ \%}/\text{K}$ [60].

Ein anderes Verhalten zeigen Halbleitermaterialien bei Raumtemperatur. Bei niedriger Dotierung besitzen sie einen großen Temperaturkoeffizient kombiniert mit einer geringe Leitfähigkeit und erfordern so hochohmige Antennen. Eine Erhöhung der Dotierung erhöht zwar die Leitfähigkeit, führt aber gleichzeitig durch Verlust der exponentiellen Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur zu einem geringeren α . Für das Material $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (PBCO) wurde in [61] der Temperaturkoeffizient bei Raumtemperatur zu $\alpha_{\text{PBCO}} = -0,85 \text{ \%}/\text{K}$ bestimmt und eine Anpassung an eine Spiralantenne gezeigt.

Ein weiteres Material mit einem hohen Temperaturkoeffizient sind Supraleiter bei kryogenen Temperaturen. Diese besitzen ein Widerstandsverhalten, das sich stark von dem eines klassischen Leiters unterscheidet und das in Abb. 2.4a schematisch über der Temperatur dargestellt ist. Für hohe Temperaturen verhält sich das Material normalleitend mit einem materialabhängigen, annähernd linearen Temperaturkoeffizienten. Ab einer bestimmten Temperatur vermindert sich der Widerstand rasant, bis er schließlich unterhalb der Sprungtemperatur oder „kritischen Temperatur“ T_c nicht mehr messbar ist. Die Ursache für dieses Verhalten ist eine Paarbildung von je zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin zu sogenannten *Cooper*-Paaren, die den verlustlosen Ladungstransport über Gitterschwingungen, den Phononen, als kohärente Materiewelle erlaubt [62]. Bei steigender Temperatur nimmt die Anzahl an Cooper-Paaren ab, da diese durch thermische Anregung aufgebrochen werden. Im Übergangsbereich ΔT wird der Ladungstransport daher sowohl durch Cooper-Paare als auch verlustbehaftet durch angeregte Elektronen, den sogenannten Quasiteilchen, getragen. Die Breite von ΔT ist materialabhängig und für viele Supraleiter sehr klein. Zusammen mit der absoluten Höhe des normalleitenden Schichtwiderstands ΔR führt dies zu einer steilen Kennlinie und damit entsprechend zu einem großen Temperaturkoeffizienten. Ebenso ergeben sich kürzere Antwortzeiten τ_{eff} , da mit positivem α nach Gl. 2.9 der effektive Wärmeleitwert G_{eff} größer als der physische Wärmeleitwert G ist. Die mit klassischen supraleitenden Bolometern

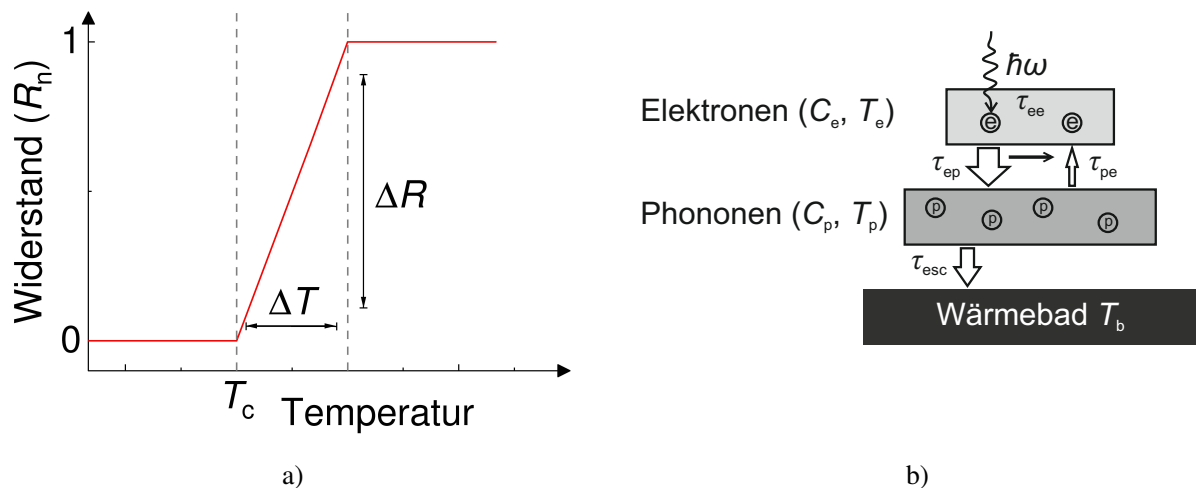


Abbildung 2.4: a) Schematische Darstellung des Widerstandsverlaufs eines Supraleiters. Unterhalb von T_c verschwindet der Widerstand. (b) Thermalisierungsprozesse in einem phononengekühlten HEB nach [63] mit Elektronen- und Phononensystem. Da die Relaxationszeitkonstante für Energiefluss aus dem Phononensystem τ_{pe} deutlich größer als die beiden anderen charakteristischen Größen τ_{ep} und τ_{esc} ist, können beide Systeme als getrennt betrachtet werden.

erreichbaren Antwortzeiten liegen im Bereich von wenigen Hundert bis hin zu einigen Millisekunden, wobei ihre Empfindlichkeit mit der von Halbleiterbolometern vergleichbar ist [7]. Weit geringere Antwortzeiten können mit einer Sonderform des supraleitenden Bolometers erreicht werden, dem auf dem Heiße-Elektronen-Effekt basierenden antennengekoppelten Mikrobolometer.

2.4.2 Supraleitende Mikrobolometer: Der Heiße-Elektronen-Effekt

Unter bestimmten Umständen erwärmt die in ein Bolometer eingekoppelte Strahlung nicht das Atomgitter des Detektormaterials, sondern wird direkt von Ladungsträgern (wie z. B. Elektronen) absorbiert. Da sich hier die Temperatur des Elektronensystems gegenüber dem Gitter erhöht, spricht man vom Heiße-Elektronen-Effekt. Im Fall von Supraleitern ist dies durch Aufbrechen von Cooper-Paaren bei Energieabsorption größer als die doppelte Energielücke des Supraleiters möglich. Für die Beschreibung der Strahlungsabsorption können dabei vier Untersysteme unterschieden werden: Die beiden Elektronensysteme der Cooper-Paaren und der Quasiteilchen sowie die Phononensysteme der supraleitenden Schicht und des Substratmaterials.

Nahe der kritischen Temperatur in einem Supraleiter kann das durch den Absorptionsvorgang eingetretene Ungleichgewicht und die daraus folgenden Relaxationsprozesse mithilfe des Zwei-Temperatur-Modells (2T-Modell) beschrieben werden [63]. In diesem Arbeitspunkt ist die spezifische Wärmekapazität annähernd unabhängig von der Temperatur, da die Energielücke unterdrückt und somit die Anzahl der Cooper-Paare gering gegenüber den Quasiteilchen ist. Ebenso wird die Annahme getroffen, dass die zur Thermalisierung benötigte Zeit im Vergleich zu den Relaxationszeiten vernachlässigt werden kann. Der Absorptions- und Relaxationsprozess nach dem 2T-Modell ist in Abb. 2.4b schematisch dargestellt. Durch die Absorption von Strahlungsleistung erhöht sich durch Thermalisierung mit der Zeitkonstante τ_{ee} die Temperatur T_e des durch die Wärmekapazität C_e beschriebenen Elektronensystems. Nach der Anregung relaxieren die Elektronen mit τ_{ep} in das Gittersystem des supraleitenden Films. Für die im Anschluss folgende Wiederherstellung des Gleichgewichtszustands gibt es zwei Möglichkeiten: Diffusionskühlung und Phononenkühlung [64]. Im ersten Fall wird die absorbierte Energie hauptsächlich über Diffusion der angeregten Elektronen in die auf Badtemperatur gekühlten metallischen Ausleseleitung abgeführt. Dies ist dann der Fall, wenn die Brückenabmessungen klein im Vergleich zu den beiden materialabhängigen Größen Thermalisierungszeit und Diffusionskoeffizient der Elektronen im Supraleiter sind. Ein Beispiel für diffusionsgekühlte HEB sind Mikrobrücken aus Niob mit Abmessungen kleiner als $1\ \mu\text{m}$ [65]. Für die in dieser Arbeit als Detektormaterial untersuchten Supraleitern erlauben die Materialeigenschaften im THz-Bereich jedoch keinen Entwurf diffusionsgekühlter Bolometer. Im Fall von NbN überwiegt Phononenkühlung und die Energie der angeregten Elektronen wird über das Phononensystem des Substrats mit der Zeitkonstante τ_{esc} abgeführt [66]. Unter den getroffenen Annahmen reduziert sich der beschriebene Prozess nach [63] auf zwei gekoppelte lineare Leistungsbilanzgleichungen:

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_p}{\tau_{ep}} + \frac{1}{C_e} \Delta P, \quad (2.12)$$

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{T_e - T_p}{\tau_{pe}} - \frac{T_p - T_b}{\tau_{esc}} = \frac{C_e}{C_p} \cdot \frac{T_e - T_p}{\tau_{ep}} - \frac{T_p - T_b}{\tau_{esc}}. \quad (2.13)$$

Generell findet auch eine Energieübertragung aus dem Phononen- in das Elektronensystem statt. Die Zeitkonstante τ_{pe} des entsprechenden Prozesses ist dabei abhängig von dem Verhältnis der Wärmekapazitäten der Systeme im supraleitenden Film und es gilt:

$$\frac{\tau_{pe}}{\tau_{ep}} = \frac{C_p}{C_e} \quad (2.14)$$

Da die Wärmekapazität des Phononensystems für die meisten Materialien deutlich größer als die des Elektronensystems ist, kann dieser Prozess jedoch vernachlässigt und das Elektronensystem als entkoppelt betrachtet werden. Am Beispiel von NbN als ein typisches Material für einen HEB wurden für einen sehr dünnen Film mit einer Dicke von 3,5 nm Zeitkonstanten von $\tau_{ep} = 6,5$ ps und $\tau_{esc} = 38$ ps gemessen [63]. Die Zeitkonstante für die Energieübertragung aus dem Phononensystem in das Elektronensystem wird mit $\tau_{pe} = 65$ ps angegeben und ist deutlich größer als die beiden anderen Werte. Es ergibt sich nach Gl. 2.14 eine zehnmal größere Wärmekapazität des Phononensystems im Vergleich zum Elektronensystem. Da durch die Energie der eingekoppelten Strahlung nur das Elektronensystem mit kleiner Wärmekapazität erhitzt wird, ist dies entsprechend die Ursache für die schnellen Antwortzeiten des supraleitenden Heiße-Elektronen-Bolometers. Für breitbandig antennengekoppelte NbN-HEB wurden bei einer Betriebstemperatur von 4,2 K Antwortzeiten im Bereich von 50 ps bis 185 ps gemessen [14, 15, 67]. Sie erfüllen damit die in Abschnitt 2.2 motivierten Anforderungen an einen Detektor zur longitudinalen Strahldiagnostik von gepulster THz-Strahlung mit hohen Wiederholraten.

Im Vergleich dazu findet sich in [63] für 100 nm dünne Schichten aus YBCO für die Zeitkonstante τ_{ep} ein deutlich kleinerer Literaturwert von 1,1 ps, wobei τ_{pe} mit 42 ps in einer ähnlichen Größenordnung wie bei NbN liegt. Die Zeitkonstante für die Energieübertragung in das Substrat τ_{esc} ist dagegen mit 3,5 ns deutlich größer. Für Anregungen im Infrarot- und sichtbaren Bereich und damit Photonenenergien weit oberhalb der Energielücke des Materials, kann das Verhalten nahe der kritischen Temperatur sehr gut mit dem Heiße-Elektronen-Effekt beschrieben werden. Bei gepulster Anregung weist das Detektorsignal eine schnelle Anstiegszeit im Pikosekunden- und eine Abfallzeit im Nanosekundenbereich auf [68]. Ebenso wurde für tiefere Temperaturen in diesem Frequenzbereich eine gute Übereinstimmung des Detektorverhaltens mit einem auf der kinetischen Induktivität des Materials basierenden Erklärungsansatz gefunden [69]. Die genaue Bestimmung der Energielücke einer YBCO-Dünnschicht ist komplex. In der Literatur findet sich ein Wertebereich, der sich abhängig von Messverfahren und Schichtqualität von 20 meV bis 32 meV erstreckt [70–72]. Die für eine Beschreibung als HEB im 2T-Modell nötige direkte Absorption der Strahlung durch das Aufbrechen von Cooper-Paaren ist entsprechend nur für Photonen einer Frequenz größer als ca. 10 THz möglich. Für kleinere Frequenzen muss daher eine abweichende Erklärung für den Detektionsmechanismus betrachtet werden.

2.4.3 YBCO: Detektionsmechanismus bei Anregung unterhalb der Energielücke

Bei der Betrachtung des Detektionsmechanismus von YBCO-Brücken für Anregung unterhalb der Energielücke muss zwischen Strichquellen und gepulster Strahlung unterschieden werden. Wird der Detektor mit zeitlich konstanter oder im Vergleich zu den intrinsischen Zeitkonstanten des Materials langsam modulierter CW-Strahlung angeregt, dann stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, in dem das Verhalten eines klassischen Bolometers dominiert [63]. Für Frequenzen kleiner als 1 THz zeigt das Detektorsignal eine lineare Abhängigkeit von der eingekoppelten Strahlungsleistung und dem Biasstrom (vgl. Gl. 2.10) und eine antiproportionale Abhängigkeit vom Volumen der Brücke [26, 68]. Im Gegensatz dazu haben Untersuchungen des Detektorverhaltens bei Anregung durch gepulste Strahlung mit Pulsdauern im Bereich von einigen bis mehreren Hundert Pikosekunden ein abweichendes Bild ergeben. So wurde von Semenov et al. bei Anregung von YBCO-Brücken mit Strahlung eines D₂O-Ramanlasers mit Pulsbreiten unter 400 ps im Frequenzbereich von 0,8 THz bis 7 THz eine Verringerung der Antwortzeit unter eine Schwelle von 0,1 ns festgestellt [73]. Durch die Verwendung von CSR mit sehr kurzen Pulslängen im Bereich unter 20 ps als Quelle intensiver Strahlung im THz-Bereich konnte von Thoma et al. gezeigt werden, dass unter diesen Bedingungen antennengekoppelte YBCO-Detektoren sowohl Anstiegs- als auch Abfallzeiten im Pikosekundenbereich aufweisen [74]. Die Antwortzeit des Detektors ist hier in einem weiten Bereich unabhängig von der Energie des Strahlungspulses und die Amplitude zeigt, im Gegensatz zum im optischen Bereich beobachteten nichtlinearen Verhalten, eine lineare Abhängigkeit. Weitergehende Untersuchungen [26, 68] führten zur Vertiefung eines auf die Bewegung von Flussschläuchen im Supraleiter basierenden Modells, das bereits früher als Erklärung für die in Experimenten beobachtete große Bandbreite von kohärenten Detektoren aus YBCO formuliert wurde [75].

Ausgangspunkt in diesem Modell ist der von der Antenne in die YBCO-Brücke eingekoppelte Hochfrequenzstrom I_{RF} , der im THz-Bereich an die Stelle der Paarbrechung als Absorptionsmechanismus der Strahlung tritt. Da es sich bei YBCO um einen Supraleiter zweiter Art handelt, wird oberhalb einer bestimmten Schwelle für den Stromfluss das Magnetfeld im Supraleiter nicht mehr komplett verdrängt. In der sogenannten *Shubnikov*-Phase bilden sich entsprechend der Eindringtiefe des induzierten Magnetfelds gebündelte Abschirmströme, die Flussschläuche. Diese bilden in der Brücke senkrecht zum Stromfluss ausgerichtete linienförmige Anordnungen [76] und bewegen sich in Richtung des Stromflusses durch die Brücke. Wegen der auftretenden Lorentz-Kräfte ist diese Bewegung verlustbehaftet und führt

zu einer zeitlichen Veränderung der elektrischen Feldverteilung entsprechend der pulsartigen Anregung, die als Signal detektiert werden kann. Die schnelle Antwortzeit ergibt sich aus der Abhängigkeit der Bewegungsgeschwindigkeit der Flussschläuche von der Elektronenstreuung im Material [26]. Diese ist eng verbunden mit der Zeitkonstante der Elektronen-Phononen-Wechselwirkung τ_{ep} und damit Ursache für die Antwortzeit der YBCO-Detektoren im Pikosekundenbereich.

Ein weiterer Spezialfall für YBCO-Detektoren ist, dass auch ohne Anlegen eines äußeren Speisestroms oder -spannung (engl. *Zero-Bias-Condition*, ZB) für gepulste Anregung im THz-Bereich ein Detektorsignal gemessen werden kann. Wie im Bias-Betrieb liegen auch hier die Antwortzeiten im Pikosekundenbereich [74]. Dieses Verhalten lässt sich nur im Rahmen des im letzten Abschnitt behandelten Modell erklären. Ausschlaggebend dafür ist die Beobachtung, dass sich unter bestimmten Bedingungen die Polarität der gemessenen Detektorspannung umkehrt. Dies ist generell mit dem Detektionsprinzip eines Bolometers im Bias-Betrieb unvereinbar, da dort die Polarität des Detektorsignals direkt von der Polarität der Bias-Quelle vorgegeben wird (vgl. Abb. 2.3). Entsprechend lassen sich auch parasitäre Ströme, wie z. B. durch thermische Spannungen im Stromkreis der Ausleseelektronik hervorgerufen, als Ursache für das gemessene Detektorsignal ausschließen. Die wechselnde Polarität kann jedoch durch das auf die Bewegung von Flussschläuchen basierenden Modell erklärt werden. Die Bewegungsrichtung ist von der Flussrichtung des von der Antenne eingekoppelten Stroms I_{RF} abhängig und kann sich umkehren. Für eine Untersuchung der Rolle der Antenne auf die Richtung dieses Stroms sei hier auf Kap. 5.6.2 dieser Arbeit und [SKS⁺19] verwiesen. Da I_{RF} proportional zur elektrischen Feldstärke und entsprechend quadratisch abhängig von der Leistung der empfangenen Strahlung ist, unterscheidet sich im THz-Bereich auch das Detektorverhalten bei ZB von dem im Bias-Betrieb. Im Gegensatz zu Bolometern mit einer linearen Abhängigkeit des Signals von der eingekoppelten Leistung wurde die in diesem Fall erwartete quadratische Abhängigkeit bereits in früheren Arbeiten experimentell nachgewiesen [26].

Die Abhängigkeit des Detektorsignals vom elektrischen Feld der empfangenen THz-Strahlung im ZB-Betrieb bildet zusammen mit der kurzen Antwortzeit im Pikosekundenbereich ein Alleinstellungsmerkmal von Detektoren aus YBCO. Es unterscheidet sie von anderen thermischen und gleichrichtenden Detektoren und macht sie zu einer vielversprechenden Wahl für die Strahldiagnostik von kurzen Pulsen.

2.4.4 Die Impedanz eines supraleitenden Bolometers

Bisher konnte kein geschlossenes Modell für die Beschreibung der Impedanz eines aus einer supraleitenden Brücke mit Abmessungen im Mikro- und Nanometerbereich bestehenden Bolometers gefunden werden. Auch liegen im THz-Bereich keine Messergebnisse vor, die die Ableitung eines empirischen Modells zulassen. In der Literatur werden für die Berechnung der Impedanz von als Mischer verwendeten Hot-Elektron-Bolometern verschiedene Modelle genannt, die auch für die Modellierung dieser Detektoren bei inkohärenter Detektion eingesetzt werden können [59]. Diese sollen im Folgenden nun kurz vorgestellt und auf ihre Anwendbarkeit für die in dieser Arbeit untersuchten Detektortechnologien betrachtet werden.

Ganzevles et al. [77] wählt für die Impedanz eines Heiße-Elektronen-Bolometers das Modell eines frequenzabhängigen Widerstands mit parasitärer Induktivität. Mit der Länge l und Breite w der Brücke ergibt sich die Impedanz zu

$$\underline{Z}_D(\omega) = Z_s(\omega) \frac{l}{w} + \underline{Z}_l(\omega). \quad (2.15)$$

Für den Frequenzverlauf des Realteils wird für hohe Frequenzen der von der Stromverdrängung (*Skin-Effekt*) abhängige Oberflächenwiderstand Z_s als dominant angenommen. Ist die Schichtdicke im ganzen betrachteten Frequenzbereich kleiner als die äquivalente Leitschichtdicke (*Skin-Tiefe*) und besitzt die Anregung eine Energie größer als die Energielücke des Supraleiters, dann kann der Oberflächenwiderstand durch den spezifischen Widerstand R_{\square} angenähert werden. Der Imaginärteil wird durch die parasitäre Induktivität bestimmt. Diese setzt sich aus einem geometrischen Anteil und aus der materialabhängigen kinetischen Induktivität des Supraleiters zusammen. Da der Anteil der Induktivität an der Gesamtimpedanz unter den getroffenen Annahmen sehr klein ist, wird er vernachlässigt. Es ergibt sich eine frequenzunabhängige, rein reale Impedanz.

Ein verfeinertes Modell für die generalisierte Impedanz von Brücken aus Dünnschichten wurde von Kollberg et al. [78] erarbeitet. Die Impedanz einer Brücke der Länge l , Breite w und Schichtdicke t_s beträgt mit der Skin-Tiefe δ und der normalleitenden Leitfähigkeit σ

$$Z_D = \frac{l}{\sigma w} \cdot \frac{1+j}{2\delta} \coth\left(\left(1-j\right) \frac{t_s}{2\delta}\right). \quad (2.16)$$

Für Schichtdicken $t_s/(2\delta) \ll 1$, die also deutlich dünner als die Skin-Tiefe sind, wird Gl. 2.16 rein reell und nimmt bis auf einen Term von 0,5 die gleiche Form wie in Gl. 2.15 an. Ebenso

kann der Hyperbelkotangens durch eine Näherungsfunktion ersetzt werden. Die Gleichung vereinfacht sich zu

$$Z_D \approx \frac{l}{\sigma \omega t_s} \cdot \left[1 + j \cdot \frac{1}{12} t_s^2 \sigma \mu \omega \right]. \quad (2.17)$$

Als Daumenregel für den Bereich, in dem der Imaginärteil der Impedanz vernachlässigt werden kann, definiert Kollberg ausgehend von Gl. 2.17 eine maximale Schichtdicke

$$t_c = \sqrt{\frac{12 \cdot \alpha}{\omega \sigma \mu}}. \quad (2.18)$$

Der Faktor $\alpha = (t_s^2 \sigma \mu \omega) / 12$ stellt sowohl ein Maß für den Einfluss des Imaginärteils auf die Gesamtimpedanz als auch für die Abweichung der Näherung von der allgemeinen Form in Gl. 2.16 dar. Für Werte von $\alpha < 0,1$ kann Gl. 2.17 als gültig und die Bolometerbrücke als rein reell angesehen werden.

In Bezug auf die Gültigkeit von Gl. 2.17 zur Berechnung der Impedanz der in dieser Arbeit verwendeten Detektoren muss zwischen dem Kriterium der Schichtdicke (Gl. 2.18) und der Energie der Photonen der empfangenen Strahlung unterschieden werden. Detektoren für direkte Detektion werden in dieser Arbeit aus YBCO für einen Frequenzbereich von 0,14 THz bis 1 THz und aus NbN für Frequenzen von 1,5 THz bis 4 THz entwickelt. Die Schichtdicken liegen im Bereich von 5 nm bis 30 nm für YBCO [26] bzw. 5 nm für NbN [79]. Im Vergleich dazu beträgt die Skin-Tiefe im betrachteten Frequenzbereich für beide Materialien mehrere Hundert Nanometer bis einige Mikrometer [78, 80]. Damit ist die Forderung nach im Vergleich zur Skin-Tiefe kleinen Schichtdicken uneingeschränkt erfüllt.

Diese allgemeine Aussage gilt nicht für die Frage nach der Photonenenergie der Anregung. Hier muss zwischen den beiden Materialien unterschieden werden. Im Fall von NbN beträgt die der Energielücke entsprechende theoretische Frequenz ca. 1,4 THz [81]. Beide Bedingungen sind im betrachteten Frequenzbereich erfüllt und die Impedanz der Brücke kann durch Gl. 2.17 beschrieben werden. Im Gegensatz dazu besitzt YBCO eine deutlich höhere Energielücke und die Photonenenergie übersteigt die Energielücke erst für Frequenzen von mehreren THz. Da alle in dieser Arbeit untersuchten YBCO-Detektoren für Frequenzen kleiner als 1 THz entwickelt werden, ist die Bedingung entsprechend nicht erfüllt. Bei Anregung unterhalb der Energielücke kann die Leitfähigkeit des Supraleiters nicht mehr durch den reellen Gleichstromwiderstand bei höheren Temperaturen angenähert werden. Sie ist komplexwertig und stark von dem durch die Badtemperatur und den Biasbedingungen eingestellten Arbeitspunkt abhängig [82]. Damit stellt der nach Gl. 2.17 berechnete Wert eine obere Grenze der Bolometerimpedanz dar, die für Temperaturen unterhalb der kritischen Temperatur

absinkt. Da eine genaue Bestimmung der Impedanz sehr aufwändig ist, hat sich in früheren Arbeiten [59, 68, Mat15] jedoch Gl. 2.17 für die Betrachtung des spektralen Verhaltens im Entwurfsprozess der Antenne als praktikable Näherung erwiesen und wird so auch in dieser Arbeit verwendet.

2.4.5 Zusammenfassung

In diesem Unterkapitel wurde eine Übersicht über die grundlegenden Detektionsmechanismen der in dieser Arbeit für den Entwurf von Systemen zur THz-Strahldiagnostik verwendeten supraleitenden Detektoren gegeben und diese gegenüber anderen Detektoren eingeordnet. Als grundlegendes Kriterium zur Bewertung der Antwortzeit eines Detektors konnte dabei der Zusammenhang zwischen der thermischen Kopplung und dem Volumen des Detektorelements identifiziert werden. So besitzen klassische Bolometer zwar eine hohe Empfindlichkeit, erfüllen aber wegen ihres üblicherweise großen Volumens und schwacher thermische Kopplung nicht die Forderung nach einer schnellen Antwortzeit. Im Gegensatz dazu können mit antennengekoppelten Mikrobolometern deutlich schnellere Antwortzeiten erreicht werden. Im THz-Bereich erreichen besonders Detektoren aus NbN durch den Heiße-Elektronen-Effekt und aus YBCO durch einen Mechanismus basierend auf der Bewegung von Flussschläuchen schnelle Antwortzeiten im Bereich von weniger als 100 ps. Sie eignen sich damit sehr gut zur Analyse gepulster THz-Strahlung mit hoher Wiederholrate.

2.5 Strahlformung und -führung im THz-Bereich

Im THz-Bereich kann die Signalkopplung zwischen der Beschleunigerquelle und dem Detektorsystem auf zwei verschiedene Arten erfolgen. Zum einen können die Detektoren direkt in den Wellenleiter der Transferoptik integriert werden, zum anderen kann eine Freiraumkopplung über ein für THz-Strahlung durchlässiges Fenster erfolgen. Der erste Fall erlaubt eine direkte Optimierung der Koppeleffizienz und die Minimierung von Verlusten. Jedoch muss dazu das Detektorsystem fest in der Hochvakuumumgebung des Speicherrings bzw. der Beamline installiert werden, was mit einem hohen Aufwand und geringer Flexibilität im Einsatz verbunden ist. Bei einer Freiraumkopplung besteht dieser Nachteil nicht, jedoch müssen erhöhte Übertragungsverluste in Kauf genommen werden.

Sowohl die Abmessungen des Speicherrings als auch der Transferoptik bilden für Wellenlängen im THz-Bereich einen überdimensionierten Wellenleiter [83]. Die Ausbreitung des

Signals erfolgt damit nicht in der von optischen Fasern und Wellenleitern der Mikrowellentechnik bekannten Feldverteilungen der Grundmode (vgl. auch Kap. 3.2.2), sondern in einer Überlagerung aus Moden höherer Ordnung. Da die Divergenz des im Speicherring abgestrahlten Signals für niedrigere Frequenzen ansteigt [10], sind besonders die Abmessungen der Transferoptik für die Bandbreite des in der Messhütte verfügbaren Signals ausschlaggebend.

Generell ist auch im THz-Bereich der Einsatz von aus der klassischen Optik bekannten Elementen zur Strahlformung, wie Linsen und Spiegeln, möglich. Da die Wellenlänge, hier im Bereich von Hunderten Mikrometern bis einigen Millimetern, im Vergleich zu den Abmessungen der Elemente jedoch nicht zu vernachlässigen ist, muss der Einfluss der Beugung bei der Betrachtung berücksichtigt werden. Eine Beschreibung mit den Mitteln der geometrischen Optik ist daher nicht möglich. Man spricht auch von der sogenannten Quasi-Optik und bedient sich bei der Beschreibung der Strahlform dem Konzept der Gauß'schen Strahlen. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die Grundlagen der Quasi-Optik im Hinblick auf ihrer Bedeutung für die Optimierung der Strahlkopplung der Detektoren gegeben werden. Die hier gewählte Darstellung stützt sich dabei hauptsächlich auf [84].

2.5.1 Grundlagen der Quasi-Optik

Die Beschreibung der Strahlausbreitung mithilfe Gauß'scher Strahlen ist Teil der paraxialen Optik, bei der nur Strahlen, die in einem kleinen Winkel zur Ausbreitungsrichtung stehen, betrachtet werden. Dadurch kann eine geschlossene Lösung für die Strahlform gefunden werden. Im Gegensatz zur ortsunabhängigen Feldverteilung einer ebenen Welle ist die Verteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung zwar ortsabhängig, kann aber durch die geringe Divergenz in Ausbreitungsrichtung ähnlich behandelt werden [84]. Unter der Annahme einer Wellenausbreitung mit rein harmonischen Schwingungen und damit einer zeitabhängigen Komponente $\sim e^{j\omega t}$, vereinfachen sich die Beschreibung des E -Feldes aus den Maxwell-Gleichungen in allgemeiner Form (vgl. Kap. 3.1) zur Helmholtz-Gleichung [85]:

$$(\nabla^2 + k^2) \cdot E(x, y, z) = 0. \quad (2.19)$$

Mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ kann ein Bezug zur Wellenlänge des Signals und über die Beziehung $k = \omega/c = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ zu den Materialeigenschaften des Ausbreitungsmediums der

Welle hergestellt werden. Für das elektrische Feld ergibt sich unter Beachtung der getroffenen Annahme geringer Divergenz und Ausbreitung in positiver z -Richtung die Form:

$$E(x, y, z) = u(x, y, z)e^{-jkz}. \quad (2.20)$$

Dabei beschreibt $u(x, y, z)$ die Abweichung der Verteilung von einer ebenen Welle. Durch einsetzen von Gl. 2.20 in Gl. 2.19 ergibt sich die reduzierte Wellengleichung:

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2} - 2jk \frac{du}{dz} = 0. \quad (2.21)$$

Nach [84] gilt in der paraxialen Näherung nun, dass $u(x, y, z)$ entlang der Ausbreitungsrichtung über die Distanz einer Wellenlänge nur wenig abweicht. Ebenso ist diese Abweichung gering gegenüber der Abweichung in der xy -Ebene. Formalisiert gilt also:

$$\left| \frac{d^2u}{dz^2} \right| \ll \left| 2k \frac{du}{dz} \right|, \quad (2.22)$$

Damit vereinfacht sich Gl. 2.21 zur paraxialen Wellengleichung:

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} - 2jk \frac{du}{dz} = 0. \quad (2.23)$$

Eine Lösung der paraxialen Wellengleichung ist die Gauß'sche Grundmode. In ihrer einfachsten Form ist die Verteilung rotationssymmetrisch um die Ausbreitungsachse. In kartesischen Koordinaten kann sie nach [84] wie folgt beschrieben werden:

$$E(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{w(z)^2} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} - \frac{j\pi(x^2 + y^2)}{\lambda R(z)} + j\phi_0\right) \cdot \exp(-jkz) \quad (2.24)$$

Betrachtet man Gl. 2.24 für verschiedene Werte von z , dann wird deutlich, dass die E_x - und E_y -Komponente jeweils einen Gauß-förmigen Verlauf aufweisen. Die Amplitude des E -Feldes wird im Ursprung ($z = 0$) maximal und nimmt für betragsmäßig größere Werte ab. Ebenso kann eine Verbreiterung der Glockenkurve beobachtet werden, je weiter man sich vom Ursprung entfernt. Dieses Verhalten ist in Abb. 2.5 schematisch mit den wichtigsten Parametern der Feldverteilung dargestellt. Das transversale Profil wird durch die Breite $w(z)$ bestimmt, an dem nach der Definition die Amplitude des elektrischen Feldes auf $1/e$ des maximalen Wertes abgefallen ist. Die minimale Breite w_0 , die sogenannte Strahltaile, wird im Ursprung, bzw. der gedachten Quellenposition, angenommen. Sie besitzt immer eine endliche Ausdehnung und nimmt in der Quasi-Optik die Rolle des Fokuspunkts bzw. einer Punktquelle der

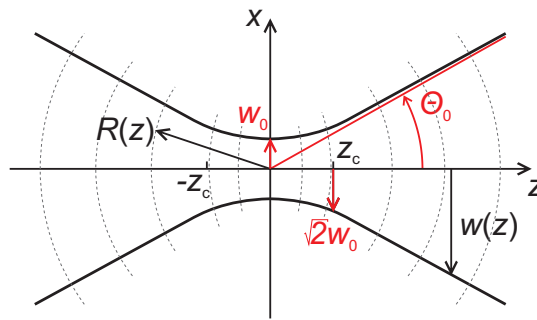


Abbildung 2.5: Strahlverlauf eines Gauß-Strahls in der Grundmode mit wichtigen Kenngrößen nach [84].

geometrischen Optik ein. Nach [84] gilt bei bekannter Strahltaile w_0 für die Strahlbreite für beliebige Werte von z :

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (2.25)$$

Die Strahltaile kann als imaginärer Quellpunkt von Wellenfronten gleicher Phasenlage betrachtet werden, wie sie in Abb. 2.5 als gestrichelte Linien angedeutet sind. In der Nähe von w_0 sind diese annähernd ebene Wellen und für große Werte von z nehmen sie die Form sphärischer Wellen an. Die Krümmung der Wellenfront als Funktion des Abstandes wird durch den Radius $R(z)$ angegeben und weist einen charakteristischen Verlauf auf. Sie wird betragsmäßig im Ursprung unendlich, erreicht dann mit größer werdendem Abstand ein Minimum und strebt schließlich wieder zu größeren Werten hin. Die Position des Minimums kann als Übergangsregion zwischen dem Nahfeld und dem Fernfeld aufgefasst werden und wird als konfokaler Parameter oder auch *Raleigh-Länge* z_c bezeichnet. Sie ergibt sich abhängig von der Strahltaile und der Wellenlänge zu:

$$z_c = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.26)$$

An der Position z_c hat sich die durch die von der durch Gl. 2.24 gebildeten Hüllkurve umschlossene Fläche verdoppelt, es gilt also: $w(z_c) = \sqrt{2}w_0$. Mithilfe des konfokalen Parameters ist eine vereinfachte Beschreibung des Gauß'schen Strahlprofils möglich. Die Krümmung $R(z)$ ergibt sich nun in Abhängigkeit von z_c zu [84]:

$$R(z) = z + \frac{z_c^2}{z}. \quad (2.27)$$

Ebenso können die Strahlbreite $w(z)$ und der Phasenwinkel ϕ_0 aus Gl. 2.24 in Abhängigkeit von z_c ausgedrückt werden. Es ergibt sich:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_c}\right)^2} \quad \text{bzw.} \quad \phi_0(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_c}\right). \quad (2.28)$$

Der konfokale Parameter kann auch zur qualitativen Einteilung des Strahlverlaufs in zwei Bereiche im Hinblick auf die Divergenz verwendet werden [84]. Für $z < z_c$ ist der Einfluss des quadratischen Terms unter der Wurzel in Gl. 2.28 gering. Die Strahlbreite $w(z)$ nimmt nur langsam zu und der Strahl kann als kollimiert betrachtet werden. Für $z > z_c$ nimmt $w(z)$ hingegen zu und der Strahl divergiert. Im Fernfeld kann der Zuwachs der Strahlbreite als linear betrachtet werden [7]. Er nähert sich asymptotisch einer um den Winkel θ_0 zur Ausbreitungsachse geneigten Gerade an. Der Winkel der Divergenz kann mit Kenntnis der Strahltaile angenähert werden:

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.29)$$

Neben der bereits behandelten Grundmode ist auch eine Ausbreitung mit Moden höherer Ordnung möglich. Für diese nimmt jedoch die Strahlbreite stärker zu als in der Grundmode. Um eine effiziente Kopplung zu erreichen, müssen die sich im Strahlengang befindlichen quasi-optischen Elemente entsprechend mit größeren Abmessungen gewählt werden. Bei Nutzung der Grundmode lässt sich dagegen der quasi-optische Aufbau am kompaktesten umsetzen.

2.5.2 Koppeleffizienz

Für den Entwurf eines Detektorsystems ist eine effiziente Kopplung zwischen Strahlungsquelle und Detektor von großer Bedeutung. Dabei muss sowohl für die von der Quelle ausgesendete Strahlung, in diesem Fall bestimmt durch die Transferoptik der Beamline, als auch für die Empfangscharakteristik des Detektorsystems die charakteristischen Parameter der Darstellung mit Gauß-Strahlen gefunden und die Koppeleffizienz berechnet werden. Im Detektorsystem ist die Richtcharakteristik der Empfangsantenne ausschlaggebend. Dieses Unterkapitel soll einen theoretischen Überblick über die Berechnung der Koppeleffizienz sowie die wichtigsten Mechanismen für Koppelverluste geben. Für die Betrachtung der Koppeleffizienz der Empfangsantenne wird auf die Theorie in Kap. 3.1.2 sowie die Entwurfskapitel der beiden untersuchten Detektorsystem, insbesondere Kap. 5, verwiesen.

Allgemein kann für die Feldgröße eines von einem Empfänger mit Gauß-förmiger Empfangscharakteristik ($w_{0,E}$, $z_{c,E}$) detektierten Signals eines Senders ($w_{0,S}$, $z_{c,S}$) ein Koppelfaktor durch Integration der beiden charakteristischen Feldverteilungen gewonnen werden [84]. Es gilt:

$$c_{rad} = \iint E_S^* E_E dA. \quad (2.30)$$

In einem praxisingerechten Entwurf eines quasi-optischen Systems werden die Komponenten meist so ausgelegt, dass sich der Detektor im Fokus der Strahlung befindet. In diesem Fall ist die Position der Strahltaillen von Sender und Empfänger identisch und ermöglicht es den Phasenterm aus Gl. 2.20 zu vernachlässigen. Die Wahl des Koordinatensystems kann entsprechend der im jeweiligen Fall günstigsten Darstellung vorgenommen werden. Für einen unsymmetrischen Gauß-Strahl, bei dem die Strahltaille in der x - und y -Richtung unterschiedliche Werte aufweist, können in einem kartesischen Koordinatensystem beide Komponenten getrennt betrachtet werden:

$$c_{rad,x} = \int u_S^*(x) u_E(x) dx \quad \text{und} \quad c_{rad,y} = \int u_S^*(y) u_E(y) dy \quad (2.31)$$

$$c_{rad,2D} = c_{rad,x} \cdot c_{rad,y} \quad (2.32)$$

Die Koppelleffizienz bezogen auf die Leistung ergibt sich durch die quadratische Abhängigkeit der Leistung von den Feldgrößen zu:

$$\eta_{rad} = |c_{rad,2D}|^2 = |c_{rad,x}|^2 \cdot |c_{rad,y}|^2 \quad (2.33)$$

In Gl. 2.33 wird von der Annahme ausgegangen, dass die Polarisation (vgl. Kap. 3.1.3) der Strahlung von Sender und Empfänger übereinstimmt. Ist dies nicht der Fall, dann treten zusätzliche Koppelverluste auf, die in einem zusätzlichen Effizienzterm berücksichtigt werden müssen. Da dies jedoch unabhängig von Darstellung der axialen Feldverteilung als Gauß-Strahl ist [84], kann die Betrachtung getrennt erfolgen und wird an dieser Stelle nicht weiter behandelt.

Koppelverluste können auf zwei verschiedene Arten entstehen. Zum einen durch eine unterschiedliche Größe der Strahltaille der beiden Gauß-Strahlen und zum anderen durch Fehler in der Positionierung. Die sich aus unterschiedlichen Positionen der Strahltaille ergebenden Verluste lassen sich in drei Gruppen einteilen und sind in Abb. 2.6 dargestellt. Für parallele Ausbreitungsachsen der beiden Strahlen ist ein axialer (Abb. 2.6a) und ein lateraler Versatz (Abb. 2.6b) möglich. Der dritte Positionierungsfehler entsteht, wenn die beiden Ausbreitungsachsen nicht parallel, sondern um einen Winkel Θ gegeneinander verkippt sind.

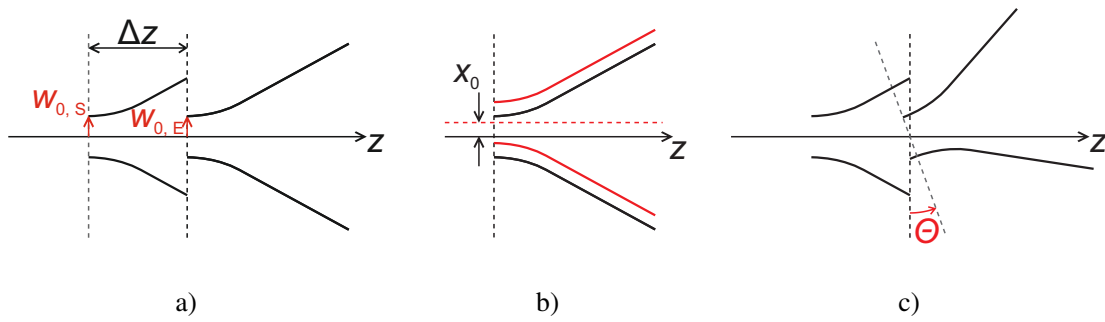


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der möglichen Versatzarten für Gauß'sche Strahlen mit gleicher Strahltaille: a) Axialer Versatz, b) lateraler Versatz, c) verkippte Strahlen.

Axialer oder lateraler Versatz

Für zwei Gauß-Strahlen mit identischer Ausbreitungsachse kann bei ungenügender Fokussierung die Position der beiden Strahltaillen sowie ihre Breite abweichen. Nach [84] beträgt in diesem Fall für einen axialen Versatz Δz die Koppeffizienz:

$$\eta_{\text{ax}} = \frac{4}{\left(\frac{w_{0,E}}{w_{0,S}} + \frac{w_{0,S}}{w_{0,E}}\right)^2 + \left(\frac{\lambda \Delta z}{\pi w_{0,S} w_{0,E}}\right)^2} \quad (2.34)$$

Für gleiche Strahltaillen vereinfacht sich Gl. 2.34 durch Einsetzen von z_c aus Gl. 2.26 entsprechend zu $\eta_{\text{ax}} = 4/(4 + (z_c \Delta z)^2)$. Wie erwartet ergibt sich bei $\Delta z = 0$ in diesem Fall eine Koppeffizienz von 100%. Ist zusätzlich zu einem axialen Versatz noch ein lateraler Versatz von x_0 zwischen den beiden Strahlen vorhanden, dann ergibt sich eine Koppeffizienz von:

$$\eta_{\text{lat}} = \eta_{\text{ax}} \cdot \exp\left(\frac{-2x_0(w_{0,S}^2 + w_{0,E}^2)}{(w_{0,S}^2 + w_{0,E}^2)^2 + (\lambda \Delta z / \pi)^2}\right) \quad (2.35)$$

Betrachtet man den Exponenten in Gl. 2.35, dann wird deutlich, dass bei $\Delta z = 0$ die Koppeffizienz stark vom Verhältnis von x_0 zu den Abmessungen der Strahltaillen abhängt. Gauß-Strahlen mit großem w_0 sind daher weniger anfällig für Koppelverluste durch lateralen Versatz.

Verkippung

Tritt der in Abb. 2.6c dargestellte Fall eines Winkelversatzes zwischen den beiden Gauß-Strahlen ein, dann kann nach [84] die Koppel-effizienz wie folgt berechnet werden:

$$\eta_{\text{kip}} = \exp\left(-\frac{a \cdot b}{b^2 + c}\right) \quad (2.36)$$

$$\text{mit den Termen: } a = (2\pi^2 \theta^2 / \lambda^2) \quad (2.37)$$

$$b = (1/w_{0,S}^2 + 1/w_{0,E}^2) \quad (2.38)$$

$$c = (\pi/\lambda)^2 (1/R_E - 1/R_S)^2 \quad (2.39)$$

Da im Exponent von Gl. 2.36 die Strahl-tailen mit ihrem Kehrwert eingehen, sind im Gegen-satz zum lateralen Versatz in Gl. 2.35 Gauß-Strahlen mit kleiner Strahl-taille unanfälliger für Verluste durch eine Verkippung. Der Kompromiss zwischen einer stärkeren Anfälligkeit für Verluste durch lateralen Versatz und Verluste durch Verkippung für Gaußstrahlen mit großer bzw. kleiner Strahl-taille muss im Entwurfsprozess abgewogen werden. Generell zeigt die exponentielle Abhängigkeit der Koppel-effizienz für die letzten beiden Fälle die große Wichtigkeit der Betrachtung der Koppelverluste zur Erzielung einer möglichst guten System-effizienz.

3 Grundlagen der Antennentechnik

Unter den Teilkomponenten eines supraleitenden Detektorsystems für THz-Strahlung nehmen, neben dem eigentlichen Detektorelement, auch die Strukturen zur Einkopplung der Strahlung im Entwurfsprozess einen wichtigen Stellenwert ein. Durch die zum Erreichen schneller Antwortzeiten nötigen kleinen Abmessungen der supraleitenden Detektorbrücke im Mikrometer- und Submikrometerbereich (Kapitel 2.4) ist eine direkte Absorption der THz-Strahlung nicht möglich. Als Einkoppelstruktur wird daher eine Antenne benötigt, die im Detektorelement einen Hochfrequenzstrom induziert. Die Eigenschaften der Antenne bestimmen maßgeblich die frequenzabhängige Empfindlichkeit des kompletten Detektorsystems. In diesem Kapitel soll ein Überblick über die zum Verständnis notwendigen Grundlagen der Antennentechnik und Besonderheiten planarer Antennen gegeben werden.

3.1 Feldbeschreibung und Kenngrößen von Antennen

Antennen können im Empfangsfall als Transformator von einer elektromagnetischen Freiraumwelle in eine leitungsgebundene Welle betrachtet werden [86]. Im Sendefall gilt die umgekehrte Richtung. Für den Entwurf einer Antenne ist die Kenntnis der durch diesen Transformationsprozess hervorgerufenen räumlichen Veränderungen in der Feldverteilung von großer Bedeutung. Die Beschreibung der Wellenausbreitung im Freiraum wird dabei mit den Maxwell-Gleichungen vorgenommen. Nach [87] sind die Maxwell-Gleichungen in differentieller Form wie nachfolgend gegeben:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{M}, \quad (3.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}, \quad (3.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (3.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (3.4)$$

Im Freiraum ergeben sich folgende Zusammenhänge zwischen Flussdichte und Feldstärke:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad \text{und} \quad \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad (3.5)$$

Die Feldverteilung im Raum kann ausgehend von der Stromverteilung auf der Antennenstruktur mithilfe der Maxwell-Gleichungen berechnet und auf diese Weise Aussagen über das Verhalten der Antenne getroffen werden. Die Stromverteilung kann für einfache Grundformen in geschlossener Form angegeben werden. Für komplexere Antennenformen ist dies jedoch nicht möglich oder sehr aufwändig. In den letzten zwanzig Jahren hat die steigende Rechenleistung von Computerprozessoren sowie der fallende Preis für Arbeitsspeicher im Bereich der Desktop- und Workstationrechner dazu geführt, dass sich im Hochfrequenzbereich die numerische Berechnung elektromagnetischer Feldgrößen komplexer Strukturen als ein effektives Werkzeug für den Entwurf von Antennenschaltungen etabliert hat.

In dieser Arbeit wurde das auf den Hochfrequenzbereich spezialisierte Programm *Microwave Studio* (MWS) aus der *CST Studio Suite* (CST) [88] eingesetzt. Dies erlaubt die numerische Berechnung der Feldgrößen einer dreidimensionalen Struktur unter Verwendung verschiedener Berechnungsverfahren, die sich im Hinblick auf die Diskretisierung des Simulationsraums und das Lösungsverfahren unterscheiden. Bei der Diskretisierung kann hier in Verfahren unterschieden werden, die nur die Oberfläche der zu simulierenden Struktur oder die das gesamte Volumen in einzelne Berechnungspunkte unterteilen. Zu den Ersteren gehört die Momentenmethode (engl. *Methods-of-Moments*, *MoM*), die in CST MWS im *Multilayer Solver* verwendet wird. Sie eignet sich besonders zur effizienten Berechnung von quasi-zweidimensionalen Strukturen (2,5-D Simulation), wie z. B. klassische planare Verbindungsleitungen mit kleinen Abmessungen im Verhältnis zur Wellenlänge. Diese Bedingung ist bei einem Großteil der in dieser Arbeit untersuchten Strukturen jedoch nicht erfüllt. Es wurden deshalb vor allem Verfahren mit einer Diskretisierung des Volumens verwendet. Zu dieser Kategorie zählen in CST MWS der auf der Finiten-Differenzmethode im Zeitbereich (engl. *Finite-Difference-Time-Domain*, *FTDT*) basierende *Time-domain Solver* und der auf der Methode der finiten Elemente (engl. *Finite-Element-Method*, *FEM*) basierende *Frequency-domain Solver*. Da beide die Finite-Integral-Methode (engl. *Finite-Integration-Technique*, *FIT*) [89] zur Lösung der Maxwellgleichungen in der Differentialform verwenden, sind die Ergebnisse der Berechnungen vergleichbar und weichen nur durch unterschiedliche Imple-

mentierung einzelner Programmeigenschaften ab. Die Wahl des Berechnungsverfahrens kann also vor allem in Hinblick auf eine niedrige Berechnungszeit gewählt werden.

3.1.1 Anpassung der Antenne an die Last

Abbildung 3.1a zeigt nach [90] schematisch die Funktion einer Empfangsantenne als Transformationsglied zwischen Freiraumwelle und leitungsgeführte Welle. Das von der Quelle eingestrahlte THz-Signal wird von der Antenne in die Last mit der Lastimpedanz Z_L eingekoppelt. Das sich aus diesem Schema ergebende Ersatzschaltbild ist in Abb. 3.1b dargestellt. Es wird deutlich, dass das Verhältnis von Antennenimpedanz und Lastimpedanz den Anteil an eingekoppelter Leistung bestimmt. Die eingekoppelte Leistung wird im Empfangsfall maximal, wenn konjugiert komplexe Anpassung vorliegt und somit $Z_L = Z_{\text{Ant}}^*$ gilt [90]. Analog zur Leitungstheorie lässt sich auch bei der Empfangsantenne ein komplexer Reflexionsfaktor

$$\underline{\Gamma} = \frac{Z_L - Z_{\text{Ant}}}{Z_L + Z_{\text{Ant}}} \quad (3.6)$$

definieren [87]. Für die in der Last absorbierte Leistung und damit für die Effizienz der Anpassung der Antenne an die Last gilt entsprechend:

$$P_L = (1 - |\underline{\Gamma}|^2)P_0 = \eta_{\text{match}} \cdot P_0 \quad (3.7)$$

Der Realteil der komplexen Impedanz der Antenne kann in zwei, durch verschiedene Mechanismen hervorgerufene, Anteile eingeteilt werden: Den Strahlungswiderstand R_S und den Verlustwiderstand R_V . Der Strahlungswiderstand liegt im Mechanismus der in der Antenne absorbierten Leistung der Freiraumwelle begründet und setzt die absorbierte Leistung im Verhältnis zum in der Last induzierten HF-Strom [86]. Im Verlustwiderstand R_V werden alle Verlustmechanismen, wie z. B. metallische Verluste, dielektrische Verluste und durch den Skin-Effekt hervorgerufene Hochfrequenzverluste zusammengefasst. Da diese die Effizienz der Antenne vermindern, muss im Entwurfsprozess auf die Wahl möglichst verlustarmer Materialien geachtet werden. Die Antenneneffizienz in Bezug auf Materialverluste ergibt sich so zu:

$$\eta_V = \frac{R_S}{R_S + R_V} \quad (3.8)$$

und damit die Gesamteffizienz:

$$\eta_A = \eta_{\text{match}} \cdot \eta_V \quad (3.9)$$

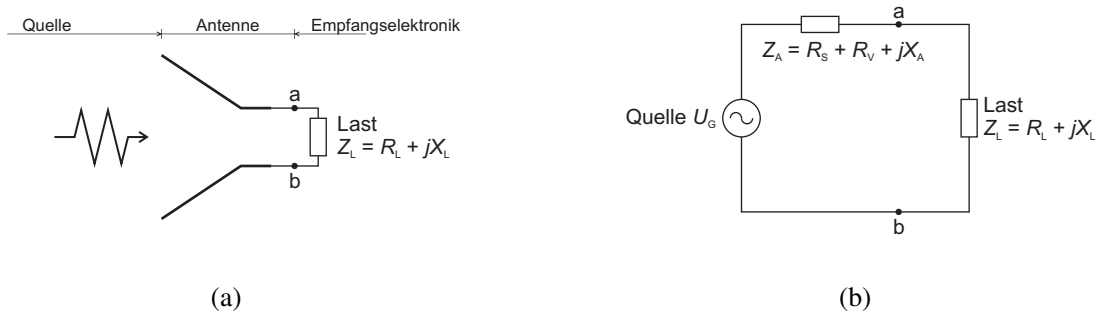


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer Empfangsantenne (a) und ihres Ersatzschaltbilds (b). Darstellung nach [90].

3.1.2 Fernfelder

Eine wichtige Eigenschaft von Antennen ist die sog. Reziprozität des Empfangs- und Sendefalls. Sie besagt, dass in vielen Bereichen eine Empfangsantenne die selben Eigenschaften wie eine Sendeantenne besitzt und kann so den Antennenentwurf vereinfachen. Eine einfache Herleitung findet sich in [90]: Betrachtet man die aus zwei Quellen bei der selben Frequenz abgestrahlten Felder in einem linearen isotropen Medium, so genügen diese folgender Bedingung (Lorentz-Reziprozität):

$$-\operatorname{div}(\vec{E}_1 \times \vec{H}_2 - \vec{E}_2 \times \vec{H}_1) = \vec{E}_1 \cdot \vec{J}_2 + \vec{H}_2 \cdot \vec{M}_1 - \vec{E}_2 \cdot \vec{J}_1 - \vec{H}_1 \cdot \vec{M}_2 \quad (3.10)$$

Unter Annahme eines endlichen Abstand der beiden Quellen und einer Beobachterposition in einer großen Entfernung zu den Quellen, verschwindet nach Integration von Gl. 3.10 das Integral der linken Seite und die rechte Seite der Gleichung kann wie folgt umgestellt werden:

$$-\iiint_V (\vec{E}_1 \cdot \vec{J}_2 - \vec{H}_1 \cdot \vec{M}_2) dv' = \iiint_V (\vec{E}_2 \cdot \vec{J}_1 - \vec{H}_2 \cdot \vec{M}_1) dv' \quad (3.11)$$

Jedes der beiden Integrale in Gl. 3.11 kann als Beschreibung einer resultierenden Feldverteilung aufgefasst werden und verknüpft so die beiden Quellen. Dies erlaubt bestimmte Aussagen über Eigenschaften reziproker Antennen zu treffen. Eine wichtige Aussage ist dabei, dass bei reziproken Antennen bei gleicher Anpassung die aufgenommene Leistung im Empfangsfall gleich der abgegebenen Leistung im Sendefall ist. Entsprechend besitzt eine Antenne in beiden Fällen die gleiche Impedanz. Diese Aussage kann verdeutlicht werden, wenn die im Schema der Empfangsantenne in Abb. 3.1a nur angedeutete Quelle durch eine Sendeantenne gleicher Art ersetzt wird. Die Strahlungskopplung zwischen beiden Antennen mit den Impedanzen Z_1 und Z_2 kann durch die Einführung der Koppeladmittanzen Y_{12} und Y_{21} quantifiziert

werden. Das Verhältnis zwischen der in der Last absorbierten Leistung und der Sendeleistung ist nun proportional zum Realteil der beiden Antennenimpedanzen und dem Absolutquadrat der jeweiligen Koppeladmittanz, d. h. man erhält $|Y_{21}|^2$ wenn die Antenne 1 sendet und $|Y_{12}|^2$ wenn die Antenne 2 sendet. Im Fall von reziproken Antennen ergibt sich nun $Y_{12} = Y_{21}$ und damit die getroffene Aussage.

Eine weitere wichtige Eigenschaft reziproker Antennen betrifft das räumliche Abstrahl- oder Empfangsverhalten einer Antenne. Nimmt man zwei Antenne an, von denen sich die eine reziproke Antenne im Zentrum einer gedachten Kugel mit großem Radius und die andere auf der Oberfläche dieser Kugel befindet, so kann das räumliche Abstrahlverhalten der Antenne im Zentrum durch Bewegung der zweiten Antenne auf dem Kugelmantel und Messung der übertragenen Leistung bestimmt werden. Ist das räumliche Verhalten der zweiten Antenne bekannt, so ergibt sich die Richtcharakteristik. Entsprechend der ersten Aussage über reziproke Antennen ist dabei für das Verhältnis von abgegebener zu aufgenommener Leistung nicht von Bedeutung, welche der beiden Antennen die Sende- bzw. die Empfangsantenne ist. Daraus folgt, dass das räumliche Verhalten einer Antenne für den Sende- und Empfangsfall gleich ist. Im Gegensatz zu den vorher genannten Punkten kann durch die Reziprozität einer Antenne keine Aussage über die eigentliche Stromverteilung auf der Antenne im jeweils anderen Fall gemacht werden [91]. Für die explizite Bestimmung sind hier Kenntnisse der Feldverteilung im Nahfeld nötig. Die beiden erstgenannten Eigenschaften reziproker Antennen erlauben, für die meisten Fragestellungen die planare Empfangsantenne als Sendeanenne zu simulieren. Dies vereinfacht das Simulationsmodell deutlich und verringert die Rechenzeit, da zum einen die definierte Anregung einer Empfangsantenne mit einer ebenen Welle simulationstechnisch komplex ist und zum anderen der Simulationsraum verkleinert werden kann.

Für eine Untersuchung des Antennenverhaltens sind die Wechselwirkungen und Verteilungen des elektrischen und magnetischen Felds um die Antenne von großer Wichtigkeit. Hier können nach [90] generell drei verschiedenen Bereiche unterschieden werden:

- Das reaktive Nahfeld: In räumlicher Nähe um die Antenne wird die Feldverteilung stark durch Wechselwirkungen des eigentlichen geometrischen Aufbaus der Antenne und damit den für die Abstrahlung dominierenden Effekt bestimmt. Die Feldverteilung der Komponenten des E - und H -Feldes sind stark von der Position abhängig und müssen getrennt betrachtet werden. Obwohl nicht für alle Antennentypen eine allgemeingültige Grenze für die einzelnen Bereiche festgelegt werden kann, wird als Grenze für das reaktive Nahfeld normalerweise eine Kugel mit dem Radius $R_1 = 0,62 \cdot \sqrt{D^3/\lambda}$

angegeben. λ bezeichnet dabei die Wellenlänge und D die größte effektive Abmessung der Antenne.

- Das abstrahlende Nahfeld: Hierbei handelt es sich um einen Übergangsbereich des Nahfelds zum Fernfeld. Gegenüber dem Nahfeld tritt der Einfluss der eigentlichen Geometrie der Antenne auf die Feldverteilung zurück. Die Verteilung beginnt sich einer Kugelwelle anzunähern, ist aber noch vom Abstand zur Antenne abhängig. In Analogie zu in der Optik verwendeten Begrifflichkeiten wird für diesen Bereich auch der Begriff Fresnel-Region verwendet. Die Ausdehnung dieses Bereiches ist schwieriger abzugrenzen, als die des reaktiven Nahfelds. Als Annäherung für die äußere Grenze wird meist eine Kugel mit dem Radius $R_2 = 2D^2/\lambda$ verwendet. Die tatsächliche Ausprägung des abstrahlenden Nahfelds variiert und entfernt sich für Antennen mit $D \geq \lambda$ vom Modell.
- Das Fernfeld: Mit wachsendem Abstand von der Antenne bildet sich die räumliche Charakteristik der Antenne aus. Als Fernfeld oder Fraunhoferregion wird dabei der Bereich bezeichnet, in dem die Feldverteilung als unabhängig vom Abstand zur Antenne betrachtet werden kann. Die Beschreibung des Abstrahlverhaltens kann rein an durch eine der beiden Feldkomponenten der sich ausbreitenden Welle vorgenommen werden. Es existieren keine Anteile in Ausbreitungsrichtung und der elektrische Feldanteil steht orthogonal zu dem magnetischen Feldanteil.

Das für die Beschreibung der Felder im Nahfeld im Allgemeinen verwendete kartesische Koordinatensystem wird im Fernfeld meist in Kugelkoordinaten ausgedrückt. Die beiden Systeme können dabei wie folgt umgerechnet werden [92]:

$$\begin{aligned}
 r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\
 \theta &= \arctan \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} \\
 \phi &= \begin{cases} \arctan \frac{y}{x} & \text{für } x \geq 0 \\ \arctan \frac{y}{x} + \pi & \text{für } x < 0 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

$$\text{mit } 0 \leq r < \infty \quad ; \quad 0 \leq \theta \leq \pi \quad ; \quad 0 \leq \phi < 2\pi$$

Das räumliche Verhalten der Antenne im Fernfeld, die Richtcharakteristik oder auch Antennendiagramm genannt, ist eine wichtige Kenngröße der Antenne zur Bestimmung der Koppeleffizienz zwischen Antenne und empfangener Welle. Zur vollständigen Beschreibung der Verteilung im Fernfeld müssen sowohl Betrag als auch Phase des elektrischen oder ma-

netischen Feldes bekannt sein [86]. Für die meisten Anwendungsfälle kann der Einfluss der Phase auf die Richtcharakteristik vernachlässigt werden. Die entstehende skalare Richtcharakteristik ist nur abhängig von Meridianwinkel θ und Breitenwinkel ϕ und ergibt sich nach [93] zu:

$$C(\theta, \phi) = \frac{|\vec{E}(\theta, \phi)|}{|\vec{E}(\theta, \phi)|_{\max}} \Big|_{r=\text{konst.}} = \frac{|\vec{H}(\theta, \phi)|}{|\vec{H}(\theta, \phi)|_{\max}} \Big|_{r=\text{konst.}} \quad (3.13)$$

Werden aus der dreidimensionalen Richtcharakteristik Schnittebenen für feste Werte von θ und ϕ aufgetragen, dann spricht man von Richtdiagrammen.

Eng verknüpft mit der Richtcharakteristik der Antenne ist die als Poynting-Vektor \vec{S} bezeichnete vektorielle Leistungsflussdichte. Für harmonische Schwingungen ist dieser komplex und ergibt sich nach [86] zu:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} (\vec{E} \times \vec{H}^*) \quad (3.14)$$

Da im Fernfeld die elektrische Feldkomponente mit der magnetischen Feldkomponente über die Freiraumimpedanz Z_0 verknüpft ist, lässt sich analog zu Gl. 3.13 ein normalisiertes Verteilungsmuster der Leistung bilden:

$$P_n(\theta, \phi) = \frac{\vec{S}(\theta, \phi)}{\vec{S}(\theta, \phi)_{\max}} = C^2(\theta, \phi) \quad (3.15)$$

Eine Antenne, die aus allen Raumrichtungen im gleichen Maße Leistung empfangen bzw. abstrahlen kann, wird als isotroper Kugelstrahler bezeichnet. Die Form der Richtcharakteristik ist die einer Kugel mit der Oberfläche $4\pi r^2$ und es gilt mit der Leistungsdichte S_i für die in der Antenne empfangene Leistung [93]:

$$P_e = 4\pi r^2 S_i \quad (3.16)$$

Reale Antennen weisen jedoch entsprechend ihrer Richtcharakteristik meist eine mehr oder weniger starke Tendenz dazu auf, Leistung bevorzugt aus einer bestimmten Richtung zu empfangen oder abzustrahlen. Diese Eigenschaft lässt sich durch den Richtfaktor D_i beschreiben, der das Verhältnis zwischen dem Maximalwert der Leistungsdichte und der konstanten Leistungsdichte eines Kugelstrahlers angibt:

$$D_i = \frac{\vec{S}(\theta, \phi)_{\max}}{S_i} = 4\pi r^2 \frac{S_{\max}}{P_e} \quad (3.17)$$

Der Richtfaktor kann für Empfangsantennen als die Fähigkeit angesehen werden, abhängig von den geometrischen Abmessungen der Antenne einen Teil der Leistung der einfallenden Welle zu absorbieren. Da für ebene Wellen keine Feldkomponenten in Ausbreitungsrichtung existieren, ergibt dies für die Antenne einen Querschnitt, auf dessen Fläche Leistung absorbiert wird, die Antennenwirkfläche. Der Richtfaktor ist nach [86] von der effektiven Antennenwirkfläche A_{eff} abhängig:

$$D_i = 4\pi \frac{A_{\text{eff}}}{\lambda^2} \quad (3.18)$$

Die effektive Antennenwirkfläche ist immer durch die sich ergebenden Randbedingungen zur Erfüllung der Maxwellgleichungen kleiner als die physische Fläche der Antenne A_p und mit dem Flächenwirkungsgrad $\eta_{\text{ap}} = A_{\text{eff}}/A_p$ verknüpft.

3.1.3 Polarisation

Neben der vorgenannten winkelabhängigen räumlichen Richtcharakteristik und der Anpassungseffizienz (Gl. 3.9) der Antenne ist für eine Bestimmung der Gesamteffizienz auch die Beachtung der Polarisationsabhängigkeit nötig. Sie drückt dabei die Abhängigkeit der Antenneneffizienz von der Richtung des elektrischen Feldvektors aus, der bei der skalaren Betrachtung der Richtcharakteristik keine Rolle spielt. Der Zusammenhang zwischen den beiden Komponenten des elektrischen Feldes ergibt sich für eine eben harmonische Welle mit Ausbreitung entlang der z-Achse nach [90] zu

$$\vec{E}(z, t) = E_x(z, t)\vec{x} + E_y(z, t)\vec{y} \quad (3.19)$$

und die einzelnen Bestandteile mit den Maximalwerten der Feldstärke $E_{x,\text{max}}$, $E_{y,\text{max}}$ zu

$$\vec{E}_x(z, t) = \text{Re}[E_{x,\text{max}} \cdot e^{j(\omega t + kz + \phi_x)}], \quad (3.20)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \text{Re}[E_{y,\text{max}} \cdot e^{j(\omega t + kz + \phi_y)}]. \quad (3.21)$$

Die Gleichung 3.19 beschreibt die resultierende Richtung des elektrischen Feldes im Raum als Funktion der Zeit. Abhängig von $E_{x,\text{max}}$, $E_{y,\text{max}}$ und dem Phasenunterschied $\Delta\phi = \phi_y - \phi_x$ bildet sich eine elliptische Bahn aus [86], wie sie in Abb. 3.2a dargestellt ist. Die Form dieser

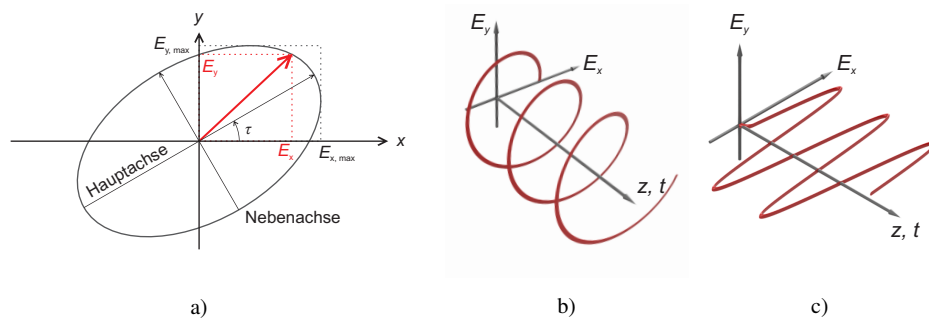


Abbildung 3.2: Darstellung der Polarisationsabhängigkeit einer Antenne durch die Polarisationsellipse (a) mit den beiden Komponenten des elektrischen Feldes E_x und E_y nach [86] sowie der beiden Extremfälle der zirkulären (b) und linearen Polarisation (c).

sogenannte Polarisationsellipse kann durch das Verhältnis der Hauptachse zur Nebenachse (*Axial Ratio*, AR) der Ellipse und dem Neigungswinkel τ beschrieben werden. Dabei gilt [90]:

$$\begin{aligned}
 AR &= \frac{\text{Hauptachse}}{\text{Nebenachse}} \\
 &= \frac{\left[\frac{1}{2} \{ E_{x,\max}^2 + E_{y,\max}^2 + [E_{x,\max}^4 + E_{y,\max}^4 + 2E_{x,\max}^2 E_{y,\max}^2 \cos(2\Delta\phi)]^{1/2} \} \right]^{1/2}}{\left[\frac{1}{2} \{ E_{x,\max}^2 + E_{y,\max}^2 - [E_{x,\max}^4 + E_{y,\max}^4 + 2E_{x,\max}^2 E_{y,\max}^2 \cos(2\Delta\phi)]^{1/2} \} \right]^{1/2}} \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

$$\tau = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left[\frac{2E_{x,\max} E_{y,\max} \cos(\Delta\phi)}{E_{x,\max}^2 - E_{y,\max}^2} \right] \quad (3.23)$$

Neben dem allgemeinen Fall elliptischer Polarisation können zwei spezielle Grenzfälle unterschieden werden. Gilt $E_{x,\max} = E_{y,\max}$ und $\Delta\phi = \pm 90^\circ$ wird die Ellipse zu einem Kreis ($AR = 1$) und die Welle ist zirkular polarisiert. Schematisch ist dies in Abb. 3.2b dargestellt. Die Drehrichtung ist abhängig vom Vorzeichen der Phasenverschiebung. Beträgt $\Delta\phi$ einer von der Antenne ausgesendeten Welle $+90^\circ$ ergibt sich nach *IEEE*-Definition [94] linksgerichtete Polarisation (engl. *Left Hand Circular Polarization*, *LHCP*) und für $\Delta\phi = -90^\circ$ rechtsgerichtete Polarisation (engl. *RHCP*).

Der zweite Grenzfall ist die lineare Polarisation, die in Abb. 3.2c dargestellt ist. Hier liegt die vom Vektor des elektrischen Feldes beschriebene Kurve in einer um den Winkel τ um die Ausbreitungsrichtung der Welle verkippten Ebene. Es ergibt sich $AR = \infty$. Existiert nur eine Feldkomponente in x- oder y-Richtung so spricht man von horizontaler bzw. vertikaler Polarisation.

Die von der Antenne empfangene Leistung ist sowohl von der Polarisation der von der Quelle abgestrahlten Leistung als auch von der Polarisation der Antenne abhängig. Ist die Strah-

lungsquelle unpolarisiert, d. h. die beiden Komponenten des elektrische Feldes besitzen keine Phasenabhängigkeit, kann sie von Antennen jeglicher Polarisation empfangen werden. Ist sie polarisiert, dann wird die übertragene Leistung bei übereinstimmender Polarisation maximal. Unterscheiden sich beide in ihrer Polarisation, treten Verluste auf, die sich mit der Polarisationseffizienz η_{pol} quantifizieren lassen. Nach [90] ergibt sich für eine einfallende Welle und einer Empfangsantenne mit dem elektrischen Feld $\mathbf{E}_i(z, t)$ bzw. $\mathbf{E}_a(z, t)$ unter Beachtung der Einheitsvektoren der definierten Polarisation $\hat{\rho}_w$ bzw. $\hat{\rho}_a$ die Polarisationseffizienz zu:

$$\mathbf{E}_i(z, t) = \hat{\rho}_w E_i \quad \text{und} \quad \mathbf{E}_a(z, t) = \hat{\rho}_a E_a \quad (3.24)$$

$$\eta_{\text{pol}} = |\hat{\rho}_w \cdot \hat{\rho}_a|^2 \quad (3.25)$$

Die von Beschleunigerquellen erzeugte Strahlung ist größtenteils polarisiert, wobei der Mechanismus der Strahlungserzeugung zusammen mit dem geometrischen Verlauf des Strahlrohres die Art der Polarisation bestimmt. So ist z. B. die im Fall von CSR an Speicherringen überwiegende Kantenstrahlung zirkular polarisiert. Das in den Experimentierhütten zur Verfügung stehende Signal stellt jedoch durch die begrenzten Öffnungen der Transportoptiken nur einen Ausschnitt dar und kann deshalb je nach Wellenlänge eher elliptisch bis linear polarisiert sein [20].

3.2 Strahlungskopplung in planare Antennenstrukturen

Für den Entwurf effektiver planarer Antennenstrukturen spielt neben der Anpassung der Antennenimpedanz an die Detektorimpedanz auch eine möglichst gute Einkopplung der zu detektierenden Strahlung eine Rolle. Da die aus der Beschleunigerquelle ausgekoppelte Strahlung durch eine Gauß'sche Strahlcharakteristik mit einer definierter Strahltaile gut beschrieben werden kann (vgl. Kapitel 2.5.1), benötigen die planaren Antenne eine definierte Richtscharfe um Koppelverluste zu minimieren. Im Folgenden wird nun auf die Besonderheiten der Strahlungskopplung bei planaren Antennen im THz-Bereich eingegangen und zwei Ansätze zur Optimierung der Kopplung diskutiert.

3.2.1 Substratmoden

Innerhalb der mehrschichtigen Lagenstruktur eines integrierten Schaltkreises stellen die Metallisierungslagen für die Antenne die eigentliche Funktionsschichten dar. Da sie nur eine

Dicke von wenigen Hundert Nanometern aufweisen, besitzen sie nicht die nötige Stabilität um alleine als freischwingende Membran ausgeführt zu werden und sind immer im Zusammenhang mit Substrat und dielektrischen Zwischenschichten zu betrachten. Die Materialwahl wird dabei von den Randbedingungen der technologischen Prozesse zur Herstellung der Dünnschichten für das supraleitende Detektorelement eingeschränkt. Für ein optimales homogenes Aufwachsen der Schichten muss ein Substrat mit möglichst ähnlicher Gitterkonstante gewählt werden. Ebenso sollte es eine ausreichende mechanische Stabilität aufweisen, um eine einfache Handhabung in den einzelnen Prozessschritten zu ermöglichen.

Die Wahl des Substratmaterials hat ebenso weitreichende Auswirkungen auf die elektrische Charakteristik der planaren Antenne. Gegenüber einer idealen planaren Antenne, deren Metallisierung von beiden Seiten von Vakuum umgeben ist, bildet sich durch die materialabhängige relative Permittivität des Substrats eine inhomogene Feldverteilung aus. Für im Vergleich zur Wellenlänge dicke Substrate ($t_{\text{sub}} \gg \lambda$) lässt sich der Substrateinfluss durch ein Modell annähern, in dem die eine Hälfte des Raums als mit Vakuum ($\epsilon_r = 1$) und die andere als mit dem Substratmaterial ($\epsilon_r \geq 1$) gefüllt betrachtet wird. Die effektive relative Permittivität ergibt sich damit zu

$$\epsilon_{r,\text{eff}} \approx \frac{\epsilon_r + 1}{2}. \quad (3.26)$$

Die höhere relative Permittivität des Substrats führt zu einer Konzentration der Feldlinien im Substratmaterial und damit zu einer Verkürzung der Wellenlänge auf der Antenne an der Grenze zwischen Freiraum und Dielektrikum. Es gilt dabei:

$$\lambda_{\text{sub}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{r,\text{eff}}}}. \quad (3.27)$$

Durch die verkürzte Wellenlänge der auf dem Dielektrikum geführten Leitungswelle kommt es zu einem Miniaturisierungseffekt. Um für verteilte Strukturen die gleiche wirksame elektrische Länge zu erreichen, müssen alle Abmessungen entsprechend Gl. 3.27 verkürzt werden. Dies gilt insbesondere für die in dieser Arbeit betrachteten Antennenstrukturen mit Abmessungen in der Größenordnung der Wellenlänge. Entsprechend den verkleinerten Abmessungen sinkt auch die Fußpunktimpedanz der Antenne abhängig von der Wahl des Dielektrikums um den Faktor $1/\sqrt{\epsilon_{r,\text{eff}}}$.

Des Weiteren können reale Dielektrika im Hochfrequenzbereich nicht mehr als verlustlos betrachtet werden. Ein Teil der eingestrahnten Leistung wird durch die dielektrischen Verluste im Substrat in Wärme umgewandelt und vermindert so die Effizienz der Strahlungskopplung. Dies kann durch die Verwendung der komplexwertigen relativen Permittivität berücksichtigt

werden [87]. Dabei wird die rein reale relative Permittivität des verlustlosen Materials ($\epsilon_r' = \epsilon_0 \epsilon_r$) durch einen Verlustterm erweitert:

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (3.28)$$

Eine quantitative Beschreibung der dielektrischen Verluste kann über den Verlustfaktor vorgenommen werden:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \quad (3.29)$$

Die relative Permittivität sowie der Verlustfaktor einiger gebräuchlicher Substratmaterialien für den THz-Bereich ist in Tab. 3.1 aufgeführt. In Bezug auf die relative Permittivität und damit den materialbedingten Verkürzungsfaktor der Wellenlänge steht hier ein relativ weites Bereich für den Entwurf zur Verfügung. Da jedoch ein möglichst verlustarmes Material erwünscht ist, müssen hier Einschränkungen getroffen werden. So zeigen die klassisch für Hochfrequenzschaltungen verwendeten Materialien, wie amorphes Al_2O_3 (Alumina) oder Substrate auf der Basis von PTFE (RT/duroid 5880) bzw. keramischen Materialien (Rogers TMM), deutlich höhere Verlustfaktoren als monokristalline Substratmaterialien. Ebenso zeigen letztere die Tendenz von höheren Verlusten für höhere Werte der relativen Permittivität. Aus der Gruppe der monokristallinen Materialien sind besonders das intrinsische Silizium sowie Saphir (monokristallines Al_2O_3) vielversprechend. Sie kombinieren einen niedrigen Verlustfaktor mit einer guten Eignung für die Herstellung qualitativ hochwertiger Dünnschichten aus YBCO (Saphir) [26, 68] und NbN (Silizium) [15, 95].

Neben dem Einfluss des Substrats auf die elektrische Länge und die Impedanz der planaren Antenne müssen auch die Auswirkungen des Substratmaterials auf das räumliche Abstrahlverhalten der Antenne beim Entwurf beachtet werden. Durch die Konzentration der Feldlinien im Medium mit der höheren relativen Permittivität hat die Dicke des Substrats Auswirkungen auf die Effizienz der Strahlkopplung und die Richtung der Hauptkeule der Antenne. Für Substratdicken $t_{\text{sub}} > 0,01 \cdot \lambda_{\text{sub}}$ kann das Substrat nicht mehr als dünn betrachtet werden [24]. So ergibt sich beispielsweise für eine typische relative Permittivität von $\epsilon_r > 9$ bei einer Frequenz von 100 GHz eine Substratdicke im Bereich von $10 \mu\text{m}$, die für 1 THz auf weniger als $1,5 \mu\text{m}$ absinkt. Handelsübliche Substrate besitzen aus Gründen der mechanischen Stabilität eine Dicke von mehreren Hundert Mikrometern.

Für dicke Substrate ergibt sich das in Abb. 3.3 schematisch für eine Sendeantenne dargestellte Verhalten. Eine Abstrahlung findet sowohl in den Freiraum als auch in das Substrat statt. Dabei kommt es an den Grenzflächen zwischen Substrat und Freiraum zu Reflexionen

Tabelle 3.1: Hochfrequenzeigenschaften von Substratmaterialien für den THz-Bereich

Material	rel. Permittivität	Verlustwinkel $\tan(\delta)$ @ 10 GHz	Referenz
Saphir (A-Achse)	9,4	$2 \cdot 10^{-5}$ @ 300 K	[96]
Saphir (C-Achse)	11,58	$5 \cdot 10^{-5}$ @ 300 K	[96]
Silizium, intrinsisch	11,9	$1,4 \cdot 10^{-4}$ @ 10 K	[97]
LaAlO ₃	25	$0,6 \cdot 10^{-4}$ @ 77 K	[98]
SrTiO ₃	300	$19,1 \cdot 10^{-4}$ @ 300 K	[99, 100]
MgO	9,8	$3 \cdot 10^{-4}$ @ 77 K	[101]
Alumina	9,6	$3 \cdot 10^{-4}$ @ 300 K	[102]
Rogers [®] TMM10i	9,8	$20 \cdot 10^{-4}$ @ 300 K	[103]
RT/duroid [®] 5880	2,2	$9 \cdot 10^{-4}$ @ 300 K	[104]

und das Substrat wirkt als dielektrischer Wellenleiter, in dem Substratmoden ausbreitungsfähig sind [105]. Hier können sowohl Moden mit einer transversal-elektrischen (TE) als auch transversal-magnetischen (TM)-Verteilung angeregt werden. Auch kommt es mit steigender Substratdicke zur Anregung von Moden höherer Ordnung [24]. Das Verhältnis der in Richtung des Substrat abgestrahlten Leistung zu der in den Freiraum abgestrahlten Leistung ist nach [106] für elementare Dipole $\sim \epsilon_r$ und für elementare Schlitze $\sim \epsilon_r^{3/2}$. Zusätzlich beeinflusst das Substrat auch die Richtcharakteristik der Antenne. Zwar entspricht die Form des Fernfelds in Substratrichtung der Feldverteilung in einem homogenen Medium mit der relativen Permittivität des Substratmaterials, in Richtung des Freiraums jedoch ergibt sich eine Fernfeldverteilung mit ausgeprägten Nebenkeulen [107]. Eine effiziente Strahlungskopplung ist daher für planare Antennen auf im Vergleich zur Wellenlänge dicken Substraten nicht möglich.

Eine Möglichkeit zur Erhöhung der Strahlungskopplung ist die Verwendung einer Membrantechnologie, d. h. einer lokal im Bereich der planaren Antennen reduzierten effektiven Substratdicke. Dies kann zum Beispiel durch das Aufbringen einer zusätzlichen Dünnschicht aus Siliziumoxid (SiO) auf das eigentliche Substratmaterial und anschließendem lokalen Entfernen des Trägersubstrats erreicht werden [108]. Durch das nun im Vergleich zur Wellenlänge dünne Substrat werden Substratmoden effektiv unterdrückt. Jedoch steigt die Komplexität der Herstellung deutlich an. Auch ist eine Integration der zusätzlichen Prozessschritte nicht

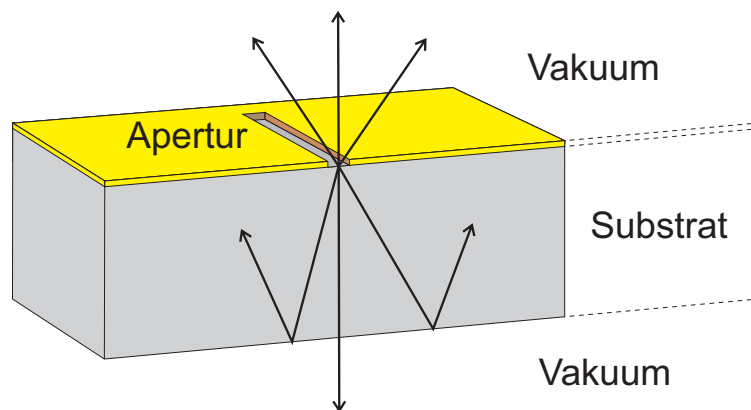


Abbildung 3.3: Strahlkopplung in planare Antennenstrukturen.

in jede der in dieser Arbeit verwendeten Technologien möglich. Der Ansatz wird deshalb nicht weiter verfolgt.

Durch den großen Einfluss des Substrats auf das Antennenverhalten sowie die technologischen Herausforderungen, die nötig sind um diesen zu vermindern, wird die Frage nach geeigneten Methoden zur Optimierung der Strahlkopplung aufgeworfen. Nach Gl. 3.18 ist der Richtfaktor einer Antenne proportional zur Antennenwirkfläche. Da die Abmessungen einer Antenne sowohl bauartbedingt nicht willkürlich vergrößert werden können, als auch durch die Feldkonzentration im Medium größerer rel. Permittivität (Gl. 3.27) vermindert werden, kann eine Erhöhung der Koppelleffizienz nur durch den Einsatz zusätzlicher quasi-optischer Elemente erreicht werden. Bei sogenannten Hybridantennen bilden diese Elemente einen engen Verbund mit der planaren Antennenstruktur und müssen deshalb im Entwurfsprozess zusammen betrachtet werden. Im THz-Bereich werden häufig hybride Horn- und Linsenantennen eingesetzt, die im Folgenden näher betrachtet werden.

3.2.2 Hornantennen

Im Fall der Hornantenne wird die planare Antennen in eine Hohlleiterstruktur eingebettet. Abbildung 3.4 zeigt den grundlegenden Aufbau dieser hybriden Struktur für einen rechteckigen Querschnitt des Hohlleiters. Die Einkopplung der Strahlung auf die planare Antenne erfolgt durch eine im Hohlleiter geführte Welle, deren Feldverteilung durch die geometrischen Abmessungen bestimmt wird. Eine Erhöhung des Richtfaktors bzw. eine Vergrößerung der Antennenwirkfläche wird durch eine gezielte Aufweitung der Hohlleiterstruktur, dem Horn,

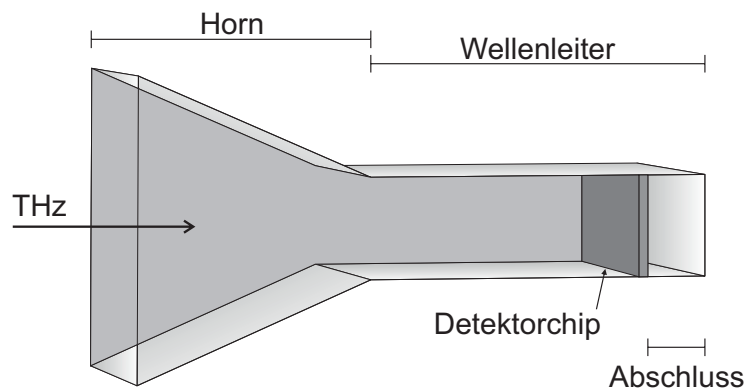


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Strahlungskopplung mit einer Hornantenne. Dargestellt ist ein Sektoralhorn und ein Wellenleiter mit rechteckigem Querschnitt.

erreicht. Durch das Horn erfolgt eine Transformation der Welle im Freiraum auf die Welle im Hohlleiter.

Die Position des Chips mit der planaren Antenne im Hohlleiter hat durch die Modenverteilung Einfluss auf die Koppel-effizienz und sollte sich in einem Feldstärkemaximum befinden. Dies kann, wie bei anderen Leitungsgeometrien der Hochfrequenztechnik auch, bei Hohlleitern durch eine Impedanztransformation durch verteilte Elemente erreicht werden [87], indem der Hohlleiter in einem Abstand von $\lambda/4$ vom Detektorchip entfernt kurzgeschlossen wird. Dadurch wird eine Transformation des Intensitätsminimums im Kurzschluss in ein Maximum an der Position der Planarantenne erreicht.

Für das Horn stehen unterschiedliche Geometrien zur Auswahl, wobei diese auch von der Form des Hohlleiters nach dem Horn abweichen kann. Generell können Hornantennen gemäß ihrer grundlegenden Funktionsweise in zwei Kategorien eingeteilt werden:

- **Single-mode-Hörner:** Diese Kategorie umfasst Hornformen, die als Aufweitung grundlegender rechteckiger und konischer Hohlleiter aufgefasst werden können. Ihre Abmessungen werden entsprechend so ausgelegt, dass nur eine Grundmode im Horn ausbreitungsfähig ist [86]. Für rechteckige Grundformen spricht man bei Aufweitung in nur einer Ebene von einem Sektoralhorn [85], bei Aufweitung in beiden Ebenen von Pyramidenhorn [90]. Das Kegelhorn bildet das Äquivalent für konische Wellenleiter [109]. Durch die Beschränkung auf eine ausbreitungsfähige Mode sind die Hornformen dieser Kategorie schmalbandig.

- **Multi-mode-Hörner:** Wird die Geometrie des Horns so gewählt, dass nicht nur eine Grundmode, sondern mehrere Moden ausbreitungsfähig sind, dann vergrößert sich die nutzbare Bandbreite. Diese wird im Fall von Hornantennen typischerweise als Prozentsatz der Mittenfrequenz des Horns angegeben (relative Bandbreite, vgl. Kap. 4.2). Im Fall einer rechteckigen Grundform kann die Anregung mehrerer Moden durch eine Drehung um 90° in Bezug auf den Wellenleiter erreicht werden. Auf der Aperturfläche bildet sich nun eine Überlagerung der TE_{10} - und TE_{01} -Mode aus. Die entstehende Hornform wird Diagonalthorn genannt [110] und besitzt eine Bandbreite von 55 % [111]. Das Kegelhorn kann ebenfalls so modifiziert werden, dass höhere Moden angeregt werden. Eine Möglichkeit ist die Anregung der TM_{11} Mode durch einen stufenförmigen Übergang zwischen Wellenleiter und Kegelhorn, dem sogenannten Pickett-Potter-Horn [112]. Diese Form lässt sich zwar vergleichsweise einfach herstellen, besitzt aber nur eine Bandbreite von 8 % bis 20 % [111, 113]. Eine weitere Form ist das Rillenhorn [114], bei dem ringförmige Blenden in die kegelige Grundform entlang der Hauptachse eingebracht werden und das eine Bandbreite von 35 % [111] besitzt.

Die Antennenwirkfläche und die Effizienz der Strahlkopplung lässt sich für Hornantennen aus der Modenverteilung auf der Aperturfläche berechnen. Tabelle 3.2 zeigt die Koppeleffizienz der wichtigsten Hornarten für ein bestimmtes Verhältnis der Strahltaile der einfallenden Strahlung zur Abmessung der Hornöffnung. Die Kopplung ist für alle Hornarten sehr hoch und erreicht für das Pickett-Potter-Horn und das Rillenhorn Werte von $> 95\%$.

Betrachtet man die Abmessungen der verschiedenen Hornformen, dann wird deutlich, dass dem Vorteil der hohen Koppeleffizienz bei dem in dieser Arbeit betrachteten Frequenzbereich ein Nachteil gegenübersteht: Für die kurzen Wellenlängen im THz-Bereich von weniger als einem Millimeter erreichen die Größen der Hörner einen Bereich, in dem die Herstellung mit

Tabelle 3.2: Koppeleffizienz verschiedener Hornarten

Typ	Kopplung an Gauß-Strahlen	$w_{\text{gauß}}/r_{\text{apertur}}$	Referenz
Pyramidenstumpf	84 %	0,43	[84]
Diagonalthorn	84,3 %	0,86	[115]
Kegelhorn	86,6 %	0,77	[109]
Pickett-Potterhorn	96,3 %	0,59	[116]
Rillenhorn	97,8 %	0,64	[117]

Herausforderungen verbunden ist. Auch die für die Herstellung auf numerisch gesteuerten Werkzeugmaschinen einfacheren Formen wie das Diagonalthorn lassen sich nicht ohne weiteres in der benötigten Präzision herstellen. Die in der Koppeffizienz führenden Rillenhörner werden üblicherweise in einem galvanischen Abformprozess hergestellt, der ebenso in der erreichbaren Auflösung begrenzt ist. So sind diese kommerziell nur bis Frequenzen von 1,5 THz erhältlich [118], was nicht den gesamten in dieser Arbeit untersuchten Frequenzbereich abdeckt. Auch ist die mit Hornantennen erreichbare Bandbreite auf unter 50 % begrenzt. Dieses Konzept ist damit nicht uneingeschränkt für alle entwickelten Detektorsysteme geeignet. Besonders das in Kapitel 5 vorgestellte integrierte Array für 0,14 THz bis 1,0 THz benötigt Einkoppelstrukturen mit einer deutlich höheren relativen Bandbreite. Da zusätzlich auch die Koppeffizienz für realisierbare hybride Hornantennen, wie in Kap. 3.2.1 dargestellt, nur für sehr dünne Substrate die rechnerischen Idealwerte erreicht, wurde dieses Konzept im Folgenden nicht mehr in Betracht gezogen.

3.2.3 Hybride Linsenantennen

Ein anderer Weg zur Einkopplung von THz-Strahlung in planare Antennenstrukturen stellt die Verwendung einer sogenannten hybriden Linsenantenne dar [119]. In Abb. 3.5a ist der prinzipielle Aufbau dargestellt. Der planare Detektorchip wird dabei in direktem Kontakt auf eine plankonvexe dielektrische Linse aufgebracht und die Einkopplung der Strahlung erfolgt durch Linse und Substrat. In dieser Konfiguration wird, ähnlich wie bei der Hornantenne, die Antennenwirkfläche, in diesem Fall durch die Oberfläche der Linse, erhöht. Die einfallende Welle erfährt an der Grenzfläche zwischen Vakuum und Dielektrikum Brechung durch die unterschiedliche relative Permittivität der beiden Materialien. Die Form der Linse ist ausschlaggebend für die Art in der die Wellenfront beeinflusst wird. Durch entsprechenden Entwurf der Linsengeometrie kann sowohl kollimierendes Verhalten mit guter Anpassung an ebene Wellen, als auch fokussierendes Verhalten unterschiedlicher Stärke erreicht werden.

Bei Verwendung eines Linsenmaterials mit einer zum Material des Detektorchips ähnlichen relativen Permittivität kann das Auftreten von Substratmoden effektiv unterdrückt werden. Zum einen wird durch die Linse die Dicke des Substrats so erweitert, dass es im Vergleich zu den kurzen Wellenlängen der THz-Strahlung als unendlich ausgedehnt betrachtet werden kann. Zum anderen führt die gekrümmte Linsenoberfläche zu einer Verkleinerung des Auftreffwinkels der Strahlung [113] und verhindert so das Auftreten von Totalreflexion. Im Gegensatz zu den Hornstrukturen aus Kap. 3.2.2 ist die Bandbreite einer dielektrischen Linse nur über die Abmessung begrenzt und zeigt in einem weiten Bereich breitbandiges Verhalten.

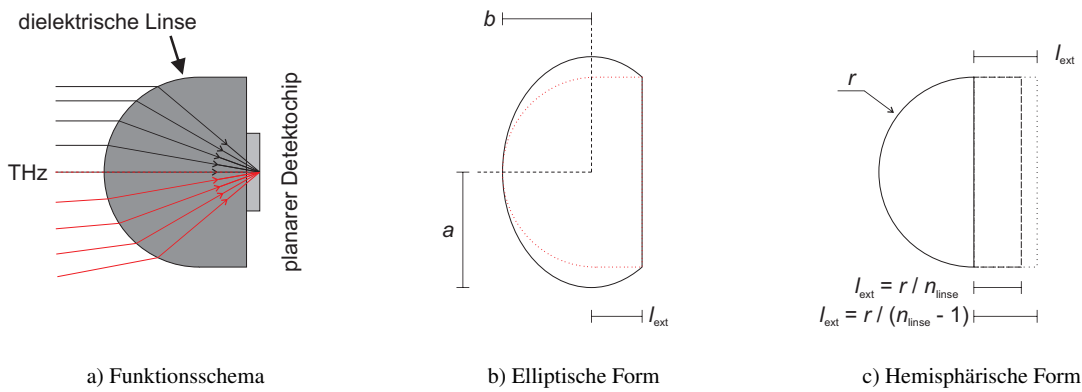


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung einer hybriden Linsenantenne (a) mit Strahlengang für eine kollimierende Linse (schwarz) bzw. sammelnde Linse (rot) sowie die häufigsten Linsengrundformen (b,c) mit den bestimmenden Abmessungen nach [7]. Für die elliptischen Linse (b) ist zusätzlich die Außenkontur einer hemisphärischen Annäherung (···) gezeigt. Im Fall der hemisphärischen Linse (c) sind die beiden Spezialfälle eine hyper-hemisphärischen (---) und kollimierenden Linsenform (···) dargestellt.

Die gebräuchlichsten Linsengeometrien sind die elliptische Linse (Abb. 3.5b) und die hemisphärische Linse (Abb. 3.5c). Die Form der elliptischen Linse ist durch die Haupt- und Nebenachse a und b festgelegt. Es ergeben sich zwei Fokuspunkte $\pm c$, wobei für eine hybride Linsenantenne die Exzentrizität der Ellipse so gewählt wird, dass der geometrische Fokus mit dem optischen übereinstimmt [7]. Nach [113] gilt für das Verhältnis der Exzentrizität zu der Position des Fokus dabei:

$$\frac{b_1}{c_1} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (3.30)$$

$$c_1 = \sqrt{b_1^2 - a_1^2} \quad (3.31)$$

Die elliptische Linse ist eine Kollimationslinse, die einfallende Strahlung auf die Position des Brennpunkts bündelt. Dadurch erreicht sie eine gute Koppelleffizienz für Strahlung mit einem Gauß'schen Profil. Die Herstellung der elliptischen Linse ist durch die asphärische Form jedoch komplex. Einfacher herstellen lassen sich Linsen, bei denen eine Halbkugel als Grundform (Abb. 3.5c) gewählt wird. Die Form einer elliptischen Linse kann dann durch das Anfügen einer zylindrischen Erweiterung sehr gut angenähert werden. Nach [106] wird das kollimierende Verhalten einer elliptischen Linse für eine kugelförmige Linse mit der Brechzahl n_{linse} bei einer Erweiterungslänge des zylindrischen Teils von $l_{\text{ext}} = r / (n_{\text{linse}} - 1)$ erreicht (vgl. Abb. 3.5b). Wird die Erweiterungslänge zu kürzeren Werten hin variiert, dann lässt sich das Fernfeldverhalten der hybriden Linsenantenne beeinflussen. Es sinkt der Richtfaktor und der Divergenzwinkel steigt an. Gleichzeitig vermindert sich die Abmessungen

der Strahltaile und damit erhöht sich die Koppeffizienz für Gauß-Strahlen [7]. Gilt für die Erweiterungslänge $l_{\text{ext}} = r/n_{\text{linse}}$, dann ist der Spezialfall der hyper-hemisphärischen Linse erreicht. In diesem Fall wandelt die Linse eine sphärische Welle in eine ebenfalls sphärische Welle um [120]. Die hohe Divergenz der hyper-hemisphärischen Linse macht zwar den Einsatz weitere Fokuselemente im Strahlengang des Detektorsystems nötig, die sehr gute Kopplung ist jedoch auf anderem Wege nicht zu erreichen. Wird die Erweiterungslänge noch weiter vermindert, dann steigt die Divergenz so weit an, dass eine effiziente Strahlkopplung nicht mehr möglich ist.

Die Gesamteffizienz der Linsenantenne wird von verschiedenen Verlustmechanismen bestimmt. So wird durch dielektrische Verluste im Linsenmaterial die empfangene Leistung vermindert. Durch die Wahl eines möglichst verlustarmen Materials kann der Einfluss minimiert werden. Der zweite wichtige Verlustmechanismus sind die an der Grenzfläche zwischen Vakuum und Dielektrikum auftretende Reflexionsverluste, die durch die meist deutlich höhere relative Permittivität des Linsenmaterials entstehen. Diese können durch das Aufbringen einer Antireflexschicht vermindert werden. Dabei handelt es sich um eine Dünnschicht aus einem Dielektrikum mit geringerer rel. Permittivität als das Linsenmaterial. Die Schichtdicke wird so gewählt, dass destruktive Interferenz auftreten kann. In [106] wurde für eine Doppelschlitzantenne auf einer hyper-hemisphärischen Linse mit einem Durchmesser von 13,7 mm eine Koppeffizienz von 50 % bis 60 % ohne eine Antireflexschicht und 80 % bis 90 % mit einer entsprechenden Schicht abgeschätzt. Van der Vorst gibt für ein Doppelschlitzdesign für 500 GHz auf einer Siliziumlinse mit einem Radius von 4 mm eine Verbesserung der Koppeffizienz von 90,9 % auf 93,3 % an [120].

Im Zuge dieser Arbeit wurde auf die Verwendung einer Antireflexschicht aufgrund von zwei Nachteilen verzichtet. Zum einen ist für die in Kap. 5 entwickelten Strahlungsempfänger eines integrierten Spektrometers eine große Bandbreite nötig. Da die Antireflexschicht auf Interferenzphänomenen basiert, kann mit ihr nur ein kleiner Bereich abgedeckt werden. Zum anderen sind die für Frequenzen ab 1 THz benötigten Schichtdicken sehr gering, was die Komplexität der Herstellung steigert.

Alle in dieser Arbeit entwickelten Antennenstrukturen wurden für den Einsatz auf einer hyperhemisphärischen Linse aus Silizium entwickelt. Die verwendete Linse besitzt einen Radius von 6,0 mm und eine Erweiterungslänge von 1,7 mm. In vergangenen Arbeiten [59] wurde dabei gezeigt, dass mit dieser Linsengeometrie eine gute Strahlungseinkopplung über einen weiten Frequenzbereich von 0,07 THz bis 1 THz möglich ist.

3.3 Zusammenfassung

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die grundlegenden Kenngrößen einer Antenne und zeigt die besondere Wichtigkeit einer effektiven Strahlkopplung. Dabei wurden die Besonderheiten planarer Antennen hervorgehoben. Im Fall der hier betrachteten Detektorschaltungen verhindern verlustbehaftete Substratmoden eine effektive Kopplung einfallender Strahlung. Diese entstehen durch ein Zusammenspiel aus der im Vergleich zur Wellenlänge großen Dicke der verwendeten Substratmaterialien und der Konzentration der abgestrahlten Leistung im Substrat durch dessen höhere relative Permittivität ϵ_r im Vergleich zum Vakuum.

Eine effektivere Kopplung kann durch die Verwendung hybrider Antennenstrukturen erreicht werden, in denen der Detektorchip mit der planaren Antennenstruktur eingebettet wird. Die am meisten verwendeten sind hier die Hornantenne und die hybride integrierte Linsenantenne. Zwar verfügt die Hornantenne über einen hohen Antennengewinn, jedoch ist im betrachteten Frequenzbereich die Herstellung durch die kleinen Abmaße der Wellenleiterstrukturen komplex. Im Gegensatz dazu zeigt die hybride Linsenantenne in einem weiten Bereich einen hohen Gewinn und vergrößert damit effektiv die Wirkfläche der planaren Antenne.

4 Antennenentwurf für Strahlungsdetektoren im THz-Bereich

Im folgenden Kapitel soll auf der einen Seite einen Überblick über die grundlegenden Herausforderungen des Antennenentwurfs und auf der anderen Seite über bestehende Entwurfsmodelle der Literatur gegeben werden. Die Betrachtung erfolgt dabei besonders im Hinblick auf die in dieser Arbeit verwendeten Antennentypen und ihren speziellen Besonderheiten.

Die Aufgabe der Antenne im Detektorsystem ist eine effiziente Einkopplung des zu detektierenden Signals. Für den Mechanismus, der im Detektorelement einen Strom induziert und damit Leistung aus dem Freiraum einkoppelt, gibt es zwei Möglichkeiten [93]:

- Das elektrische Feld der empfangenen Welle regt den Strom an (Durchflutungsgesetz).
- Das magnetische Feld der empfangenen Welle regt den Strom an (Induktionsgesetz).

Im THz-Bereich werden vor allem Antennen verwendet, die auf dem Durchflutungsgesetz als Mechanismus basieren. Dies liegt darin begründet, dass die aus geschlossenen Leiter Schleifen bestehenden magnetischen Antennen im Gegensatz zu elektrischen Antennen eine konstante Stromverteilung voraussetzen. Dies ist dann der Fall, wenn die geometrischen Abmessungen der Antenne deutlich kleiner als die Wellenlänge sind [86]. Im THz-Bereich ist dies im Hinblick auf die lithographische Strukturierung der Antenne mit Herausforderungen verbunden.

Zwar sind alle hier betrachteten Antennen planar, jedoch basieren diese in den meisten Fällen auf den bekannteren dreidimensionalen Antennentypen der klassischen Hochfrequenztechnik. Die aus einem dünnen leitenden Stab definierter Länge l_{ant} bestehenden Dipol- und Monopolantennen lassen sich auch planar als Flächendipol bzw. Flächenmonopol unter Beachtung des Substrateinflusses (vgl. Kap 3.2.1) mit annähernd gleichem Verhalten der Strahlungsfelder im Nah- und Fernfeld realisieren [121, 122].

Generell können die in dieser Arbeit untersuchten Antennen in zwei Klassen unterteilt werden: Die resonanten und die nicht-resonanten Antennen (auch Wanderwellenantennen genannt). Die Unterscheidung wird anhand der Stromverteilung auf der Antenne und dem damit verbundenen Mechanismus der Strahlungskopplung vorgenommen.

Für eine Stabantenne entlang der z -Achse mit einer definierter Länge größer als $\lambda/2$ bildet sich durch die empfangene Welle über der Länge des Stabs eine Stromverteilung $I(z)$ aus, die nicht konstant ist. Beträgt die elektrische Länge exakt $\lambda/2$ oder ein ganzzahliges Vielfaches davon, dann bildet sich eine stehende Welle aus und die Stromverteilung wird näherungsweise sinusförmig [90]. Die Antenne ist in Resonanz, d.h. die Fußpunktimpedanz auf halber Länge des Stabs wird rein reell, da sich kapazitiver und induktiver Anteil des Blindwiderstands kompensieren. Durch die Frequenzabhängigkeit der Impedanz sind resonante Antennen inhärent schmalbandig. Nur in einem engen Bereich ist eine gute Strahlungseinkopplung und einfache Anpassung an den Detektor möglich. In Kap. 4.1 werden Schlitz- und Ringantenne als Vertreter der resonanten Antennen untersucht.

Bildet sich auf der Antenne keine stehende Welle aus, so spricht man von nicht-resonanten Antennen. Bei resonanten Antennen ist die Ursache für die stehende Welle in den Stoßstellen an den Enden zu suchen, die für eine Reflexion der Welle sorgen. Weist die Antenne keine Stoßstellen auf, so kann über die ganze Länge eingekoppelt werden. Dies ist der Fall, wenn die Form der Antenne rein über Winkel beschrieben werden kann [123]. Uneingeschränkt gilt dieses Prinzip nur für unendlich ausgedehnte Antennen. Wenn, wie es in real umsetzbaren Schaltungen der Fall ist, die mögliche Ausdehnung der Antenne begrenzt ist, dann hat dies Auswirkungen auf das Verhalten der Antenne. Bei den in Kap. 4.2 behandelten Bowtie- und Spiralantennen handelt es sich um nicht-resonante Antennen.

4.1 Resonante Antennen

Die in Betrachtungen der theoretischen Antennentechnik wegen ihrer Einfachheit oft verwendete Stabantenne kann auch planar als Flächendipol realisiert werden. Im Frequenzbereich der THz-Strahlung wurden Dipolantennen wegen ihrer geringen Größe und Einfachheit vor allem als vielversprechend für die Anwendung in Multipixelarrays zur Bildgebung diskutiert [124, 125]. Ebenso hat der Flächendipol in Form der Doppeldipolantenne Anwendung als Speiseelement in Überlagerungsempfänger gefunden [126–128].

Nachteilig für die Integration eines Flächendipols in einen Strahlungsempfänger sind jedoch zwei Punkte:

- Der Flächendipol benötigt zwei Metallisierungslagen um den Entwurf aufwändiger Anpassungsschaltungen (Balun) des symmetrischen Signals im Fußpunkt der Dipolantenne an das meist in unsymmetrische Hochfrequenzleitungen eingebettete Detektorelement zu umgehen.
- Um eine Beeinflussung der Eigenschaften der Antenne zu vermeiden, muss im Nahfeld der Dipolantenne die Metallisierung großflächig ausgespart werden und steht so nicht als abschirmende Massefläche für andere Komponenten der Detektorschaltung zur Verfügung.

Diese Nachteile lassen sich durch die Verwendung der zum Flächendipol komplementären Schlitzantenne umgehen. Sie kann mit nur einer Metallisierungslage umgesetzt werden, wobei diese außerhalb der eigentlichen Antenne als Massefläche für die Detektorschaltung erhalten bleibt. Aufgrund dieser Vorteile finden Schlitzantennen weite Verbreitung als planares Speiseelement einer Hybridantenne [106, 129, 130].

4.1.1 Einzelschlitz als Aperturantennen

Die Schlitzantenne ist schematisch in Abb. 4.1 dargestellt. In einer in der xy -Ebene annähernd unendlich ausgedehnten leitenden Fläche ist eine schlitzförmige Öffnung mit der Länge l_{Schlitz} und Breite w_{Schlitz} eingebracht. Der Anschluss der Ausleseleitung erfolgt quer zur Schlitzlänge bei $l_{\text{Schlitz}}/2$. Im hier betrachteten idealen Fall ist die xy -Ebene beidseitig von Vakuum umgeben, ein dielektrisches Substrat existiert nicht und die Antenne strahlt gleichmäßig in positive und negative z -Richtung ab.

In Abb. 4.2 ist der simulierte Verlauf des elektrischen Feldes entlang der Mittellinie des Schlitzes aufgetragen. Gezeigt sind die ersten beiden Resonanzen für einen Schlitz mit der elektrischen Länge λ_0 (Abb. 4.2a-b) bzw. $\lambda_0/2$ (Abb. 4.2c-d). Entsprechend den Erwartungen ist zusätzlich ein passender sinusförmiger Verlauf eingezeichnet. Es wird deutlich, dass im Vergleich zur Dipolantenne, bei der eine sinusförmige Verteilung des Stroms bzw. des Magnetfelds als Verursacher einer Verschiebungsstroms vorliegt, in der Schlitzantenne die Richtung des elektrischen und magnetischen Feldanteils vertauscht sind. Der Mechanismus der Strahlungskopplung ist daher auch die Spannung über die beiden Längsseiten des Schlitzes, die in Betrag, aber nicht in der Phase, ortsabhängig ist. Die Schlitzantenne verfügt jeweils an den Enden des Schlitzes über ein Minimum des elektrischen Felds.

Der Verlauf im Schlitz entspricht den Erwartungen aus dem Bild des Schlitzes als Resonator mit entsprechender Länge. Die erste auftretende Resonanz ist eine Halbwellenresonanz

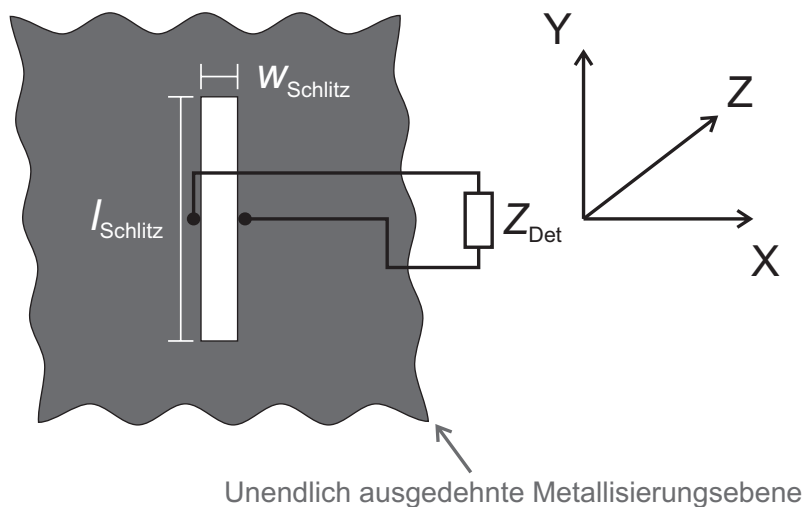


Abbildung 4.1: Schemazeichnung einer idealen Schlitzantenne mit den wichtigsten Abmessungen und dem verwendeten Koordinatensystem. Die Metallisierungsebene ist in der xy -Ebene unendlich ausgeht.

mit einem Maximum des elektrischen Feldes in der Speiseposition in der Mitte. Die zweite Resonanz ist die Ganzwellenresonanz mit einem Minimum im Speisepunkt. Hierbei ist zu beachten, dass die Antennenresonanz im Betriebspunkt der Entwurfsfrequenz im ersten Fall für $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0$ die zweite Resonanz (Abb. 4.2b) und im zweiten Fall für $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0/2$ die erste Resonanz (Abb. 4.2c) darstellt. Dies ermöglicht eine qualitative Aussage über die Antennenimpedanz bei der Entwurfsfrequenz beider Antennen. So weist eine Schlitzantenne mit der Länge $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0$ eine niedrige Impedanz, die Schlitzantenne mit $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0/2$ eine hohe Impedanz auf.

Die Polarisation einer Schlitzantenne ergibt sich nach Gl. 3.22 aus dem Verlauf des elektrischen Feldes. Das E -Feld ist im Schlitz senkrecht zu den langen Seiten ausgerichtet und besitzt nur eine Komponente tangential zur Metallisierungsfläche. Damit ist die Schlitzantenne linear polarisiert. Für eine vertikale Ausrichtung des Schlitzes ist die Antenne horizontal polarisiert, für horizontale Ausrichtung vertikal [86].

Eine genauere Betrachtung der Antennenimpedanz kann über die Erweiterung des Babinet'schen Prinzips aus der Optik auf die Hochfrequenztechnik [131] vorgenommen werden. Dadurch ist es möglich, die Impedanz einer Schlitzantenne aus der eines komplementären

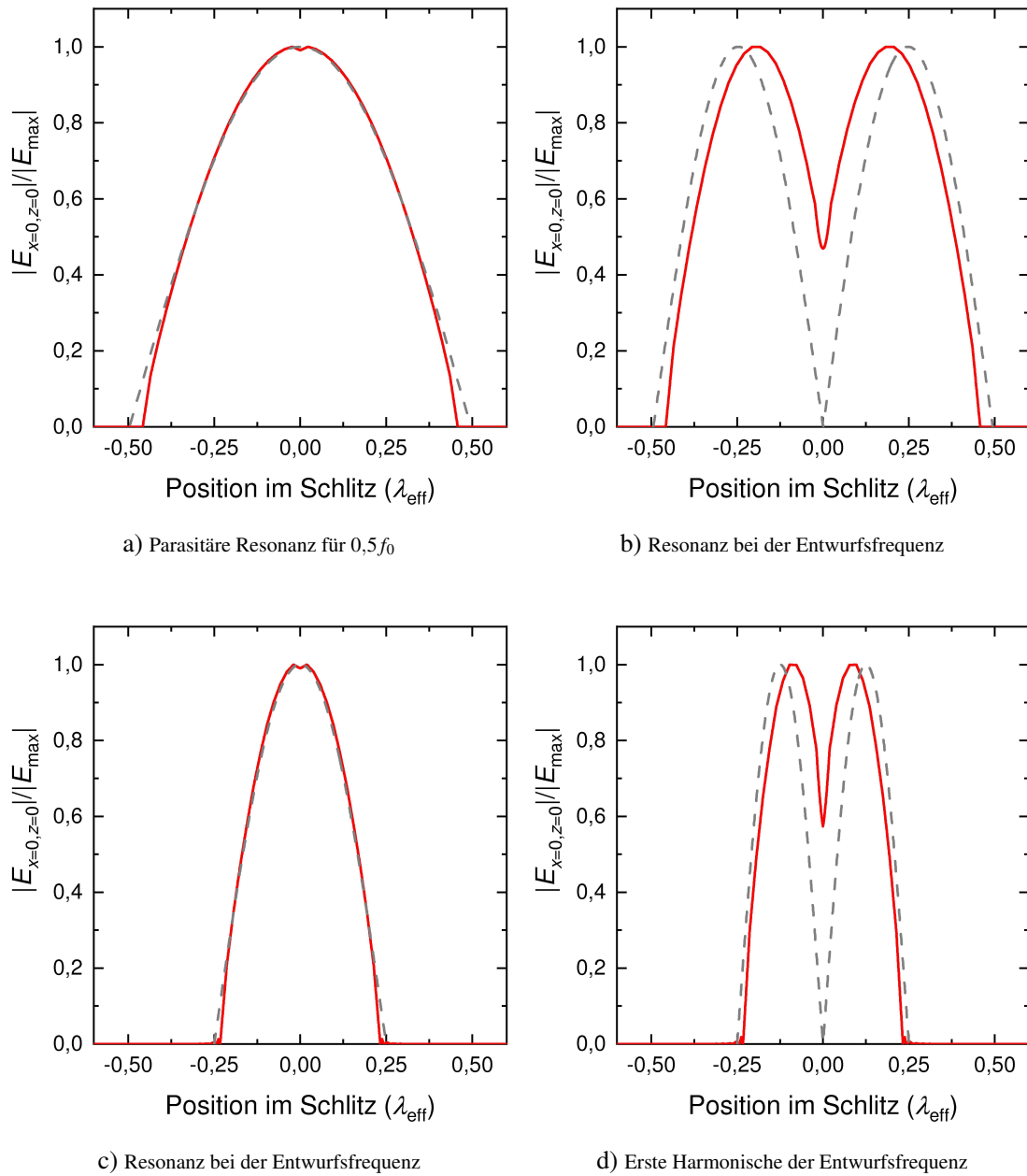


Abbildung 4.2: Betragmäßiger normalisierter Verlauf der simulierten elektrischen Feldstärke (—) in einer idealen Schlitzantenne der Länge $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_{\text{eff}}$ (a, b) bzw. $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_{\text{eff}}/2$ (c, d) für jeweils die ersten beiden Resonanzen. Ebenfalls dargestellt ist die Feldverteilung bei Annahme eines sinusförmigen Verlaufs (- - -). Der simulierte Verlauf entspricht außerhalb des Ortes der Anregung sehr gut dem simulierten Verlauf. Wenn die Schlitzlänge für Halbwellenresonanz ausgelegt wird, kann sich keine Resonanz für Frequenzen unterhalb der Entwurfssfrequenz ausbilden.

Flächendipols gleicher Länge und Breite zu bestimmen. Mit der Impedanz des Dipols Z_d und der Freiraumimpedanz Z_0 ergibt sich die Impedanz des Schlitzes zu:

$$Z_s = \frac{Z_0^2}{4Z_d}. \quad (4.1)$$

Ein resonanter Dipol mit im Vergleich zur Länge vernachlässigbarer Breite besitzt bei einer Länge $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0$ eine reale Fußpunktimpedanz von 710Ω und bei $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0/2$ eine Impedanz von 67Ω [86]. Daraus ergibt sich nach Gl. 4.1 entsprechend eine Impedanz von 50Ω für die Schlitzantenne mit Länge λ_0 und 530Ω für Länge $\lambda_0/2$.

Der simulierte Verlauf der Antennenimpedanz über der normierten Frequenz für die beiden möglichen resonanten Realisierungsmöglichkeiten der Schlitzantenne ist in Abb. 4.3 gezeigt. Die Verläufe entsprechen weitestgehend den bereits getroffenen Aussagen. Deutlich ist das resonante Verhalten der Schlitzantenne mit rein realer Impedanz bei den periodischen Nulldurchgängen des Blindwiderstands zu erkennen. Für die Schlitzantenne in Abb. 4.3a zeigt sich, dass die Position der ersten Resonanz sich bei höheren Frequenzen als die halbe Entwurfsfrequenz befindet. Die Ursache lässt sich im Verhältnis der Schlitzlänge zur Schlitzbreite suchen. Diese kann in der Simulation idealisierter Schlitzantennen zwar im Vergleich zur Länge sehr viel kleiner gewählt werden, ist jedoch endlich. Das Verhältnis der zwei Abmessungen des Schlitzes ist für beide Resonanzen in Bezug auf die jeweilige Wellenlänge verschieden, d.h. die Schlitzlänge kann nur auf eine Resonanz hin optimiert werden.

Ein wesentliches Merkmal der Antenne mit einer Schlitzlänge von $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0/2$ ist das Fehlen einer Resonanz mit einer niedrigeren Frequenz als die Entwurfsfrequenz. Auch ist in der Halbwellenresonanz die Steigung sowohl des Imaginär als auch des Realteils deutlich steiler als in der nächsthöheren Resonanz. Entsprechend ist die Bandbreite der Schlitzantenne mit $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0/2$ geringer als die der Schlitzantenne mit $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0$.

Wie in Kap. 3.2.1 dargelegt, hat das dielektrische Substratmaterial einen starken Einfluss auf das Verhalten der Antenne. Nach Gl. 3.27 müssen zur Beibehaltung des gleichen Verhaltens wie bei einer idealen Schlitzantenne im Vakuum nicht nur alle geometrischen Abmessungen entsprechend der relativen Permittivität des Substratmaterials verkürzt werden, auch die Impedanz der Antenne im Speisepunkt sinkt. Dies muss im Entwurfsprozess berücksichtigt werden, da die Anpassung der Antennenimpedanz an das Detektorelement für die Optimierung der Strahlungskopplung einen zentralen Punkt darstellt. Bei der Wahl des Substratmaterials spielen technologische Randbedingungen in der Herstellung der supraleitenden Detektorelemente die entscheidende Rolle. Deshalb ist der Beeinflussung der Antennenimpedanz über

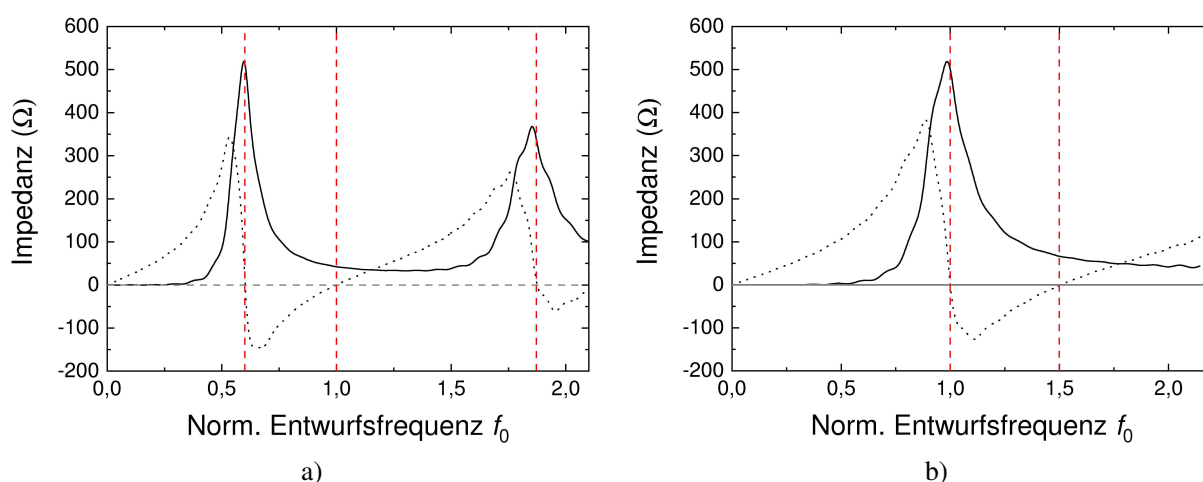


Abbildung 4.3: Simulierter Impedanzverlauf einer idealen resonanten Schlitzantenne, d. h. mit idealem elektrischen Leiter als Metallisierungsebene und Abstrahlung ins Vakuum. Dargestellt ist sowohl der Real- (—) als auch Imaginärteil (···) für die Schlitzlängen $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0$ (a) und $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0/2$ (b). Die gestrichelten Linien zeigen jeweils die Position der Schlitzresonanzen. Für den Fall (b) existiert keine Resonanz unter der Entwurfsfrequenz.

eine Variation der geometrischen Abmessungen des Schlitzes den Vorzug gegenüber einer gezielten Wahl des Substratmaterials zu geben.

In der planaren Realisierung der Schlitzantenne sind vor allem die Länge und Breite des Schlitzes für das Antennenverhalten ausschlaggebend. Da die Länge entsprechend der angestrebten Resonanz gewählt werden muss, kann die Schlitzimpedanz hauptsächlich über die Wahl der Breite beeinflusst werden. Für eine steigende Breite entfernt sich das Verhalten der Antenne vom idealen Fall mit sinusförmiger Belegung und der Impedanzverlauf ändert sich entsprechend [86]. In Abb. 4.4 ist der Einfluss der Schlitzbreite auf den Realteil der Antennenimpedanz bei der Entwurfsfrequenz aus Simulationen für die beiden möglichen resonanten Schlitzlängen für verschiedene Substratmaterialien und die ideale Schlitzantenne im Vakuum gezeigt. Für eine resonante Schlitzlänge von λ_0 (Abb. 4.4a) steigt die Impedanz proportional zur Schlitzbreite, für eine Länge von $\lambda_0/2$ (Abb. 4.4b) ist antiproportionales Verhalten sichtbar. Dieses gegensätzliche Verhalten steht in Übereinstimmung mit dem bei zylindrischen Dipolantennen beobachteten Einfluss der Dicke der Antenne auf die Impedanz in Abhängigkeit von der gewählten Resonanz [132].

Über die Wahl der Schlitzbreite kann in einem begrenzten Bereich die Antennenimpedanz angepasst werden. Hier konnte in den Simulationen auch eine Abhängigkeit der Bereichsgrenzen von der Wahl des Substratmaterials beobachtet werden. So sinkt für Materialien mit einer hohen relativen Permittivität die obere Grenze der nutzbaren Schlitzbreite, bei der noch

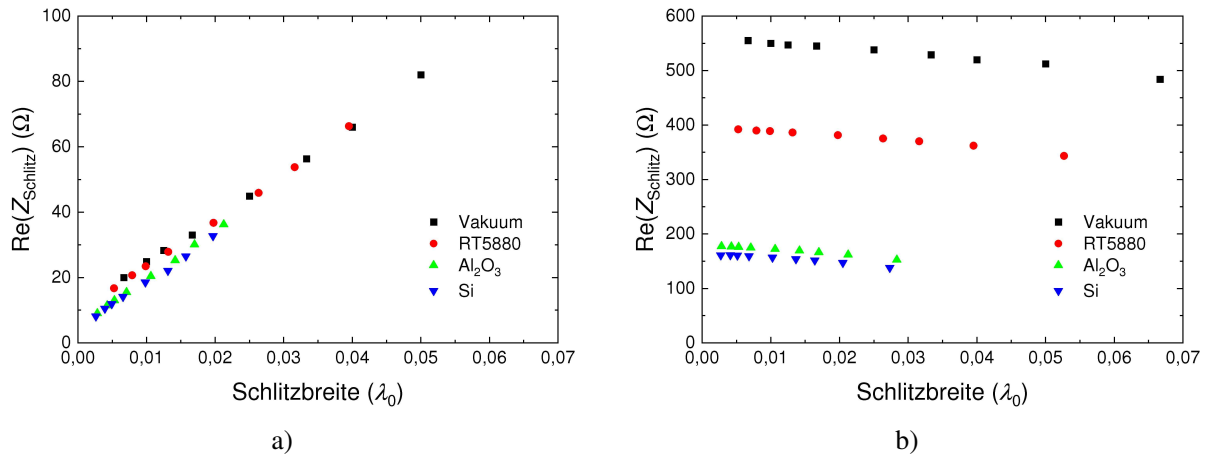


Abbildung 4.4: Einfluss der Breite von resonanten Schlitzantennen auf die Impedanz. Die Schlitzlänge beträgt in a) $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_{\text{eff}}$ (a) bzw. $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_{\text{eff}}/2$ (b). Der Verlauf ist für verschiedene Substratmaterialien dargestellt. Resonanz existiert nur, bis die Breite einen bestimmten Grenzwert überschreitet. Mit steigender rel. Permittivität nimmt dieser Wert ab.

resonantes Verhalten des Schlitzes vorliegt. Für Saphir- und Siliziumsubstrate liegt diese Grenze für beide Schlitzlängen bei ca. $0,03 \cdot \lambda_0$.

Für die Quantifizierung der Effizienz der Antenne muss, neben der Anpassung an den Detektor, die Koppelleffizienz an Strahlung mit einem Gauß'schen Profil und damit die Richtcharakteristik der Antenne bekannt sein. Da die Schlitzantenne für die betrachteten Frequenzen hauptsächlich für aus Richtung des Substrats eingestrahlte Leistung empfindlich ist, kann der Halbraum über der Antenne bei der Betrachtung vernachlässigt werden. Betrachtet man das Substrat als unendlich ausgedehnt, so entspricht der relative Verlauf der Richtcharakteristik in diesen Halbraum dem einer idealen Schlitzantenne im Freiraum. Da im realen Detektorsystem die Antennen als Teil einer Hybridantenne verwendet wird, ist hier eine Betrachtung der Antenne zusammen mit der Linse erforderlich.

Stellvertretend für das Fernfeldverhalten aller Schlitzantenne ist in Abb. 4.5 die simulierten Richtdiagramme von Einzelschlitz mit einer Entwurfsfrequenz von 140 GHz auf der in dieser Arbeit verwendeten hyper-hemisphärischen Siliziumlinse gezeigt. Dargestellt ist jeweils die E - und H -Ebene des Richtdiagramms, wobei wegen der Spiegelsymmetrie der Verläufe um den Elevationswinkel $\theta = 0^\circ$ herum nur ein Bereich von $\pi/2$ explizit gezeigt wird. Der Ursprung des Elevationswinkels im Kugelkoordinatensystem ist in Richtung des Substrats bzw. der Rotationsachse der Linse orientiert.

Beide Realisierungen der Schlitzantenne weisen eine ausgeprägte Hauptkeule bei $\theta = 0^\circ$ und unregelmäßige Nebenkeulen mit einer relativen Dämpfung von mehr als 10 dB auf. Ebenso

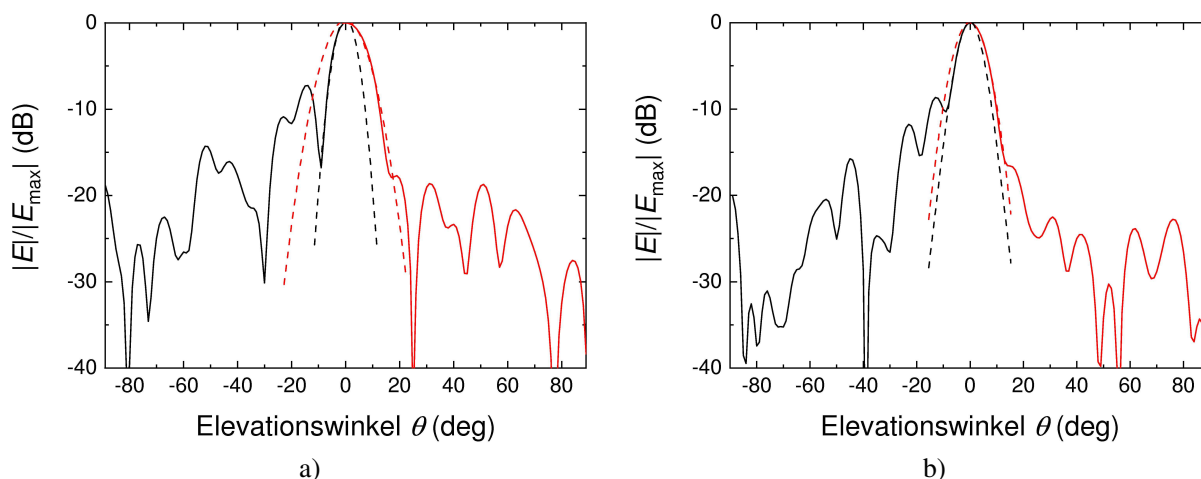


Abbildung 4.5: Simulierte Fernfeldcharakteristik von Einzelschlitzantennen für 140 GHz auf einer hyper-hemisphärischen Si-Linse für die E -Ebene ($\phi = 0^\circ$, schwarz) und die H -Ebene ($\phi = 90^\circ$, rot). Dargestellt ist der Fall für eine resonante Schlitzlänge optimiert auf Ganzwellenresonanz (a) bzw. Halbwellenresonanz (b). Da beide Komponenten spiegelsymmetrisch um $\theta = 0^\circ$ sind, ist jeweils nur eine Hälfte gezeigt. Die gestrichelten Linien zeigen einen gaußförmigen Fit der Hauptkeule.

kann in beiden Fällen für die H -Ebene ein höhere Dämpfung der Nebenkeulen beobachtet werden. Zur Berechnung der Strahlungskopplung für ein Gauß'sches Strahlprofil mit bekannten Parametern ist die Form der Hauptkeule ausschlaggebend. In Abb. 4.5 wurden daher jeweils die Hauptkeulen mit einer Gaußkurve als Modellfunktion angepasst. Die resultierenden Kurven zeigen zwar eine sehr gute Übereinstimmung mit dem simulierten Verlauf der Hauptkeulen, ihre Halbwertsbreite weist jedoch bei beiden Realisierungen unterschiedliche Werte für die E - und H -Ebene auf. Der Wert in der H -Ebene ist dabei größer als der in der E -Ebene, wobei der absolute Unterschied zwischen den beiden Ebenen für die Schlitzantenne mit einer Länge von $l = \lambda_0$ größer ist, als bei einer Länge von $l = \lambda_0/2$.

Die Asymmetrie der Hauptkeulen stellt im Hinblick auf die Strahlungskopplung kein grundsätzliches Problem dar, da die Ausbreitung von Gaußmoden in zueinander orthogonalen Ebenen entsprechend der Lösung der paraxialen Wellengleichung unabhängig ist [84]. Für eine Antenne deren Hauptkeule keine Rotationssymmetrie aufweist, ergeben sich für die beiden Ebenen jedoch abweichende Werte für Breite und Position der Strahltaile. Dies erschwert die Optimierung der Strahlungskopplung und die Einbettung in eine quasi-optische Fokusanordnung. Da die Richtcharakteristik der Hybridantenne maßgeblich von der Charakteristik der planaren Antenne abhängt, kann mit einer einzelnen Schlitzantenne bei gegebener Geometrie der Linse keine Rotationssymmetrie erreicht werden. Ursächlich dafür ist die Richtcharakteristik des Einzelschlitzes. Diese weist für den hier in Näherung gültigen Fall eines in Koppel-

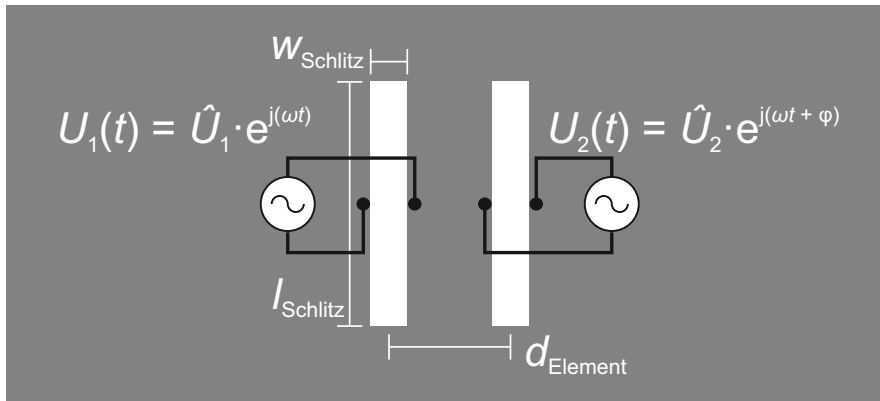


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Doppelschlitzantenne mit den wichtigsten Abmessungen.

richtung unendlich ausgedehnten dielektrischen Substrats analog zur idealen Schlitzantenne bzw. Dipolantenne eine in der E -Ebene von der Länge des Schlitzes abhängige Breite der Hauptkeule und in der H -Ebene isotropes Verhalten auf. Eine Beeinflussung der Charakteristik in der H -Ebene ist durch keinen Entwurfsparameter möglich. Die dargelegten Schwierigkeiten bei der Optimierung der Strahlungskopplung verhindern den effektiven Einsatz von Antennen aus Einzelschlitz als Speiseelemente der hier betrachteten supraleitenden Strahlungsdetektoren. Jedoch ist auch für planare Antennen eine Beeinflussung der Richtcharakteristik durch die Anordnung mehrerer Einzelemente in einem Array möglich [90]. Im Fall der Schlitzantenne kann mit einer linearen Anordnung aus zwei Schlitz, der sogenannten Doppelschlitzantenne, eine Symmetrierung der Richtcharakteristik erreicht werden.

4.1.2 Die Doppelschlitzantenne als Arrayantenne

Als Doppelschlitzantenne wird ein Array bezeichnet, in dem zwei Schlitz mit einem definierten Abstand d_{Element} längsseitig parallel angeordnet sind (Abb. 4.6). Im für die Betrachtung einfacheren Sendefall dieser Anordnung werden beide Schlitz in der Mitte gespeist. Die Richtcharakteristik ist nun abhängig von der jeweiligen Charakteristik der Einzelschlitz, dem Abstand und der Speisefunktion (Amplitude und Phase bzw. Phasenunterschied) der beiden Elemente. Werden die Schlitz mit gleicher Amplitude und Phase gespeist, so bildet sich eine Hauptkeule senkrecht zur Metallisierungsebene und in das Substrat hinein (engl. *broadfire-array*). Die Polarisation der Doppelschlitzantenne ergibt sich ebenso aus der Polarisation der Einzelschlitz und ist daher linear.

Die beiden Elemente in der Doppelschlitzantenne befinden sich im Nahfeld des jeweiligen anderen Elements und beeinflussen sich so gegenseitig. Neben einer veränderten Richtcha-

rakteristik äußert sich dies in einer Beeinflussung der Fußpunktimpedanz der Schlitze. Die sich ergebende Gesamtimpedanz der Doppelschlitzantenne weicht durch gegenseitige Kopplung von der eines einzelnen Schlitzes ab. Dieser Koppel Effekt kann über die Einführung einer Koppelimpedanz (engl. *mutual impedance*) Z_{xy} zusätzlich zur Schlitzimpedanz Z_{xx} quantifiziert werden. Für zwei gleichartige Elemente im Array ($Z_{11} = Z_{22}, Z_{12} = Z_{21}$) ergibt sich nach [86] für die Spannung $U_{Schlitz}$ im Fußpunkt eines Schlitzes, die ihre Ursache in den durch Einkopplung von Strahlung in beiden Schlitzten hervorgerufenen Strömen $I_{Schlitz}$ hat:

$$U_{Schlitz} = Z_{11}I_{Schlitz} + Z_{12}I_{Schlitz}, \quad (4.2)$$

und damit für die Impedanz der beiden Schlitze:

$$Z_1 = Z_2 = \frac{U_{Schlitz}}{I_{Schlitz}} = Z_{11} + Z_{12}. \quad (4.3)$$

Um die Symmetrie der Breite der Hauptkeule im Richtdiagramm zu erreichen, wird der Abstand zwischen den beiden Schlitzten im Bereich von ungefähr $0,5 \cdot \lambda_{eff}$ gewählt und iterativ durch Simulationen optimiert. Für kleinere Abstände der Elemente beginnt sich zwar eine Hauptkeule auszubilden, diese besitzt jedoch immer noch relevante Anteile parallel zur Substratoberfläche und ist damit immer breiter als die Hauptkeule der Antenne in der E -Ebene. Für größere Abstände als $0,625 \cdot \lambda_{eff}$ kommt es zur Ausbildung von starken Nebenkeulen parallel zur Oberfläche des Substrat [86], die zu einer Verminderung der Koppel effizienz der Antenne führen würden und deshalb vermieden werden müssen.

Der Einfluss des Abstands auf die Richtcharakteristik zwischen den beiden Elementen der Doppelschlitzantenne unterscheidet sich für die beiden möglichen resonanten Realisierungen und ist in Abb. 4.7 für unterschiedliche Elementabstände dargestellt. Die gezeigten Richtdiagramme wurden aus Simulationen einer Doppelschlitzantenne für 140 GHz auf einem unendlich ausgedehnten Siliziumsubstrat gewonnen. In beiden Fällen ist eine deutliche Abhängigkeit des Richtdiagramms in der H -Ebene für unterschiedliche Abstände der beiden Elemente ersichtlich. Ebenso wie in der E -Ebene bildet sich nun ein Richtdiagramm mit einer Hauptkeule aus. Die Breite der Hauptkeule verhält sich dabei antiproportional zum Abstand der beiden Schlitze. Im Gegensatz zu E -Ebene, wo die Koppel effizienz durch die Hauptkeule dominiert wird, bildet sich in der H -Ebene Nebenkeulen aus, deren Dämpfung vom Abstand der Elemente abhängig ist. Dieses Verhalten ist bei der Doppelschlitzantenne mit einer Schlitzlänge im Bereich von $l_{Schlitz} = \lambda_0$ (Abb. 4.7a) stärker ausgeprägt als bei der Antenne mit einer Schlitzlänge einer halben Wellenlänge (Abb. 4.7b). Hier führt der gleiche Abstand der Elemente wie in (a) zu einer deutlich geringeren Breite der Hauptkeule.

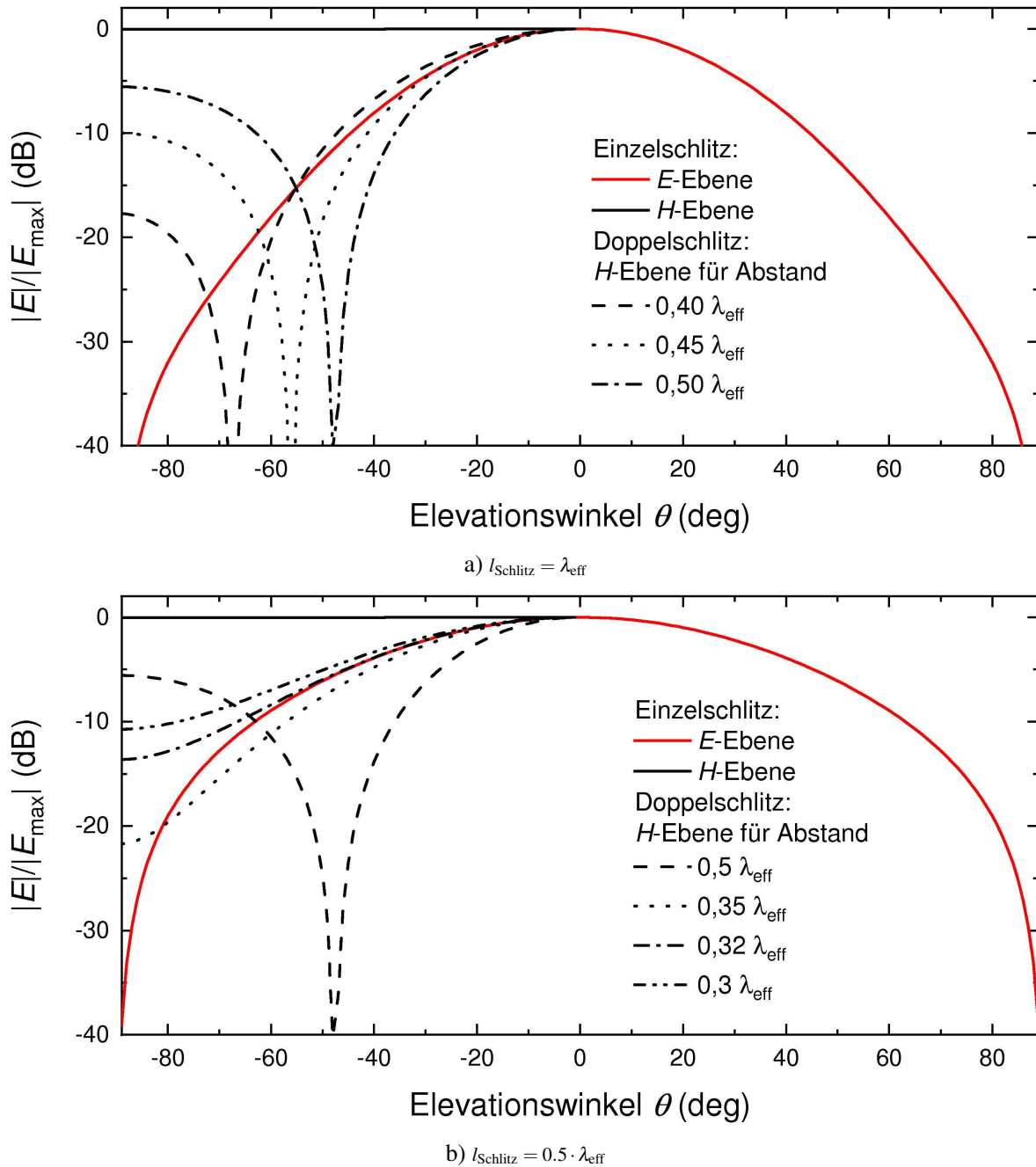
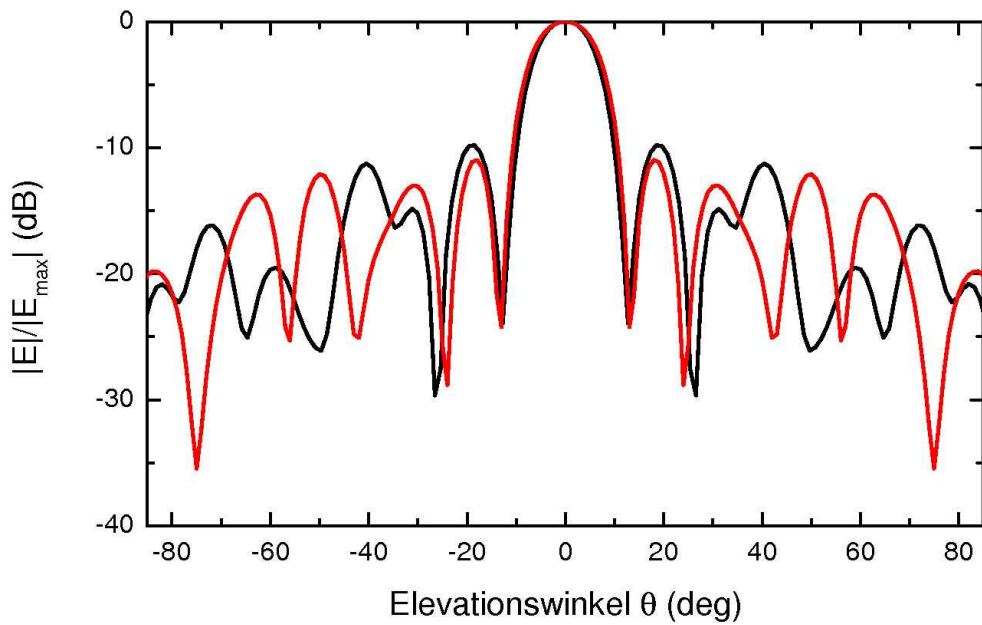


Abbildung 4.7: Richtdiagramme für die beiden Realisierungsmöglichkeiten einer Doppelschlitzantenne für 140 GHz auf einem Siliziumsubstrat für unterschiedliche Elementabstände. Die Form der Hauptkeule der H -Ebene ist stark vom Abstand der beiden Elemente abhängig.

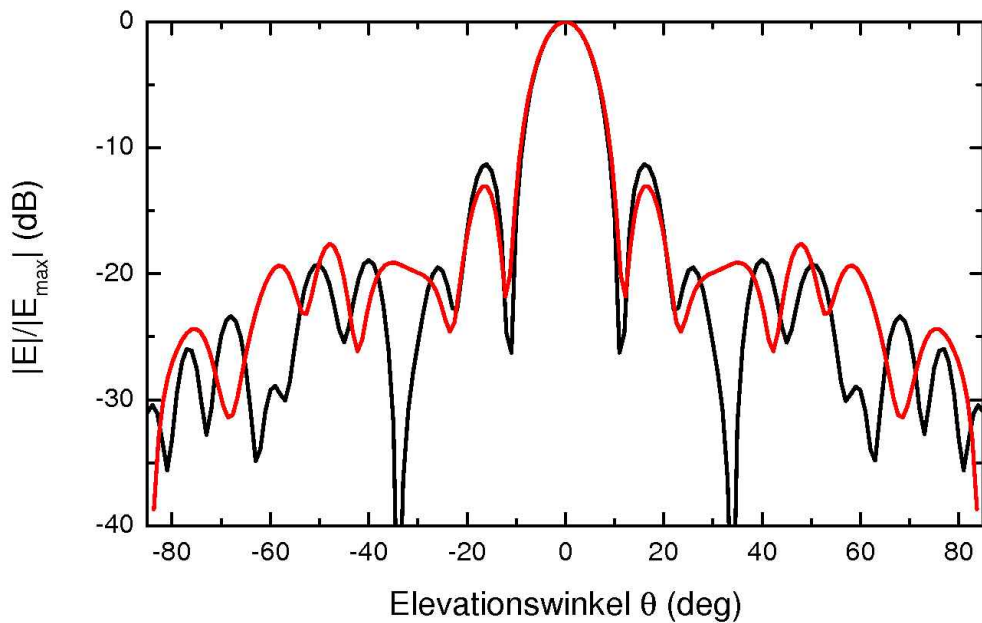
Die gleiche Halbwertsbreite der Hauptkeule wie in der E -Ebene wird für Schlitze mit Ganzwellenresonanz bei einem Elementabstand von $0,45 \cdot \lambda_{eff}$ und bei Schlitzen mit Halbwellenresonanz bei einem Abstand von $0,32 \cdot \lambda_{eff}$ erreicht. Diese Werte sind unabhängig von der Entwurfsfrequenz der Antenne und für den gesamten Bereich der in dieser Arbeit betrachteten Frequenzen für das Substratmaterial Silizium gültig. Ebenso sind sie unter Beachtung des Einflusses der leicht abweichenden Schlitzlängen in guter Übereinstimmung mit dem in [106] angegebenen Abstand von $d_{Element} = 0,16 \cdot \sqrt{\epsilon_{eff}} \cdot \lambda_0 \approx 0,41 \cdot \lambda_0$ für eine Doppelschlitzantenne der Schlitzlänge λ_{eff} .

Da die relative Breite der Richtcharakteristik sich mit der Frequenz nur wenig ändert, kann die Optimierung des Elementabstands im Hinblick auf eine Maximierung der Strahlungskopplung mit einer idealisierten Länge der Schlitze vorgenommen werden. Die Impedanz der Doppelschlitzantenne ist durch die Nahfeldkopplung zwischen den beiden Schlitzen jedoch stark vom Abstand abhängig. Es muss deshalb mit den gefundenen Werten für den optimalen Elementabstand im Anschluss eine Optimierung der Länge durchgeführt werden. Für die hier gezeigten Schlitze ergibt sich ein resonantes Verhalten für den optimalen Elementabstand für die Schlitzantenne mit Ganzwellenresonanz bei einer verkürzten Länge von $l_{Schlitz} = 0,9 \cdot \lambda_{eff}$ und für den Schlitz mit Halbwellenresonanz bei einer leichten Verlängerung von $l_{Schlitz} = 0,52 \cdot \lambda_{eff}$.

Die nun rotationssymmetrische Richtcharakteristik der Hauptkeule der planaren Doppelschlitzantenne lässt auch auf ein entsprechendes Verhalten der Antenne als ein Teil der Hybridantenne schließen. Die dazu durchgeführten Simulationen sind in Abb. 4.8 gezeigt. Entsprechend den Erwartungen zeigen diese übereinstimmende Halbwertsbreiten der Hauptkeule für die E - und H -Ebene, wobei diese identisch zu der Breite eines entsprechenden Einzelschlitzes ist (vgl. Abb. 4.5). Auffällig ist, dass im Vergleich zur Richtcharakteristik der Einzelschlitzes nicht nur die Dämpfung der Nebenkeulen ansteigt, sondern auch, durch den Einfluss der gegenseitigen Kopplung der beiden Schlitze, die Tiefe der Nullstellen zwischen den einzelnen Keulen ansteigt. Die erste Nebenkeule hat bei beiden Antennen eine Dämpfung von mehr als 10 dB mit gleicher Position in den beiden Schnittebenen. Dies gilt für die beiden untersuchten Schlitzlängen, wobei zu beachten ist, dass die Nebenkeulen im Gegensatz zur Hauptkeule meist nicht rotationssymmetrisch sondern nur spiegelsymmetrisch um $\theta = 0^\circ$ sind.



a)



b)

Abbildung 4.8: Simulierte Fernfeldcharakteristik von optimierten Doppelschlitzantennen für 140 GHz auf der Si-Linse für die E -Ebene (schwarz) und die H -Ebene (rot). In a) beträgt die Schlitzlänge $l_{\text{Schlitz}} = 0,9 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ bei Elementabstand $d_{\text{Element}} = 0,52 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ und in b) gilt $l_{\text{Schlitz}} = 0,52 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ mit Abstand $d_{\text{Element}} = 0,33 \cdot \lambda_{\text{eff}}$. Die Hauptkeulen sind symmetrisch und die Dämpfung der Nebenkeulen ist stärker als 10 dB.

4.1.3 Planare Entwurfsmöglichkeiten der Doppelschlitzantenne

Für den Entwurf einer Doppelschlitzantenne als Teil einer planaren Detektorschaltung gelten bestimmte Randbedingungen, die den Entwurfsprozess einschränken. In diesem Unterkapitel soll die Frage behandelt werden, welche Variationsmöglichkeiten die Optimierung des Antennenentwurfs, unter Beibehaltung dieser Randbedingungen, erlauben. Das Optimierungsziel der Antenne ist dabei eine möglichst hohe Koppelleffizienz zusammen mit einer möglichst guten Anpassung der Antenne an die Last.

Die erste Randbedingung des Entwurfs ergibt sich aus der Forderung nach hoher Koppelleffizienz, da, wie in Kap. 4.1.2 dargelegt, der Abstand zwischen den beiden Schlitzen fest vorgegeben ist. Dieser muss entsprechend der Schlitzlänge so gewählt werden, dass sich ein rotationssymmetrisches Fernfeld ergibt. Ebenso kann als zweite Randbedingung die Schlitzlänge nicht frei gewählt werden. Sie ergibt sich aus der für den Resonanzfall nötigen Länge unter Beachtung des Nahfeldeinflusses des jeweils anderen Schlitzes (vgl. Gl. 4.3).

Für die Optimierung der Anpassung zwischen Antenne und Detektorelement erlaubt die Doppelschlitzantenne einen weiteren Ansatzpunkt. Zwar ist die Impedanz der Schlitze maßgeblich von der Länge abhängig und kann in einem gewissen Bereich über die Wahl der Schlitzbreite variiert werden, jedoch wird zwangsläufig ein Wellenleiter als Verbindungsleitung zwischen Detektorelement und den beiden Schlitzen benötigt. Dieser besitzt mindestens die Länge des halben Schlitzabstands um eine Speisung mit gleicher Phase zu erzielen. Für eine Doppelschlitzantenne mit Halbwellenresonanz wurde der optimale Abstand zwischen den Schlitzen zu $0,32 \cdot \lambda_{eff}$ bestimmt, entsprechend ergibt sich eine Leitungslänge von mindestens $0,16 \cdot \lambda_{eff}$. Damit kann der Wellenleiter für die betrachteten Frequenzen nicht mehr als konzentriertes Bauelement betrachtet werden. Als verteiltes Bauelement hat er einen starken Einfluss auf die Hochfrequenzeigenschaften der Antenne und kann durch entsprechende Auslegung zur Optimierung verwendet werden.

Der Einfluss der verteilten Leitung kann über eine Aufteilung in infinitesimal Leitungsstücke charakterisiert werden. Das Ersatzschaltbild eines solchen Teilstücks mit der Länge $\Delta z \rightarrow 0$ ist in Abb. 4.9 gezeigt. Durch die sehr kleine betrachtete Länge des Teilstücks kann der Wellenleiter mit konzentrierten Bauelementen modelliert werden, die entsprechend ein ortsunabhängiges Verhalten zeigen. Die Bauteile bilden dabei die sogenannten Leitungsbeläge und sind auf die Leitungslänge normiert. Der Widerstandsbelag R' und der Induktivitätsbelag L' sind charakteristische Eigenschaften des Leiters und der Kapazitätsbelag C' und der Ab-

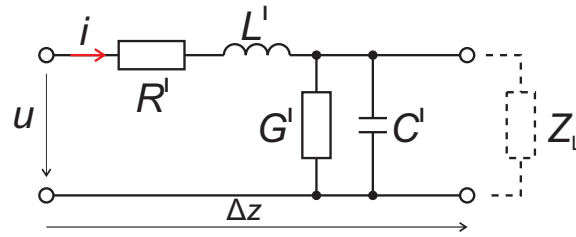


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung eines infinitesimalen Wellenleiters mit konzentrierten Leitungsbelägen nach [90].

leitungsbelag G' Eigenschaften des Dielektrikums im Wellenleiter. Die Spannung $u(t)$ und der Strom $i(t)$ auf dem Wellenleiter mit dem gezeigten Ersatzschaltbild bilden ein Paar partieller Differentialgleichungen, die sogenannte Telegraphengleichung [133]. Diese lässt sich nach [87] durch Einführung einer komplexen Fortpflanzungskonstante

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} \quad (4.4)$$

und einem Ansatz mit ebenen Wellen allgemein für eine beliebige Abschlussimpedanz Z_L lösen. Die beiden Anteile der Fortpflanzungskonstante sind die Dämpfungskonstante α für den verlustbehafteten Anteil der Leitung und die Phasenkonstante β . Die resultierende Verteilung von Strom und Spannung auf dem Wellenleiter kann hier als Überlagerung einer hin- und einer rücklaufenden Welle mit dem Phasenterm $e^{\pm\gamma|z|}$ aufgefasst werden. Dies ermöglicht die Einführung des Wellenwiderstands Z_0 als ortsunabhängiges Verhältnis des Stroms zur Spannung der hin- und rücklaufenden Welle auf der Leitung analog zum Ohmschen Gesetz. Es gilt hier:

$$Z_0 = \frac{R' + j\omega L'}{\gamma} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad (4.5)$$

Die Leitungsverluste werden durch den Widerstands- und den Ableitungsbelag quantifiziert. Damit vereinfacht sich Gl. 4.5 für verlustlose Leitungen mit $R' = 0$ und $G' = 0$ zu:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad (4.6)$$

Im Fall der Doppelschlitzantenne stellt aus Sicht des Detektorelements die Impedanz im Anschlusspunkt der beiden Schlitze die Lastimpedanz dar, mit dem die beiden Wellenleiter zwischen Schlitz und Detektorelement abgeschlossen sind. Für den Fall, dass der Wellenwiderstand Z_0 der Leitung der Schlitzimpedanz Z_{Schlitz} entspricht, kommt es zu keiner Reflexion (vgl. Gl. 3.6) am Anschlusspunkt des Wellenleiters an der Antenne. Entsprechend breitet sich

auf dem Wellenleiter nur eine Welle in einer Richtung aus und es kommt nicht zur Ausbildung einer stehende Welle. Weicht der Wellenwiderstand der Leitung hingegen von dem der Schlitz ab, so kommt es an der Stoßstelle zu einer Reflexion. Durch die sich ausbildende stehende Welle wird die resultierende Spannungs- und Stromverteilung am Leiterende abhängig von der Länge des Wellenleiters. Ebenso ändert sich damit die an der Position des Detektorelements wirkende Lastimpedanz, es kommt zur sogenannten Leitungstransformation. Allgemein lässt sich die durch einen Wellenleiter mit definierter Länge l transformierte Lastimpedanz nach [87] wie folgt berechnen:

$$Z_{in} = Z_0 \cdot \frac{Z_L + jZ_0 \tan(\beta l)}{Z_0 + jZ_L \tan(\beta l)}. \quad (4.7)$$

Die Leitungstransformation erlaubt es bei festem Wellenwiderstand durch die Wahl der Leitungslänge in einem bestimmten Bereich die Lastimpedanz in eine Impedanz mit beliebigen Real- und Imaginärteil zu transformieren. Im hier beschriebenen Anwendungsfall soll die rein reale Impedanz des resonanten Schlitzes auf die rein reale Impedanz des Detektorelements transformiert werden. Dies wird für zwei Sonderfälle der Leitungslänge erreicht, bei denen sich Gleichung 4.7 vereinfachen lässt.

Der erste Fall tritt ein, wenn die Leitungslänge l ein Viertel der effektiven Wellenlänge auf der Leitung beträgt. Mit $\beta = 2\pi/\lambda_{eff}$ vereinfacht sich Gl. 4.7 zu:

$$Z_{in} = \frac{Z_0^2}{Z_L}. \quad (4.8)$$

In diesem Fall wird eine hohe Lastimpedanz in eine niedrige Impedanz transformiert, wie für die Betrachtung des Falls eines offenen Leitungsendes ($Z_L \rightarrow \infty$) leicht ersichtlich wird. Umgekehrt gilt das gleiche. Für endliche Werte von Z_L kann durch die Wahl des Wellenwiderstands eine Anpassung vorgenommen werden.

Beträgt die Leitungslänge ein ganzes Vielfaches der halben effektiven Wellenlänge auf der Leitung, d. h. $l = n \cdot 0,5 \cdot \lambda_{eff}$ dann ergibt sich

$$Z_{in} = Z_L \quad (4.9)$$

und die Impedanz am Ende der Leitung entspricht der Lastimpedanz.

Generell ist die Verwendung aller planaren Leitungsgeometrien als Verbindungsleitung zwischen Schlitz und Detektorelement möglich. In dieser Arbeit wurde sich auf die Untersuchung von Mikrostreifenleitungen (MSL) und koplanaren Wellenleitern (CPW) konzentriert.

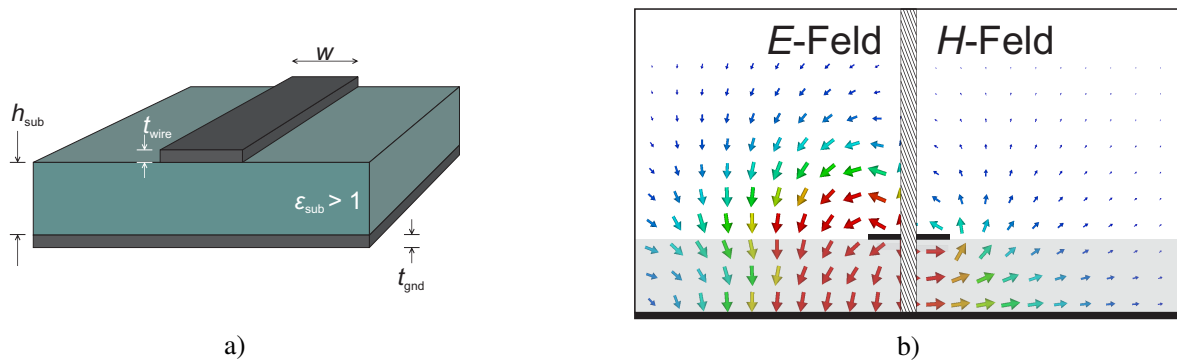


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Geometrie einer Mikrostreifenleitung nach [134] (a) und beispielhaft eine simulierte Feldverteilung (b). Es ist jeweils eine Hälfte der beiden Feldanteile gezeigt.

Diese Geometrien finden weite Anwendung in der Hochfrequenztechnik, da sie eine Wahl des Wellenwiderstands durch Variation der geometrischen Abmessungen zulassen.

Die Mikrostreifenleitung (Abb. 4.10a) besteht aus zwei Metallisierungslagen, die von einem Dielektrikum mit der Dicke h_{sub} getrennt werden. Eine der beiden Lagen ist großflächig ausgeführt und bildet die Massefläche. Das zu übertragende Hochfrequenzsignal wird über eine Leitung der Breite w in der zweiten Lage mit der Dicke t_{wire} geführt. Der Wellenwiderstand ist dabei hauptsächlich vom Verhältnis der Leiterbreite zum Abstand des Leiters von der Massefläche, d.h. der Dicke des Dielektrikums und der relativen Permittivität des Materials abhängig.

Die sich für eine Mikrostreifenleitung ausbildende Feldverteilung ist in Abbildung 4.10b dargestellt. Die gezeigten Verläufe wurden aus 2D-Simulationen der Geometrie mit verlustfreien Materialien gewonnen. Es wird jeweils nur eine Hälfte der Verteilung des E - und H -Felds gezeigt, da die Feldverläufe Symmetrien um die senkrechte Mittenebene durch den Leiter aufweisen. Das E -Feld ist dabei streng spiegelsymmetrisch. Das H -Feld verläuft radial um den Leiter. In realen Strukturen ist dabei keine strikte Symmetrie vorhanden, da es durch die, im Vergleich zum Freiraum, meist deutlich höheren relativen Permittivität des Substrats zu einer Konzentration der Feldlinien zwischen Leiter und Massefläche kommt. Für eine idealisierte Mikrostreifenleitung ohne Substratmaterial ergibt sich für das H -Feld in der Nähe des Leiters eine Punktsymmetrie um den Leitermittelpunkt.

Für die optimale Kopplung der zu detektierenden Signale mit meist schwacher Intensität von der Antenne in das Detektorelement werden Leitungsgeometrien mit möglichst geringer Leitungsdämpfung benötigt. Die Verlustmechanismen der Mikrostreifenleitung können in drei Hauptanteile aufgeteilt werden: Widerstandsverluste in den Leitern, hauptsächlich aufgrund

des Skin-Effekts für hohe Frequenzen, die dielektrischen Verluste im Substrat und Strahlungsverluste an Stoßstellen. Nach [135] kann für die Dämpfung der Mikrostreifenleitung nicht nur eine Abhängigkeit von der Frequenz sondern auch vom Wellenwiderstand festgestellt werden. Für hohe Impedanzen überwiegen die dielektrischen und Widerstandsverluste, für niedrige die Strahlungsverluste.

Nach [134] gilt für den Wellenwiderstand einer breiten Mikrostreifenleitungen ($w/h_{sub} > 2$):

$$Z_{0,MSL} = \frac{377 \Omega}{\epsilon_r^{1/2}} \left[\frac{w}{h_{sub}} + 0,883 + \frac{\epsilon_r + 1}{\pi \epsilon_r} \left\{ \ln \left(\frac{w}{2h_{sub}} + 0,94 \right) + 1,451 \right\} + 0,165 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r^2} \right]^{-1} \quad (4.10)$$

Für den in dieser Arbeit betrachteten Fall einer planaren Detektorschaltung, die als Teil einer Hybridantenne verwendet wird, ergibt sich für die MSL als Leitungsgeometrie ein ähnlicher Fall, wie er bereits in Kap. 4.1 für die Verwendung der Schlitzantenne anstatt des Flächendipols motiviert wurde. Die Detektorschaltung wird auf einem dielektrischen Substrat mit geringen Hochfrequenzverlusten und einer aus Gründen der mechanischen Stabilität gewählten Dicke von mehreren hundert Mikrometer hergestellt. Jedoch kann nur eine Seite für Schaltungselemente verwendet werden. Die andere Seite bildet ein Teil der zur Strahlungseinkopplung verwendeten dielektrischen Linse und benötigt deshalb, wenigstens im Bereich der Antenne, eine von abschirmenden Metallisierungen freie Fläche. Für die Mikrostreifenleitung bedeutet dies, dass das Aufbringen einer zusätzlichen dielektrischen Schicht und Metallisierung auf die Antennenlage im Herstellungsprozess nötig ist. Für die Herstellung von Isolatorschichten in integrierten Schaltungen für den Mikrowellenbereich werden vor allem Materialien auf Basis von amorphen Silizium wie hydrogenisiertes amorphes Silizium (a-Si:H), Siliziumnitrid (SiN_x) und Siliziumoxid (SiO_x) verwendet [136]. Wegen der guten Integrierbarkeit in den Herstellungsprozess der Detektionselemente finden besonders durch thermisches Verdampfen hergestellte Dünnschichten aus Siliziummonoxid (SiO) Anwendung für Hochfrequenzschaltungen im THz-Bereich. Mit Gl. 4.10 ergibt sich für eine angenommene Schichtdicke von 400 nm und einer minimalen Breite der Leitung von 800 nm ein maximaler Wellenwiderstand $Z_{MSL} = 46 \Omega$ für Siliziumoxid als Dielektrikum. Mit steigender Leitungsbreite sinkt der Wellenwiderstand und erreicht bei $w = 20 \cdot h_{sub}$ einen Wert von $Z_{MSL} = 7,5 \Omega$.

Im Gegensatz zur Mikrostreifenleitung ist der koplanare Wellenleiter eine Leitungsgeometrie mit nur einer Metallisierungsebene. Die Leitungsstruktur besteht aus einem Innenleiter mit der Breite w , der auf beiden Seiten durch Schlitze der Breite s von der Massefläche getrennt

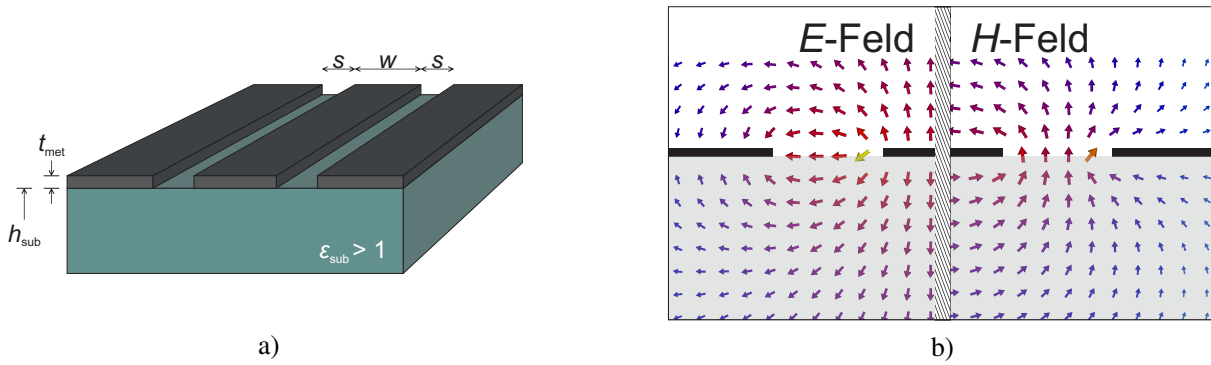


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung der Geometrie einer Koplantarleitung nach [138] (a) und beispielhaft eine simulierte Feldverteilung (b). Es ist jeweils eine Hälfte der beiden Feldanteile gezeigt.

ist. Die Feldverteilung der Grundmode auf der Koplantarleitung ist in Abb. 4.11b exemplarisch gezeigt. Wie in Abb. 4.10b ist auch hier nur jeweils nur eine Hälfte des jeweiligen Feldanteils dargestellt, wobei auch hier das E -Feld eine Spiegelsymmetrie zur Mittenebene senkrecht auf den Leiter aufweist. Für ein dielektrisches Substratmaterial mit $\epsilon_r > 1$ ist die Grundmode vom Typ quasi- TEM . Zwar kommt es auch hier, wie bei der Mikrostreifenleitung, zu einer Konzentration der Feldanteile im Substrat mit ansteigender relativen Permittivität des Dielektrikums, jedoch zeigt sich bei der Koplantarleitung ein langsames Abklingen der Feldanteile und damit eine räumlich größere Feldverteilung. Das Maximum der Feldstärke des E -Felds liegt in den Schlitzen zwischen Leiter und Massefläche. Da der bei der Mikrostreifenleitung auftretende Abschirmungseffekt hier nicht existiert, sind die Verluste bei der Koplantarleitung im Vergleich höher [137]. Das H -Feld ähnelt mit seinem Verlauf radial um Metallisierungsflächen dem der Mikrostreifenleitung. Entsprechend dem E -Feld ist jedoch auch hier eine weniger starke Konzentration im Dielektrikum sichtbar.

Der Wellenwiderstand ist in erster Linie von dem Verhältnis der Innenleiterbreite zur Schlitzbreite abhängig. Für eine Koplantarleitung auf einem unendlich ausgedehnten Substrat ergibt er sich nach [138] zu:

$$Z_{0, \text{CPW}} = \frac{30\pi}{\sqrt{(\epsilon_r + 1)/2}} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)}. \quad (4.11)$$

$K(k_0)$ und $K(k'_0)$ sind die vollständigen elliptischen Integrale mit den Argumenten:

$$k_0 = \frac{w}{w + 2s} \quad \text{und} \quad k'_0 = \sqrt{1 - k_0^2}. \quad (4.12)$$

Für die in dieser Arbeit betrachteten Strukturen kann im Fall der Koplantarleitung die Substratdicke durch die Anordnung der Detektorschaltung auf einer dielektrischen Linse ver-

nachlässigt werden. Der Bereich der erreichbaren Wellenwiderstände hängt daher im Gegensatz zur Mikrostreifenleitung hauptsächlich von der kleinsten erreichbaren Strukturgröße in der Metallisierung ab. Diese ist abhängig vom Herstellungsprozess und kann für die in dieser Arbeit verwendeten Technologien für Leitungen mit einer Länge von mehreren hundert Mikrometer zu $1\ \mu\text{m}$ abgeschätzt werden.

Die Bereichsgrenzen werden nach Gl. 4.11 vom maximal möglichen Verhältnis der Leiterbreite zur Gesamtbreite $w + 2s$ vorgegeben. Um die Anregung von Moden höherer Ordnung zu verhindern, muss sowohl die Leiter- als auch die Spaltbreite kleiner als ein Viertel der Wellenlänge auf der Leitung gewählt werden [138]. Der mögliche Entwurfsbereich ist also frequenzabhängig. Unter Beachtung dieser Randbedingungen ergibt sich für ein Siliziumsubstrat ein Impedanzbereich von $16\ \Omega$ bis $184\ \Omega$ bei $100\ \text{GHz}$, $23\ \Omega$ bis $124\ \Omega$ bei $1\ \text{THz}$ und $31\ \Omega$ bis $91\ \Omega$ bei $4\ \text{THz}$. Im Vergleich zu Mikrostreifenleitung können mit der Koplanarleitung höhere Wellenwiderstände erreicht werden.

Die Entwurfsmöglichkeiten einer Doppelschlitzantenne lassen sich, ausgehend von den betrachteten Leitungsgeometrien und unter Beachtung des durch die Forderung nach einem homogenen Fernfeld vorgegebenen Schlitzabstands, in zwei unterschiedliche Gruppen einteilen. Die erste Gruppe umfasst Entwürfe, bei denen die Antennenschlitze mit geraden Leitungen an das Detektorelement angeschlossen sind. Zwar wird so die nötige Leitungslänge und damit die Verluste minimiert, jedoch ergibt sich ein effektiver Speisepunkt der Doppelschlitzantenne in der Mitte zwischen den beiden Schlitzen. Dies schränkt den Bereich der realisierbaren Antennenimpedanzen ein. Dieser Nachteil ist in der zweiten Gruppe, der Entwürfe mit gebogenen Leitungen, in geringerem Maße vorhanden. Hier befindet sich das Detektorelement durch die Leitungsführung nicht mehr zwangsläufig im Zentrum der Antenne, was mehr Freiheiten in der Wahl der Transformationslänge und der Positionierung des Detektorelements erlaubt. Die einzelnen Entwürfe sollen im Folgenden nun näher betrachtet werden.

Entwürfe mit geraden Leitungen

Für Doppelschlitzantennen, bei denen zwischen den Schlitzen und dem Speisepunkt (bzw. Detektorelement) nur gerade Leitungen verwendet werden (Abb. 4.12a-b) ist der Abstand der beiden Schlitze die bestimmende Randbedingung des Entwurfs. Um Phasenunterschiede zu verhindern, muss der Speisepunkt in der Mitte zwischen den Schlitzen gewählt werden. Da die Leitungslänge hier fest auf die Hälfte des Elementabstands begrenzt ist, kann die

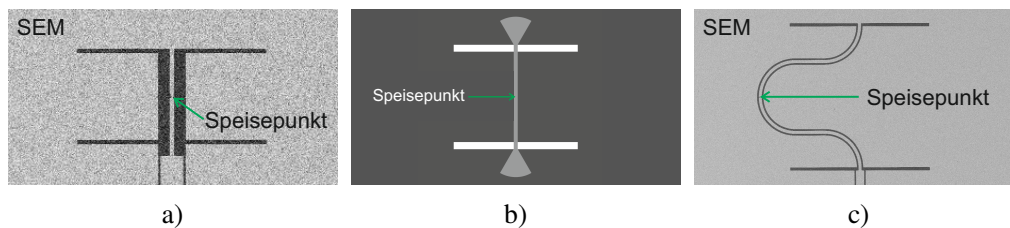


Abbildung 4.12: Verschiedene Möglichkeiten der planaren Realisierung von Doppelschlitzantennen in Koplanar- (a, c) und Mikrostreifenleitertechnik (b). Die Position des Speisepunkts ist jeweils markiert.

Tabelle 4.1: Schlitzlänge und Elementabstand der optimierte Doppelschlitzantenne auf einem unendlich ausgedehnten Siliziumsubstrat

Resonante Schlitzlänge	Ganzwelle	Halbwelle
$l_{\text{Schlitz}} (\lambda_{\text{eff}})$	0,9	0,52
$d_{\text{Element}} (\lambda_{\text{eff}})$	0,45	0,32
Schlitzimpedanz	Niedrig	Hoch

Kopplung zwischen den Schlitzten der Antenne und dem Detektorelement nur über die Wahl des Wellenwiderstands in einem begrenzten Bereich optimiert werden.

In Tab. 4.1 sind die durch Simulationen im Hinblick auf hohe Strahlungseinkopplung optimierten Abmessungen (vgl. Kap. 4.1.2) dargestellt. Durch die beiden möglichen resonanten Schlitzlängen können zwei unterschiedliche Entwurfsmöglichkeiten unterschieden werden. Wird die Länge der Schlitzte entsprechend der Halbwellenresonanz gewählt, ergibt sich der Elementabstand zu $0,32 \cdot \lambda_{\text{eff}}$, was nach Gl. 3.27 für Silizium als Substratmaterial einer Länge im Freiraum von ca. $0,13 \cdot \lambda_0$ entspricht. Die Länge der beiden Verbindungsleitungen beträgt jeweils die Hälfte, also ca. $0,065$ der Entwurfswellenlänge im Freiraum. Die für die Impedanztransformation nach Gl. 4.7 wichtige elektrisch wirksame Wellenlänge ergibt sich aus der effektiven Permittivität der Leitungsgeometrie. Diese ist neben dem Substratmaterial auch von der Leitungsgeometrie und in geringerem Maße den Materialeigenschaften der Metallisierung abhängig. Für die Koplanarleitung kann sie wegen der ähnlichen Geometrie durch die gleiche Näherung wie zur Längenbestimmung der Antennenschlitze (Gl. 3.26) mit guter Übereinstimmung abgeschätzt werden. In diesem Fall werden die in Resonanz rein realen Schlitzimpedanzen über $l_{Lg} = 0,16 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ in eine komplexe Impedanz transformiert und eine optimale Anpassung an ein Detektorelement mit rein realer Impedanz ist nicht möglich.

Im Fall der Mikrostreifenleitung ist die effektive Permittivität deutlich stärker von der Geometrie der Leitung abhängig. Für die im Vergleich zur Dicke des Dielektrikums sehr breiten Leitungen nähert sie sich wegen der Konzentration der Feldlinien zwischen Leiter und Massefläche der Permittivität des Substratmaterials an. Damit sinkt die Wellenlänge der in der Leitung geführten Welle und die effektive elektrische Länge der Transformationsleitung steigt an. Gemäß Gl. 4.8 wird für die optimale Anpassung zweier realer Impedanzen eine elektrische Leitungslänge von mindestens einem Viertel der Wellenlänge auf der Leitung benötigt. Die Mikrostreifenleitung scheint deshalb als besser geeignet für diese Entwurfsvariante, jedoch ist wegen der sehr kurzen Leitungslänge hier eine effektive Permittivität von ca. 15 nötig. Da dieser Wert mit den in dieser Arbeit verwendeten dielektrischen Materialien nicht erreicht werden konnte, wird das Konzept einer Doppelschlitzantenne mit Halbwellenresonanz zusammen mit geraden Verbindungsleitungen nicht weiter verfolgt.

Die zweite Entwurfsmöglichkeit ist, die Doppelschlitzantenne mit einer Ganzwellenresonanz der Schlitze zu realisieren. Der optimale Elementabstand wurde hier in Simulationen zu $d_{Elemente} = 0,45 \cdot \lambda_{eff}$ bestimmt. Für eine Koplanarleitung ergibt dies eine Leitungslänge, die sehr nahe an einer Viertelwellentransformation liegt und durch eine geringe Erhöhung des Elementabstands um ca. 10 % genau erreicht werden kann. Dabei muss ein Kompromiss zwischen einem symmetrischen Fernfeld und optimaler Antennenanpassung eingegangen werden. Durch die Erhöhung des Elementabstandes sinkt die Halbwertsbreite in der H -Ebene ab, wobei nach Abb. 4.7 der Unterschied für die beiden Abstände jedoch gering ist.

Die Impedanz der Antenne im Fußpunkt ist rein real und nach Gl. 4.8 bei vorgegebener Schlitzimpedanz nur vom Wellenwiderstand der Verbindungsleitung abhängig. Mit den für Silizium als Substratmaterial erreichbaren Schlitzimpedanzen im Bereich von 10Ω bis 30Ω (vgl. Kap. 4.4) können mit diesem Entwurf Antennenimpedanzen im Speisepunkt von 10Ω bis zu ca. 200Ω erreicht werden. Als begrenzender Faktor wirkt hier die Breite der Koplanarleitung. Da diese an jeweils einer Seite der Schlitze die Metallisierung unterbricht und damit durch eine geänderte Stromverteilung die Hochfrequenzeigenschaften beeinflusst, muss eine im Vergleich zur Schlitzlänge kleine Breite gewählt werden.

Die Auslegung der Schlitzlänge in den Bereich der Ganzwellenresonanz zusammen mit einer Leitungstransformation der elektrischen Länge von 180° entspricht dem am häufigsten verwendeten Ansatz beim Entwurf einer Doppelschlitzantenne für Strahlungsempfänger im THz-Bereich [77, 106, 120, 139, 140, SRK⁺16]. Die aus der Literatur entnommenen Werte für die optimalen Abmessungen einer solchen Doppelschlitzantenne sind in Tab. 4.2 zusammengestellt. Die in dieser Arbeit durch *EM*-Simulationen gefundenen Werte für die Abmes-

Tabelle 4.2: Vergleich verschiedener Entwürfe einer Doppelschlitzantenne mit Ganzwellenresonanz und geraden Verbindungsleitungen. Die Abmessungen gelten für Silizium als Substratmaterial.

	Schlitzlänge (λ_{eff})	Elementabstand (λ_{eff})	Referenz
Filipovic et. al.	0,71	0,4	[106]
Ganzevles et. al.	0,76	0,41	[77]
Van der Vorst	0,88	0,45	[120]
Diese Arbeit	0,9	0,45 / 0,5 ¹	-

sungen sind dabei in sehr guter Übereinstimmung mit den von Van der Vorst berechneten Werten. Auch dort wird ein Entwurfsansatz verwendet, bei dem die Schlitzlänge speziell auf Resonanz und damit rein realer Impedanz hin optimiert wird.

Im Gegensatz dazu weichen die von Filipovic et. al. und Ganzevles et. al. angegebenen Werte ab. Beide wählen sowohl eine kürzere Schlitzlänge als auch einen geringeren Elementabstand. Durch die Verkürzung der Schlitzlänge wird der Imaginärteil der Schlitzimpedanz so gewählt, dass dieser bei festem Elementabstand durch die Transformation mit einer Länge kleiner als $0,25 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ kompensiert wird. Im Vergleich zu diesem Ansatz hat das in dieser Arbeit gewählte Vorgehen zwei Vorteile. Zum einen ist die Komplexität geringer, da in jedem Optimierungsschritt nur eines statt mehrerer Parameter optimiert werden müssen. Zum anderen ist es weniger anfällig für die unterschiedlichen Materialeigenschaften in verschiedenen Herstellungsprozessen. Diese haben einen größeren Einfluss auf den Blindanteil als auf den Realteil, der hauptsächlich durch die Geometrie bestimmt wird.

Entwürfe mit Speisepunkt außerhalb der Mitte

Unter diese Gruppe fallen Doppelschlitzantennen, bei denen die Verbindungsleitung zwischen den Schlitzen mit gebogenen Leitungen ausgeführt wird. Dadurch kann der Speisepunkt aus der Mitte herauswandern (Abb. 4.12c). Da die Leitungslänge nicht mehr vom Elementabstand der beiden Schlitze abhängig ist, kann eine Antenne entworfen werden, die sowohl in Bezug auf die Strahlungseinkopplung in die Antenne als auch die Ankopplung zwischen Antenne und Detektorelement optimiert werden kann.

Für eine optimale Anpassung der resonanten Antennenschlitze an ein Detektorelement mit rein realer Impedanz muss die elektrische Leitungslänge ein ungeradzahliges (vgl. Gl. 4.8)

¹ Beste Symmetrie des Fernfelds bzw. beste Anpassung an den Detektor

oder geradzahliges Vielfaches (Gl. 4.9) einer $\lambda/4$ -Leitung betragen. Gleichzeitig sollte die Leitungslänge wegen der im THz-Bereich hohen Leitungsdämpfung [141] möglichst kurz gewählt werden. Es ergeben sich vier verschiedene Entwürfe, die im Hinblick auf ihre unterschiedlichen Eigenschaften betrachtet werden müssen.

Die insgesamt kürzeste Transformationslänge kann mit einem Entwurf für die Schlitzantenne mit Halbwellenresonanz erreicht werden. Der Elementabstand von $0,32 \cdot \lambda_{eff}$ erlaubt die Verwendung von jeweils einer Leitung der Länge $\lambda/4$ pro Seite. Da hier die Schlitzimpedanz deutlich höher als der Wellenwiderstand der Transformationsleitung ist, entsteht nach Gl. 4.8 eine niederohmige Variante der Doppelschlitzantenne. Über die Wahl des Wellenwiderstands kann ein ähnlicher Impedanzbereich wie bei der im vorherigen Unterkapitel behandelten Antennenform mit Ganzwellenresonanz erreicht werden. Der Nachteil dieser Entwurfsvariante ist besonders bei Realisierung durch Koplanarleitungen der geringe Unterschied zwischen der physikalischen Leitungslänge und dem Elementabstand. Wird die Breite der Leitung im Hinblick auf geringe Dämpfungsverluste möglichst groß gewählt, ergeben sich im Vergleich zur Breite enge Biegungsradien. Diese Stoßstellen begünstigen die Ausbreitung verlustbehafteter Moden höherer Ordnung [138] und müssen vermieden werden.

Im Gegensatz zum ersten Entwurf kann durch die Verwendung einer Leitungslänge von $\lambda/2$ zwischen Antennenschlitz und Detektor mehr Flexibilität bei der Leitungsführung erreicht werden. Auch ist nun der Entwurf einer Doppelschlitzantenne für beide Schlitzlängen unter Beibehaltung des optimierten Elementabstands möglich. Bei dieser Leitungslänge findet keine Impedanztransformation statt. Für die Entwurfsfrequenz ist die Impedanz der Antennen im Speisepunkt nur von der Schlitzimpedanz und nicht vom gewählten Wellenwiderstand der Leitung abhängig. Dies hat jedoch Auswirkungen auf die Bandbreite der Antenne, die generell für längere Leitungen und einer größeren Differenz zwischen Wellenwiderstand der Leitung und frequenzabhängiger Schlitzimpedanz abnimmt [87].

Die beiden sich aus diesem Entwurfsansatz ergebenden Doppelschlitzantennen sind für die Schlitzlänge entsprechend der Ganzwellenresonanz eine Variante mit niedriger Impedanz und für die Halbwellenresonanz eine Antenne mit hoher Impedanz. Besonders der zweite Fall ist für den Antennenentwurf von besonderem Interesse: Hier kann eine höhere Antennenimpedanz erreicht werden, als es mit den anderen Entwürfen möglich ist. Dies liegt darin begründet, dass bei Halbwellenresonanz die Impedanz im Speisepunkt durch ein Maximum der elektrischen Feldstärke bestimmt wird (vgl. Abb. 4.2c). Der Betrag der Feldstärke ist nur durch die Schlitzgeometrie und durch die Leitfähigkeit der Metallisierung begrenzt und kann sehr große Werte annehmen. Vertreter dieser Entwurfsvariante sind die in [SRK⁺17] und

Kap. 5 behandelten Entwürfe von Doppelschlitzantennen mit hoher Impedanz für Detektoren aus YBCO.

Im dritten möglichen Entwurf wird eine Leitungslänge von $0,75 \cdot \lambda$ verwendet. Da diese Länge dem ersten ungradzahligen Vielfachen von $\lambda/4$ entspricht, ergibt sich durch die Periodizität der Tangensfunktion in Gl. 4.7 das gleiche Ergebnis der Transformation. Die so entworfene Doppelschlitzantenne mit Halbwellenresonanz weist deshalb die gleiche niedrige Impedanz auf, wie eine nach dem Modell mit einer Leitungslänge von $\lambda/4$ aufgebauten Antenne. Durch die längere Transformationsleitung ist auch hier eine im Vergleich geringere Bandbreite der Antenne zu erwarten. Als großer Unterschied ist in diesem Entwurf durch die größere Leitungslänge nun auch ein Entwurf für die Schlitzlänge mit Ganzwellenresonanz möglich. Die niedrige Impedanz der Schlitzze wird dabei in eine hohe Impedanz im Speisepunkt transformiert.

Für die drei in den vorherigen Absätzen behandelten Entwurfsmöglichkeiten gilt, dass sie in ihrer Grundform alle die kürzest mögliche Leitungslänge aufweisen, die zum Erreichen einer bestimmten Impedanztransformation nötig ist. Demgegenüber lässt sich eine ganze Gruppe von Entwürfen mit mehrstufigen Anpassleitungen als vierte Variante zusammenfassen. Die Entwürfe dieser Gruppe entsprechen grundlegend den bereits behandelten Konzepten mit außermittigen Speisepunkt. Jedoch wird anstatt einer Leitung mit konstanten Abmessungen mehrere Teilstücke mit abweichendem Wellenwiderstand verwendet. Soll jedes Teilstück die Schlitzimpedanz in eine reale Impedanz transformieren, dann muss die Leitungslänge entweder ein Viertel oder die Hälfte der auf der Leitung geführten Welle betragen. Durch eine Abfolge von Leitungsstücken mit hoher und niedriger Impedanz kann der über die Leitungstransformation erreichbare Bereich der Antennenimpedanzen deutlich erweitert werden. Auch hier sind die mit größerer Gesamtlänge der Anschlussleitung ansteigenden Leitungsverluste und die sinkende Bandbreite der Antenne beim Entwurf zu beachten. Die in [Rei17] entwickelte Antenne mit zweistufiger Koplanarleitung und die in [129] gezeigte Antenne mit getaperter Mikrostreifenleitung können als Vertreter dieser Gattung angesehen werden.

Zusammenfassung

In diesem Unterkapitel wurden die verschiedenen möglichen planaren Entwurfsvarianten der Doppelschlitzantenne im Hinblick auf die Antennenimpedanz betrachtet. Es wurde gezeigt, dass die Entwürfe sich nach zwei Gesichtspunkten gruppieren lassen. Zum einen kann die Einteilung nach der durch Leitungstransformation sich im Speisepunkt ergebenden Impe-

danz in Antennen mit hoher und niedriger Impedanz vorgenommen werden. Zum anderen kann nach der Lage des Speisepunkts in Antennen mit mittiger und außermittiger Lage des Detektorelements unterschieden werden.

Für alle Entwurfsvarianten außer der Doppelschlitzantenne mit mittigem Speisepunkt und Schlitzlänge mit Halbwellenresonanz kann dabei sowohl ein symmetrisches Fernfeld als auch eine in einem weiten Bereich optimale Impedanzanpassung an das Detektorelement mit dem in dieser Arbeit angewendeten Entwurfsprozessen erreicht werden. Die Doppelschlitzantenne ist daher für den Entwurf einer schmalbandigen Antenne für einen empfindlichen Strahlungsdetektor eine vielversprechende Wahl.

Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind zwei Entwurfsvarianten. Die erste ist die Doppelschlitzantenne mit mittigem Speisepunkt und nach der Ganzwellenresonanz gewählten Schlitzlänge, die sowohl mit Mikrostreifen- als auch Koplanarleitungen eine Anpassung über einen weiten Bereich erlaubt. In der zweiten Variante wird durch eine Schlitz- und Transformationslänge von $\lambda/2$ die größtmögliche Antennenimpedanz bei gleichzeitig kürzester Leitungslänge erreicht.

4.2 Wanderwellenantennen mit großer Bandbreite

Im vorherigen Unterkapitel wurde gezeigt, dass resonante Antennen entworfen werden können, die Strahlung effizient einkoppeln und in einem weiten Bereich an die Detektorimpedanz anpassen. Durch die vergleichsweise hohen Güten ist ihre spektrale Empfindlichkeit auf einen engen Bereich um die Resonanzfrequenz begrenzt. Obwohl in der historischen Entwicklung resonante Antenne eine große Rolle spielen, ist für viele Anwendungen eine größere Bandbreite von Vorteil. So wurden z. B. für Funkanwendungen schon früh die Entwicklung von breitbandigen Antennentypen vorangetrieben. Im Rahmen der in dieser Arbeit untersuchten Strahlungsdetektoren kann durch breitbandige Antennen eine formgetreue Detektion von Pulssignalen erreicht werden, wenn der Anwendungszweck keine hohe spektrale Auflösung nötig macht [59]. Ebenso können Detektoren mit breitbandigen Antennen auch in Spektrometern eingesetzt werden, wenn die spektrale Auflösung, wie im Fall des in Kap. 6 entwickelten Gitterspektrometers, durch zusätzliche quasi-optische Elemente vorgegeben wird.

Als generelles Unterscheidungskriterium für breitbandiges oder schmalbandiges Verhalten kann das für die Einkopplung oder Abstrahlung ursächliche Prinzip herangezogen werden. Bei schmalbandigen Antennen ist dies der durch die Abmessungen der Struktur bestimmte

Resonator, der für die Entwurfsfrequenz das Koppelglied zwischen Leitungswelle und Freiraumwelle darstellt. Zur Beschreibung des Funktionsprinzips breitbandiger Antennen kann man sich zu Nutze machen, dass nach [142] das Verhalten beliebiger Antennen als Wellenleiter modelliert werden kann. Ist dieser Wellenleiter nun so ausgelegt, dass die Freiraumwelle ohne Reflexion an Stoßstellen in eine geführte Leitungswelle übergeht, dann besitzt er eine von der Frequenz unabhängige Impedanz und damit breitbandiges Verhalten [86]. Wegen dem Fehlen einer stehenden Welle werden Antennen mit diesen Eigenschaften auch Wanderwellenantennen genannt.

Für die Bandbreite einer Antenne gibt es keine allgemeingültigen Kriterien. In dieser Arbeit wird, in Anlehnung an die in der Funktechnik gebräuchliche Definition, das -10 dB-Kriterium des betragsmäßigen Eingangsreflexionsfaktors $|\underline{S}_{11}|$ für die obere und untere Grenzfrequenz der Antenne verwendet. Sinkt der Betrag der Eingangsreflexion unter diese Grenze, wird mehr als 90 % der Leistung in der Antenne absorbiert und es ergibt sich ein Stehwellenverhältnis kleiner als 2:1.

Nach [90] werden zur Spezifikation der relativen Bandbreite zwei verschiedene Verfahren eingesetzt. Bei schmalbandigen Antennen mit durch Resonanz festgelegter Mittenfrequenz wird üblicherweise der Bereich, in dem das Bandbreitenkriterium für die Antenne erfüllt ist, in ein prozentuales Verhältnis zur Mittenfrequenz f_m der Antenne gesetzt. Mit der oberen und unteren Grenzfrequenz f_o und f_u gilt:

$$BW_{rel} = \frac{f_o - f_u}{f_m}. \quad (4.13)$$

Da für nicht-resonante Breitbandantennen meist keine definierte Mittenfrequenz angegeben werden kann, wird für die relative Bandbreite auch das Verhältnis der oberen zur unteren Grenzfrequenz verwendet:

$$BW_{rel} = \frac{f_o}{f_u}. \quad (4.14)$$

Für Antennenstrukturen, bei denen das Verhältnis der oberen zur unteren Grenzfrequenz einen ganzzahligen Exponent zur Basis zwei beträgt (d. h. $BW_{rel} = 2^i : 1$), wird die Bandbreite auch in der Hilfsmaßeinheit *Oktave* angegeben. Ein Frequenzverhältnis von 2:1 entspricht dabei einer Oktave.

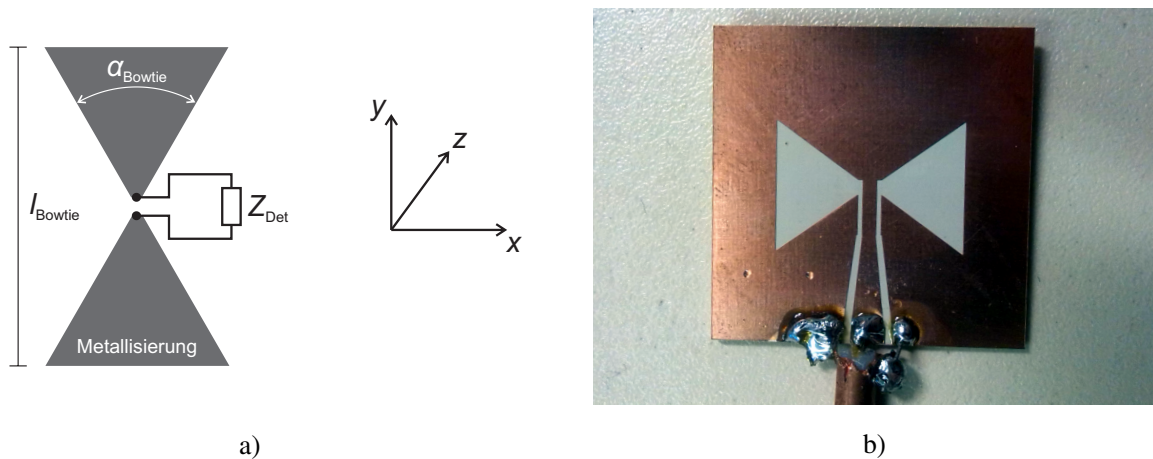


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der Bowtieantenne mit bestimmten geometrischen Größen und Koordinatensystem a). Testplatte zur Charakterisierung einer skalierten Bowtieantenne b). Die Antenne ist hier in der zu a) komplementären Schlitzvariante ausgeführt [Mer16].

4.2.1 Bowtieantenne

In der Entwicklung von Funkantennen wurde bereits früh festgestellt, dass Antennenstrukturen, die aus zwei sich mit den Spitzen zugewandten Kegelmänteln aus leitendem Material bestehen, breitbandiges Verhalten aufweisen [143, 144]. Von Smith [145], Tai [146] und Schelkunoff [147] konnte gezeigt werden, dass solche sogenannten bikonischen Antennen zur Gruppe der winkelkonstanten Antennen zählen. Diese weisen eine hohe Bandbreite auf, da ihre Form hauptsächlich durch den Öffnungswinkel der Kegel bestimmt wird. Das gleiche Verhalten kann bei der planaren Variante der bikonischen Antenne, der Bowtie- oder Schmetterlingsantenne, beobachtet werden.

Für reale Strukturen ist es nicht möglich, die Forderung nach einer rein durch Winkel bestimmten Geometrie umzusetzen, da damit gleichzeitig eine unendlichen Ausdehnung der Antenne impliziert wird. Durch eine endliche Ausdehnung wird die untere Grenzfrequenz der Antenne bestimmt und die Bandbreite begrenzt. Eine endlich ausgedehnte Bowtieantenne ist in Abb. 4.13a dargestellt. Die Antenne wird durch zwei Kegelschnitte durch die Rotationsachse eines Doppelkonus gleicher Größe gebildet. Die entstehenden Dreiecke weisen den Öffnungswinkel α_{Bowtie} auf und können entweder als Teil der Metallisierungslage oder in der Schlitzvariante (Abb. 4.13b) als Ausschnitt ausgeführt werden. Die Bandbreite der Antenne steigt für größere Öffnungswinkel an und erreicht ein Optimum im Bereich von 60° [148]. Die Ausdehnung der Antenne ist begrenzt und wird mit l_{Bowtie} bezeichnet. Analog zur Schlitzantenne erfolgt eine Kontaktierung in der Mitte zwischen den beiden Hälften.

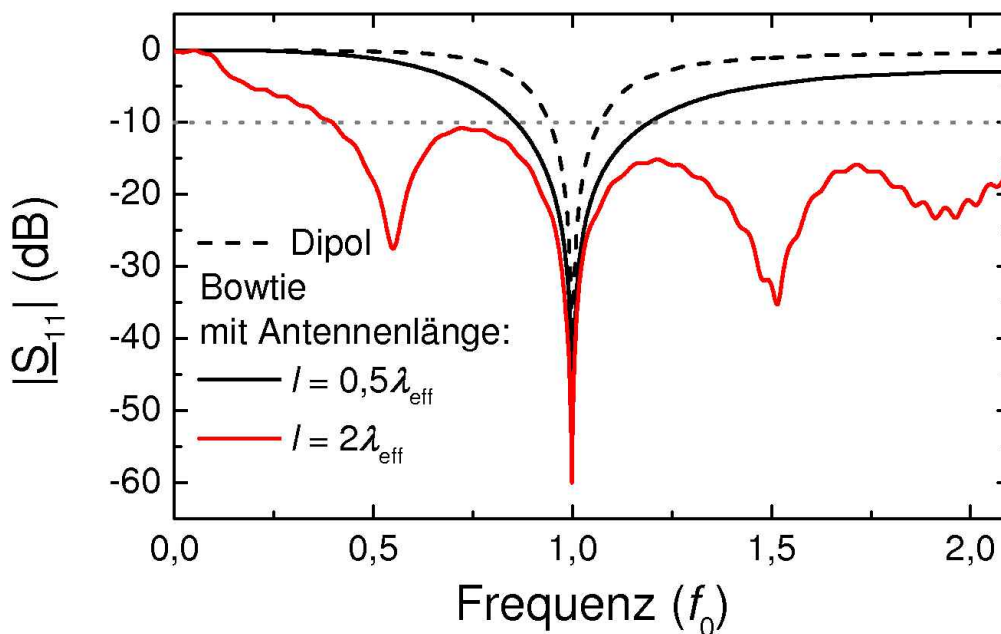


Abbildung 4.14: Betrag des Reflexionsparameters $|S_{11}|$ normiert auf die Entwurfswellenlänge für Bowtieantennen im Vakuum mit verschiedenen Antennenlängen l_{Bowtie} (—) und einem Dipol mit $l_{\text{Dipol}} = \lambda/2$ (- - -). Die Bandbreite der Bowtieantenne ist größer als die des Dipols und für $l_{\text{Bowtie}} = 2 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ übersteigt sie zwei Oktaven.

Wie bereits motiviert, hat die Länge der Bowtieantenne einen starken Einfluss auf die Bandbreite. Die kürzeste mögliche Realisierung ergibt sich, wenn die Antennenlänge die Hälfte der Wellenlänge der Entwurfswellenlänge auf der Antenne beträgt. Diese Form stellt keine reine Wanderwellenantenne dar. Sie ist eine Mischform aus Überlagerungen der Feldverteilung eines resonanten dünnen Dipols und breitbandigen Anteile durch die für hohe Frequenzen vergrößerte Wirkfläche. Entsprechend ist die Bandbreite zwar größer als die einer rein-resonanten Antenne, wird aber immer noch durch das Resonanzverhalten dominiert (Abb. 4.14). Die relative Bandbreite der Antenne ist dabei kleiner als 2 : 1. Echtes Breitbandverhalten zeigt sich, wenn die Antennenlänge so gewählt wird, dass sie doppelt so groß wie die Wellenlänge der Frequenz von Interesse ist. Dies verschiebt die begrenzende Resonanz zu tieferen Frequenzen hin und erhöht die Impedanzbandbreite. Eine so entworfene Bowtieantenne besitzt eine relative Bandbreite nach dem -10 dB-Kriterium von mehr als 5 : 1. Als Breitbanddipol ist die Bowtieantenne linear polarisiert.

Ein Nachteil der Bowtieantenne zeigt sich bei der Betrachtung der Richtcharakteristik, wie sie in Abb. 4.15 beispielhaft für eine Antenne für eine Mittenfrequenz von 140 GHz auf einem Siliziumsubstrat dargestellt ist. Die gezeigten Richtdiagramme für die E - und H -Ebene in Richtung des Dielektrikums wurden aus Simulationen der Antenne für ein unendlich aus-

gedehntes Substrat gewonnen. Das Verhalten der Bowtieantenne weicht dabei deutlich von dem der Doppelschlitzantenne in Abb. 4.7 ab. Im Gegensatz zu diesen Antennentypen ist die senkrecht auf die Substratoberfläche stehende Hauptkeule nicht der dominierende Anteil, sondern das Richtverhalten wird von Nebenkeulen dominiert. Für die dargestellte Frequenz sind diese in einem Winkel von $\theta = \pm 60^\circ$ ausgerichtet. Der Winkel, bei dem die Nebenkeulen auftreten, steigt mit der Gesamtlänge und größerem Öffnungswinkel der Antenne an [148]. Als Abhilfe für diese Herausforderung nennt Rutledge et. al. [119] die Möglichkeit, die Bowtieantenne auf beiden Seiten mit rechteckigen Leitungen zu verlängern und dadurch die Richtschärfe senkrecht zum Substrat zu erhöhen. Die Verlängerungen dienen dabei gleichzeitig als Ausleseleitungen der Detektoren in Arrays zur Bildgebung. Dieser Lösungsansatz kann bei den in dieser Arbeit betrachteten Strahlungsdetektoren nicht eingesetzt werden. Die Ausleseleitung einer solchen Antenne wirkt als Tiefpassfilter und weist nicht die zur formgetreuen Übertragung gepulster Signale nötigen Hochfrequenzeigenschaften auf.

Für die Verwendung als Teil einer Hybridantenne hat die Richtcharakteristik der Bowtieantenne Nachteile in Hinblick auf die Effizienz und die Verwendbarkeit der Antenne in einem Array. Betrachtet man die Koppelleffizienz der Kombination aus Antenne und Linse, so ist diese trotz der zusätzlichen Fokussierung durch die Linse niedriger, als bei den anderen Antennentypen mit annähernd gaußförmigen Profil der Hauptkeule. Als zweiter Punkt lässt die Richtcharakteristik auf eine schlechte Eignung der Bowtieantenne für Strahlungsdetektoren in Arrayanordnung schließen. Durch die niedrige Richtwirkung und die starken Nebenkeulen ergibt sich ein erhöhtes Übersprechen. Die Bowtieantenne lässt also auf der einen Seite durch ihren simplen Aufbau den einfachen Entwurf einer breitbandigen Antenne zu, ist aber auf der anderen Seite besser für Einzeldetektoren mit zusätzlicher Fokussierung geeignet. Als Beispiel für die Verwendung der Bowtieantenne kann in der Literatur z. B. der Entwurf eines SIS-Mischers für 100 GHz [149] oder eines breitbandigen SIS-Mischers [150] für 160 GHz bis 466 GHz gefunden werden.

4.2.2 Spiralantenne

Die Bowtieantenne erlaubt zwar den Entwurf von Strukturen mit höherer Bandbreite als der von resonanten Antennen, diese ist aber nach oben hin begrenzt. Für Antennen mit höherer Bandbreite werden daher Geometrien benötigt, bei denen die Strahlungskopplung rein auf Wanderwellenverhalten und nicht auch auf von den Abmessungen abhängigen Resonanzen basiert. Der Entwurf von winkelähnlichen Antennen stützt sich dabei vor allem auf die Arbeit von Rumsey [123], der mit der Untersuchung von Strukturen beliebiger winkelkon-

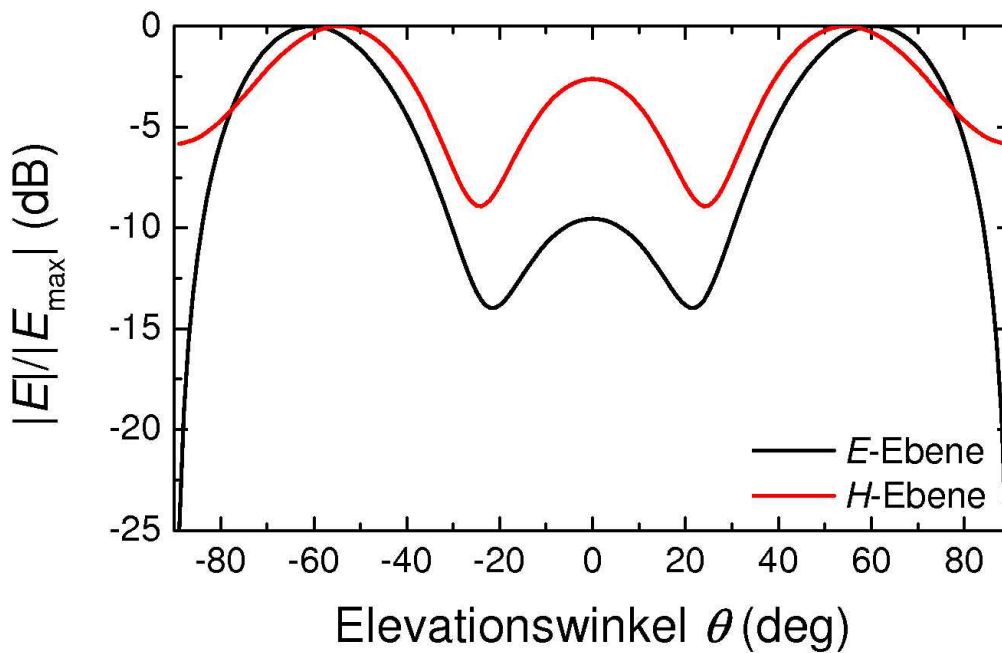


Abbildung 4.15: Richtdiagramm einer Bowtieantenne für 140 GHz auf einem unendlich ausgedehnten Silizium-Substrat für die E - und H -Ebene. Die Abstrahlung erfolgt nicht hauptsächlich senkrecht zur Substratoberfläche.

stanter Geometrie die Anforderungen an eine Antenne mit großer Bandbreite aufgezeigt hat. Nach [90] kann die Fläche oder Kante einer um die Achsen $\theta = 0$ und $\theta = \pi$ symmetrischen Antennengeometrie eine Kurve der Funktion $r = F(\theta, \phi)$ beschrieben werden. Soll diese Antenne für um den Faktor K tiefere Frequenzen die gleiche elektrische Länge haben, so muss sie um K vergrößert werden und für die Kurve gilt $r' = KF(\theta, \phi)$. Wenn die beiden Flächen unendlich ausgedehnt sind dann sind sie auch kongruent, vorausgesetzt, dass eine der beiden um ϕ mit dem Winkel C rotiert wird. Es gilt:

$$KF(\theta, \phi) = KF(\theta, \phi + C). \quad (4.15)$$

Die Winkelähnlichkeit der Struktur ergibt sich daraus, dass C unabhängig von den durch θ und ϕ vorgegebenen Koordinaten und nur abhängig vom Skalierungsfaktor ist. Aus der Kongruenz der beiden Flächen kann geschlossen werden, dass die Struktur für beide Frequenzen die gleiche elektrischen Eigenschaften aufweist. Die Antenne zeigt damit breitbandiges Ver-

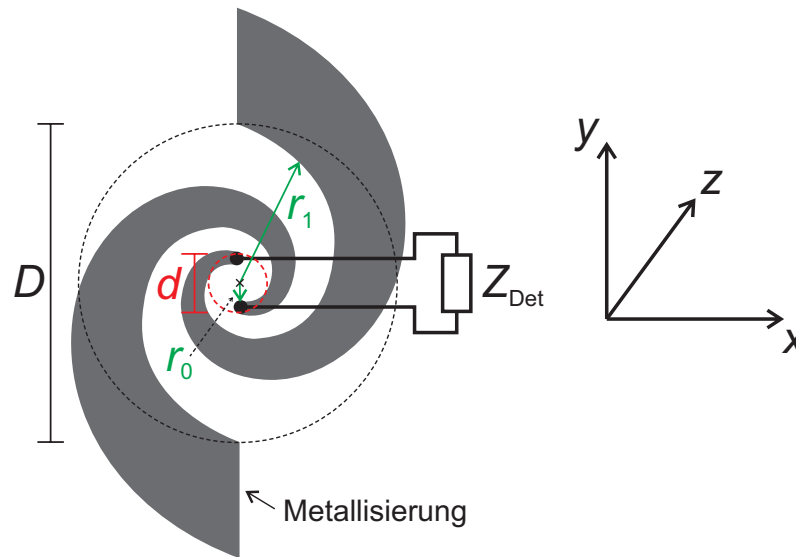


Abbildung 4.16: Schemazeichnung einer logarithmischen Spiralantenne mit den wichtigsten Abmessungen und dem verwendeten Koordinatensystem. Eine Abschätzung der oberen und unteren Grenzfrequenz kann anhand der Durchmesser der beiden Hilfskreise d und D vorgenommen werden.

halten. Die Bedingung, der alle winkelähnlichen Antennen genügen müssen ergibt sich aus der Lösung von Gl. 4.15 zu:

$$r = F(\theta, \phi) = e^{\alpha_{\text{sp}} \phi} f(\theta) \quad (4.16)$$

$$\text{mit: } \alpha_{\text{sp}} = \frac{1}{K} \frac{dK}{dC}. \quad (4.17)$$

Die Funktion $f(\theta)$ ist dabei beliebig und gibt die Form der Antenne vor. Ein Antennentyp, der Gl. 4.16 erfüllt, ist die Spiralantenne. Dabei sind verschiedene Entwürfe möglich, die sich, durch die Wahl der entsprechenden Randkurve, in der Form der Arme unterscheiden. Von besonderem Interesse ist dabei die logarithmische Spiralantenne [151], die durch die zunehmende Breite ihrer Arme im Gegensatz zur Archimedisches Spirale mit gleichbleibender Armbreite [152] echtes breitbandiges Verhalten zeigt.

Der Aufbau einer idealen logarithmischen Spiralantenne ist in Abb. 4.16 dargestellt. Die Fläche der beiden Antennenarme wird von je zwei Kurven beschrieben, die der Gl. 4.16 und 4.17 genügen. Die Funktion $f(\theta)$ wird nach [90] abschnittsweise definiert und nimmt nur auf der xy -Ebene, d. h. für $\theta = \pi/2$, einen Wert ungleich null an. Hier gilt mit dem Startradius r_0 und der Steigung α_{sp} :

$$f(\theta) = r_0 \cdot e^{-\alpha_{\text{sp}} \phi_0}. \quad (4.18)$$

Der Winkelversatz der Spiralarms ϕ_0 ist relativ zum globalen Koordinatensystem und wird für die weitere Betrachtung zu null gesetzt. Die Gleichung der ersten Randkurve lautet damit

$$r_1 = r_0 \cdot e^{\alpha_{\text{sp}} \phi}. \quad (4.19)$$

Die ersten beiden Begrenzungskurven bilden zusammen einen der beiden Antennenarme, wobei sich die zweite Kurve durch eine Drehung der ersten Kurve um den Mittelpunkt ergibt. Der zweite Arm wird durch eine Punktspiegelung am Ursprung um 180° gewonnen. Die restlichen Begrenzungskurven ergeben sich zu:

$$r_2 = r_0 \cdot e^{\alpha_{\text{sp}}(\phi - \delta)}, \quad (4.20)$$

$$r_3 = r_0 \cdot e^{\alpha_{\text{sp}}(\phi - \pi)}, \quad (4.21)$$

$$r_4 = r_0 \cdot e^{\alpha_{\text{sp}}(\phi - \pi - \delta)}. \quad (4.22)$$

Die Fläche der Spiralantenne kann generell sowohl durch eine Leiterfläche als auch in der Schlitzvariante durch eine Aussparung mit gleichen Abmessungen in der untersten Metallisierungslage gebildet werden. Da die Kontaktierung des Detektorelements jedoch im Zentrum der Spirale vorgenommen wird, ist wegen den geringen Abmessungen im THz-Bereich die erstere Realisierung vorteilhafter. Die leitenden Arme fungieren dabei gleichzeitig als Auslese- und Speiseleitung für den Detektor.

Auch bei der Spiralantenne wird die obere und untere Grenzfrequenz durch die Abmessungen vorgegeben. Der Ausgangsradius der Randkurven r_0 bestimmt die obere Grenze. Er ist dabei durch die physikalischen Abmessungen des Detektorelements und den Auflösungsgrenzen der verwendeten Strukturierungstechnologie begrenzt. Die untere Grenze ergibt sich aus der effektiven Weglänge entlang der Antennenarme, die abhängig von der Steigung α und der Anzahl an Drehungen der Kurve um den Mittelpunkt ist. Durch das Wanderwellenverhalten der Strahlkopplung lassen sich für die Spiralantenne keine absoluten Grenzfrequenzen angeben. Für die untere Grenzfrequenz kann der Spiralarms als Resonator betrachtet werden, wobei für Frequenzanteile, deren Wellenlänge die Armlänge überschreitet keine Einkopplung mehr möglich ist. Die Armlänge kann anhand eines Kreises mit dem Durchmesser D , der die ganze Spiralantenne einschließt, abgeschätzt werden. Die obere Grenzfrequenz der Antenne ist dann erreicht, wenn der aktive Bereich der Antenne sich soweit $d \approx 2 \cdot r_0$ nähert,

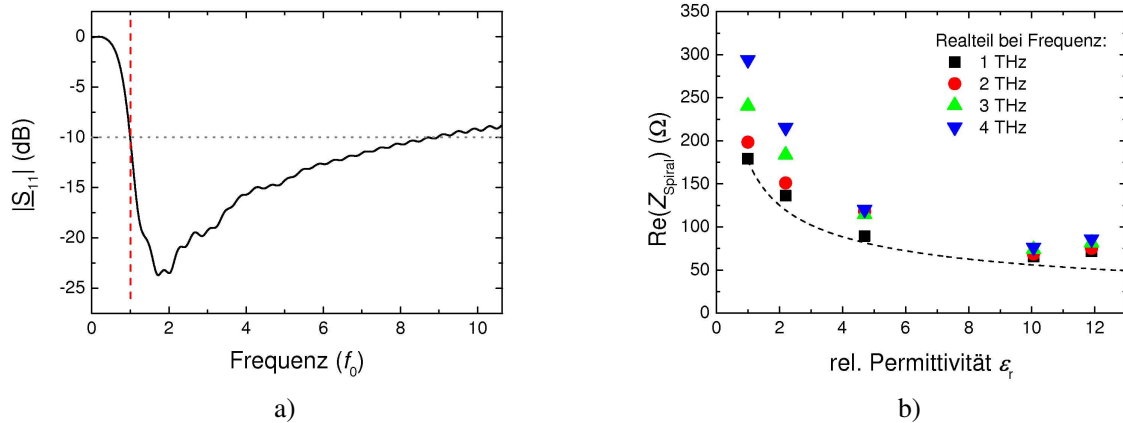


Abbildung 4.17: Charakteristische Eigenschaften der Spiralantenne: Die Spiralantenne zeigt echtes breitbandiges Verhalten über mehr als 3 Oktaven (a). Einfluss des Substratmaterials auf die Antennenimpedanz für eine Spiralantenne für 1 THz (b). Zusätzlich aufgetragen ist der theoretische Verlauf der Impedanzänderung (---). Für Substrate mit höherer rel. Permittivität erhöht sich die Impedanzbandbreite.

dass eine effiziente Einkopplung nicht mehr möglich ist. Für die beiden Grenzfrequenzen gilt mit der relativen Permittivität des Substratmaterials ϵ_r nach [58]:

$$f_{min} = c \cdot \left(\frac{D}{\alpha_{sp}} \sqrt{(1 + \alpha^2) \cdot \frac{\epsilon_r + 1}{2}} \right)^{-1} \quad (4.23)$$

$$f_{max} = \frac{c}{20d}. \quad (4.24)$$

Die Abb. 4.17a zeigt beispielhaft für eine Spiralantenne mit einer unteren Grenzfrequenz von 1 THz die Simulation des Eingangsreflexionsfaktors normiert auf die Entwurfswellenlänge f_0 . Die hohe Bandbreite der Antenne ist deutlich sichtbar. Bei der unteren Grenzfrequenz unterschreitet der Betrag der Reflexionen einen Wert von -10 dB. Dieser wird erst wieder nach mehr als drei Oktaven überschritten.

Der Impedanzverlauf der Spiralantenne entspricht einer typischen Wanderwellenantenne [90]. Er besitzt innerhalb eines großen Bereichs einen nahezu verschwindenden Imaginärteil und einen relativ konstanten Realteil. Der absolute Wert der Impedanz ist zum einen vom Substratmaterial und zum anderen von der durch den Füllfaktor δ und der Steigung α bestimmten Form der Antenne abhängig. Ein Sonderfall ergibt sich für einen Füllfaktor $\delta = \pi/2$. Hier ist die Antennenfläche gleich groß wie die durch eine Drehung um 90° entstehende komple-

mentäre Fläche. Die Struktur ist selbstkomplementär und nach Gl. 4.1 beträgt ihre Impedanz daher idealerweise

$$Z_{Ant,sk} = \frac{1}{2}Z_0 \approx 188,5\Omega \quad (4.25)$$

und damit die Hälfte der Freiraumimpedanz. In realen Strukturen gilt dieser Wert für einen Bereich um die untere Grenzfrequenz. Für höhere Frequenzen steigt die Impedanz durch parasitäre Kopplung zwischen den Armen an. Im Gegensatz zu den anderen behandelten Antennentypen ist bei der Spiralantenne durch die zentrale Positionierung des Detektorelements, der engen Wicklung der Spirale und dem für hohe Bandbreiten geringen Startradius die Anpassung der Antennenimpedanz an den Detektor nur noch in begrenztem Maße möglich. Der Einfluss des Substratmaterials gewinnt daher für den Entwurf an Bedeutung. In Abb. 4.17b ist der Realteil der Antennenimpedanz von optimierten selbstkomplementären Spiralantennen mit einer unteren Grenzfrequenz von 1 THz für verschiedene relative Permittivitäten ϵ_r des Substratmaterials dargestellt. Entsprechend den Erwartungen sinkt für höhere Werte sowohl der absolute Betrag der Impedanz als auch der Anstieg mit der Frequenz ab. Für Substratmaterialien mit hohem ϵ_r ist eine effiziente Kopplung an Detektoren mit hoher Impedanz nicht möglich, gleichzeitig erhöht sich jedoch die Impedanzbandbreite der Antenne.

Die Spiralantenne ist für Frequenzen größer als die untere Grenzfrequenz über einen weiten Bereich zirkular polarisiert. In der Nähe der oberen Grenzfrequenz verändert sie sich zu elliptischer Polarisation und wird schließlich für den innersten Teil linear. Ähnlich wie das Impedanzverhalten ist die Richtcharakteristik einer Spiralantenne durch die Winkelabhängigkeit in einem weiten Bereich frequenzunabhängig [90]. Durch die Drehung der Randkurve dreht sich mit der Frequenz auch die Ebene gleicher Richtcharakteristik um den selben Wert. Als Teil einer Hybridantenne zeigt die Spiralantenne eine sehr gute Richtwirkung mit einer symmetrischen Richtcharakteristik. Eine ausführliche Betrachtung für die in dieser Arbeit verwendeten Linsengröße und einer Spiralantenne für 0,07 THz bis 2 THz kann in [59] gefunden werden.

Wegen ihrer großen Bandbreite findet die logarithmische Spiralantenne im THz-Bereich breite Anwendung, z. B. als Antenne für THz-Detektoren mit direkter Detektion auf Basis von Schottkydioden [153], YBCO-Mikrobrücken [12, 154], NbN-HEB [47] und Heterodynempfängern [140]. In dieser Arbeit wird in Kap. 6 eine Spiralantenne zusammen mit einem NbN-HEB als Teil eines Spektrometers eingesetzt.

4.3 Zusammenfassung und Diskussion

Die planare Antenne nimmt als Speiseelement für den Entwurf eines empfindlichen Detektors im THz-Bereich eine wichtige Rolle ein, da von der Antenne sowohl in großem Maße die Gesamteffizienz als auch die spektrale Auflösung abhängt. In diesem Kapitel werden deshalb sowohl schmalbandige als auch breitbandige Antennen auf ihre Eignung hin untersucht und die durch Simulationen gewonnenen Erkenntnisse präsentiert.

Die Gruppe der resonanten Aperturantennen sind für den Antennenentwurf für supraleitende Detektoren gut geeignet, da sie nur eine Metallisierungslage benötigen. Eine wichtige Rolle spielt hier die Anpassung der Antenne an das Detektorelement um Reflexionen zu minimieren. Am Beispiel der resonanten Schlitzantenne konnte gezeigt werden, dass für einen großen Bereich von Impedanzen durch die Wahl der Schlitzresonanz im Zusammenspiel mit transformierenden planaren Wellenleiterstrukturen Anpassung erreicht werden kann. Die Einzelschlitzantenne besitzt jedoch kein rotationssymmetrisches Fernfeld mit gleicher Form in der E - und H -Ebene. Damit kann bei Verwendung von Einzelschlitzen als Speiseelemente einer dielektrischen Linse keine optimale Ankopplung an ein gaußförmiges Strahlprofil erreicht werden. Eine Optimierung der Fernfeldcharakteristik ist durch die Verwendung zweier resonanter Schlitze als Array mit definiertem Abstand möglich. Mit dieser Doppelschlitzantenne kann eine gute Strahleinkopplung erreicht werden.

Neben der Gruppe der schmalbandigen Antennen bieten auch breitbandige Antennen großes Potential als Speiseelement für supraleitende Detektoren für integrierte Linsenantennen. Am Beispiel der Spiralantenne als Vertreter der Wanderwellenantenne wurde gezeigt, dass eine gute Strahlkopplung über einen weiten Bereich möglich ist.

5 Integriertes Spektrometer mit vier Kanälen und schneller Antwortzeit basierend auf YBCO-Detektoren

Wie in Kap. 2.1 motiviert, bestimmen die Eigenschaften der an Beschleunigerquellen erzeugten Strahlung im THz-Bereich die Anforderungen an ein Detektorsystem zur Strahlendiagnostik. Beispielhaft seien dabei die an Synchrotron-Strahlungsquellen durch Wechselwirkungen zwischen den Elektronenbündeln im Speicherring auftretenden Schwankungen der abgestrahlten Leistung genannt. Für ein tieferes Verständnis der physikalischen Vorgänge bei der Strahlungserzeugung werden Systeme benötigt, deren Antwortzeit unterhalb der Wiederholrate liegt und die so eine Unterscheidung jedes einzelnen THz-Strahlungspulses möglich machen (Einzelschussmessung mit Bunch-by-Bunch-Auflösung).

In der Vergangenheit wurde hauptsächlich durch aufwändige Messaufbauten aus einzelnen Detektormodulen versucht, diesen Anforderungen gerecht zu werden. Die erreichbare Anzahl der Frequenzkanäle und die Systemempfindlichkeit ist dabei wegen der hohen Komplexität nach oben hin begrenzt. Als neue Herangehensweise wird in diesem Kapitel die Entwicklung eines vierkanaligen Spektrometers im Frequenzbereich von 0,14 THz bis 1,0 THz mit Detektoren aus dem Hochtemperatursupraleiter YBCO beschrieben. Die planaren Detektorschaltungen sind dabei auf einem gemeinsamen Substrat integriert und die Einkopplung der Strahlung erfolgt über eine gemeinsame dielektrische Linse. Dazu werden ausgehend von den in Kap. 4 behandelten Entwurfsmöglichkeiten planarer Antennen einzelne schmalbandige Doppelschlitzantennen und die zugehörigen Schaltungselemente entworfen und die Herausforderungen des Arrayentwurfs sowie der Aufbau des Detektorsystems behandelt. Es folgen Charakterisierungsmessungen des integrierten Spektrometers im DC- und HF-Bereich, sowie einer Betrachtung des Einflusses der Antenne auf das Detektorverhalten im Zero-Bias-Betrieb. Im letzten Unterkapitel werden die Ergebnisse von mit dem integrierten Spektrometer an zwei Beschleunigern (der Synchrotron-Strahlungsquelle des KIT und der Diamond Light Source) durchgeführten Messungen präsentiert und diskutiert. Ein Teil

der in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurden bereits in [SRK⁺16, SBB⁺16, SRK⁺17, RAC⁺17, SKS⁺19] veröffentlicht.

5.1 Systemkonzept

Das Systemkonzept und damit der Aufbau des Detektorsystems geht von den folgenden beiden Anforderungen aus:

- **Bunch-by-Bunch-Auflösung:** Die effektive Systembandbreite wird von der Wiederholrate der Beschleunigerquelle vorgegeben. Im zeitlichen Verlauf des Detektorsignals muss eine klare und überschneidungsfreie Unterscheidung der einzelnen Elektronenpakete der Beschleunigerquelle möglich sein. Bei modernen Synchrotron-Strahlungsquellen liegt die Wiederholrate im Bereich von mehreren Hundert Megahertz [20].
- **Spektrale Abtastung der Einzelpulse:** Als Weiterentwicklung bestehender Konzepte soll das zu entwickelnde Detektorsystem nicht nur im Zeitbereich eine aufgelöste Messung der zu analysierenden Strahlung erlauben, sondern als Spektrometer auch im Frequenzbereich. Dazu soll das Signal an vier diskreten Punkten im Frequenzbereich unterhalb von 1 THz abgetastet werden, ohne dass die Forderung nach Bunch-by-Bunch-Auflösung beeinträchtigt wird.

Um die erste Anforderung zu erfüllen, muss eine formgetreue Wiedergabe der Pulssignale sichergestellt sein. Dies wird zum einen durch die Wahl eines Detektormaterials mit kurzer Antwortzeit und zum anderen durch eine breitbandige Auslegung der Auslestrecke mit hoher Videobandbreite erreicht. Als Detektormaterial wurde der Hochtemperatursupraleiter YBCO ausgewählt. Aufgrund einer kurzen intrinsischen Antwortzeit im Pikosekundenbereich konnten mit diesem Material bereits in früheren Arbeiten [47, 155, 156] Detektoren mit der erforderlichen zeitlichen Auflösung realisiert werden. Gleichzeitig erlaubt die materialbedingt hohe Sprungtemperatur nahe 90 K [157] einen Betrieb der Detektoren in kosteneffizienten Kryostaten, z. B. mit Flüssigstickstoff als Kühlmittel. Die benötigte Videobandbreite soll im Detektorsystem durch die Verwendung von Komponenten mit einer oberen Grenzfrequenz von $f_c = 65$ GHz (1,85 mm-Standard [158]) erreicht werden.

Die Forderung nach spektraler Abtastung des THz-Signals kann durch ein integriertes vierkanaliges Detektorarray (On-chip-Spektrometer) erfüllt werden. Aufgrund der kleinen Abmessungen des Detektorelements wird die spektrale Empfindlichkeit hauptsächlich durch die für eine effiziente Strahlungskopplung nötige Antenne bestimmt. Entsprechend müssen zur

Erfüllung der Anforderungen schmalbandige Planarantennen entwickelt werden. Die Entwurfsfrequenzen der vier Detektoren im Array betragen 0,14 THz, 0,35 THz, 0,65 THz und 1,0 THz und richten sich nach dem Frequenzbereich, der für die Untersuchung von kohärenter Synchrotronstrahlung und der die Intensität beeinflussenden Wechselwirkungen von Interesse ist.

Für den Aufbau des Detektorsystems sind damit folgende Entwicklungs- und Optimierungsschritte zu durchlaufen:

- Der Detektorchip bestehend aus einer integrierten Schaltung mit in die Antennen eingebetteten Detektoren
- Das Detektormodul mit dielektrischer Linse, Detektorchip und HF- und DC-Anschlüssen
- Der Kryostat mit Detektormodul auf der Kaltplatte und Ausleseleitungen

In den folgenden Unterkapiteln soll dabei detailliert auf die Herausforderungen jeder dieser Schritte eingegangen werden.

5.2 Technologie zur Herstellung empfindlicher YBCO-Detektoren

Für die Herstellung der in diesem Kapitel untersuchten Detektoren konnte auf eine Herstellungstechnologie zurückgegriffen werden, die bereits in früheren Arbeiten [26, 68] am Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme entwickelt und optimiert wurde. Ausgangslage der Detektorherstellung ist ein mehrlagiges Dünnschichtsystem auf einem doppelseitig polierten monokristallinen Saphirsubstrat (R-Schnittebene, $t_{\text{sub}} = 330 \mu\text{m}$). Die Schichtfolge beginnt mit zwei Buffer- und Anpassungsschichten aus Cerdioxid (CeO_2 , $t_{\text{CeO}} = 9,5 \text{ nm}$) und Praseodym-Barium-Kupferoxid ($\text{PrBa}_2\text{C}_3\text{O}_{7-x}$, PBCO, $t_{\text{PBCO}} = 9,4 \text{ nm}$), die Unterschiede in der Gitterstruktur zwischen Substrat- und Detektormaterial ausgleichen. Es folgt die eigentliche Funktionsschicht des Detektors aus YBCO ($t_{\text{YBCO}} = 20 \text{ nm bis } 30 \text{ nm}$), der eine weitere Lage aus PBCO folgt. Diese dient als Passivierungsschicht und verhindert die Diffusion von Sauerstoff. Die oberste Schicht des Mehrlagensystems besteht aus Gold (Au , $t_{\text{Au}} = 200 \text{ nm}$) und dient als Funktionsschicht für normalleitende HF-Elemente der Detektorschaltung.

Bis auf einen Teil der Goldschicht werden alle Schichten mit Hilfe von Laserablation (engl. *pulsed laser deposition*, PLD) in-situ abgeschieden. Mit der PLD-Methode entstehen quali-

tativ hochwertige Dünnschichten mit sehr guter Oberflächengüte. Jedoch kann die für metallische Verdrahtungslage nötige Schichtdicke nur mit sehr hohem Energie- und Zeitaufwand erreicht werden. Aus diesem Grund wird die Goldlage in zwei Schritten hergestellt: Um einen geringen Kontaktwiderstand zwischen den Detektorschichten und der Goldschicht zu erreichen, wird als letzter Prozessschritt der PLD in-situ eine dünne Schicht mit einer Dicke von 20 nm abgeschieden. Auf diese wird mit DC-Magnetronspütern ex-situ eine dickere Schicht aufgebracht, bis die endgültige Schichtdicke von 200 nm erreicht ist.

Die Strukturierung der Schaltungselemente erfolgt in einem zweistufigen Prozess. In der ersten Stufe wird die Länge der Detektorbrücke l_{Det} festgelegt, indem an der Detektorposition die Goldschicht gezielt in einem schmalen Spalt entfernt und die darunter liegenden Schichten freigelegt werden. In der zweiten Stufe wird durch Entfernen der Dünnschichten bis auf das Substrat an den jeweiligen Stellen zum einen die Breite der Detektorbrücke w_{Det} und zum anderen die übrigen Schaltungselemente strukturiert. Dabei wird zuerst mithilfe von Elektronenstrahlithografie (ESL) ein Elektronenstrahl-empfindlicher Fotolack strukturiert. Anschließend wird durch Ionenstrahlätzen mit Argon-Plasma die Dünnschicht entfernt.

Abbildung 5.1 zeigt REM-Aufnahmen von in diesem Verfahren strukturierten Detektorbrücken in verschiedenen Ansichten. In der Draufsicht (Abb. 5.1a) ist sehr gut die Unterbrechung der Goldschicht an der Stelle des Detektorelements zu sehen. Es können mit sehr hoher Prozesskonstanz Detektorbrücken mit Breiten im Mikrometerbereich und Längen von einigen Hundert Nanometern hergestellt werden. Die Strukturierung der Schaltungselemente ist in der Seitenansicht (Abb. 5.1b) erkennbar. An der Stelle der Detektorbrücke ist nur die Goldschicht entfernt. An den Stellen, die als Leiterflächen der Verdrahtung verwendet werden, bleibt das gesamte Schichtsystem erhalten. An den sonstigen Stellen wird es bis auf das Substrat entfernt.

5.3 Entwurf der Planarantenne

Wie bereits in Kap. 2.4.3 beschrieben, ist das Signal der hier verwendeten YBCO-Detektoren abhängig vom Betriebsmodus des Detektorelements. Im THz-Bereich ist es entweder proportional zur Leistung (Bias-Betrieb) oder der Stärke des elektrischen Feldes (Zero-Bias) und zeigt keine Frequenzabhängigkeit. Die an das Detektorelement gekoppelte Antenne ist also nicht nur zur effizienten Einkopplung in das gegenüber der Wellenlänge kleine Element nötig, sondern bestimmt auch die spektrale Empfangscharakteristik. Die Forderung nach einer schmalbandigen Filterfunktion der einzelnen Kanäle kann damit durch die in Kap. 4.1

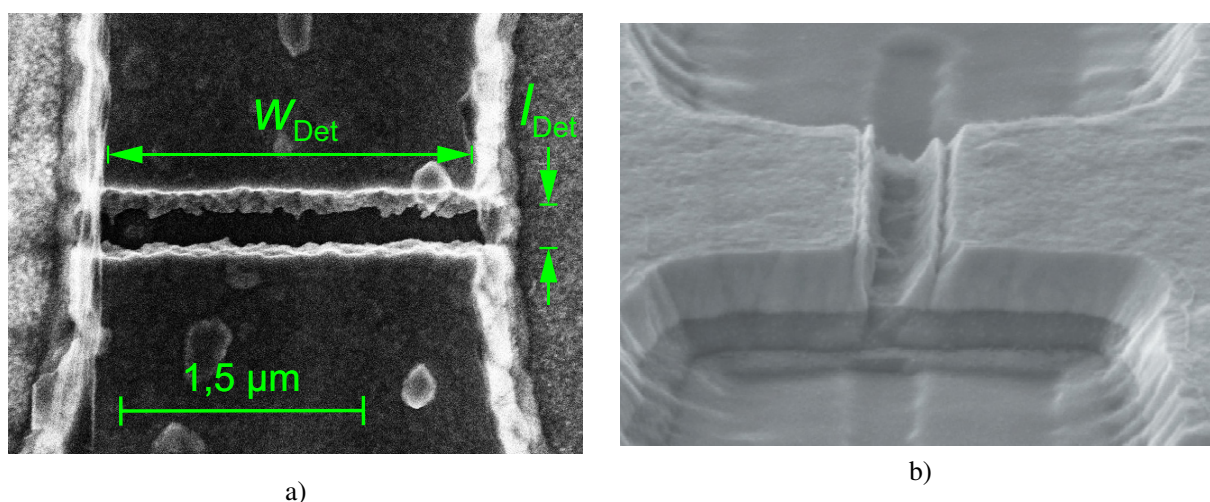


Abbildung 5.1: REM-Aufnahmen von YBCO-Brücken mit Abmessungen im Submikrometerbereich in Draufsicht (a) [26] und von der Seite (b) [SKS⁺19]. Durch Ionenstrahlätzen kann die Goldschicht gezielt geätzt und das darunterliegende Schichtsystem aus PBCO-YBCO-PBCO (dunkelgrau) freigelegt werden.

beschriebenen resonanten Antennen erfüllt werden. Dabei ist besonders die Doppelschlitzantenne wegen ihrer vielfältigen Entwurfsmöglichkeiten ein vielversprechender Kandidat.

Für eine hohe Koppeffizienz müssen die Impedanzen von Antenne und Detektor möglichst gut angepasst sein, damit Reflexionen durch Stoßstellen vermieden werden. Eine genaue Abschätzung der Detektorimpedanz ist schwierig. Da nicht nur die Empfindlichkeit des Detektors mit kleiner werdendem Volumen ansteigt (vgl. Gl. 2.10), sondern sich auch die Antwortzeit verringert (vgl. Kap. 2.4.1), sind Detektoren mit möglichst kleinen Abmessungen vorteilhaft. Die technologischen Grenzen des Herstellungsprozesses erlauben Abmessungen des Detektors von weniger als einem Mikrometer, was zusammen mit dem relativ hohen spezifischen Widerstand der verwendeten YBCO-Dünnschichten zu einem Gleichstromwiderstand der Detektorbrücken von mehreren Hundert Ohm führt [26]. Entsprechend muss im Entwurfsprozess eine vergleichsweise hohe Impedanz angenommen und eine passende Entwurfsform der Planarantenne gewählt werden.

Die Anforderungen werden durch die in Kap. 4.1.3 behandelte hochohmige Form der Doppelschlitzantenne mit außermittiger Anordnung des Detektorelements erfüllt. Bei diesem Entwurf weisen die Antennenschlitze selbst durch eine Länge von $\lambda_{\text{eff}}/2$ die größtmögliche Impedanz auf. Durch eine geeignete Wahl der Länge der Verbindungsleitungen zwischen Schlitz und Detektorelement bleibt diese erhalten und wird nicht transformiert. Dabei sind hauptsächlich drei Eigenschaften vorteilhaft: Zum einen kann die Mittenfrequenz der An-

tennen mit geringem Aufwand durch die Schlitzlänge festgelegt werden. Auch ist durch die Auslegung des Schlitzes als Halbwellenresonator die Antennenresonanz bei der Entwurfsfrequenz gleichzeitig die niedrigstmögliche und die am besten angepasste Resonanz (vgl. Abb. 4.3b). Die Antenne weist in einem großen Bereich ein Verhalten auf, bei dem sich bei Fehlanpassung zwischen Antenne und Detektor nur die Koppeffizienz und nicht das spektrale Filterverhalten ändert. Der dritte Punkt ergibt sich aus dem fehlenden Transformationsverhalten der Verbindungsleitungen. Da für Wellenleiter mit einer elektrischen Länge von $\lambda_{\text{eff}}/2$ oder eines Vielfachen (vgl. Gl. 4.9) die Impedanz am Ausgang der Leitung der Lastimpedanz am anderen Ende der Leitung entspricht, hat der Wellenwiderstand der Leitung nur einen Einfluss auf die Bandbreite der Antenne und nicht auf die Anpassung an den Detektor. Die Breite der Leitung kann so gewählt werden, dass sie im Hinblick auf die technologischen Anforderungen der Herstellung unkritisch ist.

Die optimierte Technologie der YBCO-Detektoren (vgl. Kap. 5.2) umfasst ein Mehrlagensystem aus Dünnschichten auf einem Substrat aus monokristallinem Saphir (R-Ebene, $\epsilon_{r, \text{iso}} = 10,06$). Für die Entwicklung der Planarantenne ist neben dem Substrat nur die Metallisierungslage aus Gold, welche die oberste Schicht des Mehrlagensystems bildet, von Bedeutung. Diese bildet die Funktionslagen für die Planarantenne. Alle anderen Dünnschichten können für den Antennenentwurf vernachlässigt werden. Zwar bilden sie die Funktionslagen für das Detektorelement, sie sind aber außerhalb der Detektorbrücke vollflächig von der Metallisierungslage bedeckt. Diese weist einen deutlich geringeren Oberflächenwiderstand [59] und eine um eine Größenordnung höhere Schichtdicke auf. Auch an der Stelle der eigentlichen Detektorbrücke kann der tatsächliche Schichtaufbau vernachlässigt werden, da die freiliegende Fläche sehr klein gegenüber der Wellenlänge ist. In den im Entwurfsprozess durchgeführten Simulationen wurde das Detektorelement als konzentriertes Bauteil mit einer realen Impedanz betrachtet.

Der Antennenentwurf ist schematisch in Abb. 5.2a gezeigt. Die koplanare Verbindungsleitung zwischen je einem Schlitz und dem Detektorelement weist zwei Biegungen auf, deren Radius ungefähr einem Viertel des Abstands zwischen den beiden Schlitz entspricht. Ein kurzes, gerades Stück der Länge l_{ext} erlaubt es, die elektrische Länge der Leitung auf $\lambda_{\text{eff}}/2$ anzupassen und so eine Transformation der Schlitzimpedanz zu verhindern. Durch den Einfluss des dielektrischen Substrats wird die Impedanz eines idealen, d. h. nur von Vakuum umgebenen, Schlitzes mit Halbwellenresonanz (vgl. Abb. 4.3b) gemäß Gl. 3.27 auf ca. 200Ω verringert. Die Anordnung des Detektorelements zwischen den Innenleitern der beiden Koplanarleitungen führt zu einer Serienschaltung der Einzelschlitze [141] und die Gesamtimpedanz des Antennenentwurfs liegt somit im Bereich von 400Ω .

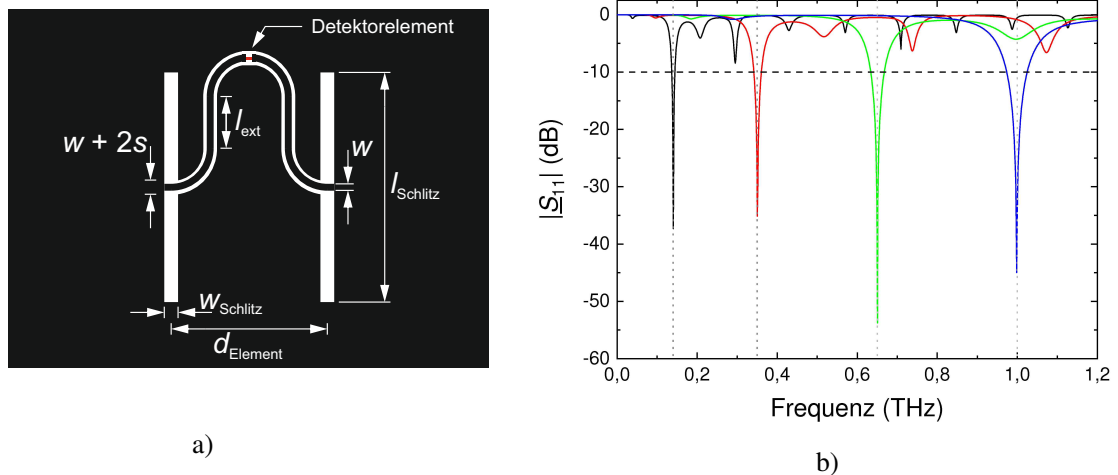


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der entwickelten Doppelschlitzantenne für Detektoren mit hoher Impedanz (a) und der Betrag des Eingangsreflexionsfaktors $|S_{11}|$ der vier Antennen (b). Da die Verbindungsleitung zwischen den beiden Schlitzen eine elektrische Länge von $\lambda/2$ aufweist, wird die Schlitzimpedanz nicht transformiert. Teilabbildung b) angepasst aus [SRK⁺17].

Zwar hat der Wellenwiderstand der Verbindungsleitungen keinen Einfluss auf die Antennenimpedanz, er verändert jedoch die Bandbreite der Antenne [87]. Durch die Wahl einer Leitungsgeometrie mit einem Wellenwiderstand, der kleiner ist als die Schlitzimpedanz, lässt sich die Antennenbandbreite verringern und damit die Frequenzselektivität des Kanals im Spektrometer erhöhen. Im hier betrachteten Entwurf wurde ein Wellenwiderstand von 50Ω gewählt, der im mittleren Bereich der auf Saphir als Substratmaterial technologisch umsetzbaren Werte liegt. Da der Anschlusspunkt zwischen Schlitz und Leitung auch für die Schlitzresonanz eine Stoßstelle darstellt, muss die Gesamtbreite der Leitung $w + 2s$ so gewählt werden, dass der Einfluss auf die Lage der Schlitzresonanz vernachlässigt werden kann. In den Simulationen haben sich dabei Gesamtbreiten von unter 10 % der Schlitzlänge als praktikabel erwiesen. Im Entwurf wurden die Koplanarleitungen entsprechend mit einer Gesamtbreite $w + 2s$ von $19,6 \mu\text{m}$ und einer Innenleiterbreite w von $10 \mu\text{m}$ für die Antennen mit einer Entwurfsfrequenz von $0,14 \text{ THz}$ und $0,35 \text{ THz}$, bzw. einer Breite $w + 2s$ von $10,8 \mu\text{m}$ und einem Innenleiter w von $5,6 \mu\text{m}$ für $0,65 \text{ THz}$ und $1,0 \text{ THz}$ ausgelegt.

Die Schlitzlänge und der Schlitzabstand sind entsprechend dem in Kapitel 4.1 genannten Vorgehen in Simulationen für alle vier Frequenzen optimiert worden. Die ermittelten Werte sind in Tab. 5.1 aufgelistet und der Betrag der simulierten Reflexionsparameter $|S_{11}|$ in Abb. 5.2b dargestellt. Wie erwartet zeigen die vier Antennen eine sehr gute Anpassung bei der jeweiligen Entwurfsfrequenz mit einer mittleren Bandbreite von 7 % [SRK⁺17]. Anzumerken ist hier, dass der in diesem Kapitel gezeigte Entwurf nicht alle Punkte des in Kap. 4.1.2 beschrie-

Tabelle 5.1: Optimierte Abmessungen der Doppelschlitzantennen des Arrays [SRK⁺17].

Kanalname	Mittenfrequenz (THz)	l_{Schlitz} (μm)	w_{Schlitz} (μm)	d_{Element} (μm)
A1	0,14	442	9	452
A2	0,35	177	7	187
A3	0,65	94	5	100
A4	1	61	2	67

bene Entwurfsverfahren vollständig erfüllt. So zeigt sich zwar die für eine Spektrometer ausschlaggebende Frequenzselektivität bei der Entwurfsfrequenz, die optimale Koppelleffizienz wird jedoch nicht erreicht, da die Richtcharakteristik im Bezug auf E - und H -Ebene leicht unsymmetrisch ist. Dies liegt in der Herausforderung begründet, im Entwurfsprozess durch den Zusammenhang zwischen Detektorposition, der Länge der Verbindungsleitungen und dem Abstand zwischen den Antennenschlitzen ein globales Optimum zu finden. Da der hier betrachtete Entwurf jedoch nur eine geringe Abweichung aufweist, ist nur eine geringe Verminderung der Gesamteffizienz zu erwarten. Der Vollständigkeit halber kann in Anhang A.1 ein nach allen Gesichtspunkten optimierter Entwurf der vier Antennen gefunden werden, der jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht messtechnisch verifiziert wurde.

Das Auslesen der einzelnen Detektorsignale erfolgt im System über eine eigene Hochfrequenzleitung pro Detektor. Die Leitung wird an einem der beiden Antennenschlitze angeschlossen und ersetzt dort den im idealisierten Antennenentwurf vorhandenen Kurzschluss an der dem Detektor abgewandten Schlitzseite. Da dies zu einer Parallelschaltung der Detektorimpedanz mit der durch die Ausleseleitung transformierten Impedanz der Ausleseelektronik führt, muss für eine Effizienzmaximierung die Antenne durch eine geeignet gewählte Filterschaltung von der Ausleseleitung entkoppelt werden. Eine effektive Entkopplung liegt vor, wenn die Ausleseleitung an der Entwurfsfrequenz der Antenne als Kurzschluss wirkt, also eine hohe Einfügedämpfung bei geringen Abstrahlverlusten aufweist. Gleichzeitig soll der für eine unverzerrte Übertragung des Signals nötige Frequenzbereich mit einer Grenzfrequenz unterhalb der Entwurfsfrequenz der Antenne möglichst wenig gedämpft werden. Die benötigte Filterschaltung weist damit Tiefpassverhalten auf.

Da für hohe Frequenzen die im Vergleich zur Wellenlängen großen physikalischen Abmessungen von diskreten Bauteilen dem Entwurf von konzentrierten Filtern enge Grenzen setzt, wurde in dieser Arbeit ein Filterentwurf mit verteilten Leitungselementen verwendet. Bei

dem gewählten Filterentwurf handelt es sich um ein Mikrowellenfilter, bei dem das gewünschte Verhalten durch verkoppelte resonante Leitungsstücke mit unterschiedlichem Wellenwiderstand (engl. *stepped-impedance filter*) erreicht wird. Der generelle Aufbau und die planare Realisierung in Koplanartechnik ist in Abb. 5.3a dargestellt. Das Filter besteht aus einer Abfolge von Leitungsstücken, deren Länge einem Viertel der Entwurfsfrequenz der zu entkoppelten Antenne entspricht. Diese sind auf der einen Seite mit der Antennenimpedanz abgeschlossen und auf der anderen Seite in die $50\ \Omega$ -Umgebung der Ausleseelektronik eingebettet.

Die Leitungsstücke innerhalb des Filters besitzen abwechselnd einen hohen und einen niedrigen Wellenwiderstand. Dabei wirken die Stücke mit hoher Impedanz vorwiegend als eine in Serie geschaltete Induktivität und die Stücke mit niedriger Impedanz wie eine Kapazität in Parallelschaltung [87]. Die Minimalform mit zwei Leitungsstücken stellt damit einen Prototyp eines LC-Tiefpasses dar. Durch eine Erhöhung der Anzahl der Filterstufen kann ein Filterverhalten höherer Ordnung umgesetzt werden. In Abb. 5.3b ist der betragsmäßige Verlauf des Vorwärts-Transmissionsfaktors $|\underline{S}_{21}|$ für verschiedene Anzahlen an Filterstufen gezeigt. Der Wellenwiderstand der Leitungsstücke betrug in den Simulationen $Z_1 = 75\ \Omega$ und $Z_2 = 35\ \Omega$. Für alle dargestellten Fälle gilt dabei, dass die Einfügedämpfung für die Entwurfsfrequenz maximal wird und für niedrigere Frequenzen abnimmt. Für Wellenlängen bis ca. $0,6 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ ist sie kleiner als $-3\ \text{dB}$ und für Frequenzen in der Nähe von $0\ \text{Hz}$ erreicht sie vernachlässigbar kleine Werte. Ebenso nimmt die Dämpfung für höhere Frequenzen ab. Im Gegensatz zu Filtern aus konzentrierten Bauelementen zeigt sich kein ideales Tiefpassverhalten mit einer stetigen Zunahme der Dämpfung im Sperrbereich. Durch die Periodizität der in den Leitungsstücken stattfindenden Transformation zeigt das Filter ebenso periodisches Verhalten und ähnelt damit in einem Bereich um die Entwurfsfrequenz dem Verhalten einer Bandsperre. Wie erwartet steigt mit der Anzahl der Filterstufen auch die Flankensteilheit und damit der Absolutwert der Dämpfung bei der Entwurfsfrequenz an. In den Simulationen beträgt dieser für zwei Stufen ca. $4\ \text{dB}$, für vier Stufen $13\ \text{dB}$ und ca. $21\ \text{dB}$ für sechs Stufen.

Die etablierten Entwurfs- und Optimierungsverfahren für Mikrowellenfilter erlauben eine weitgehende Anpassung des Filterverhaltens an die spezifische Anwendung durch die Optimierung der Länge und des Wellenwiderstands der einzelnen Leitungsstücke. Im hier betrachteten Fall beträgt das Verhältnis zwischen der oberen Grenzfrequenz des Durchlassbereiches von $67\ \text{GHz}$ und den Mittenfrequenzen der Antennen mindestens 1:2. Entsprechend wird im Entwurf keine besonders stringente Anforderung an die Flankensteilheit gestellt und der Grundentwurf nach Abb. 5.3a mit Leitungsstücken gleicher Länge und jeweils gleichem

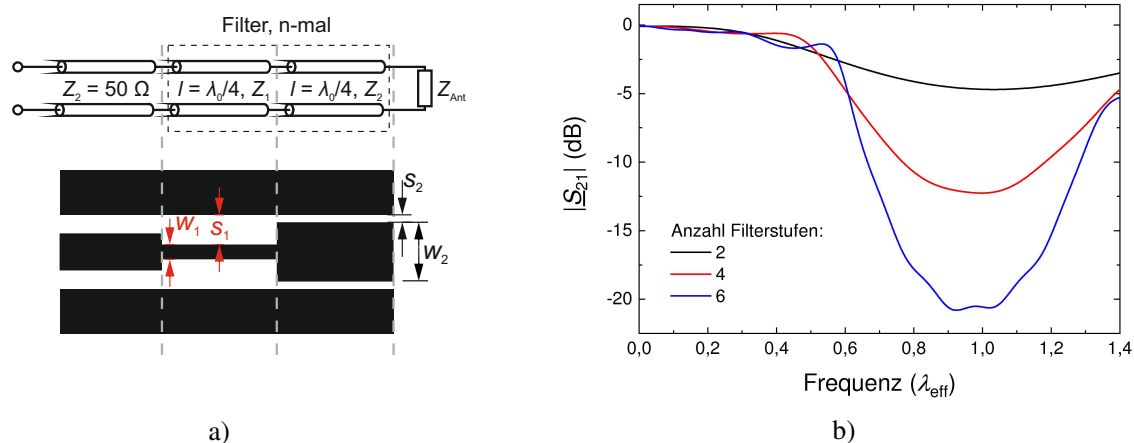


Abbildung 5.3: a) Schematische Darstellung des planaren Tiefpassfilters in koplanarer Leitungstechnik in der Ausleseleitung. b) Simulierter Betrag der Vorwärts-Transmission $|S_{21}|$ für unterschiedliche Anzahlen an Stufen des Filters. Bei gleichem Verhältnis der Impedanzen in den einzelnen Stufen steigt die Dämpfung an der Entwurfsfrequenz für mehrere hintereinander geschaltete Stufen an.

Wellenwiderstand für die Elemente mit hoher und niedriger Impedanz erfüllt alle Anforderungen an die Filterfunktion.

Daneben sind auch Randbedingungen des Herstellungsprozesses beim Entwurf zu berücksichtigen. Für eine optimale Filterfunktion ist ein möglichst großer Unterschied zwischen der Impedanz der Leitungstücke anzustreben. Dies bedeutet im Fall einer Koplanarleitung mit hohem Wellenwiderstand eine Minimierung der Innenleiterbreite und bei niedrigem Wellenwiderstand entsprechend eine möglichst kleine Spaltbreite. In beiden Fällen macht dies die Strukturen anfällig für Fehler in der zur Strukturierung verwendeten Maske, die im Herstellungsprozess, z. B. durch Fremdkörper oder Versatzfehler, zu einer Unterbrechung der Leitung oder einem Kurzschluss zwischen Massefläche und Innenleiter führen können. Als untere Grenze für Innenleiter- und Spaltbreite wurden deshalb Abmessungen im Bereich von $2,5 \mu\text{m}$ bis $5 \mu\text{m}$ gewählt. Dies ermöglicht die Herstellung der entworfenen Filter nicht nur mit der präzisen aber zeitaufwändigen Elektronenstrahlolithografie, sondern auch mit optischen Fotomasken. Zusammen mit einer Gesamtbreite der Leitungselemente $w + 2s$ von $35 \mu\text{m}$ kann unter Beachtung dieser Untergrenze mit Saphir als Substratmaterial bei einer Innenleiterbreite $w_1 = 5 \mu\text{m}$ ein Wellenwiderstand $Z_1 = 75 \Omega$ als hohe Impedanz und bei $w_2 = 30 \mu\text{m}$ eine niedrige Impedanz von $Z_2 = 38 \Omega$ erzielt werden. Eine weitere Randbedingung ergibt sich aus der für das Filter zur Verfügung stehenden Fläche auf dem Detektorchip. Sie begrenzt die Länge und damit die maximale Anzahl an Filterstufen. Nach Abschätzung der für Antenne und Ausleseleitungen benötigten Fläche konnte die Gesamtlänge der Filter

Tabelle 5.2: Verwendete Länge und Anzahl der einzelnen CPW-Abschnitte der entwickelten Tiefpassfilter

Mittenfrequenz (THz)	0,14	0,35	0,65	1,0
l_{Element} (μm)	222	89	45	31
Anzahl Elemente	2	6	6	6

auf $500 \mu\text{m}$ festgelegt werden. Die physikalische Länge der Filterelemente wurde in Simulationen auf eine elektrisch wirksame Länge von $\lambda_{\text{eff}}/4$ optimiert und ist in Tab. 5.2 aufgelistet. Bis auf den Tiefpassfilter für 0,14 THz können je sechs Filterelemente in der angesetzten Länge verwirklicht werden und es wird eine sehr gute Entkopplung von Antenne und Detektor erreicht. Bei 0,14 THz muss wegen der großen Wellenlänge ein Entwurf mit zwei Filterelementen gewählt werden. Da jedoch in diesem Frequenzbereich eine vergleichsweise hohe Ausgangsleistung der Beschleunigerquellen erwartet wird, ist auch die so erzielbare Dämpfung von mehr als 50 % für den Betrieb des Spektrometers ausreichend.

5.4 Entwurf eines integrierten Arrays

Der Schritt vom Entwurf der vier einzelnen Antennen hin zu der für das mehrkanalige Spektrometer nötigen Anordnung in einem Array erfordert eine gründliche Untersuchung der einzelnen Faktoren, welche die Funktion beeinflussen. Dabei muss besonders die Bedeutung zweier Gesichtspunkte hervorgehoben werden: Die parasitäre Kopplung zwischen einzelnen Kanälen und der Einfluss der Detektoranordnung auf die Koppeffizienz. Wegen der Forderung nach einer eindeutig definierten spektralen Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle ist der erste der beiden Punkte, auch Übersprechen (engl. *crossstalk*) genannt, für einen optimalen Entwurf ausschlaggebend. Die Detektoren, bestehend aus Antenne und Detektorelement, sowie die Ausleseleitungen müssen im Array so angeordnet werden, dass der Einfluss benachbarter Elemente auf das Detektorsignal minimiert wird.

Bereits in früheren Arbeiten [113, 159, SRK⁺16] wurde jedoch festgestellt, dass für ein Array aus mehreren Detektoren auf einer gemeinsamen dielektrischen Linse einer Verringerung des Übersprechens immer mit einer Verringerung der Koppeffizienz einhergeht. Eine einseitige Optimierung kann daher nicht vorgenommen werden und es muss eine Abwägung zwischen den beiden Punkten getroffen werden. Diese Herausforderung wird im folgenden

Unterkapitel näher beleuchtet und anhand der Ergebnisse eine mögliche Positionierung der Detektoren erarbeitet, die beiden Gesichtspunkten Rechnung trägt.

5.4.1 Minimierung des Übersprechens

Das Auftreten von Übersprechen innerhalb eines Mehrkanalsystems kann verschiedene Ursachen haben. In einem integrierten Array kann es durch die räumliche Nähe und das Fehlen von Abschirmungen zu einem Übersprechen zwischen zwei oder mehr Antennen kommen. Dabei kann intuitiv eine Abnahme des Übersprechens für einen zunehmenden Abstand zwischen den Elementen angenommen werden. Im hier betrachteten Fall wird der Abstand zwischen den einzelnen Detektoren als Obergrenze durch den Durchmesser der dielektrischen Linse und technologisch durch die maximal möglichen Abmessungen des Substratmaterials des Detektorchips begrenzt. Ist der Abstand zwischen den Elementen im Vergleich zur betrachteten Wellenlänge groß, dann dominiert die Fernfeldkopplung mit klassischem Ausbreitungsweg und quadratischer Abnahme der Leistung mit dem Abstand [86]. Hier wird von den Antennen nicht nur direkt der Leistungsanteil des zu analysierenden Nutzsignals absorbiert, sondern auch parasitäre Anteile, die von den anderen Antennen reflektiert werden.

Wenn der Abstand zwischen Elementen verringert wird, dann beginnt in der Nähe des Übergangs zwischen Fern- und Nahfeld der Einfluss der Fernfeldkopplung gegenüber direkter kapazitiver und induktiver Kopplung zurückzutreten. Für sehr kleine Abstände kommt es zu einer deutlichen Beeinflussung der spektralen Empfindlichkeit der einzelnen Antennen und die Frequenzselektivität der Kanäle des Spektrometers ist nicht mehr gegeben. Für eine Doppelschlitzantenne mit einer Armlänge entsprechend der Halbwellenresonanz liegt die Größe des Nahfelds (vgl. Kap. 3.1.2) jedoch nahe der physikalischen Abmessungen der Antenne. Dieser Fall stellt für praktikable Abstände also nur eine theoretische Begrenzung dar.

Da eine genaue Quantifizierung der Beiträge der einzelnen Wirkmechanismen und damit eine rechnerische Bestimmung des Übersprechens sehr komplex ist, wurde der Einfluss des Elementabstands mithilfe verschiedener Simulationen von Antennenpaaren bestimmt. Der aus diesen Simulationen gewonnene Vorwärts-Transmissionsfaktor $|\underline{S}_{xy}|$ kann als Maß für die parasitäre Kopplung betrachtet werden. Er entspricht betragsmäßig der Übersprechdämpfung. Diese stellt eine mehrdimensionale Funktion dar, die von dem Abstand zwischen den beiden betrachteten Antennen, der Frequenz und der Wahl der Empfangs und Sendeantenne abhängig ist. Die Beurteilung der Simulationsdaten lässt sich im Hinblick auf eine Minimierung des Übersprechens jedoch durch zwei Annahmen vereinfachen. Da es sich bei den meisten Antennen um passive Elemente handelt gilt $\underline{S}_{xy} = \underline{S}_{yx}$ (Bidirektionalität). Es spielt also kei-

ne Rolle welche der Antennen als Sende- und welche als Empfangsantenne betrachtet wird. Damit verringert sich die Anzahl der möglichen Kombinationen der vier Elemente im Array von zwölf auf sechs. Ebenso kann die Betrachtung der Übersprechdämpfung je Paar aus zwei Antennen auf eine einzelne Frequenz beschränkt werden. Dies liegt in der Funktionsweise der Doppelschlitzantenne als schmalbandige, resonante Antenne und der in diesem Entwurf gewählten Armlänge gemäß der Halbwellenresonanz zugrunde. Außerhalb der Resonanzen bei der Entwurfsfrequenz und den Harmonischen sinkt die in der Antenne absorbierte Leistung stark ab. Entsprechend ist der durch Übersprechen entstehende Anteil am Detektorsignal außerhalb dieser Resonanzen gering und kann nur einen spürbaren Anteil für die Frequenzen haben, bei denen sich die Resonanzbereiche beider Antennen überlappen. Da in der Antenne die absorbierte Leistung für Resonanzen mit höherer Frequenz absinkt (vgl. Abb. 5.2b), tritt parasitäre Kopplung hauptsächlich in der Nähe der Resonanz bei der Entwurfsfrequenz und der ersten Harmonischen auf. Als letzter Punkt ergibt sich aus der Länge der Antennenschlitze als Halbwellenresonatoren, dass die Antenne keine Resonanz unterhalb der Entwurfsfrequenz aufweist. Für das Übersprechen dominiert also der Frequenzbereich, bei dem sich der Bereich nahe der Grundresonanz der Antenne mit der höheren Entwurfsfrequenz mit dem Bereich der ersten Harmonischen der Antenne mit der niedrigeren Entwurfsfrequenz überschneidet.

Wertet man die aus den Simulationen gewonnenen Verläufe der Übersprechdämpfung an der Frequenz mit dem geringsten Wert aus, dann ergeben sich Kurvenverläufe der Dämpfung in Abhängigkeit vom Elementabstand. Die drei Antennenkombinationen mit dem höchsten Anteil von parasitärer Kopplung sind in Abb. 5.4 dargestellt. Für alle ist eine nichtlineare Abnahme des Übersprechens für größere Abstände im Array sichtbar. Ebenso weisen Antennen mit niedrigerer Entwurfsfrequenz bei gleichem absoluten Elementabstand ein höheres Übersprechen auf. Die geringste Übersprechdämpfung wird zwischen den Doppelschlitzantennen für 0,14 THz und 0,35 THz beobachtet. Eine niedrigere Kopplung zeigt die Kombination für 0,35 THz und 0,65 THz sowie 0,35 THz und 1,0 THz. Die Übersprechdämpfung zwischen den beiden Antennen mit den höchsten Entwurfsfrequenzen liegt schon für den kleinstmöglichen Abstand über 20 dB. Dies gilt auch für alle anderen nicht dargestellten Kombinationen. Die Ergebnisse der Simulationen entsprechen hier dem aus den Überlegungen erwarteten Verhalten und stützen das Bild von Resonanzen der Antennenschlitze als dominierende Ursache parasitärer Kopplung im Array.

Als Grenze für eine tolerierbare Kopplung wurde in Anlehnung an das -10 dB-Kriterium für die Anpassung der Antenne ein Wert von $|S_{21}|$ kleiner als -20 dB festgelegt. Die parasitär in die Antenne eingekoppelte Leistung liegt damit mindestens zwei Größenordnungen unter der

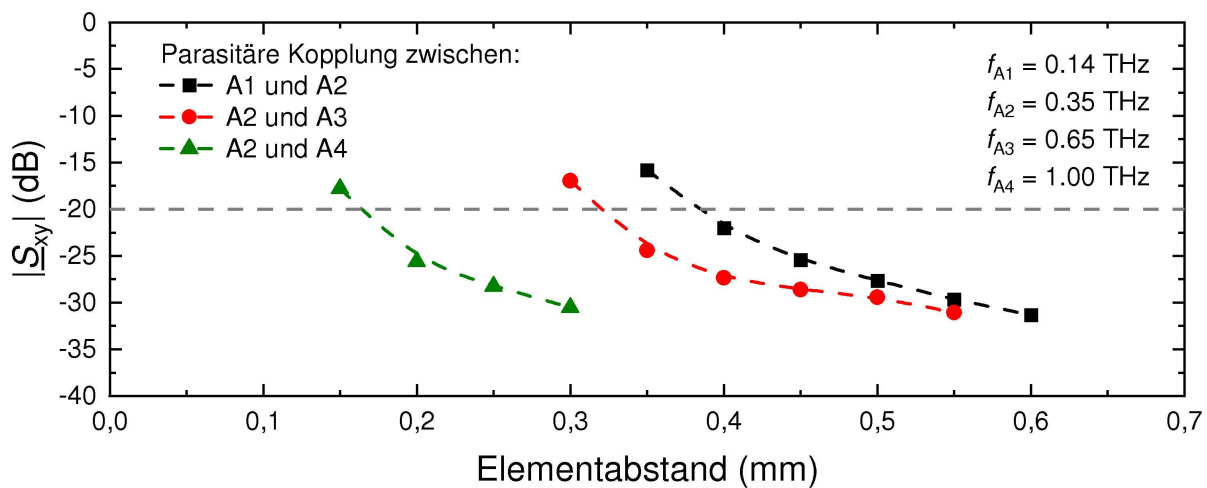


Abbildung 5.4: Simulation des Übersprechens. Vorwärts-Transmission $|S_{xy}|$ bei der Entwurfswellenlänge zwischen zwei Antennen des Arrays in Abhängigkeit des Elementabstands. Bei den Empfangsantennen für größere Wellenlängen wird für die gleiche Übersprechdämpfung ein höherer Elementabstand benötigt.

in der Antenne bei der Entwurfswellenlänge direkt empfangenen Leistung. Zusammen mit den aus den Simulationen gewonnenen Erkenntnissen erlaubt diese Grenze die Festsetzung eines Mindestabstands der einzelnen Antennen im Array. Dieser liegt in der Größenordnung des Doppelten oder Dreifachen der Abmessungen der einzelnen Antennen (vgl. Tab. 5.1).

5.4.2 Optimierung der Fernfeldkopplung

Die Erzielung einer möglichst hohen quasi-optischen Koppelleffizienz ist ein wichtiger Punkt im Entwurfsprozess eines Detektorsystems. Im Fall des hier betrachteten On-chip-Spektrometers erfordert die Integration mehrerer Detektoren auf einer gemeinsamen dielektrischen Linse eine Vorgehensweise, die von dem Vorgehen beim Entwurf einer klassischen hybriden Linsenantenne mit nur einer, zentral angeordneten, Planarantenne abweicht. Dies liegt darin begründet, dass bei einer einzelnen Antenne durch eine angepasste Wahl der Linsenform die Koppelleffizienz für Strahlung mit bekannten Gauß'schen Strahlparametern optimiert werden kann [120]. Bei mehreren Antennen auf einer gemeinsamen Linse ist dies jedoch aus zwei Gründen nicht möglich. Zum einen kann die Koppelleffizienz nur in einem begrenzten Frequenzbereich unter genauer Kenntnis der Strahlparameter optimiert werden. Bei vier Detektoren mit unterschiedlicher Entwurfswellenlänge und meist unbekannter Form der zu analysierenden Strahlung ist dies nicht möglich. Zum anderen bedingt die Anordnung in einem Array die Positionierung der einzelnen Antennen außerhalb des Zentrums der Linse. Durch die Fokussierung der einfallenden Strahlung führt dies zu einer Veränderung der Richtcha-

rakteristik. Die Richtung der Hauptkeule ist gegenüber der Mittelachse der Linse gekippt und damit sinkt die Koppelleffizienz (vgl. Kap. 2.5.2). Dieser Effekt muss besonders im Zusammenhang mit dem im vorherigen Abschnitt untersuchten Zusammenhang zwischen dem Abstand der Elemente im Array und der Übersprechdämpfung betrachtet und abgewogen werden. Ein höherer Elementabstand führt auf der einen Seite zwar zu einem niedrigeren Übersprechen, aber auf der anderen Seite auch zu einer höheren Verkippung und damit zu einer geringeren Koppelleffizienz.

Die für die Berechnung der Koppelleffizienz zweier verkippeter Gauß-Strahlen nach dem Neigungswinkel wichtigsten Parameter sind nach Gl. 2.36 die Größe der beiden Strahltaillen. Während dies für die Quelle von deren quasi-optischen Aufbau abhängig ist, kann die Breite der Strahltaille für den Empfänger im Entwurfsprozess zu einem gewissen Grad beeinflusst werden, da sie direkt mit der Richtcharakteristik der hybriden Linsenantenne verknüpft ist.

Generell gelten die in Kap. 4.1.2 getroffenen Aussagen über die Richtcharakteristik der Doppelschlitzantenne auf einer dielektrischen Linse auch für Anordnungen mehrerer Antennen in einem Array. Durch die Linse wird eine Erhöhung der Richtschärfe der Doppelschlitzantenne erreicht und die Richtcharakteristik weist eine im Vergleich zur reinen Planarantenne (vgl. Abb. 4.8) deutlich engere Hauptkeule mit gedämpften Nebenkeulen auf. Zwar ist eine Beeinflussung der Richtcharakteristik durch nahe der Antenne befindliche Strukturen möglich, der minimale Abstand, der für ein unverändertes Verhalten wie bei einer idealen Einzelantenne nötig ist, liegt aber in der Größenordnung der Ausdehnung des reaktiven Nahfelds. Da dessen Grenze in der Größenordnung der Antennenabmessungen liegt, ist in einem Array durch benachbarte Antennen nur eine geringe Beeinflussung zu erwarten, die kleiner ist als der Beitrag, der durch die an die Antennen angeschlossenen Ausleseleitungen hervorgerufen wird [141].

Die Untersuchung der Richtcharakteristik der in Kap. 5.3 optimierten Antennen auf der dielektrischen Linse wurde zur Bestimmung der Strahltaille auf zwei unterschiedliche Weisen durchgeführt. Für alle vier Antennen wurde einzeln die Richtcharakteristik der Kombination aus Planarantenne und Linse simuliert und bei der jeweiligen Entwurfsfrequenz ausgewertet. Dies erlaubt eine ausführliche Untersuchung des Einflusses der verschiedenen Entwurfsparameter auf das Fernfeldverhalten, jedoch sorgen die im Vergleich zu den untersuchten Wellenlängen großen Abmessungen der dielektrischen Linse für eine sehr lange Simulationsdauer. Um diese zu verkürzen wurden deshalb nur die beiden Antennenschlitze modelliert und die Verbindungsleitungen zwischen Antennenschlitzen und Detektorposition vernachlässigt. Der für die Simulation nötige Rechenaufwand kann so durch die Ausnutzung von Symmetriebe-

nen für Planarantennen mit einem Versatz aus der Mitte in einer Dimension auf die Hälfte, bzw. für Antennen in der Mitte der Linse um 75 % reduziert werden.

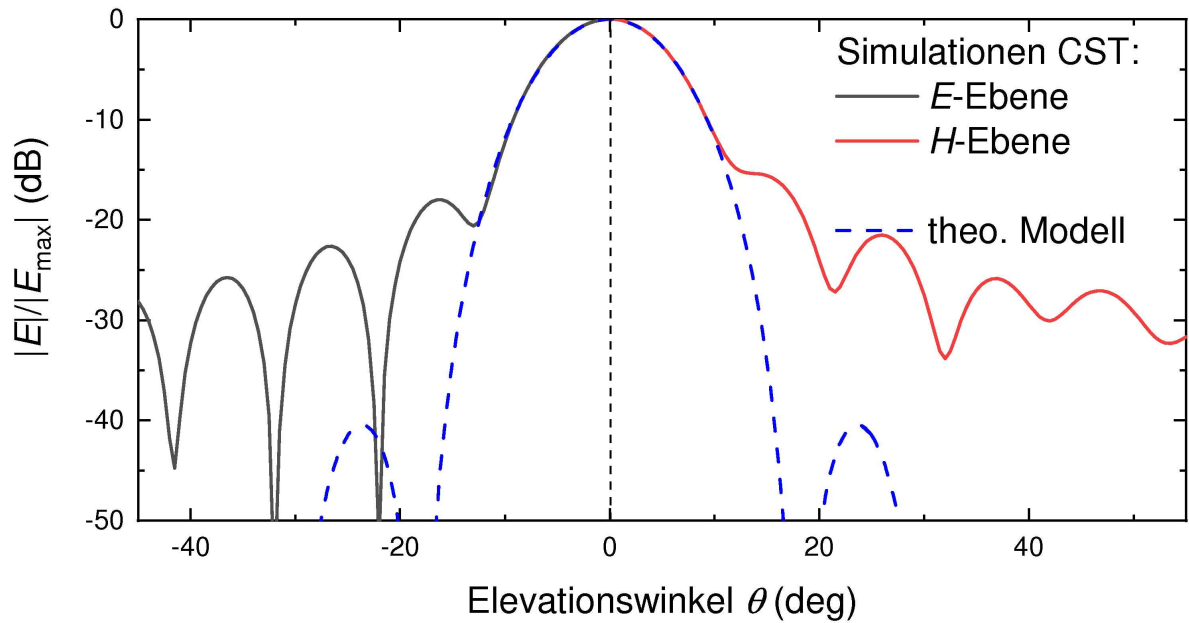
Zusätzlich wurden die Ergebnisse der Simulation mit einem einfachen theoretischen Modell verglichen. Nach [140] kann die Richtcharakteristik der Kombination aus Planarantenne und Linse durch das aus der Optik bekannte Beugungsmuster einer ebenen Wellenfront an einer kreisförmigen Blendenöffnung (Fraunhofer-Beugung) angenähert werden. Die Intensitätsverteilung des entstehenden Musters weist dabei ein um die Mittelachse rotationssymmetrisches Hauptmaximum und in konzentrischen Ringen angeordnete Nebenmaxima (sog. *Airy-Scheibchen*) auf und ist in Kugelkoordinaten rein vom Elevationswinkel θ abhängig. Die Verteilung ergibt sich mit dem effektiven Durchmesser der kreisförmigen Blende d und dem ersten Glied der Besselfunktion J_1 zu

$$I(\theta) = (2 \cdot J_1(v)/v)^2 \text{ mit } v = (\pi d \cdot \tan \theta)/\lambda. \quad (5.1)$$

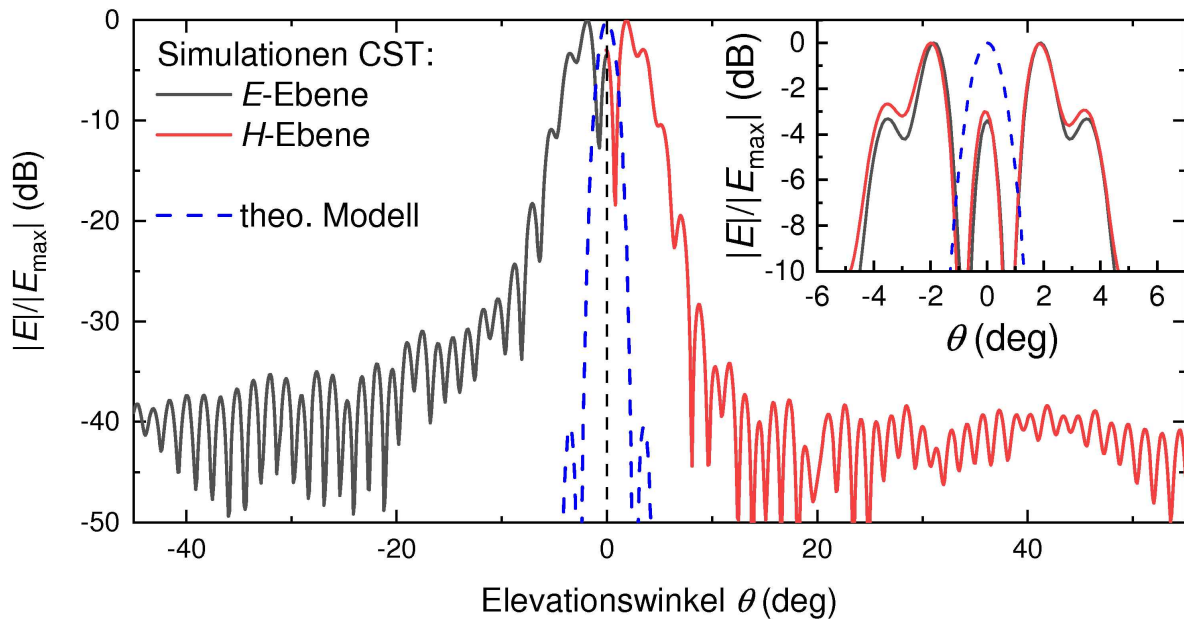
Bei dem so modellierten Fernfeldverhalten handelt es sich um ein einfaches Modell, das die reale Richtcharakteristik nur näherungsweise wiedergeben kann. Ein in [140] für eine Kombination aus Doppelschlitzantenne und dielektrischer Linse vorgenommener Vergleich der mit dem Modell berechneten und der real gemessenen Form der Hauptkeule ergab dabei jedoch eine sehr gute Übereinstimmung. Da für die in dieser Arbeit untersuchten Planarantenne wegen der starken Dämpfung der Nebenkeulen (vgl. Kap. 4.1.2) erwartet wird, dass für die Koppeffizienz der Antenne an einen Gauß-Strahl die Hauptkeule ausschlaggebend ist, macht dies das Modell zu einem vielversprechenden Werkzeug.

In Gl. 5.1 wird weder die tatsächliche Form der Linse noch die Art der Planarantenne berücksichtigt. Genauso entspricht der effektive Blendendurchmesser d nicht dem physikalischen Durchmesser der Linse. In dieser Arbeit wurde er iterativ durch einen Vergleich der mit CST simulierten Richtcharakteristik und des berechneten Verlaufs für eine Antenne mit einer Entwurfsfrequenz von 0,1 THz gewonnen. Für die verwendete hyperhemisphärische Linse mit einem Durchmesser d_{Linse} von 12 mm entspricht dies einem eff. Durchmesser d von 8 mm. Dieser Wert wird in allen folgenden Berechnungen in dieser Arbeit verwendet.

In Abb. 5.5a und Abb. 5.5b ist stellvertretend für das gesamte Array die Ergebnisse der Simulation und der Berechnung nach Gl. 5.1 für die Doppelschlitzantenne mit der niedrigsten und der höchsten Entwurfsfrequenz (0,14 THz bzw. 1,0 THz) bei einer Positionierung der Antenne in der Linsenmitte gezeigt. Da die aus den Simulationen gewonnenen Verläufe für jede Schnittebene spiegelsymmetrisch um $\theta = 0^\circ$ sind, ist für die E - und H -Ebene jeweils nur eine Hälfte dargestellt. Die Simulation der Richtcharakteristik der Antenne für 0,14 THz



a) Doppelschlitzantenne für 0,14 THz



b) Doppelschlitzantenne für 1 THz

Abbildung 5.5: Simulierte Richtcharakteristik zweier Doppelschlitzantennen für eine Entwurfslinienfrequenz von 0,14 THz (a) und 1,0 THz (b) auf der Siliziumlinien. Dargestellt ist jeweils die Hälfte der spiegelsymmetrischen E - (schwarz) und H -Ebene (rot) und der durch das Beugungsmodell bestimmte theoretische Verlauf der Intensitätsverteilung (- - -). Der Einschub zeigt den Bereich um die Hauptstrahlrichtung in einer vergrößerten Ansicht. In der Simulation zeigt die Hauptkeule für 0,14 THz eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Modell und für 1,0 THz einen deutlich breiteren Verlauf mit zusätzlichen Strukturen.

in Abb. 5.5a zeigt dabei eine annähernd symmetrische Hauptkeule, deren Form mit der im Modell berechneten übereinstimmt. In Bezug auf Position und Amplitude der Nebenkeulen unterscheiden sich Modell und Simulation deutlich. Die Anzahl der Nebenkeulen ist in der Simulation deutlich höher, wobei die ersten Nebenkeulen in beiden Schnittebenen schon für kleinere Elevationswinkel auftreten. Auch ist die Dämpfung der Nebenkeulen im Vergleich zur Hauptkeule in der Simulation deutlich geringer. Der Unterschied in der Ausprägung der Nebenkeulen zwischen Theorie und Simulation entspricht dabei auch dem in [140] beobachteten Verhalten. Das Modell nach Gl. 5.1 eignet sich entsprechend nicht zur Berechnung der Nebenkeulen.

Im Gegensatz zur Antenne für 0,14 THz zeigt die Richtcharakteristik der Antenne für 1,0 THz eine deutlich stärkere Abweichung zwischen dem aus Simulationen und aus dem theoretischen Modell gewonnenen Verlauf. Für höhere Frequenzen steigt das Verhältnis der Wellenlänge zum Durchmesser und der Erweiterungslänge der Linse an. Im Fall einer hyperhemisphärischen Linse wird die einfallende Strahlung so stärker fokussiert und die Breite der Hauptkeule nimmt ab. Die Form der nach dem theoretischen Modell berechnete Hauptkeule entspricht dabei dem erwarteten Verhalten. In der Simulation zeigt sich jedoch eine deutlich breitere Hauptkeule mit einer großen Anzahl schmaler, stark gedämpfter Nebenkeulen. Zusätzlich entspricht die Form der Hauptkeule nicht dem erwarteten Verlauf mit einer stetig abnehmenden Amplitude des elektrischen Felds für größere Winkel von der Mittelachse aus. Die Hauptkeule ist aufgefächert in ein lokales Maximum auf der Mittelachse der Linse ($\theta = 0^\circ$) und Nebenmaxima, die die größte Richtwirkung für Elevationswinkel von ca. $\pm 2^\circ$ aufweisen. Die Position der Nebenmaxima in der Hauptkeule stimmt dabei mit der Position der ersten Nebenkeulen im theoretischen Modell überein. Ebenso ergibt ein Vergleich der Halbwertsbreite des lokalen Maximums in der Hauptkeule aus den Simulationsdaten eine sehr gute Übereinstimmung mit der entsprechenden Breite aus dem theoretischen Modell.

Das hier auftretende Verhalten einer aufgefächerten Hauptkeule deckt sich mit Beobachtungen, die in [59] bei der Untersuchung der Richtcharakteristik von breitbandigen Planarantennen auf der gleichen Linsengeometrie in einem vergleichbaren Frequenzbereich gemacht wurden. Die dort in einem Raytracing-Verfahren numerisch aus Nahfelddaten der E - und H -Felder berechnete Richtcharakteristik zeigt für Frequenzen größer als 0,65 THz das Auftreten von Oszillationen, welche die Gauß'sche Grundform der Hauptkeule überlagern. Gleichzeitig wurde dort eine über den gesamten untersuchten Frequenzbereich konstante -10 dB-Strahlbreite der Hauptkeule beobachtet. Dieses frequenzunabhängige Verhalten der Kombination aus Planarantenne und Linse kann nicht mit dem theo. Modell nach Gl. 5.1 erklärt werden und steht im Gegensatz zu der in Abb. 5.5b beobachteten guten Übereinstimmung

der Halbwertsbreite in einem engen Bereich um Mittelachse der Linse. Für eine nähere Untersuchung wurde deshalb im gesamten Frequenzbereich von 0,1 THz bis 1,0 THz für eine Reihe der hier entwickelten Doppelschlitzantennen sowohl die Halbwertsbreite als auch die -10 dB-Strahlbreite simuliert.

In Abb. 5.6a und Abb. 5.6b sind die Ergebnisse dieser Simulationen dargestellt. Die Werte der Halbwertsbreite entsprechen hier dem Winkel, bei dem die normierte Stärke des E -Felds auf der Mittelachse der Linse um 3 dB abgesunken ist, auch wenn bei $\theta = 0^\circ$ wie in Abb. 5.5b kein globales Maximum der Richtcharakteristik vorliegt. Der Vergleich der in den Simulationen bestimmten Halbwertsbreiten mit dem von der Theorie vorhergesagten Verlauf in Abb. 5.6a zeigt eine sehr gute Übereinstimmung über den gesamten Frequenzbereich. Dies gilt nicht in gleichem Maß für die -10 dB-Strahlbreite. Die simulierten Werte folgen hier bis zu einer Frequenz von ca. 0,35 THz dem aus der Theorie berechneten Verlauf. Für höhere Frequenzen sinken sie jedoch nicht weiter ab, sondern nähern sich einem konstanten Wert an. Dieser beträgt im hier untersuchten Fall ca. $9,8^\circ$. Die Ergebnisse unterstreichen den Einfluss der tatsächlichen Form der Linse auf die Richtwirkung der hybriden Linsenantenne und die Grenzen des Modells nach Gl. 5.1. Die durch das Modell berechneten Halbwertsbreiten der Hauptkeule stimmen zwar für alle untersuchten Fälle überein, eine für höhere Frequenzen in den Simulationen beobachtete Überlagerung mit starken Nebenkeulen, die zu einer effektiven Verbreiterung führt, kann jedoch nicht durch das Modell erklärt werden. Die Abmessung der Linse und die Wellenlänge der Planarantenne legen entsprechend eine obere Grenzfrequenz fest, bis zu der das Verhalten der Antenne als Gauß-Strahl rein durch die Hauptkeule beschrieben wird. Mit der Zunahme der Breite weicht die Richtcharakteristik der hybriden Linsenantenne immer weiter von einer idealen Gauß-Form ab und der Einfluss der Nebenkeulen auf die Koppeleffizienz steigt an. Je nach Aufbau des quasi-optischen Pfads zwischen Quelle und Antenne kann damit die Koppeleffizienz vermindert sein. Diese kann nicht für alle Fälle zufriedenstellend abgeschätzt und nur bei genauer Kenntnis der tatsächlichen Feldverteilungen berechnet werden. Die in dieser Arbeit vorgenommenen Abschätzungen der Koppeleffizienz stellen also einen Maximalwert dar, der jedoch für den Vergleich der einzelnen Detektorelemente im Array gültig ist und deshalb hier im Entwurfsprozess verwendet wird.

In den vorangegangenen Abschnitten wurden der Einfluss der Linse auf das Richtverhalten der Planarantenne nur für eine Positionierung im Zentrum der Linse betrachtet. Dies führt zu einer Richtcharakteristik, in der die Hauptkeule entlang der Mittelachse der Linse orientiert ist. Werden die Detektoren, wie für das Array nötig, außerhalb des Zentrums der Linse angeordnet, so bleibt zwar der generelle Verlauf der resultierenden Richtcharakteristik gleich,

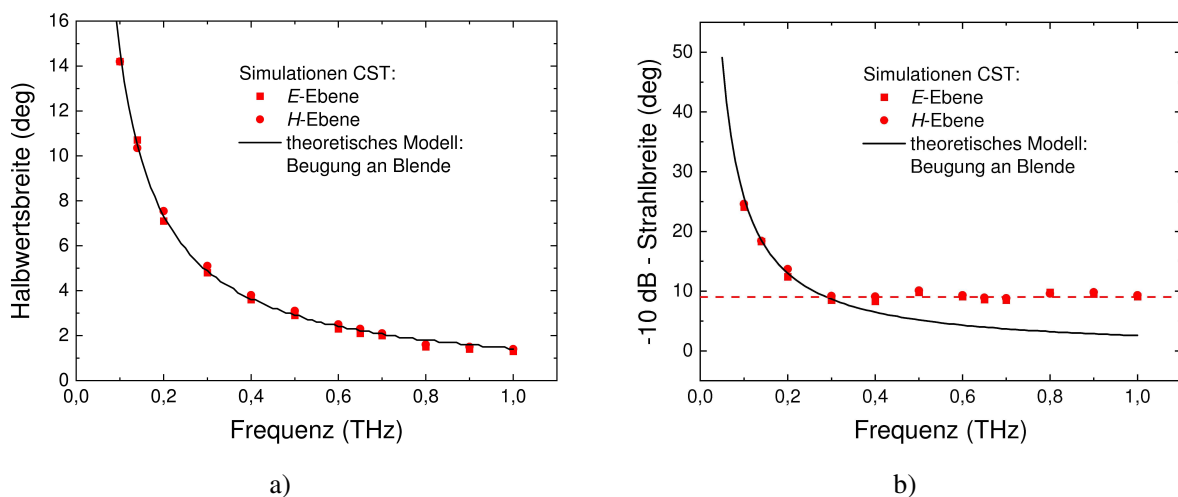


Abbildung 5.6: Simulierter Verlauf der Strahlbreite des optimierten Antennenentwurfs auf der Si-Linse für verschiedene Frequenzen und Schnittebenen der Richtcharakteristik sowie der durch das theoretische Modell vorhergesagte Verlauf (—). Der Verlauf der Halbwertsbreite (a) stimmt sehr gut überein. Die -10 dB -Strahlbreite (b) konvergiert für höhere Frequenzen zu einem konstanten Wert.

die Hauptkeule ist jedoch gegenüber der Mittelachse geneigt. Der Winkel γ zwischen Mittelachse und Richtung der Hauptkeule ist von mehreren Parametern abhängig. In einer Untersuchung für verschiedene Linsen aus Silizium und Quarzglas [160] wurde dabei festgestellt, dass der Winkel bei gleicher Geometrie mit einer höheren rel. Permittivität des Materials der dielektrischen Linse ansteigt und nur vom absoluten Wert des Versatzes abhängig ist. Für hyperhemisphärische Linsen wurde für im Vergleich zur Wellenlänge kleine Abstände vom Zentrum dabei eine annähernd lineare Abhängigkeit des Winkels vom Abstand gefunden.

Eine auch für größere Abstände gültige geschlossene Form für den Winkel wurde von H. Frid [161] gefunden. Er konnte zeigen, dass sowohl für Patchantennen als auch Wellenleiterübergänge als Speiseelemente einer hyperhemisphärischen Linse eine trigonometrische Abhängigkeit des Winkels vom Abstand des Speiseelements aus dem Zentrum d_{shift} und der Erweiterungslänge l_{ext} besteht. Dabei gilt:

$$\tan \gamma_{\text{tilt}} = \frac{d_{\text{shift}}}{l_{\text{ext}}}. \quad (5.2)$$

Auffallend ist hier, dass der sich durch den Versatz ergebende Winkel unabhängig von der betrachteten Frequenz ist. Damit unterscheidet sich dieser beim Entwurf des Arrays zu berücksichtigende Punkt von den beiden anderen, die hier bereits betrachtet wurden: Sowohl

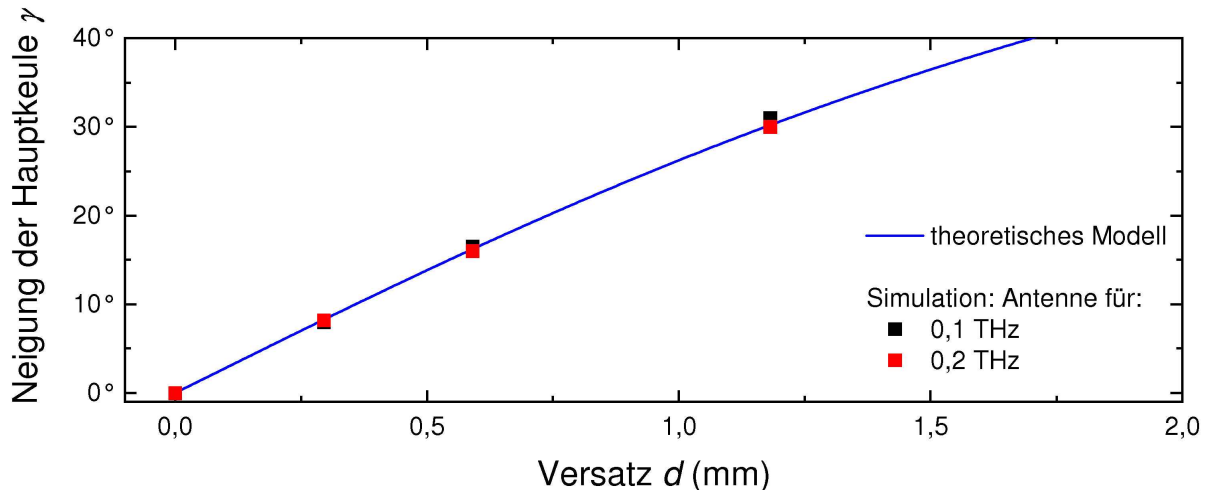


Abbildung 5.7: Einfluss des Abstands der Doppelschlitzantenne vom Zentrum der Si-Linse auf die Neigung der Hauptkeule. Gezeigt sind Daten aus Simulationen (□) und der Verlauf nach Gl. 5.2.

das Übersprechen als auch die durch die Linse fokussierte Richtcharakteristik der Planarantenne sind frequenzabhängig.

Zur Überprüfung der Gültigkeit von Gl. 5.2 für die in dieser Arbeit entwickelten Doppelschlitzantenne wurden für verschiedene Werte von d die Richtcharakteristik der Antenne auf der Linse simuliert und im Hinblick auf die Ausrichtung der Hauptkeule ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.7 zusammen mit dem theoretisch erwarteten Verlauf aufgetragen. Im Gegensatz zu der Berechnung der Richtcharakteristik für zentral auf der Linse angeordnete Planarantennen kann hier der Simulationsaufwand durch den Versatz nicht über die Nutzung von Symmetrieebenen verringert werden. Aus diesem Grund wurden Simulationen für zwei Entwürfe der Antenne durchgeführt, die mit Entwurfswerten von 0,1 THz und 0,2 THz am unteren Ende des untersuchten Bereichs liegen. Die vergleichsweise große Wellenlänge senkt die Anzahl der für die Simulation nötigen Gitterzellen und damit die nötige Simulationsdauer.

Die Simulationsergebnisse zeigen für beide Antennen bei gleichem Versatz eine vergleichbare Neigung mit nur geringen Schwankungen. Diese folgen keinem systematische Verlauf und werden wahrscheinlich durch Abweichungen in der Diskretisierung des dreidimensionalen Modells hervorgerufen. Ebenso ergibt ein Vergleich mit dem theoretischen Verlauf eine sehr gute Übereinstimmung mit der erwarteten Frequenzunabhängigkeit. Das Ergebnis der Simulationen betont den dominanten Einfluss der Linsenform gegenüber der Planarantenne auf die Hauptkeule der Richtcharakteristik. Der Winkel kann nicht durch einen gezielten Entwurf der Planarantenne beeinflusst werden, sondern hängt nur vom Abstand zur Mittelachse der Linse ab.

5.4.3 Optimierter Arrayentwurf

Unter Berücksichtigung der in den beiden vorherigen Unterkapiteln vorgenommenen Untersuchungen und den daraus gezogenen Schlüssen kann eine optimierte Anordnung der vier Antennen in einem Array erarbeitet werden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass für ein Array auf einer gemeinsamen Linse keine getrennte Optimierung der einzelnen Detektorelemente möglich ist. Eine optimale Strahlungseinkopplung kann nur bei einer Platzierung der Planantenne im Zentrum der Linse erreicht werden, was in der hier untersuchten Anordnung nicht möglich ist. Da besonders in der Bildgebung eine Effizienzoptimierung für jedes einzelne Detektorelement eines Arrays aus einer größeren Anzahl gleichartiger Pixel eine hohe Bedeutung hat, existieren in der Literatur verschiedene Ansätze diese Herausforderung durch komplexe optische Elemente zu lösen. So können hybride Linsenantennen entworfen werden, bei denen als Fokuselement z. B. durch Laserablation hergestellte Arrays aus Mikrolinsen [162] oder mit additiven Herstellungsverfahren gefertigte Freiformlinsen [163, 164] verwendet werden. Diese Ansätze liegen jedoch wegen der hohen Komplexität in Entwurf und Fertigung außerhalb des in dieser Arbeit untersuchten Rahmens.

Bei einem Spektrometer spielt, im Gegensatz zu einem bildgebenden Array, das räumliche Auflösungsvermögen jedoch eine untergeordnete Rolle gegenüber der Frequenzauflösung. Dies ermöglicht auch mit nur einer gemeinsamen Linse einen zufriedenstellenden Entwurf. Dabei müssen verschiedene Gesichtspunkte gegeneinander abgewogen werden. Eine einseitige Minimierung des Abstands zwischen den Elementen und dem Zentrum der Linse maximiert zwar die Koppelleffizienz, führt aber gleichzeitig durch ein höheres Übersprechen zwischen den einzelnen Elementen zu einer Verfälschung der spektralen Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle. Entsprechend lassen sich für den Entwurf des Arrays folgende beiden Kriterien definieren:

- Zwischen allen Detektorelementen soll die Übersprechdämpfung mehr als 20 dB betragen.
- Da für die zu analysierende Strahlung der Beschleunigerquelle eine Abnahme der Leistung hin zu hohen Frequenzen zu erwarten ist, haben bei der Optimierung der Koppelleffizienz die Detektorelemente mit höheren Entwurfsfrequenzen Vorrang.

Eine Gesamtansicht des nach diesen Gesichtspunkten optimierten Arrays ist in Abb. 5.8a gezeigt. Die Abmessung des Detektorchips beträgt $3 \times 3 \text{ mm}^2$, was einen Kompromiss zwischen der für den Schaltungsentwurf zur Verfügung stehenden Fläche und der Ausbeute in einem Herstellungsdurchlauf darstellt (vgl. Kap. 5.2). Der Entwurf ist so ausgelegt, dass das

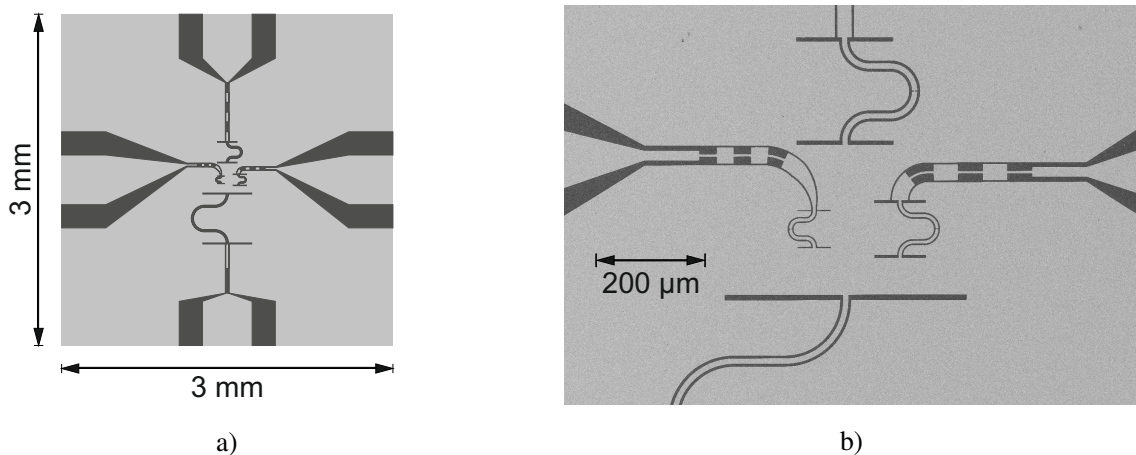


Abbildung 5.8: a) Gesamtansicht des optimierten Arrays bestehend aus den Antennen mit Tiefpassfiltern, koplanaren Ausleseleitungen und Bondflächen. b) REM-Aufnahme der Antennen im Array. Die 0,14 THz-Antenne ist am unteren Bildrand angeschnitten dargestellt.

Zentrum des quadratischen Chips mit der Mittelachse der Linse übereinstimmt. Entsprechend sind die Antennen und Detektorbrücken mit ungleichmäßigem Abstand um das Zentrum herum platziert (Abb. 5.8b), wobei der Abstand für die 1,0 THz-Antenne am kleinsten ist. Die Antennenschlitze sind parallel angeordnet, um eine für alle Entwurfsfrequenzen des Spektrometers konstante Ausrichtung der annähernd linearen Polarisationsellipse zu erreichen. Die Ausleseleitungen mit den in Kap. 5.3 beschriebenen Tiefpassfiltern führen von den Antennen jeweils zu einer Kante des Detektorchips. Wegen der Ausrichtung der Antennen verfügen die Ausleseleitungen der Kanäle für 0,65 THz und 1,0 THz jeweils über eine Biegung von 90° . Diese schließt sich dabei direkt an die Antenne als Teil des Tiefpassfilters an. Im Kanal für 1,0 THz ist sie wegen dem geringen Unterschied zwischen der Schlitzbreite der Antenne und der Leiterbreite der Ausleseleitung als Übergang mit variabler Breite (engl. *Taper*) ausgeführt. Für alle Kanäle besitzt die Leitung nach den Filtern einen Wellenwiderstand von 50Ω . Da eine Kontaktierung des Detektorchips im Probenhalter über Bonddrähte erfolgen soll, wird die Leitungsbreite $s + w$ von anfangs $35 \mu\text{m}$ bis zu den Rändern auf einer Länge von ca. $400 \mu\text{m}$ auf eine Breite von $870 \mu\text{m}$ aufgeweitet und so die nötige Kontaktfläche geschaffen.

Die genauen Werte der in Simulationen optimierten Positionen sind in Tab. 5.3 für die vier Antennen aufgelistet. Die Richtung und das Vorzeichen des Versatzes entsprechen dem in Abb. 5.8a gezeigten Koordinatensystem. Jede Antenne ist nur in einer Richtung aus dem Zentrum der Linse versetzt und befindet sich in der zweiten Richtung auf der jeweiligen Ursprungsachse. Mit der effektiven Erweiterungslänge l_{ext} der Linse von $2,03 \text{ mm}$ und den Abständen kann mit Gl. 5.2 die Neigung der Hauptkeule bei der Kanalfrequenz berechnet

Tabelle 5.3: Optimierte Detektorposition: Versatz aus der Mitte, resultierende Verkippung der Hauptkeule und Koppelfaktoren.

Kanal	Entwurfshfrequenz (THz)	Versatz x-Richtung (μm)	Versatz y-Richtung (μm)	Neigung Hauptkeule	Koppelfaktor Neigung
A1	0,14	0	-350	$-9,5^\circ$	57 %
A2	0,35	0	250	$6,8^\circ$	16 %
A3	0,65	167	0	$4,5^\circ$	6,2 %
A4	1,0	-100	0	$-2,7^\circ$	9,8 %

werden. Für den gegebenen Entwurf liegen die Werte betragsmäßig im Bereich von $9,5^\circ$ für 0,14 THz und $2,7^\circ$ für 1,0 THz, wobei die Richtung der Neigung der Richtung des Versatzes entgegengesetzt ist. In der Tabelle werden ebenfalls die sich aus der Neigung ergebende Koppelleffizienz nach Gl. 2.36 genannt. Die Werte ergeben sich dabei unter der Annahme, dass sich das Detektorsystem im quasi-optischen Fokus des Strahlengangs der von der Beschleunigerquelle emittierten Strahlung befindet, also die Position der Strahltaillen übereinstimmen. Für die Strahltaille der Quelle wurde dabei ein nach Fokussierung typischer Wert von 2,0 mm angenommen. Die Strahltaillen der einzelnen Antennen wurden über ihre jeweilige Halbwertsbreite abgeschätzt. Die höchste Koppelleffizienz wird mit 57 % für die Antenne für 0,14 THz erreicht. Mit ansteigender Entwurfshfrequenz nimmt sie deutlich ab.

Die geringste Koppelleffizienz wird jedoch nicht bei der höchsten Frequenz, sondern bei der Antenne für 0,65 THz erreicht. Dies liegt darin begründet, dass die Entwurfshfrequenz dieser Antenne sehr nahe an dem Wert der ersten Harmonischen der nächstniedrigeren Antenne liegt. Für das Erreichen einer ausreichenden Übersprechdämpfung ist deshalb ein entsprechend größerer Abstand zwischen den beiden Antennen nötig, der sich auch in einer im Vergleich zu den anderen Antennen stärker geneigten Hauptkeule äußert. Im Gegensatz dazu ist für die Antenne für 1,0 THz der relative Abstand zu den Grundfrequenzen und den höheren Harmonischen hoch. Dies äußert sich in einem geringeren Übersprechen und erlaubt so einen geringeren Abstand zum Zentrum der Linse und damit eine vergleichsweise hohe Koppelleffizienz von 9,8 %.

5.5 Entwurf des Auslesepfads

Die für das Spektrometer als Diagnoseinstrument geforderte Fähigkeit, Unterschiede im zeitlichen Verlauf der emittierten Strahlung einzelner Bunches auflösen zu können, stellt zusammen mit der Wiederholrate moderner Beschleunigerquellen im Mega- und Gigahertzbereich hohe Anforderungen an die Systembandbreite. Auf Detektorebene sorgt die kurze, materialbedingte Antwortzeit der YBCO-Detektoren in der Größenordnung von Pikosekunden für eine pulsgetreue Wiedergabe der detektierten THz-Strahlung. Um eine Verfälschung des Signals zu verhindern, müssen auch die im Auslesepfad des Systems befindlichen Komponenten eine möglichst große Bandbreite aufweisen. Die effektive Systembandbreite f_{eff} einer Kette aus Übertragungsgliedern mit Gauß'scher Tiefpasscharakteristik¹ ist nach [68, 165] abhängig von der Grenzfrequenz f_n der Einzelglieder und kann mit der Formel

$$f_{\text{eff}} = \left[\sum_n f_n^{-2} \right]^{-1/2} \quad (5.3)$$

berechnet werden. Entsprechend muss im Entwurfsprozess auf eine möglichst große Bandbreite der einzelnen Übertragungsglieder geachtet werden. Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die in diesem Zusammenhang durchgeführten Untersuchungen.

5.5.1 Detektormodul: Entwurf der Adapterplatine

Für die Integration des Arrays zusammen mit der dielektrischen Linse in ein Detektormodul ist die Entwicklung eines passenden Gehäuses nötig. Dieses fungiert als Probenhalter und erlaubt die Montage des Detektormoduls an die Kaltplatte des Kryostaten. In Abb. 5.9a sind verschiedene Varianten solcher Gehäuse gezeigt, die sich in der Anzahl der Ausleseleitungen unterscheiden. Die Varianten mit einer und zwei Ausgangsleitungen entstammen früheren Projekten. Bei der Variante mit vier koaxialen Steckverbindern handelt es sich um das im Rahmen dieser Arbeit für das integrierte Spektrometer entwickelte Detektormodul.

Das Gehäuse muss grundsätzlich zwei Aufgaben erfüllen. Zum einen koppelt es die supraleitenden Detektoren an das Kältebad des Kryostaten an und spielt damit eine wichtige Rolle

¹ Das Verhalten eines Großteils der Schaltungselemente des Detektorsystems kann näherungsweise durch einen solchen Tiefpass modelliert werden. Eine Ausnahme stellt das letzte Glied der Wandlerkette dar. Besonders moderne Oszilloskope besitzen Eingangsfiler, die eine deutlich höhere Flankensteilheit im Sperrbereich und einen gleichmäßigeren Verlauf im Durchlassbereich (engl. *brick-wall-response filter*) aufweisen [165]. Ist dies der Fall und die Grenzfrequenz des Wandlergeräts höher als die der übrigen Übertragungskette, dann kann der Wandler bei der Betrachtung der Systembandbreite vernachlässigt werden.

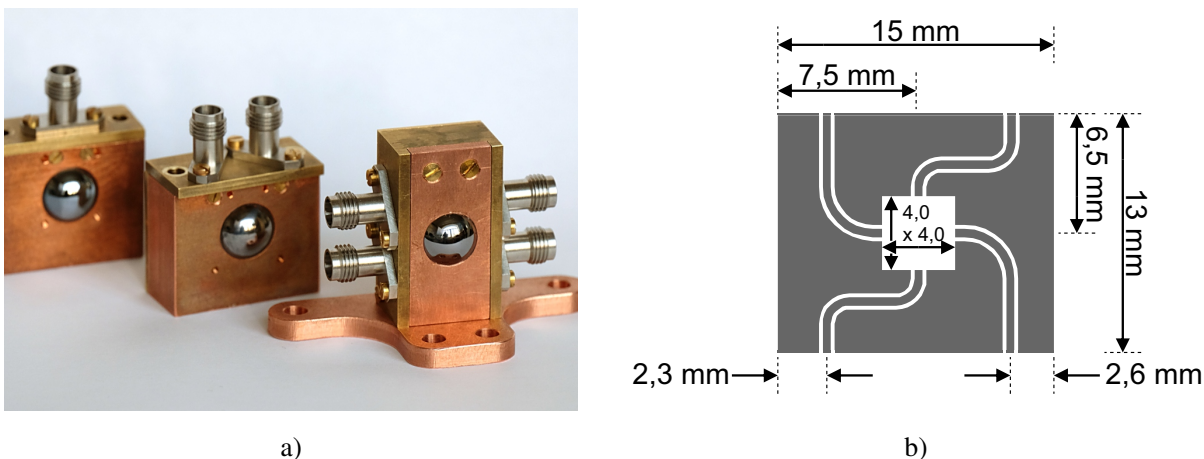


Abbildung 5.9: a) Übersicht verschiedener Detektorblöcke mit unterschiedlicher Anzahl an Ausleseeleitungen. Vorne rechts ist der für das on-chip Spektrometer verwendete Block mit vier Leitungen gezeigt. b) Entwurf der Adapterplatine mit vier Ausleseeleitungen. Die Metallisierung ist in grau dargestellt.

bei der Einstellung der Arbeitstemperatur. Um eine gute Wärmeleitung zu erreichen, sind die direkt mit der Kaltplatte verbundenen Teile des Gehäuses aus Kupfer, die übrigen Teile aus vergoldetem Messing gefertigt. Zusätzlich erlaubt ein am Probenhalter montierte Temperatursensor und ein Heizwiderstand die Verwendung eines Temperaturreglers. Dies ermöglicht einen Betrieb der YBCO-Detektoren bei Temperaturen zwischen der Badtemperatur (Flüssigstickstoff, $T_{LN} = 77\text{ K}$) und der Sprungtemperatur nahe 90 K [74, 156]. Zum anderen bilden die HF-Steckverbinder des Probenhalters den Übergangspunkt zwischen den Ausleseeleitungen mit planarer Leitungsgeometrie auf dem Detektorchip und der koaxialer Leitungsführung im Kryostat bzw. in der Ausleseelektronik. Ein Teil des Gehäuses ist eine fest montierte Adapterplatine, die den Raum zwischen dem Detektorchip und den Steckverbindern überbrückt. Die Kontaktierung zwischen Detektorchip und Adapterplatine erfolgt über Bonddrähte aus Indium, der Anschluss der koaxialen Steckverbinder auf der Platine über eine feste Lötverbindung. Als Material für die Platine wurde einseitig kupferkaschiertes Rogers TMM®10i mit einer Dicke von $635\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Mit dieser Materialdicke wird gleichzeitig eine ausreichende mechanische Stabilität der Platine und ein geringer, durch die Bonddrähte zu überbrückender, Höhenunterschied zwischen der Platine und dem Detektorchip ($t_{\text{Sub}} = 300\text{ }\mu\text{m}$) erreicht. Ebenso vorteilhaft ist, dass nicht nur die materialbedingten Hochfrequenzverluste (vgl. Tab. 3.1) sehr klein sind, sondern es auch eine relative Permittivität aufweist, die mit einem Wert von $\epsilon_r = 9,8$ nur weniger als 3 % von der des Saphirsubstrats des Detektorchips abweicht. Entsprechend ergibt sich für eine Koplanarleitung mit identischen Abmessungen bei beiden Materialien der gleiche Wellenwiderstand. Dies ver-

hindert das Auftreten von abrupten Stufen in der Breite der planaren Ausleseleitungen und damit das Auftreten zusätzlicher Stoßstellen.

Zusätzlich verfügt das Material im Gegensatz zu anderen gebräuchlichen, kunststoffbasierten Hochfrequenzdielektrika über einen geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Dadurch wird die Gefahr von beim Abkühlen und Aufwärmen des Kryostaten auftretenden Spannungen, die zu mechanischen Beschädigungen an der fest mit der Gehäusewand verbundenen Platine führen können, effektiv gemindert.

Der Entwurf der Leitungsführung wird mit dem Ziel einer möglichst großen Bandbreite bei gleichzeitig geringer Einfügedämpfung durchgeführt. Dabei müssen verschiedene Randbedingungen betrachtet werden. Am Übergang zum Detektorchip wird die Leitungsführung durch die Lage der Kontaktierungsflächen der Bonddrähte festgelegt. Hier ist an jeder der vier Kanten je eine der Kontaktflächen platziert. Auf der anderen Seite sind die als Signalausgänge fungierenden Steckverbinder aus Platzgründen paarweise an zwei Seiten des Gehäuses angeordnet. Dies macht zwangsweise eine Leitungsführung mit mindestens einer Biegung pro Kanal nötig und schränkt die Möglichkeiten ein. Der nach diesen Gesichtspunkten optimierte Entwurf der Adapterplatine ist in Abb. 5.9b gezeigt. Im mittleren Bereich der Platine ist der Ausschnitt für den Detektorchip angebracht. Dessen Abmessungen sind leicht größer gewählt, um die für eine händische Platzierung des Detektorchips auf der Linse nötige Toleranz zu erreichen.

Der simulierte Verlauf der Einfügedämpfung ist in Abb. 5.10 für alle vier Leitungen aufgetragen. Bis zu einer Frequenz von ca. 30 GHz steigt die Dämpfung annähernd linear mit der Frequenz an, wobei zwischen den einzelnen Leitungen kein Unterschied im Verlauf ersichtlich ist. Oberhalb dieser Frequenz nimmt der Anstieg der Dämpfung zu und es zeigen sich deutliche Unterschiede im Verlauf, wobei jeweils die Leitungen mit gleicher Anzahl an Biegungen ein ähnliches Verhalten zeigen. Im Fall einer Biegung bildet sich im Bereich von 50 GHz bis 60 GHz ein Maximum aus, bei dem die Dämpfung auf 20 dB bis 25 dB ansteigt. Das schmalbandige Verhalten weist dabei auf eine Resonanz als Ursache des Anstiegs hin. Dieses Verhalten zeigt sich im gleichen Frequenzbereich nicht bei den Leitungen mit zwei Biegungen im Verlauf. Nach einem anfänglich stärkeren Anstieg der Dämpfung zwischen 30 GHz und 40 GHz bleibt die Dämpfung zwischen 40 GHz und 65 GHz annähernd konstant um einen Wert von 10 dB. Erst bei ca. 70 GHz zeigt auch diese Leitungsführung ein Anstieg der Dämpfung durch parasitäre Resonanzen.

Die -3 dB-Grenzfrequenz aller vier Leitungen beträgt ca. 29 GHz. In früheren Arbeiten [59] wurde für gerade Leitungen ähnlicher Geometrie eine Grenzfrequenz von 32 GHz festge-

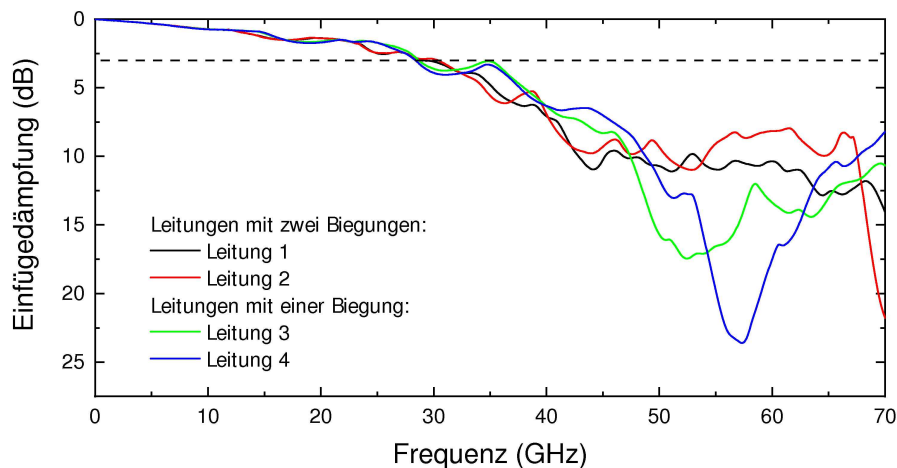


Abbildung 5.10: Simulation der Einfügedämpfung der vier Leitungen der Adapterplatine. Die 3 dB-Bandbreite beträgt ca. 29 GHz.

stellt. Der gefundene Entwurf liegt damit, trotz der durch die höheren Anzahl an Leitungen auf der Platine hervorgerufenen Aufteilung der Massefläche und den gebogenen Leitungen, nahe am optimal erreichbaren Wert.

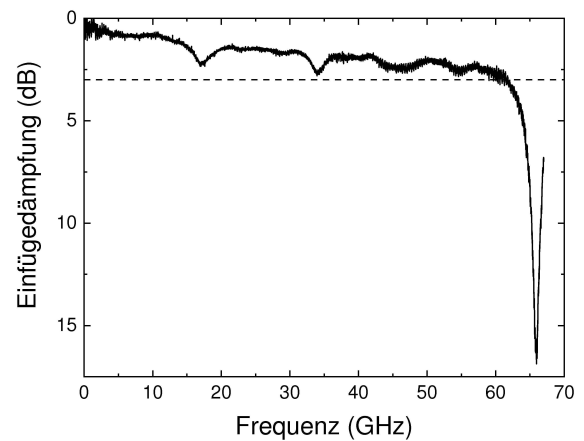
5.5.2 Ausleseelektronik

In Abb. 5.11a ist der im Rahmen dieser Arbeit für das Detektorsystem entwickelte Aufbau aus Kryostat mit Detektormodul und den zugehörigen Teilen des Auslesepfads gezeigt. Bei dem Kryostaten des Detektorsystems handelt es sich um einen Badkryostat für Flüssigstickstoff. Dieser besteht aus einem Vakuumgefäß, in dem der Tank mit einer Kapazität von ca. 900 ml LN_2 angebracht ist. Die Einkopplung der THz-Strahlung erfolgt über ein optisches Fenster aus High-Density-Polyethylen (PE-HD). Dieses lässt Strahlung im THz-Bereich passieren und absorbiert Frequenzen im Bereich des sichtbaren Lichts und des Infrarots. Innerhalb des Vakuumgefäßes sorgt ein im optischen Pfad angebrachter Filter aus mikroporösem Teflon (St. Gobain Zitex G) für eine zusätzliche Abschirmung von Spektralanteilen außerhalb des Frequenzbereichs von Interesse. Die Standzeit des Systems beträgt mehrere Stunden und erlaubt damit eine Messung über den gesamten Zeitraum typischer Experimente an Beschleunigerquellen.

Die Kontaktierung des Detektormoduls innerhalb des Vakuumgefäßes erfolgt mit halbstarren (engl. *semi-rigid*) Koaxialkabel vom Typ Anritsu V085. Dieses besitzt einen Außendurchmesser von 2,18 mm sowie einen Innendurchmesser von 0,51 mm und erlaubt einen modenfreien Betrieb bis 67 GHz [166]. Im Gegensatz zu anderen für kryogene Anwendungen gebräuchli-



a)



b)

Abbildung 5.11: a) Der Badkryostat des Detektorsystems mit vier getrennten Ausleseleitungen und Bias-Tees.
 b) Messung der Einfügedämpfung einer der koaxialen Ausleseleitungen im Kryostat. Die 3 dB-Bandbreite beträgt ca. 62 GHz.

chen Kabeln ist bei diesem Typ sowohl der Innenleiter als auch der Außenleiter aus Kupfer ausgeführt. Zwar wirkt sich die hohe Wärmeleitfähigkeit von Kupfer bei kryogenen Anwendungen durch eine höhere Wärmelast nachteilig auf die Standzeit des Kryostaten aus, gleichzeitig verringert die Materialwahl durch die hohe Leitfähigkeit die auftretenden Hochfrequenzverluste. Bei der Herstellung wurde auf eine annähernd gleiche Länge der vier Leitungen Rücksicht genommen. Dies sorgt nicht nur für eine vergleichbare Einfügedämpfung, sondern minimiert auch Abweichungen der Phasenlage und Laufzeitunterschiede zwischen den vier Kanälen. Die Konfektionierung der Leitungen erfolgte mit Steckverbinder, die dem 1,85 mm-Standard entsprechen und so eine obere Grenzfrequenz von mindestens 67 GHz aufweisen. In Abb. 5.11b ist die Messung der Einfügedämpfung eines dieser Kabel gezeigt. Wie erwartet steigt die Dämpfung mit der Frequenz an. Bei einer Frequenz von 66 GHz kommt es durch das Auftreten der ersten parasitären Schwingungsmode zu einem starken Anstieg der Dämpfung. Die -3 dB-Grenzfrequenz liegt bei 64 GHz und damit nahe am optimalen Wert der Einzelkomponenten.

Die Detektorsignale werden an der Kopfplatte des Kryostaten durch hermetisch dichte Gehäusedurchführungen (Hersteller Kawashima Manufacturing Co., Ltd) aus der Vakuumumgebung des Kryostaten herausgeführt. Diese sind als koaxiale Kupplungen mit 1,85 mm-Steckverbinder aufgebaut, deren Grenzfrequenz 67 GHz beträgt. Nach den Durchführungen folgt je Kanal ein Bias-Tee vom Typ SHF BT65 mit einer oberen -3 dB-Grenzfrequenz von 65 GHz. Diese teilen den Auslesepfad in einen zur Ausleseelektronik führenden HF-Pfad und



a)



b)

Abbildung 5.12: Übersicht der in den Messungen des Detektorsystems verwendeten Elektronik. a) Rauscharme Stromquelle mit Batteriebetrieb zur Speisung der Detektoren. b) Real-time Oszilloskop mit hoher Auslesebandbreite von 16 GHz bis 32 GHz.

einen DC-Pfad zur Speisung der Detektoren. Die DC-Versorgung der Detektoren erfolgte bei den in diesem Kapitel durchgeführten Untersuchungen mit einem Bias-Strom aus einer am IMS entwickelten batteriebetriebenen Quelle (Abb. 5.12a). Durch die Nutzung rauscharmer Bauteile in einer PI-Regelschleife können hier die zum Betrieb nötigen Konstantströme im Bereich von mehreren Hundert Mikroampere bis zu wenigen Milliampere mit einer sehr geringen Restwelligkeit erzeugt werden. Dies erlaubt einen stabilen Arbeitspunkt auch in den Bereichen der Detektorkennlinie mit hohem differentiellen Widerstand. Durch Batteriebetrieb wird zum einen das Rauschen weiter vermindert, zum anderen verhindert es zuverlässig das Auftreten von Spannungsspitzen im Netzbetrieb. Diese sind nur schwer zu filtern und können zu einer Zerstörung der empfindlichen Detektorbrücke führen.

Der Anschluss des Detektorsystems an die Ausleselektronik erfolgt mit handelsüblichen flexiblen Koaxialkabeln, deren Länge den Gegebenheiten des jeweiligen Versuchsaufbaus angepasst wird. Der Kabeltyp wird so gewählt, dass die -3 dB-Grenzfrequenz mindestens dem Wert der Ausleseelektronik entspricht. Durch das Einfügen der Grenzfrequenzen der einzelnen Elemente des Auslesepfads kann nach Gl. 5.3 die Systembandbreite berechnet werden. Ohne das letzte Glied der Kette (Wandler oder Oszilloskop) beträgt diese 23 GHz.

Alle in dieser Arbeit gezeigten Messergebnisse der Detektorspannung im Zeitbereich wurden mit einem Keysight Technologies, Inc. DSAX93204A Oszilloskop (Abb. 5.12b) durchgeführt. Dieses besitzt bei simultaner Messung von bis zu zwei Kanälen eine Analogbandbreite von 33 GHz [167] und einen flachen Frequenzverlauf bis zu dieser Frequenz [165]. Der Ein-

fluss des Oszilloskops auf die Systembandbreite ist entsprechend gering. Wenn, wie in den Experimenten in Kap. 5.7, vier Kanäle gleichzeitig ausgelesen werden, sinkt sie auf 16 GHz. Sie liegt nun unter der Bandbreite des restlichen Detektorsystems und muss berücksichtigt werden. Da die genaue Übertragungsfunktion des Oszilloskops unbekannt ist, kann die Systembandbreite nicht exakt, sondern nur als Wertebereich angegeben werden. Dieser Bereich wird nach unten hin durch die Annahme von Gauß'schem Filterverhalten für das Oszilloskop begrenzt, wobei sich in diesem Fall nach Gl. 5.3 eine Systembandbreite von ca. 13 GHz ergibt. Die für den Vierkanalbetrieb vom Hersteller spezifizierte maximale Anstiegszeit von 28,5 ps lässt jedoch eine steilere Filterfunktion und damit eine reale Bandbreite in der Nähe der Obergrenze von 16 GHz vermuten. In allen Fällen liegt die durch die Systembandbreite auflösbare Anstiegszeit unterhalb von 100 ps und damit weit unter der von der Wiederholrate der Beschleunigerquelle vorgegebenen Obergrenze im MHz-Bereich.

5.6 Probencharakterisierung

Im Rahmen dieser Arbeit sind verschieden Proben des entwickelten Detektorarrays hergestellt und in Hinblick auf ihre elektrische Eigenschaften sowohl im Gleichstrom-Bereich (DC-Bereich) als auch im HF-Bereich charakterisiert worden. Der DC-Bereich wird vom Verhalten des Detektorelements dominiert, da die Antennen als resonantes und damit nur für Wechselstrom wirkendes Bauteil keinen Einfluss auf das Verhalten hat. Filterschaltung und Ausleseleitungen wirken rein resistiv und können vernachlässigt werden. Die DC-Charakterisierung erlaubt so zum einen eine umfassende Untersuchung der Einflüsse der einzelnen Herstellungsschritte und zum anderen die Auswahl der erfolgversprechendsten Probe für das Detektorsystem und die Bestimmung der optimalen Arbeitspunkte. Da die Ergebnisse der Technologieoptimierung bereits in [26] umfassend präsentiert und diskutiert wurden, beschränkt sich das Folgekapitel auf den letzteren Aspekt.

Relevanter für die Untersuchung des Einflusses der Antenne sind die im HF-Bereich durchgeführten Messungen. Hier dominiert das Verhalten der mit der Detektorimpedanz belasteten Antenne. Als Strahlungsquellen kamen sowohl Strichquellen (CW-Quellen) als auch gepulste Quellen zum Einsatz. Eine Sonderstellung nimmt dabei das in Kap. 5.6.2 untersuchte Verhalten der YBCO-Detektoren im Zero-Bias-Betrieb ein. Wie in Kap. 2.4.3 motiviert stellt es sowohl eine materialspezifische Besonderheit dar, als auch ein Verhalten, das nur bei der Bestrahlung mit breitbandiger gepulster Strahlung beobachtet werden kann. Da hier das von der Antenne in das Detektorelement eingekoppelte HF-Signal zusätzlich die Rolle des Bias-

Signals einnimmt, kann die Rolle des Detektors nicht mehr von der der Antenne getrennt betrachtet werden.

5.6.1 Gleichstromverhalten der Detektoren

Das Gleichstromverhalten des Detektors ist ein wichtiges Kriterium für die Bestimmung des optimalen Arbeitspunktes. Dieser ist durch ein stabiles Betriebsverhalten und eine hohe Empfindlichkeit des Detektors gekennzeichnet. Durch die bei einem Supraleiter stark nichtlineare Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur ist auch der Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie (UI-Kennlinie) von der Arbeitstemperatur des Detektorsystems abhängig.

In Abb. 5.13a ist der charakteristische Verlauf der Kennlinie eines mit einem Bias-Strom betriebenen YBCO-Detektorelements für verschiedene Badtemperaturen dargestellt. Alle Kurven zeigen für geringe Ströme von 0 mA ab einen Bereich mit dem für einen Supraleiter typischen Verhalten von annähernd verlustlosem Stromtransport. Wird der Strom über den Wert des kritischen Stroms (I_c) erhöht, kommt es durch die auftretende Erwärmung zur Bildung von Flussschläuchen, deren verlustbehaftete Bewegung entlang der Detektorbrücke als eine Erhöhung der gemessenen Spannung sichtbar wird. Der genaue Wert des kritischen Stroms ist für ein gegebenes Detektorelement unter Annahme eines konstanten Magnetfelds nur von der Betriebstemperatur abhängig und steigt mit abnehmender Temperatur an. Oberhalb des kritischen Stroms unterscheiden sich die charakteristischen Verläufe der Kennlinien deutlich, wobei eine Einteilung in drei Gruppen möglich ist. Für Temperaturen nahe der kritischen Temperatur T_c geht die Kennlinie für Ströme oberhalb des durch die Bewegung von Flussschläuchen dominierten Bereichs direkt in resistives Verhalten über. Wird die Arbeitstemperatur des Detektorelements (wie im Beispiel ab 75 K) weiter verringert, so bildet sich vor dem resistiven Bereich ein Plateau aus, in dem der differentielle Widerstand der Kennlinie maximal wird. Die Grenze zum resistiven Bereich wird als zweiter kritischer Strom $I_{c,2}$ bezeichnet [26]. Für Temperaturen weit unterhalb der kritischen Temperatur weist die Kennlinie ein hysteretisches Verhalten auf.

Nach Gl. 2.10 ist die Detektorempfindlichkeit für ein niederfrequent moduliertes Signal proportional zum differentiellen Widerstand des Detektors im Arbeitspunkt. Dies gilt ebenso für gepulste Strahlung [26]. Entsprechend weisen Detektoren, die bei tieferen Temperaturen in einem Arbeitspunkt auf dem Plateau nahe dem zweiten kritischen Strom betrieben werden, eine hohe Empfindlichkeit auf. In [68] wurde gezeigt, dass ein stabiler Arbeitspunkt mit hoher Empfindlichkeit besonders dann erreicht werden kann, wenn die Arbeitstemperatur so

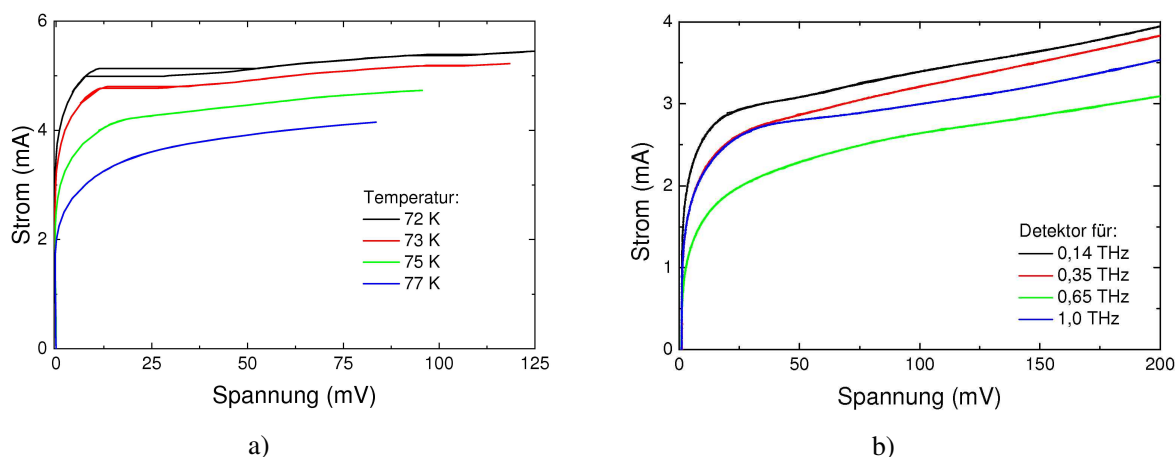


Abbildung 5.13: a) Charakteristische UI-Kennlinien eines YBCO-Detektors im Strombias für unterschiedliche Badtemperaturen. b) UI-Kennlinien der vier Detektoren im Array der untersuchten Probe des integrierten Spektrometers bei einer Temperatur von 77 K. Abbildung angepasst aus [SRK⁺16].

gewählt wird, dass das Plateau zwischen ersten und zweitem kritischen Strom vorhanden, aber noch nicht komplett ausgebildet ist.

Nach der Durchführung einer Vorauswahl nach Funktionsfähigkeit der Detektoren und einer Vorcharakterisierung wurde aus den angefertigten Proben des Detektorarrays ein Exemplar ausgewählt, dass für alle folgenden Untersuchungen eingesetzt wurde. Die wichtigsten Kenngrößen dieser Probe sind in Tab. 5.4 aufgeführt. Die mit REM-Aufnahmen bestimmte Breite und Länge der Detektorbrücken zeigen dabei nur geringe Unterschiede zwischen den einzelnen Elementen. Der gemessene Raumtemperaturwiderstand als Maß für die Impedanz der Detektorelemente (vgl. Kap. 2.4.4) liegt im Bereich von $340\ \Omega$ bis $390\ \Omega$. Unter Annahme eines aus den durchgeführten Simulationen gewonnen Wertes der Antennenimpedanz von $300\ \Omega$ ist die Anpassungseffizienz η_{match} nach Gl. 3.7 für alle Detektoren größer als 99 % und es wird eine beinahe optimale Koppelleffizienz zwischen Antenne und Detektorelement erzielt.

Abbildung 5.13b zeigt einen Vergleich zwischen dem Verlauf der UI-Kennlinien innerhalb der vier Detektoren der Probe und liefert eine Aussage über die erzielbare Qualität der Herstellungstechnologie. Die gezeigten Messungen wurden mit dem in Kap. 5.5 beschriebenen Badkryostat bei einer Temperatur von 77 K durchgeführt. Dies entspricht der unteren Grenze des möglichen Temperaturbereichs des Detektorsystems. Alle vier Detektoren zeigen eine nicht-hysteretische Kennlinie, unterscheiden sich aber im genauen Verlauf. Da das DC-Verhalten der Detektoren eng mit den physikalischen Abmessungen der Detektorbrücke ver-

Tabelle 5.4: Wichtige Abmessungen und Parameter des hergestellten Detektorarrays

Kanal	1	2	3	4
Detektor für (THz)	0,14	0,35	0,65	1,0
w_{Det} (μm)	1,4	1,5	1,6	1,5
l_{Det} (nm)	160	170	145	150
R_{RT} (Ω)	347	340	390	382
η_{match}	> 99 %			

knüpft ist [26], entspricht dies den Erwartungen, die sich aus den unterschiedlichen Abmessungen der Detektoren in der Probe ergeben. Die kritischen Ströme liegen in einem Bereich von 0,9 mA bis 1,5 mA, wobei das Detektorelement für 0,65 THz den geringsten und das Element für 0,14 THz den höchsten Wert aufweist. Die Detektorelemente für 0,35 THz und 0,65 THz besitzen annähernd den gleichen kritischen Strom. Dieses Verhalten entspricht der in [68] beobachteten Zunahme des kritischen Stroms für eine abnehmende Breite w_{Det} der Detektorbrücke.

In Bezug auf den Gesamtverlauf lassen sich die vier Detektorelemente in zwei Gruppen einteilen. Sowohl das Element für 0,14 THz, als auch das für 1,0 THz weisen ein deutlich ausgeprägtes Plateau vor dem Übergang in den resistiven Bereich auf. Im Fall der anderen beiden Elemente ist das Plateau im Verlauf nur angedeutet. Der Verlauf entspricht dem charakteristischen Verhalten eines Arbeitspunktes näher an der kritischen Temperatur der Detektorbrücke. Eine mögliche Ursache für die Abweichungen zwischen den Detektoren können lokale Unterschiede in der Homogenität der hergestellten Schichten sein. Für dies spricht die räumliche Nähe der Detektoren, die sich im Verlauf ähneln. Die absolut betrachtet geringen Abweichungen zwischen den Detektoren deuten jedoch auf eine hohe Konstanz der erreichten Schichtqualität hin. Ebenso vorteilhaft ist, dass sich die Detektoren bei der untersuchten Temperatur von 77 K nahe ihrer optimalen Arbeitstemperatur befinden. Damit kann im Betrieb auf den Einsatz einer Temperaturregelung mit einem Heizelement verzichtet werden. Die geringere Wärmelast erhöht entsprechend die Standzeit des Detektorsystems.

5.6.2 Zero-Bias-Betrieb

Die Möglichkeit des Zero-Bias-Betriebs (ZB-Betrieb), d. h. des Vorhandenseins eines Detektorsignals auch ohne eine externe Bias-Versorgung bei Bestrahlung mit breitbandigen gepulsten Signalen, stellt ein Alleinstellungsmerkmal der YBCO-Detektoren dar. In einer früheren Arbeit [74] wurde dabei in bestimmten Fällen eine Umkehrung der Polarität des Detektorsignals beobachtet. Da die Polarität des Detektorsignals im Bias-Betrieb von der Polarität der Versorgung vorgegeben wird, schließt dies das Vorhandensein parasitärer Spannungen und Ströme (z. B. Thermospannungen) innerhalb des Detektionssystems als Erklärung aus. Dies führte zur Entwicklung eines Modells des Detektionsmechanismus, bei dem der durch die Antenne in das Detektorelement eingekoppelte HF-Strom als Ursache für die Bewegung von Flussschläuchen und damit dem messbaren Detektorsignal wirkt [68]. Die Polarität ist nun abhängig von der Richtung des Stroms durch das Detektorelement und in Folge dem der Polarisierung des Signals entsprechenden Richtung des E -Feldvektors. Durch die Polarisationsabhängigkeit als grundlegende Eigenschaft kommt damit der Antenne eine wichtige Rolle bei der Untersuchung des Detektionsmechanismus zu. Sie geht über die reine Leistungskopplung hinaus und erfordert so eine getrennte Betrachtung. Die hier gezeigten Ergebnisse stützen sich dabei zu einem großen Teil auf die in [SKS⁺19] veröffentlichten Untersuchungen.

Um die Auswirkungen des Entwurfs der Doppelschlitzantenne auf den Strom durch das Detektorelement zu untersuchen, sind verschiedene Simulationen durchgeführt worden. Die Anregung des Simulationsmodells erfolgte über eine linear polarisierte ebene Welle, die über das Substrat eingekoppelt und bei der die Ausrichtung des Polarisationsvektors variiert wurde. Um die typischen Betriebsbedingungen an einer Synchrotronquelle nachzubilden, wurde der Frequenzbereich auf eine Bandbreite von 0 Hz bis 1 THz eingestellt. Im Zeitbereich ergibt sich dadurch eine pulsförmige Anregung mit Gaußform, die sehr gut die reale Form des Pulssignals widerspiegelt [20]. Die Auswertung des von der Anregung induzierten Signals erfolgt über den Strom an der Stelle des Detektorelements im Fußpunkt der Antenne. In den Simulationen wurde die Impedanz der Detektorbrücke als zeitlich konstant angenommen. Wie bereits in Kap. 5.3 motiviert, kommt es für den gewählten Entwurf der Doppelschlitzantenne bei einer Fehlanpassung nur zu einer Abnahme der Koppelleffizienz und nicht zu einer Änderung in der spektralen Empfindlichkeit. Für eine qualitative Betrachtung des in das Detektorelement eingekoppelten Stroms können damit auch Veränderungen der Detektorimpedanz in der gleichen zeitlichen Größenordnung wie der Absorptionsprozess der Strahlung vernachlässigt werden.

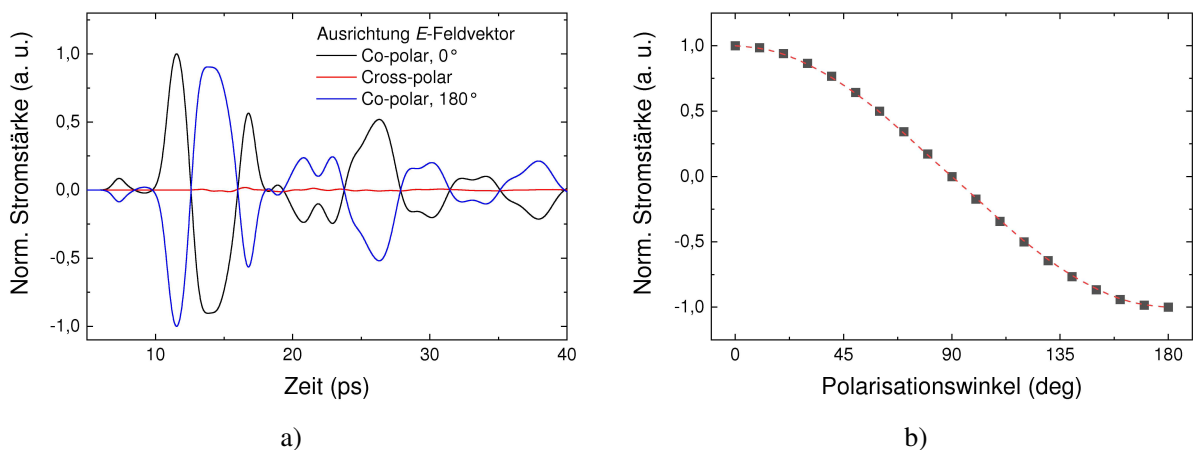


Abbildung 5.14: a) Simulation des durch eine ebene Welle in dem 140 GHz-Element des Arrays induzierten Stroms durch die Detektorbrücke für verschiedene Ausrichtungen des E -Feldvektors. b) Simulierte Stromstärke für die gleiche Anordnung für verschiedene Polarisationswinkel. Abbildungen angepasst aus [SKS⁺19].

Die Ergebnisse der Simulationen für die Doppelschlitzantenne für 0,14 THz sind in Abb. 5.14 dargestellt. Abbildung 5.14a zeigt den zeitlichen Verlauf des in der Detektorbrücke induzierten Stroms für die drei wichtigsten Ausrichtungen des Polarisationsvektors. Da es sich bei der Doppelschlitzantenne um eine linear polarisierte Antenne handelt, wird das eingekoppelte Signal und damit die Stromstärke im Fußpunkt maximal, wenn die Ausrichtung des E -Felds der Anregung senkrecht zur langen Seite des Schlitzes steht (Co-polare Polarisation). Es ergeben sich zwei Möglichkeiten der Ausrichtung, die einen Phasenunterschied von 180° aufweisen. Durch das schmalbandige Verhalten der Antenne oszilliert der induzierte Strom mit einer im Vergleich zur Anregung langen Abfallzeit. Wie erwartet zeigt sich auch eine Umkehrung der Polarität für die beiden möglichen Fälle. Im dritten dargestellten Fall ist die Ausrichtung der Anregung parallel zur Längsseite der Schlitzantenne (Cross-polare Polarisation). Hier wird die Polarisierungseffizienz der Antenne und damit der induzierte Strom minimal.

Eine Auswertung der Abhängigkeit der maximalen Stromstärke vom Winkel zwischen den Polarisationsvektoren der Anregung und der Antenne ist in Abb. 5.14b gezeigt. Die Werte sind auf die Stromstärke bei 0° normiert, wobei die Wahl des Ausgangspunkts zwischen den beiden Möglichkeiten zufällig erfolgt ist. Das Ergebnis zeigt einen kosinusförmigen Verlauf, bei dem die Polarität im Bereich von 90° bis 180° im Vergleich zu der von 0° bis 90° ein gegensätzliches Vorzeichen besitzt.

Die Simulationen wurden mit Messungen an zwei verschiedenen Quellen breitbandiger gepulster Strahlung im THz-Bereich verifiziert. Die erste der beiden Messungen wurde an der Synchrotronstrahlungsquelle des KIT (vgl. Kap. 5.7.2) durchgeführt. Dazu wurde ein Messaufbau entwickelt, in dem eine Drehung des Polarisationsvektors durch die Ausnutzung des bei der Fokussierung von Gauß-Strahlen auftretenden Effekt der Gouy-Phase erreicht wird. Als Gouy-Phase wird dabei der zusätzlichen Phasenversatz ϕ_0 bezeichnet, den eine lokalisierte Welle gegenüber einer ebenen Wellenfront aufweist [84]. Im Fall eines Gauß'schen Strahls ist dieser nach Gl. 2.28 abhängig von der Position entlang der Ausbreitungsrichtung und beträgt

$$\phi_0(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_c} \right). \quad (5.4)$$

Für einen divergierenden Gauß'schen Strahl wird der Versatz an der Position der Strahltaile ($z = 0$) betragsmäßig minimal und es findet ein Vorzeichenwechsel statt. Ebenso ergibt sich für betragsmäßig große Werte von z ein relativer Phasenunterschied von π und damit eine Umkehrung der Ausrichtung des Polarisationsvektors.

Der verwendete Messaufbau ist in Abb. 5.15 schematisch (a) und als Fotografie (b) gezeigt. Die am Diagnostikfenster der Beamline ausgekoppelte, linear polarisierte, Strahlung wird über einen als Strahlteiler wirkendes Drahtgitter in zwei Pfade unterschiedlicher Länge aufgeteilt. Der kürzere der beiden enthält keine weiteren quasi-optischen Elemente und dient als Referenzpfad. Dies ist nötig, da die Polarität des Signals aus dem Speicherring im zeitlichen Verlauf nicht konstant ist, sondern variiert. Eine Untersuchung des Einflusses kann damit nur mit Kenntnis der ursprünglichen Polarität durchgeführt werden.

Durch die Verwendung zweier Spiegel wird die Weglänge des zweiten Pfads verlängert und damit das Signal so verzögert, dass eine überlagerungsfreie Kombination der Signale beider Pfade möglich ist. In diesem Pfad wird während des Experiments eine Fokussiereinrichtung eingebracht, die aus zwei in einem Abstand der doppelten Brennweite platzierten Linsen aus PTFE besteht. Dadurch wird eine Fokussierung des annähernd parallelen Strahls aus der Transferoptik der Beamline in eine Strahltaile und zurück in einen parallelen Strahl erreicht. Entsprechend ist die Polarität des Strahlungssignals in diesem Pfad gegenüber dem Referenzpfad invertiert.

Am Ende des Aufbaus werden die Signale beider Pfade durch einen zweiten Strahlteiler kombiniert und durch eine weitere Linse auf das Detektorsystem fokussiert. Die Auslese des Detektorsignals des Detektors für 0,14 THz erfolgt breitbandig mit einem Oszilloskop. Alle nicht verwendeten Detektoren des Arrays wurden für die Dauer des Experiments kurzgeschlossen.

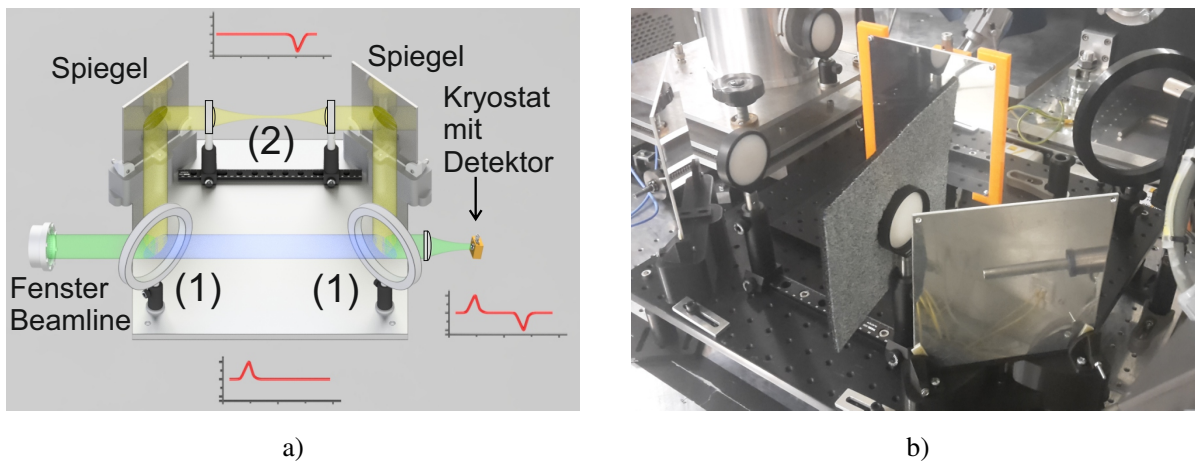


Abbildung 5.15: Messaufbau zur Untersuchung des Detektorverhaltens im ZB-Betrieb. Schema (a) und Foto des tatsächlichen Aufbaus (b). Das THz-Signal aus dem Speicherring wird mit Gittern (1) in zwei Pfade aufgeteilt, von denen einer verzögert ist. Eine Fokussiereinrichtung (2) kann zur Inversion der Polarität in einem Pfad verwendet werden. Abbildungen angepasst aus [SKS⁺19].

Durch die zwei möglichen Polaritäten des Signals aus dem Beschleuniger ergeben sich vier charakteristische zeitliche Verläufe des Detektorsignals, die in Abb. 5.16a dargestellt sind. Das Signal im Referenzpfad wird zuerst detektiert und kann positive oder negative Polarität aufweisen. Durch die Pfadlänge ist das Signal im zweiten Pfad ca. 2 ns verzögert. Nach der Theorie ist seine Polarität bei Vorhandensein der Fokussiereinrichtung im Gegensatz zum Referenzpfad invertiert. Fehlt sie, dann besitzen die Signale aus Referenz- und Arbeitspfad die gleiche Polarität. Die durch das Auftreten von Bursting verursachten starken Schwankungen der Signalstärke der Synchrotronstrahlung machen eine direkte Auswertung unmöglich. Um die Abhängigkeit der Polarität des Detektorsignals von der Ausrichtung des Polarisationsvektors zu überprüfen, ist daher eine statistische Auswertung über eine größere Anzahl Umläufe der Elektronenpakete im Speicherring nötig. In Abb. 5.16b ist eine solche Auswertung mit einer ursprünglichen Datengröße von 16000 Messwerten für den Fall des Vorhandenseins der Fokussiereinrichtung im Arbeitspfad dargestellt. Bereits für niedrige Störabstände überwiegt mit mehr als 90 % wie erwartet die Anzahl an Detektorsignalen mit im Vergleich zum Referenzpfad invertierter Polarität. Erhöht man den Störabstand, so nähert sich der Wert 100 % an. Für den Fall des Fehlens der Fokussiereinrichtung gilt das gleiche für Signale gleicher Polarität. Die Ergebnisse der Messung entsprechen damit den Erwartungen einer Umkehrung der Polarität für die beiden möglichen Ausrichtungen bei co-polarer Polarisation der Strahlung. Sie decken sich mit den Ergebnissen aus [26], wo in einem vergleichbaren Messaufbau

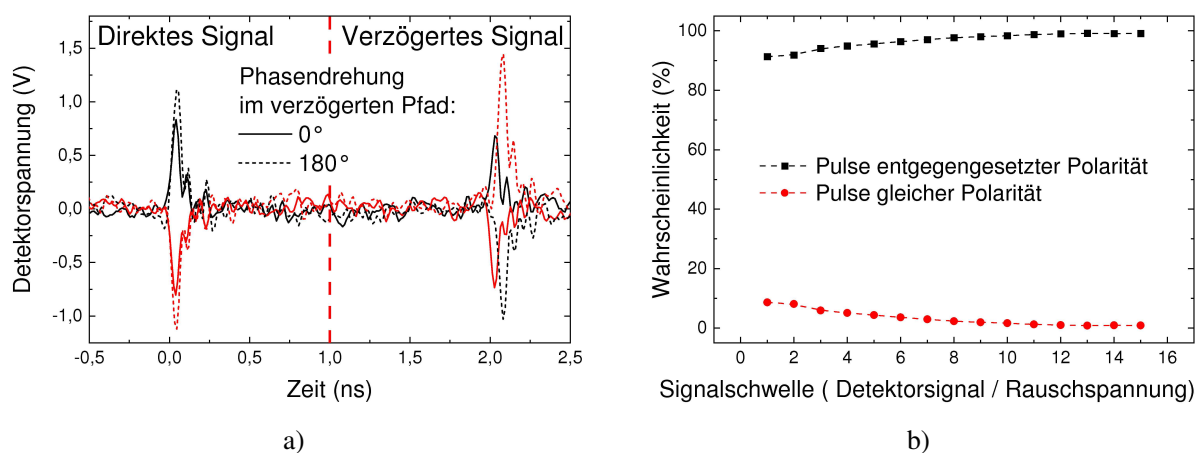


Abbildung 5.16: Messergebnisse des Experiments zur Pulsinversion mithilfe der Gouy-Phasenverschiebung. a) Beispielhafte Signalverläufe für je einen Puls positiver und negativer Polarität sowie mit und ohne Phasendrehung im Verzögerungspfad. b) Statistische Auswertung der Messergebnisse für den Aufbau mit Phasendrehung. Wie erwartet überwiegt die Wahrscheinlichkeit für Pulse mit entgegengesetzter Polarität. Abbildungen angepasst aus [SKS⁺19].

für einen YBCO-Detektor mit einer breitbandigen Spiralantenne ebenso eine Umkehrung der Polarität beobachtet wurde.

In einer zweiten Messung wurde als Quelle gepulster Strahlung im THz-Bereich ein Photomischer (engl. *photoconductive antenna*) verwendet. Dieser erzeugt breitbandige gepulste THz-Strahlung durch die Modulation der Leitfähigkeit einer strukturierten Indiumgalliumarsenid-Heterostruktur durch einen im Infrarotbereich arbeitenden Femtosekundenlaser. Die erzeugte Strahlung ist linear polarisiert, wobei die Ausrichtung des Polarisationsvektors über den physikalischen Aufbau und der Polarität der Versorgungsspannung vorgegeben ist. Im Gegensatz zur Beschleunigerquelle ist die Ausrichtung konstant und gut definiert.

Der verwendete Messaufbau ist in Abb. 5.17a dargestellt. Die THz-Quelle ist in einer optischen Halterung angebracht, die eine Veränderung der Ausrichtung des Polarisationsvektors über eine Drehung ermöglicht. Die Strahlung der Quelle wird mit zwei im doppelten Abstand ihrer Brennweite angeordneten Parabolspiegeln in das Detektorsystem fokussiert. Die Auslese des Detektorsignals erfolgt wie im vorhergehenden Versuch breitbandig mit einem Oszilloskop.

Die mit diesem Aufbau für die zwei co-polaren und der cross-polaren Ausrichtung der Quelle gemessenen Verläufe der Detektorspannung ist in Abb. 5.17b dargestellt. Der zeitliche Verlauf beider Möglichkeiten der co-polaren Ausrichtung der Quelle zeigen einen ähnlichen Verlauf. Ähnlich wie bei der Messung an der Synchrotronquelle besitzt die Detektorantwort

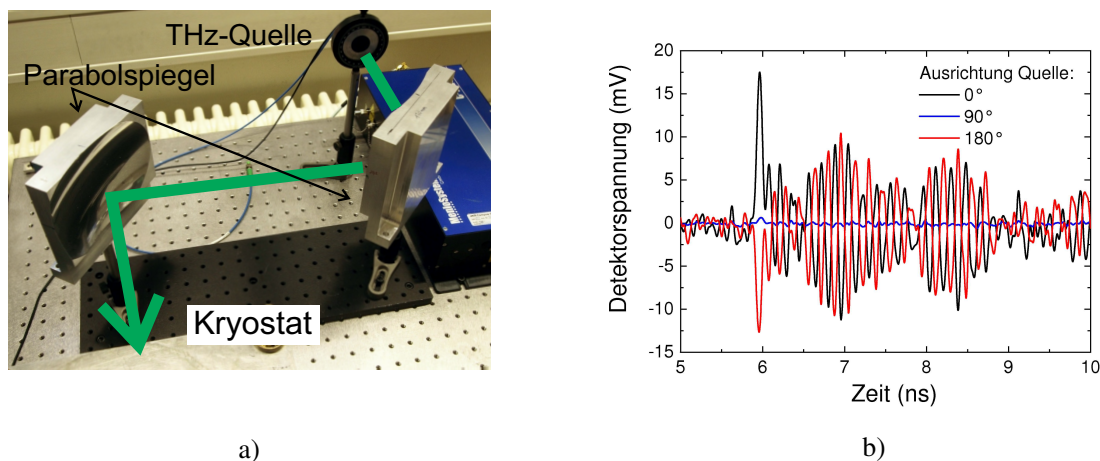


Abbildung 5.17: Messung der Pulsantwort des 0,14 THz-Element des Arrays für verschiedene Ausrichtungen eines Photomischers als Quelle gepulster THz-Strahlung: Messaufbau (a) und zeitliche Verläufe der Detektorspannung (b). Für einen Unterschied von 180° zeigt sich wie erwartet eine Umkehrung der Signalpolarität. Abbildungen angepasst aus [SKS⁺19].

eine ausgeprägte Komponente mit Gaußform, die durch die schnellen Anstiegs- und Abfallzeiten des Detektors eine Antwortzeit im Bereich von weniger als 100 ps aufweist. Der Photomischer besitzt jedoch eine deutlich niedrigere untere Grenzfrequenz der Strahlung als die Beschleunigerquelle, bei der die physikalischen Abmessungen des Speicherrings und der Transportoptik tiefe Frequenzen unterhalb von ca. 70 GHz unterdrücken [20]. Diese niederfrequenten Anteile äußern sich in der Detektorantwort als langsam über mehrere Nanosekunden abklingende Oszillationen. Auch hier zeigt sich eine über die gesamte Zeitdauer sichtbare Umkehrung der Polarisierung. Im Fall der co-polaren Ausrichtung mit negativer Polarität ist der Spitzenwert der Amplitude ca. 3 mV geringer als im positiven Fall. Eine mögliche Ursache können Ungenauigkeiten in der Positionierung der Quelle und damit eine verminderte Koppleffizienz sein. Bei cross-polarer Ausrichtung wird die Detektorspannung minimal.

Auch die mit dem Photomischer als Quelle erzielten Ergebnisse sind in sehr guter Übereinstimmung mit den aus dem Modell des Detektionsmechanismus erwarteten Ergebnis. Durch die Möglichkeit einer Messung mit cross-polarer Ausrichtung der Quelle konnte zusätzlich der für die linear polarisierte Antenne erwartete Abfall der Polarisierungseffizienz in Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen gezeigt werden.

5.6.3 Hochfrequenzverhalten

Im Verbund aus Planarantenne und Detektorelement wird das Hochfrequenzverhalten durch die Antenne dominiert. Zur Verifikation des Antennentwurfs ist dabei vor allem die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit von Bedeutung. Diese wurde im Rahmen dieser Arbeit durch Messungen sowohl mit Dauerstrichquellen (CW-Quelle) als auch gepulster Strahlung bestimmt.

Durchstimmbare CW-Quellen erlauben durch ihre schmale spektrale Linienbreite eine einfache hochauflösende Untersuchung der Frequenzeigenschaften der Detektoren. Jedoch besitzen sie im THz-Bereich meist eine Ausgangsleistung im Bereich von wenigen Hundert Mikrowatt bis einigen Milliwatt, was im Vergleich zu Beschleunigerquellen zu einem deutlich geringeren Pegel des Detektorsignals führt. Da das Hochfrequenzverhalten der Antenne unabhängig von dem sich aus dem verwendeten Material der Mikrobrücke ergebenden Detektionsmechanismus ist, wurde die CW-Charakterisierung nicht mit der Probe des YBCO-Detektorarrays, sondern mit einem deutlich empfindlicheren NbN-HEB (vgl. Kap. 6) durchgeführt. Ausgehend von dem Frequenzbereich der zur Verfügung stehenden CW-Quelle wurde eine Probe angefertigt, deren Antennendesign dem des 0,35 THz-Detektors im entwickelten YBCO-Array entspricht. Die Abmessungen des NbN-Detektorelements sind dabei so gewählt, dass der Raumtemperaturwiderstand der Brücke der optimalen Antennenimpedanz entspricht.

Als Quelle wurde ein im Frequenzbereich von 0,22 THz bis 0,42 THz durchstimmbarer Backward-wave-Oszillator (BWO) verwendet. Zur Bestimmung eines von der Variation in der Ausgangsleistung der Quelle unbeeinflussten Spektrums der Antenne wurde für jeden Frequenzpunkt die Ausgangsleistung der Quelle mit einem Thomas Keatings THz-Powermeter bestimmt und das Detektorsignal auf den entsprechenden Wert normiert. Das Detektorelement wurde während der Messung im Spannungsbias im Bereich des optimalen stabilen Arbeitspunkts mit höchster Empfindlichkeit betrieben. Entsprechend ist ein über den gesamten Leistungsbereich linearer Zusammenhang zwischen Detektorspannung und Leistung des THz-Signals zu erwarten. Die Auslese des Detektorsignals erfolgte über einen Lock-in-Verstärker mit einer Modulation des THz-Signals von 23 Hz als Referenz. In der Auswertung wurden nur Frequenzpunkte mit einem Störabstand größer als zwei berücksichtigt.

Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 5.18 zusammen mit dem simulierten Verlauf der Koppeffizienz der Antenne dargestellt. Dabei stimmt der Bereich mit hoher Koppeffizienz sehr gut zwischen Messung und Simulation überein. In beiden Fällen ist das Maximum

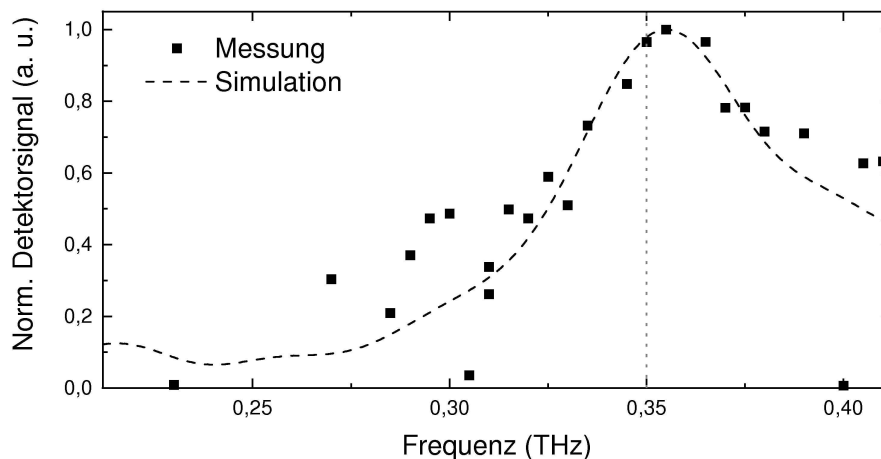


Abbildung 5.18: Messung der spektralen Empfindlichkeit des optimierten Entwurfs für das 350 GHz-Element gekoppelt an ein NbN-HEB mit einer CW-Quelle (•) und Vergleich mit den Ergebnissen der Simulation (- - -). Beide Verläufe zeigen gute Übereinstimmung.

ca. 7 GHz vom Entwurfswert von 0,35 THz entfernt. Diese geringe Abweichung von ca. 2 % kann möglicherweise durch Längenabweichungen in der Herstellung der Antennenschlitze hervorgerufen worden sein. Unterhalb der Entwurfsfrequenz fällt die Empfindlichkeit ab. Zwischen ca. 0,27 THz bis 0,32 THz wurde in der Messung gegenüber der Simulation ein Bereich mit höherer Empfindlichkeit beobachtet. Eine mögliche Erklärung ist der Einfluss der gebogenen Zuleitungen oder der Filterschaltungen in den Ausleseleitungen auf die Antennenfunktion. Ein ähnliches Verhalten wird oberhalb der Entwurfsfrequenz beobachtet. Auch hier fällt die gemessene spektrale Empfindlichkeit der Antenne langsamer ab als erwartet.

Neben Messungen mit einer Dauerstrichquelle wurde eine Charakterisierung der Probe des YBCO-Detektorarrays mit gepulster Strahlung vorgenommen. Die spektrale Empfindlichkeit wurde dabei mit einem Fourier-Transformations-Infrarotspektrometer (FTIR) bestimmt, als dessen Quelle die in einem Speicherring (Diamond Light Source, vgl. Kap. 5.7.1) erzeugte breitbandige Strahlung mit hoher Wiederholrate genutzt wird. Das Messprinzip eines FTIR basiert auf der Anfertigung eines wegabhängigen Interferogramms der Signalleistung, das über die Anwendung der Fouriertransformation in den Frequenzbereich übertragen wird [168]. Interferenz wird dabei über eine Aufteilung des Quellensignals in zwei verschiedene Pfade erreicht, wobei die Pfadlänge in einem der beiden während des Experiments verändert wird. Die Aufteilung und Kombination des Signals erfolgt über einen Strahlteiler, der meist als teildurchlässiger Spiegel (Michelson-FTIR) ausgeführt ist. Im Experiment wurde ein handelsübliches Vakuum-FTIR vom Typ Bruker Vertex 80v verwendet, dessen quasi-optischer Eingangspfad direkt an die Vakuumumgebung der Transportoptik der Beamline angekoppelt ist. Durch die im Vergleich zur Wiederholrate des Beschleunigers langsame

Geschwindigkeit der Wegänderung im Interferometerarm und einer Mittelung der gemessenen Strahlungsleistung an jedem Punkt werden Variationen im Quellensignal ausgeglichen. Entsprechend verhält sich im Rahmen der Messung die Beschleunigerquelle vergleichbar zu einer stabilen breitbandigen Quelle. Der Einfluss des Spektrums der Quelle und Beamline auf die gemessene spektrale Empfindlichkeit wurde durch Normierung auf einen frequenzunabhängigen pyroelektrischen Detektor korrigiert. Neben dem mechanischen Aufbau des Interferometers und dem Spektrum der Quelle ist der in einer Messung untersuchbare Frequenzbereich vom verwendeten Strahlteiler abhängig. Im THz-Bereich werden vor allem Strahlteiler aus Mylarfolien eingesetzt, die nur einen begrenzten Frequenzbereich abdecken können. Das Maximum der Transmission des im Experiment verwendeten Strahlteilers (Modell T205, Foliendicke $50\ \mu\text{m}$ [169]) liegt bei ca. $1,1\ \text{THz}$ und die Effizienz nimmt unterhalb von $0,3\ \text{THz}$ stark ab. Aus diesem Grund konnte von den vier Detektoren der Probe nur die spektrale Empfindlichkeit der Elemente für $0,35\ \text{THz}$ und $0,65\ \text{THz}$ charakterisiert werden.

Die gemessenen Spektren der beiden Detektoren sind in Abb. 5.19 zusammen mit den entsprechenden simulierten Verläufen dargestellt. Grundsätzlich zeigen beide Detektoren eine sehr gute Übereinstimmung mit den erwarteten Verläufen. Sehr gut ist das schmalbandige Verhalten mit einem Maximum der Koppeleffizienz in der Nähe der Entwurfsfrequenz zu erkennen. Absolut gesehen liegt für beide Antennen der gemessene Wert des Maximums leicht über dem Entwurfswert, jedoch innerhalb der erwarteten Messungenauigkeit des Aufbaus. Für den Detektor für $0,35\ \text{THz}$ zeigt der Verlauf des Spektrums unterhalb der Entwurfsfrequenz eine höhere Anpassung als erwartet. Dies stimmt mit dem bei der Messung mit Dauerstrichquelle (Abb. 5.18) beobachteten Verhalten überein. Im Fall des Detektors für $0,65\ \text{THz}$ ist ein entsprechendes Verhalten in Ansätzen ebenso zu erkennen, jedoch nicht so stark ausgeprägt. Oberhalb der Entwurfsfrequenz zeigen beide Antennen einen Bereich mit höherer Anpassung. Diese treten jedoch für tiefere Frequenzen auf, als die aufgrund des resonanten Verhaltens der Antennenschlitze für die Lage der ersten Harmonischen aus den Simulationen erwarten lässt. Eine mögliche Erklärung ist die Abweichung der realen Detektorimpedanz vom idealen Wert der Simulationen. Für tiefe Frequenzen kleiner als $0,25\ \text{THz}$ werden für beide Detektoren Bereiche mit gegenüber dem Simulationsmodell erhöhter Anpassung beobachtet. Diese sind auf das Vorhandensein der gegenüber der Antenne deutlich größeren und damit für tiefere Frequenzen wirkenden Strukturen der Ausleseschaltung zurückzuführen, die im Simulationsmodell fehlen. Durch die Filterschaltung im Auslesepfad der Detektoren wird jedoch effektiv das Auftreten starker Resonanzen mit einer der Antennen vergleichbaren Koppeleffizienz verhindert. Insgesamt zeigen beide Detektoren im Entwurfsbereich eine sehr gute spektrale Filterwirkung.

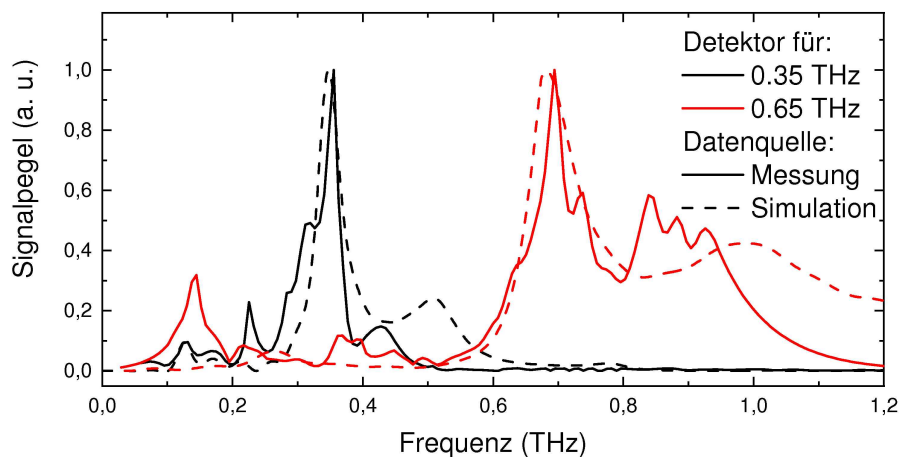


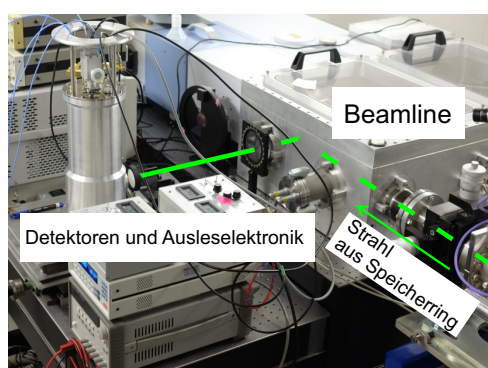
Abbildung 5.19: Spektrale Empfindlichkeit der Detektoren für 0,35 THz und 0,65 THz aus dem Array: Messung mit einem FTIR-Spektrometer (—) und simulierter Verlauf (---). Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

5.7 Messungen an Beschleunigern: Das Spektrometer als Diagnoseinstrument

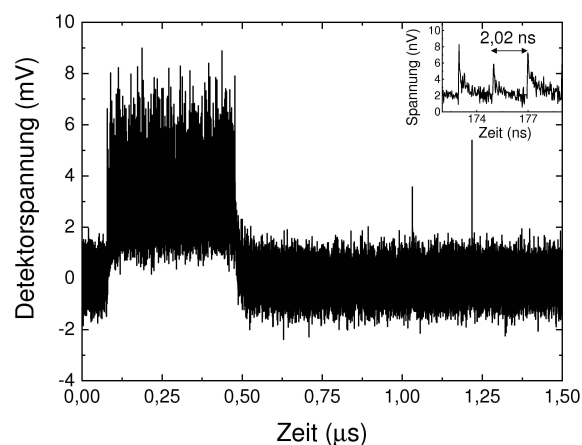
5.7.1 Diamond Light Source

Die Diamond Light Source am Großforschungszentrum *Harwell Science and Innovation Campus* ist neben der Synchrotron Light Source in Daresbury eine der beiden Synchrotronquellen in Großbritannien. Sie zählt zu den Synchrotronquellen der dritten Generation und besitzt einen Speicherring mit einem Umfang von 561,6 m [170]. Neben dem Normalbetrieb bei einer Energie von 3 GeV und einem Maximum der Intensität im Röntgenbereich, kann sie in einem speziellen Modus mit hoher Komprimierung der Elektronenpakete (engl. *low-alpha mode*) zur Erzeugung von kohärenter Synchrotronstrahlung (CSR) im THz-Bereich betrieben werden. Die mittlere Pulslänge beträgt hier $\sigma = 3,5$ ps bei einem Strahlstrom von $50 \mu\text{A}$ [171]. Mit einer Wiederholrate von 500 MHz befinden sich maximal 936 Elektronenpakete gleichzeitig im Speicherring. Entsprechend ergibt sich für jedes Paket eine Umlauffrequenz von 0,53 MHz.

Die hier beschriebenen Messungen wurden an der Infrarot-Beamline B22:MIRIAM (engl. *Multimode InfraRed Imaging And Microspectroscopy*) durchgeführt. Sie besitzt eine für den Infrarotbereich optimierte Transportoptik und kann mit einer bauartbedingten unteren Grenzfrequenz von 75 GHz aber auch für Experimente mit THz-Strahlung eingesetzt werden [171]. Im THz-Bereich ist die Strahlung eine Mischung aus innerhalb der Beugungsmagneten emit-



a)



b)

Abbildung 5.20: Messbedingungen an der Diamond Light Source (a) und hybrides Füllmuster des Speicherrings (b). Im voll gefüllten Bereich des Musters wird der Bunchabstand von der Wiederholrate des Beschleunigers bestimmt.

tierter Synchrotronstrahlung (engl. *constant-field radiation*) und am Übergangsbereich zu geraden Segmenten des Speicherrings entstehende Kantenstrahlung (engl. *edge radiation*). Sie ist hauptsächlich linear polarisiert und besitzt ein Intensitätsmaximum im Bereich von ca. 0,6 THz. Der verwendete Messaufbau ist in Abb. 5.20a beschrieben. Das Detektorsystem ist direkt am Ende der Transportoptik an einem Diagnostikport platziert und umgeht so die optischen Aufbauten der stationären Experimente in der Beamline. Ein drehbares Drahtgitter dient als Polarisationsanalysator und sorgt für eine Reflektion der Signalanteile, die in ihrer Ausrichtung nicht der Antennenpolarisation entsprechen. Eine PTFE-Linse fokussiert die annähernd parallele Strahlung aus der Transportoptik in das Detektorsystem.

Der sich aus dem in den Experimenten verwendeten Füllmuster ergebende generelle zeitliche Verlauf des THz-Signal ist in Abb. 5.20b dargestellt. Es handelt sich dabei um ein sog. hybrides Füllmuster, bei dem sich ein Bereich (bis ca. 500 ns) mit vollständig gefüllten möglichen Positionen der Elektronenpakete (engl. *multi-bunch*) mit einem Bereich abwechselt, in dem nur einzelne Positionen (in diesem Fall zwei) im Speicherring gefüllt sind (engl. *single-bunch*). Entsprechend der Wiederholrate beträgt der Abstand einzelner Elektronenpakete im voll gefüllten Bereich 2 ns.

Die Detektoren wurden bei einer Temperatur von 77 K mit Strombias in einem stabilen Arbeitspunkt betrieben. Die Auslese des Detektorsignals erfolgte, wie in Kap. 5.5.2 beschrieben, breitbandig mit einem Oszilloskop und simultan für alle vier Kanäle. In Abb. 5.21 ist für den ersten der beiden einzelnen Bunches im Füllmuster der zeitliche Verlauf der Detektor-

spannung in allen vier Kanälen dargestellt. Dabei wurde eine Mittelung über 4000 Messwerte durchgeführt, was zusammen mit der Totzeit des Oszilloskop nach der Messwertaufnahme ca. 12500 Umläufen des Elektronenpakets im Speicherring und einer Gesamtmesszeit von 24 ms entspricht. Alle vier Detektoren zeigen die für YBCO typische schnelle Anstiegs- und Abfallzeit des Signals mit Gaußform im Bereich von Pikosekunden. Die schnelle Komponente der Detektorantwort wird auf der abfallenden Flanke von einer langsameren Komponente mit einer Abfallzeit im Bereich von Nanosekunden überlagert. Dieses Verhalten weist auf eine Erwärmung des supraleitenden Detektorelements durch die Kombination aus Bias-Strom und Leistung des THz-Signals hin. Dadurch wird der Detektor nicht mehr im optimalen Betriebsbereich für gepulste Strahlung, sondern am Übergangsbereich zu rein bolometrischem Verhalten betrieben [26]. Dies sorgt für eine Erhöhung der Antwortzeit des Detektors. Trotz dieser bolometrischen Komponente ist das Signal aller Detektoren nach 1,5 ns wieder in die Nähe des Nullwerts abgesunken. Damit ist für den gewählten Betriebspunkt nicht nur eine vollständige Auflösung des abgestrahlten Signals der vereinzelter Elektronenpakete im Single-Bunch-Bereich, sondern auch im Multi-Bunch-Betrieb möglich.

Neben dem erwarteten Verlauf der Detektorantwort sind zusätzliche für alle Detektoren auf der abfallenden Flanke weitere Spitzen zu erkennen. Besonders der Detektor für 0,14 THz weist 100 ps nach dem Hauptmaximum einen deutlich überlagerten Anstieg der Detektorspannung auf. Zusätzlich wird für alle Detektoren ein fast zeitgleicher leichter Anstieg bei einer Zeitmarke von ca. 800 ps und damit ca. 250 ps nach dem Hauptmaximum beobachtet. Eine wahrscheinliche Erklärung ist das Auftreten von Reflexionen innerhalb des Detektorsystems. Ein mögliche Ursache für die erste Reflexion im Kanal für 0,14 THz kann dabei eine Reflexion des Detektorsignals innerhalb des Detektormoduls, z. B. an einer Bondverbindung sein. Da für Freiraumausbreitung eine Verzögerung von 250 ps mit einem Wegunterschied von 75 mm korrespondiert, ist für das Auftreten der zweiten Signalspitze in allen Kanälen eine Reflexion des breitbandigen THz-Signals an den Wänden des Vakuumgefäßes des Kryostaten wahrscheinlich.

Im Rahmen der an der Diamond Light Source durchgeführten Messungen wurde die spektrale Empfindlichkeit der Detektoren mit einem weiteren Messaufbau untersucht. Im Gegensatz zu der in Kap. 5.6.3 diskutierten Bestimmung des kontinuierlichen Spektrums mit einem FTIR wurde hier die spektrale Empfindlichkeit der Detektoren durch den Einsatz von quasi-optischen Bandpassfiltern direkt aus der gemittelten Detektorspannung von Einzelpulsen an neun diskreten Frequenzpunkten im Bereich von 0,14 THz bis 1,3 THz gewonnen. Die verwendeten Filter basieren dabei auf dem Prinzip dünner Kunststofffolien mit frequenzselektiv strukturierter Oberfläche [172] und werden im Strahlpfad des Detektorsystems platziert.

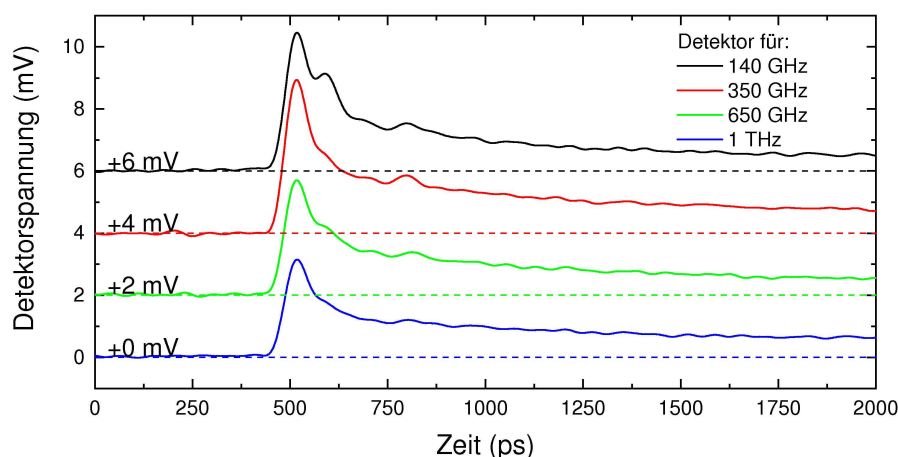


Abbildung 5.21: Gemittelter Verlauf des Detektorsignals aus einer simultanen Einzelschussmessung des Single-Bunch-Signals an der Diamond Light Source. Zur besseren Unterscheidung wurden die einzelnen Kanäle vertikal jeweils mit einem Offset von 2 mV versetzt.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 5.22 für den Detektor für 0,35 THz (a) und 0,65 THz (b) zusammen mit den jeweiligen Ergebnissen des FTIR dargestellt. Alle Messungen sind dabei wiederum auf das an der Position des FTIR mit einem frequenzunabhängigen Detektor gemessene Spektrum der Quelle normiert. Vergleicht man den Verlauf der Detektorspannung, so zeigt sich qualitativ eine gute Übereinstimmung mit dem Verlauf der Messungen mit dem FTIR. Auch bei Einsatz der Bandpassfilter zeigen die Detektoren ein Effizienzmaximum nahe der Entwurfsfrequenz. Ein Unterschied in der spektralen Empfindlichkeit zwischen der Anregung mit gepulster Strahlung bei breitbandiger Auslese der Detektoren und Anregung mit (Quasi-)Dauerstrichquellen kann nicht beobachtet werden.

In der Untersuchung der an Synchrotronquellen auftretenden Wechselwirkungen zwischen Elektronenpaketen im Speicherring ist eine wichtige Eigenschaft des entwickelten Detektorsystems die Fähigkeit, das mit hoher Wiederholrate abgestrahlte THz-Signal sowohl zeitlich als auch spektral aufzulösen. Die aus dem Auftreten von Substrukturen in der räumlichen Verteilung in einem Elektronenpaket resultierende Veränderungen im Spektrum und der abgestrahlten Leistung sind dabei nicht auf direkt benachbarte Pakete und damit einen Zeitbereich in der Größenordnung der Antwortzeit des Detektors beschränkt [20]. Auch Messungen mit einer Dauer in der Größenordnung von mehreren bis einigen Hundert Umläufen im Speicherring können wichtige Impulse für die Untersuchung der zugrundeliegenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten liefern. Die Ergebnisse solcher Messungen an der Diamond Light Source sind in Abb. 5.23 für zwei unterschiedliche Muster der als *Bursting* bezeichneten Schwankungen gezeigt. Dargestellt ist dabei jeweils ein gleitender Mittelwert, der aus

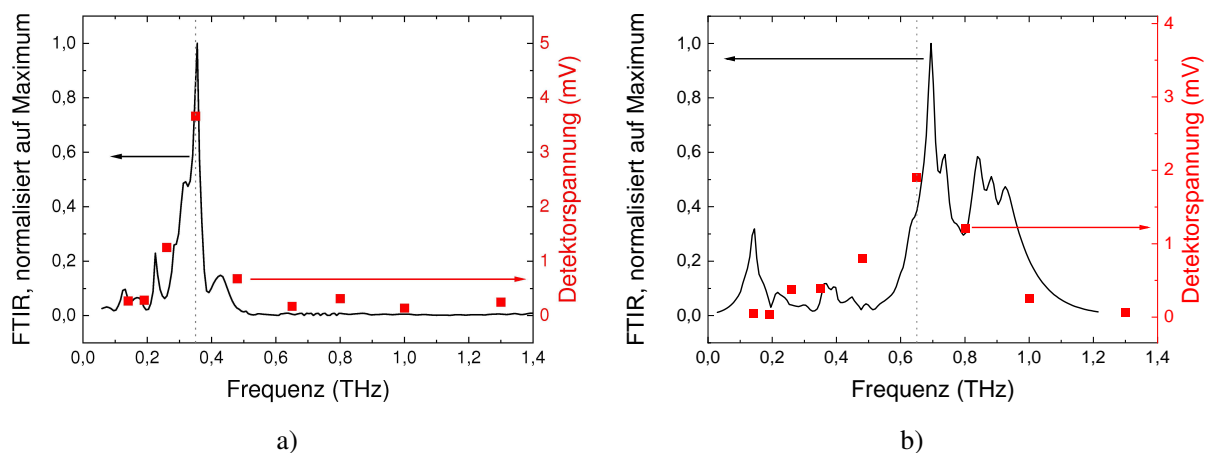


Abbildung 5.22: Vergleich der Messungen der spektralen Empfindlichkeit mit einem FTIR (—) und mit quasi-optischen Bandpassfiltern in gemittelten Einzelschussmessungen (■) an der DLS. Dargestellt ist der Detektor aus dem Array für 0,35 THz (a) und 0,65 THz (b, Abbildung angepasst aus [SRK⁺16]). Bei beiden Detektoren zeigen die Verläufe gute Übereinstimmung.

dem Spitzenwert des mit dem jeweiligen Umlauf des Elektronenpakets korrespondierenden Detektorsignals gebildet wird.

Im Fall des in Abb. 5.23a gemessenen Musters weisen alle Kanäle einen annähernd Gaußförmigen Verlauf auf. Die detektierte Leistung ist im Kanal für 0,14 THz am größten und nimmt zu hohen Frequenzen hin ab. Auffällig ist jedoch die zeitliche Entwicklung des Spektrums, die eng mit der Ab- und Zunahme der Kompression in der räumlichen Verteilung der Elektronen in einem Paket verknüpft ist. Zu Beginn sind nur tiefe Frequenzanteile vorhanden. Nach und nach ist auch in den Kanälen mit höherer Entwurfsfrequenz ein Signal messbar, bis schließlich alle Kanäle ein deutliches Signal zeigen. Umgekehrt verschwinden mit dem Abklingen des Signals hohe Frequenzanteile zuerst.

Einen anderen Verlauf zeigt das in Abb. 5.23b dargestellte Muster. Hier ist zu Beginn das Spektrum des Bursts auch zu hohen Frequenzen hin vollständig ausgebildet. Die Signale der einzelnen Kanäle zeigen jedoch deutlich höhere Abweichungen im abklingenden Verlauf. Zwar verschwinden auch hier die höheren Frequenzanteile des Signals zuerst, die Zeitkonstanten der Abfallzeit unterscheiden sich aber deutlich und der Verlauf weist zusätzliche Oszillationen auf. So ist die Abfallzeit des Signals im Kanal für 1,0 THz deutlich kürzer als die in den anderen Kanälen. Das Signal im Kanal für 0,35 THz zeigt besonders starke Schwankungen. Auffällig ist auch der große Anteil im Spektrum zum Ende des Bursts hin, der deutlich höher ist als der Anteil bei 0,14 THz.

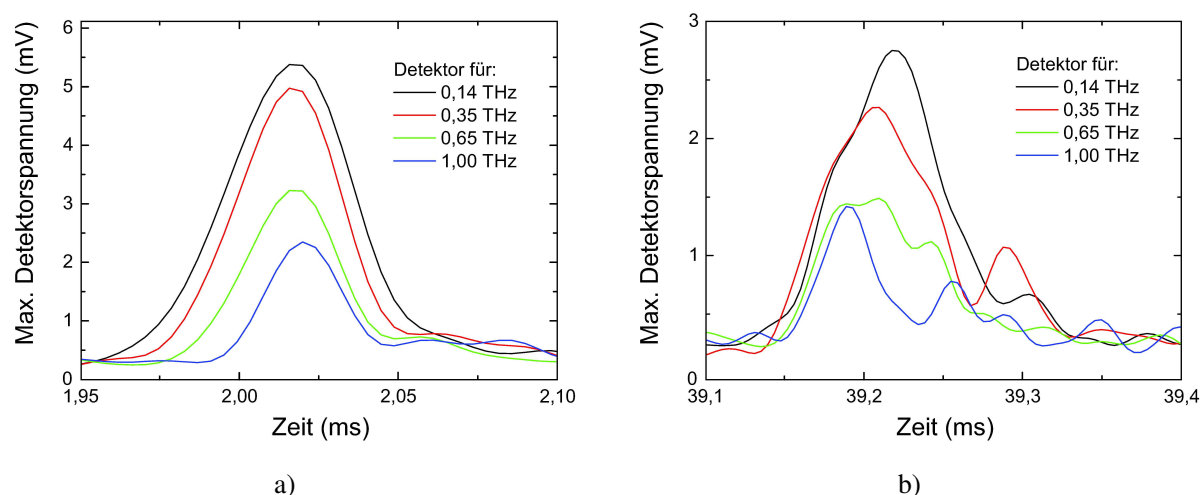


Abbildung 5.23: Beispielhafte Messung zweier unterschiedlicher Burstmuster an der Diamond Light Source. Die Messung wurde mit dem entwickelten Detektorsystem durchgeführt. Dargestellt ist der aus einer Reihe von Einzelschussmessungen gewonnene Spitzenwert des Single-Bunch-Signals, der über einen gleitenden Mittelwert geglättet wurde.

5.7.2 Karlsruhe Research Accelerator - KARA

Die Synchrotronstrahlungsquelle des KIT mit dem Speicherring KARA (engl. *Karlsruhe Research Accelerator*) bündelt verschieden Forschungsvorhaben auf dem Gebiet der Beschleunigerphysik und der Anwendung der Synchrotronstrahlung. Der Speicherring besitzt einen Umfang von 110 m [20]. Er kann in einem Energiebereich von 0,5 GeV bis 2,5 GeV betrieben werden und wird von einem Microtron mit einer Energie von 53 MeV mit einem nachgeschalteten 500 MeV-Booster gespeist [173]. Für die Erzeugung von kohärenter Synchrotronstrahlung im THz-Bereich wird der Speicherring ähnlich wie an der Diamond Light Source in einem low- α -Modus bei einer Energie von 1,3 GeV betrieben [174]. Die Pulslänge variiert je nach Betriebsbedingungen und liegt in einem Bereich von $\sigma = 4,5$ ps bis 1,9 ps [20]. Das Füllmuster des Speicherrings kann in einem weiten Bereich den Bedingungen des Experiments angepasst werden. Die maximale Anzahl an Positionen für die Elektronenpakete beträgt 184, was mit der Wiederholrate von 500 MHz eine Umlauffrequenz von 2,7 MHz ergibt. In den hier gezeigten Messungen wurde ein Füllmuster mit nur einer besetzten Position (engl. *single-bunch mode*) verwendet.

Alle im Rahmen dieser Arbeit präsentierten Experimente wurden an der IR2-Beamline durchgeführt, deren Aufbau in Abb. 5.24a schematisch dargestellt ist. Die Transportoptik der Beamline ist für einen Frequenzbereich von 0,12 THz bis in den ultravioletten Bereich [175] optimiert, überträgt aber auch tiefere Frequenzen bis ca. 75 GHz [20]. Im THz-Bereich domi-

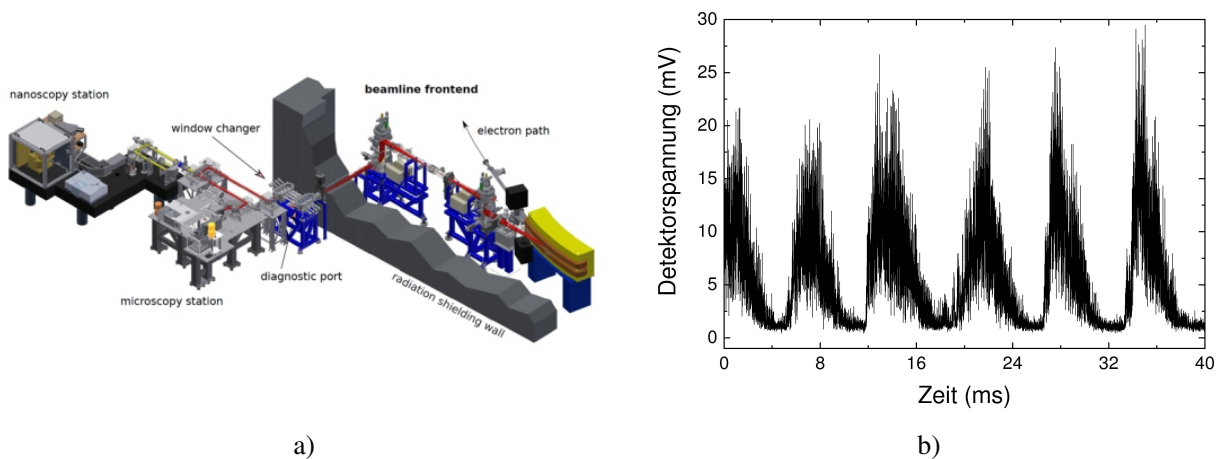


Abbildung 5.24: a) Schematische Darstellung der IR2-Beamline [20]. Die hier beschriebenen Experimente wurden hinter dem als „Diagnostic Window“ bezeichneten Fenster durchgeführt. b) Charakteristischer Verlauf eines an KARA gemessenen Single-Bunch-Signals oberhalb der Bursting-Schwelle. Das sog. *Sawtooth-Bursting* ist deutlich sichtbar.

nirt dabei vor allem Kantenstrahlung, wobei der durch die Transportoptik übertragene Teil hauptsächlich linear polarisiert ist. Die Messungen wurden an dem direkt hinter der Transportoptik befindlichen Diagnostikfenster durchgeführt. Da auch hier die Strahlung nur wenig divergiert, kann sie mit nur einer Linse auf das Detektorsystem fokussiert werden. Abbildung 5.24b zeigt einen typischen zeitlichen Verlauf des mit einem breitbandigen Detektor gemessenen THz-Signals an der Beamline. Für hohe Werte des Strahlstroms erhöht sich die abgestrahlte mittlere Leistung, gleichzeitig nehmen jedoch die Wechselwirkungen zwischen den Elektronenpaketen zu und die Intensitätsschwankungen der Einzelpulse steigen stark an. Dabei kommt es zur Ausprägung eines charakteristischen sägezahnförmigen Musters (engl. *sawtooth bursting* [20]).

Die gleichzeitige Auslese und Versorgung der vier Detektoren erfolgt auch in den hier behandelten Messungen mit dem in Kap. 5.5.2 beschriebenen Aufbau. In Abb. 5.25 ist der gemittelte zeitliche Verlauf der Detektorspannung in den vier Kanälen, analog zu der in Abb. 5.21 gezeigten Messung, dargestellt. Auch hier zeigen alle vier Kanäle die für YBCO typische schnelle Antwortzeit des Detektors. Im Gegensatz zu der an der Diamond Light Source durchgeführten Messung konnte hier durch die Wahl eines geeigneteren Arbeitspunkts bei einem deutlich höheren Spitzenwert der Detektorspannung die bolometrische Komponente beinahe ganz unterdrückt werden. In allen Kanälen ist nach ca. 2 ns das Signal wieder auf die Nulllinie abgefallen. Das Detektorsystem erfüllt damit die Forderung nach einer schnellen Antwortzeit vollumfänglich.

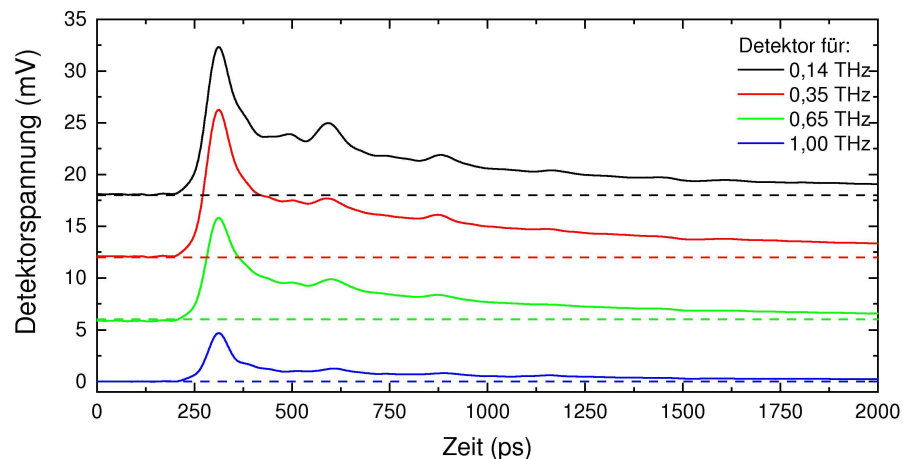


Abbildung 5.25: Gemittelter Verlauf des Detektorsignals aus einer simultanen Einzelschussmessung an KARA. Zur besseren Unterscheidung wurden die einzelnen Kanäle vertikal jeweils mit einem Offset von 6 mV versetzt.

Auch an der Synchrotronquelle des KIT wurde die zeitliche Entwicklung des Spektrums und der Intensitätsschwankungen für längere Messzeiten untersucht. Die Ergebnisse für zwei ausgewählte Verläufe ist in Abb. 5.26 dargestellt. Die zeitliche Entwicklung des Bursts in Abb. 5.26a ähnelt dabei dem grundlegenden Verlauf aus Abb. 5.23b. Der Anstieg der abgestrahlten Leistung erfolgt in allen vom Spektrometer abgedeckten Frequenzbereichen annähernd simultan. Auch dauert das Abklingen des Bursts deutlich länger als das Ansteigen. Im Gegensatz zu dem an der Diamond Light Source gemessenen Verlauf weisen die vier Detektoren in diesem Fall jedoch ähnlich große Abfallzeiten auf. Ebenso fällt das Signal annähernd exponentiell und ohne das Auftreten von weiteren Spitzen ab. Der im Vergleich größte Unterschied ist jedoch die Dauer des Bursts, die mit einer Gesamtzeit von ca. 4 ms eine Größenordnung länger ist. Ein ähnliches Verhalten zeigt der Verlauf in Abb. 5.26b. Hier ist die Dauer mit ca. 2 ms zwar weniger als halb so lang wie das in 5.26a dargestellte Muster, jedoch immer noch deutlich länger als die an der Diamond Light Source gemessenen Verläufe. Die hier gezeigte Vielfalt der in Abhängigkeit des Aufbaus und der Betriebsbedingungen der Beschleuniger gemessenen Verläufe betont die Wichtigkeit des entwickelten Detektorsystems als Diagnoseinstrument.

5.8 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde die Entwicklung eines integrierten vierkanaligen Spektrometers im Frequenzbereich von 0,14 THz bis 1,0 THz mit Bunch-by-Bunch-Auflösung vorgestellt.

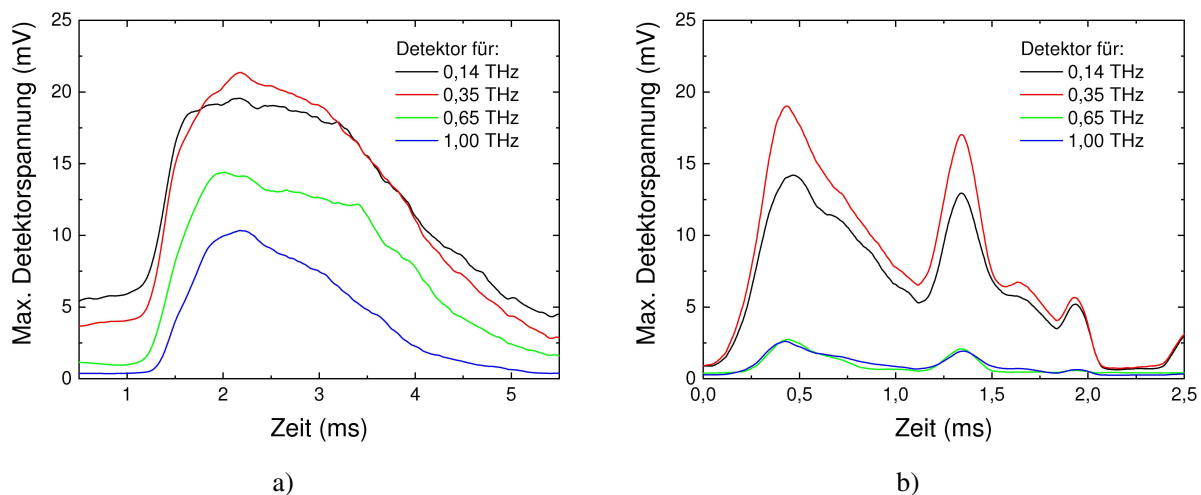


Abbildung 5.26: Beispielhafte Messung zweier unterschiedlicher Burstmuster an der Synchrotronstrahlungsquelle des KIT mit dem entwickelten Detektorsystem. Dargestellt ist der aus einer Reihe von Einzelschussmessungen gewonnene Spitzenwert des Single-Bunch-Signals, der über einen gleitenden Mittelwert geglättet wurde.

Dieses basiert auf einem Array aus vier YBCO-Detektoren, wobei die spektrale Auflösung der einzelnen Kanäle durch einen in dieser Arbeit optimierten Entwurf einer hochohmigen Doppelschlitzantenne erreicht wird. Als besondere Herausforderung hat sich der Arrayentwurf erwiesen. Da alle Detektoren auf einer gemeinsamen dielektrischen Linse angeordnet sind, kann keine getrennte Optimierung der einzelnen Elemente vorgenommen werden. Im Entwurfsprozess konnte dabei die Position der Detektoren im Array so optimiert werden, dass ein guter Kompromiss zwischen einer effizienten Strahlungskopplung und einer hohen Übersprechdämpfung zwischen den Elementen erreicht wird.

Die im Entwicklungsprozess festgelegten und durch Simulationen optimierten Eigenschaften der Detektoren wurden durch umfangreiche Charakterisierungsmessungen verifiziert. Dabei wurde auch der Einfluss der entwickelten Doppelschlitzantenne auf die bereits in früheren Arbeiten für breitbandig gekoppelte YBCO-Detektoren bei Anregung mit gepulster Strahlung festgestellte Abhängigkeit des Signals von Intensität und Ausrichtung des E -Felds im Zero-Bias-Betrieb untersucht. Diese Besonderheit im Detektionsmechanismus äußert sich in einer Polaritätsänderung abhängig von der Ausrichtung des Polarisationsvektors, die einer Richtungsänderung des von der Antenne im Detektor induzierten Hochfrequenzstromes zugeschrieben wird. Auch bei der untersuchten Doppelschlitzantenne konnte in dieser Arbeit eine solche Stromänderung in Simulationen beobachtet und die Polaritätsänderung des Detektorsignals bei linear polarisierter Strahlung für eine Änderung des Polarisationswinkel von 180° in zwei Messungen verifiziert werden.

Die von der Planarantenne dominierte spektrale Empfindlichkeit der Detektoren wurde mit verschiedenen Messverfahren untersucht. Dabei konnte für die entwickelten Doppelschlitzantenne für 0,35 THz und 0,65 THz eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen spektralen Empfindlichkeit mit dem aus den Simulationen erwarteten Verlauf festgestellt werden. Alle untersuchten Detektoren zeigten das erwartete schmalbandige Verhalten.

Das entwickelte Detektorsystem wurde an zwei verschiedenen Beschleunigerquellen (Diamond Light Source und KARA) getestet. Es konnte hier zum ersten Mal eine Messung eines integrierten Arrays mit vier YBCO-Detektoren und simultaner Auslese aller vier Kanäle erfolgreich durchgeführt werden. Dabei konnte das Detektorsystem die durch die hohen Wiederholraten moderner Beschleuniger an die Systembandbreite gestellten Anforderungen erfüllen. Auch bei der maximalen Wiederholrate von 500 MHz kommt es zu keiner Überlappung zwischen den einzelnen Pulsen im Detektorsignal. In Untersuchungen der zeitlichen Entwicklung der durch Wechselwirkungen der Elektronenpakete im Speicherring entstehenden Schwankungen in Intensität und Spektrum der emittierten Strahlung konnten verschieden Burstmuster beobachtet werden. Dies unterstreicht die Bedeutung des Detektorsystems für die THz-Strahldiagnostik.

6 Ein Gitterspektrometer für Frequenzen über 1 THz basierend auf NbN-HEB

Das im vorangegangenen Kapitel entwickelte Detektorsystem deckt den Frequenzbereich unterhalb von 1 THz ab. Dies entspricht dem Betriebsbereich, bei dem an modernen Beschleunigerquellen ein weitestgehend stabiler Betrieb mit gleichzeitig hoher emittierter Leistung möglich ist. Die Bestrebungen, deutlich kürzere Pulslängen zu erreichen [20], sowie der Bedeutungsgewinn von Linearbeschleunigern als Quelle von THz-Strahlung mit hoher Intensität [176], rücken jedoch auch Frequenzen oberhalb von 1 THz immer mehr in das Blickfeld der aktuellen Forschung. Um dieser Entwicklung Rechnung zu tragen, wurde ein Detektorsystem entwickelt, das die für einen Einsatz in der Strahldiagnostik wichtigen Eigenschaften, d. h. Single-Bunch-Zeitauflösung zusammen mit Frequenzauflösung, auch für höhere Frequenzen aufweist. Im Gegensatz zu dem in Kap. 5 verwendeten integrierten Detektorarray wird in diesem Kapitel ein anderer Ansatz verfolgt: In Anlehnung an klassische Gitterspektrometer soll hier ein Beugungsgitter die Funktion des spektralen Filterglieds übernehmen und das von der Beschleunigerquelle emittierte breitbandige THz-Signal auf eine Reihe von Detektormodulen aufteilen. Ein Teil der in diesem Entwurfsprozess gewonnenen Ergebnisse wurde in [SKW⁺20] publiziert.

6.1 Systemkonzept

Bis in die ab den 1950er Jahren durch Fortschritte in der Computertechnik durch interferometrische Messverfahren, wie der Fourier-Transformations-Spektroskopie (FTS), abgelöst wurden, waren Gitterspektrometer innerhalb des Feldes der THz-Spektroskopie die dominierenden Analyseinstrumente [7]. Der gebräuchlichste Typ des Gitterspektrometers (Abb. 6.1a) besteht aus einem Monochromator, der aus einem drehbaren Beugungsgitter und einem engen Spalt aufgebaut ist. Das spektral gefilterte Ausgangssignal des Monochromators wird

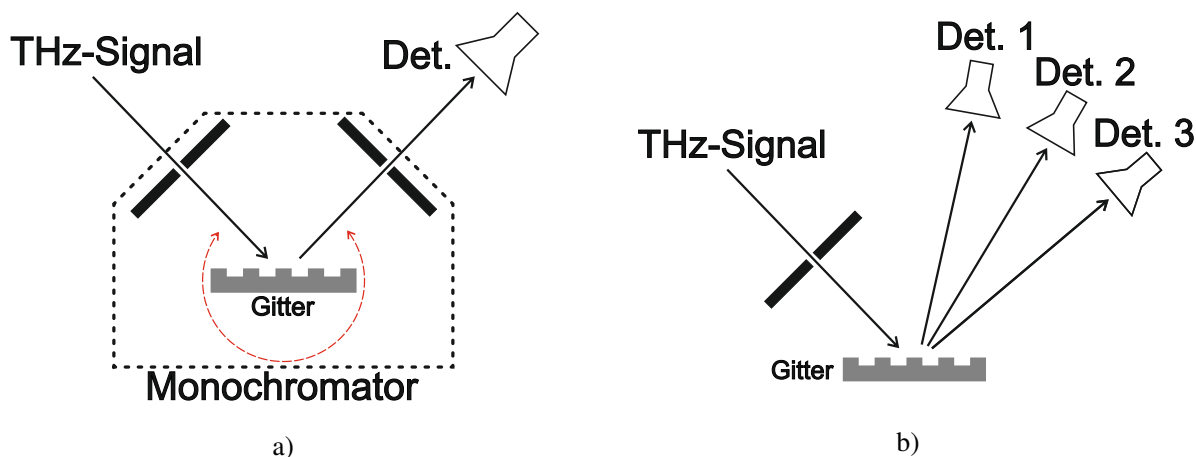


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Grundtypen eines Gitterspektrometers: Einzeldetektor mit Monochromator (a) und Aufbau mit Detektorarray (b). Das in dieser Arbeit entwickelte Detektorsystem entspricht dem zweiten Typ.

von einem einzelnen, frequenzunabhängigen Leistungsdetektor (z. B. einer Golay-Zelle) gemessen. Dabei kann, wie auch bei einem FTS, die zur Aufnahme eines Spektrums nötige mechanische Bewegung nicht schnell genug ausgeführt werden, um bei den hohen Wiederholfrequenzen moderner Beschleuniger eine Bunch-by-Bunch-Auflösung zu erzielen. Diese Anforderung kann jedoch durch einen modifizierten Aufbau erfüllt werden, der in Abb. 6.1b schematisch dargestellt ist. Die Basis bildet hier ein fest montiertes Gitter, das die einfallende Strahlung nicht nur spektral, sondern auch räumlich aufteilt. Durch die Verwendung eines Detektorarrays ist somit eine gleichzeitige spektrale Abtastung möglich, deren zeitliche Auflösung von der Antwortzeit der Detektoren bestimmt wird.

Für die Form des Detektorarrays ist maßgeblich, in welchem Winkelbereich die einfallende Strahlung reflektiert wird. Da dieser von der gewählten Gitterform abhängt, können Gitterspektrometer grundsätzlich sowohl mit integrierten Arrays als auch mit einzelnen Detektormodulen verwirklicht werden. Im Fall eines integrierten Arrays sind dabei jedoch nicht nur die bereits in Kap. 5 beschriebenen Herausforderungen in Bezug auf eine effiziente Strahlkopplung zu bewältigen, sondern auch ein komplexerer mechanischer Aufbau mit einem geringeren Abstand zwischen Gitter und Detektoren nötig. Aus diesem Grund wurde ein Aufbau mit vier einzelnen Detektormodulen gewählt, die jeweils den eigentlichen Detektor mit einer integrierten Linsenantenne und die zur Auslese nötigen Strukturen enthalten.

Ein weiteres Ziel in der Entwicklung des Detektorsystems stellt die Möglichkeit einer Erweiterung des Frequenzbereichs durch den gleichzeitigen Betrieb zusammen mit dem integrierten YBCO-Spektrometer dar. Da dieses den Frequenzbereich von 0,14 THz bis 1,0 THz

abdeckt, wurde als Untergrenze des Gitterspektrometers eine Frequenz von 1,0 THz gewählt. Die Obergrenze wurde anhand von vorbereitenden Überlegungen zur möglichen Bandbreite des Beugungsgitters und den für die Strahldiagnostik interessanten Frequenzbereich auf 5 THz festgelegt. Auf eine genaue Festlegung der Frequenzen der einzelnen Detektormodule innerhalb des Arbeitsbereichs des Gitters kann an dieser Stelle verzichtet werden, da sie primär von der Position des Moduls im Verhältnis zum Beugungsgitter bestimmt wird. Für eine genauere Betrachtung der Möglichkeiten, sowie dem Einfluss der Planarantenne auf das spektrale Verhalten sei auf Kap. 6.4.1 verwiesen.

Die Wahl des Detektormaterials muss unter zwei Gesichtspunkten vorgenommen werden. Zum einen muss der Detektor die Anforderungen im Hinblick auf eine schnelle Antwortzeit unterhalb der Wiederholrate des Beschleunigers erfüllen. Zum anderen ist aufgrund der geringen Quellenleistung für hohe Frequenzen die Detektorempfindlichkeit von großer Bedeutung. Aus diesem Grund wurde, anders als in Kap. 5 nicht YBCO, sondern NbN als Detektormaterial verwendet. Detektoren aus NbN-Dünnschichten basieren auf dem Prinzip eines Heiße-Elektronen-Bolometers. Sie weisen mit einer optischen Empfindlichkeit von $S_{\text{opt}} \approx 400 \text{ V W}^{-1}$ [15] im Vergleich zu unter ähnlichen Bedingungen betriebenen YBCO-Detektoren ($S_{\text{opt}} \approx 80 \text{ V W}^{-1}$ [68]) eine um ungefähr eine Größenordnung höhere Empfindlichkeit auf. Die zur Detektorherstellung verwendete Technologie wurde, wie im Fall der YBCO-Detektoren des integrierten Spektrometers, am KIT-IMS entwickelt und optimiert. Eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Herstellungsschritte wurde in [15, 79] publiziert.

Für den Aufbau des Detektorsystems sind damit folgende Entwicklungs- und Optimierungsschritte zu durchlaufen:

- Der Entwurf eines Beugungsgitters für den geforderten Frequenzbereich.
- Der Entwurf und die Optimierung von für den Betrieb mit einem Beugungsgitter geeigneten Module mit NbN-Detektorelementen.
- Der Aufbau eines Detektorsystems unter besonderer Berücksichtigung der räumlichen Verteilung der Detektoren auf der Kaltplatte des Kryostaten.

In den folgenden Unterkapiteln soll dabei detailliert auf die Herausforderungen und die Ergebnisse dieser Schritte eingegangen werden.

6.2 Beugungsgitter für 1 THz bis 5 THz

Die Funktion eines Beugungsgitters basiert auf Interferenz, die durch Wegunterschiede in der Größenordnung der Wellenlänge an periodischen Strukturen entsteht. Trifft eine Wellenfront auf die Gitteroberfläche, so überlagern sich die an jedem Teilelement gebeugten Wellenanteile zu einem charakteristischen Muster. Die spektrale Filterwirkung liegt darin begründet, dass für eine gegebene Geometrie des Gitters ein fester Zusammenhang zwischen der Wellenlänge der Strahlung und dem Austrittswinkel besteht, bei dem die für das Auftreten von konstruktiver Interferenz nötigen Bedingungen erfüllt sind. Dieser Zusammenhang wird als Gittergleichung bezeichnet. Nach [177] gilt hier bei einem Eintrittswinkel α_i , einem Austrittswinkel β_A , der Beugungsordnung m und der Gitterkonstante der Periodizität d_g :

$$d_g(\sin \alpha_i + \sin \beta_A) = m\lambda. \quad (6.1)$$

Das Beugungsgitter teilt damit den Frequenzbereich der in einem festen Winkel α_i auftretenden Wellenfront der Strahlung räumlich auf einen wellenlängenabhängigen Winkel $\beta_A(\lambda)$ auf.

6.2.1 Entwurf

Aus Gl. 6.1 wird deutlich, dass ein Beugungsgitter auf verschiedene Art und Weise realisiert werden kann. Für die Erfüllung der Bedingungen der Gleichung spielt es keine Rolle, ob die periodische Struktur des Gitters aus einem für die Strahlung durchlässigen Material (Transmissionsgitter) oder aus einem reflektierenden undurchlässigen Material (Reflexionsgitter) besteht. Im THz-Bereich lassen sich beide Bauarten umsetzen. Transmissionsgitter werden vor allem für Frequenzen unterhalb von 1 THz eingesetzt. Als periodische Struktur wird meist ein einfaches Rechteckmuster verwendet, das z. B. mithilfe von Ätzverfahren in ein Halbleitersubstrat eingebracht [178], durch einen Laser strukturiert [179] oder über einen Prägestempel in Kunststoffgranulat eingepresst wird [180]. Da für die meisten im THz-Bereich durchlässigen Materialien die Verluste zu hohen Frequenzen hin deutlich ansteigen, werden oberhalb von 1 THz metallische Reflexionsgitter verwendet. Hier kann analog zu metallischen Spiegeln ein sehr hoher Reflexionsgrad erreicht werden [7]. Beispiele in der Literatur reichen von gefrästen Beugungsgittern aus Aluminium für Frequenzen unterhalb von 0,5 THz [181] bis hin zu komplexen Kombinationen aus Beugungsgitter und Fokuselemen-

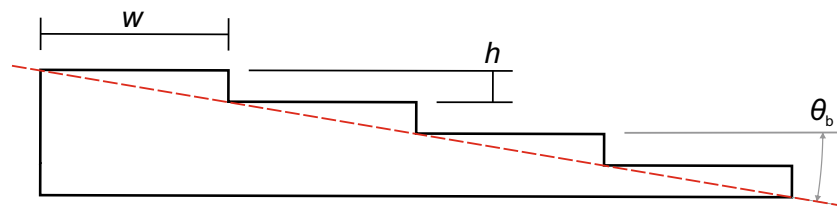


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Stufenstruktur des Beugungsgitters. Abbildung angepasst aus [SKW⁺20].

ten für eine Frequenz von 1,5 THz [182]. Aufgrund dieser Vorteile wird auch in dieser Arbeit ein Reflexionsgitter verwendet.

Neben der Wahl der Bauform ist der Entwurf der periodischen Gitterstruktur die zweite bedeutende Entscheidung im Entwurfsprozess. Da bei den Betriebsbedingungen der heutigen Synchrotron-Lichtquellen die im betrachteten Frequenzbereich abgestrahlte Leistung deutlich kleiner als bei tieferen Frequenzen ist, wird ein Gitterentwurf mit einem hohen Wirkungsgrad angestrebt. Dieser hängt neben den Materialverlusten maßgeblich von der Form der Gitterstruktur ab [177]. Da gemäß Gl. 6.1 die Bedingung für konstruktive Interferenz nicht nur für einen Winkel, sondern auch für höhere Beugungsordnungen mit ganzzahligen Vielfachen erfüllt ist, wird die Leistung der einfallenden Strahlung auf die verschiedenen Beugungsordnungen aufgeteilt. Um einen möglichst guten Wirkungsgrad zu erzielen, muss die Gitterstruktur so gewählt werden, dass die einfallende Strahlung möglichst nur in eine Beugungsordnung konzentriert wird. Dies kann durch die Wahl der in Abb. 6.2 abgebildeten und 1910 von R. W. Wood [183] zuerst untersuchten Stufenstruktur erreicht werden. Bei der Blazegitter genannten Struktur ist die Oberfläche der sich periodisch wiederholenden Elemente um einen Winkel θ_B gegenüber der nominellen Gitteroberfläche geneigt. Ein hoher Wirkungsgrad wird für die Wellenlängen erzielt, wenn die sogenannte Blaze-Bedingung

$$2d_g \sin \theta_B \cos \phi_i = m\lambda_B \quad (6.2)$$

erfüllt ist [7]. Der Winkel ϕ_i bezeichnet dabei den Winkel zwischen der eintreffenden Wellenfront und der Gitternormalen. Generell ist Gl. 6.2 für beliebige Eintrittswinkel gültig. Im Folgenden wird aus mechanischen Überlegungen den Aufbau des Detektorsystems betreffend jedoch von einem Winkel von 30° ausgegangen.

Tabelle 6.1: Parameter des optimierten Gitterentwurfs

λ_B	θ_B	ϕ_i	d_g	w	h
60 μm	2°	30°	992,6 μm	992 μm	35 μm

Als Ausgangspunkt für die endgültige Bestimmung der Stufenbreite und Stufenhöhe dient eine Gitterkonstante im Bereich von 1 mm. Dies ermöglicht eine Fertigung des Beugungsgitters mit herkömmlichen zerspanenden Fertigungsverfahren. Der optimale Blazewinkel ist nach [184] von der Gitterkonstante und dem Wellenlängenbereich, in dem das Gitter betrieben wird, abhängig. Anhand der dort berechneten Verläufe wurde in dieser Arbeit ein Blazewinkel $\theta_B = 2^\circ$ gewählt. Dieser erlaubt einen effizienten Betrieb des Gitters für die Beugungsordnung $m = 1$. Ebenso ist durch diesen vergleichsweise kleinen Blazewinkel das Beugungsverhalten nur gering von der Polarisation der einfallenden Strahlung abhängig.

Entsprechend der Blaze-Bedingung nach Gl. 6.2 kann das Gitter nicht über den gesamten Frequenzbereich optimiert werden. Da für das obere Ende des untersuchten Frequenzbereichs die geringste Ausgangsleistung der Quelle erwartet wird, wurde eine Frequenz von 5 THz als Optimierungspunkt festgelegt. Damit ergeben sich die in Tabelle 6.1 aufgeführten Gitterabmessungen mit einem Verhältnis der Stufenbreite zur Stufenhöhe von ca. 28:1.

6.2.2 Simulation des Gitterverhaltens

Um die für den Entwurf des Detektorsystems, insbesondere der Festlegung der Detektorpositionen, notwendigen Kenntnisse zu gewinnen, wurde das räumliche Beugungsverhalten des Gitters auf zwei verschiedene Arten untersucht. Einen ersten Überblick liefert die Berechnung des frequenzabhängigen Winkels nach Gl. 6.1, bei dem für jede Beugungsordnung die reflektierte Leistung maximal wird. Auf diese Weise kann zwar eine Aussage getroffen werden, welcher Winkelbereich durch die verschiedenen Beugungsordnungen aufgespannt wird, eine Untersuchung des Wirkungsgrades und der Leistungsaufteilung ist jedoch nicht möglich. Daher wurde zusätzlich eine *EM*-Feldsimulation der gesamten Gitterstruktur durchgeführt. Wie bei den in dieser Arbeit untersuchten Antennenentwürfen, wurde auch diese Simulation in *CST MWS* implementiert. Die Stufenstruktur wurde als idealer elektrischer Leiter mit einer Gesamtanzahl von 50 Stufen modelliert und eine linear polarisierte, ebene Welle mit einer Bandbreite von 1 THz bis 5 THz als Quelle der Anregung gewählt. Entspre-

chend den Entwurfsvorgaben ist die Wellenfront um einen Winkel von 30° zur Gitternormalen verkippt. Die Evaluierung des Gitterverhaltens erfolgt über eine Untersuchung der vom Gitter reflektierten Strahlung im Fernfeld. Dabei wird in der Mittelebene des Gitters senkrecht zu den Stufen für verschieden diskrete Frequenzschritte ein Winkelbereich von -90° bis 30° durchlaufen und die elektrische Feldstärke ausgewertet. Die Ergebnisse der Berechnung nach Gl. 6.1 sind in Abb. 6.3a und die Simulationsergebnisse in Abb. 6.3b jeweils für die Beugungsordnungen m von 3 bis -3 dargestellt.

Einen generellen Sonderfall im Verhalten des Beugungsgitters stellt $m = 0$, die direkte Reflexion, dar. Hier vereinfacht sich Gl. 6.1 zur Reflexionsgleichung und der Austrittswinkel entspricht, unabhängig von der Frequenz, dem Eintrittswinkel. In Abb. 6.3a ist dies deutlich zu erkennen. Alle anderen dargestellten Ordnungen zeigen das Beugungsverhalten des Gitters. Die einfallende Strahlung wird für jede einzelne Ordnung und Frequenz in einem charakteristischen Winkel reflektiert und das Spektrum so räumlich aufgefächert. Für positive Ordnungen sinkt der Austrittswinkel betragsmäßig mit steigender Frequenz, für negative Ordnungen steigt er betragsmäßig an. Ebenso wird für höhere Ordnungen der gleiche Frequenzbereich in einen größeren Winkelbereich aufgeteilt. Es existieren außerdem keine Überlappungen zwischen den einzelnen Ordnungen. Die Betrachtung der Austrittswinkel wird für den untersuchten Frequenzbereich entsprechend der Entwurfsparemtern in der Beugungsordnung $m = 1$ vorgenommen. Für eine Frequenz von 1,0 THz ergibt sich ein Winkel $\beta_A = -53,4^\circ$ und bei 5,0 THz gilt $\beta_A = -34,1^\circ$. Damit hat in dieser Beugungsordnung der Winkelbereich eine Größe von $19,3^\circ$. Bei einer angenommenen Zahl von vier Detektoren im System beträgt entsprechend der maximale Winkel zwischen den einzelnen Modulen ca. 5° .

Abbildung 6.3b zeigt die Ergebnisse der Simulation, wobei die einzelnen Beugungsordnungen hier als lokale Feldstärkemaxima zu erkennen sind. Ihr Verlauf stimmt sehr gut mit den berechneten Werten überein. Zusätzlich werden die Unterschiede im Wirkungsgrad zwischen den verschiedenen Ordnungen sichtbar, da die Absolutwerte der Feldstärke deutlich abweichen. Generell sinkt für höhere Beugungsordnungen die Gittereffizienz. Der Großteil der Leistung teilt sich auf die direkte Reflexion und die höheren Beugungsordnungen $m = +1$, $+2$ und $m = -1$ auf. Wie aus den Entwurfskriterien erwartet, dominiert dabei die Ordnung $m = +1$ und es ist ein deutlicher Einfluss des Blazewinkels auf das Gitterverhalten zu erkennen. Oberhalb von ca. 2,2 THz steigt die Feldstärke innerhalb der betrachteten Beugungsordnung um bis zu 50 % und nähert sich dem Wert des globalen Maximums an. Dieser wird ab einer Frequenz von 4,7 THz erreicht. Damit entsprechen die Simulationsergebnisse allen im Entwurfsprozess getätigten Annahmen.

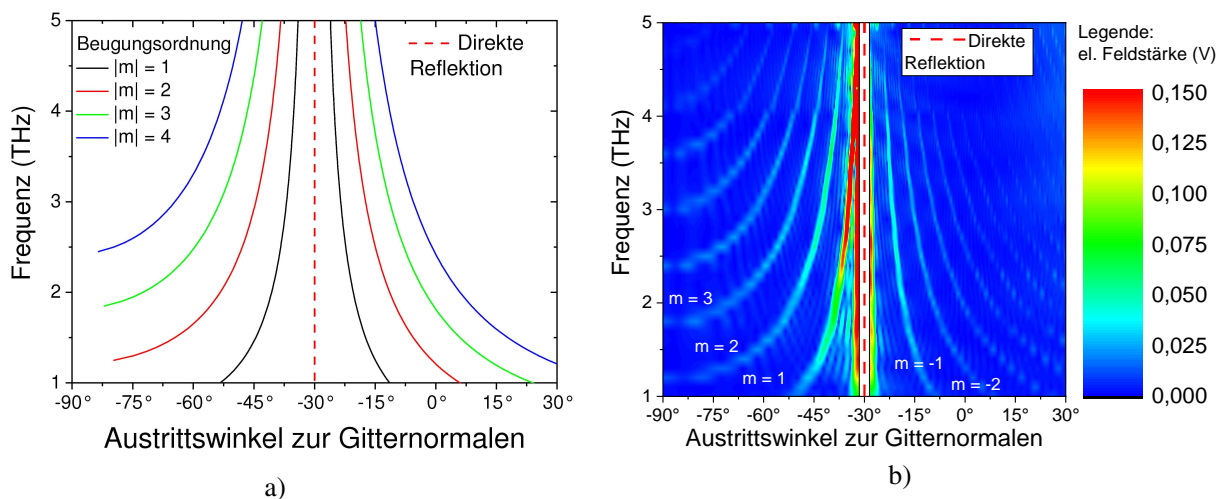


Abbildung 6.3: Simulierter Verlauf der Frequenzabhängigkeit des Austrittswinkels für ein breitbandiges THz-Signal mit einem Eintrittswinkel von 30°. Dargestellt ist jeweils die direkte Reflexion bei -30° ohne Beugung und der Verlauf für mindestens drei höhere Beugungsordnungen. Modell: a) Berechnung nach Gl. 6.1 und b) EM-Feldsimulation.

6.2.3 Herstellung und Oberflächenqualität

Auf Basis des erarbeiteten Entwurfs der Stufenstruktur wurde ein Probeexemplar des THz-Beugungsgitters im Rahmen einer Projektkooperation durch das Institut für Mikroverfahrenstechnik (IMVT) des KIT hergestellt. Als Herstellungsmethode wurde dabei ein Fräsverfahren mit einem Schlagzahnfräser mit Diamantspitze als Schnittwerkzeug gewählt. Dieses Vorgehen erfüllt die beiden grundlegenden Anforderungen an das Herstellungsverfahren: Zum einen erlaubt der Fräsvorgang auf einer computergesteuerten Werkzeugmaschine eine präzise Fertigung der Abmessungen, die sich über mehrere Größenordnungen erstrecken. Dies gilt sowohl für die Stufenstrukturen mit Abmessungen im Bereich von Mikrometern, als auch für das Gesamtteil mit Abmessungen von einigen Millimetern. Zum anderen wird durch die hohe Kantengüte und Schärfe des einschneidigen Diamantwerkzeugs die für den Wellenlängenbereich der Frequenzen oberhalb von 1 THz benötigte Oberflächenqualität im Nanometerbereich erreicht.

Der Ausgangspunkt für die Herstellung des Beugungsgitters ist ein Rohling aus einer bleifreien Messinglegierung mit einer Länge und Breite von 50,4 mm auf 52 mm, sowie einer Dicke von 8 mm. In diesem wird neben der Stufenstruktur im ersten Schritt Befestigungsbohrungen zur späteren Montage des Gitters in einer optischen Halterung eingebracht. Um eine Beeinträchtigung der Reflexionseigenschaften durch Oxidation zu verhindern, wird in einem

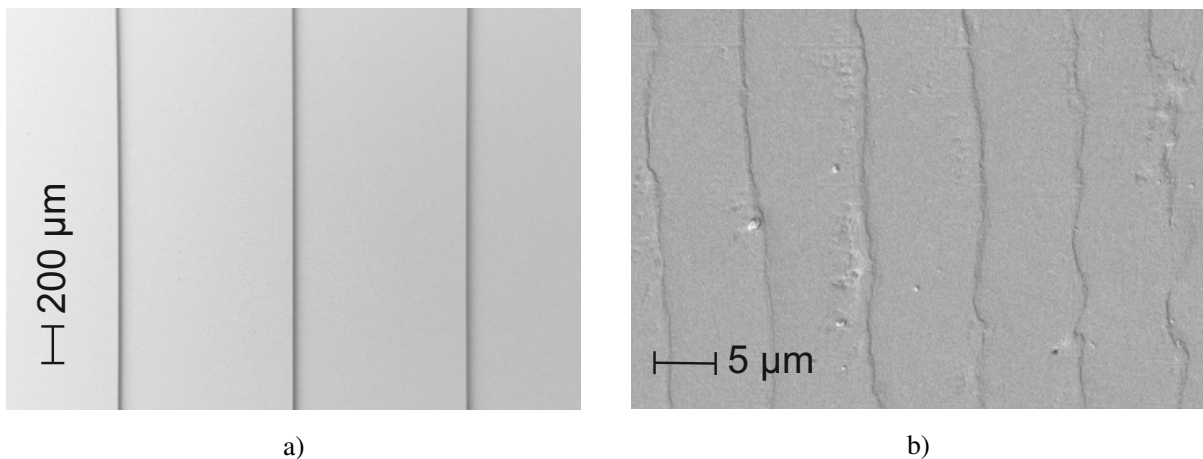


Abbildung 6.4: Aufnahmen der Oberfläche des Prototyps des Beugungsgitters mit einem Rasterelektronenmikroskop bei verschiedenen Vergrößerungen. Gezeigt ist die periodische Stufenstruktur des Gitters (a) und Bearbeitungsspuren auf einer Stufe mit hoher Auflösung (b).

zweiten Herstellungsschritt durch Magnetronspütern eine Goldschicht mit einer Dicke von 300 nm aufgebracht.

In Abb. 6.4 sind REM-Aufnahmen des hergestellten Beugungsgitters dargestellt. Eine globale Übersicht der Stufenstruktur wird in Abb. 6.4a gezeigt. Die Stufenbreite im Millimeterbereich ist dabei deutlich zu erkennen, wobei die Stufen an sich als dunkle vertikale Linien erscheinen. Der Kantenverlauf ist gerade und klar definiert ohne Ausbrüche oder andere Beschädigungen durch das Werkzeug. Abb. 6.4b zeigt eine Ausschnittvergrößerung der Oberfläche einer einzelnen Stufe des Gitters. In dieser Vergrößerung sind die vom Werkzeug auf der Oberfläche hinterlassenen Bearbeitungsspuren als vertikale periodische Bahnen zu erkennen. Eine mögliche Ursache ist die in der Frässtrategie verwendete Werkzeugbahn. Die Bewegung des Werkzeugs erfolgt parallel zu den Kanten der Gitterstufen mit einer konstanten Geschwindigkeit. Nachdem die gesamte Länge des Werkstücks durchfahren ist, wird das Werkzeug um einen festen Wert in der Breite versetzt. Ist die Schnittkante nicht genau parallel zur Oberfläche des Rohlings, dann äußert sich dies in einer Höhenvariation, die nur entlang der Dimension mit einer schrittweisen Bewegung des Werkzeugs auftritt.

Für eine quantitative Bewertung der im Herstellungsprozess erzielten Genauigkeit und Oberflächengüte wurden Messungen mit einem Profilometer durchgeführt. Diese sind in Abb. 6.5 dargestellt. In Anlehnung an die REM-Aufnahmen in Abb. 6.4 zeigt Abb. 6.5a die Messung der Stufengeometrie und Abb. 6.5b eine Messung der Oberflächengüte. Betrachtet man die gemessene Stufengeometrie in Abb. 6.5a, so zeigt sich, dass sowohl bei der Herstellung der im Entwurf vorgegebene Stufenbreite w als auch der Stufenhöhe h eine hohe Genauigkeit

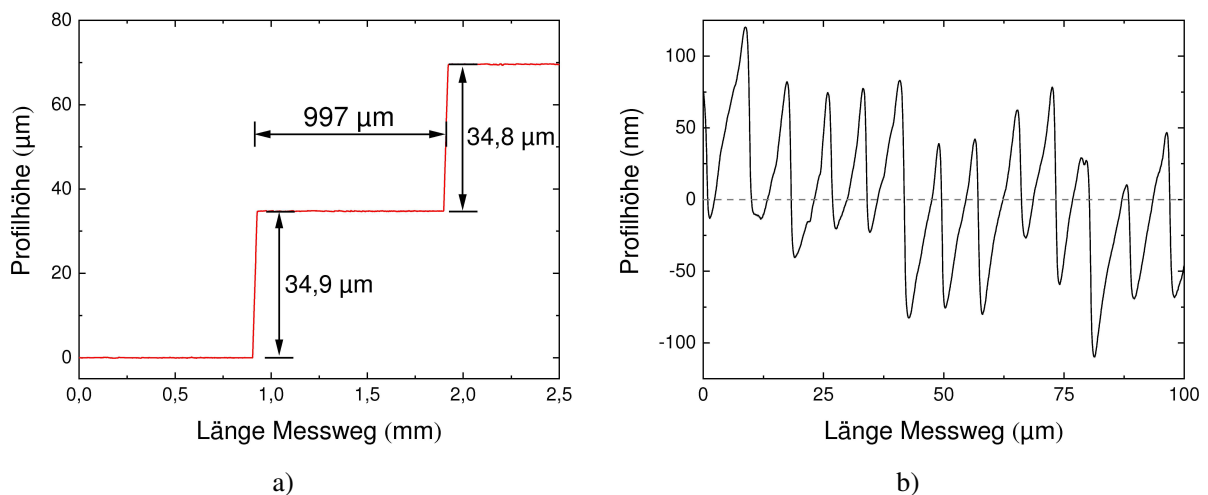


Abbildung 6.5: Profilmessung des Beugungsgitter-Prototyps korrespondierend zu den in Abb. 6.4 gezeigten Ausschnitten. Die Abmessungen der Stufenstruktur (a) entspricht mit hoher Genauigkeit den Entwurfsdaten. Die Rauheit der Oberfläche (b) ist sehr gering, wobei durch das Bearbeitungsverfahren ein periodischer Verlauf sichtbar ist. Teilabbildung b) angepasst aus [SKW⁺20].

erreicht werden konnte. Die absolute Abweichung der Stufenbreite beträgt $5\ \mu\text{m}$ und damit $0,5\ \%$ des Sollwerts. Auch die gemessene Höhe der beiden Stufen im Messbereich unterstreicht mit einer absoluten Abweichung von weniger als $200\ \text{nm}$ die hohe Genauigkeit des verwendeten Herstellungsverfahrens in diesem Größenbereich.

Die in Abb. 6.5b dargestellte Messung der Stufenoberfläche im Nanometerbereich zeigt die schon aus der REM-Aufnahme erwarteten periodischen Schwankungen. Der sägezahnförmige Charakter, bei dem sich ein linearer Anstieg mit einem beinahe vertikalen Abfall abwechseln, deckt sich mit einem Winkelversatz des Werkzeugs als Ursache. Über eine Länge von $100\ \mu\text{m}$ beträgt die Rauhtiefe $R_{\text{max}} = 230\ \text{nm}$ und die quadratische Rauheit $R_{\text{RMS}} = 45,8\ \text{nm}$. Die obere Grenze des für den Entwurf gewählten Frequenzbereichs des Gitters von $5\ \text{THz}$ entspricht einer Wellenlänge von $60\ \mu\text{m}$. Damit ist die Oberflächengüte deutlich besser, als durch das mit einem Reflexionsgrad von $0,98$ korrespondierenden Kriterium einer quadratischen Rauheit von kleiner als $1/100$ der Wellenlänge [7]. Das hergestellte Beugungsgitter erfüllt entsprechend alle Anforderungen aus dem Entwurfsprozess.

6.2.4 Verifikationsmessung

Das hergestellte Muster des Beugungsgitters wurde an der Synchrotronquelle des KIT im Hinblick auf das winkelabhängige Beugungsverhalten bei Bestrahlung im THz-Bereich hin

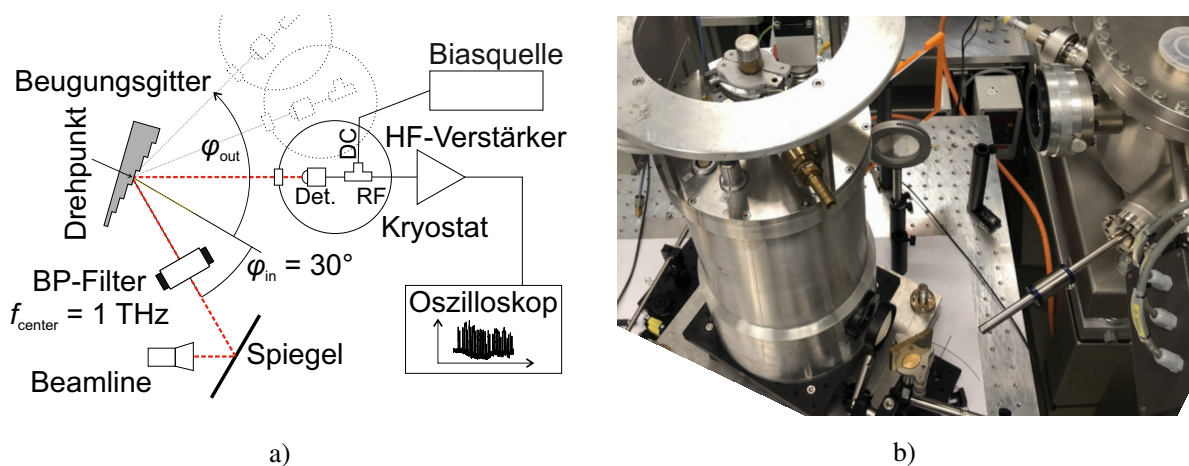


Abbildung 6.6: Messaufbau der Verifikationsmessung des Beugungsgitters mit gepulster THz-Strahlung an der IR2-Beamline der Beschleunigerquelle des KIT. Schematische Darstellung (a) und Foto des Messaufbaus (b). Teilabbildung (a) angepasst aus [SKW⁺20].

untersucht. Dabei wurde der in Abb. 6.6 dargestellte Messaufbau verwendet. Die aus der Beamline ausgekoppelte breitbandige Strahlung wird über einen planen Spiegel unter einem konstanten Einfallswinkel von 30° auf das Beugungsgitter umgelenkt. Im Strahlengang befindet sich zusätzlich ein quasi-optischer Bandpassfilter [185], der mit einer Mittenfrequenz von 1 THz das Spektrum der THz-Strahlung einschränkt. Als Detektor wird ein breitbandiger NbN-HEB in einem Flüssighelium-Badkryostat verwendet, der im grundlegenden Aufbau den in Kap. 6.3 beschriebenen Detektoren entspricht. Der Arbeitspunkt des Detektors wird über eine präzise Spannungsquelle eingestellt und die Auslese des Detektorsignals erfolgt breitbandig über ein Oszilloskop. Das Detektorsystem ist im Messaufbau auf einem drehbaren Schlitten angebracht. Dieser erlaubt eine Drehung um den Mittelpunkt der Oberfläche des Beugungsgitters und damit eine Untersuchung des Beugungsverhaltens in Abhängigkeit des Austrittswinkels der vom Gitter reflektierten Strahlung.

Während der Messung wurde bei konstantem Einfallswinkel der Strahlung auf das Beugungsgitter die Detektorposition in einem Bereich des Austrittswinkels von 25° bis 60° variiert. Damit deckt der Bereich sowohl den erwarteten Winkel der direkten Reflexion bei 30° , als auch die Position des Maximums erster Ordnung nach Gl. 6.1 für eine Frequenz von 1 THz bei 53° ab. An jeder Winkelposition wurde eine Mittelwertbildung der Amplitude der detektierten Pulssignale von jeweils 64 Elektronenpaketen im Speicherring vorgenommen. Da das Detektorsignal des NbN-HEB eine proportionale Abhängigkeit von der Leistung des THz-Signals aufweist, erlaubt dies die Bestimmung des vom Beugungsgitter reflektierten Leistungsanteils und einen Vergleich mit dem simulierten Beugungsverhalten.

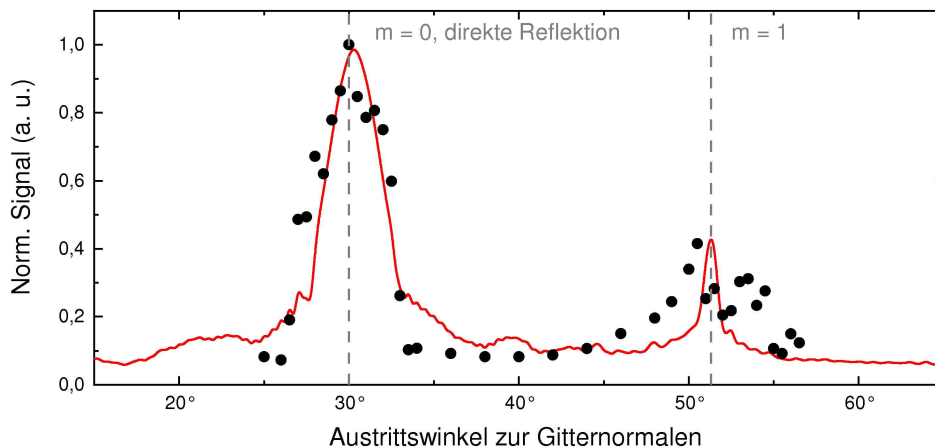


Abbildung 6.7: Normierte Amplitude des Detektorsignals aus der Verifikationsmessung des Gitters für verschiedene Austrittswinkel für $f_{\text{Signal}} = 1 \text{ THz}$. Daten aus Messung (•) und Simulation (—). Abbildung angepasst aus [SKW⁺20].

Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 6.7 zusammen mit dem aus den Simulationen der elektrischen Feldstärke gewonnenen Verlauf der reflektierten Leistung dargestellt. In der Messung zeigen die auf den Maximalwert normierten Signalpegel dabei zwei deutliche lokale Maxima. Bei einer Erhöhung des Austrittswinkels von 25° an steigt der Signalpegel und erreicht bei ca. 30° das globale Maximum. Zwischen 30° und 45° sinkt das Signal auf ein Minimum ab, bevor es für größere Winkel wieder ansteigt und schließlich bei ca. 51° das zweite Maximum erreicht. Für Austrittswinkel größer als 52° ist eine Abweichung der Messung vom erwarteten Verlauf zu erkennen. Eine mögliche Ursache ist dabei, dass durch den geringen Winkel zur Gitteroberfläche und die begrenzten Abmessung des Gitters ungenügend abgeschirmte Anteile des direkten Strahlungssignals aus der Beamline gegenüber dem gebeugten Anteil nicht mehr vernachlässigt werden können. Für den Betrieb des Detektorsystems kann das Auftreten dieser parasitären Anteile durch die Optimierung des Strahlengangs mit zusätzlichen Fokuselementen unterdrückt werden [84].

Vergleicht man die Messwerte mit dem aus der Simulation erwarteten Verlauf, so zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung, insbesondere für die Lage der durch die ersten beiden Beugungsordnungen hervorgerufenen Maxima. Der gemessene Verlauf des Detektorsignals um die Position der direkten Reflexion weist annähernd die Form einer Gauß-Verteilung auf und stimmt in der Halbwertsbreite sehr gut mit dem in der Simulation beobachteten Verhalten überein. Das zweite gemessene lokale Maximum, das der ersten Beugungsordnung zugeordnet werden kann, zeigt bei einem Austrittswinkel von 51° eine Reflexionsfaktor von ca. 40 % der direkten Reflexion. Auch hier zeigt sich eine Übereinstimmung mit dem erwarteten Verlauf, wobei das Maximum gegenüber der Simulation um ca. 1° zu geringeren Winkeln hin

verschoben ist. Das Vorhandensein des zweiten Maximums in der Messung kann für eine Frequenz von 1 THz als grundlegender Nachweis der Funktion der entworfenen Struktur als Beugungsgitter aufgefasst werden und belegt hier die Anwendbarkeit des gewählten Simulationsverfahrens im Entwurfsprozess.

6.3 Detektorentwurf

Die Vorgehensweise im Entwurfsprozess der Detektoren des Gitterspektrometers wird von den durch das Beugungsgitter vorgegebenen Randbedingungen dominiert. Im Gegensatz zu den Detektoren des integrierten Spektrometers in Kap. 5, deren spektrale Empfindlichkeit rein durch die Antenne bestimmt wird, übernimmt das Beugungsgitter den Hauptteil der spektralen Filterung. Da jedoch, aufgrund der für eine hohe Empfindlichkeit und eine schnelle Antwortzeit nötigen kleinen Abmessungen, das Detektorelement zwangsläufig antennengekoppelt sein muss, können viele der bereits gewonnenen Erkenntnisse auch hier angewendet werden. Ebenso muss ein weiterer Punkt im generellen Verhalten des Beugungsgitters beachtet werden: Da es sich bei dem Interferenzmuster des Gitters nach Gl. 6.1 um ein periodisches Verhalten handelt, sind zwar innerhalb einer Beugungsordnung die Austrittswinkel für jede Frequenz einzigartig, für einen gegebenen Austrittswinkel können sich jedoch für höhere Ordnungen auch die Intensitätsmaxima höherer Frequenzen überlappen. In Abb. 6.8 ist dies beispielhaft für einen Austrittswinkel gegenüber der Gitternormalen von -42° dargestellt, der mit dem Intensitätsmaximum für eine Frequenz von 1,5 THz in der Beugungsordnung $m = +1$ korrespondiert. Gezeigt ist der aus den *EM*-Simulationen gewonnene und interpolierte Verlauf der für die jeweilige Frequenz vom Gitter reflektierten Leistung. Dieser wird für eine Frequenz von 1,5 THz wie erwartet maximal. Zusätzlich werden unter dem selben Winkel jedoch auch für eine Frequenz von 3 THz (Beugungsordnung $m = +2$) nicht vernachlässigbare Leistungsanteile reflektiert. Für eine definierte spektrale Empfindlichkeit muss deshalb das vom Gitter reflektierte Spektrum zusätzlich gefiltert und von diesen Überlappungen bereinigt werden.

Eine Möglichkeit, um eine entsprechende eng begrenztes Spektrum zu erreichen, ist der Einsatz quasi-optischer Bandpassfilter im optischen Pfad zwischen Gitter und Detektor, z. B. als Teil des Detektormoduls. Im THz-Bereich stellen Dünnschicht-Gitterfilter mit kapazitiven oder induktiven Strukturen den am häufigst verwendeten Typ dar [7]. In dieser Arbeit stand hier für den Entwurfsprozess eine Auswahl von kommerziell erhältlichen THz-Bandpassfiltern zur Verfügung, die von der Firma *Tydex LLC* hergestellt wurden. Abbildung 6.9a zeigt

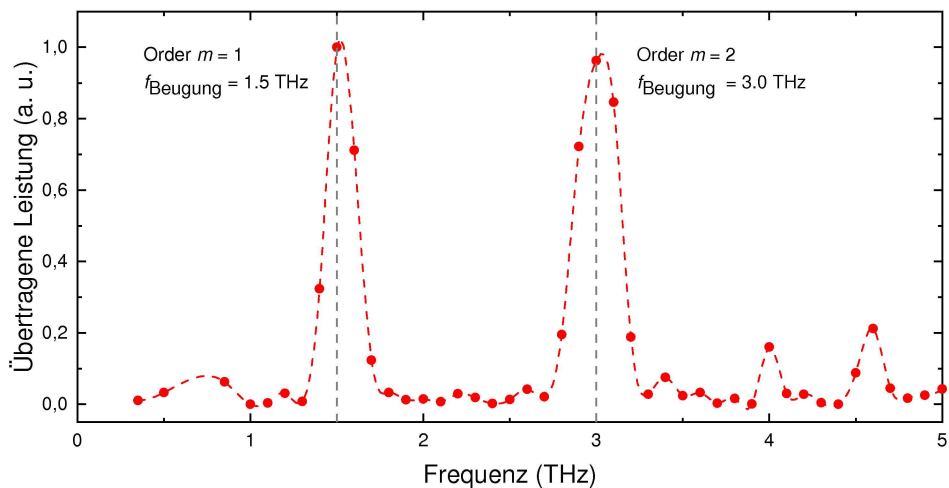


Abbildung 6.8: Simulierte Amplitude des vom Beugungsgitter für einen Winkel von -42° reflektierten Signals abhängig von der Signalfrequenz. Wegen der Periodizität des Beugungsmechanismus werden unter dem gleichen Winkel nicht nur Frequenzanteile der ersten Beugungsordnung, sondern auch parasitäre Anteile höherer Ordnungen gekoppelt. Abbildung angepasst aus [SKW⁺20].

den generellen Aufbau der Filter. Es handelt sich um einschichtige Filter aus einer dünnen Folie aus Nickel, die in einem Filterhalter mit einem Außendurchmesser von 25 mm und einer Öffnung von 19 mm montiert sind. Das Filterverhalten wird über ein speziell entworfenes Lochmuster erreicht [186]. Die Messkurven der Filter ist in Abb. 6.9b dargestellt. Alle Filter weisen um ihre Mittenfrequenz eine Transmission von mehr als 75 % und eine Dämpfung außerhalb des Durchlassbereichs von mehr als 10 dB auf. Die relative Bandbreite liegt je nach Filter im Bereich von 18 % bis 25 %.

Da die winkelabhängige spektrale Filterung durch das Beugungsgitter stetig ist und damit keine Begrenzung der Mittenfrequenzen der einzelnen Detektoren im Spektrometer liefert, wurde diese anhand der zur Verfügung stehenden Bandpassfilter ausgewählt. Im Hinblick auf den Frequenzbereich von Interesse wurden daher die vier Mittenfrequenzen zu 1,5 THz, 2,0 THz, 3,0 THz und 3,8 THz festgelegt.

6.3.1 Antennenentwurf

Entsprechend den in den vorherigen Kapiteln herausgearbeiteten Randbedingungen wurden zwei unterschiedliche Antennenentwürfe auf ihre Eignung hin untersucht. Dabei handelt es sich zum einen um eine breitbandige Spiralantenne und zum anderen um eine schmalbandige Doppelschlitzantenne. Beide Entwürfe wurden mit der Zielsetzung einer definierten spektralen Empfindlichkeit um die Entwurfsfrequenz hin untersucht. Dabei sollte besonders die Fra-

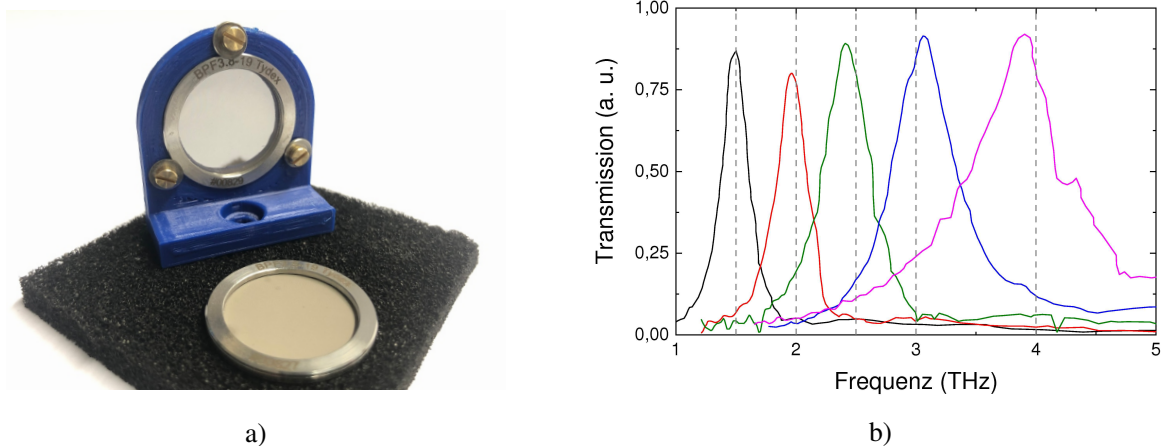


Abbildung 6.9: Quasi-optische Bandpassfilter im THz-Bereich. Aufnahme der Filter in Filterhalter (a) und Transmissionsmessung der in dieser Arbeit verwendeten Filter (b). Die Messdaten wurden vom Hersteller Tydex LLC zur Verfügung gestellt.

ge geklärt werden, ob die schmalbandige Charakteristik der Doppelschlitzzantenne ausreicht, um auch ohne einen zusätzlichen quasi-optischen Filter im Strahlpfad eine ausreichende Unterdrückung der frequenzfremden Signalanteile aus unerwünschten Beugungsordnungen zu erreichen.

Beide Antennenentwürfe wurden in *CST MWS* simuliert und optimiert. Auch im Fall der NbN-Detektoren wurde dabei aufgrund der geringen Abmessungen im Vergleich zur Wellenlänge auf eine Modellierung des Detektorelements als dreidimensionale Brückenstruktur verzichtet und die Antennenstruktur mit einem diskreten Port als idealisierte Hochfrequenzquelle angeregt. Als Substratmaterial der Detektoren wird intrinsisches Silizium verwendet. Durch die Verwendung des Detektorchips zusammen mit einer dielektrischen Linse kann das Substrat in der Simulation als unendlich ausgedehnt betrachtet werden. Neben der Metallisierungslage der Antenne aus Gold und der supraleitenden Dünnschicht aus NbN sind keine weiteren Funktionslagen vorhanden. Daher wurde in der Simulation nur die Metallisierungslage mit einer Dicke von 200 nm berücksichtigt.

Der Entwurf der Spiralantenne ist schematisch in Abb. 6.10a dargestellt. Es handelt sich um einen selbstkomplementäre Form einer logarithmischen Spiralantenne, entsprechend gilt im Entwurf für den Füllfaktor $\delta = 90^\circ$. Der innere Radius r_0 , die Steigung α_{sp} und der äußere Radius über die Anzahl an Windungen N wurde in der Simulation so optimiert, dass die Antenne den gesamten Frequenzbereich von Interesse abdeckt.

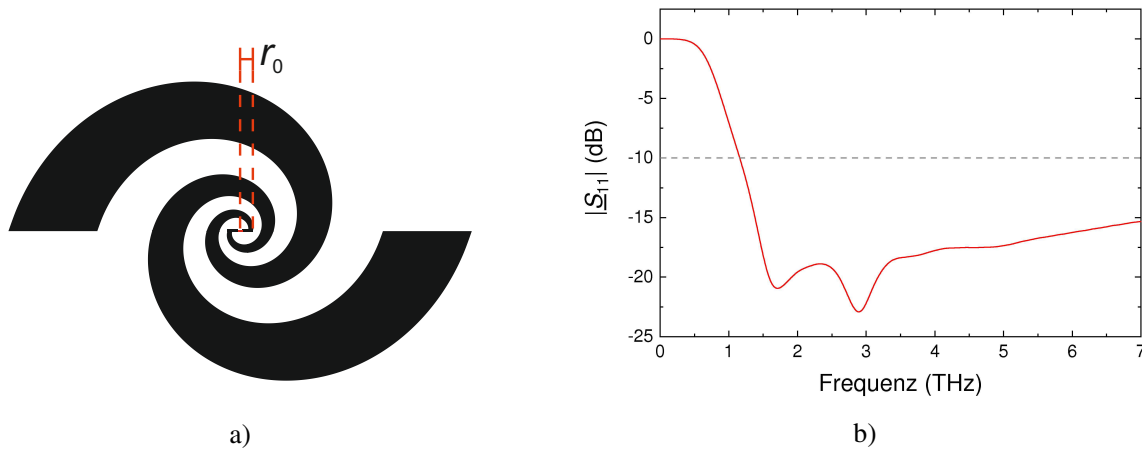


Abbildung 6.10: Log. Spiralantenne optimiert für einen Frequenzbereich von 1 THz bis 4 THz. Maßstäbliche Zeichnung der Antenne (a) und simulierte Reflexionsparameter $|S_{11}|$ (b). Abbildungen angepasst aus [SKW⁺20].

Tabelle 6.2: Abmessungen der Spiralantenne

r_0 (μm)	α_{sp}	θ	N
1,4	0,31	90°	1,5

Abbildung 6.10b zeigt für den optimierten Antennenentwurf den Betrag des simulierten Eingangsreflexionsfaktors $|S_{11}|$, wobei die Antennenimpedanz der Struktur einem Wert von ca. 60Ω entspricht. Die Antenne zeigt ab einer Frequenz von ca. 1 THz echtes breitbandiges Verhalten ohne ausgeprägte Resonanzen. Bis zur oberen Grenze des Frequenzbereichs von Interesse bei 5 THz zeigt die Antenne eine gute Anpassung mit $|S_{11}|$ kleiner als -10 dB und erfüllt so die Anforderungen an den Entwurf. Die Parameter des optimierten Entwurfs sind in Tab. 6.2 aufgelistet.

Als zweite Entwurfsmöglichkeit wurde der in Kap. 5.3 erarbeitete Antennenentwurf eine hochohmigen Doppelschlitzantenne auch für höhere Frequenzen optimiert. In Abb. 6.11a ist dieser Entwurf noch einmal schematisch dargestellt. Es wurden generell keine grundlegenden Änderungen am Entwurf vorgenommen. Da für die Doppelschlitzantenne jedoch die Abmessungen mit der Wellenlänge der Entwurfsfrequenz skaliert, kann das Verhältnis zwischen Länge l_{Schlitz} und Breite w_{Schlitz} der Antennenschlitze bei zu hohen Werten zu Probleme bei der Herstellung, insbesondere der Lithografie, führen. Um dies zu verhindern wurde eine Obergrenze von 35:1 festgelegt.

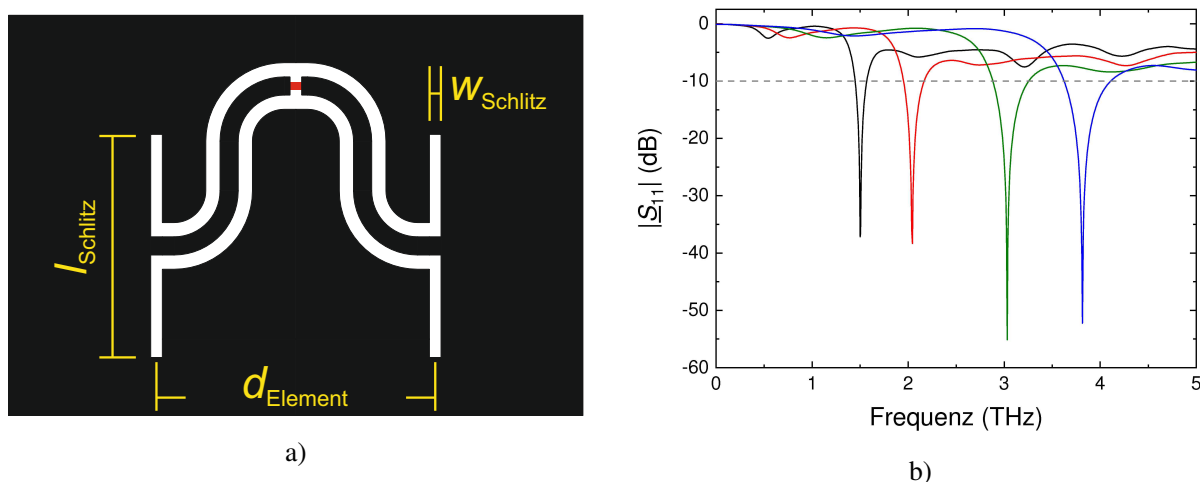


Abbildung 6.11: Antennenentwurf optimierter Doppelschlitzantennen. Schematische Darstellung des Entwurfs (a) und simulierte Reflexionsparameter $|S_{11}|$ der Antennen mit Mittenfrequenzen von 1,5 THz, 2 THz, 3 THz und 3,8 THz (b). Abbildungen angepasst aus [SKW⁺20].

Tabelle 6.3: Abmessungen optimierter Doppelschlitzantennen für 1,5 THz bis 3,8 THz

Mittenfrequenz (THz)	l_{Schlitz} (μm)	w_{Schlitz} (μm)	d_{Element} (μm)
1,5	44,3	1,42	29,1
2,0	33,2	1,06	21,8
3,0	22,1	0,71	14,6
3,8	17,4	0,56	11,5

Die Abmessungen für die vier optimierten Entwürfe sind in Tab. 6.3 aufgeführt, die simulierten betragsmäßigen Verläufe des Eingangsreflexionsfaktors $|S_{11}|$ in Abb. 6.11b. Für den optimierten Entwurf ergibt sich eine Antennenimpedanz von 300Ω . Alle Antennen zeigen ausgeprägtes schmalbandiges Verhalten mit einer sehr guten Anpassung von $|S_{11}| < -35 \text{ dB}$ bei der Entwurfsmittelfrequenz. Der Wert von -10 dB wird innerhalb des betrachteten Frequenzbereichs und außer an der Stelle der Entwurfsmittelfrequenzen nicht unterschritten.

Eine Simulation der Richtcharakteristik der optimierten Antennen zusammen mit der dielektrischen Linse konnte für beide Entwürfe aufgrund der in diesem Frequenzbereich sehr hohen Anforderungen an die Rechenkapazität nicht durchgeführt werden. Die in Kap. 5.4.2 für die -10 dB -Strahlbreite durchgeführten Simulationen liefern jedoch Hinweise auf die Linse als begrenzender Faktor für hohe Frequenzen. Auch die in [59] für bis zu 2 THz durchgeführten

Berechnungen unterstützen diese Erwartung. Entsprechend kann auch hier von einer guten Koppeffizienz und einer geringen Schwankung der Richtcharakteristik über den betrachteten Frequenzbereich ausgegangen werden.

Für beide Antennenformen wurde am Beispiel der Antenne mit einer Entwurfsfrequenz von 1,5 THz der Koppelfaktor der vom Gitter im selben Winkel von -42° wie in Abb. 6.8 reflektierten Leistung, jeweils mit und ohne Bandpassfilter, berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.12 dargestellt. Im Fall der Spiralantenne wurde aus Vergleichsgründen sowohl die optimale Antennenimpedanz, als auch die der Doppelschlitzantenne entsprechende Impedanz von 300Ω verwendet. Abbildung 6.12 stellt den Fall für die Kombination aus Beugungsgitter und Antenne ohne weiteren Filter dar. Hier zeigt sich deutlich das breitbandige Verhalten der Spiralantenne. Die unerwünschten Leistungsanteile bei 3 THz werden nur sehr gering gegenüber den Anteilen bei 1,5 THz gedämpft. Die Detektorimpedanz hat keine Auswirkung auf dieses Verhalten und äußert sich nur durch eine Fehlanpassung. Im Gegensatz dazu zeigt sich das schmalbandige Verhalten der Doppelschlitzantenne in einer Dämpfung der Anteile bei 3 THz um ca. 25 %. Da es sich bei der Doppelschlitzantenne um einen resonanten Antennentyp handelt, stimmt hier die erste Harmonische der Entwurfsfrequenz mit der unerwünschten Beugungsordnung überein und verhindert eine höhere Dämpfung.

Der Fall für die Kombination aus Beugungsgitter, Bandpassfilter und Antenne ist in Abb. 6.12b dargestellt. Durch den Bandpassfilter werden höhere Frequenzanteile für alle Antennentypen beinahe komplett unterdrückt, während die Dämpfung im Durchlassbereich nur ca. 8 % beträgt. Auch hier äußert sich im Fall der Spiralantenne eine Fehlanpassung nur in einem generellen Verlust an Koppeffizienz.

Die durchgeführten Untersuchungen zur Filterwirkung der Antenne haben damit gezeigt, dass nur durch eine schmalbandige Doppelschlitzantenne keine zufriedenstellende Bedämpfung unerwünschter Frequenzanteile möglich ist. Ursache ist das resonante Verhalten der Antennenschlitze, die hier mit dem periodischen Verhalten des Beugungsgitters zusammenfallen. Damit müssen die untersuchten Planarantennen für eine definierte spektrale Empfindlichkeit der Spektrometerkanäle immer in Kombination mit einem zusätzlichen Bandpassfilter verwendet werden. In diesem Fall erfüllen beide Antennen alle an sie gestellten Anforderungen. Die Spiralantenne hat dabei den Vorteil, dass für alle Detektoren der gleich Antennenentwurf verwendet werden kann. Nachteilig ist, dass im Gegensatz zur Doppelschlitzantenne keine Anpassung der Antennen- an die Detektorimpedanz möglich ist.

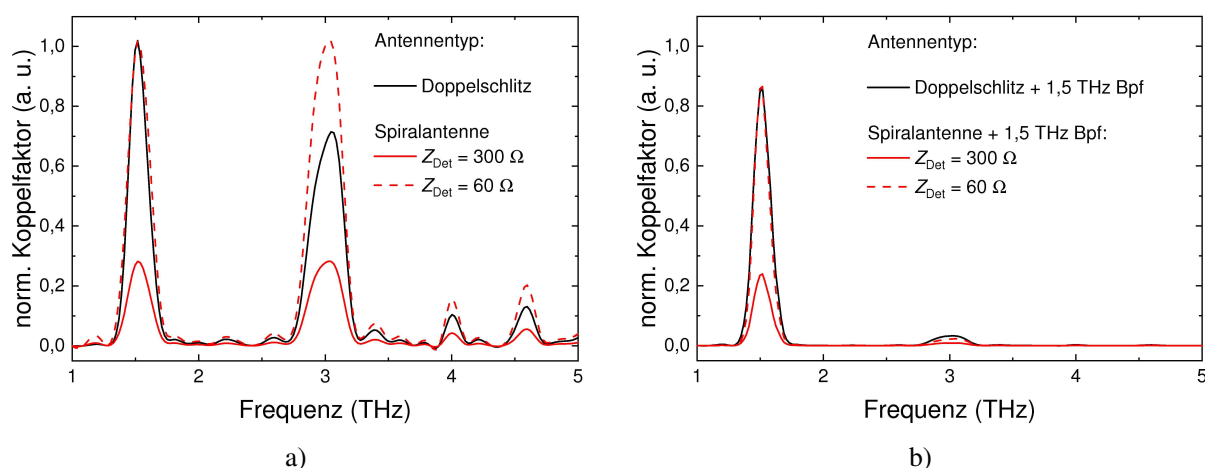


Abbildung 6.12: Einfluss des Antennentyps (a) und der Antennen in Kombination mit einem quasi-optischen Bandpassfilter (b) am Beispiel des Spektrometerkanals für 1,5 THz. Durch die Verwendung der Filter kann mit beiden Antennenentwürfen eine höhere Frequenzauflösung erreicht werden. Abbildungen angepasst aus [SKW⁺20].

6.4 Entwurf des Detektorsystems

Neben dem Beugungsgitter (Abb. 6.13a) ist ein 4,2 K-Badkryostat mit Flüssighelium (LHe) als Kühlmittel, wie beispielhaft in Abb. 6.13b gezeigt, die Grundlage des Detektionssystems. Dieser ist mit einem optischen Fenster zur Einkopplung der Strahlung ausgestattet und dient als Basis für die Montage und den Betrieb der Detektormodule. Aus verschiedenen Gründen wurde auf eine Montage des optischen Gitters innerhalb des Kryostaten verzichtet. Zum einen erlaubt dieser Aufbau eine einfachere Justierung des Gitters während des Aufbaus und des Betriebs. Zum anderen kann die Halterung des Gitters aus handelsüblichen, händisch verstellbaren Teilen aufgebaut und auf komplexe motorische Halterungen oder Vakuumdurchführungen verzichtet werden. Ein weiterer Grund ergibt sich aus dem für den Aufbau des Detektorarrays nötigen Platz. Dieser hängt für ein gegebenes Entwurf des Beugungsgitters maßgeblich von der minimalen Packungsdichte der Detektormodule ab. Hier erlaubt ein außerhalb des Kryostaten platziertes Gitter mehr Freiheit im Entwurfsprozess bei gleichzeitig kleinstem Flächenbedarf und Wärmelast auf der Kaltplatte. Ein Nachteil dieser Bauform ist jedoch, dass die Größe des optischen Fensters an den Winkelbereich des Gitters angepasst werden muss. Dies erhöht die Gefahr eines Wärmeeintrags durch parasitäre Strahlung.

Der Gesamtaufbau aus Kryostat und Gitter ist in Abb. 6.13b im rechten Teilbild skizziert. Die gezeigte optische Halterung des Gitters entspricht dabei der in allen Messungen verwendete-

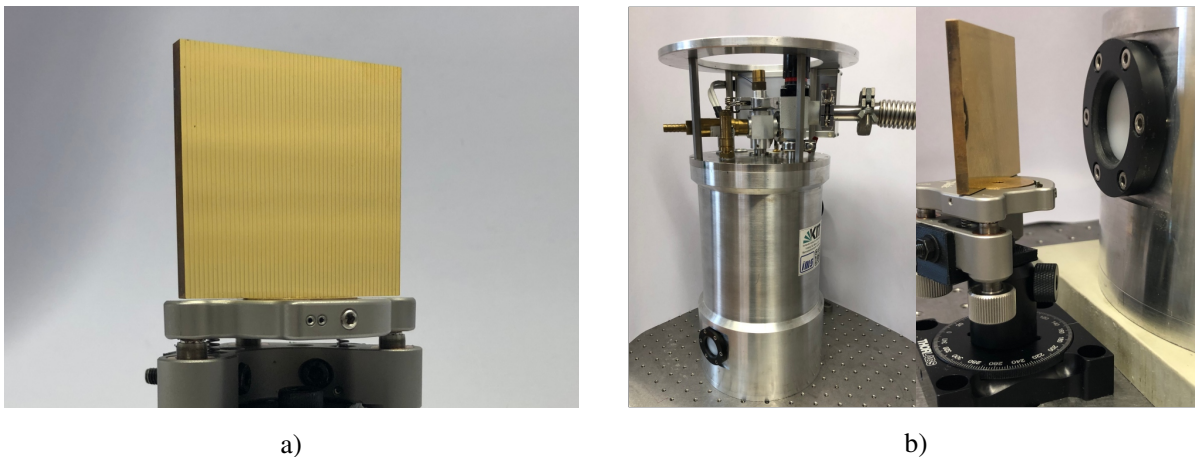


Abbildung 6.13: a) Prototyp des Beugungsgitters in einstellbarer optischer Halterung. b) LHe-Badkryostat mit optischem Fenster.

ten Variante. Sie erlaubt eine Drehung um die Mittelachse der nominellen Gitteroberfläche, sowie eine Verkippung um zwei weitere Achsen.

6.4.1 Anordnung der Detektoren

Das Ziel der Optimierung der Detektorposition innerhalb des Systems ist das Erreichen einer möglichst hohen Koppleffizienz an die zu untersuchende THz-Strahlung. Dabei müssen mehrere Punkte gegeneinander abgewogen werden.

Der maximale Winkelbereich, in dem die Detektormodule platziert werden können, ist die Größe der Kaltplatte des Kryostaten. Nach unten wird der Bereich durch die Gehäusegröße der Module begrenzt. Ausgangspunkt der Überlegungen ist ein Durchmesser der Kaltplatte von 200 mm, was einen Kompromiss aus kommerziell verfügbaren Kryostatgrößen, Anschaffungs- und Betriebskosten, sowie einer möglichst hohen Standzeit darstellt. Zwar sind auch Kryostaten mit einem deutlich größeren Nutzvolumen verfügbar, es handelt sich dabei aber meistens um kühlmittelfreie Systeme, wie z. B. Pulsrohrkühler. Diese verfügen zwar über keine Beschränkungen der Betriebszeit, sind aber teurer in der Anschaffung, komplexer im Hinblick auf den mechanischen Aufbau und verfügen über eine vergleichsweise geringe Kühlleistung [187, 188].

Die zweite Optimierungsgröße ist die für jedes Modul genutzte Beugungsordnung. Hier beeinflusst der Wirkungsgrad des Gitters die Strahlkopplung. Zwar ist das Beugungsgitter im Entwurf durch die Wahl des Blazewinkels auf die Nutzung einer bestimmten Beugungsord-

Tabelle 6.4: Optimierte Positionierung der Detektoren im System

Kanal	Mittenfrequenz (THz)	Austrittswinkel	Ordnung	Koppelfaktor (%)
1	1,5	$-43,2^\circ$	1	1,1
2	2	$-38,3^\circ$	1	6,4
3	3	$-21,5^\circ$	-1	2,2
4	3,8	$-33,2^\circ$	1	11,9

nung hin optimiert worden, jedoch kann durch die Ausweitung der für die Positionierung in Betracht gezogenen Möglichkeiten ein besseres Optimierungsergebnis erzielt werden. Der letzte Punkt ergibt sich aus der zu erwarteten Verteilung der Quellenleistung: Da insbesondere für eine Synchrotronquelle die Ausgangsleistung zu tieferen Frequenzen hin ansteigt, kann hier zu Gunsten der Module für höhere Frequenzen auf die maximale Effizienz verzichtet werden.

Die Ergebnisse der durchgeführten Optimierung für die vier Detektoren mit den Mittenfrequenzen 1,5 THz, 2 THz, 3 THz und 3,8 THz sind in Tab. 6.4 aufgeführt. Die angegebenen Austrittswinkel sind, wie im gesamten Kapitel verwendet, als relativ zur Normalen der Gitteroberfläche anzusehen. Als nominelle optische Achse des Kryostaten wird dabei die Mittelachse des optischen Fensters definiert. Um den zur Verfügung stehenden Platz möglichst effektiv auszunutzen, ist sie relativ zum Gitter um die Hälfte des verwendeten Winkelbereichs verkippt und weist so einen Winkel von $-32,4^\circ$ zur Gitternormalen auf. Aus Platzgründen können nur drei der vier Detektoren so positioniert werden, dass Sie mit der jeweiligen Position in der Beugungsordnung $m = 1$ zusammentreffen. Als Kompromiss wurde der Detektor für 3,0 THz in dem Maximum der Ordnung $m = -1$ angeordnet. Dies äußert sich in einem Effizienzverlust um ca. den Faktor 4. Auch die Auswirkung der Wahl einer Frequenz von 5 THz als Blaze-Bedingung lässt sich an den resultierenden Koppelfaktoren erkennen. Der niedrigste Wert von 1,1 % weist der Detektor für 1,5 THz auf. Innerhalb einer Beugungsordnung steigt der Wert stetig an, bis er bei einer Frequenz von 3,8 THz schließlich ca. 12 % erreicht.

Der endgültige, sich aus den Austrittswinkeln und der Ausrichtung des Kryostaten ergebende, Aufbau des Detektorsystems ist in Abb. 6.14a in der Draufsicht auf die Kaltplatte und in Abb. 6.14b als die entsprechende Schnittansicht skizziert. Die Detektoren sind in einer halb-kreisähnlichen Anordnung kurz hinter der Mittellinie der Kaltplatte angeordnet. Dadurch

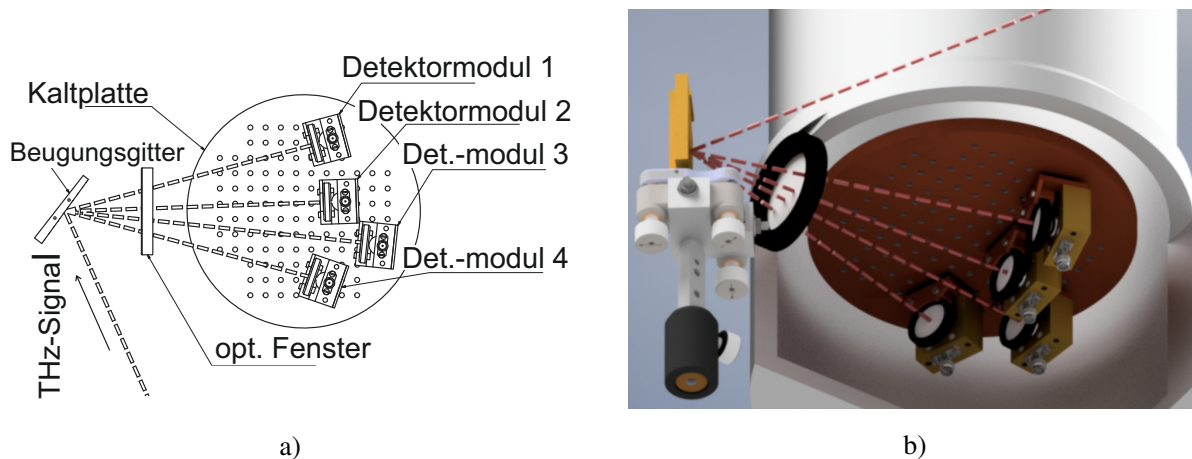


Abbildung 6.14: Optimierte Position der vier Detektormodule im Detektionssystem. a) Schematische Darstellung der Detektormodule auf der Kaltplatte. b) 3D-Renderdarstellung im Schnittbild mit angedeutetem Strahlverlauf.

kann das Beugungsgitter nahe am optischen Fenster des Kryostats platziert werden. Dies minimiert nicht nur die für das Fenster nötigen Abmessungen, sondern auch den Wärmeeintrag in den Kryostaten durch parasitäre Strahlungsanteile. Insgesamt weist der gefundene Entwurf durch eine hohe Packungsdichte der Detektormodule eine sehr gute Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Platzes auf.

6.4.2 Ausleseelektronik

Die Auslese der einzelnen Detektorsignale wird auf eine ähnliche Art und Weise wie im Fall des in Kap. 5.5 beschriebenen Auslesepfades des integrierten Spektrometers vorgenommen. Auch in diesem Fall ist der eigentliche Detektorchip zusammen mit der Siliziumlinse in einem Adaptergehäuse montiert, das eine Verbindung zwischen planaren und koaxialen Ausleseleitungen herstellt. Dabei konnte auf einen bereits existierenden Entwurf eines einkanaligen Adaptergehäuses (Abb. 5.9a, links) mit einer -3 dB-Bandbreite von ca. 30 GHz [59] zurückgegriffen werden.

Ein wesentlicher Unterschied zu den in Kap. 5 behandelten YBCO-Detektoren ist die hier für die Arbeitspunkteinstellung der NbN-HEB verwendete Methode. Diese werden aufgrund ihres deutlich geringeren kritischen Stroms und ihrer steileren Kennlinie meist im Spannungsbias und nicht im Strombias betrieben. Da nach Gl. 2.9 die von der Detektorbrücke abzuführende Leistung von dem für Supraleiter positiven Temperaturkoeffizient α_{TK} abhängig ist, kommt es bei Betrieb im Strombias bei einer Temperaturerhöhung durch Strahlungsein-

kopplung gleichzeitig zu einer Erhöhung der Verlustleistung durch den Biasstrom [7]. Kann diese nicht schnell genug abgeführt werden, dann wird der Betriebspunkt instabil. Bei Betrieb der Detektorbrücke im Spannungsbias tritt dieser Effekt nicht auf. Hier führt die mit einer Temperaturänderung einhergehende Widerstandsänderung bei konstanter Spannung zu einer Verringerung des Stroms und damit der abzuführenden Leistung.

Für die Einstellung des Arbeitspunktes wird die in Abb. 6.15a schematisch dargestellte Schaltung verwendet. Dabei wird die Speisespannung nicht von außen über ein Bias-Tee angelegt, sondern über einen kryogenen Shuntwiderstand nahe dem Detektorblock, auf den von außen ein Strom eingepreßt wird. Dies hat mehrere Vorteile. So sinkt durch die Kühlung das Widerstandsrauschen und damit die Schwankungen der Versorgungsspannung. Ebenso ist nun die Induktivität des Bias-Tees nicht mehr Teil der zur Regelung der Biasspannung verwendeten Schleife. Dies kann je nach der verwendeten Regelgeschwindigkeit bei unbekanntem Aufbau des Bias-Tees die Genauigkeit verbessern. Der wichtigste Punkt bei Arbeitspunkteinstellung des Detektors sind jedoch die Kabelverluste. Um eine möglichst lange Standzeit des Kryostaten zu erzielen, muss der externe Wärmeeintrag minimiert werden. Da mit der elektrischen Leitfähigkeit auch die Wärmeleitfähigkeit ansteigt, kann der Querschnitt und das Material der Leitungen innerhalb des Kryostaten nicht frei gewählt werden. Durch einen vergleichsweise hohen Leitungswiderstand steigt der Spannungsabfall an den Leitungen und die Spannung am Detektor sinkt. Bei der Verwendung eines Shuntwiderstands tritt dieses Problem nicht auf, da über eine klassische Vierpunktmessung die Spannung direkt bestimmt werden kann. Die Verlagerung des Bias-Tees in den Kryostaten hinein erlaubt zusätzlich noch eine Verringerung des Wärmeeintrags über die Koaxialleitungen des Hochfrequenzpfads, da dieser nun an den Gehäusedurchführungen kapazitiv entkoppelt werden kann.

In Abb. 6.15b ist der gemessene Verlauf des Detektorsignals bei gepulster Anregung für verschiedene Biasspannungen dargestellt. Dabei muss angemerkt werden, dass im gezeigten Fall ein Messaufbau mit einer Auslesebandbreite unter 1 GHz verwendet wurde und damit die Abfallzeit des Detektors durch den Auslesepfad stark verlängert wird. Wie auch im Strombias zeigt die Amplitude des Detektors im Spannungsbias eine deutliche Abhängigkeit vom gewählten Arbeitspunkt. Wird die Speisespannung erhöht, steigt zuerst auch die Amplitude des Detektorsignals an. Nach Überschreiten des Arbeitspunktes mit der höchsten Empfindlichkeit sinkt die Detektorspannung für eine weitere Erhöhung wieder ab.

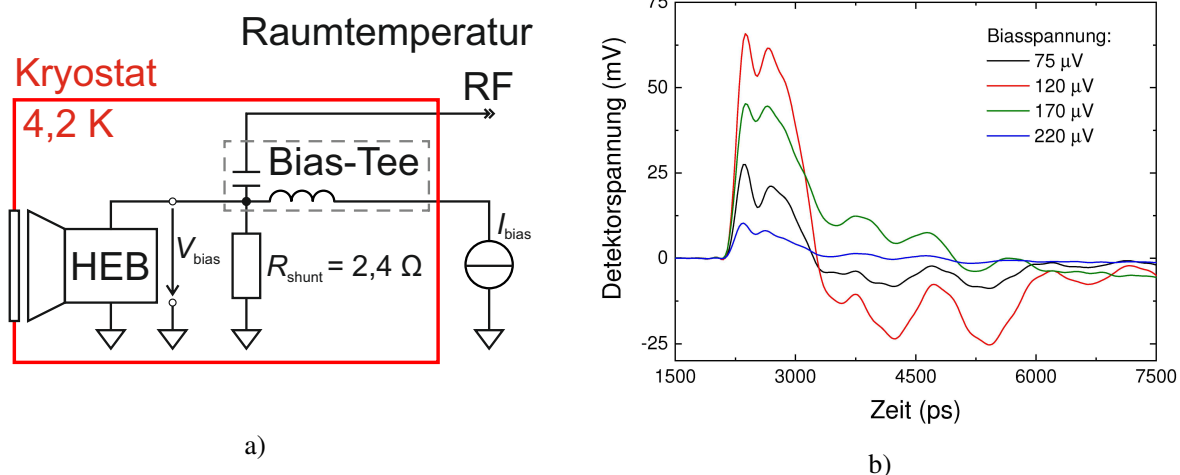


Abbildung 6.15: a) Schematische Darstellung des Auslesepfads der NbN-HEB. Die Detektoren werden über einen parallel geschalteten Shunt-Widerstand im Spannungsbias betrieben. Bias-Widerstand und Bias-Tee befinden sich dabei auf der Kaltplatte des Kryostaten. b) Detektorsignal für ein breitbandiges gepulstes THz-Signal für verschiedene Versorgungsspannungen. Die Amplitude des Signals steigt dabei nicht linear mit der angelegten Spannung an, sondern weist ein Maximum auf.

6.5 Aufbau eines Demonstrators und Verifikationsmessung

Die im Entwurfsprozess gewonnenen Erkenntnisse wurden zum Aufbau eines zweikanaligen Demonstrators für die Frequenzen 1,0 THz und 1,5 THz verwendet. Mit diesem wurden im Anschluss verschiedene Messungen an der Synchrotronstrahlungsquelle des KIT zur Verifikation des Systemkonzepts durchgeführt.

Die Beschränkung auf nur zwei Detektormodule ermöglicht eine größere Freiheit bei der Detektorplatzierung. Um die Systemeffizienz zu maximieren wurde deshalb ein Winkel zwischen den beiden Detektoren gewählt, bei dem für eine Positionierung des Detektors für 1 THz im Maximum der Beugungsordnung $m = +1$, der zweite Detektor sich im Austrittswinkel der direkten Reflektion befindet. Damit wird die spektrale Empfindlichkeit des höherfrequenten Detektors zwar rein durch das Filterverhalten der Antenne und des quasi-optischen Bandpasses vor dem Detektormodul bestimmt, gleichzeitig aber die Koppeffizienz gegenüber einem Betrieb in einer höheren Beugungsordnung deutlich erhöht. Es ergibt sich ein Winkel von 24° zwischen den beiden Detektoren und eine Position auf der Kaltplatte des Kryostaten, die vom Abstand des Gitters zum optischen Fenster mit 60 mm bestimmt wird. Dieser Aufbau ist in Abb. 6.16a schematisch dargestellt. Die Abb. 6.16b zeigt eine

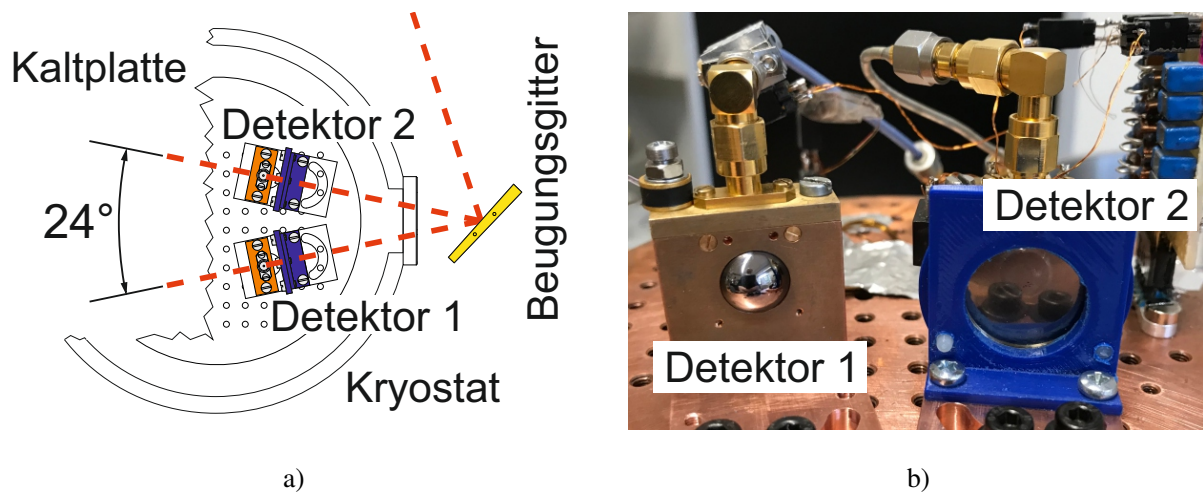


Abbildung 6.16: Messaufbau des Zweikanal-Demonstrators für 1 THz und 1,5 THz. a) Schematische Darstellung der beiden Detektormodule auf der Kaltplatte. b) Aufnahme der beiden Detektormodule. Detektor 2 ist mit einem Bandpassfilter im quasi-optischen Pfad ausgestattet.

Aufnahme der beiden Detektormodule auf der Kaltplatte. Im Fall des Detektors Nr. 2 (Mittelfrequenz 1,5 THz) ist vor der dielektrischen Linse der Filterhalter mit dem Bandpassfilter montiert, der Detektor Nr. 1 ist ohne einen solchen gezeigt.

Alle Verifikationsmessungen des Gitterspektrometers wurden, wie auch schon im Fall des integrierte Spektrometers (vgl. Kap. 5.7.2), an der IR2 Beamline der Synchrotronstrahlungsquelle des KIT durchgeführt. Für die Messungen wurde der Speicherring im Single-Bunch-Modus betrieben, bei der nur eine der maximal 184 möglichen Positionen mit einem Elektronenpaket besetzt ist. Entsprechend ergibt sich eine Wiederholrate von 2,7 MHz. Für die Messungen mit dem Demonstrator wurde ein vergleichbarer Messaufbau wie für die Verifikationsmessung des Beugungsgitters (vgl. Abb. 6.6a) verwendet. Der Hauptunterschied ist das Fehlen eines Bandpassfilters im Strahlengang vor dem Gitter. Anstelle des Filters wurde das gesamte Spektrum der aus dem Diagnostikport der Beamline ausgekoppelte Strahlung über eine Linse auf das Beugungsgitter fokussiert. Der Kryostat wurde entsprechend der Position der Detektormodule auf der Kaltplatte zum Beugungsgitter ausgerichtet und fixiert. Für beide Detektoren wurden entsprechend dem in Kap. 6.4.2 beschriebenen Verfahren ein stabiler Arbeitspunkt im Spannungsbias gewählt und die beiden Detektorsignale breitbandig ausgelesen und über ein Oszilloskop gewandelt.

In jeder Messreihe des Experiments wurde über eine Zeitdauer von 16 ms eine große Anzahl der durch einen Umlauf des Elektronenpakets im Speicherring entstehenden THz-Pulssignale mit hoher Zeitaufösung aufgenommen. Dies erlaubt sowohl eine Untersuchung der Detektor-

eigenschaften mit kurzen Zeitkonstanten, als auch die für ein Diagnoseinstrument wichtige Eigenschaft, langsame Veränderungen sichtbar zu machen. So ist in Abb. 6.17a für beide Kanäle der über 4048 Werte gemittelte zeitliche Verlauf der Detektorspannung dargestellt. Die Amplituden der beiden Kanäle unterscheiden sich deutlich. Der Spektrometerkanal mit einer Entwurfsfrequenz von 1,0 THz weist eine höhere Amplitude mit einem Spitzenwert von ca. 11 mV auf. Im zeitlichen Verlauf sind zwei Anteile mit unterschiedlichen Abfallzeiten zu erkennen. Zu Beginn zeigt sich ein Gauß-artiger Verlauf mit schnellen Anstiegs- und Abfallzeiten und einer Halbwertsbreite von ca. 200 ps. Zum Ende des Signalverlaufs hin dominiert die Komponente mit einer langsameren Abfallszeit, wie es typisch für bolometrische Detektoren ist. Zu einem Zeitpunkt von 1100 ps ist ein kurzzeitiger Spannungsanstieg sichtbar. Ein ähnliches Verhalten wurde auch bei Detektoren des integrierten YBCO-Spektrometers beobachtet (vgl. Abb. 5.25) und ist wahrscheinlich auf Reflektionen innerhalb des Kryostaten oder an Stoßstellen der Ausleseschaltung zurückzuführen. Nach ungefähr 1200 ps ist das Signal wieder auf die Nulllinie abgefallen. Im Fall des Spektrometerkanals für 1,5 THz ist die schnelle Komponente des Detektorsignals nur andeutungsweise zu erkennen, was auf einen Betrieb oberhalb des optimalen Arbeitspunkts hinweist. Auch hier ist nach 1200 ps das Signal wieder auf die Nulllinie abgefallen. Aufgrund ihrer Antwortzeit erlauben beide Detektoren des Demonstrators damit eine Bunch-by-Bunch-Auflösung bis zu einer Wiederholrate des Beschleunigers von mehr als 800 MHz und unterschreiten die gesetzte Forderung nach einer Antwortzeit von weniger als 2 ns deutlich.

Eine Aussage über die Eignung des Detektorkonzepts als Diagnostikinstrument liefert der in Abb. 6.17b dargestellte Verlauf des gemittelten Spitzenwerts der beiden Detektoren in Abhängigkeit des Strahlstroms im Speicherring, d. h. eines grundlegenden Maschinenparameters des Beschleunigers. Die Darstellung beider Kanäle ist dabei auf den absoluten Maximalwert normiert, der im Kanal für 1,0 THz bei einem Strahlstrom von $I_B = 1,1$ mA erreicht wird. In beiden Kanälen steigt das Detektorsignal mit dem Strahlstrom an. Alle Messpunkte liegen oberhalb der Schwelle, bei dem es durch die Wechselwirkung zwischen den Teilchen im Speicherring zu einer Emission der THz-Strahlung als stark schwankende Bursts kommt. In diesem Bereich wird ein quadratischer Zusammenhang zwischen Strahlstrom und im THz-Bereich abgestrahlter Leistung erwartet [20]. Da es sich bei den verwendeten NbN-HEB um Detektoren mit zur Leistung proportionalem Ausgangssignal handelt [7], wurden auch im Schaubild quadratische Ausgleichskurven durch die Messpunkte gelegt. Oberhalb von einem Strahlstrom von ca. 0,48 mA weisen die Messpunkte eine sehr gute Übereinstimmung mit dem erwarteten quadratischen Verhalten auf. Unterhalb dieses Wertes ist das Detektorsignal in beiden Kanälen höher als erwartet. Ein ähnliches Verhalten wurde auch in [20] bei

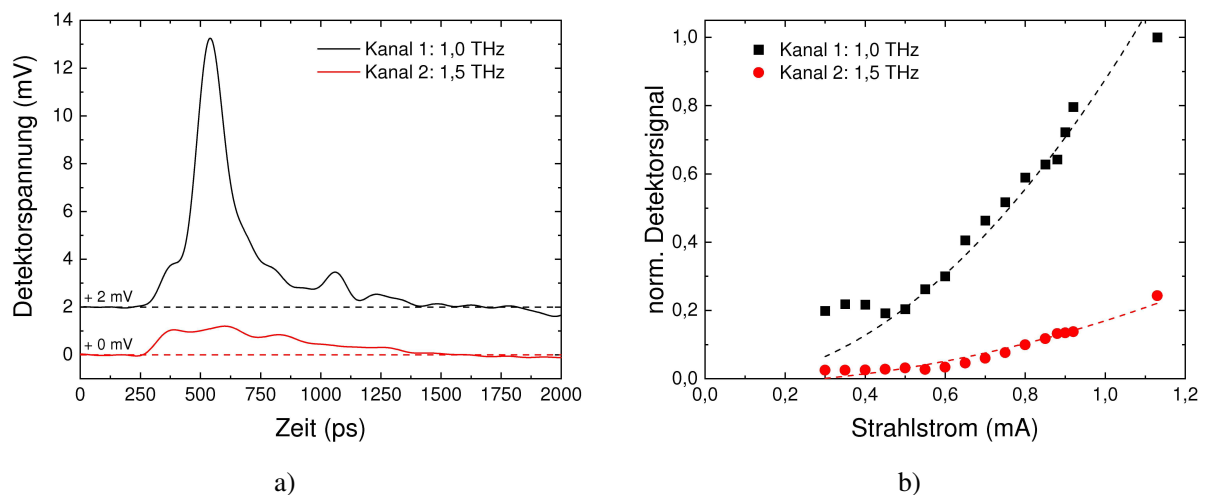


Abbildung 6.17: a) Gemittelt Detektorsignal der beiden Kanäle des Demonstrators. Der Kanal für 1 THz ist zur besseren Sichtbarkeit um 2 mV verschoben. Beide Kanäle weisen eine Antwortzeit von unter 2 ns auf. b) Normalisierte Amplitude des Detektorsignals beider Kanäle aufgetragen über dem Strahlstrom des Beschleunigers. Die Amplitude beider Kanäle steigt für einen höheren Strahlstrom wie erwartet an.

ebenfalls an der Beschleunigerquelle des KIT durchgeführten Messungen beobachtet. Dort wurde in einem Bereich nahe der Burstingschwelle ein Anstieg der abgestrahlten Leistung gemessen, der eine höhere Steigung als der erwartete quadratische Zusammenhang aufwies. Ein ähnliches Verhalten ist auch hier als Erklärungsansatz denkbar.

Neben der Auflösung der pulsformigen Emission einzelner Elektronenpakete mit sehr kurzen Zeitkonstanten, ist für ein Instrument zur Strahldiagnostik auch die Fähigkeit von Bedeutung, zeitliche Veränderungen mit längeren Zeitskalen sichtbar zu machen. In Anlehnung an die mit dem integrierten Spektrometer durchgeführten Messungen verschiedener Burstmuster (vgl. Abb. 5.23 und Abb. 5.26), wurde auch die mit dem Demonstrator angefertigten Messreihen auf Signalschwankungen im Millisekundenbereich hin analysiert. Abbildung 6.18 zeigt beispielhaft zwei solcher Verläufe. Dabei ist für zwei Strahlströme und beiden Kanälen des Demonstrators der zeitliche Verlauf der Spitzenwerte der Detektorspannung und jeweils ein gleitender Mittelwert gezeigt. In beiden Fällen weisen die Verläufe das bereits bekannte Sägezahnmuster auf. Im Fall des höheren Strahlstroms (1,02 mA, Abb. 6.18a) ist die im zeitlichen Mittel detektierte Leistung größer. Beide Kanäle zeigen ein deutlich sichtbares Signal. Besonders im Kanal für 1,0 THz ist ein starkes Bursting mit Zeitkonstanten zwischen 4 ms bis 8 ms sichtbar, bei dem das Detektorsignal nur selten unter das Grundrauschen abfällt. Im Kanal für 1,5 THz ist das Bursting schwächer ausgeprägt. Die Zeitkonstanten liegen im Be-

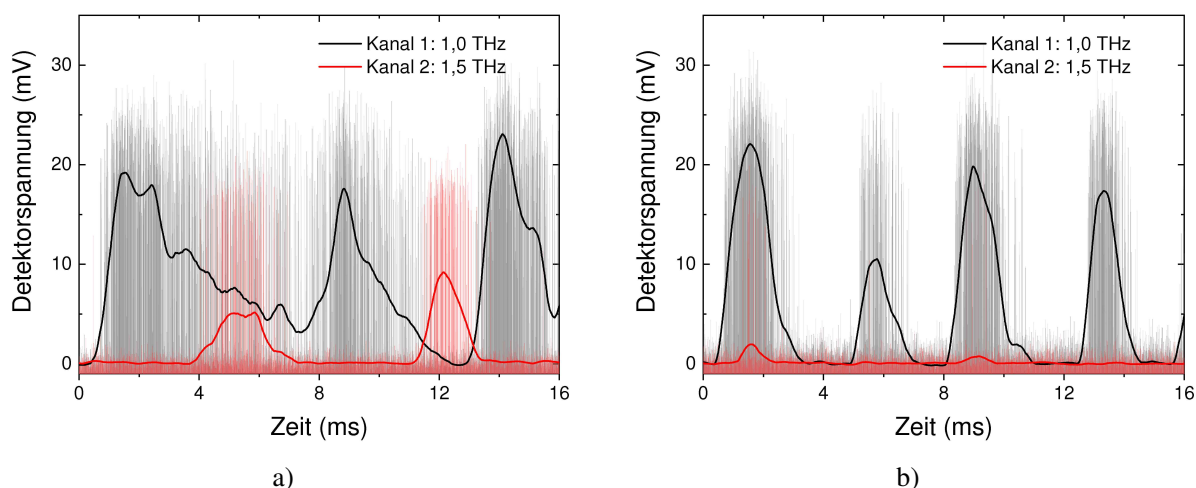


Abbildung 6.18: Gemittelte Amplitude (—) der beiden Kanäle für einen Strahlstrom von 1,02 mA (a) und 0,92 mA (b). Der Momentanwert des Detektorsignals ist jeweils transparent im Hintergrund angezeigt. Für den höheren Strahlstrom nimmt die Dauer der Sägezahnbursts zu und die maximale Leistung für höhere Frequenzen ist zeitlich verschoben.

reich von 2 ms bis 4 ms. Zusätzlich ist ein zeitlicher Versatz sichtbar, wobei die Maxima mit lokalen Minima des Kanals für 1,0 THz korrespondieren.

Der zeitliche Verlauf in Abb. 6.18b, der für einen geringeren Strahlstrom von 0,92 mA gemessen wurde, zeigt ein abweichendes Verhalten. Im zeitlichen Mittel sinkt sowohl die detektierte Leistung als auch die Zeitkonstanten. Dieses Verhalten deckt sich mit dem in [20] beobachteten Zusammenhang zwischen Strahlstrom und Bursting. Auch fällt in beiden Kanälen das Signal über längere Zeit auf Werte nahe dem Grundrauschen ab. Der deutlichste Unterschied ist jedoch das Fehlen des Versatzes zwischen den Maxima der beiden Kanäle. In diesem Fall treten im Kanal für 1,5 THz die höchsten Signalpegel gleichzeitig mit den Maxima im Kanal für 1,0 THz auf. Die an der Beschleunigerquelle des KIT durchgeführten Messungen des Demonstrators zeigen damit nicht nur die generelle Funktionsfähigkeit des Konzepts eines Gitterspektrometers für Frequenzen größer als 1 THz, sondern auch die Eignung des Detektorsystems als Instrument der Strahldiagnostik.

6.6 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde der Entwurf eines vierkanaligen Gitterspektrometers mit NbN-HEB für die Frequenzen 1,5 THz, 2,0 THz, 3,0 THz und 3,8 THz diskutiert. Die behandelten Themen umfassen dabei hauptsächlich drei Themengebiete: Die Entwicklung eines Beugungs-

gitters für 1 THz bis 5 THz, den Entwurf der für eine effiziente Strahlungseinkopplung in die Detektoren nötigen Planarantennen und ihr Verhalten in Zusammenspiel mit dem Beugungsgitter, sowie die Kombination der Teile zu einem Detektionssystem. Dabei konnte sowohl das Verhalten des Beugungsgitters, als auch das Systemkonzept an sich, nicht nur theoretisch betrachtet, sondern auch an der Beschleunigerquelle des KIT experimentell verifiziert werden. Da ein Aufbau des Gesamtsystems aufgrund der zur Verfügung stehenden Mittel nicht möglich war, wurde zur Verifizierung des Konzepts ein zweikanaliger Demonstrator für die Frequenzen 1,0 THz und 1,5 THz aufgebaut.

Als maßgebliche Herausforderung erwies sich der Entwurf der Planarantenne und die Forderung nach einer definierten spektralen Empfindlichkeit. Es konnte gezeigt werden, dass das schmalbandige Verhalten einer Doppelschlitzzantenne nicht ausreicht, die geforderte Dämpfung unerwünschter Signalanteile zu erreichen. Dieses Verhalten hat seine Ursache im resonanten Funktionsprinzip der Antenne in Kombination mit der periodischen Überlappung von durch das Gitter im gleichen Winkel reflektierter Signalanteile höherer Frequenzen. Als Lösungsweg wurde die Anwendung zusätzlicher quasi-optischer Filter im Strahlpfad nach dem Gitter untersucht, wobei mit dieser Methode die geforderte spektrale Empfindlichkeit erzielt werden konnte.

Durch die mit dem Demonstrator durchgeführten Messreihen konnte nicht nur die Funktionsfähigkeit des Gesamtkonzepts, sondern auch die Möglichkeiten eines Gitterspektrometers als Instrument der Strahldiagnostik im THz-Bereich aufgezeigt werden. Die entwickelten Detektoren erfüllten alle festgelegten Anforderungen und ermöglichten zum ersten Mal die Durchführung einer Messung an der Beschleunigerquelle des KIT mit einer Bunch-by-Bunch-Auflösung eines Mehrkanalsystems oberhalb von 1 THz. Das entwickelte Detektor-konzept hat damit das Potential, wichtige Impulse in diesem für moderne Beschleunigerquellen immer mehr an Bedeutung gewinnenden Feld zu liefern.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden supraleitende Detektorsysteme für den Einsatz in der THz-Strahldiagnostik an als wissenschaftliche Lichtquellen betriebenen Teilchenbeschleunigern entwickelt. Die Anforderungen an ein solches Detektorsystem werden durch die Eigenschaften der erzeugten Strahlung vorgegeben. Durch die zugrundeliegenden physikalischen Vorgänge ist diese pulsförmig und erreicht an modernen Ringbeschleunigern Wiederholraten von mehreren Hundert Megahertz. Dies motiviert den Einsatz der in dieser Arbeit verwendeten supraleitenden Detektoren aus YBCO- und NbN-Dünnschichten. Im Gegensatz zu im THz-Bereich bereits etablierten Detektortypen erlauben diese Detektoren durch ultrakurze Antwortzeiten von weniger als 100 ps in direkter Detektion nicht nur eine gemittelte Analyse, sondern die Auflösung der von einzelnen Elektronenpaketen erzeugten Strahlung im zeitlichen Verlauf.

Ein Hauptziel der Strahldiagnostik ist die Untersuchung von Zusammenhängen zwischen den Maschinenparametern des Beschleunigers und der erzeugten Strahlung. Insbesondere das Spektrum der erzeugten Strahlung hängt eng mit der räumlichen Verteilung der beschleunigten Teilchen zusammen, wobei diese nicht direkt gemessen werden kann. An Ringbeschleunigern kommt es zusätzlich zum Auftreten von Wechselwirkungen zwischen den räumlich verteilten Elektronenpaketen. Diese äußern sich in starken Schwankungen der Intensität und des Spektrums der erzeugten Strahlung. Damit werden für die Diagnostik Detektorsysteme benötigt, die sowohl ein umfassendes zeitliches als auch ein spektrales Auflösungsvermögen aufweisen. Bei den in dieser Arbeit untersuchten supraleitenden Detektorelementen handelt es sich um Mikrostrukturen mit Abmessungen weit unterhalb der untersuchten Wellenlänge, die im Verbund mit Antennen zur Strahlungskopplung betrieben werden. Da diese maßgeblich das spektrale Verhalten des Detektors bestimmen, liegt der Schwerpunkt der Arbeit auf der Entwicklung und Untersuchung geeigneter Planarantennen als Teil der Detektorschaltung.

Inhaltlich gliedert sich die Arbeit in zwei Teile. Im ersten Teil wird die Rolle der Planarantenne als Koppellement für verschieden Antennenformen untersucht. Dabei wird sowohl

die Effizienz der Strahlungskopplung als auch die sich aus dem Antennentyp ergebende spektrale Empfindlichkeit betrachtet. Da in der Strahldiagnostik ein großer Dynamikbereich gefordert wird, kann auch trotz der hohen Ausgangsleistung eines Teilchenbeschleunigers und der im Vergleich zu anderen Technologien hohen Empfindlichkeit supraleitender Detektoren die Koppelleffizienz des Gesamtsystems nicht vernachlässigt werden. Zusätzlich kann durch die Abhängigkeit der Koppelleffizienz von der Antennenwirkfläche mit den für Wellenlängen im THz-Bereich kleinen Abmessungen der Planarantennen keine effiziente Einkopplung der Strahlung erreicht werden. Aus diesem Grund werden die in dieser Arbeit eingesetzten Planarantennen zusammen mit einer dielektrischen Linse als hybride integrierte Linsenantenne eingesetzt. Die dielektrische Linse zeigt ein breitbandiges Verhalten und erlaubt so eine Optimierung der Koppelleffizienz und der Richtschärfe über den gesamten untersuchten Frequenzbereich. Die spektrale Empfindlichkeit des Detektors wird damit maßgeblich durch die Form der Planarantenne bestimmt.

Um eine für den Anwendungszweck geeignete Antennenform zu finden, wurden verschiedene Entwürfe auf ihre Eignung hin untersucht. Die Antennen können im Hinblick auf das spektrale Verhalten in zwei verschiedene Grundtypen eingeteilt werden: Schmalbandige Antennen basierend auf Resonanz und breitbandige Wanderwellenantennen ohne Resonanzverhalten. Als Vertreter der resonanten Antennen wurde die Doppelschlitzantenne gewählt. Diese Gruppenantenne aus zwei gleichartigen resonanten Schlitzen mit gleichphasiger Speisung zeichnet sich durch eine große Anzahl verschiedener Entwurfsformen aus. Durch geeignete Wahl von Schlitzlänge und -abstand, sowie den Verbindungsleitungen zwischen den Antennenschlitzen und dem Detektorelement, wird hier ein hoher Wirkungsgrad der Antenne in einem schmalbandigen Bereich um die Entwurfsfrequenz erzielt. Dabei kann sowohl durch eine symmetrischer Richtcharakteristik der Wirkungsgrad der Strahlungskopplung in die Antenne als auch durch Leitungstransformation eine Anpassung der Antennenimpedanz an die Impedanz des Detektorelements erreicht werden. Insbesondere konnte eine hochohmige Entwurfsvariante der Doppelschlitzantenne gefunden und mithilfe von elektromagnetischen Feldsimulationen verifiziert werden. Hier wird die Schlitzlänge entsprechend der Halbwellenresonanz gewählt. Dies führt zu einem Maximum des elektrischen Feldes in der Mitte der Schlitze und damit zur größtmöglichen Schlitzimpedanz. Zusätzlich wird, im Gegensatz zu aus der Literatur bekannten Entwurfsformen der Doppelschlitzantenne, die Position des Detektorelements nicht in der Mitte zwischen den beiden Schlitzen, sondern außermittig gewählt. Damit kann die Länge der Verbindungsleitungen zwischen den Schlitzen und dem Detektorelement so gewählt werden, dass keine Impedanztransformation stattfindet und die hohe Impedanz beibehalten wird. Die so erzielbare hohe Antennenimpedanz ist dabei beson-

ders für den Einsatz mit empfindlichen YBCO-Detektoren von Bedeutung, da diese durch ihre Abmessungen von weit unterhalb von einem Mikrometern eine vergleichsweise hohe Impedanz von mehr als $100\ \Omega$ besitzen.

Neben Doppelschlitzantennen wurde auch die logarithmische Spiralantenne als Vertreter der breitbandigen Wanderwellenantennen auf ihre Eignung hin untersucht. Im Gegensatz zur Doppelschlitzantenne ist hier eine effiziente Einkopplung der Strahlung über einen Bereich von mehr als drei Oktaven möglich. Sie zeigt damit echtes breitbandiges Verhalten. Eine Beeinflussung der Antennenimpedanz ist jedoch nur in einem vergleichsweise geringen Rahmen möglich und hauptsächlich durch die Geometrie vorgegeben. Ebenso kann aufgrund der Form das Detektorelement nur in der Mitte der Antenne platziert werden. Daher ist es nicht möglich, eine Impedanzanpassung über eine Leitungstransformation vorzunehmen. Da es sich bei der Spiralantenne um eine breitbandige Antenne handelt, kann sie innerhalb des Systems nicht die Rolle eines spektralen Filters einnehmen und es werden zusätzliche quasi-optische Filter im Strahlengang benötigt. Gleichzeitig erlaubt die breitbandige Charakteristik den Entwurf einer Antenne, die den gesamten Frequenzbereich eines Detektorsystems abdecken und damit für alle Kanäle verwendet werden kann. Dies kann die Detektorherstellung deutlich vereinfachen und die Ausbeute der einzelnen Prozessschritte erhöhen.

Im zweiten Teil der Arbeit werden die im Hinblick auf den Antennenentwurf gewonnenen Erkenntnisse für die Entwicklung und Untersuchung zweier Detektorsysteme verwendet. Diese unterscheiden sich im genutzten Frequenzbereich und dem grundlegenden Aufbau. Für den Frequenzbereich von 0,14 THz bis 1,0 THz wurde ein integriertes vierkanaliges Spektrometer mit YBCO-Detektorelementen entwickelt. Die einzelnen Elemente sind zusammen mit den Planarantennen und der Ausleseschaltung auf einem gemeinsamen Substrat und einer gemeinsamen dielektrischen Linse integriert. Um für die einzelnen Kanäle eine definierte spektrale Empfindlichkeit zu erreichen, werden hochohmige Doppelschlitzantennen verwendet. Die Mittenfrequenzen der einzelnen Kanäle sind 0,14 THz, 0,35 THz, 0,65 THz und 1,0 THz. Durch den integrierten Aufbau der vier Detektoren als Array ergeben sich verschiedene Herausforderungen. Dabei muss hauptsächlich zwischen zwei Punkten abgewogen werden: Das Übersprechen zwischen den Kanälen und die Koppelleffizienz der einzelnen Detektoren. Ursache für ersteres ist die räumliche Nähe der Detektoren im integrierten Array. Durch das Übersprechen kann die spektrale Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle verzerrt werden. Dies ist für den Betrieb als Spektrometer nachteilig und daher zu vermeiden. Als Abhilfe kann es durch einen größeren Abstand zwischen den einzelnen Elementen vermindert werden. Gleichzeitig bedingt ein größeren Elementabstand im Array jedoch einen größeren Abstand der Planarantennen vom Zentrum der dielektrischen Linse. Dies äußert sich in einer

Verkipfung der Hauptkeulen in der Richtcharakteristik, wobei die Richtung für alle Elemente abweicht. Damit nimmt die Koppeffizienz der einzelnen Antennen stark ab. Als Kompromiss wurde im Entwurfsprozess eine optimierte Anordnung der Elemente bestimmt, bei der das Übersprechen minimiert und gleichzeitig eine hohe Koppeffizienz für alle Detektoren erzielt wird.

Für den Betrieb des integrierten Spektrometers wurde ein Detektormodul entworfen und in einen Badkryostat mit Flüssigstickstoff als Kühlmittel integriert. Die Auslese des Detektorsignals erfolgt für jeden Kanal mit getrennten Ausleseleitungen. Um die schnelle Antwortzeit der YBCO-Detektoren im Bereich von einigen Pikosekunden zu erhalten, wurden für den Auslesepfad breitbandige Systemkomponenten verwendet und die Auslesebandbreite des Gesamtsystems optimiert. Es konnte so eine -3 dB-Grenzfrequenz der Systembandbreite des Detektorsystems von 23 GHz erzielt werden. Damit erfüllt das Detektorsystem die durch die hohen Wiederholraten moderner Beschleunigerquellen gestellten Anforderungen vollumfänglich.

Zur Verifikation der Eigenschaften des Detektorsystems wurden verschiedene Messungen, sowohl im Bias-Betrieb mit Arbeitspunkteinstellung durch einen Gleichstrom als auch im Zero-Bias-Betrieb, durchgeführt. Im Bias-Betrieb wurde dabei eine gute Übereinstimmung zwischen der simulierten spektralen Empfindlichkeit der Doppelschlitzantennen und dem gemessenen Verhalten festgestellt. In den Untersuchungen des Detektorverhaltens im Zero-Bias-Betrieb zeigte sich ebenso die bereits in früheren Arbeiten beobachtete Abhängigkeit der Polarität des Detektorsignals von der Ausrichtung des Polarisationsvektors der einfallenden Strahlung. Durch Vergleiche mit Simulationsdaten konnte dabei die Rolle der Antenne als Quelle für den das Detektorsignal erzeugenden Hochfrequenzstrom belegt werden. Neben den Charakterisierungsmessungen wurde das entwickelte Detektorsystem an zwei Beschleunigerquellen, der Diamond Light Source und der Synchrotron-Strahlungsquelle des KIT, getestet. Dabei konnte zum ersten Mal eine Messung von vier schnellen YBCO-Detektoren mit simultaner Auslese aller Detektorsignale durchgeführt und die Eignung des Detektorsystems gezeigt werden.

Bei dem zweiten in dieser Arbeit entwickelten und untersuchten Detektorsystem handelt es sich um ein vierkanaliges Gitterspektrometer für den Frequenzbereich von 1,5 THz bis 4 THz auf der Basis von NbN-HEB. Anders als im Fall des integrierte Spektrometers kommen vier einzelne Detektormodule mit je einem Kanal zum Einsatz. In allen Modulen wird der selbe Grundaufbau verwendet. Dies wird insbesondere durch die Wahl einer breitbandigen Planarantenne als Teil der hybriden Linsenantenne möglich. Es konnte eine Spiralantenne

entworfen werden, die den gesamten Frequenzbereich von Interesse abdeckt. Die Planaran-
tenne bestimmt damit nicht die spektrale Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle. Stattdessen
wird diese Rolle von einem quasi-optischen Beugungsgitter eingenommen, das für einen Fre-
quenzbereich von 1 THz bis 5 THz mithilfe von elektromagnetischen Feldsimulationen ent-
worfen und optimiert wurde. Die Mittenfrequenzen der Kanäle des Spektrometers ergeben
sich aus der räumlichen Aufteilung des Spektrums durch das Beugungsgitter, der Position
der Detektormodule und zusätzlicher quasi-optischer Bandpassfilter zur Unterdrückung von
periodischen Effekte im Gitterverhalten. Unter Beachtung aller Randbedingung konnte da-
bei ein Detektorsystem für die vier Mittenfrequenzen von 1,5 THz, 2,0 THz, 3,0 THz und
3,8 THz entwickelt werden.

Zur Verifikation des Detektorsystems wurde unter Berücksichtigung des Ausgangsspektrum
verfügbarer Quellen eine Variante des Konzepts mit zwei Kanälen für die Mittenfrequenzen
1,0 THz und 1,5 THz aufgebaut. Mit diesem Demonstrator konnten Messungen an der Syn-
chrotron-Strahlungsquelle des KIT durchgeführt werden. Das Detektorsystem erfüllt dabei
alle in der Strahldiagnostik gestellten Anforderungen. Zum ersten Mal konnte mit NbN-De-
tektoren eine mehrkanalige spektrometrische Messung mit Bunch-by-Bunch-Auflösung für
Frequenzen höher als 1 THz an einer Beschleunigerquelle durchgeführt werden. Die Mess-
daten zeigen die erwartete starke Abhängigkeit des emittierten Spektrums von den Betriebs-
parametern des Beschleunigers und unterstreichen die Wichtigkeit des entwickelten Systems
als Mittel der Strahldiagnostik.

A Anhang 1

A.1 Alternativer Entwurf eines YBCO-Detektorarrays

Dieses Kapitel behandelt einen alternativen Entwurf der für das integrierte Spektrometer (Kap. 5) entwickelten Doppelschlitzantennen mit hoher Impedanz. Durch eine größere Anzahl an Optimierungsbedingungen konnte, im Gegensatz zu dem in Kap. 5.3 behandelten Entwurf, eine in der E - und H -Ebene identische Richtcharakteristik erzielt und damit die Koppel-effizienz maximiert werden.

A.1.1 Antennenentwurf

Der Aufbau der hier behandelten Antenne stimmt grundlegend mit dem ersten Entwurf überein und ist in Abb. A.1a schematisch dargestellt. Um eine möglichst hohe Impedanz der Antenne zu erreichen, wurde eine Schlitzlänge von $l_{\text{Schlitz}} \approx \lambda/2$ und eine Gesamtlänge der Verbindungsleitungen zwischen Antennenschlitz und Position des Detektorelements von ebenso $\lambda/2$ gewählt. Die Richtcharakteristik wurde durch Anpassung des Schlitzabstands und der Schlitzlänge optimiert. Alle vier Entwürfe sind in ihren Abmessungen entsprechend ihrer Entwurfsfrequenz skaliert. Die sich aus dem Optimierungsprozess ergebenden Werte für die Abmessungen sind in Tab. A.1 aufgeführt.

Abbildung A.1b zeigt für alle vier Antennen den simulierten Betrag des Eingangsreflexionsfaktors $|\underline{S}_{11}|$. Wie erwartet besitzen alle vier Antennen mit Werten zwischen -35 dB und -40 dB eine sehr gute Anpassung an ihrer Entwurfsfrequenz. Die Bandbreite aller Antennen ist gering und vergleichbar mit dem in Abb. 5.2b gezeigten Verhalten des ersten Entwurfs. Die -10 dB-Grenze wird außerhalb der Entwurfsfrequenz im untersuchten Frequenzbereich nicht unterschritten. Für Harmonische der Grundfrequenz zeigt sich eine Abnahme der Kopplung zu höheren Frequenzen hin. Auch in diesem Entwurf zeigen nur Frequenzen nahe der ersten Harmonischen relevante Anpassung im Bereich von -3 dB.

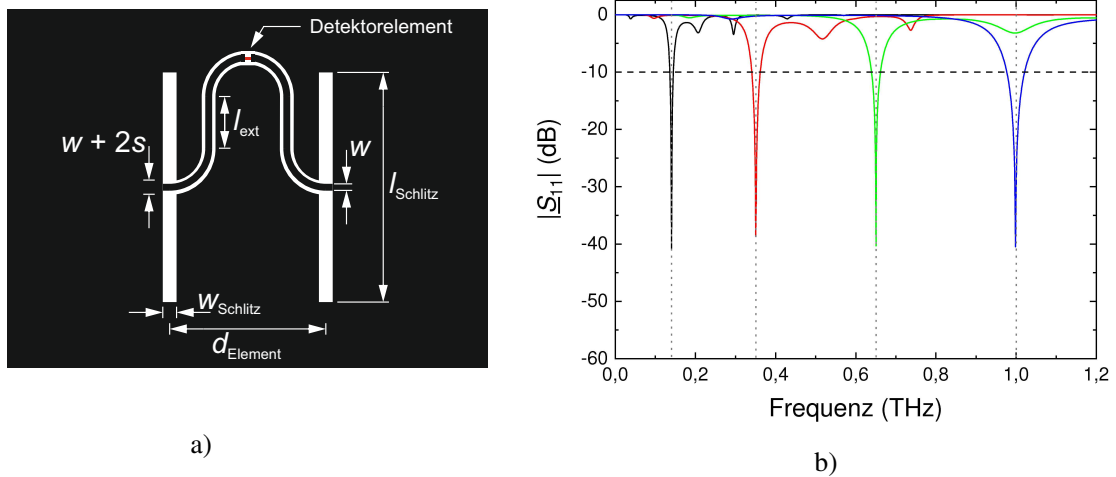


Abbildung A.1: Schematische Darstellung der entwickelten Doppelschlitzantenne für Detektoren mit hoher Impedanz (a) und der Eingangsreflexionsfaktor $|S_{11}|$ für die vier Antennen des alternativen Entwurfs (b).

Tabelle A.1: Abmessungen von im Hinblick auf optimale Symmetrie der Richtcharakteristik entwickelte Doppelschlitzantennen.

Kanalname	Mittenfrequenz (THz)	l_{Schlitz} (μm)	w_{Schlitz} (μm)	d_{Element} (μm)
A1	0,14	476	15	311
A2	0,35	190	6	124
A3	0,65	102	3	67
A4	1	66	2	44

Im Hinblick auf die Positionierung der einzelnen Antennen innerhalb des Arrays behalten die in Kap. 5.4.3 erarbeiteten Erkenntnisse ihre Gültigkeit. Da die durch den Versatz der Antennen aus der Mitte auftretenden Koppelverluste nur von der Form der Linse und nicht vom Verhalten der Antenne abhängig sind (vgl. Gl. 5.2), ändern sich die in Tab. 5.3 genannten Werte nicht.

Symbole und Abkürzungen

α	Dämpfungskonstante		1/m
α_i	Eintrittswinkel		deg
α_{sp}	Steigung der Spiralantenne		1
α_{TK}	Temperaturkoeffizient des Detektors		K ⁻¹
α_c	Momentum-Compaction-Faktor		1
α_{Bowtie}	Öffnungswinkel der Bowtieantenne		deg
β	Phasenkonstante		1/m
β_A	Austrittswinkel		deg
ΔL	Relative Abweichung von der Referenzbahn		m
δ	Skin-Tiefe		m
$\epsilon_{r,eff}$	Effektive relative Permittivität		1
ϵ_r	Relative Permittivität		1
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante	$8,8541878128 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1}$	
η_{Abs}	Absorptionseffizienz des Detektors		1
η_{ax}	Koppeffizienz für axialen Versatz		1
η_A	Gesamteffizienz der Antenne		1
η_{kipf}	Koppeffizienz bei Winkelversatz		1
η_{lat}	Koppeffizienz für lateralen Versatz		1
η_{match}	Anpassungseffizienz der Last an die Empfangsantenne		1
η_{pol}	Polarisationseffizienz der Antenne		1
η_V	Verlusteffizienz der Antenne		1
γ	Fortpflanzungskonstante		1/m
γ_L	Lorentzfaktor		1

γ_{filt}	Neigungswinkel der Hauptkeule	deg
$\hat{\rho}_a$	Einheitsvektor Polarisationsrichtung der Antenne	1
$\hat{\rho}_w$	Einheitsvektor Polarisationsrichtung des empfangenen Signals	1
λ_{eff}	Wellenlänge im inhomogenen Materialsystem	m
λ_{sub}	Wellenlänge auf einem dielektrischen Substrat	m
μ_0	Magnetische Feldkonstante	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$
ω	Kreisfrequenz	1/s
ϕ_0	Phasenversatz eines Gauß-Strahls	deg
ϕ_i	Winkel zur Gitternormalen	deg
σ	Elektrische Leitfähigkeit	S m^{-1}
σ_{Bunch}	Länge eines Elektronenpakets	s
$\tan \delta$	Verlustfaktor	1
τ	Neigungswinkel der Polarisationsellipse	deg
τ_{ab}	Abfallzeit	s
τ_{an}	Anstiegszeit	s
τ_{Det}	Antwortzeit des Detektors	s
θ_0	Divergenzwinkel eines Gauß-Strahls	deg
θ_B	Blazewinkel	deg
$\underline{\Gamma}$	Komplexer Reflexionsfaktor	1
\underline{S}_{11}	Eingangsreflexionsfaktor	dB
\underline{S}_{21}	Vorwärts-Transmissionsfaktor	dB
$\underline{\vec{S}}$	Poynting-Vektor	W m^{-2}
$\underline{\vec{S}}(\theta, \phi)_{\text{max}}$	Maximalwert der Intensität	W m^{-2}
\vec{B}	Magnetische Flussdichte	V s m^{-2}
\vec{D}	Elektrische Flussdichte	A s m^{-2}
\vec{E}	Elektrische Feldstärke	V m^{-1}
\vec{H}	Magnetische Feldstärke	A m^{-1}
\vec{J}	Stromdichte	A m^{-2}
\vec{M}	Magnetische Stromdichte eines fiktionalen Monopols	V m^{-2}
\vec{x}	Einheitsvektor in x -Richtung	1

\vec{y}	Einheitsvektor in y -Richtung	1
a	Beschleunigung	m s^{-2}
A_{eff}	Effektive Antennenwirkfläche	m^2
a_1	Erste Hauptachse einer elliptischen Linse	m
b_1	Zweite Hauptachse einer elliptischen Linse	m
BW_{rel}	Relative Antennenbandbreite	1
C	Wärmekapazität	JK^{-1}
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$
$C(\theta, \phi)$	Skalare Richtcharakteristik	1
c_1	Fokus einer elliptischen Linse	m
c_s	Spezifische Wärmekapazität	$\text{JK}^{-1} \text{m}^{-3}$
d	Effektiver Blendendurchmesser	m
d_{Element}	Elementabstand in der Doppelschlitzeantenne	m
d_g	Gitterkonstante der Periodizität	m
d_{shift}	Versatz der Antenne aus der Mitte	m
D_i	Richtfaktor	1
E	Gesamtenergie eines Teilchens	eV
e	Elementarladung	$1,602\,176\,634 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
E_0	Energie des Referenzteilchens	eV
f_c	-3 dB -Grenzfrequenz	Hz
f_{eff}	Effektive Systembandbreite	Hz
f_λ	Formfaktor der Kohärenz	1
g	Wärmeleitwert	WK^{-1}
$I(\theta)$	Normierte Intensität des Beugungsmusters	1
I_{Bias}	Biasstrom des Detektors im Arbeitspunkt	A
I_B	Strahlstrom	A
I_c	Kritischer Strom des Supraleiters	A
J_1	Erstes Glied der Besselfunktion	
k	Wellenzahl	$1/\text{m}$
l	Länge der Detektorbrücke	m

l_{ext}	Erweiterungslänge einer hemisphärischen Linse	m
L_0	Bahn des Referenzteilchens	m
l_{Bowtie}	Länge der Bowtieantenne	m
m	Beugungsordnung	1
m_e	Elektronenmasse	kg
m_0	Ruhemasse des Elektrons	$9,1 \cdot 10^{-31}$ kg
N	Anzahl der Windungen einer Spiralantenne	1
N_e	Anzahl an Elektronen in einem Bunch	1
n_{linse}	Brechzahl des dielektrischen Linsenmaterials	1
P_0	Von der Antenne absorbierte Leistung	W
P_{abs}	Absorbierte Strahlungsleistung	W
P_{el}	Elektrische Verlustleistung	W
P_e	Empfangene Leistung	W
P_L	In der Last absorbierte Leistung	W
$P_n(\theta, \phi)$	Räumliche Intensitätsverteilung der Leistung	1
P_{rad}	Gesamte Strahlungsleistung	W
R	Frequenzauflösung	1
r	Linsenradius	m
$R(z)$	Krümmung eines Gauß-Strahls	m
R_{max}	Rauhtiefe	m
R_{RMS}	Quadratische Rauheit	m
R_s	Oberflächenwiderstand	Ω
r_0	Innerer Radius einer Spiralantenne	m
S_{el}	Elektrische Empfindlichkeit	V W^{-1}
S_i	Mittlere Leistungsdichte eines Kugelstrahlers	W m^{-2}
S_{opt}	Optische Empfindlichkeit	V W^{-1}
t	Zeit	s
T_c	Kritische Temperatur des Supraleiters	K
t_{sub}	Substratdicke	m
t_s	Schichtdicke	m

U_{Bias}	Biasspannung des Detektors im Arbeitspunkt	V
U_n	Rauschspannung	V
U_{sig}	Detektorsignal	V
v	Relativgeschwindigkeit des Elektrons	m s^{-1}
w	Breite der Detektorbrücke	m
$w(z)$	Strahlbreite eines Gauß-Strahls	m
w_0	Strahltaile eines Gauß-Strahls	m
z_c	Raleigh-Länge eines Gauß-Strahls	m
Z_D	Detektorimpedanz	Ω
Z_0	Freiraumwellenwiderstand	$120\pi \Omega$
Z_d	Impedanz des zu Z_s komplementären Dipols	Ω
Z_L	Lastimpedanz	Ω
Z_s	Impedanz des zu Z_d komplementären Schlitzes	Ω
Z_{Ant}	Komplexer Fußpunktwiderstand der Antenne	Ω
2T-Modell	Zwei-Temperatur-Modell der Supraleitung	
AR	Achsenverhältnis der Polarisationsellipse	1
CPW	Koplanarer Wellenleiter	
CSR	Kohärente Synchrotronstrahlung	
CW	Dauerstrichbetrieb	
FEL	Freie-Elektronen-Laser	
KARA	Karlsruhe Research Accelerator	
MSL	Mikrostreifenleitung	
NbN	Niobnitrid	
NEP	Noise Equivalent Power	$\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$
UI-Kennlinie	Strom-Spannungs-Kennlinie	
YBCO	Yttrium-Barium-Kupferoxid	
ZB	Zero Bias	

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Synchrotronstrahlungsquelle des KIT [20]: Perspektivische Draufsicht der Beschleunigerhalle mit dem Speicherring in der Mitte und den radial angeordneten Experimentierhütten.	8
2.2	Das Spektrum der von zwei Bunches emittierten Strahlung im THz-Bereich gemessen mit einem Setup basierend auf elektro-optisches Sampling direkt in der Hochvakuumumgebung des Speicherrings. Ebenso dargestellt sind die simulierten Spektren für Gaußpulse unterschiedlicher Breite. Der Einfluss des Bursting auf das Spektrum ist für Frequenzen über 0,2 THz deutlich zu sehen. Abbildung angepasst aus [SBB ⁺ 16]	11
2.3	Schematische Darstellung eines Bolometers nach [33]. Gezeigt ist der Absorber mit Wärmekapazität C , das an den Absorber gekoppelte Widerstandsthermometer mit Speiseschaltung und Ausleseelektronik für Strombias und das gekoppelte Wärmebad konstanter Temperatur T_b . Der Grad der Kopplung kann mithilfe des Wärmeleitwerts G quantifiziert werden.	19
2.4	a) Schematische Darstellung des Widerstandsverlaufs eines Supraleiters. Unterhalb von T_c verschwindet der Widerstand. (b) Thermalisierungsprozesse in einem phononengekühlten HEB nach [63] mit Elektronen- und Phononensystem. Da die Relaxationszeitkonstante für Energiefluss aus dem Phononensystem τ_{pe} deutlich größer als die beiden anderen charakteristischen Größen τ_{ep} und τ_{esc} ist, können beide Systeme als getrennt betrachtet werden.	23
2.5	Strahlverlauf eines Gauß-Strahls in der Grundmode mit wichtigen Kenngrößen nach [84].	33
2.6	Schematische Darstellung der möglichen Versatzarten für Gauß'sche Strahlen mit gleicher Strahltaile: a) Axialer Versatz, b) lateraler Versatz, c) verkippte Strahlen.	36
3.1	Schematische Darstellung einer Empfangsantenne (a) und ihres Ersatzschaltbilds (b). Darstellung nach [90].	42

3.2	Darstellung der Polarisationsabhängigkeit einer Antenne durch die Polarisationsellipse (a) mit den beiden Komponenten des elektrischen Feldes E_x und E_y nach [86] sowie der beiden Extremfälle der zirkularen (b) und linearen Polarisation (c).	47
3.3	Strahlkopplung in planare Antennenstrukturen.	52
3.4	Schematische Darstellung der Strahleinkopplung mit einer Hornantenne. Dargestellt ist ein Sektoralhorn und ein Wellenleiter mit rechteckigem Querschnitt.	53
3.5	Schematische Darstellung einer hybriden Linsenantenne (a) mit Strahlengang für eine kollimierende Linse (schwarz) bzw. sammelnde Linse (rot) sowie die häufigsten Linsengrundformen (b,c) mit den bestimmenden Abmessungen nach [7]. Für die elliptischen Linse (b) ist zusätzlich die Außenkontur einer hemisphärischen Annäherung (⋯) gezeigt. Im Fall der hemisphärischen Linse (c) sind die beiden Spezialfälle eine hyper-hemisphärischen (---) und kollimierenden Linsenform (⋯) dargestellt.	56
4.1	Schemazeichnung einer idealen Schlitzantenne mit den wichtigsten Abmessungen und dem verwendeten Koordinatensystem. Die Metallisierungsebene ist in der xy -Ebene unendlich ausgedehnt.	62
4.2	Betragsmäßiger normalisierter Verlauf der simulierten elektrischen Feldstärke (—) in einer idealen Schlitzantenne der Länge $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_{\text{eff}}$ (a, b) bzw. $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_{\text{eff}}/2$ (c, d) für jeweils die ersten beiden Resonanzen. Ebenfalls dargestellt ist die Feldverteilung bei Annahme eines sinusförmigen Verlaufs (---). Der simulierte Verlauf entspricht außerhalb des Ortes der Anregung sehr gut dem simulierten Verlauf. Wenn die Schlitzlänge für Halbwellenresonanz ausgelegt wird, kann sich keine Resonanz für Frequenzen unterhalb der Entwurfsfrequenz ausbilden.	63
4.3	Simulierter Impedanzverlauf einer idealen resonanten Schlitzantenne, d. h. mit idealem elektrischen Leiter als Metallisierungsebene und Abstrahlung ins Vakuum. Dargestellt ist sowohl der Real- (—) als auch Imaginärteil (⋯) für die Schlitzlängen $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0$ (a) und $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_0/2$ (b). Die gestrichelten Linien zeigen jeweils die Position der Schlitzresonanzen. Für den Fall (b) existiert keine Resonanz unter der Entwurfsfrequenz.	65
4.4	Einfluss der Breite von resonanten Schlitzantennen auf die Impedanz. Die Schlitzlänge beträgt in a) $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_{\text{eff}}$ (a) bzw. $l_{\text{Schlitz}} = \lambda_{\text{eff}}/2$ (b). Der Verlauf ist für verschiedene Substratmaterialien dargestellt. Resonanz existiert nur, bis die Breite einen bestimmten Grenzwert überschreitet. Mit steigender rel. Permittivität nimmt dieser Wert ab.	66

4.5	Simulierte Fernfeldcharakteristik von Einzelschlitzantennen für 140 GHz auf einer hyper-hemisphärischen Si-Linse für die E -Ebene ($\phi = 0^\circ$, schwarz) und die H -Ebene ($\phi = 90^\circ$, rot). Dargestellt ist der Fall für eine resonante Schlitzlänge optimiert auf Ganzwellenresonanz (a) bzw. Halbwellenresonanz (b). Da beide Komponenten spiegelsymmetrisch um $\theta = 0^\circ$ sind, ist jeweils nur eine Hälfte gezeigt. Die gestrichelten Linien zeigen einen gaußförmigen Fit der Hauptkeule.	67
4.6	Schematische Darstellung der Doppelschlitzantenne mit den wichtigsten Abmessungen.	68
4.7	Richtdiagramme für die beiden Realisierungsmöglichkeiten einer Doppelschlitzantenne für 140 GHz auf einem Siliziumsubstrat für unterschiedliche Elementabstände. Die Form der Hauptkeule der H -Ebene ist stark vom Abstand der beiden Elemente abhängig.	70
4.8	Simulierte Fernfeldcharakteristik von optimierten Doppelschlitzantennen für 140 GHz auf der Si-Linse für die E -Ebene (schwarz) und die H -Ebene (rot). In a) beträgt die Schlitzlänge $l_{\text{Schlitz}} = 0,9 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ bei Elementabstand $d_{\text{Element}} = 0,52 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ und in b) gilt $l_{\text{Schlitz}} = 0,52 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ mit Abstand $d_{\text{Element}} = 0,33 \cdot \lambda_{\text{eff}}$. Die Hauptkeulen sind symmetrisch und die Dämpfung der Nebenkeulen ist stärker als 10 dB.	72
4.9	Schematische Darstellung eines infinitesimalen Wellenleiters mit konzentrierten Leitungsbelägen nach [90].	74
4.10	Schematische Darstellung der Geometrie eine Mikrostreifenleitung nach [134] (a) und beispielhaft eine simulierte Feldverteilung (b). Es ist jeweils eine Hälfte der beiden Feldanteile gezeigt.	76
4.11	Schematische Darstellung der Geometrie eine Koplanarleitung nach [138] (a) und beispielhaft eine simulierte Feldverteilung (b). Es ist jeweils eine Hälfte der beiden Feldanteile gezeigt.	78
4.12	Verschiedene Möglichkeiten der planaren Realisierung von Doppelschlitzantennen in Koplanar- (a, c) und Mikrostreifenleitertechnik (b). Die Position des Speisepunkts ist jeweils markiert.	80
4.13	Schematische Darstellung der Bowtieantenne mit bestimmenden geometrischen Größen und Koordinatensystem a). Testplatine zur Charakterisierung einer skalierten Bowtieantenne b). Die Antenne ist hier in der zu a) komplementären Schlitzvariante ausgeführt [Mer16].	87
4.14	Betrag des Reflexionsparameters $ S_{11} $ normiert auf die Entwurfsfrequenz für Bowtieantennen im Vakuum mit verschiedenen Antennenlängen l_{Bowtie} (—) und einem Dipol mit $l_{\text{Dipol}} = \lambda/2$ (---). Die Bandbreite der Bowtieantenne ist größer als die des Dipols und für $l_{\text{Bowtie}} = 2 \cdot \lambda_{\text{eff}}$ übersteigt sie zwei Oktaven.	88

4.15	Richtdiagramm einer Bowtieantenne für 140 GHz auf einem unendlich ausgedehnten Silizium-Substrat für die E - und H -Ebene. Die Abstrahlung erfolgt nicht hauptsächlich senkrecht zur Substratoberfläche.	90
4.16	Schemazeichnung einer logarithmischen Spiralantenne mit den wichtigsten Abmessungen und dem verwendeten Koordinatensystem. Eine Abschätzung der oberen und unteren Grenzfrequenz kann anhand der Durchmesser der beiden Hilfskreise d und D vorgenommen werden.	91
4.17	Charakteristische Eigenschaften der Spiralantenne: Die Spiralantenne zeigt echtes breitbandiges Verhalten über mehr als 3 Oktaven (a). Einfluss des Substratmaterials auf die Antennenimpedanz für eine Spiralantenne für 1 THz (b). Zusätzlich aufgetragen ist der theoretische Verlauf der Impedanzänderung (- - -). Für Substrate mit höherer rel. Permittivität erhöht sich die Impedanzbandbreite. . . .	93
5.1	REM-Aufnahmen von YBCO-Brücken mit Abmessungen im Submikrometerbereich in Draufsicht (a) [26] und von der Seite (b) [SKS ⁺ 19]. Durch Ionenstrahlätzen kann die Goldschicht gezielt geätzt und das darunterliegende Schichtsystem aus PBCO-YBCO-PBCO (dunkelgrau) freigelegt werden.	101
5.2	Schematische Darstellung der entwickelten Doppelschlitzantenne für Detektoren mit hoher Impedanz (a) und der Betrag des Eingangsreflexionsfaktors $ \underline{S}_{11} $ der vier Antennen (b). Da die Verbindungsleitung zwischen den beiden Schlitzten eine elektrische Länge von $\lambda/2$ aufweist, wird die Schlitzimpedanz nicht transformiert. Teilabbildung b) angepasst aus [SRK ⁺ 17].	103
5.3	a) Schematische Darstellung des planaren Tiefpassfilters in koplanarer Leitungstechnik in der Ausleseleitung. b) Simulierter Betrag der Vorwärts-Transmission $ \underline{S}_{21} $ für unterschiedliche Anzahlen an Stufen des Filters. Bei gleichem Verhältnis der Impedanzen in den einzelnen Stufen steigt die Dämpfung an der Entwurfshäufigkeit für mehrere hintereinander geschaltete Stufen an.	106
5.4	Simulation des Übersprechens. Vorwärts-Transmission $ \underline{S}_{xy} $ bei der Entwurfshäufigkeit zwischen zwei Antennen des Arrays in Abhängigkeit des Elementabstands. Bei den Empfangsantennen für größere Wellenlängen wird für die gleiche Übersprechdämpfung ein höherer Elementabstand benötigt.	110

5.5	Simulierte Richtcharakteristik zweier Doppelschlitzantennen für eine Entwurfsfrequenz von 0,14 THz (a) und 1,0 THz (b) auf der Siliziumlinse. Dargestellt ist jeweils die Hälfte der spiegelsymmetrischen E - (schwarz) und H -Ebene (rot) und der durch das Beugungsmodell bestimmte theoretische Verlauf der Intensitätsverteilung (---). Der Einschub zeigt den Bereich um die Hauptstrahlrichtung in einer vergrößerten Ansicht. In der Simulation zeigt die Hauptkeule für 0,14 THz eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Modell und für 1,0 THz einen deutlich breiteren Verlauf mit zusätzlichen Strukturen.	113
5.6	Simulierter Verlauf der Strahlbreite des optimierten Antennenentwurfs auf der Si-Linse für verschiedene Frequenzen und Schnittebenen der Richtcharakteristik sowie der durch das theoretische Modell vorhergesagte Verlauf (—). Der Verlauf der Halbwertsbreite (a) stimmt sehr gut überein. Die -10 dB-Strahlbreite (b) konvergiert für höhere Frequenzen zu einem konstanten Wert.	116
5.7	Einfluss des Abstands der Doppelschlitzantenne vom Zentrum der Si-Linse auf die Neigung der Hauptkeule. Gezeigt sind Daten aus Simulationen (\square) und der Verlauf nach Gl. 5.2.	117
5.8	a) Gesamtansicht des optimierten Arrays bestehend aus den Antennen mit Tiefpassfiltern, koplanaren Ausleseleitungen und Bondflächen. b) REM-Aufnahme der Antennen im Array. Die 0,14 THz-Antenne ist am unteren Bildrand angeschnitten dargestellt.	119
5.9	a) Übersicht verschiedener Detektorblöcke mit unterschiedlicher Anzahl an Ausleseleitungen. Vorne rechts ist der für das on-chip Spektrometer verwendete Block mit vier Leitungen gezeigt. b) Entwurf der Adapterplatine mit vier Ausleseleitungen. Die Metallisierung ist in grau dargestellt.	122
5.10	Simulation der Einfügedämpfung der vier Leitungen der Adapterplatine. Die 3 dB-Bandbreite beträgt ca. 29 GHz.	124
5.11	a) Der Badkryostat des Detektorsystems mit vier getrennten Ausleseleitungen und Bias-Tees. b) Messung der Einfügedämpfung einer der koaxialen Ausleseleitungen im Kryostat. Die 3 dB-Bandbreite beträgt ca. 62 GHz.	125
5.12	Übersicht der in den Messungen des Detektorsystems verwendeten Elektronik. a) Rauscharme Stromquelle mit Batteriebetrieb zur Speisung der Detektoren. b) Real-time Oszilloskop mit hoher Auslesebandbreite von 16 GHz bis 32 GHz. . . .	126
5.13	a) Charakteristische UI-Kennlinien eines YBCO-Detektors im Strombias für unterschiedliche Badtemperaturen. b) UI-Kennlinien der vier Detektoren im Array der untersuchten Probe des integrierten Spektrometers bei einer Temperatur von 77 K. Abbildung angepasst aus [SRK ⁺ 16].	129

5.14 a) Simulation des durch eine ebene Welle in dem 140 GHz-Element des Arrays induzierten Stroms durch die Detektorbrücke für verschiedenen Ausrichtungen des E -Feldvektors. b) Simulierte Stromstärke für die gleiche Anordnung für verschiedene Polarisationswinkel. Abbildungen angepasst aus [SKS ⁺ 19].	132
5.15 Messaufbau zur Untersuchung des Detektorverhaltens im ZB-Betrieb. Schema (a) und Foto des tatsächlichen Aufbaus (b). Das THz-Signal aus dem Speicherring wird mit Gittern (1) in zwei Pfade aufgeteilt, von denen einer verzögert ist. Eine Fokussierungseinrichtung (2) kann zur Inversion der Polarität in einem Pfad verwendet werden. Abbildungen angepasst aus [SKS ⁺ 19].	134
5.16 Messergebnisse des Experiments zur Pulsinversion mithilfe der Gouy-Phasenverschiebung. a) Beispielhafte Signalverläufe für je einen Puls positiver und negativer Polarität sowie mit und ohne Phasendrehung im Verzögerungspfad. b) Statistische Auswertung der Messergebnisse für den Aufbau mit Phasendrehung. Wie erwartet überwiegt die Wahrscheinlichkeit für Pulse mit entgegengesetzter Polarität. Abbildungen angepasst aus [SKS ⁺ 19].	135
5.17 Messung der Pulsantwort des 0,14 THz-Element des Arrays für verschiedene Ausrichtungen eines Photomischers als Quelle gepulster THz-Strahlung: Messaufbau (a) und zeitliche Verläufe der Detektorspannung (b). Für einen Unterschied von 180° zeigt sich wie erwartet eine Umkehrung der Signalpolarität. Abbildungen angepasst aus [SKS ⁺ 19].	136
5.18 Messung der spektralen Empfindlichkeit des optimierten Entwurfs für das 350 GHz-Element gekoppelt an ein NbN-HEB mit einer CW-Quelle (●) und Vergleich mit den Ergebnissen der Simulation (- - -). Beide Verläufe zeigen gute Übereinstimmung.	138
5.19 Spektrale Empfindlichkeit der Detektoren für 0,35 THz und 0,65 THz aus dem Array: Messung mit einem FTIR-Spektrometer (—) und simulierter Verlauf (- - -). Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.	140
5.20 Messbedingungen an der Diamond Light Source (a) und hybrides Füllmuster des Speicherrings (b). Im voll gefüllten Bereich des Musters wird der Bunchabstand von der Wiederholrate des Beschleunigers bestimmt.	141
5.21 Gemittelter Verlauf des Detektorsignals aus einer simultanen Einzelschussmessung des Single-Bunch-Signals an der Diamond Light Source. Zur besseren Unterscheidung wurden die einzelnen Kanäle vertikal jeweils mit einem Offset von 2 mV versetzt.	143

5.22	Vergleich der Messungen der spektralen Empfindlichkeit mit einem FTIR (—) und mit quasi-optischen Bandpassfiltern in gemittelten Einzelschussmessungen (■) an der DLS. Dargestellt ist der Detektor aus dem Array für 0,35 THz (a) und 0,65 THz (b, Abbildung angepasst aus [SRK ⁺ 16]). Bei beiden Detektoren zeigen die Verläufe gute Übereinstimmung.	144
5.23	Beispielhafte Messung zweier unterschiedlicher Burstmuster an der Diamond Light Source. Die Messung wurde mit dem entwickelten Detektorsystem durchgeführt. Dargestellt ist der aus einer Reihe von Einzelschussmessungen gewonnene Spitzenwert des Single-Bunch-Signals, der über einen gleitenden Mittelwert geglättet wurde.	145
5.24	a) Schematische Darstellung der IR2-Beamline [20]. Die hier beschriebenen Experimente wurden hinter dem als „ <i>Diagnostic Window</i> “ bezeichneten Fenster durchgeführt. b) Charakteristischer Verlauf eines an KARA gemessenen Single-Bunch-Signals oberhalb der Burstingschwelle. Das sog. <i>Sawtooth-Bursting</i> ist deutlich sichtbar.	146
5.25	Gemittelter Verlauf des Detektorsignals aus einer simultanen Einzelschussmessung an KARA. Zur besseren Unterscheidung wurden die einzelnen Kanäle vertikal jeweils mit einem Offset von 6 mV versetzt.	147
5.26	Beispielhafte Messung zweier unterschiedlicher Burstmuster an an der Synchrotronstrahlungsquelle des KIT mit dem entwickelten Detektorsystem. Dargestellt ist der aus einer Reihe von Einzelschussmessungen gewonnene Spitzenwert des Single-Bunch-Signals, der über einen gleitenden Mittelwert geglättet wurde. . . .	148
6.1	Schematische Darstellung der Grundtypen eines Gitterspektrometers: Einzeldetektor mit Monochromator (a) und Aufbau mit Detektorarray (b). Das in dieser Arbeit entwickelte Detektorsystem entspricht dem zweiten Typ.	152
6.2	Schematische Darstellung der Stufenstruktur des Beugungsgitters. Abbildung angepasst aus [SKW ⁺ 20].	155
6.3	Simulierter Verlauf der Frequenzabhängigkeit des Austrittswinkels für ein breitbandiges THz-Signal mit einem Eintrittswinkel von 30°. Dargestellt ist jeweils die direkte Reflexion bei –30° ohne Beugung und der Verlauf für mindestens drei höhere Beugungsordnungen. Modell: a) Berechnung nach Gl. 6.1 und b) <i>EM</i> -Feldsimulation.	158

6.4	Aufnahmen der Oberfläche des Prototyps des Beugungsgitters mit einem Raster- elektronenmikroskop bei verschiedenen Vergrößerungen. Gezeigt ist die periodi- sche Stufenstruktur des Gitters (a) und Bearbeitungsspuren auf einer Stufe mit hoher Auflösung (b).	159
6.5	Profilometrische Messung des Beugungsgitter-Prototyps korrespondierend zu den in Abb. 6.4 gezeigten Ausschnitten. Die Abmessungen der Stufenstruktur (a) entspricht mit hoher Genauigkeit den Entwurfswerten. Die Rauheit der Oberflä- che (b) ist sehr gering, wobei durch das Bearbeitungsverfahren ein periodischer Verlauf sichtbar ist. Teilabbildung b) angepasst aus [SKW ⁺ 20].	160
6.6	Messaufbau der Verifikationsmessung des Beugungsgitters mit gepulster THz- Strahlung an der IR2-Beamline der Beschleunigerquelle des KIT. Schematische Darstellung (a) und Foto des Messaufbaus (b). Teilabbildung (a) angepasst aus [SKW ⁺ 20].	161
6.7	Normierte Amplitude des Detektorsignals aus der Verifikationsmessung des Git- ters für verschiedene Austrittswinkel für $f_{\text{Signal}} = 1$ THz. Daten aus Messung (●) und Simulation (—). Abbildung angepasst aus [SKW ⁺ 20].	162
6.8	Simulierte Amplitude des vom Beugungsgitter für einen Winkel von -42° reflek- tierten Signals abhängig von der Signalfrequenz. Wegen der Periodizität des Beu- gungsmechanismus werden unter dem gleichen Winkel nicht nur Frequenzanteile der ersten Beugungsordnung, sondern auch parasitäre Anteile höherer Ordnun- gen gekoppelt. Abbildung angepasst aus [SKW ⁺ 20].	164
6.9	Quasi-optische Bandpassfilter im THz-Bereich. Aufnahme der Filter in Filter- halter (a) und Transmissionsmessung der in dieser Arbeit verwendeten Filter (b). Die Messdaten wurden vom Hersteller Tydex LLC zur Verfügung gestellt.	165
6.10	Log. Spiralantenne optimiert für einen Frequenzbereich von 1 THz bis 4 THz. Maßstäbliche Zeichnung der Antenne (a) und simulierte Reflexionsparameter $ \underline{S}_{11} $ (b). Abbildungen angepasst aus [SKW ⁺ 20].	166
6.11	Antennenentwurf optimierter Doppelschlitzantennen. Schematische Darstellung des Entwurfs (a) und simulierte Reflexionsparameter $ \underline{S}_{11} $ der Antennen mit Mit- tenfrequenzen von 1,5 THz, 2 THz, 3 THz und 3,8 THz (b). Abbildungen ange- passt aus [SKW ⁺ 20].	167
6.12	Einfluss des Antennentyps (a) und der Antennen in Kombination mit einem quasi-optischen Bandpassfilter (b) am Beispiel des Spektrometerkanals für 1,5 THz. Durch die Verwendung der Filter kann mit beiden Antennenentwür- fen eine höhere Frequenzauflösung erreicht werden. Abbildungen angepasst aus [SKW ⁺ 20].	169

-
- 6.13 a) Prototyp des Beugungsgitters in einstellbarer optischer Halterung. b) LHe-Badkryostat mit optischem Fenster. 170
- 6.14 Optimierte Position der vier Detektormodule im Detektionssystem. a) Schematische Darstellung der Detektormodule auf der Kaltplatte. b) 3D-Renderdarstellung im Schnittbild mit angedeutetem Strahlverlauf. 172
- 6.15 a) Schematische Darstellung des Auslesepfads der NbN-HEB. Die Detektoren werden über einen parallel geschalteten Shunt-Widerstand im Spannungsbias betrieben. Bias-Widerstand und Bias-Tee befinden sich dabei auf der Kaltplatte des Kryostaten. b) Detektorsignal für ein breitbandiges gepulstes THz-Signal für verschiedene Versorgungsspannungen. Die Amplitude des Signals steigt dabei nicht linear mit der angelegten Spannung an, sondern weist ein Maximum auf. 174
- 6.16 Messaufbau des Zweikanal-Demonstrators für 1 THz und 1,5 THz. a) Schematische Darstellung der beiden Detektormodule auf der Kaltplatte. b) Aufnahme der beiden Detektormodule. Detektor 2 ist mit einem Bandpassfilter im quasi-optischen Pfad ausgestattet. 175
- 6.17 a) Gemitteltetes Detektorsignal der beiden Kanäle des Demonstrators. Der Kanal für 1 THz ist zur besseren Sichtbarkeit um 2 mV verschoben. Beide Kanäle weisen eine Antwortzeit von unter 2 ns auf. b) Normalisierte Amplitude des Detektorsignals beider Kanäle aufgetragen über dem Strahlstrom des Beschleunigers. Die Amplitude beider Kanäle steigt für einen höheren Strahlstrom wie erwartet an. 177
- 6.18 Gemittelte Amplitude (—) der beiden Kanäle für einen Strahlstrom von 1,02 mA (a) und 0,92 mA (b). Der Momentanwert des Detektorsignals ist jeweils transparent im Hintergrund angezeigt. Für den höheren Strahlstrom nimmt die Dauer der Sägezahnbursts zu und die maximale Leistung für höhere Frequenzen ist zeitlich verschoben. 178
- A.1 Schematische Darstellung der entwickelten Doppelschlitzantenne für Detektoren mit hoher Impedanz (a) und der Eingangreflexionsfaktor $|\underline{S}_{11}|$ für die vier Antennen des alternativen Entwurfs (b). 188

Tabellenverzeichnis

3.1	Hochfrequenzeigenschaften von Substratmaterialien für den THz-Bereich	51
3.2	Koppeffizienz verschiedener Horntypen	54
4.1	Schlitzlänge und Elementabstand der optimierte Doppelschlitzantenne auf einem unendlich ausgedehnten Siliziumsubstrat	80
4.2	Vergleich verschiedener Entwürfe einer Doppelschlitzantenne mit Ganzwel- lenresonanz und geraden Verbindungsleitungen. Die Abmessungen gelten für Silizium als Substratmaterial.	82
5.1	Optimierte Abmessungen der Doppelschlitzantennen des Arrays [SRK ⁺ 17].	104
5.2	Verwendete Länge und Anzahl der einzelnen CPW-Abschnitte der entwickelten Tiefpassfilter	107
5.3	Optimierte Detektorposition: Versatz aus der Mitte, resultierende Verkipfung der Hauptkeule und Koppelfaktoren.	120
5.4	Wichtige Abmessungen und Parameter des hergestellten Detektorarrays	130
6.1	Parameter des optimierten Gitterentwurfs	156
6.2	Abmessungen der Spiralantenne	166
6.3	Abmessungen optimierter Doppelschlitzantennen für 1,5 THz bis 3,8 THz	167
6.4	Optimierte Positionierung der Detektoren im System	171
A.1	Abmessungen von im Hinblick auf optimale Symmetrie der Richtcharakteristik entwickelte Doppelschlitzantennen.	188

Literaturverzeichnis

- [1] J. H. Bryant, „The first century of microwaves-1886 to 1986,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 36, Nr. 5, S. 830–858, 1988.
- [2] Maxwell J. C., „A dynamical theory of electromagnetic field,” *Royal Society Transactions*, Vol. 155, S. 526–597, 1864. [Online]. URL: <https://ci.nii.ac.jp/naid/10026820619/en/>
- [3] H. Hertz, „Ueber electrodynamische Wellen im Luftraume und deren Reflexion,” *Annalen der Physik und Chemie*, Vol. 270, Nr. 8A, S. 609–623, 1888.
- [4] D.J. Cichon und W. Wiesbeck, *The Heinrich Hertz wireless experiments at Karlsruhe in the view of modern communication*. IET Digital Library, 0782.
- [5] IEEE Committee, „IEEE Standard Letter Designations for Radar-Frequency Bands,” *IEEE Std 521-2019 (Revision of IEEE Std 521-2002)*, S. 1–15, 2020.
- [6] G. P. Williams, „Filling the THz gap—high power sources and applications,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 69, Nr. 2, S. 301–326, 2006.
- [7] E. Bründermann, H.-W. Hübers, und M. F. Kimmitt, *Terahertz Techniques*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012, Vol. 151.
- [8] E. Jaeschke, S. Khan, J. R. Schneider, und J. B. Hastings, *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers*. Cham: Springer International Publishing, 2019.
- [9] F. C. Michel, „Intense Coherent Submillimeter Radiation in Electron Storage Rings,” *Physical review letters*, Vol. 48, Nr. 9, S. 580–583, 1982.
- [10] W. D. Duncan und G. P. Williams, „Infrared synchrotron radiation from electron storage rings,” *Applied optics*, Vol. 22, Nr. 18, S. 2914, 1983.
- [11] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wüstefeld, und H.-W. Hübers, „Steady-state far-infrared coherent synchrotron radiation detected at BESSY II,” *Physical review letters*, Vol. 88, Nr. 25 Pt 1, S. 254801, 2002.

- [12] P. Thoma, A. Scheuring, M. Hofherr, S. Wunsch, K. Il'in, N. Smale, V. Judin, N. Hiller, A.-S. Müller, A. Semenov, H.-W. Hübers, und M. Siegel, „Real-time measurement of picosecond THz pulses by an ultra-fast YBa₂Cu₃O_{7-d} detection system,” *Applied Physics Letters*, Vol. 101, Nr. 14, S. 142601, 2012.
- [13] E. Roussel, C. Evain, C. Sz waj, S. Bielawski, J. Raasch, P. Thoma, A. Scheuring, M. Hofherr, K. Ilin, S. Wunsch, M. Siegel, M. Hosaka, N. Yamamoto, Y. Takashima, H. Zen, T. Konomi, M. Adachi, S. Kimura, und M. Katoh, „Microbunching instability in relativistic electron bunches: direct observations of the microstructures using ultrafast YBCO detectors,” *Physical review letters*, Vol. 113, Nr. 9, S. 094801, 2014.
- [14] A. D. Semenov, H.-W. Hubers, K. S. Il'in, M. Siegel, V. Judin, und A.-S. Müller, „Monitoring coherent THz-synchrotron radiation with superconducting NbN hot-electron detector,” in *34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2009*. Piscataway, NJ: IEEE, 2009, S. 1–2.
- [15] A. Stockhausen, „Optimization of Hot-Electron Bolometers for THz Radiation,” Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, Baden-Württemberg, Deutschland, 2013.
- [16] B. S. Williams, „Terahertz quantum-cascade lasers,” *Nature Photonics*, Vol. 1, Nr. 9, S. 517–525, 2007.
- [17] L. E. Sharp und A. T. Wetherell, „High Power Pulsed HCN Laser,” *Applied optics*, Vol. 11, Nr. 8, S. 1737–1741, 1972.
- [18] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, und F. Rossi, „Terahertz semiconductor-heterostructure laser,” *Nature*, Vol. 417, Nr. 6885, S. 156–159, 2002.
- [19] F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir, und H. C. Pollock, „Radiation from Electrons in a Synchrotron,” *Physical Review*, Vol. 71, Nr. 11, S. 829–830, 1947.
- [20] J. L. Steinmann, „Diagnostics of Short Electron Bunches with THz Detectors in Particle Accelerators,” Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, Baden-Württemberg, Deutschland, 2019.
- [21] Nakazato, Oyamada, Niimura, Urasawa, Konno, Kagaya, Kato, Kamiyama, Torizuka, Nanba, Kondo, Shibata, Ishi, Ohsaka, und Ikezawa, „Observation of coherent synchrotron radiation,” *Physical review letters*, Vol. 63, Nr. 12, S. 1245–1248, 1989.

- [22] K. Holldack, S. Khan, R. Mitzner, und T. Quast, „Femtosecond terahertz radiation from femtoslicing at BESSY,” *Physical review letters*, Vol. 96, Nr. 5, S. 054801, 2006.
- [23] V. Judin, „Untersuchung von Bunch-Bunch-Wechselwirkungen und des Einflusses der geometrischen Impedanz bei der Erzeugung kohärenter THz-Strahlung,” Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, Baden-Württemberg, Deutschland, 2013.
- [24] D. Pozar, „Considerations for millimeter wave printed antennas,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 31, Nr. 5, S. 740–747, 1983.
- [25] P. L. Richards, „Bolometers for infrared and millimeter waves,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 76, Nr. 1, S. 1–24, 1994.
- [26] J. Raasch, „Electrical-field sensitive YBa₂Cu₃O_{7-x} detectors for real-time monitoring of picosecond THz pulses,” Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, Baden-Württemberg, Deutschland, 2019.
- [27] A. Lisauskas, M. Bauer, S. Boppel, M. Mundt, B. Khamaisi, E. Socher, R. Venckevičius, L. Minkevičius, I. Kašalynas, D. Seliuta, G. Valušis, V. Krozer, und H. G. Roskos, „Exploration of Terahertz Imaging with Silicon MOSFETs,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 35, Nr. 1, S. 63–80, 2014.
- [28] V. Stenger, M. Shnider, S. Sriram, D. Dooley, und M. Stout, „Thin Film Lithium Tantalate (TFLT) Pyroelectric Detectors,” in *Terahertz Technology and Applications V*, Serie SPIE Proceedings, L. P. Sadwick und C. M. O’Sullivan, Hrsgg. SPIE, 2012, S. 82610Q.
- [29] F. Sizov, „Terahertz radiation detectors: the state-of-the-art,” *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 33, Nr. 12, S. 123001, 2018.
- [30] S. Wesch, B. Schmidt, C. Behrens, H. Delsim-Hashemi, und P. Schmüser, „A multi-channel THz and infrared spectrometer for femtosecond electron bunch diagnostics by single-shot spectroscopy of coherent radiation,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 665, S. 40–47, 2011.
- [31] S. Casalbuoni, B. Schmidt, P. Schmüser, V. Arsov, und S. Wesch, „Ultrabroadband terahertz source and beamline based on coherent transition radiation,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 12, Nr. 3, S. 8, 2009.

- [32] A. van der Ziel, „Infrared detection and mixing in heavily doped Schottky–barrier diodes,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 47, Nr. 5, S. 2059–2068, 1976.
- [33] A. J. M. Kreisler, „Submillimeter Wave Applications Of Submicron Schottky Diodes,” in *Far-Infrared Science and Technology*, Serie SPIE Proceedings, J. A. R. Izatt, Hrsg. SPIE, 1986, S. 51.
- [34] C. Sydlo, O. Cojocari, D. Schönherr, T. Goebel, P. Meissner, und H. L. Hartnagel, „Fast THz detectors based on InGaAs Schottky Diodes,” *Frequenz*, Vol. 62, Nr. 5-6, S. 107–110, 2008.
- [35] Virginia Diodes Inc., „Zero biased Schottky Diode Detectors,” 2020. [Online]. URL: <https://www.vadiodes.com/en/products/detectors>
- [36] ACST GmbH, „Quasi-Optical THz Detectors,” 2020. [Online]. URL: <https://acst.de>
- [37] Virginia Diodes Inc., „Zero Bias Detectors - VDI Model: WR0.65ZBD-F,” 2020. [Online]. URL: <https://www.vadiodes.com/en/products/detectors>
- [38] ACST GmbH, „Detector Type 3DL 12C LS2500 A0,” 2020. [Online]. URL: <https://acst.de/products/quasi-optical-detectors/>
- [39] A. Semenov, O. Cojocari, H.-W. Hübers, F. Song, A. Klushin, und A.-S. Müller, „Application of Zero-Bias Quasi-Optical Schottky-Diode Detectors for Monitoring Short-Pulse and Weak Terahertz Radiation,” *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 31, Nr. 7, S. 674–676, 2010.
- [40] A. Finn, P. Karataev, und G. Rehm, „Design, development and use of the spectrometer for investigating coherent THz radiation produced by micro-bunching instabilities at Diamond Light Source,” *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 732, S. 012039, 2016.
- [41] J. L. Steinmann, T. Boltz, M. Brosi, E. Bründermann, M. Caselle, B. Kehrer, L. Rota, P. Schönfeldt, M. Schuh, M. Siegel, M. Weber, und A.-S. Müller, „Continuous bunch-by-bunch spectroscopic investigation of the microbunching instability,” *Phys. Rev. Accel. Beams*, Vol. 21, S. 110705, Nov 2018. [Online]. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.110705>
- [42] C.-e. Zah, „Millimeter-Wave Monolithic Schottky Diode Imaging Arrays,” Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, Vereinigte Staaten von Amerika, 1986.

- [43] S.-P. Han, H. Ko, J.-W. Park, N. Kim, Y.-J. Yoon, J.-H. Shin, D. Y. Kim, D. H. Lee, und K. H. Park, „InGaAs Schottky barrier diode array detector for a real-time compact terahertz line scanner,” *Optics express*, Vol. 21, Nr. 22, S. 25 874–25 882, 2013.
- [44] R. Han, Y. Zhang, Y. Kim, D. Y. Kim, H. Shichijo, E. Afshari, und K. K. O, „Active Terahertz Imaging Using Schottky Diodes in CMOS: Array and 860-GHz Pixel,” *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 48, Nr. 10, S. 2296–2308, 2013.
- [45] M. Laabs, N. Neumann, B. Green, N. Awari, J. Deinert, S. Kovalev, D. Plettemeier, und M. Gensch, „On-chip THz spectrometer for bunch compression fingerprinting at fourth-generation light sources,” *Journal of synchrotron radiation*, Vol. 25, Nr. Pt 5, S. 1509–1513, 2018.
- [46] M. Schiselski, M. Laabs, N. Neumann, M. Gensch, und D. Plettemeier, „Integrated Schottky diode detector for THz spectrometer,” in *2015 German Microwave Conference (GeMiC)*. Piscataway, NJ: IEEE, 2015, S. 272–275.
- [47] P. Dean, A. Valavanis, A. Scheuring, A. Stockhausen, P. Probst, M. Salih, S. P. Khanna, S. Chowdhury, S. Wuensch, K. Il’in, E. H. Linfield, A. G. Davies, und M. Siegel, „Ultra-fast sampling of terahertz pulses from a quantum cascade laser using superconducting antenna-coupled NbN and YBCO detectors,” in *37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. IEEE, 2017, S. 1–2.
- [48] G. Neto, „Figures of merit and optimization of a VO₂ microbolometer with strong electrothermal feedback,” *Optical Engineering*, Vol. 47, Nr. 7, S. 073603, 2008.
- [49] H. Kraus, „Superconductive bolometers and calorimeters,” *Superconductor Science and Technology*, Vol. 9, Nr. 10, S. 827–842, 1996.
- [50] D. P. Neikirk, W. W. Lam, und D. B. Rutledge, „Far-infrared microbolometer detectors,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 5, Nr. 3, S. 245–278, 1984.
- [51] P. W. Kruse, „Physics and applications of high-T_c superconductors for infrared detectors,” *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 5, Nr. 3S, S. S229–S239, 1990.
- [52] F. J. Low, „Low-Temperature Germanium Bolometer,” *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 51, Nr. 11, S. 1300, 1961.

- [53] N. S. Nishioka, P. L. Richards, und D. P. Woody, „Composite bolometers for submillimeter wavelengths,” *Applied optics*, Vol. 17, Nr. 10, S. 1562–1567, 1978.
- [54] W. A. Holmes, J. J. Bock, B. P. Crill, T. C. Koch, W. C. Jones, A. E. Lange, und C. G. Paine, „Initial test results on bolometers for the Planck high frequency instrument,” *Applied optics*, Vol. 47, Nr. 32, S. 5996–6008, 2008.
- [55] Ishi, Shibata, Takahashi, Mishiro, Ohsaka, Ikezawa, Kondo, Nakazato, Urasawa, Niimura, Kato, Shibasaki, und Oyamada, „Spectrum of coherent synchrotron radiation in the far-infrared region,” *Physical review. A, Atomic, molecular, and optical physics*, Vol. 43, Nr. 10, S. 5597–5604, 1991.
- [56] J. Clarke, G. I. Hoffer, P. L. Richards, und N. H. Yeh, „Superconductive bolometers for submillimeter wavelengths,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, Nr. 12, S. 4865–4879, 1977.
- [57] S. E. Schwarz und B. T. Ulrich, „Antenna-coupled infrared detectors,” *Applied Physics Letters*, Vol. 48, Nr. 5, S. 1870–1873, 1977.
- [58] A. D. Semenov, H. Richter, H.-W. Hubers, B. Gunther, A. Smirnov, K. S. Il'in, M. Siegel, und J. P. Karamarkovic, „Terahertz Performance of Integrated Lens Antennas With a Hot-Electron Bolometer,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 55, Nr. 2, S. 239–247, 2007.
- [59] A. Scheuring, „Ultrabreitbandige Strahlungseinkopplung in THz-Detektoren,” Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, Baden-Württemberg, Deutschland, 2013.
- [60] T. Shimizu, H. Moritsu, Y. Yasuoka, und K. Gamo, „Fabrication of Antenna-Coupled Microbolometers,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 34, Nr. Part 1, No. 12A, S. 6352–6357, 1995.
- [61] A. Scheuring, P. Thoma, J. Day, K. Il'in, J. Hanisch, B. Holzapfel, und M. Siegel, „Thin Pr–Ba–Cu–O Film Antenna-Coupled THz Bolometers for Room Temperature Operation,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 3, Nr. 1, S. 103–109, 2013.
- [62] W. Buckel und R. Kleiner, *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*, 7. Aufl., Serie Lehrbuch Physik. Hoboken, NJ and Weinheim: Wiley and Wiley-VCH, 2013. [Online]. URL: <https://ebookcentral.proquest.com/lib/subhh/detail.action?docID=1120662>

- [63] A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, und R. Sobolewski, „Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors,” *Optics letters*, Vol. 15, Nr. 4, S. R1–R16, 2002.
- [64] F. Sizov und A. Rogalski, „THz detectors,” *Progress in Quantum Electronics*, Vol. 34, Nr. 5, S. 278–347, 2010.
- [65] A. Skalare, W. R. McGrath, B. Bumble, H. G. LeDuc, P. J. Burke, A. A. Verheijen, R. J. Schoelkopf, und D. E. Prober, „Large bandwidth and low noise in a diffusion-cooled hot-electron bolometer mixer,” *Applied Physics Letters*, Vol. 68, Nr. 11, S. 1558–1560, 1996.
- [66] G. N. Gol'tsman, B. S. Karasik, O. V. Okunev, A. L. Dzardanov, E. M. Gershenzon, H. Ekstrom, S. Jacobsson, und E. Kollberg, „NbN hot electron superconducting mixers for 100 GHz operation,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 5, Nr. 2, S. 3065–3068, 1995.
- [67] Scontel, „Terahertz Detection System Specification,” 2015. [Online]. URL: <http://www.scontel.ru/terahertz/>
- [68] P. Thoma, „Ultra-fast YBa₂Cu₃O_{7-x} direct detectors for the THz frequency range,” Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, Baden-Württemberg, Deutschland, 2013.
- [69] N. Bluzer, „Analysis of quantum superconducting kinetic inductance photodetectors,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 78, Nr. 12, S. 7340–7351, 1995.
- [70] Kirtley, Collins, Schlesinger, Gallagher, Sandstrom, Dinger, und Chance, „Tunneling and infrared measurements of the energy gap in the high-critical-temperature superconductor Y-Ba-Cu-O,” *Physical review. B, Condensed matter*, Vol. 35, Nr. 16, S. 8846–8849, 1987.
- [71] Edwards, Markert, und A. L. de Lozanne, „Energy gap and surface structure of YBa₂Cu₃O_{7-x} probed by scanning tunneling microscopy,” *Physical review letters*, Vol. 69, Nr. 20, S. 2967–2970, 1992.
- [72] G. Deutscher, „Andreev–Saint-James reflections: A probe of cuprate superconductors,” *Superconductor Science and Technology*, Vol. 77, Nr. 1, S. 109–135, 2005.

- [73] A. D. Semenov, P. T. Lang, K. F. Renk, und I. G. Gogidze, „Fast far-infrared to visible light response of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ film measured with subnanosecond radiation pulses,” *Solid State Communications*, Vol. 80, Nr. 7, S. 507–510, 1991.
- [74] P. Probst, A. Semenov, M. Ries, A. Hoehl, P. Rieger, A. Scheuring, V. Judin, S. Wunsch, K. Il'in, N. Smale, Y.-L. Mathis, R. Müller, G. Ulm, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers, J. Hänisch, B. Holzapfel, M. Siegel, und A.-S. Müller, „Nonthermal response of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin films to picosecond THz pulses,” *Physical Review B*, Vol. 85, Nr. 17, S. 1915, 2012.
- [75] K. S. Il'in und M. Siegel, „Microwave mixing in microbridges made from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin films,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 92, Nr. 1, S. 361–369, 2002.
- [76] D. Y. Vodolazov und F. M. Peeters, „Rearrangement of the vortex lattice due to instabilities of vortex flow,” *Superconductor Science and Technology*, Vol. 76, Nr. 1, S. 1915, 2007.
- [77] W. F. M. Ganzevles, L. R. Swart, J. R. Gao, P. A. J. de Korte, und T. M. Klapwijk, „Direct response of twin-slot antenna-coupled hot-electron bolometer mixers designed for 2.5 THz radiation detection,” *Applied Physics Letters*, Vol. 76, Nr. 22, S. 3304–3306, 2000.
- [78] E. L. Kollberg, K. S. Yngvesson, Y. Ren, W. Zhang, P. Khosropanah, und J.-R. Gao, „Impedance of Hot-Electron Bolometer Mixers at Terahertz Frequencies,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 1, Nr. 2, S. 383–389, 2011.
- [79] A. Kuzmin, S. Doerner, S. Singer, I. Charaev, K. Ilin, S. Wuensch, und M. Siegel, „Terahertz Transition-Edge Sensor With Kinetic-Inductance Amplifier at 4.2 K,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 8, Nr. 6, S. 622–629, 2018.
- [80] J. Krupka, J. Wosik, C. Jastrzebski, T. Ciuk, J. Mazierska, und M. Zdrojek, „Complex Conductivity of YBCO Films in Normal and Superconducting States Probed by Microwave Measurements,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 23, Nr. 2, S. 1501011, 2013.
- [81] M. J. Feldman, „Theoretical considerations for THz SIS mixers,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 8, Nr. 10, S. 1287–1292, 1987.

- [82] R. Ladret, A. Dégardin, V. Jagtap, und A. Kreisler, „THz Mixing with High-TC Hot Electron Bolometers: a Performance Modeling Assessment for Y-Ba-Cu-O Devices,” *Photonics*, Vol. 6, Nr. 1, S. 7, 2019.
- [83] F. J. Tischer, „Oversized waveguides and resonators for millimeter waves,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 9, Nr. 1, S. 15–27, 1988.
- [84] P. F. Goldsmith, *Quasioptical systems: Gaussian beam quasioptical propagation and applications*, Serie IEEE press/Chapman & Hall Publishers series on microwave technology and RF. Piscataway, New Jersey: IEEE Press, 1998.
- [85] K. W. Kark, *Antennen und Strahlungsfelder: Elektromagnetische Wellen auf Leitungen, im Freiraum und ihre Abstrahlung*, 5. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014.
- [86] J. D. Kraus und R. J. Marhefka, *Antennas for all applications*, 3. Aufl. Boston, Mass.: McGraw-Hill, 2008.
- [87] D. M. Pozar, *Microwave engineering*, 4. Aufl. Hoboken: Wiley, 2012.
- [88] „CST Studio Suite – 3D-EM-Analysesoftware – SIMULIA von Dassault Systèmes®,” 15.11.2019. [Online]. URL: <https://www.3ds.com/de/produkte-und-services/simulia/produkte/cst-studio-suite/>
- [89] T. Weiland, „A discretization model for the solution of Maxwell’s equations for six-component fields,” *Archiv Elektronik und Uebertragungstechnik*, Vol. 31, S. 116–120, 1977.
- [90] C. A. Balanis, *Antenna theory: Analysis and design*, 3. Aufl. Wiley-Interscience, 2012.
- [91] O. Zinke, H. Brunswig, und A. Vlcek, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, 2. Aufl. Berlin: Springer, 1973.
- [92] T. Arens, F. Hettlich, C. Karpfinger, U. Kockelkorn, K. Lichtenegger, und H. Stachel, *Mathematik*, 4. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2018.
- [93] W. Wiesbeck, A. Herschlein, D. Löffler, und C. Fischer, „Antennen und Antennensysteme,” *Skriptum zur Vorlesung, Universität Karlsruhe*, 2002.
- [94] IEEE Committee, „IEEE standard definitions of terms for antennas,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 17, Nr. 3, S. 262–269, 1969.

- [95] M. Merker, „Superconducting integrated THz receiver,” Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, Baden-Württemberg, Deutschland, 2019.
- [96] MTI Corporation, „Al₂O₃ Single Crystal Datasheet,” 2019. [Online]. URL: <https://www.mtixtl.com/xtlflyers/Al2O3.pdf>
- [97] J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno, N. Alford, T. Claussen, und L. Jensen, „Measurements of Permittivity, Dielectric Loss Tangent, and Resistivity of Float-Zone Silicon at Microwave Frequencies,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 54, Nr. 11, S. 3995–4001, 2006.
- [98] MTI Corporation, „LaAlO₃ Single Crystal Datasheet,” 2019. [Online]. URL: <https://www.mtixtl.com/xtlflyers/LaAlO3.pdf>
- [99] MTI Corporation, „Strontium Titanate Single Crystal Datasheet,” 2019. [Online]. URL: [https://www.mtixtl.com/xtlflyers/SrTiO3%20\(1\).pdf](https://www.mtixtl.com/xtlflyers/SrTiO3%20(1).pdf)
- [100] N. F. Muhamad, R. A. Maulat Osman, M. S. Idris, und M. N. Mohd Yasin, „Physical and electrical properties of SrTiO₃ and SrZrO₃,” *EPJ Web of Conferences*, Vol. 162, Nr. 7, S. 01052, 2017.
- [101] MTI Corporation, „MgO Single Crystal Datasheet,” 2019. [Online]. URL: <https://www.mtixtl.com/xtlflyers/MgO-new.pdf>
- [102] M. N. Afsar, „Dielectric Measurements of Millimeter-Wave Materials,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 32, Nr. 12, S. 1598–1609, 1984.
- [103] Rogers Corporation, „TMM® Thermoset Microwave Materials Data Sheet,” 2019. [Online]. URL: <https://www.rogerscorp.com/-/media/project/rogerscorp/documents/advanced-connectivity-solutions/english/data-sheets/tmm-thermoset-laminate-data-sheet-tmm3----tmm4----tmm6----tmm10----tmm10i----tmm13i.pdf>
- [104] Rogers Corporation, „RT/duroid 5870 and 5880 Data Sheet,” 2019. [Online]. URL: <https://rogerscorp.com/-/media/project/rogerscorp/documents/advanced-connectivity-solutions/english/data-sheets/rt-duroid-5870---5880-data-sheet.pdf>
- [105] N. G. Alexopoulos, P. B. Katehi, und D. B. Rutledge, „Substrate Optimization for Integrated Circuit Antennas,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 31, Nr. 7, S. 550–557, 1983.

- [106] D. F. Filipovic, S. S. Gearhart, und G. M. Rebeiz, „Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 41, Nr. 10, S. 1738–1749, 1993.
- [107] D. R. Jackson und N. G. Alexopoulos, „Microstrip dipoles on electrically thick substrates,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 7, Nr. 1, S. 1–26, 1986.
- [108] G. Rebeiz, W. Regehr, D. Rutledge, R. Savage, und N. Luhmann, „Submillimeter-wave antennas on thin membranes,” in *1987 Antennas and Propagation Society International Symposium*. Institute of Electrical and Electronics Engineers, June 1987, S. 1194–1197.
- [109] J. A. Murphy, „Aperture efficiencies of large axisymmetric reflector antennas fed by conical horns,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 36, Nr. 4, S. 570–575, 1988.
- [110] A. W. LOVE, „The diagonal horn antenna,” *Microwave J*, S. 117–122, 1962. [Online]. URL: <https://ci.nii.ac.jp/naid/10011880559/en/>
- [111] C. K. Walker, *Terahertz astronomy*. Boca Raton: CRC Press, 2016.
- [112] P. D. POTTER, „A New Horn Antenna with Suppressed Sidelobes and Equal Beam Widths,” *Microwave Journal*, Vol. 6, Nr. 6, S. 71–78, 1961. [Online]. URL: <https://ci.nii.ac.jp/naid/10000027100/en/>
- [113] A. Boriskin und R. Sauleau, *Aperture Antennas for Millimeter and Sub-Millimeter Wave Applications*. Cham: Springer International Publishing, 2018.
- [114] C. Granet und G. L. James, „Design of corrugated horns: a primer,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 47, Nr. 2, S. 76–84, 2005.
- [115] J. F. Johansson und N. D. Whyborn, „The diagonal horn as a sub-millimeter wave antenna,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 40, Nr. 5, S. 795–800, 1992.
- [116] J. F. Johansson, „A Gauss-Laguerre Analysis of the dual-mode (‘Potter’) horn,” in *Fourth International Symposium on Space Terahertz Technology*, 1993, S. 134–138.
- [117] R. J. Wylde, „Millimetre-wave Gaussian beam-mode optics and corrugated feed horns,” *IEE Proceedings H Microwaves, Optics and Antennas*, Vol. 131, Nr. 4, S. 258, 1984.

- [118] „Corrugated Horn Antennas - RPG Radiometer Physics GmbH,” 2019. [Online]. URL: <https://www.radiometer-physics.de/products/mmwave-and-terahertz-products/antennas-optics/corrugated-horn-antennas/>
- [119] D. Rutledge und M. Muha, „Imaging antenna arrays,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 30, Nr. 4, S. 535–540, 1982.
- [120] M. J. van der Vorst, „Integrated lens antennas for submillimetre-wave applications,” Dissertation, Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, Niederlande, 1999.
- [121] N. Uzunoglu, N. Alexopoulos, und J. Fikioris, „Radiation properties of microstrip dipoles,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 27, Nr. 6, S. 853–858, 1979.
- [122] I. Rana und N. Alexopoulos, „Current distribution and input impedance of printed dipoles,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 29, Nr. 1, S. 99–105, 1981.
- [123] V. Rumsey, „Frequency independent antennas,” in *IRE International Convention Record*. Institute of Electrical and Electronics Engineers, 1957, S. 114–118.
- [124] G. M. Rebeiz, D. P. Kasilingam, Y. Guo, P. A. Stimson, und D. B. Rutledge, „Monolithic millimeter-wave two-dimensional horn imaging arrays,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 38, Nr. 9, S. 1473–1482, 1990.
- [125] A. Skalare, T. de Graauw, und H. van de Stadt, „A planar dipole array antenna with an elliptical lens,” *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 4, Nr. 1, S. 9–12, 1991.
- [126] K. Mizuno, Y. Daiku, und S. Ono, „Design of Printed Resonant Antennas for Monolithic-Diode Detectors,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 25, Nr. 6, S. 470–472, 1977.
- [127] V. P. Koshelets und S. V. Shitov, „Integrated superconducting receivers,” *Superconductor Science and Technology*, Vol. 13, Nr. 5, S. R53–R69, 2000.
- [128] S. Shitov, B. Jackson, A. Baryshev, A. Markov, N. Iosad, J.-R. Gao, und T. Klapwijk, „A low-noise double-dipole antenna SIS mixer at 1 THz,” *Physica C: Superconductivity*, Vol. 372-376, S. 374–377, 2002.

- [129] J. Zmuidzinis und H. G. LeDuc, „Quasi-optical slot antenna SIS mixers,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 40, Nr. 9, S. 1797–1804, 1992.
- [130] B. D. Jackson, A. M. Baryshev, G. de Lange, J.-R. Gao, S. V. Shitov, N. N. Iosad, und T. M. Klapwijk, „Low-noise 1 THz superconductor–insulator–superconductor mixer incorporating a NbTiN/SiO₂/Al tuning circuit,” *Applied Physics Letters*, Vol. 79, Nr. 3, S. 436–438, 2001.
- [131] H. G. Booker, „Slot aeriels and their relation to complementary wire aeriels (Babinet’s principle),” *Journal of the Institution of Electrical Engineers - Part IIIA: Radiolocation*, Vol. 93, Nr. 4, S. 620–626, 1946.
- [132] D. D. King, „The Measured Impedance of Cylindrical Dipoles,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 17, Nr. 10, S. 844–852, 1946.
- [133] A. J. Schwab, *Begriffswelt der Feldtheorie: Praxisnahe, anschauliche Einführung*, 6. Aufl. Berlin, Heidelberg and s.l.: Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [134] R. Garg, I. Bahl, und M. Bozzi, *Microstrip Lines and Slotlines*, 3. Aufl. Norwood: Artech House, 2013. [Online]. URL: <http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&scope=site&db=nlebk&db=nlabk&AN=753594>
- [135] E. J. Denlinger, „Losses of Microstrip Lines,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 28, Nr. 6, S. 513–522, 1980.
- [136] A. D. O’Connell, M. Ansmann, R. C. Bialczak, M. Hofheinz, N. Katz, E. Lucero, C. McKenney, M. Neeley, H. Wang, E. M. Weig, A. N. Cleland, und J. M. Martinis, „Microwave dielectric loss at single photon energies and millikelvin temperatures,” *Applied Physics Letters*, Vol. 92, Nr. 11, S. 112903, 2008.
- [137] B. E. Spielman, „Dissipation Loss Effects in Isolated and Coupled Transmission Lines,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 25, Nr. 8, S. 648–656, 1977.
- [138] R. Simons, *Coplanar waveguide circuits, components, and systems*, Serie Wiley series in microwave and optical engineering. New York and Chichester and Weinheim and Piscataway, New Jersey: Wiley-Interscience and IEEE Xplore, 2002.

- [139] A. R. Kerr, P. H. Siegel, und R. J. Mattauch, „A Simple Quasi-Optical Mixer for 100-120 GHz,” in *MTT-S International Microwave Symposium Digest*. MTT005, 1977, S. 96–98.
- [140] H. H. Richter, „Entwicklung von Hot Electron Bolometer-Mischern für Terahertz-Heterodynempfänger,” Dissertation, Technische Universität Berlin, Berlin, Berlin, Deutschland, 2005.
- [141] P. Focardi, W. R. McGrath, und A. Neto, „Design guidelines for terahertz mixers and detectors,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 53, Nr. 5, S. 1653–1661, 2005.
- [142] S. A. Schelkunoff, „Theory of Antennas of Arbitrary Size and Shape,” *Proceedings of the IRE*, Vol. 29, Nr. 9, S. 493–521, 1941.
- [143] O. J. Lodge, „Electric Telegraphy,” Vereinigte Staaten von Amerika Patent US Pat. No. 609 154, 1898.
- [144] P. S. Carter, „Short wave antenna,” Vereinigte Staaten von Amerika Patent US Pat. No. 2 175 252, 1939.
- [145] P. D. P. Smith, „The Conical Dipole of Wide Angle,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 19, Nr. 1, S. 11–23, 1948.
- [146] C. T. Tai, „On the Theory of Biconical Antennas,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 19, Nr. 12, S. 1155–1160, 1948.
- [147] S. A. Schelkunoff, „General Theory of Symmetric Biconical Antennas,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 22, Nr. 11, S. 1330–1332, 1951.
- [148] R. Compton, R. McPhedran, Z. Popovic, G. Rebeiz, P. Tong, und D. Rutledge, „Bow-tie antennas on a dielectric half-space: Theory and experiment,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 35, Nr. 6, S. 622–631, 1987.
- [149] L. Xizhi, P. L. Richards, und F. L. Lloyd, „SIS quasiparticle mixers with bow-tie antennas,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 9, Nr. 2, S. 101–133, 1988.
- [150] M. J. Wengler, D. P. Woody, R. E. Miller, und T. G. Phillips, „A low noise receiver for millimeter and submillimeter wavelengths,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 6, Nr. 8, S. 697–706, 1985.

- [151] J. Dyson, „The equiangular spiral antenna,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 7, Nr. 2, S. 181–187, 1959.
- [152] J. Kaiser, „The Archimedean two-wire spiral antenna,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 8, Nr. 3, S. 312–323, 1960.
- [153] A. Pohl, A. Semenov, H.-W. Hübers, A. Hoehl, M. Ries, G. Wüstefeld, G. Ulm, K. Ilin, P. Thoma, und M. Siegel, „Field transients of coherent terahertz synchrotron radiation accessed via time-resolving and correlation techniques,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 119, Nr. 11, S. Art.Nr.: 114903, 2016.
- [154] A. Pohl, A. Semenov, A. Hoehl, R. Müller, G. Ulm, J. Feikes, M. Ries, G. Wüstefeld, P. Probst, A. Scheuring, M. Hofherr, S. Wunsch, K. Il'in, M. Siegel, und H.-W. Hubers, „Measurement of the time jitter of coherent terahertz synchrotron radiation with a superconducting detector,” in *2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. IEEE, 23.09.2012 - 28.09.2012, S. 1–2.
- [155] P. Thoma, J. Raasch, A. Scheuring, M. Hofherr, K. Il'in, S. Wunsch, A. Semenov, H.-W. Hubers, V. Judin, A.-S. Müller, N. Smale, J. Hanisch, B. Holzapfel, und M. Siegel, „Highly Responsive Y–Ba–Cu–O Thin Film THz Detectors With Picosecond Time Resolution,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 23, Nr. 3, S. 2400206, 2013.
- [156] J. Raasch, A. Kuzmin, P. Thoma, K. Ilin, M. Arndt, S. Wunsch, M. Siegel, J. Steinmann, A.-S. Müller, E. Roussel, C. Evain, C. Szwarz, S. Bielawski, T. Konomi, S.-i. Kimura, M. Katoh, M. Hosaka, N. Yamamoto, H. Zen, K. Iida, und B. Holzapfel, „Investigation of the Electrical Field Sensitivity of Sub- μm Y–Ba–Cu–O Detectors,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 25, Nr. 3, S. 1–6, 2015.
- [157] Wu, Ashburn, Torng, Hor, Meng, Gao, Huang, Wang, und Chu, „Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Yb-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure,” *Physical review letters*, Vol. 58, Nr. 9, S. 908–910, 1987.
- [158] IEEE Committee, „IEEE Standard for Precision Coaxial Connectors (DC to 110 GHz),” *IEEE Std 287-2007 (Revision of IEEE Std 287-1968)*, S. 1–142, 2007.
- [159] D. Kasilingam und D. Rutledge, „Focusing properties of small lenses,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 7, Nr. 10, S. 1631–1647, 1986.

- [160] D. F. Filipovic, G. P. Gauthier, S. Raman, und G. M. Rebeiz, „Off-axis properties of silicon and quartz dielectric lens antennas,” *Electronics Letters*, Vol. 45, Nr. 5, S. 760–766, 1997.
- [161] H. Frid, „Closed-Form Relation Between the Scan Angle and Feed Position for Extended Hemispherical Lenses Based on Ray Tracing,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol. 15, S. 1963–1966, 2016.
- [162] L. Ferrari, O. Yurduseven, N. Llombart, S. J. C. Yates, J. Bueno, V. Murugesan, D. J. Thoen, A. Endo, A. M. Baryshev, und J. J. A. Baselmans, „Antenna Coupled MKID Performance Verification at 850 GHz for Large Format Astrophysics Arrays,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 8, Nr. 1, S. 127–139, 2018.
- [163] J. Suszek, A. Siemion, M. S. Bieda, N. Blocki, D. Coquillat, G. Cywinski, E. Czerwinska, M. Doch, A. Kowalczyk, N. Palka, A. Sobczyk, P. Zagrajek, M. Zaremba, A. Kolodziejczyk, W. Knap, und M. Sypek, „3-D-Printed Flat Optics for THz Linear Scanners,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 5, Nr. 2, S. 314–316, 2015.
- [164] K. Liebert, M. Rachon, A. Siemion, J. Suszek, D. But, W. Knap, und M. Sypek, „THz Beam Shaper Realizing Fan-Out Patterns,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 38, Nr. 8, S. 1019–1030, 2017.
- [165] Keysight Technologies, „Understanding Oscilloscope Frequency Response and Its Effect on Rise-Time Accuracy (Application Note 5988-8008).” [Online]. URL: <https://www.keysight.com/de/de/assets/7018-01129/application-notes/5988-8008.pdf?success=true>
- [166] Anritsu Company, „Precision RF & Microwave Product Brochure,” 2020. [Online]. URL: <https://dl.cdn-anritsu.com/en-us/test-measurement/files/Brochures-Datasheets-Catalogs/Catalog/11410-00235W.pdf>
- [167] Keysight Technologies, „Infiniium 90000 X-Series Oscilloscopes Datasheet,” 2017. [Online]. URL: <https://www.keysight.com/us/en/assets/7018-02436/datasheets/5990-5271.pdf>
- [168] P. R. Griffiths, „Fourier transform infrared spectrometry,” *Science (New York, N.Y.)*, Vol. 222, Nr. 4621, S. 297–302, 1983.

- [169] Bruker Optik GmbH, „Guide for Infrared Spectroscopy: Analytical-Life Science-Process,” 2019. [Online]. URL: <https://www.bruker.com/de/service/support-upgrades/software-downloads/infrared-and-raman-spectroscopy-software-download.html>
- [170] R. Walker und S. Fletcher, „Facility update: Diamond Light Source Welcomes its First Users,” *Synchrotron Radiation News*, Vol. 20, Nr. 2, S. 43–48, 2007.
- [171] G. Cinque, M. D. Frogley, und R. Bartolini, „Far-IR/THz spectral characterization of the coherent synchrotron radiation emission at diamond IR beamline B22,” *Rendiconti Lincei*, Vol. 22, Nr. S1, S. 33–47, 2011.
- [172] S. A. Kuznetsov, M. A. Astafyev, A. V. Gelfand, und A. V. Arzhannikov, „Microstructured frequency selective quasi-optical components for submillimeter-wave applications,” in *2014 44th European Microwave Conference*, 2014, S. 881–884.
- [173] A. Papash, E. Blomley, M. Brosi, J. Gethmann, B. Kehrer, A.-S. Müller, M. Schuh, P. Schönfeldt, und J. Steinmann, Hrsgg., *Non-Linear Optics and Low Alpha Operation at the Storage Ring KARA at KIT: JACoW Publishing, Geneva, Switzerland*, 2018.
- [174] A.-S. Müller, I. Birkel, S. Casalbuoni, B. Gasharova, E. Huttel, Y.-L. Mathis, D. A. Moss, N. Smale, P. Wesolowski, E. Bründermann, T. Buckle, und M. Klein, „Characterizing THz coherent synchrotron radiation at the ANKA storage ring,” in *11th European Particle Accelerator Conference, EPAC 2008; Genoa; Italy; 23 June 2008 - 27 June 2008*. European Physical Society Accelerator Group, 2008, S. 2091–2093.
- [175] Y.-L. Mathis, B. Gasharova, und D. Moss, „Terahertz Radiation at ANKA, the New Synchrotron Light Source in Karlsruhe,” *Journal of biological physics*, Vol. 29, Nr. 2-3, S. 313–318, 2003.
- [176] M. J. Nasse, M. Schuh, S. Naknaimueang, M. Schwarz, A. Plech, Y.-L. Mathis, R. Rossmannith, P. Wesolowski, E. Huttel, M. Schmelling, und A.-S. Müller, „FLUTE: A versatile linac-based THz source,” *Review of Scientific Instruments*, Vol. 84, Nr. 2, S. 022705, 2013. [Online]. URL: <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.4790431>
- [177] C. A. Palmer und E. G. Loewen, *Diffraction grating handbook*. Thermo RGL New York, 2002, Vol. 5.

- [178] J.-L. Coutaz, H. Nemeč, F. Garet, O. Parriaux, E. Bonnet, M. Nazarov, und G.-A. Racine, „Guiding light in segmented waveguides: experimental demonstration in the terahertz domain,” in *ICONO 2005: Nonlinear Laser Spectroscopy, High Precision Measurements, and Laser Biomedicine and Chemistry*, Serie SPIE Proceedings, S. N. Bagayev, A. Chikishev, A. Dmitriev, M. Ducloy, T. Heinz, V. Letokhov, A. Shkurinov, und H. Takahashi, Hrsgg., Vol. 6257. SPIE, 2012, S. 171 – 178.
- [179] N. S. Stoyanov, T. Feurer, D. W. Ward, und K. A. Nelson, „Integrated diffractive terahertz elements,” *Applied Physics Letters*, Vol. 82, Nr. 5, S. 674–676, 2003.
- [180] S. F. Busch, N. Born, M. Koch, und B. Fischer, „Terahertz Reflection Gratings Made by Room-Temperature High-Pressure Molding,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 34, Nr. 7-8, S. 413–415, 2013.
- [181] B. Scherger, N. Born, C. Jansen, S. Schumann, M. Koch, und K. Wiesauer, „Compression Molded Terahertz Transmission Blaze-Grating,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 2, Nr. 5, S. 556–561, 2012.
- [182] T. Grambusch, „Über fokussierende Gitterspiegel zur kontinuierlichen Abstimmung von Quantenkaskadenlasern im THz-Bereich,” Dissertation, Universitäts- und Stadtbibliothek Köln, Köln, Nordrhein-Westfalen, Deutschland, 2014.
- [183] R. W. Wood, „The echelette grating for the infra-red,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Vol. 20, Nr. 118, S. 770–778, 1910.
- [184] E. G. Loewen, M. Nevière, und D. Maystre, „Grating efficiency theory as it applies to blazed and holographic gratings,” *Applied optics*, Vol. 16, Nr. 10, S. 2711–2721, 1977.
- [185] S. A. Kuznetsov, M. A. Astafev, A. V. Gelfand, A. N. Gentslev, und V. P. Bessmeltsev, „Frequency filters and planar lenses for the terahertz band: Configurations with low- and high-aspect microstructures,” in *2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Piscataway, NJ: IEEE, 2015, S. 1–2.
- [186] Tydex LLC, „THz Band Pass Filters Datasheet,” 2019. [Online]. URL: http://www.tydexoptics.com/products/thz_optics/thz_band_pass_filter/

- [187] Bluefors Oy, „Technical Specification: Bluefors 4K System cryostat without a dilution unit and GHS,” 2020. [Online]. URL: <https://bluefors.com/products/4k-system-cryostat/#technical-specifications>
- [188] Entropy GmbH, „Technical Specifications: Cryostats,” 2017. [Online]. URL: <http://www.entropy-cryogenics.com/products/cryostats/>
- [189] J. L. Steinmann, E. Blomley, M. Brosi, E. Bründermann, M. Caselle, J. L. Hesler, N. Hiller, B. Kehrer, Y.-L. Mathis, M. J. Nasse, J. Raasch, M. Schedler, P. Schönfeldt, M. Schuh, M. Schwarz, M. Siegel, N. Smale, M. Weber, und A.-S. Müller, „Frequency-Comb Spectrum of Periodic-Patterned Signals,” *Physical review letters*, Vol. 117, Nr. 17, S. 174802, 2016.

Eigene Veröffentlichungen

- [MBS⁺18] M. Merker, C. Bohn, A. Schmid, K. S. Ilin, und M. Siegel. „All-NbN technology on sapphire substrates for SIS-based THz receivers.“ In *29th IEEE International Symposium on Space Terahertz Technology, ISSTT 2018: Proceedings*, S. 117–119, 2018.
- [RAC⁺17] J. Raasch, M. Arndt, G. Cinque, M. Frogley, J. Hänisch, B. Holzapfel, K. Ilin, A. Kuzmin, A.-S. Müller, A. Schmid, M. Siegel, J. L. Steinmann, und S. Wuensch. „Single-Shot THz Spectroscopy for the Characterization of Single-Bunch Bursting CSR.“ In *Proceedings, 5th International Beam Instrumentation Conference (IBIC 2016): Barcelona, Spain, September 11-15, 2016*, S. WEPG56, 2017. doi:10.18429/JACoW-IBIC2016-WEPG56.
- [SBB⁺16] A. Schmid, M. Brosi, E. Bründermann, K. S. Ilin, B. Kehrer, A. Kuzmin, A.-S. Müller, J. Raasch, M. Schuh, P. Schönfeldt, M. Siegel, J. L. Steinmann, S. Wuensch, und S. A. Kuznetsov. „Single-Shot Spectral Analysis of Synchrotron Radiation in THz Regime at ANKA.“ In *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'16)*, S. 115–117, Juni 2016. doi:10.18429/JACoW-IPAC2016-MOPMB016.
- [SKS⁺19] A. Schmid, A. Kuzmin, J. L. Steinmann, J. Raasch, S. Wuensch, K. Ilin, A.-S. Müller, und M. Siegel. „Impact of Antenna Design on the Electric-Field Direction Sensitivity of Zero-Biased Y-Ba-Cu-O Detectors to Ultra-Short THz Pulses.“ *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 29(5):1–5, August 2019. doi:10.1109/TASC.2019.2900576.
- [SKW⁺20] A. Schmid, A. Kuzmin, S. Wuensch, K. Ilin, E. Bründermann, S. Scherhauer, A.-S. Müller, und M. Siegel. „Spectral filtering with diffractive reflection gratings for fast superconducting detectors in the THz frequency range.“ *Journal of physics / Conference series*, 1559:012017, 2020. doi:10.1088/1742-6596/1559/1/012017.

- [SRK⁺16] A. Schmid, J. Raasch, A. Kuzmin, S. Wuensch, und M. Siegel. „Integrated Four-Pixel Narrow-Band Antenna Array for Picosecond THz Spectroscopy.“ *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 26(3):1–5, April 2016. doi:10.1109/TASC.2016.2535147.
- [SRK⁺17] A. Schmid, J. Raasch, A. Kuzmin, J. L. Steinmann, S. Wuensch, M. Arndt, M. Siegel, A.-S. Müller, G. Cinque, und M. D. Frogley. „An Integrated Planar Array of Ultrafast THz Y-Ba-Cu-O Detectors for Spectroscopic Measurements.“ *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 27(4):1–5, Juni 2017. doi:10.1109/TASC.2016.2625763.

Betreute studentische Arbeiten

- [Boh17] BOHN, Christian: *Untersuchung der Ankopplung von Flux-Flow Oszillatoren an SIS-Mischer basierend auf NbN/AlN/NbN Trilayern*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS), Masterarbeit, 2017
- [Kre16] KRETSCHMANN, Marius: *Untersuchung der Mikrowelleneigenschaften von YBCO-Dünnschichtsystemen für breitbandige Signale bis 65 GHz*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS), Bachelorarbeit, 2016
- [Kre19] KREINER, Alexander: *Untersuchung der Eignung von integrierten HF-Verstärkern für die Signalkonditionierung kryogener Detektoren*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS), Bachelorarbeit, 2019
- [Mar16] MARHOLZ, Malte: *Entwurf und Simulation eines Antennendesigns für einen SIS-Mischer im THz-Bereich*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS), Bachelorarbeit, 2016
- [Mat15] MATURA, Markus: *Untersuchung der Anpassung schmalbandiger Antennen für den THz-Bereich*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS), Diplomarbeit, 2015
- [Mer16] MERKT, Jonas: *Entwurf und Untersuchung einer Antenne für 84 GHz zur Strahlungseinkopplung in ein STM*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS), Bachelorarbeit, 2016
- [Rei17] REISER, Lisa: *Untersuchung eines Koplanardesigns zur Realisierung eines integrierten SIS-Receivers für Frequenzen im THz Bereich*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS), Masterarbeit, 2017

- [Sch17] SCHNEIDER, Julian: *Simulation von koaxial-planaren Wellenleiterübergängen im Hinblick auf hohe Bandbreite*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS), Bachelorarbeit, 2017

Konferenzbeiträge

- A. Kuzmin, A. Schmid, J. Raasch, S. Wuensch, K. Ilin, M. Siegel, J. L. Steinmann, und A.-S. Müller, „Ultra-fast Superconducting THz Detectors based on YBCO and Niobium Nitride,” Vortrag gehalten auf der Tagung „9th THz Days“, Dunkerque, Frankreich, 12.06.2017.
- M. Merker, C. Bohn, M. Marholz, A. Schmid, K. Ilin, und M. Siegel, „NbN/AlN/NbN Josephson junction fabrication on oxidized silicon substrates,” Poster präsentiert auf der Tagung „Kryoelektronische Bauelemente (Kryo 2015)“, Warberg, Deutschland, 27.-29. September 2015.
- M. Merker, A. Schmid, L. Reiser, M. Völlinger, K. Ilin, und M. Siegel, „NbN/AlN/NbN Technology for SIS Receivers,” Poster präsentiert auf der Tagung „16th International Superconductive Electronics Conference (ISEC 2017)“, Sorrento, Italien, 12.-16. Juni 2017.
- M. Merker, A. Schmid, C. Bohn, K. Ilin, und M. Siegel, „NbN/AlN/NbN technology on sapphire substrates for SIS based THz receivers,” Poster präsentiert auf der Tagung „29th IEEE International Symposium on Space Terahertz Technology (ISSTT 2018)“, Pasadena, CA, USA, 26.-28. März 2018.
- M. Merker, A. Schmid, K. Ilin, und M. Siegel, „Integration of a flux-flow oscillator with an SIS mixer based on NbN/AlN/NbN technology,” Vortrag gehalten auf der Tagung „Kryoelektronische Bauelemente (Kryo 2018)“, Heidelberg, Deutschland, 7.-9. Oktober 2018.
- A. Schmid, A. Kuzmin, J. Raasch, J. L. Steinmann, S. Wuensch, K. Ilin, A.-S. Müller, und M. Siegel, „Superconducting Y-Ba-Cu-O Detectors for Pulsed THz Radiation at Accelerator-Based Sources: Detection beyond 1 THz,” Poster präsentiert auf der Tagung „Kryoelektronische Bauelemente (Kryo 2017)“, Bad Aibling, Bayern, Deutschland, 2017.
- A. Schmid, A. Kuzmin, S. Wuensch, K. Ilin, und M. Siegel, „Superconducting NbN Hot-Electron Bolometer as a Fast Diagnostic Tool for Accelerator Light Sources: System and

Readout Design,” Vortrag gehalten auf der Tagung „5th FuTuRe Workshop“, Erfurt, Thüringen, Deutschland, 2.12.2019.

- A. Schmid, J. Raasch, A. Kuzmin, K. Ilin, S. Wuensch, und M. Siegel, „Single-shot terahertz spectroscopy with picosecond time resolution,” Poster präsentiert auf der Tagung „Accelerator Research & Design ST3 Workshop 2015“, Karlsruhe, Baden-Württemberg, Deutschland, 2015.
- A. Schmid, J. Raasch, A. Kuzmin, K. Ilin, S. Wuensch, und M. Siegel, „Integrated Four-pixel Antenna Array for Single-shot Terahertz Spectroscopy with Picosecond Time Resolution,” Vortrag gehalten auf der Tagung „Kryoelektronische Bauelemente (Kryo 2015)“, Warberg, Niedersachsen, Deutschland.
- A. Schmid, J. Raasch, A. Kuzmin, S. Wuensch, M. Siegel, M. Brosi, J. Steinmann, A.-S. Müller, M. Arndt, E. Bründermann, und G. Cinque, „Integrated YBCO detector arrays for single-shot THz spectroscopy,” Vortrag gehalten auf der Tagung „4th ARD ST3 Workshop (2016)“, Berlin, Deutschland, 13.-15. Juli 2016.
- A. Schmid, J. Raasch, A. Kuzmin, K. Ilin, S. Wuensch, und M. Siegel, „A Single-shot Spectroscopy System with Picosecond Time Resolution for Pulsed THz Radiation,” Poster präsentiert auf der Tagung „7th International Workshop on Terahertz Technology and Applications 2016“, Kaiserslautern, Rheinland-Pfalz, Deutschland, 2016.
- A. Schmid, J. Raasch, A. Kuzmin, S. Wuensch, M. Arndt, M. Siegel, J. L. Steinmann, M. Brosi, E. Bründermann, A.-S. Müller, und G. Cinque, „Integrated YBCO detector arrays for single-shot THz spectroscopy,” Poster präsentiert auf der Tagung „4th Accelerator Research & Development ST3 Workshop“, Berlin, Berlin, Deutschland, 2016.
- A. Schmid, J. Raasch, A. Kuzmin, S. Wuensch, M. Arndt, M. Siegel, J. L. Steinmann, A.-S. Müller, M. D. Frogley, und G. Cinque, „Integrated THz Spectrometer Based on Ultra-fast Y-Ba-Cu-O Detectors,” Poster präsentiert auf der Tagung „6th Workshop on Longitudinal Diagnostics for Free Electron Lasers“, Daresbury, UK, 2016.
- A. Schmid, A. Kuzmin, J. Raasch, J. L. Steinmann, S. Wuensch, K. Ilin, A.-S. Müller, und M. Siegel, „Narrow-band Superconducting Y-Ba-Cu-O Detector Arrays with High Readout Bandwidth,” Poster präsentiert auf der der Tagung „9th THz Days“, Dunkerque, Frankreich, 2017.