

5 Messmethoden

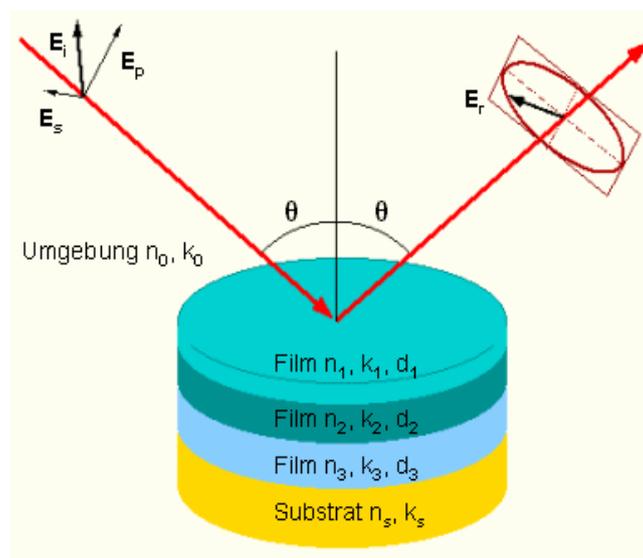
5.1 Moden und Brechzahlprofile

5.1.1 Reflexionsmessungen

Die Reflexion einer Lichtwelle an einer dünnen optischen Schicht hängt von verschiedenen Parametern wie Brechungsindex n , Schichtdicke d , Wellenlänge λ und Einfallswinkel α der einfallenden Welle ab:

$$R = R(n, d, \lambda, \alpha)$$

Das zugehörige Verfahren heißt Ellipsometrie. Im Experiment wird $R(\alpha)$ gemessen für verschiedene Wellenlängen λ und Polarisierungen, wobei die Dicke d in allen Messungen gleich ist und zudem der Zusammenhang $\lambda(n)$, also die Dispersion, bekannt ist. Bei entsprechend vielen Messungen für verschiedene λ_i lassen sich auch kontinuierliche Brechzahlprofile als Vielschichtsystem approximieren. Die erreichbare Genauigkeit bei Stufenprofilen ist besser als 1 %.



5.1.2 m-Linienspektroskopie

Die m -Linienspektroskopie beruht auf der Anregung von Moden über Prismenkopplung und der Messung der Einkoppelwinkel α_m

$$n_{eff,m} = n_p \sin \left\{ \varepsilon + \arcsin \left(\frac{1}{n_p} \sin \alpha_m \right) \right\}$$

Eine alternative Messung besteht in der gleichzeitigen Anregung aller Moden mit divergentem Licht und der Messung der Auskoppelwinkel, unter denen dunkle Linien auftreten. Die Genauigkeit beider Verfahren beträgt $\Delta n_{eff} < 10^{-4}$.

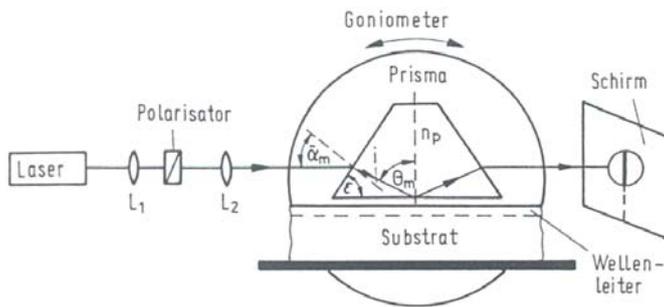
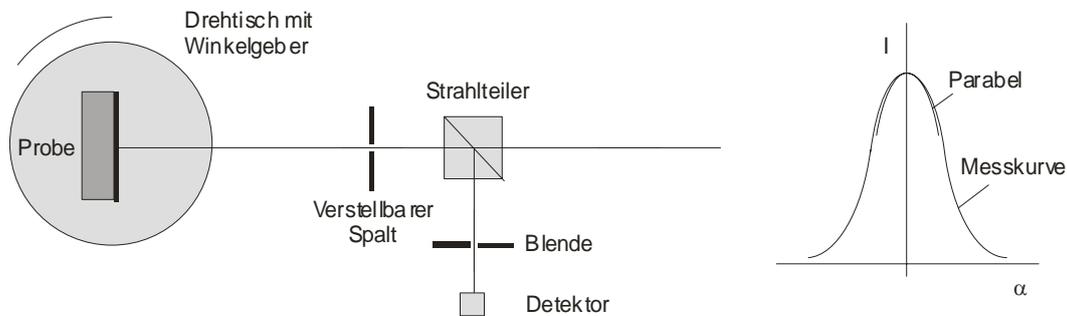


Abbildung 5.1.
 Meßanordnung für
m-Linienpektroskopie

Für die experimentelle Realisierung müssen Einkoppelwinkel und Prismeninnenwinkel ε mit einer Genauigkeit besser 10^{-3}° bestimmt werden. Diese Messung der Winkel geschieht über Autokollimation. Eine Erhöhung der Genauigkeit erhält man über eine Anpassung der Messwerte im Bereich $\Delta\alpha$ an eine Parabel $f(\alpha) = -c\alpha^2$. Der Scheitelpunkt der Parabel ist dann der zu messende Winkel.



Bei der Profilrekonstruktion muss man aus einem Satz von effektiven Brechungsindizes $n_{eff,m}$ das zugehörige Brechzahlprofil berechnen. Es ist also das inverse Problem zu lösen, bei dem man die Eigenwerte kennt, nicht aber das zugehörige Potential. Eine Möglichkeit besteht darin, eine Anpassung an ein vorgegebenes Profil $n(x)$, z.B. im einfachsten Fall ein Stufenprofil durchzuführen. Man hat also die Parameter des Profils soweit zu optimieren, bis man eine gute Übereinstimmung der berechneten Werte $n_{eff,m}$ mit den gemessenen Werten $n_{eff,m,exp}$ erhält. Die Genauigkeit ist, genau wie auch beim nachfolgenden WKB-Verfahren, umso höher, je mehr Moden in die Berechnung eingehen.

Das unten stehende Beispiel ist für einen implantierten Wellenleiter in dem Material Strontium-Barium-Niobat. Bei der Messung der Moden wurde der Einkoppelwinkel bereits in den zugehörigen Brechungsindex umgerechnet. Das vorgegebene Brechzahlprofil mit den freien Parametern p_i entspricht der Verteilung der durch die Ionen-Implantation erzeugten Gitterschäden und hat die Form

$$n(x) = p_0 - \frac{p_1}{p_3} x + (p_1 + p_2 - p_0) \exp\left(\frac{x - p_3}{p_4}\right)$$

Eine zweite Möglichkeit, das inverse Problem zu lösen, ist die Anwendung des aus der Atomphysik bekannten WKB-Verfahrens (Wentzel, Kramers, Brillouin). Die so genannte WKB-Näherung ist eine Berechnungsmethode der Moden n_{eff} für beliebige Brechzahlverläufe $n(x)$. Das inverse WKB-Verfahren beinhaltet dann die Rekonstruktion des Profils $n(x)$ aus bekannten bzw. gemessenen Modenindizes n_{eff} .

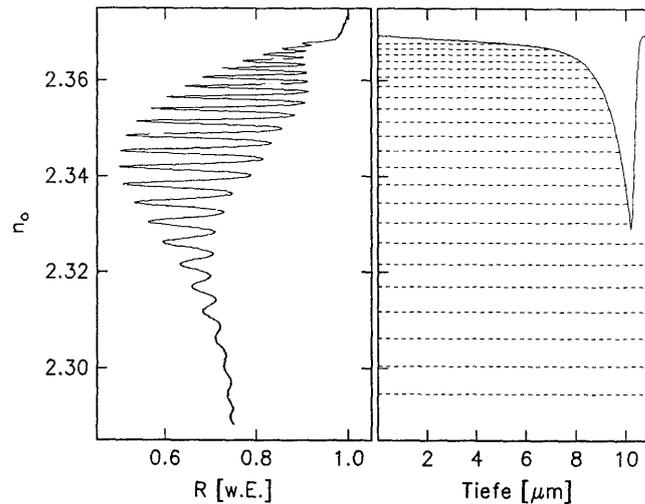


Abb. 3.2: Das linke Bild zeigt das TE-Modenspektrum des Wellenleiters H4. Rechts ist das daraus rekonstruierte ordentliche Brechzahlprofil dargestellt. Die gestrichelten Linien markieren die effektiven Brechungsindizes der gemessenen Moden.

Für die Berechnung der Moden für ein beliebiges Brechzahlprofil am Beispiel der TE-Moden mit $E = E_y$ Wellenleiter und kontinuierlichem Verlauf $n = n(x)$ ist die Wellengleichung

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) E = 0$$

mit dem Lösungsansatz

$$E = E_0 \exp(i k_0 U(x))$$

zu lösen. Hierzu entwickelt man $U(x)$ nach k_0^{-1} :

$$U(x) = U_0(x) + \frac{1}{k_0} U_1(x) + \dots$$

Einsetzen in die Wellengleichung liefert die nullte und erste Ordnung nach k_0

$$U_0 = \frac{1}{k_0} \int \sqrt{k_0^2 n^2(x) - \beta^2} dx$$

$$U_1 = \frac{i}{2} \ln \left| \frac{dU_0}{dx} \right|$$

Man erhält so Lösungen für den Wellenleiter und das evaneszente Feld

$$E = \frac{E_o}{\sqrt[4]{k_0^2 n^2(x) - \beta^2}} \exp\left(\pm i \int \sqrt{k_0^2 n^2(x) - \beta^2} dx\right) \quad \beta < k_0 n(x)$$

$$E = \frac{E_o}{\sqrt[4]{\beta^2 - k_0^2 n^2(x)}} \exp\left(\pm \int \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n^2(x)} dx\right) \quad \beta > k_0 n(x)$$

An den Umkehrpunkten $\beta = k_0 n(x)$ werden beide Lösungen physikalisch falsch. Daher wählt man für die Größe

$$f(x) = k_0^2 n^2(x) - \beta^2$$

den linearen Ansatz $f(x) \sim (x_t - x)$ mit den Umkehrpunkten x_t . Die Integrationsgrenzen für U_0 sind die Umkehrpunkte x_{t1} und x_{t2} (für ein Profil ohne Sprungstelle/Diskontinuität):

$$U_0 = \int_{x_{t1}}^{x_{t2}} \sqrt{n^2(x) - n_{eff}^2} dx$$

Für einen kompletten Umlauf im strahlenoptischen Wellenleiterbild erhält man die Phasenverschiebung

$$\begin{aligned} 2k_0 U_0 + \phi_1 + \phi_2 &= 2k_0 U_0 - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \\ &= 2N\pi, \quad N = 0, 1, 2, \dots \end{aligned}$$

und damit die Bestimmungsgleichung

$$\int_{x_{t1}}^{x_{t2}} \sqrt{n^2(x) - n_{eff}^2} dx = \frac{\lambda}{2} \left(N + \frac{1}{2} \right)$$

Hat man eine Diskontinuität (z.B. an der Grenzfläche Wellenleiter–Luft, wie bei einem Diffusionsprofil) bei $x = 0$, so ist der Phasensprung ϕ_1 etwas komplizierter und man erhält

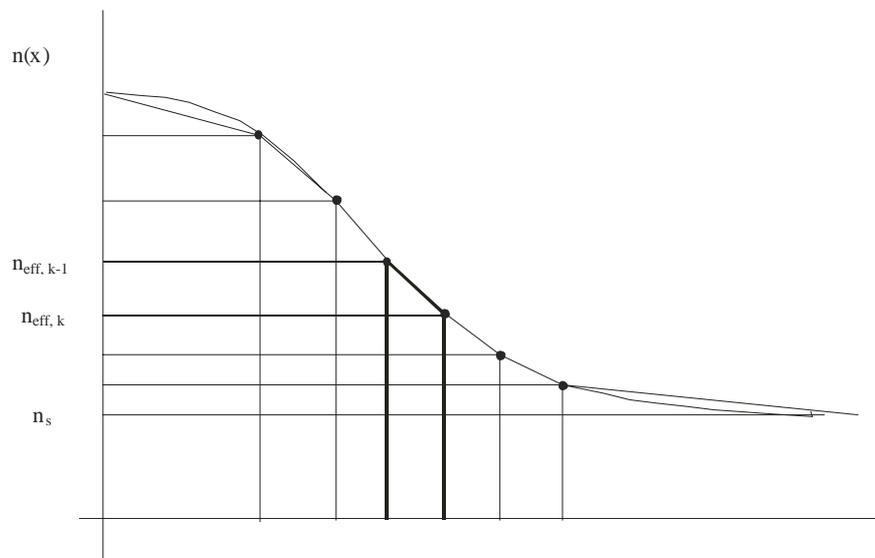
$$\begin{aligned} \int_0^{x_{t2}} \sqrt{n^2(x) - n_{eff}^2} dx &= \frac{\lambda}{2} \left[\left(N + \frac{1}{4} \right) + \frac{1}{\pi} \arctan \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2(0) - n_{eff}^2}} \right] \\ &\approx \frac{\lambda}{2} \left(N + \frac{3}{4} \right) \quad \text{für } n_{eff} \approx n_2(0) \quad (*) \end{aligned}$$

Bei der Lösung des inversen Problems benutzt man für die Profilkonstruktion aus den Werten $n_{eff,k}$ für das Profil $n^2(x)$ zunächst eine stückweise lineare Näherung

$$n^2(x) = n_{eff,k}^2 + \frac{n_{eff,k-1}^2 - n_{eff,k}^2}{x_k - x_{k-1}} (x_k - x)$$

Dieses Profil wird in die obige Gleichung (*) eingesetzt. Man erhält nach bereichsweiser Integration und Summation die Rekursionsbeziehung

$$\begin{aligned} \frac{x_m - x_{m-1}}{\lambda} &= \frac{1}{\sqrt{n_{eff,m-1}^2 - n_{eff,m}^2}} \left[\frac{3(4m-1)}{16} - \sum_{k=1}^{m-1} \frac{x_k - x_{k-1}}{\lambda (n_{eff,k-1}^2 - n_{eff,k}^2)} \right. \\ &\quad \left. \cdot \left((n_{eff,k-1}^2 - n_{eff,m}^2)^{3/2} - (n_{eff,k}^2 - n_{eff,m}^2)^{3/2} \right) \right] \end{aligned}$$



Eine wichtige Anforderung an das WKB-Verfahren ist die Bedingung, dass sich das Brechzahlprofil nur langsam veränderlich ist, sich also $n(x)$ über Bereiche in der Größenordnung der Wellenlänge nur langsam ändert. Diese Bedingung ist in der Praxis fast immer erfüllt.

5.1.3 Direkte Profilbestimmung über Reflexionsmessungen

Diese Methode beruht auf der Berechnung der Brechzahlverteilung mit Hilfe der Fresnel-Formeln bei senkrechtem Lichteinfall auf eine schräg anpolierte Wellenleiteroberfläche.

Gemessen werden die Reflexionen im Wellenleiterbereich F_1 , am Substrat F_2 sowie die Streulichtintensität I_3 der Probe. Die relative Reflexionsänderung ist dann

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{I_1 - I_2}{I_2 - I_3}$$

Der Zusammenhang zwischen Reflexionskoeffizient R und dem Brechungsindex n lautet

$$n = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}$$

Mit $\Delta R / R \ll 1$ lässt sich dieser Ausdruck entwickeln und man erhält für die Brechzahlerhöhung Δn

$$\Delta n = n_w - n_s \approx \frac{1}{4} (n_s^2 - 1) \frac{\Delta R}{R}$$

Mit diesem Verfahren sind laterale Auflösungen von $\Delta x \approx 1 \mu\text{m}$ und Brechzahländerungen von 10^{-4} erreichbar.

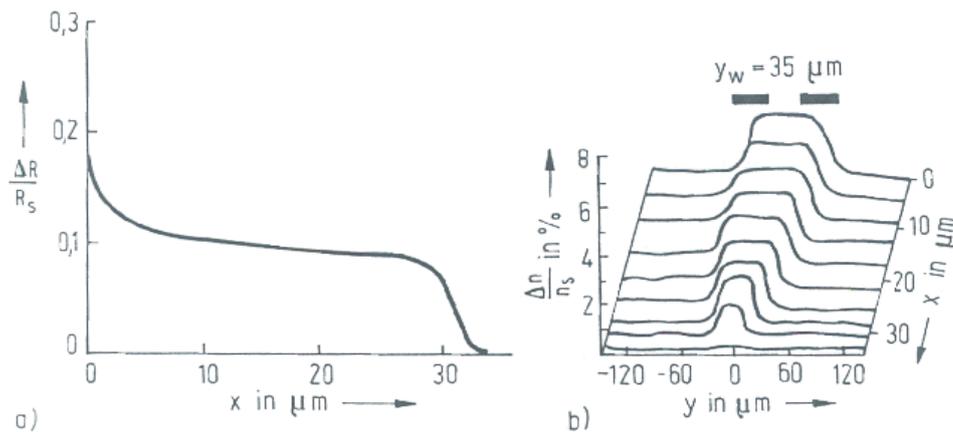


Abbildung 5.3.
 Brechzahlprofilmessung an einem Streifenwellenleiter.
 a) Reflektivitätsänderung in x -Richtung; b) zweidimensionales Brechzahlprofil

5.2 Dämpfung

5.2.1 Transmissionsmessung

Aus dem Verhältnis aus eingekoppelter Leistung P_e und ausgekoppelter Leistung P_a lässt sich direkt die Dämpfung eines Wellenleiters der Länge L bestimmen:

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{P_e}{P_a} \right)$$

Zusätzlich müssen die Fresnel-Reflexionen $R_F = 1 - T_F$ und die Koppelwirkungsgrade η_e bekannt sein. Die Messgenauigkeit wird erhöht, wenn man zusätzlich die eingekoppelte Lichtleistung überwacht. In dem folgenden Aufbau wird dies gemacht; zusätzlich besteht ein großer Teil der von Detektor 2 gemessenen Intensität aus dem zweimal durch den Wellenleiter gelaufenen Lichts. Hierdurch werden Fehler durch einen nicht genau bekannten Koppelwirkungsgrad η_e minimiert.

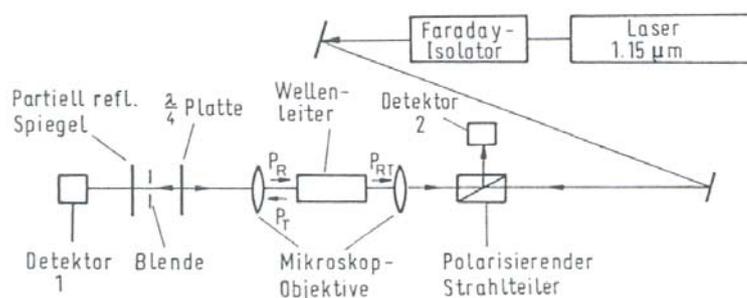


Abbildung 5.12.
 Verfeinerte Transmissionsmessung (nach [5.54])

5.2.2 Prismenmethoden

Mit Hilfe von zwei bzw. drei Koppelprismen lässt sich relativ leicht die Dämpfung bestimmen. Das Problem der schwer zu ermittelnden Koppelkoeffizienten η_k lässt sich durch Verwendung dreier Prismen reduzieren.

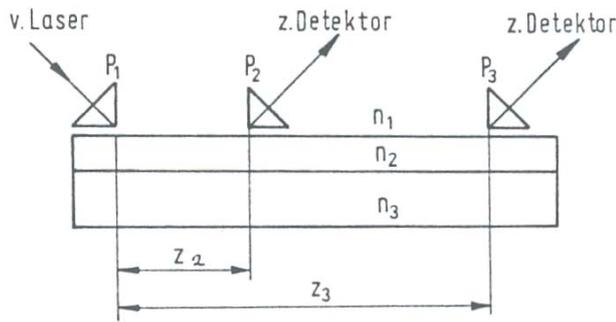


Abbildung 5.14.
 Dreiprismenmethode

Die Strecken z_2 und z_3 sind die Abstände von Prisma 2 bzw. 3 zum Prisma 1. Eine Messung ohne Prisma 2 liefert die Leistung

$$P_3 = P_1 \eta_{k1} \eta_{k3} \exp(-\alpha z_3)$$

$$= P(z_2) \eta_{k3} \exp(-\alpha(z_3 - z_2))$$

Wird das zweite Prisma angedrückt, so wird die Leistung P_3 reduziert auf P_3'

$$P_3' = \eta_{k3} (P(z_2) - P_2) \exp(-\alpha(z_3 - z_2))$$

Durch Division der Gleichungen und für $z = z_2$, $0 < z < z_3$ erhält man die von η_k unabhängige Beziehung

$$P(z) = \frac{P_2 P_3}{P_3 - P_3'}$$

5.2.3 Streulichtmessungen

Hierbei wird mit einem optischen Tastkopf (empfindlicher Detektor mit Abbildungsoptik) das Streulicht an der Wellenleiteroberfläche entlang der Ausbreitungsrichtung gemessen. Zur Erhöhung der Messgenauigkeit ist die Verwendung eines optischen Strahlzerhackers (,Chopper') im Eingangsstrahl und Lock-In-Technik bei der Streulichtmessung sinnvoll.

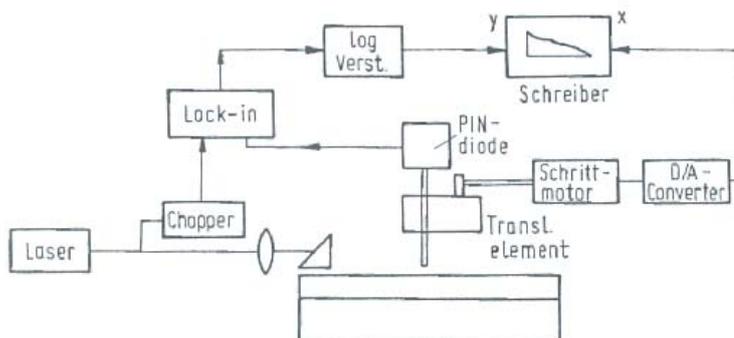


Abbildung 5.15.
 Dämpfungsbestimmung
 über Streulichtmessung

5.2.3 Resonatormethode

Diese Methode ist besonders zur Untersuchung von Streifenwellenleitern mit sehr geringer Dämpfung geeignet. Man nutzt hierbei aus, dass im transmittierten Licht auch Anteile vorhanden sind, die in dem Streifenwellenleiter (mit polierten Endflächen) gebildeten Fabry-Perot-Resonator einen oder mehrere komplette Umläufe gemacht haben.

Sind R die Fresnel-Reflexionskoeffizienten, so ist die relative transmittierte Leistung

$$\frac{P_a}{P_e} = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha L)}{1 + R^2 \exp(-2\alpha L) - 2R \exp(-\alpha L) \cos(2\beta L)}$$

Hier ist β die Ausbreitungskonstante und $R = (n_{\text{eff}} - 1)^2 / (n_{\text{eff}} + 1)^2$.

In Abhängigkeit von der optischen Resonatorlänge $n_{\text{eff}} L$ oszilliert die transmittierte Leistung; man misst bei Durchstimmen der Länge L über Temperaturänderungen Maxima $P_{a, \text{max}}$ und Minima $P_{a, \text{min}}$. Hieraus bestimmt sich die Dämpfung D (in dB/cm) zu

$$D = \frac{10}{L} \lg \left(R \frac{1 + \sqrt{P_{a, \text{min}} / P_{a, \text{max}}}}{1 - \sqrt{P_{a, \text{min}} / P_{a, \text{max}}}} \right)$$

Die erzielbare Messgenauigkeit liegt bei 0.01 dB/cm

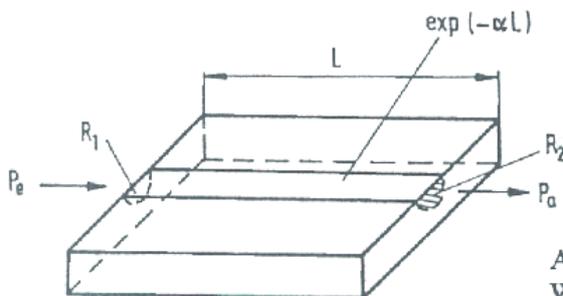


Abbildung 7.61.
 Wellenleiter-Fabry-Perot-Resonator (FPI)