

2. Mikrowellenmeßtechnik

2.1 Ausbreitung der Mikrowellen

Elektromagnetische Strahlung im Mikrowellenbereich wird mit Hohlleitern übertragen. Durch Lösen der Wellengleichungen für die elektrischen und magnetischen Felder \vec{E} und \vec{H} , unter Annahme geeigneter Randbedingungen, ergeben sich verschiedene Eigenwellen, die jedoch nur ausbreitungsfähig sind, wenn die Mikrowellenfrequenz ν größer als die jeweilige Grenzfrequenz der einzelnen Moden ist. Daher wird eine Frequenz gewählt, die oberhalb der Grenzfrequenz für die niedrigste Anregung, aber unterhalb der Grenzfrequenz für alle anderen liegt. Die Mode mit der niedrigsten Grenzfrequenz wird beim Rechteckhohlleiter als H_{10} -Grundwelle bezeichnet. Sie ist innerhalb eines Frequenzbandes, das von der Geometrie des Hohlleiters abhängt, die einzige ausbreitungsfähige Eigenwelle.

Für die im Versuch verwendeten Rechteckhohlleiter wird empfohlen, sie im Bereich von 8,20 bis 12,4 GHz zu betreiben; alle Experimente werden daher bei einer Frequenz von 10 GHz durchgeführt.

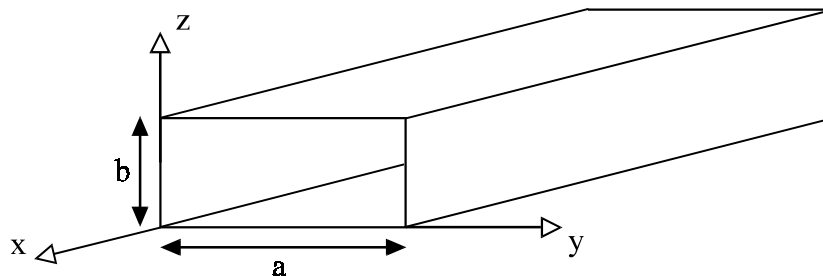


Bild 2.1: Rechteckhohlleiter und Koordinatensystem

Wenn das Koordinatensystem, wie in Bild 2.1 dargestellt, gewählt wird, so hat die H_{10} -Grundwelle, die sich in x-Richtung ausbreitet, nur eine \vec{E} -Komponente bzw. zwei \vec{H} -Komponenten; alle anderen Feldkomponenten sind gleich Null [Baden Fuller 90].

$$(\vec{E}(\vec{r}, t))_z \sim \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cdot \exp\left\{i \cdot 2\pi \cdot \left(\nu \cdot t - \frac{x}{\lambda}\right)\right\} \quad (2-1)$$

$$(\vec{H}(\vec{r}, t))_y \sim \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cdot \exp\left\{i \cdot 2\pi \cdot \left(\nu \cdot t - \frac{x}{\lambda}\right)\right\} \quad (2-2)$$

$$(\vec{H}(\vec{r}, t))_x \sim \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cdot \exp\left\{i \cdot 2\pi \cdot \left(\nu \cdot t - \frac{x}{\lambda}\right)\right\} \quad (2-3)$$

Die Wellenlänge der Mikrowelle im Hohlleiter ergibt sich dann zu

$$\lambda = \left[\left(\frac{v}{c_0} \right)^2 - \left(\frac{1}{2a} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (2-4)$$

Mit der Lichtgeschwindigkeit c_0 , $v = 10 \text{ GHz}$ und $a = 2,29 \text{ cm}$ beträgt $\lambda = 4,0 \text{ cm}$.

2.2 Mikrowellenreflexion

Das Prinzip der Messung der Mikrowellenreflexion an einem Halbleiter beruht darauf, daß die Absorption der Mikrowellenleistung von der Leitfähigkeit der Probe abhängt. Die Leitfähigkeit ist definiert als

$$\sigma = q \cdot \mu_n \cdot n + q \cdot \mu_p \cdot p \quad (2-5)$$

q = Elementarladung

n (p) = Konzentration der Elektronen (Löcher)

$\mu_{n(p)}$ = Beweglichkeit der Elektronen (Löcher)

Für die absorbierte Mikrowellenleistung P_{abs} in einer Probe ergibt sich [Jackson 75]

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \cdot \iiint_{\text{Probe}} d^3r \cdot \sigma(\vec{r}) \cdot |\vec{E}(\vec{r}, \sigma(\vec{r}))|^2 \quad (2-6)$$

Bereits ohne Belichtung ist σ bei Silizium durch eine Oberflächenbandverbiegung oder ein Dotierungsprofil in der Regel inhomogen; werden durch Licht weitere freie Ladungsträger erzeugt, so kann die Inhomogenität noch verstärkt werden.

Im folgenden wird stets von homogenen Leitfähigkeiten ausgegangen; die hergeleiteten Zusammenhänge bleiben jedoch auch dann gültig, wenn sie sich auf räumlich gemittelte Leitfähigkeiten beziehen. Daß diese Verallgemeinerung zulässig ist, wurde sowohl theoretisch [Otaredian 93a] als auch experimentell [Swiatkowski 95] gezeigt und ist für diese Arbeit von fundamentaler Bedeutung.

Zunächst wird ein Versuchsaufbau zur Messung der reflektierten Mikrowellenleistung betrachtet (Bild 2.2). Die von der Gunn-Diode erzeugten Mikrowellen gelangen über einen Zirkulator zur Halbleiterprobe, die zwischen einem Krümmer und einem variablem

Kurzschluß eingebaut ist. Ein Teil der Mikrowellenleistung wird an der Probe reflektiert, ein Teil in der Probe absorbiert und ein Teil transmittiert. Am metallischen Hohlleiterabschluß wird die Mikrowelle vollständig reflektiert. Die insgesamt reflektierte Leistung wird in den Detektorzweig gelenkt, wo sie mit einer Diode gemessen wird; diese ist geeicht, und der gemessenen Spannung kann eine Leistung zugeordnet werden.

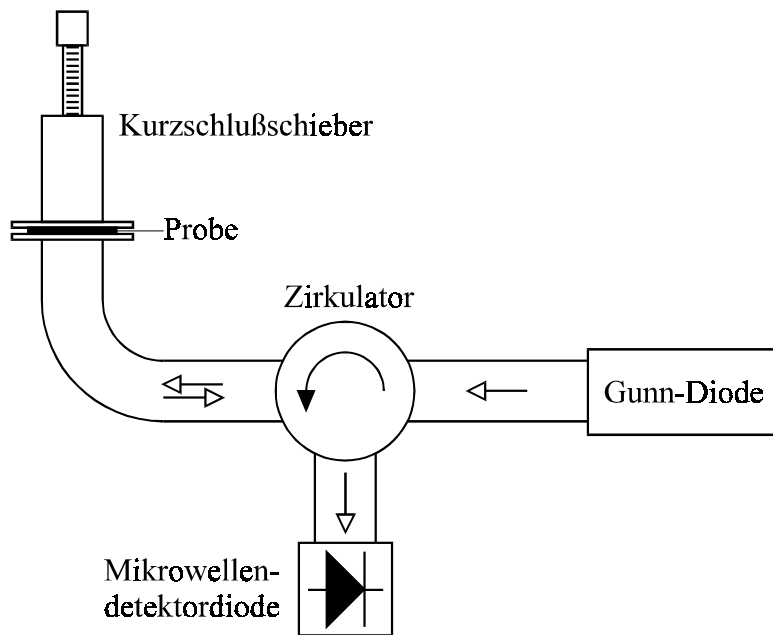


Bild 2.2: Aufbau zur Messung der reflektierten Mikrowellenleistung

Da sich durch den Kurzschluß immer eine stehende Welle ausbildet, wird durch Variation des Abstandes Probe-Kurzschluß die Amplitude verändert, mit der das elektrische Feld, welches nur eine z-Komponente in der Probenebene hat, einkoppelt (Bild 2.3). Somit hängt die absorbierte Leistung nach Gleichung (2-6) über das elektrische Feld von dem Abstand zwischen Probe und Kurzschluß ab.

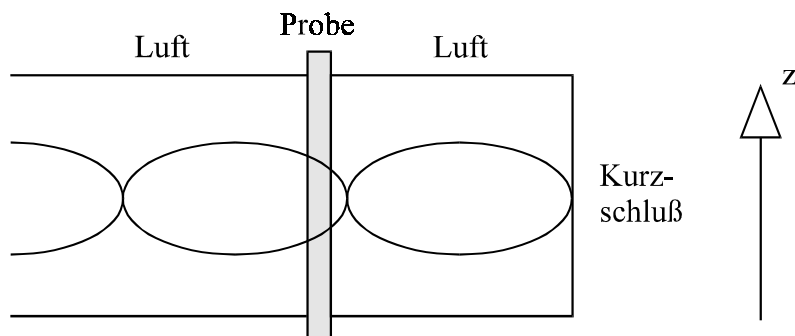


Bild 2.3: Interferenz der elektrischen Komponente des Mikrowellenfeldes

Es wird angenommen, daß eine Differenz zwischen eingestrahler P_{in} und reflektierter Mikrowellenleistung P_{ref} ausschließlich auf Absorption in der Probe zurückzuführen ist. Die Bilanzgleichung lautet

$$P_{abs}(\sigma) = P_{in} - P_{ref}(\sigma) \quad (2-7)$$

und der Reflexionsfaktor R ist definiert als

$$R(\sigma) = \frac{P_{ref}(\sigma)}{P_{in}} \quad (2-8)$$

Für ein Hohlleitersystem läßt sich der Reflexionsfaktor der H_{10} -Grundwelle berechnen [Kunst 86]. Dazu wird ein Mehrschichtsystem homogener Medien betrachtet (Bild 2.4).

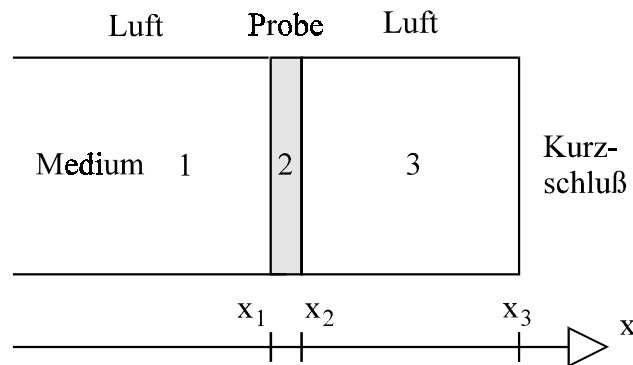


Bild 2.4: Mehrschichtsystem homogener Medien im Hohlleiter

Die komplexe Ausbreitungskonstante γ ist für das jeweilige Medium k wie folgt definiert:

$$\gamma_k = \left\{ \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 - (2\pi \cdot \nu)^2 \cdot \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{rk} + i \cdot 2\pi \cdot \nu \cdot \mu_0 \cdot \sigma_k \right\}^{1/2} \quad (2-9)$$

Dabei bezeichnen ϵ_0 bzw. μ_0 die elektrische bzw. die magnetische Feldkonstante und ϵ_r die materialspezifische relative Dielektrizitätskonstante.

Der Reflexionskoeffizient Γ ist ortsabhängig. In einem homogenen Medium k gilt

$$\Gamma_k(x) = \Gamma_k(x + \Delta x) \cdot \exp\{-2 \cdot \gamma_k \cdot \Delta x\} \quad (2-10)$$

Γ_k errechnet sich aus Γ_{k+1} und dem Fresnel-Koeffizienten A

$$A_{kk+1} = \frac{\gamma_k - \gamma_{k+1}}{\gamma_k + \gamma_{k+1}} \quad (2-11)$$

über die Beziehung

$$\Gamma_k(x_k) = \frac{A_{kk+1} + \Gamma_{k+1}(x_k)}{1 + A_{kk+1} \cdot \Gamma_{k+1}(x_k)} \quad (2-12)$$

Der Reflexionsfaktor ergibt sich aus dem Betragsquadrat von Γ_1

$$R = \Gamma_1(x_1) \cdot \Gamma_1(x_1)^* \quad (2-13)$$

Der Reflexionskoeffizient hat am metallischen Kurzschluß den Wert -1. Dann ist es möglich, bei Kenntnis aller Parameter, den Reflexionsfaktor R sukzessiv über die Gleichungen (2.9) bis (2.13) zu bestimmen.

Als Parameter werden neben dem Hohlleiterinnenmaß a und der Mikrowellenfrequenz ν , die Probendicke L , der Abstand Probe-Kurzschluß und die Werte der einzelnen Schichten für die relative Dielektrizitätskonstante und die Leitfähigkeit benötigt. Es wird stets $a = 2,29 \text{ cm}$ und $\nu = 10 \text{ GHz}$ gewählt; die Luft wird mit $\epsilon_r = 1$ und $\sigma = 0$ simuliert.

Bild 2.5 zeigt für das System Luft-Halbleiter-Luft-Kurzschluß den berechneten Reflexionsfaktor als Funktion des Abstandes Probe-Kurzschluß bei einer festen Leitfähigkeit des Halbleiters. In den Minima der Reflexion ist das elektrische Feld in der Probe maximal. Die räumliche Periodizität entspricht der halben Hohlleiterwellenlänge $\lambda / 2 = 2,0 \text{ cm}$. Die Asymmetrie der Kurve ist durch die endliche Probendicke bedingt und nimmt bei dünneren Proben ab. Durch Vergleich einer Messung mit einer Simulation, kann die Leitfähigkeit kontaktlos bestimmt werden [Swiatkowski 95].

Für das gleiche System ist im Bild 2.6 der Reflexionsfaktor als Funktion der Leitfähigkeit bei einem festen Wert des Abstandes Probe-Kurzschluß dargestellt. Bei kleinen Leitfähigkeiten ist die absorbierte Leistung gering und es erfolgt eine fast vollständige Reflexion. Dann nimmt die reflektierte Leistung mit wachsender Leitfähigkeit ab, da die Absorption in der Probe zunimmt. Steigt σ weiter an, so wird die Eindringtiefe des elektrischen Feldes kleiner; dies wirkt der Zunahme der Absorption entgegen und führt zu einem Minimum der Reflexion. Bei hoher Leitfähigkeit erfolgt der Übergang zur metallischen Leitung und somit zur vollständigen Reflexion der Mikrowellen an der Probenoberfläche.

Einem Wert des Reflexionsfaktors außerhalb des Minimums können zwei Leitfähigkeiten zugeordnet werden. Soll die Leitfähigkeit einer Halbleiterprobe bestimmt werden, und ist sie durch Angaben des Herstellers bereits innerhalb eines Fehlerintervalls bekannt, so reicht es theoretisch aus, bei nur einem Abstand Probe-Kurzschluß, den Reflexionsfaktor zu messen, um σ zu bestimmen.

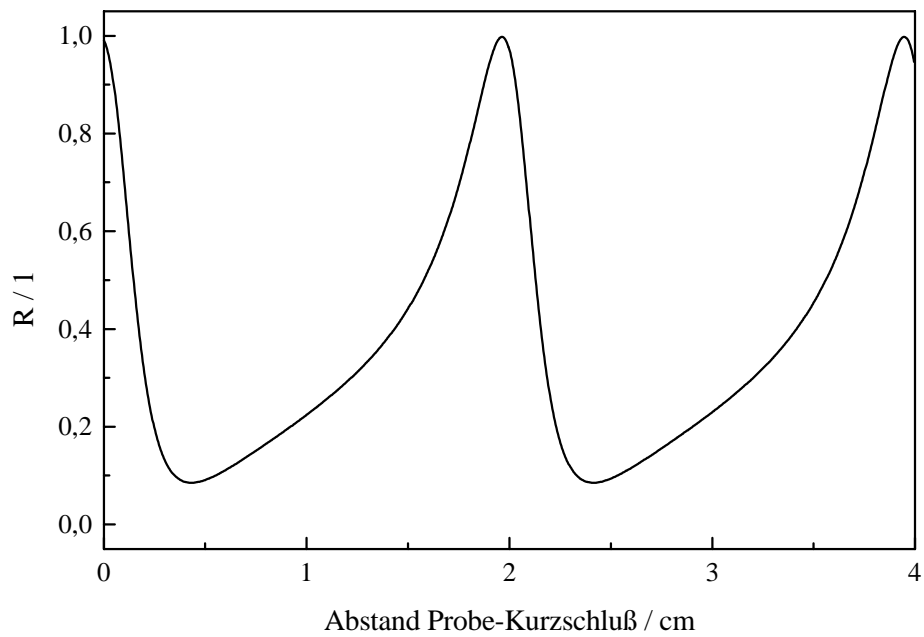


Bild 2.5: Der Reflexionsfaktor von kristallinem Silizium ($\epsilon_r = 11,9$)
 [$L = 375 \mu\text{m}$, $\sigma^{-1} = 10 \Omega\text{cm}$]

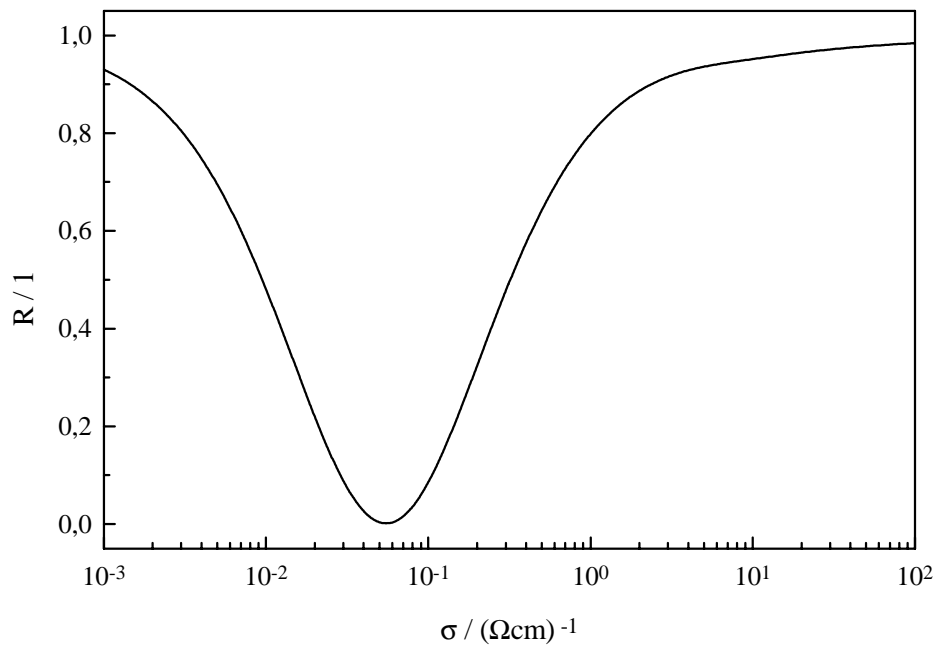


Bild 2.6: Der Reflexionsfaktor von kristallinem Silizium ($\epsilon_r = 11,9$)
 [$L = 375 \mu\text{m}$, Abstand Probe-Kurzschluß = 2,40 cm]

2.3 TRMC-Methode

Unter Belichtung, wobei die Photonenenergie größer als die Bandlücke sein muß, erhöht sich beim Silizium durch Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren die Leitfähigkeit σ um die Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma$.

$$\Delta\sigma = q \cdot \mu_n \cdot \Delta n + q \cdot \mu_p \cdot \Delta p \quad (2-14)$$

Dabei bezeichnen Δn und Δp die Überschußkonzentrationen. Man spricht in diesem Zusammenhang von positiver Photoleitung. Im Gegensatz dazu kann z.B. beim Germanium auch eine negative Photoleitung auftreten [Stöckmann 55]. Bei kristallinem Silizium bedingt grünes Licht (Absorptionslänge: 1 μm), im Gegensatz zum roten Licht (Absorptionslänge: 1 mm), eine oberflächennahe Generation der Elektron-Loch-Paare. Die Änderung der Leitfähigkeit führt zu einer Änderung der reflektierten Mikrowellenleistung, die meßtechnisch mit einer Diode erfaßt werden kann.

Bei der zeitaufgelösten Messung der Mikrowellenreflexion TRMC (Time Resolved Microwave Conductivity) wird der Halbleiter wahlweise mit grünem oder rotem Licht pulsförmig belichtet und der zeitliche Verlauf der reflektierten Mikrowellenleistung in Form einer Spannung gemessen [Kunst 86, Kölzow 95]; der Aufbau ist in Bild 2.7 dargestellt.

Ein mit einem Verdopplerkristall versehener Nd:YAG-Laser erzeugt die Pulse mit den Wellenlängen $\lambda = 532 \text{ nm}$ bzw. $\lambda = 1064 \text{ nm}$; die Pulsbreite beträgt 12 ns (Bild 4.4). Das Laserlicht trifft mit einer Taktfrequenz von 10 Hz durch eine Bohrung im Hohlleiter auf die Probe. Die zeitliche Änderung der an der Diode detektierten Spannung wird an ein Oszilloskop weitergeleitet, das mittels einer Avalanchediode über das Streulicht des Lasers getriggert wird. Es können mehrere Meßreihen aufgenommen werden, von denen dann ein Mittelwert gebildet wird. Pro Meßreihe wird jeweils erst ein Nulldurchgang, d.h. eine Meßreihe bei geschlossenem Shutter, aufgenommen, um Störungen, die durch die Laserentladung und das Rauschen der Umgebung bedingt sind, zu erfassen. Der Mittelwert der Nulldurchgänge wird dann von dem Mittelwert der Meßreihen bei geöffnetem Shutter abgezogen. Zur Anregung mit unterschiedlichen Pulsenergien stehen Neutralfilter zur Verfügung, die im Strahlengang des Lasers positioniert werden, um die Intensität abzuschwächen.

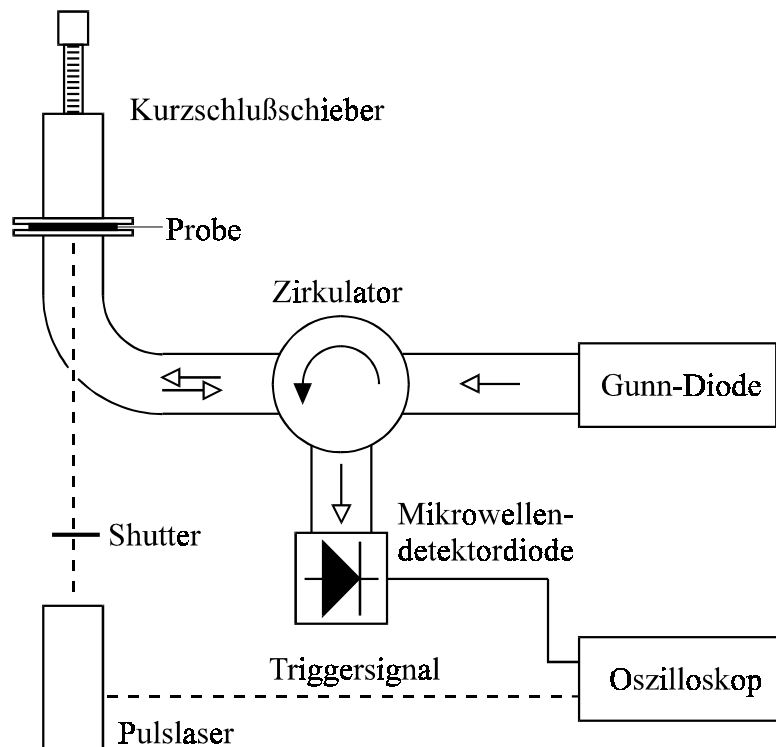


Bild 2.7: Aufbau für zeitaufgelöste Mikrowellenreflexionsmessungen (TRMC)

Im unbelichteten Zustand gilt nach Gleichung (2-8)

$$P_{\text{ref}}(\sigma) = P_{\text{in}} \cdot R(\sigma) \quad (2-15)$$

Unter der Annahme der Niedriginjektion (Kleinsignalfall) ergibt sich

$$\Delta P_{\text{ref}}(\sigma) = P_{\text{in}} \cdot \frac{\partial R(\sigma)}{\partial \sigma} \cdot \Delta \sigma \quad (2-16)$$

Somit ist im Kleinsignalfall der Belichtung die Änderung der reflektierten Leistung proportional zur Änderung der Leitfähigkeit. Wenn nun auch die im TRMC-Experiment gemessene Spannung proportional zur Änderung der reflektierten Leistung ist, dann entspricht der zeitliche Verlauf der Spannung dem der Photoleitfähigkeit.

Die TRMC-Methode kann auch „in situ“ eingesetzt werden [Kunst 92a]. Dies bedeutet, daß ein Material während seiner Herstellung untersucht wird. Dabei befindet sich die Probe außerhalb des Hohlleiters auf einer Metallplatte, welche die Mikrowellen in den Hohlleiter zurückreflektiert. Unter bestimmten Voraussetzungen spiegelt auch bei einer solchen Konfiguration der zeitliche Verlauf der gemessenen Spannung die Photoleitfähigkeit wider [Schöfthaler 95].

2.4 FRMC-Methode

Nun wird der Aufbau zur Messung der Mikrowellenreflexion bei modulierter Lichtanregung vorgestellt. Es wird stets mit grünem Laserlicht ($\lambda = 514 \text{ nm}$) gearbeitet; die Intensität des Lichtes wird periodisch mit unterschiedlichen Frequenzen moduliert. Das Ziel ist es, die Leitfähigkeitsänderung des Siliziums, bei periodischer Lichtanregung, frequenzabhängig zu messen. In Anlehnung an TRMC (Time Resolved Microwave Conductivity) wird hierfür die Bezeichnung FRMC (Frequency Resolved Microwave Conductivity) gewählt [Kramer 95, Schieck 97].

Zur Modulation der Intensität eines cw-Lasers wird ein Akusto-Optischer Modulator (AOM) benötigt. Im Modulator wird durch eine amplitudenmodulierte Hochfrequenzspannung ein Kristall zu Schwingungen angeregt, die zu einer stehenden akustischen Welle führen. Dadurch wird der Brechungsindex moduliert, und der Kristall dient als Beugungsgitter für den durchlaufenden Laserstrahl (Bild 2.8). Über die Hochfrequenzamplitude wird die Ausprägung des Beugungsgitters geregelt.

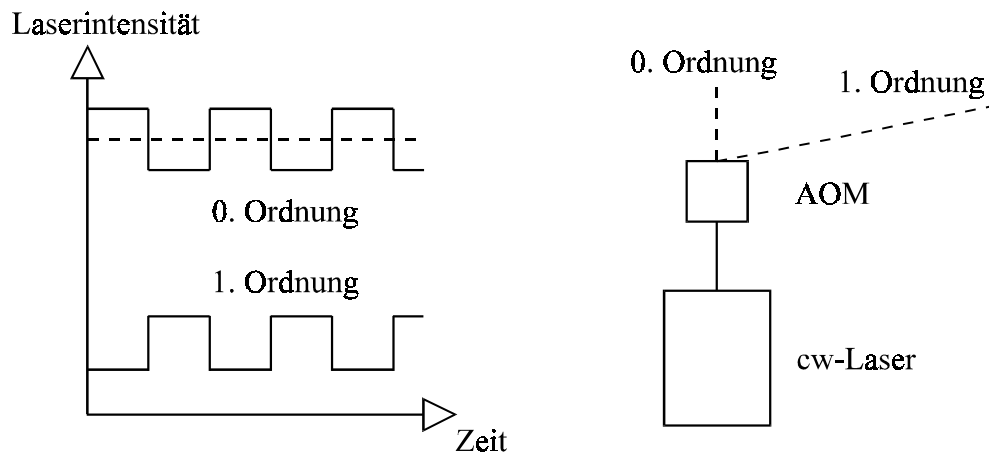


Bild 2.8: Beugung des Laserlichts im Akusto-Optischen Modulator

Die Lichtintensität der 0. Ordnung besteht aus einem konstanten dc-Anteil und einem zeitabhängigen ac-Anteil, welcher bei der FRMC-Methode die Photoleitfähigkeit periodisch moduliert (Bild 2.9). In den folgenden Experimenten beträgt die Modulation $\pm 10 \%$ der dc-Lichtintensität. Die Leitfähigkeit

$$\sigma(t) = \sigma_0 + \Delta\sigma_{\text{dc}} + \Delta\sigma_{\text{ac}}(t) \quad (2-17)$$

setzt sich aus der Dunkelleitfähigkeit σ_0 , der stationären Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma_{\text{dc}}$ und dem modulierten Anteil $\Delta\sigma_{\text{ac}}$ zusammen.

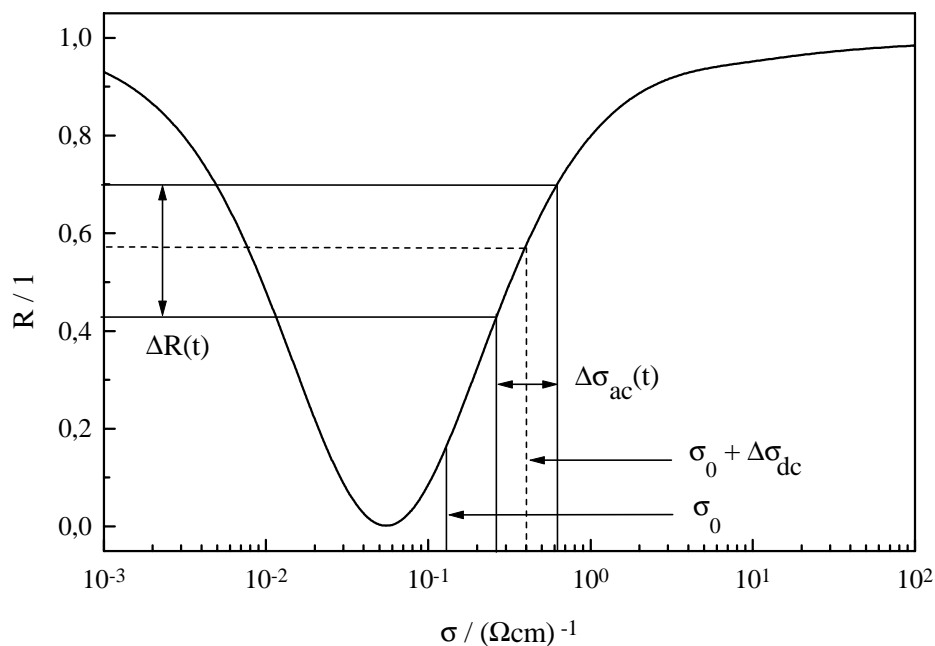


Bild 2.9: FRMC-Modulation der Leitfähigkeit

Der FRMC-Aufbau ist in Bild 2.10 dargestellt. Von der Gunn-Diode erzeugte Mikrowellen gelangen über den Zirkulator in den Probenarm, werden dort reflektiert und werden, wiederum über den Zirkulator, auf die Detektordiode geleitet, die das Meßsignal liefert. Der 90° -Krümmer im Probenarm besitzt eine Bohrung, über die das Licht der 0. Ordnung des Modulators eingekoppelt wird; das Licht der 1. Ordnung trifft auf eine Photodiode, deren Ausgangssignal als Referenz dient. Das Licht in der 0. Ordnung moduliert durch die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren die Leitfähigkeit und somit die reflektierte Mikrowellenleistung. Die Modulationsfrequenz des Lichts wird z.B. zwischen 1 Hz und 100 kHz variiert. Der Lock-In-Verstärker mißt den zeitabhängigen Anteil der Grundwelle des periodischen Mikrowellensignals in Bezug zum Referenzsignal der 1. Ordnung. Um Amplitude und Phase bezüglich des Anregungssignals zu erhalten, muß berücksichtigt werden, daß die Ausgangssignale der 0. und der 1. Ordnung des AOMs um 180° phasenverschoben sind. Zur Realisierung von Messungen mit unterschiedlichen Anregungsintensitäten stehen verschiedene Neutralfilter zur Verfügung, die im Strahlengang der 0. Ordnung positioniert werden können.

Allgemein stellen FRMC-Experimente im Frequenzraum nur dann das Äquivalent zu TRMC-Experimenten im Zeitraum dar, wenn letztere ebenfalls mit einer Grundbeleuchtung durchgeführt werden.

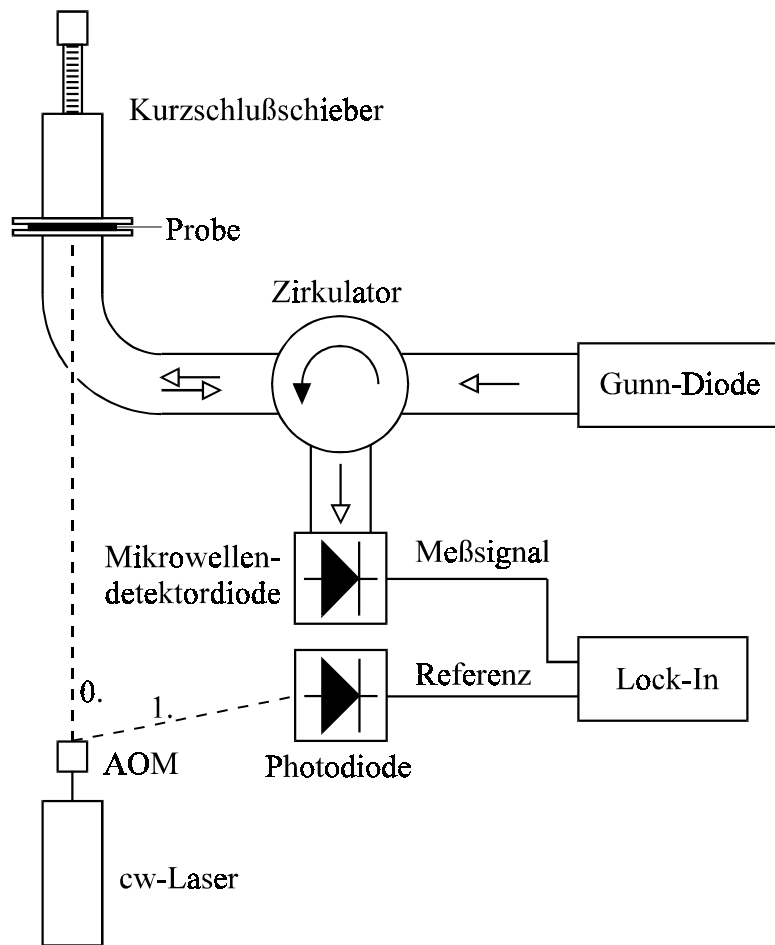


Bild 2.10: Aufbau für frequenz aufgelöste Mikrowellenreflexionsmessungen (FRMC)

Für die Spannung der Mikrowellendetektordiode gilt

$$U(t) = U_0 + \Delta U_{dc} + \Delta U_{ac}(t) \quad (2-18)$$

bestehend aus den Gleichspannungsanteilen U_0 der Dunkelleitfähigkeit, dem unmodulierten Anteil ΔU_{dc} sowie dem modulierten Teil ΔU_{ac} der Belichtung.

Unter Annahme einer Kleinsignalnäherung kann der ac-Anteil der Photoleitfähigkeit bestimmt werden [Schieck 97].

$$\Delta R(t) = \frac{1}{P_{in}} \cdot \Delta P_{ref}(t) = \frac{1}{P_{in}} \cdot \left. \frac{\partial P_{ref}}{\partial U} \right|_{U_0 + \Delta U_{dc}} \cdot \Delta U_{ac}(t) \quad (2-19)$$

$$\Delta R(t) = \left. \frac{\partial R}{\partial \sigma} \right|_{\sigma_0 + \Delta \sigma_{dc}} \cdot \Delta \sigma_{ac}(t) \quad (2-20)$$

Diese beiden Gleichungen führen zu dem Zusammenhang

$$\Delta\sigma_{ac}(t) = \frac{\left. \frac{\partial P_{ref}}{\partial U} \right|_{U_0 + \Delta U_{dc}}}{P_{in} \cdot \left. \frac{\partial R}{\partial \sigma} \right|_{\sigma_0 + \Delta \sigma_{dc}}} \cdot \Delta U_{ac}(t) \quad (2-21)$$

Da die Grundwelle von $\Delta\sigma_{ac}(t)$ und $\Delta U_{ac}(t)$ den gleichen harmonischen Zeitanteil haben, gilt die Gleichung (2-21) auch für ihre Amplituden, und aus der am Lock-In gemessenen effektiven Spannung läßt sich die Amplitude der modulierten Photoleitfähigkeit bestimmen.

Da die Probe nicht homogen belichtet wird (Bild 2.11), bleibt auch die Änderung der Leitfähigkeit auf dieses Gebiet beschränkt.

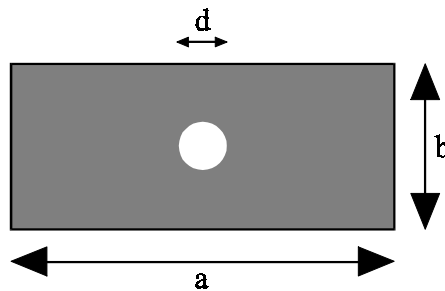


Bild 2.11: Beleuchtung der Probe im Hohlleiter

Der nach Gleichung (2-21) ermittelte Wert der modulierten Photoleitfähigkeit muß daher noch mit dem Korrekturfaktor f multipliziert werden [Kunst 88]. Dieser berücksichtigt den Verlauf des elektrischen Feldes der H_{10} -Grundwelle in der Probe und ist definiert als

$$f^{-1} = \frac{\iint_S dy \cdot dz \cdot \sin^2\left(\frac{\pi y}{a}\right)}{\iint_H dy \cdot dz \cdot \sin^2\left(\frac{\pi y}{a}\right)} \quad (2-22)$$

wobei S bzw. H die Fläche des Laserspots bzw. des Hohlleiters bezeichnen.

Die Gleichung (2-22) läßt sich wie folgt umformen:

$$f(d)^{-1} = \frac{8a}{\pi^2 b} \cdot \int_0^{\frac{\pi d}{2a}} dr \cdot [r \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \cdot \cos^2(r \cdot \cos \varphi)]. \quad (2-23)$$

Zur Bestimmung von f müssen die Integrale in Gleichung (2-23) numerisch gelöst werden. Die folgende Tabelle gibt für einige Durchmesser des Laserspots auf der Probe den Korrekturfaktor an. Dabei wurden für a bzw. b die Werte 22,9 mm bzw. 10,2 mm gewählt.

d / mm	f	d / mm	f
3,0	16,7	4,5	7,53
3,1	15,7	4,6	7,21
3,2	14,7	4,7	6,91
3,3	13,8	4,8	6,64
3,4	13,1	4,9	6,38
3,5	12,3	5,0	6,13
3,6	11,7	5,1	5,90
3,7	11,0	5,2	5,68
3,8	10,5	5,3	5,48
3,9	9,96	5,4	5,28
4,0	9,48	5,5	5,10
4,1	9,03	5,6	4,92
4,2	8,61	5,7	4,76
4,3	8,23	5,8	4,60
4,4	7,86	5,9	4,45

Wenn bei einer niedrigen Modulationsfrequenz (z.B. 3 Hz), bei der noch keine Phasenverschiebung zwischen dem Meß- und dem Referenzsignal auftritt, die Amplitude der modulierten Photoleitfähigkeit bestimmt und diese durch die Amplitude der modulierten Lichtintensität dividiert wird, so liefern FRMC-Messungen eine

$$\text{differentielle Photoleitfähigkeit} = \frac{\partial}{\partial P} \Delta\sigma(P) \quad (2-24)$$

Diesen Sachverhalt soll das Bild 2.12 verdeutlichen, welches einen möglichen Verlauf der Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma$ als Funktion der Lichtintensität P in willkürlichen Einheiten darstellt.

Bei Bestimmung der Modulationsamplitude der Lichtintensität ist darauf zu achten, daß die Amplitude der Rechteckmodulation mit dem Faktor $4/\pi$ zu multiplizieren ist, um die Amplitude der Grundwelle zu erhalten.

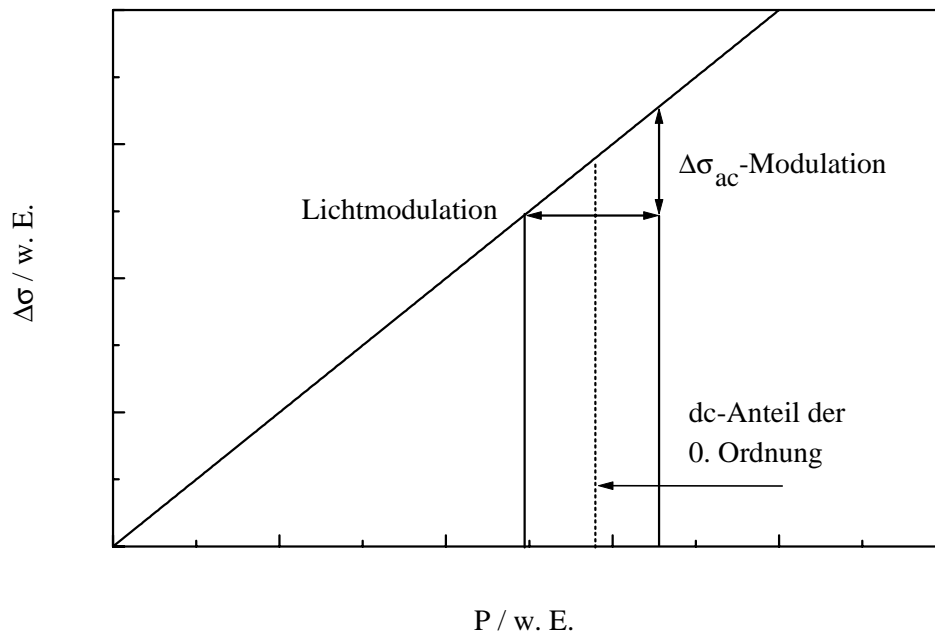


Bild 2.12: Skizze eines möglichen Verlaufs der Photoleitfähigkeit

Eine lineare Photoleitfähigkeit entspricht einer konstanten differentiellen Photoleitfähigkeit. Wird bei einer fest gewählten Modulation (z.B. $\pm 10\%$) die Amplitude von $\Delta\sigma_{ac}$ bei unterschiedlichen Lichtintensitäten P gemessen und das Ergebnis doppellogarithmisch dargestellt, so ist eine resultierende Gerade mit der Steigung eins gleichbedeutend mit einer linearen Photoleitfähigkeit.