Kapitel 1 Einleitung

Optische Beschichtungen haben einen sehr weiten Anwendungsbereich. Ein großer Markt ist hierbei die Beschichtung von Glas, z. B. von Brillengläsern mit Entspiegelungsschichten, um störende Lichtreflexe zu verhindern. Auch in der Optoelektronik spielen sie eine wichtige Rolle. Die Funktionsweise von Lasern wird wesentlich durch optische Beschichtungen bestimmt. Meistens werden hierfür dielektrische Schichten verwendet, mit denen einerseits Reflektivitäten eingestellt und andererseits Oberflächen passiviert werden können. Aber auch passive Elemente wie Linsen und Spiegel werden erst durch spezielle Beschichtungen für bestimmte Anwendungen einsetzbar. Nicht nur Ver- und Entspiegelungen, sondern auch Hoch-, Tief- und Bandpassfilter können hierbei Verwendung finden. Durch das rasante Wachstum der Optoelektronik in den letzten Jahren und die damit verbundenen neuen Anwendungen von Lasern steigt auch der Anspruch an die optischen Beschichtungen. Vor allem im Hochleistungsbereich zur Materialbearbeitung und von Lasern mit hoher Strahlqualität für die Frequenzverdopplung, beispielsweise zur Verwendung in der Projektionstechnik, werden immer höhere optische Leistungsdichten erreicht. Dafür werden qualitativ hochwertige optische Schichten benötigt, die möglichst geringe Absorptionsund Streuverluste aufweisen.

Für die Herstellung von dielektrischen Schichten stehen eine Vielzahl von Verfahren zur Verfügung. Hierbei ist das reaktive Ionenstrahlsputterbeschichten die beste Methode, um qualitativ hochwertige Schichten herzustellen. Durch die hohe kinetische Energie des abgesputterten Materials entstehen sehr kompakte und dichte Schichten. Zusätzliches reaktives Gas in der Vakuumkammer, wie beispielsweise Sauerstoff, ermöglicht eine stöchiometrische Schichtbildung. Außerdem entstehen keine Schädigungen, da die Beschichtung räumlich vom hochenergetischen Plasma getrennt ist.

Motivation

Um qualitativ hochwertige optische Schichten herzustellen, soll im Rahmen dieser Arbeit eine reaktive Ionenstrahlsputterbeschichtungsanlage aufgebaut werden. Zur Gewährleistung einer großen Flexibilität wird eine Vakuumkammer entworfen und mit verschiedenen Komponenten wie Vakuumpumpen, Target- und Substratmanipulatoren, einer Schleuse und filamentfreien Ionenstrahlquellen bestückt. Die Prozessparameter sollen hinsichtlich möglichst niedriger Absorption optimiert werden. Nach der Charakterisierung und Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex der verschiedenen Materialien können Beschichtung für verschiedene Anwendungen hergestellt werden. Vor allem die Beschichtung der Laserfacetten von kantenemittierenden Halbleiterlasern zur Einstellung der Reflektivität und Passivierung der Oberfläche bietet ein weites Feld für Untersuchungen. Aber auch die Verbesserung der Eigenschaften von Scheibenlasern und anderen Bauelementen soll erarbeitet werden.

Gliederung der Arbeit

Für den erfolgreichen Einsatz von optischen Schichten für verschiedenste Anwendungen ist deren Einfluss und Wirkungsweise von Bedeutung. Die theoretischen Grundlagen von Beschichtungen, die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex sowie Simulationen von Ein-, Zwei- und Mehrschichtsystemen an ausgewählten praktischen Beispielen stehen daher am Beginn dieser Arbeit im zweiten Kapitel. Nach einem kurzen Überblick über verschiedene Beschichtungsverfahren steht die im Rahmen dieser Arbeit konstruierte und aufgebaute reaktive Ionenstrahlsputterbeschichtungsanlage in Kapitel 3 im Vordergrund. Schwerpunkt ist hierbei die Optimierung der Beschichtungsparameter auf möglichst niedrige Absorptionen bei gleichzeitig ausreichender Homogenität. Um die hergestellten Schichten aus SiO₂, Al₂O₃, Y₂O₃, Ta₂O₅ und TiO₂ optimal für verschiedene Anwendungen einsetzen zu können, gibt es verschiedenste Charakterisierungsmöglichkeiten. Kapitel 4 beinhaltet daher Messmethoden wie die spektrale Transmission und die spektrale Ellipsometrie, mit denen der wellenlängenabhängige Brechungsindex möglichst genau bestimmt werden kann. Aber auch die photothermische Ablenkung, die spektrale Reflexion, Rauigkeitsmessungen und Ätzverhalten werden zur Charakterisierung von optischen Schichten herangezogen.

Das fünfte Kapitel behandelt als Hauptanwendung die Beschichtung von Laserfacetten. Einerseits beeinflusst eine Beschichtung die Facettenreflektivität, was mit der Schwellstromverschiebung sowie der Gewinnmodulation (Hakki-Paoli Methode) messbar ist. Desweiteren verändern AR/HR- und winkelabhängige Beschichtungen die Eigenschaften der Laser grundlegend. Andererseits passiviert eine Beschichtung die Oberflächen, was sich anhand der Erhöhung der COMD-Schwelle zeigt. Den großen Einsatzbereich von ionenstrahlgesputterten Beschichtungen zeigt Kapitel 6 an weiteren Beispielen. Dabei steht der Halbleiter-Scheibenlaser im Vordergrund, bei dem vor allem die Lebensdauer und die Effizienz durch eine Beschichtung der Oberfläche enorm gesteigert werden können. Außerdem lassen sich auch die Eigenschaften von optischen Bauelementen wie VCSEL, Leuchtdioden und Photodetektoren verbessert. Aber auch im Bereich der Sensorik und Elektronik haben ionenstrahlgesputterte Schichten ebenfalls eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten. Eine Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick im letzten Kapitel schließen die Arbeit ab.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Ebene Wellen

Jedes Material und somit auch optische Schichten können durch den Brechungsindex

$$\overline{n} = n - ik \tag{2.1}$$

charakterisiert werden [1]–[4]. Dieser komplexe Brechungsindex besteht aus dem realen Brechungsindex n und dem imaginären Teil, dem Extinktionskoeffizient k. Der reale Brechungsindex gibt das Verhältnis

$$n = \frac{c}{v_{\rm ph}} \tag{2.2}$$

der Vakuumlichtgeschwindigkeit c zur Phasengeschwindigkeit im Material $v_{\rm ph}$ an. Die Lichtgeschwindigkeit $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ ist durch die Permeabilität μ_0 (magnetische Feldkonstante) und die Permittivität ε_0 (Dielektrizitätskonstante) gegeben. Eine harmonische ebene elektromagnetische Welle, die sich in z-Richtung fortbewegt und linear polarisiert ist (hier in x-Richtung), kann durch folgende Gleichung beschrieben werden

$$E(z,t) = E_x e^{i(\omega t - z(2\pi\overline{n}/\lambda))} .$$
(2.3)

Hierbei ist E_x die Amplitude der Welle, $\omega = 2\pi c/\lambda$ die Kreisfrequenz und λ die Wellenlänge. Setzt man in Gleichung (2.3) den komplexen Brechungsindex ein, kann man die Gleichung in zwei Teile trennen:

$$E(z,t) = E_x e^{i(\omega t - z(2\pi n/\lambda))} e^{-z(2\pi k/\lambda)} .$$

$$(2.4)$$

Der erste Teil beschreibt eine Cosinusfunktion in z-Richtung, abhängig von der Zeit t. Die Ausbreitungskonstante wird definiert durch

$$\beta = \frac{2\pi n}{\lambda} \tag{2.5}$$

und ist von der Wellenlänge und dem Brechungsindex abhängig. Der zweite Teil der Gleichung (2.4) beschreibt eine abfallende Exponentialfunktion. Dieser Teil spielt nur in verlustbehafteten Materialien eine Rolle. Der Absorptionskoeffizient

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \tag{2.6}$$

beschreibt, wie stark die Welle im Material abgeschwächt wird und ist vom Extinktionskoeffizient k und von der Wellenlänge abhängig. Bei einer Eindringtiefe von $z = 2/\alpha$ ist das elektrische Feld und bei $z = 1/\alpha$ die Intensität auf 1/e des ursprünglichen Wertes abgefallen. Betrachtet man die Welle an einem bestimmten Zeitpunkt (z. B. t = 0), setzt die Gleichungen (2.5) und (2.6) ein und nimmt nur den Realteil der Funktion, so vereinfacht sich Gleichung (2.4) zu

$$E(z) = E_x \cos(-\beta z) e^{-\alpha z/2} . \qquad (2.7)$$

Diese Funktion ist in Abbildung 2.1 dargestellt.



Abbildung 2.1: Darstellung einer in x-Richtung linear polarisierten harmonischen ebenen elektromagnetischen Welle, die sich in einem verlustbehafteten Medium zur Zeit t = 0 in z-Richtung ausbreitet [2].

Man sieht die Cosinusfunktion in z-Richtung, die in einer abfallenden Exponentialfunktion eingehüllt ist. Das magnetische Feld \vec{H} steht senkrecht zum elektrischen Feld \vec{E} und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{k} , hier die z-Richtung.

2.2 Grenzflächen

Trifft eine ebene Welle unter einem Winkel θ auf eine oder mehrere Grenzflächen, wird diese teilweise reflektiert, absorbiert und transmittiert. Die Energieerhaltung fordert, dass die Reflexion R, die Transmission T und die Absorption A die Summe 1 ergeben müssen

$$R + T + A = 1. (2.8)$$

In Abbildung 2.2 ist ein solcher Fall dargestellt, wie er typisch für optische Beschichtungen ist. Aus einem Medium mit dem Brechungsindex \overline{n}_0 fällt eine ebene Welle ein, wird an mehreren Schichten (Brechungsindizes $\overline{n}_1 - \overline{n}_m$, Schichtdicken $d_1 - d_m$) mehrfach reflektiert, absorbiert und transmittiert und endet im Substrat mit dem Brechungsindex \overline{n}_S , welches als Senke angesehen werden kann.

Mit der Transfer-Matrix-Methode [1], [4] können die reflektierten, absorbierten und transmittierten Anteile der einfallenden Welle bestimmt werden

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \left[\prod_{r=1}^{m} \begin{pmatrix} \cos \delta_r & (i \sin \delta_r)/\eta_r \\ i \eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{pmatrix}\right] \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_S \end{pmatrix}$$
(2.9)



Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Mehrschichtsystems auf einem Substrat. Die Welle fällt unter dem Winkel θ ein und wird nach Mehrfachreflexionen ins Substrat transmittiert [1].



Abbildung 2.3: Darstellung einer auf eine Grenzfläche einfallenden Welle. Links: Transversal elektrische (TE) Welle, senkrecht (s) polarisiert. Rechts: Transversal magnetische (TM) Welle, parallel (p) polarisiert [1].

mit

$$\delta_r = \frac{2\pi \overline{n}_r d_r \cos \theta_r}{\lambda} ,$$

$$\eta_{r,s(\text{TE})} = \overline{n}_r \cos \theta_r \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \quad \text{und}$$

$$\eta_{r,p(\text{TM})} = \frac{\overline{n}_r}{\cos \theta_r} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} .$$

Die 2x2-Matrix in Gleichung (2.9) wird als charakteristische Matrix der jeweiligen Schicht r bezeichnet; ihre Determinante ist 1. δ_r ist der jeweilige Gangunterschied bzw. die Phasendicke. Die modifizierten optischen Admittanzen $\eta_r = H/E$, welche das magnetische und das elektrische Feld verknüpfen, sind polarisationsabhängig. In Abbildung 2.3 sind die zwei unterschiedlichen Fälle aufgezeigt. Wenn das elektrische Feld parallel zur Grenzfläche liegt (linkes Bild), so bezeichnet man diese Welle als transversal elektrisch (TE). Das elektrische Feld steht somit senkrecht auf der Einfallsebene (Bildebene) und die Welle wird als senkrecht (s) polarisiert bezeichnet. Liegt dagegen das magnetische Feld parallel zur Grenzfläche (rechtes Bild), spricht man von transversal magnetischer (TM) Welle. Hier liegt das elektrische Feld in der Einfallsebene, was als parallel (p) polarisiert bezeichnet wird. Bei senkrechtem Einfall liegen elektrisches und magnetisches Feld parallel zur Grenzfläche, daher auch die Bezeichnung TEM Welle. Der Winkel θ_r kann mit dem Brechungsgesetz von Snellius (W. Snell, 1618) bestimmt werden

$$\overline{n}_0 \sin \theta_0 = \overline{n}_r \sin \theta_r = \overline{n}_S \sin \theta_S . \qquad (2.10)$$

Mit Hilfe der optischen Eingangsimpedanz Y = C/B aus Gleichung (2.9) kann der Amplitudenreflexionskoeffizient ρ und die Reflektivität (Intensitätsreflexionskoeffizient) R bestimmt werden

$$\rho = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} = \frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C}$$
(2.11)

$$R = \rho \rho^* = \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}\right) \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}\right)^* .$$
(2.12)

Weiterhin gilt für die Transmission T und die Absorption A

$$T = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_{\rm S})}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*}$$
(2.13)

$$A = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(BC^* - \eta_{\rm S})}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} .$$
(2.14)

Mit der Transfer-Matrix-Methode lassen sich somit alle gewünschten Werte für beliebige Schichtfolgen und Einfallswinkel berechnen. Sie ist auch Grundlage des Simulationsprogrammes (Essential Macleod [5]), das für diese Arbeit verwendet wurde. Im Folgenden werden nun Sonderfälle betrachtet, die für die praktische Verwendung von optischen Schichten interessant sind.

2.2.1 Eine Grenzfläche

Der einfachste Fall liegt vor, wenn zwei Materialien zusammentreffen und somit eine Grenzfläche bilden. Dies kann z. B. der Übergang eines Halbleiters zur Luft sein, aber auch eine einfache Glasscheibe kann so beschrieben werden. Gleichung (2.9) vereinfacht sich in diesem Fall zu

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_{\rm S} \end{pmatrix} .$$
 (2.15)

Hierbei ist η_0 die Admittanz des Einfallsmediums, z.B. Luft, und η_S die des Substrats, z.B. ein Halbleitermaterial oder Glas, bzw. auch umgekehrt. Die Reflektivität vereinfacht sich zu

$$R = \left(\frac{\eta_0 - \eta_{\rm S}}{\eta_0 + \eta_{\rm S}}\right) \left(\frac{\eta_0 - \eta_{\rm S}}{\eta_0 + \eta_{\rm S}}\right)^* \tag{2.16}$$

Im Falle verlustfreier Materialien (k=0) vereinfacht sich die Reflektivität zu

$$R_{\rm s} = \left(\frac{n_0 \cos\theta_0 - n_{\rm S} \cos\theta_{\rm S}}{n_0 \cos\theta_0 + n_{\rm S} \cos\theta_{\rm S}}\right)^2 , \qquad (2.17)$$

$$R_{\rm p} = \left(\frac{n_0/\cos\theta_0 - n_{\rm S}/\cos\theta_{\rm S}}{n_0/\cos\theta_0 + n_{\rm S}/\cos\theta_{\rm S}}\right)^2 \tag{2.18}$$

für die jeweilige Polarisationsrichtung. Der Winkel $\theta_{\rm S}$ kann mit Gleichung (2.10) berechnet werden. Trotz nur einer Grenzfläche ist die Formel schon relativ komplex. Zur Veranschauung ist in Abbildung 2.4 die Reflektivität über dem Einfallswinkel aufgetragen. Hierbei trifft die Welle aus dem Einfallsmedium Luft (optisch dünneres Medium mit $n_0 = 1$) auf ein Substrat, hier als Beispiel auf das Halbleitermaterial Galliumarsenid (GaAs), mit

2.2. GRENZFLÄCHEN

 $n_{\rm S} = 3.5$ und auf Glas mit $n_{\rm S} = 1.5$ (optisch dichteres Medium). Die Reflektivität für die s-Polarisation steigt kontinuierlich mit steigendem Einfallswinkel an, bis sie bei $\theta_0 = 90^{\circ}$ 1 erreicht. Die Reflektivität der p-Polarisation hingegen nimmt zunächst ab, bis sie an einem bestimmten Winkel, dem Brewster-Winkel (D. Brewster, 1831)

$$\tan \theta_{\rm B} = \frac{n_{\rm S}}{n_0} , \qquad (2.19)$$

den Wert 0 erreicht und steigt dann ebenfalls auf 1 bei 90°. Die Reflektivität liegt für GaAs mit dem höheren Brechungsindex generell höher als für Glas, und der Brewster-Winkel ist ebenfalls größer.





Abbildung 2.4: Reflektivität an einer Grenzfläche vom optisch dünneren Medium (Luft $n_0 = 1$) ins optisch dichtere Medium (Glas $n_{\rm S} = 1.5$ bzw. GaAs $n_{\rm S} = 3.5$) für beide Polarisationen.

Abbildung 2.5: Reflektivität an einer Grenzfläche vom optisch dichteren Medium (Glas $n_{\rm S} = 1.5$ bzw. GaAs $n_{\rm S} = 3.5$) ins optisch dünnere Medium (Luft $n_0 = 1$) für beide Polarisationen.

In Abbildung 2.5 ist der umgekehrte Fall dargestellt. Hier fällt die Welle aus dem optisch dichteren Medium GaAs bzw. Glas auf das optisch dünnere Medium Luft. Die Reflektivitäten verhalten sich ähnlich wie im vorherigen Fall. Die s-Polarisation steigt kontinuierlich bis auf 1 an, wogegen die p-Polarisation erst auf 0 sinkt (Brewster-Winkel), um dann auf 1 anzusteigen. Unterschiedlich ist hier jedoch die gestauchte Winkelachse, was sich durch das Brechungsgesetz von Snellius erklärt. Außerdem ist ab dem kritischen Winkel

$$\sin \theta_{\rm C} = \frac{n_{\rm S}}{n_0} \tag{2.20}$$

die Reflektivität immer 1, was als Totalreflexion bezeichnet wird [2],[6] (für Glas ab $\theta > 42^{\circ}$ und für GaAs schon ab $\theta > 17^{\circ}$).

Bei der Reflexion kommt es zu einer Phasenverschiebung ϕ zwischen einfallender und reflektierter Welle, die von der Polarisation und dem Winkel abhängig ist. Für den Fall, dass die Welle aus dem optisch dünneren in das optisch dichtere Medium fällt, beträgt die Phasenverschiebung ϕ_s für die s-Polarisation π . Für die p-Polarisation beträgt ϕ_p ebenfalls π für Winkel, welche kleiner als der Brewster-Winkel θ_B sind, für größere Winkel wird die Phasenverschiebung dagegen 0. Fällt die Welle dagegen vom optisch dichteren in das optisch dünnere Medium, wird der Verlauf der Phase komplexer. In Abbildung 2.6 ist der Verlauf der Phasenverschiebung für eine Welle aufgezeigt, die aus dem Medium mit $n_0 = 1.5$ (Glas) in Luft mit $n_S = 1$ fällt.



Abbildung 2.6: Verlauf der Phasenverschiebung $\phi_{s,p}$ über dem Einfallswinkel für beide Polarisationsrichtungen. Die Welle fällt vom optisch dichteren Einfallsmedium ($n_0 = 1.5$) ins optisch dünnere Substrat ($n_s = 1.0$) ein [2],[7].

Für die s-Polarisation ist die Phasenverschiebung für Winkel kleiner als der kritische Winkel $\theta_{\rm C}$ 0. Oberhalb des kritischen Winkels ist der Bereich der Totalreflexion, und die Phasenverschiebung steigt an mit [6],[7]

$$\tan 2\phi_{\mathrm{s(TE)}} = \frac{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{\mathrm{S}}^2}}{n_0 \cos \theta} , \qquad (2.21)$$

wobei n_0 und n_s als real angenommen werden, also keine Absorption vorhanden ist. Bei der p-Polarisation ist die Phasenverschiebung für kleine Winkel ebenfalls 0, zwischen dem Brewster-Winkel θ_B und dem kritischen Winkel θ_C beträgt sie π . Oberhalb des kritischen Winkels im Bereich der Totalreflexion, steigt auch hier die Phasenverschiebung an mit [6],[7]

$$\tan 2\phi_{\rm p(TM)} = \frac{n_0^2}{n_{\rm S}^2} \frac{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{\rm S}^2}}{n_0 \cos \theta} - \pi \;. \tag{2.22}$$

Fällt die Welle senkrecht auf die Grenzfläche ($\theta_0 = 0$) und wird verlustfreies Material angenommen (k = 0), so vereinfacht sich Gleichung (2.16) zu

$$R = \left(\frac{n_0 - n_{\rm S}}{n_0 + n_{\rm S}}\right)^2 \,. \tag{2.23}$$

Diese Formel wird oft verwendet, um die Reflektivität beim Übergang von einem Medium in ein anderes zu berechnen (z. B. die Spiegelreflektivität bei Halbleiterlasern) [2],[6]. Der Übergang von einem Halbleitermaterial, z. B. GaAs, zu Luft ergibt somit eine Reflektivität von ca. 0.3; die Reflektivität von Glas liegt dagegen nur bei ca. 0.04. Für den senkrechten Einfall ($\theta_0 = 0$) auf eine Grenzfläche, bei dem dagegen die Absorption nicht mehr vernachlässigt wird (wie dies vor allem bei Metallen der Fall ist), wird Gleichung (2.16) zu

$$R = \frac{(n_0 - n_{\rm S})^2 + (k_0 - k_{\rm S})^2}{(n_0 + n_{\rm S})^2 + (k_0 + k_{\rm S})^2} \,. \tag{2.24}$$

Wenn man als Einfallsmedium Luft (mit $k_0 = 0$) annimmt ist zu erkennen, dass für hochabsorbierende Substrate ($k_S \gg 1$) die Reflektivität gegen 1 geht. Hierin liegt begründet, dass Metalle eine sehr hohe Reflektivität aufweisen, da sie meist hohe Extinktionskoeffizienten k_S haben.

2.2.2 Einschichtsysteme

In einem Einschichtsystem fügt man zwischen dem Substrat mit $\overline{n}_{\rm S}$ und dem Einfallsmedium mit \overline{n}_0 noch eine Schicht mit den Parametern \overline{n}_1 und d_1 ein. In solch einem Fall reduziert sich Gleichung (2.9) auf

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_1 & (i \sin \delta_1)/\eta_1 \\ i \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_S \end{pmatrix} .$$
(2.25)

Im Folgenden wird der Fall betrachtet, bei dem keine Absorption vorhanden ist (k = 0)und die Welle senkrecht auf die Grenzflächen fällt $(\theta = 0)$. Somit vereinfacht sich der Gangunterschied zu $\delta_1 = 2\pi n_1 d_1/\lambda$, und die optische Admittanz wird zu $\eta = n$. Die Reflektivität vereinfacht sich zu

$$R = \frac{(n_0 - n_{\rm S})^2 \cos^2 \delta_1 + \left(\frac{n_0 n_{\rm S} - n_1^2}{n_1}\right)^2 \sin^2 \delta_1}{(n_0 - n_{\rm S})^2 \cos^2 \delta_1 + \left(\frac{n_0 n_{\rm S} + n_1^2}{n_1}\right)^2 \sin^2 \delta_1} .$$
(2.26)

Antireflexionsschicht

Eine Antireflexions- (AR-) Beschichtung hat den Zweck, die Reflektivität einer Grenzfläche soweit wie möglich herabzusetzen [8]–[10]. Um dies zu erreichen, wird als erste Voraussetzung die Schichtdicke $d_1 = \lambda/4n_1$ gewählt; die optische Schichtdicke entspricht somit 1/4 der Wellenlänge. Die an der zweiten Grenzfläche reflektierte Welle hat somit eine Phasenverschiebung von 180° zur Welle, die an der ersten Grenzfläche reflektiert wird. Die Wellen löschen sich gegenseitig aus, und damit wird die kleinstmögliche Reflektivität erreicht. Gleichung (2.26) vereinfacht sich damit zu

$$R = \left(\frac{n_0 n_{\rm S} - n_1^2}{n_0 n_{\rm S} + n_1^2}\right)^2 \,. \tag{2.27}$$

Die Reflexion ist jetzt nur noch von den Brechungsindizes abhängig. Eine Reflexion von 0 wird nur erreicht, wenn der Brechungsindex der Schicht $n_1 = \sqrt{n_0 n_s}$ beträgt. Nimmt man an, dass das Einfallsmedium Luft mit $n_0 = 1$ ist, beträgt der optimale Brechungsindex $n_1 = \sqrt{n_s}$. Durch das nun gleiche Verhältnis von n_0/n_1 und n_1/n_s ist die Amplitude der