

Rugate Filter und Mischschichten für optische Hochleistungskomponenten

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Marc Lappschies

geboren am 26.03.1971 in Hannover

2009

Referent: Prof. Dr. U. Morgner
Korreferent: Prof. Dr. B. Chichkov

Tag der Promotion: 04. Dezember 2008

Kurzzusammenfassung

Marc Lappschies

Rugate Filter und Mischschichten für optische Hochleistungskomponenten

Die Entwicklungen der optischen Technologien stellen immer schärfere Anforderungen an die zum Einsatz kommenden Interferenzfilter. Neben den gesteigerten spektralen Spezifikationen sind auch nichtoptische Eigenschaften wie eine hohe Leistungsverträglichkeit für Laseranwendungen von wachsendem Interesse. Dabei ist absehbar, dass die konventionellen Verfahren der Dünnschichttechnologie an ihre Grenzen stoßen und andere bzw. neuartige Konzepte erforderlich werden. Als in dieser Hinsicht weiteren Entwicklungsschritt wird die Rugate Technologie angesehen. Dieses alternative Verfahren zur Modifikation der spektralen Eigenschaften basiert auf der Modulation des Brechungsindex entlang der Lichtausbreitungsrichtung ohne abrupte Materialwechsel. Hiervon werden insbesondere nicht-optische Verbesserungen erwartet. Einen möglichen weiteren Vorteil bietet diese Methode bei dem Auffinden von Design-Lösungen zur Darstellung spezifizierter spektraler Übertragungsfunktionen. Während sich die theoretischen Arbeiten zu dem Thema auf die 80er Jahre konzentrierten konnte bislang kein Beschichtungsverfahren die wesentlichen Vorteile dieses Konzepts vereinigen. Die Hauptprobleme lagen hierbei in der geeigneten Kontrollmöglichkeit des Beschichtungsprozesses sowie der Stabilität der Beschichtungsparameter. Mit der vorliegenden Arbeit wird eine Lösung dieser Problematik mittels des Ionenstrahlzerstäubungsverfahrens demonstriert. Es konnte gezeigt werden, dass aus simultanem Sputtern zweier Materialien Mischschichten hervorgehenden, die bereits verbesserte Eigenschaften aufweisen. Unter Verwendung eines Zonentargets ließen sich oxidische Materialien mit einer höheren Temperaturbeständigkeit und einem in den UV-Bereich erweiterten transparenten Bereich herstellen. Die durch unterschiedliche Positionierung des Targets reproduzierbar darstellbaren Brechungsindizes ermöglichten zusammen mit der optisch breitbandigen Schichtdickenmonitorierung eine Realisierung von nahezu beliebigen Brechwertprofilen. Nach dem Darlegen der Theorie zur Berechnung solcher Gradientenschichtsysteme konnten Beispiele für verlässlich hergestellte Rugate Filter vorgestellt werden, die aus mehreren hundert Schichten nur weniger Nanometer Dicke bestehen aber dennoch die gewünschte spektrale Charakteristik erfüllen. Die Anwendung normgerechter Charakterisierungsverfahren ergab bei den Standardwellenlängen für das Streu- und Absorptionsverhalten keine wesentliche Verbesserung, wohl aber bei der laserinduzierten Zerstörschwelle. Hier konnte bei hochreflektierenden Optiken die LIDT um einen Faktor 10 gegenüber den konventionell hergestellten Beschichtungen erreicht werden. Es wird das enorme Potenzial dieser Beschichtungsvariante verdeutlicht, dass hier erstmals als kontrollierbares Konzept vorgestellt wird.

Schlagnworte: *Rugate Filter, Mischschichten, Dünnschichttechnologie, Ionenstrahl-sputtern, optisches Breitbandmonitorieren, Dünnschicht-Designsynthese*

Abstract

Marc Lappschies

Rugate filters and mixtures for optical high performance components

Developments in optical technologies demand for ever increasing requirements upon employed interference filters. The spectral specifications to fulfil become harder and also improvements in non-optical properties particularly the laser power handling capability are of growing interest. In this connection conventional processes of thin film technology tend to reach a limit. Thus new or alternative deposition processes need to be established. The rugate technology seems to be a promising concept which is based on the alternative method to modify the spectral properties of a thin film device by altering the refractive indices gradually along the direction of propagation of light. Because of the lack of abrupt material changes especially non-optical properties should be improvable. Also advantages concerning design synthesis to meet spectral requirements are expected. While theoretical work is concentrated in the eighties no deposition process has been able to combine these expected improvements until now. General problems have been both the ability to control the deposition process and the stability of the process itself. The presented thesis demonstrates a solution to these problems by introducing the ion beam sputter process. It could be shown that mixtures produced by simultaneous sputtering of two materials already reveal improved properties. Utilizing a zone target oxide materials could be manufactured which exhibit a higher temperature resistance and an extended transparency into the UV spectral region. By moving the target to prescribed positions, defined refractive indices can be reliably adjusted. In combination with an optical broadband monitoring device the approach has been able to realize almost arbitrary refractive index profiles. After presenting theoretical aspects to describe the underlying model of gradual layer systems examples of reproducible fabricated rugate filters are given. These structures consisted of hundreds of layers of a few nanometre thickness but still fulfilled the spectral requirement. The application of standardized measurement procedures showed no general improvement in scattering and absorption losses. But the laser induced damage threshold could be significantly increased. The measurement applied to rugate high reflecting components revealed a dramatic increase by a factor of ten compared to conventionally deposited mirrors. The enormous potential of this deposition method is illustrated while the rugate concept is presented the first time as fully controllable process.

Keywords: *Rugate filters, mixtures, thin film technology, ion beam sputtering, optical broadband monitoring, thin film design synthesis*

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Mathematische Methoden zur Beschreibung der optischen Wirkung von Gradienten-Schichtsystemen	4
2.1	Grundlagen zur Berechnung der Reflexion an inhomogenen Schichten	4
2.2	Folgerungen aus der inhomogenen charakteristischen Matrix	7
2.3	Darstellung mittels der Methode der Fouriertransformation	8
2.3.1	Entwicklung des Fouriertransformationsansatzes	9
2.3.2	Folgerungen aus dem Fouriertransformationsformalismus	12
2.4	Beispielrechnungen für den Spezialfall sinusartiger Modulation	14
2.4.1	Rein periodische Sinusstruktur	14
2.4.2	Anwenden der Fensterung	19
2.5	Direkte Fourier-Synthese: Beispiel Chirped Mirror	22
2.6	Softwarelösung zur Design-Generierung	25
2.6.1	Rugate-Modul des „SPEKTRUM“-Programms	25
2.6.2	Approximation von Mischsystemen mittels zweier Materialien	26
3	Herstellung und Qualifizierung ionenstrahlgesputterter dielektrischer Schichten	29
3.1	Prinzip der Ionenstrahlzerstäubung	29
3.2	Verwendeter Anlagentyp	31
3.3	Optisch breitbandiges Monitorieren von dielektrischen Schichtsystemen	32
3.3.1	Dickenbestimmung der wachsenden Schicht	33
3.3.2	Schichtdickenkontrolle sehr dünner Schichten	36
3.3.3	Untersuchung von Fehlerquellen und der Fehlerpropagation	37
3.3.4	Optisches Monitorieren von Rugate Filtern	43
3.4	Charakterisierung an Hochleistungsoptiken	45
3.4.1	Absorptionsbestimmung mittels Laserkalorimetrie	46
3.4.2	Die LIDT-Messprozedur	46
4	Entwicklung des Kodepositionsverfahrens	48
4.1	Aufstellen eines geeigneten Mischmodells der Dielektrika	48
4.2	Technische Umsetzung des Kosputter-Prozesses	52

4.2.1	Vorexperiment zur Mischbarkeit	52
4.2.2	Das positionierbare Zonentarget	53
4.3	Beschreibung der optische Eigenschaften kodeponierter Mischschichten	54
4.4	Vergleich der Zwei-Materialienapproximation mit dem Kodepositionverfahren	58
4.4.1	Homogene Mischschicht	58
4.4.2	Schmalbandfilter-Approximation mit zwei Materialien	60
4.5	Anwendung des „blue shifts“	61
5	Kontrollierte Herstellung von Rugate Filtern	64
5.1	Konzept zur Herstellung	65
5.2	Infrarot-Reflektor	67
5.3	Winkeltolerante AR	69
5.4	Schmalbandige Reflexionsfilter	72
6	Ergebnisse der Charakterisierung an Mischschichten und Rugate Filtern	79
6.1	Beschreibung der Proben	79
6.2	Messergebnisse der Absorption mittels Laserkalorimetrie	81
6.3	Streuung	84
6.4	Temperaturbeständigkeit	85
6.5	Messergebnisse der laserinduzierten Zerstörschwelle	86
7	Zusammenfassung und Fazit	94
	Literatur	97

1 Einleitung

Die Fertigung dielektrischer Schichten mittels PVD-Verfahren (PVD = Physical Vapour Deposition) zählt zu den Schlüsseltechnologien für eine Vielzahl von optischen Anwendungen aus unterschiedlichsten Industriezweigen. Als Beispiele seien hochreflektierende Spiegel für die Lasertechnologie und, am geläufigsten, Vergütungsschichten zur Reflexionsminderung genannt. Derartig beschichtete Komponenten werden in sämtlichen Sparten der Fein- und Präzisionsoptik benötigt.

In den Bereichen der Laserentwicklung oder der Grundlagenforschung werden beschichtete optische Komponenten oftmals extremen Strahlungsbelastungen ausgesetzt. Bestehende Limitierungen auf Grund der begrenzten Leistungsverträglichkeit der Funktionsbeschichtung selbst können hierbei oftmals als Hinderungsgrund für weitere Entwicklungsschritte angesehen werden. Gleichzeitig steigt der Bedarf an Komponenten mit immer komplexer werdenden Funktionalitäten. Diese ergeben sich z.B. zwangsläufig aus der Miniaturisierung im Gerätebau, um immer günstigere und kompaktere Bauformen realisieren zu können.

Als gängige PVD-Beschichtungsverfahren haben sich inzwischen das thermische Elektronenstrahl- und Schiffchenverdampfen, oft mit Ionenunterstützung (IAD - Ion Assisted Deposition) und das Magnetronputtern, hauptsächlich für großflächige Komponenten, durchgesetzt. Speziell für Beschichtungen im nahen UV-, sichtbaren und Nah-Infrarotbereich liefert das Ionenstrahlzerstäubungsverfahren (IBS - Ion Beam Sputtering), wenn auch auf kleinerer Fläche, die kompaktesten und qualitativ hochwertigsten Schichten mit geringsten optischen Verlusten. Im Allgemeinen bestehen die Schichtsysteme aus zwei, selten mehr, dielektrischen Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Werden diese abwechselnd auf die zu beschichtende Komponente aufgebracht, führen interne Reflexionen an den Grenzflächen zur Interferenz des einfallenden Lichts. Dessen spektral reflektierte und transmittierte (und auch absorbierte) Intensitätsanteile können durch geeignete Wahl der Schichtdicken gezielt beeinflusst werden. Eine komplexe Funktionalität, wie sie z.B. dichroitische Spiegel oder Polarisationskoppler aufweisen sollen, erfordert oft mehrere zehn bis über einhundert Schichten. Deren Umsetzung hängt dabei sowohl vom Einhalten der spezifizierten Schichtdicken innerhalb gewisser Toleranzgrenzen, als auch von einer stabilen und reproduzierbaren Schichtqualität ab.

Inzwischen sind die Beschichtungsprozesse technisch soweit ausgereift, dass nur andere bzw. neuartige Konzepte wesentliche Impulse zu einer weiteren Verbesserung liefern können.

In dieser Arbeit wird daher auf eine weitere Methode zur Modifizierung der Übertragungsfunktion durch dielektrische Filter zurückgegriffen, nämlich der Modulation des Brechwertes mit der Schichtdicke. Hierbei wird auf diskrete Wechsel vom hoch- zum niedrigbrechenden Material verzichtet und stattdessen ein kontinuierliches Brechwertprofil aufgebracht. Derartige Filtersysteme werden auch oft Rugate Filter (engl: **corrugated**, gewellt) genannt. Diese Bezeichnung bezieht sich ursprünglicher Weise auf rein periodische Strukturen, soll aber in dieser Arbeit auch generell für Mischschichtsysteme verwendet werden. Die von diesem Verfahren erhofften Vorteile entsprechen den Lösungsansätzen für die beiden genannten Schlüsselprobleme: der Erhöhung der Strahlungsresistenz und der gesteigerten Flexibilität in der Designfindung.

Bis dato konnte allerdings kein Beschichtungsverfahren die Vereinigung dieser beiden Aspekte demonstrieren. Die hauptsächliche Problematik lag dabei in der mangelnden Beherrschbarkeit des Prozesses, um bestimmte Brechzahlprofile in ausreichender Präzision abscheiden zu können.

Mit der vorliegenden Arbeit wird die Qualifizierung des IBS-Beschichtungsverfahrens für die Herstellung von Misch- und Gradientenschichtsystemen, bzw. Rugate Filtern, analysiert. Dies geschieht mit besonderem Augenmerk auf Anwendungen für die Lasertechnologie.

Dabei wird untersucht, ob und in welcher Weise die beiden genannten Kategorien von erwarteten Vorteilen - gesteigerte Schichtqualität und verfeinerte Designsynthese – zutreffen können. Hierzu werden in Kapitel 2 zunächst die fundamentalen mathematischen Modelle zur Beschreibung von graduellen Dünnschichtsystemen erläutert. Es zeigt sich, dass die Theorie der Rugate Filter eng mit der historischen Entwicklung der Dünnschichttechnologie verknüpft ist. Der dabei entwickelte Fouriertransformationsansatz wird als alternatives Designkonzept diskutiert. Es ergibt sich die Möglichkeit, den Brechwertverlauf durch funktionale Zusammenhänge zu beschreiben und auf diese Weise mittels einfacher Bausteine das spektrale Verhalten zu beeinflussen. Eine Rückrechnung mittels der inversen Fouriertransformation von einem spektralen Verlauf zu einem Brechwertprofil als Möglichkeit der direkten Designsynthese ist ebenfalls zu prüfen. Hier würden sich als Lösungen kontinuierliche Brechwertprofile ergeben. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse fließen schließlich in die Anpassung der existierenden Designsoftware ein.

Nach einer kurzen Erläuterung des IBS-Beschichtungsverfahrens und der technischen Anlagenausführung in Kapitel 3 wird die Methode der breitbandigen Transmissionsmessung zur In-situ Schichtdickenkontrolle beschrieben. Das entwickelte Gerät wird als wesentlicher Bestandteil für eine technische Umsetzung neuartiger Beschichtungsvarianten beschrieben.

Während mittels dieses Breitbandmonitors bereits die „rapidprototyping“-Fähigkeit für die Herstellung von Dünnschichtfiltern demonstriert werden konnte, muss die Anwendbarkeit dieses Verfahrens zur kontrollierten Abscheidung von vielen sehr dünnen Schichten mit Dicken von wenigen oder sogar weniger als einem Nanometer erst gezeigt werden. Hierfür

ist eine geeignet adaptierte Prozesskontrolle essentiell. Dies gilt insbesondere, wenn der Beschichtungsprozess zu keinem Zeitpunkt unterbrochen werden soll.

Da es unabdingbar ist, die neuartigen Beschichtungen im Vergleich zu den konventionell hergestellten zu qualifizieren, werden die verwendeten normgerechten Charakterisierungsmethoden für Laseroptiken dargelegt, bevor im folgenden Kapitel 4 das Kodepositionsverfahren zur Herstellung von dielektrischen Mischschichten vorgestellt wird. Hierzu muss zunächst ein geeignetes Mischmodell formuliert werden, mit dem sich die herstellbaren Schichten beschreiben lassen. Nach dem Feststellen der optischen Eigenschaften der Einzelschichten können erste Mischsysteme hergestellt werden.

In Kapitel 5 wird schließlich das Konzept zur Herstellung von Rugate Filtern vorgestellt. Es soll aufgezeigt werden, dass der stabile IBS-Prozess in Verbindung mit der breitbandigen optischen Monitorierung geeignet ist, nahezu beliebige Brechwertprofile mit ausreichender Präzision zu realisieren. Dabei wird anhand von Beschichtungsbeispielen die Entwicklung zu immer feineren Diskretisierungsschritten und dünneren Schichten aufgezeigt. In diesem Zusammenhang wird der Einfluss von Prozessschwankungen untersucht, wobei die Möglichkeit der Monitorierungssimulation als Analysewerkzeug hinzugezogen wird.

Im letzten Kapitel 6 werden diese Rugate Filter mit herkömmlichen Schichtsystemen bezüglich ihrer opto-mechanischen Eigenschaften verglichen. Hierbei kommen die Charakterisierungsverfahren zum Bestimmen der Absorption, Streuung und der laserinduzierten Zerstörschwelle zum Einsatz. Besonders die Ergebnisse des letztgenannten Prüfverfahrens sind von Interesse. Hier soll sich zeigen, ob die hergestellten Rugate Filter tatsächlich eine gesteigerte Leistungsverträglichkeit aufweisen.

2 Mathematische Methoden zur Beschreibung der optischen Wirkung von Gradienten-Schichtsystemen

Im Folgenden wird das physikalische Modell vorgestellt, welches erlaubt, die spektrale Übertragungsfunktion von interferenzfähigen dielektrischen Gradienten-Schichtsystemen zu berechnen. Dabei ist zu unterscheiden, ob ein generelles Verhalten von z.B. periodischen inhomogenen Strukturen diskutiert wird, oder ob eine möglichst exakte Beschreibung der Wirkung eines Gradientensystems während des Wachstumsprozesses erforderlich ist.

Es sollen zunächst die mathematischen Grundlagen zur Darstellung der Reflexion bzw. des Durchgangs des Lichts durch ein inhomogenes Medium betrachtet werden. In diesem Zuge ergeben sich auch die wichtigen Formeln für die Berechnung der spektralen Eigenschaften dünner homogener Schichten. Diese werden durch den in der Dünnschichttechnologie etablierten charakteristischen Matrixformalismus dargestellt. Er gilt bis dato auch als einzig gültiges Verfahren zur Beschreibung des spektralen Übertragungsverhaltens für sich graduell ändernde Schichten, obwohl diese hierzu in viele sehr dünne Schichten unterteilt werden müssen [GEF1941].

Auf den fundamentalen Gleichungen aufbauend wird ein Abschnitt folgen, der erläutert, welche Näherungsformeln sich ergeben, die wiederum die Basis für eine Rückrechnung bzw. Designsynthese sein können. Als Folgerung dieses Ansatzes ermöglicht diese Betrachtung eine analytische Herangehensweise zur Modellierung der spektralen Charakteristik (z.B. [JOH1993], [SOU1993], [BOV1993]). Anhand von Anwendungsbeispielen dieses Fouriertransformationsansatzes werden die Möglichkeiten zur Berechnung des Übertragungsverhaltens und auch der Designsynthese diskutiert. Hierzu wird kurz die verwendete Software vorgestellt.

2.1 Grundlagen zur Berechnung der Reflexion an inhomogenen Schichten

Sei es zur Erklärung der Reflexion von Radiowellen an der Ionosphäre [BREM1949], der Farbgebung der Kolibrifedern [GRE1960] oder der Reflexminderung des sichtbaren Lichts bei Mottenaugen [DUP2002], die Grundlagen zur Beschreibung der Wirkung dieser Art inhomogener Systeme liefert die Maxwellsche Theorie der Propagation von Licht durch Materie. Einen geschichtlichen Überblick der Behandlung inhomogener dielektrischer Schichten gibt Jacobsson 1993 [JAC1993] anlässlich einer Tagung, die komplett dem Thema inhomogene Schichten gewidmet war [SPIE1993].

Die inhomogene Schicht werde als ein Medium behandelt, dessen Brechungsindex nur senkrecht zur Substratebene variere. Die wesentlichen Vorarbeiten zur mathematischen Beschreibung dieses Aspektes sind bereits in der Dissertation Schlicks [SCHL1904] zu

finden, in der er für den inhomogenen Übergang zweier homogener Medien eine Formel für den Reflexionskoeffizienten herleitet. An dessen Ansatz, das Maxwell'sche Differentialgleichungssystem mittels der Methode der „Variation der Konstanten“ in allgemeiner Form zu lösen, knüpft die Arbeit von Kofink und Menzer [KOF1941] an.

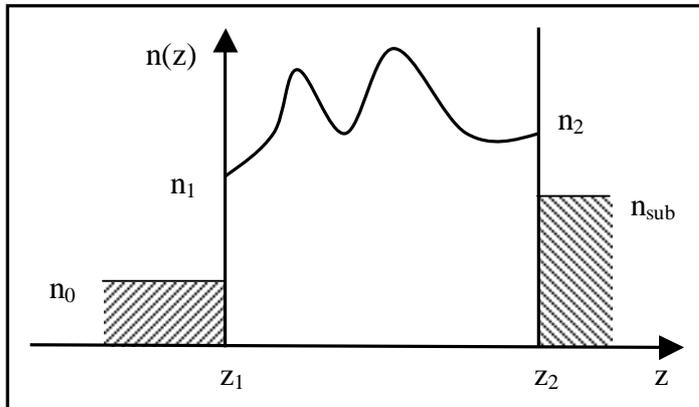


Abbildung 1 Schema eines inhomogenen Brechwertverlaufs.

das inhomogene Medium, das sich von z_1 bis z_2 mit einem Brechungsindexverlauf $n(z)$ erstreckt (Abbildung 1), ergibt sich die Wellengleichung hier zu

$$\frac{d^2 E_y(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2 n^2(z)}{c^2} E_y(z) = 0 \quad \text{bzw.} \quad F''(z) + \frac{\omega^2 n^2(z)}{c^2} F(z) = 0.$$

Dabei seien für die rein dielektrischen, isotropen Medien die magnetische Permeabilität gleich 1, die Dielektrizitätskonstante $\epsilon(z) = n^2(z)$ und mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c die Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot c / \lambda$ gesetzt. λ bezeichne die betrachtete Wellenlänge.

Nach der WKB¹-Näherungsmethode sind die beiden Lösungsansätze demnach:

$$F_+(z) = e^{i \frac{\omega}{c} \int_{z_0}^z f(\tilde{z}) d\tilde{z}} \quad \text{und} \quad F_-(z) = e^{-i \frac{\omega}{c} \int_{z_0}^z f^*(\tilde{z}) d\tilde{z}}$$

(z_0 : beliebiger Ausgangspunkt innerhalb des inhomogenen Mediums)

In die Wellengleichung eingesetzt ergibt sich für die eben eingeführte komplexe Funktion

$$f(z) = p(z) + iq(z) \quad \text{die Differentialgleichung} \quad f^2(z) - n^2(z) - i \frac{c}{\omega} f'(z) = 0.$$

Wird $f(z)$ nach Potenzen der Vakuumwellenlänge $c / \omega = \lambda / 2\pi$ zu $f(z) = \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{c}{\omega}\right)^i f_i(z)$

entwickelt, lassen sich als Lösung dieser Differentialgleichung sukzessive Näherungen angeben:

¹ Die Wentzels-Kramers-Brillouin-Methode ist aus der wellenmechanischen Betrachtung eines Wellenpaketes bei der Überwindung eines Potenzialwalls bekannt.

$$f_0(z) = \pm n(z)$$

$$f_1(z) = \frac{i}{2} \frac{n'(z)}{n(z)}$$

$$f_2(z) = \pm \frac{1}{8n(z)} \left[3 \left(\frac{n'(z)}{n(z)} \right)^2 - 2 \frac{n''(z)}{n(z)} \right]$$

$$f_3(z) = \frac{i}{8n^2(z)} \left[\frac{n'''(z)}{n(z)} - 6 \frac{n'(z)n''(z)}{n^2(z)} + 6 \left(\frac{n'(z)}{n(z)} \right)^3 \right] \quad \dots$$

Das negative Vorzeichen der Summanden von $f_i(z)$ mit geradem Index gibt hierbei die Lösungen für $F_-(z)$ an. Der weitere Lösungsweg sei im Folgenden abkürzend skizziert: Es sind die ebenen elektrischen sowie die magnetischen Wellengleichungen für die homogenen Medien, die das inhomogene Medium umschließen, zu formulieren. Hin- und Rücklaufende Wellen werden schließlich über die Stetigkeitsbedingung der Tangentialkomponenten an den äußeren Grenzflächen miteinander in Beziehung gebracht (s. [KOF1941] oder auch z.B. [MAC1969]).

Es lässt sich mittels dieser Randwertbedingungen die rekursive Lösung obiger Differentialgleichung verwenden, um eine in moderner Form dargestellte 2x2-Transfermatrix M aufzustellen, welche die Feldamplituden des Mediums a ($z < z_1$) mit denen des Mediums b ($z > z_2$) verbindet:

$$\begin{pmatrix} E_a \\ H_a \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E_b \\ H_b \end{pmatrix}$$

und M ergibt sich zu

$$M = \begin{pmatrix} i \frac{c}{\omega} W_{12} & W_1 \\ -\frac{\omega^2}{c^2} W_2 & i \frac{c}{\omega} W_{21} \end{pmatrix} \quad \text{mit:} \quad \begin{aligned} W_1 &= F_+(z_2)F_-(z_1) - F_-(z_2)F_+(z_1) \\ W_{12} &= F_-'(z_2)F_+(z_1) - F_+'(z_2)F_+(z_1) \\ W_{21} &= F_-'(z_1)F_+(z_2) - F_+'(z_1)F_+(z_2) \\ W_2 &= F_-'(z_2)F_+'(z_1) - F_+'(z_2)F_+'(z_1) \end{aligned}$$

Weiterhin folgt aus der Betrachtung des Imaginärteils der Differentialgleichung für $f(z)$ die folgende Beziehung $q(z) = \frac{c}{2\omega} \frac{p'(z)}{p(z)}$, so dass sich der von [GAN1915] gefundene Ansatz

$$F_{\pm}(z) = \frac{1}{\sqrt{p(z)}} e^{\pm i \frac{\omega}{c} \int_{z_0}^z p(z) dz} \quad \text{ergibt. Unter der weiteren Verwendung des WKB-Ansatzes und den}$$

Bezeichnungen $p_{1/2} = p(z_{1/2})$, $q_{1/2} = q(z_{1/2})$ und $\delta = \frac{\omega}{c} \int_{z_1}^{z_2} p(z) dz$ folgt schließlich:

$$M = \frac{1}{\sqrt{p_1 p_2}} \begin{pmatrix} p_2 \cdot \cos \delta - q_2 \cdot \sin \delta & i \cdot \sin \delta \\ i \{ (p_1 q_2 - p_2 q_1) \cos \delta + (p_1 p_2 + q_1 q_2) \sin \delta \} & p_1 \cdot \cos \delta + q_1 \cdot \sin \delta \end{pmatrix} \quad (1)$$

Mittels dieser charakteristischen Matrix lässt sich nun prinzipiell die Reflektivität R eines inhomogenen Mediums bestimmen. Diese ergibt sich aus dem Betragsquadrat des Reflexionskoeffizienten r , welcher sich in der Notation äquivalent zu [MAC1969] wie folgt berechnen lässt:

$$R = |r|^2 = \left| \frac{n_0 B - C}{n_0 B + C} \right|^2, \text{ wobei } B \text{ und } C \text{ gegeben sind durch } \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ n_{sub} \end{pmatrix}.$$

Für ein bestimmtes Brechwertprofil ließe sich die abgeleitete Matrix bis zu einer beliebigen Ordnung auf iterativem Wege berechnen. Eine allgemeingültige Lösung zur Bestimmung der Reflexion lässt sich jedoch nicht aufstellen.

Im Folgenden werden daher Spezialfälle der Näherung von nullter und erster Ordnung angegeben, die aber das Fundament der modellhaften Behandlung dünner dielektrischer Schichten bilden.

2.2 Folgerungen aus der inhomogenen charakteristischen Matrix

Im Falle der nullten Näherungsordnung gilt:

$$f(z) = p_1 = p_2 = n \quad (=konst.),$$

$$q(z) = 0 \quad (\text{wg. } p'(z) = 0)$$

$$\delta = \frac{\omega}{c} \int_{z_1}^{z_2} p(z) dz \Rightarrow \delta = \frac{\omega}{c} n \cdot d, \text{ mit der Schichtdicke } d.$$

Es ergibt sich hieraus die bekannte charakteristische Schichttransfermatrix einer homogenen Schicht, deren Herleitung ohne die Näherung bereits 1949 von Schuster [SCHU1949] dargelegt und sehr ausführlich 1950 von Abelès [ABE1950] abgeleitet wurde:

$$M = \begin{pmatrix} \cos \delta & \frac{i}{n} \cdot \sin \delta \\ i \cdot n \cdot \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Durch die Matrizenmultiplikation der einzelnen Schichtmatrizen:

$$M = \prod_i M_i(n_i, d_i),$$

ist es komfortabel möglich, das spektrale Übertragungsverhalten auch umfangreicher Schichtsysteme zu berechnen. Es wird hierbei pro Schicht die Interferenz von durchlaufenden und reflektierten Wellenanteilen berücksichtigt, weshalb dieser Ansatz unter Beachtung der wenigen idealisierenden Einschränkungen als exakte Methode betrachtet wird [BOR1987].

Insbesondere ist die Aussage auch für sehr dünne Schichten zutreffend, wenn diese ein inhomogenes Medium beschreiben sollen. Die Zulässigkeit dieser Vorgehensweise zeigt Boedke [BOE1907] indem er das oben erwähnte Schlicksche Resultat durch eine Zerlegung der inhomogenen Schicht in sehr dünne Schichten erhält. Auch in der neueren Literatur wird stets die (homogene) Matrixmethode als Referenzrechnung angegeben [SOU1985]. Dies gilt, sofern die Diskretisierungsschritte klein genug sind. D.h. die Teilung in Schichten für die

Beschreibung des inhomogenen Brechwertverlaufs sollte mit Dicken weniger Nanometer wesentlich kleiner sein als die Wellenlänge des Lichts.

Die wesentliche Anwendung dieser Matrizen ist die Implementierung in Dünnschicht-Design-Programmen zur Darstellung der spektralen Charakteristiken und zur Optimierung der Schichtsysteme. Ebenso sind diese Matrizen in den Algorithmen des Breitbandmonitors (s. Kap. 3.3) implementiert.

Aus den Eigenschaften dieser charakteristischen Matrix folgt, dass sich eine symmetrische Anordnung von Schichten als eine einzige Matrix betrachten lässt, die einer mathematisch äquivalenten Darstellung eines Brechwerts und einer Dicke einer einzelnen Schicht entspricht [HER1947]. Diese als „equivalent layer“-Ansatz bekannte Methode erlaubt in angenäherter Form die Verwendung von nicht zugänglichen Brechwerten für die Designerstellung. Von diesem Konzept wird umfangreicher Gebrauch an anderer Stelle gemacht [THE1989], es wird hierauf später in Kapitel 2.6.2 nur kurz eingegangen.

Für den Spezialfall der ersten Näherungsordnung mit der Einschränkung $p'_1 = p'_2 = 0$ ergibt sich mit $p(z_{1|2}) = n_{1|2}$ die charakteristische Matrix für leicht inhomogene Schichten [SCHR1941]:

$$M = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \cos \delta & \frac{i}{\sqrt{n_2 n_1}} \cdot \sin \delta \\ i \cdot \sqrt{n_2 n_1} \cdot \sin \delta & \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} \cos \delta \end{pmatrix} \quad (3)$$

Die Gültigkeit dieser Näherung beschränkt sich also auf den Fall, dass sich die Brechwerte zu Anfang und Ende der Schicht unterscheiden und sich die mäßige Änderung über die Schicht erstreckt. Über den genauen Verlauf dieser Brechwertvariation muss aber keine Aussage getroffen werden. Es werden demnach verschiedene Fresnelsche Reflexionen an den Grenzflächen angenommen, während sonst ein Mittelwert der beiden Brechwerte verwendet wird. Eine praktische Bedeutung kommt dieser Matrix bei dem Abschätzen des Inhomogenitätsgrades einzelner Schichten zu (s.a. [KOP1961]).

2.3 Darstellung mittels der Methode der Fouriertransformation

Für eine weitere Behandlung höherer Näherungsordnungen wurden zudem alternative Lösungsansätze mittels geschachtelter Integrale angegeben, die ebenfalls in einer 2x2-Matrix resultieren [BOV1988]. Auf den Arbeiten von [PEG1961], [DEL1967], [SOS1974] aufbauend wurde so versucht, das direkte Problem mit höherer Genauigkeit zu lösen. Das wesentliche Ergebnis ist dabei jedoch das Aufstellen eines Fouriertransformationsformalismus, der zur Designsynthese verwendet werden kann. Die Entwicklung dieses Ansatzes wird im Folgenden mehr anschaulich als strikt formell abgeleitet.

2.3.1 Entwicklung des Fouriertransformationsansatzes

Die Vektormethode zur Beschreibung der Interferenzeigenschaften dünner Schichten [THE1989] betrachtet die Fresnelschen Reflexionen eines Lichtstrahls an den Grenzflächen unter Berücksichtigung der entsprechenden Phasenfaktoren.

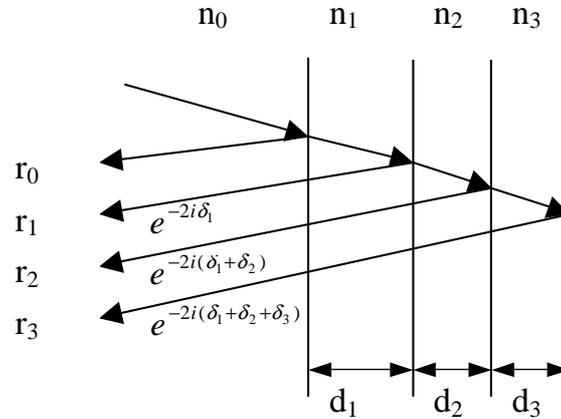


Abbildung 2 Summation der Amplitudenreflexionskoeffizienten mittels der Vektormethode, die bei der Entwicklung des Fouriertransformationsansatzes beitragen.

Hierbei sind die einzelnen Fresnelschen Amplitudenreflexionskoeffizienten, oder kürzer Reflexionskoeffizienten, gegeben durch:

$$r_i = \frac{n_{i-1} - n_i}{n_{i-1} + n_i}$$

und die Phasenanteile, wie auch bereits oben erwähnt, durch:

$$\delta_i = \frac{\omega}{c} n_i \cdot d_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_i \cdot d_i.$$

Zur Vereinfachung der Formeln sei wiederum der senkrechte Lichteinfall betrachtet. Wie aus Abbildung 2 hervorgeht, kann unter Vernachlässigung interner Reflexionen der gesamte Reflexionskoeffizient r_g als Summe der reflektierten Teilstrahlen betrachtet werden, wobei der zweifach zurückgelegten Weg innerhalb der Schicht durch den Faktor 2 berücksichtigt wird:

$$r_g = r_0 + r_1 e^{-2i\delta_1} + r_2 e^{-2i(\delta_1+\delta_2)} + \dots = \sum_j r_j e^{-2i\frac{\omega}{c} \sum_{l=0}^j n_l d_l}.$$

Werden nun die Schichten als sehr dünn und wieder senkrecht zur z-Richtung ausgedehnt angenommen, lässt sich ein differentieller Reflexionskoeffizient anschreiben [BOI1987]:

$$dr = \frac{n(z) - n(z + \Delta z)}{n(z) + n(z + \Delta z)} = \frac{n(z) - [n(z) + dn(z)]}{n(z) + [n(z) + dn(z)]} \approx -\frac{dn(z)}{2n(z)}$$

Wird nun die optische Dicke $\gamma(z) = 2 \int_0^z n(z) dz$ substituiert und die Identität $\frac{d\gamma(z)}{dz} = 2n(z)$

sowie $\frac{1}{2n(z)} \frac{dn(z)}{dz} dz = \frac{1}{2n(\gamma)} \frac{dn(\gamma)}{d\gamma} d\gamma$ verwendet, können die obigen Summen in Integrale

überführt werden. Es ist dann der differentielle Reflexionskoeffizient einzusetzen, so dass folgt:

$$r_g = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n'(z)}{2n(z)} e^{-2i \frac{\omega}{c} \int_0^z n(\bar{z}) d\bar{z}} dz = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n'(\gamma)}{2n(\gamma)} e^{-i \frac{\omega}{c} \gamma} d\gamma.$$

Daraus ergibt sich, dass der Gesamreflexionskoeffizient dieser Näherung als komplexe Funktion der Frequenz ω behandelt werden kann. In der einschlägigen Literatur wird diese Funktion auch als Q-Funktion bezeichnet, so dass: $r_g(\omega) = Q(\omega) \exp[i\varphi(\omega)]$.

Mit $\frac{n'(\gamma)}{n(\gamma)} = \frac{d(\ln[n(\gamma)/n_{const}])}{d\gamma}$ und partieller Integration folgt nun, dass sich die Funktion Q als Fouriertransformierte formulieren lässt (n_{const} : Integrationskonstante):

$$Q(\omega) e^{i\varphi(\omega)} = - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d}{d\gamma} \left(\ln \left(\frac{n(\gamma)}{n_{const}} \right) \right) e^{-i \frac{\omega}{c} \gamma} d\gamma \quad \xrightarrow{FT} \quad \ln \left(\frac{n(\gamma)}{n_{const}} \right) = \frac{i \cdot c}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q(\omega)}{\omega} e^{i \left(\varphi(\omega) - \frac{\omega}{c} \gamma \right)} d\omega \quad (4)$$

Es lässt sich also mittels dieses Ansatzes über die Rücktransformation einer komplexen Funktion Q der optischen Frequenzen, die im Wesentlichen durch den Reflexionskoeffizienten des dielektrischen Systems gegeben ist, ein zugehöriges (logarithmiertes) Brechwertprofil $n(z)$ gewinnen.

Damit n real bleibt, muss $Q(\omega)$ eine gerade Funktion sein, so dass sich der Ausdruck für das Brechwertprofil weiter vereinfacht zu [FAB1992]:

$$n(\gamma) = n_{const} \exp \left(\frac{2 \cdot c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{Q(\omega)}{\omega} \sin \left(\varphi(\omega) - \frac{\omega}{c} \gamma \right) d\omega \right) \quad (5)$$

Diese Beziehung eröffnet prinzipiell die überaus wertvolle Möglichkeit der direkten Designsynthese aus einem geforderten spektralen Reflexions- bzw. Transmissionsverlauf. Die Umsetzung kann in diesem Fall auch über die direkte numerische Integration erfolgen.

Wie eingangs jedoch erwähnt, werden die internen Reflexionen vernachlässigt. Eine rigorose Behandlung unter deren Berücksichtigung führt für den Gesamreflexionskoeffizienten zu einer Darstellung mittels geschachtelter Integrale [SOS1968]. Da aber auch dieser Ansatz, ähnlich wie in dem Abschnitt zuvor, lediglich zu Näherungen führt, sei hierauf nicht weiter eingegangen. Es sei aber erwähnt, dass es verschiedene Vorschläge gibt, dieses Weglassen der internen Reflexionen durch eine Adaption der Q-Funktion zu kompensieren. Einige seien hier aufgelistet, wobei die Indizes nur willkürlich zur Namensvergabe gewählt wurden. Es ist zu beachten, dass für den vernachlässigten Fall der Absorption, $T = 1 - R$ gilt. Als Frequenz-

einheit wird oft die Wellenzahl $\sigma = 1/\lambda = \omega/(2\pi \cdot c)$ angegeben und R ergibt sich als das Betragsquadrat des komplexen Reflexionskoeffizienten:

$$|Q_1| = \sqrt{1 - T(\sigma)} = |r(\sigma)| \quad (\text{s.a. [WIL1992]})$$

$$|Q_2| = \sqrt{-\ln(T(\sigma))} \quad [\text{BOV1988b}]$$

$$|Q_3| = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{T(\sigma)} - T(\sigma) \right)} \quad [\text{DOB1978}]$$

$$|Q_4| = \sqrt{\frac{1}{T(\sigma)} - 1} = |r(\sigma)/t(\sigma)| \quad [\text{SOS1974a}]$$

$$|Q_5| = \ln \left(h + \sqrt{h^2 - 1} \right) \quad [\text{VER1989}]$$

$$h = 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{T(\sigma)} - T(\sigma) \right)$$

Die erste Q-Funktion entstammt dem hier abgeleiteten Verfahren und ergibt sich streng genommen aus den Forderungen, dass die Änderungen des Brechwertverlaufs klein sind und dass insgesamt die Reflexionen klein bleiben. Dieses zeigt auch der Vergleich berechneter Transmissionskurven der verschiedenen Q-Funktionen mit der Matrixmethode.

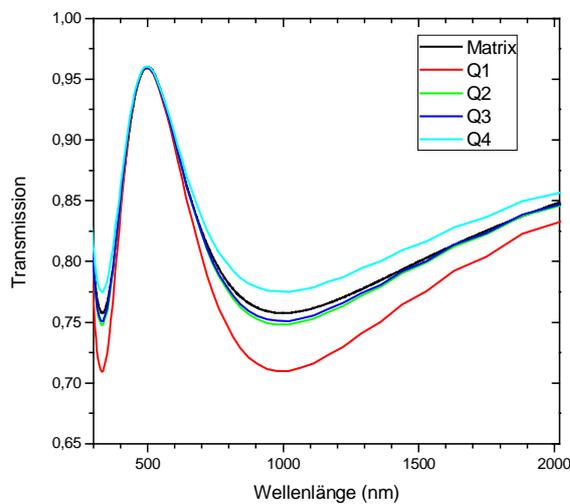


Abbildung 3 Vergleich der verschiedenen Q-Funktionen mit der Matrixmethode:

Einzelschicht ($n=2.1$, $n_{\text{Substrat}}=1.5$, $n_0=1$)

In Abbildung 3 wurden die verschiedenen Fouriertransformierten auf das Rechteckprofil einer Einzelschicht (1QWOT@1000nm) angewendet. Während alle Q-Funktionen gute Übereinstimmungen bei hohen Transmissionswerten zeigen, variieren die Abweichungen von der als exakt betrachteten Transmissionskurve bei höherer Reflexion bereits erheblich. Bei dem 5-Schichtsystem in Abbildung 4 ist dieser Unterschied noch auffälliger. Die Funktion Q_1 führt sogar zu unrealistischen negativen Werten für die Transmission, indem bei hohen Reflexionswerten der Wert eins überschritten wird. Die Spektren der Funktion Q_3 passen für die

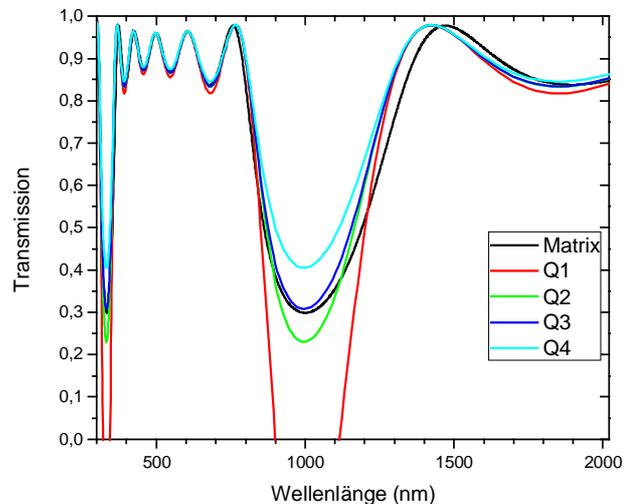


Abbildung 4 Vergleich der verschiedenen Q-Funktionen mit der Matrixmethode:

$(\text{HL})^2\text{H}$ -System ($n_{\text{H}}=2.1$, $n_{\text{L}}=1.5$)

beiden hier gezeigten Fälle am besten. Je nach Komplexität des Brechwertprofils muss dies aber nicht der Fall sein, da es keine universelle Lösung gibt. Die oben genannte Funktion Q_5 wurde bei den Beispielrechnungen nicht verwendet. Sie soll aufzeigen, dass es für bestimmte Problemstellungen weitere Ableitungen für Q-Funktionen gibt, die auch z.B. aus Kombinationen bestehen können (s.a. [DRU1993]).

An dem sich gerade bildenden Reflexionstopf in Abbildung 4 ist zu erkennen, dass dieser bei den Fourier-Approximationen schmaler wird als mit der Matrixmethode berechnet. Um diese weitere Folge der Näherung zu kompensieren, besteht die zusätzliche Möglichkeit des Einfügens einer Störung bei der Wellenlängenskalierung [BOV1990]. Hierauf soll jedoch im Rahmen dieser Modellrechnung nicht weiter eingegangen werden.

Die Berechnung eines Brechwertprofils aus der inversen Fouriertransformierten stellt sich schwieriger dar.

Limitierungen ergeben sich aus der Unkenntnis des spektralen Verlaufs außerhalb des interessierenden Frequenzbereichs, der aber dennoch zum transformierten Brechwert-Profil beiträgt. Es ist also erforderlich Abschätzungen einzuführen, damit sich eine endliche Gesamtdicke ergibt. Insbesondere ist bei der Implementierung eine Fensterung zur Reduktion von künstlichen Oszillationen, wie sie bei der Hintransformation auf das Brechwertprofil außerhalb der eigentlichen Struktur angewendet werden kann, schwer umsetzbar.

Ein weiteres Problem für eine mögliche Rückrechnung ist die Unbestimmtheit der Phase der Q-Funktion. D.h. $\varphi(\omega)$ ist frei wählbar, so dass es, um aus einem Reflexionsspektrum ein Brechwertprofil zu synthetisieren, unendlich viele Möglichkeiten gibt [VER1993].

Für den Fall, dass aber gerade die Phase von entscheidender Bedeutung ist, lässt sich diese Methode als Ansatz zur Synthese von phasenangepassten Spiegeln („chirped mirrors“) verwenden [SZI1997]. Hierauf wird in Abschnitt 2.5 exemplarisch eingegangen.

Schließlich ist es mittels dieses Ansatzes ebenfalls nicht ohne weiteres möglich, die Dispersion der verwendeten Materialien zu berücksichtigen. Hierzu gibt es aber Ansätze, eine verbesserte Lösung auf iterativem Wege zu finden [POI2001]. Möglichkeiten, auch für absorptive Materialien die spektralen Eigenschaften mittels der Fouriersynthese zu berechnen, wurden ebenfalls vorgeschlagen [VIL1995].

2.3.2 Folgerungen aus dem Fouriertransformationsformalismus

Trotz der starken Einschränkungen des Gültigkeitsbereichs des Fouriertransformationsansatzes gibt es für dessen Einsatz eine Reihe von Vorteilen und Anwendungen. Auf dessen Potenzial weisen auch die zahlreichen Publikationen der letzten Jahrzehnte hin.

- Auch wenn eine Rücktransformation aus der spektralen Charakteristik nur eine approximative Bestimmung des Brechwertprofils zulässt, kann auf diesem Wege bereits ein Startdesign für eine verfeinerte Optimierung gewonnen werden. Der Vorteil

liegt in der Einbeziehung der gesamten Struktur beim Designprozess. Als Folgeschritt können einzelne Schichten oder Schichtblöcke in der Dicke oder im Brechwert variiert werden. In einem anschließenden Schritt kann dann sowohl die Dispersion als auch die Absorption berücksichtigt werden.

- Es ist somit eine grundsätzlich andere Vorgehensweise bei der Ermittlung eines geeigneten Designs möglich. Nach wie vor ist es üblich, eine Schichtfolge als Startdesign aus der „Erfahrung“ heraus aufzustellen, so dass beispielsweise bereits hinreichend viele Schichten vorhanden sind. Durch geeignete Wahl der Schichtdicken in Bezug auf eine Zentralwellenlänge und die Auswahl nur weniger Schichten wird versucht, die freien Parameter bei einer Optimierung stark einzuschränken. Im Wesentlichen wird jedoch eine Variation der Dicken der einzelnen Schichten ausgeführt, wobei die Matrixmethode gemäß Gleichung (2) bei der Minimierung der Abweichungsfunktion zur Zielkurve verwendet wird (s. Kap. 3.3.1). In den letzten Jahren hat sich allerdings ein alternatives Verfahren zur Designsynthese durchgesetzt, das mittels des sogenannten „Needle“-Algorithmus in der Lage ist, flexibel Schichtfolgen mit der erforderlichen Anzahl und Gesamtdicke zu generieren [TIK1996]. In kommerziellen Softwarepaketen ist bemerkenswerter Weise neben diesem Verfahren meist ebenfalls eine Näherungsmethode der Rücktransformation implementiert [OPT2007]).
- Die mathematischen Methoden und Rechenvorschriften der Fouriertransformation sind auf das Zielspektrum anwendbar. Dies bedeutet beispielsweise:
 - Soll eine Reflexion nur an einer bestimmten Stelle im Frequenzraum, d.h. bei einer definierten Wellenlänge stattfinden, so muss das fouriertransformierte Brechwertprofil aus einer periodischen Struktur mit einer einzigen Modulationsfrequenz bestehen.
 - Mehrere Reflexionsbänder können durch Superposition oder durch Aneinanderreihung der entsprechenden Modulationsfrequenzen entwickelt werden. Insbesondere können auch breite Reflexionsbereiche durch eine kontinuierliche Frequenzänderung der Modulation erzeugt werden.
 - Gemäß dem Sampling-Theorem ist das Frequenzraster zur Berechnung durch die Komplexität der spektralen Änderungen vorgegeben [TIK1993].
 - Um „glatte“² Reflexions- bzw. Transmissionsbereiche im Spektrum zu erhalten kann eine Fensterung der Brechwertmodulation angewendet werden. Dies entspricht einem sogenannten „Indexmatching“, das einen graduellen, bzw. sachten (adiabatischen) Übergang von der Schichtstruktur zum Substrat- bzw. Umgebungsmedienbrechwert darstellt [ABU1993]. Das Aufkommen von Nebenbanden im Spektrum kann auf diese Weise verhindert werden.

² Eine konstante hohe Transmission eines Filters ist für einige Anwendungen interessant, sie ist aber auch ein Maß für die Kontrolle des Herstellungsprozesses.

- Obwohl eine wirklich direkte analytische Designfindung mittels des Fouriertransformationverfahrens nicht möglich ist, können die oben erwähnten Mechanismen dennoch vorteilhaft auf das Brechwertprofil angewendet werden. Mittels weniger Parameter, die für eine Optimierung verwendet werden können, kann so ein spezifiziertes Sollspektrum iterativ ermittelt werden. Diese Parameter wurden in die bestehende Design-Software SPEKTRUM ([DIE2008]) implementiert und sind hier wie folgt definiert:
 - Anwenden von einer oder mehreren sinusartigen Modulationen auf das Brechwertprofil mit jeweils individuell einstellbarer Frequenz, Periodizität, Phase und Amplitude.
 - Modulation der Frequenz selbst sowie der Überlagerung des reinen Sinus mit höheren Potenzen.
 - Anwenden einer Apodisation, d.h. einer Fensterung bzw. Überlagerung mit einer Einhüllenden, um den zu variierenden Frequenzbereich einzuschränken.

Für dieses Verfahren wird das Brechwertprofil in viele – einige hundert bis mehrere tausend(!)- Schichten geteilt, damit sich kleine Brechwertstufen ergeben. Durch die Verwendung der exakten Gleichung (2) werden dabei die real vorliegenden spektralen Eigenschaften berechnet. Es handelt sich dann keineswegs um eine Näherungsmethode. Eine Voraussetzung ist allerdings die Kenntnis der Dispersionsdaten sämtlicher verwendeter Materialien – ein Brechungsindexprofil gilt zunächst nur für die eine spezifizierte Wellenlänge. Ähnlich verhält sich dieser Sachverhalt bezüglich der Absorption, die ebenfalls materialspezifisch ist. Unter der Verwendung von Materialmischungen ist es also erforderlich, ein geeignetes Mischmodell zu berücksichtigen. Aber auch dieses ist in der Software implementierbar, und es wird in Kapitel 2.6 darauf eingegangen.

Anhand einiger Beispielrechnungen sollen nun die genannten Folgerungen aus dem Fouriersatz erläutert werden. Diese Methode der direkten Berechnung der spektralen Charakteristik aus einem funktional beschriebenen Brechwertprofil wird im Folgenden als semi-analytisches Verfahren bezeichnet.

2.4 Beispielrechnungen für den Spezialfall sinusartiger Modulation

2.4.1 Rein periodische Sinusstruktur

Der in den 80er Jahren geprägt Begriff des Rugate Filters bezieht sich in seiner ursprünglichen Form auf eine periodische Struktur mit sinusartig moduliertem Brechwertverlauf entlang der Lichtausbreitung. Im diskreten Fall eines klassischen $(HL)^n$ -Systems mit n Schichtpaaren ergibt sich durch die abwechselnden hoch- und niedrigbrechenden Schichten mit der optischen Schichtdicke eines Viertels einer Zentralwellenlänge (QWOT) an dieser

spezifizierten spektralen Position ein Reflexionsbereich. Ähnlich entwickelt sich bei einem kontinuierlich modulierten Brechwertprofil ein Reflexionsband entsprechend der zentralen Modulationsfrequenz in Abhängigkeit der Anzahl N und Länge der Perioden. Dabei wird auch in jüngeren Publikationen ([ABU1993], [BAR2004], [LEE2006]) ein solches Brechwertprofil mit den folgenden Parametern definiert:

$$n(z) = n_a + \frac{n_p}{2} \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} z + \theta\right),$$

n_a : mittlerer Brechwert, $n_a = (n_H + n_L)/2$, mit n_H und n_L den Maximal- und Minimalbrechwerten innerhalb der Periode

n_p : Amplitude der Brechwertmodulation ($n_p = (n_H - n_L)/2$)

λ_0 : Zentralwellenlänge

θ : Phasenverschiebung bezogen auf das Substrat

z : Optische Dicke $z(t) = \int_0^t n(\bar{t}) d\bar{t}$, mit t als physikalische Dicke ab dem Substrat.

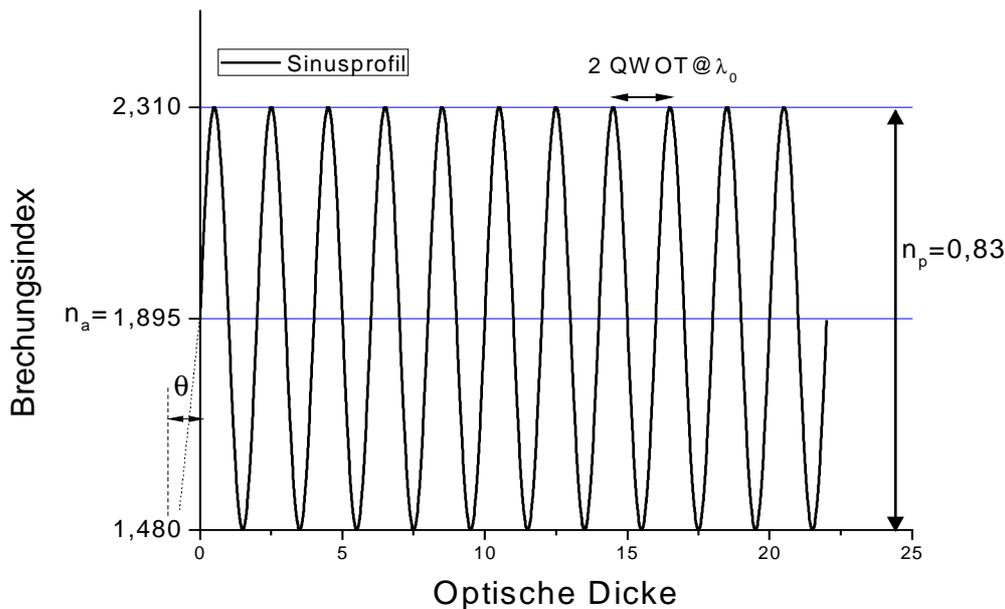


Abbildung 5 Sinusartiges Brechwertprofil mit 11 Perioden unter Angabe der Kontrollparameter: n_p , n_a , θ .

Die optische Wirkung einer wie in Abbildung 5 abgebildeten sinusartigen Struktur ist anhand des Reflexionsspektrums in Abbildung 6 für verschiedene Verschiebungen der Eingangsphase θ gezeigt. Dabei wird, wie auch bei den weiteren Beispielen dieses Abschnitts, die Rückseitenreflexion des Substrates ($n_{\text{sub}}=1.5$) sowie zunächst auch Dispersion und Absorption vernachlässigt. Das Umgebungsmedium sei Luft mit $n_0=1$. Die Spektren sind mit der Matrixmethode berechnet, nachdem das Profil diskretisiert wurde. Die Rechnungen sind daher in dem Sinne als exakt zu betrachten, dass das optische Übertragungsverhalten korrekt

wiedergegeben wird. Wie unten gezeigt, gibt es allerdings eine Abhängigkeit von der Feinheit der Diskretisierungsschritte.

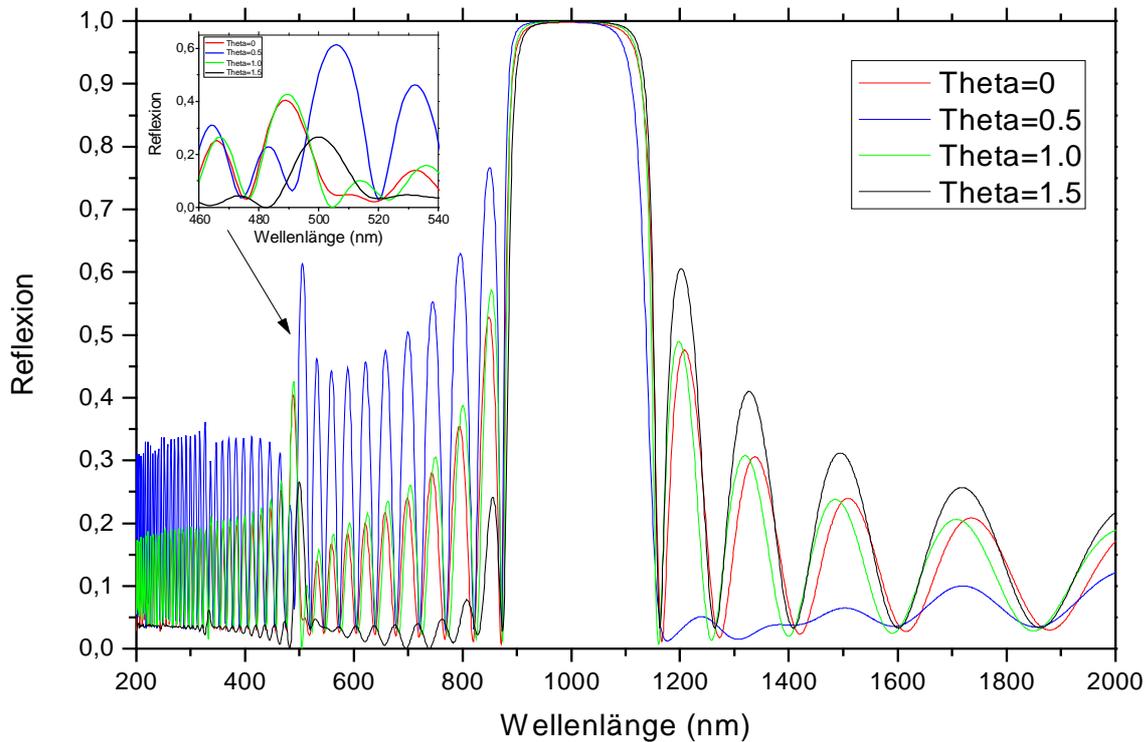


Abbildung 6 Berechnete Reflexion des Sinusprofils für verschiedene Eingangs-Phasen von θ (in Vielfachen von π)

Allein die Änderung der Phase hat starke Auswirkungen auf das spektrale Verhalten. Bereits hieraus lassen sich die Basiskomponenten zum Design von Lang ($\theta=0.5$)- und Kurzpassfiltern ($\theta=1.5$) erkennen [BAU1996]. Bemerkenswert ist bereits, dass höhere Harmonische unterdrückt werden. Wie das weitere Beispiel unten zeigt, bilden sich bei den diskreten HL-Schichtfolgen an ungeraden Vielfachen der Zentralfrequenz ebenfalls Reflexionstöpfe, da die konstruktive Interferenzbedingung auch für diese Wellenlängen erfüllt ist. Exakt für die doppelte Frequenz bzw. halbe Wellenlänge besteht ein reines QWOT-System aus optisch unwirksamen $\lambda/2$ -Schichten, so dass die bloße Substrattransmission erhalten bleibt³. Die Vergrößerung in Abbildung 6b) weist aber auf die Ausbildung der zweiten Harmonischen hin, die sich in diesem Beispiel der rein sinusartigen Modulation auch nicht gänzlich entfernen lässt und einige 10% beträgt. Ausgehend von der Anschauung sollte eine Sinusperiodizität im Brechwertprofil nur ein einziges Frequenzband im Fourierraum darstellen. Dabei ist aber zu beachten, dass dies, wie an obiger Herleitung zu erkennen ist (Gleichung 4), für das logarithmierte Brechwertprofil gilt. Es ist also eine Korrektur des Brechwertprofils erforderlich [CAR1987]:

³ Diese zweite Ordnung zeigt sich bei einem hergestellten H/L-Filter prozessbedingt in mehr oder weniger starker Ausprägung meist dennoch als Folge der Abweichung von der idealen $\lambda/4$ Bedingung.

$$n(z) = \exp\left(n'_a + \frac{n'_p}{2} \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} z + \theta\right)\right),$$

wobei sich nun für n_a und n_p ebenfalls korrigierte Werte ergeben:

$$n'_a: \text{mittlerer Brechwert, } n'_a = \frac{\ln(n_H n_L)}{2},$$

$$n'_p: \text{Amplitude der Brechwertmodulation } (n'_p = \ln(n_L / n_H) / 2)$$

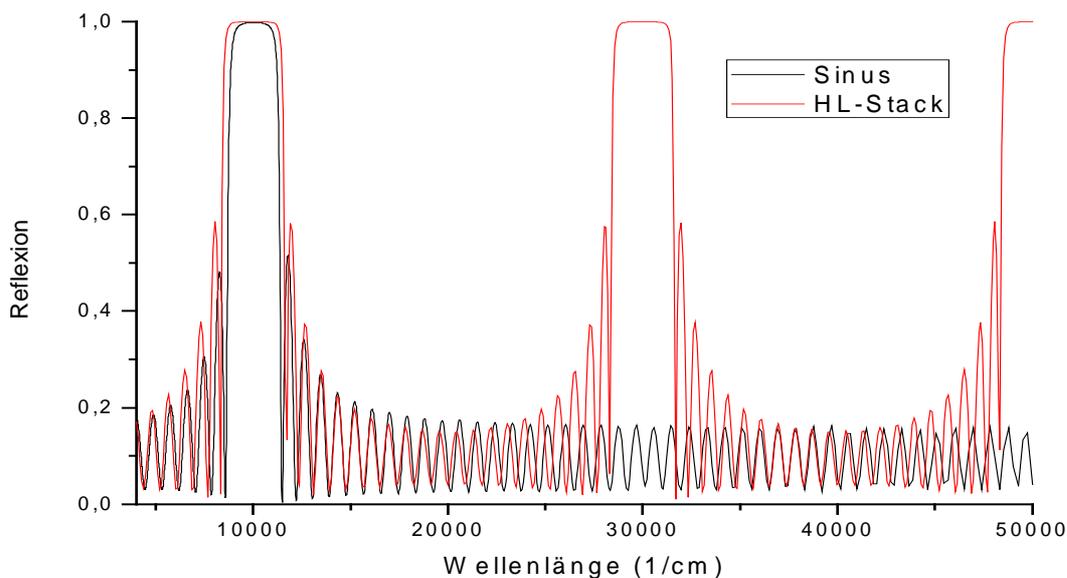


Abbildung 7 Vergleich eines Rugate-Designs mit einem konventionellen HL-Spiegel auf der Frequenzskala. Sämtliche Harmonische werden unterdrückt.

Die obige Annahme bestätigt sich und das Reflexionsspektrum weist nun tatsächlich keine auffälligen Reflexionsbänder an Mehrfachen der Eingangsfrequenz auf. Dies veranschaulicht deutlich der Vergleich in Abbildung 7 mit dem alternierenden QWOT-Stapel bestehend aus 2 Materialien, wenn das Spektrum über die Frequenz, bzw. reziproke Wellenlänge aufgetragen wird. Für bestimmte Anwendungen wird eine hohe breitbandige Transmission spezifiziert. Das Ausbilden der höheren Harmonischen fällt dann unter Umständen erst auf, wenn diese Zielstellung verletzt wird. Abbildung 8 zeigt die Empfindlichkeit des obigen Tiefpassdesigns auf die Anzahl (oder nicht optimalen Wahl) der Diskretisierungsschritte. Erst wenn das Sinusprofil hinreichend exakt durch die einzelnen dünnen Schichten dargestellt wird, finden keine parasitären Resonanzen innerhalb der Struktur statt und auch die dritte Harmonische verschwindet [BAU1986]. Im ersten Fall wurden 10 Materialien verwendet, wodurch das 11 Perioden-Profil mit Schichtdicken zwischen 8 und 30nm beschrieben wurde; im zweiten Fall ergaben 40 Materialien ein Design mit Schichtdicken um 3-5nm (s. Insert Abbildung 8).

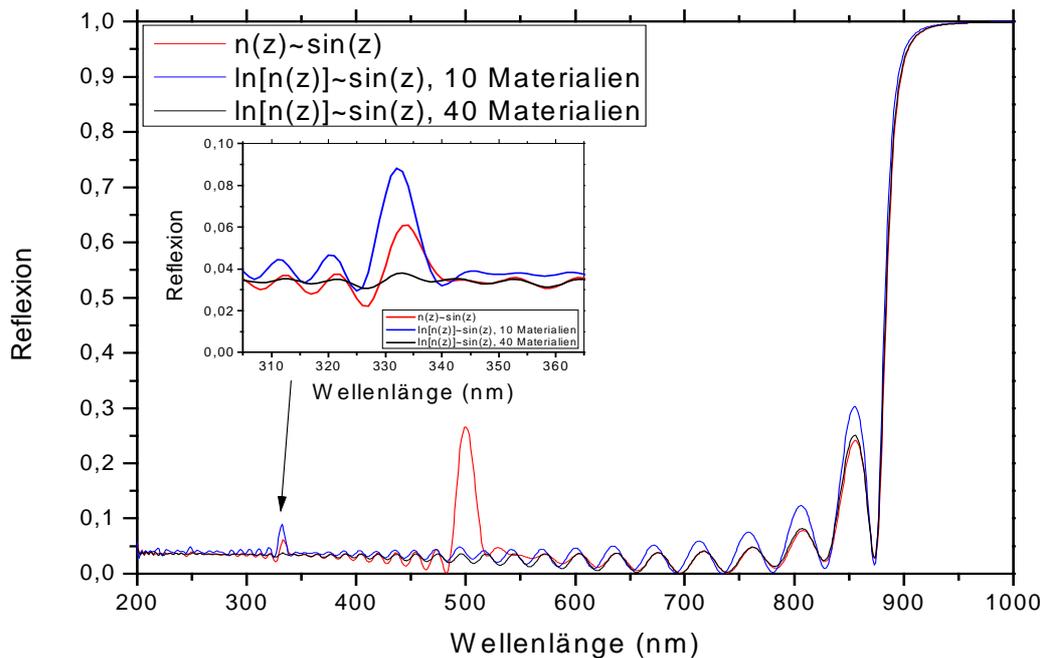


Abbildung 8 Vergleich des reinen Sinusprofils mit dem $\ln(n)$ -Profil. Die Anzahl der Diskretisierungsschritte ist entscheidend, um bereits rechnerisch die Entstehung sämtlicher Harmonischer zu verhindern.

Es lässt sich daraus schließen, dass es für die Herstellung derartiger Filter wichtig ist, Schichtdicken in der letztgenannten Größenordnung kontrollieren zu können (s.a. [BOV1993]).

Für die obigen Beispielrechnungen wurde ein großer Brechwertkontrast entsprechend einer $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -Kombination verwendet. Wie bei dem Vergleich der Q-Funktionen gezeigt, versagt die Fouriertransformationsmethode zur Berechnung der spektralen Eigenschaften bei starken Brechwertgradienten, die große interne Amplitudenreflexionskoeffizienten hervorrufen. Wird die Amplitude der Brechwertmodulation n_p allerdings klein gewählt, wirkt sich der Näherungscharakter nicht mehr so drastisch aus. Für diesen Spezialfall der sinusartigen Modulation mit kleiner Amplitude konnte ein Ansatz über die „Coupled Wave Theorie“ gefunden werden, der eine gute Übereinstimmung mit der Matrixmethode liefert [SOU1988]. Es lassen sich mit dieser analytischen Berechnungsmethode nützliche Faustregeln für das spektrale Verhalten speziell für Schmalbandfilter in Abhängigkeit der Brechwert-Profil-Parameter aufstellen. Diese können im Vergleich mit den späteren Beispielen verifiziert werden:

$$\text{Winkelverschiebung: } \frac{\Delta\lambda_\theta}{\lambda} = \frac{\sin^2 \theta_0}{2n_a^2} \quad (\theta_0: \text{Einfallswinkel})$$

$$\text{Bandbreite Reflexionstopf: } \frac{\Delta\lambda_{bw}}{\lambda} = \frac{n_p}{2n_a}$$

Optische Dichte:
$$OD = -\log_{10}(1 - R) = 0,6822 \frac{n_p}{n_a} N - \log_{10} \left(\frac{4n_0}{n_{sub}} \right)$$

N ist hier wieder die Anzahl der Perioden und n_0 und n_{sub} bezeichnen den Umgebungs- und Substratbrechwert (s.a. [SOU2007]).

Allgemein interessant für weitere Design-Überlegungen ist die hier angedeutete Möglichkeit der Beeinflussung des Winkelverhaltens von Rugate Filtern. Besteht nämlich die Freiheit die Brechwerte der Amplitudenmodulation in ihrer Höhe einzustellen, kann die Auswahl des mittleren Brechwertes zur Erstellung winkeltoleranterer Designs gezielt genutzt werden.

2.4.2 Anwenden der Fensterung

In der Signaltheorie wird das Aufkommen von Nebenextrema als Ursache eines abgeschnittenen Signalzuges auch als „Gibbs-Phänomen“ bezeichnet [ERS2007]. Analog ergeben sich die Nebenbanden als Folge der endlichen Ausdehnung des n -Profils d.h. der begrenzten Gesamtschichtdicke des Filters. Die Fensterung oder Apodisation der Modulation bezeichnet die Überlagerung mit einer Einhüllfunktion und erlaubt die Reduktion dieser Randeffekte [JOH1993]. Zur Vermeidung dieser Unstetigkeiten können verschiedene Fensterfunktionen definiert werden. Es wird aber im Folgenden lediglich das Gauß'sche Fenster gemäß

$$w_G(z) = \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{z - z_{tot}/2}{\alpha} \right]^2\right)$$

(α entspricht einer einstellbaren Halbwertsbreite)

und das einfache Kosinus- bzw. Hanning-Fenster

$$w_K(z) = 0.5 \left[1 - \cos\left(\pi \left(\frac{z}{z_{tot}/2} \right)\right) \right]$$

Verwendung finden. Hier wurde die Gesamtschichtdicke mit z_{tot} bezeichnet. Andere Fensterfunktionen mögen für individuelle Fälle besser geeignet sein, zeigen aber keinen grundsätzlichen Unterschied in ihrer Wirkung. Im Wesentlichen entspricht die Anwendung der Apodisation einer Brechungsindexanpassung an den Brechwert der umgebenden Medien („indexmatching“).

Die Abbildung 9 zeigt die Wirkung auf die spektrale Charakteristik, wenn die beiden genannten Funktionen als so genannte Halb-Apodisation auf das oben erwähnte 11 Perioden-Sinus-Profil angewendet werden. Eine Apodisationsfunktion stellt somit eine Einhüllende für das Brechwertprofil dar. Gemäß dem Faltungssatz wirkt sich die Anwendung des Faltungsproduktes auf die spektrale Charakteristik als Produkt aus, wodurch sich eine Reduktion der Nebenbanden erzielen lässt. Für eine deutliche Auslöschung der Nebenbanden zu beiden Seiten des Reflexionstopfes ist es entscheidend, dass substratseitig eine gute Annäherung und Übereinstimmung mit dem Substratbrechwert erzielt wird. Zu bemerken ist, dass in der Literatur oft Spektren gezeigt werden, die für den Fall berechnet wurden, dass der Brechwert

2. Mathematische Methoden

des Umgebungsmediums dem des Substrates entspricht und daher sehr geringe Reflexionswerte außerhalb des Bandes erzielt werden. Dieses wäre bei dem hier gebrachten Beispiel ebenfalls der Fall.

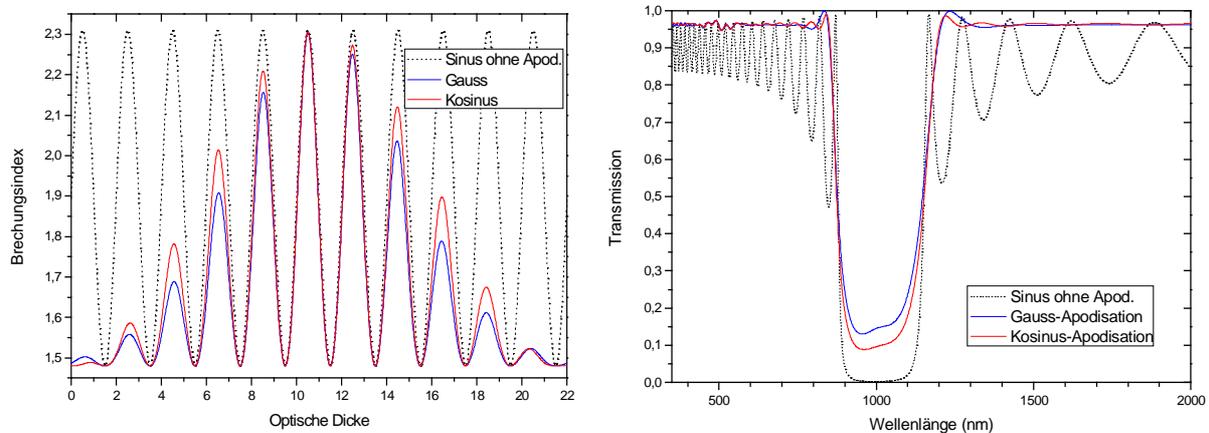


Abbildung 9 a (links) Anwendung verschiedener Fensterfunktionen auf ein sinusartiges Brechwertprofil. **b (rechts)** Deren Wirkung auf die Transmission.

Auffällig bei dem Vergleich der Transmission in Abbildung 9 (rechts) ist die verringerte Tiefe bzw. Reflexion innerhalb des Bandes. Damit also eine vergleichbare Reflektivität wie bei der nicht apodisierten Struktur entsteht, muss das System deutlich dicker werden. Dem kann dadurch entgegen gewirkt werden, dass sich die Apodisation nicht über das gesamte Profil erstreckt sondern nur auf die Randbereiche zu Anfang und Ende des Schichtsystems. Insbesondere kann die Apodisation auch von niederen zu höheren Brechwerten angewendet werden. Und die Grade der ober- und dieser unterseitigen Hüllenfunktionen können unterschiedlich von einander variiert werden. Es steht somit ein Satz von einigen wenigen Variationsparametern zur Verfügung, die sich stark auf das sich ergebende Spektrum auswirken (Abbildung 10).

Die Reduktion der Fresnelschen Reflexionsverluste an den äußeren Grenzflächen kann durch das Anwenden einer „quintischen“ Funktion noch weiter verfeinert werden [SOU1989]. Dabei bezeichnet diese Funktion ein Polynom fünfter Ordnung, dessen sämtliche Ableitungen an zwei definierten Positionen, die einen Bereich umschließen, verschwinden. Die individuellen Überlagerungsfunktionen für den Anfangsbereich mit Breite z_{qA} und den Endbereich des Brechwertprofils mit Breite z_{qE} lassen sich wie folgt in normierter Form definieren:

$$w_{qA}(z) = 10 \frac{z}{z_{qA}} - 15 \cdot \left(\frac{z}{z_{qA}} \right)^4 + 6 \cdot \left(\frac{z}{z_{qA}} \right)^5 \quad \text{und}$$

$$w_{qE}(z) = 10 \frac{z - z_{tot}}{z_{qE} - z_{tot}} - 15 \cdot \left(\frac{z - z_{tot}}{z_{qE} - z_{tot}} \right)^4 + 6 \cdot \left(\frac{z - z_{tot}}{z_{qE} - z_{tot}} \right)^5$$

Abbildung 10 demonstriert die Anwendung eines zusätzlichen quintischen An- und Abstiegs des Brechwert-Profiles (karierte Bereiche der Randzonen) und der verschiedenen Apodisationsfunktionen auf Zonen des periodischen Brechwertprofils (unterschiedlich schraffiert). Es lässt sich beispielsweise auf diese Weise eine Antireflexwirkung in direkter Nähe des Bandes erzielen.

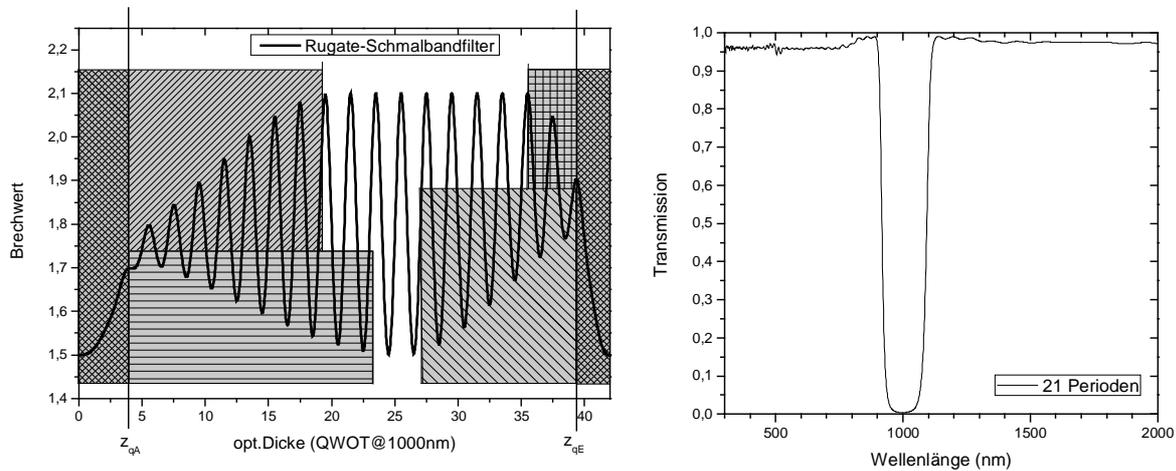


Abbildung 10 a (links): Anwendung der „quintischen,, (feinkariert) und der geteilten Kosinus-Fensterung auf den Anfangs- und Endbereich eines Brechwertprofils. Die jeweils schraffierten Blöcke deuten die Beeinflussungszonen der Designparameter zum Erstellen des Schmalbandfilters an. **b (rechts)** Transmissionsspektrum des Schmalbandfilters als Ergebnis des modellierten Brechwertprofils. (Berechnung ohne Rückseitenreflexion aber mit Umgebungsmedium Luft).

Wie später bei der Darstellung der Anwendungsbeispiele gezeigt wird, lässt sich das Konzept der Fensterung auch auf komplexere Brechwertstrukturen wie Mehrfachschmalbandfilter übertragen. Bemerkenswert ist hierbei, dass die Übertragungseigenschaften der Spektralbereiche außerhalb des Bandes dem Transmissionsgrad der unbeschichteten Substratoberfläche ($n_{\text{sub}}=1.5$) entsprechen. Als anschauliches Ergebnis der Linearität der Fouriertransformation ließe sich beispielsweise eine beidseitige Breitband-Anti-Reflex-Beschichtung aufbringen, ohne dass diese zusätzlichen Schichten störend interferieren würden. Die Komponente zeigte dann in einem breiten Bereich noch geringe Reflexionsverluste trotz des Vorhandenseins eines oder mehrerer hochreflektierender Bänder.

Es wird klar, dass die dargestellten Beispiele neben lasertechnischen auch für andere Anwendungen geeignet sind. Durch die Art der selektiven Filterung von spektralen Bändern und gleichzeitig hohem Durchsatz des restlichen Lichts ergibt sich eine Vielzahl von Einsatzmöglichkeiten für analytische oder sensorische Zwecke.

2.5 Direkte Fourier-Synthese: Beispiel Chirped Mirror

Entsprechend der im oberen Abschnitt dargelegten Modellvorstellung kann der Fourieransatz zur direkten Designsynthese genutzt werden. Hierbei sind allerdings die starken Limitierungen zu beachten, so dass es immer notwendig sein wird, ein berechnetes Brechwertprofil nachträglich durch Hinzufügen von Dispersion und eventuell Absorption zu bearbeiten.

Nach kurzen grundlegenden Erläuterungen wird im Folgenden die Möglichkeit zur Entwicklung eines Spiegeldesigns zur Darstellung einer pulskomprimierenden Komponente, eines sogenannten „chirped mirror“, demonstriert.

Anwendung auf phasenangepasste Spiegel:

Wie eingangs erwähnt, lässt sich die inverse Fouriertransformation nur dann sinnvoll auf eine spektrale Vorgabe anwenden, wenn zugleich auch die Phase spezifiziert wird. Sollen dielektrische Spiegel zur Dispersionskontrolle kurzer Pulse verwendet werden, ist die Phase über Typ, Geometrie des Laseraufbaus und die Funktion des Spiegels vorgegeben.

Für eine mathematische Behandlung kann die Phasenverschiebung eines Pulses beim Durchgang durch ein Medium in einer Taylorreihe entwickelt werden:

$$\varphi(\omega) = \sum_{j=0}^m \frac{1}{j!} \frac{d^j \varphi(\omega_0)}{d\omega^j} (\omega - \omega_0)^j = \sum_{j=0}^m \frac{\Delta_j}{j!} (\omega - \omega_0)^j$$

Es ergeben sich daraus

Die Gruppenverzögerung

$$GD(\omega) = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} = \sum_{j=0}^{m-1} \frac{\Delta_{j+1}}{j!} (\omega - \omega_0)^j$$

und die Gruppenverzögerungsdispersion

$$GDD(\omega) = \frac{d^2\varphi(\omega)}{d\omega^2} = \sum_{j=0}^{m-2} \frac{\Delta_{j+2}}{j!} (\omega - \omega_0)^j$$

sowie höhere Ordnungen (Third Order Dispersion (TOD) etc.).

Diese Beschreibung kann auch als Polynom zum Beschreiben des Phasenfaktors in $r_g(\omega) = Q(\omega) \exp[i\varphi(\omega)]$ identifiziert werden [SZI1994].

Unter der Beachtung, dass bei der Reflexion an einem dielektrischen Spiegel der doppelte optische Weg in dem Schichtsystem zurückgelegt wird, ergibt sich die Gruppenverzögerung für das Taylorpolynom bis zur zweiten Ordnung zu:

$$GD(\omega) = 2(\Delta_1 + \Delta_2(\omega - \omega_0))$$

Damit lässt sich wieder mit der optischen Dicke $\gamma(z) = 2 \int_0^z n(\bar{z}) d\bar{z}$ das Brechwertprofil zu

gegebener Reflektivität und einstellbaren Koeffizienten der Gruppenverzögerung über Integration gemäß Gleichung (5) bestimmen:

$$n(\gamma) = n_{const} \exp\left(\frac{2 \cdot c}{\pi} \int_0^\infty \frac{Q(\omega)}{\omega} \sin\left(\Delta_0 + \Delta_1(\omega - \omega_0) + \Delta_2(\omega - \omega_0)^2 - \frac{\omega}{c} \gamma\right) d\omega\right)$$

Der konstante Term Δ_0 innerhalb des Sinus-Arguments wirkt sich lediglich als Phasenverschiebung auf das Brechwertprofil aus. Der lineare Anteil bewirkt eine Verschiebung des Brechwertprofils entlang der optischen Dickenachse („time-shift“-Theorem, [VER1989]). Die Skalierung entlang der Brechwertskala kann mit dem Parameter n_{const} eingestellt werden. Die folgenden Beispielrechnungen demonstrieren die Möglichkeiten zur direkten Synthese eines Chirped Mirrors zur Pulskompression. Zur Vereinfachung werden die Berechnungen unter 0° und mit dem gleichen Umgebungsmedium wie das Substrat ausgeführt.

Der Betrag der Q-Funktion kann aus einer der oben genannten Varianten gewählt werden, wobei die Transmission oder Reflexion (ohne Absorption) in einem gewissen angegebenen Spektralbereich definiert sein muss. Auf Grund der Nichtuniversalität können auch Kombinationen aus den Q-Funktionen gebildet werden, um die geforderte spektrale Charakteristik möglichst treffend abzubilden. Hierbei sind aber Randbedingungen wie eine limitierte Gesamtsystemdicke und erlaubte Brechwerte zu beachten. Durch geeignete Skalierung und die beschriebenen nachträglichen Bearbeitungsmöglichkeiten sind realistisch umsetzbare Brechwertprofile synthetisierbar. Bei den Berechnungen wird allerdings die Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes nach wie vor nicht berücksichtigt.

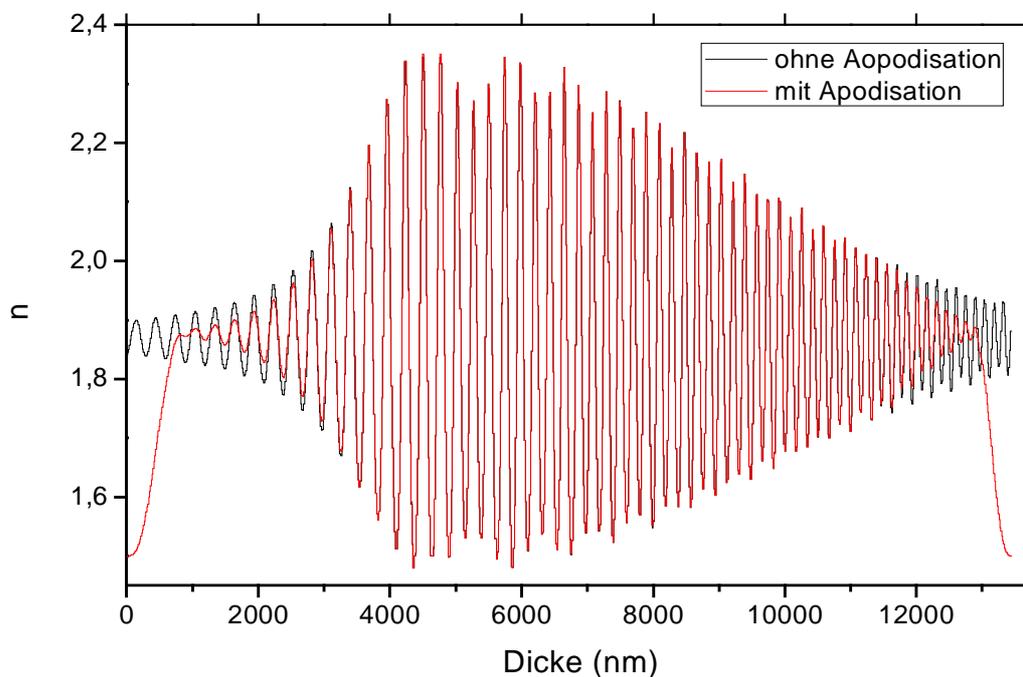


Abbildung 11 Direkt synthetisierte Brechwertprofile zur Darstellung der geforderten linearen Gruppenverzögerung bei hoher Reflektivität; ohne und mit Apodisation und quintischer Anpassung (Designparameter: s. Text).

2. Mathematische Methoden

Als Beispiel sei ein möglichst linearer Verlauf der Gruppenverzögerung von null bis 120 fs im Wellenlängenbereich von 500nm bis 1000nm bei gleichzeitig hoher Reflektivität vorgegeben. Als Q-Funktion wird eine Kombination aus Q_2 mit den Zielstützstellen $|r|^2=1$ im geforderten Topfbereich und $R=0$ außerhalb sowie der Multiplikation mit einer Gaußfunktion für r (s. [SZI1994]) gewählt. Letztere ist hierbei wesentlich für die Einstellmöglichkeit der Gesamtamplitude des sich ergebenden Brechwertprofils erforderlich. Damit der Bereich realisierbarer Brechwerte nicht verlassen wird gibt es zusätzlich die Möglichkeit den Brechwertverlauf an den erlaubten Grenzwerten zu kappen („clipping“). Für die Phasentermkoeffizienten werden die folgenden Werte gewählt:

$$\Delta_0 = 0$$

$$\Delta_1 = \gamma_{tot} / 2$$

$$\Delta_2 = 120[\text{fs}] \cdot \gamma_{tot} / 2$$

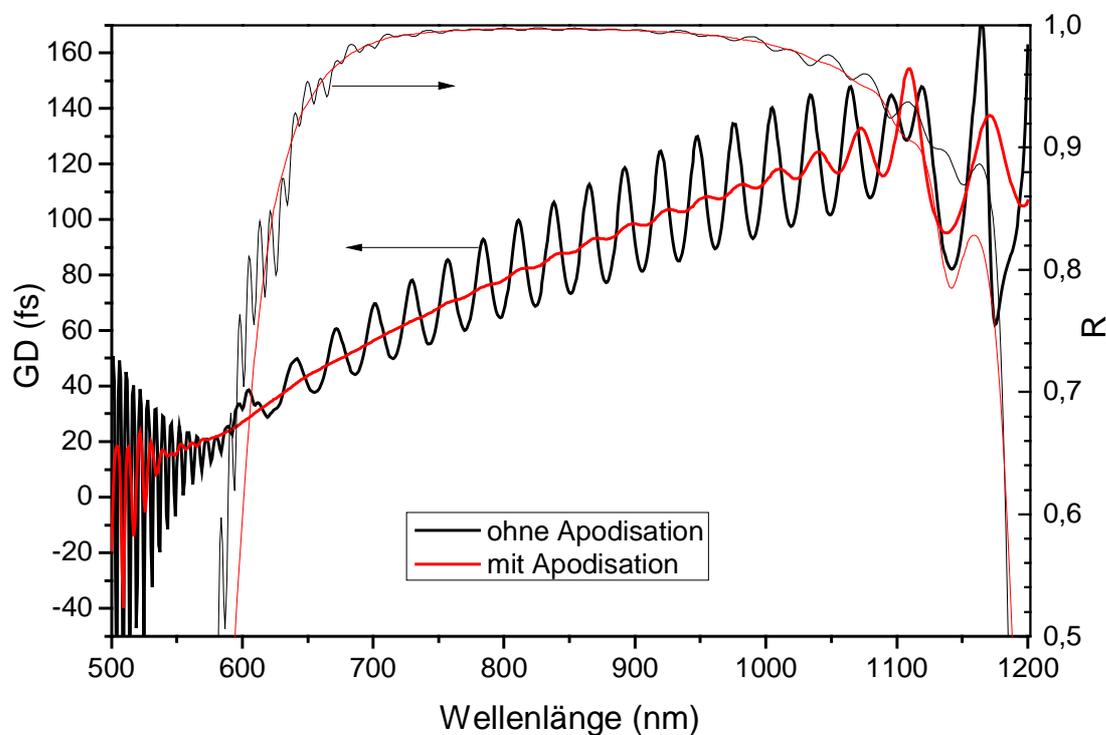


Abbildung 12 Reflexion (rechte Skala) und Gruppenverzögerung (GD, links) des direkt synthetisierten Chirped Mirrors; ohne und mit Apodisation und quintischer Anpassung.

Die Ergebnisse der numerischen Integration sind in Abbildung 11 dargestellt. Das erste Brechwertprofil zeigt das direkte Resultat nach dem Verschieben entlang der Brechwertachse auf einen realisierbaren Level. Hierbei blieb das Spektrum unbeeinflusst. Außerdem konnte durch eine Skalierung zum Anheben des Brechwertkontrastes die Reflexion erhöht werden (n_{const} in Gleichung (5)), ohne dass die Gruppenverzögerung den Verlauf änderte. Das System weist eine noch tolerable Gesamtdicke von etwas über $13\mu\text{m}$ auf. Die sich ergebende GD, dargestellt in Abbildung 12, zeigt auf Grund der Brechwertsprünge zum umgebenden Medium (Brechwert 1.5) Oszillationen von einigen 10fs. An Hand des zweiten Profils wird die Wirkung der Apodisation und der quintischen Indexanpassung deutlich, die sich auch auf

diesen Filtertyp anwenden lassen. Das resultierende Spektrum der Gruppenverzögerung zeigt nun einen nahezu linearen Verlauf entsprechend der geforderten Spezifikation. Es wird aber auch deutlich, dass sich diese Modifikationen nachteilig auf die Reflektivität auswirken.

Eine ausreichende Reflektivität wird bei diesem Beispiel etwa zwischen 700nm und 1000nm erreicht.

Dieser scheinbar einfache Ansatz verbirgt die Notwendigkeit des Auffindens eines Kompromisses zwischen tolerierbaren Abstrichen in der Reflexion und aufkommenden Oszillationen entlang der GD-Kurve. Diese äußern sich entsprechend stärker in der GDD.

An dieser Stelle sei in erster Linie das Potenzial zur Designsynthese für diese Art umfangreicher Anwendungen betont. Alternativ ergeben mathematisch anders ansetzende Methoden ganz ähnliche Resultate [BRU2006]. Das Auffinden von Lösungen, die auch ein realisierbares Brechwertprofil darstellen können, stellt sich als durchaus problematisch dar. Inzwischen konnten aber Vorschläge gemacht werden, die diese Randbedingung berücksichtigen [SCHN2007].

2.6 Softwarelösung zur Design-Generierung

2.6.1 Rugate-Modul des „SPEKTRUM“-Programms

Für die Berechnung von Schichtsystemen mit kontinuierlichem Brechwertverlauf wurde ein Zusatzmodul in die am LZH entwickelte und gepflegte Design-Software „SPEKTRUM“ [DIE2008] integriert. Das Programm erhielt somit die Möglichkeit, periodische Brechwertverläufe durch wenige Nanometer dünne diskrete Schichten gleicher optischer Dicke in ebenfalls diskreten Brechwertschritten zu approximieren.

Das Dünnschicht-Design-Programm SPEKTRUM erlaubte somit überhaupt die Berechnung derartiger Schichtsysteme. Gegenüber anderen kommerziell erhältlichen Programmen enthielt es dabei auch die Möglichkeit der Einbeziehung des dispersiven Verhaltens und der Absorption der Materialmischbrechwerte. Diese werden gemäß der Drude-Theorie und später den experimentellen Erfahrungen angepasst, gemäß der Lorentztheorie berechnet und als Datenbasis hinterlegt. Somit entstand ein direkter Bezug zu den im Prozess realisierbaren Mischschichten. Die im Programm bereits vorhandenen Algorithmen zur Designsynthese und -optimierung konnten weitestgehend übernommen werden. Hiermit konnten die wesentlichen Programmkomponenten effektiv genutzt werden, die eine Schichtdickenoptimierung mit der Zielstellung gestatten, Schichtfolgen zu generieren, die definierte spektrale Eigenschaften hervorbringen. Abbildung 13 zeigt die Eingabemaske, die Zugriff auf diese Funktionalität zur Designsynthese ermöglicht.

Brechwertverlauf

Spektrum

Laden Speichern Default

Brechungsindex der Umgebung : 1

Brechungsindex des Substrates : 1.46

Zentralwellenlänge [nm] : 1000

Schichtzahl N : 1000 Schichtdicke [L/4] : 0.08

Parameter-Optimierung

Brechwert-Optimierung

Hilfe Beenden

Z = Schichtzahl mit sinusart. Anstieg u. Abfall :
 gaußart. 2

Z-Anstieg : 0 Z-Abfall : 0

Startwert des Anstiegs (-1 .. 1) : 0

Endwert des Abfalls (-1 .. 1) : 0

Änderung der Frequenz linear sinus. in [%] : 0
 exp.

Formel zur Bestimmung der Materialdaten jeder Einzelschicht:

Formel Materialliste

Amplitude (0 .. 1), Periode (>= 0), Offset (0 .. 2), Exponent (0 ...) :

A1:	1	A2:	1	A3:	1	A4:	1	A5:	1	A6:	1
P1:	60	P2:	0	P3:	0	P4:	0	P5:	0	P6:	0
O1:	0	O2:	0	O3:	0	O4:	0	O5:	0	O6:	0
E1:	1	E2:	1	E3:	1	E4:	1	E5:	1	E6:	1

n1 : 1.45 n2 : 2.2

Step P : 0.001 Lorentz-Lorentz Drude

P1 .. P6 an die geänderte Dicke des Schichtstapels anpassen.

Abbildung 13 Eingabemaske der Optimierungsparameter zur Synthese von Rugate Filtern.

Neben der reinen Periodizität des Brechwertverlaufs wurden im Zuge der Weiterentwicklung weitere Parameter für eine Optimierung hinzugefügt. Hierzu zählen die Überlagerung des gesamten Brechwertprofils mit einer an- bzw. absteigenden Funktion und Routinen zur Apodisation, deren Einsatzpunkte und Ausdehnung variiert werden können. Zusätzlich können die Periodizität selbst in ihrer Linearität verändert und weitere Frequenzanteile hinzugefügt werden. Schließlich kann die Sinusperiodizität mit einem variablen Exponenten versehen werden, so dass durch dessen Erhöhung eine Annäherung des Sinuszuges an ein Rechteckprofil möglich ist. Dadurch kann der effektive Brechwertkontrast erhöht werden. Mit der gleichen Anzahl an Perioden wird dann eine höhere Reflektivität erzielt.

Im nächsten Abschnitt und in den folgenden Kapiteln werden Beispiele für die Anwendung dieser Software zur Designentwicklung vorgestellt werden.

2.6.2 Approximation von Mischsystemen mittels zweier Materialien

Üblicherweise stehen für die Realisierung eines Designs zwei Materialien zur Verfügung. Die beschriebene Methodik der Design-Findung unter der Verwendung einer als kontinuierliches Brechwertprofil gewonnenen Schichtfolge kann dann dennoch genutzt werden. In diesem Fall muss das Profil in eine Entsprechung aus zwei Materialien überführt werden.

Prinzipiell könnte hierfür das Herpin-Theorem [HER1947] verwendet werden. Dieses besagt, dass eine Mischbrechwertschicht durch eine geeignete Kombination von hoch- und niedrig-

brechenden Schichten aufgebaut werden kann. Der konsequente Einsatz dieser “equivalent layer”-Methode (s.a. Kapitel 2.2) konnte für eine Reihe von Anwendungen genutzt werden [SCHA2005, THE1989], obwohl das Verfahren genau genommen nur für eine Wellenlänge gilt. Für die Überführung eines beliebigen kontinuierlichen Brechwertprofils in die 2-Materialien-Entsprechung soll aber im Folgenden ein numerischer Algorithmus erläutert werden, der ebenfalls auf dem Prinzip aufbaut, die Phasenbeziehung bei der Übersetzung weitestgehend zu erhalten.

Für die Demonstration dieser Variante wurde ein typisches Rugate Filter-Design eines Schmalband-Filters zunächst mittels des SPEKTRUM-Programms entwickelt und danach in die 2-Materialien-Entsprechung umgerechnet (Abbildung 15).

Bei dieser Designgenerierung wird, ausgehend von einer minimalen Schichtdicke, ein graduelles Profil in zunächst 1000 Schichten unterteilt. Der Algorithmus kann entsprechend des in Abbildung 14 dargestellten Schemas beschrieben werden.

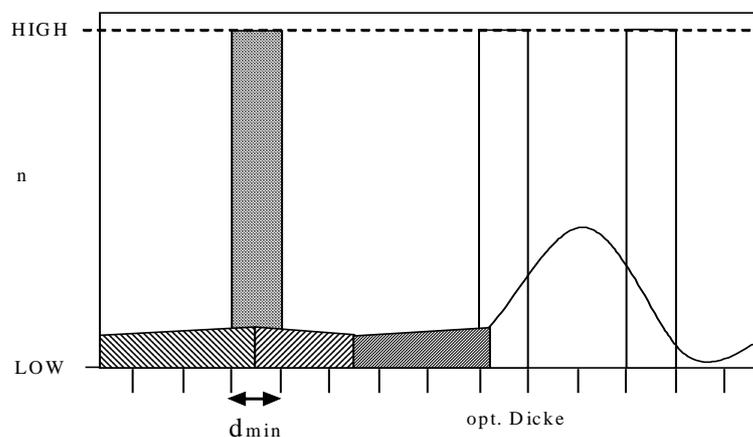


Abbildung 14 Schema zur Veranschaulichung des Algorithmus, welcher ein kontinuierliches Brechwertprofil in eine Schichtfolge mit 2 Materialien übersetzt.

Es wird über die optische Dicke des Brechwertprofils solange aufsummiert bis Gleichheit mit dem Betrag der halben Fläche einer hochbrechenden Nadelschicht, d.h. einer Schicht mit Minimaldicke („needle-layer“), zuzüglich der bis dahin aufsummierten niedrigbrechenden Schicht besteht. An diese Position wird die Nadelschicht gesetzt, so dass die optische Dicke erhalten bleibt. Die zweite Hälfte dieser Nadelschicht wird dazu integriert, und am Ende dieses Integrationsintervalls wird mit der nächsten Nadelhälfte begonnen. Nach dieser Vorgehensweise wird das gesamte Profil abgerastert, so dass beispielsweise in dem vorliegenden Fall eine Schichtfolge mit 244 Schichten entsteht. Hierbei sind 160 Schichten zwischen 2 und 5nm dick. Anschließend wird noch eine feine Reoptimierung der Schichtdicken vorgenommen, um das Spektrum zu glätten. Die Gesamtschichtdicke des finalen Systems beträgt $2.64\mu\text{m}$ im Vergleich zu $2.72\mu\text{m}$ des originalen Gradientendesigns.

Der Prozess der Designumwandlung von dem nahezu kontinuierlichen Brechwertprofil in die digitalisierte Form und deren Transmissionscharakteristika zeigt Abbildung 15. Die sich

2. Mathematische Methoden

ausgebildete zweite Harmonische des Reflexionsbandes wird unter der Berücksichtigung der Absorption des TiO_2 nicht mehr zu sehen sein (Abbildung 15, rechts unten gepunktet).

Die in Kapitel 2.3.2 erläuterte Problematik des Auffindens eines geeigneten Startdesigns zur weiteren Optimierung (in diesem Fall für das Problem eines schmalen Reflexionsbandes mit angeschlossenem weitem Transmissionsbereich), konnte exemplarisch auf die Weise gelöst werden. Es wurde zunächst ein kontinuierliches Brechwertprofil generiert, welches anschließend für die zur Verfügung stehenden Beschichtungsmaterialien angepasst wurde.

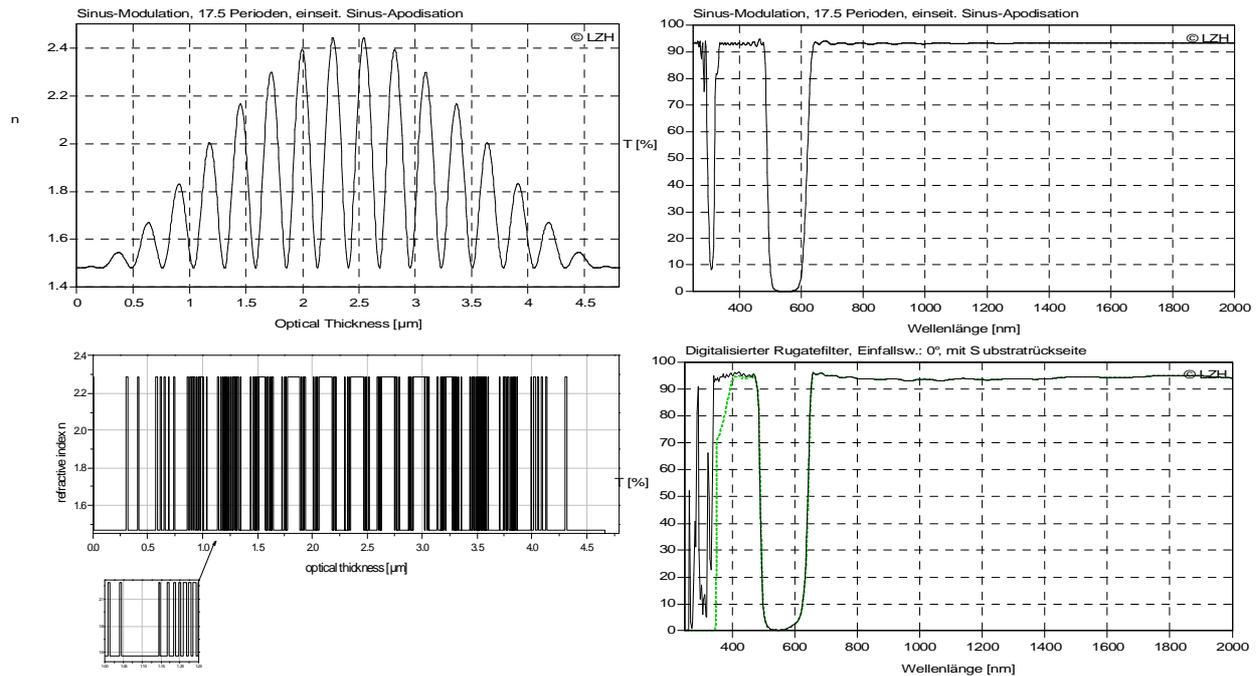


Abbildung 15 Designentwicklung vom kontinuierlichen Brechwertverlauf zu der digitalen 2-Materialien-Entsprechung.

Das Ergebnis einer auf diese Weise hergestellten Experimentalbeschichtung wird in Kapitel 4.4 vorgestellt. Dort werden auch die optischen Eigenschaften einer durch dünne Schichten approximierten quasi-homogenen Mischschicht mit denen einer kodeponierten Schicht verglichen.

Die getroffenen Aussagen waren bislang lediglich theoretischer Natur. Inwieweit diese Modelle auch technisch umgesetzt werden können, soll in den folgenden Kapiteln demonstriert werden. Eine Voraussetzung hierfür ist die Kontrollmöglichkeit der Abscheidung von sehr vielen dünnen Schichten, die das graduelle Schichtsystem beschreiben. Hierdurch werden besondere Anforderungen sowohl an die Stabilität des Beschichtungsprozesses als auch an die Umsetzung der Prozesssteuerung gestellt.

3 Herstellung und Qualifizierung ionenstrahlgesputterter dielektrischer Schichten

In dem ersten Abschnitt dieses Kapitels wird zunächst der Beschichtungsprozess des Ionenstrahlzerstäubens erläutert. Hierbei wird weniger auf die Einzelheiten der Teilchengenerierung und der Stoßprozesse eingegangen, als vielmehr auf das Prinzip und die zu beachtenden Einflussfaktoren zur Herstellung oxidischer Dielektrika.

Die Beschreibung der verwendeten Experimentalbeschichtungsanlage weist auf die Modifikationen der Prozesssteuerung hin, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgeführt wurden. Diese sollen einen stabilen automatisierten Beschichtungsprozess erlauben. Es wird aufgezeigt, dass nur geringe Adaptionen zur Realisierung von Mischschichten erforderlich sind. In der Regel sind die angegebenen Beschichtungsparameter zur Herstellung der Filter so gewählt, dass zugleich auch eine mögliche industrietaugliche Umsetzung gewährleistet sein soll.

Im Anschluss wird die optisch breitbandige Monitorierungsmethode zur In-situ-Kontrolle der Schichtdicken vorgestellt. In Kombination mit dem dargelegten Anlagenkonzept konnte dieses Verfahren bereits seine Tauglichkeit zur Herstellung komplexester Filter wie phasenangepasste Spiegel („chirped mirrors“) unter Beweis stellen [BAU2006]. Es werden unterschiedliche Fehlerquellen, die dieses Monitorierkonzept mit sich bringt, analysiert und es wird auf den Lösungsansatz zur Kontrolle sehr dünner Schichten eingegangen.

In diesem allgemein gehaltenen Kapitel werden im letzten Abschnitt die normgerechten Charakterisierungsmethoden geschildert, die der Qualifizierung von Laseroptiken dienen. Die Messplätze wurden für den Vergleich mit herkömmlich hergestellten Komponenten zur Verfügung gestellt und haben wesentlich zur Prozessoptimierung beigetragen.

3.1 Prinzip der Ionenstrahlzerstäubung

Dieses Hochvakuum-Beschichtungsverfahren lässt sich im Allgemeinen in mehrere Prozessstufen unterteilen.

- Generierung ionisierter Teilchen als Projektile in einem aufrechterhaltenem Plasma
- Gerichtete Beschleunigung der Ionen mittels eines Gitter-Extraktionssystems auf mehrere 100eV bis zu einigen kV
- Beschuss des Targets und Auslösen von Adatomen durch oberflächennahe Stoßprozesse
- Auftreffen der Adatome auf die Substratoberfläche und dortiges Kondensieren

3. Herstellung und Qualifizierung

Die vorteilhaft wenigen Parameter zur Beeinflussung des Beschichtungsprozesses sind daher im Wesentlichen durch die Ionenenergien, den Ionenstrom sowie die sich einstellenden Partialdrücke innerhalb der Vakuumkammer gegeben.

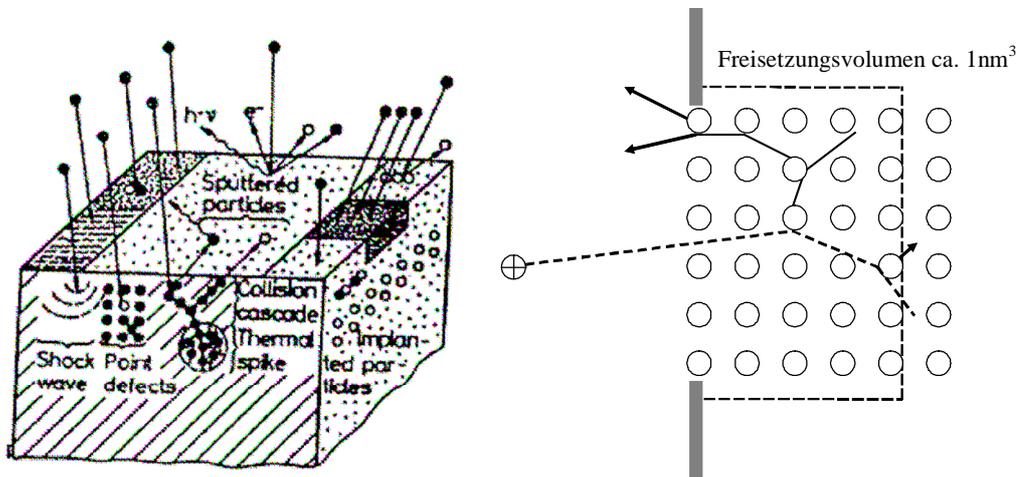


Abbildung 16 a (links): Mechanismen des Sputterprozesses. (Quelle: [WEI1979]). **b (rechts):** Schema einer linearen Stoßkaskade als dominierender Prozess (Quelle:[BER2003]).

Bei dem hier verwendeten reaktiven IBS-Prozess werden metallische Targetmaterialien (Titan, Tantal, Niob, Aluminium bzw. Silizium) mittels eines energiereichen Argon-Ionenstrahls zerstäubt. Hierbei wird der Reaktionspartner, in diesem Falle Sauerstoff, zugegeben oder bereits beim Beschuss verwendet (s.a. Anlagenprinzipskizze: Abbildung 17). Von der Vielzahl an Stoßmechanismen (Abbildung 16, links) ist für das Sputtern mit Projektilenergien von 1-2 keV der Mechanismus der linearen Stoßkaskade der dominierende Prozess (Abbildung 16, rechts).

Die theoretischen Überlegungen des Zerstäubungsprozesses wurden in den letzten Jahrzehnten weitestgehend abgeschlossen. Mittels der freiverfügbaren SRIM-Software (Stopping and Range of Ions in Matter, [ZIE1989]) können durch Simulation vieler Einzelstoßereignisse statistische Aussagen über die Sputterausbeute (Yield Y) sowie die Energieverteilung und Richtung der Adatome getroffen werden. Es werden dabei die Teilchenmassen der Stoßpartner sowie die für das Targetmaterial spezifische Bindungsenergie und die Sublimationsenthalpie verwendet. Von praktischem Belang sind hierbei insbesondere die sich einstellende Verteilung der in Richtung Substrate abgestäubten Teilchen, wobei sich herausstellt, dass hierfür ein analytisches Modell eines \cos^n -Strahlers verwendet werden kann [TIL1996].

Ein Vorteil dieses Beschichtungsverfahrens ist, dass es sich um einen separierten Prozess handelt. D.h. die Plasmagenerierung und Teilchenbeschleunigung einerseits und die Herstellung der Adatome andererseits ereignet sich räumlich getrennt von der Aufwuchszone auf den Substraten. Damit wird in hohem Maße das Einbringen von Fremdatomen in die aufwachsenden Schichten vermieden. Zudem besitzen die abgesputterten Teilchen immer noch eine Energie von mehreren eV bis über 20 eV und damit eine ein bis zwei Größen-

ordnungen höhere Teilchenenergie als thermische Aufdampfverfahren [FRE1987]. Die damit verbundene höhere Mobilität der Adatome auf der Oberfläche führt während der Kondensationsphase zum Ausbilden einer kompakten amorphen Schicht.

3.2 Verwendeter Anlagentyp

Im Folgenden werden die technischen Details des verwendeten Sputterverfahrens und des Anlagentyps nur kurz als Überblick geschildert. Für eine technische Vertiefung sei auf die weiterführende Literatur verwiesen [RIS2005].

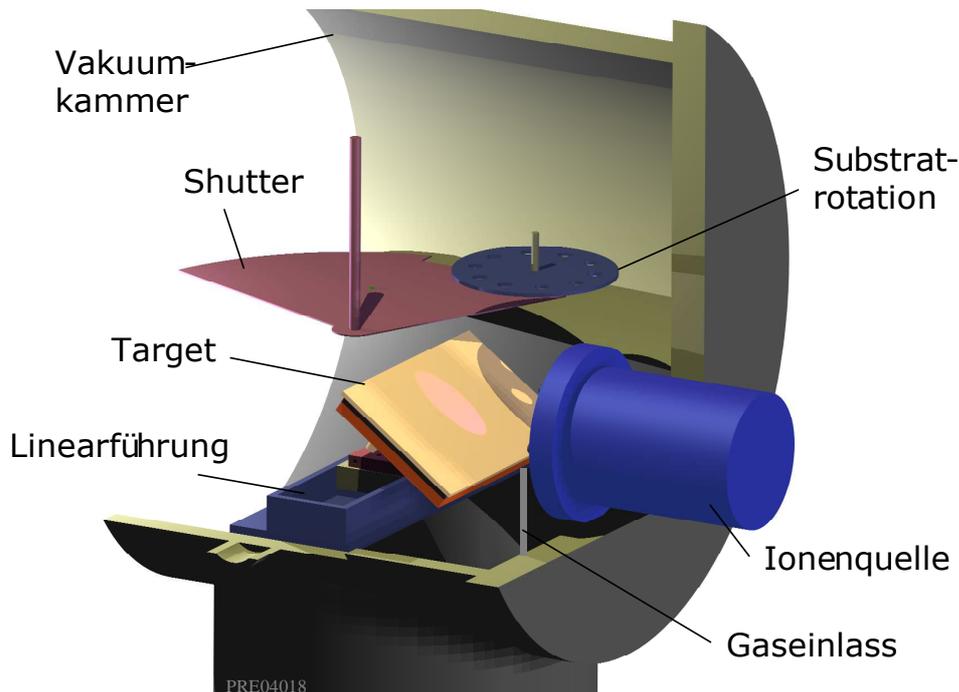


Abbildung 17 Prinzip der für den IBS-Prozess umgerüsteten Varian-Beschichtungsanlage. Der Durchmesser des Rezipienten misst 80cm.

Der zur IBS-Anlage umgerüstete Rezipient (Varian Typ 3125) verfügt über eine Flüssigstickstoff gekühlte Kühlfalle und eine nachgeschaltete Öl-Diffusionspumpe. Der erreichbare Enddruck liegt im Bereich von 10^{-7} mbar.

Als Ionenquelle dient eine RIM10-rf-Quelle [FRE1987b]. Aus der Entwicklung für die Raumfahrttechnik stammend, hat sich diese Quelle als sehr stabil, langlebig und wartungsarm für die Materialmodifizierung bewährt. Das Plasma wird bei diesem Quellentyp über induktiv eingekoppelte Radiofrequenz bei 2.5 MHz innerhalb eines aus Quarz bestehenden Entladungsgefäßes erzeugt. Es wird bei einer Generatorleistung von etwa 100-150W und einem Gasfluss von etwa 3-6sccm Argon aufrechterhalten. Die Ionenquelle ist damit für den Langzeitbetrieb ausgelegt und kann mit konstanten Parametern über mehrere zehn oder auch hundert Stunden ununterbrochen arbeiten. Die Extraktion der Ionen erfolgt über ein 3-Gitter-

System. Bei diesem bleibt das der Entladung zugewandte Gitter floatend auf Plasmapotenzial und das mittlere stellt über ein angelegtes positives Potenzial die Fokussiereinheit dar. Das äußere Gitter liegt auf Massepotenzial. Zwischen diesem und dem auf negativem Potenzial liegenden Gaseinlass auf der anderen Seite des Quarz-Gefäßes wird das Beschleunigungsfeld für die Ionen aufgebaut.

Die Ionen verlassen das Gitter in Strahlenbündeln, so dass der Gesamtdurchmesser des extrahierten Ionenstrahls etwa 10cm beträgt. Die positive Ladung der Argonionen führt zu einer Divergenz und damit zu einer leichten Aufweitung des Strahls. Dieser trifft mit einer annähernd gaußförmigen Intensitätsverteilung auf das zweigeteilte Target, welches sich auf einem motorisierten Linearverschiebetisch befindet. Durch eine computergestützte Ansteuerung kann das hoch- oder niedrigbrechende Targetmaterial in den Ionenstrahl geschoben werden.

Ein allgemeiner Nachteil dieses Beschichtungsverfahrens ist die begrenzte gleichmäßig beschichtbare Fläche, die aus den relativ kleinen Abständen zur lokalisierten Zerstäubungsquelle resultiert. Eine geeignete Substratbewegung relativ zur keulenförmigen Sputterteilchenverteilung ist somit unumgänglich, um eine Homogenisierung auf einer tolerablen Fläche zu gewährleisten. Im vorliegenden Fall wird dies durch eine einfache Palettenrotation realisiert, wobei der Justierparameter die räumliche Position des Palettenmittelpunktes bezüglich des mittleren Ionenaufreffpunktes auf dem Target ist. Verbesserungen können durch Verteilungsblenden oder eine Planetenrotation erreicht werden, was aber mit erheblichem Aufwand verbunden ist [OLI2006].

Wie später näher erläutert wird, kann bei der Verwendung eines Zonentargets, welches aus direkt nebeneinander angebrachte Targetplatten besteht, durch Positionieren des Tisches zwischen den Extremalstellungen ein simultanes „Kosputtern“ beider Materialien erfolgen. Im Vorfeld muss dazu untersucht werden, welche räumliche Verteilung sich bei welchem Mischungsverhalten einstellt, wenn unterschiedliche Targetmaterialien dem Ionenbeschuss ausgesetzt werden.

3.3 Optisch breitbandiges Monitorieren von dielektrischen Schichtsystemen

Das im Folgenden aufgeführte Verfahren zur Online-Bestimmung der Schichtdicke von Mehrschichtsystemen basiert auf den ersten Ansätzen von B. Vidal [VID1978] und den Weiterentwicklungen, die erst mit der Verfügbarkeit leistungsfähigerer Computer Mitte der 80er Jahre ermöglicht wurden ([MIL1985], [POW1986], [EMI1988], [HU1989], [LIL1989]). Neben der Erklärung der Arbeitsweise soll hier auf das Potenzial dieses weitergeführten

Verfahrens hingewiesen werden, wobei auch auf Fehlerquellen eingegangen wird. Das Konzept basiert darauf, dass sich der Beschichtungsprozess streng deterministisch gemäß dem angewandten Modell unter Verwendung der homogenen charakteristischen Matrix verhält. Die späteren Beispiele zeigen, inwiefern sich Prozessschwankungen bereits bei wenigen Schichten auswirken können. Es soll in diesem Rahmen verdeutlicht werden, wie es mit dieser Methode gelingen kann, komplexe Filter, die aus weit mehr als tausend dünnen Schichten bestehen, mit hoher Präzision herzustellen. Hierbei spielen Selbstkompensations-effekte eine entscheidende Rolle.

3.3.1 Dickenbestimmung der wachsenden Schicht

Das dargestellte Konzept zur Bestimmung der Schichtdicke der wachsenden Schicht beruht auf dem Auswerten der Transmissionsmessungen, die während der Beschichtung aufgenommen werden. Dazu wird ein kommerziell erhältliches Faserspektrometer mit Integrationszeiten im Bereich weniger Millisekunden verwendet. Synchronisiert mit der Palettenrotation werden Spektren während einer Umdrehung an drei verschiedenen Positionen aufgenommen. Das Dunkelspektrum wird an einer verdeckten, das Referenzspektrum, i.e. das Lampenspektrum selbst, an einer unbesetzten Position und das Probenspektrum an der Position des Substrates gemessen.

Die kollimierende Einkoppeloptik erfasst dabei mittels eines wenige Millimeter breiten Messflecks die Glühwendel einer Halogenlampe, so dass die Transmissionsmessung unter

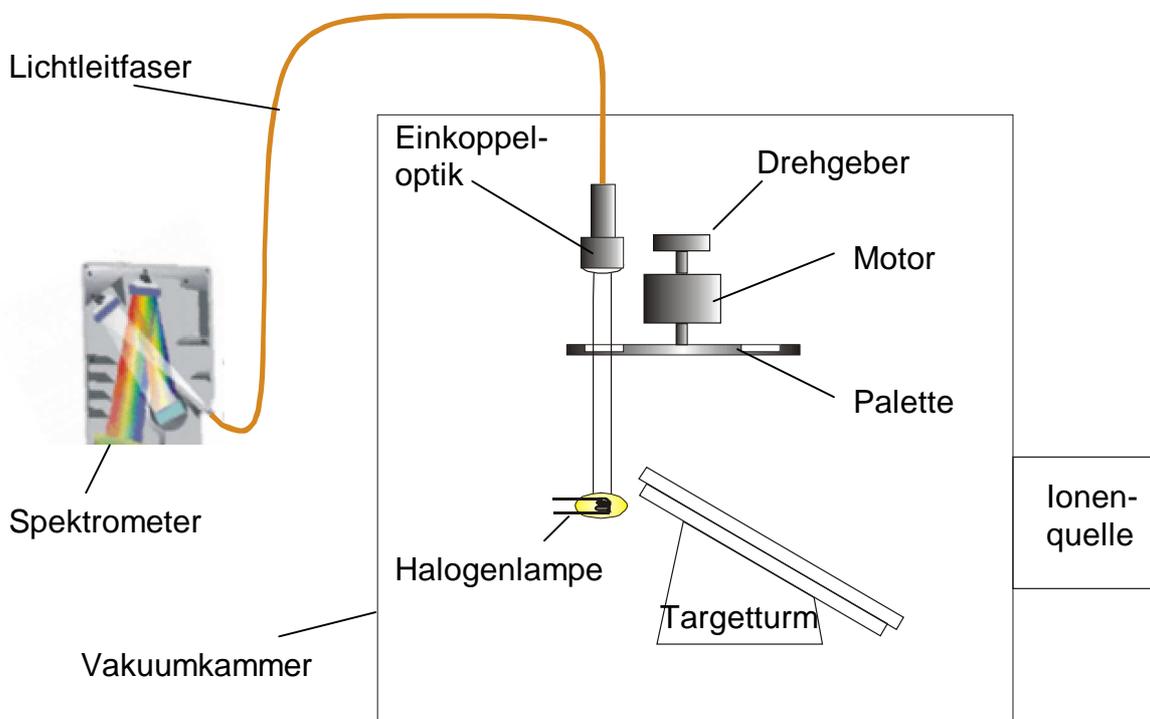


Abbildung 18 Prinzip der Anbindung des Breitbandmonitors an die Vakuumanlage. (Quelle Spektrometerabbildung: [OCE2005])

3. Herstellung und Qualifizierung

einem Einfallswinkel nahe null Grad erfolgt¹. Bei dem verwendeten Spektrometertyp stehen bei einem Auflösungsvermögen von etwa 1-2nm im Bereich von 400nm bis 950nm etwa $m=1200$ Wellenlängenpunkte zur Verfügung. Da angenommen werden kann, dass sich das Dunkelspektrum $I_{Dunkel}(\lambda)$, was im Wesentlichen dem Detektorrauschen entspricht und das Referenzspektrum $I_{Ref}(\lambda)$ nicht auf einer Zeitskala weniger Sekunden ändert, können diese Spektren über mehrere aufeinander folgende Messungen gemittelt werden. Es ergibt sich aus diesen Einzelmessungen zum Zeitpunkt t_{akt} der Probenmessung $I_{Probe}(\lambda)$ das Transmissionspektrum zu

$$T_{Mess,t_{akt}}(\lambda_k) = \frac{I_{Probe}(\lambda_k) - \overline{I_{Dunkel}(\lambda_k)}}{I_{Ref}(\lambda_k) - \overline{I_{Dunkel}(\lambda_k)}}, \quad k=1..m,$$

wobei der Index k darauf hinweist, dass die Messungen für die diskreten zur Verfügung stehenden Wellenlängenpunkte gelten. Das Rauschen einer solchen Transmissionskurve beträgt etwa 1% (peak to peak).

Bei einer Umdrehungsgeschwindigkeit der Palette von 60 U/min werden somit sekundlich kalibrierte Transmissionsmessungen geliefert. Diese werden mittels eines zeitbedarfs-optimierten Algorithmus innerhalb weniger 10ms analysiert, so dass auch zu jeder erfolgten Messung ein interpretierter Schichtdickenwert registriert wird. Dieser Ansatz soll im Folgenden kurz erläutert werden:

Das geplante Design bestehe aus insgesamt N Schichten. Die iterative Bestimmung der Schichtdicke d_s der gerade aufwachsenden Schicht s erfolgt, indem von einem Initialwert ausgehend, die Dicke variiert wird und der darunter liegende Schichtstapel mit (s-1) Schichten - hinterlegt als dessen Matrixprodukte zu jedem Wellenlängenpunkt - als fix angenommen wird. Das Dispersionsverhalten $n(\lambda)$ sämtlicher an dem Schichtsystem, bzw. der Komponente, beteiligter Materialien geht über den Phasenfaktor

$$\delta_j(\lambda_k, d_j) = \frac{2\pi \cdot n_j(\lambda_k)}{\lambda_k} \cdot d_j \text{ in die jeweilige charakteristische Matrix } M_j \text{ ein. Die Schichten}$$

werden als homogen angenommen (s. Kapitel 2.2).

Damit ergibt sich (in Notation nach [MAC1969]) die berechnete Transmission T_{Kalk} an den m Stützstellen, während der aufwachsenden Schicht s, mit

$$\begin{bmatrix} B(\lambda_k, d_s) \\ C(\lambda_k, d_s) \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{j=1}^{s-1} M_j(\lambda_k, d_j) \right\} \cdot M_s(\lambda_k, d_s) \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ n_{Sub}(\lambda_k) \end{bmatrix} \text{ zu}$$

$$T_{Kalk}(\lambda_k, d_s) = \frac{4 \cdot n_{sub}(\lambda_k) \cdot n_0(\lambda_k)}{[n_0(\lambda_k) \cdot B(\lambda_k, d_s) + C(\lambda_k, d_s)][n_0(\lambda_k)B(\lambda_k, d_s) + C(\lambda_k, d_s)]^*}.$$

¹ Der Winkel sollte tatsächlich ungleich null aber kleiner 5° sein, um das Registrieren der Mehrfachreflexionen zwischen Probe und Kollimierlinse auszuschließen aber gleichzeitig eine (schnellere) Berechnung für 0° zu gestatten.

Zum Ermitteln der aktuellen Schichtdicke besteht somit lediglich ein einparametrisches Minimierungsproblem in d_s , der wie folgt definierten Fehlerquadratsumme (mean square error=MSE):

$$\mathbf{MSE}(d_s) = \sum_{k=1}^m [T_{Kalk}(\lambda_k, d_1, \dots, d_{s-1}, d_s) - T_{Mess,akt}(\lambda_k)]^2.$$

Bei dem implementierten robusten „Golden Section Search“-Algorithmus [PRE1985] wird die Schichtdicke d_s iterativ um die Schrittweite Δd variiert. Bei Verschlechterung der MSE wird die Dickenvariation bis zu einem Limit Δd_{min} reduziert. Die initiale Schrittweite liegt dabei in der Größenordnung der bei der Beschichtung zu erwartenden Schichtdickenänderung zwischen zwei Messungen, während die minimale Schrittweite im Bereich von hundertstel Nanometer liegt. Die Abbruchbedingung lässt sich wie folgt formulieren:

$$\mathbf{MSE}(d_s + \Delta d_{min}) \geq \mathbf{MSE}(d_s + \Delta d_{final}),$$

wobei Δd_{final} die Schichtdickenvariation der vorherigen, finalen Iteration bezeichnet. Es ergibt sich für die aktuell letzte Schicht s des Schichtstapels der finale Schichtdickenwert:

$$d_{s,final} = d_s + \Delta d_{final}.$$

Abhängig von dem Initialwert werden in der Regel größenordnungsmäßig zehn Iterationen benötigt bis ein lokales Minimum gefunden wurde.

Wie später näher dargelegt, können zu starke Abweichungen von den im idealisierten Modell berücksichtigten Schichtdicken und verwendeten Brechwerten zu Fehlinterpretationen bzw. Mehrdeutigkeiten der Lösung führen.

Da die Messungen auf dem sich bewegenden Substrat erfolgen, das auf dem gleichen Radius wie das interessierende Produkt liegt, wird von vornherein gewährleistet, dass sich die Online-Messungen auf die gesamte Charge beziehen. Nicht nur aus produktionstechnischer Sicht, sondern auch zur Prozessoptimierung und -entwicklung ist es ein großer Vorteil, Einblick in den Beschichtungsvorgang über das sich entwickelnde Spektrum zu erhalten.

Das hier vorgestellte Konzept zur Schichtdickenkontrolle geht lediglich von bekannten Dispersionsdaten zur modellhaften Beschreibung der aufwachsenden Schicht aus. Diese idealisierten Bedingungen sind bei stabilen Ionenprozessen tatsächlich gut erfüllt. Auf das Erstellen umfangreicher Monitorierungsstrategien, wie dies z.B. beim Einwellenlängen-Monitorieren komplexer Schichtsysteme erforderlich ist, kann dann in der Regel gänzlich verzichtet werden. Es wird dann im Vorfeld das Design berechnet, in die Monitorierungssoftware eingeladen und der automatisierte Prozess arbeitet nanometergenau die Schichtfolge ab. Durch die Verwendung der Fehlerquadratsumme zwischen theoretischer und gemessener Transmission als Minimierungsparameter stellt sich automatisch eine Gewichtung von der spektralen Kurvensteilheit ein. Dies erklärt die Tatsache, dass steile Flanken in der spektralen Charakteristik präzise bezüglich ihrer Lage reproduziert werden können.

Bei gesteigerten Anforderungen sind aber noch weitere Aspekte zu berücksichtigen, die erst bei sich einstellenden kleinen Schichtdickenfehlern zum Tragen kommen. Dies ist speziell dann entscheidend, wenn sehr dünne Schichten verwendet werden.

3.3.2 Schichtdickenkontrolle sehr dünner Schichten

Um den korrekten Schaltzeitpunkt zum Schließen des Shutters, bzw. zum Beenden der Schicht, zu bestimmen, werden die aktuell ermittelten Schichtdickenwerte $d_{s,final}(t_j)$ gegenüber deren zugehörigen, auf den Beginn der Beschichtung bezogenen Messzeitpunkte t_j aufgetragen. Die letzten r Dickenwerte $d_{s,final}(t_r) \dots d_{s,final}(t_1)$, wobei t_1 dem Zeitpunkt t_{akt} entspricht, sind schematisch in Abbildung 19 für die vergangene Zeit t_r dargestellt. Für dieses Zeitfenster wird eine gewichtete lineare Regression definiert:

$$f_{reg}(t_j, a, b) = a + b \cdot t_j, \quad j = 1, \dots, r,$$

wobei die folgende Gewichtungsfunktion eingeführt wird:

$$p(t_j, \gamma) = \exp\left(-\gamma \frac{t_{act} - t_j}{t_{act} - t_r}\right), \quad j = 1, \dots, r.$$

Für die Regression werden die Messwerte mit dem entsprechenden exponentiellen Gewichtungswert multipliziert, so dass das Minimierungsproblem zum Berechnen der Regressionskoeffizienten a und b wie folgt formuliert werden kann:

$$\frac{1}{r} \sum_{i=1}^r \left([d_s(t_j) - f_{reg}(t_j, a, b)] \cdot p(t_j, \gamma) \right)^2 = \min,$$

a und b werden durch die Nullstellen der partiellen Ableitungen direkt berechnet. Hierbei wird b als aktuelle Beschichtungsrate identifiziert, und die extrapolierte verbleibende Zeit t_{rest} bis zum Erreichen der Zielschichtdicke $d_{s,Ziel}$ der Schicht s bestimmt sich zu $t_{rest} = (d_{s,Ziel} - a)/b$.

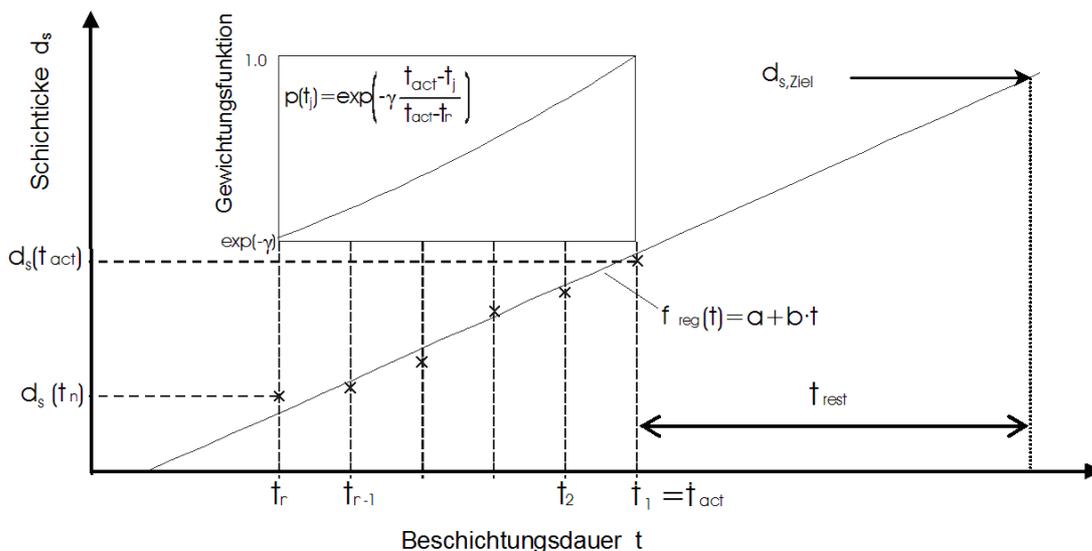


Abbildung 19 Schema zur Illustration der gewichteten Extrapolation auf den Abschaltzeitpunkt.

Neben der Länge der Messhistorie ($t_{act} - t_r$), kann nun über den Gewichtungskoeffizienten γ den jüngeren Schichtdickenwerten mehr oder weniger Relevanz für die Bestimmung der

Rate aus den Daten der Schichtdickenhistorie zugewiesen werden. Es kann somit auf Ratenschwankungen oder, wie unten gezeigt wird, auf schnell abfolgende Schichtwechsel reagiert werden.

Gerade zu Beginn einer aufwachsenden Schicht ist die Schichtdickenbestimmung kritisch, wenn systematische Messfehler existieren, oder bereits Schichten aufgebracht wurden, deren Parameter von denen des verwendeten Modells abweichen [GRO2001]. Um diesem Problem zu entgehen wird die Schichtdickenhistorie mit künstlichen Werten für die Vergangenheit gefüllt, die sich aus einer für das Material typischen Rate ergeben. Zu Schichtbeginn mit Startschichtdicke Null zum Zeitpunkt Null erhalten daher sowohl die angelegten Zeitpunkte als auch die Schichtdicken negative Werte.

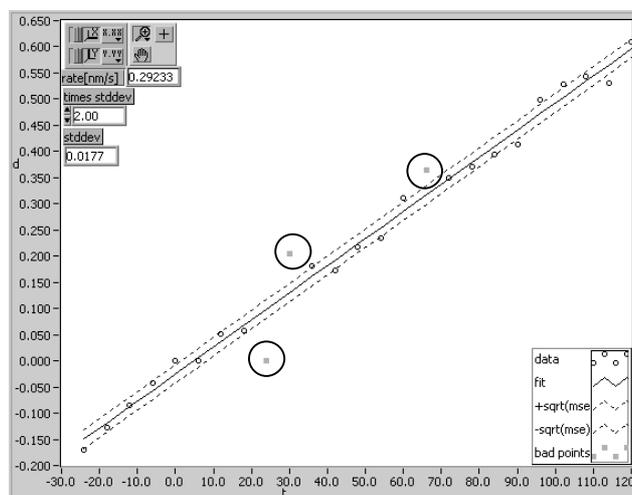


Abbildung 20 Schichtdickenplot des Breitbandmonitors zu Beginn einer Schicht (Schichtdicken in QWOT@520nm). Die ersten 5 Messpunkte zeigen noch die künstlich hinzugefügte „Vergangenheit“ mit „negativen“ Dicken und Zeitpunkten. Die markierten Punkte werden für die finale Regression nicht verwendet.

Auf diese Weise wird die Eingrenzung der Startwerte für die Schichtdickenbestimmung durch eine sinnvolle Approximation unterstützt. Es ist dann, einstellbar über γ oder die Anzahl der Historienwerte, zunächst eine reine Zeitsteuerung möglich. Ein Wechsel zu der optischen Steuerung erfolgt daher automatisch erst, wenn den Messdaten mehr Vertrauen geschenkt werden kann. Einen weiteren stabilisierenden Effekt hat der explizite Ausschluss der Schichtdickenwerte, die weiter als ein über die Software definiertes Vielfaches von der Standardabweichung der Regressionsgeraden entfernt liegen („bad points“ in Abbildung 20). Die Wirkung wird am Beispiel einer Simulation im nächsten Abschnitt im Detail erläutert.

3.3.3 Untersuchung von Fehlerquellen und der Fehlerpropagation

Wie bereits erwähnt, wird zur Bestimmung der aktuell aufwachsenden Schicht nur deren Dicke als alleiniger Parameter variiert und das zuvor aufgebraute Schichtsystem wird als korrekt abgeschlossen betrachtet. Dies setzt auch voraus, dass die Schichtparameter mit hinreichender Genauigkeit als bekannt vorausgesetzt werden können. In der Regel ist der

3. Herstellung und Qualifizierung

Beschichtungsprozess soweit eingefahren, dass die Brechwerte der (im Standardbetrieb) zwei Materialien ausreichend bekannt sind und auch komplexe Designs ohne Benutzereingriff kontrolliert werden können. Es stellt sich dann in gewissen Grenzen eine Fehlerselbstkompensation ein, die sich nicht signifikant auf die finale spektrale Filtercharakteristik auswirken muss [SUL1993]. Treten dennoch Abweichungen von den Sollspektren auf, können die Transmissionspektren, die nach jedem Ende einer Schicht abgespeichert worden sind, dazu verwendet werden, die Schichtdicken rückzurechnen.

Sind diese Dicken groß genug und heben sich die Online-Messungen ausreichend voneinander ab, können auch die Brechwerte bestimmt werden. Dies kann mit der eigens dazu adaptierten Design-Software SPEKTRUM [DIE2008] komfortabel ausgeführt werden. Der Bediener muss dann abwägen, ob ein an den Beschichtungsverlauf angepasstes Design das gerade im Prozess verwendete ersetzen soll oder ob sogar die Folgeschichten angepasst werden müssten, damit die geforderten Spezifikationen eingehalten werden können.

Eine derartige Optimierung ist tatsächlich nur auf Basis der zwischengespeicherten Transmissionsdaten möglich. Diese Eigenschaft macht den optischen Breitbandmonitor zu einem wirkungsvollen Instrument, nicht zuletzt um Fehlchargen zu verhindern.

Es ist allgemein schwierig, die Fehlerempfindlichkeit für ein Design vorherzusagen. Hierzu können mit statistischen Methoden durch Variation der Einzelschichtdicken innerhalb üblicher Fertigungstoleranzen grobe Abschätzungen gegeben werden. Wie sich aber die Fehlerpropagation unter der Verwendung eines bestimmten Schichtdickenkontrollverfahrens verhält, kann auf diese Weise nicht geklärt werden. Für den vorliegenden Prozess lassen sich Vorhersagen über die Gründe und Auswirkung von Schichtdickenfehlern besser durch die Simulation des optischen Monitorierungsvorganges erlangen.

Um diese Thematik zu untersuchen, wurde ein Breitbandmonitor-Simulator entwickelt. Das Programm berechnet Transmissionsdaten entsprechend der vorgegebenen Material- und Schichtdickenkombinationen, wobei diesen Daten verschiedene Fehlerquellen wie Rauschen, zufälliges Springen oder mangelnde Auflösung aufgeprägt werden (zur Veranschaulichung s. Abbildung 22 rechts). Beginnend mit der Schichtdicke Null wird die Dicke der ersten, simulatorinternen Schicht in Schritten inkrementiert, die einer typischen Rate multipliziert mit dem üblichen Messabstand zweier Transmissionsmessungen entsprechen. Die sich ändernden Spektren werden nun durch den originalen Schichtdickenberechnungsalgorithmus analysiert, wodurch sich sowohl berechnete Schichtdicken als auch eine Rate auf einer künstlichen Zeitskala und der entsprechende Schichtabschaltzeitpunkt ergeben. Dieser Abschaltzeitpunkt bestimmt auch das letzte Inkrement für die aufaddierte Schichtdicke der simulatorinternen Schichtfolge. Der entsprechende Schichtdickenwert wird dort hinterlegt und beeinflusst in Form der Rechengrundlage die folgenden simulierten Transmissionsdaten, wenn mit den nächsten Schichten fortgefahren wird. Auf diese Weise kann eine Beschichtung mit der kompletten Historie modelliert werden. In einem realen Prozess führen nicht nur Messfehler zu Ungenauigkeiten in der Schichtabschaltung, sondern auch Abweichungen von

dem als ideal angenommenen Modell bekannter Dispersionsdaten. Diese Fehlerquelle kann ebenfalls untersucht werden, wenn sich die für das Berechnen der simulierten Transmissionspektren verwendeten Materialdaten von denen des Schichtdickenkontrollalgorithmus unterscheiden.

Unter Verwendung dieser Simulationssoftware können nun die einzelnen Schritte bei der iterativen Schichtdickenberechnung visualisiert werden.

Analyse einer Einzelschicht

Zur Veranschaulichung des im Folgenden beschriebenen Analysewerkzeuges wird zuerst die Entwicklung der MSE einer auf einem Quarz-Substrat aufwachsenden TiO_2 -Schicht betrachtet. Die Schichtnummer s nach der in Abschnitt 3.3.1 eingeführten Bezeichnung beträgt also eins. Es wird zunächst ein idealer Beschichtungsprozess mit exakt bekannten Dispersionsdaten und idealen Transmissionsmessungen ohne Fehler vorausgesetzt. Für das Beispiel im Anschluss werden verschiedene Fehlerquellen für die Simulation verwendet.

Mit fortschreitender Beschichtungszeit wächst die simulierte Schichtdicke $d_{\text{real}}(t)$ (Achsenbezeichnung d_{real} in Abbildung 21). Jeder innerhalb des Algorithmus berechnete Wert der Schichtdickeniteration $d_1(t)$ (entspricht d_{calc} in Abbildung 21) stellt schließlich einen Punkt auf der zweiten Achse dar. Der Verlauf entlang der d_{calc} -Achse entspricht demnach einem bestimmten Messzeitpunkt und zeigt jeweils die mittlere quadratische Abweichung der theoretischen von der gemessenen, bzw. simulierten, Transmission. Die sich anhand des resultierenden Transmissionspektrums ergebende MSE wird demzufolge auf der Höhenachse aufgetragen.

Die Schichtdicken in Abbildung 21 sind in der Einheit QWOT@520nm angegeben. Wie zu erwarten, nimmt die MSE ohne zu berücksichtigende Fehler den Wert von exakt Null entlang der Diagonalen an. Das lokale Minimum liegt dabei mit Ausnahme des unmittelbaren Schichtbeginns in einem klar definierten „Tal“ und kann durch den oben beschriebenen Algorithmus durch Variation der Schichtdicke entlang der d_{calc} -Achse zuverlässig gefunden werden.

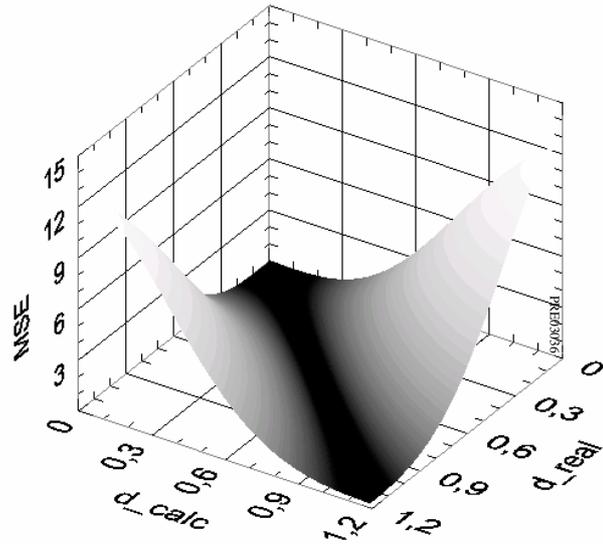


Abbildung 21 Darstellung der mittleren quadratischen Abweichung (MSE) während der iterativen Bestimmung der Schichtdicke. Abgebildet ist der Idealfall bei absolut bekannten Dispersionsdaten und ohne Messfehler (d_{real} und d_{calc} in Einheiten von QWOT@520nm).

3. Herstellung und Qualifizierung

Zur Illustration des Einflusses der Fehlerquellen werden diese nun mit vergleichsweise großen Schwankungen berücksichtigt. Ein simuliertes Transmissionsspektrum, von dem die MSE berechnet wurde, ist in Abbildung 22 rechts dargestellt. Die Fehlerparameter sind wie folgt gewählt:

- a) Rauschpegel der Transmissionsmessung δT : 1% gleichverteiltes Rauschen (peak to peak)
- b) Spektrale Auflösung: 5nm, realisiert durch ein gleitendes Mittel
- c) Zufälliges Springen der Transmission: 2%, verursacht durch Intensitätsschwankungen
- d) Brechungsindexfehler zum Berechnen der Modell-Spektren: die zum Generieren der künstlichen Transmissionsmesskurven verwendeten Brechungsindizes liegen 10% niedriger als diejenigen, die der Kontrollalgorithmus benutzt.

Die Auswirkungen dieser Fehlerquellen können nun etwas detaillierter beschrieben werden:

- a) Ein gleichverteiltes Rauschen führt im Wesentlichen zu einem Versatz im Betrag der MSE in maximaler Höhe von $m \cdot (\delta T / 2)^2$. Der Wert ergibt sich als Folge der Betrachtung der Betragsquadrate der Abweichung als Minimierungskriterium. Die Zahl m bezeichnet wieder die Anzahl der verwendeten Wellenlängenpunkte. Über die Abhängigkeit der Standardabweichung nimmt der Einfluss des Rauschens mit zunehmendem m um den Faktor $\sqrt{1/m}$ ab. Das Rauschen spielt als Fehler verursachende Quelle in der Regel keine entscheidende Rolle, da das lokale Minimum an derselben Position bleibt. Es kann sich aber auswirken, wenn sich auf Grund geringer spektraler Änderungen die ermittelten Schichtdicken nicht unterscheiden lassen.
- b) Die Effekte, die durch das begrenzte Auflösungsvermögen verursacht werden, sind für die ersten Schichten vernachlässigbar. Erst wenn die Spektren mit steigender Gesamtdicke steilere Charakteristika aufweisen, wird dies zu einem Verschmieren der spektralen Konturen bei der Transmission führen. Als Ergebnis wird auch die „MSE-Topografie“ abgeflacht werden, was zu einer größeren Ungenauigkeit in der Schichtdickenbestimmung führt.
- c) Abbildung 22 zeigt, wie im Falle der idealisierten Einzelschicht, den anfänglich flachen Bereich, wodurch eine hohe Unsicherheit in der Bestimmung der Schichtdicke entsteht. Durch Sprünge der Transmissionskurve variieren die final berechneten Schichtdicken, so dass das ermittelte „Minima-Tal“ einen „Zick-Zack-Pfad“ beschreibt. Mit wachsender Schichtdicke nehmen die spektralen Konturen zu, wodurch dieser Effekt abnimmt. Die durch Pfeile markierten Positionen stellen ermittelte Schichtdickenwerte dar und bilden die Historie zur Extrapolation zum

Abschaltzeitpunkt. Dabei wird mittels der zuvor angelegten künstlichen Historie verhindert, dass die Initialwerte für die Folgeberechnungen sofort der eingeschlagenen Richtung folgen. Im weiteren Verlauf werden diese Ausreißer aus der benutzten Historie eliminiert (s. Abbildung 20).

- d) Den stärksten Effekt der Fehlinterpretation der Schichtdicke zeigt bei diesem Beispiel der Fehler in den Brechwerten bzw. der Dispersion. Das simulierte Transmissionsspektrum wird mit kleineren Brechwerten berechnet, als für den Schichtdickenalgorithmus angenommen wird. Auf Grund der fehlerbehafteten Rechengrundlage beschreibt das „Minima-Tal“ einen Bogen, wodurch sich mit steigender Schichtdicke immer größere Abweichungen bei den berechneten Dicken d_{calc} ergeben. Zum Zeitpunkt des Erreichens der Sollschichtdicke von einem QWOT berechnet der Schichtdickenalgorithmus auf Grund der Minimierung der MSE einen um mehr als 20% zu geringen Wert. Im realen Prozess würde die Schicht also wesentlich zu spät abgeschaltet werden.

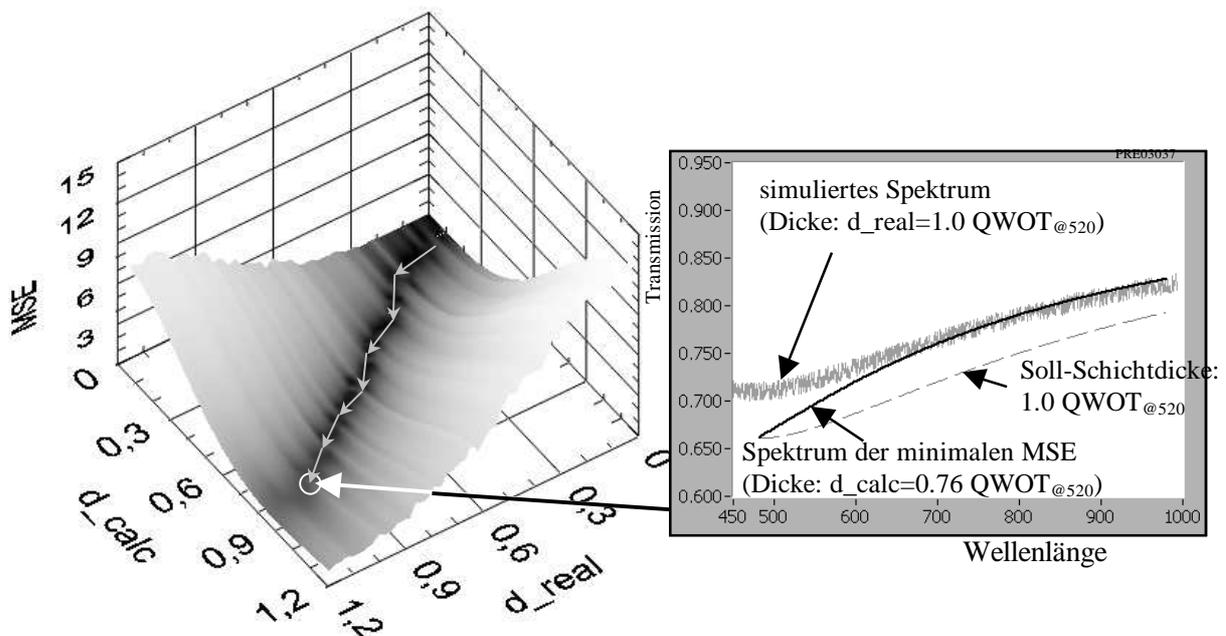


Abbildung 22 Verlauf der MSE bei der Bestimmung der Schichtdicke, wenn das Transmissionsspektrum verschiedener Fehler aufweist. Dargestellt ist zusätzlich die dem markierten Punkt entsprechende Transmissionskurve, die auf der Basis überschätzter Brechwerte falsch interpretiert wird.

Dieses extreme Beispiel veranschaulicht die Empfindlichkeit dieses Monitorierungskonzepts auf Brechwertabweichungen. Im Falle eines derartigen Fehlers würde beispielsweise ein monochromatisches Verfahren, das die Extrema der sich entwickelnden Transmission detektiert, mit höherer Genauigkeit abschalten.

Die Praxis zeigt aber, dass speziell bei dem Sputter-Prozess die Brechwerte sehr reproduzierbar sind. Dies wird im nächsten Abschnitt verdeutlicht.

Normalbetrieb mit zwei Materialien

Die eben erwähnte Prozedur zur Visualisierung des Algorithmusablaufs lässt sich insbesondere auch auf die folgenden Schichten eines Systems anwenden. Es wird der MSE-Verlauf von zwei Simulationen der gleichen Schicht eines QWOT-Schichtsystems betrachtet. Dabei wurden für die Simulationen diesmal realistische Fehlerbereiche angenommen, wobei für die zweite Simulation nur ein größerer Brechwertfehler verwendet wurde:

- Rauschpegel der Transmissionsmessung δT : 0.8% (peak to peak, gleichverteilt)
- Spektrale Auflösung: 2nm
- Zufälliges Springen der Transmission: 0.5%
- Brechungsindexfehler: Simulation 1: -0.5%
Simulation 2: -3%

Wie bei tatsächlich realisierten $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -Systemen ergaben sich für die erste Simulation sehr geringe Fehler im Bereich von Zehntel Prozent.

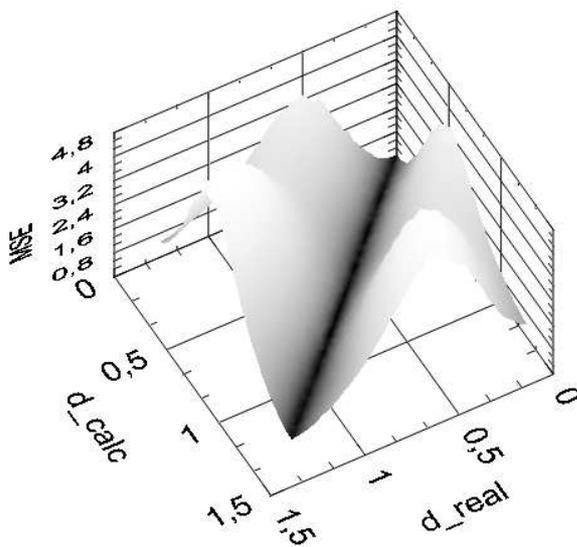


Abbildung 23 MSE-Verlauf der zehnten Schicht eines $(\text{HL})^n$ -Systems unter fast idealen aber realistischen Bedingungen.

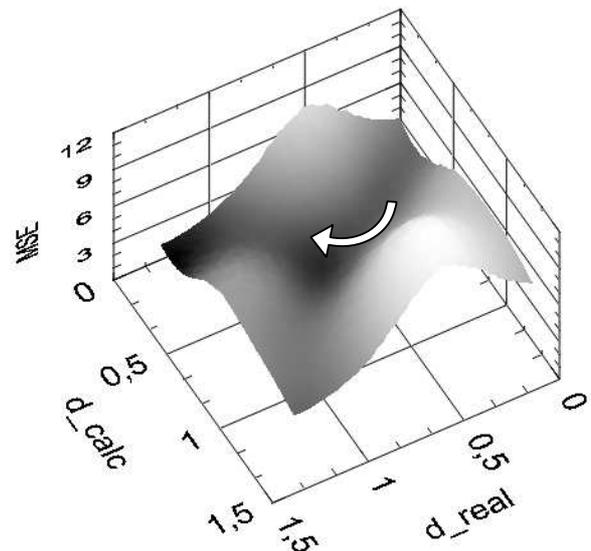


Abbildung 24 MSE-Verlauf der gleichen Schicht nachdem sich aber wegen der stärkeren Fehler im Brechwert Schichtdickenfehler akkumuliert haben.

Der daraus folgende in Abbildung 23 dargestellte MSE-Verlauf der zehnten Schicht zeigt ein gut ausgeprägtes diagonales Tal für die lokalen Minima, so dass hier noch nicht erkannt werden kann, dass sich Fehler der vorherigen Schichten auswirken.

Im zweiten Fall des 3% Brechwertfehlers zeigt sich ein deutlich anderes Verhalten. Bereits ebenfalls in der zehnten Schicht führen die durch den Brechwertfehler verursachten Fehlableschaltungen zu einer Aufsummierung der Schichtdickenfehler in Prozenzhöhe. Wie an dem MSE-Verlauf in Abbildung 24 deutlich zu erkennen ist, wird bereits zu Schichtbeginn eine fälschliche Schichtdicke berechnet. Im weiteren Verlauf bildet sich ein weiteres lokales Nebenminimum aus, was auch tatsächlich absolut tiefer liegt und deshalb von dem Algorithmus bevorzugt wird. Selbst eine globale Extremstellensuche würde in diesem Fall keinen weiteren Lösungsansatz liefern. Wird an dieser Stelle nicht reagiert, würde sogar eine

negative Rate berechnet werden. Ohne weitere a priori-Informationen als zusätzlichen Anhaltspunkt, wie etwa eine Schichtdicke, die sich zum Beispiel aus der Rate und der Beschichtungszeit ergeben kann, würden sich selbst einfache QWOT-Schichtsysteme nicht präzise herstellen lassen.

In abgeschwächter Form führt das Folgen entlang des „MSE-Tals“ zu registrierten Raten-schwankungen, die allein aus der Berechnungsroutine entstammen. Diese sind dann auch nicht von tatsächlich vorhandenen Ratenschwankungen unterscheidbar. Durch die Simulation können aber markante Stellen identifiziert werden. Ein solches, während des realen Beschichtungsprozess, festgestellte Verhalten weist dann auf erste Fehler innerhalb des Schichtsystems hin.

Die hier dargelegten Beispiele zeigen die Notwendigkeit auf, die verwendeten Materialbrechwerte hinreichend gut zu kennen, um Fehler bei der Bestimmung der Schichtdicke zu minimieren. Dabei wurden die standardmäßig verwendeten hoch- und niedrigbrechenden Materialien in Reinform verwendet, wie dies natürlich üblich ist, um auf bekannte Daten zurückgreifen zu können.

Wie die später aufgeführten Beispiele demonstrieren werden, sind aber auch die gezielt eingestellten Mischbrechwerte sehr stabil und reproduzierbar herstellbar, so dass auch komplexe Filter mit einer Zwei-Materialien-Variante realisiert werden konnten, deren hochbrechendes Beschichtungsmaterial aus einer oxidischen Mischung besteht.

Inwiefern sich die zuvor bestimmten Brechwerte ebenso reproduzierbar einstellen lassen, wenn mehr Materialien zum Aufbau des Schichtsystems verwendet werden, musste zunächst geklärt werden. Die Anforderungen an den breitbandigen Monitor und die erforderlichen Anpassungen an die Prozesssteuerung, um auch sehr viele Schichten während eines kontinuierlichen Beschichtungsprozesses kontrollieren zu können, sollen im nächsten Abschnitt erläutert werden.

3.3.4 Optisches Monitorieren von Rugate Filtern

Wie erste Tests zur Umsetzung komplexer Filter unter Verwendung des Zonentargets und einer reinen Zeitsteuerung mit einer kontinuierlichen Targetbewegung gezeigt haben, ist die Stabilität der Rate des verwendeten IBS-Prozesses nicht ausreichend, um Filter mit komplexer spektraler Charakteristik abzuscheiden [LAP2004].

Die Vorzüge der Rugate-Technologie kommen aber gerade bei extremen Anforderungen an die spektralen Eigenschaften zum Tragen. Es ist daher unerlässlich ein geeignetes Kontrollverfahren zu verwenden. Da es auch oft besonders auf die spektrale Lage von steilen Flanken ankommt, empfiehlt sich hierfür ein optisches Verfahren. Gute Ergebnisse für die Spezialanwendung von Schmalband- („notch“)-Filtern wurden mittels Ein-Wellenlängen-Monitorie-

3. Herstellung und Qualifizierung

ren erzielt, wobei ein erheblicher Aufwand bezüglich der Monitoringstrategie und der Prozesskontrolle erforderlich scheint [RAH1997].

Es gilt demnach zu prüfen, ob das flexiblere breitbandige optische Monitorieren zur Kontrolle dieser Beschichtungsvariante verwendet werden kann. Im Folgenden sollen die Entwicklungsschritte zu immer kleiner werdenden Diskretisierungsintervallen aufgezeigt werden, welche dann noch kontrolliert abgeschieden werden müssen.

Die Beschichtungsparameter unterliegen zum einen Langzeiteffekten, zum anderen findet während des Beschichtungsprozesses auch eine geringe Belegung der anderen Seite des Zonentargets statt. Dies kann zu einer feststellbaren Inhomogenität zu Schichtbeginn führen, die sich darin äußert, dass auch wenn der Brechwert angepasst wird, sich die Transmissionsmesskurve nicht entsprechend des homogenen Modells wiedergeben lässt. Wie oben erwähnt, führen derartige Faktoren bei der üblichen Verwendung des Breitbandmonitors zu Prozessschwankungen. Erste komplexere Schichtsysteme wurden daher als „Quasi-Rugate“-Varianten hergestellt, d.h. es wurden von Seiten des Designs zunächst nur wenige Mischbrechwerte gewählt und entsprechend wenige Targetpositionen angefahren [LAP2006]. Die Schichtdicken bei diesen Designs betragen in der Regel einige zehn nm. Nach dem Aufbringen der geforderten Schichtdicken wurde der Shutter zwischen Target und Substrate geschlossen, was zu einer kurzen Unterbrechung des Beschichtungsprozesses führte. Die darauf folgende Mischung wurde über die entsprechende Targetposition eingestellt, wobei mit Hilfe des Ionenstrahls eine Präkonditionierung der entsprechenden Stelle auf dem Target stattfinden konnte. Die dann folgenden Schichten zeigten eine gute Reproduzierbarkeit im Brechwert. Beispiele für derartig hergestellte Komponenten werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

Im weiteren Verlauf konnte festgestellt werden, dass sich die oben genannten Inhomogenitäten bei der Realisierung komplexer Systeme vermeiden lassen, bzw. dass deren Effekt vernachlässigbar ist, wenn die ohnehin erwünschte Prozessvariante von sehr dünnen Einzelschichten zur Darstellung des kontinuierlichen Brechzahlprofils verwendet wird. Dieses lässt sich dadurch erklären, dass bei der Umsetzung des Profils mit vielen dünnen Schichten, deren Brechwerte nicht sehr stark abweichen, die Verfahrenswege entsprechend gering sind. Eine Belegung des für die nächste Schicht vorgesehenen Targetbereichs wird dann bereits durch das Auftreffen der räumlichen Ausläufer des Ionenstrahls unterdrückt.

Simulationen haben gezeigt, dass sich auch viele aufeinander folgende dünne Schichten kontrollieren lassen sollten. Es konnte festgestellt werden, dass sich bei der Verwendung der optisch breitbandigen Schichtabschaltung eine inhärente Fehlerkompensation auswirkt. Vereinfacht lässt sich der Effekt durch den folgenden Zusammenhang darstellen: Wird beispielsweise eine der Schichten zu dünn abgeschieden, so wird dafür die nächste etwas dicker. Hierbei würde sich der geringe Unterschied im Brechwert kaum auswirken bzw. ebenfalls kompensiert werden, da auf die registrierten optischen Schichtdicken reagiert wird. An den unten aufgeführten Beispielen für kontrolliert hergestellte Rugate Filter wird dieser Sachverhalt deutlich.

3.4 Charakterisierung an Hochleistungsoptiken

In diesem Abschnitt werden kurz die zur Charakterisierung von Dünnschichtoptiken angewandten Methoden erläutert [WILL1998]. Erst bei hochwertigen Hochleistungs- bzw. Laseroptiken, wie sie mittels des IBS-Verfahren hergestellt werden, sind empfindliche Messaparturen erforderlich, um die Beschichtungen selbst qualifizieren zu können. Diese gemäß der Norm konzipierten Messplätze wurden schließlich auch genutzt, um die hergestellten Misch- und Rugate Filter in Relation mit konventionell gefertigten Komponenten zu betrachten. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Messverfahren und ihre Spezifikationen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Tabelle 1 Übersicht der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Standardmessverfahren.

Messverfahren	Einsatz und Messgenauigkeit
Spektralphotometrische Transmissions- und Reflexionsmessung ISO15368	Messung der spektralen Transmission und Reflexion. Anwendung: Optimales Verfahren für die Überprüfung der spektralen Charakteristik. Messfehler: <ul style="list-style-type: none"> • Wellenlängenauflösung: $\Delta\lambda=\pm 0.1\text{nm}$ • Absolutgenauigkeit Transmission: $\Delta T=\pm 0.5\%$ • Absolutgenauigkeit Reflexion: $\Delta R=\pm 1\%$ • Absolutgenauigkeit Verluste ($A=1-R-T$): 1.5%
Laserkalorimetrische Messung ISO11551	Bestimmung der in der Probe in Wärme umgewandelten Strahlungsleistung. Anwendung: Untersuchung auf Stöchiometriefehler oder implantierte, absorptive Verunreinigungen Messgenauigkeit: 13% Messauflösung: unter einem ppm
Messung der Totalen Streuung ISO13696	Bestimmung der von der Probe gestreuten Lichtintensität. Anwendung: Untersuchung auf Streuzentren, wie Mikrokristallite oder Einschlüsse Messgenauigkeit: 25% Messauflösung: unter einem ppm
Laserinduzierte Zerstörschwellenmessung ISO11254	Bestimmung der Leistungsbeständigkeit der Probe gegenüber intensiver Laserstrahlung. Messgenauigkeit: 25%

Es werden im Folgenden das Verfahren der Laserkalorimetrie und die Messprozedur zur Bestimmung der laserinduzierten Zerstörschwelle näher kommentiert.

3.4.1 Absorptionsbestimmung mittels Laserkalorimetrie

Die Laserkalorimetrische Absorptionsmessung ist eines der wirkungsvollsten Werkzeuge zur Optimierung von Beschichtungsprozessen. Insbesondere für reaktive Prozesse gestattet die Auswertung der Absorption der Proben eine exakte Analyse zur Qualitätskontrolle. Das Verfahren erlaubt somit den direkten Vergleich von Proben, die mit verschiedenen Beschichtungsparametern hergestellt wurden. Die Auflösung der laserkalorimetrischen Messung gestattet die exakte Bestimmung der Verluste bis in Bereiche unterhalb von 1ppm. Somit ist es möglich, auch die Absorptionen von dielektrischen Dünnschichtsystemen exakt zu messen².

Für die Interpretation der Ergebnisse ist zu beachten, dass das Ergebnis der Messung der Gesamtbetrag der Absorption, also die Summe aus Oberflächen (in diesem Falle Absorption der Beschichtung) und Substratmaterial-Absorption darstellt. Des Weiteren ist die Absorption neben den Eigenschaften des Beschichtungsmaterials auch von der entsprechenden Feldstärkeverteilung in der Beschichtung abhängig. Damit ist es immer von Vorteil, wenn Beschichtungen mit ähnlichem Feldstärkeverlauf miteinander verglichen werden.

Von wichtiger Bedeutung für die entsprechenden Untersuchungen ist die eingesetzte Testwellenlänge. Die laserkalorimetrische Untersuchung ist auf eine geringe Anzahl von Wellenlängen beschränkt³. Für die Messungen im Rahmen des Projektes wurden Wellenlängen von 1064nm und 532nm verwendet, wobei die Nd:YAG-Laserwellenlänge 1064nm häufiger eingesetzt wird.

3.4.2 Die LIDT-Messprozedur

Zur Bestimmung der laserinduzierten Zerstörschwelle wurde das S-on-1 Verfahren nach ISO11254 angewandt. Als Strahlquelle diente ein Nd:YAG Laser („Spectron SL456G“) bei 1064nm mit einer Pulswiederholrate von 10Hz und effektiver Pulsdauer von 11ns (8ns FWHM). Das räumliche Strahlprofil ist nahezu gaußförmig und wurde zu einem Strahldurchmesser von 184µm am Prüfort fokussiert. Für diese exakte Bestimmung des Strahldurchmessers ist ein kamerabasiertes Analysegerät der Firma Metrolux sowie ebenfalls die Klingenmethode nach ISO11146 verwendet worden. Alle gemessenen Proben wurden unter senkrechtem Einfallswinkel gemessen und an 150 Positionen geprüft.

Um den Status einer Position während der Messung zu monitorieren, wird mittels einer Photodiode der gestreute Anteil der Teststrahlung aufgezeichnet. Im Fall einer Zerstörung wird das Streulichtniveau instantan ansteigen und zusammen mit einer Plasmabildung von der Photodiode registriert. Das dabei entstehende Signal wird ausgewertet, um nahezu zeitgleich die Bestrahlung zu unterbrechen. Nach der Messung wird diese automatisierte Zerstörkontrolle überprüft, indem jede Probe mit einem Nomarski-Mikroskop inspiziert wird.

² Mit IBS-Beschichtungen aus reinen oxidischen Materialien lassen sich die Optiken mit den geringsten Verlusten herstellen: z.B. Gyro-Spiegel.

³ Da im Allgemeinen die Optiken für die entsprechenden Laserwellenlängen entworfen werden, ist der Einsatz einer begrenzten Anzahl von Wellenlängen eine akzeptable Einschränkung.

An dabei entstehenden Mikroskopaufnahmen kann zusätzlich die Morphologie der Zerstörungen untersucht werden, um auf die Mechanismen des Zerstörprozesses zurück zu schließen. In den später aufgeführten Diagrammen sind Ergebnisse der Zerstörschwellenmessung anhand der 50% Zerstörwahrscheinlichkeit und der linearen Interpolation zum Ansatz (0% Zerstörwahrscheinlichkeit) der Überlebenskurve dargestellt. In einigen Fällen ist die Überlebenskurve der 1000-on-1 Messung zusätzlich aufgeführt, um das Zerstörverhalten der Proben deutlich zu machen.

4 Entwicklung des Kodepositionsverfahrens

Erst wenn von beiden Targetmaterialien simultan gesputtert wird, kann sich eine tatsächliche Durchmischung der Adatome während der Kondensation auf der Substratoberfläche ereignen. Es soll nun die Annahme bestätigt werden, dass es zu einer Durchmischung der Materialkomponenten auf atomarer Ebene kommt. Dies sollte zutreffen, obwohl der Grad der Durchmischung innerhalb der sich überlagernden Sputterkeule ortsabhängig stattfindet und erst die Integration über die Palettenrotation eine Homogenisierung für die sich auf einem Radius befindlichen Substrate bewirkt. Es wird versucht Aussagen über die Art der Mischungen zu treffen, indem phänomenologische Beobachtungen mit den Modellvorstellungen der effektiven Medien Theorien verglichen werden. Diese werden zunächst vorgestellt, worauf im Anschluss ein Vorexperiment geschildert wird, das die wesentlichen Parameter zu der prinzipiellen Machbarkeit des Kosputterns zweier Materialien aufzeigt.

Darauf folgend werden Aspekte der technischen Umsetzung des Kosputterverfahrens erläutert. Die hergestellten Schichten werden schließlich bezüglich ihrer spektralen Eigenschaften charakterisiert. Dabei findet ein Vergleich einer kodeponierten Mischschicht mit einer Quasi-Mischschicht statt, die durch ein Wechselschichtsystem mit wenige Nanometer dicken Schichten approximiert wurde. Zum Abschluss des Kapitels demonstrieren komplexe Beschichtungen die Anwendbarkeit von homogenen Mischschichten.

4.1 Aufstellen eines geeigneten Mischmodells der Dielektrika

Für das Beschreiben der optischen Konstanten der sich durch Kodeposition bildenden amorphen Dielektrika ist es erforderlich, ein geeignetes Mischmodell zu finden. Hierzu liefert die „effective medium theorie“ verschiedene Ansätze heterogene Mischungen zu beschreiben [CHO1999]. Dabei wird eine effektive Dielektizitätskonstante ϵ_{eff} aus den mikroskopischen Bestandteilen der Mischung abgeleitet. Es wird davon ausgegangen, dass die Lorentz-Beziehung $E_{lokal} = \epsilon \cdot E = E + \frac{4\pi}{3} P$ gilt, die das lokale mikroskopische elektrische Feld E_{lokal} durch das an einem Dielektrikum anliegende makroskopische elektrische Feld E und durch die gemittelte Polarisation P ausdrückt [KIT1999]. Die Polarisation wird näherungsweise durch die Summe der im Referenzvolumen betrachteten atomaren Dipolmomente gebildet:

$$P = \sum_j N_j p_j = \sum_j N_j \alpha_j E_{lokal}(j),$$
 wobei α_j die atomare Polarisierbarkeit auch unterschiedlicher vorhandener Spezies darstellt.

Hieraus folgt die Clausius-Mossotti-Relation:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_j N_j \alpha_j, \text{ woraus sich die Lorentz-Lorenz-Darstellung des effektiven Mediums}$$

für in diesem Fall zwei Komposita bestimmt, die das betrachtete Volumen komplett ausfüllen:

$$\frac{\varepsilon_{\text{eff}} - 1}{\varepsilon_{\text{eff}} + 2} = f_a \frac{\varepsilon_a - 1}{\varepsilon_a + 2} + f_b \frac{\varepsilon_b - 1}{\varepsilon_b + 2}.$$

Die $f_{a,b} = \frac{N_{a,b}}{N_a + N_b}$ bezeichnen dabei die Volumenanteile der Komposita und die $\varepsilon_{a,b}$

bezeichnen die Dielektrizitätskonstanten der beiden Stoffe.

Sind die eingebetteten mikroskopischen Partikel des einen Materials groß genug um eine eigene dielektrische Identität aufzuweisen, aber dennoch wesentlich kleiner als die betrachtete Wellenlänge des Lichts, können diese als umgeben von einem Wirtsmedium mit $\varepsilon_w \neq 1$ angesehen werden, welches je nach Betrachtung dem einen oder dem anderen Komposit zu geordnet werden kann:

$$\frac{\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_w}{\varepsilon_{\text{eff}} + 2\varepsilon_w} = \sum_i f_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_w}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_w}.$$

Dieser Ausdruck wird Maxwell-Garnett-Modell genannt [MAX1904].

Der als „effective medium approximation“ (EMA) bezeichnete Ansatz geht davon aus, dass gerade die Dielektrizitätskonstante des Wirtsmaterials dem des effektiven Mediums entspricht. Es ergibt sich hieraus das als Bruggeman-Modell [BRU1935] bekannte Verhältnis:

$$0 = \sum_i f_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_{\text{eff}}}.$$

Die Ableitung für den oben verwendeten Begriff der Polarisierbarkeit entstammt fundamentalen Überlegungen der Elektrostatik an dielektrischen Kugeln und gilt streng genommen für kubische Gittersymmetrien [JAC2006]. Es lassen sich auch weitere Modelle aufstellen, in denen dielektrische Ellipsoide betrachtet werden, die als weitere Formfaktoren in die Polarisierbarkeit einfließen [ASP1982b]. Hierauf soll aber nicht weiter eingegangen werden. Ebenfalls kann davon ausgegangen werden, dass die Schichten bei der Verwendung des Sputterprozesses keinesfalls porös werden. Bei Experimenten mit einem ähnlichen Ko-sputter-Aufbau mit zwei Materialien wurde sogar ein linearer Zusammenhang zwischen Zusammensetzung und Brechungsindex gefunden [CEV1995]. In diesem Fall ergab sich der experimentell bestimmte effektive Brechungsindex zu:

$$n_{\text{eff}} = f_a n_a + f_b n_b.$$

Findet keine Abschirmung der beiden Medien untereinander statt, bildet sich die mittlere atomare Polarisierbarkeit aus dem Mittel der Volumenanteile, woraus sich ein linearer Zusammenhang zwischen den Dielektrizitätskonstanten ergibt [ASP1982a]. Mit $n^2 = \varepsilon$ ist dann:

4. Entwicklung des Kodepositionsverfahrens

$$n_{eff}^2 = f_a n_a^2 + f_b n_b^2.$$

Dieser Ausdruck stellt das obere Wiener-Limit dar, das von einer minimalen Abschirmung (screening) des betrachteten Referenzvolumens ausgeht. Das untere Wiener-Limit ergibt sich aus grundlegenden elektrodynamischen Überlegungen unter Betrachtung einer maximalen Abschirmung [FEL1986]:

$$\frac{1}{n_{eff}^2} = f_a \frac{1}{n_a^2} + f_b \frac{1}{n_b^2}.$$

Für die Herstellung komplexer Filtersysteme ist es unumgänglich die Brechwerte in einem weiten Spektralbereich zu kennen. Dies ist insbesondere für den sichtbaren Bereich wichtig, wenn dort mittels breitbandigen optischen Monitorierens die Kontrolle des Beschichtungsprozesses erfolgen soll.

Ein Mischmodell kann daher nur dann als geeignet angesehen werden, wenn sich auch die experimentell ermittelten Dispersionsdaten der Mischung für den gesamten interessierenden breiten Spektralbereich beschreiben lassen. Erst dann kann es im Rahmen einer Anwendung sinnvoll umgesetzt werden.

Es hat sich gezeigt, dass quantenmechanische Betrachtungen der Delokalisierung von Elektronen durch elektrische Felder in guter Näherung dem Lorentzschen Oszillatormodell entsprechen [BOR1987]. Dabei wird angenommen, dass eine Dipolwechselwirkung an gebundenen Elektronen, die einer quasi-elastischen Rückstellkraft unterliegen, stattfindet und dass die durch das Medium laufende Welle eine Dämpfung erfährt. Dieser Ansatz hat sich besonders bei der Beschreibung der dielektrischen Konstanten im transparenten Bereich bewährt, der für die hier betrachteten Oxide im sichtbaren Spektralbereich liegt. Mit den Oszillatorstärken f_j , den Dämpfungskonstanten γ_j und den Resonanzfrequenzen ω_{0j} lässt sich nach Lösen der Bewegungsgleichung und Einsetzen in die atomare Polarisierbarkeit die Clausius-Mossotti-Relation schreiben als:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi e^2}{3m} \sum_j \frac{N_j f_j}{(\omega_{0j}^2 - \omega^2) - i\gamma_j \omega}$$

Daraus ergeben sich die bekannten Dispersionsrelationen für n und k [DEM2004], wozu bemerkt werden muss, dass bislang der komplexe Brechwert n als rein real angenommen wurde. Ein Auflösen nach n erlaubt schließlich das Bestimmen des Real- sowie des Imaginärteils, was dem (realen) Brechungsindex und dem Extinktionskoeffizienten entspricht.

Es ist für eine praktikable Anwendung sinnvoll, experimentell bestimmte Dispersionsverläufe durch nur wenige Parameter beschreiben zu können. Für den praktischen Gebrauch haben sich im Wesentlichen zwei alternative Schreibweisen für die Darstellung des dispersiven Verhaltens des Brechungsindex durchgesetzt. Hierbei wird der Dämpfungsterm vernachlässigt, d.h. die Modelle sind streng genommen nur für geringe Absorptionswerte gültig. Es sind dies das Sellmeier-Modell

$$n^2 - 1 = \frac{b_1 \lambda^2}{\lambda^2 - c_1} + \frac{b_2 \lambda^2}{\lambda^2 - c_2} + \dots,$$

bei dem prinzipiell die Resonanzstellen über die Parameter c angegeben werden können und das Cauchy-Modell

$$n = A_0 + \frac{A_1}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^4} + \dots,$$

das sich aus der Reihenentwicklung der Dispersionsrelation nach λ ergibt [BOR1987].

Erst bei der genaueren Betrachtung der durch Bindungsverhältnisse bestimmten Absorptionsmechanismen lassen sich aus spektralphotometrischen Messungen Rückschlüsse auf die Elektronenstruktur ziehen. Da sich bei den entstehenden amorphen Festkörpern keine Fernordnung einstellt, findet eine „Verwaschung“ der Brillouin-Zone statt. Es können sich dann lokalisierte Zustände ausbilden, die gemäß der Urbach-Regel zu einem exponentiellen Anstieg der Absorption in der Nähe der fundamentalen Bandkante führen [TAN1995]. Mit dem Begriff der Bandkante wird im Folgenden eher die in der Literatur anzutreffende optische Bandkante oder Absorptionskante bezeichnet. Eine konkrete Definition ist für durch Beschichtungsprozesse hergestellte Dielektrika nicht zu finden. Sinnvoll wäre es beispielsweise, eine signifikante Position wie die Wendestelle im Absorptionsverhalten des individuellen Materials zu wählen [AMO2006].

Auch wenn dieser Energiebereich bei Materialien mit hoher Bandkante klein ist, kann die eingeführte exponentielle Energieabhängigkeit der Absorption bis zur Bandkante [URB1953] als Fitfunktion mit wenigen Parametern zum Ermitteln der Extinktionskoeffizienten genutzt werden. Speziell bei Beschichtungen für den UV-Bereich ist die Kenntnis der bandkantennahen Absorption von größter Bedeutung.

Dieser Sachverhalt kann in folgender Form ausgedrückt werden:

$$k(\lambda) = A \cdot \exp \left[B \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right],$$

Die Parameter A , B und λ_0 geben Auskunft über Höhe, Steigung und Lage zur Bandkante. Der Parameter B kann hierbei z.B. die Skalierung auf die Energieeinheit eV enthalten. Für den Bereich höherer k -Werte in direkter Nähe der Bandkante verliert dieses Modell an Gültigkeit, so dass für die Fitprozedur ein geeignetes spektrales Intervall gewählt werden muss. Es ist bei den hier im Vordergrund stehenden vorgestellten Anwendungen für dielektrische Schichtsysteme aber ohnehin der Spektralbereich mit niedriger Absorption von Interesse. Es ist zu beachten, dass der k -Wert als Imaginärteil in den komplexen Brechwert eingeht, der als Extinktion mit dem Beerschen Absorptionskoeffizienten verknüpft ist. Bei bekannter Schichtdicke d kann über die experimentell festgestellte Absorption pro Wellenlänge ein k -Wert abgeschätzt werden. Der Ausschluss von Interferenzeffekten wird dabei als inkohärente Näherung bezeichnet.

4. Entwicklung des Kodepositionsverfahrens

Das bereitgestellte Formelwerk soll in den folgenden Abschnitten auf experimentelle Daten angewendet werden. Dabei wird sich zeigen inwieweit sich die Modellvorstellungen auch auf komplexe Sachverhalte anwenden lassen.

4.2 Technische Umsetzung des Kosputter-Prozesses

4.2.1 Vorexperiment zur Mischbarkeit

Als Voruntersuchung zur Mischbarkeit von Ionenstrahlzerstäubten dielektrischen Materialien wurde ein Silizium-Wafer auf das Titan-Target gelegt und beide Materialien wurden simultan dem Ionenstrahl ausgesetzt. Zur Analyse der entstehenden Mischungen und deren räumlicher Verteilung, wurde eine in den Rezipienten an der Substratposition horizontal eingelegte Glasplatte beschichtet.

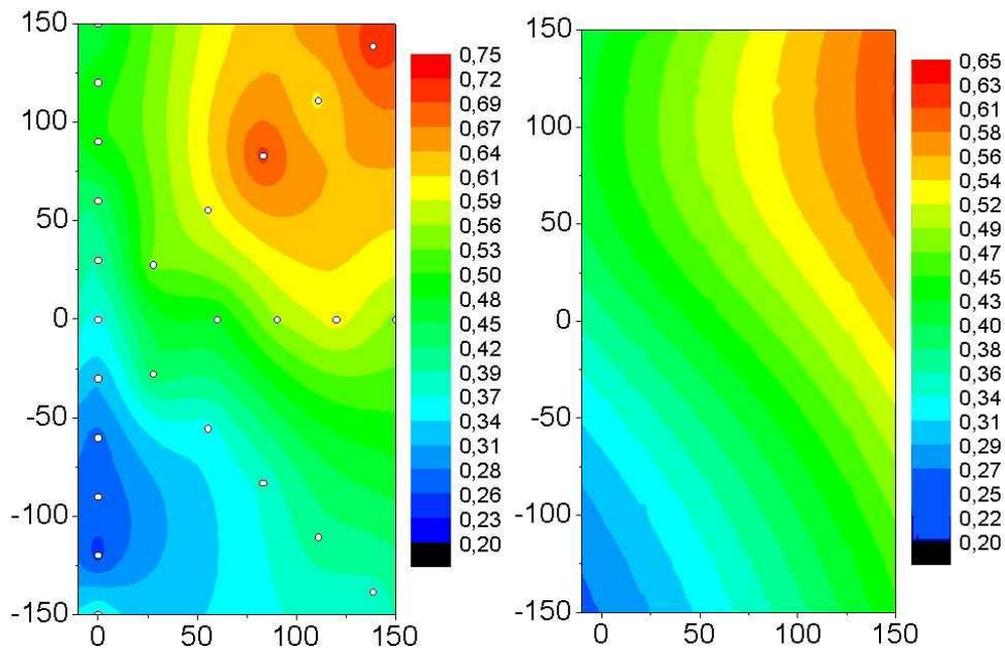


Abbildung 25 Ergebnis der Voruntersuchung zur Kodeposition auf eine Glasplatte (300x150mm). Die Farbskala gibt den Siliziumanteil wieder. **a (links)**: Experimentell mittels EDX-Analyse verifizierte Konzentrationsverteilung der statischen Glasplatte. **b (rechts)**: Modell-Verteilung unter Berücksichtigung der Geometrie [GÖR2004].

An ausgewählten Positionen fand schließlich die Konzentrationsbestimmung der beiden Komposita mittels energieaufgelöster Röntgenbeugung (EDX: Energy Dispersive X-Ray-Analysis) statt und die entsprechenden Schichtdicken sowie Brechungsindizes wurden mittels optischer Spektralphotometrie bestimmt. Als ersten Ansatz zur Beschreibung der Beziehung zwischen Konzentration und Brechungsindex konnte die Lorentz-Lorenz-Formel (s. Kap. 4.1) als Mischmodell mit hinreichender Genauigkeit verwendet werden. Die Auswertung der angefallenen Messdaten gestattete nun den Vergleich der Konzentrationsverteilung mit der

modellierten Sputterverteilung (Abbildung 25). Es wird dabei von der vereinfachten Annahme punktförmiger Teilchenquellen ausgegangen, deren Abstrahlcharakteristik einer \cos^n -Verteilung gehorchen. Die auf eine materialabhängige Maximalrate R_{max} normierte Verteilung $I(\vec{x})$ ergibt sich somit aus der Summe der Einzelquellen, die sich mit den folgenden Skalarprodukten darstellen lassen:

$$I_{Si/Ti}(\vec{x}) = \left(\vec{n}_k \circ \frac{\vec{x} + \Delta\vec{x}_{Si/Ti}}{\|\vec{x} + \Delta\vec{x}_{Si/Ti}\|} \right)^n \frac{R_{max, Si/Ti}}{\|\vec{x} + \Delta\vec{x}_{Si/Ti}\|^2}.$$

Dabei bezeichnet \vec{n}_k den Normalenvektor der Targetebene, \vec{x} den Richtungvektor der Adatome und $\Delta\vec{x}_{Si/Ti}$ den Verschiebungsvektor zur jeweiligen Punktquelle. Der Exponent n beschreibt im Wesentlichen die Form der sich ausbildenden Sputterkeule. In Einvernehmen mit Literaturwerten [FRE1987] wurde für beide Materialien ein Wert des Exponenten um Drei ermittelt.

Die qualitativ gute Übereinstimmung des Modells zeigt hier bereits, dass sich die individuelle räumliche Verteilung der unterschiedlichen gesputterten Materialien unabhängig voneinander einstellt. Für eine gezielte Präparation von Mischungen sind daher im Wesentlichen geometrische Faktoren zu berücksichtigen.

Es ließ sich somit die Aussage treffen, dass sich das IBS-Verfahren zur Herstellung dielektrischer Mischmaterialien eignet.

4.2.2 Das positionierbare Zonentarget

Das aus dem Vorversuch hervorgehende Modell zur Beschreibung der materialspezifischen Sputterverteilung konnte somit die Grundlage für die Konzipierung des Zonentargets liefern. Dabei erfolgte die Umsetzung, wie in Abbildung 26 dargestellt. Die metallischen Targetmaterialien sind nebeneinander mit dem entsprechenden Kühlkörper auf der Bühne des linearen Translators montiert (s.a. Abbildung 17). Der Linearverschiebetisch ist dabei für den Betrieb im Vakuum ausgelegt und hat eine Positioniergenauigkeit von etwa $20\mu\text{m}$. Der schräge Schnitt dient dabei zum einen zur Verbreiterung des Mischbereichs und verhindert zum anderen das Auftreffen der beschleunigten Ionen in den Spalt¹ zwischen den Targetplatten. Je nach Position der Verfahreinheit werden unterschiedliche Areale des Zonentargets dem Ionenstrahl ausgesetzt, wobei die Mischungsverhältnisse der abgesputterten Targetteilchen durch die entsprechend beaufschlagten Flächenanteile gegeben sind und demnach von der räumlichen Energieverteilung des Ionenstrahls, der materialspezifischen Sputterrate sowie der Abstrahlcharakteristik der Adatome abhängen. Wie eingangs erwähnt, ist ein wichtiger Faktor dabei die sich ändernde Position der Substrate in der rotierenden Kalotte. Deren Bewegung trägt unmittelbar zum Durchmischungsprozess bei, wobei sich bei einer Umdrehungsgeschwindigkeit von 60U/min für außen liegende Substrate eine Modulation der

¹ Dieser Bond-Spalt ist erforderlich, da sich die Targets lokal erwärmen und ausdehnen. Ein gerader Schnitt würde ohne das Einfügen einer Fase ein Auftreffen der Ionen auf das darunter liegende Lot erlauben.

4. Entwicklung des Kodepositionsverfahrens

Zusammensetzung von 1Hz während des Wachstums einstellt. Die Amplitude dieser Modulation bleibt bei einer Beschichtungsrate von etwa 0.1nm/s auf atomarer Skala, so dass sich im Integral eine als homogen betrachtete Mischschicht mit definiertem Brechwert auf den Substraten ausbildet.

Durch laterale Targetverschiebung lässt sich demnach eine vollständige Brechwertdynamik zwischen dem Wert von etwa 2.4 des TiO_2 als hochbrechendem und einem Index von etwa 1.5 des SiO_2 (bei einer Wellenlänge von 600nm) als niedrigbrechendem Material erreichen.

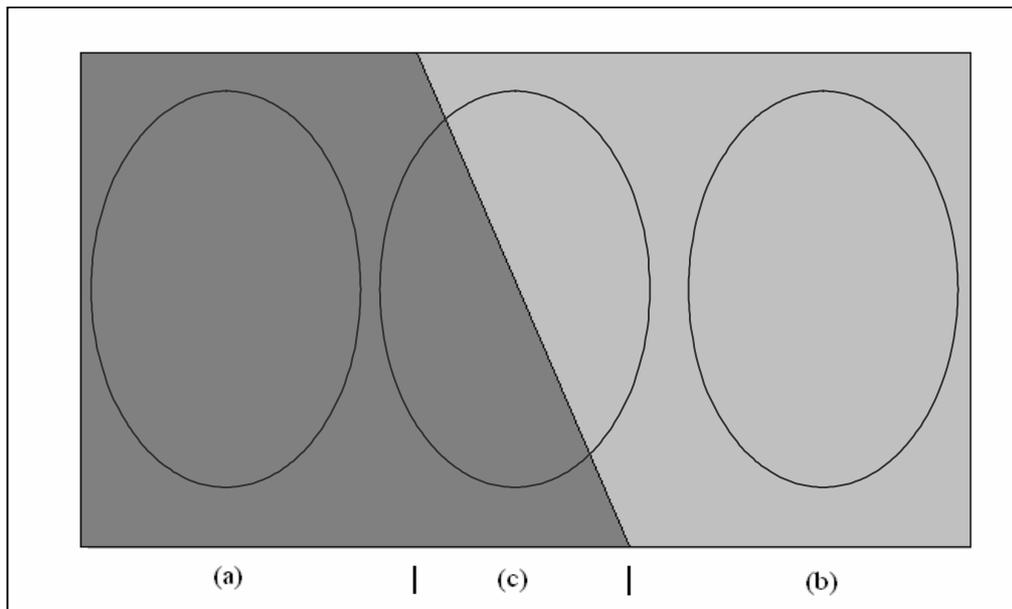


Abbildung 26 Darstellung des Zonentargets mit den beiden Bereichen der Reinformen (a, b) und der Mischzone. Das Target misst 200x365mm.

Nach einer Qualifizierung der positionsabhängigen Eigenschaften können schließlich die optischen Parameter gezielt eingestellt werden. Das Ziel ist dabei ist, die Reproduzierbarkeit eines stabilen Prozesses auszunutzen, um den gewünschten Schichtbrechwert zu erhalten.

Die mit diesem Aufbau erreichbaren konzentrationsabhängigen Dispersionsdaten werden im folgenden Abschnitt dargelegt.

4.3 Beschreibung der optische Eigenschaften kodeponierter Mischschichten

Die Kenntnis der sich einstellenden Brechwerte, Dispersion und Absorption, von Mischungen bei unterschiedlich gewählten Positionen des Zonentargets ist von essentieller Wichtigkeit, wenn später im automatisierten Betrieb komplexe Brechwertprofile realisiert werden sollen.

Zum Erfassen dieser Brechwertabhängigkeit wurden acht homogene Einzelmischschichten an verschiedenen Targetpositionen mit ähnlichen Dicken um $0.5\mu\text{m}$ hergestellt. Für spätere Untersuchungen zur Femtosekunden-Zerstörschwelle wurden jeweils gerade Anzahlen von QWOT, bei 800nm gewählt, um für alle Proben optisch unwirksame Schichten zu erhalten

[JUP2007]. Eine Analyse der atomaren Zusammensetzung bzw. Bestimmung der Konzentration erfolgte mittels EDX² an Einzelschichten auf Saphir-Substraten. Die Ergebnisse sind mit den optischen Konstanten in Tabelle 2 zusammengefasst.

Tabelle 2 Ergebnisse der EDX- und spektralphotometrischen Analyse von TiO₂/SiO₂-Mischschichten.

Target-Position [mm]	TiO ₂ -Konz. [%]	n	k	n @600nm	Optische Bandkante [eV]	Schichtdicke	
		@350nm				[nm]	[QWOT] @800nm
27	3,1	1,517	2,1e-4	1,493	5,39	540,3	4
73	19,5	1,646	6,3e-4	1,591	4,23	508,0	4
94	32,7	1,792	1,3e-3	1,692	4,01	476,9	4
119	49	1,997	4,6e-3	1,830	3,84	440,0	4
139	67,4	2,327	1,5e-2	2,045	3,70	593,9	6
164	84,7	2,613	2,8e-2	2,212	3,59	552,3	6
180	93,6	2,854	~5e-2	2,350	3,53	523,6	6
217	100	2,965	~7e-2	2,408	3,49	511,2	6

Die wellenlängenabhängigen Brech- und Absorptionswerte wurden durch Auswerten von Transmissions- und Reflexionsspektren bestimmt. Die spektralphotometrischen Messungen erfolgten an 1mm dicken Quarzglas-Substraten mit einem kommerziellen Gerät (Perkin Elmer, Lamda900) im Bereich von 200nm bis 1500nm.

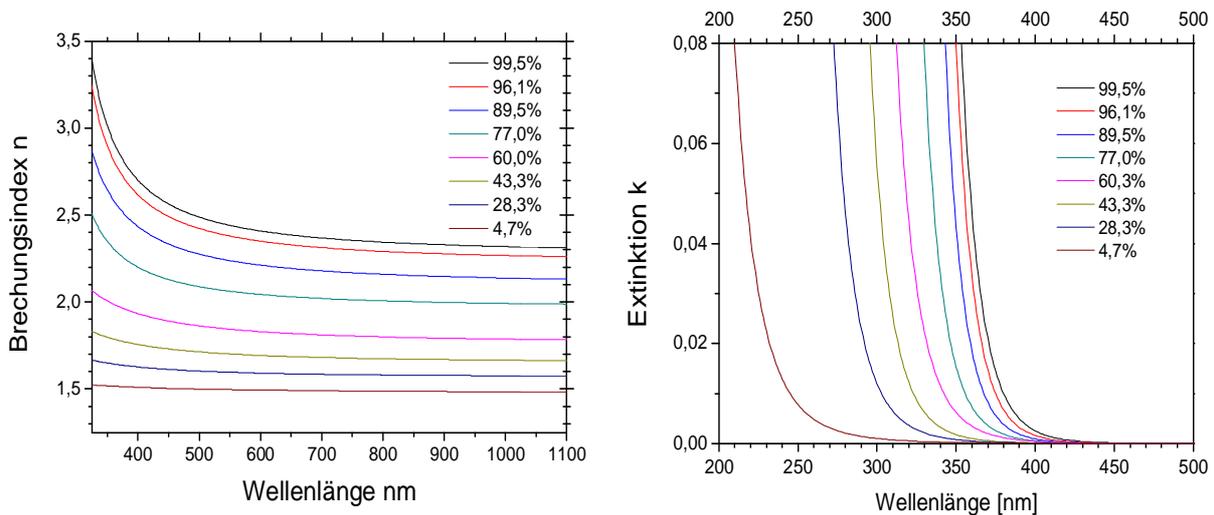


Abbildung 27 a (links) Ermittelte Brechwerte und **b(rechts)** Extinktionskoeffizienten der SiO₂/TiO₂-Mischungen

Die Parameter der optischen Funktionen wurden dabei durch ein Least-Square-Fitting-Verfahren (LSQF) nach der Monte-Carlo-Methode gewonnen. Hierfür wurden insgesamt 7

² Die Analysen wurden an der FH Göttingen unter Prof. Bartuch ausgeführt.

4. Entwicklung des Kodepositionsverfahrens

Parameter optimiert: die Schichtdicke, 3 Parameter zum Beschreiben des Absorptionsanstieges (A , B , λ_0) und wiederum 3 Parameter für die Dispersion gemäß der Sellmeier-Formel (b_1 , c_1 , b_2 , ($c_2=0$)). Das Resultat dieser Auswertungen ist in Abbildung 27 abgebildet.

Wie sich zeigt, lassen sich sowohl die Brechwerte als auch die Extinktionskoeffizienten in sinnvoller Weise modellieren, so dass sich im Rahmen des LSQF-Verfahrens ein konsistentes Bild ergibt. Von Interesse ist nun welches Mischmodell sich anwenden lässt, um ein Brechwertmodell für beliebige Mischkonzentrationen zu erhalten. Da dieses nicht sofort ersichtlich ist, wurden die verschiedenen resultierenden Brechwerte der Mischrelationen zunächst für die Wellenlänge 600nm im mittleren sichtbaren Spektralbereich berechnet und in der Abbildung 28 für die verschiedenen Konzentrationen aufgetragen. Unter Berücksichtigung eines typischen Fehlers der EDX-Analyse im Prozentbereich bei der Bestimmung der Zusammensetzung zeigt sich die beste Übereinstimmung mit dem Lorentz-Lorenz-Modell. Zur Verifikation, ob das prognostizierte Modell auch tatsächlich die Dispersion berücksichtigt, wurden die ermittelten Brechwert entsprechend der TiO_2 -Konzentration auch für die Wellenlänge 355nm aufgetragen. Diese Wellenlänge liegt sehr nahe an der optischen Bandkante des reinen TiO_2 , so dass sich in diesem Wellenlängenbereich die Absorption stark auswirkt. Ein Vergleich der k -Werte mit dem Mischmodell ist über die Ermittlung des Imaginärteils des komplexen Brechungsindex möglich. Abbildung 29 zeigt, dass der Realteil auch hier gut durch das Lorentz-Lorenz-Modell wiedergegeben wird (links), während die aus den Messungen extrahierten k -Werte deutlich niedriger liegen als vom Modell vorhergesagt (rechts).

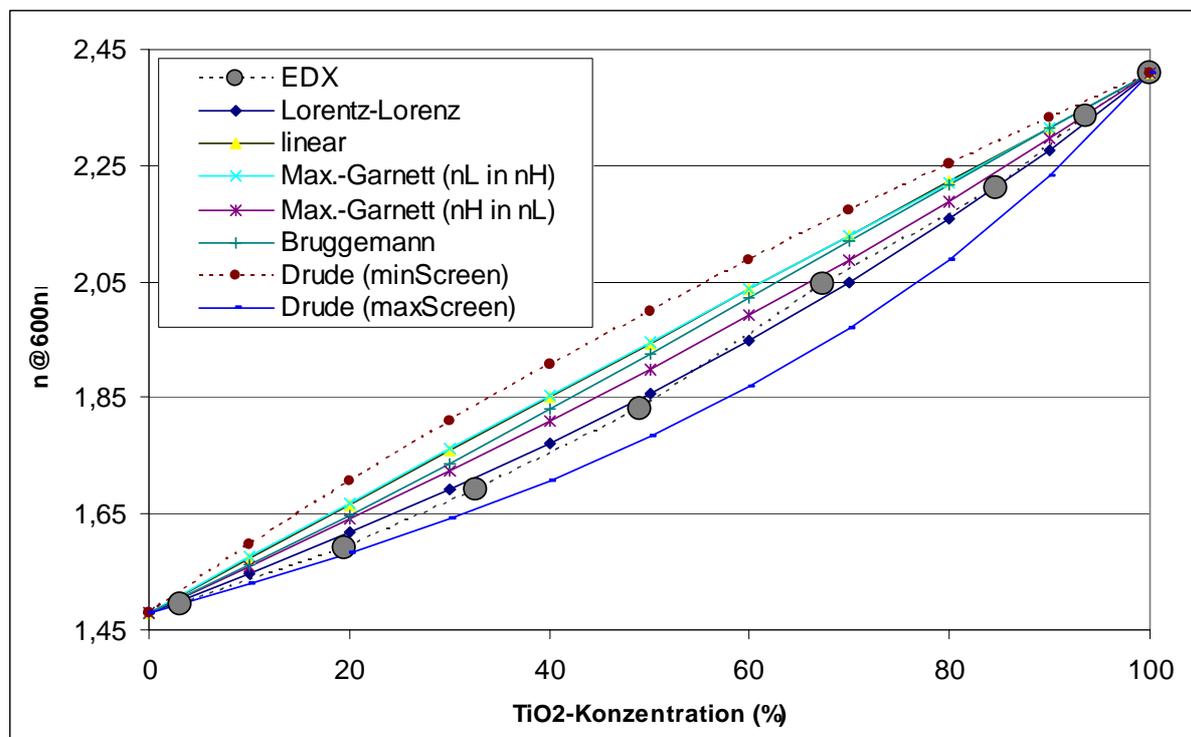


Abbildung 28 Vergleich der Effektiven Medien Theorien am Brechwertverhalten der $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -Mischungen.

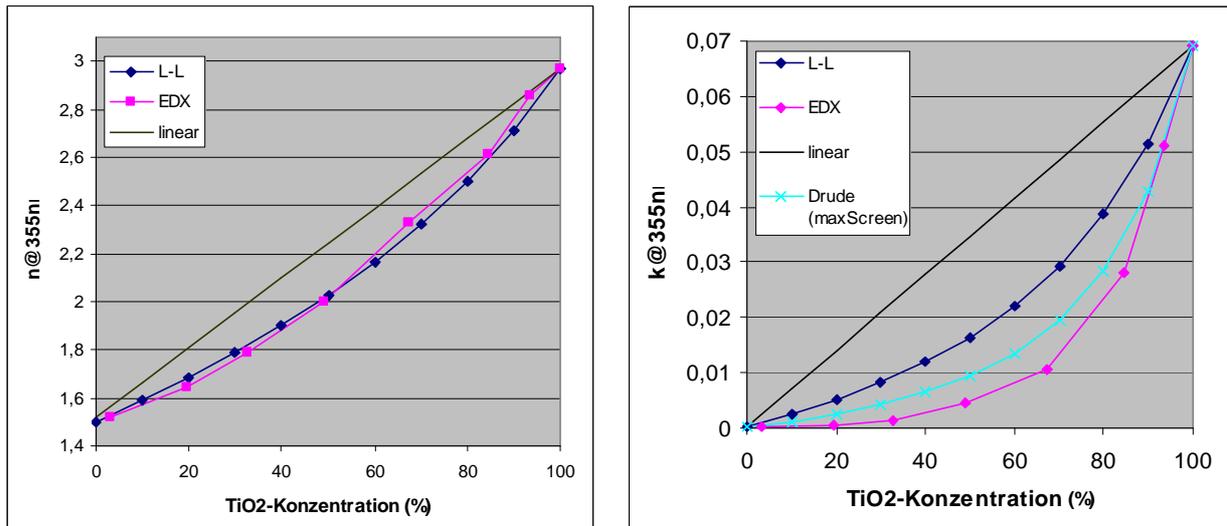


Abbildung 29 a (links) Vergleich des Lorentz-Lorenz-Modells mit den Brechwerten bei den ermittelten Konzentrationen bei 355nm. **b (rechts)** Darstellung der Extinktion, die sich ebenfalls aus dem Mischmodell ergeben sollte.

Dieses Verhalten kann zunächst nicht über die mittels der vorgestellten Modelle modifizierten atomaren Polarisierbarkeiten erklärt werden. Insbesondere demonstrieren auch die späteren Beispiele, dass es sich hierbei nicht um Messfehler handelt. Eine Begründung ist hier sicherlich in der elektronischen Struktur des neu gebildeten amorphen Festkörpers zu finden. Dies wird auch bei Betrachtung des Vergleichs der Messdaten mit dem Drudeansatz (Abbildung 29b) deutlich, der das untere Wiener Limit darstellt, welches von einem maximalen Abschirmungseffekt der eingebetteten Moleküle ausgeht [ASP1989]. Selbst diese Schranke wird von der Extinktion der Mischungen unterschritten. Eine weitergehende fundierte Analyse würde aber den Rahmen dieser Arbeit überschreiten.

Es ist aus experimenteller Sicht vielmehr entscheidender, dass sich durch diesen „blue-shift“ [EDL1993] Anwendungsmöglichkeiten für Materialien ergeben, die sonst unter deren Verwendung nicht umsetzbar sind. Dieser Punkt wird später noch weiter betrachtet.

Wie gezeigt, lässt sich die Brechwertabhängigkeit von der Konzentration und damit auch von der eingestellten Lineartischposition gut durch das Lorentz-Lorenz-Modell beschreiben. Dies ist offenbar nicht nur an den diskreten Werten der Testchargen möglich, so dass sich ein direkter funktionaler Zusammenhang zwischen jeder beliebiger Targetposition und dem sich daraus ergebenden Brechwert aufstellen lässt. Hierzu genügt es, ein Polynom fünften oder sechsten Grades durch eine Fit-Prozedur zu finden, woraus sich durch Interpolation physikalisch sinnvolle Funktionswerte zwischen den Messwerten finden lassen. Der in Abbildung 30 dargestellte Verlauf kann daher als Kalibrierkurve für die entsprechende Konfiguration von Ionenstrahlparametern und Target-/Paletten-Geometrie angesehen werden.

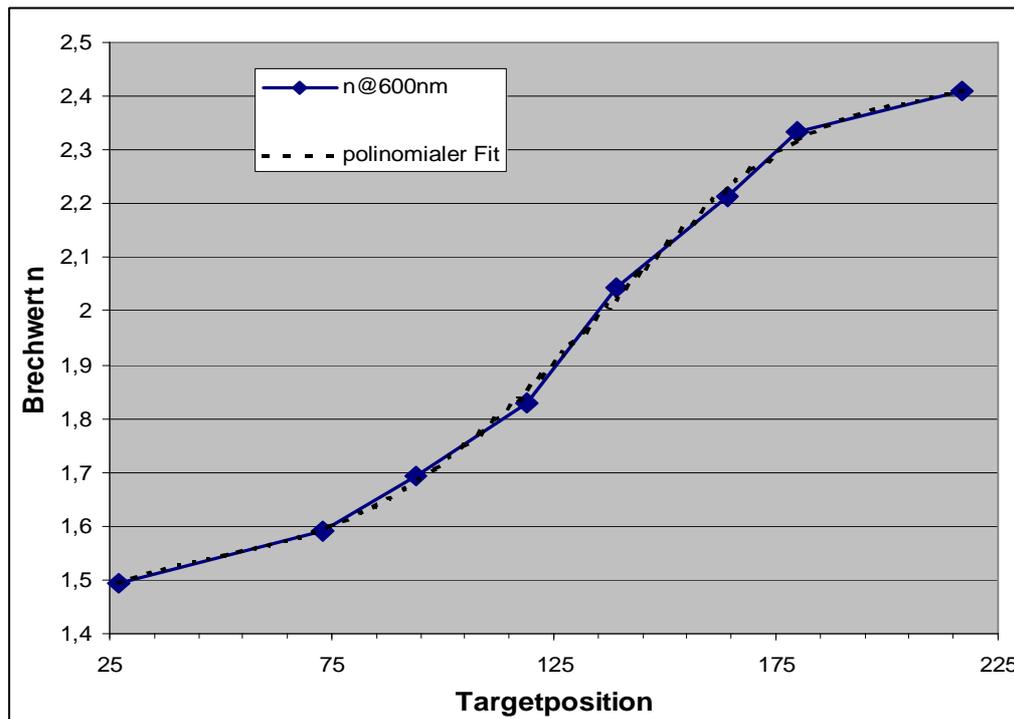


Abbildung 30 Abhängigkeit des Brechwertes von der Verschiebeposition des Titan/Silizium-Targets

Die soeben dargestellte Kalibrationsroutine muss bei der Verwendung anderer Materialien oder bei grundlegenden Änderungen in der Konfiguration erneut durchgeführt werden. Dabei ist es für die eigentliche Anwendung selbst nicht essentiell, die genaue Konzentration zu kennen. Hierzu genügt lediglich die Kenntnis des sich schließlich einstellenden Brechwertes. Wie genau dieser Brechwert dann bekannt sein muss, wird bei der Behandlung der Beschichtungsprozesskontrolle diskutiert.

In der Praxis wird bei einer erforderlichen Kalibration ein Testschichtsystem hergestellt, welches ausreichend dicke Schichten verschiedener Brechwerte enthält. Nach der vorzugsweise automatisierten Beschichtung können die Spektren des Breitbandmonitors verwendet werden, um den zuvor definierten Targetpositionen die entsprechenden Brechwerte zuzuordnen. Nach einer solchen Online-Datenanalyse sind dann die Brechwerte zumindest für den Spektralbereich des optischen Monitors hinreichend bekannt.

4.4 Vergleich der Zwei-Materialienapproximation mit dem Kodepositionsverfahren

4.4.1 Homogene Mischschicht

Der Vergleich einer durch zwei Materialien approximierten Quasi-Mischschicht mit dem Kodepositionsverfahren mit gleichem mittleren Brechungsindex erlaubt einen experimentellen Ansatz, den veränderten Bindungsmechanismus der entstandenen Mischung zu verdeutlichen. Hierbei ist insbesondere das unterschiedliche Absorptionsverhalten in der Nähe der

optischen Bandkante interessant. Es wurden zwei Mischschichten mit gleichen Brechwerten im sichtbaren Spektralbereich mit den unterschiedlichen Methoden hergestellt.

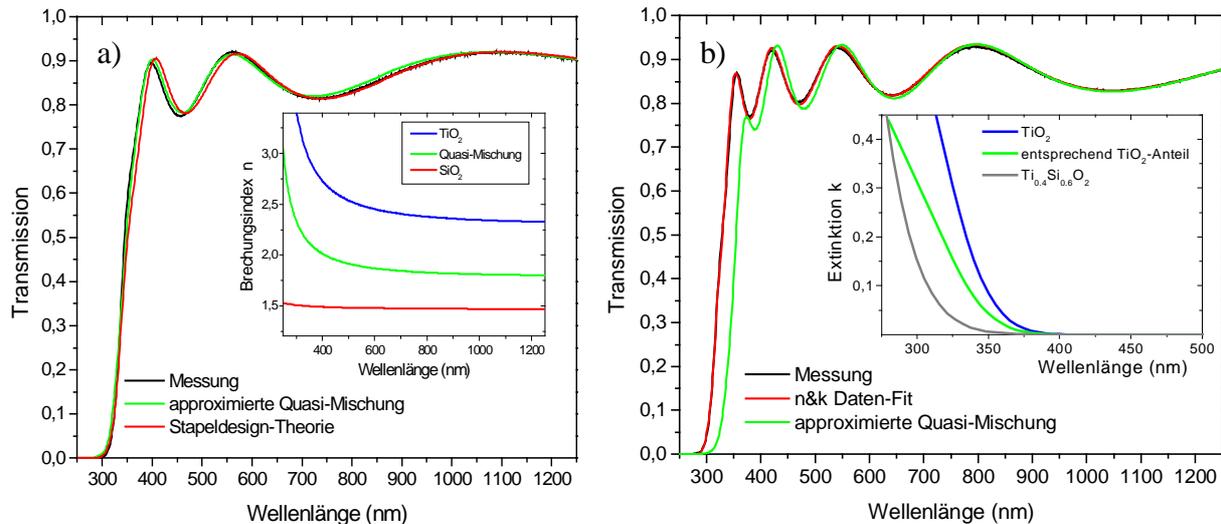


Abbildung 31 a (links) Transmissionsspektren und Fit als Quasi-Mischung mit mittlerem Brechwert an das Schicht-Design mit 50 dünnen Schichten. Einsatz: Vergleich der reinen Materialien mit der Quasi-Mischung; **b (rechts)** Transmissionsspektrum einer kodeponierten Einzelschicht mit gleichem Brechwert im Vergleich mit dem Fit und der Quasi-Mischung äquivalenter Schichtdicke. Einsatz: Darstellung der Extinktionskoeffizienten des reinen TiO_2 , der Kodeposition und der Quasi-Mischung

Die erste Beschichtung kann als Quasi-Einzelschicht einer $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -Mischung angesehen werden. Sie besteht aus einem alternierenden Schichtsystem mit 50 sehr dünnen Schichten mit jeweils einer optischen Dicke von 0.04QWOT für die Zentralwellenlänge 1064nm . Dies entspricht einer physikalischen Schichtdicke von 4.6nm für die TiO_2 - und 7.2nm für die SiO_2 -Schichten. Die anschließende Analyse der spektralphotometrischen Messungen ergab eine Gesamtschichtdicke von 296.7nm , woraus sich ein Schichtdickenfehler von weniger als 1% zur Zielschichtdicke 295nm ergibt. Abbildung 31a) zeigt die gemessene Transmission und die theoretischen Werte, die sich aus dem Design ergeben. Hierbei sind die Extinktionskoeffizienten der dünnen Titandioxidschichten mitberücksichtigt (s. Abbildung 31b).

Wie erwartet zeigt dieses Schichtsystem das typische Verhalten einer äquivalenten Einzelschicht mit einer optischen Dicke von 2QWOT bei 1064nm und einem Brechungsindex um 1.9 im sichtbaren Spektralbereich (Abbildung 31a)). Auch das Absorptionsverhalten dieser Quasi-Einzelschicht entspricht der Erwartung. In guter Übereinstimmung mit der Messung wurden hierfür um den Anteil des TiO_2 in der Quasi-Mischschicht reduzierte k-Werte des reinen Titandioxids verwendet. Der Beitrag der SiO_2 -Schichten zur Absorption wurde vernachlässigt. Die für den Fit angenommenen Extinktionskoeffizienten sowie die des TiO_2 sind im Einsatz in Abbildung 31b) dargestellt.

Als Vergleichsschicht mit ähnlichem Brechwert wurde eine etwa 430nm dicke kodeponierte Mischschicht unter Verwendung des Zonentargets hergestellt. Abbildung 31b) zeigt die Transmissionmessung dieser Einzelschicht sowie die Theoriekurve nach der numerischen Anpassung der Brech- und Absorptionswerte. Dem gegenübergestellt ist die berechnete

Transmission, die eine Quasi-Mischschicht mit dieser Schichtdicke zeigen würde. Die Transmissionsmessung der kodeponierten Mischbeschichtung zeigt, dass es sich hierbei um eine tatsächliche Durchmischung der Komposita handelt. Obwohl der effektive Brechwert dieser Mischschicht im Sichtbaren dem der Quasi-Einzelschicht entspricht, zeigt diese eine deutlich reduzierte Absorption. Die Bandkante dieses „neuen“ Materials ist um nahezu 20nm in den UV-Spektralbereich geschoben („blue-shift“). Auch wenn eine gewisse Fehlermarge für die Bestimmung der Extinktionswerte angenommen werden muss, veranschaulicht deren Darstellung im Grafikeinsatz der Abbildung 31b) den deutlichen Unterschied zu denen der Quasi-Einzelschicht.

Es kann demnach davon ausgegangen werden, dass sich die nach dem genannten Verfahren kogesputterte Schicht auf molekularer Basis zu einer Mischschicht formiert.

Einige Anwendungen dieses Verhaltens werden unten anhand von Beispielbeschichtungen demonstriert. Diese belegen zugleich die Stabilität und Reproduzierbarkeit der eingestellten dielektrischen Mischungen.

4.4.2 Schmalbandfilter-Approximation mit zwei Materialien

Das in Kapitel 2.6.2 berechnete 244 Schichten beinhaltende System zur Approximation eines Schmalbandfilters wurde als Experimentalbeschichtung umgesetzt. Damit wird ein qualitativer Vergleich bezüglich der Herstellbarkeit mit den späteren „richtigen“ Rugate Filtern ermöglicht.

Für die Realisierung wurde eine erste hochbrechende Schicht von 3nm zur Erhöhung der Detektierbarkeit der Schichtdicke des aufwachsenden niedrigbrechenden Materials auf dem Quarzglassubstrat aufgebracht.

Es ist aber zu beachten, dass aus Gründen der Reproduzierbarkeit in der Regel vermieden wird, sehr dünne Schichten zu verwenden. Daher sind besondere Anforderungen an die Kontrolle des Beschichtungsprozesses gestellt. Wie das Ergebnis dieses Filters zeigt, dargestellt in Abbildung 32, konnte die spektrale Charakteristik experimentell gut reproduziert werden. Die Schichtdickenfehler haben allerdings zur Ausbildung von Nebenextrema geführt. Die besondere Möglichkeit der Rekonstruktion des Schichtsystems anhand der abgespeicherten Online-Transmissionsmessungen ermöglicht eine Postanalyse der Schichtdickenfehler. Es ist hier allerdings einsichtig, dass sich wegen der geringen Schichtdicken hohe relative Fehler eingestellt haben. Abbildung 32 zeigt auch die Transmission, die sich aus der Rückrechnung der 244 Schichten ergeben hat.

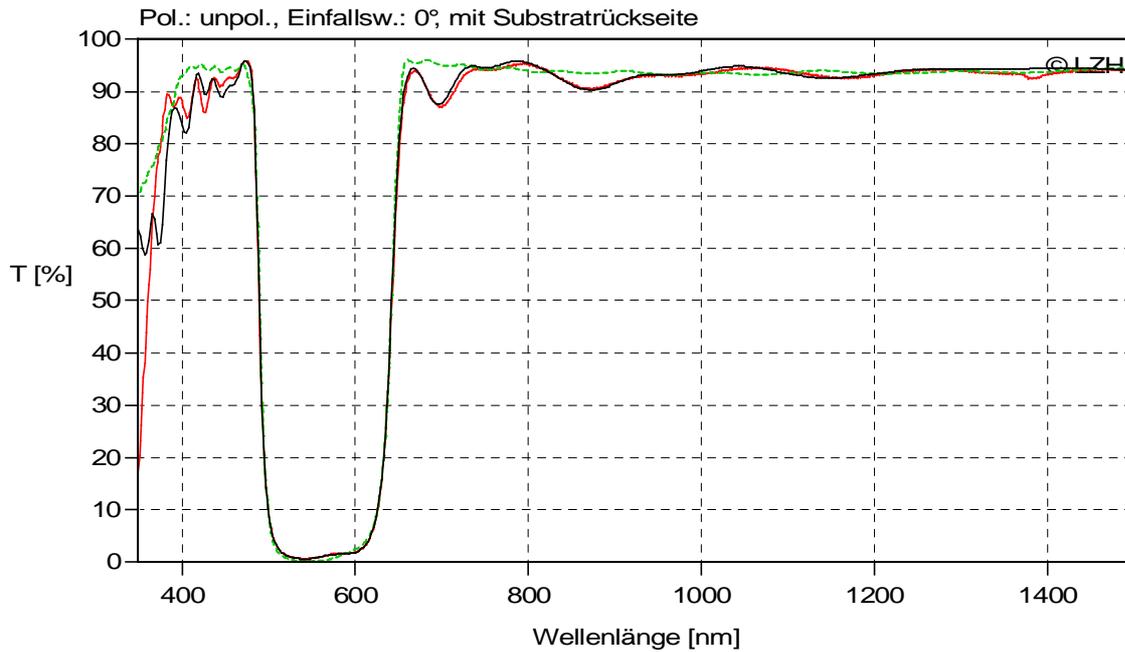


Abbildung 32 Transmissionsspektrum des approximated Rugate-Schmalband-Filters. Gepunktet: Zieldesign, hell: Messung, dunkel: berechnetes Spektrum des rekonstruierten Designs.

4.5 Anwendung des „blue shifts“

Das beobachtete Verhalten der zu kürzeren Wellenlängen verschobenen optischen Bandkante lässt sich ausnutzen, um spektrale Anforderungen mit Beschichtungsmaterialien zu realisieren, die unter normalen Umständen nicht für diese Wellenlänge geeignet sind.

Als erstes Beispiel sei eine Schwerpunktsentspiegelung für die Wellenlänge 355nm mit einer $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -Kombination angegeben (Abbildung 33).

Das für diese AR verwendete hochbrechende Material war $\text{Ti}_{1.25}\text{Si}_{1.75}\text{O}_2$ mit einem Brechwert von $n=1.84$ bei 355nm ($n_{\text{SiO}_2}=1.52@355\text{nm}$). Jeder Versuch, eine antireflektierende Wirkung bei dieser Wellenlänge mit reinem TiO_2 zu realisieren, ergäbe ein Mehrfaches an Absorption als der hier bestimmte Wert von weniger als 0.5%. Selbst eine 3.8nm dicke Titandioxid-schicht als Minimum für ein geeignetes Design würde bereits zu einem System mit 2% Absorption führen.

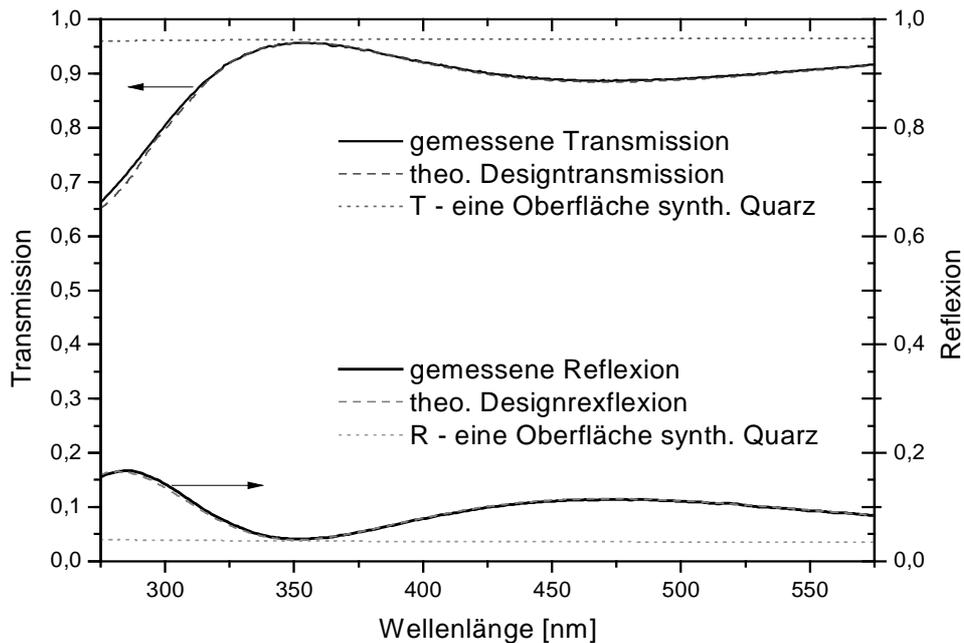


Abbildung 33 Hergestellte Antireflex-Beschichtung für 355nm mit einer Titan-/Siliziumdioxidmischung

Noch auffälliger lässt sich dieses Verhalten anhand eines komplexeren Schichtsystems verdeutlichen. Als Anwendungsbeispiel von Interesse für frequenzvervielfachende Lasersysteme wird ein nichtpolarisierender Umlenkspiegel für die Wellenlänge 266nm unter 45° Einfallswinkel vorgeschlagen. Zugleich soll die Komponente die Wellenlänge 532nm und 1064nm ebenfalls unter 45° Einfallswinkel unpolarisiert komplett transmittieren. Hierfür wurde eine Tantalpentoxid-(Ta₂O₅)-Mischung mit einem Ta₂O₅-Gehalt von etwa 17% verwendet.

Der Brechwert der Mischung lag bei 1.75 im nahen UV-Bereich und um 1.60 im sichtbaren Spektralbereich. Auf Grund des geringen Brechwertkontrastes zum niedrigbrechenden Material SiO₂ sind 69 Schichten erforderlich gewesen, um eine hohe Reflektivität zu erreichen. Das in Abbildung 34 dargestellte Ergebnis zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Spezifikationen. Die Antireflex-Wirkung wird durch das Erreichen der theoretischen einseitigen Transmission eines Quarz-Substrates demonstriert. Bemerkenswert ist außerdem das Einhalten der spektralen Lage des Reflexionsbandes. Das optische Monitorieren fand im sichtbaren Spektralbereich statt, woraus sich schließen lässt, dass die zuvor bestimmten Dispersionsdaten sehr reproduzierbar einstellbar sind. Die Absorption innerhalb des Reflexionsbandes lag bei 4% und ist damit bereits vergleichbar mit Hafniumdioxid-Systemen.

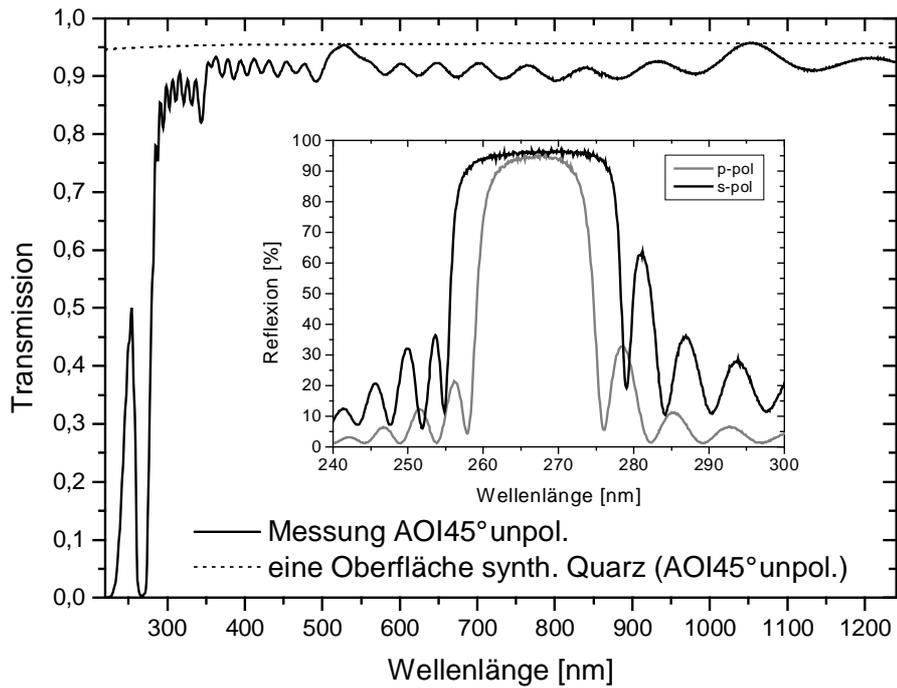


Abbildung 34 Unpolarisierender $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ -Mischschicht-Reflektor bei 266nm mit Antireflexwirkung bei 532nm und 1064nm (Einfallswinkel 45° , nach 8 Stunden Tempern bei 280°C).

5 Kontrollierte Herstellung von Rugate Filtern

Während in der einschlägigen Literatur zahlreiche theoretische Publikationen über das Potenzial gradueller Schichten vorliegen, gilt es als besondere Herausforderung auch tatsächlich nahezu beliebige Brechzahlprofile kontrolliert herstellen zu können. Publikationen mit experimentellen Ergebnissen in diesem Sektor sind zwar vorhanden, die dort zum Einsatz kommenden Beschichtungsverfahren sind jedoch oft weniger verbreitete Spezialmethoden mit für Anwendungen in der Lasertechnologie vorliegenden Defiziten in der Schichtqualität ([IBR2005] ,[BAR2005]). Andere erfolgreichere Umsetzungen basieren auf einer Methodik der Prozesskontrolle, die mit erheblichem Aufwand eine Realisierung nur einfacher periodischer Gradientensysteme zulässt [RAH1997].

Einige Resultate erfolgreich umgesetzter Misch- und Gradientensysteme wurden bereits in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellt. In diesem Abschnitt sollen die Prozessschritte von der Designfindung bis zur hergestellten Komponente erörtert werden. Mit dieser Aufschlüsselung werden die wesentlichen Unterschiede zu der klassischen Variante unter Verwendung von zwei Materialien aufgezeigt.

Der vermeintliche Mehraufwand kann nur durch erreichbare Vorteile für bestimmte Anwendungen begründet werden. Aus fertigungstechnischer Sicht lohnt sich dieser, wenn der Prozess fehlertoleranter wird oder sich qualitative Vorteile ergeben. Neben der Ermittlung eines Brechwertprofils für ein spezifisches Problem, für das es vorzugsweise schwierig ist, eine reine Zwei-Material-Lösung zu finden, gilt es im zweiten Schritt, auch die technische Umsetzung an Hand eines Prototypen zu demonstrieren. Wenn es allein um den Bereich der Designfindung ginge, wären die Vorteile, das Rugate Filterkonzept zu verfolgen, vom Anwender nicht sofort nachvollziehbar. Ein nach wie vor kontrovers diskutiertes Thema ist die Frage, ob sich eine Übertragungscharakteristik mit beliebigen, fest vorgegebenen Eigenschaften in jedem Falle aus klassischen HL-Systemen entwickeln lässt, wenn nur ausreichend ausgefeilte Optimierungsalgorithmen verwendet werden. Eine häufige Anforderung ist die Realisierung einer bestimmten Charakteristik mit einer minimalen Gesamtschichtdicke. Es konnte mathematisch belegt werden, dass unter senkrechtem Lichteinfall diese stets minimal sein muss, wenn nur die beiden Extrema der zur Verfügung stehenden Materialien, also die reinen Materialien verwendet werden [TIK1993]. Dies ist bei dem High-Low-Spiegel sofort ersichtlich, wenn mit dem größtmöglichen Brechwertkontrast und der gleichen Anzahl an Schichtpaaren die höchste Reflexion erreicht wird. Einschränkungen dieser These sind durch das Auffinden von Lösungen zu erwarten, die extrem dünne Schichten enthalten müssen. Wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, kann eine mangelnde Diskretisierung zu Einbußen im Übertragungsverhalten führen. Bei anderen Spezifikationen, wenn ein zusätz-

liches Winkelverhalten gefordert ist, mag es sogar Gegenbeispiele geben. Auf Grund der Komplexität des Lösungsraums ist keine pauschale Aussage zu treffen.

Einige industrierelevante Anwendungsbeispiele sollen das Potenzial des Verfahrens in dieser Hinsicht aufzeigen. Gleichzeitig wird entlang der dargelegten Beschichtungen nochmals die Entwicklung der Kontrollierbarkeit zu immer kleiner werdenden Diskretisierungsschritten verdeutlicht.

Zunächst soll aber das im Rahmen dieser Arbeit angewandte Konzept zur Realisierung von Rugate Filtern dargelegt werden.

5.1 Konzept zur Herstellung

Dem vorgestellten Verfahren entsprechend wird zunächst das Konzept zur Realisierung von Rugate Filtern aufgeführt. Bei der Designerstellung sind stets die geforderten Spezifikationen des geplanten Filters maßgebend für die Materialauswahl. Es ist dabei im praktischen Umfeld ein Kompromiss zwischen tolerabler Absorption im geforderten Spektralbereich und erforderlichen Gesamtschichtdicke zu finden. Dies ist im Falle der Umsetzung als Rugate Variante prinzipiell nicht anders. Es ergibt sich lediglich eine erweiterte Vielfalt an Lösungsmöglichkeiten.

Ein bislang für die klassische Designgenerierung limitierender Aspekt war das Einhalten einer gewissen Mindestschichtdicke. Diese Grenze ist zwar durch die unterschiedlichen Beschichtungsraten stark prozessabhängig, für den Bereich der optischen Anwendungen lag diese aber in der Größenordnung zehn Nanometer. Mit dem vorgestellten Konzept muss nun diese Limitierung nicht mehr berücksichtigt werden. Vielmehr kann während des Designprozesses aus analytischen Erwägungen ein kontinuierliches Brechwertprofil entstehen, das aber selbst für die mathematische Beschreibung in diskreten Schritten dargestellt werden muss. Eine weitere Anpassung ist dann unter Umständen noch nicht einmal erforderlich, wenn für die Beschreibung des Profils weit mehr als tausend Schichten verwendet werden dürfen, die dann auch in der berechneten Form direkt an die Prozesssteuerung übertragen werden können.

Das Diagramm in Abbildung 35 stellt die Entwicklungsschritte von der Design- bzw. Schichtfolgenfindung bis zur gefertigten Komponente dar. Hierbei wird deutlich, dass der Prozess derart angelegt ist, dass nach sorgfältiger Bestimmung der Schichtparameter kein Eingriff in die laufende Beschichtung erforderlich sein soll.

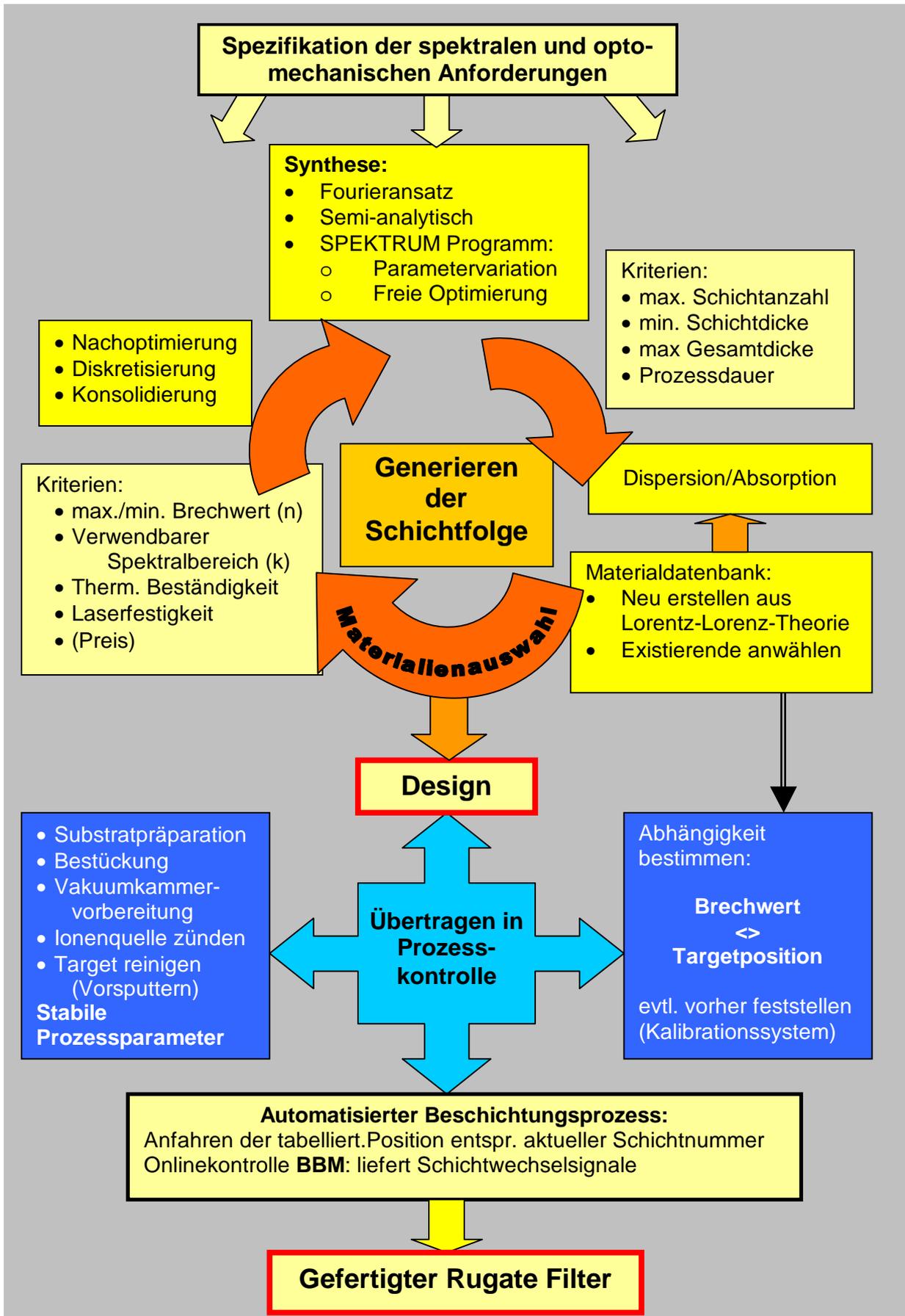


Abbildung 35 Diagramm zum realisierten Konzept zur Herstellung von Rugate Filtern

5.2 Infrarot-Reflektor

Das erste Beispiel zeigt einen der ersten Prototypen, der eine komplexe spektrale Anforderung darstellt. Bei der Designfindung und der Umsetzung ist zunächst darauf geachtet worden, nicht zu viele Schichten zu verwenden.

Für diese Komponente werden die folgenden Spezifikationen genannt:

Typ: Warmlicht-(Infrarot)-Reflektor:

- hohe Reflexion ab 800nm bis ca. 1.9 μ m, im Mittel >90%
- hohe Transmission von etwa 400nm bis 770nm, im Mittel >90%
- Gesamtschichtdicke: <7 μ m

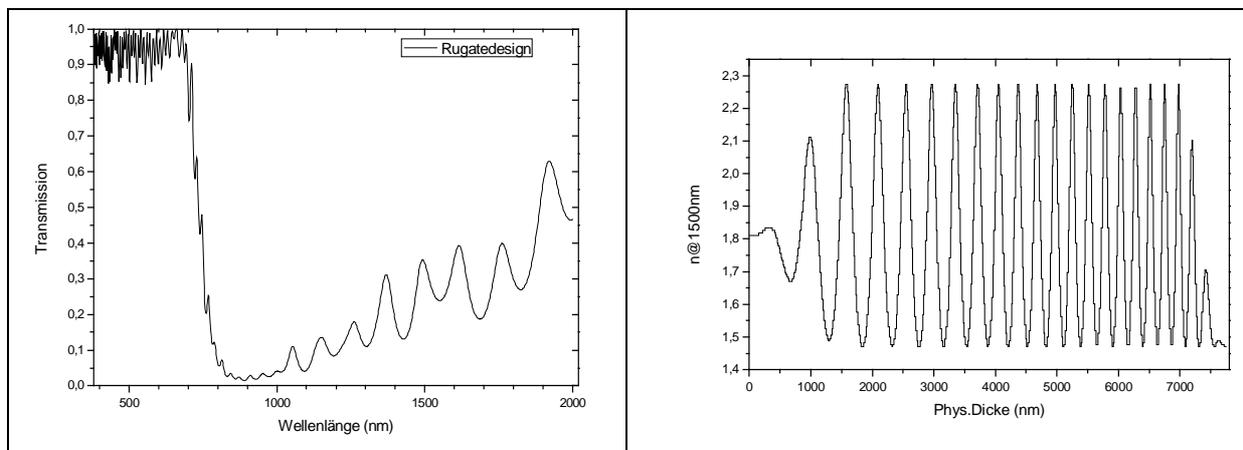


Abbildung 36 Rugatevariante als Startdesign für den Infrarotreflektor. **a (links)**: berechnete Transmission, **b (rechts)**: Brechwertprofil mit 500 Stufen

Zunächst wurde mittels des SPEKTRUM-Programms eine semi-analytische Lösung gesucht. Die Startparameter für die Berechnung waren 500 Schichten und 100 Materialkombinationen aus TiO_2 und SiO_2 . Für die Mischungen wurde die berechnete Dispersion bereits berücksichtigt. Das Design ergab sich aus einer Parameteroptimierung.

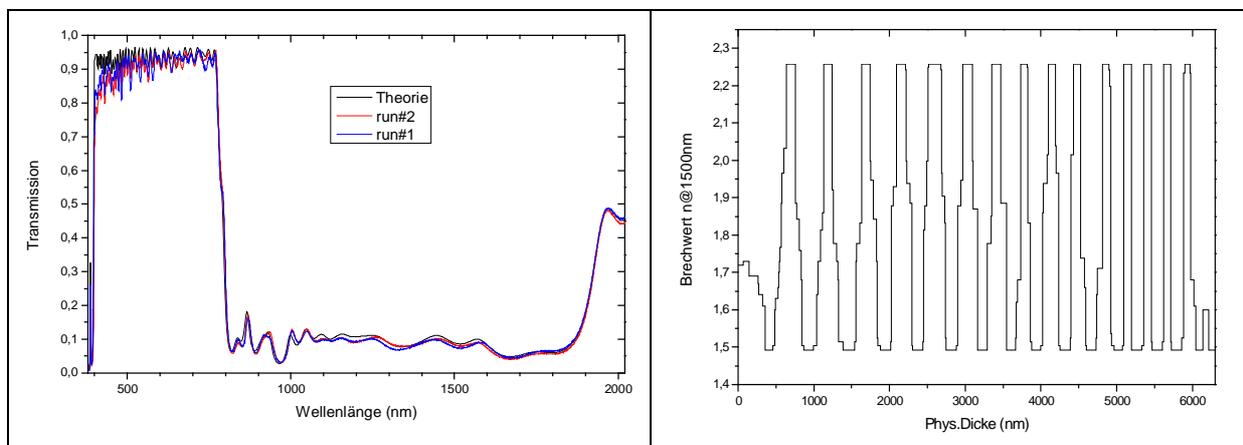


Abbildung 37 a (links): Messkurven von zwei Beschichtungs-Runs im Vergleich zur berechneten Transmission. **b (rechts)**: Nachbearbeitetes Brechwertprofil

5. Kontrollierte Herstellung von Rugate Filtern

Durch eine lineare Änderung der sinusförmigen Periodizität in der Brechwertmodulation wurde zunächst das Reflexionsband verbreitert. Das Einfügen der Apodisierungsbereiche an Anfang und Ende generiert schließlich den transmissiven Spektralbereich. Das Ergebnis ist allerdings noch nicht zufrieden stellend. Das Schichtsystem ist zu dick, obwohl die geforderte Reflektivität noch nicht erreicht ist (Abbildung 37).

Daher folgte eine Nachoptimierung der Schichtdicken, in deren Zuge mehrfach konsolidiert wurde. D.h. es wurde zugelassen, dass sich für einige Schichten die Schichtdicke null ergeben durfte, die dann aus dem System entfernt werden, bzw. mit Nachbarschichten gleichen Brechwerts zusammengefasst werden konnten. Als Ergebnis dieser Nachbehandlung reduzierte sich die Schichtzahl auf 140 und die Anzahl der verwendeten Brechwerte auf 46. Das entstandene Brechwertprofil (Abbildung 37b) zeigt nun starke Brechwertsprünge und ähnelt einem High/Low-Stack-Design. Der Optimierungsalgorithmus sollte diese Lösung auch tatsächlich zwangsläufig vorziehen, da die internen Fresnelschen Reflexionen mit dem Brechwertkontrast steigen.

Die Beschichtung wurde im Abstand einiger Monate ein zweites Mal durchgeführt. In Abbildung 37a) sind die gemessenen Transmissionskurven der inklusive Substratrückseitenreflex berechneten Transmission gegenübergestellt. Die Resultate entsprechen den Anforderungen und zeigen trotz der Anzahl der Schichten eine gute Übereinstimmung. Es muss aber erwähnt werden, dass die Schichtsysteme jeweils zur Laufzeit mehrfach nachoptimiert wurden. Dabei wurden anhand der Online-Daten, die nach Schichtende aufgenommen wurden, die Schichtdicken nachgerechnet und als neue Rechengrundlage in die Prozesskontrolle und den optischen Monitor überführt. Die Spektren wurden nach Schließen des Shutters gemessen. Dieser wurde zur Ionenstrahl-Vorbehandlung der nächsten Position geschlossen, wodurch auch genug Zeit für die Spektrenaufnahme zum richtigen Zeitpunkt blieb. Bei einer Gesamtschichtdicke von über $6\mu\text{m}$ und Schichtdicken einiger 10nm ist eine prozessbegleitende Überprüfung der aufgetragenen Schichten noch möglich. Es können dann sogar noch die Brechwerte angepasst werden, falls erkannt wird, dass diese nicht mit ausreichender Genauigkeit beschrieben werden. Dies ändert sich sobald noch mehr Schichten verwendet werden, die dazu nur wenige Nanometer dick sind. Eine verlässliche Rückrechnung unter gleichzeitiger Variation der Schichtdicken und Brechwerte ist dann schwerlich zu erreichen.

Es soll noch einmal darauf hingewiesen werden, dass die Beschichtungen in einer frühen Entwicklungsphase hergestellt wurden, in der die Selbstkompensationseffekte der erwähnten Art noch nicht ausreichend untersucht worden sind.

Im folgenden Beispiel wird die Untersuchung dieses Aspektes weiterverfolgt.

5.3 Winkeltolerante AR

Wenn nicht bereits durch einen semi-analytischen Ansatz eine Lösungsidee entwickelt werden kann, so ist es auf Grund der hohen Anzahl freier Parameter selbst für leistungsfähige

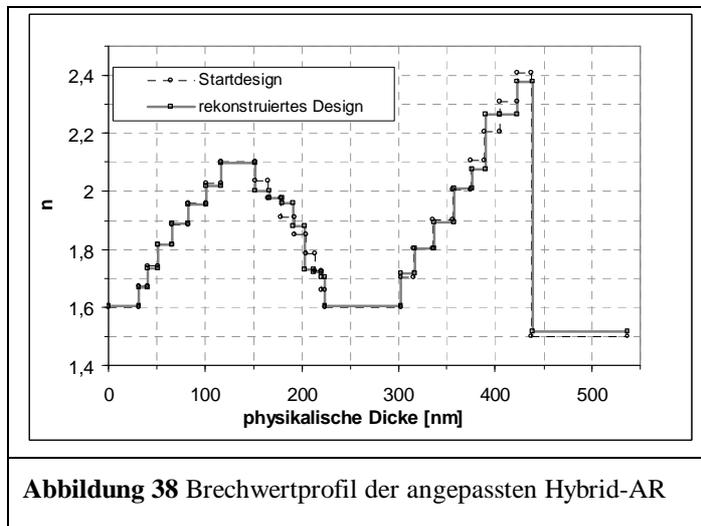


Abbildung 38 Brechwertprofil der angepassten Hybrid-AR

Rechner schwierig, eine optimale Lösung zu finden. Für das spezifische Problem einer breitbandigen Anti-reflexbeschichtung, die auch noch für sämtliche Einfallswinkel bis 60° wirken soll, wurde ein Lösungsvorschlag aus einer Hybridsynthese vorgeschlagen [JAN2005].

Bei dieser Optimierungsmethode wird die Anzahl der freien Parameter dadurch eingegrenzt, dass das Brechwertprofil aus konstanten

Bereichen oder linearen Rampen zusammengesetzt wird. Dadurch kann auch eine Lösung abseits einer periodischen Überstruktur aufgefunden werden.

Das entwickelte und zur Verfügung gestellte Design wurde nur noch minimal durch eine Feinoptimierung an die Brechwerte der Anlage angepasst und konnte realisiert werden. Es ist in Abbildung 38 zusammen mit der Rekonstruktion der beschichteten Komponente abgebildet. Die physikalische Dicke zählt ab dem Substrat. Das sehr gute Ergebnis der Beschichtung, die zur Verifikation der Reproduzierbarkeit auf Vorder- und Rückseite hergestellt wurde, ist in Form der Reflexionsmessungen in Abbildung 39 unter 0° und in Abbildung 40 unter 45° Einfallswinkel dargestellt. Zur Monitorierung wurde ein mit 233nm TiO_2 vorbedampftes Substrat verwendet, damit bereits eine deutliche spektrale Änderung durch die niedrigbrechende Schicht zu Beginn verursacht wird¹.

Wie auch das Profil der Rekonstruktion zeigt, konnten die einzelnen Schichtdicken gut eingehalten werden. Für die sich eingestellten Brechwerte wurden allerdings Abweichungen festgestellt.

¹ s. MSE-„Tal“ in Kap.0

5. Kontrollierte Herstellung von Rugate Filtern

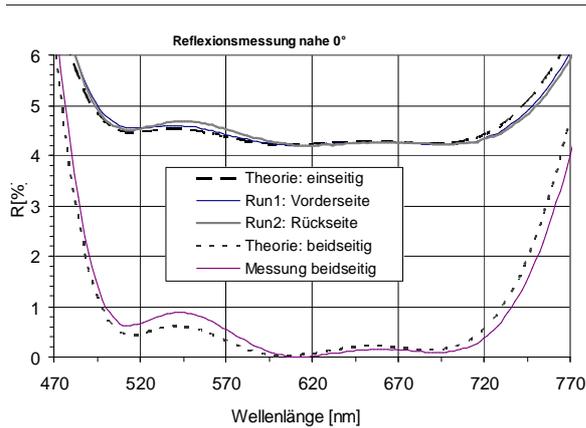


Abbildung 39 Reflexionsmessung der Vorder-, Rückseite und der beidseitig beschichteten AR unter nahe 0° Einfallswinkel.

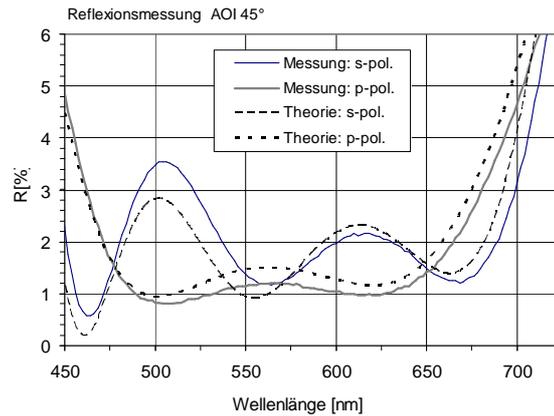


Abbildung 40 Reflexionsmessung unter 45° der beidseitig beschichteten Komponente für s- und p-polarisiertes Licht.

Es ist zu erkennen, dass dieses Design aus Stufen von immer noch etwa 15-20nm Dicke besteht. Für das 25 Schichten-Design wurden 24 unterschiedliche Brechwerte angenommen. Diese Anzahl genügt aber bereits, um bei der Rückrechnung der einzelnen Schichten nicht eindeutige Lösungen des Minimierungsproblems zu erhalten.

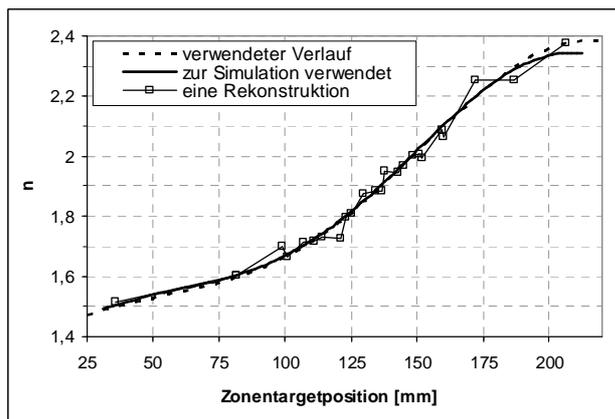


Abbildung 41 Brechwertverläufe in Abhängigkeit der Targetposition: Der zur Beschichtung verwendete Verlauf, eine rekonstruierte Schichtfolge und der zur Simulation 2 verwendete Verlauf.

deren Ursachen sich aber begründen lassen. Da angenommen werden kann, dass nicht einzelne Targetpositionen plötzlich einen signifikant anderen Brechwert hervorbringen, wie dies bei der gezeigten Rekonstruktion der Fall scheint, wurde der gesamte funktionelle Zusammenhang von Brechwert zu Targetposition variiert (Abbildung 41). Für die erste Simulation ist angenommen worden, dass der Lineartisch des Zonentargets nicht richtig kalibriert und um 1mm verschoben war. Die Simulation zwei erhält als Rechengrundlage Brechwerte, die sich etwa ergeben würden, wenn der Ionenstrahl etwas aufgeweitet wäre und sich der Brechwertverlauf dadurch abflachte.

Mit Hilfe von Simulationen des Monitorierungsprozesses soll nun geklärt werden, ob sich tatsächlich veränderte Brechwerte eingestellt haben, oder ob die Online-Daten „fehlinterpretiert“ wurden. Eine Simulation unter Berücksichtigung der üblichen Messfehler der Transmissionsmessungen aber korrekt angenommener Brechwerte zeigte zu kleine Fehler, so dass das sich ergebende Spektrum nahezu identisch mit der Theorie übereinstimmte. Daher wurden weitere Simulationen unter Verwendung veränderter Brechwerte durchgeführt,

Als Kontrollmöglichkeit, ob sich die entsprechende Simulation ähnlich verhält, wie der reale Beschichtungsprozess, dient nicht nur der Vergleich des neuen theoretischen Spektrums mit der Messung (Abbildung 42). Aus Gründen der Konsistenz müssen auch die Online-Spektren jeder einzelnen Schicht wiedergegeben werden können.

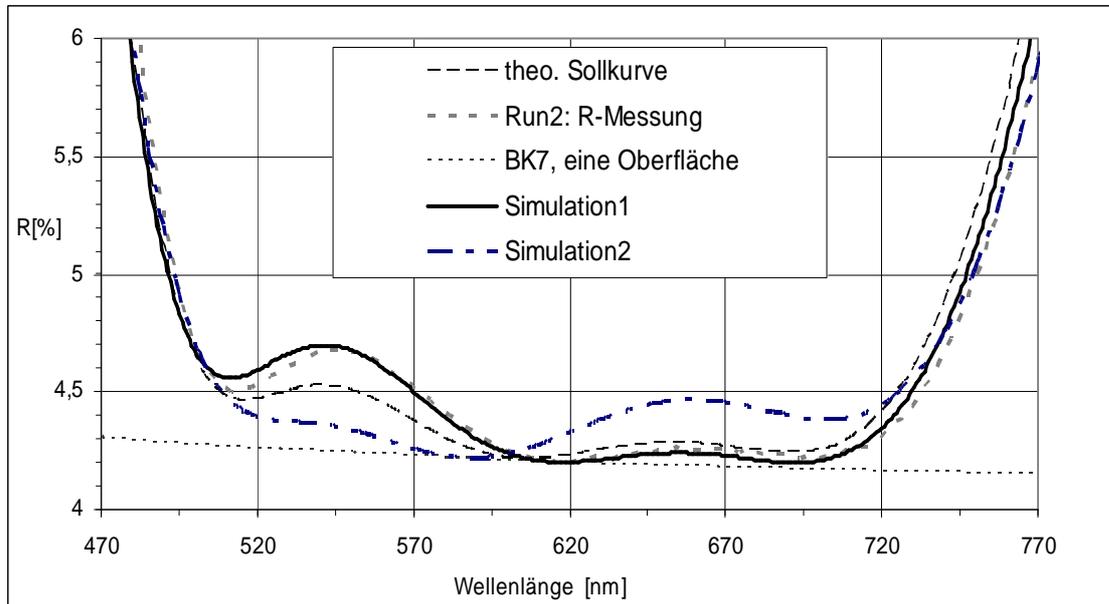


Abbildung 42 Vergleich der Simulationen mit der Reflexionsmessung der AR unter nahe 0° . Als Grenzlinie ist auch die Reflexion einer Substratoberfläche eingezeichnet.

Die stärkste Ähnlichkeit mit den sämtlichen Online-Spektren weist Simulation zwei auf. Hier zeigt sich auch der Trend der sich ausbildenden Reflexionsmaxima, wie dies tatsächlich auch bei der Messung beobachtet wird (Abbildung 42). Im Beispiel der Simulation eins ist dieser Trend gerade umgekehrt. Es deutet demnach einiges auf veränderte Beschichtungsparameter hin. (In der Tat wurde nach dem besseren Run1 der Vorderseite noch eine unübliche metallische Beschichtung auf der Anlage ausgeführt.)

Auch bei diesen Beschichtungen wurde der Shutter nach Beendigung der Schicht für etwa eine Minute geschlossen, um verlässliche Transmissionsdaten nach jeder Schicht zu bekommen. Wie gezeigt wurde, ist aber selbst mit dieser Datenbasis eine Rekonstruktion schwierig, wenn zusätzlich die Brechwerte nicht stabil genug reproduziert werden können². Folglich scheint es schwer möglich zu sein, mittels einer automatisierten Nachoptimierung und anschließender Rückführung vorteilhaft in den laufenden Beschichtungsprozess eingreifen zu können. Es sollte also versucht werden, den Prozess durch Selbstregulierung zu stabilisieren und im besten Fall auf eine Nachoptimierung zu verzichten. Eine diesbezüglich erfolgreiche Umsetzung zeigen die Beispiele des nächsten Abschnitts.

² Diese Beschichtungen wurden im Rahmen eines Round-Robin-Experiments auch von weiteren Instituten durchgeführt, um verschiedenen Beschichtungsverfahren zu vergleichen. Die Resultate sind unter [Jan2006] veröffentlicht. Weitere Ergebnisse zu Analysen mittels Ellipsometrie wurden unter [JAN2007] publiziert.

5.4 Schmalbandige Reflexionsfilter

Wie bereits für den Spezialfall sinusförmiger Brechwertmodulation in Abschnitt 2.4 behandelt, lässt sich die Auswirkung der Modifikation eines solchen Profils anschaulich mit den Methoden der Fouriertransformation verdeutlichen. Der Ansatz für das Auffinden einer Designlösung eines schmalbandigen Reflexionsfilters, dessen transmittiver Bereich möglichst hoch und frei von Nebenbanden sein soll, wurde ebenfalls dort angegeben. Derartige Filter werden auch als Minus-Filter bezeichnet und sind über ihre Bandbreite BW und optische Dichte $OD = \log_{10}(1/T)$ im Reflexionstopf definiert. Sie finden Anwendung in der Fluoreszenzmikroskopie, bei der Ramanspektroskopie oder der Laserstrahlblockung mit Schutzfunktion. Dieser Filtertypus ist geradezu prädestiniert für eine Realisierung als Rugate-Variante. Obwohl es auch konventionelle Lösungskonzepte mit zwei Materialien gibt, wird auch dafür eine technische Umsetzung als schwierig bewertet. Zu diesem Thema wurden die verschiedenen Designtechniken verglichen [JAN2005b], wobei zunächst nicht geklärt war, ob sich eine technische Umsetzung realisieren ließ. Dabei wurden die folgenden Spezifikationen genannt:

- $T > 90\%$ in den Bereichen 400-515nm und 550-700nm (ohne Rückseitenreflex)
- $OD > 4$, d.h. $T < 0.01\%$ im Bereich 530-534nm
- Die Gesamtschichtdicke sollte $10\mu\text{m}$ nicht deutlich überschreiten

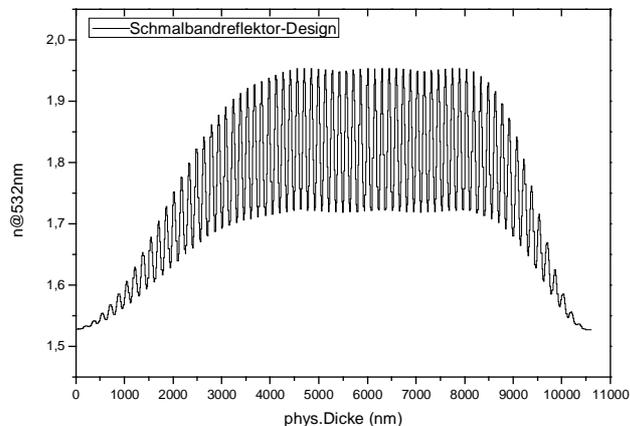


Abbildung 43 Brechwertprofil des ersten hergestellten Schmalbandreflektors.

Die resultierenden Schichtdicken lagen damit hauptsächlich zwischen 10nm und 15nm.

Der Vorteil der freien Wahl der Brechwerte kommt nun zum Tragen, da sich die Breite des Reflexionsbandes direkt aus dem Brechwertkontrast der Hauptperiodizität ergibt. Dabei ist es nahezu unerheblich, auf welchem Level sich diese Modulation bewegt.

Für dieses erste Beispiel wurde das Profil analog zu Abschnitt 2.4.2 optimiert, um die direkten Satelliten des Topfes zu entfernen. Es wurden 70 Zyklen verwendet. Das Design in Abbildung 43 hat eine Gesamtschicht-

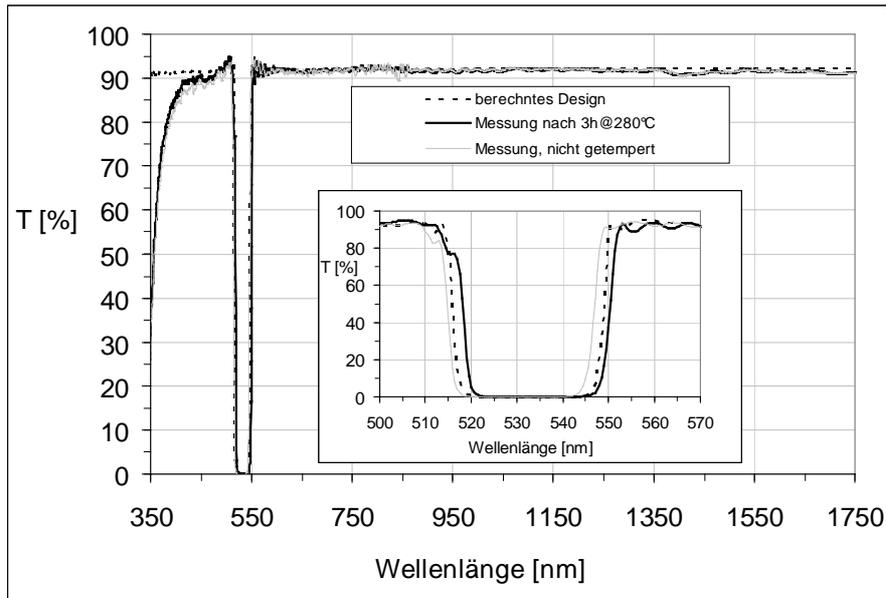


Abbildung 44 Ergebnis der Schmalbandreflektor-Beschichtung. Der Temperzyklus hat zwar die Absorption im kurzwelligen reduziert aber auch eine Verschiebung um mehr als 0.5% verursacht. Das berechnete Spektrum zeigt die theoretische Transmission ohne Absorption.

Ein solcher Filter wurde schließlich mit der oben beschriebenen Monitorier- und Kontrolltechnik als kontinuierliches Brechwertprofil ohne notwendige Unterbrechung des Beschichtungsprozesses gefertigt.

Wie an Hand Abbildung 44 zu erkennen ist, wurden die spektralen Anforderungen gut erfüllt. Ein Ausheizen über 3 Stunden für 280°C ließ die Transmission im kurzwelligen Spektralbereich anheben, führte allerdings auch zu einer spektralen Verschiebung von 3nm. Dabei ist zu bedenken, dass Titandioxid in Reinform ab ca. 230°C beginnt umzukristallisieren. Dieser Effekt wurde hier nicht beobachtet, da das n-Profil nur maximal bis zu einem Titananteil von etwa 80% gewählt wurde. Dennoch weist diese Tatsache auf stöchiometrische Probleme beim Schichtwachstum hin.

Um aufzuzeigen, wie die Sensitivität der optischen Monitorierung auf spektrale Änderungen der Transmissionsmessungen zu begründen ist, sind in der Abbildung 45 drei Messungen aufeinander folgender ca.14nm dicken Schichten dargestellt.

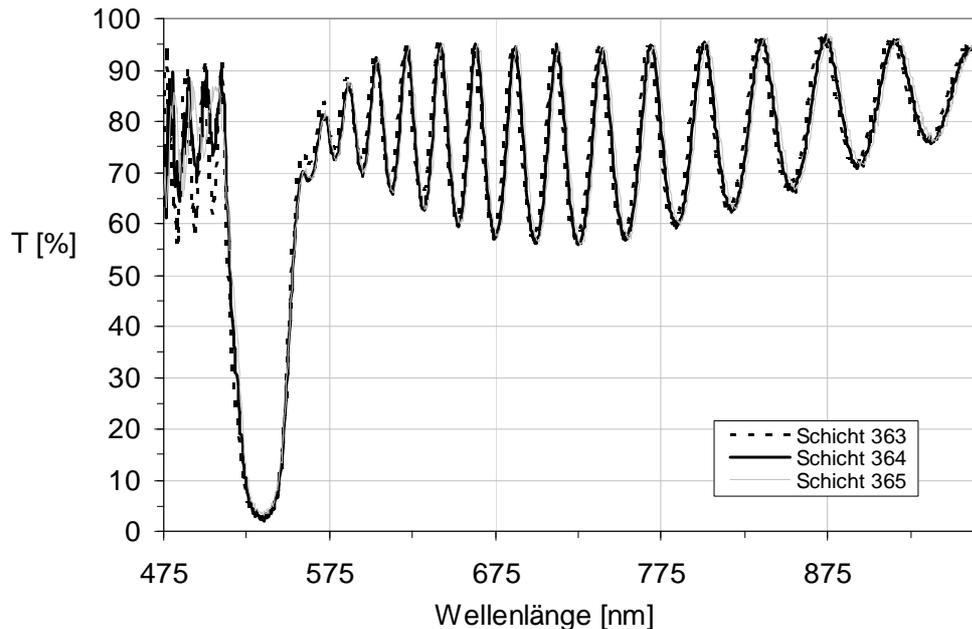


Abbildung 45 Darstellung der spektralen Änderung aufeinander folgender Schichten.

Auch wenn bei der visuellen Betrachtung der Spektren keine großen Unterschiede zu erkennen sind, wurden für die Beschichtungsdauer von 4-5 Minuten im Abstand von etwa 6 Sekunden um die 40 Schichtdickenwerte bestimmt, die auch gut voneinander unterscheidbar waren. Mit einer reinen Beschichtungszeit von über 80 (!) Stunden konnte dieser Filter allerdings nur als Demonstrator angesehen werden.

Als weitere Zielstellung galt es daher, die Prozesszeiten zu verkürzen. Dies gelang durch Erhöhung der Beschleunigungsspannung und des Extraktionsstromes der Ionenquelle. Unter Anpassung der Prozessgasflüsse konnte die Beschichtungsrate nahezu verdreifacht werden. Mit einer zusätzlichen weiteren Reduktion der Einzelschichtdicken, um der Darstellung eines wirklich kontinuierlichen, stufenfreien Brechwertverlaufs entgegenzukommen, werden für 5nm dicke Diskretisierungsschritte nun nur noch etwa 30 Sekunden Beschichtungsdauer benötigt. Bei einem Messabstand von 6 Sekunden, ständen gerade 5 Transmissionsmessungen für das Bestimmen der Rate und des Umschaltzeitpunktes zur Verfügung. Die Erhöhung der Paletten-Rotationsgeschwindigkeit auf 1Hz war daher dringend notwendig.

Für die Materialkombination $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ wurde mit diesen optimierten Parametern ein weiteres Schmalbandreflektor-Design entworfen. Die anspruchsvollen Anforderungen des obigen Beispiels sollten diesmal nicht angestrebt werden und das Design wurde in dem Sinne vereinfacht, dass nur die Apodisation auf 30 Zyklen aufgeprägt wurde. Der Brechwertkontrast der Hauptperiodizität war damit deutlich größer, was ein breiteres Reflexionsband erzeugt. Mit diesem Design ergibt sich rechnerisch eine optische Dichte von 3,7. Die Anzahl der verfügbaren Materialien wurde auf 100 beschränkt. Das Design besteht final aus 844 Schichten und einer Gesamtschichtdicke von $4,9\mu\text{m}$. Die einzelnen Schichten sind damit tatsächlich um 5nm dick. Dennoch ließ sich der Filter mit einer Prozessdauer von 10 Stunden hervorragend kontrolliert abscheiden.

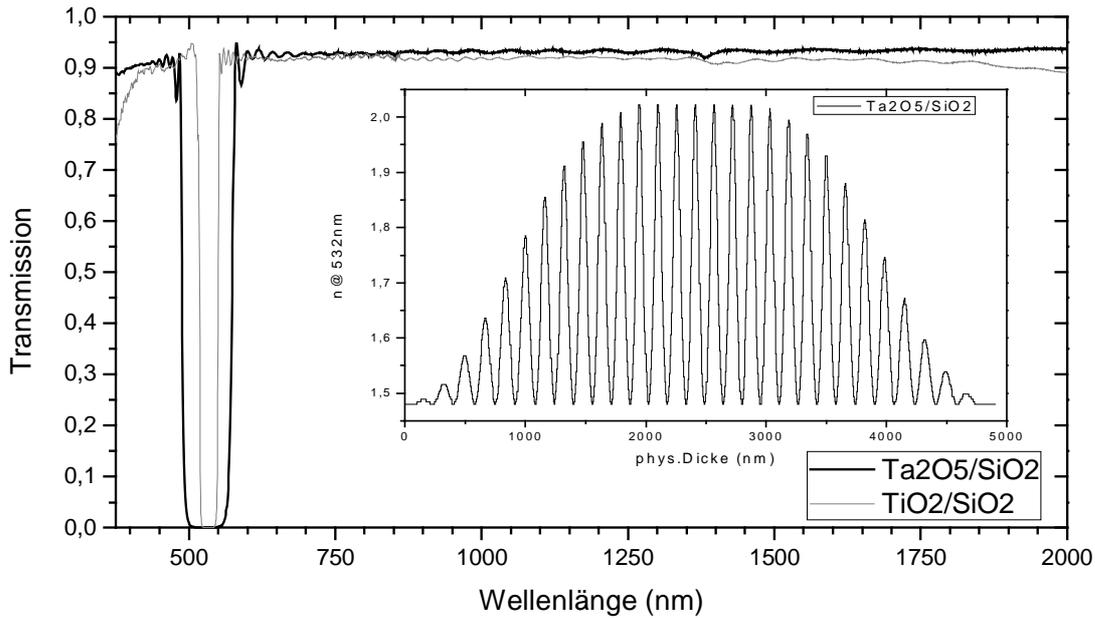


Abbildung 46 Profil und Messkurve des zweiten Schmalbandreflektors, hergestellt mit optimierten Prozessparametern; Vergleich mit dem enger spezifizierten ersten Prototypen.

Zur Demonstration der Empfindlichkeit der breitbandigen Online-Monitorierung sind in Abbildung 47 links exemplarisch die Transmissionsmessungen der Schichten 299 und 300 gezeigt. Diese wurden als letzte Messung vor dem Signalgeben zum Verfahren des Linear-tisches abgelegt. Die Brechungsindizes der beiden Schichten sollten 1,597 und 1,558 bei 532nm betragen. Dieser Schichtwechsel erforderte entsprechend der zuvor bestimmten Positionentabelle einen Verfahrensweg von 13mm.

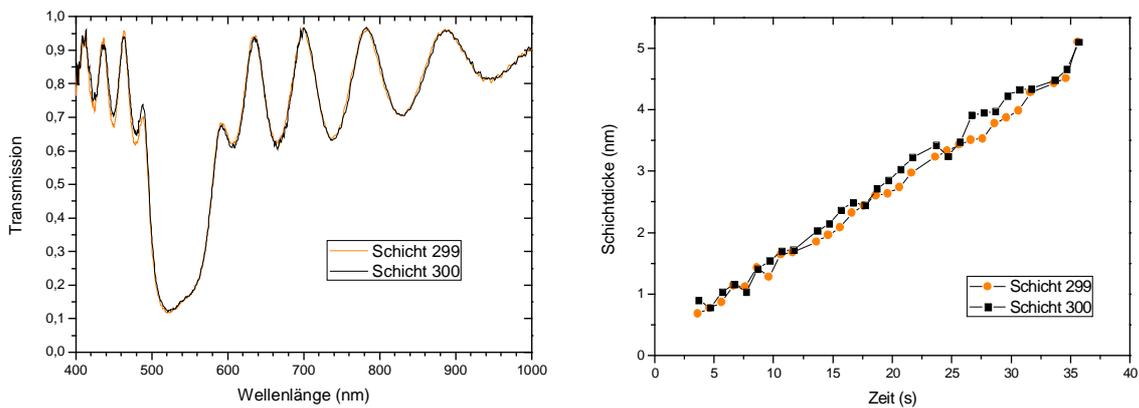


Abbildung 47 a (links): Online-Spektren zum Ende der Schichten 299 und 300; **b (rechts):** während der Beschichtung ermittelte Schichtdicken für Schicht 299 und 300, sie sind je nur 5nm dick.

Die Abstände zwischen den einzelnen Messungen zur Schichtdickenbestimmung betragen nun nur noch eine Sekunde. Abbildung 47 stellt rechts die ermittelten Schichtdicken während der 5nm dicken Schichten dar. Es kann eine Schichtdickenänderung im Angström-Bereich nachgewiesen werden.

5. Kontrollierte Herstellung von Rugate Filtern

Der Filter wird inzwischen erfolgreich innerhalb eines OPO-Aufbaus zur Blockung der Pumpwelle eingesetzt und erlaubt das kontinuierliche Durchstimmen der Idlerwelle von 950nm bis 1700nm.

Zur weiteren Verifikation dieser erfolgreichen Prozessvariante und zur Qualifizierung der Komponenten wurden noch eine Reihe weiterer Schmalbandreflektoren für andere Zentralwellenlängen und mit anderen Materialkombinationen hergestellt. Die Tabelle 3 gibt einen Überblick über die diversen Beschichtungen mit den zugehörigen Daten, anfangend mit den beiden genannten Beispielen.

Tabelle 3 Übersicht der hergestellten Schmalbandreflektoren

ChargeID	λ_{Zentral} [nm]	Mat. SiO ₂ +	n_L bis n_H @ λ_{Zentral}	Anz. Sch.	Anz. Mat.	D_{Gesamt} [μm]	OD	BW [nm]	AO I
V050729	532	TiO ₂	1.527-1.953	731	372	10,600	4	33	0°
V060418	1064	TiO ₂	1.490-2.209	504	50	5,775	3	260	0°
V070417	532	Ta ₂ O ₅	1.480-2.022	844	100	4,902	3,7	84	0°
V070613c	355	Al ₂ O ₃	1.497-1.683	714	182	5.183	2.3	26	45°
V070702	800	TiO ₂	1.495-2.068	1400	619	7,338	3,2	128	0°
V070731b	355	Ta ₂ O ₅	1.497-1.682	714	182	5.872	2.3	26	45°
V070810b	193	Al ₂ O ₃	1.576-1.790	440	100	2,302	3.8	15	0°
V070801b	800	Ta ₂ O ₅	1.480-2.091	1400	619	7.377	3.4	42	0°
V070908	355	Ta ₂ O ₅	1.507-2.160	1854	726	18,138	3.3	15	0°
	532		1.486-2.045				3.8	30	
	1064		1.475-1.984				2.8	90	

Es ist zu erwähnen, dass mit Ausnahme eines Filters alle Filter kontinuierlich ohne Unterbrechung gefertigt wurden. Sie zeigen alle die gewünschten spektralen Eigenschaften, und insbesondere die Lagen der Reflexionsbänder sind exakt getroffen. Einzig der Filter mit ID V070702 zeigt im Endergebnis einige Oszillationen in den Passbereichen. Hier wurde die Schicht 830 überdampft und dies als Prozessfehler erkannt. Der Grund hierfür lag in der Methode der implementierten Rechenroutine begründet. Unnötiger Weise, aber auch bis zu einer gewissen Schichtanzahl nicht auffällig, wurde bislang nach jedem Schichtwechsel der Schichtstapel bis zu dieser Schichtnummer neu berechnet. Dies dauerte in diesem Fall unter Verwendung von knapp 1000 Stützstellen mit etwa 11 Sekunden so lange, dass der Schichtabschaltzeitpunkt durch falsche Rateninformationen verpasst wurde. Nach der manuellen Korrektur dieser einzelnen Schicht und der Reduktion der Stützstellenanzahl wurde das System schließlich zu Ende gebracht. Daraufhin wurde der Algorithmus dahingehend verändert, dass die charakteristischen Matrizen mit den Informationen des Stapels sämtlicher Stützstellen zwischengespeichert werden und nun nur noch die Matrizen der aktuellen Schicht aufmultipliziert werden müssen (s.a. Kap.3.3.1).

Dieses Beispiel zeigt einmal mehr, wie ungewöhnlich diese Variante der Beschichtung ist, und dass eine Prozesskontrolle ohne geeignete Adaption an die rechnerischen Ressourcengrenzen auch heutiger moderner Computer stoßen kann.

Der in Tabelle 3 letztgenannte Filter stellte noch einmal insofern eine besondere Herausforderung dar, als dass drei Reflexionsbänder an der prominenten Laserlinie 1064nm und deren höherer Harmonischer ausgebildet werden sollen. Da der Mechanismus der Selbstkompensation möglicher Weise nur für den speziellen Filtertyp mit einer einzelnen Periodizität ausnutzbar sein könnte, soll dieses Beispiel die gleiche Anwendbarkeit auf ein Brechwertprofil mit deutlich komplexerer Periodizität demonstrieren.

Es gibt mittels des semi-analytischen Ansatzes als Folge der Fouriertransformation verschiedene Möglichkeiten solch eine spektrale Charakteristik zu „designen“. Bei dem seriellen Ansatz wird die Schichtfolge aus separaten Designabschnitten mit ihren individuellen Zentralwellenlängen aufeinander folgend aufgebaut. Dabei kann die Beschichtung jedes einzelnen Reflexionsbandes als unabhängig betrachtet werden. Ein anderer Ansatz geht von einer Superposition der anteiligen Periodizitäten aus [JON1993]. Diese letzte Methode wurde mittels des SPEKTRUM-Programms umgesetzt. Dabei wurde nicht von der Funktionalität der Parameteroptimierung Gebrauch gemacht, sondern ein Feststellen der erforderlichen Parameter gelang nach wenigen Iterationen durch direktes manuelles Eintragen in die Eingabemaske (Abbildung 13). Durch Variation der einzelnen Amplitudenanteile und Periodizitäten lassen sich auf diese Weise gezielt für beliebige spektrale Positionen bestimmte Bandbreiten und Reflexionswerte einstellen.

Das errechnete Brechwertprofil ist in Abbildung 48 dargestellt.

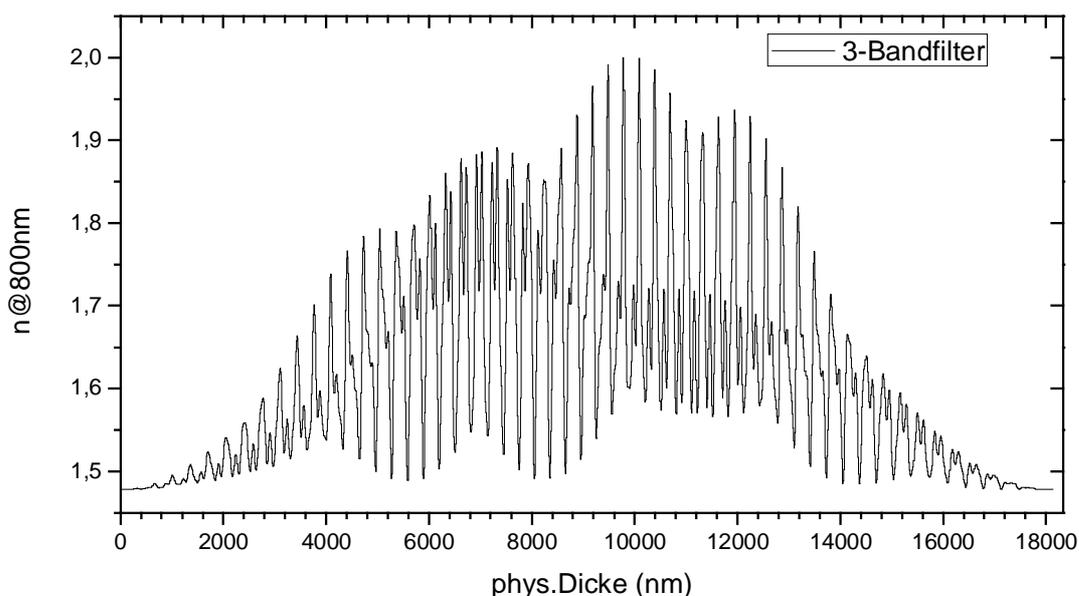


Abbildung 48 Brechwertprofil des 3-fach-Schmalbandfilters als Superposition der Einzelperiodizitäten.

5. Kontrollierte Herstellung von Rugate Filtern

Diese 18µm dicke Komponente wurde schließlich in 47,5 Stunden als kontinuierlicher Prozess hergestellt. Allein, dass der Filter bei dieser Schichtdicke mechanisch stabil bleibt, ist bereits bemerkenswert, da die Schichtspannungen des IBS-Prozesses auch bei den Mischoxiden hoch ist. Den Vergleich der gemessenen spektralen Eigenschaften mit der Theorie (ohne Absorption) zeigt Abbildung 49 in logarithmischer Skalierung. Wie im Design spezifiziert konnte bei den Wellenlängen 355nm und 1064nm OD3 und bei 532nm OD4 erreicht werden.

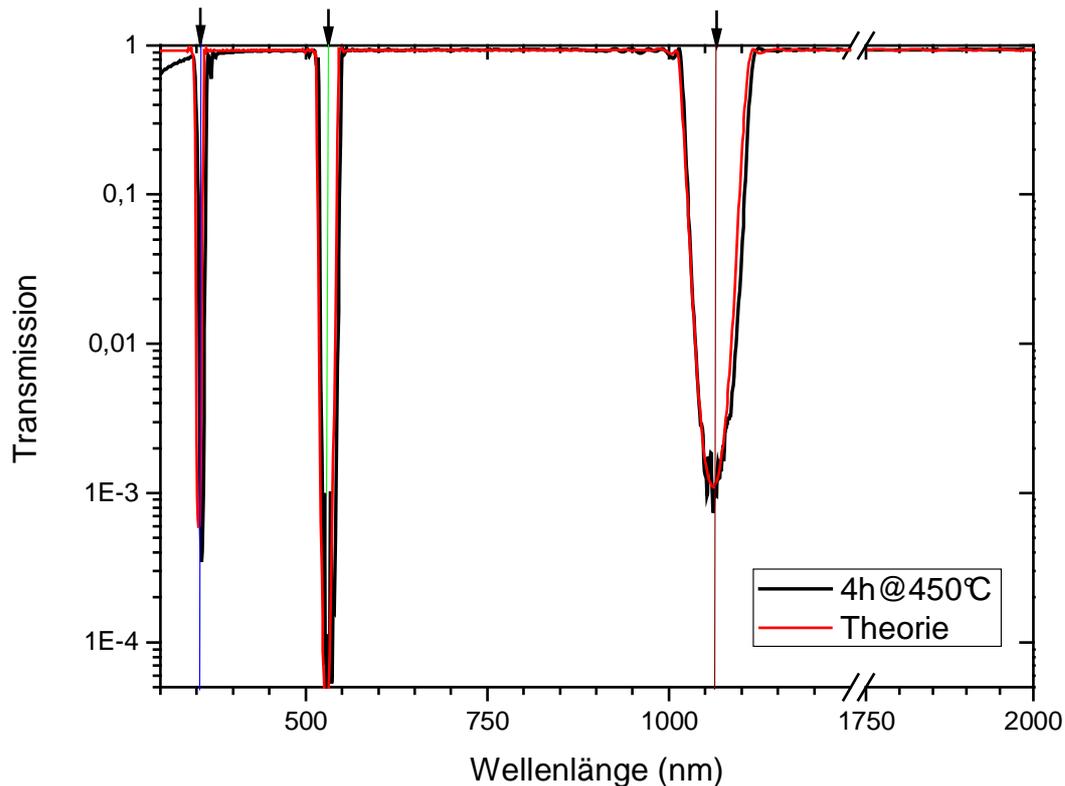


Abbildung 49 Transmissionsmessung des 3-fach-Schmalbandfilters nach Ausheizen für 4 Stunden bei 450°C

Außer den sichtbaren Verlusten im Kurzwelligen und kleinen Oszillationen durch mögliche Brechwertabweichungen sind die spektralen Anforderungen sehr gut erfüllt.

6 Ergebnisse der Charakterisierung an Mischschichten und Rugate Filtern

In den vorangegangenen Abschnitten wurde verdeutlicht, dass die Rugate Designs insbesondere in Bezug auf das spektrale Verhalten alternativ zum konventionellen Wechselschicht-(H/L-Stack)-Design reproduzierbar umsetzbar sind und möglicher Weise sogar bessere Lösungsansätze für bestimmte Problemstellungen liefern.

Ein weiterer Aspekt der Aufgabenstellung bezieht sich auf die Verbesserung der optomechanischen Eigenschaften. Diese sollen aus den folgenden Überlegungen resultieren: Es entfallen parasitäre Grenzschichteffekte, die in der Regel auftreten, wenn der Beschichtungsprozess für den Materialwechsel kurzzeitig unterbrochen wird. Die Wahrscheinlichkeit, dass Fremdpartikel einzulagern ist in diesem Moment größer, was zu intrinsischen Streuverlusten oder bei entsprechend beaufschlagter Strahlungsleistung zu vorzeitigem defektinduziertem Versagen des Schichtsystems führt. Zudem werden Spannungsunterschiede an diesen Grenzen vermieden, die sonst durch die unterschiedliche Mikrostruktur der verwendeten Materialien auftreten.

Es werden also optische sowie mechanische Verbesserungen erwartet, die im Folgenden untersucht werden.

Einige Eigenschaften, wie die Verschiebung der Absorptionskante als direkte Folge der Mischung, wurden bereits genannt.

Auf der Grundlage der vorgestellten normgerechten Charakterisierungsverfahren werden die Eigenschaften der Rugate Komponenten mit denen konventioneller dielektrischer Hochleistungsoptiken verglichen. Zu diesem Zweck wurden Messungen der Absorption, Streuung und der laserinduzierten Zerstörschwelle durchgeführt und miteinander in Beziehung gebracht.

Da die spektralphotometrische Untersuchung der Proben im Bereich der Schichtherstellung diskutiert und eingesetzt werden, beschränkt sich die folgende Ausführung auf die anderen, in Tabelle 1 aufgeführten Messverfahren und die daraus abzuleitenden Schlussfolgerungen.

Wie bereits dargelegt, beruht die Herstellung von Rugate Filtern auf dem Mischen von oxidischen Materialien. Außerdem wurde gezeigt, dass die physikalischen Eigenschaften dieser Mischungen deutlich von den Konzentrationen der einzelnen Bestandteile abhängen. Damit ist es aber nicht selbstverständlich, dass mit den Mischungen die gleiche hohe Qualität erreicht wird, wie dies bei der Anwendung von reinen Oxiden der Fall ist.

6.1 Beschreibung der Proben

Für eine detaillierte Untersuchung ist es zunächst noch einmal angebracht, die entsprechenden Proben gegenüberzustellen. In Tabelle 4 und Tabelle 5 sind einige spezifische

6. Ergebnisse der Charakterisierung

Eigenschaften der im Folgenden diskutierten Proben zusammengefasst. Die Proben sind entsprechend ihrer Eigenschaften in drei Gruppen eingeteilt. Zunächst bilden die Antireflexoptiken eine Gruppe. Im Rahmen der Untersuchungen wurden Schwerpunktantireflexbeschichtungen und Breitbandantireflexbeschichtungen untersucht. Alle Proben sind bei der Testwellenlänge transparent. Die Designs der Proben unterscheiden sich deutlich. Insbesondere die breitbandige Rugate-Antireflexbeschichtung stellt in diesem Zusammenhang eine Besonderheit dar, weil die Beschichtung ohne Unterbrechungen erfolgte. Damit existieren innerhalb dieser inhomogenen Schicht faktisch keine herstellungsbedingten Grenzflächen und die optische Funktion der Beschichtung wird durch den kontinuierlichen Wechsel des Brechungsindex erzeugt.

Tabelle 4 Überblick über die untersuchten AR-Proben.

Typ	Design	Spektrale Charakteristik
AR970/1100	Stack (konventionell)	
AR970/1100	Rugate	
AR1064	Stack (konventionell)	
AR1064	Rugate	

In äquivalenter Weise sind auch die hochreflektierenden Rugate Beschichtungen hergestellt worden, die in Tabelle 5 aufgeführt sind. Hierbei wurden zwei verschiedene Designs gegenübergestellt. Trotz der unterschiedlichen spektralen Charakteristiken und der verschiedenen Brechungsindexverläufe sind die Proben für die LIDT-Messung vergleichbar.

Tabelle 5 Überblick über die untersuchten Rugate Filter.

Typ	Design	Spektrale Charakteristik
HR1064 (V060206)	Rugate (nur endbereichs- apodisiert)	
HR1064 (V060418)	Rugate (komplette Halbapodisation)	

Tabelle 6 Überblick über die untersuchten HR1064-Stack-Beschichtungen.

Typ	Design	Spektrale Charakteristik
HR1064	Stack (modifizierter QWOT)	
HR1064	Stack QWOT	
HR1064	Stack QWOT	
HR1064	Stack $\text{Ti}_8\text{Si}_2\text{O}_{20}/\text{SiO}_2$ QWOT	
HR1064	Stack $\text{Ti}_9\text{Si}_1\text{O}_{20}/\text{SiO}_2$ QWOT	

Abschließend sind noch Vergleichsproben aufgelistet, die auf einem QWOT Design basieren. Diese Proben wurden als „Stack“ mit zwei Materialien in der konventionellen Beschichtungsvariante hergestellt und dienen der Untersuchung von Materialeinflüssen und Feldstärkeabhängigkeiten.

6.2 Messergebnisse der Absorption mittels Laserkalorimetrie

Im Rahmen der Untersuchung von Mischsystemen wurden zunächst Standardbeschichtungen untersucht, die für die Wellenlänge 1064nm optimiert sind. Zu diesem Zweck wurden Einzelschichten aus $\text{Ti}_{1-x}\text{Si}_x\text{O}_2$ ($x=0\dots 1$) untersucht. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 50 dargestellt.

Im Rahmen der Messgenauigkeit lässt sich aussagen, dass offensichtlich die Absorption mit steigendem Titangehalt stetig zunimmt. Der etwas höhere Wert der Probe K7 ist auf Prozessschwankungen während der Beschichtung zurückzuführen. Das Verhalten ist aus den bekannten Absorptionen der reinen Materialien zu erwarten gewesen, da die Absorption von Siliziumoxidschichten signifikant niedriger ist als die von Titanoxid. Allgemein zeigen die Absorptionswerte keinen auffälligen Unterschied zu vergleichbaren IBS-Beschichtungen für Laseranwendungen¹.

¹ Anmerkung: Es ist möglich mit IBS-Schichten, die auf Absorption optimiert sind, Absorptionen unter einem ppm zu erreichen. Eine derartige Optimierung war im Rahmen dieser Arbeit nicht vorrangiges Ziel und wurde daher nicht durchgeführt. Deshalb sind die Absorptionswerte im Vergleich zu den best möglichen Schichten verbesserungsfähig.

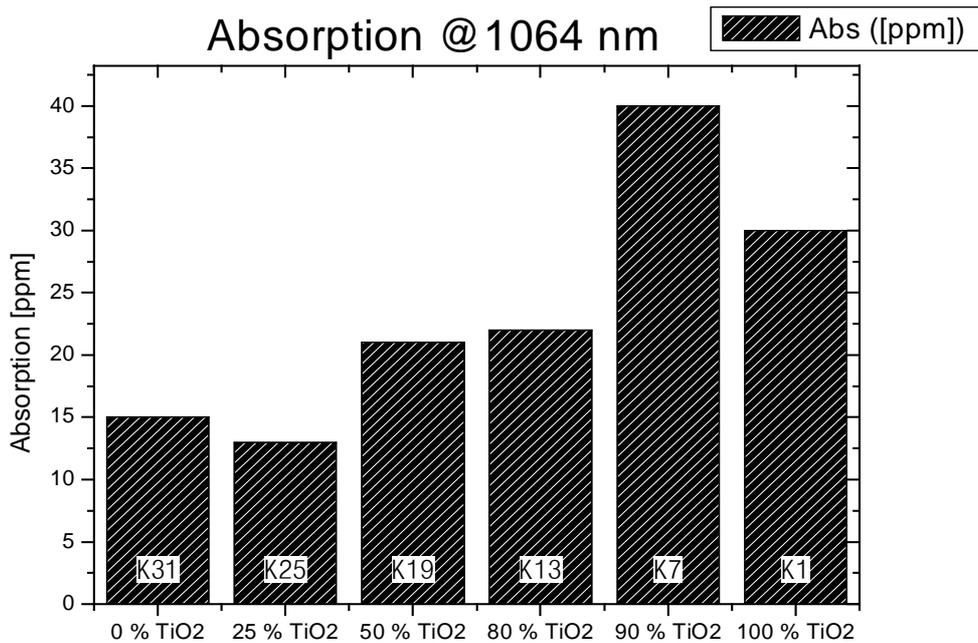


Abbildung 50 Absorption von Einzelschichten mit unterschiedlichen Titandioxidkonzentrationen.

Im nächsten Schritt werden hochreflektierende Optiken in Abbildung 51 einander gegenübergestellt.

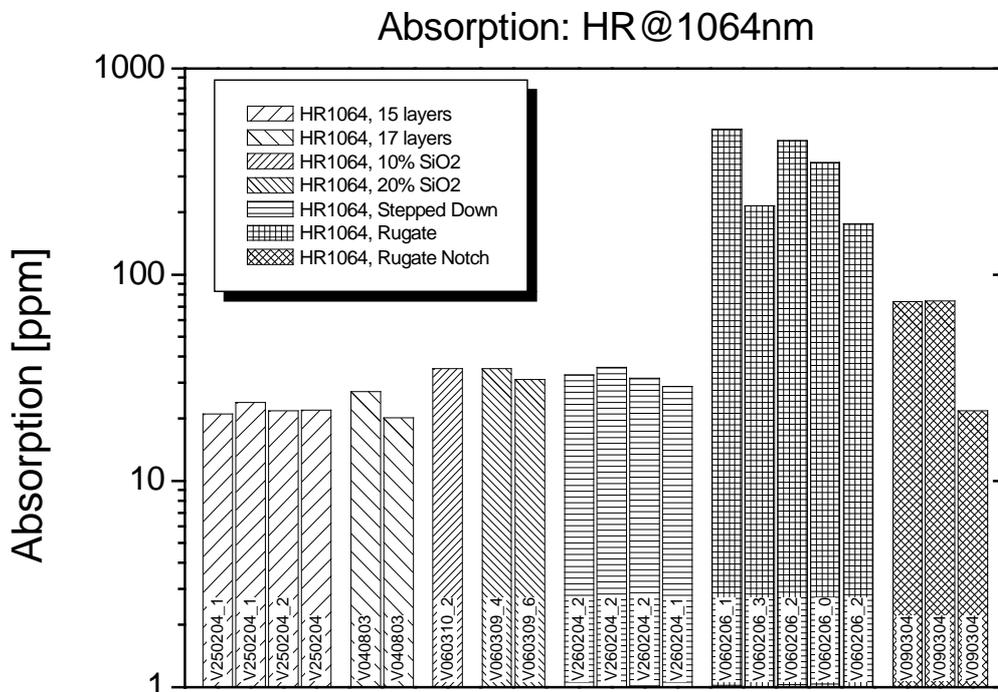


Abbildung 51 Absorption von hochreflektierenden Optiken (HR1064). Gruppirt sind Messungen an verschiedenen Proben der gleichen Beschichtungs-Charge.

Als klassische Designs wurden zunächst die QWOT-Stacks mit verschiedenen Siliziumkonzentrationen in den Titandioxidschichten betrachtet. Dazu wurden Proben mit reinen TiO_2 , mit $\text{Ti}_9\text{Si}_1\text{O}_{20}$ and mit $\text{Ti}_8\text{Si}_2\text{O}_{20}$ untersucht. Bei diesen Messungen konnte kein signifikanter Unterschied zwischen den Absorptionen der verschiedenen Komponenten nachgewiesen werden. Vorweg genommen wiesen ebenso die Quasirugate Filter, wie auch die Rugate Filter Extinktionswerte auf, die äquivalent zu den QWOT HR1064 waren. Im Gegensatz dazu zeigen die später produzierten Rugate Filter eine deutlich erhöhte Absorption. Dies wird auf veränderte Parameter während der Beschichtung zurückgeführt. Insbesondere die Beschichtungsrate wurde im Vergleich zu den vorangegangenen Versuchsreihen deutlich erhöht.

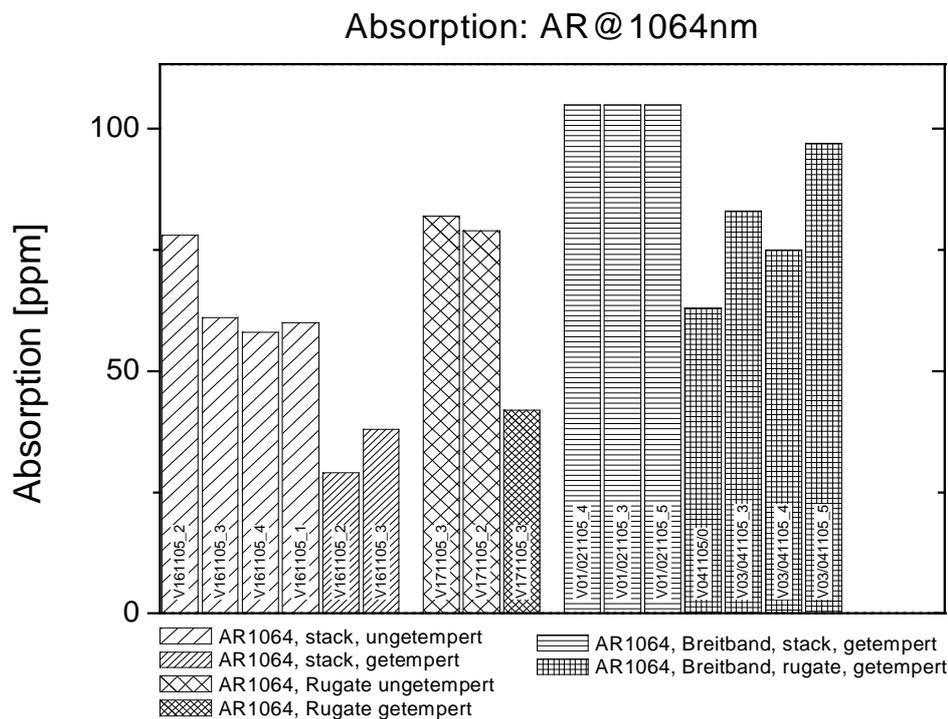


Abbildung 52 Absorption von Antireflexoptiken (AR1064).

Abschließend werden die Absorptionen von einigen Antireflexbeschichtungen verglichen. Die Messergebnisse sind in Abbildung 52 dargestellt. Bei den Antireflexoptiken zeigen sich nur geringfügige Abweichungen, die durch die veränderten Beschichtungsdesigns zu erklären sind. Beispielsweise zeigen die Schwerpunkt-Antireflexbeschichtungen beider Verfahren eine signifikant niedrigere Absorption auf als die entsprechenden breitbandigen Beschichtungen. Dies liegt im komplexeren Design begründet: während z.B. die Schwerpunkts-Antireflexbeschichtung als Zweischichtdesign (Gesamtschichtdicke 277nm) aufgebaut wird, besteht die breitbandige Variante aus sechs Schichten (Gesamtschichtdicke 811nm).

Der Vergleich der getemperten mit den ungetemperten Proben zeigt eine deutliche Verbesserung der Probenqualität durch die nachträgliche Wärmebehandlung. Dies deutet auf eine Modifikation der Mikrostruktur bzw. eine Nachoxidation der Beschichtung hin. Daraus ist zu

6. Ergebnisse der Charakterisierung

schließen, dass eine deutlich Verbesserung der Absorptionseigenschaften der Probe durch eine Optimierung des Prozesses zu erreichen ist.

6.3 Streuung

Zusätzlich wurde exemplarisch an einigen Proben die totale Streuung gemäß ISO13696 gemessen. Als Strahlquelle wurde ein Helium Neon Laser bei einer Wellenlänge von 633nm eingesetzt. Die untersuchten Proben waren nicht für diese Wellenlänge optimiert.

Zunächst werden Optiken verglichen, die für 1064nm hochreflektierend sind. In Abbildung 53 sind zwei laterale Streulichtverteilungen eines Rugate Filters gegenübergestellt. Zwischen den beiden Messungen wurde die Probe um 90° im Uhrzeigersinn gedreht. Offensichtlich wurde die Verteilung hervorragend reproduziert. Der Grundwert der Messungen liegt bei ca. 100ppm. Die Extremwerte der Streulichtverteilung sind bei 25ppm für die minimale Streuung und maximal bei deutlich mehr als 200ppm gemessen worden.

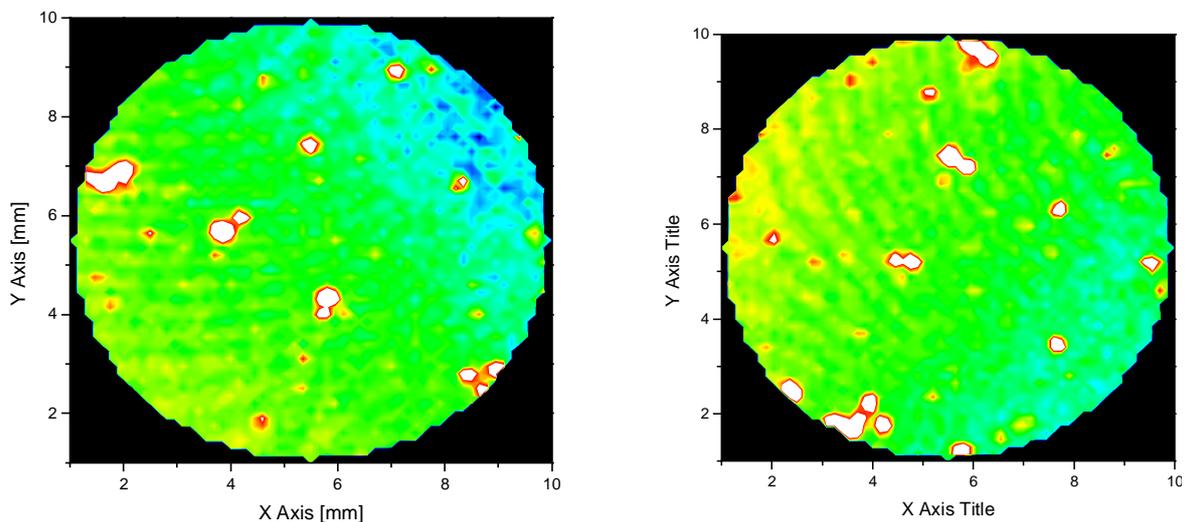


Abbildung 53 Streumappings an einem hochreflektierenden Rugate Filter. Skalierung: Minimum (blau) 25ppm, Maximum (weiss): 200ppm. Zur Demonstration der Messreproduzierbarkeit ist dieselbe Probe verdreht nochmals dargestellt.

Die unterschiedlichen Beschichtungsvarianten lieferten Ergebnisse in gleicher Höhe. Aufgrund der Messung sind keine grundsätzlichen Rückschlüsse auf Qualitätsunterschiede der Beschichtung alleine möglich.

Eine vergleichbare Situation ergibt sich bei der Auswertung der Streulichtmessung an den antireflexbeschichteten Proben (AR1064). In Abbildung 54 und Abbildung 55 sind zwei entsprechende Proben gegenübergestellt. Es handelt sich um eine breitbandige Antireflexbeschichtung für einen Wellenlängenbereich von 970 bis 1064nm im konventionellen Stackdesign. Der Grundwert der Messung wurde mit 70ppm gemessen. Im Vergleich dazu wurde eine Rugate Antireflexbeschichtung mit vergleichbaren spektralen Eigenschaften und

ebenfalls auf Saphir untersucht. Die Messung, die in Abbildung 55 dargestellt ist, zeigt das gleiche Streuniveau. Daraus ist der Schluss zu ziehen, dass die spezifischen Eigenschaften der Schicht nicht über die durchgeführten Experimente zugänglich waren, sondern lediglich die Streueigenschaften des Substrates gemessen wurden. Damit ist die Streuung der Schichten zu gering, um einen signifikanten Anteil an der Gesamtstreuung beizutragen.

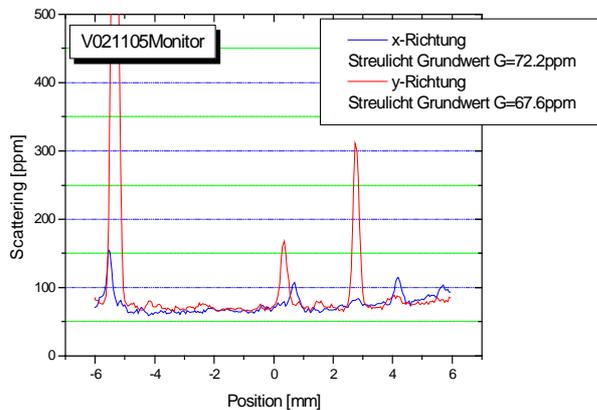


Abbildung 54 Streulichtmessung (Linienscan) an einer konventionellen Probe im Stack Design. (AR970-1064nm auf Saphir).

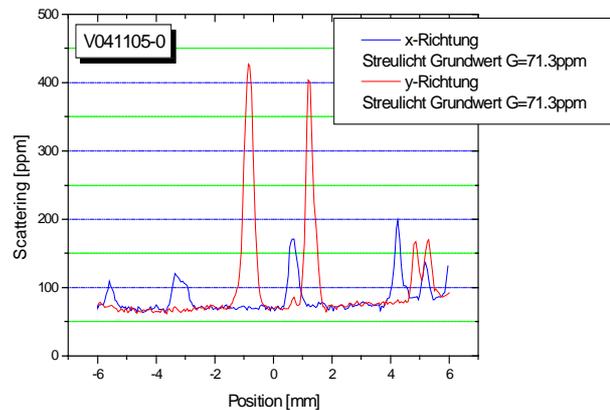


Abbildung 55 Streulichtmessung (Linienscan) an einer Probe mit graduellen Übergängen im Rugate Design (AR970-1064nm auf Saphir).

Die Konsequenz aus den Untersuchungen ist, dass weiterführende Experimente notwendig sind bei denen insbesondere die Qualität der Substratpolitur zu verbessern ist. Dies ist besonders deshalb von Interesse, weil mit vergleichbaren Beschichtungsverfahren eine deutliche Verringerung der Oberflächenrauheit von $\text{Si}_x\text{Ti}_y\text{O}_2$ Gemischen nachgewiesen wurde [WAN1989]. Derartige Optimierungen könnten in der Zukunft zu einer deutlichen Verringerung der Gesamtverluste beitragen. Eine weitere Verbesserung der Strahleigenschaften von Laserquellen würde insbesondere im Bereich der lasergestützten Messtechnik Anwendung finden.

6.4 Temperaturbeständigkeit

Um Aussagen aus der Literatur zu bestätigen [CHA1999], wurde ein Experiment zur Verbesserung der Temperaturbeständigkeit des Beschichtungsmaterials TiO_2 durchgeführt. Hierzu wurden Einzelschichten aus reinem TiO_2 und kodeponierte Einzelschichten TiO_2 , der etwa 10% SiO_2 beigemischt wurde ($\text{Ti}_9\text{Si}_1\text{O}_{20}$), in gleichen optischen Dicken hergestellt. Anschließend wurden beide Schichten derselben Aufheizprozedur unterzogen, wobei in 50°-Schritten von 200°C auf 400°C für jeweils 12 Stunden geheizt wurde. Hier zeigen die nach jedem Zyklus gemessenen Transmissionskurven (Abbildung 56 und Abbildung 57) bereits deutliche Unterschiede. Wie auch die Nomarski-Mikroskopieaufnahmen (Abbildung 58) an

6. Ergebnisse der Charakterisierung

der reinen TiO_2 -Schicht belegen, nimmt die Anzahl der Streuzentren auf Grund der zunehmenden Kristallitbildung zu. Sie wird durch eine Umformung des amorphen TiO_2 in die Rutil-Phase hervorgerufen.

Bei einer Temperatur von 400°C findet bei der reinen TiO_2 -Schicht Schichtablösung statt (Abbildung 59), während auch bei dieser Temperatur im Falle der Mischschicht noch keine Kristallite detektiert werden konnten.

Die aus der Literatur bekannten Ergebnisse konnten somit gut verifiziert werden (s.a. [WAN1989]). Um aber tatsächlich temperaturstabile Schichten bis z.B. 700°C herzustellen, wird ein anderes Beschichtungsmaterial zu wählen sein, welches aber zunächst bezüglich seiner Mischungseigenschaften zu charakterisieren ist.

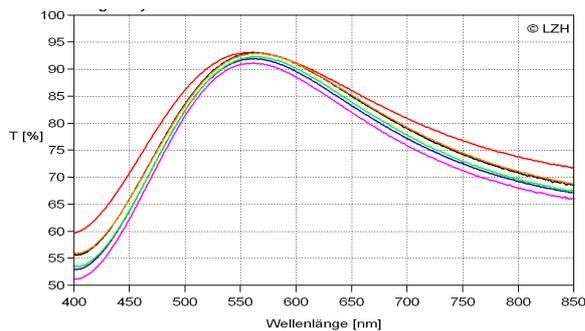


Abbildung 56 Abnahme der Transmissivität der reinen TiO_2 -Schicht bei schrittweisem Aufheizen von 200°C bis 400°C

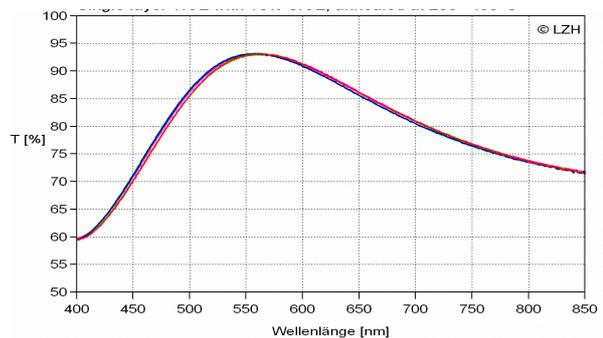


Abbildung 57 Die TiO_2 -Schicht mit einem Anteil von etwa 10% SiO_2 bleibt bis 400°C unbeschädigt. (Farbgebung wie links)

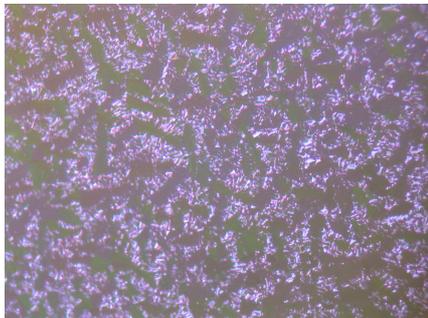


Abbildung 58 Nomarski-Mikroskopieaufnahme: Ab 250°C bilden sich in der reinen TiO_2 -Schicht bereits erste Kristallite. (Ausschnitt: ca. $400 \times 400 \mu\text{m}$)

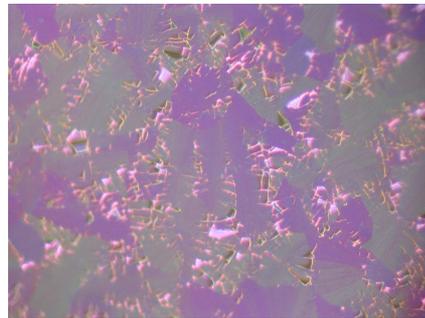


Abbildung 59 Bei weiterer Aufheizung der reinen TiO_2 -Schicht findet Schichtablösung statt. In der Mischschicht sind auch bei 400°C noch keine Kristallisationseffekte zu entdecken. (Ausschnitt: ca. $150 \times 150 \mu\text{m}$)

6.5 Messergebnisse der laserinduzierten Zerstörschwelle

Die deutlichsten Auswirkungen haben sich bei der Untersuchung der laserinduzierten Zerstörschwelle (laser induced damage threshold = LIDT) ergeben. Deshalb wird an dieser Stelle etwas näher auf die Beschreibung der unterschiedlichen Proben selbst eingegangen.

Im Rahmen der Untersuchung sind eine ganze Reihe von verschiedenen Einflussfaktoren zu beachten und ihre Auswirkungen auf die LIDT zu diskutieren. Bereits die Untersuchung an Testsystemen und Quasirugate Filtern deuten auf eine Erhöhung der Zerstörschwelle hin. Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf die Darstellung der Untersuchungsergebnisse. Für eine detailliertere Diskussion sei auf die entsprechende Publikation hingewiesen.

Ergebnisse der Messungen

Zu Beginn der Untersuchungen wurden die beiden Konzepte der konventionellen Beschichtung HR1064 im Stackdesign und eine Rugate-Reflektor-Komponente in Bezug auf ihre Zerstörschwelle verglichen. Bei dem klassischen High/Low-Stack wurden die LIDT der Proben (Design: (HL)⁸H) mit einer physikalischen Dicke von 2.461µm gemessen. Die Resultate werden im Anschluss mit einem Rugate Filter verglichen, der eine Schichtdicke von 4.420 µm aufweist.

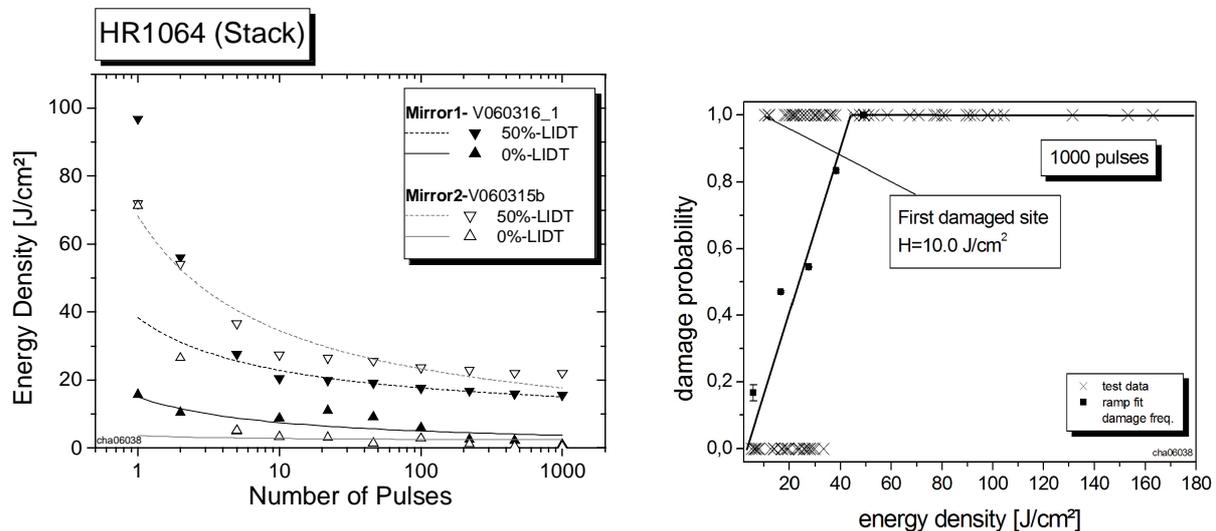


Abbildung 60 a (links) Charakteristische Zerstörkurven der High/Low-Stacks; **b (rechts)**: Überlebenskurve der 1000 on 1 Messung.

Zunächst sind in Abbildung 60a) die charakteristischen Zerstörkurven der beiden HL-Stacks gegenüber gestellt. Offensichtlich zeigen beide Stacks ein vergleichbares Zerstörverhalten. Die Zerstörschwelle sinkt mit zunehmender Pulszahl signifikant ab, und die Interpolation für große Pulszahlen nähert sich der Null an. In der Überlebenskurve der 1000on1 Messung, die rechts in Abbildung 60 dargestellt ist, wurde die erste Zerstörung bei einer Pulsenergie von 10J/cm² ermittelt. Bei Energiedichten über 10J/cm² steigt die Zerstörungswahrscheinlichkeit deutlich an, und über 40J/cm² sind alle bestrahlten Positionen zerstört worden.

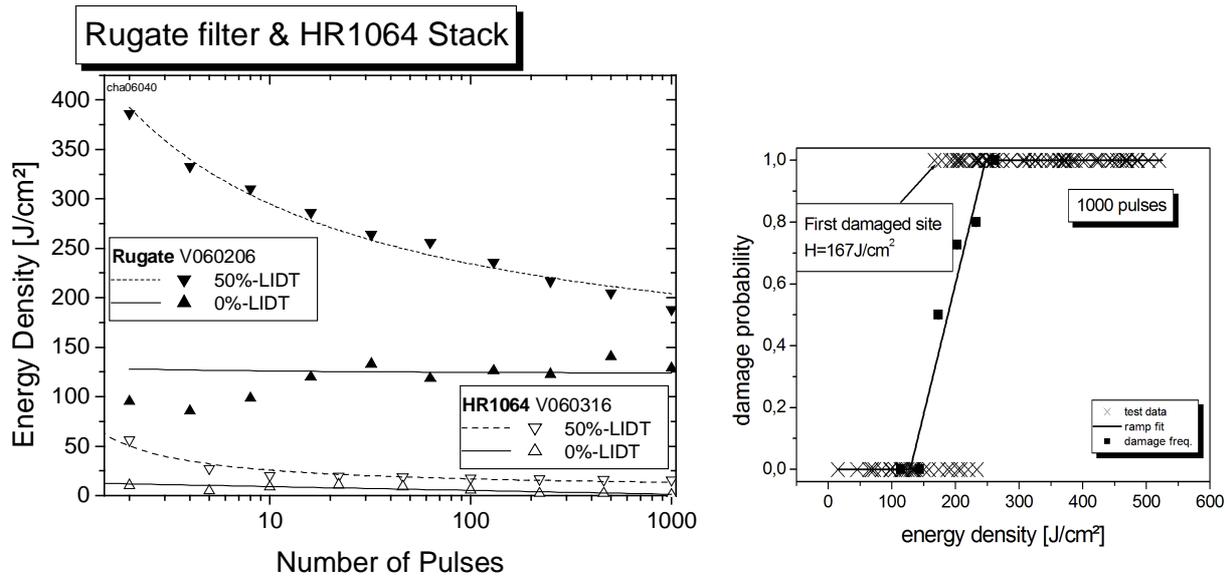


Abbildung 61 a (links) Vergleich der charakteristischen Zerstörkurven eines High/Low Stacks mit einem Rugate Filter; **b (rechts)** Überlebenskurve der 1000 on 1 Messung des Rugate Filters; Extrapolation der charakteristischen Zerstörkurve des Rugate Filters: 50% LIDT: $H_{infinite}=113.4 \pm 8.6$ [J/cm²] und für die 0% LIDT $H_{infinite}=122.0 \pm 7.1$ [J/cm²]; HR1064: 50% LIDT: $H_{infinite}=11.4 \pm 3.0$ [J/cm²], und 0% LIDT $H_{infinite}=0$ [J/cm²].

In Abbildung 61 sind die charakteristischen Zerstörkurven des zuvor veranschaulichten Stacks und des Rugate Filters verglichen. Offensichtlich ist die Zerstörschwelle des Rugate Filters um mehr als einen Faktor 10 höher als die des Stacks, obwohl beide Systeme im Prinzip auf derselben Materialkombination beruhen und in kurzem Abstand auf der gleichen Beschichtungsanlage hergestellt wurden. Der direkte Vergleich der Überlebenskurve des Rugate Filters mit der zuvor diskutierten zeigt, dass die erste Zerstörung bei einer Energiedichte von 167J/cm² detektiert wurde. Daraus ergibt sich die Fragestellung, welche Einflussfaktoren zu dieser enormen Vergrößerung der laserinduzierten Zerstörschwelle geführt haben. Aus der Literatur sind eine Reihe von Effekten bekannt, die die Zerstörschwelle beeinflussen [WOO1986]. Im Folgenden sollen die folgenden Einflüsse an Hand der Messungen an den Beispielkomponenten diskutiert werden:

- Materialeffekte
an QWOT-Designs mit unterschiedlichen Titan-Gehältern
- Toplayer-Effekt
an einem sinusförmigen Rugate Filter mit Apodisation nur im Endbereich
- Effekt der gradual Grenzflächen
an AR-Designs als Stack- und Rugatevariante

Materialeffekte:

An den Anfang der Diskussion wird die Untersuchung des Materialeinflusses gestellt. Obwohl alle hergestellten Komponenten aus TiO_2 und SiO_2 beziehungsweise Mischungen der beiden Materialien bestehen, ist auf Grund der Mischung mit einer Veränderung der Materialeigenschaften im Allgemeinen zu rechnen. Inwieweit sich diese Veränderung auf die Zerstörschwelle auswirkt, wird im Folgenden untersucht.

Für die entsprechende Untersuchung wurden drei QWOT Stacks² mit unterschiedlichen Siliziumkonzentrationen in den hochbrechenden Schichten hergestellt und untersucht. Die charakteristischen Zerstörkurven der drei Proben sind in Abbildung 62 dargestellt. Hierbei wird von einer Probe, bei der reines TiO_2 als Material für die hochbrechenden Schichten verwendet wurde, ausgegangen. Bereits bei einer Beimischung von 10% Silizium in den hochbrechenden Schichten ist eine geringe aber erkennbare Erhöhung der LIDT zu beobachten. Bei einer Konzentration von 20% Silizium in den entsprechenden Schichten steigt die Zerstörschwelle noch einmal deutlich.

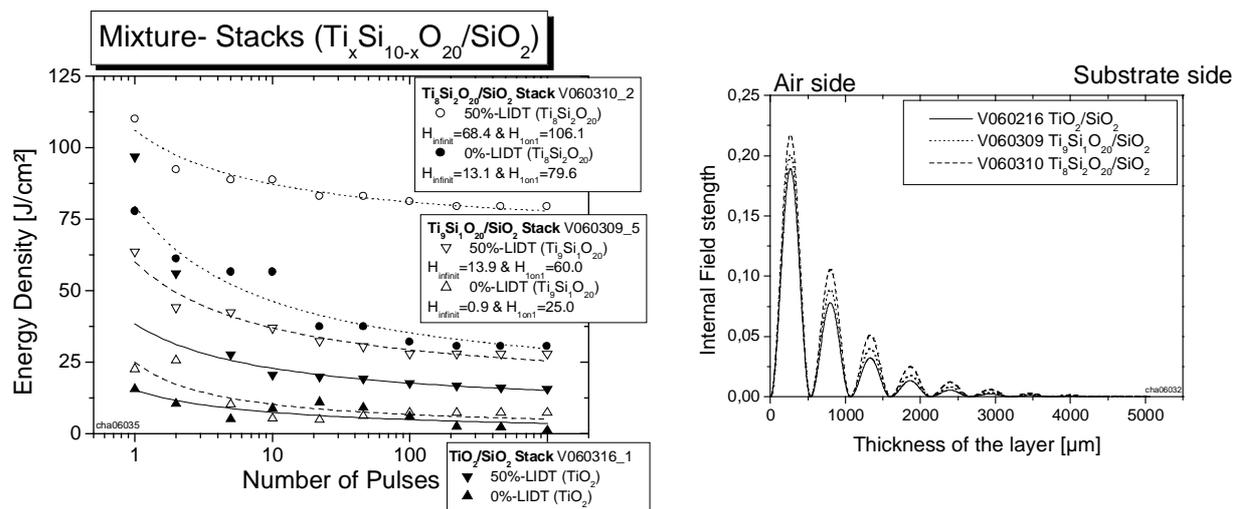


Abbildung 62 a (links) Charakteristische Zerstörkurven der HR1064-Spiegel mit unterschiedlichen Siliziumgehalten in den Schichten mit hohem Brechungsindex. **B (rechts)** Vergleich der Feldstärkeverteilung innerhalb der Spiegel.

Mit diesen Messungen wurde gezeigt, dass die Beimischung von Silizium eine Erhöhung der Laserstrahlungsresistenz hervorrufen kann. Im Design der untersuchten Rugate Filter wurde eine maximale Konzentration von 85% Titanoxid eingesetzt. Wäre die Materialveränderung der einzige Einflussfaktor, so wären die Zerstörschwellenwerte des Rugate Filters zwischen den Werten der Spiegel mit 10% und 20% Siliziumanteil im hochbrechenden Material angesiedelt. Mit Blick auf die deutlich höhere Steigerung der LIDT im Rugate-System kann der alleinige Einfluss des Beschichtungsmaterials die beobachtete Steigerung beim Rugate Filter nicht hinreichend erklären.

² Bei dieser Untersuchung wurden hochreflektierende Spiegel verwendet, weil auf diese Weise der Einfluss des Substrates auf die Zerstörschwelle deutlich reduziert wird. Aus diesem Grunde werden die HR1064 als Standard Beschichtung für Testbeschichtungen verwendet.

6. Ergebnisse der Charakterisierung

Konsequenter Weise sind weitere Einflussfaktoren zu untersuchen. Ein Sachverhalt deutet sich an dieser Stelle bereits an. Vergleicht man die Feldstärkeverteilungen, die sich aus den Designs berechnen lassen, miteinander, so zeigt sich, dass das Design mit der höchsten Zerstörschwelle auch die höchste interne Feldstärke aufweist (vergleiche Abbildung 62b). Die Unterschiede in den Feldstärken sind hierbei gering, so dass ein entsprechender signifikanter Einfluss nicht zu erwarten ist. Dennoch ist der Einfluss der Feldstärke im späteren Verlauf noch zu diskutieren.

Toplayer-Effekt:

V060206

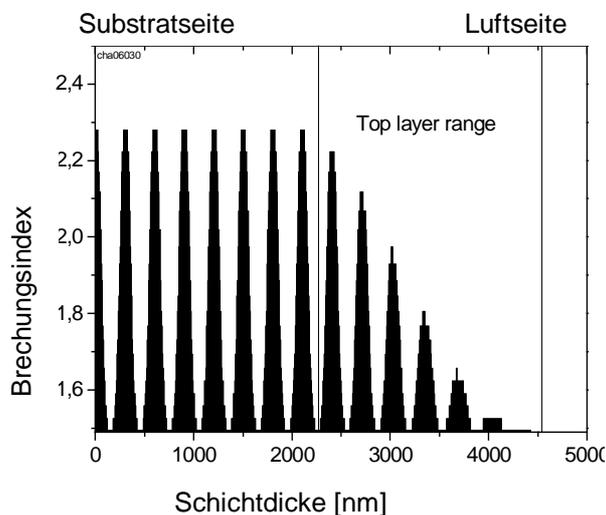


Abbildung 63 Brechungsindexprofil eines Rugate Filters mit einseitiger Apodisation.

Ein Einflussfaktor ergibt sich direkt aus dem Design für Schmalband-Filter und der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Erhöhung der Zerstörschwelle in Folge der Materialmischung. Die Apodisierung des Schmalband-Filter-Designs erfolgt mit Hilfe eines halben Kosinuszuges als Einhüllende für das Brechungsindexprofil. Veranschaulicht wird dies anhand des Brechungsindexprofils des in Abbildung 63 dargestellten Rugate Filters. Bei diesem Design wurde die Apodisierung nur auf der Oberflächen-seite im Endbereich der Beschichtung umgesetzt. Dadurch entsteht eine dicke Deckschicht, die auch als „Toplayer“ oder „Protecting Layer“ bezeichnet wird. Der Einfluss einer derartigen Schicht wurde in der Literatur bereits untersucht und durchaus kontrovers diskutiert [APF1977], [ZHO1988]. Eine Erhöhung der Zerstörschwelle durch eine derartige Schicht ist nur dann zu erwarten, wenn die Laserstrahlungsresistenz der Deckschicht größer ist als die des darunter befindlichen Materials. Nach den Untersuchungen des vorangegangenen Abschnittes ist diese Situation offensichtlich erfüllt. In den erwähnten Untersuchungen wurde dies durch eine optisch unwirksame dicke SiO_2 erreicht. Im Rahmen dieser Untersuchung trägt die Schutzschicht auf Grund der enthaltenen Brechwertmodulation zu der Reflexion des Gesamtsystems bei. Dies verstärkt den entsprechenden Schutzeffekt für die darunter befindlichen Schichten.

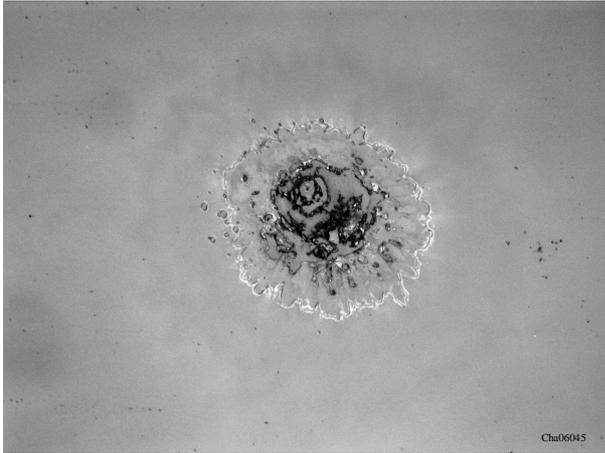


Abbildung 64 Zerstörungsmorphologie eines Stacks (Position 17 nach 8 Pulsen, $H=12,1 \text{ J/cm}^2$).



| 320 μm |

Abbildung 65 Zerstörungsmorphologie eines Rugate Filters (Position 64 nach 2 Pulsen, $H=172 \text{ J/cm}^2$).

In Abbildung 64 und Abbildung 65 sind die Nomarskimikroskopieaufnahmen von Zerstörungsmorphologien eines HR1064-Stack und der eines Rugate-Reflektors gegenübergestellt. Offensichtlich zeigt die Zerstörung bei dem HR1064-Stack eine charakteristische Kraterbildung, während dies bei der Zerstörungsmorphologie des Rugate Filters nicht zu beobachten ist. Vielmehr ist die Oberfläche der Probe nach wie vor eben, und die Zerstörung zeigt sich als eine strukturelle Modifikation der Schicht. Es hat sich offensichtlich eine lokale Veränderung des Brechungsindex ergeben, die in einer Verfärbung beobachtet wird.

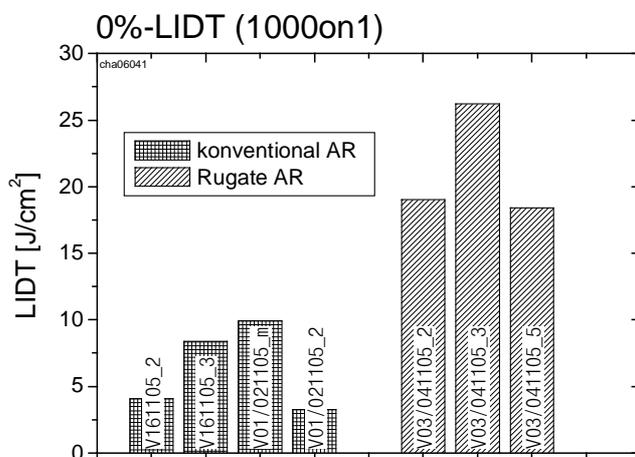
Effekt von graduellen Grenzflächen:

Abbildung 66 Vergleich der LIDT von AR-Optiken.

einen nahezu identischen Feldstärkeverlauf. Außerdem bewirken die Filter ein äquivalentes spektrales Verhalten bei der Testwellenlänge, und ein Schutzschichteffekt ist bei diesen Proben ebenfalls nicht vorhanden. Damit beschränken sich die Unterschiede auf die abweichenden Designs, die vor allem in dem graduellen Verlauf der Grenzflächen manifestiert sind und dem Ausbleiben einer Beschichtungsunterbrechung durch Einschieben des Shutters.

In Abbildung 66 sind die Ergebnisse der LIDT Untersuchung dargestellt. Um die Übersichtlichkeit zu verbessern, dienen hierbei die 1000on1 Onset³-Werte als Diskussionsgrundlage. In der entsprechenden Abbildung sind die konventionellen Beschichtungen (Stack-Design) durch eine Karoschraffur gekennzeichnet und die graduellen Proben durch ein Streifenmuster. Offensichtlich weisen die konventionellen Beschichtungen einen um einen Faktor 2 geringere Zerstörfestigkeit auf als die Antireflexoptiken mit graduellen Schichtübergängen. Ein solches Verhalten ist zu erwarten, wenn davon ausgegangen wird, dass sich während des Schichtwechsels eine größere Anzahl von Defekten oder Verunreinigungen auf der Grenzfläche ablagern, die dann wiederum zur Zerstörung beitragen. Zu einer konstanten Defektbedeckungsrate kann für die Stackvariante angenommen werden, dass durch die mechanische Bewegung von zusätzlichen Teilen, wie beispielsweise dem Shutter, von einer erhöhten Kontaminationsrate auszugehen ist. Diese Vergrößerung der Konzentration von Defekten wird durch die graduellen Übergänge vermieden. Des Weiteren wird von einer verbesserten Wärmeleitung und einer Erhöhung der Schichthaftung durch die Vermeidung von abrupten Übergängen ausgegangen. Alle diese Effekte wirken sich positiv auf die Zerstörfestigkeit der optischen Komponenten aus. Der Einfluss der einzelnen Anteile

³ Der Onset wird im Rahmen der Untersuchung aus der linearen Interpolation der Überlebenskurve der 1000on1 Messung ermittelt. Für die vorliegende Messung ist sichergestellt, dass der Fehler der durch die Vereinfachung der Überlebenskurve hervorgerufen wird, vernachlässigbar ist.

Für die Untersuchung des Einflusses von graduellen Übergängen wurde eine Anzahl von Antireflexoptiken hergestellt und untersucht. Es wurde versucht, bei diesen Komponenten die bislang diskutierten Effekte so weit wie möglich auszuschalten: die breitbandigen AR-Optiken als Stacks- bzw. Rugate-Variante haben fast die gleiche physikalische Schichtdicke, denselben maximalen TiO₂ Gehalt und

kann im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Abschließend sei zu dieser Untersuchung noch angemerkt, dass eine quantitative Aussage aus den Messungen noch nicht abgeleitet werden kann. Es kam für die Auswertung erschwerend hinzu, dass gelegentlich die Zerstörung im Substrat stattfand.

7 Zusammenfassung und Fazit

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Konzept der Rugate Filter-Technologie mit dem Ionenstrahlzerstäubungsverfahren erfolgreich umgesetzt. Dabei konnten erstmals die erhofften Vorteile einer Verbesserung der opto-mechanischen Eigenschaften in Verbindung mit einer präzisen Prozesskontrolle zur Herstellung von Gradientensystemen demonstriert werden.

Die Darlegung der theoretischen Grundlagen zur Propagation von Licht durch ein in Ausbreitungsrichtung inhomogenes Medium führte auf die Beschreibung der spektralen Eigenschaften durch einen nur iterativ lösbaren charakteristischen Matrixansatz. Als Folge der Vernachlässigung höherer Ordnungen des als Reihenentwicklung formulierten Brechwertprofils konnte die etablierte charakteristische homogene Matrix und die Schröder-Näherung für leicht inhomogene Medien abgeleitet werden. Mittels der Vektormethode wurde anschaulich ein Formalismus zur Darstellung der Spektraleigenschaften durch einen Fourieransatz demonstriert. Dabei ergibt die Fouriertransformierte des logarithmischen Brechwertprofils die sogenannte komplexwertige Q-Funktion, die ohne Allgemeingültigkeit die spektralen Amplitudenreflexionskoeffizienten oder adaptierbare Kombinationen von Reflexion- und Transmissionskoeffizienten wiedergibt. Aus der Folgerung, ein dielektrisches Schichtsystem als Zusammensetzung verschiedener Fourierkomponenten aufzufassen, eröffnet sich eine semi-analytische Herangehensweise zur Modifikation spektraler Übertragungseigenschaften. Am Beispiel einer durch Zerlegung in dünne Schichten als exakt bezeichneten Wirkung einer Sinusmodulation des Brechwertprofils auf die reflektierten Spektralkomponenten, wurde die Analogie zu diesem Ansatz und deren Einsetzbarkeit erläutert: Die Reflexion in einem einzigen spektralen Band und die Unterdrückung höherer Harmonischer gelingt erst durch die Logarithmierung des Sinusprofils und deren Diskretisierung in ausreichend kleine Schritte. Anhand der Lösung für diese Problemstellung wird die Einzigartigkeit der Rugate Technologie gegenüber der konventionellen Zwei-Materialien Variante deutlich.

Die Anwendung der inversen Fouriertransformation stellt nach geeigneter Spezifikation der Q-Funktion unter Einbeziehung des Phasenanteils eine Näherungsmethode zur direkten Designsynthese dar. Exemplarisch wurde mittels dieser Methode zu vorgegebenen Phasenverhalten ein Spiegeldesign zur Dispersionskontrolle für Kurzpulsanwendungen berechnet. Es ergab sich ein kontinuierliches Brechwertprofil, das mit Hilfe weiterer Designbausteine optimiert werden konnte und eine prinzipiell technisch umsetzbare Lösung darstellte. Diese sonst als Umweg zum Auffinden einer Schichtfolgenkombination betrachtete Design-Methode kann durch die nun vorliegenden Möglichkeiten der Umsetzung neuen Auftrieb erlangen.

Nach einer kurzen Vorstellung des Ionenstrahlzerstäubungsverfahrens zur Abscheidung hochwertiger dielektrischer Schichten und des verwendeten Anlagenkonzepts wurde das Prinzip der optisch breitbandigen Schichtdickenmonitorierung erläutert. Dabei wurde auf mögliche Fehlerquellen eingegangen, die durch Simulation des Monitorierprozesses separat analysiert werden können. Die technischen und programmatischen Lösungsansätze zur Kontrolle von Schichtdicken weniger Nanometer in Subnanometer-Genauigkeit wurden im Hinblick auf deren Erfordernis zur Beschreibung nahezu kontinuierlicher Brechwertprofile erläutert. Als wesentlich wird dabei der eingeführte Verfahrensschritt des variablen Wechsels von einer Zeitsteuerung zur optischen Monitorierung angesehen.

Im Anschluss wurden die in diesem Rahmen betrachteten Ansätze erläutert, die das IBS-Verfahren zur Darstellung von Mischschichten ermöglicht. Diese sind die Unterteilung in sehr dünne Schichten unter Verwendung von zwei Materialien und die Anwendung eines Zonentargets. Dieses letztgenannte Konzept erlaubte schließlich die Realisierung des Kosputterprozesses, bei dem eine wirkliche Durchmischung der abgestäubten Komposita während der Kondensation auf den Substraten stattfindet. Eine Auswertung von hergestellten Einzelschichten verschiedener definierter Mischungsverhältnisse und der Vergleich mit Ergebnissen der EDX-Analyse ermöglichte das Auffinden eines geeigneten Mischmodells. Hierzu wurden die verschiedenen Ansätze der effektiven Medientheorie erläutert. Das Resultat zeigte, dass sich der Realteil der Brechungsindizes gut durch das Lorentz-Lorenz-Modell beschreiben lässt. Der in äquivalenter berechnete Imaginärteil bzw. die Extinktion, wird allerdings durch zu hohe Werte speziell in der Nähe der Absorptionskante im nahen UV-Spektralbereich beschrieben. Damit widersprechen die derart hergestellten Mischschichten dem erwarteten konzentrationsabhängigen Absorptionsverhalten. Durch Experimentalbeschichtungen, bei denen mit den beiden verschiedenen Verfahrensansätzen Mischschichten mit gleichen Brechungsindizes im Sichtbaren erzeugt wurden, konnte dieser „blue-shift“ phänomenologisch durch die Mischzusammensetzung der kogesputterten Schicht auf atomarer Ebene erklärt werden. Es eröffnen sich auf diese Weise Anwendungsfelder unter der Verwendung der Basisbeschichtungsmaterialien, die in Reinform auf Grund zu hoher Absorption ausscheiden. Einige komplexe Beschichtungsbeispiele demonstrierten neben der Anwendbarkeit dieser Eigenschaft auch die Stabilität der optischen Konstanten der einstellbaren Mischungen. Als Beispiel sei hier ein Umlenkspiegel für die Wellenlänge 266nm genannt, der mit einer Tantalpentoxid/Siliziumdioxid-Mischung hergestellt wurde, wofür sonst Hafnium- oder Aluminiumoxid als oxidische Materialien verwendet werden müsste.

Es konnte gezeigt werden, dass das gezielte Anwählen eines Brechwertes durch die entsprechende Positionierung des Zonentargets gestattet wird und dass somit die Umsetzung komplexer Brechwertprofile möglich wird. Zur Schichtdickenkontrolle konnte das optische Breitbandmonitorieren mit den genannten Verfahrensschritten verwendet werden. Einige Beschichtungsbeispiele demonstrieren neben den erweiterten Möglichkeiten der Designerstellung sowohl die reproduzierbare Herstellbarkeit als auch die Weiterentwicklung des

Verfahrens zur kontrollierten Abscheidung mehrerer hundert Schichten mit Dicken weniger Nanometer. Als Beispiel wurde ein 18 μm dickes Gradientenschichtsystem mit 1800 Schichten in einem kontinuierlichen Prozess hergestellt. Die spezifizierten spektralen Anforderungen dieses Mehrfachschmalbandfilters wurden dabei exakt erfüllt.

Die Ergebnisse der Charakterisierung gemäß normgerechter Verfahren für Laserkomponenten weisen auf ein enormes Potential der Rugate Filter zur Erhöhung der laserinduzierten Zerstörschwelle hin. Obwohl die Absorptions- und Streuverluste vergleichbar mit den klassischen Zwei-Material-Schichtstapel-Designs waren, konnte die Zerstörschwelle für ein $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ -System um eine Größenordnung gesteigert werden. Für ein klassisches H/L-System ergab sich eine 50%-Zerstörwahrscheinlichkeit von 11 J/cm^2 während der Rugate Filter einen für diese Materialkombination bisher nicht erreichten Wert von 113 J/cm^2 zeigte. Ein ähnliches Verhalten konnte auch bei anderen Materialkombinationen festgestellt werden. Unterschiede zeigten sich auch in der Zerstörmorphologie: Statt des typischen Aufschmelzens nach einer Zerstörung zeigte sich bei dem Rugate Filter eher eine Verfärbung. Durch ein Ausheizexperiment konnte außerdem eine erhöhte Temperaturstabilität der Mischschichten und Rugate Filter nachgewiesen werden.

Mit der vorliegenden Arbeit konnte somit eine technologisch beherrschbare Realisierung von Rugate Filtern zur Darstellung ausgewiesener spektraler Anforderungen demonstriert werden. Durch analytische Designmöglichkeiten in Verbindung mit gesteigerten nicht-optischen Eigenschaften ergibt sich ein großes Entwicklungspotenzial für zukünftige Anwendungen in der Lasertechnik und Sensorik. Dabei ist zu bedenken, dass die Schichtqualität der vorgestellten Beispiele Verbesserungspotenzial beinhaltet.

Im Trend aktueller Forschungstätigkeiten zur Optimierung dielektrischer Beschichtungen für Fusionsexperimente oder den Einsatz in Gravitationswellendetektoren konnten wichtige wissenschaftliche Erkenntnisse zum Einsatz und der Herstellung von Misch- und Gradientenschichtsystemen dargelegt werden.

Als direkter Ausblick ist hier die tatsächliche Herstellung eines breitbandigen phasenangepassten Spiegels zur Pulskompression als Rugate Variante zu nennen. Dieses geht einher mit den Forschungsaktivitäten zur Analyse der fs-LIDT von Kurzpulslaserkomponenten.

Literatur

- [ABE1950] *Abelès, F.: Recherches sur la Propagation des Ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les Milieux stratifiés. Application aux couches Minces.* Annales de Physique, Vol. 5, pp. 590-640, pp. 706-782 (1950)
- [ABU1993] *Abu-Safia, H. A.; Al-Sharif, A. I.; Abu Aljarayesh, I. O.: Rugate filter sidelobe suppression using half-apodization.* Applied Optics, Vol. 32, Issue 25, p. 4831 (1993)
- [AMO2006] *Amotchkina, T. V.; Ristau, D.; Lappschies, M.; Jupe, M.; Tikhonravov, A. V.; Trubetskov, M. K.: Optical Properties of TiO₂-SiO₂ Mixture Thin Films Produced by Ion-Beam Sputtering.* Optical Interference Coatings Topical Meeting, TuA8 (2007)
- [APF1977] *Apfel, J. H.; Enemark, E. A.; Milam, D.: The Effects of Barrier Layers and Surface Smoothness on 150-ps, 1,064- μ m Laser Damage of AR Coatings on Glass.* Proceedings of SPIE, Vol. 509, pp. 255-259 (1977)
- [ASP1982a] *Aspnes, D.E.: Local-field effects and effective-medium theory: A microscopic perspective,* American Journal of Physics, Vol. 50, No.8 (1982)
- [ASP1982b] *Aspnes, D.E.: Optical Properties of thin Films.* Thin Solid Films, Vol. 89, pp. 249-262 (1982)
- [BAR2004] *Bartzsch, H.; Lange, S.; Frach, P.; Goedicke, K.: Silicon oxynitride rugate filters grown by reactive pulse magnetron sputtering.* Proceedings of SPIE, Vol. 5250, pp. 502-510 (2004)
- [BAR2005] *Bartzsch, H.; Frach, P.; Weber, J.; Liebig, J.-S.: Precision optical and antireflection multilayers and gradient coatings containing reactively sputtered oxides, nitrides and fluorides.* Proceedings of SPIE, Vol. 5963, p. 1B (2005)
- [BAU1986] *Baumeister, P.: Simulation of a Rugate filter via a stepped-index dielectric multilayer.* Applied Optics, Vol. 25, Issue 16, pp. 2644-2645 (1986)
- [BAU1996] *Baumeister, P.: Multilayer reflectors with absent higher-order reflectance bands.* Applied Optics, Vol. 35, Issue 25, p. 4978 (1996)
- [BAU2006] *Baum, P.; Breuer, M.; Riedle, E.; Steinmeyer, G.: Brewster-angled chirped mirrors for broadband pulse compression without dispersion oscillations.* Optics Letters, Vol. 31, No. 14 (2006)
- [BER2003] *Bergauer, A.; Eisenmenger-Sittner, C.: Physik und Technologie Dünner Schichten.* TU Wien, 2003
- [BOE1907] *Boedke, P.: Über den Durchgang des Lichtes durch eine planparallele inhomogene Schicht.* Annalen der Physik, Vol. 329, Issue 12, pp. 357-366 (1907)
- [BOI1987] *Boivin, G.; St.-Germain, D.: Synthesis of gradient-index profiles corresponding to spectral reflectance derived by inverse Fourier transform.* Applied Optics, Vol. 26, Issue 19, pp. 4209-4213 (1987)
- [BOR1987] *Born, M.; Wolf, E.: Principles of Optics.* 6th ed., Pergamon Press, 1987

- [BOV1988] Bovard, B. G.: *Derivation of a matrix describing a Rugate dielectric thin film*. Applied Optics, Vol. 27, Issue 10, pp. 1998-2005 (1988)
- [BOV1988b] Bovard, B. G.: *Fourier transform technique applied to quarter wave optical coatings*. Applied Optics, Vol. 27, Issue 15, pp. 3062-3063 (1988)
- [BOV1990] Bovard, B. G.: *Rugate Filter design: the modified Fourier transform technique*. Applied Optics, Vol. 29, pp. 24-30 (1990)
- [BOV1993] Bovard, B. G.: *Rugate Filter Theory: An Overview*. Applied Optics, Vol. 32, pp. 5427-5442 (1993)
- [BRE1949] Bremmer, H.: *Terrestrial radio waves : theory of propagation*. New York [u.a.], Elsevier, 1949
- [BRU1935] Bruggeman, D. A. G.: *Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen*. Annalen der Physik, Vol. 24, Issue 7, pp. 636-664 (1935)
- [BRU2006] Brunk, J.: *Optimale Beschichtung von Laserspiegeln zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse*. Dissertation, Universität Karlsruhe, Fakultät f. Mathematik, 2006
- [CHA1999] Chao, S.; Wang, W.-H.; Hu, M.-Y.; Wang, L.-C.: *Characteristics of ion-beam-sputtered high-refractive-index TiO₂-SiO₂ mixed films*. Journal of the Optical Society of America A, Vol. 16, Issue 6, pp. 1477-1483 (1999)
- [CHO1999] Choy, T. C.: *Effective Medium Theory: Principles and Applications*. International Series of Monographs on Physics, Band 102, 1. Auflage, Oxford University Press, New York, 1999
- [CEV1995] Cevro, M.: *Ion-beam sputtering of (Ta₂O₅)_x-(SiO₂)_{1-x} composite thin films*. Thin Solid Films, Vol. 258, No. 1, pp. 91-103(13) (1995)
- [DEL1967] Delano, E.: *Fourier synthesis of multilayer filters*. Journal of the Optical Society of America, Vol. 57, pp. 1529-1533 (1967)
- [DEM2004] Demtröder, W.: *Experimentalphysik 2*. Springer Verlag, 2004
- [DIE2008] Dieckmann, M.: *SPEKTRUM, Designsoftware*. Laser Zentrum Hannover e.V., 2008
- [DOB1978] Dobrowolski, J. A.; Lowe, D.: *Optical thin film synthesis program based on the use of Fourier transforms*, Applied Optics, Vol. 17, pp. 3039-3050 (1978)
- [DRU1993] Druessel, J.; Grantham, J.; Haaland, P.: *Optimal phase modulation for gradient-index optical filters*. Optics Letters, Vol. 18, No. 19, pp. 1583-1584 (1993)
- [DUP2002] Duparré, A.; Flemming, M.; Steinert, J.; Reihy, K.: *Optical coatings with enhanced roughness for ultrahydrophobic, low-scatter applications*. Applied Optics, Vol. 41, pp. 3294-3298 (2002)
- [EDL1993] Edlow, S. M.; Smajkiewicz, A.; Al-Jumaily, G. A.: *Optical properties and environmental stability of oxide coatings deposited by reactive sputtering*. Applied Optics, Vol. 32, p. 5601 (1993)
- [EMI1988] Emiliani, G.; Piegari, A. M.; Masetti, E.: *Fast Scan Spectrometer for Monitoring of Thin Film Optical Properties*. Proceedings of SPIE, Vol. 1012, p. 35 (1988)

- [ERS2007] Ersoy, O. K.: *Diffraction, Fourier Optics and Imaging*. John Wiley & Sons, inc. (2007)
- [FAB1992] Fabricius, H.: *Gradient-index filters: designing filters with steep skirts, high reflection, and quintic matching layers*. *Applied Optics*, Vol. 31, No. 25, pp. 2969-2974 (1992)
- [FEL1986] Feldman, A.; Farabaugh, E. N.; Haller, W. K.; Sanders, D. M.; Stempniak, R. A.: *Modifying structure and properties of optical films by coevaporation*. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, Vol. 4, No. 6 (1986)
- [FRE1987] Frey, H.; Kienel, G.; Behringer, U.: *Dünnschichttechnologie*. VDI Verlag, 1987
- [FRE1987b] Freisinger, J.; Löb, H. W.; Scharmann, A.: *„Rf-Ion Beam Source RIM-10 for Material Processing*. *Kerntechnik* 51, pp. 125-128 (1987)
- [GEF1941] Geffcken, W.: *Reflexion elektromagnetischer Wellen an einer inhomogenen Schicht*. *Annalen der Physik*, Vol. 40, pp. 385-392 (1941)
- [GÖR2004] Görtz, B.: *Investigations for the Manufacture of Rugate Filters with Ion Beam Sputtering*. Master Thesis, Laser Zentrum Hannover e.V., 2004
- [GRE1960] Greenwalt, C. H.; Brandt, W.; Friel, D.: *The iridescent colors of hummingbird feathers*. *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 50, pp. 1005–1013 (1960)
- [GRO2001] Groß, T.; Lappschies, M.; Starke, K.; Ristau, D.: *Systematic errors in broadband optical monitoring*. *Optical Interference Coatings, OSA Technical Digest*, p. ME4 (07, 2001)
- [HER1947] Herpin, A.; Cabannes, M. J.: *Optique Électromagnétique – Calcul du pouvoir réflecteur d’un système stratifié quelconque*. *Comptes Rendus Academies des Sciences*, Vol. 225, pp. 182-183 (July 1947)
- [HU1989] Hu, X.-Q.; Chen, Y.-M.; Tang, J.-F.: *Apparatus for Wideband Monitoring of Optical Coatings and its Uses*. *Applied Optics*, Vol. 28, p. 2886 (7, 1989)
- [IBR2005] Ibrahim, B. H.; Bulkin, P.; Daineka, D.; Drévillon, B.: *Optical thin films deposition by MDECR-PECVD*. *Proceedings of SPIE*, Vol. 5963, p. 1Q (2005)
- [JAC1993] Jacobsson, R.: *A review of the optical properties of inhomogeneous thin films,* in *Inhomogeneous and Quasi-Inhomogeneous Optical Coatings*. *Proceedings of SPIE*, Vol. 2046, pp. 2–8 (1993)
- [JAN2005] Janicki, V.; Wilbrandt, S.; Stenzel, O.; Gäbler, D.; Kaiser, N.; Tikhonravov, A.; Trubetskov, M.; Amotchkina, T.: *Hybrid optical coating design for omnidirectional antireflection purposes*. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, Vol. 7, No. 8, pp. L9-L12 (August 2005)

- [JAN2006] Janicki, V.; Gäbler, D.; Wilbrandt, S.; Leitel, R.; Stenzel, O.; Kaiser, N.; Lappschies, M.; Görtz, B.; Ristau, D.; Rickers, C.; Vergöhl, M.: *Deposition and spectral performance of an inhomogeneous broadband wide-angular antireflective coating*. Applied Optics, Vol. 45, pp. 7851-7857 (2006)
- [JAN2007] Janicki, V.; Sancho-Parramon, J.; Stenzel, O.; Lappschies, M.; Görtz, B.; Rickers, C.; Polenzky, C.; Richter, U.: *Optical characterization of hybrid antireflective coatings using spectrophotometric and ellipsometric measurements*. Applied Optics, Vol.46, pp. 6084-6091 (2007)
- [JUP2007] Jupé, M.; Lappschies, M.; Jensen, L.; Starke, K.; Ristau, D.: *Improvement in laser irradiation resistance of fs- dielectric optics using silica mixtures*. To be published in Proc. SPIE 6304
- [KIT1999] Kittel, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. 12.Aufl., Oldenbourg Verlag, 1999
- [KOF1941] Kofink, W.; Menzer, E.: *Reflexion elektromagnetischer Wellen an einer inhomogenen Schicht nach der Wentzel-Kramers-Brillouin-Methode*. Annalen der Physik, Vol. 39, pp.388-402 (1941)
- [KOP1961] Koppelman, G.; Krebs, K.: *Die optischen Eigenschaften dielektrischer Schichten mit kleinen Homogenitätsstörungen*. Zeitschrift für Physik, Vol. 163, pp. 539-556 (1961)
- [LAP2004] Lappschies, M.; Görtz, B.; Ristau, D.: *Application of optical broad band monitoring to quasi-rugate filters by ion beam sputtering*. Applied Optics, Vol. 45, pp. 1502-1506 (2006)
- [LIL1989] Li, L.; Yen, Y.-H.: *Wideband Monitoring and Measuring System for Optical Coatings*. Applied Optics, Vol. 28, p. 2889 (1989)
- [LEE2006] Lee, C.-C.; Tang, C.-J.; Wu, J.-Y.: *Rugate Filter made with composite thin films by ion-beam sputtering*. Applied Optics, Vol.45, Issue 7, p.1333 (2006)
- [MAC1969] Macleod, H. A.: *Thin-film optical filters*. Sec.ed., Adam Hilger Ltd., Bristol, 1969
- [MAX1904] Maxwell Garnett, J. C., Phil. Trans. Roy. Soc., A. 203, (1904)
- [MIL1985] Van Milligen, F. J.; Bovard, B. G.; Jacobson, M. R.; Mueller, J.; Potoff, R. H.; Shoemaker, R. L.; Macleod, H. A.: *Development of an Automated Scanning Monochromator for Monitoring Thin Films*. Applied Optics, Vol. 24, Issue 12, p. 1799 (1985)
- [OCE2005] Ocean Optics, inc.: Document Number 294-00000-000-02-0705 (2005)
- [OLI2006] Oliver, J. B.; Talbot, D.: *Optimization of deposition uniformity for large-aperture National Ignition Facility substrates in a planetary rotation system*. Applied Optics, Vol. 45, pp. 3097-3105 (2006)
- [OPT2007] Tikhonravov, A. V.; Trubetskov M. K.: *OptiLayer –Thin Film Software*. Version 5.79, Copyright © OptiLayer Ltd., 1998-2006

- [PEG1961] *Pegis, R. J.: An Exact Design Method for Multilayer Dielectric Films.* Journal of the Optical Society of America, Vol. 51, No. 11 (1961)
- [POI2001] *Poitras, D.; Larouche, S.; Martinu, L.: Design and plasma-deposition of dispersion-corrected multiband rugate filters.* Applied Optics, Vol. 41, Issue 25, pp. 5249-5255 (2001)
- [POW1986] *Powell, J.; Zwinkels, C. M; Robertson, A. R.: Development of optical monitor for control of thin-film deposition.* Applied Optics, Vol. 25, p. 3645 (1986)
- [PRE1985] *Press, W. H.; Teukolsky, S. A.; Vetterling, W. T.; Flannery, B. P.: Numerical Recipes in C, the art of scientific computing. sec.ed.,* Cambridge University Press, 1992
- [RIS2005] *Ristau, D.; Groß, T.: Ion Beam Sputter Coatings for Laser Technology.* Proceedings of SPIE, Vol. 5963, p. 13 (2005)
- [SCHA2005] *Schallenberg, U.: Steep-edge filter design with equivalent layers.* Proceedings of SPIE, Vol. 5963, p. 0A (2005)
- [SCHU1949] *Schuster, K.: Anwendung der Vierpoltheorie auf die Probleme der optischen Reflexionsminderung, Reflexionsverstärkung und der Interferenzfilter“.* Annalen der Physik, Vol. 6, pp. 352-356 (1949)
- [SCHL1904] *Schlick, M.: Über die Reflexion des Lichtes in einer inhomogenen Schicht.* Dissertation, Berlin, 1904
- [SCHR1941] *Schröder, H.: Bemerkung zur Theorie des Lichtdurchgangs durch inhomogene durchsichtige Schichten“.* Annalen der Physik, Vol. 5, No. 39, p. 55 (1941)
- [SCHN2007] *Schneck, A.: Persönliche Korrespondenz.* Universität Karlsruhe, Fakultät f. Mathematik, 2007
- [SOS1968] *Sossi, L.; Kard, P.: On the Theory of the Reflection and Transmission of light by a Thin Inhomogeneous Film.* Eesti NSV Tead. Akad. Toim. Fuus. Mat. 17, pp. 41-48 (1968)
- [SOS1974a] *Sossi, L.: On the theory of the synthesis of multilayer dielectric light filter.* Eesti NSV Tead. Akad. Toim. Fuus. Mat. 25, pp. 171-176 (1974)
- [SOS1974] *Sossi, L.: A method for the synthesis of multilayer interference coatings.* Eesti NSV Tead. Akad. Toim. Fuus. Mat. 23, pp. 229-237 (1974).
- [SOU1985] *Southwell, W. H.: Coating Design Using Very Thin High- and Low-Index Layers.* Applied Optics, Vol. 24, Issue 4, p. 457 (1985)
- [SOU1988] *Southwell, W. H.: Spectral response calculations of rugate filters using coupled-wave theory.* Journal of the Optical Society of America, Vol. 5, No. 9, pp. 1558-1564 (1988)
- [SOU1989] *Southwell, W. H.; Hall, R.: Rugate filter sidelobe suppression using quintic and rugated quintic matching layers.* Applied Optics, Vol.28, Issue 14, pp. 2949-2951 (1989)
- [SOU1993] *Southwell, W. H.; Hall, R.; Gunning, W.: Using wavelets to design gradient-index interference coatings.* Proceedings of SPIE, Vol. 2046, pp.46–59 (1993)

- [SOU2007] Southwell, W. H.: *Rugate Filter with Specified Bandwidth: a New Rule of Thumb*. Optical Interference Coatings, OSA Technical Digest, p. TuD3 (2007)
- [SPIE1993] Dobrowolski, J. A.; Verly, P. G.: *Inhomogeneous and Quasi-Inhomogeneous Optical Coatings*. Proceedings of SPIE, Vol. 2046 (1993)
- [SUL1993] Sullivan, B. T.; Dobrowolski, J. A.: *Deposition Error Compensation for Optical Coatings. I. Theoretical Description*. Applied Optics, Vol. 32, p. 2351 (1993)
- [SZI1994] Szipöcs, R.; Köhází-Kis, A.: *Theorie and design of chirped dielectric laser mirrors*. Proceedings of SPIE, Vol. 2253, pp. 140-149 (1994)
- [SZI1997] Szipöcs, R.; Köhází-Kis, A.: *Design of dielectric high reflectors for dispersion control in femtosecond lasers*. Applied Physics B, Vol. 65, p. 115 (1997)
- [TAN1995] Tang, H.; Lévy, F.; Berger, H.; Schmid, P. E.: *Urbach tail of anatase TiO₂*. Physical Review B, Vol. 52, pp. 7771 - 7774 (1995)
- [THE1989] Thelen, A.: *Design of Optical Interference Coatings*. New York, McGraw-Hill, 1989
- [TIK1993] Tikhonravov, A. V.: *Some theoretical aspects of thin-film optics and their applications*. Applied Optics, Vol. 32, pp. 5417 - 5426 (1993)
- [TIK1996] Tikhonravov, A. V.; Trubetskov, M. K.; DeBell, G. W.: *Application of the needle optimization technique to the design of optical coatings*. Applied Optics, Vol. 35, pp. 5493-5508 (1996)
- [TIL1996] Tilsch, M.; Scheuer, V.; Biersack, J.; Tschudi, T. T.: *3D simulation of thin film growth conditions at ion beam sputter deposition and comparison to experimental investigation*. Proceedings of SPIE, Vol. 2775, pp. 585-593 (1996)
- [URB1953] Urbach, F.: *Long-Wavelength Edge of Photographic Sensitivity and of the Electronic Absorption of Solids*. Physical Review, Vol. 92, p. 1324 (1953)
- [VER1989] Verly, P. G.; Dobrowolsky, J. A.; Wild, W. J.; Burton, R. L.: *Synthesis of high rejection filters with the Fourier transform method*. Applied Optics, Vol. 28, pp. 2864-2875 (1989)
- [VER1993] Verly, P. G.: *Design of inhomogeneous and quasi-inhomogeneous optical coatings at the NRC*. Proceedings of SPIE, Vol. 2046, pp. 36-45 (1993)
- [VID1978] Vidal, B.; Fornier, A.; Pelletier, E.: *Optical monitoring of nonquarterwave multilayer filters*. Applied Optics, Vol. 17, Issue 7, p. 1038 (1978)
- [VIL1995] Villa, F.; Machorro, R.; Martinez, A.: *Rugate absorbing thin films and the 2x2 inhomogeneous matrix*. Applied Optics, Vol. 34 Issue 19, pp. 3711-3714 (1995)
- [WAN1989] Wan, W.-H.; Chao, S.: *Annealing effect on ion-beam-sputtered titanium dioxide film*. Optics Letters, Vol. 23, No. 18, pp. 1417-1419 (1998)
- [WEI1979] Weissmantel, C.; Risse, G.; Erler, J. J.; Henry, F.; Bewilogua, K.; Ebersbach, U.; Schurer, C.: *Preparation of Hard Coatings by Ion Beam Methods*. Thin Solid Films, Vol. 63, p. 315 (1979)

-
- [WIL1998] Willamowski, U.: *Standardisierbare Verfahren zur präzisen Charakterisierung des Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrads optischer Komponenten*. Dissertation, Universität Hannover, 1998
- [WOO1986] Wood, R.: *Laser damage in optical materials*, Adam Hilger, 1986
- [ZHO1988] Zhouling, W.; Zhengxiu, F.; Zhijiang, W.: *Damage Threshold Dependence on Film Thickness*. Proceedings of SPIE, Vol. 775, pp. 321-327 (1988)
- [ZIE1989] Ziegler, J. F.; Manoyan, J. M.: *The Stopping of Ions in Compounds*. Nuclear Instruments and Methods, Vol. B35, pp. 215-228 (1989)

Eigene Veröffentlichungen

1. *Starke, K.; Groß, T.; Lappschies, M.; Ristau, D.: Rapid prototyping of optical thin film filters.* Proceedings of SPIE, Vol. 4094, pp. 83-92 (2000)
2. *Groß, T.; Starke, K.; Lappschies, M.; Ristau, D.: Rapid prototyping of optical thin film filters.* Proc. 2nd International Conference THE-Coatings in Manufacturing and Engineering. Hannover: Institut für Werkstoffkunde, Universität Hannover, pp O2-1-O2-7 (2001)
3. *Groß, T.; Lappschies, M.; Starke, K.; Ristau, D.: Systematic errors in broadband optical monitoring.* Optical Interference Coatings Topical Meeting, OSA Technical Digest, p. ME4 (2001)
4. *Ristau, D.; Groß, T.; Lappschies, M.; Starke, K.: Towards rapid prototyping in thin film technology.* In: E. Masetti, D. Ristau and A. Krasilnikova (eds.): Proceedings of the Workshop on Optical coatings: Theory, Production and Characterisation, pp. 29-35 (2003)
5. *Ehlers, H.; Groß, T.; Lappschies, M.; Ristau, D.: Ion Assisted Deposition Processes for Precision and Laser Optics.* Proceedings of SPIE, Vol. 5250, pp. 519-527 (2004)
6. *Lappschies, M.; Groß, T.; Ehlers, H.; Ristau, D.: Broadband optical monitoring for the deposition of complex coatings.* Proceedings of SPIE, Vol. 5250, pp. 637-645 (2004)
7. *Ehlers, H.; Groß, T.; Lappschies, M.; Ristau, D.: Ionengestützte Beschichtungsprozesse in situ kontrollieren.* Vakuum in Forschung und Praxis Vol. 16, Nr 6, pp. 284-290 (2004)
8. *Lappschies, M.; Görtz, B.; Ristau, D.: Optical monitoring of rugate filters,* Proceedings of SPIE, Vol. 5963, pp. Z1-Z9 (2005)
9. *Janicki, V.; Lappschies, M.; Görtz, B.; Schallenberg, U.; Stenzel, O.; Kaiser, N.: Comparison of Gradient Index and Classical Designs of a Narrow Band Notch Filter,* Proceedings of SPIE, Vol. 5963, p. 10 (2005)
10. *Starke, K.; Blaschke, H.; Jupé, M.; Lappschies, M.; Ristau, D.: Modern topics in standardized laser-induced damage threshold measurements.* Proceedings of SPIE, Vol. 5965, p. 0D (2005)
11. *Röger, M.; Rickers, C.; Lappschies, M.; Uhlig, R.: Infrarot-reflektierende Schicht auf Quarzglas-Fenster für solare Hochtemperatur-Receiver,* In: DLR [Hrsg.]: 9. Kölner Sonnenkolloquium, Solarthermische Kraftwerke: F&E-Kooperationen an der Schwelle zum Markt, Köln (2006-10-19)
12. *Ristau, D.; Ehlers, H.; Groß, T.; Lappschies, M.: Optical broadband monitoring of conventional and ion processes,* Applied Optics, Vol. 45, pp. 1495-1501 (2006)

13. Lappschies, M.; Görtz, B.; Ristau, D.: *Application of optical broad band monitoring to quasi-rugate filters by ion beam sputtering*. Applied Optics, Vol. 45, pp. 1502-1506 (2006)
14. Janicki, V.; Gäbler, D.; Wilbrandt, S.; Leitel, R.; Stenzel, O.; Kaiser, N.; Lappschies, M.; Görtz, B.; Ristau, D.; Rickers, C.; Vergöhl, M.: *Deposition and spectral performance of an inhomogeneous broadband wide-angular antireflective coating*. Applied Optics, Vol. 45, pp. 7851-7857 (2006)
15. Starke, K.; Jupé, M.; Jensen, L.; Mädebach, H.; Lappschies, M.; Ristau, D.; Ostendorf, A.: *Non-linear Laser-induced Damage and Absorptance Effects in Dielectric Coatings by using Ultra-short Pulses*. Proceedings of SPIE, Vol. 6400, p. 08 (2006)
16. Jensen, L.; Blaschke, H.; Jupé, M.; Lappschies, M.; Starke, K.; Ristau, D.: *Progress in Laser Induced Damage Thresholds of Optical Coatings for Short and Ultra-Short Laser Pulses*. International Conference on High Power Laser Beams, HPLB, 3.–8. Juli, Nizhny Novgorod. p. 39–40 (2006)
17. Jupé, M.; Lappschies, M.; Jensen, L.; Starke, K.; Ristau, D.: *Improvement in laser irradiation resistance of fs- dielectric optics using silica mixtures*. Proceedings of SPIE, Vol. 6403, p. 1A (2006)
18. Jupé, M.; Lappschies, M.; Jensen, L.; Starke, K.; Ristau, D.: *Laser Induced Damage in Gradual Index Layers and Rugate Filter*. Proceedings of SPIE, Vol. 6403, p. 11 (2006)
19. Wu, B.; Bartuch, U.; Jupé, M.; Jensen, L.; Lappschies, M.; Starke, K.; Ristau, D.: *Morphology Investigations of Laser Induced Damage*. Proceedings of SPIE, Vol. 6403, p. 19 (2006)
20. Akhtar, S.M.J.; Lappschies, M.; Ristau, D.; Ashraf, M.; Ahmed, M.: *Growth and fluorescence measurements of neodymium: Yttrium Aluminum Garnet, neodymium fluoride, Ti:Sapphire, ytterbium fluoride and mixture of neodymium fluoride with ytterbium fluoride thin films*. Thin Solid Films, Vol. 515, p. 20 (2007)
21. Janicki, V.; Sancho-Parramon, J.; Stenzel, O.; Lappschies, M.; Görtz, B.; Rickers, C.; Polenzky, C.; Richter, U.: *Optical characterization of hybrid antireflective coatings using spectrophotometric and ellipsometric measurements*. Applied Optics, Vol.46, pp. 6084-6091 (2007)
22. Jupé, M.; Lappschies, M.; Jensen, L.; Starke, K.; Ristau, D.: *Applications of Mixture Oxide Materials for fs Optics*. Optical Interference Coatings Topical Meeting, OSA Technical Digest, p. TuA6 (2007)
23. Lappschies, M.; Jupé, M.; Ristau, D.: *Extension of Ion Beam Sputtered Oxide Mixtures into the UV Spectral Range*. Optical Interference Coatings Topical Meeting, OSA Technical Digest, p. TuA7 (2007)

24. Amotchkina, T. V.; Ristau, D.; Lappschies, M.; Jupe, M.;
Tikhonravov, A. V.; Trubetskov, M. K.: *Optical Properties of TiO₂-SiO₂
Mixture Thin Films Produced by Ion-Beam Sputtering*. Optical Interference Coatings
Topical Meeting, OSA Technical Digest, p. TuA8 (2007)
25. Blaschke, H.; Lappschies, M.; Ristau, D.: *Performance Enhancement of
Ion Beam Sputtered Oxide Coatings for 193 nm*. Proceedings of SPIE, Vol. 6720, p.
0T (2007)
26. Nguyen, D. N. ; Cravetchi, I.; Rudolph, W.G.; Jupé, M.;
Lappschies, M.; Jensen, L.; Starke, K.; Ristau, D.: *Experimental and
theoretical studies of subpicosecond laser damage in TixSi1-xO2 composite films*.
Proceedings of SPIE, Vol. 6720, p. 0C (2007)
27. Jupé, M.; Lappschies, M.; Jensen, L.; Starke, K.; Ristau, D.;
Melninkaitis, A.; Sirutkaitis, V.; Cravetchi, I.; Rudolph, W.G.:
Mixed oxide coatings for advanced fs-laser applications. Proceedings of SPIE, Vol.
6720, p. 0U (2007)
28. Emmert, L.A.; Nguyen, D. N. ; Cravetchi, I.; Mero, M.; Rudolph,
W.G.; Jupé, M.; Lappschies, M.; Jensen, L.; Starke, K.; Ristau, D.:
*Subpicosecond dielectric breakdown and incubation in TixSi1-xO2 composite films
with adjustable bandgap*. Proceedings of SPIE, Vol. 7005, p. 1V (2008)
29. Ristau, D.; Ehlers, H.; Schlichting, S.; Lappschies, M.: *State of the
art in deterministic production of optical thin films*. Proceedings of SPIE, Vol. 7101,
p. 0C (2008)
30. Lappschies, M.; Pfeifer, P.; Schallenberg, U.; Ehlers, H.; Ristau,
D.: *Reliable production of steep edge interference filters*. Proceedings of SPIE, Vol.
7101, p. 0P (2008)

Lebenslauf

Name	Marc Ernst Lappschies
Geburtstag	26.03.1971
Geburtsort	Hannover
Familienstand	verheiratet
1977 - 1983	Peter-Petersen-Grund- und Orientierungsschule, Hannover
1983 - 1990	Elsa-Brändström-Gymnasium, Hannover
1990 – 1997	Studium der Physik an der Universität Hannover
1997 – 1998	Zivildienstes in der Kinder- und Jugendpsychiatrie des Kinderkrankenhauses auf der Bult, Hannover
1998 – 2000	Abschluss des Studiums als Diplom-Physiker
01.01.2001 – 29.02.2008	Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Laser Zentrum Hannover e.V., Abteilung Laserkomponenten
seit 01.03.2008	Angestellter der mso jena / Mikroschichtoptik GmbH

Danksagung

Den Herren Professoren H. Welling und U. Morgner danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Laser Zentrum Hannover e.V. durchzuführen sowie die finale Unterstützung.

Herrn Dr. D. Ristau danke ich besonders für die langjährige Betreuung und Unterstützung sowie für die kritische Durchsicht der Arbeit.

Dem BMBF sei für die finanzielle Unterstützung im Rahmen des Verbundprojekts „Rugate filter“ gedankt, dessen wesentliche Ergebnisse sich in dieser Arbeit widerspiegeln.

Den Kollegen M. Jupé, T. Groß und H. Blaschke danke ich für die fruchtbare Zusammenarbeit, ohne deren Beiträge die bemerkenswerten Ergebnisse aus der Charakterisierung kaum erzielt worden wären.

H. Ehlers, Dr. S. Günster und Dr. K. Starke danke ich für die Unterstützung und die Rückendeckung während des Anfertigens der Arbeit.

Den Kollegen der Abteilung Laserkomponenten sei für die Hilfe und den Spaß bei der Arbeit gedankt. Ohne das angenehme Umfeld wäre diese dauerhafte Tätigkeit sicherlich nicht möglich gewesen.

Schließlich danke ich meiner Familie für die fortwährende Bereitschaft mich zu unterstützen und besonders danke ich meiner Frau Tatjana für ihre Ausdauer.