

Mikromechanisch durchstimmbare, dielektrische Fabry-Pérot-Filter im nahen Infrarot-Bereich: Konzept, Herstellung und Charakterisierung

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
im Fachbereich Elektrotechnik/Informatik
der Universität Kassel

vorgelegt von

Dipl.-NanoSc. Tatjana Voit

Promotionskommission: Prof. Dr. rer. nat. Harmut Hillmer (1. Gutachter)
Prof. Dr. sc. techn. Bernd Witzigmann (2. Gutachter)
Prof. Dr. rer. nat. Arno Ehresmann (Beisitzer)
Prof. Dr.-Ing. Axel Bangert (Beisitzer)

Tag der Einreichung: 14. Februar 2013
Tag der mündlichen Prüfung: 23. April 2013

Kassel 2013

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und andere als die in der Dissertation angegebenen Hilfsmittel nicht benutzt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder unveröffentlichten Schriften entnommen sind, habe ich als solche kenntlich gemacht. Kein Teil dieser Arbeit ist in einem anderen Promotions- oder Habilitationsverfahren verwendet worden.

Ort, Datum

Tatjana Voit

Meinen Eltern und meinen Brüdern

“Der Fortschritt geschieht heute so schnell, dass, während jemand eine Sache für gänzlich undurchführbar erklärt, er von einem anderen unterbrochen wird, der sie schon realisiert hat.”

Albert Einstein, deutscher Physiker, 1879-1955

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Motivation: Bedeutung der optischen Messtechnik in der Halbleiterindustrie	1
1.2. Grundlage für diese Arbeit	4
1.3. Zielsetzung und Aufbau dieser Arbeit	5
2. Stand der Technik	7
2.1. Konventionelle miniaturisierte Spektrometer im nahen Infrarot-Bereich . .	7
2.2. Auf Fabry-Pérot-Filtern basierende Spektrometer im nahen Infrarot-Bereich	10
2.3. Mikromechanisch durchstimmbare Fabry-Pérot-Filter	12
2.4. Auf Fabry-Pérot-Filtern basierende durchstimmbare Detektoren im nahen Infrarot-Bereich	14
3. Relevante theoretische Grundlagen	21
3.1. Grundlagen zu Fabry-Pérot-Filtern	22
3.1.1. Lichtausbreitung in dünnen dielektrischen Schichten	22
3.1.2. DBR-Spiegel aus dielektrischen Materialien	29
3.1.3. Optische Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filters mit DBR-Spiegeln	31
3.1.3.1. Transmittierte Intensität eines idealen Fabry-Pérot-Filters	31
3.1.3.2. Charakteristische Größen eines Fabry-Pérot-Filters	33
3.1.3.3. Fabry-Pérot-Filter mit DBR-Spiegeln	36
3.1.4. Mechanische Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filters mit DBR-Spiegeln	38
3.1.4.1. Elektrostatische Aktuation	38
3.1.4.2. Mechanische Spannung in dünnen Schichten	41
3.2. Grundlagen zur Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von Halbleitern .	44
4. Relevante technologische Prozesse und Charakterisierungsmethoden	47
4.1. Grundlagen zu den verwendeten Depositions- und Strukturierungsverfahren	47
4.1.1. Plasmaunterstützte Depositionsverfahren	49
4.1.2. Elektronenstrahlunterstütztes Aufdampfen	53
4.1.3. Schleuderbeschichtung	54
4.1.4. Photolithographie	55

4.1.5.	Trockenätzverfahren	57
4.1.6.	Lift-Off-Prozess	61
4.2.	Grundlagen zu den verwendeten Charakterisierungsmethoden	62
4.2.1.	Spektroskopische Ellipsometrie	62
4.2.2.	Weißlichtinterferometrie	65
4.2.3.	Messaufbau zur spektralen Charakterisierung	66
4.2.4.	Substratkrümmungsmethode zur Untersuchung der mechanischen Eigenschaften	68
5.	Vorherige technologische Realisierung des miniaturisierten durchstimmbaren dielektrischen Fabry-Pérot-Filters	73
5.1.	Stand vorangegangener Entwicklung: Design des Filters im sichtbaren Spek- tralbereich	73
5.2.	Technologische Herstellung	79
5.3.	Eigenschaften der bisher realisierten Fabry-Pérot-Filter	85
6.	Design und technologische Realisierung des Filters im nahen IR-Bereich im Rahmen der vorliegenden Arbeit	89
6.1.	Anforderungen an den Filter und sein Design	89
6.2.	Technologische Herstellung der Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln	98
6.3.	Anpassung und Optimierung der einzelnen Prozessschritte	102
6.3.1.	Spannungsreduziertes Membranhaltensystem	102
6.3.1.1.	Untersuchung der Einzelschichten	105
6.3.1.2.	Auswirkung der mechanischen Spannung auf die Krüm- mung der freigelegten Filterstrukturen	111
6.3.2.	Opferschichtanpassung	119
6.4.	Technologische Herstellung der Filter mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln	122
6.5.	Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse	126
7.	Charakterisierung der realisierten mikromechanisch durchstimmbaren Filter	129
7.1.	Spektrale Filtereigenschaften vor dem Freilegen der Filtermembran	129
7.2.	Untersuchung der mechanischen Auslenkung unter elektrostatischer Ak- tuation	131
7.3.	Spektrale Filtereigenschaften nach dem Freilegen der Filterstruktur	136
7.4.	Diskussion der Ergebnisse	143
8.	Zusammenfassung und Ausblick	149
A.	Transfer-Matrix-Methode zur Modellierung der optischen Schichtsysteme	153

B. Maskendesign des kompetten Filterarrays	155
C. Prozessparameter der verwendeten Technologien	156
Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	159
Literaturverzeichnis	165
Abbildungsverzeichnis	179
Tabellenverzeichnis	187
Danksagung	189

1. Einleitung

1.1. Motivation: Bedeutung der optischen Messtechnik in der Halbleiterindustrie

Die technische Beherrschung und Nutzung des Lichts prägt unsere moderne Lebensweise, wobei das Ausmaß der rasanten Entwicklung optischer Technologien heutzutage weniger bewusst wahrgenommen wird. Selbstverständlich geworden sind die multifunktionelle Ausstattung eines Smartphones, der Einsatz von Leuchtdioden anstelle einer klassischen Lichtquelle, kosmetische und chirurgische Laserbehandlungen oder durch den weltweiten Ausbau von Glasfasernetzen das permanente und schnelle Surfen im Internet. Dies ist nur ein Bruchteil der Beispiele für Bereiche, in die sich optische Technologien im Alltag bereits etabliert haben. Darüber hinaus erweitert sich deren kaum überschaubarer und vielfältiger Markt auf die industriellen Anwendungsgebiete und dringt in fast alle Branchen ein, wie z. B. Medizintechnik und Biotechnologie, Umwelttechnik, Energietechnik, Automobil- und Maschinenbau, Informations- und Kommunikationstechnik, aber auch Messtechnik und Sensorik. Nicht umsonst bezeichnen viele Experten der Wissenschaft und Wirtschaft optische Technologien, seit kurzem auch Photonik genannt, „als Schlüsseltechnologie des 21. Jahrhunderts“ [1, 2]. Zahlreich durchgeführte Studien haben geschätztes Wachstumspotenzial und wirtschaftliche Bedeutung der optischen Technologien im nationalen und internationalen Umfeld im Bezug auf den Standpunkt heute und für die zukünftige Entwicklung gezeigt [3, 4, 5].

Ein vor allem für die industrielle Anwendung bedeutendes Gebiet der optischen Technologien ist die optische Messtechnik. Die Hersteller sind an berührungslosen, zerstörungsfreien und zuverlässigen Messmethoden und Sensoren interessiert, die durch Nutzung des Lichts als Messmedium viele Parameter in der Produktion überwachen können. Längst etabliert sind Methoden z. B. zur Messung der Schichtdicken oder Oberflächenqualität, zur Erfassung der Position, Geschwindigkeit oder Beschleunigung oder auch zur Bestimmung von Partikelkonzentrationen [6]. In starkem Ausmaß wird Wert bei der Entwicklung von optischen Messsystemen und Sensoren neuer Generation auf deren Kompaktheit, Robustheit, Prozessintegrierbarkeit, Präzision sowie Kostenreduzierung gelegt [1]. In dieser Hinsicht ist der Einsatz der konventionellen Laborspektrometer aufgrund deren Baugröße

und hohen Anschaffungskosten stark eingeschränkt. Dagegen haben ein deutlich höheres Integrationspotenzial in der industriellen Anwendung miniaturisierte Spektrometer und Spektrometermodule, deren Entwicklung in den letzten Jahrzehnten stark zugenommen hat [7, 8]. Mit der Verbesserung der Messgenauigkeit und des Auflösungsvermögens solcher miniaturisierten optischen Messsysteme kann ihre Anwendungsbreite insbesondere in der Prozessmesstechnik wachsen.

Hierbei eröffnen sich beispielsweise neue Chancen für die Überwachung der Temperatur in der Prozessierung der Halbleiterbauelemente. Die exakte Temperaturerfassung ist nämlich bei der Herstellung der halbleiterbasierten Bauelemente essentiell, da eine genaue Prozesskontrolle hinsichtlich Kristallwachstums (z. B. der Wachstumsrate) enormen Einfluss auf die Qualität der aufwachsenden Schichten und schließlich der Bauelemente hat [9, 10]. Die *In-situ*-Messung der absoluten Wafertemperatur von GaAs, Si, GaN, SiC oder InP in der evakuierten Prozesskammer stellt nämlich nach wie vor eine messtechnische Herausforderung dar. Insbesondere kann der prozesskritische Bereich zwischen Raumtemperatur und 600 °C nicht mit bisherigen Messmethoden genau erfasst werden. Generell existieren zahlreiche kontaktgebundene und berührungslose Messmethoden zur Kontrolle der vorgegebenen Wafertemperatur in den MBE¹- und MOVPE²-Anlagen. Trotz der festen Etablierung dieser konventionellen Methoden sowohl im industriellen als auch im wissenschaftlichen Umfeld birgt jede davon einige Limitierungen in sich, sei es in der Genauigkeit, der Zuverlässigkeit oder dem Einsatzbereich. Bei den gebräuchlichsten kontaktgebundenen Messmethoden wie Thermoelementen oder Widerstandsthermometern besteht die Notwendigkeit des Kontakts mit dem zu messenden Substrat. Eine ungünstige Platzierung eines solchen Sensorelements könnte die Messung verfälschen. Ansonsten können diese Sensorelemente nur die Temperatur messen, die sie selbst annehmen. Mit einem Thermoelement wird zudem nur eine Temperaturdifferenz ermittelt, so dass zusätzliche Kalibrierungsmaßnahmen zur Bestimmung der absoluten Temperatur notwendig sind [11].

Eine typische berührungslose Messmethode ist die optische Pyrometrie. Hauptsächlich werden Pyrometer bei höheren Temperaturen eingesetzt. Da damit die emittierte Strahlung vom Objekt gemessen wird, können Reflexionen anderer Objekte störend sein. Aufgrund geringer Emission bei niedrigen Temperaturen kann Infrarot-Pyrometrie nur bei Temperaturen über 450 °C eingesetzt werden [12]. Für manche Halbleiter (z. B. GaN), die für Infrarot-Pyrometrie transparent sind, ist die Temperatur damit nicht messbar.

Auf die Probleme der Überwachung der absoluten Wafertemperatur wiesen Anderson [13], Herman [14] und Magunov [15] in den 90er Jahren des letzten Jahrhunderts in in

¹Engl. Molecular Beam Epitaxy

²Engl. Metal Organic Vapor Phase Epitaxy

ihren Veröffentlichungen hin. Die letzten beiden Autoren analysieren neue Möglichkeiten, die Wafertemperatur über die spektrometrische Messung der optisch sensitiven Materialparameter zu erfassen. Dies könnten der komplexe Brechungsindex, die Bandlücke, die Beweglichkeit oder die Konzentration der freien Ladungsträger im Halbleiter sein [15]. In diesem Zusammenhang zeigen viele Forschungsgruppen, fast ausschließlich im wissenschaftlichen Umfeld, dass die spektrale Erfassung der Bandlücke als eine präzise, weniger aufwendige und von äußeren Einflüssen ungestörte Messmethode zur Bestimmung der absoluten Wafertemperatur auch in Echtzeit sehr gut geeignet ist. Auf diese Weise haben die Autoren in [9, 12, 16, 17, 18, 19, 20] die absolute Temperatur im Bereich zwischen Raumtemperatur und ca. 600 °C von InP, Si und GaAs erfolgreich bestimmt. Bei diesem Messprinzip wird die phänomenologische Abhängigkeit der Bandlückenenergie von der Temperatur in einem Halbleiter ausgenutzt. Die Änderung der Bandlückenenergie spiegelt sich in der Änderung der Temperatur wider. Die spektrale Position der Bandlücke lässt sich sehr gut über die Messung der diffusen Reflexion einer Halbleiteroberfläche festhalten, da sie ausschließlich aus Photonen besteht, deren Energie unterhalb der Bandlücke liegt. Alle oberhalb der Bandlücke liegenden Photonen werden absorbiert. Es existiert bereits ein erstes auf diesem Prinzip basierendes, seit 2004 kommerziell erhältliches Messsystem. Es handelt sich um *kSA BandiT* der Firma *k-Space Associates, Inc* [21]. Zwar besitzt dieses Messsystem speziell entwickelte optische Komponenten zur Messung der diffusen Reflexion oder Transmission eines Halbleiterwafers, aber das gemessene Spektrum wird nach wie vor von einem konventionellen Spektrometer erfasst. In den Veröffentlichungen von Sacks *et al.* [22], Foxon *et al.* [23], Farrer *et al.* [24] und Hoke *et al.* [25] werden Messungen der absoluten Temperatur von Si, SiC, GaAs und InP mit *kSA BandiT* präsentiert.

Alle vorgestellten Arbeiten zur Bestimmung der Temperatur über die Bandlücke benutzen zur Detektion der diffusen Reflexion konventionelle Spektrometer. An dieser Stelle ist der Ansatz, die spektrometrischen Messsysteme zu miniaturisieren, in jeglicher Hinsicht attraktiv. Denkbar ist die Entwicklung eines Spektrometermoduls, welches spezifisch an die spektrale Position der Bandlücke des jeweiligen Halbleitermaterials angepasst ist. Auf diese Weise können Messsysteme prozessintegriert eingesetzt und kostengünstig hergestellt werden. Im Hinblick auf die Entwicklung dieses neuartigen optischen Messprinzips zur Bestimmung der absoluten Wafertemperatur über diffuse Reflexion, besonders für den industriellen Einsatz, entstehen entscheidende Vorteile:

- Durch das neuartige Messprinzip kann der Temperaturbereich von Raumtemperatur bis 600 °C erfasst werden, also dort, wo Pyrometrie nicht ausreichend empfindlich ist.
- Der Einsatz eines miniaturisierten Spektrometermoduls kann dieses Messsystem für

eine Serienproduktion tauglich gestalten.

- Verschiedene Fehlereinflüsse, wie die technisch bedingte ungünstige Platzierung eines Messsensors (z. B. Thermoelement) und die damit verbundene fehlerhafte Messung, werden vermieden.
- Die Einschränkung des Messbereichs auf die relevanten Wellenlängenbereiche mit geeigneten Modulationstechniken minimiert die Einflüsse von weiteren Wärmequellen im System, z. B. Wärmestrahlung der Substratheizung oder reflektierte Wärmestrahlung von thermischen Verdampferquellen in einer MBE-Anlage.

1.2. Grundlage für diese Arbeit

Es gibt mehrere Ansätze zur Entwicklung eines miniaturisierten Spektrometers. Hierbei gewinnen durchstimmbare hochauflösende Fabry-Pérot-Filter eine besondere Aufmerksamkeit. Diese Bauelemente werden direkt in einen Photodetektor integriert und können mit ganz wenigen weiteren Komponenten zu einem kompakten Spektrometermodul zusammengesetzt werden. Die Baugröße eines solchen Spektrometermoduls ist nur durch die Größe des Photodetektors limitiert, wobei die gesamte Intensität des Lichts vorteilhaft auf eine einzelne Membran des Fabry-Pérot-Filters fokussiert werden kann. Dank der Entwicklung der MEMS³-Technologie lassen sich solche durchstimmbaren Filter an den Detektor anpassen und mit hohen spektralen Anforderungen dennoch kostengünstig herstellen.

Die Erforschung dieses Miniaturisierungskonzeptes wird im Rahmen eines Förderprogramms "Optische Technologien" vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) unterstützt. Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des von BMBF geförderten Forschungsprojekts "TOSA" (Engl. *Tunable Optical Sensor Array*) in Kooperation mit vier nationalen Projektpartnern aus der Industrie durchgeführt. Der Forschungsschwerpunkt des Instituts für Nanostrukturtechnologie und Analytik liegt dabei in der Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung hochauflösender, dielektrischer, mikro-mechanisch durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filterarrays mit einem weiten Durchstimmbereich. Die Durchstimmung der Filter geschieht mittels elektrostatischer Aktuation. Die realisierten Filter sollen im späteren Verlauf des Projekts zusammen mit weiteren Komponenten wie beispielsweise passenden Photodetektor, geeigneten Bandpässen, elektrischer Ansteuerungseinheit zu einem miniaturisierten Spektrometermodul ausgebaut werden. Daraufhin werden diese Spektrometermodule später im Proof of Concept unter echten

³Engl. Micro Electro Mechanical Systems: Hier ist die Mikrosystemtechnik gemeint, deren Entwicklung die technologische Realisierung der Mikrosysteme und miniaturisierter Bauelemente ermöglicht hat.

Anwendungsbedingungen von den Projektpartnern getestet. Beide Anwendungen finden in zwei unterschiedlichen Spektralbereichen statt. Das erste Spektrometermodul soll im sichtbaren Spektralbereich für die Farbmessung eingesetzt werden. Das zweite Spektrometermodul soll im nahen Infrarot-Bereich für die oben beschriebene Messmethode zur Temperaturbestimmung von Waferoberflächen angewendet werden. Dabei wird die spektrale Verschiebung der Bandlücke des Halbleitermaterials GaAs gemessen. Um die Temperatur von GaAs zwischen Raumtemperatur und 600 °C bestimmen zu können, soll ein spektraler Bereich zwischen 800 nm und 1200 nm mit dem zu realisierenden Spektrometermodul detektiert werden. Die Realisierung dieser beiden Filterkonzepte geschieht auf Basis kostengünstiger Technologien.

1.3. Zielsetzung und Aufbau dieser Arbeit

Der Gegenstand dieser Arbeit umfasst die Herstellung und Charakterisierung mikromechanisch durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filter aus dielektrischen Materialien. Im Rahmen dieser Arbeit werden sie erstmalig für den infraroten Spektralbereich realisiert. Dabei soll geprüft werden, ob das gewählte Filterkonzept mit seinen erreichten Eigenschaften zur Integration in das Spektrometermodul für die spätere Anwendung geeignet ist.

Das Ziel ist, im Rahmen der vorgegebenen technologischen Randbedingungen eine Weiterentwicklung des bereits bestehenden Filterkonzepts für den sichtbaren Spektralbereich vorzunehmen und Fabry-Pérot-Filter mit gewünschten Filtereigenschaften im Infrarotbereich herzustellen. Darüber hinaus werden optische und mechanische Eigenschaften der eingesetzten dielektrischen Materialien untersucht und für die Weiterentwicklung des Filterkonzepts umgesetzt. Im Weiteren werden bisher verwendete kostengünstige technologische Prozesse an die Anforderungen der Fabry-Pérot-Filter im Bereich zwischen 800 nm und 1200 nm angepasst und optimiert. Eine technologische Herausforderung besteht in der quantitativen Kontrolle der mikromechanischen Auslenkung der Filtermembran, von der die Funktionsweise und Qualität des Fabry-Pérot-Filters stark abhängen. Dennoch kann durch Definition des vertikalen und lateralen Filterdesigns auf die mikromechanische Auslenkung vorteilhaft eingewirkt werden und somit solche Filtereigenschaften wie die spektrale Linienbreite, Größe des Durchstimmbereichs und Höhe der Aktuationsspannung beeinflussen. Anschließend werden durch messtechnische Charakterisierung die erwähnten Filtereigenschaften ermittelt und verifiziert.

Die vorliegende Arbeit wird in folgende Kapitel unterteilt:

Kapitel 2 untersucht den Stand der Technik zu den bekannten miniaturisierten Spektrometern im nahen Infrarot-Bereich. Es werden sowohl kommerziell erhältliche Spektrometer als auch solche, die noch nicht die Produktreife erreicht haben, vorgestellt. Der

Schwerpunkt der Betrachtung liegt im Vergleich der Spektrometer sowie der Spektrometermodule, die auf durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filtern mit einer Luftkavität basieren.

In **Kapitel 3** werden theoretische Grundlagen zu der Ausbreitung des Lichts in dünnen dielektrischen Schichten sowie zu Multischichtsystemen, wie DBR-Spiegel oder Fabry-Pérot-Filter, behandelt. Im Weiteren wird ein theoretischer Einblick in die mechanische Spannung der dünnen Schichten und das Prinzip der elektrostatischen Aktuierung gegeben. Dieses Kapitel schließt der theoretische Hindergrund zu der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke in Halbleitern ab.

Kapitel 4 behandelt Grundlagen zu den relevanten Depositions- und Streukurierungstechnologien, die zur Herstellung der dielektrischen, mikromechanisch durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden. Im weiteren Abschnitt dieses Kapitels werden verwendete Methoden zur Charakterisierung dieser entwickelten Bauelemente präsentiert.

In **Kapitel 5** wird das Filterkonzept der bisher realisierten dielektrischen Fabry-Pérot-Filter im sichtbaren Spektralbereich, welches im Rahmen des Projekts "TOSA" am Institut für Nanostrukturtechnologie und Analytik stattgefunden hat, ausführlich vorgestellt. Neben dem Design wird auf die technologische Herstellung und Eigenschaften dieser Filter eingegangen.

Kapitel 6 stellt im Detail den im Rahmen dieser Arbeit zu entwickelten Fabry-Pérot-Filter detailliert vor. Im Weiteren wird das weiterentwickelte Design behandelt. Dieses basiert auf dem im Kapitel 5 vorgestellten Filterkonzept. Im Weiteren beschreibt dieses Kapitel die technologische Herstellung der neu entwickelten Filter sowie die Anpassung und Optimierung der einzelnen Prozessschritte, die sich durch die Änderung des Design ergeben haben. Der Schwerpunkt der Untersuchung liegt in der Charakterisierung der mechanischen Eigenschaften der dielektrischen Schichten, die zur Herstellung des Fabry-Pérot-Filters eingesetzt werden. Abschließend wird die Auswirkung der Änderung der mechanischen Spannung auf die Krümmung der freigelegten Filterstrukturen untersucht.

In **Kapitel 7** wird die Charakterisierung der mikromechanisch durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter vorgenommen. Die Durchstimmpbarkeit der Filter wurde im Hinblick auf ihre mechanischen und spektralen Eigenschaften untersucht. Letztlich werden erreichte Eigenschaften mit denen der bisher realisierten Filter verglichen und Folgen für die Anwendungsanforderungen diskutiert.

Kapitel 8 schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung der erreichten Ergebnisse ab und gibt einen Ausblick über die möglichen Untersuchungsfelder für die Weiterentwicklung der vorgestellten Messmethode und für weiterführende Arbeiten.

2. Stand der Technik

Im Rahmen dieser Arbeit soll unter Verwendung kostengünstiger Technologien ein mikro-mechanisch durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filter entwickelt werden, welcher später für die Realisierung eines miniaturisierten Spektrometermoduls eingesetzt werden kann. Dieses Kapitel behandelt den Stand der Technik auf dem Gebiet der miniaturisierten Spektrometer im kurzen, nahen Infrarot-Bereich. Es werden optische Spektrometer vorgestellt, die sich entweder noch in der Entwicklungsphase befinden oder schon bereits kommerziell erhältlich sind. Das besondere Augenmerk wird auf solche optischen Systeme gelegt, die auf durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filtern mit Luftspaltkavität basieren. Es werden dabei Spektrometer, Filter und durchstimmbare Detektoren mit dem Einsatz im nahen Infrarot-Bereich näher betrachtet.

2.1. Konventionelle miniaturisierte Spektrometer im nahen Infrarot-Bereich

Stetig wachsendes Interesse an einem robusten, kompakten, portablen, präzisen Spektrometer, besonders für die industriellen Anwendungen, hat die Entwicklung der miniaturisierten Spektrometer in den letzten zwei Jahrzehnten stark vorangetrieben [26, 27]. Ihre Prozessierung, die auf Mikrosystemtechnik basiert, erlaubt zudem eine schnelle und kostenreduzierende Fertigung [28]. Trotz der kompakten Baugröße, die sich auf einige Zentimeter beschränkt, behalten derzeit verfügbare, miniaturisierte Spektrometer gleichzeitig die Messgenauigkeit konventioneller Spektrometer bei. Es sind unterschiedlichste Bauformen und Ansätze von miniaturisierten Spektrometern bisher realisiert worden [29, 30, 31]. Einige davon haben das Laborstadium bereits verlassen und den Markt mit Erfolg erobert [32, 33, 34, 35]. Diese Arbeit fokussiert die Betrachtung vom Stand der Technik auf die miniaturisierten Spektrometer, die die Detektion im kurzen nahen Infrarot-Bereich¹ (NIR²) gewährleisten.

¹Es wird die Auflösung solcher Spektrometer im Spektralbereich zwischen 800 nm und 1200 nm verglichen, da sie einen wichtigen Parameter bei der genauen Erfassung der Substrattemperatur darstellt.

²Engl. Near Infrared Range

In den Veröffentlichungen folgender Autoren gibt es eine umfassende Übersicht über miniaturisierte spektrometrische Systeme. Smith [36] stellt eine Zusammenfassung der kommerziell erhältlichen miniaturisierten Spektrometer vor. Wolffenbuttel [7, 37] behandelt ausführlich den Stand der Technik der gitterbasierenden und Fabry-Pérot-basierenden Mikrospektrometer, die mit Hilfe der MEMS-Technologie realisiert worden sind. Schuler *et al.* [8] befassen sich mit der weitgehenden Betrachtung der MEMS-basierten Mikrospektrometer für Wellenlängen im NIR- und MIR³-Bereich. Über neueste technologische Entwicklungen der miniaturisierten Spektrometer im NIR-Bereich berichtet Crocombe [31]. Dabei werden Ansätze betrachtet, deren Herstellung auf MEMS und MOEMS⁴-Technologien sowie auf LIGA⁵-Verfahren basieren.

Mohr *et al.* zeigten 1991 ein Wellenleiter-basiertes Mikrospektrometer, bei dem der spektrale Detektionsbereich zwischen 720 nm und 900 nm liegt und eine spektrale Auflösung von 20 nm aufweist. Bei diesem Spektrometer passiert das in eine Glasfaser eingekoppelte Licht einen Polymer-Wellenleiter und trifft auf ein Reflexionsgitter. Das reflektierte Licht wird durch ein Faserarray auf den Photodetektor geleitet. Die Baugröße des Spektrometers beträgt 18 x 6,4 mm². Dieser Spektrometertyp ist heute kommerziell bei *microParts* erhältlich.

Wallrabe *et al.* [38] präsentierten 2005 ein mittels LIGA-Verfahren hergestelltes NIR-Fourier-Transformations-Spektrometer, dessen optische Komponenten auf einer 11,5 x 9,4 mm² großen optischen Mini-Bank angeordnet sind (siehe Abb. 2.1 links). Der elektromagnetische Aktuator ermöglicht eine Bewegung des Spiegels um 100 µm. Nur der Sensitivitätsbereich der eingesetzten InGaAs-Photodiode beschränkt den Detektionsbereich des Spektrometers. Bei 1544,6 nm wird eine spektrale Auflösung von 25,4 nm erreicht.

Wird der Fokus der Betrachtung auf die kleinsten auf dem Markt erhältlichen Baugrößen gelegt, die inzwischen bekannt sind, so sind folgende kommerzielle miniaturisierte Spektrometer zu erwähnen (Abbildung 2.1). Die Firma *Hamamatsu Photonics* stellte ein ultrakompaktes, gitterbasiertes Mikrospektrometer *C11708MA* [39] vor (siehe Abb. 2.1 Mitte). Das Gitter ist eine mittels Nanoimprint strukturierte konvexe Linse. Das durch einen Eingangsspalt auf das geprägte Gitter auftreffende Licht wird spektral zerlegt, wobei zu seiner Erfassung eine deutlich kleinere Photodetektorfläche benötigt wird. Die Abmessungen des Geräts betragen 27,6 x 13 x 16,8 mm³. Dieses Spektrometer wird im Bereich zwischen 640 nm und 1050 nm mit einer spektralen Auflösung von 20 nm eingesetzt. Zusätzlich benötigt dieses Gerät eine externe elektronische Ansteuerung zur Auswertung der spektralen Information.

³Engl. Mid Infrared Range

⁴Engl. Micro Opto Electro Mechanical Systems

⁵LIGA steht für die Prozessschritte: Lithographie, Galvanik und Abformung.

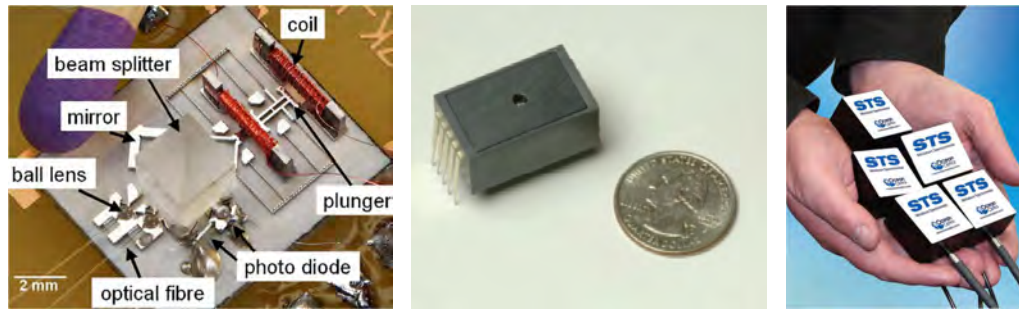


Abbildung 2.1.: Darstellung der physikalischen Abmessungen der miniaturisierten Spektrometer: Anordnung der optischen Komponenten auf einer Mini-Bank von NIR-Fourier-Transformations-Spektrometer-Spektrometer, von Wallrabe *et al.* [38] gezeigt, $11,5 \times 9,4 \text{ mm}^2$ (links); gitterbasiertes Mikrospektrometer der Firma *Hamamatsu Photonics* [39], $27,6 \times 13 \times 16,8 \text{ mm}^3$ (Mitte); kommerziell erhältliches STS-NIR-Spektrometer der Firma *OceanOptics* [35], $40 \times 42 \times 24 \text{ mm}^3$ (rechts).

Extrem kleine Geometrie von $12 \times 6 \times 5 \text{ mm}^3$ besitzt ein Fourier-Transformations-Spektrometer *ARCspectro HT-NIR* der Firma *ArcOptix* [40]. Dieses arbeitet im Bereich zwischen 900 nm und 1650 nm und weist bei 1000 nm eine spektrale Auflösung von 10 nm auf. Der Einsatzbereich von diesem miniaturisierten Spektrometer liegt überwiegend in der Pharma- und Lebensmittelindustrie.

Anfang 2011 wurde von *OceanOptics* ein STS⁶-NIR-Spektrometer vorgestellt, dessen Geometrie bei $40 \times 42 \times 24 \text{ mm}^3$ liegt [35]. Das Spektrometer ist in Abb. 2.1 (rechts) zu sehen. Dieses Gerät basiert auf CT-Gittern,⁷ wovon zwei Module erhältlich sind. Das erste wird im sichtbaren Bereich eingesetzt ($350 - 850 \text{ nm}$) und hat eine spektrale Auflösung von $1,0 \text{ nm}$ bei einer Spaltbreite von 10 nm und 12 nm bei der Spaltöffnung von $200 \mu\text{m}$. Das zweite Modul arbeitet im Bereich zwischen 650 nm und 1100 nm .

Die gitterbasierten Spektrometer sind in der Miniaturisierung ihrer Baugröße begrenzt, weil eine weitere Größenreduzierung zur Verlusten der Auflösung führt. Das Kernstück dieser Spektrometer bildet ein planares Beugungsgitter, dessen Auflösungsvermögen wie folgt definiert wird [41, 42]:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN, \quad (2.1)$$

wobei m die Beugungsordnung und N die Anzahl der beleuchteten Gitterlinien darstellen. Diese Gleichung berücksichtigt die Annahme, dass das Licht aus einem unendlich schmalen Spalt auf das Gitter fällt. Der Eintrittsspalt des Spektrometers hat aber eine endliche Spaltbreite und kann nicht beliebig reduziert werden. Beim miniaturisierten System tritt jedoch das Problem auf, dass nur wenig Licht eingekoppelt werden kann.

⁶vom Hersteller definiert als “*Smaller Than Small*”

⁷Czerny-Turner-Gitter: Reflexionsgitter

Wird außerdem der Abstand zwischen dem Eintrittsspalt und dem Beugungsgitter verkleinert, so nimmt das Auflösungsvermögen ebenso ab. Aus diesem Grund gilt es immer, einen Kompromiss zwischen Größenreduzierung und Genauigkeit eines miniaturisierten Gitterspektrometers zu treffen.

2.2. Auf Fabry-Pérot-Filtern basierende Spektrometer im nahen Infrarot-Bereich

Im Gegensatz zu den miniaturisierten Gitterspektrometern sind die auf dem Fabry-Pérot-Prinzip basierenden Spektrometer in der Miniaturisierung der Baugröße weniger eingeschränkt. Die MEMS-Technologie bietet viele Vorteile, das wellenlängenselektive Kernstück des Spektrometers, den Fabry-Pérot-Filter, extrem klein zu realisieren. Teure Detektorzeilen können durch einfache Photodioden ersetzt werden, wobei das Design des Fabry-Pérot-Filters an die Größe der Photodiode angepasst werden kann. Hiermit kann das kompakte und kostengünstige Spektrometer angefertigt werden. Einen positiven Aspekt hat der vertikale Aufbau des Fabry-Pérot-Filters, bei dem die optische Kavität zwischen zwei parallel zueinander angeordneten Reflektoren eingeschlossen ist. Wird anstelle einer festen Kavität Luft mit ihrem niedrigen Brechungsindex eingesetzt, so lassen sich besonders schmale Transmissionsbanden erzielen. Dies ist auf einen hohen Brechungsindexkontrast zu den Reflektoren zurückzuführen. Darüber hinaus kann bei solch einer Filteranordnung durch die mikromechanische Auslenkung eines der beiden Reflektoren der physikalische Abstand zwischen ihnen variiert werden. Die Resonanzbedingung innerhalb der Kavität wird auf diese Weise geändert und der Filter kann optisch durchgestimmt werden. Die mikromechanische Auslenkung kann entweder mit Hilfe thermischer oder elektrostatischer Aktuation ausgeführt werden. Eine detaillierte Betrachtung der Grundlagen zu den durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filtern findet im Kapitel 3 statt. Dieses Funktionsprinzip eröffnet daher mehrere Anwendungsmöglichkeiten für die Fabry-Pérot-Filter [30, 31]. Eine der attraktivsten ist die Spektroskopie.

Einer der ersten praktischen Realisierungsansätze wurde von Jerman *et al.* [43] im Jahre 1991 verfolgt. Sie stellten ein Mikrospektrometer im nahen Infrarot-Bereich mit einer lateralen Größe von 5 mm vor. Dabei benutzten sie eine Waferbonding-Methode, um zwei Wafer mikromechanisch zu verbinden und dadurch ein Fabry-Pérot-Filter mit Luftspaltkavität zu erzeugen. Die obere Membran wird elektrostatisch bewegt (siehe hier Abb. 2.2). Mit einer Aktuationsspannung von 70 V wird eine Durchstimmung des Filters im Bereich von 1,30 μm bis 1,39 μm erreicht. Unterschiedliche Vorspannungen an den verschiedenen Elektroden werden zum Parallelisieren der Kavität genutzt.

Eine Erweiterung dieses Ansatzes wurde von Raley *et al.* [44] 1992 verfolgt. Um eine

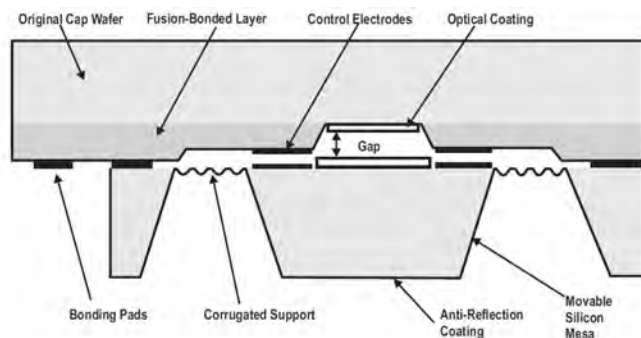


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung eines Fabry-Pérot-Interferometers: Der Aufbau basiert auf einer Waferbonding-Methode, wobei zwei Silizium-Wafer mikromechanisch verbunden werden, nach Jerman *et al.* [43].

hohe Reflexion der Resonatoren zu erreichen, benutzten sie dielektrische Spiegel aus Hafniumdioxid (HfO_2) und Siliziumdioxid (SiO_2). Mit einer Aktuationsspannung von 100 V wird die Membran um 250 nm ausgelenkt.

Ein miniaturisiertes NIR-Spektrometer mit Abmaßen von $25 \times 15 \times 2 \text{ mm}^3$ zeigten Keränen *et. al* 1997 [45]. Der auf Silizium basierende und mit Hilfe der Mikrosystemtechnik hergestellte Fabry-Pérot-Filter wird elektrostatisch aktuiert. Mit einer Aktuationsspannung von 21,5 V wird der Spektralbereich zwischen $1,85 \mu\text{m}$ und $2,21 \mu\text{m}$ durchgestimmt. Die Halbwertsbreiten der Transmissionslinien liegen bei ca. 50 nm.

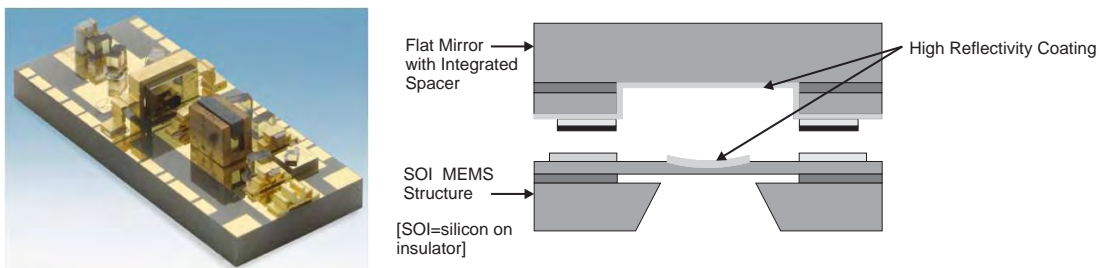


Abbildung 2.3.: Mikrospektrometer mit Anordnung der optischen Komponenten auf einer 14 mm langen Aluminiumnitrid-Mikrobank (links): Der Fabry-Pérot-Filter ist im hinteren Teil der Anordnung schräg positioniert; vereinfachte Darstellung des Fabry-Pérot-Filters von *Axsun Technologies* (rechts): Für den Aufbau werden Silizium-Wafer verwendet und Resonatoren mit dem Einsatz hochreflektierender Beschichtungen (nach Kotidis *et al.* [46]).

Kotidis *et al.* [46] stellten 2003 ein miniaturisiertes Spektrometer für die Anwendung in der pharmazeutischen Industrie her. Dieses wird auf einer 14 mm Aluminiumnitrid-Mikrobank mit Hilfe von LIGA-Prozessierung umgesetzt. Das Kernstück des Spektrometers stellt ein von *Axsun Technologies* patentierter Fabry-Pérot-Filter dar [47]. Hierbei werden als Resonatoren hochreflektierende Beschichtungen in einen mikromechanisch strukturierten Siliziumwafer integriert. Durch die spiralförmige Anordnungen mit den

Abmessungen von ca. 1 mm Spalte wird die Bewegung der oberen Membran verrichtet. Auf diese Weise wird die Kavität des Filters variiert (siehe Abb. 2.3). Die Aktuation erfolgt elektrostatisch durch Ausnutzung der elektrostatischen Anziehungskraft des monokristallinen Siliziums. Bei einem spektralen Einsatzbereich von 1 μm bis 2,5 μm kann ein Durchstimmbereich von ca. 100 nm erreicht werden.

Aufgrund extremer Miniaturisierung weisen die vorgestellten Systeme noch Defizite im Auflösungsvermögen auf. Deutlich bessere spektrale Auflösung miniaturisierter Spektrometer demonstrierten Wang *et al.* 2007 in ihrer Arbeit [48]. Allerdings nutzten sie anstelle eines einzigen durchstimbaren Filters ein Filterarray aus 128 einzelnen Fabry-Pérot-Filterelementen mit festen Kavitäten zur Durchstimmung. Die geometrischen Abmaße des gesamten Filterarrays liegen bei ca. 1 mm³. Sie erreichten im Spektralbereich von 720 nm bis 880 nm Halbwertsbreiten von 1,72 nm bis 3,84 nm. Die Herstellung der festen Kavitäten für jedes Filterelement unterliegt mehreren aufwendigen Prozessschritten. Daher ist dieser Ansatz für eine kostengünstige, industrielle Anfertigung wenig geeignet. Dennoch zeigt es, dass es im Vergleich zu gitterbasierten oder Fourier-Transformationsbasierten miniaturisierten Spektrometern möglich ist, eine hohe spektrale Auflösung mit einem auf Fabry-Pérot-Filter basierenden Spektrometer zu erreichen.

2.3. Mikromechanisch durchstimbare Fabry-Pérot-Filter

Die MEMS-basierten, durchstimbaren Fabry-Pérot-Filter mit Luftkavität haben eine bedeutende Position in Bereich der optischen Telekommunikation angenommen. Ihr Funktionsprinzip wird bei der Realisierung solcher optischen Bauelemente wie vertikal emittierender Laser (VCSEL), lichtemittierende Diode (LED), optischer Filter oder Photodetektor verwendet. Die MEMS- und die MOEMS-Technologie stellen den Kernpunkt für die Realisierung dieser Bauelemente dar [30]. Die dabei eingesetzten optischen Bauelemente für die neuartige Wellenlängenmultiplextechnik (WDM⁸) werden bevorzugt in drei optischen Fenstern im NIR⁹-Bereich entwickelt [41]. Je nach Anwendungsart und dem spektralen Einsatz unterscheiden sich die Fabry-Pérot-Filter in der Materialwahl für hochqualitative Reflektoren, Filtereigenschaften wie die Linienbreite des transmittierten Bandes (engl. FWHM¹⁰), Art der Durchstimmung und des Aktuationsbereichs des Filters. Eine zusammenfassende Übersicht über verschiedene durchstimbare Fabry-Pérot-Filter befindet sich in der Tabelle 2.4 am Ende dieses Kapitels.

Für die Realisierung der Fabry-Pérot-Filter in den Bereichen um 850 nm oder 960 nm benutzten die meisten Autoren [49, 50, 51, 52, 53, 54] verschiedene Halbleitermateriali-

⁸Engl. Wavelength Division Multiplexing

⁹bei 850 nm, 1310 nm und 1500 nm

¹⁰Engl. Full Width of Half Maximum

en. Die Brechungsindices dieser verwendeten Materialien unterscheiden sich wenig, daher liefern Reflektoren ein schmales Stopband. Der Durchstimbereich der Filter variiert um ca. 30 nm. Dafür werden niedrige Aktuierungsspannungen (zwischen 4,9 V und 18 V) benötigt (siehe Tab. 2.4). Für eine kostengünstige Produktion und wenig aufwendige Herstellung ist der Einsatz der sogenannten DBR¹¹-Spiegel aus dielektrischen Materialien für die Realisierung der Reflektoren besonders attraktiv. Solche Fabry-Pérot-Filter besitzen ein deutlich größeres Stopband als die zuvor vorgestellte Filter.

Den Einsatz von dielektrischen DBR-Spiegeln aus $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2$ mit 5 Perioden präsentierten Blomberg *et al.* [55]. Dieser mit Aluminiumelektroden versehene Filter wird elektrostatisch aktuiert, wobei eine Aktuierungsspannung von 29 V zur Durchstimmung von ca. 70 nm benötigt wird. Allerdings treten innerhalb dieses Bereiches Transmissionslinien verschiedener Ordnungen auf. Sie erreichten eine Linienbreite der 5. Ordnung von 5,4 nm bei 510 nm. Zur Erzeugung der Luftkavität verwendeten sie ein organisches Opferschichtmaterial.

Trotz der Verwendung des gleichen Materialsystems für DBR-Spiegel aus $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ erreichten Tayebati *et al.* [56] und Aziz *et al.* [57] im Bereich um 1,55 μm unterschiedliche Eigenschaften der Filter. Im ersten Fall werden sehr schmale Linienbreiten, bis zu 0,1 nm, erzielt. Zur Durchstimmung dieses Filters sind Aktuierungsspannungen bis zu 100 V erforderlich [56]. Im Gegensatz dazu wird im zweiten Fall eine Durchstimmung von 60 nm bereits mit 13,1 V erreicht [57]. Die Linienbreiten dieser Filter liegen zwischen 0,25 nm und 0,27 nm. Tran *et al.* [58] verwendeten Si/SiO_2 -DBR-Spiegel zur Umsetzung der elektrostatisch durchstimbaren Fabry-Pérot-Filter. Sie zeigten eine Durchstimmung von 60 nm und erreichten eine Linienbreite von 4,9 nm bei 1,517 μm . Hohlfeld *et al.* [59] zeigten thermisch durchstimbare Fabry-Pérot-Filter aus Poly-Si/ SiO_2 -DBR-Spiegel. Die Linienbreite dieser Filter liegt bei 2,35 nm. Ein Durchstimbereich von 5,3 nm wird mit 60 °C aktuiert. Ebenso nutzten Halbritter *et al.* [60] thermische Aktuierung für durchstimbare Filter aus einem $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Materialsystem um 1,55 μm . Es wird damit ein VCSEL mit einer Linienbreite von 0,16 nm realisiert. Jatta *et al.* [61] verwendeten DBR-Spiegel aus $\text{SiN}_x/\text{SiO}_y$ mit 12,5 Perioden zur Realisierung einer VSCEL-Struktur. Sie erreichten einen Durchstimbereich von 29 nm und gleiche Linienbreite wie Halbritter.

Winchester *et al.* [62] benutzten Gold als Reflektor zur Realisierung eines durchstimbaren Fabry-Pérot-Filters mit Luftkavität. Um die Filtermembran zu stabilisieren, wird der obere Reflektor auf eine spannungsoptimierte SiN_x -Schicht positioniert. Die optische Durchstimmung mit 1,9 V liegt zwischen 747 nm und 989 nm. Die Linienbreite wurde nicht angegeben.

Eine umfassende Forschung auf dem Gebiet der durchstimbaren Fabry-Pérot-Filter

¹¹Engl. Distributed Bragg Reflector

wird darüber hinaus am Institut für Nanostrukturtechnologie und Analytik (INA) der Universität Kassel betrieben. Daleiden *et al.* [63] sowie Tarraf *et al.* [64] benutzten in ihren Arbeiten ein Materialsystem aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ zur Realisierung der Fabry-Pérot-Filter im Wellenlängenbereich um $1,55 \mu\text{m}$. In [64] wird eine Durchstimmung von 15 nm mittels thermischer Aktuation mit einer Linienbreite von 8 nm erreicht. Irmer *et al.* [65] zeigten in ihrer Arbeit einen auf $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Luft}$ basierenden Fabry-Pérot-Filter mit einer festen Luftkavität. Bei diesem Filter wird eine Linienbreite von $1,5 \text{ nm}$ bei 1489 nm erreicht. Hillmer *et al.* [66], Hasse *et al.* [67] und Kusserow *et al.* [68] präsentierten Fabry-Pérot-Filter aus Indiumphosphid (InP) und Luftspalten um $1,55 \mu\text{m}$. Ein Durchstimmbereich von 142 nm wurde im Jahre 2003 mit einer Aktuationsspannung von $3,2 \text{ V}$ erreicht. Dies sind die Rekordwerte im internationalen Vergleich [69]. Wittzack [70] zeigte in seiner Arbeit die spektroskopische Anwendung eines durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ im Bereich zwischen 600 nm und 700 nm . Die eben präsentierten Arbeiten stellen die Grundlage zur Entwicklung des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters dieser Arbeit im Bereich zwischen 800 nm und 1200 nm dar.

Zusätzlich zu den Veröffentlichungen aus dem internationalen Umfeld in wissenschaftlichen Zeitschriften seien anschließend noch die erteilten Patente bzw. Patentanmeldungen des Instituts für Nanostrukturtechnologie und Analytik aufzuführen: 1) statisches Nanospektrometer mit Nanoimprint von Hillmer [71], 2) mikromechanisch durchstimmbare Fabry-Pérot-Filter von Hillmer *et al.* [72, 73], Irmer *et al.* [74] und 3) mikromechanisch durchstimmbares Nanospektrometer mit Nanoimprint von Hillmer [75].

2.4. Auf Fabry-Pérot-Filtern basierende durchstimmbare Detektoren im nahen Infrarot-Bereich

Durch Integration des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters direkt in einen Photodetektor kann ein kompaktes Spektrometermodul realisiert werden. Solches Bauelement lässt sich mit wenigen weiteren Komponenten zu einem Mikrospektrometer ausbauen. Da der Fabry-Pérot-Filter direkt in das Detektorgehäuse eingebaut werden kann, ist die Miniaturisierung nur durch die Größe des Detektors oder Detektorarrays begrenzt. Im Hinblick auf die Perspektiven einer Produktentwicklung entstehen weitere Vorteile wie kostengünstige Herstellung, Robustheit des Bauelements und leichte Handhabung. Solche Bauelemente werden in der Literatur häufig als durchstimmbare Photodioden bezeichnet.

Mit der praktischen Umsetzung solcher Bauelemente beschäftigten sich mehrere Autoren, wobei deren Einsatz vor allem im Spektralbereich zwischen 900 nm und 1000 nm stattfindet. Wu *et al.* [50] präsentierten 1996 einen durchstimmbaren Photodetektor für die WDM-Anwendung im Spektralbereich zwischen 915 nm und 945 nm . Sie erreichten

eine Durchstimmung von 30 nm mit einer Aktuierungsspannung von 7,1 V. Für die Umsetzung der DBR-Spiegel werden Materialkombinationen aus AlAs/GaAs und $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{Ga}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ verwendet, wobei der obere freistehende DBR-Spiegel in Form eines Cantilevers strukturiert wird.

Harris *et al.* [54] zeigten 1999 eine durchstimmbare PIN-Photodiode mit einer Linienbreite von 2 nm. Der Fabry-Pérot-Filter besteht aus einem AlAs/GaAs-DBR-Spiegel mit 25,5 Perioden und einem $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ -DBR-Spiegel mit 2,5 Perioden. Mit einer Aktuierungsspannung von 19 V wird ein spektraler Bereich zwischen 961 nm und 968 nm durchgestimmt.

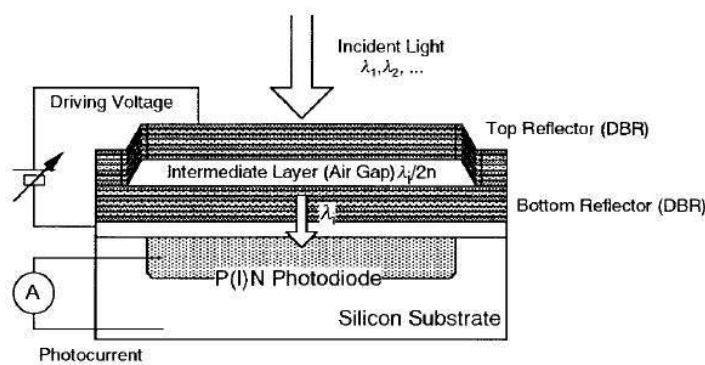


Abbildung 2.4.: Schematischer Querschnitt einer durchstimmbaren Photodiode: Zur Realisierung des Fabry-Pérot-Filters mit Luftkavität werden zwei $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_x\text{N}_y$ -DBR-Spiegel verwendet, die direkt auf einem Si-Substrat mit einer integrierten PIN-Photodiode prozessiert wurden. Zur Erzeugung der Luftkavität wird eine Opferschicht aus Poly-Silizium verwendet (nach Toshiyousi [76]).

Toshiyousi *et al.* [76] realisierten 1999 eine durchstimmbare Photodiode im Bereich zwischen 800 nm und 900 nm für WDM-Anwendungen. Die Prozessierung erfolgt direkt auf dem Si-Substrat mit einer integrierten PIN-Photodiode. Durch eine Opferschicht aus Poly-Silizium werden beide dielektrischen DBR-Spiegel aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_x\text{N}_y$ mit 10,5 Perioden abgetrennt. Die Luftkavität wird durch selektives nasschemisches KOH-Ätzen des Poly-Siliziums erzeugt. Eine schematische Darstellung der durchstimmbaren Photodiode findet sich in der Abbildung 2.4. Die experimentellen Aktuierungsergebnisse sowie Filtereigenschaften wurden nicht präsentiert.

Ein weiteres kompaktes Design eines durchstimmbaren Detektors für den mittleren Infrarot-Bereich stellten Quack *et al.* [77] 2008 vor. Der Fabry-Pérot-Filter besteht hier aus zwei unterschiedlichen Resonatoren, die in die Siliziumwafer integriert und durch ein organisches Material getrennt sind. Der untere unbewegliche Teil besteht aus einem $\text{Pb}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Te}/\text{EuTe}$ -DBR-Spiegel mit integrierter Photodiode. Den oberen beweglichen Resonator bildet ein Mikrospiegel mit lamellenartigen Verbindungsbrücken (siehe Abb. 2.5).

Die Größe der Filtermembran beträgt $400\ \mu\text{m}^2$. Es wurden drei verschiedene Aktuationsarten getestet. Die Verwendung der elektrostatischen Aktuation des Mikrospiegels führt zur Durchstimmung eines Spektralbereichs zwischen $4,7\ \mu\text{m}$ und $5,4\ \mu\text{m}$ mit einer Spannung von 62 V. Die Linienbreite beträgt etwa 150 nm.

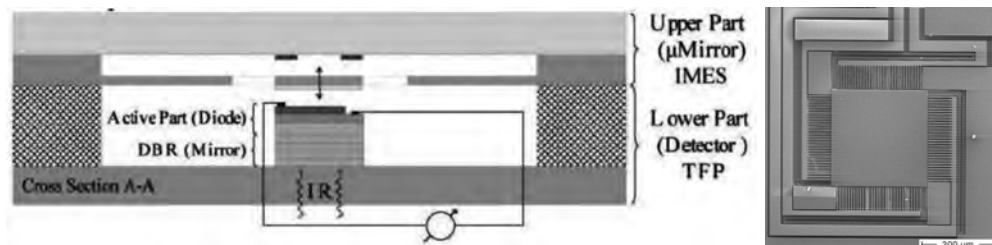


Abbildung 2.5.: links: Querschnitt des durchstimmbaren Detektors nach Quack et al. [77]; Der obere Teil des Detektors besteht aus einem Mikrospiegel, integriert in einen Si-Wafer, wobei der untere Teil aus einem DBR-Spiegel mit Photodiode besteht, die ebenso in einen Si-Wafer integriert ist. Beide Wafer sind durch SU-8-Material aufgetrennt. Rechts: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme des oberen Mikrospiegels mit lamellenartigen Verbindungsbrücken, die für die mikromechanische Aktuation des Spiegels zuständig sind (entnommen aus [78]).

Eine Gruppe der Autoren [79, 80, 81, 82] beschrieb die Integration eines MEMS-basierten durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters auf einem zweidimensionalen HgCdTe¹²-Detektorarray. Dieses Bauelement deckt den spektralen Bereich im kurzen und mittleren Infrarot ab. Der erste Bereich liegt zwischen $1,6\ \mu\text{m}$ und $2,5\ \mu\text{m}$ und der zweite zwischen $3,2\ \mu\text{m}$ und $4,8\ \mu\text{m}$. Beide DBR-Spiegel bestehen aus Ge/SiO/Ge, wobei der obere mit einer zusätzlichen SiN_x-Schicht zur Stabilisierung des oberen DBR-Spiegels ausgestattet ist. Als Opferschichtmaterial wird ein

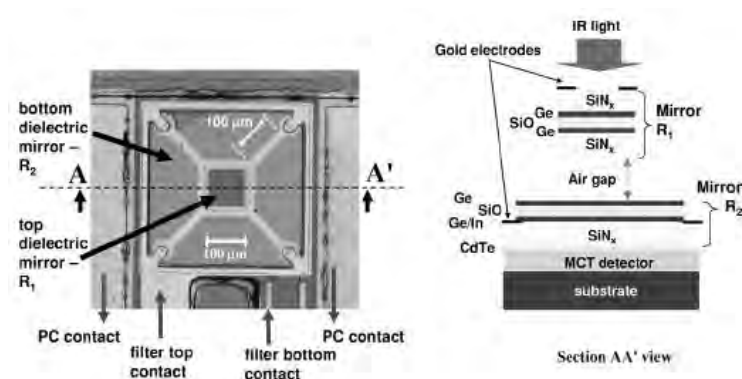


Abbildung 2.6.: Ein auf auf einem Photodetektor integrierter Fabry-Pérot-Filter (nach Keating et al. [81]): Frontalaufnahme des hergestellten Filters (links); schematische Darstellung des kompletten Schichtsystems im Querschnitt (rechts).

¹²Quecksilbercadmiumtellurid

Poly-Imid verwendet. Die Filtermembrangröße beträgt ca. $100 \mu\text{m}^2$ (siehe Abb. 2.6). Mit diesem Design wird der Filter im kurzen Infrarot-Bereich 400 nm mit nur ca. 8 V durchgestimmt. Im mittleren infraroten Bereich beträgt der Durchstimmbereich 900 nm , wobei eine Aktuationsspannung von 17 V dafür erforderlich ist. Die Linienbreite liegt hier bei ca. 100 nm . Aufgrund der Empfindlichkeit des Detektors wurden alle Herstellungsschritte für die Prozesseirung unter $125 \text{ }^\circ\text{C}$ optimiert und somit eine *Low-cost*-Prozessierung und kompaktes Design für dieses Bauelement ermöglicht.

Die Größe dieses Elements ist auf die Größe des Photodetektors begrenzt. Keating *et al.* [83] zeigten Integration dieses durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters zu einem miniaturisierten Spektrometermodul. Der Filter mit dem HgCdTe-Photodetektor und weiteren Komponenten wurden in ein TO-8-Gehäuse verpackt. Eine Weiterentwicklung des Designs von dem beschriebenen Fabry-Pérot-Filter stellten Milne *et al.* [84] 2009 vor. Damit wird die Durchstimmung eines Spektralbereichs zwischen $1,615 \mu\text{m}$ und $2,425 \mu\text{m}$ mit $22,4 \text{ V}$ erreicht. Die Linienbreite des Filters beträgt 52 nm bei $2 \mu\text{m}$.

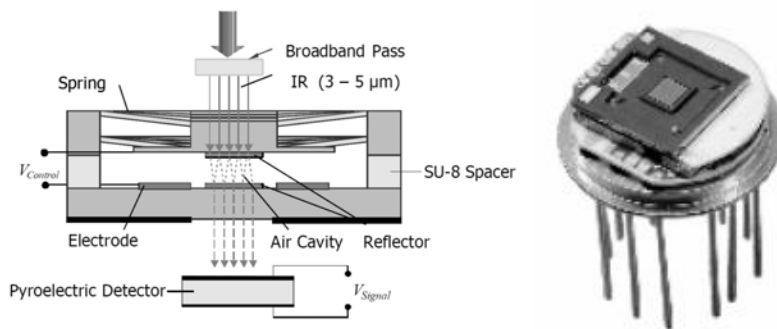


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung eines mikromechanisch durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters nach Neumann *et al.* [85]: Querschnitt vom prinzipiellen Aufbau des Filters; links: Beide Silizium-Wafer sind mit SiO/Poly-Si-DBR-Spiegel versehen und durch ein organisches Opferschichtmaterial (SU-8) aufgetrennt. Bevor das Licht auf die Filtermembran auftrifft, wird es durch einen Breitbandfilter transmittiert. Das Signal wird vom pyroelektrischen Detektor abgelesen. Rechts: Integrierter durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filter mit pyroelektrischem Detektor im TO-8-Gehäuse, die Sensorfläche beträgt $2 \times 2 \text{ mm}^2$ (nach [86]).

Eine erfolgreiche Kommerzialisierung eines durchstimmbarem Photodetektors erreichten Neumann *et al.* [87]. Dieses Bauelement ist unter dem Produktnamen *LFP-3950L-337* und *LFP-3041L-337* bei *InfraTec GmbH* zur Anwendung in der Infrarot-Absorptionsspektroskopie erhältlich [88, 89]. Die Anwendung findet in zwei verschiedenen infraroten Spektralbereichen zwischen $3 \mu\text{m}$ und $4,3 \mu\text{m}$ und zwischen $3,7 \mu\text{m}$ und $5,0 \mu\text{m}$ statt. Wie bei den Fabry-Pérot-Interferometern von Jerman und Raley basiert der Aufbau dieses Fabry-Pérot-Filters ebenso auf der Waferbonding-Methode. Eine sehr vereinfachte Darstellung des Filters ist in Abb. 2.7 (links) zu finden. Der Filter wird aus Si-Wafern angefertigt. Als Reflektoren werden zwei SiO₂/Poly-Si-DBR-Spiegel mit 2 bzw. 3 Perioden

eingesetzt. Zur Erzeugung der Luftkavität wird ein organisches Opferschichtmaterial (SU-8) strukturiert. Die Aktuation erfolgt elektrostatisch. Für die Durchstimmung des ersten Spektralbereichs sind 60 V notwendig und für den zweiten 27 V. Typische Werte der Linienbreiten liegen bei 80 nm bzw. 100 nm. Der komplette durchstimbare Detektor ist in einem TO-8-Gehäuse verpackt (siehe Abb. 2.7 rechts).

Tabelle 2.1.1.: Vergleich der mikromechanisch durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filtern mit verschiedenen Materialsystemen

Autor	DBR-Materialsystem	Wellenlänge [nm]	Aktuationsart	Durchstimmbereich, Aktuationsspannung/-grad [V/°C]	FWHM [nm]	Anwendung
Blomberg <i>et al.</i> [55]	Al ₂ O ₃ /TiO ₂	510	elektrostatisch	70 nm, 29 V	5,4	WDM
Lin <i>et al.</i> [53]	Al ₂ O ₃ /GaAs	850	elektrostatisch	64 nm, 12 V	0,2	WDM
Tayebati <i>et al.</i> [51]	Ga _x Al _{1-x} As/GaAs und TiO ₂ /SiO ₂	850	elektrostatisch	30 nm, 13 V	nicht bekannt	VCSEL
Harris <i>et al.</i> [54]	AlAs/GaAs und Si ₃ N ₄ /SiO ₂	930	elektrostatisch	ca. 30 nm, 14 V	nicht bekannt	Spektroskopie
Vaill <i>et al.</i> [49]	Al _x Ga _{1-x} As/Al _y Ga _{1-y} As	960	elektrostatisch	70 nm, 4,9 V	8	WDM
Larson <i>et al.</i> [52]	AlAs/GaAs und Au/SiN _x H _y	960	elektrostatisch	30 nm, 18 V	1,9	LED
Tayebati <i>et al.</i> [56]	TiO ₂ /SiO ₂	1550	elektrostatisch	60 nm, 13,1 V	0,25-0,27	DWDM
Aziz <i>et al.</i> [57]	TiO ₂ /SiO ₂	1550	elektrostatisch	35 nm, 100 V	0,1	DWDM
Tran <i>et al.</i> [58]	Si/SiO ₂	1550	elektrostatisch	60 nm	4,9	WDM
Hohlfeld <i>et al.</i> [59]	poly-Si/SiO ₂	1550	thermisch	5,3 nm, 60 °C	2,73	WDM
Halbritter <i>et al.</i> [60]	Si ₃ N ₄ /SiO ₂	1550	thermisch	nicht bekannt	0,16	VCSEL
Jatta <i>et al.</i> [61]	SiN _x /SiO _x	1550	elektrostatisch	28 nm	0,16	VCSEL
Dell <i>et al.</i> [80]	Ge/SiO	ca. 2000 (4000)	elektrostatisch	400 nm (900 nm), 8 V (17 V)	ca. 100	Spektroskopie
Neumann <i>et al.</i> [87]	SiO ₂ /poly-Si	ca. 3500 (4300)	elektrostatisch	1300 nm, 60 V (27 V)	80 (100)	Spektroskopie
Quack <i>et al.</i> [77]	Pb _x Sr _{1-x} Te/EuTe und Si	ca. 5100	elektrostatisch	700 nm, 62 V	150	VCSEL
Wittzack <i>et al.</i> [70]	Si ₃ N ₄ /SiO ₂	650	elektrostatisch	nicht bekannt	2-4	Spektroskopie
Farrar <i>et al.</i> [64]	Si ₃ N ₄ /SiO ₂	1520	termisch	15 nm	8	DWDM
Hasse <i>et al.</i> [67]	InP/Luft	1550	elektrostatisch	320 nm, 3,2 V	nicht bekannt	DWDM

3. Relevante theoretische Grundlagen

Das nun folgende Kapitel behandelt die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis des Designs und der Funktionsweise eines Fabry-Pérot-Filters relevant sind. Der zu entwickelnde miniaturisierte Fabry-Pérot-Filter besteht aus zwei dielektrischen hochreflektierenden DBR-Spiegeln, die voneinander durch eine Luftspaltkavität getrennt sind. Um den Filter optisch durchzustimmen, wird elektrostatische Aktuation verwendet, wobei der obere DBR-Spiegel mikromechanisch bewegt wird. Dies ist möglich, weil beide DBR-Spiegel mit Elektroden versehen sind. Im Wesentlichen geht es um die Festlegung und Optimierung der optischen Eigenschaften des Schichtsystems, aus welchem ein Fabry-Pérot-Filter besteht, sodass dieser die Anforderungen der späteren Anwendung erfüllen kann. Daher befasst sich der überwiegende Teil des Kapitels im Detail mit der Wechselwirkung von Licht mit dielektrischen dünnen Schichten.

Ausgehend von einem einfachen Fall, wie der Ausbreitung des Lichts in einer Einzelschicht, über die Betrachtung der Interferenzphänomene in einem dielektrischen Schichtsystem, wie bei einem DBR-Spiegel, wird die Vielstrahlinterferenz am Beispiel eines Fabry-Pérot-Etalons im ersten Abschnitt vorgestellt. Weiterhin werden charakteristische Größen des Fabry-Pérot-Filters erklärt und der Einfluss der gewählten Materialien auf die optischen Eigenschaften der Fabry-Pérot-Filter bezüglich des spektralen Bereichs, der Linienbreite und der Modenauswahl ausführlich diskutiert. Letztlich werden Abweichungen vom idealen Verhalten der Fabry-Pérot-Filter behandelt.

Im nächsten Abschnitt wird auf die mechanischen Eigenschaften von dünnen dielektrischen Schichten und die elektrostatische Aktuation der Fabry-Pérot-Filter eingegangen. Der Einfluss der mechanischen Eigenschaften von dielektrischen Materialien spielt eine bedeutende Rolle bei der Erhaltung der erforderlichen optischen Eigenschaften der Filter. Sie geben die Form der Krümmung freigelegter Filtermembran vor und haben eine große Einwirkung auf das Aktuationsverhalten der Filter.

Der letzte Abschnitt schließt die Betrachtung der theoretischen Grundlagen mit der Vorstellung der physikalischen Effekte ab, die für die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke in den Halbleitern verantwortlich sind.

3.1. Grundlagen zu Fabry-Pérot-Filtern

Das erste auf dem Fabry-Pérot-Prinzip basierende Interferometer wurde vom Charles Fabry und Alfred Pérot Ende des 19. Jahrhunderts entwickelt [90]. Eine Reihe von Lehrbüchern beschäftigten sich ausführlich mit diesem Prinzip [41, 91, 92, 93, 94]. Heutzutage basieren zahlreiche optische Komponenten auf dem Prinzip der Fabry-Pérot-Interferometrie. Wie im Kapitel 2 ausführlich diskutiert, findet sich die Anwendung des Fabry-Pérot-Filters teilweise in der Spektroskopie. Um die spektroskopischen Anforderungen zu erfüllen, sollten die Fabry-Pérot-Filter schmale Linienbreiten aufweisen und für einen bestimmten Spektralbereich maßgeschneidert sein. Dafür benötigen Fabry-Pérot-Filter besonders hochreflektierende Spiegel, welche durch dem Einsatz der dielektrischen Materialien realisierbar sind. Bevor auf die optischen Eigenschaften der dielektrischen Fabry-Pérot-Filter eingegangen wird, behandelt dieser Abschnitt allgemein die Ausbreitung von Licht in dünnen dielektrischen Schichten sowie an deren Grenzflächen.

3.1.1. Lichtausbreitung in dünnen dielektrischen Schichten

Eine Schicht, deren physikalische Dicke in der Größenordnung der Wellenlänge liegt, mit der sie interagiert, wird in der Optik als *dünn* bezeichnet. Bei dielektrischen Schichten handelt es sich um nichtmetallische, transparente Schichten [94]. Die Ausbreitung des Lichts in Materie oder an Grenzflächen wird durch das Verhalten der elektromagnetischen Wellen beschrieben. Die Lösung der aus den Maxwell'schen Gleichungen abgeleiteten allgemeinen Wellengleichung ist durch das Modell der ebenen, monochromatischen Welle gegeben [42, 92]:

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \varphi) \quad (3.1)$$

Die orts- und zeitabhängige Welle breitet sich mit der elektrischen Feldstärke $\vec{E}(r, t)$ in Richtung des Wellenvektors \vec{k} aus. Dabei sind \vec{E}_0 die konstante Amplitude der elektrischen Feldstärke und φ eine beliebige Phase. Zwischen dem Betrag des Wellenvektors \vec{k} und der Kreisfrequenz ω besteht folgender Zusammenhang:

$$\vec{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{n^2}{c^2} \omega^2 \quad (3.2)$$

Dieser Ausdruck wird als Dispersionsrelation des Lichts bezeichnet. Auf die Betrachtung der magnetischen Feldstärke \vec{B} wird an dieser Stelle komplett verzichtet.

Die Wellenlänge des Lichts λ_0 ist mit der Wellenzahl k , also dem Betrag des Wellenvektors, folgendermaßen verknüpft [42]:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{k} n = \frac{2\pi c_0}{\omega}$$

Hierbei ist λ_0 als Wellenlänge im Vakuum gemeint. Die Welle breitet sich mit Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0 aus.

Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein Medium, so wird ihre Geschwindigkeit im Medium um einen Faktor n verlangsamt:

$$c(\lambda) = \frac{c_0}{n(\lambda)}$$

Dieser Faktor wird als Brechungsindex n bezeichnet und beschreibt eine Materialeigenschaft. Der Brechungsindex ist wiederum wellenlängenabhängig. Wechselt das Licht das Medium, so bleibt seine Frequenz f unverändert. Zwischen der Wellenlänge und der Ausbreitungsgeschwindigkeit besteht, sowohl im Vakuum als auch im Medium, ein linearer Zusammenhang, sodass

$$f = \frac{c_0}{\lambda_0} = \frac{c}{\lambda}$$

gilt.

Bei der Betrachtung der Wellen an den dielektrischen Grenzflächen sollen folgende Randbedingungen beachtet werden: Die zur Grenzfläche tangentielle Komponente der elektrischen Feldstärke \vec{E} ist stetig und es handelt sich um isotrope und homogene Medien, die keine Streuung des Lichts an den dielektrischen Grenzflächen verursachen.

Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Grenzflächen

Eine quantitative Beschreibung des Verhaltens der elektromagnetischen Wellen an den Grenzflächen wird durch die Fresnel-Gleichungen gegeben. Dabei wird der Zusammenhang zwischen den Amplituden der einfallenden, der reflektierten und der transmittierten Welle (\vec{E}_{0e} , \vec{E}_{0r} und \vec{E}_{0t}) betrachtet. Trifft eine ebene, monochromatische Welle (mit \vec{E}_e), die linear polarisiert ist, mit der Form

$$\vec{E}_e = \vec{E}_{0e} \cos(\vec{k}_e \vec{r} - \omega_e t) \tag{3.3}$$

auf eine ideale, homogene dielektrische Grenzfläche zwischen zwei verlustfreien Medien mit unterschiedlichen Brechungsindices n_1 und n_2 , so wird ein Teil der Welle (mit \vec{E}_r) reflektiert und der andere Teil (mit \vec{E}_t) transmittiert. Allgemein werden sie über die Gleichungen

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{0r} \cos(\vec{k}_r \vec{r} - \omega_r t + \varphi_r) \quad \text{und} \quad (3.4)$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} \cos(\vec{k}_t \vec{r} - \omega_t t + \varphi_t) \quad (3.5)$$

ausgedrückt. Es werden ein willkürlicher Zeitpunkt ($t = 0$) und ein willkürlicher Raumpunkt ($\vec{r} = 0$) des kartesischen Koordinatensystems angenommen. Die Phasen φ_r und φ_t werden willkürlich null gesetzt. Aus der Stetigkeitsbedingung der Tangentialkomponente des \vec{E} -Feldes an der Grenzfläche ergibt sich, dass zu jedem Zeitpunkt für jeden Punkt an der Grenzfläche gilt:

$$E_{0e} + E_{0r} = E_{0t}. \quad (3.6)$$

Die Kosinusterme heben sich gegenseitig auf. Es werden zwei verschiedene Fälle behandelt. Im ersten Fall steht die einfallende Welle \vec{E}_e senkrecht zur Einfallsebene und im zweiten parallel dazu. Die Abbildung 3.1 veranschaulicht diese beiden Fälle allgemein, wobei Beziehungen zwischen dem \vec{E} -Feld, dem \vec{B} -Feld und dem Wellenvektor \vec{k} gezeigt sind. Die Grenzfläche zwischen dem Medium n_1 und Medium n_2 ist als Querschnitt schematisch dargestellt.

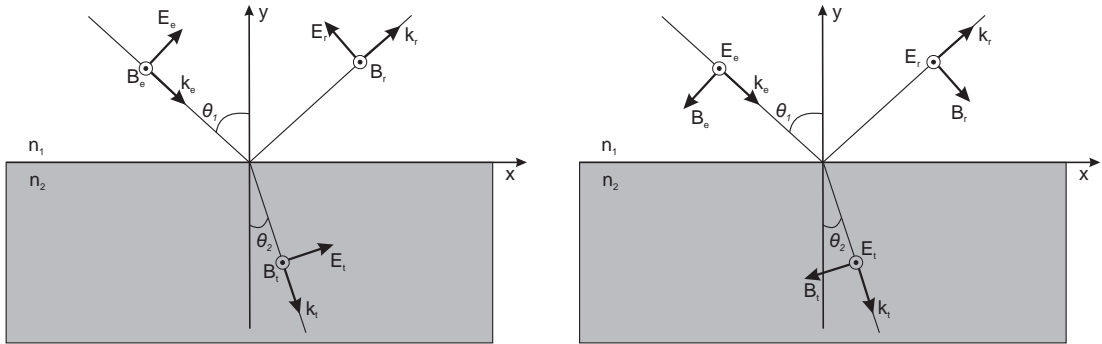


Abbildung 3.1.: Verhalten des elektromagnetischen Feldes an einer Grenzfläche: Links: Das \vec{E} -Feld der einfallenden Welle steht parallel zur Einfallsebene; rechts: Hier steht das E-Feld der einfallenden Welle senkrecht zur Einfallsebene. Die Einfallsebene liegt in beiden Fällen parallel zum Querschnitt der schematischen Darstellung. Die Grenzfläche wird in der xz -Ebene gespannt.

Eine weitere Bedingung ist die Stetigkeit der Tangentialkomponente des \vec{B} -Feldes. Da in dieser Arbeit die Betrachtung der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen an den dielektrischen Grenzflächen begrenzt wird, werden Fresnelsche Gleichungen vereinfacht unter der Annahme $\mu_e \approx \mu_t \approx \mu_0$ angegeben [92]. Sie werden in Form von Amplitudenreflexions- und transmissionskoeffizienten r und t ausgedrückt. Für den Fall,

dass das \vec{E} -Feld parallel zur Einfallsebene steht, ergeben sich folgende Beziehungen:

$$r_{\parallel} \equiv \left(\frac{E_{0r}}{E_{0e}} \right)_{\parallel} = \frac{n_2 \cos \theta_e - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_e + n_1 \cos \theta_t}, \quad (3.7)$$

$$t_{\parallel} \equiv \left(\frac{E_{0t}}{E_{0e}} \right)_{\parallel} = \frac{2n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_e}. \quad (3.8)$$

Steht das \vec{E} -Feld senkrecht zur Einfallsebene, so haben die Fresnel-Gleichungen folgende Form:

$$t_{\perp} \equiv \left(\frac{E_{0t}}{E_{0e}} \right)_{\perp} = \frac{2n_2 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_t + n_1 \cos \theta_e}, \quad (3.9)$$

$$r_{\perp} \equiv \left(\frac{E_{0r}}{E_{0e}} \right)_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_e - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_e + n_2 \cos \theta_t}, \quad (3.10)$$

Unter Geltung des Snelliusschen Gesetzes ($n_1 \sin \theta_e = n_2 \sin \theta_t$) beinhalten diese Gleichungen die Winkel der einfallenden, reflektierten und transmittierten Wellen. Eine weitere Vereinfachung der Gleichungen 3.7, 3.8, 3.9 und 3.10 führt für dielektrische Medien zur folgenden Form [42]:

$$r_{\parallel} = + \frac{\tan(\theta_e - \theta_t)}{\tan(\theta_e + \theta_t)}, \quad (3.11)$$

$$t_{\parallel} = + \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_e}{\sin(\theta_e + \theta_t) \cos(\theta_e - \theta_t)}, \quad (3.12)$$

$$r_{\perp} = - \frac{\sin(\theta_e - \theta_t)}{\sin(\theta_e + \theta_t)}, \quad (3.13)$$

$$t_{\perp} = + \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_e}{\sin(\theta_e + \theta_t)}. \quad (3.14)$$

Der stets negative Amplitudenreflexionskoeffizient r_{\perp} , der senkrecht zur Einfallsebene steht, deutet auf unterschiedliche Vorzeichen der elektrischen Feldstärken E_{0r} und E_{0e} hin. Das bedeutet, dass bei der Reflexion am optisch dichteren Medium die elektrische Feldstärke ihr Vorzeichen wechseln muss. Dies entspricht einem Phasensprung von π . In restlichen Fällen tritt kein Phasensprung auf.

Im Weiteren werden Begriffe Transmissionsgrad T und Reflexionsgrad R eingeführt. Es wird ein Lichtstrahl, welcher eine Schar der elektromagnetischen Wellen darstellt, mit

einer beleuchteten Kreisfläche A_{kr} betrachtet. Dieser trifft mit einer Leistung $I_e A_{kr} \cos \theta_e$ auf eine ideale Grenzfläche. Entsprechend sind $I_r A_{kr} \cos \theta_r$ und $I_t A_{kr} \cos \theta_t$ die Leistungen des reflektierten und transmittierten Strahls. Das Verhältnis der reflektierten Leistung zur einfallenden Leistung wird als Reflexionsgrad R definiert:

$$R = \frac{I_r A_{kr} \cos \theta_r}{I_e A_{kr} \cos \theta_e} = \frac{I_r}{I_e} = \left(\frac{E_{0r}}{E_{0e}} \right)^2 = r^2 \quad (3.15)$$

Aufgrund des Reflexionsgesetzes verschwinden die Kosinusterme hier. Bei dem Transmissionsgrad, der als

$$T = \frac{I_t A_{kr} \cos \theta_t}{I_e A_{kr} \cos \theta_e} = \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_e} \left(\frac{E_{0t}}{E_{0e}} \right)^2 = \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_e} t^2 \quad (3.16)$$

definiert werden kann, werden sowohl die Materialeigenschaft des Mediums (n_2) berücksichtigt, in das die einfallende Strahlung transmittiert wird, als auch der Kosinusterm, da die Querschnitte der beleuchteten Flächen durch den Lichtstrahl in beiden Medien mit den Brechungsindices n_1 und n_2 nicht gleich sind [42].

Nun wird ein wichtiger Spezialfall betrachtet, bei dem das Licht senkrecht ($\theta_e = 0$) auf die Grenzfläche fällt. Dabei ist kein Unterschied zwischen einzelnen Komponenten mehr gegeben, da eine Einfallsebene nicht mehr definiert ist [92]:

$$R_{\perp} = R_{\parallel} = R,$$

$$T_{\perp} = T_{\parallel} = T.$$

Die Energierhaltung führt zum folgenden Ausdruck

$$R + T = 1, \quad (3.17)$$

unter Annahme, dass keine Absorption stattfindet. Die Fresnel-Gleichungen 3.10-3.8 vereinfachen sich für den Reflexionsgrad und den Transmissionsgrad wie folgt:

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (3.18)$$

$$T = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (3.19)$$

Beispielsweise beträgt der Reflexionsgrad der einfallenden Strahlung 4%, wenn das Licht auf eine Glas-Luft-Grenzfläche mit $n_1(\text{Luft})=1$ und $n_2(\text{Glas})= 1,5$ einfällt.

Elektromagnetische Wellen in einzelner Schicht

Nun werden Interferenzerscheinungen behandelt, die durch Lichtausbreitung in einer einzelnen, dünnen Schicht mit einem Brechungsindex n_2 entstehen. Das umgebende Medium hat einen Brechungsindex n_1 . Die Interferenzen werden durch Reflexion an der Vorderseite und Rückseite der dünnen Schicht hervorgerufen. Bei dieser Betrachtung werden folgende Annahmen getroffen. Es treten keine optischen Verluste durch Streuung an den Grenzflächen. Da es sich um kleine Reflexionsvermögen an der zu betrachtenden Schicht handelt, wird die Betrachtung auf Zweistrahlinterferenz beschränkt. Die Abbildung 3.2 zeigt schematisch Interferenz an einer dünnen Einzelschicht der Dicke d und mit dem Brechungsindex n_2 . Das Licht fällt unter einem Winkel θ_e auf die Schicht ein und breitet sich in der Schicht aufgrund des Brechungsgesetzes unter einem Winkel θ_t aus. Hierbei wird Interferenz der beiden reflektierten Teilstrahlen E_1 und E_2 näher betrachtet. Der erste Lichtstrahl wird von der oberen Grenzfläche reflektiert und der zweite von der unteren Grenzfläche. Dabei hinterlegt der erste Strahl den optischen Weg \overline{AD} und der zweite $\overline{AB} + \overline{BC}$. Für die Lage der Interferenzmaxima und -minima sind die Phasenverschiebung φ und der optische Gangunterschied Δs entscheidend [92].

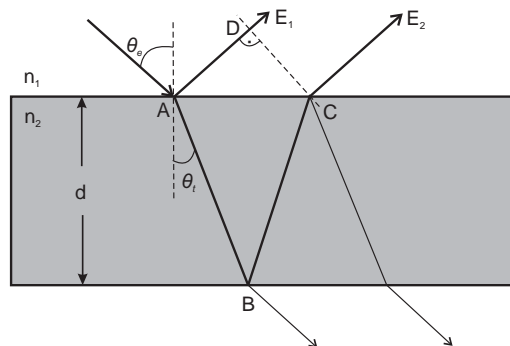


Abbildung 3.2.: Zweistrahlinterferenz an einer Einzelschicht: Das einfallende Licht wird zum Teil reflektiert und zum Teil transmittiert. Es wird Interferenz der beiden reflektierten Teilstrahlen E_1 und E_2 berücksichtigt.

Mathematisch lässt sich der optische Gangunterschied Δs wie folgt aufschreiben:

$$\Delta s = n_2(\overline{AB} + \overline{BC}) - n_1\overline{AD} \quad (3.20)$$

Die Strecken \overline{AB} und \overline{BC} sind gleich und die Summe der beiden lässt sich trigonometrisch unter Einbezug der Dicke der Schicht als $2 \cdot \frac{d}{\cos \theta_t}$ ausdrücken. Ferner wird die Strecke \overline{AD} trigonometrisch umgeformt zu:

$$\overline{AD} = 2d \tan \theta_t \cdot \frac{n_2}{n_1} \sin \theta_t.$$

Unter Berücksichtigung dieser Annahmen erhält die Gleichung 3.20 folgende Form:

$$\Delta s = \frac{2n_2 d}{\cos \theta_t} (1 - \sin^2 \theta_t) = 2n_2 d \cos \theta_t \quad (3.21)$$

Die Phasenverschiebung φ setzt sich aus dem Produkt des optischen Gangunterschieds und der Wellenzahl im Vakuum k_0 zusammen:

$$\varphi = k_0 \Delta s \quad (3.22)$$

Damit die Bedingung für Zweistrahlinterferenz der beiden reflektierten Teilstrahlen E_1 und E_2 erfüllt wird, kommt noch eine zusätzliche Phasenverschiebung zu der Gl. 3.30 hinzu. Dabei wird der Phasensprung $\pm\pi$, der an der Grenzfläche zum dichteren Medium auftritt, berücksichtigt. Dies ist genau der Fall bei der Reflexion des ersten Teilstrahls E_1 , da $n_2 > n_1$. Der zweite Teilstrahl E_1 erfährt keinen Phasensprung, da $n_1 < n_2$.

Die Gleichungen 3.21 und 3.30 mit $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ sowie der bereits erwähnte Phasensprung führen zur folgenden Beziehung:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot 2n_2 \cos \theta_t \pm \pi \quad (3.23)$$

Konstruktive Interferenz für beide reflektierten Teilstrahlen E_1 und E_2 tritt bei geradem Vielfachen von π auf, also bei $\varphi = 2m\pi$. Dabei ist $m \in \mathbb{N}_0$. Die Gl. 3.23 erhält somit die Form:

$$d \cos \theta_t = (2m + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (3.24)$$

wobei für die Wellenlänge im Medium $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_2}$ gilt.

Ist die Phasenverschiebung ein ungerades Vielfaches von π , nämlich $(2m \pm 1)\pi$, dann tritt destruktive Interferenz auf:

$$d \cos \theta_t = 2m \frac{\lambda}{4}. \quad (3.25)$$

3.1.2. DBR-Spiegel aus dielektrischen Materialien

DBR-Spiegel¹ ist eine periodische, vertikal angeordnete Multischichtstruktur, die aus alternierenden Schichten mit einem hohen (n_H) und einem niedrigen (n_L) Brechungsindex besteht. Ein DBR-Spiegel besitzt extrem hohe Reflektivität in einem bestimmten spektralen Bereich. Dieser Bereich wird als Stoppband bezeichnet. Die Zentralwellenlänge (λ_{DBR}) bestimmt die spektrale Lage des Stoppbandes des DBR-Spiegels. Um hohe Reflektivität zu erreichen, muss jede verwendete Schicht eine optische Schichtdicke von $\lambda_{DBR}/4$ haben. Die Berechnung der Dicken einzelner Schichten erfolgt über:

$$d_H = \frac{\lambda_{DBR}}{4n_H}, \quad d_L = \frac{\lambda_{DBR}}{4n_L}. \quad (3.26)$$

Die hohe Reflektivität des DBR-Spiegels basiert auf dem Prinzip der konstruktiven Interferenz. Die einfallende Strahlung (E_e) wird beim Durchgang durch den DBR-Spiegel an jeder Grenzfläche teilweise reflektiert, wobei schließlich konstruktive Interferenz reflektierter Teilstrahlen stattfindet. An jeder Grenzfläche zum hochbrechenden Material findet ein Phasensprung von π statt. Im umgekehrten Fall tritt kein Phasensprung auf. Die reflektierten Wellen erhalten einen gesamten Phasenunterschied von 2π oder 0 , wodurch die konstruktive Interferenz aller Wellen im Bereich um die Zentralwellenlänge λ_{DBR} zustande kommt. Abbildung 3.3 führt schematisch dieses Verhalten auf. Werden dielektrische Materialien zur Realisierung eines DBR-Spiegels verwendet, so kann eine Reflektivität bis zu 99,99 % erreicht werden. Diese Materialien sind nahezu absorptionsfrei. Ein Materialpaar aus einem niedrigen und einem hohen Brechungsindex wird als eine Periode bezeichnet.

Die maximale Reflexion eines DBR-Spiegel kann über folgenden Ausdruck berechnet werden [91, 93]:

$$R = \left(\frac{1 - (n_H/n_L)^{2p}(n_H^2/n_s)}{1 + (n_H/n_L)^{2p}(n_H^2/n_s)} \right)^2 \quad (3.27)$$

wobei n_H und n_L die Brechungsindices der beiden Schichten, n_s der Brechungsindex des Substrates und p die verwendete Periodenanzahl sind. Diese Gleichung gilt für eine gerade Periodenanzahl $2p$. Die Abbildung 3.4 (links) zeigt eine Anhängigkeit der Reflektivität von der Periodenanzahl. Je höher die Periodenanzahl eines DBR-Spiegels, desto schneller nähert sich die Reflektivität um die Zentralwellenlänge λ_{DBR} asymptotisch 100 %.

¹Die englische Bezeichnung des DBR-Spiegels "*distributed*" rührt von der verteilten Reflexion in den Grenzflächen der Multischichtstrukturen her und "*Bragg Reflector*" lässt sich über Gleichung 3.26 erklären, da die Herleitung aus der Bragg-Gleichung zur Beschreibung der Reflexion von Röntgenstrahlen in Kristallen kommt.

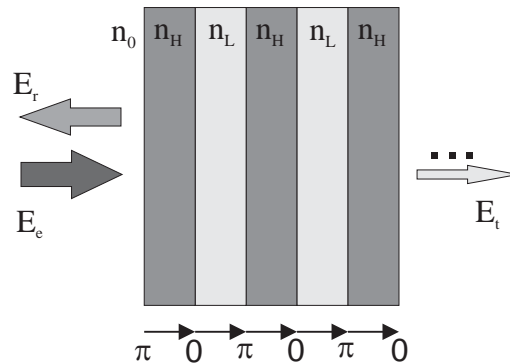


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung eines DBR-Spiegels: Die $\lambda_{DBR}/4$ -Schichten bestehen aus einem hochbrechenden (n_H) und einem niedrigbrechenden (n_L) Material. Der Phasensprung zur hochbrechenden Schicht beträgt π , ansonsten 0. Ein einlaufendes Feld E_e fällt senkrecht auf die Multischichtstruktur. Das elektrische Feld E_r wird reflektiert. Ein Anteil des Feldes E_t wird durch die Multischichtstruktur transmittiert.

Weiterhin hat der Brechungsindexkontrast $\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}$ des verwendeten Materialpaars einen Einfluss auf die spektrale Breite des Stoppbandes sowie auf die Höhe der erreichbaren Reflektivität.

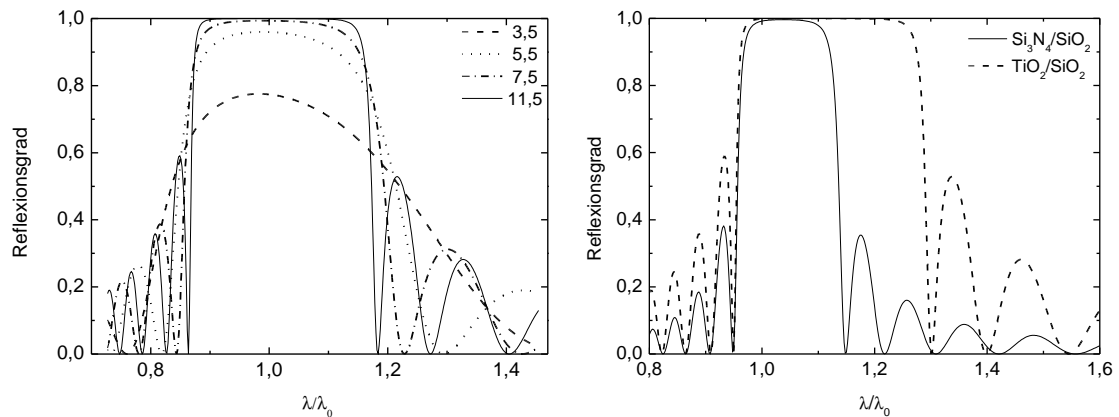


Abbildung 3.4.: Berechnete Reflektionsspektren eines DBR-Spiegels; Links: Abhängigkeit der Reflektivität von der Periodenanzahl. Es sind 3,5, 5,5, 7,5 und 11,5 Perioden dargestellt. Mit ansteigender Anzahl der Perioden nähert sich die Form des Stoppbandes einem Rechteck an. Rechts: Abhängigkeit der Reflektivität vom Brechungsindexkontrast. Es sind Stoppbänder für $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ - und $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Materialpaare gezeigt. Die Stoppbandbreite des $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels nimmt fast doppelte spektrale Breite ein.

In der Abbildung 3.4 (rechts) sind zwei Stoppbänder der unterschiedlichen DBR-Spiegel vorgestellt. Der erste DBR-Spiegel aus $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ mit einem Brechungsindexkontrast von 0,22 und 11 Perioden hat fast doppelte spektrale Breite. Der zweite DBR-Spiegel aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ benötigt 15 Perioden aufgrund des geringen Brechungsindexkontrastes von 0,16, um vergleichbare Reflektivität zu erreichen.

Die spektrale Breite des Stoppbandes eines DBR-Spiegels $\Delta\lambda_{DBR}$ ist über folgende Gleichung näherungsweise zu berechnen [93]:

$$\Delta\lambda_{DBR} = \frac{4\lambda_{DBR}}{\pi} \arcsin\left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}\right) \approx \frac{4\lambda_{DBR}(n_H - n_L)}{\pi(n_H + n_L)} \quad (3.28)$$

Der spektrale Verlauf der Reflektivität eines DBR-Spiegels kann mittels Transfer-Matrix-Methode (TMM) numerisch ermittelt werden. Die Grundlagen dieser Methode werden im Anhang A beschrieben. Alle in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungen optischer Eigenschaften von DBR-Spiegeln sowie von den Fabry-Pérot-Filtern werden mit einer *opensource*-Software namens “*OpenFilters*” durchgeführt, die auf TMM basiert.

3.1.3. Optische Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filters mit DBR-Spiegeln

Am Einfachsten lässt sich der Aufbau eines Fabry-Pérot-Filters mit zwei ebenen, planparallelen, hochreflektierenden Spiegeln realisieren, die in einem Abstand d_c voneinander angeordnet sind. Bei einem festen Abstand d_c handelt es sich um ein *Fabry-Pérot-Etalon*. Ist der Abstand variabel, dann spricht man von einem *Fabry-Pérot-Interferometer*. Der klassische Aufbau eines Fabry-Pérot-Interferometers ist in detaillierter Betrachtung unter [92] zu finden. Der Raum zwischen den Innenflächen beider Spiegel bildet einen Resonator, auch Kavität genannt. Es finden Vielfachreflexionen des einfallenden Lichts innerhalb der Kavität statt. Ist die Resonanzbedingung erfüllt, so bilden sich dort stehende Wellen aus, die vollständig transmittiert werden. Mathematisch lässt sich die Resonanzbedingung als ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge ausdrücken [42, 92]:

$$d_c = m \frac{\lambda_c}{2} \quad \text{mit } m \in \mathbb{N} \quad (3.29)$$

wobei λ_c die Wellenlänge, die von einem Fabry-Pérot-Filter transmittiert wird, m die Interferenzordnung, auch Mode genannt, und d_c die Kavitätshöhe des Fabry-Pérot-Filters sind. Abbildung 3.5 veranschaulicht den prinzipiellen Aufbau eines Fabry-Pérot-Filters mit zwei baugleichen DBR-Spiegeln. Innerhalb der Kavität sind drei unterschiedliche stehende Wellen gezeigt. Bei der ersten Mode ($m=1$) entspricht die physikalische Kavitätshöhe gerade einer halben Wellenlänge, die transmittiert wird.

3.1.3.1. Transmittierte Intensität eines idealen Fabry-Pérot-Filters

Handelt es sich um einen idealen Fabry-Pérot-Filter, dann enthalten DBR-Spiegel keine optischen Verluste, d. h. keine Absorption und keine Streuung. Sie sind hochreflektierend,

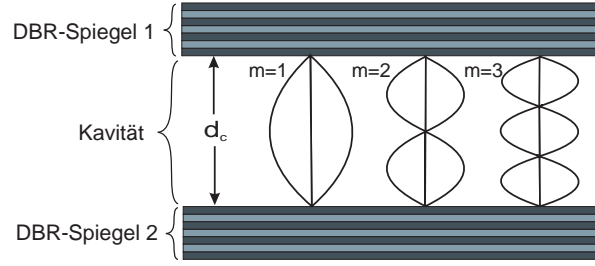


Abbildung 3.5.: Prinzipieller Aufbau eines Fabry-Pérot-Filters. Es wird dabei die Ausbildung stehender Wellen für die ersten drei Moden ($m=1, 2, 3$) in der Kavität gezeigt.

daher wird die Behandlung der Interferenzeffekte innerhalb der Kavität auf Mehrstrahlinterferenz erweitert. Die genaue Herleitung der Mehrstrahlinterferenz ist in den zahlreichen Lehrbüchern zu finden [42, 91, 92]. Bei einem Fabry-Pérot-Filter ist es besonders interessant, den transmittierten Anteil des einfallendes Lichts näher zu betrachten. Dieser Anteil dringt in die Kavität ein und wird mehrfach hin und her reflektiert und verlässt die Kavitätszone wieder, indem er zum Teil an der ersten Grenzfläche und zum Teil an der zweiten Grenzfläche transmittiert wird. Zwei benachbarte transmittierte Strahlen erfahren eine Phasenverschiebung φ von

$$\varphi = \frac{4\pi d_c n}{\lambda_c} \cos\theta_t, \quad (3.30)$$

wobei n der Brechungsindex des Resonatormediums und θ_t der Ausbreitungswinkel des Lichts in der Kavität sind. Wird dabei Luftkavität ($n=1$) anstelle eines Mediums eingesetzt, so ist der Brechungsindexkontrast maximal.

Die transmittierte Intensität I_t ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$I_t = I_0 \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\varphi/2)} \quad (3.31)$$

Da die Spiegel keine Absorption ($A=0$) enthalten, kann die Intensität durch die Gleichung $1 = R + T$ vereinfacht werden zu:

$$\mathcal{A}(\theta) = \frac{I_t}{I_0} = \frac{1}{1 + F \sin^2(\varphi/2)} \quad (3.32)$$

Es wird der sogenannte Finesse-Koeffizient $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ eingeführt. Die Gleichung 3.32 stellt die *Airy*-Funktion \mathcal{A} dar. Diese zeigt die Abhängigkeit der transmittierten Intensität eines Fabry-Pérot-Filters von der Reflektivität R der verwendeten Spiegel und von der Phasenverschiebung φ . Abbildung 3.6 stellt die Airy-Funktion für verschiedene Reflektiviti-

täten graphisch dar, wobei die transmittierte Intensität sich für eine Phasenverschiebung φ von -3π bis 3π verteilt.

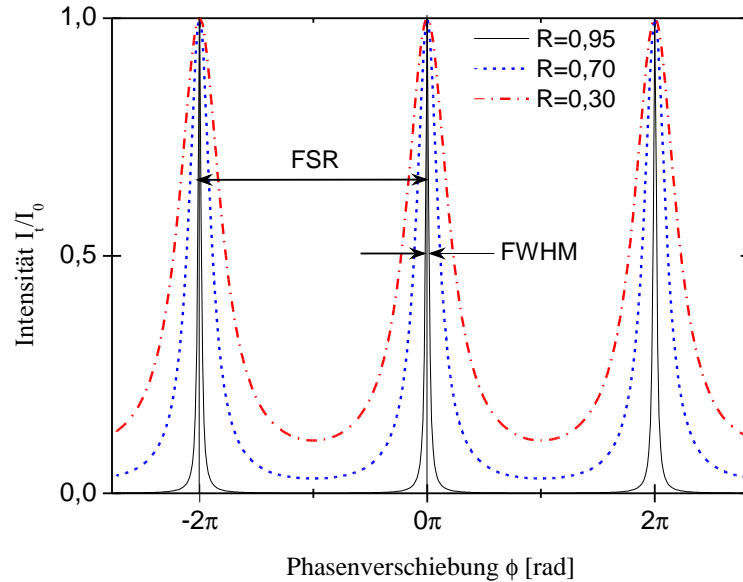


Abbildung 3.6.: Airy-Funktion: Transmittierte Intensität als Funktion der Phasenverschiebung φ , dargestellt für drei verschiedene Reflektivitäten ($R = 0,30$, $0,70$ und $0,95$). Der Abstand zwischen zwei Transmissionsmaxima wird freier Spektralbereich (FSR) genannt. Die Breite des Transmissionsmaximums, bei dem seine Intensität auf die Hälfte abfällt, wird als Halbwertsbreite FWHM definiert.

Die Transmissionsmaxima treten jeweils an den Stellen $\varphi = 2m\pi$ auf, d. h. bei -2π , 0 und 2π , wobei sie immer einen Wert von 1 erreichen. Dies bedeutet, dass die gesamte Intensität unabhängig von der Reflektivität der Spiegel transmittiert wird. Sie ist das Ergebnis der stark transmittierten Welle, die aufgrund der konstruktiven Interferenz zahlreicher, mehrfach reflektierter Teilwellen entsteht. Ferner nimmt die Reflektivität keinen Einfluss auf die Periodizität der Funktion, sondern nur auf die Breite der Transmissionsmaxima (im Folgenden als Halbwertsbreite FWHM definiert). Für sehr hohe Werte von R und somit für F erhält man sehr scharfe Transmissionslinien.

3.1.3.2. Charakteristische Größen eines Fabry-Pérot-Filters

Die Qualität eines Fabry-Pérot-Filters wird über folgende charakteristische Größen beschrieben: die Halbwertsbreite (FWHM), den freien Spektralbereich (FSR²), die Finesse \mathcal{F} , der Mode und das Auflösungsvermögen \mathcal{R}

²Engl. Free Spectral Range

Halbwertsbreite FWHM

Als einer der wichtigsten Parameter eines Fabry-Pérot-Filters beschreibt die Halbwertsbreite FWHM die spektrale Breite des Transmissionsmaximums, bei der die maximale Intensität auf die Hälfte abfällt (siehe Abb. 3.6). Im Frequenzbereich beträgt die Halbwertsbreite:

$$\Delta f_{FWHM} = \frac{c \arcsin\left(\sqrt{\frac{1}{F}}\right)}{\pi n d_c \cos \theta}, \quad (3.33)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Medium, F der Finesse-Koeffizient, n der Brechungsindex des Mediums zwischen den beiden Spiegeln und d_c die Kavitätshöhe sind. Unter der Annahme, dass das Licht auf den Fabry-Pérot-Filter senkrecht einfällt und der Finesse-Koeffizient $F \gg 1$ sehr groß ist, vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\text{FWHM: } \Delta f_{FWHM} = \frac{c}{\pi n d_c \sqrt{F}} \quad (3.34)$$

Zur Verdeutlichung, wie die Halbwertsbreite FWHM von der Reflektivität R der DBR-Spiegel und der Interferenzordnung m im Wellenlängenbereich abhängt, führt folgende Gleichung [8]:

$$\text{FWHM} = \frac{\lambda(1-R)}{m\pi\sqrt{R}} \quad (3.35)$$

Freier Spektralbereich FSR

Der freie Spektralbereich FSR wird als Abstand zwischen zwei benachbarten Moden m und $m+1$ im Frequenzbereich definiert. Unter der Bedingung

$$\sin \frac{\varphi}{2} = 0 \quad (3.36)$$

wird die Airy-Funktion im Transmissionsspektrum maximal (vergleiche Abb. 3.6). Gleichung 3.36 wird dann null, wenn der Ausdruck $\varphi/2$ ein ganzzahliges Vielfaches von π ist. Dies gilt für φ_{max} :

$$\varphi_{max} = m \cdot 2\pi \quad \text{mit } m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.37)$$

Das Einsetzen dieser Bedingung in die Gleichung 3.30 und das Auflösen der Gleichung nach der Wellenlängen, für die die Airy-Funktion ihr Maximum annimmt, führt zu:

$$\lambda_{0,max} = \frac{2nd}{m} \cos \theta \quad \text{mit } m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.38)$$

Da der freie Spektralbereich im Allgemeinen im Frequenzbereich angegeben wird, lässt sich die Gleichung 3.38 mit der Beziehung $f = c_0/\lambda_0$ wie folgt formulieren:

$$f_{0,max} = \frac{mc_0}{2nd \cos \theta} \quad \text{mit } m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.39)$$

Der freie Spektralbereich FSR ergibt sich zu:

$$\text{FSR} := \Delta f_{(m+1)-m} = \frac{c_0}{2nd \cos \theta} \quad (3.40)$$

Unter senkrechtem Lichteinfall vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$\text{FSR} := \frac{c_0}{2nd} \quad (3.41)$$

Im Wellenlängenbereich sieht der freie Spektralbereich FSR wie folgt aus [8]:

$$\text{FSR} := \frac{\lambda}{m+1} \quad (3.42)$$

Finesse \mathcal{F}

Bei der spektroskopischen Anwendung der Fabry-Pérot-Filter spielt die Finesse \mathcal{F} eine bedeutende Rolle. Sie ist als das Verhältnis vom freien Spektralbereich FSR zu der Halbwertsbreite FWHM definiert. Setzt man die zuvor hergeleiteten Ausdrücke der beiden Größen (Gl. 3.34 und Gl. 3.41) ein, so lässt sich die Finesse für ein Fabry-Pérot-Filter wie folgt formulieren:

$$\mathcal{F} = \frac{\text{FSR}}{\text{FWHM}} = \frac{2\pi\sqrt{F}}{4} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.43)$$

Gleichung 3.43 zeigt die Abhängigkeit der Finesse \mathcal{F} ausschließlich von der Reflektivität R der Spiegel. Sie ist ein Maß für die Qualität des Fabry-Pérot-Filters.

Auflösungsvermögen \mathcal{R}

Mittels Auflösungsvermögens wird beurteilt, ob ein Spektrometer eine bestimmte Wellenlänge auflösen kann. Das Auflösungsvermögen \mathcal{R} erfüllt das Rayleigh-Kriterium. Dieses besagt, dass zwei spektrale Linien noch dann aufzutrennen sind, wenn ihr Abstand

mindestens der Linienbreite des Fabry-Pérot-Etalons entspricht. Die Abbildung 3.7 veranschaulicht dieses Verhalten.

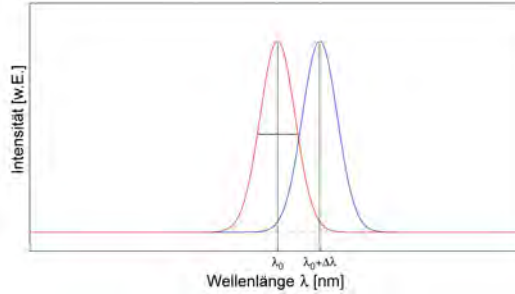


Abbildung 3.7.: Schematische Darstellung des minimalen Abstands zwischen zwei Transmissionslinien (entnommen aus [42]). Nach dem Rayleigh-Kriterium lassen sich zwei Spektrallinien (bei λ_0 und $\lambda_0 + \Delta\lambda$) noch dann getrennt detektieren, wenn ihr spektraler Abstand mindestens der Halbwertsbreite FWHM der Transmissionslinie entspricht.

Das Auflösungsvermögen \mathcal{R} entspricht dem Verhältnis der Wellenlänge, bei der das Maximum auftritt, zur Halbwertsbreite des Transmissionssignals:

$$\mathcal{R} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{0,FWHM}} = m \frac{2\pi\sqrt{F}}{4} = m\mathcal{F} \quad (3.44)$$

Die Gl. 3.44 zeigt, dass das Auflösungsvermögen eines Fabry-Pérot-Filters zur Finesse \mathcal{F} und zur Interferenzordnung m proportional ist.

3.1.3.3. Fabry-Pérot-Filter mit DBR-Spiegeln

An dieser Stelle wird der Zusammenhang zwischen den vorgestellten charakteristischen Größen am Beispiel eines Fabry-Pérot-Filters mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln detailliert beleuchtet. Die Zentralwellenlänge λ_{DRB} der verwendeten DBR-Spiegel liegt bei 1000 nm. Sie entspricht wiederum der transmittierten Wellenlänge λ_c des Fabry-Pérot-Filters. Abbildung 3.8(a) zeigt ein typisches Transmissionsspektrum, welches für einen Fabry-Pérot-Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln aus 9,5 Perioden berechnet wurde. Eine Änderung der Reflektivität der DBR-Spiegel von 2 % nimmt bereits Einfluss auf die Halbwertsbreite FWHM der Transmissionslinie. Die Darstellung der Transmissionslinie für drei verschiedene Reflektivitäten ist in Abb. 3.8(b) gezeigt. Außer der Reflektivität beeinflusst ebenso die Kavitätshöhe d_c die Halbwertsbreite FWHM. Je größer die gewählte Kavitätshöhe ist, desto schmaler ist die Transmissionslinie. Abb. 3.8(c) veranschaulicht diese Abhängigkeit für vier verschiedene Kavitätshöhen ($0,5\lambda_c$, $1,0\lambda_c$, $2,0\lambda_c$ und $4,0\lambda_c$). Die Vergrößerung der Kavitätshöhe führt zudem zur Abnahme des freien Spektralbereichs FSR (siehe Abb. 3.8(d)). Bedingt durch die Anwendungsanforderungen soll daher stets

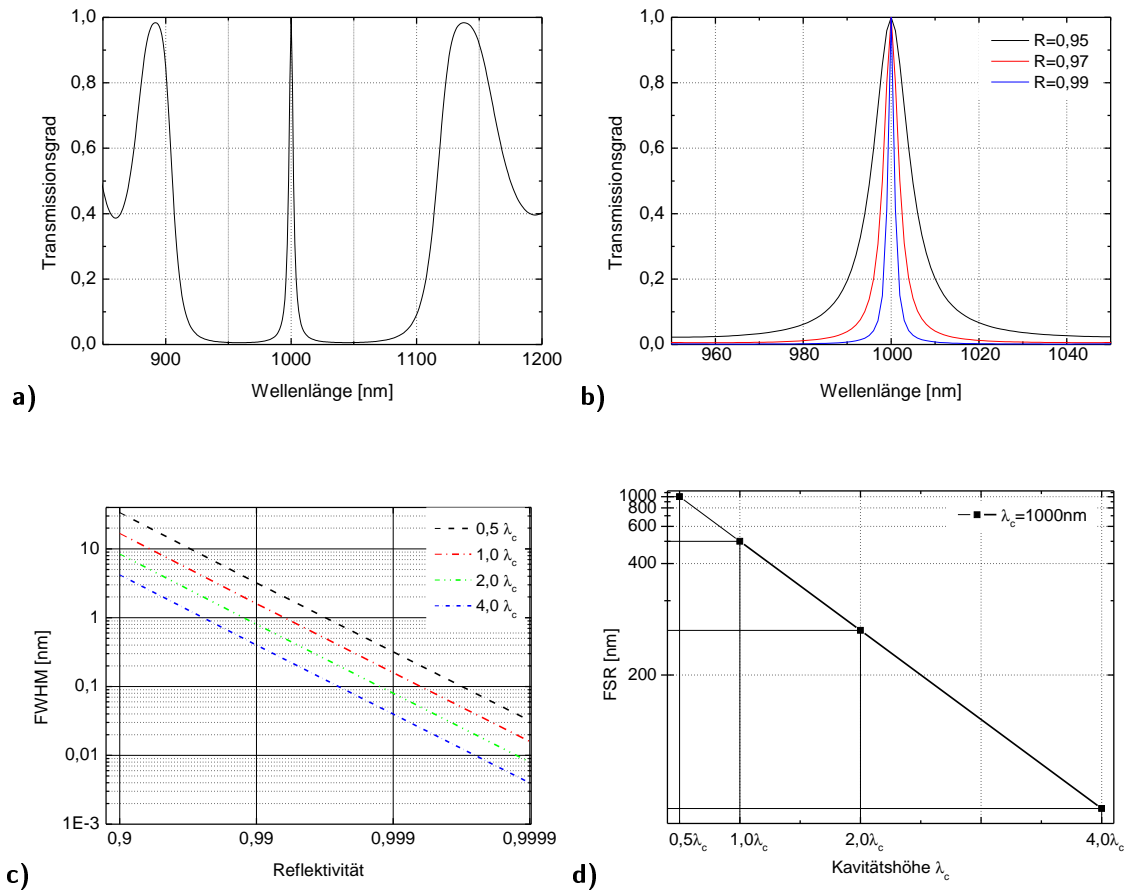


Abbildung 3.8.: Abhängigkeit der Qualität des Fabry-Pérot-Filters von der Reflektivität der DBR-Spiegel und der Kavitätshöhe λ_c : a) berechnetes Transmissionspektrum eines Fabry-Pérot-Filters mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 9,5 Perioden und $0,5\lambda_c$ -Luftkavität. b) Mit steigender Reflektivität der DBR-Spiegel nimmt die Halbwertsbreite FWHM ab; c) Abhängigkeit der Halbwertsbreite FWHM von der Reflektivität eines DBR-Spiegels für verschiedene Kavitätshöhen ($0,5\lambda_c$, $1,0\lambda_c$, $2,0\lambda_c$ und $4,0\lambda_c$); d) Abhängigkeit des freien Spektralbereichs FSR von der Kavitätshöhe λ_c ; Alle Berechnungen wurden für eine Wellenlänge $\lambda_c=1000\text{nm}$ durchgeführt.

ein Kompromiss beim Design eines Fabry-Pérot-Filters aus dielektrischen Materialien bezüglich der gewählten Reflektivität der DBR-Spiegel und gewählter Kavitätshöhe d_c geschlossen werden.

Die bisherige Betrachtung der physikalischen Zusammenhänge im Fabry-Pérot-Filter beruht auf einem Idealfall. Unter realen Bedingungen können sämtliche Abweichungen auftreten, welche die Qualität des Fabry-Pérot-Filters beeinträchtigen können. Ist die Absorption im DBR-Spiegel zu stark, so sinkt seine Reflektivität. Die Absorption innerhalb der Kavität führt zu Verlusten der transmittierten Intensität. Eine detaillierte Behandlung dieser Zusammenhänge ist beispielsweise in [41, 93] zu finden.

In der Praxis können beide DBR-Spiegel durch technologische Realisierung eines Fabry-

Pérot-Filtern eine nicht planparallele Stellung zueinander aufweisen. Es kann eine Verkrümmung, Schiefstellung oder Rauigkeit der Oberflächen im DBR-Spiegel auftreten. Diese Abweichungen von der idealen Geometrie der Kavität können nach [8, 86] zur Abnahme der Finesse eines Fabry-Pérot-Filtern führen. So verursacht z. B. eine Schiefstellung des oberen DBR-Spiegels eine Abnahme der Intensität sowie eine Verbreiterung der Transmissionslinie.

Ferner ist die Winkelabhängigkeit des auf den Fabry-Pérot-Filter einfallenden Lichts zu beachten. Je nach Einfallswinkel wird die Transmissionslinie unterschiedlich stark blau verschoben [70, 93, 95].

3.1.4. Mechanische Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filtern mit DBR-Spiegeln

3.1.4.1. Elektrostatische Aktuation

Optische Durchstimmung der Fabry-Pérot-Filtern kann dadurch erreicht werden, dass der obere DBR-Spiegel mikromechanisch ausgelenkt wird. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird dafür elektrostatische Aktuation verwendet. Außer der elektrostatischen Aktuation kann die mikromechanische Auslenkung mittels thermischer Aktuation ausgeführt werden. Allerdings, wie im Stand der Technik gezeigt (vgl. Kap. 2), ist diese Aktuationsart nur bedingt für den spektroskopischen Einsatz geeignet, da damit nur ein schmaler spektraler Bereich durchstimmbar ist. Für den spektroskopischen Einsatz soll jedoch ein möglichst großer optischer Durchstimmbereich erreicht werden.

Durch die mikromechanische Auslenkung des oberen DBR-Spiegels wird die Kavitätshöhe d_c variiert, wodurch die Resonanzbedingung im Fabry-Pérot-Filtern geändert wird und somit die Transmission unterschiedlicher Wellenlängen ermöglicht wird. Abbildung 3.9 veranschaulicht dieses Verhalten.

Das Prinzip der elektrostatischen Aktuation beruht auf den elektrostatischen Kräften, die zwischen zwei an den Fabry-Pérot-Filtern angebrachten Elektroden herrschen. Die Funktionsweise kann näherungsweise mit dem Modell eines Plattenkondensators beschrieben werden (vgl. Abb. 3.10). Zwischen zwei Kondensatorplatten, die eine Fläche A_{el} haben und in einem Abstand d voneinander angeordnet sind, wird eine konstante Spannung U angelegt, wodurch beide Kondensatorplatten aufgeladen werden. Die Kapazität C dieses Plattenkondensators ist gegeben durch [96]

$$C = \frac{\varepsilon_0 A_{el}}{d - \Delta x},$$

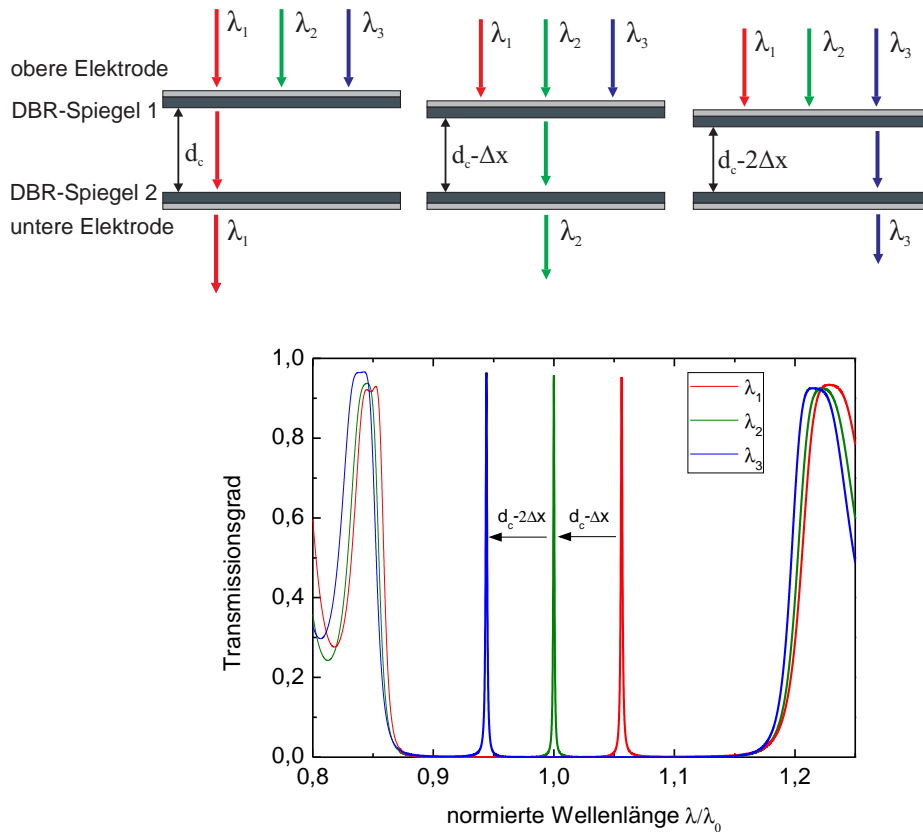


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung der mikromechanischen Auslenkung eines Fabry-Pérot-Filters mit einer Kavitätshöhe d_c : Durch elektrostatische Aktuation wird der Abstand zwischen zwei DBR-Spiegeln geändert (oben). Eine Verringerung der Kavitätshöhe d_c führt zur Änderung der spektralen Position der Transmissionslinie. Sie wird zu kürzeren Wellenlängen verschoben (unten).

wobei ε_0 die Permittivität im Vakuum und Δx die Auslenkung sind, die die obere Platte erfährt. Die Auslenkung entsteht durch Einwirken der elektrostatischen Kraft F_{el} , die durch das erzeugte elektrische Feld nach Anlegen der Spannung entsteht. Die elektrostatische Kraft F_{el} kann als partielle Ableitung der im Kondensator gespeicherten Energie $E = \frac{1}{2}C \cdot U^2$ nach der Auslenkung berechnet werden:

$$F_{el} = -\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon A_{el} U^2}{(d - \Delta x)^2} \quad (3.45)$$

Bei der Auslenkung der beweglichen Kondensatorplatte entsteht eine entgegenwirkende Rückstellkraft F_m mit einer Federkonstanten k_f . Im Idealfall ist sie zur Auslenkung Δx proportional und befolgt das Hooke'sche Gesetz:

$$F_m = -k_f \cdot \Delta x \quad (3.46)$$

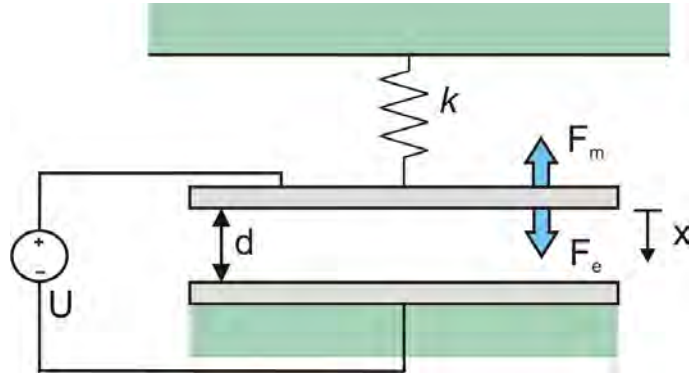


Abbildung 3.10.: Modell eines elektrostatischen Parallel-Plattenkondensators, entnommen aus [97].

Ansonsten wirkt zusätzlich eine durch das nicht ideale elastische Verhalten der oberen Platte hervorgerufene Dämpfung c auf die Platten ein. Außerdem wird die Masse der Elektroden M in die Berechnung einbezogen. Auf diese Weise ergibt sich eine lineare Differenzialgleichung für die Betrachtung der im Plattenkondensator herrschenden Kräfte:

$$\frac{1}{2} \frac{\varepsilon A_{el}}{(d - \Delta x)^2} U^2 - k \Delta x - c \frac{\partial x}{\partial t} - M \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = 0 \quad (3.47)$$

Bei der statischen Betrachtung können jedoch die Dämpfung c und die Elektrodenmasse M , da diese hinreichend klein sind, vernachlässigt werden. Im Gleichgewicht heben sich die elektrostatische Kraft und die Rückstellkraft gegenseitig auf, so dass die benötigte Aktuationsspannung wie folgt berechnet wird, um die obere Kondensatorplatte um die Wegstrecke Δx auszulenken:

$$U = \sqrt{\frac{2k\Delta x}{\varepsilon_0 A_{el}}} (d - \Delta x) \quad (3.48)$$

Aufgrund unterschiedlicher Abhängigkeiten der elektrostatischen (vgl. Gl. 3.45) und der mechanischen (vgl. Gl. 3.46) Kräfte von der Auslenkung Δx wächst die elektrostatische Anziehung der Elektroden mit sinkendem Abstand quadratisch an, wobei die mechanische Rückstellkraft nur linear entgegen wirkt. Das Kräftegleichgewicht herrscht nur bis zu einer gewissen Wegstrecke. Sobald dieses durch weiter ansteigende Spannung verlassen wird, tritt ein instabiler Zustand ein und die Kondensatorplatten oder im realen Fall die beiden DBR-Spiegel können irreversibel aufeinandertreffen. Für dieses Verhalten ist der sogenannte *Pull-In*-Effekt verantwortlich. Die Aktuation kann bis zu einer Grenzspannung, der sogenannten *Pull-In*-Spannung U_{PI} , betrieben werden, ohne dass

der *Pull-In*-Effekt auftritt [97, 98]:

$$U_{PI} = \sqrt{\frac{8kd^3}{27\varepsilon_0 A_{el}}} \quad (3.49)$$

In diesem Zusammenhang beträgt der kritische Abstand zwischen den Elektroden immer $x_{kritisch} = \frac{2}{3}d$ und somit macht die maximal mögliche Auslenkung ein Drittel des ursprünglichen Elektrodenabstandes aus.

3.1.4.2. Mechanische Spannung in dünnen Schichten

Im Allgemeinen ist die mechanische Spannung σ (Engl. *stress*) als das Verhältnis der einwirkenden Kraft \vec{F} auf die Querschnittsfläche A_{Fl} eines Körpers definiert [99]:

$$\sigma = \frac{\vec{F}}{A_{Fl}}$$

Wird ein eindimensionaler Fall betrachtet, so wirkt diese Kraft auf die Länge des gewählten Stabes l ein und verursacht dessen Dehnung oder Stauchung, wobei eine Längenänderung Δl entsteht [100]. Somit ist die Dehnung ε als $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$ gegeben. Zwischen der mechanischen Spannung σ und der Dehnung ε besteht nach dem Hooke'schen Gesetz ein linearer Zusammenhang

$$\sigma = E\varepsilon.$$

Hierbei wird E als Elastizitätsmodul (Engl. *Young's Modulus*) definiert. Die Proportionalität zwischen diesen beiden Größen besteht nur bis zu einem Grenzbereich, in dem nach einer Krafteinwirkung auf den Körper die verursachte Dehnung reversibel ist. Die verursachte Verformung bildet sich nach dem Entfernen der anliegenden Kraft vollständig zurück. Wird hingegen die Elastizitätsgrenze überschritten, dann bleibt der Körper in einer dauerhaften Verformung. Eine weitere Einwirkung der Kraft auf den Körper führt zu seinem Zerreißen. Zusätzlich zur Längenänderung ändert sich durch Krafteinwirkung die Dicke des Körpers d , die senkrecht zur Länge ist. Die sogenannte Poissonzahl ν (oder Querkontraktionszahl) beschreibt das Verhältnis beider Änderungen:

$$\nu = -\frac{\Delta d/d}{\Delta l/l}$$

Sowohl der Elastizitätsmodul E als auch die Poissonzahl ν sind Materialkonstanten [101].

Der Fokus der in dieser Arbeit zu untersuchenden mechanischen Eigenschaften liegt in der Untersuchung der mechanischen Spannung in dünnen dielektrischen Schichten. Dabei wird angenommen, dass ein Schichtsystem in die vertikale Richtung (z-Richtung) relaxieren kann und nur der Spannungszustand in der lateralen Richtung (x-y-Ebene) betrachtet wird [102]. In diesem Fall ist der Spannungszustand einer dünnen Schicht biaxial, wobei folgende Annahmen gelten:

$$\sigma_{zz} = 0 \quad (3.50)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma \quad (3.51)$$

Die durch mechanische Spannungen im Schichtsystem verursachte Dehnung ε_{xx} und ε_{yy} des Substrats wird durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{E} - \nu \frac{\sigma_{yy}}{E}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\sigma_{yy}}{E} - \nu \frac{\sigma_{xx}}{E} \quad (3.52)$$

Gleichungen 3.51 und 3.52 ergeben eine vereinfachte Darstellung für die mechanische Spannung im biaxialen Fall:

$$\sigma = \frac{E}{1 - \nu} \varepsilon \quad (3.53)$$

In diesem Fall ist der Ausdruck $\frac{E}{1 - \nu}$ der biaxiale Elastizitätsmodul, welcher seine Anwendung in der sogenannten Stoney-Gleichung [103] zur Berechnung der mechanischen Spannung in dünnen Schichten³ bzw. Schichtsystemen findet:

$$\sigma = \frac{1}{6R_{kr}} \frac{E_s d_s^2}{(1 - \nu_s) d_f}. \quad (3.54)$$

Hierbei ist R_{kr} der Krümmungsradius des Substrates und somit auch der Beschichtung. Weitere relevante Größen sind die Substratdicke d_s und die Dicke der Schicht d_f . Die Materialkonstanten E_s und ν_s beziehen sich auf das Substrat, auf dem die dünne Schicht abgeschieden ist. Tabelle 3.1 fasst einige Materialkonstanten zusammen, die zur Bestimmung der mechanischen Spannung in Rahmen dieser Arbeit relevant sind. Auf die Messmethode wird im Kapitel 4.2.4 später eingegangen.

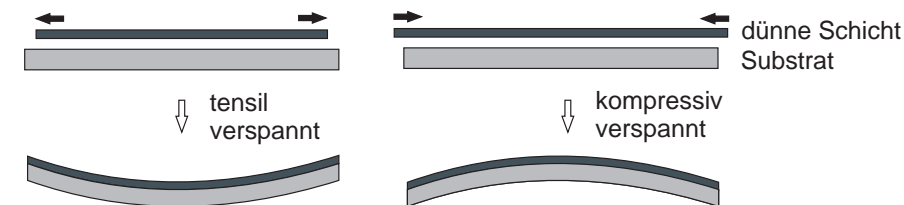
Die Schichtspannung wirkt sich auf zwei Arten auf das Substrat aus. Durch die abgeschiedene Schicht kann das Substrat nach unten gekrümmt werden, da die dünne Schicht

³Die mechanische Spannung in dünnen Schichten wird üblicherweise in MPa angegeben.

Tabelle 3.1.: Relevante Materialkonstanten zur Berechnung der mechanischen Spannung in verwendeten Schichten (entnommen aus [104, 105, 106, 107]).

Material	Elastizitätsmodul E (in GPa)	Poissonzahl ν	linearer Wärmeausdehnungskoeffizient α (in 10^{-6} K^{-1})
Kristallines Silizium	180,5	0,28	2,6
Floatglas	70	0,20	8,7
Siliziumnitrid	310	0,24	3,4
Siliziumoxid	83	0,17	0,5

versucht, sich auf der Oberfläche des Substrats auszudehnen. In diesem Fall handelt es sich um eine kompressive Spannung (Druckspannung) und sie nimmt negative Werte an ($\sigma < 0$). Bei einer tensilen Spannung (Zugspannung) versucht sich die abgeschiedene Schicht zusammenzuziehen und das Substrat wird demzufolge nach oben gekrümmt. Die mechanische Spannung wird nun positiv ($\sigma > 0$). Abbildung 3.11 veranschaulicht diese Zusammenhänge.

**Abbildung 3.11.:** Schematische Darstellung verschiedener Arten der mechanischen Spannung in einer dünnen Schicht (tensil oder kompressiv). Die Pfeile oben deuten auf die Kräfteeinwirkung, die während der Deposition in der auf dem Substrat wachsenden Schicht entsteht. Die mechanische Spannung ist die Ursache der unterschiedlichen Verformung des Substrats.

Bei den hier betrachteten Spannungen in dünnen Schichten handelt es sich um Eigenspannungen oder Restspannungen (Engl. *residual stress*). Sie liegen dann vor, wenn der Einfluss der äußeren Kräfte oder Momente ausgeschlossen ist. Sie entstehen allein durch innere Mikrostruktur und Herstellungsbedingungen [99]. Hinsichtlich des Erstreckungsbereichs der Eigenspannungen wird zwischen Makrospannungen und Mikrospannungen unterschieden. Vor allem amorphe Schichten lassen sich über Bestimmung deren Makrospannung gut charakterisieren.

Über die Stoney-Gleichung (Gl. 3.54) ist es möglich, Makrospannungen in den Schichten zu berechnen, was den Schwerpunkt der Untersuchungen von mechanischen Eigenschaf-

ten in den dielektrischen Schichten in dieser Arbeit ausmacht. Dabei handelt sich um intrinsischen Spannungsanteil σ_{int} . Die Gesamtspannung σ_{ges} wird jedoch noch vom extrinsischen Spannungsanteil σ_{ext} beeinflusst, so dass sie aus

$$\sigma_{ges} = \sigma_{int} + \sigma_{ext} \quad (3.55)$$

zusammengesetzt wird [108, 109]. Bei der extrinsischen Spannung handelt sich in diesem Fall um thermische Spannung ($\sigma_{ext} = \sigma_{th}$), die aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen dem Substrat α_s und der zu deponierenden Schicht α_f entsteht. Die Abscheidungstemperatur eines Depositionsprozesses ist oft höher als die Anwendungstemperatur. Das Schichtsystem wird nach dem Herstellungsprozess auf die Anwendungstemperatur, meist Raumtemperatur, wieder abgekühlt, sodass innerhalb der Beschichtung mechanische Spannungen entstehen [108]:

$$\sigma_{ext} = \frac{E_f}{1 - \nu_f} (\alpha_f - \alpha_s) \Delta T \quad (3.56)$$

Ist die Temperaturänderung ΔT zu groß oder die thermischen Ausdehnungskoeffizienten zu unterschiedlich, kann es bis zum Ablösen der Schicht kommen.

3.2. Grundlagen zur Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von Halbleitern

Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke trägt einen fundamentalen Charakter. Die ersten Berechnungen der Temperaturabhängigkeit wurden von Fan [110] und Antoncik [111] unternommen. Allerdings waren die benutzten Modelle der Bandstruktur noch nicht vollständig. Shindo [112], Kim [113] und Herman [14] präsentierten später Beiträge, die vollständig die Bandlückenverschiebung in Halbleitern unter Temperatureinfluss erklären konnten. Werden Funktionen von Temperatur T , Volumen V und Druck p als Materialeigenschaften im thermodynamischen Gleichgewicht betrachtet, so können z. B. T und V als unabhängige Variablen behandelt werden. Da die meisten Depositionsprozesse von dünnen Schichten unter konstantem Druck verlaufen, kann die Temperaturabhängigkeit der Bandlückenenergie $E_g(T)$ wie folgt ausgedrückt werden [14, 112]:

$$\left(\frac{\partial E_g}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial E_g}{\partial T} \right)_V + 3\alpha_T V \left(\frac{\partial E_g}{\partial V} \right)_T, \quad (3.57)$$

wobei α_T als linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient in die Gleichung eingeht. Der erste Term beschreibt Vorgänge, die eine Verschiebung der Bandlücke unter Temperatu-

reinfluss beim konstanten Volumen hervorrufen, und der zweite Term ist für die Wechselwirkungen zuständig, die unter konstanter Temperatur verlaufen. Hierbei sind folgende Wechselwirkungen innerhalb des Kristallgitters hervorzuheben, die einen Beitrag zur Temperaturabhängigkeit der Bandlücke im Halbleiter liefern:

- Thermische Ausdehnung: Mit wachsender Temperatur dehnt sich das Kristallgitter aus. Dabei ändert sich die Gitterkonstante, wodurch sich die elektronische Bandstruktur verschiebt. Am Beispiel der Bandaufspaltung im Diamant zeigt die Abbildung 3.12 anschaulich, wie eine Zunahme des interatomaren Abstands zur Abnahme von E_g führt. Im Vergleich zu weiteren Beiträgen liefert dieser Beitrag einen geringen Anteil zur Verschiebung der Bandlücke (der zweite Term in der Gl. 3.57).
- Debye-Waller-Faktor: Mit wachsender Temperatur vergrößert sich die mittlere quadratische Schwingungsamplitude der Atome um ihre Gleichgewichtslage. Bei der Berechnung der Bandstruktur geht diese Schwingungsamplitude als Debye-Waller-Faktor des Strukturformfaktors in das Pseudopotenzial ein [113]. Bei 0 K ist der Debye-Waller-Faktor maximal. Steigt die Temperatur an, so wird dieser Faktor kleiner und trägt wiederum zur thermischen Ausdehnung bei.
- Elektron-Phonon-Wechselwirkung: Die Temperaturabhängigkeit der Phononenverteilung führt zur Erniedrigung des effektiven Potenzials. Der erste Anteil dieser Wechselwirkung ist auf die Selbstenergie zurückzuführen.

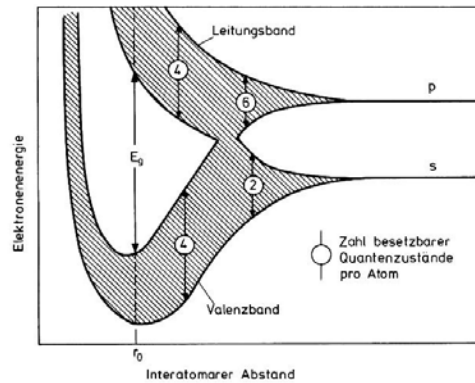


Abbildung 3.12.: Schematischer Verlauf der Bandstruktur in Abhängigkeit vom interatomaren Abstand (nach [114]).

Eine phänomenologische Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Bandlückenenergie wurde von Varshni [115] als

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (3.58)$$

mit Materialkonstanten α , β und Bandlückenenergie $E_g(0)$ bei 0 K gegeben. Nach Varshni

3. Relevante theoretische Grundlagen

[115] gelten beispielsweise für GaAs folgende Werte: $\alpha = 8,87 \cdot 10^{-4}$ eV/K, $\beta = 572$ K und $E_g(0) = 1,5216$ eV.

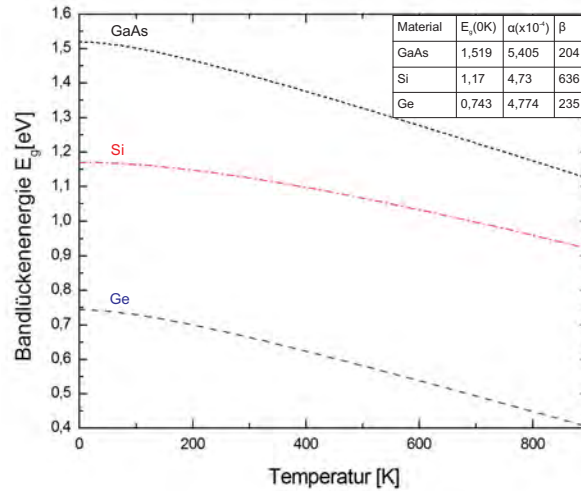


Abbildung 3.13.: Temperaturabhängigkeit der Bandlückenenergie von GaAs, Si und Ge. Die Materialkonstanten α , β und Bandlückenenergie E_g bei 0 K wurden aus [116] entnommen.

Obwohl die Parameter α und β keine direkte physikalische Bedeutung haben, liefert diese Gleichung eine gute Näherung der Temperaturabhängigkeit zu den experimentellen Ergebnissen. Die Abbildung 3.13 zeigt graphisch die Bandlückenenergie in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Funktion wurde für Ge, Si und GaAs dargestellt (nach [116]). Bei sehr tiefen Temperaturen trägt die Funktion einen steilen nichtlinearen Charakter. Es besteht etwa quadratischer Zusammenhang. Dieser ist auf die Erniedrigung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten in der Nähe von $E_g(0K)$ zurückzuführen. Etwa ab Raumtemperatur nimmt der Temperaturverlauf der Bandlücke einen linearen Charakter an [115].

4. Relevante technologische Prozesse und Charakterisierungsmethoden

Dieses Kapitel behandelt Grundlagen zu den notwendigen Herstellungsprozessen und Charakterisierungsmethoden, die für die Realisierung der mikromechanisch durchstimmbaren Filter verwendet wurden. Das Institut für Nanostrukturtechnologie und Analytik verfügt über die entsprechende technologische Ausstattung, die eine zentrale Rolle in der Herstellung der MEMS- bzw. MOEMS-Bauelemente spielt und ermöglicht hat, alle zur Herstellung der Filter benötigten Prozessschritte innerhalb der Reinräume des Instituts durchzuführen. Dank einer langjährigen Erfahrung am Institut auf dem Gebiet der Mikrosystemtechnik ist eine Reihe von Arbeiten entstanden, die mit der Entwicklung und Herstellung der dielektrischen mikromechanisch durchstimmbaren Filter zu tun haben und als Grundlage zur Entwicklung optimaler Herstellungsschritte der zu entwickelnden Filter gedient haben [70, 117, 118]. Der Einsatz der dielektrischen Materialien bei der Realisierung der Filter bietet nicht nur gute optische Eigenschaften der Filter, die den Anwendungsanforderungen genügen sollten, sondern ermöglicht zudem eine vorteilhafte *low-cost*-Prozessierung, die insbesondere für die spätere Massenproduktion von Relevanz wäre. Mit diesem Kapitel werden Grundlagen zum Verständnis der einzelnen Prozessierungsschritte der Filter verschaffen, deren praktische Realisierung im experimentellen Teil der Arbeit (Kapitel 6) später beschrieben wird.

4.1. Grundlagen zu den verwendeten Depositions- und Strukturierungsverfahren

Plasmaunterstützte Deposition- und Strukturierungsverfahren haben heutzutage eine feste Position in der Industrie und Forschung eingenommen. Bei der Herstellung der MEMS bzw. MOEMS-Bauelementen spielen sie eine zentrale Rolle [119]. Im Gegensatz zu den thermischen Prozessen bringt die Verwendung von Plasma¹ bei diesen Prozessen enorme

¹Unter Plasma ist in der Physik ein ionisiertes Gas zu verstehen. Speziell bei Verwendung des Plasmas in Prozessen der Mikrosystemtechnik handelt es sich um ein Niederdruckplasma. Der typische Druckbereich liegt zwischen 1 mbar und 10^{-4} mbar. In diesem Zustand besitzen Elektronen deut-

Vorteile. Da die Aktivierung der Prozesse nicht durch thermische Energiezufuhr, sondern durch elektromagnetische oder elektrische Energiezufuhr geschieht, werden diese Prozesse unter niedrigen Temperaturen durchgeführt. Damit werden beispielsweise Substrate während der Prozessierung weniger belastet. Bei den Strukturierungsverfahren bringt Plasmaperwendung weitere Vorteile, indem die nasschemischen Vorgänge vermieden werden und somit einerseits die zu entwickelnden mikrosystemtechnischen Komponenten keiner Kontamination mit Alkaliionen ausgesetzt werden und andererseits anisotrop geätzt werden können [122, 123]. Diese Tatsachen begünstigen die Herstellung solcher Bauelemente.

Plasmaunterstützte Prozesse haben zwei herausragende Eigenschaften [120, 122]:

- Zum einen werden bei diesen Prozessen durch Verwendung von Plasma chemisch aktive Spezies generiert. Initiiert werden diese durch Wechselwirkungsvorgänge, die im Plasma stattfinden. Die Gasmoleküle im Plasma werden durch Elektronenstöße² angeregt, ionisiert oder dissoziiert. Es entstehen weiterhin neutrale Radikale, die hochreaktiv sind und das Stattfinden chemischer Reaktionen auslösen. Die wichtigsten in einem Plasma ablaufenden Reaktionen sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst.
- Durch Gasentladung werden zum anderen Ionen im Plasma generiert. Sie sind im Gegensatz zu den neutralen Radikalen chemisch nicht reaktiv, aber können mit Energien von 50-1000 eV durch ein elektrisches Feld in die Umgebung von Depositions- oder Ätzsubstraten beschleunigt werden. Es wird in diesem Fall der physikalische Einfluss des Plasmas ausgeübt.

Tabelle 4.1.: Übersicht über wichtigste Stoßreaktionen, die im Plasma stattfinden: A, B sind Reaktanden, e^- sind Elektronen mit kinetischer Energie, A^* ist ein Reaktand im angeregten Zustand, A^+ , A^- und B^+ sind Ionen von Reaktanden A und B [120, 123].

Stoßreaktion	Reaktionsart
$A_2 + e^- \longrightarrow A + A^-$	Elektronen-Einfang mit Dissoziation
$A + e^- \longrightarrow A^-$	Elektronen-Einfang
$A + e^- \longrightarrow A^+ + 2 e^-$	Ionisation
$A_2 + e^- \longrightarrow 2 A + e^-$	Dissoziation
$A + e^- \longrightarrow A^* + e^-$	Anregung
$A^* \longrightarrow A + h\nu$	Photoemission
$A^+ + B \longrightarrow A + B^+$	Ladungstransfer

Plasmaunterstützte Prozesse werden nicht nur zur Deposition oder Strukturierung ein-

lich höhere Energie als Ionen oder neutrale Teilchen. Das Plasma befindet sich im nichtthermischen Gleichgewicht [120, 121].

²Es handelt sich dabei um teilelastische Stöße. Zwischen den stoßenden Teilchen geschieht der Austausch sowohl ihrer kinetischen Energie als auch ihrer inneren Energie.

gesetzt, sondern auch zur Reinigung oder Aktivierung der Oberflächen [120, 124]. Die beschriebenen Besonderheiten von Plasma beziehen sich auf die Abscheidung und Strukturierung von dielektrischen Schichten, die zur Realisierung der durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter verwendet werden und das Hauptaugenmerk der experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit darstellen.

Zur vollständigen Behandlung der verwendeten Technologien werden in diesem Abschnitt der elektronenstrahlunterstützte Aufdampfprozess zum Aufbringen von Metallen und die Schleuderbeschichtung als eine schnelle Methode, Substrate mit Polymeren oder Photolacken zu beschichten, präsentiert.

Die in der Mikrosystemtechnik weit verbreiteten Verfahren zur Strukturübertragung wie Photolithographie und Lift-Off-Prozess runden diesen Abschnitt ab.

4.1.1. Plasmaunterstützte Depositionsverfahren

Im Prinzip lassen sich Depositionsverfahren in zwei Kategorien aufteilen: in die PVD³-Verfahren und die CVD⁴-Verfahren [121, 123, 125]. Zur Deposition der dielektrischen DBR-Spiegel wurden in dieser Arbeit Vertreter beider Verfahren verwendet. Das erste Verfahren, die plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (PECVD⁵), gehört zu den CVD-Verfahren und ist längst in der Industrie etabliert. Sie besitzt deutlich größere Depositionsraten als das zweite hier verwendete Depositionsverfahren und lässt somit eine schnelle Herstellung des gesamten Filters zu. Beim zweiten Depositionsverfahren, welches zu den PVD-Verfahren gehört, handelt es sich um das Ionenstrahlputtern (IBSD⁶). Bei diesem Verfahren kommen Materialkombinationen mit höherem Brechungsindexkontrast zum Einsatz und die Schichten weisen in der Regel bessere optische Qualität auf. Allerdings benötigen die IBSD-Prozesse bei der Herstellung eines DBR-Spiegels etwa vier- bis fünffach größere Depositionszeiten als die PECVD-Prozesse.

Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung

Die plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung ist eine Sonderform des CVD-Verfahrens. Hier ermöglicht das unterstützende Plasma eine Schichtabscheidung deutlich unter 300 °C. Die wesentlichen Schichtbildungsprozesse finden an der Oberfläche des Substrats statt, wobei Prozessgase, auch *precursor* genannt, zu chemisch reaktiven Radikalen dissoziieren und diese zum Substrat gelangen. Sie können an der Oberfläche adsorbiert werden und lösen Schichtwachstum aus.

³Engl. Physical Vapour Deposition

⁴Engl. Chemical Vapour Deposition

⁵Engl. Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition

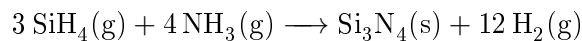
⁶Engl. Ion Beam Sputtering Deposition

Am häufigsten werden PECVD-Prozesse zur Abscheidung von Siliziumnitrid (Si_3N_4), Siliziumdioxid (SiO_2), Siliziumoxinitrid (SiO_xN_y) und amorphem Silizium ($\alpha\text{-Si}$) eingesetzt [122, 124].

Zur Herstellung eines DBR-Spiegels mit einer Materialkombination aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ werden folgende Prozessgase gebraucht: Gasförmiges Silan (SiH_4) und gasförmiges Distickstoffoxid (N_2O) reagieren zum festen Siliziumdioxid (SiO_2), wobei als Nebenprodukte gasförmiger Wasserstoff (H_2) und Stickstoff (N_2) entstehen.



Für die Abscheidung einer festen Siliziumnitrid-Schicht (Si_3N_4) reagieren gasförmiges Silan (SiH_4) und gasförmiges Ammoniak (NH_3) miteinander, wobei gasförmiges H_2 als Nebenprodukt entsteht.



Durch Plasmaentladung dissoziieren die gasförmigen Silan- und Distickstoffoxid- oder Ammoniak-Moleküle zu freien Atomen, Ionen und Radikalen. Die reaktiven Radikale reagieren mit Sauerstoff oder Stickstoff und adsorbieren an der Substratoberfläche als festes SiO_2 oder Si_3N_4 .

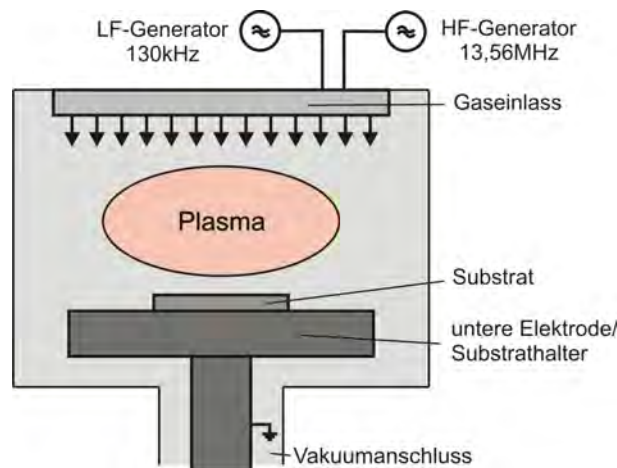


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung einer PECVD-Anlage.

Basierend auf dem PECVD-Prinzip steht am INA eine *Plasmalab 80*-Anlage der Firma *Oxford Instruments GmbH* zur Deposition der dielektrischen Schichten zur Verfügung.

Eine schematische Darstellung der Anlage ist der Abb. 4.1 zu entnehmen. Die Prozesskammer ist wie ein Plattenkondensator mit zwei planparallelen Elektroden angeordnet. Der mittig über dem Substratteller befindliche Gaseinlass stellt die obere Elektrode dar. Die untere Elektrode bildet der beheizbare Substrathalter. Es sind Beschichtungsprozesse zwischen Raumtemperatur und 300 °C an dieser Anlage möglich. Die Elektroden sind mit zwei Frequenzgeneratoren ausgestattet, einem HF⁷-Generator mit einer Plasmaanregungsfrequenz von 13,56 MHz und einem LF⁸-Generator mit einer Plasmaanregungsfrequenz von 130 kHz. Diese sind kapazitiv an die Kathode angeschlossen. Zur Anregung des Plasmas wird das elektrische Wechselfeld benutzt. Der Substrathalter ist gegen Masse gelegt, um die Wechselwirkungen der Elektronen aus dem Plasma mit dem Substrat zu vermeiden.

Betrachtet man die genaue stöchiometrische Zusammensetzung der dielektrischen Si₃N₄- und SiO₂-Schichten, so enthalten diese meistens einen Wasserstoffanteil und weisen daher nicht so hohe optische Qualität auf. Eine genaue Untersuchung des Stöchiometrie-Verhältnisses dieser Schichten wird in dieser Arbeit nicht durchgeführt. Dennoch werden chemische Bezeichnungen für das stöchiometrische Siliziumnitrid (Si₃N₄) und das stöchiometrische Siliziumdioxid (SiO₂) in dieser Arbeit verwendet.

Vielmehr kann durch eine geeignete Wahl der Prozessparameter wie der Druck der beteiligten Prozessgase oder die Prozessstemperatur auf die Qualität der Schichten eingewirkt werden [122]. An der *Plasmalab 80*-Anlage ist es möglich, mit den optimierten Parametern nahezu transparente dielektrische Schichten herzustellen. Ein wesentlicher Vorteil von PECVD ist zudem die Möglichkeit der gezielten Einstellung der mechanischen Eigenschaften der dielektrischen Schichten. Einen direkten Einfluss darauf hat die Plasmaanregungsfrequenz der bei PECVD-Anlage verwendeten Generatoren. Durch den periodischen Wechsel zwischen den hohen und niedrigen Frequenzen des elektrischen Wechselfeldes während des Depositionsprozesses über das Tastverhältnis ψ (Engl. *Duty Cycle*) lassen sich verschiedene mechanische Spannungen in den Schichten erzeugen. Von stark tensil bis zu stark kompressiv lässt sich die mechanische Spannung der Si₃N₄-Schichten einstellen [108].

Ionenstrahlputtern

Das Ionenstrahlputtern (IBSD) basiert auf dem Zerstäubungsprozess, bei dem die physikalische Wirkung des Plasmas ausgenutzt wird. Die in einer Ionenstrahlquelle mittels Niederdruckplasma erzeugten Ionen des Arbeitsgases (meist Edelgasionen wie Ar oder Xe) werden zu einem Ionenstrahl fokussiert und auf ein Target geleitet. Dabei wird die

⁷Engl. High Frequency

⁸Engl. Low Frequency

hohe kinetische Energie der erzeugten Teilchen ausgenutzt. Es kommt zum Impulsübertrag zwischen den Beschussionen und den herausgeschlagenen Atomen bzw. Molekülen an der Targetoberfläche [125]. Da der Zerstäubungsprozess unter in der Prozesskammer herrschenden niedrigen Drücken abläuft, ist die mittlere freie Weglänge der herausgeschlagenen Teilchen ausreichend groß, um zum räumlich abgetrennten Substrat zu gelangen und dort zu kondensieren. Der Einsatz einer zweiten Ionenstrahlquelle ermöglicht ein reaktives Sputtern. Dabei werden dem Arbeitgas Reaktionsgase wie Sauerstoff oder Stickstoff molekular oder ionisiert zugesetzt. Die emittierten Teilchen des Targetmaterials gehen eine chemische Reaktion mit den reaktiven Gasmolekülen ein, wobei sich an der Substratoberfläche Oxide oder Nitride bilden. Durch Ionenstrahlsputtern werden dichte, defektfreie und sehr homogene Schichten erzeugt.

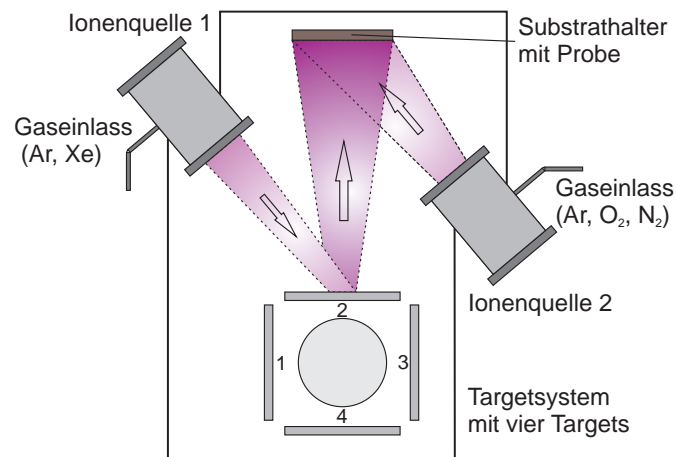


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung des Ionenstrahlsputterns mit zwei Ionenquellen: Die Ionenstrahlquelle 1 wird zum Zerstäuben des Targetmaterials eingesetzt. Die zerstäubten Teilchen bewegen sich in Richtung des Substrathalters, wobei Schichten aus reinem Targetmaterial oder als Oxide oder Nitride dieses Materials hergestellt werden können. Die letzten entstehen durch reaktives Sputtern, wenn die Ionenstrahlquelle 2 zum Einsatz kommt. Der Depositionsprozess verläuft in einer evakuierten Prozesskammer mit Hochvakuum.

Zur Abscheidung dielektrischer Schichten mittels Ionenstrahlsputtern steht am INA eine Ionenstrahlsputteranlage *Ionsys 1000* der Firma *Rot & Rau AG* (später, kurz IBSD-Anlage). Abbildung 4.2 zeigt schematisch den Aufbau einer solchen Anlage. Die IBSD-Anlage ist mit zwei ECR⁹-Plasmaquellen ausgestattet. Die Plasmaanregung geschieht über Elektronen-Zyklotron-Resonanz. Das angeregte Mikrowellenfeld mit einer Frequenz von ca. 2,45 GHz wird von einem statischen Magnetfeld überlagert, wodurch sich Plasmen mit hohen Dichten erzeugen lassen. Die Ausstattung der Anlage mit einem aus drei Gittern bestehenden Gittersystem ermöglicht eine gezielte Formung des Ionenstrahlprofils. Zwischen den ersten beiden Gittern (dem Schirm- und dem Beschleunigungsgitter)

⁹Engl. Electron Cyclotron Resonance

herrscht eine Extraktionsspannung, die zur Trennung der Ionen aus dem Plasma und deren Beschleunigung auf das Target dient. Das dritte Gitter (Bremsgitter) liegt auf einem leicht positiven Potenzial und bremst die aus dem Plasma entwichenen Elektronen ab. Ferner besteht die Möglichkeit, die Gitter im gepulsten Modus zu betreiben, sodass ein Elektronenstrahl auf das Target gerichtet wird und Aufladungseffekte an der Targetoberfläche vermieden werden können, die sonst durch den Beschuss mit positiven Ionen entstehen können [125].

Zur weiteren Ausstattung der IBSD-Anlage gehören eine getrennt von der Prozesskammer evakuierbare Schleusenkammer zum Substrattransfer sowie ein aus vier verschiedenen Targets bestehendes, wassergekühltes und um 360 °C drehbares Targetsystem. Ein bis zu drei Freiheitsgraden steuerbares Substrathaltesystem ermöglicht eine optimale Positionierung der Substrate gegenüber dem Target. Die Anlage verfügt über ein Analyssystem zur umgehenden Charakterisierung der herzustellenden Schichten: Reflektometer, Ellipsometer und Massenspektrometer. Die Depositionsprozesse verlaufen in der Regel in einem Temperaturbereich zwischen Raumtemperatur und 70 °C, ohne dass es möglich ist, exakt die Temperatur der Proben auf dem Substrathalter zu kontrollieren.

Ein komplexes Zusammenspiel frei einstellbarer Prozessparameter an der *Ionsys 1000*-Anlage ermöglicht die Herstellung metallischer sowie dielektrischer Schichten. Diese Schichten haben in der Regel höhere Dichte und höhere Konformität. Für diese Arbeit hat die dielektrische Schichtkombination aus Titandioxid (TiO_2) und Siliziumdioxid (SiO_2) hohe Relevanz, da dieses Materialpaar einen hohen Brechungsindexkontrast aufweist und somit DBR-Spiegel mit einem Stopband fast doppelter spektraler Breite im Vergleich zu einem mittels PECVD herzustellenden DBR-Spiegel realisieren lässt. Ein weiteres mit IBSD-Anlage herstellbares Material ist leitfähiges Indiumzinnoxid (ITO^{10}). Dieses erfüllt doppelte Funktion bei der Realisierung des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters. Aufgrund seiner Transparenz wird es sowohl als eine optisch aktive Schicht beim Design der Filter als auch eine Elektrode verwendet.

4.1.2. Elektronenstrahlunterstütztes Aufdampfen

Das zu den PVD-Verfahren gehörende elektronenstrahlunterstützte Aufdampfen wird in den meisten Fällen bei metallischen Beschichtungen eingesetzt. Das zu verdampfende in einem Tiegel befindliche Material wird mit Hilfe eines Elektronenstrahls beheizt. Der Elektronenstrahl wird in einer Elektronenstrahlquelle erzeugt, dann auf den Tiegel beschleunigt und fokussiert. Das Material wird in einen schmelzflüssigen Zustand überführt, wobei der Dampfdruck des Materials ansteigt, so dass es schließlich in die Dampfphase

¹⁰Engl. Indium Tin Oxide

übergeht. Aufgrund der in der Aufdampfanlage herrschenden Vakuumbedingungen besitzen die verdampften Teilchen eine mittlere freie Weglänge von einigen Metern und können sich bis zum Substrat, welches sich in einer Entfernung von ca. 30 cm von dem Tiegel befindet, ohne Stöße ausbreiten. Die auf die Substratoberfläche auftreffenden Teilchen haben eine geringe Energie von ca. 0,1 eV. Die Aufdampfrate liegt im Bereich zwischen 0,1 und 20 nm/s. Bei strukturierten Substraten findet eine nicht ideal konforme Beschichtung statt [126].

Zum Aufdampfen von Metallen steht am INA eine Aufdampfanlage der Firma *Pfeiffer Vakuum GmbH*. Die darin befindlichen Komponenten wie der Tiegelhalter und Depositionscontroller stammen von der Firma *Telemark, Inc* [127]. Die Anlage verfügt über ein Elektronenstrahlheizsystem. Der Elektronenstrahl wird über ein Magnetfeld auf das zu verdampfende Material gelenkt. Die Materialien befinden sich in den wassergekühlten Tiegeln. Die für die Herstellung der mikromechanischen Fabry-Pérot-Filter in dieser Arbeit benötigten Metalle, wie Aluminium und Chrom, werden in dieser Aufdampfanlage mit einer Wachstumsrate von 0,3 nm/s abgeschieden.

4.1.3. Schleuderbeschichtung

Die Schleuderbeschichtung (engl. auch *spin coating*) ist einen der am häufigsten eingesetzten Beschichtungsverfahren in der Halbleiter- oder Mikrosystemtechnik, um dünne organische Schichten mit einem geringen zeitlichen Aufwand zu erzeugen. Es werden damit beispielsweise Photolacke auf Substrate als Vorstufe der photolithographischen Prozesse oder organische Materialien zur Erzeugung einer Opferschicht aufgebracht. Die Polymere enthalten vorwiegend mehrere Komponenten: eine mit dem Feststoffanteil schichtbildende Komponente, ein Lösungsmittel und eine photoaktive Komponente, um eine Polymerisationsreaktion während der UV-Belichtung auszulösen. Typische Schichtdicken der Photolacke liegen bei einigen Mikrometern. Andere organische Polymere lassen sich im Nanometerbereich hervorragend homogen mit diesem Verfahren aufschleudern [123]. Mittels Schleuderbeschichtung werden in dieser Arbeit ein organisches Opferschichtmaterial zur Realisierung der Luftkavität im durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter aufgebracht sowie zahlreiche Photolackbeschichtungen für die Photolithographie durchgeführt.

Das zu beschichtende Substrat wird auf einem drehbaren Schleuderhalter mittels Vakuuman-saugung fixiert. Das flüssige Polymer wird mittig auf das Substrat manuell oder mit einer Dosiereinrichtung dosiert und durch Aufschleudern mit einer definierten Drehgeschwindigkeit in einer abgedeckten Schleuderkammer gleichmäßig über die Substratoberfläche verteilt (siehe Abb. 4.3). Das Ergebnis ist eine feste Polymerschicht mit einer homogenen Dicke. Die erzielte Schichtdicke wird durch das Wirken der Zentrifugalkraft auf das flüssige Polymer und der Verdampfungsrate des Lösungsmittels gebildet. In der

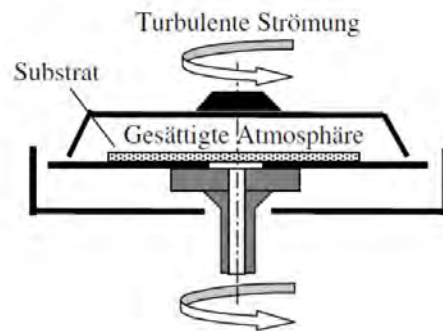


Abbildung 4.3.: Prinzip der Schleuderbeschichtung: Beim Aufschleudern verteilt sich das Polymer durch die entstehenden Zentrifugalkräfte gleichmäßig über die gesamte Substratoberfläche (entnommen aus [123]).

geschlossenen Prozesskammer entsteht eine mit Lösungsmittel gesättigte Atmosphäre, die für das langsame Trocknen des Polymer und eine gleichmäßige Bedeckung des Substrats sorgt [122, 123].

Um eine gute Homogenität der Beschichtung zu erreichen und Haftbedingungen zwischen Polymer und Substrat zu verbessern, wird meistens eine haftvermittelnde Schicht vor dem Polymerbeschichten aufgebracht. Insbesondere bei diesem Beschichtungsverfahren hängt die Qualität der aufgetragenen Schicht stark von der Vorbehandlung des Substrats ab. Die Substratoberfläche soll partikelfrei und feuchtigkeitsfrei sein. Dafür werden Substrate vor der Beschichtung gereinigt und ausgeheizt. Nach dem Aufschleudern wird das Substrat wieder kurzzeitig auf die Heizplatte gelegt (*softbake* genannt), um den restlichen Lösungsmittelanteil zu verringern und damit die Lackhaftung zum Substrat zu verbessern und Inhomogenitäten und Blasenbildung in den Schichten zu vermeiden. Darüber hinaus haben Alterungsprozesse im Photolack einen Einfluss auf die Qualität der Schichten.

4.1.4. Photolithographie

Die Photolithographie gilt als eine der zentralen Methoden in der Halbleiter- und Mikrosystemtechnik zur Übertragung von dreidimensionalen Strukturen in eine Funktionsschicht oder ein Substrat [123, 126]. Ebenso stellt die Photolithographie für diese Arbeit eine der wichtigsten Strukturierungsmethoden bei der Fertigung der durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter dar. Die erforderlichen Strukturen werden von einer Maske auf eine dünne Photolackschicht mittels UV-Belichtung übertragen. Die strukturierte Photolackschicht bildet im Weiteren eine Ätzenschutzmaske für Ätzprozesse oder wird als Opferschicht für die Lift-Off-Prozesse benutzt.

Der Photolithographie-Prozess wird in den folgenden Schritten durchgeführt: Belackung,

UV-Belichtung, Entwicklung, Ätzen und Lösen der Photolackreste (Strippen). Die Abbildung 4.4 veranschaulicht die wesentlichen Prozessschritte.

Bei 4.4a) erfolgt die Belackung des Substrates oder der Funktionsschicht auf einem Substrat mittels Schleuderbeschichtung, deren Grundlagen im Abschnitt 4.1.3 bereits beschrieben worden sind.

Das mit Photolack beschichtete Substrat wird in einem *Maskaligner* mit einer Photomaske entsprechend justiert und anschließend mit UV-Licht belichtet (Abb. 4.4b)). Während der Belichtung wird eine photochemische Reaktion ausgelöst, die die Löslichkeit des Photolacks ändert. Wird ein positiver Lack verwendet, so werden die belichteten Stellen löslich und werden im nächsten Schritt entfernt. Ist der Photolack negativ, so bleiben die belichteten Stellen beim Entwickeln erhalten [123]. Die Abbildungen 4.4c1) und 4.4c2) zeigen diesen Unterschied.

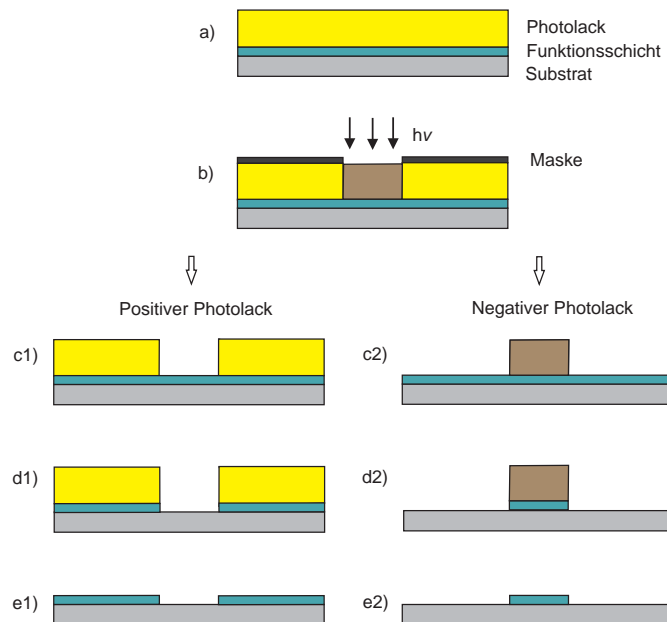


Abbildung 4.4.: Prinzip der Photolithographie: a) Schleuderbeschichtung eines Photolacks auf ein mit einer Funktionsschicht beschichtetes Substrat; b) Justierung der Maske und UV-Belichtung der durch die Maske unbedeckten Photolackstellen; c1) bei Positivlack werden die belichteten Stellen durch die Entwicklung entfernt; c2) bei Negativlack bleiben sie zurück; d1) Funktion des Photolacks als Ätzschutzmaske oder bei d2) als Opferschicht beim Beschichten; e1) und e2) Entfernen der Photolackreste (Strippen).

Bei der Entwicklung werden die unerwünschten Stellen im Photolack durch die Anwendung einer Entwicklerlösung vollständig entfernt. Nach optimaler Entwicklung entsteht eine Lackmaske mit genau der Photomaske entsprechend abgebildeten Strukturen. Mit einem Auflichtmikroskop wird das Ergebnis inspiziert. Anhand von speziellen Teststruk-

turen, die auf der Photomaske mitenthalten sind, wird die Qualität des photolithographischen Prozesses beurteilt.

Die strukturierte Photolackschicht dient nun als Ätzschutzmaske (vergleiche Abb. 4.4 d1) und 4.4 d2)). Die benutzte Schichtdicke des Photolacks soll einen ausreichenden Schutz für die Funktionsschicht während des Ätzprozesses darstellen. Die Grundlagen des Trockenätzens werden später in diesem Kapitel ausführlich behandelt. Mit Hilfe des Trockenätzens werden dielektrische Schichten strukturiert. Zur Strukturierung metallischer Funktionsschichten wird meistens das nasschemische Ätzen verwendet, wobei Mischungen aus sauren Ätzlösungen benutzt werden.

Das Entfernen der Photolackreste erfolgt anschließend mittels Lösungsmittel Aceton oder NMP¹¹. Lösen sich die Lackreste nicht vollständig, so besteht die Möglichkeit durch Plasmaätzen den Lack vollständig abzutragen.

Am INA steht ein *Maskaligner SÜSS MicroTec MA4* der Firma *SÜSS MicroTec* zur Verfügung. Bei diesem Gerät können Photomasken bis zu 4" ¹² eingesetzt werden. Die Strukturinformation der hier eingesetzten Masken wird mit Hilfe eines CAD-Programms entworfen und mittels Elektronenstrahlithographie auf die Maske übertragen. Die Photomaske stellt eine mit Chrom beschichtete Glasplatte dar, wobei Chrom die Strukturen der Maske trägt. Der Maskaligner erlaubt eine Kontaktbelichtung und ist mit einer Hg-Lampe¹³ ausgestattet. Die Genauigkeit der Auflösung der Mikrostrukturen hängt von der emittierten Wellenlänge bei der Belichtung, der bildseitigen numerischen Apertur, weiterhin von dem Photolack, den verwendeten Funktionsschichten und weiteren Prozessparametern der Lithographie ab [123].

Bei der Kontaktbelichtung ist besonders zu beachten, dass die Qualität der abgebildeten Strukturen abnehmen kann, wenn der Photolack Partikel oder Blasen enthält oder die Lackbeschichtung zu inhomogen ist und kein Kontakt zwischen der Photolackoberfläche und der Maske während der Belichtung stattfindet. Im Weiteren kann der direkte Kontakt der Maske mit dem belackten Substrat zur schnellen Verschmutzung der Maske führen, sodass dies ebenso zu Fehlern in den übertragenen Strukturen führen kann. Daher soll bei der häufigen Verwendung der Maske Wert auf die Maskensauberkeit gelegt werden.

4.1.5. Trockenätzverfahren

Trockenätzverfahren sind wichtige Strukturierungsverfahren in der Mikrosystemtechnik. Im Gegensatz zu den plasmaunterstützten Depositionsprozessen wird hier das Nieder-

¹¹N-Methyl-2-Pyrrolidon

¹²4 Zoll

¹³Die verwendete Quecksilberlampe emittiert im Spektralbereich zwischen 350 nm und 450 nm. Die typischen Intensitätsmaxima liegen bei 365 nm (i-Linie), 405 nm (h-Linie) und 436 nm (g-Linie).

druckplasma benutzt, um das Material zu strukturieren. Zum vertikalen Strukturieren der dielektrischen DBR-Spiegel der in dieser Arbeit herzustellenden durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter wird das reaktive Ionenätzen benutzt, das ein anisotropes Ätzen der Strukturen erlaubt. Das selektive Entfernen der Opferschicht bei den entwickelten Fabry-Pérot-Filtern wird dagegen mittels Sauerstoffveraschung durchgeführt, welche ein isotropes Ätzen ermöglicht.

Reaktives Ionenätzen

Das reaktive Ionenätzen (RIE¹⁴) ist ein Trockenätzverfahren, bei dem die Vorteile der physikalischen und chemischen Ätzprozesse ausgenutzt werden. Durch die Kombination beider Prozesse wird ein Ätzvorgang mit einem stark anisotropen Ätzprofil der Substrate möglich, da das physikalische Ätzen das Zerstäuben der auf dem Substrat aufgetragenen Funktionsschicht bewirkt und das chemische Ätzen chemische Reaktionen mit abgetragenen Oberflächenteilchen auslöst.

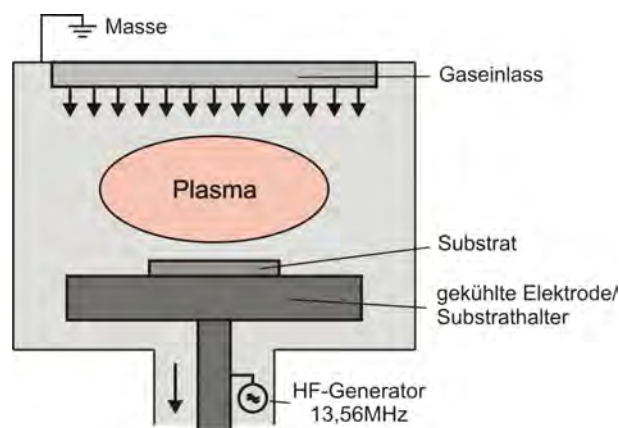


Abbildung 4.5.: Schematische Darstellung einer RIE-Prozesskammer.

Beim reaktiven Ionenätzen wird das Prinzip des Parallel-Plattenkondensators verwendet, dessen Aufbau in der Abbildung 4.5 schematisch gezeigt ist. Der Aufbau einer Trockenätz-Anlage ähnelt dem Aufbau einer PECVD-Anlage (wie im Abschnitt 4.1.1 beschrieben). Das Reaktionsgasgemisch wird in eine Prozesskammer eingelassen und durch ein hochfrequentes Wechselfeld in ein Plasma angeregt. Durch Niederdruckentladungen erzeugte Elektronen sind zum einen für die Ionisierungsprozesse zuständig. Zum anderen bewegen sie sich während der positiven Halbwelle des Wechselfeldes in Richtung der HF-Elektrode und laden diese negativ auf. Da die Austrittsarbeit jedoch nicht überwunden werden kann, können sie die Elektrode nicht mehr verlassen und die Elektrode bleibt daher negativ aufgeladen. Auf diese Weise erzeugte Gleichspannung (auch *“Self-Bias”*-Spannung

¹⁴Engl. Reactive Ion Etching

U_{bias} genannt) ist folglich für die Beschleunigung der positiv geladenen Ionen verantwortlich [120, 122, 126]. Diese bewegen sich in Richtung Substrat und lösen aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie Oberflächenteilchen heraus. Im Gegensatz zum bereits beschriebenen Ionenstrahlputtern (Abschnitt 4.1.1) wird kein gerichteter Ionenstrahl benutzt, sondern das Plasma wird zwischen zwei Elektroden erzeugt, wobei das Substrat sich direkt über dem Plasma befindet. Die Ionen haben nahezu rein physikalische Wirkung auf die Schichtoberfläche. Dieser Prozess ist daher fast materialunabhängig, da es zum Abtrag der oberen Atomlagen in der Funktionsschicht kommt, und er weist deswegen eine sehr geringe Selektivität auf. Die vertikalen Seitenwände der erzeugten Strukturen auf dem Substrat werden nicht angegriffen. Dieses Verhalten spricht für eine hohe Anisotropie des Prozesses.

Das chemische Ätzen wird von den im Plasma vorhandenen reaktiven Radikalen getragen, die mit den zerstäubten Materialteilchen an der Oberfläche der Funktionsschicht reagieren. Hierbei bilden sich flüchtige Verbindungen, die gleich abgesaugt werden. Da dieser Prozess stark materialabhängig ist, soll eine Auswahl geeigneter Reaktionsgase getroffen werden, um eine hohe Selektivität des Prozesses zu gewährleisten [122].

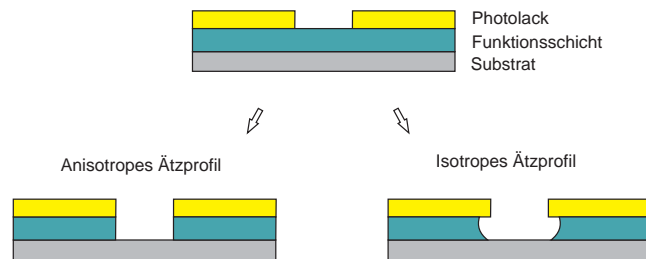


Abbildung 4.6.: Durch Strukturierung gebildetes Ätzprofil einer Funktionsschicht: anisotropes Ätzprofil (links); isotropes Ätzprofil (rechts).

Die Qualität der Ätzprozesse ist vorwiegend über das Ätzprofil der Strukturen und die Selektivität zum Maskenmaterial charakterisiert. Sie sind stark von den Prozessbedingungen abhängig. So nimmt beispielsweise der herrschende Druck in der Prozesskammer Einfluss auf die Anisotropie der erzeugten Strukturen (vergleiche Abb. 4.6). Bei höheren Drücken verläuft der Ätzvorgang isotrop, bei niedrigen Drücken eher anisotrop. Die Selektivität wird als das Verhältnis der Ätzraten vom Substrat (r_{Sub}) bzw. Funktionsschicht und dem verwendeten Maskenmaterial (r_{Maske}) definiert [122].

Zur praktischen Umsetzung des RIE-Prozesses verfügt das INA über eine Ätzanlage *Castor*, die ein Eigenbau des Instituts ist. Wie eben vorgestellt, besteht auch diese RIE-Anlage aus einem Parallel-Plattenreaktor. Zur Strukturierung der dielektrischen Schichten aus Si_3N_4 und SiO_2 werden fluorhaltige Gase wie Trifluormethan (CHF_3) und Schwefelhexafluorid (SF_6) eingesetzt. Das Zerstäuben übernimmt das inerte Edelgas Argon.

Eine Optimierung des Ätzprozesses mit der Verwendung dieser Prozessgase ist in der Diplomarbeit von Woïdt zu finden [128].

Da die mit der IBSD-Anlage deponierten dielektrischen Schichten dichter gepackt sind als die PECVD-Schichten, werden sie daher mittels RIE-Prozesses langsamer geätzt. In diesem Fall ist ein weiteres Ätzverfahren, bei dem ein induktiv gekoppeltes Plasma verwendet wird, besser geeignet. Dieses Verfahren weist aufgrund der hohen Plasmadichten höhere Ätzraten auf und kann zur Strukturierung der IBSD-Schichten eingesetzt werden.

Induktiv gekoppeltes reaktives Ionenätzen

Beim induktiv gekoppelten reaktiven Ionenätzen (ICP¹⁵-RIE) findet eine räumliche Trennung zwischen der Plasmaerzeugung und dem Ätzvorgang statt. Das Plasma wird weitgehend durch eine ICP-Spule erzeugt, die im oberen Bereich des Reaktors angeordnet ist. Durch das Magnetfeld der Spule wird ein spiralförmiges elektrisches Feld induziert, welches dafür sorgt, dass die im Plasma gebildeten Elektronen sich länger dort aufhalten. Beim ICP-RIE werden dadurch deutlich größere Plasmadichten als bei einem RIE-Prozess erreicht. Durch vorteilhafte unabhängige Regelung der HF-Leistung und der Plasmaleistung können höhere Ätzraten erzielt werden. Da bei diesem hochreaktiven Ätzprozess die Selektivität zwischen dem zu ätzenden Material und der Maskierung abnimmt, werden Photolackmasken durch Hartmasken aus Metallen ersetzt.

Isotropes Ätzen durch Sauerstoffplasma-Veraschung

Ein weiteres Trockenätzverfahren stellt der Veraschungsprozess dar, bei dem Sauerstoff in reaktiver Form eingesetzt wird. Im Unterschied zu einem RIE-Prozess liegen die Substrate bei dieser Anordnung auf einer geerdeten Elektrode. Die durch das hochfrequente Wechselfeld erregten Elektronen bewegen sich zur HF-Elektrode und laden sie negativ auf. Die Substrate bleiben daher von den beschleunigten Ionen nahezu unbeschädigt. Die chemische Reaktion mit den Oberflächenatomen des Substrats bzw. der Funktionsschicht wird von den reaktiven Radikalen getragen, die durch Stoßionisation neben den Ionen im Plasma entstehen. Die Sauerstoffradikale reagieren mit nahezu allen kohlenstoffhaltigen, organischen Materialien. Die Bewegung der Radikale ist richtungsunabhängig, daher entsteht ein isotropes Ätzprofil [122].

Am INA steht ein Plasmaverascher *200 G* der Firma *TePla AG* zur Verfügung. Dieses Gerät hat einen Barrel-Reaktor und erlaubt eine Plasmaleistung bis zu 400 W, die durch einen Hochfrequenzgenerator bei einer Frequenz von 2,45 GHz erzeugt werden kann. In der Prozesskammer kann eine Druckminderung bis auf 0,03 mbar erreicht werden.

¹⁵Engl. Inductively Coupled Plasma

Als letzter Herstellungsschritt von durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filtern ist der Veraschungsprozess unverzichtbar, da zur Erzeugung der Luftkavität im realisierten Filterdesign ein organisches Opferschichtmaterial verwendet wird und ohne Bedarf an weiteren Prozessierungsstufen selektiv entfernt werden kann. Deshalb hat dieser Prozess einen großen Vorteil gegenüber der aufwendigen Kritisch-Punkt-Trocknung, welche als ein häufiges Verfahren in der Mikrosystemtechnik zum Freilegen von Membranen benutzt wird.

4.1.6. Lift-Off-Prozess

Erweist sich der Trockenätzprozess zur Strukturübertragung als ungeeignet oder werden Strukturen benötigt, die ein Negativ der vorhandenen Photomaske darstellen, so wird der Lift-Off-Prozess eingesetzt. Besonders beim Strukturieren der Metalle kommt der Lift-Off-Prozess zum Tragen. Zuerst erfolgt eine Beschichtung des Substrates mit einem Photolack, welcher anschließend photolithographisch strukturiert wird. Danach wird die zu strukturierende Funktionsschicht auf das Substrat aufgebracht, z. B. mittels Sputtern oder Aufdampfen. Letztlich wird der Photolack durch ein passendes Lösungsmittel, ggf. durch zusätzliche Ultraschalleinwirkung, entfernt und so verbleiben Anteile der Funktionsschicht mit gewünschter Struktur auf dem Substrat, die einen direkten Kontakt zum Substrat aufweisen.

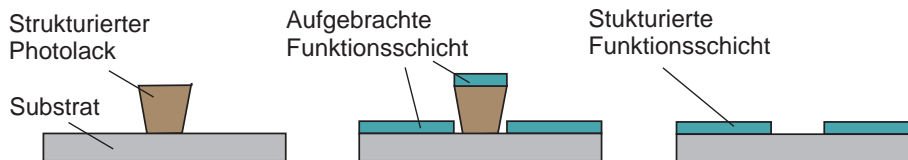


Abbildung 4.7.: Lift-Off-Prozess.

Ein wichtiges Kriterium für einen guten Lift-Off-Prozess stellt das Profil des Photolacks nach der Lithographie dar. Der Photolack soll möglichst schräge negative Flanken besitzen, um einen ausreichenden Bereich für den Angriff des Lösungsmittels auf den Photolack nach dem Beschichten bieten zu können. Ebenso ist es entscheidend, dass beim Beschichtungsprozess möglichst senkrechter Befall der zu deponierenden Teilchen auf das Substrat stattfindet und kein Kontakt zwischen Photolack und der Funktionsschicht auf der Substratoberfläche besteht. Die Schichtdicke des verwendeten Photolacks soll größer als die Dicke der Funktionsschicht sein.

4.2. Grundlagen zu den verwendeten Charakterisierungsmethoden

In diesem Abschnitt werden verwendete Methoden zur Charakterisierung der Einzelschichten sowie der Multischichtstrukturen beschrieben. Eine genaue Untersuchung der Eigenschaften der abgedichteten Schichten, vor allem dielektrischen Schichten, die zur Deposition von DBR-Spiegeln verwendet werden, ist von enormer Bedeutung. Solche Eigenschaften wie Brechungsindex n , Depositionsrate r_{dep} , mechanisches Verhalten lassen sich über verschiedene Depositionsparameter der Herstellungsprozesse gut steuern und werden durch Analysieren der Proben-schichten zunächst festgehalten und optimiert, um anschließend ein optimales Verhalten der Schichten in dem realisierten Fabry-Pérot-Filter zu gewinnen. Spektroskopische Ellipsometrie liefert neben den Messungen der Schichtdicken wichtige Information über optische Konstanten (n und k) der Einzelschichten. Wie bereits erwähnt, besteht eine Herausforderung, mechanische Eigenschaften der dielektrischen Schichten technologisch zu beherrschen. Die Makrospannung der Einzelschichten und auch Multischichten lässt sich mittels Substratkrümmungsmethode gut festhalten, indem der Krümmungsradius eines Substrats vor und nach der Beschichtung topografisch mittels eines Oberflächenprofilometers erfasst wird. Mit Hilfe der Weißlichtinterferometrie kann das mechanische Verhalten der Filtermembran detailliert untersucht werden. Solche optischen Eigenschaften wie Reflexion und Transmission der hergestellten Multischichten und realisierten Filter lassen sich mit einem optischen Spektrumanalysator, welches in einen speziellen Messaufbau mit einem Mikroskop integriert ist, präzise analysieren.

4.2.1. Spektroskopische Ellipsometrie

Bei der spektroskopischen Ellipsometrie handelt es sich um ein optisches, zerstörungsfreies Verfahren, das zur Charakterisierung der dünnen Schichten bzw. Schichtsysteme eingesetzt wird. Relativ unkompliziert lassen sich damit Schichtdicken und optische Qualität der hier zur Herstellung der hochreflektierenden DBR-Spiegel verwendeten dielektrischen Schichten sowie des organischen Materials, das als Opferschicht bei der Herstellung der Fabry-Pérot-Filter zum Einsatz kommt, bestimmen. Das Funktionsprinzip der Ellipsometrie beruht auf der Änderung des Polarisationszustandes des reflektierten Signals von der zu messenden Oberfläche.

Das linear polarisierte Licht, welches in eine zur Einfallsebene senkrecht stehende Komponente ($E_{e,\perp}$) und eine parallel stehende Komponente ($E_{e,\parallel}$) des \vec{E} -Feldes aufgeteilt wird, fällt unter einem bestimmten Winkel θ auf die Probenoberfläche und wird an den Grenzflächen (Luft/dünne Schicht und dünne Schicht/Substrat) reflektiert. Durch die

Wechselwirkung mit der Probe erfahren beide Komponenten des \vec{E} -Feldes unterschiedlich starke Reflexion und das Licht wird in der Regel elliptisch polarisiert. Die Änderung des Polarisationszustandes wird über zwei ellipsometrische Winkel Ψ (Psi) und Δ (Delta) charakterisiert, die von dem Detektionssystem erfasst werden. Daraus werden Eigenschaften wie Schichtdicke d , Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k der zu analysierenden dünnen Schicht berechnet.

Die Definition von Ψ und Δ geschieht durch Fresnelsche Amplitudenreflexionskoeffizienten r_{\perp} und r_{\parallel} (siehe Gl. 3.7 und 3.10). Der Brechungsindex wird dabei komplex:

$$\eta = n + ik \quad (4.1)$$

Der Imaginärteil des Brechungsindex, der sogenannte Extinktionskoeffizient k , berücksichtigt Absorption in den Schichten. Sind die Schichten transparent, dann ist k null.

Vor und nach der Reflexion tritt zwischen der Phase $\delta_e = \varphi_{e,\perp} - \varphi_{e,\parallel}$ und der Phase $\delta_r = \varphi_{r,\perp} - \varphi_{r,\parallel}$ der beiden senkrecht zueinander stehenden elektrischen Komponenten (E_e , E_r) die relative Phasendifferenz Δ ein:

$$\Delta = \delta_r - \delta_e.$$

Die Phasendifferenz nimmt Werte zwischen $+180^\circ$ und -180° an.

Im Weiteren wird die Änderung der Amplitude zwischen der einfallenden und der reflektierten elektrischen Komponente berücksichtigt. Diese ergibt sich aus dem effektiven Verhältnis der beiden komplexen Fresnelschen Amplitudenreflexionskoeffizienten:

$$\tan \Psi = \frac{|r_{\parallel}|}{|r_{\perp}|},$$

wobei Ψ Werte zwischen 0° und 90° annehmen kann.

Der Zusammenhang zwischen den beiden Messgrößen Ψ und Δ fließt in die fundamentale Gleichung der Ellipsometrie ein [129]:

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan \Psi e^{i\Delta} \quad (4.2)$$

mit ρ als komplexem Reflexionsverhältnis.

Vorteilhaft ist bei der Ellipsometrie die Tatsache, dass es sich um eine selbstkalibrierende Methode handelt, da nur Verhältnisse und keine Absolutwerte gemessen werden. Die

Schichtdicke kann extrem genau bestimmt werden, da die Messmethode geringe Anfälligkeit gegenüber äußeren Einflüssen aufweist. Es können damit Schichtdicken von wenigen Nanometern bis zu 5 μm gemessen werden.

In dieser Arbeit wurde ein spektroskopisches VASE¹⁶-Ellipsometer der Firma *J.A. Woolam* verwendet [130]. Sein Messprinzip ist in der Abbildung 4.8 dargestellt. Die Messung von Ψ und Δ kann sowohl in verschiedenen spektralen Bereichen (von UV bis IR) als auch unter verschiedenen Winkeln durchgeführt werden. Das unpolarisierte Licht der breitbandigen Lichtquelle durchläuft einen Monochromator, welcher einzelne Wellenlängen des zur Messung geforderten spektralen Bereichs selektiert. Der Lichtstrahl wird von dem Eingangspolarisator linear polarisiert. Nach der Reflexion von einer Probenoberfläche trifft das nun elliptisch polarisierte Licht auf den rotierenden Analysator, welches die Intensität des Lichtstrahls mit der doppelten Frequenz variiert. Die Phase und die Amplitude des Signals werden von einem Detektor in Form einer sinusförmigen Spannung ausgelesen und durch Fourier-Analyse in die ellipsometrischen Winkel Ψ und Δ umgerechnet.

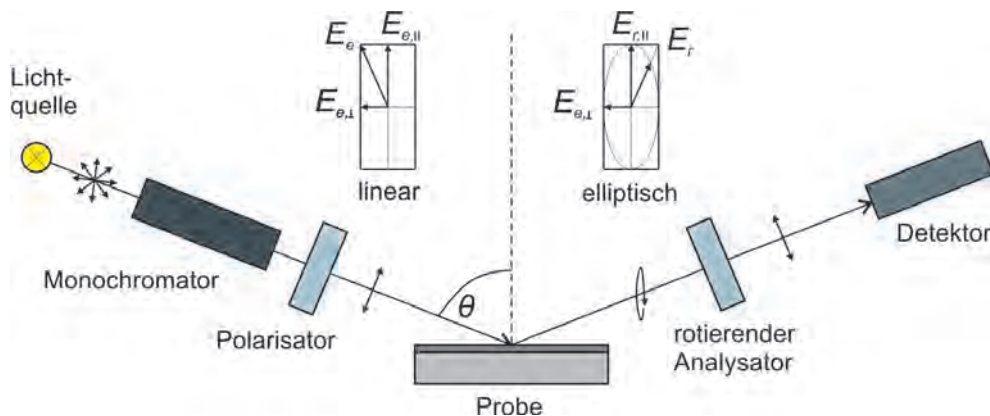


Abbildung 4.8.: Prinzipieller Aufbau eines spektroskopischen Ellipsometers: Das unpolarisierte Licht einer Lichtquelle wird linear polarisiert. Nach der Reflexion an einer Probe passiert das nun elliptisch polarisierte Licht den rotierenden Analysator und wird vom Detektor ausgelesen. Die gezeigten Komponenten des \vec{E} -Feldes beziehen sich auf den Polarisationszustand vor und nach der Reflexion an der Probenoberfläche.

Um Informationen über die Schichtdicke d , den Brechungsindex n und den Extinktionskoeffizienten k der zu charakterisierenden Schicht gewinnen zu können, besteht die Notwendigkeit einer Modellanpassung. Daher ist die Ellipsometrie eine indirekte Messmethode. Die aufgenommenen Messgrößen werden durch einen Fit an ein Modell, welches möglichst genau das reale Schichtsystem beschreibt, rechnerisch angenähert. Durch ein iteratives Verfahren werden mathematische Daten, die aus der dielektrischen Funktion generiert sind, so lange an die experimentellen Daten angepasst, bis sie eine hinreichend

¹⁶Engl. Variable Angle Spectroscopic Ellipsometry

gute Beschreibung der gemessenen Werten liefern.

Im einfachsten Fall besteht ein Schichtsystem aus einem an der Rückseite angerauten Substrat und der zu analysierenden dünnen Schicht. Die Reflexionen des Substrates an der Rückseite fließen nicht in die Berechnungen ein, da das Substrat als unendlich ausgedehnt angenommen wird. Die Schichtdicke und optische Eigenschaften des Substrats gehen in das Modell als bekannte Größen ein. In dieser Arbeit wurde überwiegend zur Charakterisierung der transparenten Schichten sowie von schwach absorbierenden Schichten das Cauchy-Modell verwendet [129]:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (4.3)$$

Die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex $n(\lambda)$ mit Angabe von drei Parametern A , B , und C liefert somit eine hinreichend gute Beschreibung der optischen Eigenschaften von dielektrischen Schichten. Ist die dielektrische Schicht dennoch schwach absorbieren, kann das Modell mit dem wellenlängenabhängigen Term für den Extinktionskoeffizient $k(\alpha)$ erweitert werden. Im Weiteren existiert eine Reihe von Oszillatormodellen, die zum Beschreiben der absorbierenden Schichten geeignet sind. Der mathematische Hintergrund dazu ist in [129] zu finden.

4.2.2. Weißlichtinterferometrie

Die Weißlichtinterferometrie ermöglicht eine berührungslose, dreidimensionale Messung der Topografien der Messobjekte. Das Prinzip der Weißlichtinterferometrie beruht auf dem Prinzip der Michelson-Interferometrie [131]. Die Funktionsweise der Weißlichtinterferometrie ist in der Abb. 4.9 gezeigt. Das breitbandige Licht einer Weißlichtquelle¹⁷ wird an einem Strahlteiler in zwei Strahlengänge geteilt.

Ein Lichtstrahl trifft auf einen Referenzspiegel, der andere auf die Probe. Beide Lichtstrahlen werden reflektiert und am Strahlteiler wieder überlagert. Dabei entsteht ein Interferenzmuster, welches auf eine CCD-Kamera abgebildet wird. Wird die Position des Referenzspiegels verändert, indem dieser senkrecht zum reflektierten Lichtstrahl verschoben wird, so wird die Intensität des Interferenzmusters moduliert. Da eine Weißlichtquelle eingesetzt wird, ist es möglich, ihre Kohärenzlänge, die nur wenige Mikrometer beträgt, zur Erfassung der Interferenzen auszunutzen. Ein Interferenzmaximum entsteht dann, wenn beide reflektierten Lichtstrahlen die gleiche Phase haben. Dies ist nur bei einer bestimmten Position des Referenzspiegels möglich. Das entstehende Interferenzmuster wird als Helligkeitsschwankung von einer CCD-Kamera ausgelesen. Jedem Pixel werden diese

¹⁷Der Spektralbereich der dabei verwendeten Weißlichtquelle liegt in etwa zwischen 600 nm und 800 nm.

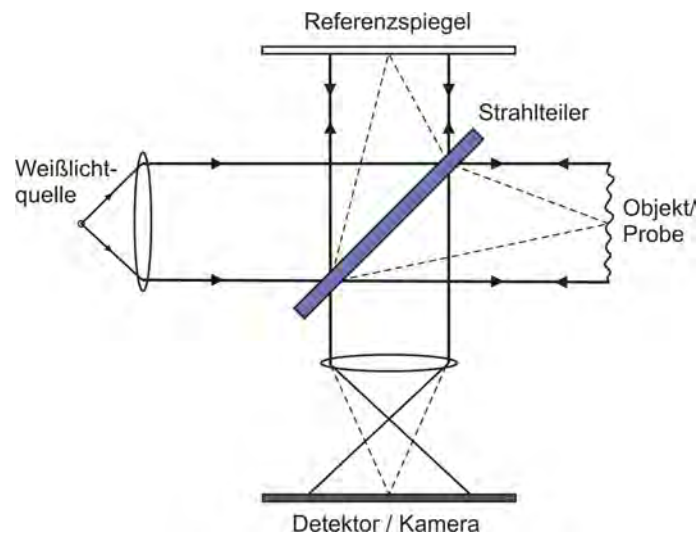


Abbildung 4.9.: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips eines Weißlichtinterferometers (nach Caulfield *et al.* [132]): Die von einer Weißlichtquelle ausgehenden, an einem Strahlteiler aufgeteilten Lichtstrahlen werden von einem Referenzspiegel und von einem Messobjekt reflektiert und miteinander überlagert. Die Intensität des dabei entstehenden Interferenzmusters wird von einem Detektor erfasst.

Daten als entsprechende Höhenwerte zugeordnet, wobei ein dreidimensionales Bild der Oberfläche entsteht. Höhenänderungen selbst von wenigen Nanometern sind hierdurch ersichtlich.

Das am INA verfügbare Weißlichtinterferometer ist ein *NewView 5000* der Firma *Zygo Corporation*. Das Gerät ist mit zwei Objektiven ausgestattet. Mit einem 5-fachen Michelson-Objektiv ist es möglich, Oberflächen bis zu 3,525 x 2,65 mm zu messen. Bei den Messungen mit einem 50-fachen *Mirau*-Objektiv wird eine laterale Auflösung bis zu 0,32 μm erreicht sowie eine vertikale Auflösung bis zu 0,1 nm. Die Rauigkeiten sind gut messbar.

Die Messungen mittels Weißlichtinterferometrie sind in vielerlei Hinsicht vorteilhaft. Man kann zerstörungsfrei und mit einem geringen zeitlichen Aufwand mikromechanische Strukturen in 3D-Format darstellen. Eine zusätzliche Funktion, die für diese Arbeit von großer Bedeutung ist, ist die Erfassung der mechanischen Auslenkung der Filtermembranen während der Aktuation. Die genaue Funktionsweise von diesem Aufbau ist in der Diplomarbeit von Engenhorst [133] nachzulesen.

4.2.3. Messaufbau zur spektralen Charakterisierung

Zur Charakterisierung der spektralen Eigenschaften der DBR-Spiegel und realisierter durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filter steht ein Sondermessaufbau am INA, welcher sehr

hohe Messgenauigkeit, hohe Auflösung und schnelle Messungen der miniaturisierten Strukturen ermöglicht. Eine detaillierte Beschreibung dieses Messaufbaus ist in [134, 135] oder in der Masterarbeit von Bartra [136] zu finden. Der Aufbau besteht aus einem Mikroskop *Zeiss Axio Imager D1m* der Firma *J&M Analytik* und einem optischen Spektrumanalysator (OSA¹⁸) der Firma *Yokogawa* vom Typ *AQ6373*. Der Messaufbau ist schematisch in der Abb. 4.10 dargestellt. Das Mikroskop verfügt über zwei Halogenlampen zur Messung der Transmission und Reflexion. Im Gegensatz zu einem normalen Mikroskop besitzt dieses zur Bildgebung außer einer CCD-Kamera ein integriertes optisches Auskoppelsystem (Abb. 4.10a)). Die verfügbaren Objektive mit verschiedener Vergrößerung (2,5x, 10x und 50x) ermöglichen eine Fokussierung des Lichts auf die gewünschte Struktur. Das Licht fällt vom Mikroskop nicht nur auf die Digitalkamera, sondern zusätzlich auf einen Strahlteiler, sodass es über den Glasfaseranschluss in den OSA eingekoppelt werden kann. Durch das eingebaute rechteckige, variable Blendsystem, welches sich zwischen dem Strahlteiler und dem Faseranschluss befindet, wird nur der Ausschnitt einer Probe spektral analysiert und nicht der vollständige Bildausschnitt, welcher über die CCD-Kamera auf einen PC übertragen wird (siehe Abb. 4.11b)). Um eine Verschiebung der zu messenden Wellenlänge zu vermeiden, soll der Lichtstrahl, der durch die Probe geht, möglichst parallel bleiben. Das Mikroskop verfügt im Weiteren über einen automatisch verfahrbaren Probentisch.

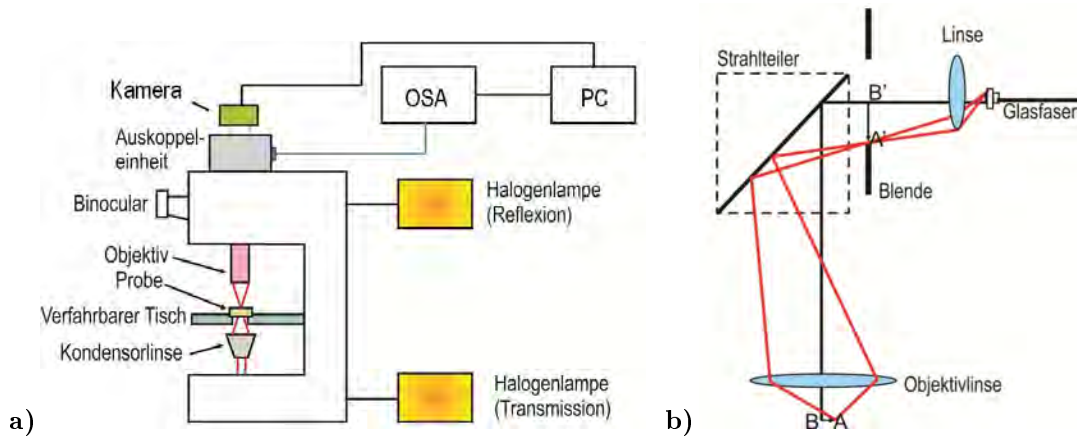


Abbildung 4.10.: Schematische Darstellung des Messaufbaus: a) mit OSA und Mikroskop zur Messung der Transmissions- und Reflexionsspektren, b) Strahlengang des Auskoppelsystems im Zeiss-Mikroskop (nach [134]).

In dieser Arbeit werden die durchstimmbaren Filter hauptsächlich anhand der Transmissionsspektren analysiert. Zur Messung der Transmission im erforderlichen Spektralbereich wird zunächst ein Referenzspektrum (spektrales Intensitätsprofil der Lichtquelle) ohne Probe aufgenommen. Nach der Durchführung der Justage einer zu messenden Probe

¹⁸Engl. Optical Spectrum Analyzer

wird der spektrale Verlauf des transmittierten Lichts erneut erfasst und auf das Referenzspektrum normiert.

Um die elektrostatische Aktuierung der realisierten Fabry-Pérot-Filter ausführen zu können, sind zusätzlich an dem Probenstisch zwei Mikronadeln angebracht, die eine Kontaktierung zwischen der oberen und der unteren Elektrode der Filter gewährleisten. Die Kontaktnadeln sind mit einer regelbaren Spannungsversorgung verbunden. Damit kann das Transmissionsspektrum des hergestellten Fabry-Pérot-Filters während der elektrostatischen Durchstimmung gemessen werden.

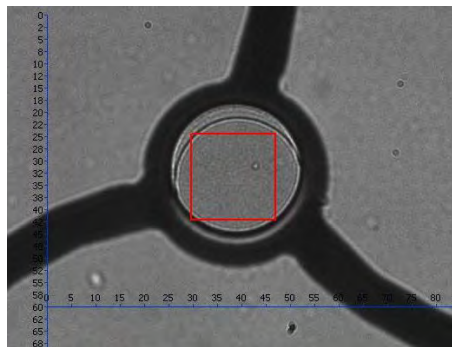


Abbildung 4.11.: Über die CCD-Kamera des Mikroskops erfasster Filterausschnitt. Das rote Quadrat kennzeichnet einen durch das integrierte Blendsystem begrenzten Filterausschnitt, der optisch charakterisiert wird.

Der optische Spektrumanalysator *AQ6373* erfasst einen Spektralbereich vom 350 nm bis 1200 nm. Er ist ein leistungsfähiges Gerät und kann eine Auflösung bis zu 0,01 nm, eine Genauigkeit von $\pm 0,05$ nm und eine Empfindlichkeit von bis zu -80 dBm beim Erfassen der Messdaten erreichen [137]. Der Glasfaseranschluss am Mikroskop ermöglicht, je nach Anforderungen des zu vermessenden Bauelements, den OSA *AQ6373* durch ein Spektrometer oder einen optischen Spektrumanalysator, welcher in einem anderen Spektralbereich sensitiv ist, zu ersetzen.

4.2.4. Substratkrümmungsmethode zur Untersuchung der mechanischen Eigenschaften

Die in dieser Arbeit verwendete Substratkrümmungsmethode dient zur Untersuchung der mechanischen Makrospannung in den abgedruckten und zur Herstellung der Fabry-Pérot-Filter verwendeten Schichten. Dabei geht es um die Ermittlung der intrinsischen Spannung. Diese Messmethode nutzt die Tatsache, dass die verspannten Schichten eine Krümmung des Substrats hervorrufen, welche vor und nach dem Beschichten erfasst werden kann. Die Substratkrümmung fließt über den Krümmungsradius R_{kr} in die Stoney-Gleichung (Gl. 3.54) ein, mit der die mechanische Spannung σ quantitativ ermittelt

werden kann.

Vorteilhaft ist bei dieser Messmethode, dass nur die mechanischen Eigenschaften der Substrate und nicht der zu analysierenden Schicht selbst bekannt sein müssen, um die mechanische Spannung der Schicht berechnen zu können. Die Materialeigenschaften wie Elastizitätsmodul E_s und Poissonzahl ν_s der hier verwendeten Substrate sind der Literatur zu entnehmen. Diese sind in der Tabelle 3.1 bereits aufgeführt worden. Ebenso ist die Schichtdicke des Substrates d_s vom Hersteller angegeben. Weitere relevante Größen wie die Schichtdicke der dünnen auf das Substrat aufgetragenen Schicht d_f und der Krümmungsradius R_{kr} werden messtechnisch ermittelt. Die Schichtdicke wird ellipsometrisch bestimmt. Dabei ist zu beachten, dass die Stony-Gleichung ihre Gültigkeit für Schichten hat, die im Vergleich zu Substraten dünn sind, idealerweise eine Schichtdicke von ca. 5% der Substratschichtdicke aufweisen. Ferner sollen Proben geringe Krümmungen haben. Werden diese Bedingungen nicht erfüllt, dann werden für die Berechnungen der mechanischen Spannung erweiterte Gleichungen benötigt [138].

Die Substratkrümmung kann auf mehreren Wegen ermittelt werden. Neben den optischen oder kapazitiven Messverfahren wird auch ein mechanisches Verfahren verwendet [99]. Letzteres Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt. Dies ist eine indirekte und kontaktgebundene Messmethode, mit der die Substratkrümmung über mechanische Erfassung der Probentopographie ermittelt werden kann. Die Messung der Oberflächentopographie wird mittels eines Oberflächenprofilometers *Ambios XP-100* der Firma *Ambios Technology, Inc* umgesetzt (Abb. 4.12) [139]. Dabei wird eine Tastspitze aus Diamant mit konstanter Geschwindigkeit und konstantem Druck über die Substratoberfläche bewegt.



Abbildung 4.12.: Oberflächenprofilometer *Ambios XP-100*.

Ein optischer Messkopf verfügt über einen Laser, mit dessen Hilfe das Höhenprofil ermittelt wird. Außerdem ist der Messkopf mit einem dualen Sensor ausgestattet. Ein Teil besteht aus einem optischen Sensor mit geringer Genauigkeit und hoher z-Reichweite und der andere Teil aus einem Sensor mit hoher Genauigkeit und geringer z-Reichweite. Aufgrund dieser Kombination werden kleine Messschritte mit Genauigkeiten bis zu 3,8 nm ermöglicht. Die Höhenprofilabtastung von 1 nm bis zu 1,2 mm kann mit dem *Ambios XP-100* gemessen werden [139]. Die Software *XP-Plus* verarbeitet die Messdaten.

Um die gleichbleibende Position der Messnadel auf dem Substrat vor und nach der Deposition der zu analysierenden Schicht gewährleisten zu können, wurde eine spezielle Substratmaske angefertigt, die auf dem 4" großen Chuck des Profilometers zu fixieren ist (Abb. 4.13). Das Substrat wird in eine rechtwinklige Aussparung präzise eingesetzt, so dass seine Oberfläche mit maximaler Scanlänge des Profilometers von 3 cm untersucht werden kann. Eine Anpassung der Parameter durch das *Ambios XP-100* zur Messung der Probenographie wurde in der Diplomarbeit I von Schilde durchgeführt [140]. Ferner wurden weitere Optimierungen dieser Messmethode in der Masterarbeit von Barahona durchgeführt [141]. Nach der Messung werden beide Messkurven voneinander subtrahiert und als Ergebnis bekommt man eine Substratkrümmung. Diese wird rechnerisch weiter ausgewertet und zur Bestimmung der mechanischen Spannung in die Stoney-Gleichung eingesetzt.

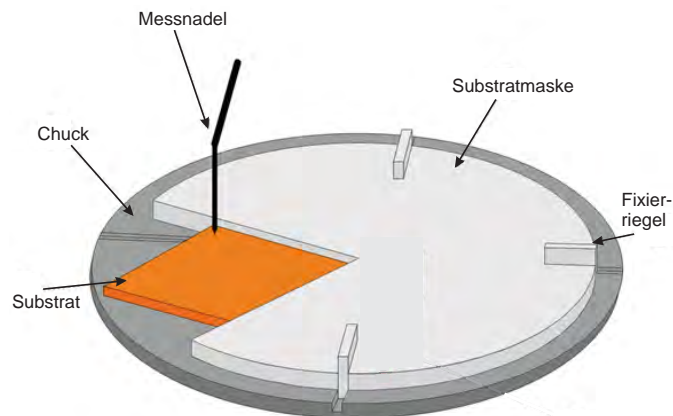


Abbildung 4.13.: Schematische Darstellung der Substratpositionierung auf dem Chuck beim *Ambios XP-100*.

Die Krümmung K einer Funktion $y = f(x)$ ist im Allgemeinen wie folgt definiert [142]:

$$K = \frac{\frac{d^2y}{dx^2}}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{3/2}} \quad (4.4)$$

Mathematisch betrachtet ist der Krümmungsradius R_{kr} der reziproke Wert des Betrags

der Krümmung. Aus praktischer Sicht wird für die Berechnung der mechanischen Spannung der absolute Wert von R_{kr} genommen, denn dieser deutet auf die Art der Verspannung der Schichten:

$$R_{kr} = \frac{1}{K}$$

Ist $R_{kr} > 0$, dann nimmt die mechanische Spannung positive Werte an und die Schicht ist tensil verspannt. Bei $R_{kr} < 0$ hat die Schicht kompressive Spannung.

5. Vorherige technologische Realisierung des miniaturisierten durchstimmbaren dielektrischen Fabry-Pérot-Filters

Dieses Kapitel zeigt den Stand der vorangegangenen Entwicklung von mikromechanisch durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filtern aus dielektrischen Materialien für den Einsatz im sichtbaren Spektralbereich, die am Institut für Nanostrukturtechnologie und Analytik vor dieser Arbeit stattgefunden hat. Der erste Abschnitt stellt das bisherige Design der Filter vor. Darauf folgend wird auf deren technologische Realisierung eingegangen. Im letzten Abschnitt werden bisher erzielte Filtereigenschaften beschrieben.

5.1. Stand vorangegangener Entwicklung: Design des Filters im sichtbaren Spektralbereich

Seit vier Jahren wird am Institut für Nanostrukturtechnologie und Analytik intensiv an den elektrostatisch durchstimmbaren, dielektrischen Fabry-Pérot-Filtern aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ - und $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln geforscht [70, 134, 143, 144, 145, 146, 147]. Die vorliegende Arbeit baut auf den daraus erhaltenen Ergebnissen auf und stellt eine Weiterentwicklung des Filterkonzepts und dessen technologische Realisierung vor.

Für die spätere Anwendung ist die Entwicklung eines Spektrometermoduls vorgesehen, dessen Einsatz eine vollständige Abdeckung des sichtbaren Spektralbereichs zwischen 400 nm und 800 nm erfordert. Dementsprechend wird nicht nur ein Fabry-Pérot-Filter mit einem einzelnen Stopband realisiert, sondern ein Filterarray, welches aus zwei oder drei Fabry-Pérot-Filtern mit ineinander übergehenden spektral verschiedenen Stoppbändern bestehen kann. Eine weitere Anwendungsanforderung bezieht sich auf die spektrale Auflösung des zu entwickelnden Filters. Sie soll 5 nm nicht übersteigen. Das zu entwickelnde Filterarray soll später auf einen speziellen Photodetektor aufgebracht werden, welcher von einem Projektpartner für die Entwicklung des Spektrometermoduls zur Verfügung gestellt wurde. Daher wurde die Geometrie des Filterarrays an die Vorgaben des verwendeten Photodetektors angepasst. Das entsprechende Design für das komplette

Filterarray kann dem Anhang B entnommen werden. Dort werden Ausschnitte der verwendeten Masken zur Strukturierung der Filter aufgeführt. Dieser Photodetektor besteht aus neun Photodioden. Jede einzelne Photodiode kann getrennt angesteuert werden, so dass theoretisch jeder Fabry-Pérot-Filter einen individuellen spektralen Bereich abdecken kann. Dieses Design bringt Vorteile für die spätere Anwendung im sichtbaren Spektralbereich, indem durch eine gleichzeitige Detektion mit allen Fabry-Pérot-Filtern, die die gleichen Filtereigenschaften aufweisen, das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert werden kann. Ferner kann die Zuverlässigkeit eines solchen Bauelements gesteigert werden. Fällt beispielsweise ein Filter aus, so können andere Filter weiterhin die Detektion ausführen.

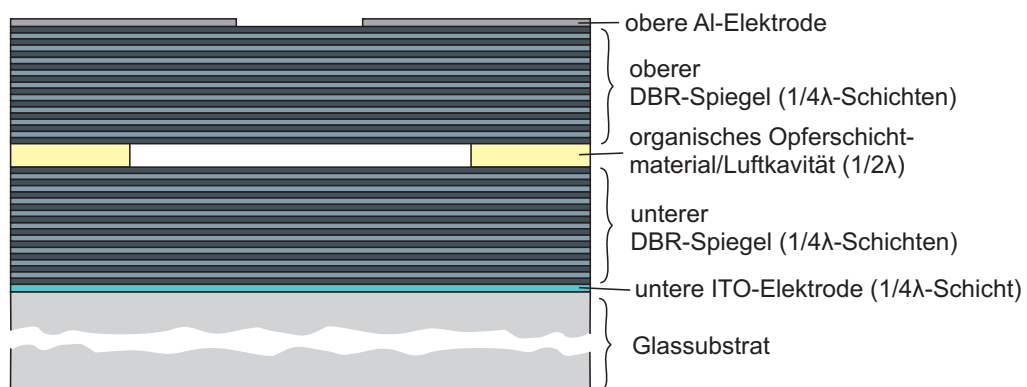


Abbildung 5.1.: Schematischer Aufbau des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters im sichtbaren Spektralbereich.

Der einzelne Fabry-Pérot-Filter ist nach dem bisherigen Filterkonzept oberflächenmikromechanisch aufgebaut (siehe Abb. 5.1). Das auf einem Glassubstrat positionierte Bauelement besteht aus zwei hochreflektierenden, dielektrischen DBR-Spiegeln. Diese werden durch ein organisches Opferschichtmaterial voneinander aufgetrennt. Das Opferschichtmaterial wird an definierten Stellen selektiv entfernt, wodurch eine Luftkavität erzeugt wird. Der obere DBR-Spiegel wird lateral so strukturiert, dass er eine Filtermembran und Verbindungsbrücken bildet. Die Membran und die Verbindungsbrücken werden unterätzt, die Haltepfosten hingegen nicht und sie trennen damit weiterhin die beiden DBR-Spiegel voneinander. Um die elektrostatische Aktuation der freigelegten Filtermembran zu ermöglichen, ist der Filter mit zwei Elektroden versehen. Die untere Elektrode ist zwischen dem Substrat und dem unteren DBR-Spiegel angeordnet und besteht aus Indiumzinnoxid. Dieses Material weist neben seiner Leitfähigkeit hohe Transparenz auf und trägt somit zum optischen Gesamtschichtsystem des unteren DBR-Spiegels bei. Die obere Elektrode aus Aluminium befindet sich auf dem oberen DBR-Spiegel. Um das Licht durch die Filtermembran mit möglichst wenig Absorption durchlassen zu können, wird die obere Elektrode strukturiert und wiederholt die laterale Form des oberen DBR-Spiegels mit

zusätzlicher Freisetzung der spektral aktiven Filtermembranfläche. An beide Elektroden wird elektrische Spannung angelegt, die zur mikromechanischen Auslenkung des oberen DBR-Spiegels führt. Aufgrund der Änderung des physikalischen Abstandes zwischen den beiden DBR-Spiegeln wird die Resonanzbedingung für die transmittierte Wellenlänge λ_c geändert und dies führt zur optischen Durchstimmung des Filters.

Die Herausforderung, das bisherige Filterdesign im sichtbaren Spektralbereich technologisch umzusetzen, lag darin, dass alle Depositions- und Strukturierungsprozesse zur Herstellung nicht nur eines einzelnen Fabry-Pérot-Filters, sondern auch des kompletten Filterarrays zueinander kompatibel sein müssen. Bisher standen folgende Schwerpunkte im Vordergrund:

- Untersuchung des Einflusses der lateralen Filtergeometrie auf die spektralen Filtereigenschaften
- Auswahl eines geeigneten Opferschichtmaterials zur Erzeugung der exakten Luftkavität
- Auswahl geeigneter dielektrischer Materialien zur Herstellung der DBR-Spiegel

Im Folgenden wird auf diese Schwerpunkte der Untersuchung detailliert eingegangen.

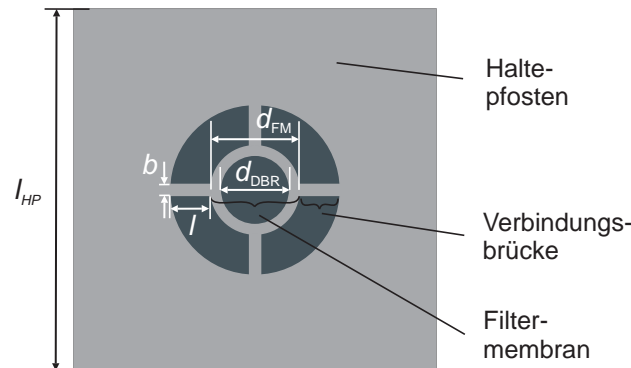


Abbildung 5.2.: Draufsicht auf die Filterstruktur.

Um den Einfluss der lateralen Filtergeometrie auf die Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filters untersuchen zu können, wurde zur Herstellung des Filters ein spezieller, den geometrischen Vorgaben des Photodetektors entsprechender Maskensatz entwickelt. Dieser beinhaltet verschiedene Filtertypen mit unterschiedlicher Geometrie. Die Filterstrukturen unterscheiden sich hauptsächlich in der Größe der Filtermembran, Anzahl und Form der Verbindungsbrücken und der Größe der Haltepfosten. Abbildung 5.2 zeigt die Draufsicht auf eine Filterstruktur mit vier Verbindungsbrücken. Die hellgraue Fläche gibt die

laterale Struktur der oberen Elektrode wieder. Nur der innere Durchmesser der Filtermembran d_{DBR} ist spektral aktiv.

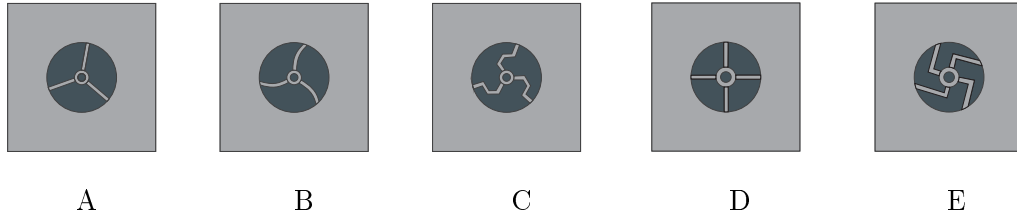


Abbildung 5.3.: Verschiedene Filtertypen (FT) mit drei geraden (A), drei verkrümmten (B), drei eckigen (C), vier geraden (D) und vier eckigen (E) Verbindungsbrücken.

Der Durchmesser der Filtermembran d_{FM} variiert zwischen $30\ \mu\text{m}$ und $70\ \mu\text{m}$. Die Seitenlänge der Haltepfosten l_{HP} liegt zwischen $240\ \mu\text{m}$ und $340\ \mu\text{m}$. Die Verbindungsbrücken unterscheiden sich in der Breite b und der Länge l , deren Abmaße zwischen $6,67\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m}$ für die Breite und zwischen $46\ \mu\text{m}$ and $145\ \mu\text{m}$ für die Länge liegen. Die Verbindungsbrücken haben gerade, verkrümmte oder eckige Form. Die Filter werden nach der Art und Anzahl der Verbindungsbrücken in fünf verschiedene Filtertypen aufgeteilt: A, B, C, D und E. Diese sind exemplarisch in der Abb. 5.3 aufgeführt.

Tabelle 5.1.: Klassifizierung verschiedener Filtertypen nach Form und Anzahl der Verbindungsbrücken und Größe der Filtermembran.

Filter- typ	Form der Verbindungs- brücken	Anzahl der Verbindungs- brücken	Abmessungen der Verbindungs- brücken $l \times b$ ($\mu\text{m} \times$ μm)	Durchmesser der Filter- membran d_{FM} (in μm)	Durchmesser der aktiven DBR-Spiegel- fläche d_{DBR} (in μm)	Bezeichnung des Filters
A	gerade	3	57 x 10	30	14	FT-A _{g,3,30}
			85 x 8	60	44	FT-A _{g,3,60}
			85 x 8	70	54	FT-A _{g,3,70}
B	verkrümmt	3	73 x 10	30	14	FT-B _{v,3,30}
			110 x 10	40	24	FT-B _{v,3,40}
C	eckig	3	66 x 6,67	30	14	FT-C _{e,3,30}
D	gerade	4	70 x 6,67	30	14	FT-D _{g,4,30}
			85 x 8	70	54	FT-D _{g,4,70}
E	eckig	4	73 x 10	60	44	FT-E _{e,4,60}
			135 x 10	70	54	FT-E _{e,4,70}

Tabelle 5.1 zeigt eine detaillierte Aufteilung verschiedener Filterstrukturen nach Filtertypen: A, B, C, D und E. Jeder Filtertyp wird durch eine Abkürzung beschrieben. So wird beispielsweise ein Filter des Filtertyps A mit drei geraden Verbindungsbrücken und

einer Membrangröße von 30 μm durch die Abkürzung FT-A_{g,3,30} gekennzeichnet. Der Schwerpunkt der bisherigen Untersuchungen im sichtbaren Spektralbereich lag in der Charakterisierung der spektralen Eigenschaften der Filter mit unterschiedlicher Filtergeometrie. Zudem wurde die mikromechanische Auslenkung dieser Filter in Abhängigkeit von der elektrischen Spannung von Setyawati [147], Mondragón Marquez [148] und Bui [149] untersucht. Die daraus gewonnenen Ergebnisse werden im Abschnitt 5.3 vorgestellt.

Eine besondere Herausforderung bei diesem neuartigen Filterkonzept besteht in der Einstellung der exakten Kavitätshöhe nicht nur in einem einzelnen Fabry-Pérot-Filter, sondern im gesamten Filterarray, welches mehrere DBR-Spiegel mit unterschiedlichen physikalischen Schichtdicken enthält. Daher muss das Opferschichtmaterial eine Reihe von Anforderungen erfüllen. Um die Filtermembran, auch im gesamten Filterarray, freizulegen, soll das Material durch das selektive Trockenätzen in einem einzigen Prozessschritt entfernt werden. Dieser Prozessschritt schließt die Herstellung des Fabry-Pérot-Filters bzw. -Filterarrays ab. Das Aufbringen des Kavitätsmaterials soll ebenso in einem einzigen Prozessschritt erfolgen. Die exakten Kavitätshöhen im gesamten Filterarray können nur dann eingehalten werden, wenn ein zusätzlicher Strukturierungsprozess in den Prozessfluss eingeführt werden kann. Im Weiteren steht die chemische und physikalische Beständigkeit des Materials gegenüber allen anderen Prozessschritten als eine weitere Anforderung an das Opferschichtmaterial. Aufgrund der chemischen und physikalischen Eigenschaften erfüllte das UV-aushärtbare Polymer mr-UVCur06 der Firma *micro resist technology GmbH* [150] diese Anforderungen und erwies sich als am Besten sowohl für den Aufbau des Fabry-Pérot-Filters als auch für das gesamte Filterarray geeignet. Bei den Strukturierungsprozessen weist dieses Material eine hohe Selektivität gegenüber den für die DBR-Spiegel und für die Elektroden verwendeten Materialien auf. Ferner ist es gegenüber gewählten Depositions- und Strukturierungsschritten chemisch und physikalisch beständig. Bei der Deposition des oberen DBR-Spiegels wird es durch die Temperaturbelastung des PECVD-Prozesses bei 120 °C nicht verformt. Darüber hinaus wird es im Gegensatz zu den meisten Photolacken von gängigen Lösungsmitteln sowie sauren und alkalischen Lösungen chemisch nicht angegriffen, was wiederum eine enorme Bedeutung für die planparallele Anordnung der Filtermembran gegenüber dem unteren DBR-Spiegel hat und für eine hohe Qualität der einzelnen dielektrischen Schichten des oberen DBR-Spiegels sorgt. Das Besondere an diesem Material ist, dass es zur Erzeugung der unterschiedlichen physikalischen Höhen der Opferschicht im gesamten Filterarray geeignet ist und außerdem durch ein spezielles Abformverfahren über unterschiedlich hohe DBR-Spiegel strukturiert werden kann. Beim Abformverfahren handelt es sich um ein innovatives Imprint-Verfahrens namens SCIL¹ [151, 152]. Die erste erfolgreiche Umsetzung dieses Verfahrens bei der Strukturierung des Opferschichtmaterials im Filterarray und

¹Engl. Substrate Conformal Imprint Lithography

damit die exakte Einstellung der späteren Luftkavität hat Wang in seiner Arbeit gezeigt [153].

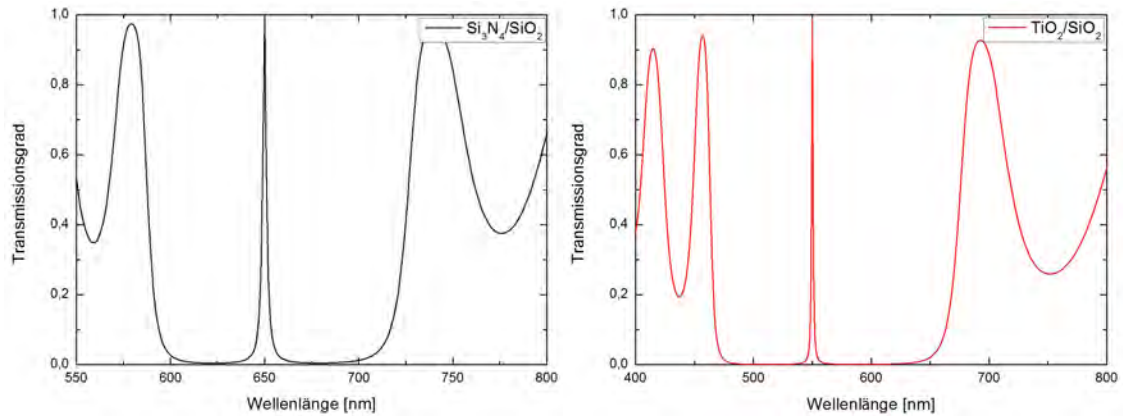


Abbildung 5.4.: Vergleich der berechneten Transmissionseigenschaften des Fabry-Pérot-Filters mit DBR-Spiegeln aus verschiedenen Materialien und einer $\lambda/2$ -Luftkavität; links: beide Si₃N₄/SiO₂-DBR-Spiegel aus 9,5 Perioden (Filterdesign I), rechts: beide TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegel aus 5,5 Perioden (Filterdesign II).

Für die vorliegende Arbeit hat die Betrachtung der technologischen Entwicklung des kompletten Filterarrays im sichtbaren Spektralbereich wenig Relevanz, daher beschränkt sich diese auf einen einzelnen Fabry-Pérot-Filter. Um spektrale Anwendungsanforderungen später zu erreichen, werden zur Herstellung von DBR-Spiegeln Materialien mit möglichst hohem Brechungsindexkontrast $\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}$ benötigt. Zur Auswahl stehen zwei Materialkombination: Si₃N₄/SiO₂ mit einem Brechungsindexkontrast von 0,11 und TiO₂/SiO₂ mit einem Brechungsindexkontrast von 0,21. Wie im Kapitel 4 beschrieben, wird der Si₃N₄/SiO₂-DBR-Spiegel mittels PECVD hergestellt. Für die Herstellung von TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegeln wird das IBSD-Verfahren eingesetzt, welches technologisch deutlich mehr Aufwand als das PECVD-Verfahren bereitet. Nichtsdestotrotz werden beide Verfahren für die Realisierung der Fabry-Pérot-Filter im sichtbaren Bereich angewendet. Die berechneten Transmissionseigenschaften beider Filter sind in der Abb. 5.4 graphisch dargestellt. Die Zentralwellenlänge λ_c für den Fabry-Pérot-Filter aus Si₃N₄/SiO₂-DBR-Spiegeln liegt bei 650 nm (Filterdesign I). Für den Filter aus TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegeln wird die Zentralwellenlänge λ_c auf 550 nm gesetzt (Filterdesign II).

Die optische Schichtdicke jeder Schicht der DBR-Spiegel liegt bei $1/4\lambda$ und die der Luftkavität bei $1/2\lambda$. Für das Filterdesign I werden Si₃N₄/SiO₂-DBR-Spiegel aus 9,5 Perioden genommen. Um eine vergleichbare Linienbreite zu erreichen, werden für das Filterdesign II TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegel aus 5,5 Perioden benötigt. Bei diesem Filterdesign ist die Stoppbandbreite um ca. 60 nm größer. In der Tabelle 5.2 sind physikalische Parameter zur Berechnung der Transmissionsspektren und später zur technologischen Realisierung der beiden Fabry-Pérot-Filter zusammengefasst.

Tabelle 5.2.: Geometrische und spektrale Parameter der durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter nach dem bisherigen Filterdesign für den sichtbaren Spektralbereich.

	Filterdesign I	Filterdesign II
Zentralwellenlänge λ_c	650 nm	550 nm
Opferschichtmaterial	mr-UVCur06	mr-UVCur06
physikalische Schichtdicke der Opferschicht (spätere Luftkavität)	325 nm	275 nm
Materialien für die untere und die obere Elektrode	ITO/Al	ITO/Al
Schichtdicken der Elektroden	80 nm/100 nm	80 nm/100 nm
Materialpaare für DBR-Spiegel	Si ₃ N ₄ /SiO ₂	TiO ₂ /SiO ₂
Anzahl der Perioden	9,5	5,5
Brechungsindices n_H/n_L	1,81/1,45	2,32/1,50
Schichtdicken der Materialien für den oberen und den unteren DBR-Spiegel	89,6 nm/111,9 nm	59,3 nm/91,7 nm
berechnete Stoppbandbreite	ca. 120 nm	ca. 180 nm
berechnete FWHM	2,6 nm	1,8 nm
Literaturquelle	[70]	[147]

Anhand der berechneten Transmissionsspektren zeigt Filterdesign II deutlich bessere Filtereigenschaften und soll daher mehr Vorteile für die spätere Anwendung bringen. Im folgenden Abschnitt wird nun auf die technologische Realisierung beider Filter eingegangen.

5.2. Technologische Herstellung

Der gesamte Prozessfluss zur Herstellung der durchstimmbaren FP-Filter nach dem vorherigen Design besteht aus folgenden Prozessschritten:

- a1) Deposition und Strukturierung der unteren ITO-Elektrode durch IBSD
- b1) Deposition des unteren DBR-Spiegels mittels PECVD (Filterdesign I) oder IBSD (Filterdesign II)
- c1) Freilegung der unteren ITO-Elektrode durch Lift-Off-Prozess
- d1) Aufbringen des Opferschichtmaterials mr-UVCur06 durch Aufschleudern
- e1) Deposition des oberen DBR-Spiegels mittels PECVD (Filterdesign I) oder IBSD (Filterdesign II)

- f1) Deposition der oberen Al-Elektrode durch Aufdampfen
- g1) laterale Strukturierung der oberen Al-Elektrode mittels Nassätzens
- h1) laterale Strukturierung des oberen DBR-Spiegels durch Trockenätzprozess
- i1) Strukturierung der Kavität durch Unterätzen der Filtermembran und der Verbindungsbrücken

Für das Filterdesign I und das Filterdesign II bestehen Unterschiede in der Herstellung bei den Prozessschritten b1), e1) und h1). Die zur Deposition und Strukturierung der Filter notwendigen Technologien wurden im Abschnitt 4.1 ausführlich behandelt. Alle Prozessparameter der verwendeten Technologien sind im Anhang C zu finden. In den Abbildungen 5.5 bis 5.10 wird dieser Prozessverlauf durch Querschnitte des Filters nach jedem Prozessschritt schematisch vorgestellt und im Folgenden detailliert beschrieben. Die dargestellten Schichtdicken und lateralen Größen entsprechen nicht den tatsächlichen Größen der Filterstrukturen und sind ausschließlich zur besseren Demonstration der Prozessschritte gewählt worden.

Zur Herstellung der Filter wird ein quadratisches Substrat aus Floatglas der Firma *Präzisions Glas & Optik GmbH* verwendet. Das Substrat ist 1" groß und hat eine Schichtdicke von 0,7 mm. Vor der Deposition der unteren ITO-Elektrode wird es mit Aceton und Isopropanol gereinigt und anschließend unter Stickstofffluss getrocknet.

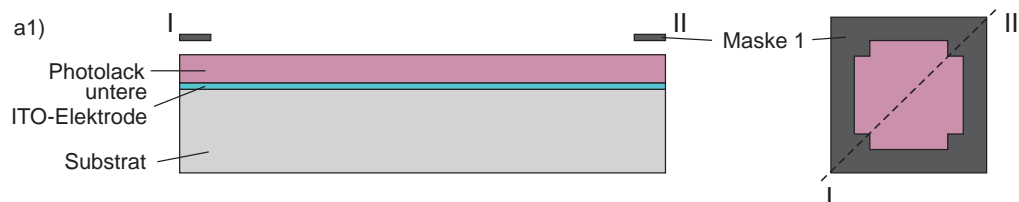


Abbildung 5.5.: Schematische Darstellung des Prozessschrittes a1): Deposition und Photolithographie der unteren ITO-Elektrode. Die Eckflächen des Substrats werden durch den positiven Photolack geschützt. Die gestrichelte Linie zwischen den Punkten I und II zeigt den Querschnitt durch den Substrat.

Eine ca. 90 nm dicke, elektrisch leitfähige ITO-Schicht wird mittels IBSD (vgl. Abschnitt 4.1.1) auf das Substrat deponiert. Im Anschluss an diesen Prozess wird die ITO-Schicht mit einem RTA²-Verfahren zur Verbesserung der elektrischen Leitfähigkeit behandelt. Der Flächenwiderstand R_{\square} dieser Schicht liegt zwischen 80 und 90 Ω/\square . Da dieses Material hohe Transparenz im sichtbaren Bereich zeigt, wird es auf die gesamte Substratfläche aufgetragen und wie bereits erwähnt, wird ITO zur optischen Gesamtschichtdicke des unteren DBR-Spiegels aufsummiert. Bevor mit der Deposition des unteren DBR-Spiegels

²Engl. Rapid Thermal Annealing

fortgesetzt werden kann, werden an den Ecken des Substrats quadratische Elektrodenflächen von ca. 3 mm Kantenlänge zur späteren Kontaktierung durch einen positiven Photolack geschützt. Dieser wird aufgeschleudert und die Probe mit der Maske 1 photolithographisch strukturiert (siehe Abb. 5.5 a1).

Die Herstellung des unteren DBR-Spiegels aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ mit 9,5 Perioden (Filterdesign I) mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (PECVD) wurde bereits im Abschnitt 4.1.1 vorgestellt. Die zur Deposition benötigten Prozessparameter sind im Anhang C aufgelistet. Diese Depositionsbedingungen wurden bereits von Wang in [152] angepasst. Nur bei der Si_3N_4 -Deposition wurden die Leistung des RF-Generators auf 200 W erhöht und das Tastverhältnis zwischen HF- und LF-Plasmaanregung auf 20:5 geändert, was einem Wert von $\psi = 0,6$ entspricht. Unter diesen Depositionsbedingungen wurden optische Eigenschaften im Hinblick auf optimale Periodenanzahl von Woitdt in [128] untersucht. Die Genauigkeit der Schichtabscheidung von PECVD liegt bei etwa 10 nm [146]. Deshalb wird die Depositionsrate vor der Deposition der DBR-Spiegel jedes Mal neu bestimmt, um die geforderte Zentralwellenlänge des Stoppbandes exakt zu treffen.

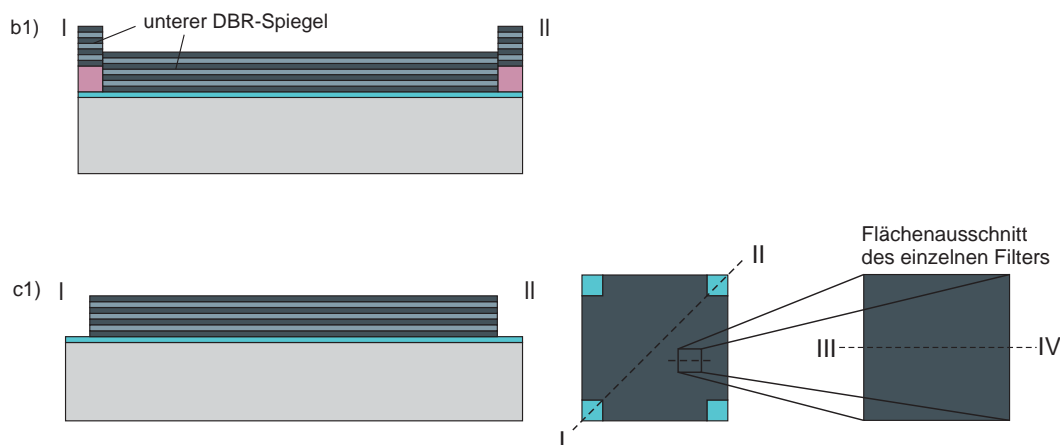


Abbildung 5.6.: Prozessschritt b1): Deposition des unteren DBR-Spiegels; Prozessschritt c1): Durch den Lift-Off-Prozess wird die untere ITO-Elektrode an den Ecken des Substrats freigelegt. Die gestrichelte Linie zwischen den Punkten III und IV bezieht sich auf weitere Prozessschritte. Es wird nur die Fläche eines einzelnen Filters präsentiert.

Beim Filterdesign II wird der IBSD-Prozess zur Herstellung des unteren $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels verwendet. Die Prozessparameter für die einzelnen Schichten wurden in [154] angepasst. Diese sind ebenso im Anhang C aufgeführt. Die Periodenanzahl von 5,5 erwies sich als am Besten zur Herstellung von Fabry-Pérot-Filtern mit einer FWHM < 3 nm geeignet [152].

In der Abbildung 5.6b1) ist ein Querschnitt der Probe nach der Deposition des unteren DBR-Spiegels gezeigt. Die Ecken des Substrats werden durch den Lift-Off-Prozess (vgl. Abschnitt 4.1.6) vollständig freigelegt. Dies veranschaulicht die Abb. 5.6 durch den Prozessschritt c1). In allen weiteren Prozessschritten erfolgt die Darstellung des Prozessflusses anhand des Querschnittes III-IV (gestrichelte Linie), der durch die Fläche eines einzelnen Filters geht. Die Aussparungen für die untere Elektrode werden nicht mehr zu erkennen sein.

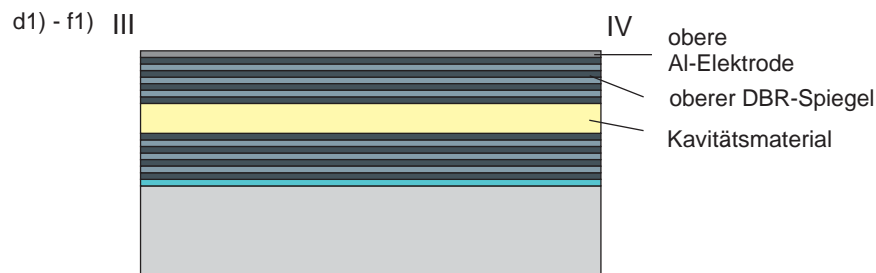


Abbildung 5.7.: Querschnitt des kompletten Schichtaufbaus des Fabry-Pérot-Filters: Zum Fertigstellen des kompletten Schichtaufbaus werden folgende Depositionsprozesse benötigt: Aufbringen des Opferschichtmaterials (d), Deposition des oberen DBR-Spiegels (e), Deposition der oberen Al-Elektrode (f).

Das Fertigstellen des kompletten Schichtaufbaus des bisherigen Filterdesigns zeigt die Abbildung 5.7. Die Luftkavität wird durch die physikalische Schichtdicke des Opferschichtmaterials mr-UVCur06 definiert. Dieses wird durch die Schleuderbeschichtung (siehe Abschnitt 4.3) auf das Substrat aufgebracht. Für das Filterdesign I beträgt die physikalische Schichtdicke von mr-UVCur06 325 nm und für das Filterdesign II 275 nm. Das Material soll im Anschluss an den Herstellungsprozess durch das isotrope Ätzen selektiv unter der Filtermembran entfernt werden.

Der obere $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel (Filterdesign I) aus 9,5 Perioden ist identisch zu dem unteren DBR-Spiegel und wird unter den gleichen Depositionsbedingungen auf das Polymer aufgebracht. Ebenso ist die Deposition des oberen DBR-Spiegels aus $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ mit 5,5 Perioden identisch zu der Deposition des unteren DBR-Spiegels mittels IBSD. Anschließend wird die obere Al-Elektrode mittels elektronenstrahlgestützten Aufdampfens (vgl. Abschnitt 4.1.2) aufgebracht. Die Schichtdicke der oberen Elektrode beträgt 100 nm.

Nun wird das hergestellte Schichtsystem lateral strukturiert. Die Photolithographie zur Strukturierung der Aluminium-Elektrode geschieht mit der Maske 2. Es wird der Positivlack AZ1518 für diesen Schritt eingesetzt. Darauf folgend wird die Al-Elektrode nass-chemisch mit der Ätzlösung ANPE 80/5/5/10 der Firma *MicroChemicals GmbH* geätzt.

Die Ätzrate liegt bei etwa 40 nm/min unter Raumtemperatur. Nach dem vollständigen Ätzvorgang wird die Probe mit dem Wasser abgespült, um ein weiteres Ätzen des Aluminiums zu unterbrechen. Dieser Prozessschritt (g1) ist in der Abbildung 5.8 schematisch abgebildet.

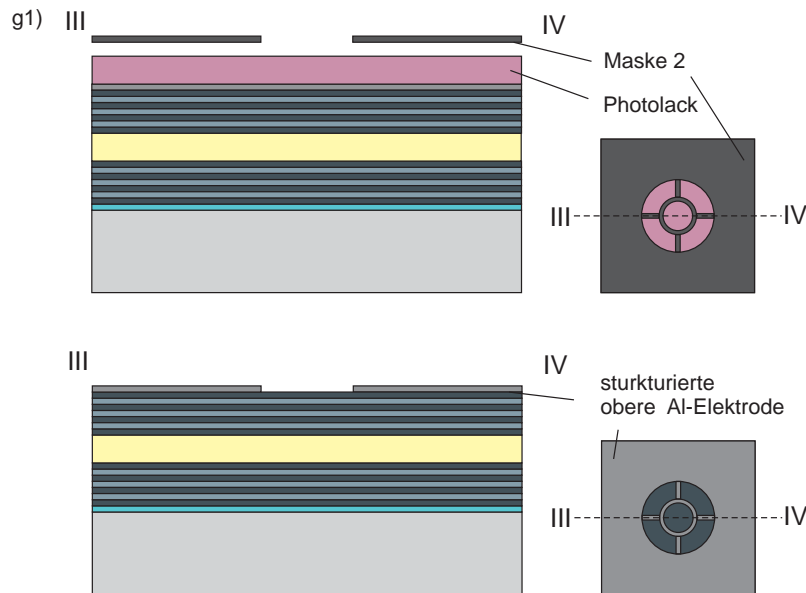


Abbildung 5.8.: Schematische Darstellung zur lateralen Strukturierung der oberen Elektrode (g1): Zuerst wird der positive Photolack auf das Schichtsystem aufgebracht und über Photolithographie mit der Maske 2 strukturiert. Danach wird die Al-Elektrode nasschemisch geätzt.

Nach der Entfernung der Photolackreste mit Aceton und Isopropanol folgt der Prozessschritt h1). Hierbei wird der obere DBR-Spiegel vor dem Trockenätzprozess photolithographisch mit der Maske 3 strukturiert (siehe Abb. 5.9). Sowohl Photolacke als auch Trockenätzverfahren sind für beide Filterdesigns in diesem Prozessschritt verschieden. Zum Ätzen von $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln (Filterdesign I) wird der Positivlack AZ1518 als Ätzschutzmaske verwendet.

Wie im Abschnitt 4.1.5 beschrieben, wird dieser DBR-Spiegel mittels des reaktiven Ionenätzens in der RIE-Anlage strukturiert. Die Prozessparameter wurden von Woitdt in [128] optimiert. Sie sind im Anhang C zu finden. Die Ätztiefe des DBR-Spiegels wird mit dem Oberflächenprofilometer *Ambios XP-100* geprüft.

Zur lateralen Strukturierung des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels wird der Negativlack AZnLoF2070 5:1 verwendet. Die Anpassung und Optimierung der Prozessparameter an der ICP-RIE-Anlage zum Ätzen dieses DBR-Spiegels erfolgten in [133, 143, 147]. Die

optimalen Prozessparameter sind im Anhang C zu finden. In der Abbildung 5.9 ist ein Filterausschnitt nach dem erfolgreichen Ätzzvorgang zu sehen.

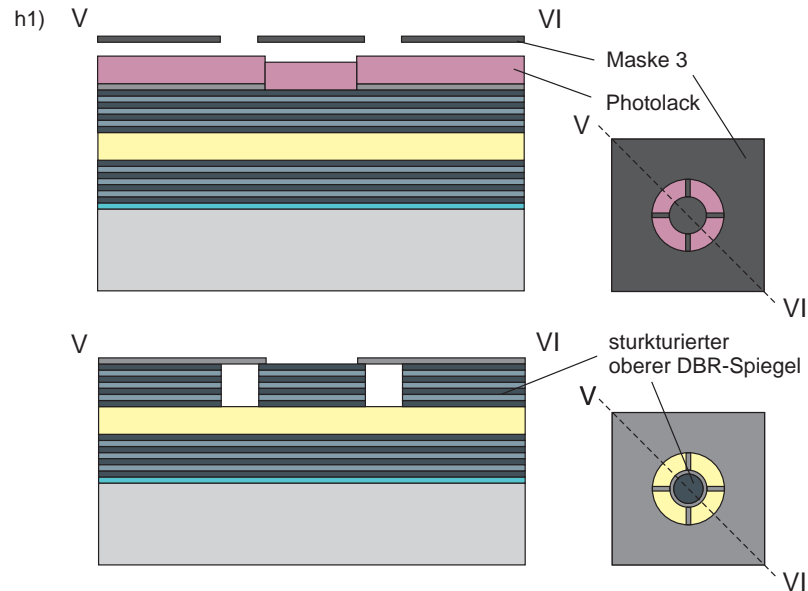


Abbildung 5.9.: Veranschaulichung der lateralen Strukturierung des oberen DBR-Spiegels (Prozessschritt h1): Die Photolithographie erfolgt mit der Maske 3. Anschließend wird der obere DBR-Spiegel durch einen Trockenätzprozess strukturiert.

Im letzten Prozessschritt i1) erfolgt das Freilegen der Filtermembran und der Verbindungsbrücken (siehe Abb. 5.10). Das Opferschichtmaterial mr-UVCur-06 wird dem Sauerstoffplasma so lange im Plasmaverascher *TePla 100* (vgl. 4.1.5) ausgesetzt, bis eine vollständige Entfernung des Polymers unter der Filtermembran und den Verbindungsbrücken stattfindet. Die genaue Prozessdauer hängt stark von der Geometrie der Filterstrukturen ab. Die Ätzeit variiert zwischen 37 min für eine Filterstruktur mit einem Durchmesser der Filtermembran von $d_{FM} = 30 \mu\text{m}$ und 75 min für eine Filterstruktur mit $d_{FM} = 70 \mu\text{m}$.

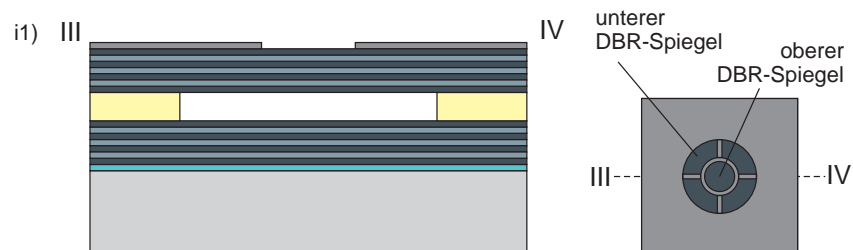


Abbildung 5.10.: Nach dem Unterätzprozess (i1) wird die Filterstruktur freigelegt. Dabei wird die Luftkavität erzeugt.

5.3. Eigenschaften der bisher realisierten Fabry-Pérot-Filter

Die Charakterisierung der Filtereigenschaften von bisher realisierten Fabry-Pérot-Filtern im sichtbaren Spektralbereich (Filterdesign I+II) beschränkt sich auf die Charakterisierung der spektralen Eigenschaften (siehe Abschn. 4.2.3) und der mechanischen Auslenkung der Filtermembran in Abhängigkeit von der Aktuierungsspannung. Dabei wurden nur einige in der Tabelle 5.1 aufgeführten Filtertypen untersucht. Bei der Realisierung der Filter nach dem Filterdesign II ergaben sich bisher technologische Schwierigkeiten. Daher werden im Folgenden nur Filtereigenschaften der Filter nach dem Filterdesign I verglichen.

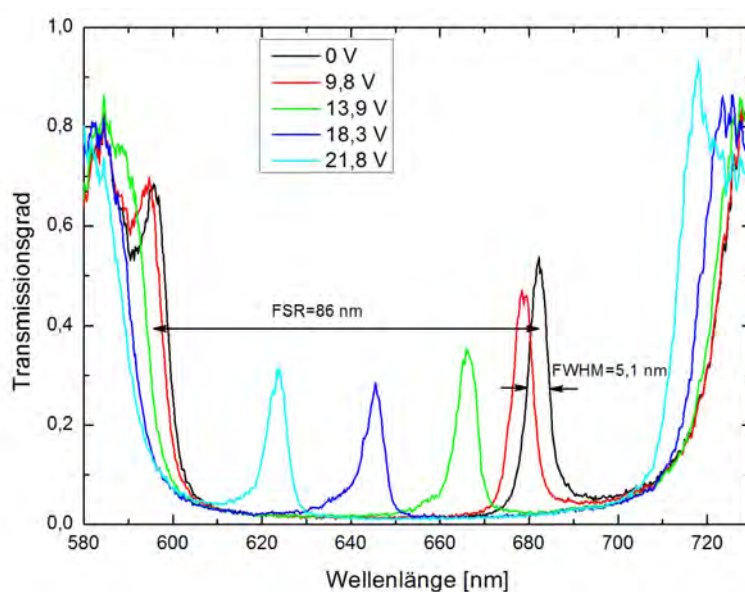


Abbildung 5.11.: Transmissionsgrad des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters mit einer Zentralwellenlänge $\lambda_c = 650$ nm in Abhängigkeit von der Aktuationsspannung. Dieses Aktuationsverhalten zeigt ein Filter vom Filtertyp FT-B_{v,3,30}, entnommen aus [147].

Abbildung 5.11 zeigt exemplarisch Transmissionseigenschaften eines Fabry-Pérot-Filters des Filtertyps FT-B_{v,3,30} nach dem Filterdesign I, die in der Arbeit von Setyawati [147] aufgeführt sind. Die gemessene Transmissionslinie ohne angelegte Spannung (0 V) liegt nicht zentral (bei 650 nm), sondern ist zu einer höheren Wellenlänge von 682 nm verschoben. Die FWHM beträgt hier 5,1 nm. Damit lässt sich ein Auflösungsvermögen von $\mathcal{R} = 133$ erreichen. Mit steigender Spannung wandert die Transmissionslinie zu den niedrigeren Wellenlängen. Der optische Durchstimmbereich dieses Filters beträgt 55 nm bei einer Aktuierungsspannung von 21,8 V. Der freie Spektralbereich FSR ist deutlich höher und liegt bei 86 nm. Dieser Filter erreicht eine Finesse von $\mathcal{F} = 16,5$. Um die Filtermembran um 50 nm mechanisch auszulenken, wird eine Spannung von ca. 18 V benötigt.

Im Weiteren sind die für die bisher realisierten durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter nach dem Filterdesign I charakteristischen Größen, wie der optische Durchstimmbereich $\Delta\lambda$, die Aktuationsspannung U , die Halbwertsbreite FWHM, der freie Spektralbereich FSR, und zum Vergleich der mechanischen Eigenschaften der Filter extra festgelegte Größe die Aktuationsspannung U bei einer mechanischen Auslenkung Δx von 50 nm, in der Tabelle 5.3 zusammengefasst. Diese Filtereigenschaften wurden in den Masterarbeiten von Mondragón Marquez [148] und Bui [149] und in der Dissertation von Setyawati [147] präsentiert.

Tabelle 5.3.: Filtereigenschaften im sichtbaren Spektralbereich ($\lambda_c=650$ nm) für die Fabry-Pérot-Filter nach dem Filterdesign I.

Filter	$\Delta\lambda$ (in nm)	U (in V)	FWHM (in nm)	FSR (in nm)	U bei $\Delta x=50$ nm (in V)	Literatur- quelle
FT-A _{g,3,30}	2	80	-	-	40	[148, 149]
FT-B _{v,3,30}	55	21,8	5,1 (682 nm)	86	18	[147]
FT-C _{e,3,30}	18	28	-	-	16	[148, 149]
FT-B _{v,3,40}	90	6	-	-	5	[148, 149]

Nicht alle Filtereigenschaften von jedem Filter konnten jeweils zusammengefasst werden. Daher bleiben einige Filtereigenschaften ohne Angaben. Trotz weniger Messungen ist eine Tendenz zu erkennen, inwieweit die Filtergeometrie die Filtereigenschaften der bisher realisierten Filter beeinflussen kann. Vor allem die Arbeit von Bui [149] zeigt anhand von theoretischen Berechnungen der mechanischen Filtereigenschaften nach Finite-Elemente-Methode deutlich, dass die mechanische Auslenkung der freigelegten Filtermembran von der Art der Verbindungsbrücken und der Größe der Filtermembran abhängt. Dieses Verhalten spiegelt sich in der optischen Durchstimmeffizienz wider. Die vorgestellten Messergebnisse zeigen, dass vermutlich gerade Verbindungsbrücken unvorteilhaft für eine spannungsarme Aktuation sind. Mit den verkrümmten oder eckigen Verbindungsbrücken lässt sich eine deutlich größere optische Durchstimmeffizienz erreichen. Im Weiteren bewirkt die Durchmesserergrößerung der Filtermembran eine Reduzierung der Aktuationsspannung. Dies lässt sich mit der Gl. 3.48 erklären. Sie zeigt, dass durch eine größere Elektrodenfläche größere elektrostatische Kräfte herrschen, die ein schnelleres Zusammenziehen der beiden Elektroden hervorrufen. Die Ergebnisse aus [149] zeigen, dass für eine mechanische Auslenkung von 50 nm für den Filtertyp FT-B_{v,3,40} 13 V weniger Spannung benötigt wird als für den Filtertyp FT-B_{v,3,30}.

Die ersten technologischen Realisierungsversuche des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters nach dem Filterdesign II sind bei Setyawati [147] zu finden. Dabei lassen sich folgende

Ergebnisse festhalten:

- Es wurde eine schlechte Haftung zwischen dem organischen Opferschichtmaterial mr-UVCur06 und dem oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel beobachtet. Unmittelbar nach dem Depositionsprozess platzte der obere DBR-Spiegel komplett ab. Die gleichen Beobachtungen wurden bereits in [146] und [154] gemacht. Solche Haftungsprobleme traten beim Filterdesign I nicht auf. Als kurzfristige Lösung des Haftungsproblems wurde bei der Herstellung des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters nach dem Filterdesign II das Polymer mr-UVCur06 durch ein anderes organisches Opferschichtmaterial ersetzt [147]. Zwar ist dieses Opferschichtmaterial für die Umsetzung des kompletten Filterarrays im sichtbaren Spektralbereich nicht geeignet, aber es konnte die technologische Umsetzung des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters nach dem Filterdesign II erstmalig gezeigt werden.

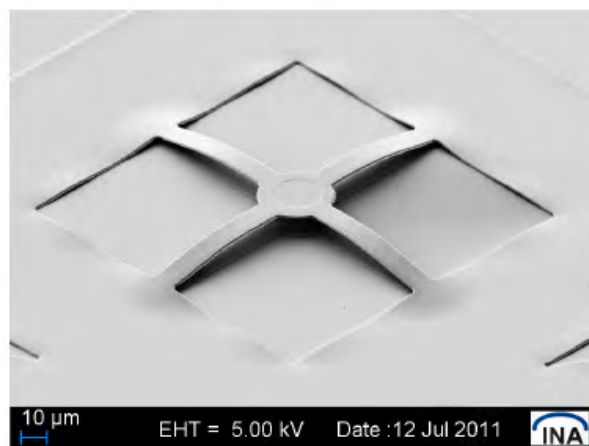


Abbildung 5.12.: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines Fabry-Pérot-Filters aus $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln. Es handelt sich dabei um den Filtertyp $\text{FT-D}_{g,4,30}$. Aufgrund der aufgetretenen Verspannungen in den dielektrischen Schichten des oberen DBR-Spiegels beträgt die Luftkavität $9,78 \mu\text{m}$ [147].

- Bei diesem Filter wurde nach dem Freilegen der Filtermembran eine extrem große Verformung des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels beobachtet. Dieses Verhalten ist durch Depositionsbedingungen beim IBSD hervorgerufen. Aufgrund der hohen kinetischen Energie der Ionen beim Zerstäubungsprozess entstehen dielektrische Schichten mit einer hohen Dichte. Diese versuchen sich nach Deposition wieder auszudehnen. Dieses Verhalten spricht für kompressive Verspannungen in den Schichten. Diese Verspannungen lassen sich kaum kontrollieren und sind eine besondere technologische Herausforderung in der modernen Prozessführung. In der Abb. 5.12 ist eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme (REM) eines Filters des Filtertyps $\text{FT-D}_{g,4,30}$ mit einer Luftkavität von $9,78 \mu\text{m}$ gezeigt (realisiert von Setyawati [147]).

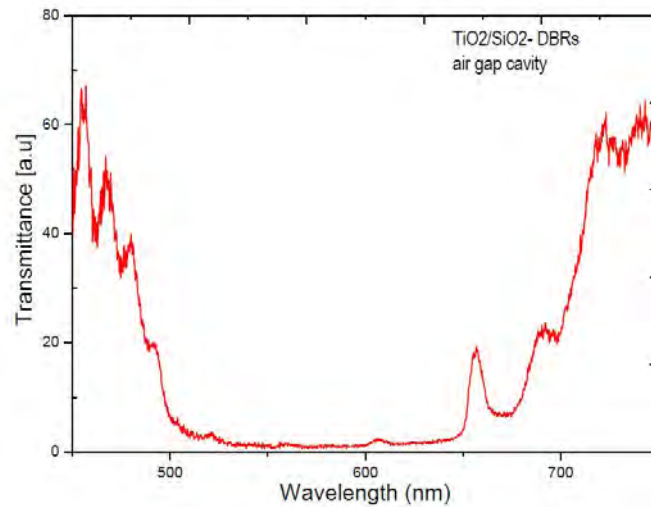


Abbildung 5.13.: Gemessenes Transmissionspektrum eines durchstimmbaren Filters des Filtertyps FT- $D_{g,4,30}$ nach dem Filterdesign II, entnommen aus [147].

- Die Messung der Transmissionspektrums vor der Aktuation zeigte, dass ein Stoppband von ca. 200 nm mit diesem Filterdesign möglich ist (siehe Abb. 5.13). Der freie Spektralbereich von lediglich $FSR = 15$ nm wurde bei diesem Filter erreicht. Die Aktuation dieses Filters war nicht möglich [147].

6. Design und technologische Realisierung des Filters im nahen IR-Bereich im Rahmen der vorliegenden Arbeit

Dieses Kapitel behandelt die technologische Realisierung des mikromechanisch durchstimmbaren dielektrischen Fabry-Pérot-Filters, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit im nahen Infrarot-Bereich zwischen 800 nm und 1200 nm erforscht wurde. Im Abschnitt 6.1 werden Anforderungen an den Filter für die spätere spektroskopische Anwendung festgelegt und das neu entwickelte Design sowie seine Vorteile gegenüber dem im vorherigen Kapitel vorgestellten Design ausführlich diskutiert. Die wesentliche Designänderung besteht in der Änderung der lateralen und vertikalen Geometrie des oberen DBR-Spiegels. Die Fläche des oberen DBR-Spiegels wurde auf die spektral aktive Fläche der Filtermembran reduziert, welche auf ein Membranhaltssystem positioniert wurde.

Im Abschnitt 6.2 wird die gesamte Prozessführung, die im Rahmen dieser Arbeit für die Entwicklung und Fertigstellung des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters entstanden ist, vorgestellt. Das Hauptaugenmerk der technologischen Entwicklung liegt in der Optimierung des Membranhaltessystems, welches neben der metallischen Elektrode aus dielektrischen Schichten mit unterschiedlichen mechanischen Eigenschaften besteht. Diese werden quantitativ mit Hilfe der Substratkrümmungsmethode zuerst in den einzelnen dielektrischen Schichten untersucht. Daraufhin werden Fabry-Pérot-Filter im Infrarot-Bereich mit unterschiedlichem vertikalem Design des Membranhaltessystems hergestellt und die Auswirkungen der Variation der mechanischen Spannung auf die Krümmung und die Höhe der Auslenkung der Filterstruktur untersucht.

6.1. Anforderungen an den Filter und sein Design

Für die Umsetzung des beschriebenen Konzepts zur berührungslosen Messung der Wafer-temperatur sollen bestimmte Anforderungen von dem zu realisierenden, mikromechanisch

durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter im nahen IR-Bereich erfüllt werden. Der zukünftige spektroskopische Einsatz des Filters erfordert idealerweise eine Übereinstimmung solcher Voraussetzungen wie spektrale Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filters, Unterdrückung der Seitenmoden und spektrale Eigenschaften und Sensitivität des Detektors. Die vorliegende Arbeit verfolgt das Ziel, den Fabry-Pérot-Filter mit den für die Anwendung benötigten spektralen Eigenschaften technologisch zu realisieren und zu charakterisieren.

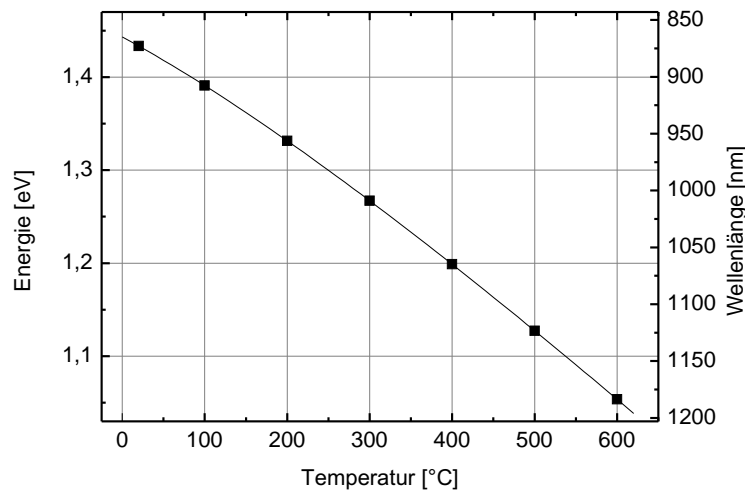


Abbildung 6.1.: Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs, berechnet nach Varshni [115].

Die Festlegung der spektralen Eigenschaften basiert auf den Berechnungen der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs nach Varshni (Gl. 3.57). Das Ergebnis der Berechnungen ist grafisch in der Abb. 6.1 dargestellt. Diese zeigt, dass der spektralen Lage der Bandlücke im Temperaturbereich von 0 °C bis 600 °C ein spektraler Bereich zwischen ca. 860 nm und 1180 nm entspricht. Um die Bandlücke für den genannten Temperaturbereich mittels der vorgestellten Messmethode spektral vollständig zu erfassen, sollte das zu entwickelnde spektroskopische Messsystem eine Detektion im Bereich zwischen 800 nm und 1200 nm gewährleisten. Eine spektrale Spannweite von 400 nm mit Hilfe eines Fabry-Pérot-Filters mit einem einzigen Stopband aus dielektrischen Materialien erscheint technologisch nicht möglich und würde wie bei der Anwendung im sichtbaren Bereich die Realisierung eines Filterarrays aus mehreren Fabry-Pérot-Filtern mit unterschiedlichen Zentralwellenlängen erfordern. Für den Proof of Concept der vorgestellten Messmethode reicht allerdings in der Anwendung ein begrenzter Durchstimmbereich aus, so dass beispielsweise über das Durchstimmen von einem 100 nm breiten spektralen Bereich ein Temperaturfenster von ca. 150 °C erfasst werden kann. Die Detektion des reflektierten Signals zwischen 900 nm und 1000 nm macht theoretisch eine Bestimmung

der Temperatur von ca. 100 °C bis ca. 250 °C möglich. Daher wird die erstrebte Zentralwellenlänge λ_c des zu entwickelnden durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters auf 950 nm gesetzt.

Zur Festlegung der spektralen Linienbreite des Fabry-Pérot-Filters wird folgende Abhängigkeit zur Hilfe gezogen. Eine Temperaturgenauigkeit von beispielsweise 10 °C wird dann erreicht, wenn das eingesetzte Spektrometer eine spektrale Auflösung von 5 nm besitzt. Daher verfolgt diese Arbeit als ein weiteres Ziel, mit den entwickelten Fabry-Pérot-Filtern möglichst nah an diese Auflösung zu kommen.

Ausgehend von dem vorgestellten Filterkonzept für den sichtbaren Spektralbereich in Kapitel 5 wird im Rahmen dieser Arbeit dessen Weiterentwicklung vorgenommen und werden spektrale Eigenschaften an die Anwendungsanforderungen im Infrarot-Bereich angepasst.

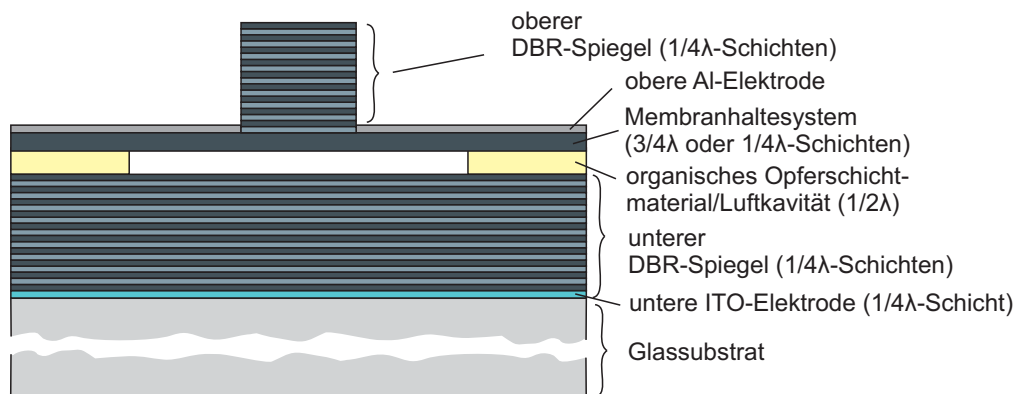


Abbildung 6.2.: Aufbau des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters nach dem neu entwickelten Design. Das zentrale Element dieses Designs ist der obere DBR-Spiegel mit der reduzierten Fläche, welcher auf einem Membranhaltensystem positioniert ist. Sowohl die optischen Schichtdicken des oberen DBR-Spiegels als auch des Membranhaltensystems tragen zur Erhöhung der Reflektivität im oberen DBR-Spiegel bei.

Eine entscheidende strukturelle Änderung wird im mikromechanisch beweglichen Teil des Fabry-Pérot-Filters durchgeführt. Abbildung 6.2 zeigt schematisch einen vertikalen Querschnitt des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters nach dem neu entwickelten Design. Der gewählte Ansatz besteht darin, dass ein Membranhaltensystem eingeführt wird, auf welches der obere DBR-Spiegel mittig mit der reduzierten Fläche positioniert ist. Die Fläche hat nun den Durchmesser der aktiven DBR-Spiegelfläche d_{DBR} . Das Membranhaltensystem besteht aus dielektrischen Schichten und der oberen Al-Elektrode. Die Schichtdicke und die laterale Geometrie dieser Elektrode werden nicht geändert. Ebenso behält der Filter alle Abmaße für die laterale Geometrie von dem vorherigen Filterkonzept (vgl. Abschn. 5.1) bei. Um das Unterstützen der Filtermembran und der Verbindungsbrücken zu

6. Design und technologische Realisierung des Filters im nahen IR-Bereich im Rahmen der vorliegenden Arbeit

ermöglichen, wird im neuen Design die dielektrische Schicht des Membranhaltensystems mit der Maske 3 (siehe Abschn. 5.2, Abb. 5.9) strukturiert.

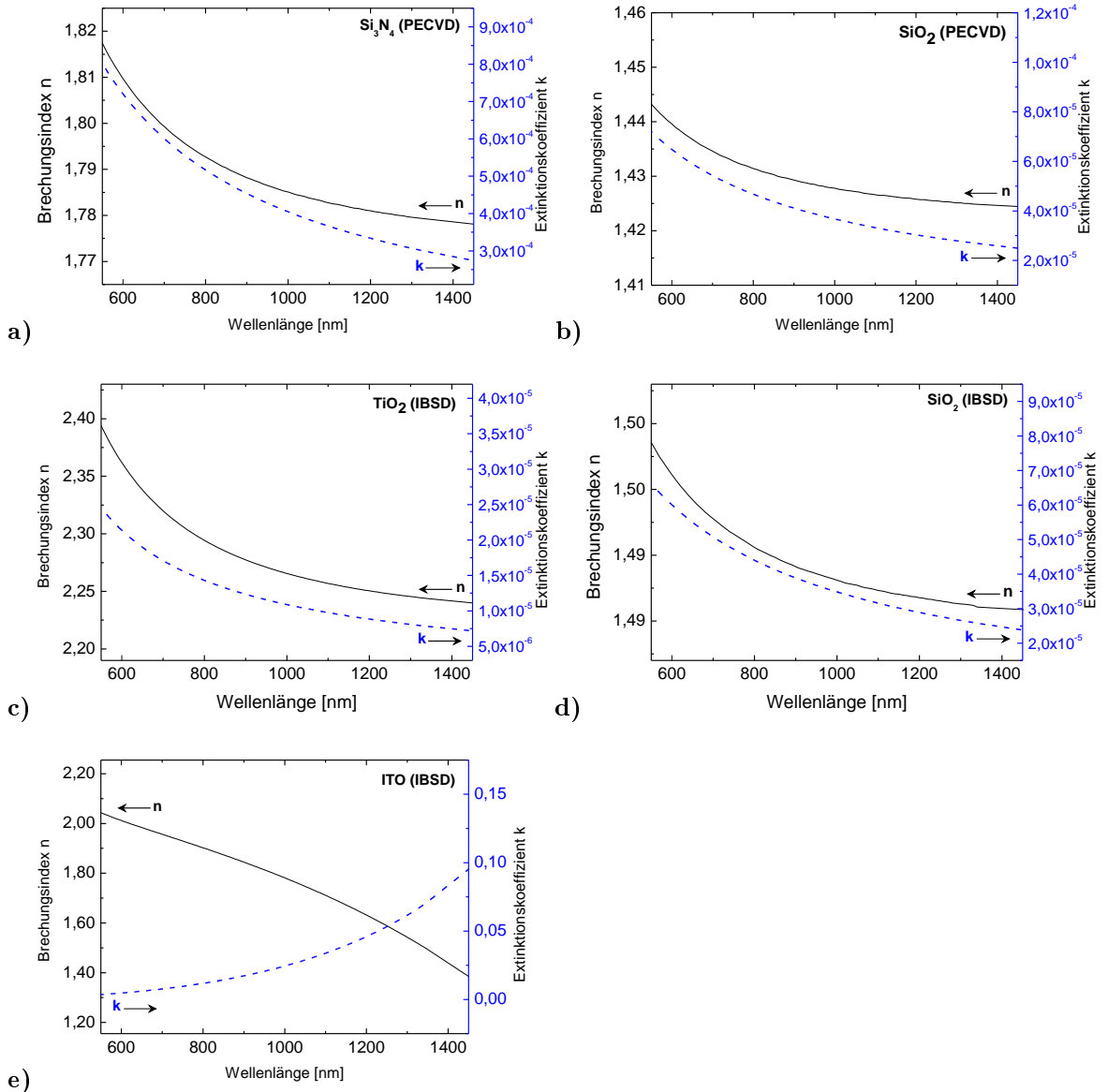


Abbildung 6.3.: Spektraler Verlauf des Brechungsindex n und des Extinktionskoeffizienten k für folgende Schichten: (a) Si_3N_4 und (b) SiO_2 , mittels PECVD hergestellt; (c) TiO_2 , (d) SiO_2 und (e) ITO, mittels IBSD hergestellt. Alle Schichten wurden mit einem VASE-Ellipsometer charakterisiert.

In der späteren Anwendung soll der Fabry-Pérot-Filter in Transmission betrieben werden, daher ist es von besonderer Bedeutung, die verwendeten Schichten möglichst absorptionsarm herzustellen. Wie in Kapitel 3 gezeigt, führen Absorptionsverluste zur Abnahme der Intensität der Transmissionslinie. Deswegen wurden optische Eigenschaften der einzelnen

Schichten vor der technologischen Umsetzung des neu entwickelten Filterkonzepts untersucht. Die aus der ellipsometrischen Messung (vgl. Abschn. 4.2.1) gewonnenen Daten für Si_3N_4 , SiO_2 , TiO_2 , SiO_2 und ITO sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Diese spektral abhängigen Werte für Brechungsindizes und Extinktionskoeffizienten werden für die hier vorgestellten theoretischen Berechnungen der Transmissionseigenschaften von Fabry-Pérot-Filtern mit einer Zentralwellenlänge $\lambda_c = 950$ nm verwendet. Zwar enthalten alle Schichten technologiebedingt einen schwachen Anteil an Absorption, die jedoch nur in geringem Maße die Intensität der Transmissionslinie beeinflusst, wie später in diesem Abschnitt gezeigt wird.

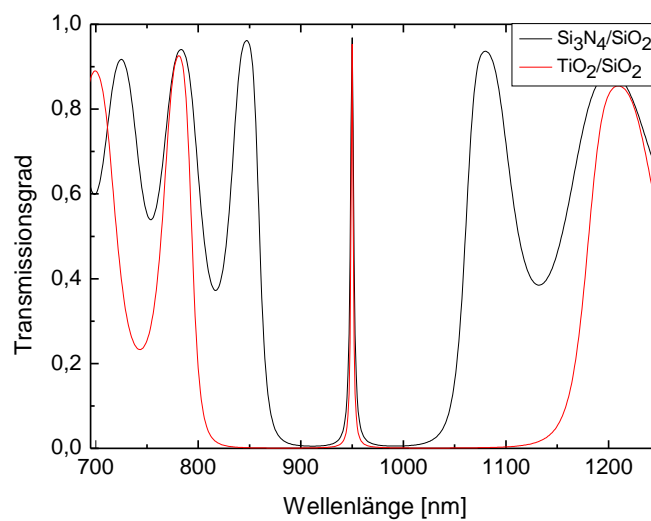


Abbildung 6.4.: Berechnete Transmissionseigenschaften eines Fabry-Pérot-Filters im infraroten Bereich mit einer Zentralwellenlänge λ_c von 950 nm. Es sind Spektren von zwei Filtern gezeigt: mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 9,5 und 9 Perioden (schwarz) und mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 5,5 und 5 Perioden (rot).

Die Umsetzung des neuen Filterkonzepts basiert auf den Ergebnissen aus Kapitel 5. Die berechneten Halbwertsbreiten für das Filterdesign I und II (siehe Abschn. 5.1, Tab. 5.2) kommen den hier benötigten spektralen Anforderungen sehr nahe, daher wird zur Berechnung der Transmissionseigenschaften der neuen Filter zunächst die gleiche Periodenanzahl für die DBR-Spiegel verwendet. Da beide Depositionstechnologien (PECVD und IBSD) zur Realisierung der DBR-Spiegel hervorragend geeignet sind, werden sie ebenso für die neu entwickelten Filter eingesetzt. Abbildung 6.4 zeigt deren berechnete Transmissionseigenschaften. Für den Fabry-Pérot-Filter mit dem $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel beträgt die Stoppbandbreite ca. 191 nm. Bei dem zweiten Filter mit dem $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel liegt sie bei ca. 380 nm. Die FWHM-Werte sind für beide Filter etwas höher als bei den berechneten Transmissionspektren der Fabry-Pérot-Filter nach dem vorherigen Design und liegen im ersten Fall bei 3,7 nm und im zweiten bei 2,3 nm. Beide Werte überschrei-

ten nicht den Wert für die hier geforderte spektrale Auflösung, um die realisierten Filter später in einem Proof of Concept der vorgestellten Messmethode einzusetzen. Für die Berechnung beider Filterdesigns wurde zunächst eine $3/4\lambda$ -Schicht aus Si_3N_4 für das Membranhaltssystem verwendet.

Werden jedoch die experimentellen Ergebnisse aus dem Kapitel 5, Tab. 5.3, berücksichtigt, so ist zu erwarten, dass etwa eine Verbreiterung der Halbwertsbreite des Fabry-Pérot-Filters mit dem $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel um das Doppelte auftreten kann. Durch Erhöhung der Reflektivität der DBR-Spiegel kann die Halbwertsbreite wiederum schmaler werden. Daher werden weitere theoretische Berechnungen mit einer höheren Periodenanzahl durchgeführt. Hierbei wird der Einfluss auf die Breite der Transmissionslinie nicht nur von der unterschiedlichen Periodenanzahl, sondern von den verschiedenen Schichten des Membranhaltessystems untersucht. Die Abb. 6.5(links) veranschaulicht dies.

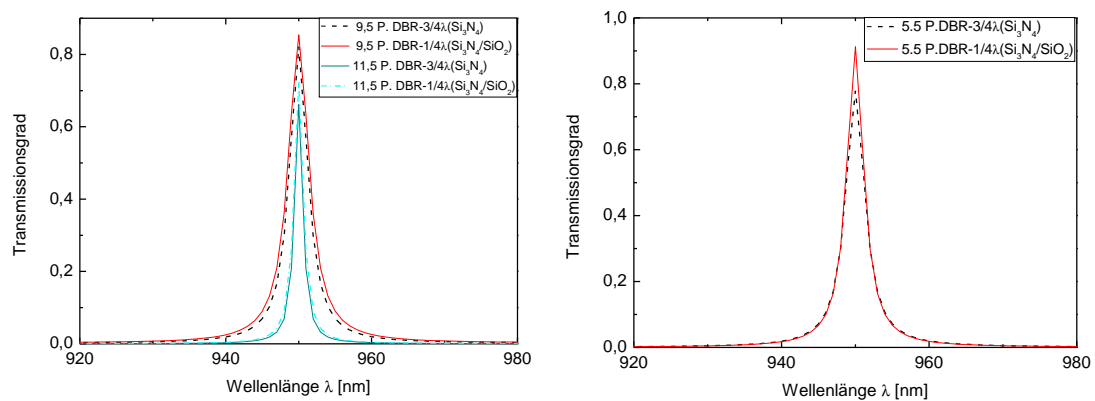


Abbildung 6.5.: Vergleich der berechneten Transmissionslinien unter Einfluss des variierenden Membranhaltessystems ($3/4\lambda \text{Si}_3\text{N}_4$ oder $1/4\lambda (\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2)$): links: Fabry-Pérot-Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln mit verschiedener Anzahl der Perioden (9,5 oder 11,5 pro ein DBR-Spiegel); rechts: Fabry-Pérot-Filter mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln aus 5,5 Perioden.

Der Vergleich der Halbwertsbreite und der Intensität der Transmissionslinie führt zu folgenden Annahmen. Bei einem Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 9,5 Perioden ist es von Vorteil, ein Membranhaltssystem aus einer $3/4\lambda \text{Si}_3\text{N}_4$ -Schicht anstelle von einem Schichtsystem aus $1/4\lambda (\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2)$ zu realisieren. Die Intensität der Transmissionslinie ist nur um 3 % geringer, jedoch die Halbwertsbreite deutlich schmaler (FWMH = 3,7 nm). Wird die Periodenanzahl eines $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels auf 11,5 erhöht, so sinkt die Intensität der Transmissionslinie bei Verwendung einer $3/4\lambda \text{Si}_3\text{N}_4$ -Schicht für das Membranhaltssystem auf 66 %. Wird allerdings ein Membranhaltssystem aus $1/4\lambda (\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2)$ verwendet, so beträgt die Intensität der Transmissionslinie 72 %. Die Linienbreite beträgt in diesem Fall FWHM = 1,5 nm. Daher ist es günstiger, bei einem Filter mit 11,5 Perioden die letztgenannte Materialkombination zu benutzen. Abbildung 6.5(rechts) zeigt die

Auswirkung der Variation der Schichten im Membranhaltssystem auf die Transmissionseigenschaften des zu realisierenden Filters mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln. Die Berechnung zeigt, dass ein Schichtsystem aus $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$) für die Realisierung des Membranhaltssystem für diesen Filter ebenso deutlich günstiger ist, weil damit bessere Transmissionseigenschaften erreichbar sind. Sogar die Stoppbandbreite nimmt im Vergleich zu dem Filter mit einem Membranhaltssystem aus einer $3/4\lambda$ Si_3N_4 -Schicht geringfügig zu.

Tabelle 6.1.: Geometrische und spektrale Parameter der durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter nach dem geänderten Filterdesign für den infraroten Spektralbereich.

	Filterdesign III	Filterdesign IV	Filterdesign V
Zentralwellenlänge λ_c	950 nm	950 nm	950 nm
Opferschichtmaterial	mr-UVCur06	mr-UVCur06	mr-UVCur06
physikalische Schichtdicke des Opferschichtmaterials	475 nm	475 nm	475 nm
Materialien für die untere und die obere Elektrode	ITO Al	ITO Al	ITO Al
Brechungsindex von ITO	1,81	1,81	1,81
Schichtdicken der Elektroden	90 nm 100 nm	90 nm 100 nm	90 nm 100 nm
Materialien für den unteren und den oberen DBR-Spiegel	Si_3N_4 SiO_2	Si_3N_4 SiO_2	TiO_2 SiO_2
Anzahl der Perioden	9,5 und 9	11,5 und 10,5	5,5 und 5
Brechungsindices n_H/n_L	1,78/1,43	1,78/1,43	2,27/1,49
Schichtdicken der Materialien für den oberen und den unteren DBR-Spiegel	133,4 nm 166 nm	133,4 nm 166 nm	104,6 nm 159,4 nm
Materialien für das Membranhaltssystem (mittels PECVD hergestellt)	$3/4\lambda$ Si_3N_4	$1/4\lambda$ Si_3N_4 $1/4\lambda$ SiO_2	$1/4\lambda$ Si_3N_4 $1/4\lambda$ SiO_2
Brechungsindices n_H oder n_H/n_L	1,78	1,78/1,43	1,78/1,43
Schichtdicken des Membranhaltessystems	400,3 nm	133,4 nm 166 nm	133,4 nm 166 nm

Basierend auf diesen Ergebnissen werden nach dem neuen Filterkonzept Fabry-Pérot-Filter sowohl mit einem $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel als auch einem $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel mit folgendem Schichtsystem technologisch realisiert. Dabei werden äquivalent zu dem vorherigen Filterdesign neue Bezeichnungen für die Filter mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_c = 950$ nm eingeführt:

- Filterdesign III: Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 9,5 Perioden

- Filterdesign IV: Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 11,5 Perioden
- Filterdesign V: Filter mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 5,5 Perioden.

Die Angaben, welche Membranhaltssysteme für die zu entwickelnden Filter sowie die berechneten physikalischen Schichtdicken für den Aufbau des kompletten Schichtsystems nach dem neuen Filterkonzept verwendet werden, sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Die Weiterentwicklung des vorherigen Filterkonzepts bringt folgende Vorteile für den Fabry-Pérot-Filter im Infrarot-Bereich:

- (i) Genaue Kontrolle der Krümmung der Filtermembran und der Verbindungsbrücken
- (ii) Geringerer Elektrodenabstand
- (iii) Umgehen der Haftungsprobleme zwischen dem oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel und dem Opferschichtmaterial mr-UVCur06

Diese Aspekte haben bedeutende Auswirkungen auf die Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filters. Sie werden im Weiteren detailliert beschrieben und es werden daraus entwickelte Möglichkeiten zur Verbesserung der Funktionsweise des Filters vorgestellt.

(i) Da die an das Opferschichtmaterial angrenzende obere Schicht Siliziumnitrid ist und diese hauptsächlich als Halteschicht für den oberen DBR-Spiegel im Membranhaltssystem benutzt wird, besteht ein großer technologischer Spielraum, auf die mechanische Spannung dieser Schicht einzuwirken. Wie in [118, 155, 156] gezeigt, kann die mechanische Spannung in mittels PECVD herstellbaren Si_3N_4 -Schichten durch Variation des Tastverhältnisses ψ von kompressiv bis zu tensil geändert werden. Für den PECVD-Prozess unter 120°C wurde die mechanische Spannung in den Si_3N_4 - und SiO_2 -Schichten bisher nicht untersucht. Die Grundidee ist dabei, im Rahmen dieser Arbeit den experimentellen Fokus auf die quantitative Untersuchung der mechanischen Eigenschaften dieser Schichten zu legen und die daraus gewonnene Erkenntnis zur Verbesserung der Membrankrümmung umzusetzen. Dadurch kann die Kavitätshöhe genau eingestellt werden, die gezielt für das Design der erforderlichen spektralen Eigenschaften des Filters angewendet wird. Je kleiner die Kavitätshöhe, desto größer ist der freie Spektralbereich FSR, welcher idealerweise bei $1/2\lambda$ -Kavität mit einer Kavitätsmode $m = 1$ nur eine Transmissionslinie innerhalb des Stoppbandes erlaubt (siehe Kap. 3.1.3). Ferner haben die Autoren in [157, 158] gezeigt, dass durch die Wahl einer kleineren Mode des Filters bessere Durchstimmeffizienz erzielt werden kann (siehe Abb. 6.6). Daher sollen bevorzugt kleinere Moden gewählt werden, um bei der gleichen mechanischen Auslenkung der Filtermembran einen größeren Durchstimmbereich zu erreichen.

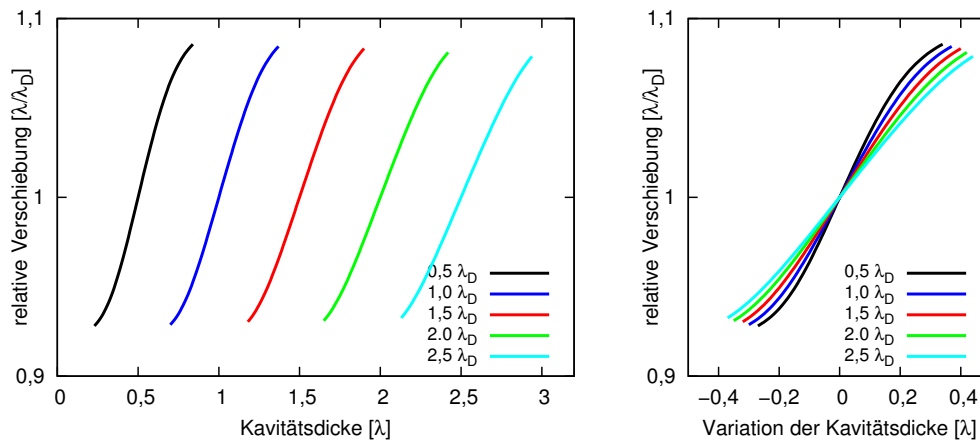


Abbildung 6.6.: Relative Verschiebung der Transmissionslinie: links: in Abhängigkeit von der Kavitätshöhe λ_c (hier [146]: Kavitätsdicke λ_D); rechts: in Abhängigkeit von der Änderung der Kavitätshöhe λ_c (die Daten wurden aus [146, 157, 158] entnommen).

Weiterhin soll durch Einstellen genauer Krümmung der Filtermembran und der Verbindungsbrücken eine planparallele Anordnung der beiden DBR-Spiegel im Fabry-Pérot-Filter erzielt werden, ansonsten würden Abweichungen davon zur Verbreiterung der Transmissionslinie im Filter führen [8, 86]. Bei der Untersuchung der Krümmung der Filtermembran und der Verbindungsbrücken wird der Einfluss der Filtergeometrie berücksichtigt.

(ii) Diese Annahme bezieht sich auf die Berechnung der Elektrodenabstände im Idealfall, in dem das Schichtsystem unverspannt ist und der obere DBR-Spiegel planar angeordnet ist. Der berechnete Abstand d zwischen den beiden Elektroden des vorher vorgestellten Filterdesigns I mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_c = 650 \text{ nm}$ (vgl. Schichtdicken aus dem Abschn. 5.1, Tab. 5.2) beträgt $4,22 \mu\text{m}$. Würde der Fabry-Pérot-Filter im IR-Bereich mit $\lambda_c = 950 \text{ nm}$ nach dem gleichen Filterdesign realisiert werden, in dem für die Umsetzung $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel verwendet werden, dann würde sein Elektrodenabstand $d = 6,21 \mu\text{m}$ betragen. Durch die Änderung des Designs beträgt der berechnete Elektrodenabstand für den zu entwickelnden Filter $d = 3,79 \mu\text{m}$. Der Unterschied des Elektrodenabstandes zwischen dem Filterdesign I und dem geänderten Design beträgt nur $\Delta d = 0,41 \mu\text{m}$. Daher sollte die Aktuationsspannung sogar etwas geringer ausfallen, um die gleiche mechanische Auslenkung der Filtermembran zu erreichen. Generell soll mit Hilfe der elektrostatischen Aktuation ein möglichst großer Spektralbereich durchstimmbare sein. Dieser Aspekt ist für die spätere Anwendung sehr wichtig, deswegen gilt es dies experimentell zu überprüfen.

(iii) Durch Verwenden des Membranhaltensystems aus $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$) für das Filterdesign V und die deutliche Flächenreduzierung des oberen DBR-Spiegels, in diesem Fall des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels, sollten bessere Haftungsbedingungen zu erzielen

sein. Wie die vorherigen experimentellen Ergebnisse zeigen (siehe Abschn. 5.3), beträgt die spektrale Stopbandbreite im sichtbaren Bereich ca. 200 nm. Die berechneten Transmissionseigenschaften für einen Filter mit $\lambda_c = 950$ nm nach dem Filterdesign V zeigen, dass eine Stopbandbreite von ca. 380 nm erreichbar wäre, so dass ein deutlich größerer spektraler Bereich für die Durchstimmung nutzbar wäre. Deswegen wird der technologische Ansatz für das vorherige Filterkonzept (Filterdesign II) von Setyawati [147] erweitert und optimiert, um das Filterdesign V technologisch realisieren zu können.

In den folgenden Abschnitten wird die gesamte Prozessführung, die im Rahmen dieser Arbeit für die Entwicklung und Fertigstellung der durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter im Infrarot-Bereich entstanden ist, vorgestellt.

6.2. Technologische Herstellung der Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln

Der überwiegende Teil der Prozessschritte zur Herstellung des Fabry-Pérot-Filters mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln nach dem geänderten Design wurde aus dem Prozessfluss zur Herstellung der Filter im sichtbaren Bereich übernommen (vgl. Abschnitt 5.2). Hierbei wurden neue Depositions- und Strukturierungsraten für das gesamte Schichtsystem ermittelt. Diese gehen aus der vorherigen Bestimmung der optischen Konstanten für alle dielektrischen Schichten im Filter nach dem Filterdesign III bzw. IV hervor (siehe Tabelle 6.1). Die Herstellung der Filter setzt sich aus folgenden Prozessschritten zusammen:

- a2) Deposition und Strukturierung der unteren ITO-Elektrode durch IBSD
- b2) Deposition des unteren DBR-Spiegels mittels PECVD
- c2) Freilegung der unteren ITO-Elektrode durch Lift-Off-Prozess
- d2) Aufbringen des Opferschichtmaterials mr-UVCur06 durch doppeltes Aufschleudern
- e2) Deposition des Membranhaltensystems mittels PECVD
- f2) Deposition der oberen Al-Elektrode durch Aufdampfen
- g2) Photolithographie (Maske 2) und laterale Strukturierung der oberen Al-Elektrode mittels Nassätzens
- h2) Deposition des oberen DBR-Spiegels mittels PECVD
- i2) Photolithographie (Maske 4) und laterale Strukturierung des oberen DBR-Spiegels durch RIE-Trockenätzprozess
- j2) Photolithographie (Maske 3) und laterale Strukturierung des Membranhaltensystems durch RIE-Trockenätzprozess

k2) Strukturierung der Kavität durch Unterätzen der Filtermembran und der Verbindungsbrücken

Bis auf die Änderung der Schichtdicken von ITO und Materialien für die DBR-Spiegel und somit der Depositionszeiten sind die ersten Prozessschritte a2)-c2) zu den Prozessschritten a1)-c1) aus dem Abschnitt 5.2 identisch (siehe Abb. 5.5 und Abb. 5.6). Die Fortsetzung des Prozessflusses zur Fertigstellung des kompletten Fabry-Pérot-Filters nach dem Filterdesign III/IV zeigt schematisch Abbildung 6.7. Ebenso wie bei der Darstellung der technologischen Prozessschritte im Kapitel 5, dienen die dargestellten Schichtdicken und lateralen Größen in dieser Abbildung zur besseren Übersichtlichkeit der einzelnen Prozessschritte und entsprechen nicht den tatsächlichen Größen der Filter.

Aufgrund der niedrigen Viskosität des mr-UVCur06 konnten keine glatten Schichten mit Schichtdicken um 500 nm durch einfache Schleuderbeschichtung bei niedrigeren Schleudergeschwindigkeiten hergestellt werden. Dies verursachte einen zusätzlichen Untersuchungsaufwand. Daraus wurde eine doppelte Schleuderbeschichtung entwickelt, die homogene Beschichtungen um 500 nm ermöglicht hat, ohne dass die Notwendigkeit bestand, zu einem anderen organischen Opferschichtmaterial zu wechseln. Detaillierte Ergebnisse dieser Untersuchung sind später im Abschnitt 6.3.2 zu finden. Das Aufbringen des Opferschichtmaterials ist durch den Prozessschritt d2) gegeben.

Anders als im vorherigen Filterkonzept wird bei diesem Prozessfluss nach der Schleuderbeschichtung von mr-UVCur06 mit der Deposition des Membranhaltensystems (Prozessschritt e2) und Prozessschritt f2)) fortgefahren. Die Angaben der Schichtdicken von Siliziumnitrid und Aluminium sind aus Tabelle 6.1 zu entnehmen. Die Prozessbedingungen für die Si_3N_4 -Schicht und die obere Elektrode sind zu den Prozessbedingungen aus Abschnitt 5.2 identisch. Einzelne Prozessparameter sind im Anhang C zu finden.

Ausführliche Beschreibungen der experimentellen Untersuchung der einzelnen Schichten des Membranhaltensystems sind im Abschnitt 6.3.1 aufgeführt. Basierend auf diesen Ergebnissen wurden weitere Fabry-Pérot-Filter für $\lambda_c = 950$ nm mit geänderten Membranhaltensystem technologisch realisiert und die Auswirkung der Änderung der mechanischen Eigenschaften auf die Krümmung der freigelegten Filterstrukturen wurde untersucht.

Bevor der obere DBR-Spiegel aufgebracht wird, wird im nächsten Prozessschritt (g2) die Al-Alektrode durch nasschemisches Ätzen (Maske 2) strukturiert (vgl. Abschn. 5.2, Abb. 5.8). Danach wird im Prozessschritt h2) der obere $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel deponiert. Die Prozessparameter sind dem Anhang C zu entnehmen. Hier ist zu beachten, dass im Filterdesign III die zum Membranhaltensystem gehörende Si_3N_4 -Schicht hochbrechend ist und darauf eine niederbrechende Schicht folgen soll. Daher besteht dieser DBR-Spiegel aus 9 Perioden und die Deposition beginnt mit einer SiO_2 -Schicht. Eine weitere Erneuerung des Prozessflusses liegt in der Strukturierung des oberen DBR-Spiegels

(Prozessschritt i2)). Dafür wurde eine neue Maske eingeführt (Maske 4), um die Fläche des Spiegels auf den inneren Durchmesser der Filtermembran zu reduzieren. Die Photolithographie geschieht mit dem Positivlack AZ1518, wobei die gleichen Prozessparameter verwendet werden wie bei den anderen Lithographieschritten mit diesem Photolack (siehe Anhang C). Bei diesem Prozessschritt ist eine besondere Genauigkeit in der Justage einzuhalten, damit eine möglichst optimale mittige Position des oberen DBR-Spiegels auf die bereits vorstrukturierte Al-Elektrode erreicht werden kann.

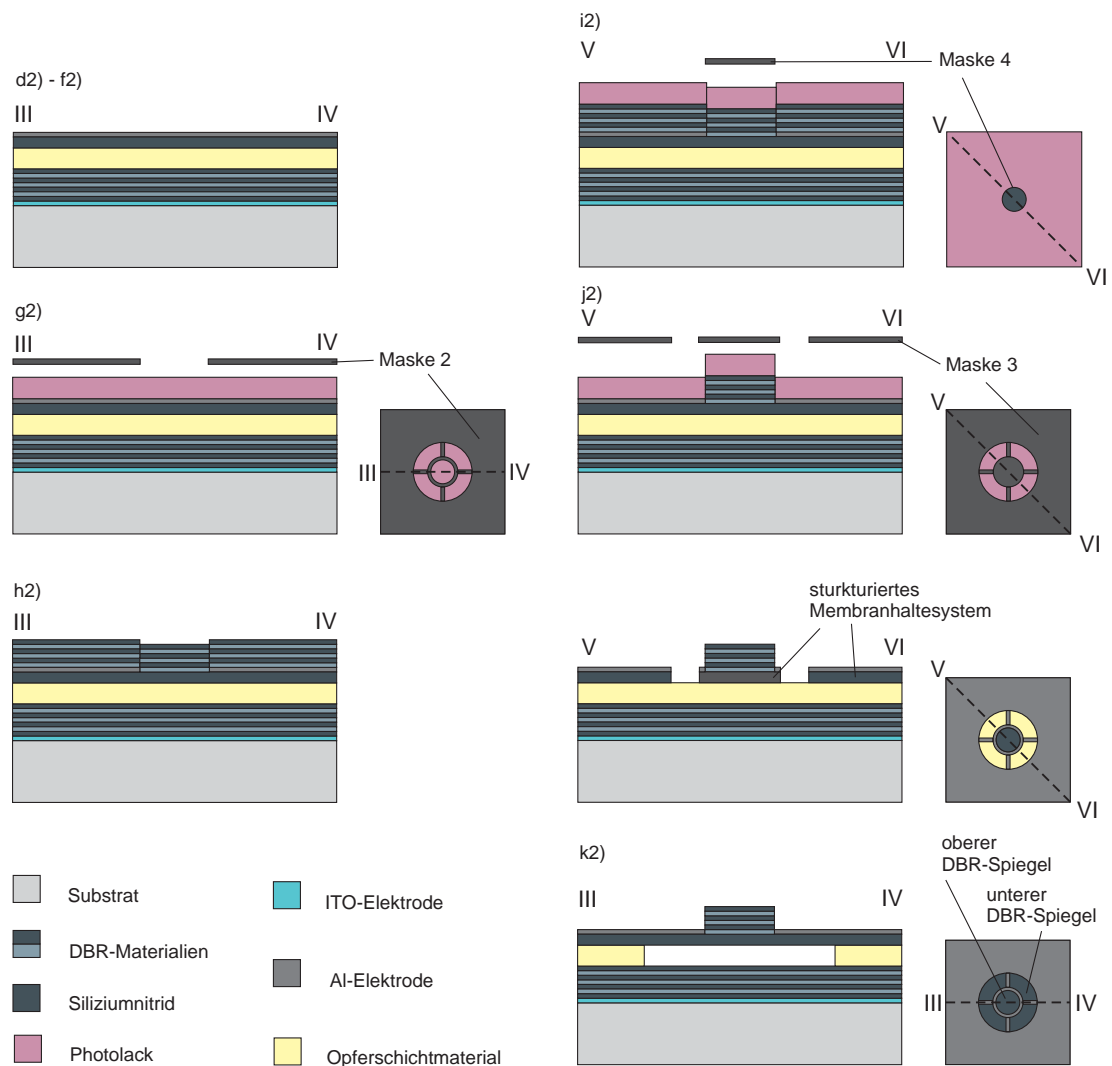


Abbildung 6.7.: Prozessfluss zur Herstellung der Fabry-Pérot-Filter nach dem neuen Design: d2) Aufbringen des Opferschichtmaterials; e2) Deposition des Membranhaltensystems; f2) Deposition der oberen Al-Elektrode; g2) laterale Strukturierung der oberen Elektrode; h2) Deposition und i2) laterale Strukturierung des oberen DBR-Spiegels; j2) laterale Strukturierung des Membranhaltensystems; k2) Erzeugung der Luftkavität durch Unterätzprozess.

Daraufhin folgt der Trockenätzprozess nach *Castor* mit identischen Prozessparametern, die für die Strukturierung des oberen DBR-Spiegels im Filter nach dem Filterdesign I eingesetzt wurden. Die Ätzzeit eines $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels mit 9 bzw. 10,5 Perioden richtet sich natürlich nach den Schichtdicken für den Filter im IR-Bereich (siehe Tab. 6.1). Im Gegensatz zu dem vorherigen Filterkonzept stellt dieser Trockenätzvorgang eine Herausforderung dar, da die Ermittlung einer exakten Ätzzeit schwierig ist. Im vorherigen Filterkonzept ist dieser Prozessschritt nicht so kritisch einzustufen, da der obere DBR-Spiegel direkt an das Opferschichtmaterial mr-UVCur06 angrenzt. Das Angreifen dieser Schicht hätte keine negative Auswirkung auf den gesamten Filteraufbau später. Außerdem liegt die Ätzrate von mr-UVCur06 deutlich niedriger als bei den dielektrischen PECVD-Materialien. Im Filterdesign III dagegen soll ein zu tiefes Ätzen vermieden werden, da sonst die Si_3N_4 -Schicht des Membranhaltensystems und die Al-Elektrode angegriffen werden. Zwar ist die Ätzrate des Aluminiums deutlich geringer als die des oberen DBR-Spiegels, doch soll das Ausdünnen dieser Schicht aufgrund der ohnehin geringen Schichtdicke von 100 nm vermieden werden, da sie sonst in weiteren Prozessschritten abgelöst werden kann. Der Filter soll exakt bis an die Grenzfläche zur Al-Elektrode geätzt werden. Der Ätzvorgang ist dann vollständig, wenn die Leitfähigkeit der Al-Elektrode mit einem Multimeter durch eine Widerstandsmessung erfolgreich nachzuweisen ist. Parallel wird die Ätztiefe mit dem Oberflächenprofilometer *Ambios-XP100* überprüft.

Die Strukturierung der Si_3N_4 -Schicht (bzw. $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Schichten) des Membranhaltensystems erfolgt im Prozessschritt j2) unter den gleichen Prozessbedingungen wie die Strukturierung des oberen DBR-Spiegels. Außerdem wird der dafür notwendige Lithographieschritt analog dem Lithographieschritt aus dem Prozessschritt h1) durchgeführt (siehe Abschn. 5.2, Abb. 5.9). Die Ätzzeit wird nach den Schichtdicken des Membranhaltensystems genau bestimmt (siehe Anhang C). Bei diesem Prozessschritt ist ebenso wichtig, die Ätztiefe mit einem Oberflächenprofilometer zu kontrollieren, da sonst die Oberfläche des Opferschichtmaterials beim zu früh unterbrochenen Ätzvorgang noch nicht freigelegt werden kann.

Mit dem Prozessschritt k2) wird die Herstellung des Filters nach dem Filterdesign III/IV abgeschlossen. Ebenso wie im vorherigen Filterkonzept verläuft der Unterätzprozess mittels Plasmaverascher *TePla 100*. Da alle verfügbaren Filtertypen einer Probe auf dem gleichen Substrat hergestellt werden, werden die Filtermembran und die Verbindungsbrücken aufgrund der unterschiedlichen Größen, die zu deren vollständiger Freilegung benötigt werden, unterschiedlich stark unterätzt. Inwieweit sich diese Tatsache auf die Verkrümmung der freigelegten Filterstrukturen auswirkt, wird in den nächsten Abschnitten dargelegt. Die Ätzzeiten liegen nun zwischen 25 und 70 min.

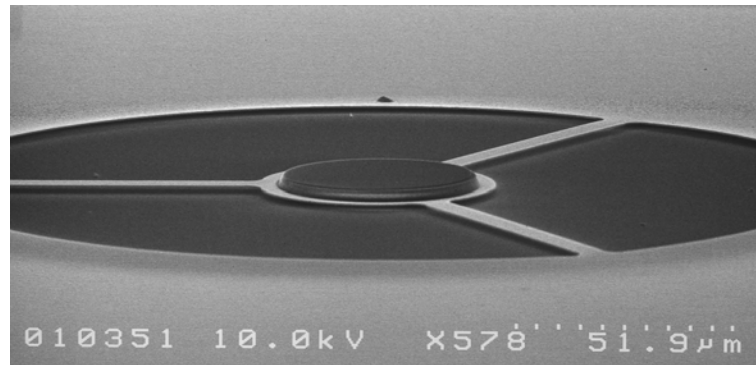


Abbildung 6.8.: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme: durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filter nach dem Filterdesign III (Filtertyp FT-A_{g,3,60}) nach dem Freilegen der Filtermembran und der Verbindungsbrücken.

Abbildung 6.8 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters nach dem Filterdesign III (Filtertyp FT-A_{g,3,60}) nach dem vollständig abgeschlossenen Prozessieren. Darauf sind deutlich die freigelegten Verbindungsbrücken und Filtermembran erkennbar.

6.3. Anpassung und Optimierung der einzelnen Prozessschritte

6.3.1. Spannungsreduziertes Membranhaltssystem

Die mechanischen und optischen Eigenschaften des Schichtsystems, aus dem der Fabry-Pérot-Filter aufgebaut ist, stehen im komplexen Zusammenhang und beeinflussen Qualität und Funktionsweise des zu realisierenden Filters. Die quantitative Bestimmung der mechanischen Spannung in Si₃N₄-, SiO₂- und Al-Schichten, aus denen das Membranhaltssystem nach dem neuen Filterkonzept besteht, soll ermöglichen, im Rahmen dieser Arbeit vorausszusagen, wie die Filterstrukturen nach dem Unterätzen deformiert werden. Nicht nur durch Auswahl der verwendeten Materialien lässt sich eine entscheidende Einwirkung auf die optische Durchstimmung und das Aktuationsverhalten der Filter erzielen, sondern vielmehr durch den vertikalen Aufbau und die laterale Geometrie der Verbindungsbrücken und der Filtermembran. Daher wird in diesem Abschnitt unter Berücksichtigung der genannten Parameter durch die experimentelle Vorgehensweise die Auswirkung der mechanischen Spannung auf die Krümmung der freigelegten Filterstrukturen analysiert.

Da sich bekanntlich die mechanische Spannung von dielektrischen PECVD-Schichten, insbesondere Si₃N₄-Schichten, über Änderung der Depositionsbedingungen relativ un-

kompliziert einstellen lässt [159], hat eine Reihe von Autoren, vor allem in Fabry-Pérot-Filtern, die zum Stand der Technik dieser Arbeit gehören (siehe Kapitel 2, Tab. 2.4), Siliziumnitrid mit einer vordefinierten mechanischen Spannung in das Bauelement erfolgreich integriert. Die relevanten Eigenschaften auf diesem Gebiet sind in einer ausführlichen Übersicht in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Das stöchiometrische Verhältnis innerhalb des Siliziumnitrids wird in allen Veröffentlichungen nicht genau angegeben, daher beschränkt sich seine Bezeichnung auf Si_xN_y . Der Fokus der Betrachtung wird auf den Vergleich der mechanischen Eigenschaften der im Bauelement benutzten Si_xN_y -Schichten und geometrischen Abmessungen der freistehenden Filterstruktur im Bauelement gelegt. Diese Übersicht zeigt, dass meistens spannungsfreie oder tensil verspannte Si_xN_y -Schichten von den Autoren gewählt worden sind, um vorwiegend in Kombination mit einer Metallschicht (Al oder Au) mikrosystemtechnisch prozessierte freistehende Membranhaltestructuren zu erzeugen. Der Durchmesser der Membranen variiert zwischen 20 μm und 100 μm . Die physikalische Schichtdicke der Si_xN_y -Schicht liegt zwischen 100 nm und 400 nm. Die Verbindungsbrücken haben entweder eckige oder gerade Form. Die genauen Angaben sind der aufgeführten Tabelle zu entnehmen.

Tabelle 6.2.: Vergleich der verwendeten Materialien und deren Eigenschaften im Membranhaltensystem von Bauelementen verschiedener Autoren: Materialien für das Membranhaltensystem, Durchmesser der Filtermembran d_{FM} , Schichtdicken der eingesetzten Materialien d , mechanische Spannung σ (ggf. bei einer Depositionstemperatur T_{dep}), Form der Verbindungsbrücken und Zentralwellenlänge λ_c des Bauelements.

Materialien	d_{FM}	d	σ (T_{dep})	Form der Verbindungsbrücken	λ_c	Bauelement /Literaturquelle
Si_xN_y	100 μm	100 nm	+20 MPa (bei 125 °C)	gerade	1,4 μm	FP-Filter [81]
Si_xN_y Au	20 μm -	228 nm 20 nm	+350 MPa	gerade	950 nm	FP-Filter [52, 53, 54]
Si_xN_y Au	100 μm -	200 nm/400 nm 20 nm	± 5 MPa	eckig	2 μm	FP-Filter, Photodetektor [79, 84]
Si_xN_y Al	40 μm -	200 nm 100 nm	-	gerade	850 nm	FP-Filter [51, 56]
Si_xN_y Au	100 μm -	150 nm 50 nm	+5,1 MPa (bei 125 °C)	gerade	2 μm	FP-Filter [160]
Si_xN_y Au	- -	313 nm 30 nm	+5 MPa (bei 290 °C)	gerade	800 nm	FP-Filter [62]

Ähnlich wie in den vorgestellten Arbeiten wird für das vorliegende Filterkonzept ein Membranhaltensystem aus einer 100 nm dicken Al-Elektrode und Si_3N_4 - bzw. $\text{Si}_x\text{N}_y/\text{SiO}_2$ -

Schichten verwendet. Bei PECVD-Schichten handelt es sich um amorphe Materialien und daher gestaltet sich im Verhältnis zu den kristallinen Materialien, wie z.B. Halbleitern, bei denen die Verspannung durch Kristallgitteranpassung einstellbar ist, die Kontrolle der mechanischen Eigenschaften dieser Schichten deutlich schwieriger, da keine definierte innere Gitterstruktur vorhanden ist. Der Einfluss auf die mechanische Spannung dieser Schichten kann grundsätzlich über den thermischen oder intrinsischen Spannungsanteil ausgeübt werden. Mechanische Spannungen in den mittels PECVD in der *Plasmalab 80*-Anlage hergestellten Si_3N_4 -Schichten lassen sich durch Variation verschiedener Prozessparameter, wie z. B. das Gasflussverhältnis, der Prozessdruck, das Tastverhältnis, die Plasmaleistung oder die Depositionstemperatur, zwischen stark kompressiv (-1000 MPa) bis stark tensil ($+500$ MPa) einstellen [108, 156, 160, 159].

Aus der Literatur ist es bekannt, dass die Herstellung tensil verspannter Si_3N_4 -Schichten erst unter höheren Temperaturen möglich ist [62, 159, 161]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist die Abscheidung des oberen DBR-Spiegels auf eine Depositionstemperatur von 120°C limitiert. Daher kann die Kontrolle der mechanischen Spannung nicht über den thermischen Spannungsanteil erfolgen. Außerdem, wie in [118] gezeigt, führt eine Reduzierung der Depositionstemperatur zur Verschlechterung der optischen Eigenschaften von Si_3N_4 .

Eine ausführliche Untersuchung und Optimierung solcher Parameter wie Druck oder Gasflussverhältnis (SiH_4/NH_3) für die *Plasmalab 80*-Anlage führte bereits Tarraf in [118] durch. Daher würde sich eine Änderung dieser Parameter nachteilig auf die Zusammensetzung und optische Qualität der Si_3N_4 -Schichten auswirken. Da sich im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen der erforderlichen optischen Eigenschaften der PECVD-Schichten auf die hinreichende Reflektivität der DBR-Spiegel beschränken, wird hier auf die Untersuchung der Zusammensetzung, wie z. B. des Wasserstoffgehalts und der Stöchiometrie der Si_3N_4 -Schichten, verzichtet.

Vielmehr lässt sich der intrinsische Spannungsanteil in Si_3N_4 sehr effektiv über die Plasmaanregungsfrequenzen kontrollieren [162]. Dabei wird während der Si_3N_4 -Deposition das Plasma abwechselnd hohen und niedrigen Anregungsfrequenzen ausgesetzt. Überwiegt der Einfluss von hohen Frequenzen ($13,56$ MHz) auf die Prozessgase (siehe Kap. 4, Abschn. 4.1.1), wobei die Ionen nicht mehr in der Lage sind, dem elektrischen Wechselfeld zu folgen, so nimmt die mechanische Spannung von Si_3N_4 eher tensilen Charakter an. Wird mehr niedrige Frequenz angewendet (130 kHz), so werden Ionen der Wirkung des elektrischen Wechselfeldes ausgesetzt und beschleunigt, sodass sie mit hoher kinetischer Energie auf das Substrat auftreffen. Eine dichtere Anordnung der Moleküle in der Si_3N_4 -Schicht ist die Folge und sorgt für eine kompressive Spannung. Die Zeitdauer, wie lange das Plasma den hohen (t_{HF}) und niedrigen (t_{LF}) Anregungsfrequenzen ausgesetzt

ist, wird über das Tastverhältnis ψ ausgedrückt:

$$\psi = \frac{t_{HF} - t_{LF}}{t_{HF} + t_{LF}}, \quad (6.1)$$

Diese Möglichkeit, die mechanische Spannung von Si_3N_4 -Schichten durch Variation des Tastverhältnisses ψ zu ändern, erwies sich als besonders geeignet, um wesentliche Verbesserungen in den Filtereigenschaften vorzunehmen. Mit der Variation und Messung der Makrospannung der dielektrischen Schichten aus Si_3N_4 und SiO_2 beschäftigten sich früher am INA Tarraf [118] und Irmer [163] in ihren Arbeiten. Sie haben jedoch Depositionsprozesse unter 60°C und bei 300°C untersucht. Der Fokus dieser Arbeit liegt in der grundlegenden Untersuchung der mechanischen Spannung von Si_3N_4 -Schichten unter Variation des Tastverhältnisses ψ beim PECVD-Prozesses unter 120°C .

6.3.1.1. Untersuchung der Einzelschichten

Siliziumnitrid

Um zu verstehen, inwieweit das Tastverhältnis ψ die Eigenschaften von PECVD-Schichten aus Siliziumnitrid beeinflusst, wurden verschiedene einzelne Testschichten prozessiert. Dabei wurde der Einfluss dieses Prozessparameters auf die intrinsische Schichtspannung σ_{int} , die Depositionsrate r_{dep} , den Brechungsindex n und den Extinktionskoeffizienten k untersucht.

Tabelle 6.3.: Prozessparameter der Si_3N_4 -Testschichten zur Untersuchung der mechanischen Spannung σ .

Material	Si_3N_4
SiH_4 -Fluss [sccm]	1000
NH_3 -Fluss [sccm]	20
N_{20} -Fluss [sccm]	0
HF-Leistung [W]	200
LF-Leistung [W]	20
Tastverhältnis	variabel
Druck [Torr]	0,65
Temperatur [$^\circ\text{C}$]	120

Die Abscheidung der Testschichten aus Si_3N_4 wurde unter den in Tabelle 6.3 aufgeführten Depositionsbedingungen durchgeführt. Dieser Prozess wurde zur Herstellung der DBR-Spiegel sowohl für den sichtbaren als auch für den infraroten Spektralbereich verwendet. Die Depositionszeit ($t_{dep} = 7 \text{ min}$) sowie alle anderen Prozessparameter wurden dabei bei Abscheidung jeder Testschicht konstant gehalten, ausschließlich das Tastverhältnis ψ

wurde variiert. Eine detaillierte Auflistung der Berechnung von Tastverhältnis-Werten, die im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen verwendet werden, ist in Anhang C zu finden. Die Spannweite dieser ψ -Werte liegt im kompletten Bereich zwischen $\psi = -0,9$ (Plasmaanregung vorwiegend durch LF-Generator) und $\psi = +0,9$ (Plasmaanregung vorwiegend durch HF-Generator).

Zur Bestimmung von intrinsischer Schichtspannung mittels Substratkrümmungsmethode (vgl. Kap. 4, Abschn. 4.2.4) wurden einzelne Si_3N_4 -Schichten auf zwei unterschiedlichen Substraten deponiert. Zum einen wurden die gleichen 1" großen quadratischen Floatglassubstrate der Firma *Präzisions Glas & Optik GmbH* wie zur Herstellung des gesamten Fabry-Pérot-Filters verwendet. Zum anderen wurden Siliziumsubstrate verwendet, die aus 3" großen, einseitig polierten, n-dotierten Siliziumwafern mit einer Kristallrichtung von (100) gespalten wurden [164]. Die verwendete Substratgröße betrug jeweils ein Viertel des Wafers. Die Waferdicke liegt bei 387 μm . Bei der Vermessung der Si_3N_4 -Schichten auf Siliziumsubstrat wurde die Kristallorientierung des Siliziums nicht berücksichtigt. Die Messung der Oberflächentopographie bei beiden Substraten wurde immer in der Diagonale durchgeführt, um die maximale Scanlänge des Profilometers von 30 mm auszunutzen.

Alle Schichten wurden wie folgt präpariert:

- Vor Messung der Substratkrümmung vor der Si_3N_4 -Deposition wurden alle Substrate mit Aceton und Isopropanol (ggf. Ultraschallbad ausgesetzt, 100 W, 2 min) behandelt und abschließend unter Stickstofffluss getrocknet. Diese Reinigungsvorgänge sind besonders wichtig, da die auf der Oberfläche vorhandenen Partikel oder Verunreinigungen die Messergebnisse verfälschen können.
- Vor der Deposition wurde die Oberfläche des Substrats (entlang der Diagonalen mit einer Scanlänge von 30 mm) mit dem Oberflächenprofilometer *Ambios XP-100* mehrfach gemessen. Die Wiederholung der Messung soll mögliche Messfehler reduzieren.
- Für die Si_3N_4 -Deposition auf beiden Substraten wurden die gleichen Depositionsbedingungen gewählt (siehe Tab. 6.3).
- Nach der Deposition wurde die Schichtdicke von Si_3N_4 mit dem VASE-Ellipsometer gemessen. Danach wurde die Substratkrümmung erneut mittels *Ambios XP-100* erfasst, wobei die Messung wieder mehrfach durchgeführt wurde.
- Zur Bestimmung der mechanischen Spannung wurde die effektive Substratkrümmung rechnerisch ermittelt, indem die Mittelwerte der Substratkrümmung vor und nach der Deposition subtrahiert wurden. Diese Daten sowie die gemessene Schichtdicke und die Materialkonstanten (siehe Kap. 3, Tab. 3.1) wurden in die Stoney-

Gleichung (siehe Kap. 3, Gl. 3.54 und Kap. 4.2.4, Gl. 4.4) eingesetzt und die mechanische Spannung σ_{int} berechnet.

Die Ergebnisse der berechneten Spannungswerte für beide Substrate wurden in einem gemeinsamen Diagramm dargestellt. Abbildung 6.9 zeigt die Abhängigkeit der intrinsischen Spannung σ_{int} für Si_3N_4 -Schichten vom Tastverhältnis ψ für Floatglas- und Siliziumsubstrat. Bis auf den Spannungswert bei $\psi = 0,1$ für Glassubstrat ist eine klare Tendenz der Entwicklung der mechanischen Spannung zu erkennen. Stark kompressiv verspannte Si_3N_4 -Schichten wurden bei dominierender niederfrequenter Plasmaanregung beobachtet. Bei einem Tastverhältnis von $\psi = -0,9$ wurden Spannungswerte von $\sigma_{int} = -1410$ MPa auf Glassubstrat und $\sigma_{int} = -1190$ MPa auf Siliziumsubstrat beobachtet.

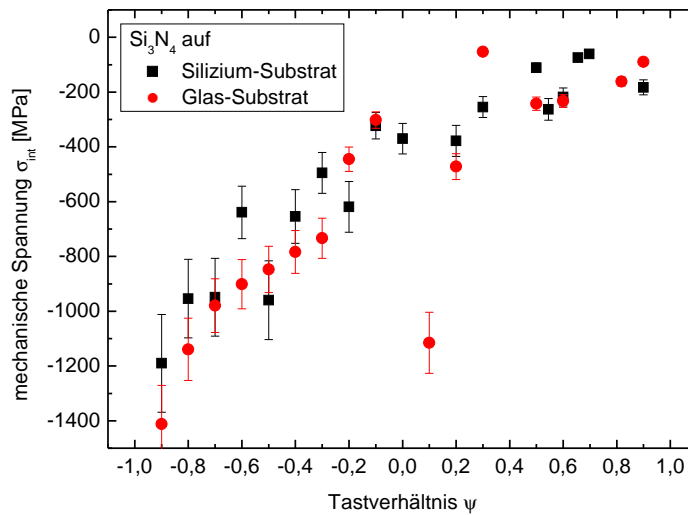


Abbildung 6.9.: Mechanische Spannung σ_{int} von Si_3N_4 in Abhängigkeit vom Tastverhältnis ψ : die Schichten wurden auf zwei verschiedenen Substraten deponiert.

Bei hochfrequenter Plasmaanregung sollten die Spannungswerte von Si_3N_4 -Schichten erwartungsgemäß in den tensilen Bereich übergehen. Wie bereits erwähnt, erreichten Tarraf *et al.* in [108] für Depositionstemperaturen von 60 °C und 300 °C tensil verspannte Si_3N_4 -Schichten. Bei der hier verwendeten Depositionstemperatur von 120 °C blieben sie hingegen im kompressiven Bereich und liegen für $\psi = 0,9$ bei $\sigma_{int} = -89$ MPa (Glas) bzw. $\sigma_{int} = -183$ MPa (Si). Die intrinsische Spannung von Si_3N_4 -Schichten bei einem Tastverhältnis von $\psi = 0,6$, bei welchem die Si_3N_4 -Deposition für alle DBR-Spiegel bisher gelaufen ist, liegt bei $\sigma_{int} = -233$ MPa (Glas) bzw. $\sigma_{int} = -218$ MPa (Si). Beide Spannungswerte weichen minimal voneinander ab ($\Delta\sigma_{int} = 15$ MPa).

Die Werte für die extrinsische Spannung σ_{ext} für beide Substrate wurden nach der Gl. 3.56 berechnet, wobei materialspezifische Größen für Si_3N_4 wie der lineare Wärmeausdehnungskoeffizient α , Youngscher Elastizitätsmodul E und Poissonzahl ν aus

Kapitel 3, Tabelle 3.1 entnommen wurden. Bei einer Temperaturdifferenz ΔT von ca. 100°C liegt die extrinsische Spannung für Si_3N_4 bei $\sigma_{ext} = -32\text{ MPa}$ für Silizium und bei $\sigma_{ext} = +216\text{ MPa}$ für Floatglas. Ein Spannungsunterschied von ca. $\Delta\sigma_{ext} = 250\text{ MPa}$ liegt für beide Substrate vor. Werden diese Werte berücksichtigt, so ist bei der Verteilung der Spannungswerte sowohl für Floatglas als auch für Silizium aus dem Graph 6.9 der Einfluss des Substrates nicht eindeutig zu erkennen, da die Verteilung aller Werte keine eindeutige Korrelation zeigt. Dieses Verhalten spricht eher für eine intrinsisch geprägte Verspannung in den Si_3N_4 -Schichten.

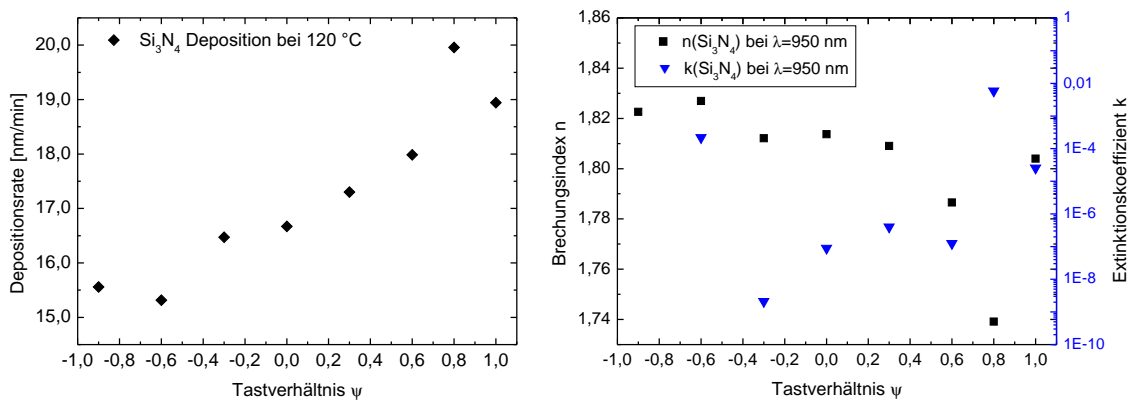


Abbildung 6.10.: links: Depositionsraten in Abhängigkeit vom Tastverhältnis ψ ; rechts: Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k von Si_3N_4 bei $\lambda = 950\text{ nm}$ in Abhängigkeit vom Tastverhältnis ψ .

Abbildung 6.10(links) zeigt Abhängigkeit der Depositionsraten von Si_3N_4 von verschiedenen Tastverhältnissen ψ . Es ist eine Tendenz zu erkennen, dass die Depositionsraten nahezu linear absinken, je höher die Si_3N_4 -Schichten kompressiv verspannt sind (bei abfallenden ψ -Werten), wohingegen der Brechungsindex n dieser Schichten zunimmt. Dies verdeutlicht Abbildung 6.10(rechts), wo die Abhängigkeit vom Tastverhältnis ψ für Brechungsindizes n bei $\lambda = 950\text{ nm}$ aufgenommen ist. Die Bestimmung dieser Werte geschah mit VASE-Ellipsometer. Einen ähnlichen Zusammenhang zwischen Depositionsraten, mechanischer Spannung und Brechungsindex wurde von Jatta in [165] beobachtet, allerdings für Si_3N_4 -Schichten, die mittels ICP-CVD-Verfahren bei einer Depositionstemperatur von $T_{dep} = 80^\circ\text{C}$ abgeschieden wurden. Die Tendenz, dass größere mechanische Spannungen in den Schichten mit einer geringeren Depositionsraten auftreten, ist damit zu erklären, dass die Atome aufgrund ihrer höheren kinetischen Energie bei niedrigeren Anregungsfrequenzen wahrscheinlich energetisch günstiger auf dem Substrat platziert werden können und somit dichter gepackt sind. Eine höhere Dichte kann sich in einer größeren Schichtspannung äußern. Damit wäre auch der Anstieg von n bei solchen Schichten erklärbar, wie in [166] beschrieben ist.

Weniger eindeutig ist der Zusammenhang zwischen dem Extinktionskoeffizienten k und

dem Tastverhältnis ψ bzw. der mechanischen Spannung σ (siehe Abb. 6.10 rechts). Erst oberhalb von $\psi = -0,3$ ist zu erkennen, dass mit ansteigenden ψ -Werten der Extinktionskoeffizient k ansteigt, was für eine Zunahme der Absorption in den Si_3N_4 -Schichten spricht. Eine ähnliche Tendenz beobachtete Tarraf in [118] bei den Si_3N_4 -Schichten, die mittels PECVD bei $T_{dep} = 60^\circ\text{C}$ hergestellt wurden.

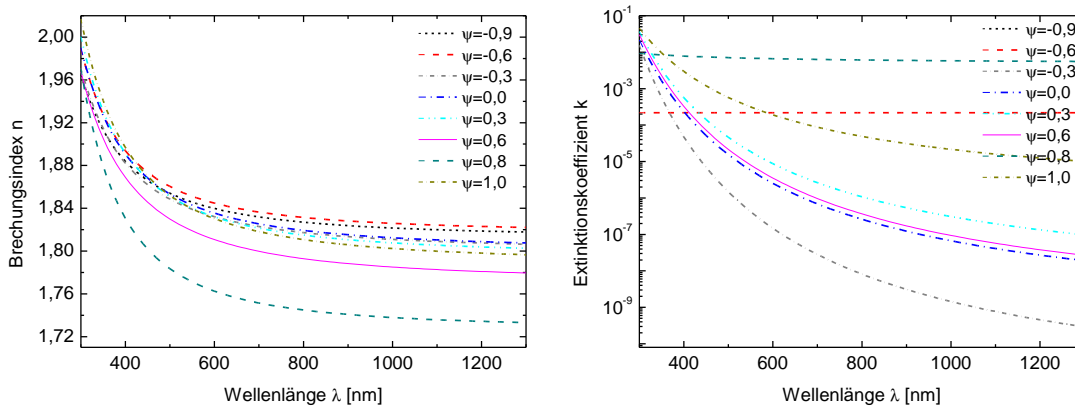


Abbildung 6.11.: Spektrale Abhängigkeit des Brechungsindex n (links) und des Extinktionskoeffizienten k (rechts) von Si_3N_4 für verschiedene Tastverhältnisse ψ .

Ein vollständiger spektraler Verlauf von Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k für verschiedene Tastverhältnis-Werte ψ ist in der Abb. 6.11 präsentiert. Diese Größen wurden gleichermaßen mit dem VASE-Ellipsometer bestimmt. Die Auswertung der ellipsometrischen Messungen zeigte Schwierigkeiten in der Modellanpassung der Psi- und Delta-Werte. Bei diesen Ergebnissen wurde keine klare Korrelation zwischen n , k -Werten und dem Tastverhältnis ψ festgestellt. Eine mögliche Erklärung hierfür wurde in [118] aufgeführt. Da die Si_3N_4 -Schichten amorph sind, unterliegt deren Zusammensetzung scheinbar starken Schwankungen, so dass sogar in vertikaler Richtung strukturelle Inhomogenitäten auftreten könnten, die eine eindeutige Bestimmung von n und k stören könnten. Ein ähnliches Verhalten beobachtete Tarraf [118] für Si_3N_4 -Schichten bei einer Depositionstemperatur von 60°C .

Eine graphische Gegenüberstellung der hier gemessenen mechanischen Spannung σ_{int} von Si_3N_4 -Schichten bei $T_{dep} = 120^\circ\text{C}$ und Ergebnissen zu den mechanischen Eigenschaften von Tarraf [118] für Si_3N_4 bei Depositionstemperaturen von $T_{dep} = 60^\circ\text{C}$ und $T_{dep} = 300^\circ\text{C}$ veranschaulicht Abbildung 6.12. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Depositionsprozess entstehen Si_3N_4 -Schichten mit deutlich größeren kompressiven Spannungen als von Tarraf. Der Übergang in den tensilen Spannungsbereich geschieht bei der untersuchten Depositionstemperatur von 120°C nicht. Tarraf erreichte diesen jedoch bei Tastverhältnis-Werten ψ zwischen ca. 0,4 und 0,6 für beide Depositionstemperaturen. Nichtsdestotrotz wird bei den hier untersuchten Tastverhältnis-Werten

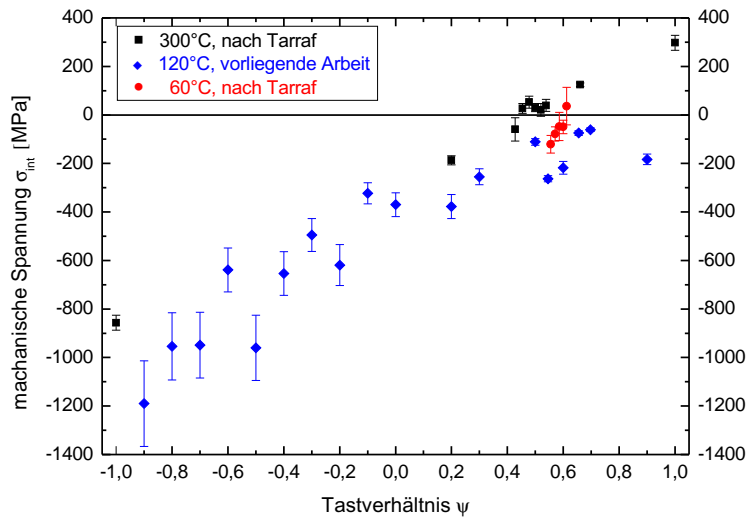


Abbildung 6.12.: Vergleich der mechanischen Spannung σ_{int} von Siliziumnitrid unter Einfluss von Tastverhältnis ψ zwischen vorliegender Arbeit und der Arbeit von Tarraf [118].

eine deutliche Reduzierung der mechanischen Spannung zwischen 0,6 und 0,8 erreicht. Auf diesen Ergebnissen basiert das vertikale Design des Membranhaltensystems, welches zur Realisierung der Fabry-Pérot-Filter nach dem neuen Filterkonzept verwendet wird. Seine Beschreibung findet im Detail im nächsten Abschnitt statt.

Siliziumoxid

Im Gegensatz zu Si_3N_4 -Schichten wird die mechanische Spannung von SiO_2 -Schichten kaum von dem Tastverhältnis ψ beeinflusst. Aus der Literatur ist bekannt, dass die mittels PECVD hergestellten SiO_2 -Schichten meistens kompressiv verspannt sind [108, 167, 168, 169]. Die Abscheidung der SiO_2 -Schichten, die mit den zur Herstellung der $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel verwendeten Prozessparametern aus dem Anhang C durchgeführt wurde, und die Messung deren mechanischer Spannung verliefen nach dem gleichen Prinzip wie bei den Testschichten aus Si_3N_4 vorher beschrieben. Eine Änderung der Prozessparameter fand bei diesen Untersuchungen nicht statt. Es wurden Testschichten sowohl auf Floatglassubstraten als auch auf Siliziumsubstraten mittels Substratkrümmungsmethode charakterisiert. Die Abscheidung der SiO_2 -Schichten geschah allerdings auf mehreren Substraten, wobei der Mittelwert der berechneten Spannungswerte gewählt wurde. Der intrinsische Spannungsanteil von SiO_2 beträgt somit $\sigma_{int} = -51$ MPa auf Siliziumsubstrat und $\sigma_{int} = -220$ MPa auf Floatglassubstrat.

Aluminium

Die aufgedampften metallischen Schichten sind meistens tensil verspannt [99, 170, 171]. Die Messung der mechanischen Spannung in der im Membranhaltensystem verwendeten Aluminium-Schicht, die mittels elektronenstrahlgestützten Aufdampfens hergestellt wird,

hat eine leichte tensile Spannung von $\sigma_{int} = +38$ MPa ergeben. Zur Charakterisierung der Testbeschichtungen aus Aluminium wurden Floatglassubstrate verwendet.

Die quantitative Untersuchung der Makrospannung in den Schichten des Membranhaltensystems zeigte nur grundsätzliches Verhalten dieser Schichten unter gegebenen Depositionsbedingungen. Vielmehr hängt die Verteilung der Gesamtspannung in dem jeweiligen Schichtsystem der freigelegten Filterstrukturen des realisierten Fabry-Pérot-Filters von deren lokaler Position auf dem Substrat sowie von deren Geometrie ab. Auf die Untersuchung der Mikrospannung wird im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen, sondern es wird die Auswirkung der ermittelten Makrospannung auf die Krümmung der freigelegten Filterstrukturen von verschiedenen Filtertypen systematisch analysiert. Im Weiteren werden verschiedene vertikale Schichtsysteme, die auf Ergebnissen der Makrospannung basieren, bei der Realisierung des Membranhaltensystems technologisch umgesetzt.

6.3.1.2. Auswirkung der mechanischen Spannung auf die Krümmung der freigelegten Filterstrukturen

In diesem Abschnitt werden detailliert die freistehenden Filterstrukturen des Membranhaltensystems untersucht. Die mechanischen Eigenschaften dieses Schichtsystems werden durch Einsatz unterschiedlicher Materialien geändert, wobei diese Änderungen Auswirkung auf die Krümmung der freistehenden Verbindungsbrücken und Filtermembran haben. Diese Untersuchungen sollen zeigen, welcher Filtertyp die optimale Form der Verbindungsbrücken im Filter ausweisen soll, um eine möglichst planparallele Anordnung der beiden DBR-Spiegel zueinander zu erhalten und somit eine mögliche Verbreiterung der Transmissionslinie zu minimieren bzw. zu vermeiden. Außerdem wird bei einer minimalen Kavitätshöhe ein möglichst großer freier Spektralbereich erreicht, der im Rahmen dieser Arbeit von besonderer Bedeutung für die spätere Anwendung ist. Anhand der Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahmen (REM) und Weißlichtinterferometer-Aufnahmen (WLI) werden zum einen die Deformation der freigelegten Filterstrukturen und zum anderen die Höhendifferenz zwischen den Haltepfosten und Verbindungsbrücken bzw. Filtermembran ausgewertet. Die letztgemessene Höhendifferenz soll einen direkten Hinweis auf die vom Filter transmittierte Kavitätsmode m geben.

Basierend auf den theoretischen Berechnungen der spektralen Eigenschaften von Fabry-Pérot-Filtern mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln aus dem Abschnitt 6.1 und den vorher vorgestellten Ergebnissen zu der Untersuchung der mechanischen Spannung in Si_3N_4 , SiO_2 und Al werden Materialien mit folgenden Eigenschaften für das Membranhaltensystem ausgewählt. Vor diesem Hintergrund werden Schichtsysteme für drei verschiedene Fabry-Pérot-Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit nach

dem neuen Filterkonzept prozessiert und systematisch untersucht worden sind. Das Membranhaltesystem der ersten beiden Filter unterscheidet sich nur in den mechanischen Eigenschaften der $3/4\lambda$ Si_3N_4 -Schicht und zwar werden für deren Deposition im ersten Fall ein Tastverhältnis-Wert ψ von 0,6 ($\sigma_{int} = -233$ MPa auf Glas) und im zweiten ein Tastverhältnis-Wert von ψ von 0,8 ($\sigma_{int} = -99$ MPa auf Glas) verwendet. Bei dem letzten Filter besteht das Membranhaltesystem aus zwei verschiedenen dielektrischen Schichten, nämlich aus $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$). Die Depositionsbedingungen für den unteren und für den oberen DBR-Spiegel (vgl. Anhang C) blieben außerdem unverändert, einschließlich einem Tastverhältnis von Si_3N_4 ($\psi = 0,6$).

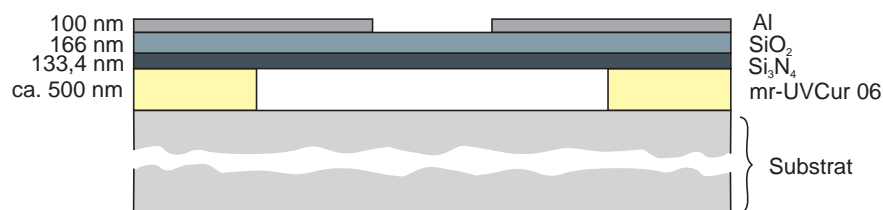


Abbildung 6.13.: Schematische Darstellung einer Teststruktur: Querschnitt durch ein Membranhaltesystem bestehend aus mr-UVCur06, $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$)-Schichten und Al-Elektrode zur Untersuchung der Auswirkung der verschiedenen mechanischen Spannungen in der Si_3N_4 -Schicht.

Bevor auf die Ergebnisse der Auswirkung der mechanischen Spannung auf die Krümmung der Verbindungsbrücken und Filtermembran in Fabry-Pérot-Filtern eingegangen wird, wird die Krümmung der freistehenden Strukturen zunächst im Membranhaltesystem des Filterdesigns IV untersucht, das aus $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$)-Schichten und Al-Elektrode besteht. Dabei wird der Einfluss der variierenden mechanischen Spannung von Si_3N_4 auf das gesamte Schichtsystem nach dem Unterätzen analysiert. Daraufhin werden Teststrukturen unter gleichbleibenden Prozessbedingungen (siehe Abschn. 6.2) wie im kompletten Fabry-Pérot-Filter hergestellt, die jedoch nur das auf dem Opferschichtmaterial positionierte Membranhaltesystem abbilden. Der Tastverhältnis-Wert ψ von Si_3N_4 wurde hierbei zwischen 1,0, 0,9, 0,6 und $-0,9$ variiert. Die Teststrukturen bestehen aus dem Opferschichtmaterial mr-UVCur06, einer Periode $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$) und der oberen Aluminium-Elektrode (siehe Abb 6.13). Die physikalischen Schichtdicken der einzelnen Schichten wurden ebenso wie im zu realisierenden Fabry-Pérot-Filter auf eine Zentralwellenlänge von $\lambda_c = 950$ nm angepasst. Die Prozessparameter sind dem Anhang C zu entnehmen.

Im Vordergrund der Untersuchungen von fertiggestellten Teststrukturen steht die Analyse der Geometrie von verschiedenen Filtertypen und der Auswirkung mechanischer Spannung von Si_3N_4 auf die Form und die Verbiegung der unterätzten Verbindungs-

brücken und der Filtermembran. Mit Hilfe der WLI wurden die unterätzten Teststrukturen aufgenommen und die Krümmung der Verbindungsbrücken und die Höhendifferenz zwischen Haltepfosten und Filtermembran analysiert. Dabei lässt sich anmerken, dass die Al-Elektrode als reflektierende Oberfläche für diese WLI-Aufnahmen gedient hat. Der innere Durchmesser der Membran besteht nur aus Dielektrika, daher sind diese Schichten für die vorhandenen Messobjektive transparent und können nicht für die Auswertung des Höhenprofils benutzt werden. Im Weiteren wurden nur die Filter zum Vergleich verschiedener Teststrukturen genommen, die die gleiche lokale Position auf dem gesamten Substrat hatten.

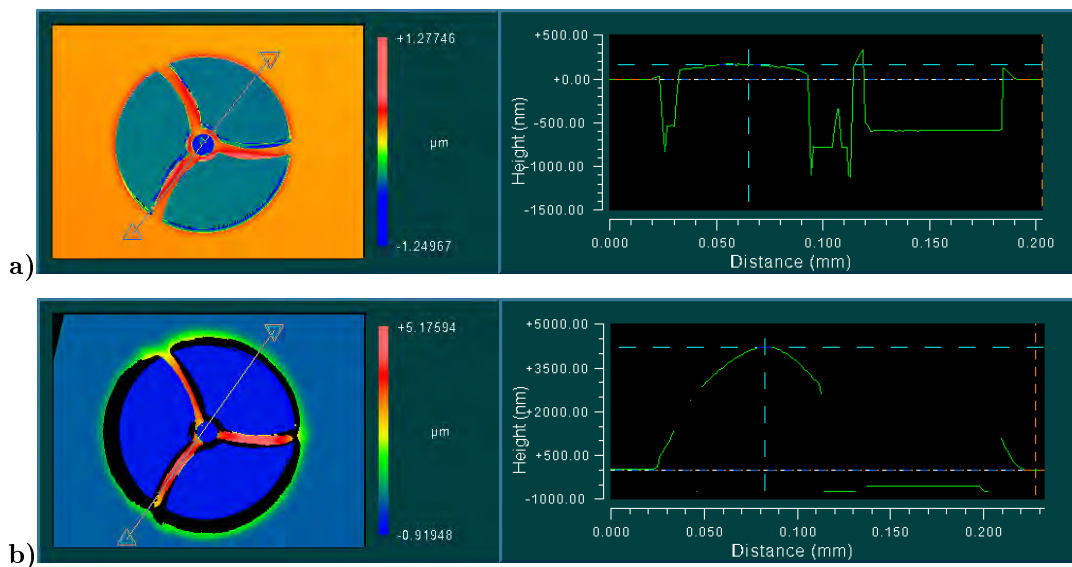


Abbildung 6.14.: WLI-Aufnahme einer Teststruktur nach dem Filtertyp FT-B_{v,3,30}: a) mit abgeschiedener Si₃N₄-Schicht bei $\psi = 0,6$; b) mit abgeschiedener Si₃N₄-Schicht bei $\psi = -0,9$. Rechts wird das Höhenprofil gezeigt, welches zwischen den Haltepfosten über die höchste Stelle der Verbindungsbrücke und die Filtermembran gelegt wird.

Die Tastverhältnis-Werte von Si₃N₄ bei den in Abb. 6.14 exemplarisch gezeigten Teststrukturen des Filtertyps FT-B_{v,3,30} liegen bei $\psi = 0,6$ (Abb. 6.14a)) und $\psi = -0,9$ (Abb. 6.14b)). Die Verbindungsbrücke der ersten Teststruktur zeigt eine relativ flache Form, wobei die Höhendifferenz zwischen den Haltepfosten und der höchsten Stelle der Verbindungsbrücke bei ca 180 nm liegt. Hingegen bei der zweiten Teststruktur lässt sich allein nach der Farbverteilung der WLI-Aufnahme bereits urteilen, dass eine extreme Höhendifferenz zwischen dem Haltepfosten und der Verbindungsbrücke vorhanden ist. Das gemessene Höhenprofil zeigt eine Höhendifferenz von etwa 4220 nm und die Verbindungsbrücken haben ein parabelförmiges Profil.

Tabelle 6.4 zeigt die Auswertung zur Höhendifferenz zwischen den Haltepfosten und Verbindungsbrücken bzw. Filtermembran von freistehenden Teststrukturen. Es wird der

Einfluss des Tastverhältnisses ψ von Si_3N_4 nach dem Unterätzen auf zwei verschiedene Filtertypen (FT-B_{v,3,30} und FT-D_{g,4,30}) verglichen. Bei diesen beiden Filtertypen ist die Länge der Verbindungsbrücken nahezu identisch. Sie unterscheiden sich nur in der Anzahl und der Form der Verbindungsbrücken. In der Tabelle sind jeweils Durchschnittswerte mehrerer Messungen aufgeführt. Wie vorher gezeigt, erreicht die mechanische Spannung von Si_3N_4 bei einem negativen Tastverhältnis, bei dem niedrige Anregungsfrequenzen im Plasma dominant sind, besonders hohe Werte. So äußert sich eine kompressive Spannung von $\sigma = -1190$ MPa (auf Si) bei $\psi = -0,9$ in einem stark gebogenen Profil der Verbindungsbrücken und einer hohen Auslenkung der Filtermembran bei beiden Filtertypen. Bei $\psi = 0,6$ werden minimale Werte der Höhendifferenz beobachtet, obwohl diese erwartungsgemäß bei $\psi = 1,0$ erreicht werden sollten. Anhand dieser Ergebnisse wird im Membranhaltensystem des Filterdesigns IV für die Si_3N_4 -Deposition der Tastverhältnis-Wert von $\psi = 0,6$ ausgewählt.

Tabelle 6.4.: Höhendifferenz zwischen Haltepfosten und Verbindungsbrücken bzw. Filtermembran, die aufgrund der Veränderung von Tastverhältnis ψ in der Si_3N_4 -Schicht bei den Teststrukturen entstanden ist.

Tastverhältnis ψ	FT-B _{v,3,30}		FT-D _{g,4,30}	
	Höhendifferenz zwischen Haltepfosten und			
	Verbindungsbrücken (in nm)	Filtermembran (in nm)	Verbindungsbrücken (in nm)	Filtermembran (in nm)
1,0	285	227	113	110
0,9	831	903	594	559
0,6	189	140	102	97
-0,9	4150	2990	2220	1956

Tabelle 6.5 führt die verwendeten optischen und physikalischen Parameter des Membranhaltensystems in drei Fabry-Pérot-Filtern mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln auf, die im Rahmen dieser Arbeit realisiert worden sind. Da der Tastverhältnis-Wert im Membranhaltensystem des Filterdesigns III variiert wurde, wurde die Bezeichnung dieser beiden Filter in Filterdesign IIIa ($\psi = 0,6$) und Filterdesign IIIb ($\psi = 0,8$) aufgetrennt.

Ähnlich wie bei den Teststrukturen werden an dieser Stelle Ergebnisse zur systematischen Untersuchung der Krümmung der Filterstrukturen nach dem Unterätzen in den drei realisierten Fabry-Pérot-Filtern präsentiert. Sie werden in Untersuchung der Deformation der Verbindungsbrücken von verschiedenen Filtertypen mittels REM-Aufnahmen und Messungen der Höhendifferenz zwischen den Haltepfosten und der Filtermembran mittels WLI aufgeteilt. Abbildung 6.15 zeigt exemplarisch REM-Aufnahmen von zwei verschiedenen Filtertypen FT-C_{e,3,30} und FT-B_{v,3,30} aller drei Filter (nach Filterdesign IIIa, IIIb

und IV). Bei drei verschiedenen Schichtsystemen des Membranhaltensystems werden eckige Verbundungsbrücken auf so eine Weise deformiert, dass sie erstens eine Verkipfung der Filtermembran zu dem unteren DBR-Spiegel verursachen, die zur Verbreiterung der Transmissionslinie führt, und zweitens für die Bildung einer großen Kavitätshöhe d_c sorgen, wobei diese den Anforderungen zum Erreichen eines breiten freien Spektralbereichs FSR nicht genügen können.

Tabelle 6.5.: Parameter des Membranhaltensystems in den hergestellten Fabry-Pérot-Filtern mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln.

	Materialien	Optische und physikalische Schichtdicken	Tastverhältnis ψ von Si_3N_4
Filterdesign IIIa	Si_3N_4 Al	$3/4\lambda$, 400,3 nm 100 nm	0,6
Filterdesign IIIb	Si_3N_4 Al	$3/4\lambda$, 400,3 nm 100 nm	0,8
Filterdesign IV	Si_3N_4 SiO_2 Al	$1/4\lambda$, 133,4 nm $1/4\lambda$, 166 nm 100 nm	0,6

Diese Art der extremen Deformation der eckigen Verbindungsbrücken wurde außerdem bei allen untersuchten Filterstrukturen nach Filtertyp FT-C und FT-E beobachtet. In Abb. 6.16a) ist eine REM-Aufnahme eines Filters nach dem Filterdesign IV des Filtertyps FT-E_{e,4,70} zu sehen. Die Verkipfung der Filtermembran ist noch größer als bei dem vorher präsentierten Filtertyp FT-C_{e,3,30}, wobei die unterätzten Verbindungsbrücken eine extreme Verbiegung nach oben an den Ecken bekommen haben. Anhand dieser Ergebnisse wird beschlossen, dass nur spektrale Filtereigenschaften von den Filtern des Filtertyps FT-A, FT-B und FT-D im Rahmen dieser Arbeit detailliert untersucht werden und nur diese können zur Erfüllung spektraler Anforderungen für eine spätere Anwendung besser geeignet sein.

Die Kavitätshöhe d_c der unterätzten Filtermembranen, die in den Abb. 6.15b), 6.15d)-f) und 6.16b) gezeigt sind, liegt etwa in der Größenordnung der physikalischen Dicke des Membranhaltensystems. Die Verbindungsbrücken der beiden Filtertypen FT-B_{v,3,30} und FT-A_{g,3,70} haben nur eine leichte Durchbiegung.

Die Ermittlung einer genauen Höhendifferenz zwischen Haltepfosten und Filtermembran erfolgte mit Hilfe der WLI-Aufnahmen. Auf die gleiche Weise wie bei der vorher vorgestellten Auswertung der Teststrukturen, wurden freistehende Filterstrukturen von allen drei fertiggestellten Fabry-Pérot-Filtern (Filterdesign IIIa/IIIb und IV) untersucht. Da-

6. Design und technologische Realisierung des Filters im nahen IR-Bereich im Rahmen der vorliegenden Arbeit

mit möglichst gleiche Ausgangsvoraussetzungen hinsichtlich der Prozessierung berücksichtigt werden konnten, wurden die Filter miteinander verglichen, die die gleiche lokale Position auf dem Substrat hatten.

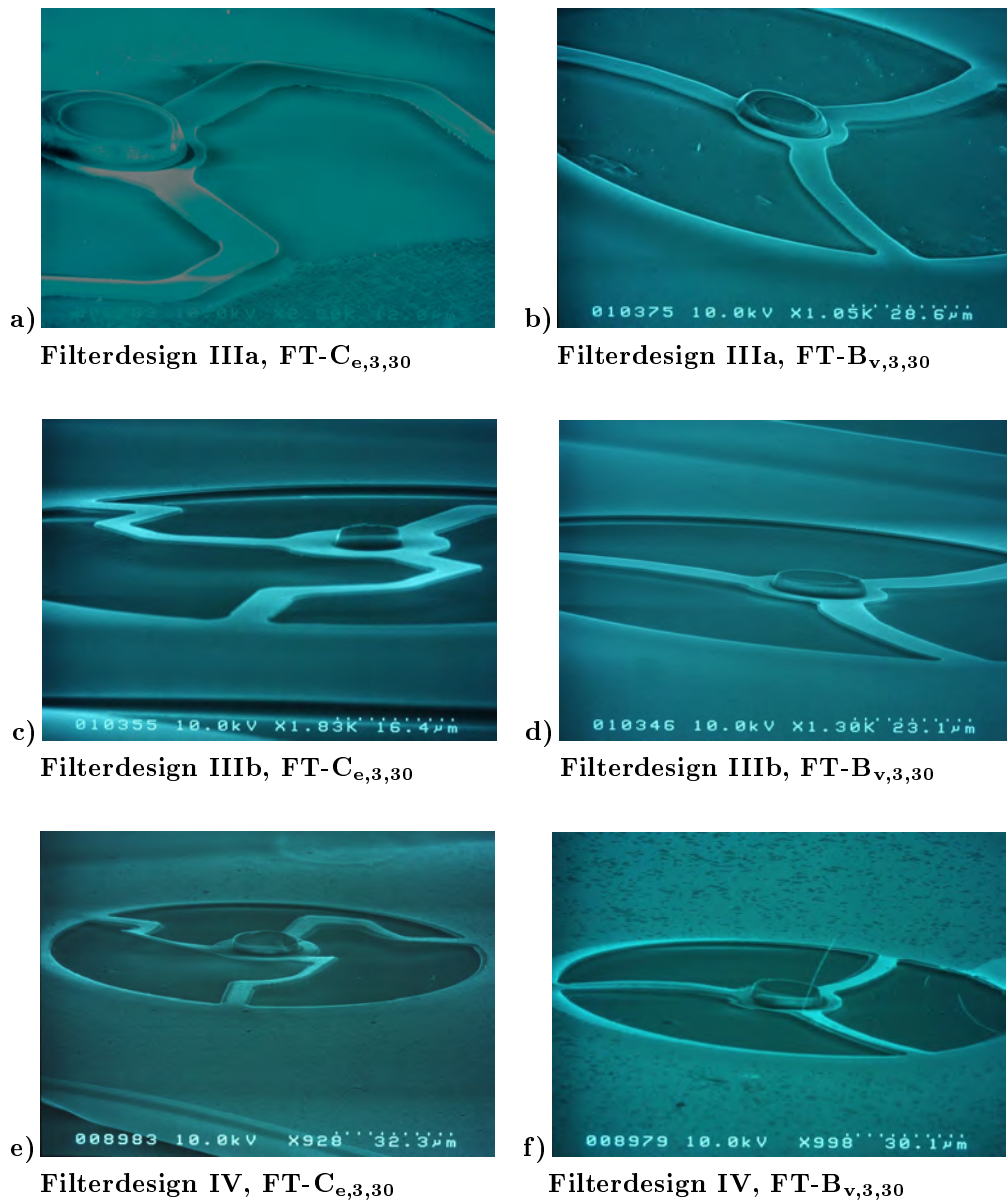


Abbildung 6.15.: REM-Aufnahmen von zwei Filtertypen FT-C_{e,3,30} und FT-B_{v,3,30} der Fabry-Pérot-Filter nach: a)-b) Filterdesign IIIa; c)-d) Filterdesign IIIb; e)-f) Filterdesign IV.

In Tabelle 6.6 werden Höhendifferenzen aller drei mit Si₃N₄/SiO₂-DBR-Spiegeln realisierten Fabry-Pérot-Filter präsentiert. Ebenso wie bei der Untersuchung der Teststrukturen werden hier jeweils Durchschnittswerte mehrerer Messungen aufgeführt. Dabei werden vier verschiedene Filtertypen (FT-A_{g,3,60}, FT-B_{v,3,30}, FT-B_{v,3,40} und FT-D_{g,4,70}) mit-

einander verglichen. Die Auswirkung einer starken kompressiven Spannung von Si_3N_4 im Membranhaltssystem vom Filterdesign IIIa äußert sich in der größten Höhendifferenz zwischen der freistehenden Filtermembran und den Haltepfosten. Mit Ausnahme des Filtertyps FT-B_{v,3,40} zeigt das Filterdesign IIIb bei allen Filtertypen die kleinste Höhendifferenz zwischen der Filtermembran und den Haltepfosten. Im Vergleich zum Filterdesign IIIa sorgt eine Reduzierung der kompressiven Spannung von Si_3N_4 im Membranhaltssystem dieses Filterdesigns für mehr Stabilität im Schichtsystem, sodass für die Filtermembran damit eine fast doppelte Abnahme in der physikalischen Kavitätshöhe d_c erreicht werden konnte.

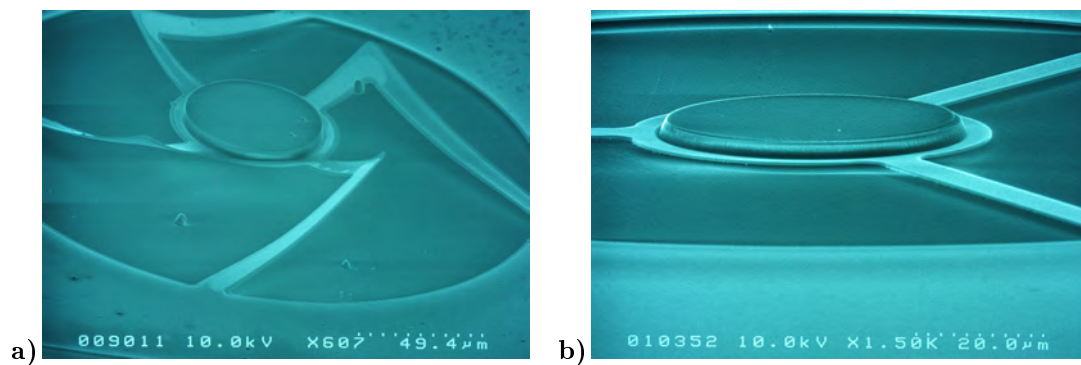


Abbildung 6.16.: REM-Aufnahmen der Filtertypen mit großen Membranen: a) Filterdesign IV, Filtertyp FT-E_{e,4,70}; b) Filterdesign IIIb, Filtertyp FT-A_{g,3,70}

Bei allen untersuchten Filtertypen ist der Einfluss der Länge der Verbindungsbrücken auf die Einstellung der Höhendifferenz zwischen der Filtermembran und den Haltepfosten deutlich erkennbar. Der Filtertyp FT-B_{v,3,30} hat die kürzesten Verbindungsbrücken und zeigt hiermit die kleinste Höhendifferenz. Bei den ersten beiden Filterdesigns weisen die freistehenden Filterstrukturen des Filtertyps FT-B_{v,3,40} die größte Höhendifferenz auf, weil dieser die längsten Verbindungsbrücken besitzt. Beim Vergleich der Filtertypen FT-A_{g,3,60} und FT-D_{g,4,70} konnte der Einfluss der Anzahl von Verbindungsbrücken nicht eindeutig festgestellt werden, da der zusätzliche Parameter die Filtermembrangröße ebenfalls die Deformation der freistehenden Filterstrukturen beeinflusst. Zudem konnte keine klare Tendenz zwischen den gemessenen Werten bei diesen beiden Filtertypen beobachtet werden.

Obwohl das Filterdesign IIIa und das Filterdesign IV fast die gleiche physikalische Schichtdicke des Membranhaltessystems aufweisen, beeinflusst die Integration der SiO_2 -Schicht, die etwas weniger als Si_3N_4 -Schicht kompressiv verspannt ist, ebenfalls die Krümmung der freistehenden Filterstrukturen. Die Kombination der Schichten aus Si_3N_4 und SiO_2 im Membranhaltssystem des Filterdesigns IV führt zur Reduzierung der Kavitätshöhe d_c .

Tabelle 6.6.: Höhendifferenzen bei freistehenden Filterstrukturen von drei Fabry-Pérot-Filtern mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln. Die Auswertung erfolgte mittels der WLI-Aufnahmen.

		Filterdesign IIIa	Filterdesign IIIb	Filterdesign IV
Filtertyp	Abmessungen der Verbindungsbrücken (in μm)	Höhendifferenz zwischen Filtermembran und Haltepfosten (in nm)		
FT-A _{g,3,60}	85 x 8	2119	800	1096
FT-B _{v,3,30}	73 x 10	1607	840	1020
FT-B _{v,3,40}	110 x 10	2608	2261	1353
FT-D _{g,4,70}	85 x 8	2009	1019	1969

Über die ermittelte Höhendifferenz zwischen der Filtermembran und den Haltepfosten können direkte Rückschlüsse auf die Kavitätshöhe d_c getroffen werden. Die Kavitätshöhe wiederum ist dafür verantwortlich, welche Kavitätsmode m von dem Fabry-Pérot-Filter transmittiert wird. Solche Filtereigenschaften wie der freie Spektralbereich FSR und die Halbwertsbreite FWHM des Filters werden von der Variation dieser Parameter beeinflusst (vgl. Kap. 3, Gl. 3.35 und Gl. 3.42). In Kapitel 7 werden dazugehörige gemessene spektrale Eigenschaften der Fabry-Pérot-Filter nach den vorgestellten Filterdesigns sowie der Einfluss der eben erwähnten Parameter auf diese Eigenschaften ausführlich behandelt.

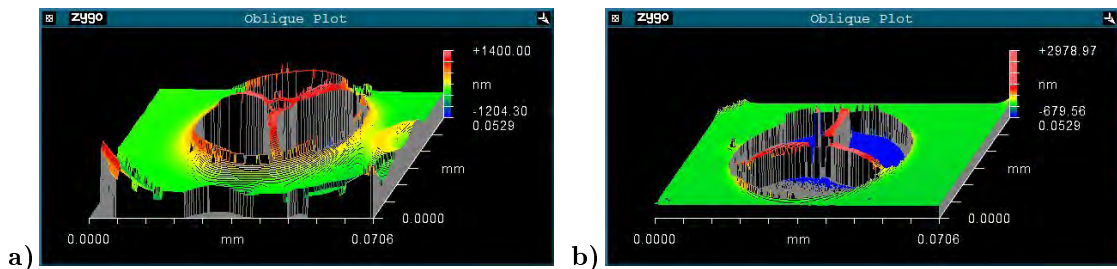


Abbildung 6.17.: WLI-Aufnahme des Filtertyps FT-B_{v,3,30}: a) Filterdesign IV; b) Filterdesign V

Anschließend wird die Krümmung der freistehenden Strukturen beim Filterdesign V vorgestellt. Ein systematischer Vergleich der Höhendifferenz von verschiedenen Filtertypen des Filterdesigns V, bei dem ein $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel verwendet wird, wird an dieser Stelle nicht aufgeführt, da beim Unterätzen der größeren Filtermembranen Schwierigkeiten aufgetreten sind, die später in diesem Kapitel behandelt werden. Nur kleine Filtermembranen mit $d_{FM}=30\ \mu\text{m}$ konnten freigelegt werden. Sowohl das Filterdesign IV als auch das Filterdesign V haben das gleiche Membranhaltensystem. Abbildung 6.17 zeigt an-

hand der WLI-Aufnahmen den Vergleich der freigelegten Filterstrukturen des Filtertyps FT-B_{v,3,30}. Bei beiden realisierten Fabry-Pérot-Filtern liegen die Durchschnittswerte der Höhendifferenz zwischen den Haltepfosten und der Filtermembran in der gleichen Größenordnung. Bei diesem Filtertyp beträgt sie ca. 1020 nm. Wird an dieser Stelle der in [147] realisierte Fabry-Pérot-Filter mit TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegeln nach dem bisherigen Filterkonzept (siehe Kap. 5.3, Abb. 5.12) mit dem Filter nach dem Filterdesign V, welcher nach dem geänderten Filterkonzept hergestellt worden ist, verglichen, so ist eine deutliche Reduzierung der Kavitätshöhe d_c um etwa das Neunfache festzustellen. Zwar kann der Vergleich des gleichen Filtertyps nicht direkt durchgeführt werden, dennoch kann das neue Filterkonzept mit einem Membranhaltensystem und einer reduzierten Fläche des oberen DBR-Spiegels erfolgreich zur Herstellung der Filter mit TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegeln umgesetzt werden.

6.3.2. Opferschichtanpassung

Wie bereits in Abschnitt 5.1 erwähnt, ist eine homogene Opferschichtbeschichtung essenziell zur Erzeugung der kontrollierbaren Luftkavität im Fabry-Pérot-Filter mit einer exakten Zentralwellenlänge λ_c . Das Opferschichtmaterial mr-UVCur06 wurde bisher im Prozessfluss des alten Filterkonzepts aufgrund seiner Vorteile bezüglich der technologischen Herstellung erfolgreich integriert. Da die Prozessflüsse der beiden Filterkonzepte (vorher und neu) sehr ähnlich sind, wurde im Prozessfluss des neuen Filterkonzepts im Prozessschritt d2) auf dieses Material nicht verzichtet.

Tabelle 6.7.: Prozessparameter zum doppelten Aufschleudern von mr-UVCur06 mittels Schleuderbeschichtung.

Prozessschritte	Parameter	Dauer
Vorheizen des Substrats	150 °C	30 min
Schleudern mr-APS1	5000 rpm	60 s
<i>softbake</i>	150 °C	60 s
Schleudern mr-UVCur06	variabel	60 s
<i>softbake</i>	80 °C	60 s
UV-Entwicklung	1400 mJ/cm ⁻²	5 min
Schleudern mr-UVCur06	variabel	60 s
<i>softbake</i>	80 °C	60 s
UV-Entwicklung	1400 mJ/cm ⁻²	5 min

Eine direkte Übertragung der Prozessparameter zur einfachen Schleuderbeschichtung war jedoch zur Erzeugung der erforderlichen Luftkavität im Filter mit $\lambda_c = 950$ nm nicht möglich (vgl. Prozessparameter in Anhang C). Die vom Hersteller in [150, 172] vorgeschlagene

extrapolierte Messkurve der Schichtdicke in Abhängigkeit von der Schleudergeschwindigkeit zeigt, dass Schichtdicken von mehr als 500 nm erst bei Rotationsgeschwindigkeiten unterhalb von ca. 1600 rpm¹ möglich sind. Die experimentellen Untersuchungen zeigten jedoch eine inhomogene Schichtdickenverteilung bei diesen Geschwindigkeiten. Um die Prozessparameter für den Prozessschritt d2) zu optimieren (vgl. Abschn. 6.2 und Abb. 6.7), wurden vorerst Testbeschichtungen auf Siliziumsubstrat durchgeführt.

Mit den in Anhang C aufgeführten Prozessparameter wurde mr-UVCur06 einfach bei einer Rotationsgeschwindigkeit von 1300 rpm aufgeschleudert. Eine Lichtmikroskop-Aufnahme (siehe Abb. 6.18a) zeigt den Zustand der Beschichtung nach der UV-Entwicklung. Allein anhand von Farbverläufen der Aufnahme lassen sich Inhomogenitäten der Schichtverteilung festhalten. Vor Allem an den Rändern des Substrats werden sie deutlich größer. Erst eine doppelte Schleuderbeschichtung führte zu einem zufriedenstellenden Ergebnis (siehe Tabelle 6.7). Sie wird auf eine solche Weise durchgeführt, dass unmittelbar nach der UV-Entwicklung der ersten mr-UVCur06-Beschichtung dieses Material ohne weitere Verwendung des Haftvermittlers mr-APS1 nochmals bei der gleichen Rotationsgeschwindigkeit aufgeschleudert wird. Dabei wurden Beschichtungen bei Rotationsgeschwindigkeiten zwischen 2600 rpm und 3000 rpm getestet.

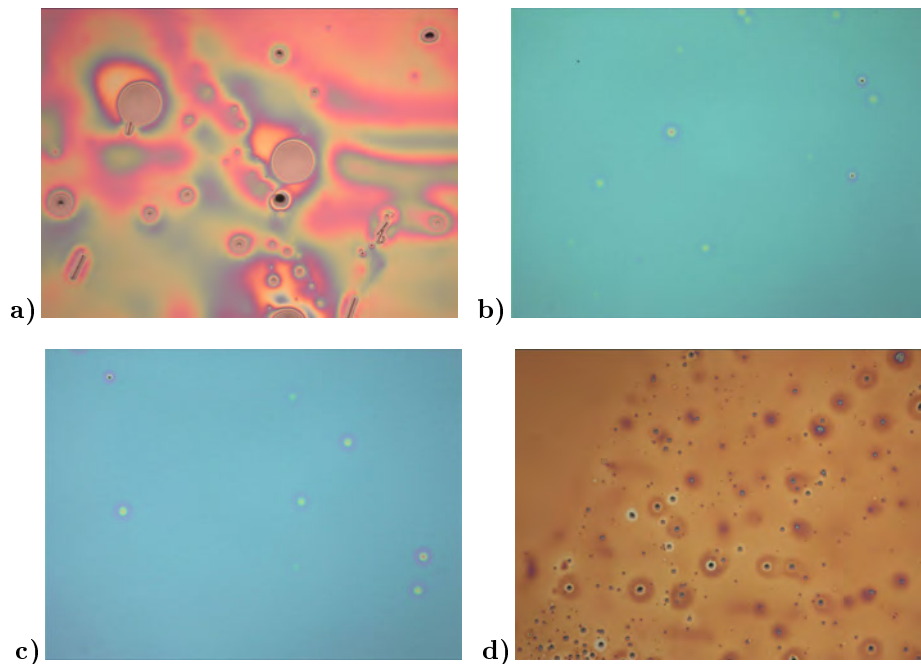


Abbildung 6.18.: Lichtmikroskopaufnahmen von mr-UVCur06-Beschichtungen: a) bei 1300 rpm einfach aufgeschleudert; b) bei 2800 rpm doppelt aufgeschleudert; c) bei 2900 rpm doppelt aufgeschleudert; d) durch Alterung des Polymers bedingte Inhomogenitäten in der Schicht, bei 3000 rpm einfach aufgeschleudert.

¹Engl. Revolutions Pro Minute. Die Einheit 1rpm entspricht der deutschen Maßeinheit 1/min.

Die Homogenität dieser Schichten wurde mit dem Lichtmikroskop untersucht. Alle Beschichtungen zeigten eine ähnliche Qualität. Die Lichtmikroskop-Aufnahmen von zwei Beschichtungen werden exemplarisch in den Abb. 6.18b)-c) demonstriert. Die Gleichmäßigkeit der Beschichtungen war deutlich bis auf Ausnahme von wenigen Partikeln bzw. Lufteinschlüssen zu erkennen. Diese werden auch bei einer einfachen Schleuderbeschichtung beobachtet. Das Vorhandensein von kleinen Inhomogenitäten zeigte sich jedoch weniger störend bei der Herstellung der Filter bei einer Substratgröße von 1", da die Filter bei dem gewählten Maskensatz in größeren Abständen voneinander angeordnet sind und zudem der gleiche Filtertyp mehrmals auf der Maske vorkommt, so dass bei der prozessierten Probe mindestens 27 Fabry-Pérot-Filter des gleichen Filtertyps existieren.

Wie in Kap. 4 Abschn. 4.1.3 zur Beschichtung eines Polymers mit einer hohen Qualität diskutiert, ist es von besonderer Bedeutung, dass der im Prozessschritt c2) deponierte DBR-Spiegel keine Verunreinigungen auf der Oberfläche enthält (vgl. Abschn. 6.2). Erst nachdem die Sauberkeit der Oberfläche festgestellt und das Ausheizen des Substrats erfolgt ist, kann mit der Schleuderbeschichtung angefangen werden. An dieser Stelle ist noch ein weiterer kritischer Punkt bezüglich der Qualität der mr-UVCur06-Beschichtung zu erwähnen. Das flüssige Material darf nur in einem bestimmten Zeitraum² verwendet werden. Ansonsten treten Alterungserscheinungen auf. Ein typisches Bild solcher Beschichtung ist in Abb. 6.18d) zu sehen. Daher sollte die Qualität des Materials stets vor dem Prozessschritt d2) mit der extra Beschichtung auf einem Si-Substrat geprüft werden.

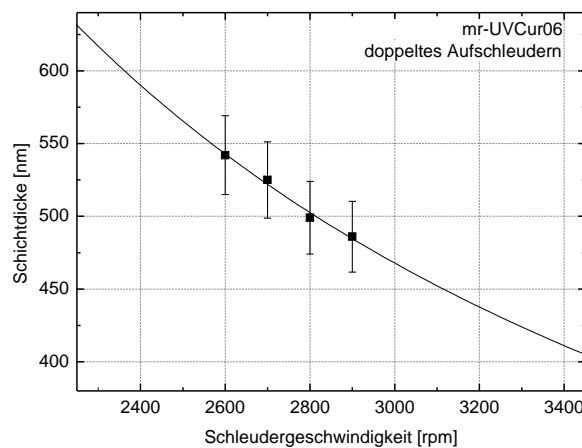


Abbildung 6.19.: Schichtdickenabhängigkeit von mr-UVCur06 von der Schleudergeschwindigkeit bei einer doppelten Schleuderbeschichtung. Die Schichten wurden mit VASE-Ellipsometer charakterisiert.

Als abschließender Schritt der Anpassung einer doppelten Schleuderbeschichtung von mr-UVCur06 erfolgte die Schichtdickenbestimmung mit dem bereits beschriebenen VASE-

²Die Herstellerangaben schwanken zwischen einem halben und einem Jahr.

Ellipsometer (vgl. Abschn. 4.2.1). Der Graph in der Abb. 6.19 zeigt eine extrapolierte Kurve durch die experimentell bestimmten Schichtdicken von mr-UVCur06, die zwischen 480 nm und 550 nm liegen. Da die Schichtdickenmessung nach dem UV-Aushärten des Materials erfolgte wurde der vom Hersteller angegebene Schrumpfungsfaktor von etwa 3-6% [172] bereits berücksichtigt.

6.4. Technologische Herstellung der Filter mit TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegeln

Der Prozessfluss zur Herstellung des Fabry-Pérot-Filters mit TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegeln nach dem Filterdesign V ist dem Prozessfluss der Filter nach dem Filterdesign III/IV nahezu identisch (vgl. Abschnitt 6.2). Die Herstellung der Filter setzt sich aus folgenden Prozessschritten zusammen:

- a3) Deposition und Strukturierung der unteren ITO-Elektrode durch IBSD
- b3) Deposition des unteren DBR-Spiegels mittels IBSD
- c3) Freilegung der unteren ITO-Elektrode durch Lift-Off-Prozess
- d3) Aufbringen des Opferschichtmaterials mr-UVCur06 durch doppeltes Aufschleudern
- e3) Deposition des Membranhaltensystems mittels PECVD
- f3) Deposition der oberen Al-Elektrode durch Aufdampfen
- g3) Photolithographie (Maske 2) und laterale Strukturierung der oberen Al-Elektrode mittels Nassätzens
- h3) Deposition des oberen DBR-Spiegels mittels IBSD
- i3) Photolithographie (Maske 4) und Erzeugung einer Ätzschutzmaske aus Chrom
- j3) laterale Strukturierung des oberen DBR-Spiegels durch ICP-RIE-Trockenätzprozess
- k3) Photolithographie (Maske 3) und laterale Strukturierung des Membranhaltensystems durch RIE-Trockenätzprozess
- l3) Strukturierung der Kavität durch Unterätzen der Filtermembran und der Verbindungsbrücken

Eine schematische Darstellung zur Fertigstellung des kompletten Filters nach dem Filterdesign V zeigt die Abb. 6.7. Im Folgenden wird auf die einzelnen Prozessschritte eingegangen, die sich von den Prozessschritten aus dem Abschnitt 6.2 unterscheiden.

In den Prozessschritten b3) und h3) wird der gleiche Depositionsprozess zur Herstellung der TiO₂/SiO₂-DBR-Spiegel mit 5,5 Perioden wie für das Filterdesign II verwendet. Die

Prozessparameter sind im Anhang C zu finden. Ähnlich wie im vorherigen Prozessfluss wurde hier erneut die Depositionsrate an das Filterdesign V angepasst, dessen Ermittlung aus der vorherigen Bestimmung der optischen Konstanten für einzelne $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -Schichten resultierte (siehe Abschn. 6.1, Abb. 6.3 und Tab. 6.1).

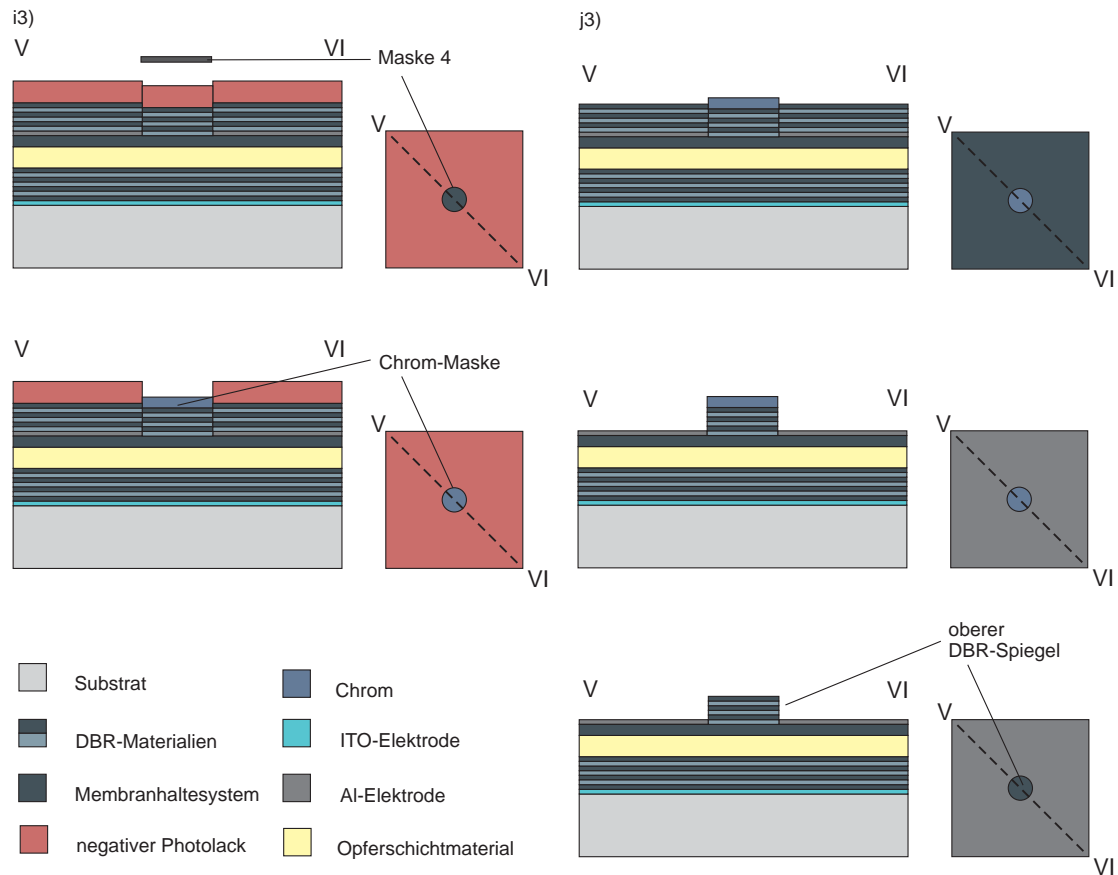


Abbildung 6.20.: Schematische Darstellung der lateralen Strukturierung des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels im Filterdesign V: i3) Photolithographie mit dem negativen Photolack AZ nLof 2070 3:1 (Maske 4); Deposition der Chrom-Maske und Lift-Off des negativen Photolacks; j3) laterale Strukturierung des oberen DBR-Spiegels durch ICP-RIE-Prozess mit abschließender Entfernung des Chroms durch nasschemisches Ätzen.

Die Abweichung von dem bisherigen Prozessfluss stellen die Prozessschritte i3) und j3) dar, bei denen der obere $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel lateral strukturiert wird. Diese Prozessschritte unterscheiden sich von der lateralen Strukturierung des Filters sowohl nach dem Filterdesign II als auch nach dem Filterdesign III/IV. Der schematische Verlauf dieser Prozessschritte ist in der Abbildung 6.20 zu sehen. Die dargestellten Schichtdicken und lateralen Größen in dieser Abbildung sind nicht maßstabsgetreu und dienen nur zur besseren Übersichtlichkeit der einzelnen Prozessschritte. Im Gegensatz zum Prozessschritt i2) aus dem Abschnitt 6.2 wird der Prozessschritt i3) in zwei Teilschritten durchgeführt, um

anstatt einer Photolackmaske eine metallische Ätzschutzmaske zu erzeugen, da ein deutlich reaktiverer ICP-RIE-Trockenätzprozess zum Ätzen des $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels eingesetzt wird. Daher wurde eine 200 nm dicke Chromschicht ausgewählt. Die Chrom-Maske wird aber über den Lift-Off-Prozess (vgl. Abschn. 4.1.6) strukturiert, wobei zunächst eine negative Struktur von der Maske 4 photolithographisch mit dem Negativlack AZ nLof 2070 erzeugt wird. Die Photolithographie von AZ nLof 2070 mit einer für diesen Prozessschritt notwendigen Verdünnung von 3:1 wurde in [173] angepasst. Anschließend wird Chrom mit der Aufdampfanlage der Firma *Pfeiffer Vakuum GmbH* aufgebracht (siehe Abb. 6.20 i3). Die Prozessparameter für die negative Photolithographie und die Chrom-Abscheidung sind in Anhang C zu finden. Danach wird über Lift-Off die Probenoberfläche mittels Aceton von dem Negativlack befreit und somit eine rein metallische Ätzschutzmaske generiert. Genauso wie im vorherigen Filterkonzept (vgl. Abschn. 5.2, Filterdesign II) wurde der obere $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel mittels ICP-RIE-Trockenätzprozess strukturiert, dessen Prozessparameter in [133, 143, 147] angepasst wurden und in Anhang C aufgeführt sind (siehe Abb. 6.20 j3)). Die Überprüfung der Ätztiefe wurde mittels Oberflächenprofilometers *Ambios XP-100* durchgeführt. Nachdem die erforderliche Ätztiefe erreicht ist, kann die Chrom-Maske durch nasschemisches Ätzen entfernt werden. Mit einer Chromätzlösung von der Firma *MicroChemicals GmbH* wird Chrom in ca. 5 Minuten vollständig entfernt. Im Anschluss wird die Probe mit Aceton und Isopropanol gereinigt und dann unter Stickstoff getrocknet.

Der verwendete ICP-RIE-Trockenätzprozess erwies sich zur Strukturierung des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels als kritischer Prozessschritt. Die Ätzrate liegt bei ca. 80 nm/min und ist somit fast um das 2,5-Fache höher als die Ätzrate des $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels beim RIE-Prozess. Somit werden bei zu lang berechneter Ätzzeit unter dem DBR-Spiegel liegende Schichten des Membranhaltensystems (Al und SiO_2) noch schneller als beim Filterdesign III/IV angegriffen. Dieser Zustand ist in Abbildung 6.21a) zu sehen. In [143] konnte gezeigt werden, dass durch Abnahme der RF-Leistung die Ätzrate reduziert werden kann. In einer Messreihe, bei der eine Reduzierung der RF-Leistung untersucht wurde, konnte zwar die Ätzrate bis ca. das 1,5-Fache verringert werden und somit eine bessere Kontrolle des Trockenätzprozesses des oberen DBR-Spiegels erreicht werden, aber sie führte zum unerwünschten Unterätzen der TiO_2 -Schichten an den Seitenwänden des DBR-Spiegels. Vor allem bei kleineren Membranen könnte diese Form des oberen DBR-Spiegels spektrale Eigenschaften des Fabry-Pérot-Filters negativ beeinflussen. Zusätzlich trat der Effekt der Mikromaskierung bei RF-Leistungen von 150 W und 175 W auf (siehe Abb. 6.21b) und c)). Dieser könnte auf eine langsamere Beschleunigung der Ionen bei einer reduzierten RF-Leistung zurückgeführt werden, unter der die Abbauprodukte des Ätzvorganges nicht schnell genug entfernt werden können. Eine weitere Optimierung der Prozessparameter des ICP-RIE-Prozesses fand hier nicht statt.



Abbildung 6.21.: REM-Aufnahmen des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels nach dem ICP-RIE-Trockenätzprozess: a) zu langes Ätzen zerstört die Schichten des Membranhaltensystems (RF-Leistung liegt bei 200 W); vertikales Profil des DBR-Spiegels bei RF-Leistung von 175 W (b) und 150 W (c).

Im Weiteren wurden längere Ätzzeiten beim Unterätzen der Filtermembran und der Verbindungsbrücken (Prozessschritt l3) als bei den Filterdesigns III und IV festgestellt. Eine vollständige Freilegung der Filtermembran beim Filtertyp FT- $\text{B}_{v,3,30}$ wurde beispielsweise erst bei einer Ätzzeit von $t = 50$ min erreicht. Eine Reduzierung der Ätzrate um das Doppelte im Vergleich zu dem Prozessschritt k2) wurde damit bei dem Unterätzen von Fabry-Pérot-Filtern mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln beobachtet. Außerdem konnten die Filterstrukturen mit größeren Filtermembranen trotz der Berücksichtigung der langsameren Ätzrate nicht vollständig freigelegt werden. Wird zudem der Ätzvorgang im Plasmaverascher *200 G* einmal unterbrochen, so verändern sich die Ätzbedingungen drastisch. Vermutlich herrschen bei diesem Filterdesign bessere Haftbedingungen zwischen dem Opferschichtmaterial mr-UVCur06 und der oberen TiO_2 -Schicht des unteren DBR-Spiegels, die das Angreifen des Sauerstoffplasmas erschweren und somit zu einer längeren Ätzzeit führen. Vor allem reduziert sich die Angriffsfläche zu dem organischen Opferschichtmaterial unter der bereits teilweise unterätzten Filtermembran drastisch und macht den Ätzvorgang kaum möglich. Eine weitere Untersuchung dieses Prozessschrittes fand in dieser Arbeit nicht statt. Nichtsdestotrotz werden bei diesem Filterkonzept ausschließlich fertiggestellte Fabry-Pérot-Filter des Filtertyps FT- $\text{B}_{v,3,30}$ in Kapitel 7 charakterisiert, um die erfolgreiche Integration des weiterentwickelten Filterkonzepts für den infraroten Spektralbereich zu demonstrieren.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass trotz aufgetretener Schwierigkeiten bei einigen Prozessschritten der durchstimmbare Fabry-Pérot-Filter mit einem $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel erstmalig technologisch realisiert werden konnte. Damit konnten früher bekannte Haftungsprobleme zwischen dem Opferschichtmaterial mr-UVCur06 und dem oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel umgangen werden. Auf diese Weise können die Vorteile eines spektral fast doppelt so breiten Stopppandes als bei einem Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln für die spätere Anwendung genutzt werden. Gelingt die Aktuation eines solchen Fabry-Pérot-Filters, kann somit ein deutlich größerer optischer Durchstimmbereich mit einem einzigen Stopppand erzielt werden.

6.5. Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse

In diesem Kapitel wurden das Design mikromechanisch durchstimmbarer dielektrischer Fabry-Pérot-Filter nach dem weiterentwickelten Filterkonzept für den nahen Infrarot-Bereich und seine technologische Realisierung behandelt. Der Fabry-Pérot-Filter soll laut der Spezifikation der spektralen Anwendungsanforderungen mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_c = 950$ nm realisiert werden und eine spektrale Auflösung von 5 nm nicht überschreiten.

Ein zentraler Punkt der Designänderung besteht darin, dass der obere flächige DBR-Spiegel, dessen Fläche die komplette freistehende Filterstruktur im vorherigen Filterkonzept für den sichtbaren Bereich eingenommen hat, durch ein Membranhaltssystem ersetzt wird, wobei der obere DBR-Spiegel selbst nun die Größe der Filtermembran hat und auf dem Membranhaltssystem positioniert ist. Im Rahmen des weiterentwickelten Konzepts ergaben sich zwei technologische Realisierungsmöglichkeiten zur Herstellung der DBR-Spiegel für die Filter. Zwei Materialkombinationen wurden ausgewählt: $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ (mittels PECVD hergestellt) und $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ (mittels IBSD hergestellt).

Die technologische Herstellung der Filter nach dem geänderten Filterkonzept geschah durch Anpassung des bisherigen Prozessflusses. Neben der Übertragung der Prozessschritte sowie deren Anpassung an die physikalischen Dicken des Schichtsystems für den Infrarot-Bereich wurde die laterale Strukturierung des oberen DBR-Spiegels durch Trockenätzen in zwei Prozessschritte aufgetrennt. Im ersten Schritt wurde die Filtermembran strukturiert und im zweiten Schritt die dielektrischen Schichten des Membranhaltessystems. Im Weiteren wurde das Opferschichtmaterial mr-UVCur06 untersucht und seine physikalische Schichtdicke an die Anforderungen zur Herstellung der Filter bei $\lambda_c=950$ nm angepasst. Durch eine doppelte Schleuderbeschichtung konnten homogene Beschichtungen erreicht werden.

Ein wichtiger Bestandteil des Kapitels war die Untersuchung der mechanischen Makrospannung der einzelnen Schichten des Membranhaltessystems. Der Fokus der Untersuchungen lag in der Charakterisierung der Si_3N_4 -Schichten für den im Rahmen dieses Filterkonzepts verwendeten PECVD-Prozess bei einer Depositionstemperatur von 120 °C. Die Gegenüberstellung der erreichbaren mechanischen Eigenschaften von Si_3N_4 zeigte, dass tensil verspannte Si_3N_4 -Schichten günstig für den Einsatz im Membranhaltssystem des Fabry-Pérot-Filters sind. Diese Eigenschaften konnten in den früheren Arbeiten am Institut durch Änderung des Parameters Tastverhältnis ψ , jedoch für andere Depositionstemperaturen (60 °C und 300 °C), erreicht werden. Die Messungen dieser Arbeit zeigen allerdings, dass unter den hier verwendeten Prozessparametern zwar nicht möglich ist, den tensilen Bereich der mechanischen Spannung zu erreichen, aber durch Erhöhung des

Tastverhältnisses ψ , d. h. dass anteilmäßig mehr hochfrequente Anregungsfrequenzen des Plasmas an der Si_3N_4 -Deposition beteiligt sind, die kompressive Spannung in den Schichten reduziert werden kann. Einen gegenteiligen Effekt zeigte die Erhöhung vom Tastverhältnis bezogen auf die optischen Eigenschaften von Si_3N_4 . Dabei nahm der Extinktionskoeffizient k , der auch für die Absorption in den Schichten repräsentativ ist, zu.

Basierend auf diesen Erkenntnissen und unter Einbeziehung der theoretischen Berechnungen der Filtereigenschaften wurden im Rahmen dieser Arbeit Fabry-Pérot-Filter bei $\lambda_c = 950 \text{ nm}$ mit drei verschiedenen Materialkombination des Membranhaltensystems vorgestellt: einer $3/4\lambda$ optisch dicken Si_3N_4 -Schicht mit $\psi = 0,6$ (Filterdesign IIIa), einer $3/4\lambda$ Si_3N_4 -Schicht mit $\psi = 0,8$ (Filterdesign IIIb) und einer Kombination aus $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$)-Schichten mit $\psi = 0,6$ von Si_3N_4 (Filterdesign IV). Verschiedene Fabry-Pérot-Filter aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln wurden mit diesen Materialkombinationen realisiert. Die letzte Materialkombination fand zudem ihren Einsatz bei der Herstellung eines Filters mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln (Filterdesign V). Die Membranhaltensysteme aller umgesetzten Filter sind zudem mit einer leicht tensil verspannten 100 nm dicken Al-Elektrode versehen.

Abschließend fand eine quantitative Charakterisierung der Krümmung der Filterstrukturen nach dem Unterätzen in allen Filtern mittels Weißlichtinterferometrie statt. Die Höhendifferenz zwischen der freistehenden Filtermembran und den Haltepfosten, die einen direkten Hinweis auf die Kavitätshöhe d_c ermöglicht, wurde auf diese Weise bei allen fertiggestellten Fabry-Pérot-Filtern ermittelt. Diese Messungen haben ergeben, dass nicht nur der vertikale Schichtaufbau des Filters, dessen Variation sich in verschiedenen Filterdesigns äußert, sondern verschiedene laterale Filtergeometrien (verschiedene Filtertypen) Auswirkung auf die Höhe der Krümmung der unterätzten Filterstrukturen haben. Dabei wurde experimentell nachgewiesen, dass nicht nur eine stärkere kompressive Spannung in der Si_3N_4 -Schicht des Membranhaltensystems eine größere Höhendifferenz verursacht, sondern auch längere Verbindungsbrücken. Ferner konnte gezeigt werden, dass die Filter mit eckigen Verbindungsbrücken bei der technologischen Realisierung des hier weiterentwickelten Filterkonzepts ungeeignet sind und für die Charakterisierung von weiteren Filtereigenschaften (Aktuationsverhalten, spektrale Eigenschaften) nicht mehr in Betrachtung genommen werden, da sie eine starke Deformation der freigelegten Filterstrukturen, wie z. B. Verkippung der Filtermembran oder enorme Vergrößerung der Kavitätshöhe d_c , hervorrufen und somit die gewünschten Anwendungsanforderungen nicht erreichen können.

Letztlich wurde die Herstellung des Fabry-Pérot-Filters mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln (Filterdesign V) vorgestellt, dessen erfolgreiche technologische Realisierung durch Inte-

gration eines mittels PECVD herstellbaren Membranhaltensystems erreicht wurde. Die Haftungsprobleme, die zwischen den dielektrischen IBSD-Schichten und dem organischen Material aufgetreten sind und bereits aus den früheren Arbeiten bekannt sind, konnten dadurch gemieden werden. Bei diesem vorgestellten Prozessfluss bestand der zusätzliche technologische Aufwand in der Anpassung und Optimierung der lateralen Strukturierung des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels. Für das Ätzen des DBR-Spiegels wurde eine Chrom-Maske anstelle einer Photolackmaske für den ICP-RIE-Prozess verwendet. Festzuhalten ist, dass sich das im Rahmen dieser Arbeit angewendete Filterkonzept grundsätzlich für die technologische Realisierung eines Fabry-Pérot-Filters mit einer Materialkombination aus dem organischen Opferschichtmaterial mr-UVCur06 und den $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln eignet, jedoch erst nur bei den Filtertypen mit einer kleinen Filtermembran ($d_{FM} = 30 \mu\text{m}$) praktisch umgesetzt wurde. Die Krümmung der freigelegten Filterstrukturen dieses Filters liegt in einer ähnlichen Größenordnung wie bei dem Filterdesign IV.

7. Charakterisierung der realisierten mikromechanisch durchstimmbaren Filter

In diesem Kapitel wird die Charakterisierung der in dieser Arbeit hergestellten mikromechanisch durchstimmbaren, dielektrischen Fabry-Pérot-Filter vorgestellt, die nach dem neuen Filterkonzept für den nahen Infrarot-Bereich entwickelt wurden. Die Charakterisierung umfasst die Untersuchung der Transmissionseigenschaften vor dem Freilegen der Filtermembran, um die spektrale Position und die Halbwertsbreite der Transmissionslinie zu überprüfen (Abschnitt 7.1). Vor der spektralen Charakterisierung nach dem Freilegen der Filtermembran wird das Aktuationsverhalten der Filter analysiert. Am Beispiel der verschiedenen Filtertypen wird im Abschnitt 7.2 die Höhe der maximal möglichen mechanischen Auslenkung der Filtermembran bei vier realisierten Filterdesigns analysiert. Abschnitt 7.3 umfasst die spektrale Charakterisierung der Filter bezüglich solcher Filtereigenschaften wie der spektralen Linienbreite, dem Auflösungsvermögen, dem freien Spektralbereich sowie dem optischen Durchstimmbereich unter elektrostatischer Aktuation. Spektrale Eigenschaften werden mit dem in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Messaufbau erfasst. Anschließend werden die Filtereigenschaften aller untersuchten Filterdesigns miteinander verglichen und dem vorherigen Stand der Entwicklung gegenübergestellt.

7.1. Spektrale Filtereigenschaften vor dem Freilegen der Filtermembran

Dieser Abschnitt beschreibt die Transmissionseigenschaften von realisierten Filtern für alle Filterdesigns vor dem Freilegen der Filtermembran, welche mit dem in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Messaufbau analysiert werden. Die Messungen wurden vor der lateralen Strukturierung des oberen DBR-Spiegels durchgeführt (vgl. Abschn. 6.2 und 6.4). In der Tabelle 7.1 sind gemessene Filtereigenschaften zusammengefasst, bevor das Opferschichtmaterial mr-UVCur06 entfernt worden ist. Die Schichtkombinationen des Membranhaltesystems für die realisierten Filterdesigns, die ebenso zum optischen Schichtsystem der

7. Charakterisierung der realisierten mikromechanisch durchstimmbaren Filter

Fabry-Pérot-Filter beitragen, sind in Abschnitt 6.3.1 (Tab. 6.5) angegeben und werden an dieser Stelle nicht erneut erwähnt. Zusätzlich sind Materialkombinationen und Periodenanzahl der verwendeten DBR-Spiegel angegeben. Die physikalische Schichtdicke von mr-UVCur06 beträgt jeweils 475 nm.

Tabelle 7.1.: Transmissionseigenschaften der Filter vor dem Freilegen der Filtermembran für alle vier Filterdesign mit einer festen Kavität aus mr-UVCur06.

	DBR-Spiegel	Periodenanzahl	gemessene λ_c	Stoppbandbreite	FSR	FWHM (λ)
Filterdesign IIIa	Si ₃ N ₄ /SiO ₂	9,5	ca. 975 nm	ca. 190 nm	125 nm	6 nm (1020 nm)
Filterdesign IIIb	Si ₃ N ₄ /SiO ₂	9,5	ca. 975 nm	ca. 190 nm	125 nm	6 nm (1020 nm)
Filterdesign IV	Si ₃ N ₄ /SiO ₂	11,5	ca. 975 nm	ca. 195 nm	121 nm	3,7 nm (1014 nm)
Filterdesign V	TiO ₂ /SiO ₂	5,5	ca. 1000 nm	> 320 nm	230 nm	7,2 nm (884 nm) 6,8 nm (1114 nm)

Anzumerken ist die spektrale Verschiebung der Zentralwellenlänge λ_c der realisierten Fabry-Pérot-Filter, welche durch depositionsbedingte Schwankungen des PECVD-Prozesses entsteht. Diese Verschiebung liegt im Toleranzbereich der in [146] angegebenen Genauigkeit der Schichtdickenabscheidung. Außerdem ist wie erwartet eine Verschiebung der spektralen Position der Transmissionslinie aufgetreten, da die physikalische Schichtdicke von mr-UVCur06 nicht an die $\lambda/2$ -Kavität des Filters angepasst ist. Dadurch zeigten realisierte Fabry-Pérot-Filter aller Filterdesigns zwei Transmissionslinien, die innerhalb des Stopppandes liegen und somit einen freien Spektralbereich FSR aufweisen, der schmäler als die Stopppandbreite ist. Abbildung 7.1 zeigt exemplarisch gemessene Transmissionspektren von Filterdesign IV und Filterdesign V. Die gemessene Stopppandbreite von allen Filtern liegt etwa in der gleichen Größenordnung wie die in Abschnitt 6 berechneten Stopppandbreiten. Ein Vergleich zwischen den berechneten und den gemessenen FWHM-Werten wird hier nicht durchgeführt, da es sich an dieser Stelle um eine feste Kavität aus mr-UVCur06 anstelle einer Luftkavität handelt und die Transmissionslinien zudem spektral verschoben sind. Durch Erhöhung der Reflektivität der DBR-Spiegel, indem die Periodenanzahl von 9,5 (Filterdesign IIIa/IIIb) auf 11,5 (Filterdesign IV) erhöht wurde, wurde die Halbwertsbreite fast um die Hälfte reduziert. Darüber hinaus wurden vergleichbare FWHM-Werte bei dem Filterdesign IIIa/IIIb und dem Filterdesign V beobachtet, die auf eine Steigerung der Reflektivität durch Erhöhung des Brechungsindexkontrastes der Materialien zurückzuführen sind (vgl. Abschn. 3.1.3, Abb. 3.8). Die Intensität der

gemessenen Transmissionslinien variiert zwischen 40 % und 67 %.

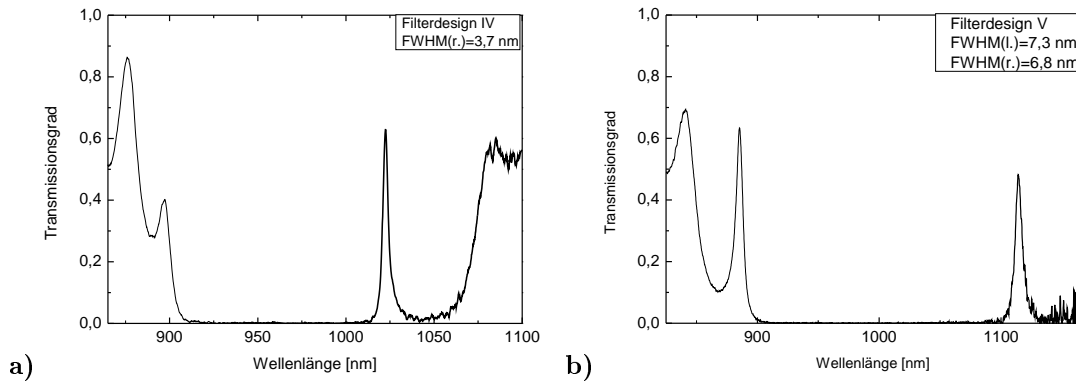


Abbildung 7.1.: Gemessene Transmissionseigenschaften vor dem Freilegen der Filtermembran mit einer festen Kavität aus mr-UVCur06. Bei beiden Filtern treten zwei Transmissionslinien innerhalb des Stoppbandes auf: a) Der freie Spektralbereich FSR des Filterdesigns IV beträgt 121 nm. b) Beim Filterdesign V beträgt der freie Spektralbereich FSR 230 nm.

Im Weiteren ist eine spektrale Verschiebung des Stoppbandes von hergestellten Fabry-Pérot-Filtern des einzelnen Filterdesigns zu beachten. Sie rührt daher, dass die abzuscheidenden Schichten eine technologiebedingte Inhomogenität in der Schichtdickenverteilung auf dem gesamten Substrat haben. Sie liegt bei mittels PECVD hergestellten Filtern bei etwa 20 nm. Die mittels IBSD abgeschiedenen Schichten weisen deutlich bessere Verteilung auf dem verwendeten Substrat auf, woraus nur geringe Abweichungen des Stoppbandes von etwa 5 nm entstehen. Diese Gegebenheit steigert grundsetzlich die Anforderungen an die Herstellung und Charakterisierung der Filter. Das Verhalten der variierenden Materialeigenschaften des vertikalen Schichtsystems und dessen laterale Verteilung auf dem verwendeten Substrat ist komplex und daher soll jeder hergestellte Filter individuell charakterisiert werden.

7.2. Untersuchung der mechanischen Auslenkung unter elektrostatischer Aktuation

In diesem Abschnitt wird der Fokus der Untersuchungen auf die Höhe der Aktuationsspannung gelegt, bei der die Filtermembran bei verschiedenen Filterdesigns ausgelenkt werden kann. Erwartungsgemäß soll eine quadratische Abhängigkeit dabei auftreten (vgl. Gl. 3.48). Im Weiteren werden die Grenzen der Durchstimmbarkeit bezüglich der Aktuationsspannung (*Pull-In-Spannung*) experimentell geprüft (vgl. Abschn. 3.1.4.1, Gl. 3.49). Um den Einfluss der Filtergeometrie zu demonstrieren, werden die Aktuationsergebnisse, die mit Hilfe der in Abschnitt 4.2.2 erwähnten Messeinrichtung am Weißlichtinterfero-

7. Charakterisierung der realisierten mikromechanisch durchstimmbaren Filter

meter *NewView 5000 Zygo* gewonnen worden sind, am Beispiel von zwei Filtertypen FT-B_{v,3,30} und FT-A_{g,3,60} für alle vier in dieser Arbeit behandelten Filterdesigns gezeigt.

Abbildung 7.2 zeigt das Aktuationsverhalten des Filtertyps FT-B_{v,3,30} aller vier Filterdesigns. Die Darstellung der Messkurve wird für drei Durchläufe der Aktuation präsentiert, d. h. dass die Spannung drei Mal hintereinander von 0 V bis zu einem bestimmten Wert erhöht und wieder auf 0 V verringert wird. Deutlich zu erkennen sind die Unterschiede im mechanischen Verhalten und in der Höhe der Aktuationsspannung.

Eine mehr oder weniger gute Reproduzierbarkeit der mechanischen Auslenkung zeigt der Filter nach dem Filterdesign IIIa bis 40 V (siehe Abb. 7.2a)). Dieser Filter lässt sich bis zu 60 V aktuiert, ohne dass der *Pull-In*-Effekt auftritt. Eine mechanische Auslenkung der Filtermembran von über 300 nm wird dabei erreicht. Bei höheren Spannungen, etwa ab 40 V, hat die Höhe der mechanischen Auslenkung bei Hin- und Rückläufen keine gute Übereinstimmung mehr, wobei Abweichungen von bis zu 100 nm auftreten.

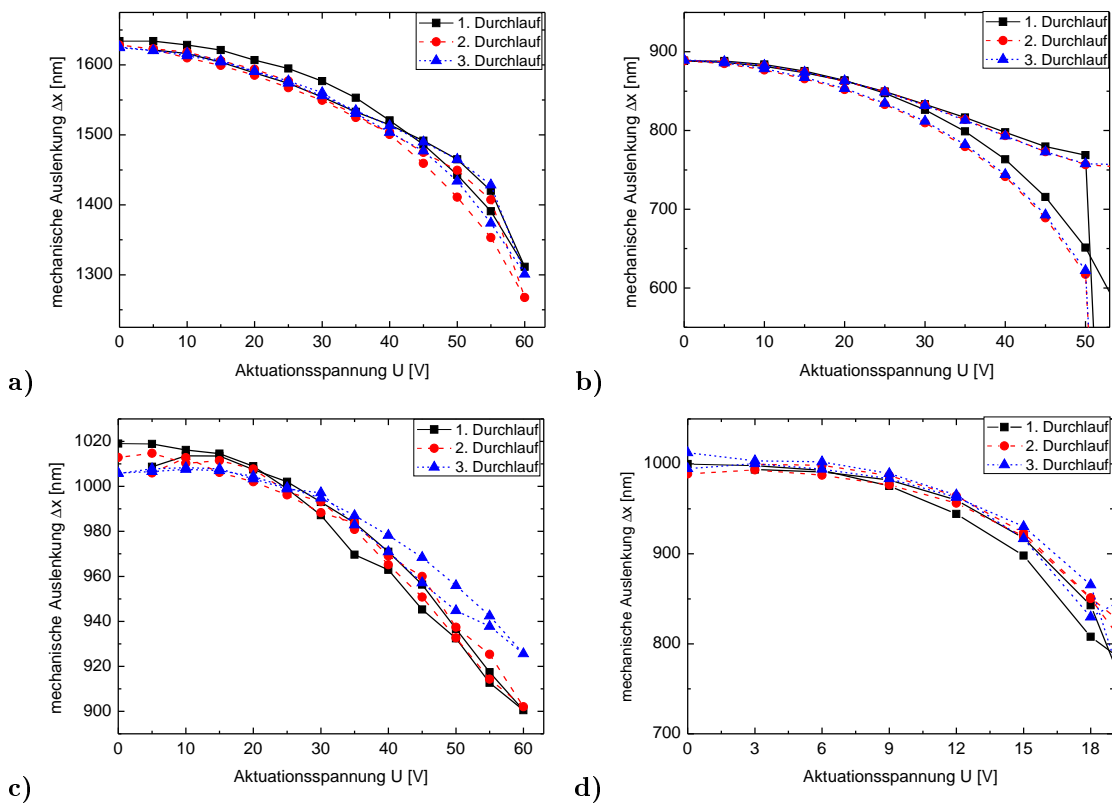


Abbildung 7.2.: Mit WLI gemessenes Aktuationsverhalten des Filtertyps FT-B_{v,3,30}. Die mikromechanische Auslenkung Δx ist in Abhängigkeit von der Aktuationsspannung U für Filterdesign IIIa (a), Filterdesign IIIb (b), Filterdesign IV (c) und Filterdesign V (d) graphisch dargestellt.

Die Aktuationskurve eines Filters nach dem Filterdesign IIIb in Abb. 7.2b) zeigt nicht nur eine geringere Ausgangslage der Krümmung der Filtermembran im Vergleich zum

vorherigen Filterdesign, sondern ein anderes Aktuationsverhalten. Durch Änderung der mechanischen Eigenschaften von Si_3N_4 im Membranhaltensystem ist eine ziemlich gute Reproduzierbarkeit der mechanischen Auslenkung nur bis zu einer Aktuationsspannung von 30 V möglich. Danach nehmen die Schwankungen in der mechanischen Auslenkung deutlich zu. Sogar ein klar zu erkennendes Hysterese-Verhalten tritt auf. Der *Pull-In*-Effekt, der etwa bei 55 V eintritt, führt zum Zusammenfallen der Filtermembran, aber ist nicht irreversibel und der Filter kann dennoch weiter aktuiert werden. Das vollständige Aktuationsverhalten mit beiden erwähnten Effekten zeigt der Graph 7.3. Eine mögliche Erklärung für das Hysterese-Verhalten dieses Filters ist die dielektrische Polarisation des verwendeten Materialsystems [174]. Durch Anlegen der elektrischen Spannung wird das dielektrische Materialsystem polarisiert. Das dadurch aufgebaute zusätzliche elektrische Feld sorgt dafür, dass eine größere effektive Feldstärke E anliegt, welche ihre Wirkung auf die Filtermembran beim Rücklauf ausübt, so dass die Filtermembran stärker ausgelenkt wird. Bei niedrigeren Spannungswerten ist dieser Effekt nicht mehr bemerkbar. Im Vergleich zu allen anderen Filterdesigns kehrt bei diesem Filterdesign die Filtermembran nach jedem Messrücklauf in die gleiche Ausgangsposition (bei ca. 890 nm) zurück.

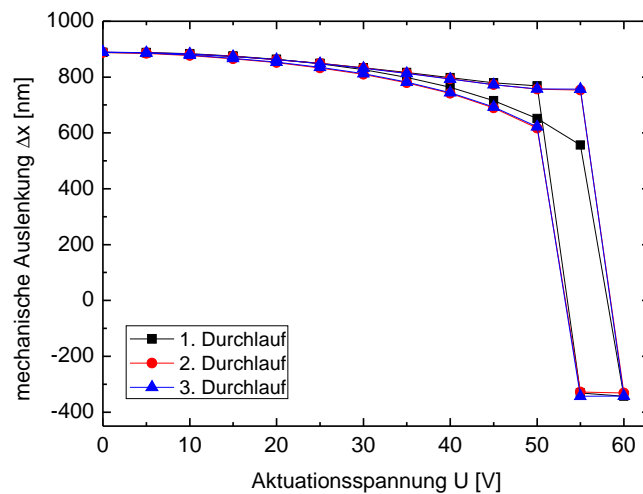


Abbildung 7.3.: Aktuationsverhalten der Filtermembran des Filtertyps FT-B_{v,3,30} nach dem Filterdesign IIIb unter Eintritt der *Pull-In*-Spannung (55 V).

Im Filterdesign IV (Abb.7.2c)) zeigt die Membranauslenkung weniger stabiles Aktuationsverhalten, so dass Schwankungen bis zu 30 nm fast unter jedem Spannungswert auftreten. Die Filtermembran kann jedoch mit einer Spannung bis zu 60 V aktuiert werden, ohne dass der *Pull-In*-Effekt auftritt. Eine mechanische Auslenkung um ca. 120 nm lässt sich bei diesem Filter erreichen.

Bei dem Filterdesign V (Abb. 7.2d)) lässt sich die Filtermembran sogar mit einer Aktua-

7. Charakterisierung der realisierten mikromechanisch durchstimmbaren Filter

tionsspannung von 18 V um ca. 200 nm auslenken. Die Abweichungen der mechanischen Auslenkung bei Hin- und Rückläufen liegen bei ca. 60 nm. Die *Pull-In*-Spannung tritt bereits bei 33 V auf. Abbildung 7.4 zeigt den Zustand der Filtermembran vor Aktuation (a) und beim Auftreten des *Pull-In*-Effekts (b), welcher sehr deutlich in der WLI-Aufnahme beobachtet werden konnte. Generell kann bei diesem Filter mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln eine Reduzierung der Aktuationsspannung durch einen geringeren Elektrodenabstand hervorgerufen werden. Im Vergleich zum Filterdesign IV ist der Elektrodenabstand bei diesem Filterdesign um ca. $1,6 \mu\text{m}$ geringer. Das Materialsystem $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ hat vermutlich einen zusätzlichen Effekt auf die Einstellung des elektrostatischen Feldes zwischen den beiden Elektroden. Dieser Einfluss wird nicht im Rahmen dieser Arbeit überprüft.

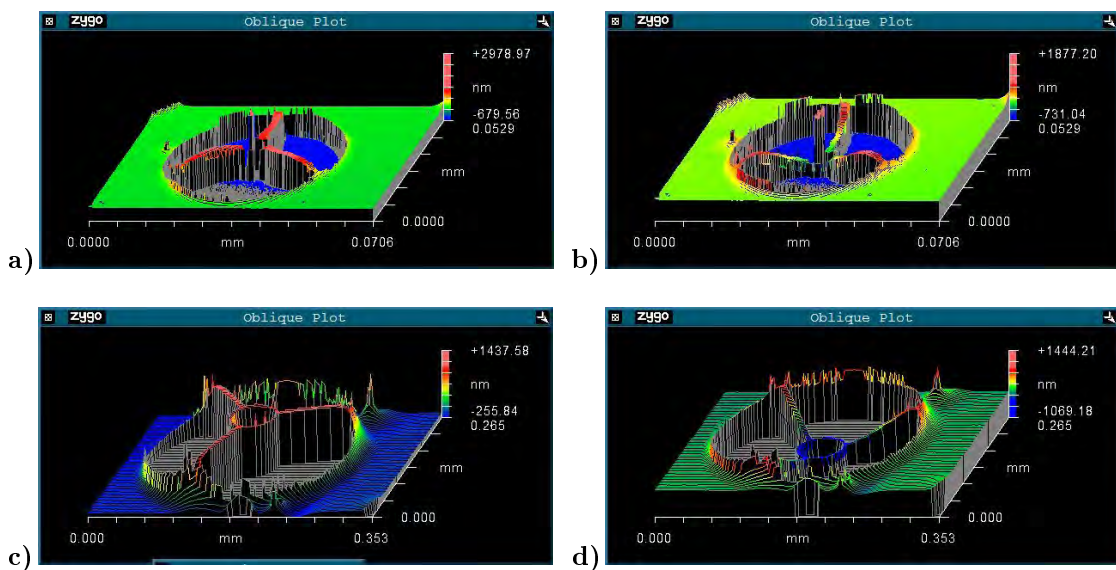


Abbildung 7.4.: Vergleich des Zustandes der freigelegten Filtermembran vor der Aktuation und beim Auftreten des *Pull-In*-Effekts: WLI-Aufnahmen der Filterstrukturen des Filtertyps FT-B_{v,3,30} nach dem Filterdesign V vor der Aktuation (a) und beim *Pull-In*-Effekt unter 33 V (b). In (c) und (d) sind WLI-Aufnahmen der Filterstrukturen des Filtertyps FT-B_{g,3,60} nach dem Filterdesign IIIb bei 0 V und 40 V (*Pull-In*-Spannung) gezeigt.

Um die Unterschiede im Aktuationsverhalten bei verschiedenen Filtertypen zu zeigen, wurde der Filtertyp FT-B_{g,3,60} auf die gleiche Weise wie eben beschrieben charakterisiert. Auch bei diesem Filtertyp konnte der *Pull-In*-Effekt beobachtet werden. In Abb. 7.4c)-d) ist der Zustand der Filtermembran von einem Filter nach dem Filterdesign IIIb bei 0 V und 40 V (*Pull-In*-Spannung) gezeigt.

Tabelle 7.2 gibt einen Überblick über das gemessene Aktuationsverhalten beider Filtertypen. Die größte mechanische Durchstimmeffizienz zeigen Filter nach dem Filterdesign IIIb (FT-B_{g,3,60}) und nach dem Filterdesign V (FT-A_{v,3,30}). Im Vergleich zu den übrigen Filterdesigns zeigte das Filterdesign IIIb deutlich bessere Reproduzierbarkeit im Aktuationsverhalten, solange die Filter im Spannungsbereich vor dem Eintritt des *Pull-In*-Effekts

aktuiert werden.

Tabelle 7.2.: Gemessenes Aktuationsverhalten verschiedener Fabry-Pérot-Filter Als Filtereigenschaften werden folgende Größen hier aufgeführt: mechanische Auslenkung Δx , Aktuationsspannung U , *Pull-In*-Spannung U_{PI} , Aktuationsspannung U bei $\Delta x = 50$ nm und mechanische Durchstimmefizienz $\Delta x/\Delta U$.

	Filtertyp	Δx (in nm)	U (U_{PI}) (in V)	U bei $\Delta x =$ 50 nm (in V)	$\Delta x/\Delta U$ (in nm/V)
Filterdesign IIIa	FT-B _{v,3,30}	323	60 (-)	26	5,4
	FT-A _{g,3,60}	-	-	-	-
Filterdesign IIIb	FT-B _{v,3,30}	230	50 (55)	23,5	4,6
	FT-A _{g,3,60}	350	35 (40)	-	10
Filterdesign IV	FT-B _{v,3,30}	120	60 (-)	42	2
	FT-A _{g,3,60}	320	60 (-)	32	5,3
Filterdesign V	FT-B _{v,3,30}	165	18 (33)	13	9,2
	FT-A _{g,3,60}	-	-	-	-

Bei allen Filtern wurde bei höheren Spannungen, bei denen die Wirkung der elektrostatischen Kraft deutlich zunimmt, ein instabiles mechanisches Verhalten des Membranhaltensystems beobachtet. Dieser Ungleichgewichtszustand kann nicht nur dadurch hervorgerufen werden, dass die Filtermembran auf einen kritischen Abstand ausgelenkt wird, in dem der *Pull-In*-Effekt eintreten könnte, sondern dadurch, dass eine zusätzliche Aufladung des dielektrischen Schichtsystems auftritt, die mehr Instabilität in die elektrostatische Aktuation hineinbringt. Zum anderen hat der vertikale Schichtaufbau, bei dem sich die elastischen Eigenschaften des Membranhaltensystems mit der Variation des Filterdesigns ändern, eindeutig Einfluss auf das Aktuationsverhalten.

Die geometriebedingten Änderungen im Design, die anhand von zwei verschiedenen Filtertypen hier untersucht wurden, haben ebenfalls Auswirkung auf das Aktuationsverhalten. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen die durch die Gleichung 3.45 gegebene Abhängigkeit, dass durch eine Vergrößerung der Elektrodenfläche eine größere elektrostatische Kraft hervorgerufen wird. Sie führt schließlich zur niedrigeren Spannung, die zur Aktuation notwendig ist. Dies wurde bei den Filtern aus der Tabelle 7.2 (erste drei Filterdesigns) beobachtet.

In diesem Abschnitt konnte gesehen werden, dass die Durchstimmung der Filter mittels elektrostatischer Aktuation sich grundsätzlich als geeignet erwies. Dabei ist zu beachten, dass sie durch den *Pull-In*-Effekt begrenzt wird. Dieser wurde experimentell fast bei allen gemessenen Filtern festgestellt. Im Weiteren wurde nachgewiesen, dass sowohl das

laterale Design (verschiedene Filtertypen) als auch das vertikale Design (verschiedene Filterdesigns) der Fabry-Pérot-Filter große Auswirkungen auf das Aktuationsverhalten haben.

7.3. Spektrale Filtereigenschaften nach dem Freilegen der Filterstruktur

Dieser Abschnitt beinhaltet die Charakterisierung spektraler Eigenschaften der realisierten Fabry-Pérot-Filter unter elektrostatischer Aktuation. Die Messung der Filtereigenschaften wurde mit dem in Abschnitt 4.10 aufgeführten Messaufbau durchgeführt. Vor der eigentlichen Aktuation der Filter wurden zunächst die spektrale Position und die Halbwertsbreite FWHM der gemessenen Transmissionslinien aller Filter miteinander verglichen.

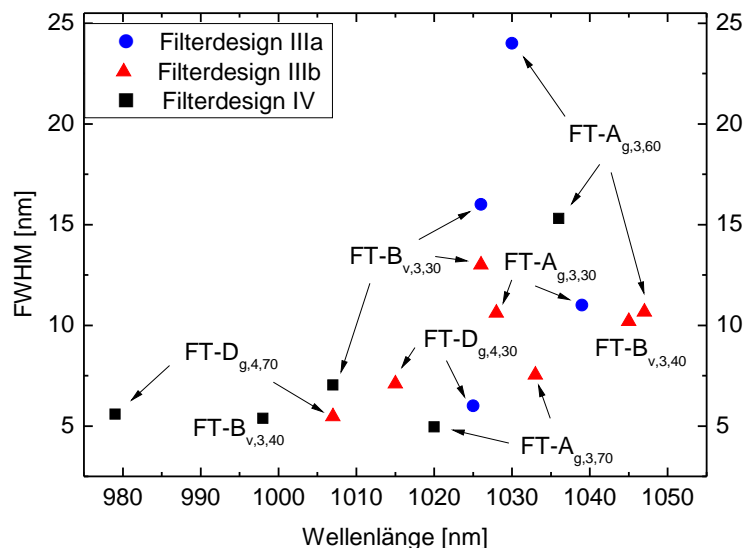


Abbildung 7.5.: Verteilung der Halbwertsbreite FWHM und der spektralen Position der Transmissionslinie von freigelegten Fabry-Pérot-Filtern mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln. Hier sind drei Filterdesigns (IIIa, IIIb und IV) mit ausgewählten verschiedenen Filtertypen (FT-A, FT-B und FT-D) dargestellt.

Abbildung 7.5 veranschaulicht diese Ergebnisse für die drei realisierten Filterdesigns mit den $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln. Im Vergleich zu den berechneten Transmissionsspektren (vgl. Abschn. 6.1, Abb. 6.4) zeigten die realisierten Filter nicht nur eine leichte spektrale Verschiebung des Stopppandes, sondern auch eine Verschiebung der Transmissionslinien innerhalb des Stopppandes. Hierbei transmittieren die unterätzten Filter zwei Wellenlängen innerhalb des Stopppandes gleichzeitig, wobei dieses Verhalten bereits vor dem Unterätzen dieser Filter (siehe Abschnitt 7.1) beobachtet wurde. In der Darstellung ist

jeweils die spektrale Position und die Halbwertsbreite FWHM der zweiten transmittierten Wellenlänge, die sich am rechten Rand des Stoppbandes befindet, gezeigt. Filtertypen, bei denen die FWHM-Werte größer als 25 nm sind, werden in dieser Darstellung nicht aufgeführt. Vermutlich führen eine Verkipfung oder eine Verformung der Filtermembran nach dem Unterätzen zu solch einer extremen Verbreiterung der Transmissionslinien.

Es ist nicht einfach, eine Unterscheidung zu treffen, welche Parameter exakt zu dieser Verteilung der Transmissionslinien und der unterschiedlichen FWHM-Werten geführt haben. Die Position der transmittierten Wellenlängen nach dem Freilegen der Filtermembran wird von der in Abschnitt 7.1 erwähnten inhomogenen prozessbedingten Schichtdickenverteilung sowie einer nicht exakt an die tatsächliche Zentralwellenlänge λ_c des Filters angepassten Kavitätshöhe d_c beeinflusst.

Die FWHM-Werte sind zum einen von den unterschiedlichen Kavitätshöhen d_c im Filter abhängig, deren Einstellung auf das vertikale Design (verschiedene realisierte Filterdesigns) und die laterale Geometrie der Filter (verschiedene Filtertypen) zurückzuführen ist. Wie in Abschnitt 6.3.1.2 ausführlich behandelt, werden Filterstrukturen nach dem Unterätzen unterschiedlich stark deformiert, so dass eine Luftkavität etwa zwischen $1,5 \lambda_c$ und $3,5 \lambda_c$ bei den hier betrachteten Filtern eingestellt wird. Zum anderen hat die spektrale Position der Transmissionslinie innerhalb eines Stoppbandes eine Auswirkung auf deren Halbwertsbreite FWHM, da die Reflektivität der DBR-Spiegel in der Mitte des Stoppbandes ihr Maximum einnimmt und somit die niedrigsten FWHM-Werte um diese spektrale Position herum erreicht werden.

Dabei konnten dennoch gewisse Unterscheidungen für jedes Filterdesign beobachtet werden. Die spektrale Position der Transmissionslinie des Filterdesigns IIIa variiert zwar weniger stark als bei den anderen Filterdesigns, doch wurde hier die größte Streuung der FWHM-Werte festgestellt. Die Streuung der FWHM-Werte beim Filterdesign IIIb ist niedriger als beim Filterdesign IIIa. Einen direkten Einfluss der ermittelten Kavitätshöhe d_c auf die FWHM-Werte verschiedener Filtertypen ist bei diesem Filterdesign nicht zu erkennen. Vielmehr hat vermutlich die laterale Filtergeometrie selbst nach dem Freilegen der Filtermembran eine größere Auswirkung die auf die Halbwertsbreiten. Wie erwartet, wurden die niedrigsten FWHM-Werte beim Filterdesign IV beobachtet, da die Reflektivität der DBR-Spiegel bei diesem Design erhöht wurde.

Im Weiteren werden spektrale Eigenschaften aller Filterdesigns unter elektrostatischer Aktuierung detailliert betrachtet.

Filterdesign IIIa

Bei der Aktuierung von unterätzten Fabry-Pérot-Filtern des Filterdesigns IIIa, bestehend aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln mit 9,5 bzw. 9 Perioden und einem Membranhaltensystem

aus einer $3/4\lambda$ Si_3N_4 -Schicht, wurde festgestellt, dass Filter mit dem kleinsten Membrandurchmesser ($d_{FM} = 30 \mu\text{m}$) die besten spektralen Eigenschaften aufweisen. Aufgrund der starken kompressiven Spannung in der $3/4\lambda$ Si_3N_4 -Schicht werden vor allem in freigelegten Filterstrukturen mit größeren Membranen und längeren Verbindungsbrücken starke Deformationen hervorgerufen, so dass diese zu einer nicht mehr planparallelen Anordnung zwischen der Filtermembran und dem unteren DBR-Spiegel führen und somit zur enormen Verbreiterung der Halbwertsbreite FWHM.

Tabelle 7.3 stellt die besten Aktuationsergebnisse ausgewählter Fabry-Pérot-Filter mit den kleinsten Filtermembranen ($d_{FM} = 30 \mu\text{m}$) für das Filterdesign IIIa vor. Wie in [64, 175] gezeigt, allerdings für andere Materialsysteme, sollten Filter mit längeren Verbindungsbrücken einen größeren optischen Durchstimmbereich aufweisen. Diese Tendenz wurde ebenso bei diesem Filterdesign beobachtet.

Tabelle 7.3.: Gemessene spektrale Eigenschaften ausgewählter Fabry-Pérot-Filter des Filterdesigns IIIa. Folgende Größen sind hier dargestellt: optischer Durchstimmbereich $\Delta\lambda$, Aktuationsspannung U , Halbwertsbreite FWHM, Auflösungsvermögen \mathcal{R} und freier Spektralbereich FSR.

Filterdesign IIIa	$\Delta\lambda$ (in nm)	U (in V)	FWHM (in nm)	\mathcal{R}	FSR (in nm)
FT-A _{g,3,30}	42	55	9,8 (1019 nm)	128	128
FT-B _{v,3,30}	56	50	7,06 (1020 nm)	144	128
FT-D _{g,4,30}	105	35	6,05 (1021 nm)	169	124

Abb. 7.6a) zeigt exemplarisch Transmissionseigenschaften eines Filters des Filtertyps FT-B_{v,3,30} während der Aktuierung. Unmittelbar nach dem Unterätzen, durch das der Filter nun eine $2\lambda_c$ -Kavität besitzt, verschiebt sich die Transmissionslinie um ca. 15 nm zu den längeren Wellenlängen. Auch bei diesem Filter wurden zwei Transmissionslinien innerhalb des Stoppbandes beobachtet. Genauso wie bei der Untersuchung der mechanischen Auslenkung mittels WLI-Messungen in Abschnitt 7.2, zeigen beide Transmissionslinien einen charakteristischen Verlauf während der elektrostatischen Aktuierung zwischen 0 V und 50 V (vgl. Abschn. 3.1.4.1) und wandern mit Erhöhung der Aktuierungsspannung zu den kürzeren Wellenlängen, wobei ein optischer Durchstimmbereich von $\Delta\lambda = 56 \text{ nm}$ erreicht wird. Die gemessene Intensität der Transmissionslinien liegt etwa zwischen 20 % und 75 %. Die dabei aufgetretene, ein wenig von dem idealen Verhalten abweichende, quadratische Abhängigkeit zwischen der Aktuierungsspannung und der spektralen Position der zweiten Transmissionslinie ist in Abb. 7.6b) präsentiert.

Um die Zentralwellenlänge des Stoppbandes sollte die Reflektivität der DBR-Spiegel ihr Maximum erreichen. Dementsprechend sollte die Halbwertsbreite FWHM der zweiten

Transmissionslinie gemäß Gl. 3.35 mit Zunahme der Aktuationsspannung abnehmen. Die FWHM-Werte, die etwa zwischen 7 nm und 14 nm liegen (vgl. Abb. 7.6b)), geben diesen Zusammenhang nicht genau wieder und zeigen eine starke Streuung mit der Wanderung der Transmissionslinie zu den kürzeren Wellenlängen. Vermutlich ist eine unsymmetrische Auslenkung der Filtermembran, bedingt durch die Geometrie der Verbindungsbrücken, ausschlaggebend für dieses Verhalten. Die drei verkrümmten Verbindungsbrücken werden ungleichmäßig verbogen und verursachen eine Verkippung der Filtermembran, welche zu einer Verbreiterung der Transmissionslinie führt.

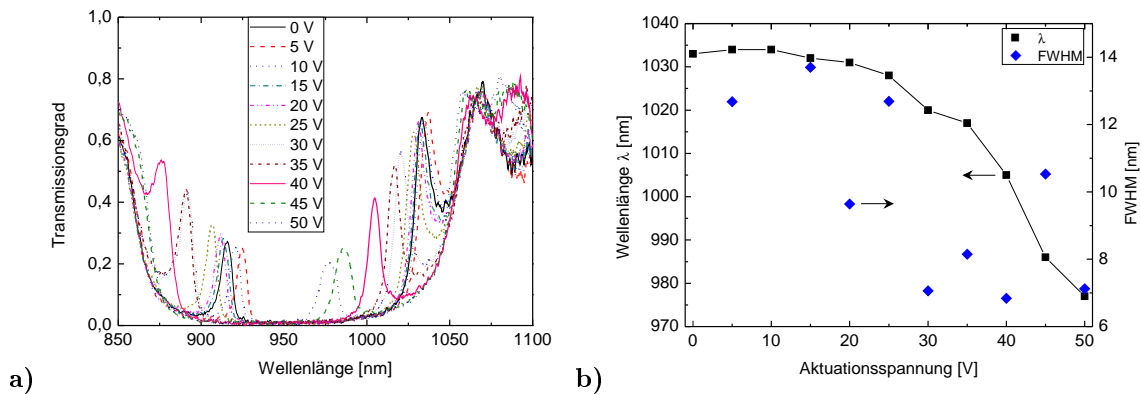


Abbildung 7.6.: Gemessene Transmissionseigenschaften des Filtertyps FT-B_{v,3,30} nach dem Filterdesign IIIa: a) Spektrales Verhalten des Fabry-Pérot-Filters unter angelegter Aktuationsspannung zwischen 0 V und 50 V. Innerhalb des Stopbandes werden zwei Wellenlängen gleichzeitig transmittiert; b) gemessene spektrale Position der zweiten transmittierten Wellenlänge und die Halbwertsbreite FWHM in Abhängigkeit von der Aktuationsspannung.

Filterdesign IIIb

Das Schichtsystem dieses Filterdesigns unterscheidet sich von dem vorherigen Schichtdesign nur in den mechanischen Eigenschaften des Membranhaltensystems. Hier wird eine weniger kompressiv verspannte $3/4\lambda$ Si₃N₄-Schicht verwendet. Wie in Abschnitt 6.3.1.2 (Tabelle 6.6) gezeigt, wurden hier die Verbindungsbrücken und die Filtermembran nach dem Unterätzen deutlich weniger deformiert, so dass eine Reduzierung der Kavitätshöhe d_c fast um die Hälfte erreicht werden konnte. Ebenso zeigte dieses Membranhaltensystem mehr Stabilität während der Aktuation, vor allem im Bereich der niedrigen Aktuationsspannungen. Bei diesem Filterdesign konnte das beste spektrale Verhalten unter elektrostatischer Aktuation beobachtet werden. Tabelle 7.4 fasst die Ergebnisse dieser Untersuchungen für ausgewählte Filtertypen zusammen.

Grundsätzlich stehen die erhaltenen Messergebnisse mit den theoretischen Annahmen sowie den experimentell gewonnenen Erkenntnissen anderer Autoren bezüglich der Auswirkung der Länge der Verbindungsbrücken auf den optischen Durchstimmbereich $\Delta\lambda$

[175], die Federkonstante k_f [175] sowie die Kavitätshöhe d_c [165] im Einklang.

Bei den untersuchten Filtertypen konnte ein Zusammenhang zwischen der lateralen Geometrie und dem freien Spektralbereich FSR sowie der Halbwertsbreite FWHM beobachtet werden. Filtertypen (FT-A_{g,3,30} und FT-B_{v,3,30}), die kürzere Verbindungsbrücken besitzen, haben kleine Kavitätshöhen d_c und weisen gemäß Gl. 3.35 und Gl. 3.42 (Kap. 3) einen größeren freien Spektralbereich FSR sowie größere FWHM-Werte auf. Der Filter des Filtertyps FT-B_{v,3,40} mit den längsten Verbindungsbrücken besitzt dementsprechend die größte Kavitätshöhe d_c und zeigt folglich den kleinsten freien Spektralbereich FSR von 110 nm. Der leicht erhöhte FWHM-Wert im Vergleich zu den Filtertypen FT-A_{g,3,60} und FT-D_{g,4,70}, deren Kavitätshöhen kleiner sind, ist vermutlich, wie oben bereits gezeigt, auf eine unsymmetrische Auslenkung der Filtermembran durch drei verkrümmte Verbindungsbrücken zurückzuführen. Sie verursachen eine Schiefstellung der Filtermembran, die zu einer Verbreiterung von FWHM führt.

Tabelle 7.4.: Gemessene spektrale Eigenschaften ausgewählter Fabry-Pérot-Filter des Filterdesigns IIIb. Folgende Größen werden hier aufgeführt: optischer Durchstimmbereich $\Delta\lambda$, Aktuationsspannung U , Halbwertsbreite FWHM, Auflösungsvermögen \mathcal{R} und freier Spektralbereich FSR.

Filterdesign IIIb	$\Delta\lambda$ (in nm)	U (in V)	FWHM (in nm)	\mathcal{R}	FSR (in nm)
FT-A _{g,3,30}	63	40	8,18 (1021 nm)	125	136
FT-A _{g,3,60}	81	40	6,45 (1018 nm)	158	117
FT-A _{g,3,70}	78	40	6,27 (1020 nm)	163	121
FT-B _{v,3,30}	75	40	11,25 (1021 nm)	91	126
FT-B _{v,3,40}	81	40	7,53 (1018 nm)	135	110
FT-D _{g,4,70}	58	40	5,47 (1007 nm)	184	114

Die besten spektralen Eigenschaften zeigten dabei die Filter FT-A_{g,3,70} und FT-D_{g,4,70}, die die größten Filtermembranen ($d_{FM} = 70 \mu\text{m}$) besitzen. Die gemessenen Halbwertsbreiten FWHM von diesen Filtern weisen die niedrigsten Werte auf und liegen zwischen 5,5 nm und 7,6 nm. Gleichzeitig zeigten diese Filter das größte Auflösungsvermögen \mathcal{R} , das zwischen 163 und 184 liegt. Abbildungen 7.7a) und e) veranschaulichen das spektrale Verhalten dieser Filter unter angelegter Aktuationsspannung. Zwar ist der optische Durchstimmbereich von dem Filtertyp FT-D_{g,4,70} schmaler als beim Filtertyp FT-A_{g,3,70}, doch variiert seine Halbwertsbreite FWHM deutlich weniger (vgl. Abb. 7.7b) und f)). Im spektralen Bereich zwischen 951 nm und 1009 nm liegt sie zwischen 5,5 nm und 5,8 nm.

7.3. Spektrale Filtereigenschaften nach dem Freilegen der Filterstruktur

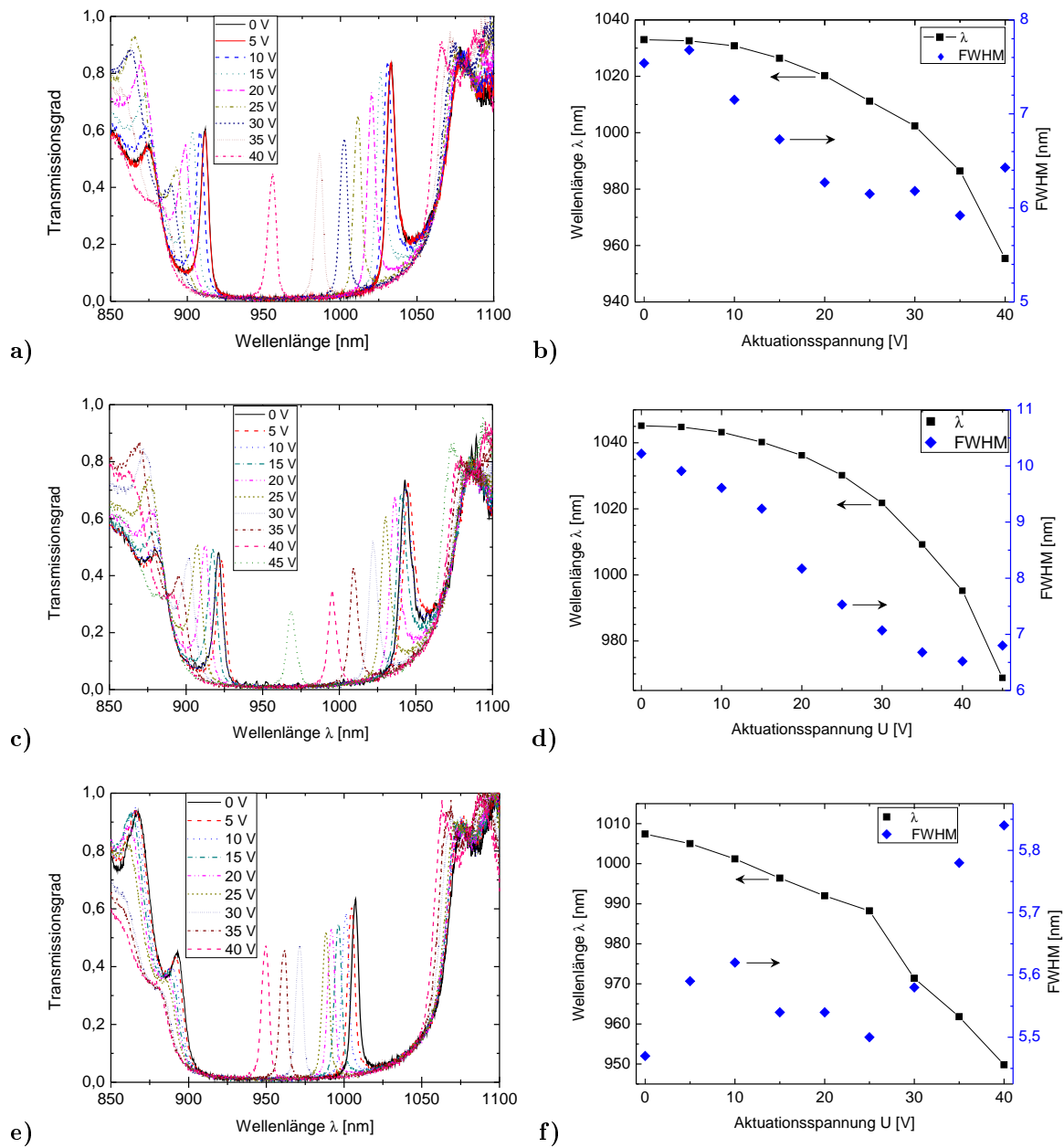


Abbildung 7.7.: Gemessene Transmissionsspektren und Abhängigkeit der spektralen Position der zweiten transmittierten Wellenlänge λ und der Halbwertsbreite FWHM von der Aktuationsspannung U für das Filterdesign IIIb: a)-b) Filtertyp FT-A_{g,3,70}; c)-d) Filtertyp FT-B_{v,3,40}; e)-f) Filtertyp FT-D_{g,4,70}.

Mit Ausnahme des Filtertyps FT-D_{g,4,70} kann bei allen anderen Filtertypen ein Zusammenhang zwischen der Länge der Verbindungsbrücken und dem optischen Durchstimmbereich festgestellt werden. Wie in [175] gezeigt, ist der Durchstimmbereich umso größer, je länger die Verbindungsbrücken sind. Der Filtertyp FT-B_{v,3,40} mit den längsten Verbindungsbrücken hat demzufolge den größten optischen Durchstimmbereich $\Delta\lambda = 81$ nm (siehe Abb. 7.7c)). Die Bewegung der Transmissionslinie während der Aktuierung zwischen 0 V und 40 V zeigt dabei eine ideale quadratische Abhängigkeit (siehe Abb.7.7d)). Diese ist wahrscheinlich sowohl auf eine große Kavitätshöhe als auch auf lange Verbindungsbrücken zurückzuführen. Aufgrund der großen Kavitätshöhe kommt die Filtermembran durch die mikromechanische Auslenkung nicht in den instabilen Bereich, in dem der *Pull-In*-Effekt auftreten könnte. Bei langen Verbindungsbrücken sollte die Federkonstante k geringer sein [175], so dass das Membranhaltensystem mehr Elastizität ausweist und es stellt sich ein ideales Kräftegleichgewicht zwischen der elektrostatischen Kraft und der Rückstellkraft während der Aktuierung ein. Bei diesem Filter lässt sich eine Abnahme der Halbwertsbreite FWHM mit Erhöhung der Spannung beobachten, die auf eine Erhöhung der Reflektivität innerhalb des Stoppbandes hindeutet.

Generell werden bei diesem Filterdesign im Vergleich zu dem vorher vorgestellten Filterdesign geringere Aktuierungsspannungen benötigt, um dem gleichen spektralen Bereich durchzustimmen. Wie bereits am Beispiel des letzten Filters diskutiert, liegt dies anscheinend an der geringeren Rückstellkraft, die sich in diesem Membranhaltensystem ausbildet, da die verwendete $3/4\lambda$ Si₃N₄-Schicht weniger kompressiv verspannt ist. Somit sollte sie eine geringere Dichte laut [159] ausweisen und sich leichter durch angelegte Spannung mikromechanisch auslenken lassen.

Filterdesign IV

Auch bei diesem Filterdesign IV weisen die Transmissionslinien sehr schmale Halbwertsbreiten FWHM auf, die eine direkte Folge der durch Erhöhung der Periodenanzahl von 9,5 auf 11,5 gestiegenen Reflektivität ist. Ebenso wurde hier eine Tendenz beobachtet, dass die Filtertypen mit den größten Filtermembranen die besten Filtereigenschaften zeigten.

Abbildung 7.8a) zeigt gemessene Transmissionseigenschaften des Filtertyps FT-A_{g,3,70} unter elektrostatischer Aktuierung. Wie beim Filtertyp FT-D_{g,4,70} des Filterdesigns II-Ib liegt die spektrale Position der Transmissionslinie bei 0 V im mittleren Bereich des Stoppbandes, sodass dies ebenso positive Auswirkung auf die Halbwertsbreite FWHM während der Aktuierung hat. Die FWHM-Werte liegen nämlich unterhalb von 5 nm im Aktuierungsbereich zwischen 0 V und 20 V und variieren sehr wenig (siehe Abb. 7.8b)). Gleichzeitig ist eine deutliche Reduzierung der Intensität der Transmissionslinien festzu-

stellen. Sie liegt zwischen 15 und 20 %. Hierbei zeigt ein zuvor bestimmter geringfügiger Anteil an Absorption in den einzelnen dielektrischen Schichten (vgl. Abschn. 3.1.3) seine Wirkung. Dennoch weist dieser Filter ein Auflösungsvermögen von $\mathcal{R} = 200$ auf. Das Membranhaltssystem dieses Filterdesigns aus $1/4\lambda$ $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Schichten lässt sich mit deutlich geringerer Spannung mikromechanisch auslenken, wobei ein optischer Durchstimmbereich $\Delta\lambda$ von 101 nm mit 25 V erreicht werden konnte. Ein freier Spektralbereich FSR von 103 nm konnte hier beobachtet werden.

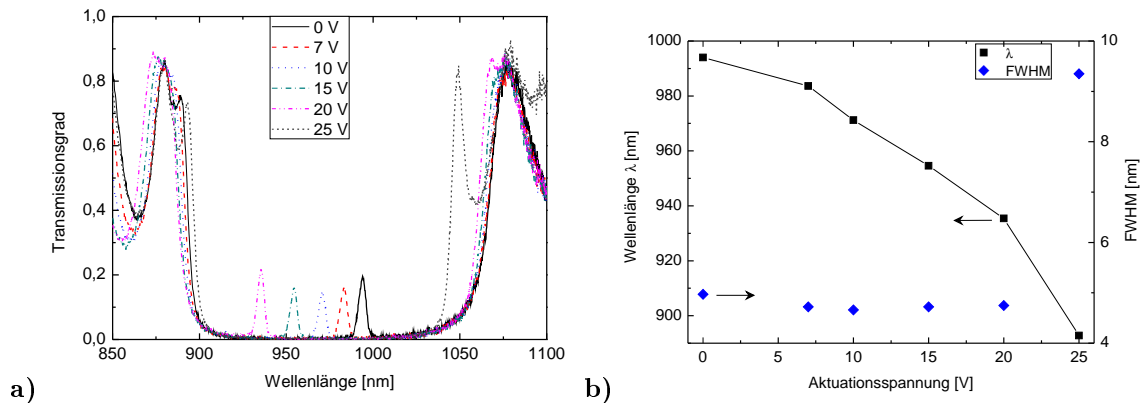


Abbildung 7.8.: Gemessene Transmissionseigenschaften des Filtertyps FT- $A_{g,3,70}$ nach dem Filterdesign IV: a) Spektrales Verhalten des Fabry-Pérot-Filters unter angelegter Aktuationsspannung zwischen 0 V und 25 V. Innerhalb des Stoppbandes werden zwei Wellenlängen gleichzeitig transmittiert; b) gemessene spektrale Position der zweiten transmittierten Wellenlänge und die Halbwertsbreite FWHM in Abhängigkeit von der Aktuationsspannung.

Filterdesign V

Bei der Untersuchung der spektralen Eigenschaften des Filterdesigns V nach dem Freilegen der Filtermembran wurden keine Transmissionslinien innerhalb des Stoppbandes sowohl vor als auch während der elektrostatischen Aktuation beobachtet. Bisher konnte keine Erklärung dafür gefunden werden. Daher beschränkt sich die Untersuchung dieses Filters zunächst auf die spektralen Eigenschaften des Filters vor dem Freilegen der Filtermembran und die Untersuchung des mechanischen Verhaltens des Membranhaltessystems unter elektrostatischer Aktuation.

7.4. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde die Charakterisierung der mikromechanisch durchstimmbaren dielektrischen Fabry-Pérot-Filter für den nahen Infrarot-Bereich präsentiert. Die optische Durchstimmung der Filter geschah mittels elektrostatischer Aktuation, wobei das

mikromechanische Verhalten der Filtermembran und spektrale Eigenschaften der Filter unter Einwirkung der Aktuationsspannung untersucht wurden. Ferner wurden spektrale Filtereigenschaften sowohl vor dem als auch nach dem Freilegen der Filterstrukturen gemessen. Alle vier im Rahmen dieser Arbeit realisierten Filterdesigns wurden systematisch untersucht.

Die elektrostatische Aktuation konnte erfolgreich zur optischen Durchstimmung bei dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Filterkonzept angewendet werden. Folgende Zusammenhänge zwischen dem vertikalen Schichtaufbau (verschiedene Filterdesigns) und der lateralen Filtergeometrie (verschiedenen Filtertypen) konnten dabei festgestellt werden. Filtertypen mit großen Kavitätshöhen und langen Verbindungsbrücken (z. B. FT-B_{v,3,40}) zeigten eine charakteristische quadratische Abhängigkeit zwischen der spektralen Verschiebung der Transmissionslinie und der angelegten Spannung während der Aktuation. Bei Filtern mit größeren Filtermembranen mit einem Membrandurchmesser von $d_{FM} = 60 \text{ nm}$ oder $d_{FM} = 70 \text{ nm}$ wurde weniger Spannung benötigt, um den gleichen Durchstimmbereich zu erreichen. Ebenso führte eine Reduzierung der kompressiven mechanischen Spannung in der $3/4\lambda$ Si₃N₄-Schicht des Filtermembransystems (Filterdesign IIIb) zur Abnahme der Aktuationsspannung. Mit einer Spannung von 40 V konnte ein spektraler Bereich bis zu 81 nm durchgestimmt werden. Die Aktuationsspannung konnte ungefähr bis auf die Hälfte beim Filtertyp FT-A_{g,3,70} des Filterdesigns IV und beim Filtertyp FT-B_{v,3,30} des Filterdesigns V reduziert werden, bei denen das Membranhaltensystem aus $1/4\lambda$ (Si₃N₄/SiO₂)-Schichten bestand. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Elastizität des Membranhaltensystems bei dem verwendeten Filterkonzept über der in [146, 157, 158] diskutierten Abhängigkeit, die zwischen der Wahl der Kavitätsmode und der optischen Durchstimmeffizienz existiert, dominiert (vgl. Abschn. 6.1, Abb. 6.6). Bessere Durchstimmeffizienz kann nämlich über die Änderung der mechanischen Eigenschaften des hier verwendeten Schichtsystems erreicht werden.

Trotz der erfolgreichen Anwendung der elektrostatischen Aktuation konnten, vor allem im Bereich höherer Spannungen, Einschränkungen in der Durchstimmung der Filter in Form des *Pull-In*-Effekts oder des Hysterese-Verhaltens beobachtet werden. Das Auftreten des Letzteren wird vermutlich zusätzlich durch Aufladungseffekte im dielektrischen Schichtsystem hervorgerufen. In dieser Hinsicht besteht ein weiterer Optimierungsbedarf für dieses Filterkonzept. Zum einen kann der Filter bei großen Kavitätshöhen betrieben werden, wie es am Beispiel vom Filtertyp FT-B_{v,3,40} gezeigt wurde. Es handelt sich dabei um den Anstieg von wenigen Kavitätsmoden m , so dass eine Verkleinerung des freien Spektralbereichs FSR, wie im vorherigen Abschnitt am Filterdesign IIIb (Tab. 7.4) experimentell gezeigt, sehr gering bleibt. Zum anderen kann die Zuverlässigkeit der Aktuation durch Integration einer Schutzschicht für die Haltepfosten der Filter verbessert werden, wie in [163], wo dies jedoch für ein anderes Schichtsystem mit Erfolg angewendet

wurde. Die bisherige Ansteuerung der Filter geschah mit Gleichspannung. Wie in [176] gezeigt, könnte eine Ansteuerung mit Wechselspannung das Hysterese-Verhalten deutlich minimieren oder sogar eliminieren.

Bei den Filtern mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln zeigten die besten spektralen Eigenschaften die Filtertypen mit den größten Filtermembranen, FT- $A_{g,3,70}$ (Filterdesign IIIb) und FT- $D_{g,4,70}$ (Filterdesign IV). Mit den erreichten Halbwertsbreiten FWHM von ca. 5 nm wurden hiermit die in Abschnitt 6.1 gestellten Anforderungen bezüglich der spektralen Eigenschaften der Filter für spätere spektroskopische Anwendung erfüllt. Der erste Filter hat einen optischen Durchstimmbereich von ca. 70 nm und kann mit 40 V zwischen 950 nm und 1007 nm aktuiert werden. Die erreichte Intensität der Transmissionslinie liegt dabei zwischen 45 und 60 %. Der zweite Filter wird zwischen 935 nm und 994 nm mit 20 V durchgestimmt. Die Transmissionslinie dieses Filters hat deutlich geringere Intensität und liegt unter 20 %. Die Variation der Halbwertsbreite bei beiden Filtern ist sehr gering. Dieses Verhalten ist wahrscheinlich ebenso geometriebedingt und zeigt, dass mit mittelgroßen und geraden Verbindungsbrücken deutlich mehr Stabilität in der Filtermembran erreicht werden könnte, die einen positiven Effekt auf die Halbwertsbreite FWHM hat. Bei diesen Filtergeometrien bewahren die Filtermembranen wesentlich mehr Stabilität unter elektrostatischer Aktuation. Weiterhin konnte am Beispiel des Vergleichs beider Filterdesigns gezeigt werden, dass eine Erhöhung der Reflektivität nicht unbedingt zur Verbesserung der Filtereigenschaften führt. Der geringfügige Anteil an Absorption in den einzelnen Schichten führt zu Intensitätsverlusten der Transmissionslinien, falls die Periodenanzahl noch weiter erhöht wird. Diese sind jedoch bei einer spektroskopischen Anwendung störend, wie in [85, 86] diskutiert wurde. Würden weitere Untersuchungen in dieser Richtung laufen, so sollten die Depositionsprozesse auf eine Verbesserung der optischen Eigenschaften einzelner Schichten weiterhin optimiert werden. An dieser Stelle sollte eine zusätzliche Charakterisierungsmethode zur Ergänzung von spektroskopischer Ellipsometrie mit mehr Genauigkeit ins Betracht gezogen werden, um die optischen Eigenschaften der Schichten zu untersuchen. Die experimentell bestimmten n - und k -Werte der einzelnen dielektrischen Schichten zeigten ebenso bei den theoretischen Berechnungen der Halbwertsbreiten der Transmissionslinien wenig Zuverlässigkeit, wobei eine etwa doppelte Zunahme der Halbwertsbreite experimentell beobachtet wurde. Diese Größenordnung wurde ebenso bei dem in Kapitel 5 diskutierten bisherigen Filterkonzept für den sichtbaren Spektralbereich erfasst. Eine weitere Handlungsoption zur Verbesserung der Halbwertsbreite der Filter wäre die Untersuchung der Krümmung der Filtermembran selbst unter dem Einfluss der verwendeten Filtergeometrie, da sich durch den Krümmungsradius die Art des optischen Resonators ändert, den ein Fabry-Pérot-Filter ausbildet, wobei eine Unterscheidung zwischen einem stabilen, grenzstabilen oder instabilen Resonator getroffen wird [41]. Die bisherige Betrachtung der in Kapitel 3 theoretischen Grundlagen zu dem Fabry-Pérot-

Filter beinhaltet diese Unterscheidung nicht. Ein stabiler optischer Resonator entsteht dann, wenn das Profil der beiden DBR-Spiegel an die Wellenfronten der durch den Resonator durchgehenden optischen Strahlung mit dem Gaußprofil übereinstimmen. Über die Kenntnis des Krümmungsradius der Filtermembran, wobei dieser durch eine Änderung der Filtergeometrie sowie Anpassung der mechanischen Eigenschaften der dielektrischen Schichten beeinflusst wird, und der genauen Kavitätshöhe kann eine bessere Anpassung der optischen Strahlung getroffen werden. In den Veröffentlichungen [64, 56, 177, 167] konnten die Autoren dies bereits erfolgreich beim Aufbau eines Fabry-Pérot-Filters mit einem stabilen Resonator umsetzen.

Im Weiteren konnte eine starke Variation der spektralen Position der Transmissionslinien von den unterätzten Fabry-Pérot-Filtern eines einzelnen Filterdesigns beobachtet werden, die bis zu 40 nm betrug. Außerdem wurden bei den meisten Filtern zwei Transmissionslinien innerhalb des Stopppandes beobachtet, die sich meistens am linken und rechten Rand des Stopppandes befanden. Die untersuchten Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln weisen demzufolge einen freien Spektralbereich FSR auf, der etwa zwischen 103 nm und 136 nm liegt und kleiner als die Stopppandbreite des Filters (ca. 191 nm) ist. Die Verschiebung der Transmissionslinie innerhalb des Stopppandes kann auf eine inhomogene Schichtdickenverteilung auf dem Substrat zurückgeführt werden, die prozessbedingt ist und während der Herstellung der DBR-Spiegel mittels PECVD oder durch das Aufbringen des Opferschichtmaterials mr-UVCur06 entstehen kann. Dieses Verhalten wurde ebenfalls von Tarraf in [118] bei den mittels PECVD hergestellten Filtern und von Hohlfeld in [59] bei den mittels eines anderen CVD-Verfahrens realisierten Filtern beobachtet. Um diese negativen Einflüsse zu minimieren, könnte das Verwenden von größeren Substraten für die weiteren Forschungsarbeiten in Frage kommen, so dass nur der mittlere Bereich des Substrats mit einer homogenen Schichtdickenverteilung zum Prozessieren der Filter verwendet werden sollte. Ebenso könnte der Einfluss der geometrischen Form des verwendeten Substrates auf die Schichtdickenverteilung zukünftig untersucht werden.

Zwar konnte eine erfolgreiche technologische Realisierung der Fabry-Pérot-Filter mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln nach dem Filterdesign V in Kapitel 6 präsentiert werden, doch konnte bei diesen Filtern bis jetzt keine optische Durchstimmung gezeigt werden. Die Filtermembran ließ sich zwar mikromechanisch bewegen, wie die Untersuchungen mit Weißlichtinterferometrie zeigten, aber der Filter zeigte keine Transmissionslinien innerhalb des Stopppandes bei der anschließenden Untersuchung seiner spektralen Eigenschaften. Dennoch sind an dieser Stelle die bisherigen erfolgreichen Ergebnisse festzuhalten. Vor dem Freilegen der Filterstrukturen erreichte dieser Filter Halbwertsbreiten FWHM um 7 nm und der freie Spektralbereich FSR lag bei ca. 230 nm. Nur die kleinsten Filtermembranen ließen sich mikromechanisch bewegen. Dabei wurde bei einem Filter des Filtertyps FT-B_{v,3,30} eine Auslenkung der Filtermembran um 165 nm mit nur 18 V erreicht. Dies gibt

die Bestätigung, dass das hier verwendete Membranhaltssystem aus $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$)-Schichten deutlich elastischer ist. Die erzielten Ergebnisse zeigten jedoch, dass diese Filter durch weitere Anpassung und Verbesserung ihrer Herstellung das Potenzial haben, vergleichbare Filtereigenschaften wie bei den Filtern mit den $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln, jedoch mit einem deutlich größeren optischen Durchstimmbereich für die Anwendung zu finden.

Eine Gegenüberstellung der im Rahmen dieser Arbeit erreichten spektralen Eigenschaften der Fabry-Pérot-Filter zu den in Stand der Technik präsentierten Fabry-Pérot-Filtern (Kap. 2, Tab. 2.4), die für ähnliche Zentralwellenlängen $\lambda_c = 930$ nm oder $\lambda_c = 960$ nm von [49, 52, 54] konzipiert worden sind, zeigt, dass ein größerer optischer Durchstimmbereich, jedoch mit höherer Aktuierungsspannung mit dem vorgestellten Filterkonzept erreichbar ist. Die niedrigsten erreichten Halbwertsbreiten liegen dabei unter der von Vail *et al.* vorgestellten Halbwertsbreite. Wird das Augenmerk auf das für die Realisierung der DBR-Spiegel verwendete dielektrische Materialsystem gelegt, wie bei dem hier vorgestellten Filterkonzept, und werden die Filtereigenschaften der von den Autoren in Kap. 2, Tab. 2.4 sowie Kap. 5, Tab. 5.3 präsentierten Filter miteinander verglichen, so weisen im Rahmen dieser Arbeit hergestellte Filter einen größeren optischen Durchstimmbereich mit mittleren Halbwertsbreiten auf.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der Arbeit war mikromechanisch durchstimmbare, dielektrische Fabry-Pérot-Filter im nahen Infrarot-Bereich mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_c = 950$ nm und einer spektralen Auflösung von 5 nm auf Basis kostengünstiger Technologien herzustellen und zu charakterisieren. Die spätere spektroskopische Anwendung findet erstmalig in einem Proof of Concept zur Bestimmung der Temperatur an der Oberfläche eines GaAs-Wafers über die Messung der spektralen Lage seiner Bandlücke statt.

Das im Rahmen dieser Arbeit erarbeitete Filterkonzept basiert auf einer Weiterentwicklung des bereits bestehenden Filterkonzepts für den sichtbaren Spektralbereich, in dem dielektrische DBR-Spiegel, ein organisches Opferschichtmaterial, welches zur Erzeugung einer Luftkavität im Filter später dient, und zwei unterschiedliche Elektroden aus ITO und Aluminium verwendet werden. Eine entscheidende Änderung des Filterdesigns lag im mikromechanisch beweglichen Teil des Fabry-Pérot-Filters. Der obere flächige DBR-Spiegel, dessen Fläche die komplette freistehende Filterstruktur im vorherigen Filterkonzept eingenommen hat, wurde durch ein Membranhaltensystem ersetzt [147]. Dabei nahm der obere DBR-Spiegel selbst nun die Größe der Filtermembran ein und wurde auf dem Membranhaltensystem positioniert. Zur Herstellung der DBR-Spiegel wurden zwei Materialkombinationen aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ und $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ mit unterschiedlichem Brechungsindexkontrast $\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}$ ausgewählt. Die erreichten Stoppbandbreiten beider DBR-Spiegel lagen damit bei ca. 190 nm bzw. 380 nm.

Der Schwerpunkt der Herstellung eines Fabry-Pérot-Filters mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln aus 9,5 bzw. 11,5 Perioden, die mittels PECVD abgeschieden wurden, lag in der Weiterentwicklung des Prozessflusses des bisherigen Filterkonzepts, wobei eine technologische Anpassung der einzelnen Prozessschritte an die neuen Anforderungen im Infrarot-Bereich stattfand. Außerdem wurden Änderungen in der lateralen Strukturierung des oberen DBR-Spiegels und des Membranhaltensystems durch Trockenätzen vorgenommen sowie eine Anpassung der Schleuderbeschichtung zum Aufbringen des Opferschichtmaterials mr-UVCur06.

Die Herstellung eines Fabry-Pérot-Filters mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln aus 5,5 Perioden, die mittels IBSD deponiert wurden, und dem organischen Opferschichtmaterial mr-UVCur06 nach dem hier vorgestellten Filterkonzept wurde erstmalig erfolgreich

umgesetzt, ohne dass aus früheren Arbeiten bekannte Haftungsprobleme zwischen dem oberen DBR-Spiegel und dem organischen Opferschichtmaterial aufgetreten sind. Diese technologische Optimierung basiert auf einem zwischen dem oberen DBR-Spiegel und dem organischen Material eingebauten Schichtaufbau, dessen Herstellung mittels PECVD geschieht. Aus diesen Schichten besteht nämlich das Membranhaltssystem des neuen Filterkonzepts. Bei diesem Filter wurde ebenso die Übertragung eines in [147] vorgestellten Prozessflusses durchgeführt. Zudem wurde zur lateralen Strukturierung des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels mittels ICP-RIE-Prozesses die Photolackmaske durch eine Chrom-Maske ersetzt.

Ein wichtiger Teil der praktischen Arbeit lag in der Untersuchung der mechanischen und optischen Eigenschaften des Membranhaltessystems. Über die Substratkrümmungsmethode wurde die mechanische Makrospannung in den Si_3N_4 -, SiO_2 - und Aluminium-Schichten bestimmt. Diese Schichten wurden in verschiedener Kombination zum Aufbau des Membranhaltessystems benutzt, wobei eine 100 nm dicke, leicht tensil verspannte Aluminiumschicht ausschließlich als obere Elektrode zur elektrostatischen Aktuierung eingesetzt wurde. Sehr wirkungsvoll konnte eine Änderung der mechanischen Spannung in den Si_3N_4 -Schichten, ohne dabei deren optische Eigenschaften wesentlich zu beeinträchtigen, durch Änderung der Plasmaanregungsfrequenzen des im Rahmen dieses Filterkonzepts verwendeten PECVD-Prozesses bei einer Depositionstemperatur von 120 °C erzielt werden. Damit wurden unterschiedlich starke Deformationen in den freistehenden Filterstrukturen bewirkt. Auf diesen Erkenntnissen basierend wurden im Rahmen dieser Arbeit drei Fabry-Pérot-Filter bei $\lambda_c = 950$ nm mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln und mit verschiedenen Materialkombination für das Membranhaltssystem vorgestellt. Zwei erste Filter enthalten eine $3/4\lambda$ optisch dicke Si_3N_4 -Schicht, die sich in der Höhe der kompressiven mechanischen Spannung unterscheidet. Das Membranhaltssystem des letzten Filters besteht aus einer Kombination von unterschiedlich stark kompressiv verspannten $1/4\lambda$ ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$)-Schichten. Eine systematische Untersuchung der Krümmung der freigelegten Filterstrukturen mittels Weißlichtinterferometrie wurde durchgeführt, wobei der Einfluss der Filtergeometrie wie die Länge und Form der Verbindungsbrücken oder die Größe der Filtermembran analysiert wurde. Darüber hinaus wurden die Auswirkung des gewählten vertikalen Filterdesigns auf die Deformation der freigelegten Filterstrukturen ausgewertet und die durch die unterschiedlichen Schichtkombinationen verursachte eingestellte Kavitätshöhe d_c ermittelt.

Diese Ergebnisse zeigten, dass eine Reduzierung der kompressiven Spannung im Membranhaltssystem zu einer leichteren Steuerung der Aktuierung, einer niedrigeren Aktuierungsspannung sowie einer deutlichen Verbesserung der spektralen Filtereigenschaften führt. Ferner kann durch eine genauere Kontrolle der Krümmung der freigelegten Filterstrukturen eine gezielte Einstellung der Kavitätshöhe d_c im Filter erreicht werden. Mit

den ermittelten Parametern bezüglich der lateralen Filtergeometrie sowie des vertikalen Schichtdesigns kann sogar gezielt auf solche Filtereigenschaften wie die Halbwertsbreite FWHM, die Größe des optischen Durchstimmbereichs $\Delta\lambda$ oder die Höhe der Aktuationsspannung eingewirkt werden. In diesem Zusammenhang zeigten Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln, die die Filtermembranen mit einem Durchmesser von $d_{FM} = 70 \mu\text{m}$ und geraden Verbindungsbrücken mit einer Länge von $85 \mu\text{m}$ besitzen, die niedrigsten gemessenen Halbwertsbreiten FWHM von $\leq 5 \text{ nm}$. Hiermit wurde die im Rahmen der Arbeit gestellte Anforderung an die Transmissionslinie der Filter erreicht. Der gemessene optische Durchstimmbereich $\Delta\lambda$ eines solchen realisierten Filters mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln aus 9,5 Perioden und einem Membranhaltssystem aus $3/4\lambda \text{ Si}_3\text{N}_4$ -Schicht und Al beträgt ca. 70 nm und hat für die spätere spektroskopische Anwendung eine hohe Bedeutung. Dieser Filter kann mit 40 V zwischen 950 nm und 1007 nm aktuiert werden. Die erreichte Intensität der Transmissionslinie liegt bei $45\text{-}60 \%$. Zwar ist der gemessene freie Spektralbereich FSR von diesem Filter schmaler als die Stoppbandbreite und liegt bei ca. 114 nm , so wird aber die zweite detektierte Transmissionslinie nicht als störend empfunden, weil sie in der späteren Entwicklung z. B. durch einen Bandpassfilter isoliert werden kann. Die in dieser Arbeit realisierten Fabry-Pérot-Filter mit ihren bisher erreichten spektralen Filtereigenschaften, die zudem auf kostengünstigen Technologien basieren, sind mit den im Stand der Technik von Vail *et al.* [49] oder Larson *et al.* [52] präsentierten und auf Halbleitermaterialien basierenden Filtern mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_c = 960 \text{ nm}$ durchaus konkurrenzfähig.

Die Charakterisierung eines realisierten Fabry-Pérot-Filters mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln aus 5,5 Perioden, einem Membranhaltssystem aus $1/4\lambda (\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2)$ -Schichten und einer Al-Elektrode beschränkte sich auf die Untersuchung der Transmissionseigenschaften vor dem Freilegen der Filtermembran. Dieser Filter erreichte eine Halbwertsbreite FWHM von $6\text{-}7 \text{ nm}$ und einen freien Spektralbereich FSR von ca. 230 nm . Die Messung der spektralen Eigenschaften unter elektrostatischer Aktuation war jedoch noch nicht möglich.

Die gemessene spektrale Lage des Stoppbandes sowie die tatsächliche spektrale Position der Transmissionslinie der präsentierten Fabry-Pérot-Filter unterscheiden sich von den zuvor berechneten spektralen Eigenschaften der Filter. Die besten experimentell bestimmten Halbwertsbreiten FWHM liegen fast doppelt so hoch wie die berechneten. An dieser Stelle könnte zum einen eine Prozessoptimierung im Hinblick auf die Verbesserung der optischen Eigenschaften einzelner Schichten vorgenommen werden, um damit die spektrale Position des Stoppbandes der hergestellten Filter präzise zu treffen sowie um deren spektrale Auflösung weiter zu steigern. Zum Anderen sollten sowohl der Maskenentwurf der nächsten Generation als auch das verwendete Substrat beim Prozessieren der Filter besser aufeinander abgestimmt werden. Vielmehr sollten größere Substrate verwendet werden, um zur Verbesserung der Schichtdickenhomogenität innerhalb eines

zur Charakterisierung tauglichen mittleren Substratbereichs beizutragen, da die depositionsbedingten Schichtdickenvariationen innerhalb eines Substrats in der Praxis bei einem PECVD-Prozess nicht zu umgehen sind. Eine äußerst attraktive technologische Möglichkeit, eine gute Schichtdickenhomogenität des organischen Opferschichtmaterials zu gewährleisten, ist die Anwendung der SCIL-Technologie. Dieses innovative Prägeverfahren erlaubt sehr genaue Abformungen mit niedrigen Rauigkeitswerten beim Strukturieren des hier verwendeten organischen Opferschichtmaterials mr-UVCur06 [146, 153]. Ebenso wäre ein gezielter Einsatz der SCIL-Technologie zur Abformung unterschiedlicher physikalischer Höhen der Opferschicht denkbar, um somit die Kavitätshöhe d_c exakt zu definieren. Gelingt es, ein Fabry-Pérot-Filter mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -Spiegeln optisch durchzustimmen, so kann dieser Abformprozess zur Einstellung verschiedener Kavitätshöhen innerhalb eines einzigen Stoppbandes eingesetzt werden und somit wäre die Realisierung eines ähnlichen wie in Kapitel 5 beschriebenen Filterarrays vorstellbar.

Weitere Handlungsoptionen zur Verbesserung des Aktuationsverhaltens der Filter können eine in den Prozessfluss nächster Generation integrierte Schutzschicht oder eine Ansteuerung der Filter mit Wechselspannung sein. Die Anwendung einer solchen Ansteuerung war im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgesehen, aber die ersten Untersuchungen in dieser Hinsicht zeigten bei dem Filterkonzept für den sichtbaren Bereich vielversprechende Ergebnisse. Sogar eine Reduzierung der Aktuationsspannung war damit möglich. Außerdem wurde gesehen, dass eine Reduzierung der kompressiven Spannung im Membranhaltensystem zu niedrigeren Aktuationsspannungen führt. Daher sollte in nachfolgenden Arbeiten beispielsweise der Einsatz einer tensil verspannten Si_3N_4 -Schicht im Membranhaltensystem getestet werden und das Aktuationsverhalten eines solchen Filters analysiert werden.

Die vorgestellten Ergebnisse dieser Arbeit auf dem Gebiet der mikromechanisch durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter leisten schon jetzt einen wesentlichen Beitrag zum Durchführen eines Proof of Concepts der vorgestellten optischen Messmethode, die zur Bestimmung der Temperatur an der Waferoberfläche in der näheren Zukunft eingesetzt werden könnte. Werden auf den vorgeschlagenen Handlungsoptionen basierende weitere wissenschaftliche Untersuchungen durchgeführt, so können die Filtereigenschaften weiterhin noch verbessert werden. Außerdem werden die Chancen zur Entwicklung eines miniaturisierten Spektrometermoduls für das vorgestellte Filterkonzept in Kombination mit weiteren Komponenten, wie einem an den relevanten spektralen Bereich maßgeschneiderten Bandpassfilter, einer passenden Lichtquelle, einem Photodetektor sowie einem optischen System zur optimalen Lichteinkopplung, als durchaus realistisch geschätzt.

A. Transfer-Matrix-Methode zur Modellierung der optischen Schichtsysteme

Die Transfer-Matrix-Methode (TMM) ist eine eindimensionale numerische Methode, die eine Ermittlung von spektralen Eigenschaften wie Transmission, Reflektivität oder Absorption in optischen Multischichtstrukturen (z. B. in einem DBR-Spiegel oder einem Fabry-Pérot-Filter) erlaubt. Eine vollständige Herleitung dieser Methode ist in [93, 178, 179, 180] zu finden. Im Folgenden wird eine kurze Darlegung darin gegeben.

Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle für jede einzelne Schicht wird durch eine Matrix beschrieben und durch Multiplikation der jeweiligen Matrizen wird die Ausbreitung durch das gesamte Schichtsystem berechnet. Allgemein wird in vereinfachter Form jedem optischen Element eine Matrix M der Form zugeordnet:

$$\begin{pmatrix} a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Die Wellenausbreitung innerhalb einer Schicht, beschrieben durch eine Transfermatrix M_T , unterscheidet sich in ihrem Verhalten von der Ausbreitung an einer Grenzfläche zwischen zwei benachbarten Schichten, die durch eine Transfermatrix M_I beschrieben ist. Im Weiteren werden die Annahmen getroffen, dass die optischen Multischichtstrukturen eine unendliche laterale Ausdehnung haben und die Wellenausbreitung ausschließlich durch eine ebene Welle

$$E(z) = E_0 e^{\pm j\beta z}$$

beschrieben wird. Dabei ist β die Ausbreitungskonstante, welche den komplexen Brechungsindex η enthält:

$$\beta = \frac{2\pi\eta}{\lambda}$$

Die Welle tritt senkrecht auf die Multischichtstruktur und breitet sich dort entlang der optischen z -Achse aus. Für die Ausbreitungsmatrix M_T innerhalb einer Schicht mit einer Dicke d_i gilt

$$M_T = \begin{pmatrix} e^{-j\beta d_i} & 0 \\ 0 & e^{j\beta d_i} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Aufgrund der Reflexion werden die hin- und rücklaufenden Wellen an den Grenzflächen der Schichten miteinander gekoppelt.

Eine Verknüpfung der Welle am rechten Rand der Schicht i mit der Welle vom linken Rand der Schicht $i + 1$ geschieht über die Transfermatrix M_I

$$M_I = \frac{1}{2\sqrt{\eta_i\eta_{i+1}}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{\eta_{i+1}-\eta_i}{\eta_{i+1}+\eta_i} \\ \frac{\eta_{i+1}-\eta_i}{\eta_{i+1}+\eta_i} & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Durch die Multiplikation der einzelnen Matrizen lässt sich die charakteristische Transfermatrix für das gesamte Schichtsystem darstellen:

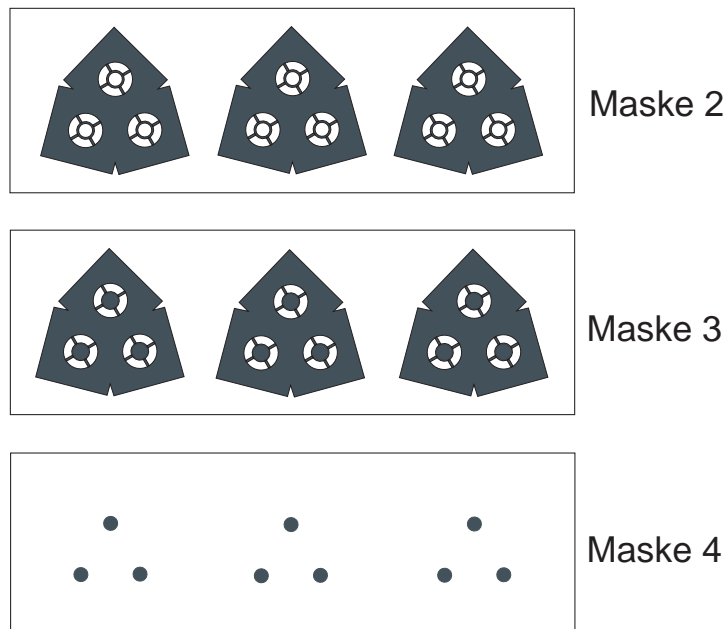
$$M = M_{I(m+1)} \prod_{k=m}^1 M_{T_k} M_{I_k} \quad (\text{A.4})$$

Aus dem Ausdruck A.1 werden Reflektivität R und Transmission T der Multischichtstrukturen wie folgt berechnet:

$$R = \left| \frac{a_3}{a_4} \right|^2 = \left| \frac{t_{12}}{t_{22}} \right|^2, \quad T = \left| \frac{a_2}{a_1} \right|^2 = \left| \frac{1}{t_{22}} \right|^2 \quad (\text{A.5})$$

B. Maskendesign des kompletten Filterarrays

Ausschnitte der jeweiligen Photolithographie-Masken, die zur lateralen Strukturierung der im Rahmen dieser Arbeit realisierten Fabry-Pérot-Filter verwendet wurden:



Diese Filtergeometrie wurde direkt von der Filtergeometrie des vorherigen in Kapitel 5 vorgestellten Filterdesigns übernommen. Sie gibt die Geometrie des Filterarrays (3 x 3 einzelne Filter) wieder, welches an die Vorgaben des verwendeten Photodetektors im sichtbaren Spektralbereich angepasst wurde.

C. Prozessparameter der verwendeten Technologien

Tabelle C.1.: Prozessparameter zur Deposition des $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels mittels PECVD.

Material	Si_3N_4	SiO_2
SiH_4 -Fluss [sccm]	1000	430
NH_3 -Fluss [sccm]	20	0
N_2O -Fluss [sccm]	0	710
HF-Leistung [W]	200	200
LF-Leistung [W]	20	0
RF erster Puls	LF	HF
Tastverhältnis	0,6	-
Druck [Torr]	0,65	1
Temperatur [$^{\circ}\text{C}$]	120	120

Tabelle C.2.: Prozessparameter zur Deposition des $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels und der ITO-Elektrode mittels IBSD.

Material	TiO_2	SiO_2	ITO
Plasmaionenquellen	ISQ 1/ISQ 2	ISQ 1/ISQ 2	ISQ 1/ISQ 2
Ar-Fluss [sccm]	4/6	4/6	-/6
Xe-Fluss [sccm]	-/-	-/-	3/-
O_2 -Fluss [sccm]	-/2	-/4,5	-/9
Betriebsspannung [V]	800/-	800/-	1000/500
Beschleunigungsspannung [V]	100/-	100/-	100
Ionenstrom [mA]	75/-	50/-	55/60
Elektronenstrahlstrom [mA]	2,6/-	2,6/-	2,5/1,3
Mikrowellenleistung [W]	230/200	230/200	189/250
Pulsfrequenz	70%/- bei 1kHz	70%/- bei 1kHz	75%/- bei 1kHz
Druck [mbar]	$1,02 \cdot 10^{-4}$	$9,85 \cdot 10^{-5}$	$1,43 \cdot 10^{-5}$

Tabelle C.3.: Prozessparameter Lithographie mit AZ 1518.

Lithographieschritte	Parameter
Vorheizen des Substrats [min]	10 bei 120 °C
Schleudern TI-Prime [rpm]	4000
Schleudern AZ 1518 [rpm]	3000
<i>softbake</i> [min]	5 bei 90 °C
UV-Belichtung <i>Maskaliner</i> [s]	6,6
Entwicklung in 0,8%-KOH [s]	30
<i>hardbake</i> [min]	1 bei 120 °C
O ₂ -Plasma [min]	2 bei 50 W bei 0,7 mbar

Tabelle C.4.: Prozessparameter Lithographie mit AZ nLof 2070, mit einer Verdünnung von 3:1 angewendet.

Lithographieschritte	Parameter
Vorheizen des Substrats	10 min bei 120 °C
Schleudern TI-Prime	4000 rpm
Schleudern AZ nLof 2070	3000 rpm
<i>softbake</i>	11 min bei 100 °C
UV-Belichtung <i>Maskaliner</i>	14,5 s
Entwicklung in AZ Developer MIF 826	2 min
<i>hardbake</i>	1 min bei 120 °C
O ₂ -Plasma	2 min bei 50 W und 0,7 mbar

Tabelle C.5.: Prozessparameter einfaches Aufschleudern von mr-UVCur06 mittels Schleuderbeschichtung.

Prozessschritte	Parameter
Vorheizen des Substrats	30 min bei 150 °C
Schleudern mr-APS1	5000 rpm
<i>softbake</i>	30 s bei 150 °C
Schleudern mr-UVCur06	variabel
<i>softbake</i>	1 min bei 80 °C
UV Entwicklung	5 min bei 1400 mJ/cm ⁻²

Tabelle C.6.: Prozessparameter des RIE-Trockenätzprozesses zur Strukturierung des oberen Si₃N₄/SiO₂-DBR-Spiegels.

Material	Si ₃ N ₄ /SiO ₂
SF ₆ -Fluss [sccm]	2
CHF ₃ -Fluss [sccm]	3
Ar-Fluss [sccm]	5,1
Plasmaleistung [W]	50
Druck [mbar]	0,025
Temperatur [°C]	12

Tabelle C.7.: Prozessparameter des ICP-RIE-Trockenätzprozesses zur Strukturierung des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels.

Material	$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$
SF ₆ -Fluss [sccm]	10
Ar-Fluss [sccm]	20
ICP-Leistung [W]	500
RF-Leistung [W]	200
Druck [mTorr]	6
Temperatur [°C]	20

Tabelle C.8.: Variation des Tastverhältnisses ψ zur Deposition der Si_3N_4 -Testschichten mittels PECVD.

Tastverhältnis ψ	Zeitdauer t_{HF} [s]	Zeitdauer t_{LF} [s]
-0,9	1	19
-0,8	2	18
-0,7	3	17
-0,6	5	20
-0,5	5	15
-0,4	9	21
-0,3	7	13
-0,2	8	12
-0,1	9	11
0,0	10	10
0,1	11	9
0,2	12	8
0,3	13	7
0,4	20	8
0,5	15	5
0,6	20	5
0,7	28	5
0,8	20	2
0,9	19	1

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Abkürzungen

BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
CAD	Computer Aided Design
CCD	Charged Coupled Device
CVD	Chemical Vapour Deposition
DBR	Distributed Bragg Reflector
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplex
ECR	Electron Cyclotron Resonance
FRS	Free Spectral Range
FT	Filtertyp
FWHM	Full Width of Half Maximum
HF	High Frequency
IBSD	Ion Beam Sputtering Deposition
ICP	Inductively Coupled Plasma
INA	Institut für Nanostrukturtechnologie und Analytik
IR	Infrared
LECVD	Liquid enhanced Chemical Vapour Deposition
LED	Light Emitting Diode
LF	Low Frequency
LIGA	Lithographie, Galvanik und Abformung
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MEMS	Micro Electro Mechanical Systems
MIR	Mid Infrared Range
MOEMS	Micro Opto Electro Mechanical Systems
MOVPE	Metal Organic Vapor Phase Epitaxy
NIR	Near Infrared Range
OSA	Optical Spectrum Analyzer
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
PVD	Physical Vapour Deposition

REM	Rasterelektronenmikroskop
RF	Radio Frequency
RIE	Reactive Ion Etching
RTA	Rapid Thermal Annealing
SCIL	Substrate Conformal Imprint Lithography
TMM	Transfer-Matrix-Methode
TOSA	Tunable Optical Sensor Array
UV	Ultra Violett
VASE	Variable Angle Spectroscopic Ellipsometry
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
WDM	Wavelength Division Multiplexing
WLI	Weißlichtinterferometer

Chemische Elemente und Verbindungen

Al	Aluminium
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
AlAs	Aluminiumarsenid
Ar	Argon
Au	Gold
CF ₃ C	Trifluormethan
EuTe	Euteriumtellurid
GaAlAs	Galliumaluminiumarsenid
GaAs	Galliumarsenid
GaN	Galliumnitrid
Ge	Germanium
H ₂	Wasserstoff
HfO ₂	Hafniumdioxid
Hg	Quecksilber
HgCdTe	Aluminium
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
InP	Indiumphosphid
ITO	Indiumzinnoxid
KOH	Kaliumhydroxid
N ₂	Stickstoff

N_2O	Distickstoffoxid
NH_3	Ammoniak
NMP	N-Methyl-2-Pyrrolidon
O_2	Sauerstoff
PbStTe	Bleistrontiumtellurid
SF_6	Schwefelhexafluorid
SiH_4	Silan
Si	Silizium
SiC	Siliziumcarbid
Si_3N_4	Siliziumnitrid
Si_xN_y	Siliziumnitrid, unbekannte Stöchiometrie
SiN_xH_y	Siliziumhydroxynitrid, unbekannte Stöchiometrie
SiO	Siliziumoxid
SiO_2	Siliziumdioxid
SiO_x	Siliziumoxid, unbekannte Stöchiometrie
SiO_xN_y	Siliziumoxinitrid, unbekannte Stöchiometrie
TiO_2	Titandioxid
Xe	Xenon

Physikalische und mathematische Symbole und Abkürzungen

A	Absorption
A_{el}	Elektrodenfläche
A_{kr}	Kreisfläche
\vec{B}	magnetische Feldstärke
C	Kapazität
c	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_0	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
d	Elektrodenabstand
d_c	Kavitätshöhe
d_{DBR}	Durchmesser der aktiven DBR-Spiegelfläche
d_f	Schichtdicke einer Schicht
d_{FM}	Durchmesser der Filtermembran
d_s	Schichtdicke des Substrats
\vec{E}	elektrische Feldstärke
E	Elastizitätsmodul

E_s	Elastizitätsmodul des Substrats
E_g	Bandlückenenergie eines Halbleiters
f	Frequenz
\mathcal{F}	Finesse
F	Finesse-Koeffizient
F_{el}	elektrostatische Kraft
F_m	Rückstellkraft
h	Plancksches Wirkungsquantum
I	Intensität
\vec{k}	Wellenvektor
k_0	Wellenzahl im Vakuum
k_f	Federkonstante
k	Extinktionskoeffizient
K	Krümmung
l	Länge des Stabes
l_{HP}	Seitenlänge der Haltepfosten
m	Beugungsordnung, Interferenzordnung
M_I, M_T	Transfermatrizen
n	Brechungsindex
n_H	Brechungsindex für ein hochbrechendes Material
n_L	Brechungsindex für ein niedrigbrechendes Material
N	Anzahl der Gitterlinien
P	Periodenanzahl
p	Druck
\vec{r}	Ortsvektor
r_{\parallel}, r_{\perp}	Amplitudenreflexionskoeffizienten
r_{dep}	Depositionsrate
r_{Maske}	Ätzrate der Maske
r_{Sub}	Ätzrate des Substrats
R	Reflexionsgrad
R_{kr}	Krümmungsradius
R_{\square}	Flächenwiderstand
\mathcal{R}	Auflösungsvermögen
t_{\parallel}, t_{\perp}	Amplitudentransmissionskoeffizienten
t_{dep}	Depositionszeit
T	Transmissionsgrad
T_{dep}	Depositionstemperatur

U	elektrische Spannung
U_{bias}	„Self-Bias“-Spannung
U_{PI}	Pull-In-Spannung
V	Volumen
α	Ausdehnungskoeffizient
α_f	Ausdehnungskoeffizient der Schicht
α_s	Ausdehnungskoeffizient des Substrats
α_T	thermischer Ausdehnungskoeffizient
β	Materialkonstante
δ	Ausbreitungskonstante
Δ	Ellipsometrischer Winkel
Δl	Längenänderung
Δs	Gangunterschied
ΔT	Temperaturunterschied
ΔU	Spannungsunterschied
Δx	mechanische Auslenkung
$\Delta \lambda$	optischer Durchstimmbereich
λ	Wellenlänge im Medium
λ_0	Wellenlänge im Vakuum
λ_{DBR}	Zentralwellenlänge eines DBR-Spiegels
λ_c	Zentralwellenlänge eines Fabry-Pérot-Filters
η	komplexer Brechungsindex
ν	Poissonzahl
ω	Kreisfrequenz
φ	Phasenverschiebung
ψ	Tastverhältnis
Ψ	ellipsometrischer Winkel
σ	mechanische Spannung
σ_{ext}	extrinsische Spannung
σ_{int}	intrinsische Spannung
θ	Einfallswinkel
θ_t	Transmissionswinkel
θ_r	Reflexionswinkel

Literaturverzeichnis

- [1] Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF), *Photonik Forschung Deutschland, Licht mit Zukunft*, Berlin, **2011**.
- [2] A. Tünnermann, *Optische Technologien des 21. Jahrhunderts: Carl Zeiss*, Innovation, 8, **2000**.
- [3] Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF), *Optische Technologien: Wirtschaftliche Bedeutung in Deutschland*, Berlin, **2007**.
- [4] W. Sandner, *Optik und optische Technologien*, online, Berlin, **2002**.
- [5] Technologietransfer Handwerk e.V., *Photonik - Schlüsseltechnologie des 21. Jahrhunderts: Fachtagung für Technologietransfer-, Innovations- und Technische Berater der Handwerksorganisationen*, Stuttgart, **2004**.
- [6] H. Nobach, *Optische Messtechnik*, Edition Winterwork, Borsdorf, **2012**.
- [7] R. F. Wolffenbuttel, *State-of-the-Art in Integrated Optical Microspectrometers*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 53(1):197–202, **2004**.
- [8] L. P. Schuler, J. S. Milne, J. M. Dell und L. Faraone, *MEMS-based microspectrometer technologies for NIR and MIR wavelengths*, Journal of Physics D: Applied Physics, 42(13):133001, **2009**.
- [9] E. Hellman und J. Harris, *Infra-red transmission spectroscopy of GaAs during molecular beam epitaxy*, Journal of Crystal Growth, 81(1-4):38–42, **1987**.
- [10] J. van Hove und P. Cohen, *Reflection high energy electron diffraction measurement of surface diffusion during the growth of gallium arsenide by MBE*, Journal of Crystal Growth, 81(1-4):13–18, **1987**.
- [11] K. Haberland, A. Kaluza, M. Zorn, M. Pristovsek, H. Hardtdegen, M. Weyers, J.-T. Zettler und W. Richter, *Real-time calibration of wafer temperature, growth rate and composition by optical in-situ techniques during $Al_xGa_{1-x}As$ growth in MOVPE*, Journal of Crystal Growth, 240(1-2):87–97, **2002**.
- [12] T. P. Pearsall, S. R. Saban, J. Booth, B. T. Beard und S. R. Johnson, *Precision of noninvasive temperature measurement by diffuse reflectance spectroscopy*, Review of Scientific Instruments, 66(10):4977, **1995**.

- [13] R. L. Anderson, *Review of temperature measurements in the semiconductor industry*, 1392:437–451, **1991**.
- [14] I. Herman, *Real-time optical thermometry during semiconductor processing*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1(4):1047–1053, **1995**.
- [15] A. N. Magunov und O. Lukin, *Optische Methoden zur Messung der Temperatur der Halbleiter-Kristalle im Bereich von 300 bis 800 K: Review*, Mikroelektronik, 25(2):97–111, **1996**.
- [16] M. K. Weilmeier, K. M. Colbow, J. T. Tiedje, T. van Buuren und L. Xu, *A new optical temperature measurement technique for semiconductor substrates in molecular beam epitaxy*, Canadian Journal of Physics, 69(3-4):422–426, **1991**.
- [17] S. R. Johnson, *Semiconductor substrate temperature measurement by diffuse reflectance spectroscopy in molecular beam epitaxy*, Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 11(3):1007, **1993**.
- [18] S. R. Johnson, C. Lavoie, M. K. Nissen und J. T. Tiedje, *Optical apparatus and method for measuring temperature of a substrate material with a temperature dependent band gap*, Patent, US5388909, **1995**.
- [19] Z. Wang, *Real-time, noninvasive temperature control of wafer processing based on diffusive reflectance spectroscopy*, Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 15(1):116, **1997**.
- [20] R. Zhao, M. J. Cich, P. Specht und E. R. Weber, *In situ diffuse reflectance spectroscopy investigation of low-temperature-grown GaAs*, Applied Physics Letters, 80(12):2060, **2002**.
- [21] I. k Space Associates, *kSA BandiT Temperature Monitor*, Datenblatt, online.
- [22] R. N. Sacks, D. Barlett, C. A. Taylor und J. Williams, *Growth related interference effects in band edge thermometry of semiconductors*, Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 23(3):1247, **2005**.
- [23] C. Foxon, R. Champion, V. Grant, S. Novikov, J. Harris, R. Thomson, C. Taylor und D. Barlett, *Use of band-gap thermometry to investigate the growth of GaN on sapphire and GaAs*, Journal of Crystal Growth, 301-302:482–485, **2007**.
- [24] I. Farrer, J. Harris, R. Thomson, D. Barlett, C. Taylor und D. Ritchie, *Substrate temperature measurement using a commercial band-edge detection system*, Journal of Crystal Growth, 301-302:88–92, **2007**.
- [25] W. E. Hoke, D. Barlett, T. D. Kennedy, B. Wissman und J. J. Mosca, *Short wavelength band edge thermometry during molecular beam epitaxial growth of GaN on*

- SiC substrates and detected adatom self-heating effects*, Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 28(3):C3F5, **2010**.
- [26] AxsunTechnologies, *Designing a Miniature Spectrometer*, Datenblatt, online.
- [27] R. A. Crocombe, *MEMS technology moves process spectroscopy into a new dimension*, Spectroscopy Europe, 16(3), **2004**.
- [28] H. Hillmer, J. Daleiden, C. Prott, F. Römer, S. Irmer, V. Rangelov, A. Tarraf, S. Schüler und M. Strassner, *Potential for micromachined actuation of ultra-wide continuously tunable optoelectronic devices*, Applied Physics B: Lasers and Optics, 75(1):3–13, **2002**.
- [29] R. A. Crocombe, *Spectroscopy: Miniature Optical Spectrometers, Part III: Conventional and Laboratory Near-Infrared Spectrometers*, Spectroscopy: Solutions for Materials, <http://spectroscopyonline.com>, **2008**.
- [30] R. A. Crocombe, *Spectroscopy: Miniature Optical Spectrometers: There's Plenty of Room at the Bottom Part I, Background and Mid-Infrared Spectro*, Spectroscopy: Solutions for Materials, <http://spectroscopyonline.com>, **2008**.
- [31] R. A. Crocombe, *Miniature Optical Spectrometers: The Art of the Possible, Part IV: New Near-Infrared Technologies and Spectrometers*, Spectrometers, online, **2008**, **May 1**.
- [32] ARCOptix, *ARCspectro ANIR: Portable High Resolution Fourier Transform Spectrometer*, Datenblatt, online, **17.04.2009**.
- [33] Hamamatsu, *Mini-spectrometer: TG series, C9405CB*, Datenblatt, online, **2011**.
- [34] Hamamatsu, *Mini-spectrometer TG series: C9406GC, C9913GC, C9914GB*, Datenblatt, online, **2011**.
- [35] OceanOptics, *STS Microspectrometer, Amazing Full-Spectrum Performance in a Tiny Footprint*, online, **2011**.
- [36] J. P. Smith, *Spectrometers get small*, Analytical Chemistry, 72:653A–658A, **2000**.
- [37] R. F. Wolffenbuttel, *MEMS-based optical mini- and microspectrometers for the visible and infrared spectral range*, Journal of Micromechanics and Microengineering, 15(7), **2005**.
- [38] U. Wallrabe, C. Solf, J. Mohr und J. G. Korvink, *Miniaturized Fourier Transform Spectrometer for the near infrared wavelength regime incorporating an electromagnetic linear actuator*, Sensors and Actuators A: Physical, 123-124:459–467, **2005**.
- [39] Hamamatsu, *Mini-spectrometer: MS series C10988MA, C11708MA*, Datenblatt, online, **2011**.

- [40] ARCOptix, *ARCSpectro HT-NIR: Ultra-HighThroughput NIR Fourier Transform Spectrometer*, Datenblatt, online, **2011**.
- [41] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, *Grundlagen der Photonik*, Wiley-VCH, Weinheim, 2. vollst. überarb. und erw. Auflage, **2008**.
- [42] W. Zinth und U. Zinth, *Optik: Lichtstrahlen - Wellen - Photonen*, Oldenbourg, München, 2. Auflage, **2009**.
- [43] J. H. Jerman, D. J. Clift und S. R. Mallinson, *A miniature Fabry-Perot interferometer with a corrugated silicon diaphragm support*, Sensors and Actuators A: Physical, 29(2):151–158, **1991**.
- [44] N. Raley, D. Ciarlo, J. Koo, B. Beiriger, J. Trujillo, C. Yu, G. Loomis und R. Chow, *A Fabry-Perot microinterferometer for visible wavelengths*, Seiten 170–173.
- [45] K. Keraenen, P. Karioja, O. Rusaner, J. Tenhunen, M. Blomberg und H. Lehto, *Electrically tunable NIR spectrometer*, Proc. of SPIE, 3099:181–184, **1997**.
- [46] P. Kotidis, W. Atia, M. Kuznetsov, S. Fawcett, D. Nislick, R. A. Crocombe und D. Flanders, *Optical, Tunable Filter-Based Micro-Instrumentation for Industrial Applications*, Proc. Expo, **2003**.
- [47] D. Flanders, P. Whitney und M. Miller, *Flexible membrane for tunable fabry-perot filter*, Patent, 6341039, **2002**.
- [48] S.-W. Wang, C. Xia, X. Chen, W. Lu, M. Li, H. Wang, W. Zheng und T. Zhang, *Concept of a high-resolution miniature spectrometer using an integrated filter array*, Optics Letters, 32(6):632, **2007**.
- [49] E. Vail, M. Wu, G. Li, L. Eng und C. Chang-Hasnain, *GaAs micromachined widely tunable Fabry-Perot filters*, Electronics Letters, 31(3):228, **1995**.
- [50] M. S. Wu, E. C. Vail, G. S. Li, W. Yuen und C. J. Chang-Hasnain, *Widely and continuously tunable micromachined resonant cavity detector with wavelength tracking*, IEEE Photonics Technology Letters, 8(1):98–100, **1996**.
- [51] P. Tayebati, P. Wang, D. Vakhshoori, C. Lu, M. Azimi und R. Sacks, *Half-symmetric cavity tunable microelectromechanical VCSEL with single spatial mode*, IEEE Photonics Technology Letters, 10(12):1679–1681, **1998**.
- [52] M. C. Larson und J. S. Harris, *Broadly tunable resonant-cavity light emission*, Applied Physics Letters, 67(5):590, **1995**.
- [53] C. Lin, J. Fu und J. S. Harris, *Widely tunable Al₂O₃-GaAs DBR filters with variable tuning characteristics*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 10(3):614–621, **2004**.

-
- [54] J. S. Harris, C. Lin, W. Martin, F. Sugihwo, M. Larson und Paldus B., *Micro-machined tunable optoelectronic devices for spectroscopic applications*, Advanced Semiconductor Lasers and Their Applications (ASLA), 31, **1999**.
- [55] M. Blomberg, H. Kattelus und A. Miranto, *Electrically tunable surface micromachined Fabry–Perot interferometer for visible light*, Sensors and Actuators A: Physical, 162(2):184–188, **2010**.
- [56] P. Tayebati, P. Wang, M. Azimi, L. Maffah und D. Vakhshoori, *Microelectromechanical tunable filter with stable half symmetric cavity*, Electronics Letters, 34(20):1967, **1998**.
- [57] M. Aziz, J. Pfeifer, M. Wohlfarth, C. Luber, S. Wu und P. Meissner, *A new and simple concept of tunable two-chip microcavities for filter applications in WDM systems*, IEEE Photonics Technology Letters, 12(11):1522–1524, **2000**.
- [58] A. Tran, Y. Lo, Z. Zhu, D. Haronian und E. Mozdy, *Surface micromachined Fabry–Perot tunable filter*, IEEE Photonics Technology Letters, 8(3):393–395, **1996**.
- [59] D. Hohlfeld, M. Epmeier und H. Zappe, *A thermally tunable, silicon-based optical filter*, Sensors and Actuators A: Physical, 103(1-2):93–99, **2003**.
- [60] H. Halbritter, M. Aziz, F. Riemenschneider und P. Meissner, *Electrothermally tunable two-chip optical filter with very low-cost and simple concept*, Electronics Letters, 38(20):1201, **2002**.
- [61] S. Jatta, K. Zogal, B. Koegel, K. Haberle, C. Sydlo und P. Meissner, *Realization of tunable optical components with ICP-CVD*, Frequenz, 62(3-4):96–99, **2008**.
- [62] K. J. Winchester und J. M. Dell, *Tunable Fabry–Pérot cavities fabricated from PECVD silicon nitride employing zinc sulphide as the sacrificial layer*, Journal of Micromechanics and Microengineering, 11(5):589–594, **2001**.
- [63] J. Daleiden, A. Tarraf, S. Irmer, F. Römer, C. Prott, E. Ataro, M. Strassner und H. Hillmer, *Wide and continuous wavelength tuning of microcavity devices for optoelectronic applications*, Journal of Microlithography, Microfabrication, and Microsystems, 2(4):265, **2003**.
- [64] A. Tarraf, J. Daleiden, F. Römer, C. Prott, V. Rangelov, S. Irmer, E. Ataro und H. Hillmer, *A novel low-cost tunable dielectric air-gap filter*, Seiten 175–176.
- [65] S. Irmer, *Air-gap based vertical cavity micro-opto-electro-mechanical Fabry–Perot filters*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2005**.
- [66] H. Hillmer, S. Irmer, F. Römer, A. Hasse, J. Daleiden, C. Prott, S. Hansmann und M. Strassner, *MOEMS vertical-air-cavity filters are widely and continuously tunable around 1.55 microns*, SPIE Newsroom, **2006**.

- [67] A. Hasse, S. Irmer, J. Daleiden, N. Dharmarasu, S. Hansmann und H. Hillmer, *Wide continuous tuning range of 221 nm by InP/air-gap vertical-cavity filters*, Electronics Letters, 42(17):974, **2006**.
- [68] T. Kusserow, S. Irmer, N. Dharmarasu, H. Hillmer und B. Vengatesan, *Weit durchstimmbare Fabry-Perot-Filter mit InP/Luft-Spiegeln*, Photonik, 39(6):64–66, **2007**.
- [69] S. Irmer, J. Daleiden, V. Rangelov, C. Prott, F. Römer, M. Strassner, A. Tarraf und H. Hillmer, *Ultralow biased widely continuously tunable fabry-perot filter*, IEEE Photonics Technology Letters, 15(3):434–436, **2003**.
- [70] S. Wittzack, *Bestimmung der NO₂-Konzentration im Abgas von Lastkraftwagen: Spektrometrische Bestimmung mittels eines durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters zur Reduzierung des Kraftstoffverbrauches und der Schadstoffemissionen*, Suedwestdeutscher Verlag fuer Hochschulschriften, Saarbrücken, neue ausg. Auflage, **2011**.
- [71] H. Hillmer, *Optisches Filter und Verfahren zu seiner Herstellung*, Patent, DE 10 2006 039 071, **2012**.
- [72] H. Hillmer, J. Daleiden, C. Prott, F. Römer, S. Irmer und A. Tarraf, *Verfahren zur Herstellung eines mikromechanischen Bauelements und damit hergestelltes Bauelement*, Patent, DE 103 57 421 B4, **2003**.
- [73] H. Hillmer, J. Daleiden, C. Prott, F. Römer und S. Irmer, *Mikromechanisch aktiverbares, optoelektronisches Bauelement*, Patent, DE 103 18 767 B4, **2003**.
- [74] S. Irmer, J. Daleiden, A. Tarraf und H. Hillmer, *Leitfähige Haltepfosten in luftspaltbasierenden, optoelektronischen Bauelementen*, Patent, DE 103 53 546 B4, **2003**.
- [75] H. Hillmer, *Verfahren und Anordnung zur Herstellung von Nanoimprint-Stempeln, sowie mikromechanisch durchstimmbaren Filter/Detektor Arrays*, Patent, DE102007047598A1, **2007**.
- [76] H. Toshiyoshi, M. Kobayashi, D. Miyauchi, H. Fujita, J. Podlecki und Y. Arakawa, *Design and Analysis of Micromechanical Tunable Interferometers for WDM Free-Space Optical Interconnection*, J. Lightwave Technol, 17(1):19, **1999**.
- [77] N. Quack, S. Blunier, J. Dual, F. Felder, M. Arnold und H. Zogg, *Mid-Infrared Tunable Resonant Cavity Enhanced Detectors*, Sensors, 8(9):5466–5478, **2008**.
- [78] N. Quack, S. Blunier, J. Dual, M. Arnold, F. Felder, C. Ebnetter, M. Rahim und H. Zogg, *Tunable resonant cavity enhanced detectors using vertically actuated MEMS mirrors*, Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 10(4):044015, **2008**.
- [79] J. Antoszewski, K. J. Winchester, A. J. Keating, T. Nguyen, K. K. M. B. D. Silva, C. A. Musca, J. M. Dell, L. Faraone, P. Mitra, J. D. Beck, M. R. Skokan

- und J. E. Robinson, *A monolithically integrated HgCdTe short-wavelength infrared photodetector and micro-electro-mechanical systems-based optical filter*, Journal of Electronic Materials, 34(6):716–721, **2005**.
- [80] J. M. Dell, C. A. Musca, J. Antoszewski und C. A. Musca, *Tunable Infrared Sensors - Integration of MEMS with Semiconductor Detectors*, IEEE/LEOS Int. Conf. on Optical MEMS and Their Applications Conference, Seiten 5–6, **2006**.
- [81] A. J. Keating, K. K. M. B. D. Silva, J. M. Dell, C. A. Musca und L. Faraone, *Optical characterization of Fabry-Pérot MEMS filters integrated on tunable short-wave IR detectors*, IEEE Photonics Technology Letters, 18(9):1079–1081, **2006**.
- [82] C. A. Musca, J. Antoszewski, A. J. Keating, K. J. Winchester, K. K. M. B. D. Silva, T. Nguyen, J. M. Dell und L. Faraone, *MEMS-based microspectrometers for infrared sensing*, IEEE/LEOS Int. Conf. on Optical MEMS and Nanophotonics, Seiten 137–138, **2007**.
- [83] A. J. Keating, J. Antoszewski, K. K. M. B. D. Silva, K. J. Winchester, T. Nguyen, J. M. Dell, C. A. Musca, L. Faraone und O. Samardzic, *Fabry-Perot MEMS microspectrometers spanning the SWIR and MWIR*, Proc. of SPIE, 6542:65423G, **2007**.
- [84] J. Milne, J. Dell, A. Keating und L. Faraone, *Widely Tunable MEMS-Based Fabry-Perot Filter*, Journal of Microelectromechanical Systems, 18(4):905–913, **2009**.
- [85] N. Neumann, M. Ebermann, K. Hiller und S. Kurth, *Tunable infrared detector with integrated micromachined Fabry-Perot filter*, Proc. of SPIE, 6466:646606, **2007**.
- [86] N. Neumann, *Anwendung von mikromechanischen, elektrisch durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filtern in der IR-Absorptions-Spektroskopie: Stand und Perspektiven*, Frankfurt am Main, **2011**.
- [87] N. Neumann, M. Ebermann, S. Kurth und K. Hiller, *Tunable infrared detector with integrated micromachined Fabry-Perot filter*, Journal of Micro-/Nanolithography, MEMS and MOEMS, 7(2):021004, **2008**.
- [88] InfraTec, *pyroelectric detector with tunable FPF: LFP-3950L-337*, Datenblatt, online.
- [89] InfraTec, *pyroelectric detector with tunable FPF: LFP-3041L-337*, Datenblatt, online.
- [90] J. M. Vaughan, *The Fabry-Perot interferometer: History, theory, practice and applications*, Hilger, Bristol [u.a.], **1989**.
- [91] L. Bergmann, C. Schäfer und H. Niedrig, *Lehrbuch der Experimentalphysik: Optik*, de Gruyter, Berlin, 10. Auflage, **2004**.

- [92] E. Hecht, *Optik*, Oldenbourg, München, 4. Auflage, **2005**.
- [93] H. A. Macleod, *Thin-film optical filters*, Institute of Physics Pub., Bristol and Philadelphia, 3. Auflage, **2001**.
- [94] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Vieweg + Teubner in GWV Fachverlage, Wiesbaden, 3. durchges. Auflage, **2008**.
- [95] M. Ebermann und N. Neumann, *Aufbau und Betrieb eines Infrarot-Mikrospektrometers auf der Basis eines MEMS-FP-Filters*, tm Technisches Messen (tm - Technisches Messen), 77(6):325–332, **2010**.
- [96] V. KaaJakari, *MEMS Tutorial: Pull-in voltage in electrostatic microactuators*, online, <http://www.kaajakari.net>.
- [97] O. Solgaard, *Photonic microsystems: Micro and nanotechnology applied to optical devices and systems*, Springer, New York and London, **2009**.
- [98] E. Hung und S. Senturia, *Extending the travel range of analog-tuned electrostatic actuators*, Journal of Microelectromechanical Systems, 8(4):497–505, **1999**.
- [99] L. B. Freund und S. Suresh, *Thin film materials: Stress, defect formation, and surface evolution*, Cambridge University Press, New York, **2003**.
- [100] M. Ohring, *Materials science of thin films: Deposition and structure*, Academic Press, San Diego and CA, 2. Auflage, **2002**.
- [101] A. Peiter und E. Fantner, *Handbuch Spannungsmesspraxis: Experimentelle Ermittlung mechanischer Spannungen; mit 13 Tabellen*, Vieweg, Braunschweig, **1992**.
- [102] T. Beck und R. Schmidt, *Technische Mechanik I, Festigkeitslehre: Vorlesungsskript*, **2008/2009**.
- [103] G. G. Stoney, *The Tension of Metallic Films Deposited by Electrolysis*, Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 82(553):172–175, **1909**.
- [104] *Silicon Nitride, Si₃N₄ Material Properties*, online.
- [105] Präzisions glas & optik, *Selektiertes weißes Floatglas*, Datenblatt, online, <http://www.pgo-online.com/>.
- [106] T. F. Retajczyk und A. K. Sinha, *Elastic stiffness and thermal expansion coefficient of BN films*, Applied Physics Letters, 36(2):161, **1980**.
- [107] A. Dargys und J. Kundrotas, *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP*, Science and Encyclopedia Publ, Vilnius, **1994**.

-
- [108] A. Tarraf, J. Daleiden, S. Irmer, D. Prasai und H. Hillmer, *Stress investigation of PECVD dielectric layers for advanced optical MEMS*, Journal of Micromechanics and Microengineering, 14(3):317–323, **2004**.
- [109] J. A. Thornton und D. W. Hoffman, *Stress-related effects in thin films*, Thin Solid Films, 171(1):5–31, **1989**.
- [110] H. Fan, *Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors*, Physical Review, 82(6):900–905, **1951**.
- [111] E. Antoncik, *On the theory of temperature shift of the absorption curve non-polar crystal*, Czech. J. Phys., Sect. B, 5(4):449, **1955**.
- [112] K. Shindo und K. Hoshino, *Temperature dependence of the energy gap in GaAs*, Physics Letters A, 41(3):243–244, **1972**.
- [113] C. Kim, P. Lautenschlager und M. Cardona, *Temperature dependence of the fundamental energy gap in GaAs*, Solid State Communications, 59(12):797–802, **1986**.
- [114] H. Ibach und H. Lüth, *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*, Springer, Berlin [u.a.], 6. Auflage, **2002**.
- [115] Y. Varshni, *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*, Physica, 34(1):149–154, **1967**.
- [116] S. M. Sze und K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices*, Wiley-Interscience, Hoboken and N.J, 3. Auflage, **2007**.
- [117] S. Irmer, *Air-gap based vertical cavity micro-opto-electro-mechanical Fabry-Perot filters*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2006**.
- [118] A. Tarraf, *Low-cost micromechanically tunable optical devices*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2005**.
- [119] R. Ghodssi und P. Lin, *MEMS Materials and Processes Handbook*, Springer Science+Business Media, LLC, Boston and MA, **2011**.
- [120] S. M. Rossnagel, J. J. Cuomo und W. D. Westwood, *Handbook of plasma processing technology: Fundamentals, etching, deposition, and surface interactions*, Noyes Publications, Park Ridge and N.J, **1990**.
- [121] U. Behringer, *Vakuumbeschichtung*, VDI-Verl., Düsseldorf, **1995**.
- [122] N. Schwesinger, C. Dehne und F. Adler, *Lehrbuch Mikrosystemtechnik: Anwendungen, Grundlagen, Materialien und Herstellung von Mikrosystemen*, Oldenbourg, München, **2009**.
- [123] F. Völklein und T. Zetterer, *Praxiswissen Mikrosystemtechnik: Grundlagen, Technologien, Anwendungen*, Vieweg, Braunschweig [u.a.], 2. Auflage, **2006**.

- [124] G. Franz, *Oberflächentechnologie mit Niederdruckplasmen: Beschichten und Strukturieren in der Mikrotechnik*, Band 6, Springer, Berlin, 2. Auflage, **1994**.
- [125] R. A. Haefler, *Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie*, Band 6, Springer, Berlin, **1991**.
- [126] U. Hilleringmann, *Mikrosystemtechnik: Prozessschritte, Technologien, Anwendungen; mit 13 Tabellen*, Teubner, Wiesbaden, 1. Auflage, **2006**.
- [127] I. Telemark, *Rotatable Multi-Pocket Sources*, online.
- [128] C. Woidt, *Plasmaunterstützte Depositions- und Ätztechnologien für mikromechanisch aktiverbare nanophotonische Filterarrays*, Diplomarbeit, Universität Kassel, **2010**.
- [129] H. G. Tompkins und E. A. Irene, *Handbook of ellipsometry*, William Andrew Pub. and Springer, Norwich and NY and Heidelberg and, **2005**.
- [130] J. A. W. Co., *VASE: Variable Angle Spectroscopic Ellipsometer*, online, www.jawoollam.com, Datenblatt.
- [131] N. Bauer, *Handbuch zur industriellen Bildverarbeitung: Qualitätssicherung in der Praxis*, Fraunhofer-IRB-Verl., Stuttgart, 1. Auflage, **2007**.
- [132] H. Caulfield, *White light interferometric microscopes*, Optics Communications, 26(3):322–324, **1978**.
- [133] M. Engenhorst, *Mikromechanisch aktiverbare nanophotonische Filterarrays: plasmaunterstützte Strukturierungstechnologien und Charakterisierung*, Diplomarbeit, Universität Kassel, **2010**.
- [134] H. H. Mai, O. Setyawati, V. Daneker, C. Woidt, T. Voit, K. Schultz, S. Schudy, M. Engenhorst, X. Wang, S. Wittzack, F. Köhler, A. Albrecht, M. Bartels und H. Hillmer, *Verification and calibration of spectral properties of high-resolution nano sensor arrays using microscope spectrometers*, Technical Digest., IEEE, Seiten 22–23, **2010**.
- [135] H. Mai, *Characterization of Novel Fabry Pérot Filter Arrays for Nanospectrometers in Medical Applications*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2012**.
- [136] A. Bartra, *Characterization of static and tunable optical filters for medical applications*, Masterarbeit, Universität Kassel, **2009**.
- [137] Yokogawa, *AQ6373 OPTISCHER SPEKTRUMANALYSATOR*, Datenblatt, online.
- [138] L. B. Freund, J. A. Floro und E. Chason, *Extensions of the Stoney formula for substrate curvature to configurations with thin substrates or large deformations*, Applied Physics Letters (Applied Physics Letters), 74(14):1987, **1999**.

-
- [139] Ambios Technology, *XP-Plus Series: High Resolution Surface Profilometers*, Datenblatt, www.ambiostech.com, **2007**.
- [140] C. Schilde, *Untersuchung der mechanischen Spannung in Multischichtsystemen zur Herstellung mikromechanisch aktuierbarer optischer Filterarrays*, Diplomarbeit I, Universität Kassel, **2010**.
- [141] M. Barahona, *Investigation of mechanical properties of multilayer structures for micro-mechanical based tunable Fabry-Pérot filters*, Masterarbeit, Universität Kassel, **2011**.
- [142] I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Deutsch, Thun [u.a.], 5. Auflage, **2001**.
- [143] O. Setyawati, M. Engenhorst, M. Bartels, V. Daneker, S. Wittzack, T. Voit, F. Köhler und H. Hillmer, *Characterization of dry etching of TiO₂/SiO₂ distributed Bragg reflectors for tunable optical sensor arrays*, Journal of Micro-/Nanolithography, MEMS, and MOEMS, 9(4), **2010**.
- [144] O. Setyawati, M. Engenhorst, S. Wittzack, F. Köhler, C. Woidt, T. Voit, V. Daneker, M. Bartels und H. Hillmer, *Low-cost micromachined tunable Fabry-Pérot filters for optical nano sensor arrays*, Technical Digest MOC 10, Seiten 64–65, **2010**.
- [145] C. Woidt, O. Setyawati, A. Albrecht, M. Engenhorst, V. Daneker, T. Voit, S. Wittzack, F. Köhler, H. Mai, M. Bartels und H. Hillmer, *Micromachined Tunable Fabry-Pérot Filter Integrated into a Miniaturized Spectrometer for Low-Cost Applications*, Nanotechnological Basis for Advanced Sensors, Springer, 2011:537–541.
- [146] M. Bartels, *3D-Nanoimprint mit hoher vertikaler Auflösung: Stempel, Verfahren, Anwendungen*, Habilitation, Universität Kassel, **2011**.
- [147] O. Setyawati, *MEMS-based Tunable Optical Filter Arrays for Nano-Spectrometer in the Visible Spectral Range*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2011**.
- [148] M. Mondragón Marquez, *Characterization of Filter Design for Nanospectrometer*, Masterarbeit, Universität Kassel, **2011**.
- [149] T. A. Bui, *Simulation of Tunable Fabry-Pérot Filters using the Finite Element Method*, Masterarbeit, Universität Kassel, **2012**.
- [150] micro resist technology GmbH, *UV-härtende Polymere für die UV-gestützte Nanoimprint- Lithographie: mr-UVCur21 und mr-UVCur06*.
- [151] R. Ji, M. Hornung, M. Verschuuren, R. van de Laar und J. van Erkelen, *Nanoimprint nach dem SCIL-Prinzip*, Mikroproduktion, 4:34–38, **2009**.

- [152] Y. Wang, *Model Calculations and Implementation of Filters and Hybrid Green VC-SELs based on Optical Thin Film Stacks*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2010**.
- [153] X. Wang, *High resolution 3D Nanoimprint Technology: Template Fabrication, Application in Fabry-Pérot-filter-based Nanospectrometers*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2011**.
- [154] T. Woit, *Plasmaunterstützte Deposition von dielektrischen Multischichtstrukturen für Fabry-Pérot-Filterarrays*, Diplomarbeit, Universität Kassel, **2009**.
- [155] E. O. Ataro, *Micro-electromechanical Structural Design and Optimization of Vertical Cavity Photonic Devices with Wide Continuous Tuning*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2005**.
- [156] Oxford Instruments plc, *Plasmaleb Data, PECVD of Silicon Nitride*, online.
- [157] F. Köhler, *Investigation of optical Sensorarrays based on nanoimprint structured Fabry-Pérot filters: design, application and project oriented implementation*, Diplomarbeit II, Universität Kassel, **2007**.
- [158] S. Wittzack, *Investigation of optical Sensorarrays based on nanoimprint structured Fabry-Pérot filters: design, application and project oriented implementation*, Diplomarbeit II, Universität Kassel, **2007**.
- [159] W. Claassen, W. Valkenburg, W. Wiggert und M. Willemsen, *On the relation between deposition conditions and (mechanical) stress in plasma silicon nitride layers*, Thin Solid Films, 129(3-4):239–247, **1985**.
- [160] B. A. Walmsley, J. Dell, Y. Liu, X. Hu, M. Bush und L. Faraone, *Design and optimisation of a MEMS-based tunable Fabry-Pérot infrared filter*, Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices, Seiten 272–275, **2006**.
- [161] J. Mort und F. Jansen, *Plasma deposited thin Films*, CRC Pr., Boca Raton and Fla, **1986**.
- [162] D. W. Hess, *Plasma-enhanced CVD: Oxides, nitrides, transition metals, and transition metal silicides*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 2(2):244, **1984**.
- [163] S. Irmer, K. Alex, J. Daleiden, I. Kommallein, M. Oliveira, F. Römer, A. Tarraf und H. Hillmer, *Surface micromachined optical low-cost all-air-gap filters based on stress-optimized Si₃N₄ layers*, Journal of Micromechanics and Microengineering, 15(4):867–872, **2005**.
- [164] Active Business Company GmbH, zuletzt geprüft Februar 2013, http://www.activebizz.com/si_wafer.php.

-
- [165] S. Jatta, *Plasmaunterstützte Abscheidung von dielektrischen Schichten zur Entwicklung von mikromechanisch abstimmbaren optischen Komponenten*, Dissertation, Universität Darmstadt, Darmstadt, **2011**.
- [166] W. A. Pliskin, *Comparison of properties of dielectric films deposited by various methods*, Journal of Vacuum Science and Technology, 14(5):1064, **1977**.
- [167] S. Jatta, K. Haberle, S. K., B. Koegel, H. Halbritter, P. Meissner, N. Kaiser, M. Lequime und H. A. Macleod, *Bulk- micromachined dielectric tunable optical filter realized with inductively coupled plasma chemical vapour deposition*, Proc. of SPIE, 7101:71011D–71011D–11, **2008**.
- [168] K. S. Chen, X. Zhang und S. Y. Lin, *Intrinsic stress generation and relaxation of plasma-enhanced chemical vapor deposited oxide during deposition and subsequent thermal cycling*, Thin Solid Films, 434(1-2):190–202, **2003**.
- [169] X. Xu, L. Zhang, L. Huang, Q. He, T. Fan, Z. Yang, Y. Jiang und Z. Li, *A comparison of structures and properties of SiNx and SiOx films prepared by PECVD*, Journal of Non-Crystalline Solids, 358(1):99–106, **2012**.
- [170] H. K. Pulker, *Coatings on glass*, Elsevier, Amsterdam, 2. Auflage, **1999**.
- [171] H. K. Pulker, *Mechanical properties of optical films*, Thin Solid Films, 89(2):191–204, **1982**.
- [172] M. Vogler, M. Bender, U. Plachetka, A. Fuchs, S. Wiedenberg, F. Reuther, G. Grützner, H. Kurz und M. J. Lercel, *Low-viscosity and fast-curing polymer system for UV-based nanoimprint lithography and its processing*, Proc. SPIE, 6517:651727–651727–11, **2007**.
- [173] T. Meinl, *Entwicklung mikromechanisch durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filterarrays im nahen Infrarotbereich*, Diplomarbeit, Universität Kassel, **2012**.
- [174] J. Wibbeler, G. Pfeifer und M. Hietschold, *Parasitic charging of dielectric surfaces in capacitive microelectromechanical systems (MEMS)*, Sensors and Actuators A: Physical, 71(1-2):74–80, **1998**.
- [175] F. Römer, *Charakterisierung und Simulation optischer Eigenschaften von mikromechanisch abstimmbaren Filterbauelementen*, Dissertation, Universität Kassel, Kassel, **2005**.
- [176] H. Mai, A. Albrecht, C. Woidt, X. Wang, V. Daneker, O. Setyawati, T. Voit, K. Schultz, M. Bartels und H. Hillmer, *3D nanoimprinted Fabry-Pérot filter arrays and methodologies for optical characterization*, Applied Physics B: Lasers and Optics, 107:755–764, **2012**.

- [177] D. Hohlfeld und H. Zappe, *Thermal and Optical Characterization of Silicon-Based Tunable Optical Thin-Film Filters*, Journal of Microelectromechanical Systems, 16(3):500–510, **2007**.
- [178] M. Born und E. Wolf, *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Cambridge University Press, New York, 7. Auflage, **1999**.
- [179] J. Chilwell und I. Hodgkinson, *Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides*, Journal of the Optical Society of America A, 1(7):742, **1984**.
- [180] A. Thelen, *Design of optical interference coatings*, McGraw-Hill, New York, **1989**.

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Darstellung der physikalischen Abmessungen der miniaturisierten Spektrometer: Anordnung der optischen Komponenten auf einer Mini-Bank von NIR-Fourier-Transformations-Spektrometer-Spektrometer, von Wallrabe <i>et al.</i> [38] gezeigt, $11,5 \times 9,4 \text{ mm}^2$ (links); gitterbasiertes Mikrospektrometer der Firma <i>Hamamatsu Photonics</i> [39], $27,6 \times 13 \times 16,8 \text{ mm}^3$ (Mitte); kommerziell erhältliches STS-NIR-Spektrometer der Firma <i>OceansOptics</i> [35], $40 \times 42 \times 24 \text{ mm}^3$ (rechts).	9
2.2.	Schematische Darstellung eines Fabry-Pérot-Interferometers: Der Aufbau basiert auf einer Waferbonding-Methode, wobei zwei Silizium-Wafer mikromechanisch verbunden werden, nach Jerman <i>et al.</i> [43].	11
2.3.	Mikrospektrometer mit Anordnung der optischen Komponenten auf einer 14 mm langen Aluminiumnitrid-Mikrobank (links): Der Fabry-Pérot-Filter ist im hinteren Teil der Anordnung schräg positioniert; vereinfachte Darstellung des Fabry-Pérot-Filters von <i>Axsun Technologies</i> (rechts): Für den Aufbau werden Silizium-Wafer verwendet und Resonatoren mit dem Einsatz hochreflektierender Beschichtungen (nach Kotidis <i>et al.</i> [46]).	11
2.4.	Schematischer Querschnitt einer durchstimmbaren Photodiode: Zur Realisierung des Fabry-Pérot-Filters mit Luftkavität werden zwei $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_x\text{N}_y$ -DBR-Spiegel verwendet, die direkt auf einem Si-Substrat mit einer integrierten PIN-Photodiode prozessiert wurden. Zur Erzeugung der Luftkavität wird eine Opferschicht aus Poly-Silizium verwendet (nach Toshiyousi [76]).	15
2.5.	links: Querschnitt des durchstimmbaren Detektors nach Quack <i>et al.</i> [77]; Der obere Teil des Detektors besteht aus einem Mikrospiegel, integriert in einen Si-Wafer, wobei der untere Teil aus einem DBR-Spiegel mit Photodiode besteht, die ebenso in einen Si-Wafer integriert ist. Beide Wafer sind durch SU-8-Material aufgetrennt. Rechts: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme des oberen Mikrospiegels mit lamellenartigen Verbindungsbrücken, die für die mikromechanische Aktuation des Spiegels zuständig sind (entnommen aus [78]).	16
2.6.	Ein auf auf einem Photodetektor integrierter Fabry-Pérot-Filter (nach Keating <i>et al.</i> [81]): Frontalaufnahme des hergestellten Filters (links); schematische Darstellung des kompletten Schichtsystems im Querschnitt (rechts).	16

2.7.	Schematische Darstellung eines mikromechanisch durchstimmbaren Filter-Pérot-Filters nach Neumann <i>et al.</i> [85]: Querschnitt vom prinzipiellen Aufbau des Filters; links: Beide Silizium-Wafer sind mit SiO/Poly-Si-DBR-Spiegel versehen und durch ein organisches Opferschichtmaterial (SU-8) aufgetrennt. Bevor das Licht auf die Filtermembran auftrifft, wird es durch einen Breitbandfilter transmittiert. Das Signal wird vom pyroelektrischen Detektor abgelesen. Rechts: Integrierter durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filter mit pyroelektrischem Detektor im TO-8-Gehäuse, die Sensorfläche beträgt $2 \times 2 \text{ mm}^2$ (nach [86]).	17
3.1.	Verhalten des elektromagnetischen Feldes an einer Grenzfläche: Links: Das \vec{E} -Feld der einfallenden Welle steht parallel zur Einfallsebene; rechts: Hier steht das E-Feld der einfallenden Welle senkrecht zur Einfallsebene. Die Einfallsebene liegt in beiden Fällen parallel zum Querschnitt der schematischen Darstellung. Die Grenzfläche wird in der xz -Ebene eingespannt. . .	24
3.2.	Zweistrahlinterferenz an einer Einzelschicht: Das einfallende Licht wird zum Teil reflektiert und zum Teil transmittiert. Es wird Interferenz der beiden reflektierten Teilstrahlen E_1 und E_2 berücksichtigt.	27
3.3.	Schematische Darstellung eines DBR-Spiegels: Die $\lambda_{DBR}/4$ -Schichten bestehen aus einem hochbrechenden (n_H) und einem niedrigbrechenden (n_L) Material. Der Phasensprung zur hochbrechenden Schicht beträgt π , ansonsten 0. Ein einlaufendes Feld E_e fällt senkrecht auf die Multischichtstruktur. Das elektrische Feld E_r wird reflektiert. Ein Anteil des Feldes E_t wird durch die Multischichtstruktur transmittiert.	30
3.4.	Berechnete Reflektionsspektren eines DBR-Spiegels; Links: Abhängigkeit der Reflektivität von der Periodenanzahl. Es sind 3,5, 5,5, 7,5 und 11,5 Perioden dargestellt. Mit ansteigender Anzahl der Perioden nähert sich die Form des Stoppbandes einem Rechteck an. Rechts: Abhängigkeit der Reflektivität vom Brechungsindexkontrast. Es sind Stoppbänder für $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ - und $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Materialpaare gezeigt. Die Stoppbandbreite des $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels nimmt fast doppelte spektrale Breite ein.	30
3.5.	Prinzipieller Aufbau eines Fabry-Pérot-Filters. Es wird dabei die Ausbildung stehender Wellen für die ersten drei Moden ($m=1, 2, 3$) in der Kavität gezeigt.	32
3.6.	Airy-Funktion: Transmittierte Intensität als Funktion der Phasenverschiebung φ , dargestellt für drei verschiedene Reflektivitäten ($R = 0,30, 0,70$ und $0,95$). Der Abstand zwischen zwei Transmissionsmaxima wird freier Spektralbereich (FSR) genannt. Die Breite des Transmissionsmaximums, bei dem seine Intensität auf die Hälfte abfällt, wird als Halbwertsbreite FWHM definiert.	33
3.7.	Schematische Darstellung des minimalen Abstands zwischen zwei Transmissionslinien (entnommen aus [42]). Nach dem Rayleigh-Kriterium lassen sich zwei Spektrallinien (bei λ_0 und $\lambda_0 + \Delta\lambda$) noch dann getrennt detektieren, wenn ihr spektraler Abstand mindestens der Halbwertsbreite FWHM der Transmissionslinie entspricht.	36

3.8.	Abgängigkeit der Qualität des Fabry-Pérot-Filters von der Reflektivität der DBR-Spiegel und der Kavitätshöhe λ_c : a) berechnetes Transmissionspektrum eines Fabry-Pérot-Filters mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 9,5 Perioden und $0,5\lambda_c$ -Luftkavität. b) Mit steigender Reflektivität der DBR-Spiegel nimmt die Halbwertsbreite FWHM ab; c) Abhängigkeit der Halbwertsbreite FWHM von der Reflektivität eines DBR-Spiegels für verschiedene Kavitätshöhen ($0,5\lambda_c$, $1,0\lambda_c$, $2,0\lambda_c$ und $4,0\lambda_c$; d) Abhängigkeit des freien Spektralbereichs FSR von der Kavitätshöhe λ_c ; Alle Berechnungen wurden für eine Wellenlänge $\lambda_c=1000$ nm durchgeführt.	37
3.9.	Schematische Darstellung der mikromechanischen Auslenkung eines Fabry-Pérot-Filters mit einer Kavitätshöhe d_c : Durch elektrostatische Aktuation wird der Abstand zwischen zwei DBR-Spiegeln geändert (oben). Eine Verringerung der Kavitätshöhe d_c führt zur Änderung der spektralen Position der Transmissionslinie. Sie wird zu kürzeren Wellenlängen verschoben (unten).	39
3.10.	Modell eines elektrostatischen Parallel-Plattenkondensators, entnommen aus [97].	40
3.11.	Schematische Darstellung verschiedener Arten der mechanischen Spannung in einer dünnen Schicht (tensil oder kompressiv). Die Pfeile oben deuten auf die Krafteeinwirkung, die während der Deposition in der auf dem Substrat wachsenden Schicht entsteht. Die mechanische Spannung ist die Ursache der unterschiedlichen Verformung des Substrats.	43
3.12.	Schematischer Verlauf der Bandstruktur in Abhängigkeit vom interatomaren Abstand (nach [114]).	45
3.13.	Temperaturabhängigkeit der Bandlückenenergie von GaAs, Si und Ge. Die Materialkonstanten α , β und Bandlückenenergie E_g bei 0 K wurden aus [116] entnommen.	46
4.1.	Schematische Darstellung einer PECVD-Anlage.	50
4.2.	Schematische Darstellung des Ionenstrahlputterns mit zwei Ionenquellen: Die Ionenstrahlquelle 1 wird zum Zerstäuben des Targetmaterials eingesetzt. Die zerstäubten Teilchen bewegen sich in Richtung des Substrathalters, wobei Schichten aus reinem Targetmaterial oder als Oxide oder Nitride dieses Materials hergestellt werden können. Die letzten entstehen durch reaktives Sputtern, wenn die Ionenstrahlquelle 2 zum Einsatz kommt. Der Depositionsprozess verläuft in einer evakuierten Prozesskammer mit Hochvakuum.	52
4.3.	Prinzip der Schleuderbeschichtung: Beim Aufschleudern verteilt sich das Polymer durch die entstehenden Zentrifugalkräfte gleichmäßig über die gesamte Substratoberfläche (entnommen aus [123]).	55

4.4.	Prinzip der Photolithographie: a) Schleuderbeschichtung eines Photolacks auf ein mit einer Funktionsschicht beschichtetes Substrat; b) Justierung der Maske und UV-Belichtung der durch die Maske unbedeckten Photolackstellen; c1) bei Positivlack werden die belichteten Stellen durch die Entwicklung entfernt; c2) bei Negativlack bleiben sie zurück; d1) Funktion des Photolacks als Ätzschutzmaske oder bei d2) als Opferschicht beim Beschichten; e1) und e2) Entfernen der Photolackreste (Strippen).	56
4.5.	Schematische Darstellung einer RIE-Prozesskammer.	58
4.6.	Durch Strukturierung gebildetes Ätzprofil einer Funktionsschicht: anisotropes Ätzprofil (links); isotropes Ätzprofil (rechts).	59
4.7.	Lift-Off-Prozess.	61
4.8.	Prinzipieller Aufbau eines spektroskopischen Ellipsometers: Das unpolarisierte Licht einer Lichtquelle wird linear polarisiert. Nach der Reflexion an einer Probe passiert das nun elliptisch polarisierte Licht den rotierenden Analysator und wird vom Detektor ausgelesen. Die gezeigten Komponenten des \vec{E} -Feldes beziehen sich auf den Polarisationszustand vor und nach der Reflexion an der Probenoberfläche.	64
4.9.	Schematische Darstellung des Funktionsprinzips eines Weißlichtinterferometers (nach Caulfield <i>et al.</i> [132]): Die von einer Weißlichtquelle ausgehenden, an einem Strahlteiler aufgeteilten Lichtstrahlen werden von einem Referenzspiegel und von einem Messobjekt reflektiert und miteinander überlagert. Die Intensität des dabei entstehenden Interferenzmusters wird von einem Detektor erfasst.	66
4.10.	Schematische Darstellung des Messaufbaus: a) mit OSA und Mikroskop zur Messung der Transmissions- und Reflexionsspektren, b) Strahlengang des Auskoppeloptiksystems im Zeiss-Mikroskop (nach [134]).	67
4.11.	Über die CCD-Kamera des Mikroskops erfasster Filterausschnitt. Das rote Quadrat kennzeichnet einen durch das integrierte Blendensystem begrenzten Filterausschnitt, der optisch charakterisiert wird.	68
4.12.	Oberflächenprofilometer <i>Ambios XP-100</i> .	69
4.13.	Schematische Darstellung der Substratpositionierung auf dem Chuck beim <i>Ambios XP-100</i> .	70
5.1.	Schematischer Aufbau des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters im sichtbaren Spektralbereich.	74
5.2.	Draufsicht auf die Filterstruktur.	75
5.3.	Verschiedene Filtertypen (FT) mit drei geraden (A), drei verkrümmten (B), drei eckigen (C), vier geraden (D) und vier eckigen (E) Verbindungsbrücken.	76
5.4.	Vergleich der berechneten Transmissionseigenschaften des Fabry-Pérot-Filters mit DBR-Spiegeln aus verschiedenen Materialien und einer $\lambda/2$ -Luftkavität; links: beide $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 9,5 Perioden (Filterdesign I), rechts: beide $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 5,5 Perioden (Filterdesign II).	78

5.5.	Schematische Darstellung des Prozessschrittes a1): Deposition und Photolithographie der unteren ITO-Elektrode. Die Eckflächen des Substrats werden durch den positiven Photolack geschützt. Die gestrichelte Linie zwischen den Punkten I und II zeigt den Querschnitt durch den Substrat.	80
5.6.	Prozessschritt b1): Deposition des unteren DBR-Spiegels; Prozessschritt c1): Durch den Lift-Off-Prozess wird die untere ITO-Elektrode an den Ecken des Substrats freigelegt. Die gestrichelte Linie zwischen den Punkten III und IV bezieht sich auf weitere Prozessschritte. Es wird nur die Fläche eines einzelnen Filters präsentiert.	81
5.7.	Querschnitt des kompletten Schichtaufbaus des Fabry-Pérot-Filters: Zum Fertigstellen des kompletten Schichtaufbaus werden folgende Depositionsprozesse benötigt: Aufbringen des Opferschichtmaterials (d), Deposition des oberen DBR-Spiegels (e), Deposition der oberen Al-Elektrode (f).	82
5.8.	Schematische Darstellung zur lateralen Strukturierung der oberen Elektrode (g1): Zuerst wird der positive Photolack auf das Schichtsystem aufgebracht und über Photolithographie mit der Maske 2 strukturiert. Danach wird die Al-Elektrode nasschemisch geätzt.	83
5.9.	Veranschaulichung der lateralen Strukturierung des oberen DBR-Spiegels (Prozessschritt h1): Die Photolithographie erfolgt mit der Maske 3. Anschließend wird der obere DBR-Spiegel durch einen Trockenätzprozess strukturiert.	84
5.10.	Nach dem Unterätzprozess (i1) wird die Filterstruktur freigelegt. Dabei wird die Luftkavität erzeugt.	84
5.11.	Transmissionsgrad des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters mit einer Zentralwellenlänge $\lambda_c = 650$ nm in Abhängigkeit von der Aktuierungsspannung. Dieses Aktuierungsverhalten zeigt ein Filter vom Filtertyp FT-B _{v,3,30} , entnommen aus [147].	85
5.12.	Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines Fabry-Pérot-Filters aus TiO ₂ /SiO ₂ -DBR-Spiegeln. Es handelt sich dabei um den Filtertyp FT-D _{g,4,30} . Aufgrund der aufgetretenen Verspannungen in den dielektrischen Schichten des oberen DBR-Spiegels beträgt die Luftkavität 9,78 μm [147].	87
5.13.	Gemessenes Transmissionspektrum eines durchstimmbaren Filters des Filtertyps FT-D _{g,4,30} nach dem Filterdesign II, entnommen aus [147].	88
6.1.	Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs, berechnet nach Varshni [115].	90
6.2.	Aufbau des durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filters nach dem neu entwickelten Design. Das zentrale Element dieses Designs ist der obere DBR-Spiegel mit der reduzierten Fläche, welcher auf einem Membranhaltensystem positioniert ist. Sowohl die optischen Schichtdicken des oberen DBR-Spiegels als auch des Membranhaltensystems tragen zur Erhöhung der Reflektivität im oberen DBR-Spiegel bei.	91
6.3.	Spektraler Verlauf des Brechungsindex n und des Extinktionskoeffizienten k für folgende Schichten: (a) Si ₃ N ₄ und (b) SiO ₂ , mittels PECVD hergestellt; (c) TiO ₂ , (d) SiO ₂ und (e) ITO, mittels IBSD hergestellt. Alle Schichten wurden mit einem VASE-Ellipsometer charakterisiert.	92

6.4.	Berechnete Transmissionseigenschaften eines Fabry-Pérot-Filters im infraroten Bereich mit einer Zentralwellenlänge λ_c von 950 nm. Es sind Spektren von zwei Filtern gezeigt: mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 9,5 und 9 Perioden (schwarz) und mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegel aus 5,5 und 5 Perioden (rot).	93
6.5.	Vergleich der berechneten Transmissionslinien unter Einfluss des variierenden Membranhaltensystems ($3/4\lambda \text{ Si}_3\text{N}_4$ oder $1/4\lambda (\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2)$): links: Fabry-Pérot-Filter mit $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln mit verschiedener Anzahl der Perioden (9,5 oder 11,5 pro ein DBR-Spiegel); rechts: Fabry-Pérot-Filter mit $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegeln aus 5,5 Perioden.	94
6.6.	Relative Verschiebung der Transmissionslinie: links: in Abhängigkeit von der Kavitätshöhe λ_c (hier [146]: Kavitätstiefe λ_D); rechts: in Abhängigkeit von der Änderung der Kavitätshöhe λ_c (die Daten wurden aus [146, 157, 158] entnommen).	97
6.7.	Prozessfluss zur Herstellung der Fabry-Pérot-Filter nach dem neuen Design: d2) Aufbringen des Opferschichtmaterials; e2) Deposition des Membranhaltensystems; f2) Deposition der oberen Al-Elektrode; g2) laterale Strukturierung der oberen Elektrode; h2) Deposition und i2) laterale Strukturierung des oberen DBR-Spiegels; j2) laterale Strukturierung des Membranhaltensystems; k2) Erzeugung der Luftkavität durch Unterätzprozess.	100
6.8.	Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme: durchstimmbarer Fabry-Pérot-Filter nach dem Filterdesign III (Filtertyp FT-A _{g,3,60}) nach dem Freilegen der Filtermembran und der Verbindungsbrücken.	102
6.9.	Mechanische Spannung σ_{int} von Si_3N_4 in Abhängigkeit vom Tastverhältnis ψ : die Schichten wurden auf zwei verschiedenen Substraten deponiert.	107
6.10.	links: Depositionsrate in Abhängigkeit vom Tastverhältnis ψ ; rechts: Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k von Si_3N_4 bei $\lambda = 950 \text{ nm}$ in Abhängigkeit vom Tastverhältnis ψ .	108
6.11.	Spektrale Abhängigkeit des Brechungsindex n (links) und des Extinktionskoeffizienten k (rechts) von Si_3N_4 für verschiedene Tastverhältnisse ψ .	109
6.12.	Vergleich der mechanischen Spannung σ_{int} von Siliziumnitrid unter Einfluss von Tastverhältnis ψ zwischen vorliegender Arbeit und der Arbeit von Tarrat [118].	110
6.13.	Schematische Darstellung einer Teststruktur: Querschnitt durch ein Membranhaltensystem bestehend aus mr-UVCur06, $1/4\lambda (\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2)$ -Schichten und Al-Elektrode zur Untersuchung der Auswirkung der verschiedenen mechanischen Spannungen in der Si_3N_4 -Schicht.	112
6.14.	WLI-Aufnahme einer Teststruktur nach dem Filtertyp FT-B _{v,3,30} : a) mit abgeschiedener Si_3N_4 -Schicht bei $\psi = 0,6$; b) mit abgeschiedener Si_3N_4 -Schicht bei $\psi = -0,9$. Rechts wird das Höhenprofil gezeigt, welches zwischen den Haltepfosten über die höchste Stelle der Verbindungsbrücke und die Filtermembran gelegt wird.	113
6.15.	REM-Aufnahmen von zwei Filtertypen FT-C _{e,3,30} und FT-B _{v,3,30} der Fabry-Pérot-Filter nach: a)-b) Filterdesign IIIa; c)-d) Filterdesign IIIb; e)-f) Filterdesign IV.	116

6.16. REM-Aufnahmen der Filtertypen mit großen Membranen: a) Filterdesign IV, Filtertyp FT-E _{e,4,70} ; b) Filterdesign IIIb, Filtertyp FT-A _{g,3,70}	117
6.17. WLI-Aufnahme des Filtertyps FT-B _{v,3,30} : a) Filterdesign IV; b) Filterdesign V	118
6.18. Lichtmikroskopaufnahmen von mr-UVCur06-Beschichtungen: a) bei 1300 rpm einfach aufgeschleudert; b) bei 2800 rpm doppelt aufgeschleudert; c) bei 2900 rpm doppelt aufgeschleudert; d) durch Alterung des Polymers bedingte Inhomogenitäten in der Schicht, bei 3000 rpm einfach aufgeschleudert.	120
6.19. Schichtdickenabhängigkeit von mr-UVCur06 von der Schleudergeschwindigkeit bei einer doppelten Schleuderbeschichtung. Die Schichten wurden mit VASE-Ellipsometer charakterisiert.	121
6.20. Schematische Darstellung der lateralen Strukturierung des oberen TiO ₂ /SiO ₂ -DBR-Spiegels im Filterdesign V: i3) Photolithographie mit dem negativen Photolack AZ nLof 2070 3:1 (Maske 4); Deposition der Chrom-Maske und Lift-Off des negativen Photolacks; j3) laterale Strukturierung des oberen DBR-Spiegels durch ICP-RIE-Prozess mit abschließender Entfernung des Chroms durch nasschemisches Ätzen.	123
6.21. REM-Aufnahmen des oberen TiO ₂ /SiO ₂ -DBR-Spiegels nach dem ICP-RIE-Trockenätzprozess: a) zu langes Ätzen zerstört die Schichten des Membranhaltesystems (RF-Leistung liegt bei 200 W); vertikales Profil des DBR-Spiegels bei RF-Leistung von 175 W (b) und 150 W(c).	125
7.1. Gemessene Transmissionseigenschaften vor dem Freilegen der Filtermembran mit einer festen Kavität aus mr-UVCur06. Bei beiden Filtern treten zwei Transmissionslinien innerhalb des Stopppandes auf: a) Der freie Spektralbereich FSR des Filterdesigns IV beträgt 121 nm. b) Beim Filterdesign V beträgt der freie Spektralbereich FSR 230 nm.	131
7.2. Mit WLI gemessenes Aktuationsverhalten des Filtertyps FT-B _{v,3,30} . Die mikromechanische Auslenkung Δx ist in Abhängigkeit von der Aktuati-onsspannung U für Filterdesign IIIa (a), Filterdesign IIIb (b), Filterdesign IV (c) und Filterdesign V (d) graphisch dargestellt.	132
7.3. Aktuationsverhalten der Filtermembran des Filtertyps FT-B _{v,3,30} nach dem Filterdesign IIIb unter Eintritt der <i>Pull-In</i> -Spannung (55 V).	133
7.4. Vergleich des Zustandes der freigelegten Filtermembran vor der Aktuation und beim Auftritt des <i>Pull-In</i> -Effekts: WLI-Aufnahmen der Filterstrukturen des Filtertyps FT-B _{v,3,30} nach dem Filterdesign V vor der Aktuation (a) und beim <i>Pull-In</i> -Effekt unter 33 V (b). In (c) und (d) sind WLI-Aufnahmen der Filterstrukturen des Filtertyps FT-B _{g,3,60} nach dem Filterdesign IIIb bei 0 V und 40 V (<i>Pull-In</i> -Spannung) gezeigt.	134
7.5. Verteilung der Halbwertsbreite FWHM und der spektralen Position der Transmissionslinie von freigelegten Fabry-Pérot-Filtern mit Si ₃ N ₄ /SiO ₂ -DBR-Spiegeln. Hier sind drei Filterdesigns (IIIa, IIIb und IV) mit ausgewählten verschiedenen Filtertypen (FT-A, FT-B und FT-D) dargestellt.	136

7.6.	Gemessene Transmissionseigenschaften des Filtertyps FT-B _{v,3,30} nach dem Filterdesign IIIa: a) Spektrales Verhalten des Fabry-Pérot-Filters unter angelegter Aktuationsspannung zwischen 0 V und 50 V. Innerhalb des Stopbandes werden zwei Wellenlängen gleichzeitig transmittiert; b) gemessene spektrale Position der zweiten transmittierten Wellenlänge und die Halbwertsbreite FWHM in Abhängigkeit von der Aktuationsspannung.	139
7.7.	Gemessene Transmissionsspektren und Abhängigkeit der spektralen Position der zweiten transmittierten Wellenlänge λ und der Halbwertsbreite FWHM von der Aktuationsspannung U für das Filterdesign IIIb: a)-b) Filtertyp FT-A _{g,3,70} ; c)-d) Filtertyp FT-B _{v,3,40} ; e)-f) Filtertyp FT-D _{g,4,70}	141
7.8.	Gemessene Transmissionseigenschaften des Filtertyps FT-A _{g,3,70} nach dem Filterdesign IV: a) Spektrales Verhalten des Fabry-Pérot-Filters unter angelegter Aktuationsspannung zwischen 0 V und 25 V. Innerhalb des Stopbandes werden zwei Wellenlängen gleichzeitig transmittiert; b) gemessene spektrale Position der zweiten transmittierten Wellenlänge und die Halbwertsbreite FWHM in Abhängigkeit von der Aktuationsspannung.	143

Tabellenverzeichnis

2.1. Vergleich der mikromechanisch durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filtern mit verschiedenen Materialsystemen	19
3.1. Relevante Materialkonstanten zur Berechnung der mechnischen Spannung in verwendeten Schichten (entnommen aus [104, 105, 106, 107]).	43
4.1. Übersicht über wichtigste Stoßreaktionen, die im Plasma stattfinden: A, B sind Reaktanden, e^- sind Elektronen mit kinetischer Energie, A^* ist ein Reaktand im angeregten Zustand, A^+ , A^- und B^+ sind Ionen von Reaktanden A und B [120, 123].	48
5.1. Klassifizierung verschiedener Filtertypen nach Form und Anzahl der Verbindungsbrücken und Größe der Filtermembran.	76
5.2. Geometrische und spektrale Parameter der durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter nach dem bisherigen Filterdesign für den sichtbaren Spektralbereich.	79
5.3. Filtereigenschaften im sichtbaren Spektralbereich ($\lambda_c=650$ nm) für die Fabry-Pérot-Filter nach dem Filterdesign I.	86
6.1. Geometrische und spektrale Parameter der durchstimmbaren Fabry-Pérot-Filter nach dem geänderten Filterdesign für den infraroten Spektralbereich.	95
6.2. Vergleich der verwendeten Materialien und deren Eigenschaften im Membranhaltssystem von Bauelementen verschiedener Autoren: Materialien für das Membranhaltssystem, Durchmesser der Filtermembran d_{FM} , Schichtdicken der eingesetzten Materialien d , mechanische Spannung σ (ggf. bei einer Depositionstemperatur T_{dep}), Form der Verbindungsbrücken und Zentralwellenlänge λ_c des Bauelements.	103
6.3. Prozessparameter der Si_3N_4 -Testschichten zur Untersuchung der mechanischen Spannung σ	105
6.4. Höhendifferenz zwischen Haltepfosten und Verbindungsbrücken bzw. Filtermembran, die aufgrund der Veränderung von Tastverhältnis ψ in der Si_3N_4 -Schicht bei den Teststrukturen entstanden ist.	114
6.5. Parameter des Membranhaltessystems in den hergestellten Fabry-Pérot-Filtern mit Si_3N_4/SiO_2 -DBR-Spiegeln.	115
6.6. Höhendifferenzen bei freistehenden Filterstrukturen von drei Fabry-Pérot-Filtern mit Si_3N_4/SiO_2 -DBR-Spiegeln. Die Auswertung erfolgte mittels der WLI-Aufnahmen.	118
6.7. Prozessparameter zum doppelten Aufschleudern von mr-UVCur06 mittels Schleuderbeschichtung.	119

7.1.	Transmissionseigenschaften der Filter vor dem Freilegen der Filtermembran für alle vier Filterdesign mit einer festen Kavität aus mr-UVCur06.	130
7.2.	Gemessenes Aktuationsverhalten verschiedener Fabry-Pérot-Filter Als Filtereigenschaften werden folgende Größen hier aufgeführt: mechanische Auslenkung Δx , Aktuationsspannung U , <i>Pull-In</i> -Spannung U_{PI} , Aktuationsspannung U bei $\Delta x = 50$ nm und mechanische Durchstimmeffizienz $\Delta x/\Delta U$	135
7.3.	Gemessene spektrale Eigenschaften ausgewählter Fabry-Pérot-Filter des Filterdesigns IIIa. Folgende Größen sind hier dargestellt: optischer Durchstimmbereich $\Delta\lambda$, Aktuationsspannung U , Halbwertsbreite FWHM, Auflösungsvermögen \mathcal{R} und freier Spektralbereich FSR.	138
7.4.	Gemessene spektrale Eigenschaften ausgewählter Fabry-Pérot-Filter des Filterdesigns IIIb. Folgende Größen werden hier aufgeführt: optischer Durchstimmbereich $\Delta\lambda$, Aktuationsspannung U , Halbwertsbreite FWHM, Auflösungsvermögen \mathcal{R} und freier Spektralbereich FSR.	140
C.1.	Prozessparameter zur Deposition des $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels mittels PECVD.	156
C.2.	Prozessparameter zur Deposition des $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels und der ITO-Elektrode mittels IBSD.	156
C.3.	Prozessparameter Lithographie mit AZ 1518.	157
C.4.	Prozessparameter Lithographie mit AZ nLof 2070, mit einer Verdünnung von 3:1 angewendet.	157
C.5.	Prozessparameter einfaches Aufschleudern von mr-UVCur06 mittels Schleuderbeschichtung.	157
C.6.	Prozessparameter des RIE-Trockenätzprozesses zur Strukturierung des oberen $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels.	157
C.7.	Prozessparameter des ICP-RIE-Trockenätzprozesses zur Strukturierung des oberen $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -DBR-Spiegels.	158
C.8.	Variation des Tastverhältnisses ψ zur Deposition der Si_3N_4 -Testschichten mittels PECVD.	158

Danksagung

Sehr viele Menschen haben mich in der Zeit meiner Doktorarbeit in vielen Bereichen unterstützt, denen ich meinen herzlichen Dank an dieser Stelle aussprechen möchte.

Meine vielzähligen Dankesworte gelten an meinen Doktorvater Herrn Prof. Dr. Harmut Hillmer. In erster Linie bedanke ich mich für die eröffnete Möglichkeit, am Institut für Nanostrukturtechnologie und Analytik zu promovieren. Ich bedanke mich ebenso für seine wertvollen Ratschläge und Motivation, die zum Gelingen der Doktorarbeit beigetragen haben. Besonders möchte ich mich für seine Geduld, die er mir in der letzten Phase meiner Dissertation im hohen Maße entgegen gebracht hat, bedanken.

Mein Dank gilt an Herrn Prof. Dr. Bernd Witzigmann für die Übernahme des zweiten Gutachtens. Herrn Prof. Dr. Arno Ehresmann und Herrn Prof. Dr.-Ing Peter Lehmann danke ich für die freundliche Übernahme des Beisitzes in der Prüfungskommission.

Meinem Kollegen Carsten Woidt danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit sowie für viele anregende und fruchtbare Diskussionen, die zum Erreichen der Meilensteine in den jeweiligen gemeinsam durchgeführten Projektphasen geführt haben. Ich bedanke mich ebenso für die fachlichen Gespräche und moralische Unterstützung, die mir vor allem bei der Verfassung meiner Arbeit Anregungen gegeben haben und Mut zugesprochen haben, das angestrebte Ziel nicht aus den Augen zu verlieren.

Bei den Kollegen aus der Gruppe „Nanospektrometer“ bedanke ich mich für die Einsatzbereitschaft und die großartige Teamarbeit.

Die fachlichen Diskussionen mit Dr. Martin Bartels und zahlreiche Gespräche über persönliche Entwicklung mit Dr.-Ing. Wittzack und Dr.-Ing. Florestan Köhler haben einen guten Startpunkt für meine Erfolge in der Promotionszeit gelegt.

Bei den technischen Mitarbeitern Herrn Dietmar Gutermuth, Jens Krumpholz, Ina Kommallein und Anita Dück bedanke ich mich für die Klärung von alltäglichen Fragen, sei es bezüglich des Reinraumes oder der Bestellungen oder des optischen Messplatzes gewesen. Für die technologischen Probleme im Reinraum wurde stets eine schnelle Lösung gefunden. Dafür bedanke ich mich.

Meinen Bürokollegen Ferdinand Messow, Onny Setyawati und Yousuf Khan danke ich für die tolle Arbeitsatmosphäre. Ebenso bedanke ich mich für die in den Arbeitsalltag

eingebauten Pausen, sei es in Form einer musikalischen Begleitung von *deep purple* oder eines Origami-Crashkurses.

Bei den Mitarbeiterinnen des Sekretariats Ina Wensch, Nina D'Àgostino und Claudia Strott bedanke ich mich für die administrative Unterstützung.

Bei allen Kollegen in der Arbeitsgruppe Technische Elektronik bedanke ich mich für das ausgezeichnete Arbeitsklima. Nicht nur wissenschaftlichen Gespräche haben mich fachlich weiterentwickelt und zum Erfolg meiner Arbeit beigetragen, sondern verschiedene Freizeitliche Aktivitäten haben stets für gute Laune und Spaß gesorgt. Insbesondere danke ich denjenigen Kollegen, die nur Englisch mit mir gesprochen haben, und ich dadurch in meiner Promotionszeit meine Englischkenntnisse rasch verbessern konnte.

Christian Schilde, Marvin Barahona und Tamara Meinl, die ich während meiner Promotionszeit betreuen durfte, danke ich für den wertvollen Beitrag zu den Ergebnissen dieser Arbeit.

Mein Dank gilt an die Firma *Opsolution NanoPhotonics GmbH* für die wirtschaftliche Unterstützung. Ihren Mitarbeitern Herrn Dr. Wolfgang Köcher und Herrn Sandhagen danke ich für die angenehme und sehr gute Zusammenarbeit in verschiedenen Phasen der gemeinsamen Forschungsprojekte.

Mein Dank gilt an BMBF für die finanzielle Förderung des Forschungsprojekts „TOSA“, innerhalb dessen die meisten experimentellen Arbeiten für meine Promotion durchgeführt worden sind.

Dr. Swen Wagner danke ich für die Übernahme der sprachlichen Korrektur meiner Dissertation.

Ich danke meinem Freundeskreis für die moralische Unterstützung und dafür, dass sie immer für mich da waren, wenn ich sie gebraucht habe. Insbesondere danke ich Irina Bocksberger für ihre uneingeschränkte Unterstützung in der emotionalen Sicht, für die unzähligen Gespräche in den turbulenten Phasen. Unsere Freundschaft konnte dadurch in den letzten Jahren noch mehr zusammenwachsen. Dies schätzte ich so sehr und bedanke mich dafür.

Ich danke meinem Freund Sergej Wart dafür, dass er meine Launen der letzten Monate ausgehalten hat und mich stets gestärkt hat.

Meinen Eltern danke ich für den starken Rückhalt in der gesamten Studienzeit und Promotion. Ich danke für das aufgebrachte Verständnis für meinen beruflich eingeschlagenen Weg, die mir entgegen gebrachte Entscheidungsfreiheit sowie für das Glauben an mich. Meinen Brüdern danke ich für die große Unterstützung.