

406 – Absorptionsspektroskopie an molekularen Gasen

Versuchsprotokoll zum F-Praktikum an der Ruhr-Universität Bochum

Paul Katolla <p_katolla@yahoo.de>

15.04.2009

Tobias Krähling <Tobias.Kraehling@SemiByte.de>

Version 1.1

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einführung | 2 |
| 2 | Grundlagen | 2 |
| 2.1 | Absorptionsspektroskopie | 2 |
| 2.2 | Diodenlaser | 3 |
| 2.3 | Linienprofile | 4 |
| 2.3.1 | Natürliche Linienbreite | 5 |
| 2.3.2 | Doppler-Verbreiterung | 5 |
| 2.3.3 | Stoßverbreiterung | 6 |
| 2.3.4 | Vergleich Gauß- mit Lorentzprofil | 6 |
| 2.3.5 | Voigt-Profil | 7 |
| 3 | Versuchsbeschreibung- und aufbau | 8 |
| 3.1 | Aufgabenstellung | 8 |
| 3.2 | Versuchsaufbau | 8 |
| 3.3 | Messtechnik und Steuerungskomponenten | 9 |
| 3.3.1 | Lock-In-Verstärker | 10 |
| 3.4 | Justierung des Aufbaus | 11 |
| 4 | Versuchsdurchführung und -auswertung | 12 |
| 4.1 | Versuchsdurchführung | 12 |
| 4.2 | Versuchsauswertung | 13 |
| 4.2.1 | Erster Aufgabenteil | 14 |
| 4.2.2 | Zweiter Aufgabenteil | 16 |
| 5 | Fazit | 17 |
| A | Anhang | 18 |
| A.1 | Auswertetabellen 1. Aufgabenteil | 18 |
| | Literatur | 21 |

1 Einführung

Innerhalb der Plasmaphysik sind die Bestimmung der Plasmaparameter wie Temperatur, Druck, Dichten, eingekoppelte Leistung und Zusammensetzungen u. a. wichtig für die Steuerung der Plasmaprozesse wie z. B. Beschichtung, Sputtering oder für das Verständnis der zugrundeliegenden Plasmachemie. Die Absorptionsspektroskopie stellt dabei, im Gegensatz zur Sondenmessung (z. B. Langmuir-Sonde), eine nicht-invasive Diagnostik dar – d. h. das Plasma wird durch die Diagnostik nicht oder nur geringfügig verändert. Bei der hier verwendeten Methode wird die Absorption in Abhängigkeit der Wellenlänge entlang einer Linie durch den Probenraum – hier der Plasmareaktor –, in dem sich das zu diagnostizierende molekulare Gas (Methan) bzw. das Methanplasma befindet, bestimmt und erhält linienintegrierte Absorptionsprofile. Als Strahlungsquelle wird hierbei ein Diodenlaser im infraroten Spektralbereich ($\lambda \sim 1,648 \mu\text{m}$) verwendet, da in diesem Bereich für Methan (CH_4) vier stark absorbierende Linien vorliegen.

2 Grundlagen

2.1 Absorptionsspektroskopie

Grundlage für die Absorptionsspektroskopie ist das Lambert-Beer'sche Gesetz

$$I_\nu(x) = I_0 \exp \{-\alpha_\nu n x\} \quad (2.1)$$

mit der transmittierten Intensität ohne Absorption I_0 , dem Absorptionskoeffizienten α_ν , der Absorptionslänge x und der liniengemittelten Teilchendichte der absorbierenden Spezies n . Der Absorptionskoeffizient kann auch mittels der Linienstärke S (tabellierte Werte z. B. in der HITRAN-Datenbank) und dem Linienprofil g_ν (siehe Abschnitt 2.3) ausgedrückt werden über

$$\alpha_\nu = S \cdot g_\nu. \quad (2.2)$$

Dieses Gesetz beschreibt die Änderung der Intensität beim Durchgang durch eine absorbierende Probe in Abhängigkeit der Absorptionslänge und den charakteristischen Eigenschaften der Probe, wobei diese von der verwendeten Wellenlänge der Strahlung abhängig ist. Häufig ist die Absorptionslänge bei Einfachdurchgangsmessung durch die Geometrie des Messaufbaus fest vorgegeben ($x \equiv L = \text{const.}$).

Werden Strahlungsquellen verwendet, deren spektrale Breite kleiner als die der zu beobachteten Linien ist, kann das Linienprofil g_ν abgetastet und aus dem Linienprofil die Prozessparameter, wie z. B. Temperatur oder Teilchendichte, bestimmt werden (sogenannte *direkte Spektroskopie*). Ist die Absorption klein genug ($\alpha_\nu < 0,1$), kann Gleichung (2.1) mittels Taylor-Entwicklung linear genähert werden zu

$$I_\nu \approx I_0 [1 - \alpha_\nu n L] = I_0 [1 - S g_\nu n L], \quad (2.3)$$

wobei hier die konstante Absorptionslänge L verwendet wurde. Wird das Absorptionsprofil durch

$$A_v := 1 - \frac{I_v}{I_0} \quad (2.4)$$

definiert, so erhält man für den linearen Absorptionsbereich aus Gleichung (2.3) und (2.4) die Beziehung:

$$A_v = \alpha_v n L = S g_v n L. \quad (2.5)$$

Da die Intensitätsänderung durch Absorption sehr klein ist – es wird eine kleine Intensitätsänderung bei großen Intensitäten gemessen – ist das Signal-zu-Hintergrundverhältnis ($S/N \hat{=}$ signal to noise ratio) klein und die Messung anfällig für Störungen, was die Sensitivität der Methode verringert. Verbesserungen der Sensitivität kann durch große Absorptionslängen (z. B. Mehrfachdurchgänge, Cavity Ring-Down Spektroskopie) oder der Einsatz von phasensensitiven Methoden zur Unterdrückung des Hintergrundrauschens (z. B. Modulationsspektroskopie) erreicht werden. Eine Erhöhung der Sensitivität für die Konzentrationsbestimmung einer Spezies in der Probe kann auch über die Betrachtung der Flächen unter dem Absorptionsprofil erfolgen, da die relative Flächenänderung im Verhältnis zur relativen Intensitätsänderung wesentlich größer ist und hierdurch der relative Fehler bei der Konzentrationsbestimmung verringert werden kann.

2.2 Diodenlaser

Wie im vorhergehenden Abschnitt aufgeführt, ist zur Abtastung des Linienprofils eine schmalbandige Strahlungsquelle notwendig. Hierfür bieten sich Diodenlaser an, da diese für verschiedene Wellenlängen verfügbar sind, schmalbandige spektrale Strahlungsmoden aufweisen und spektral durchstimmbar sind.

Prinzipiell entspricht ein Diodenlaser einem pn-Übergang, der in Durchlassrichtung betrieben wird (siehe Abbildung 1). Der Pump- oder Injektionsstrom führt ab einem kritischen Stromwert, dem sogenannten Schwellenstrom, zu einer Überbevölkerung des Leitungsbandes gegenüber

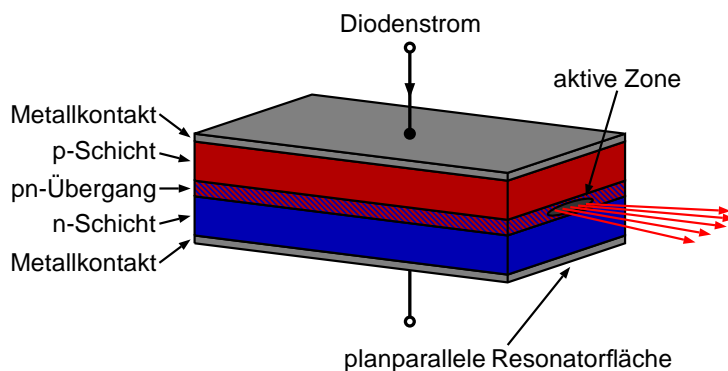


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines Diodenlasers

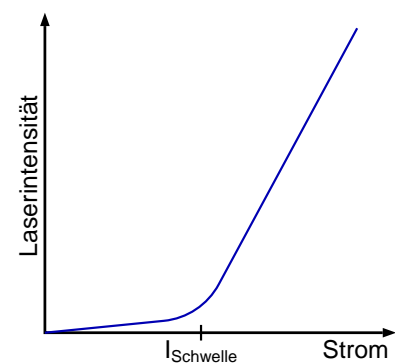


Abbildung 2: Abhängigkeit der Laserintensität vom Injektionsstrom

dem Valenzband innerhalb der aktiven Zone (Bereich im pn-Übergang) – dies entspricht einer Besetzungsinversion und führt zur Emittierung von Laserstrahlung. Die Intensität der Laserstrahlung steigt oberhalb des Schwellenstroms stark an, wie in Abbildung 2 schematisch dargestellt ist. Der Laserresonator wird im einfachsten Fall durch die beiden planparallelen Stirnflächen gebildet (Fabry-Pérot-Resonator), die in der Regel durch Spalten entlang der Kristallebenen erhalten werden. Eine Verspiegelung ist häufig nicht notwendig, da Halbleiter in der Regel einen hohen Brechungsindex besitzen und hierdurch an der Grenzschicht (Halbleiter-Luft) eine hohe Reflektivität ($\sim 30\%$) auftritt. Um Laseroszillationen in unerwünschte Richtungen zu unterdrücken, werden die beiden anderen Endflächen rau belassen. Die Dicke der aktiven Zone eines Diodenlasers ist sehr klein und kann abgeschätzt werden über die mittlere freie Weglänge (Diffusionsdistanz), bis es zu einer Rekombination zwischen Loch und Elektron kommt. Gegeben ist diese über

$$d_{\text{Zone}} = \mathcal{L}_{\text{Diff}} = \sqrt{D \cdot \tau} \quad (2.6)$$

mit der Diffusionskonstanten D und der mittleren Rekombinationszeit τ (für GaAs: $D = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\tau \approx 10^{-9} \text{ s} \Rightarrow d_{\text{Zone}} \approx 1 \text{ }\mu\text{m}$). Die Breite der aktiven Zone ist kleiner ($\sim 50 \text{ }\mu\text{m}$) als die Abmessungen des Kristalls ($\sim 100 \text{ }\mu\text{m}$). Aufgrund von auftretenden Beugungseffekten durch die schmale Zone ist die Strahlungsemission bei Diodenlasern prinzipiell stark divergent.

Laserdioden im sichtbaren Bereich und nahem Infrarot werden in der Regel aus Heterostruktur-Halbleitern hergestellt, die bei Raumtemperatur betrieben werden können und eine verhältnismäßig große Leistung ($\sim 10 \text{ mW}$) bereitstellen. Zusätzlich können hier bereits modenselektive Elemente in die Laserdiode integriert werden, so dass diese nur einzelne Moden emittieren (Single-Mode-Emission). Für den langwelligen Spektralbereich (fernes Infrarot) werden Bleisalz-Diodenlaser, die aus Blei-Chalkogenid-Verbindungen bestehen, eingesetzt. Bei diesem Laserdiodentyp, wie auch bei anderen homojunctions¹, ist bei Raumtemperatur der Schwellenstrom, ab dem erst die Laseremission einsetzt, sehr hoch (Schwellenstromdichte $\sim 100 \text{ kA/cm}^2$ bei GaAs-Diodenlasern) und praktisch nicht realisierbar. Da der Schwellenstrom exponentiell von der Temperatur abhängt, kann ein Schwellenstrom bei Bleisalz-Diodenlaser von $\sim 500 \text{ mA}$ für Temperaturen unter 100 K erreicht werden, so dass dieser Diodentyp auf kryogene Temperaturen gekühlt werden muss (Kneubühl und Sigrist, 1995).

2.3 Linienprofile

Zwar wird immer von *Linien* im Zusammenhang mit der Emissions- bzw. Absorptionsspektroskopie gesprochen, jedoch führen verschiedene physikalische Effekte zu einer Verschmierung der Linien, dem sogenannten *Linienprofil*, die zu einer Verbreiterung und Verschiebung der Linien führen. Die wichtigsten Verbreiterungsmechanismen in der hier behandelten Absorptionsspektroskopie sind dabei:

1. die natürliche Linienbreite,
2. die Dopplerverbreiterung

¹ Hiermit werden Diodenlaser bezeichnet, bei denen die n- und p-Region aus demselben Material hergestellt werden.

3. sowie die Stoßverbreiterung,

auf die nachfolgend näher eingegangen wird (Demtröder, 2003, 2005). Mit $g(x)$ wird im Folgenden jeweils das auf die Fläche normierte Linienprofil bezeichnet, $\tilde{\nu} := \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$ ist die Wellenzahl und $x := \frac{\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0}{\gamma}$ die auf die halbe Halbwertsbreite (HWHM $\hat{=}$ Half Width Half Maximum) normierte Wellenzahl.

2.3.1 Natürliche Linienbreite

Durch die Heisenberg'sche Unschärferelation für die Energie

$$\Delta E \Delta t \geq 2\pi\hbar = h \quad (2.7)$$

ist die Absorptionslinie verbreitert. Für ein angeregtes Atom im strahlenden Zustand i mit Zustandslebensdauer τ_i ist dessen Energie nach Gleichung (2.7) nur bis auf eine Unschärfe $\Delta E_i = \hbar/\tau_i$ bestimmbar. Für die Frequenzunschärfe folgt damit:

$$\Delta \nu_i = \Delta E_i/h = (2\pi\tau_i)^{-1}. \quad (2.8)$$

Bei einem Übergang von Zustand i nach Zustand k ($\Rightarrow E_i \rightarrow E_k$) addieren sich die beiden Energieunschärfen und man erhält für die Frequenzunschärfe

$$\Delta \nu_{ik} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} \right). \quad (2.9)$$

Insgesamt führt dies zu einem Lorentzprofil für die Linie:

$$g_L^{HWHM}(x) = \frac{1}{\pi\gamma} \frac{1}{1+x^2} \quad (2.10)$$

mit der Halbwertsbreite

$$\gamma = \frac{\ln(2)}{\tau}. \quad (2.11)$$

2.3.2 Doppler-Verbreiterung

Die Dopplerverbreiterung resultiert aus der Bewegung der anzuregenden bzw. abregenden Teilchen (Atome oder Moleküle). Durch die Bewegung der Teilchen wird sowohl die Absorptionsfrequenz wie auch die Emissionsfrequenz durch den Doppler-Effekt verändert:

$$\omega_{\text{Emission}} = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad \text{mit} \quad |\mathbf{k}| = k = 2\pi/\lambda \quad (2.12a)$$

$$\omega_{\text{Absorption}} = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (2.12b)$$

und führt ebenfalls zu einer Verbreiterung der Linie. Im thermischen Gleichgewicht (TE $\hat{=}$ thermodynamic equilibrium) wird die Geschwindigkeitsverteilung durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben und man erhält das Gaußprofil für die Dopplerverbreiterung:

$$g_D^{HWHM}(x) = \frac{1}{\gamma_D} \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \exp\{-\ln(2) \cdot x^2\} \quad (2.13)$$

mit

$$\gamma_D = \frac{\tilde{\nu}_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T \ln(2)}{M}} \quad (2.14)$$

2.3.3 Stoßverbreiterung

Bei Stößen zwischen den Teilchen können sowohl elastische wie auch inelastische Stöße auftreten. Durch die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen (elastischer Stoß) werden die Energieniveaus verschoben – diese Verschiebung ist abhängig, neben der Struktur der Elektronenhüllen der beteiligten Teilchen, vom Abstand der beiden Teilchen und somit vom Druck und Temperatur – also von der mittleren freien Weglänge \mathcal{L} :

$$\mathcal{L} = \frac{k_B T}{\sqrt{2} p \sigma} \quad (2.15)$$

mit dem Stoßquerschnitt σ (Hoffmann, 2003). Zusätzlich führt die Wechselwirkung, d. h. die Veränderung der Potentiallinien der Niveaus E_i und E_k , zu einer Linienverbreiterung, da diese sich zwischen Anregung und Abregung verändern können. Das Profil der Spektrallinie hängt hierbei von der Potentialkurvendifferenz in Abhängigkeit des Abstandes zwischen den beiden Teilchen ab.

Bei inelastischen Stößen kann die Anregungsenergie als kinetische Energie auf den Stoßpartner übertragen werden (stoßinduzierte Relaxation). Hierdurch wird die Besetzungszahl für den Zustand E_i verändert und die effektive Lebensdauer $\tau_{\text{eff},i}$ des Zustandes verkürzt, was zu einer Verbreiterung der Spektrallinie mit Lorentzprofil führt (siehe Gleichung (2.10)). Dieser Verbreiterungsmechanismus ist abhängig vom Druck bzw. der Dichte und wird daher als *Druckverbreiterung* bezeichnet (für Stöße zwischen Teilchen einer Spezies wird dies auch *Eigendruckverbreiterung* genannt).

Durch die Druckverbreiterung wird die effektive Lebensdauer der Zustände verkürzt, der in Gleichung (2.10) enthaltene Profilparameter $\gamma \rightsquigarrow \gamma_L$ (vgl. Gleichung (2.11)) lässt sich dann ausdrücken über

$$\gamma_L = \frac{p}{p_0} \gamma_0, \quad (2.16)$$

wobei γ_0 als Verbreiterungsparameter bezeichnet wird und die Halbwertsbreite bei Normbedingungen ($p_0 = 1013 \text{ mbar}$) repräsentiert.

2.3.4 Vergleich Gauß- mit Lorentzprofil

In Abbildung 3 sind Gauß- und Lorentzprofil mit gleicher Halbwertsbreite aufgetragen. Erkennbar ist, dass das Gaußprofil wesentlich stärker um das Zentrum ($\tilde{\nu}_0$) konzentriert ist als das Lorentzprofil. Durch die Exponentialfunktion im Gaußprofil (vgl. Gleichung (2.13)) sinkt diese bei größerem Abstand vom Zentrum (Linienflügel) sehr stark ab. Durch den nur reziproken quadratischen Term im Lorentzprofil (vgl. Gleichung (2.10)) ist das Lorentzprofil in den Linienflügeln weitläufiger und strebt wesentlich langsamer gegen Null.

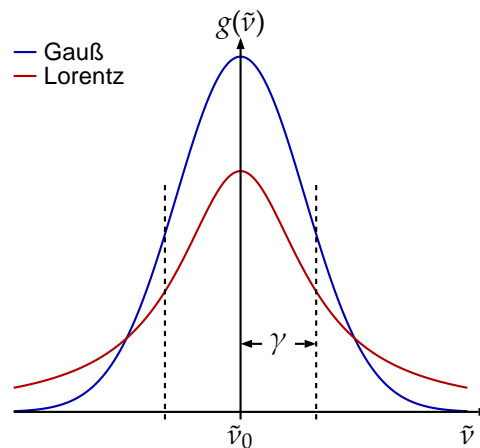


Abbildung 3: Vergleich Gauß- mit Lorentzprofil bei gleicher Halbwertsbreite

2.3.5 Voigt-Profil

In der Regel treten die oben aufgeführten Linienverbreiterungsmechanismen nicht isoliert auf. Es findet eine Überlagerung der einzelnen Effekte auf, wobei bei Raumtemperatur und kleinen Drücken ($p < 10$ mbar) die Dopplerverbreiterung dominiert und das Linienprofil gaußförmig ist – bei hohen Drücken ($p > 50$ mbar) dominiert die Stoßverbreiterung und das Linienprofil ist lorentzförmig (siehe Abbildung 4). Dies lässt sich erklären, da die Halbwertsbreite bei der Dopplerverbreiterung nur von der Temperatur abhängig ist (vgl. Gleichung (2.14)) während bei der Stoßverbreiterung diese linear mit dem Druck ansteigt (vgl. Gleichung (2.16)). Im Übergangsbereich überlagern sich beide Profilformen, wobei dies mathematisch über eine Faltung beschrieben werden kann und man erhält das Voigt-Profil

$$g_V(x,y) = \frac{1}{\pi^{3/2}\gamma_{ED}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y \exp\{-t^2\}}{y^2 + (x-t)^2} dt \quad (2.17)$$

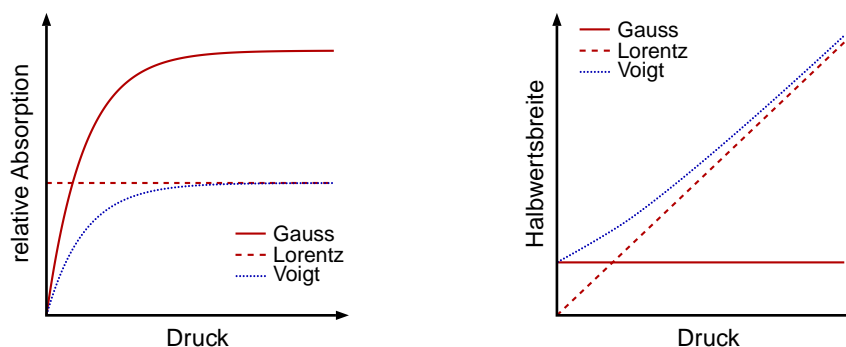


Abbildung 4: Schematische Abhängigkeit der Absorption und der Halbwertsbreite als Funktion des Drucks für die verschiedenen Linienprofile

mit

$$\gamma_{ED} = \frac{1}{\sqrt{\ln(2)}} \gamma_D, \quad x := \frac{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)}{\gamma_{ED}} \quad \text{und} \quad y := \frac{\gamma_L}{\gamma_{ED}}, \quad (2.18)$$

welches nahe dem Zentrum vom Gaußprofil und in den Flügeln vom Lorentzprofil dominiert wird.

3 Versuchbeschreibung- und aufbau

3.1 Aufgabenstellung

Bei diesem Versuch sollen zunächst die Absorptionsprofile für Methangas (CH_4) im Wellenlängenbereich um $1,648 \mu\text{m}$ bei verschiedenen Drücken gemessen werden und die Halbwertsbreite, Absorption sowie die Linienprofilart in Abhängigkeit des Drucks bestimmt werden. Anschließend werden bei konstantem Methandruck ein Methanplasma gezündet und bei verschiedenen Leistungseinkopplungen die Absorptionsprofile gemessen und die Teilchendichte im Plasma in Abhängigkeit der Leistung bestimmt. Alle Messungen werden im Einfachdurchgang durchgeführt, vor den Messungen ist der Aufbau entsprechend zu justieren (siehe nachfolgende Abschnitte).

3.2 Versuchsaufbau

Der schematische Versuchsaufbau ist in Abbildung 5 wiedergegeben. Die vom Diodenlaser (Wellenlänge $\lambda \sim 1,648 \mu\text{m}$) emittierte, divergente IR-Strahlung wird über einen goldbeschichteten Off-Axis-Paraboloidspiegel (OAP) parallelisiert und umgelenkt. Die beiden goldbeschichteten, planaren Spiegel SP1 und SP2 lenken den Strahl durch den Plasmareaktor auf den sich dahinterbefindlichen Detektor. Als Detektor wird ein HgCdTe-Detektor verwendet, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird, womit eine Reduktion des thermischen Rauschens erreicht wird (die zu detektierenden Photonenenergien liegen nur um eine Größenordnung höher als die thermische Energie bei Raumtemperatur). Eine periodische Unterbrechung des IR-Strahls mittels eines Choppers (CP) muss durchgeführt werden, da der Detektor nur auf Intensitätsänderungen reagiert. Der Detektor liefert dann ein der Intensität proportionale Spannung, die über einen Vorverstärker verstärkt wird und direkt auf einem Oszilloskop darstellbar ist.

Der Plasmareaktor ist ein CCP-Plasmareaktor mit einer unteren, getriebenen Elektrode und einer oberen, geerdeten Elektrode. Acht Zugänge zum vertikal ausgerichteten Reaktorzylinder ermöglichen das Einbringen von Proben, Diagnostiken u. a. Zwei gegenüberliegende Zugänge sind mit NaCl-Fenstern verschlossen, die für die verwendete IR-Strahlung transparent sind, so dass der IR-Strahl durch den Plasmareaktor geführt werden und die Absorption bestimmt werden kann. Die häufig verwendeten Quarzglasfenster können aufgrund der mangelnden Transmittivität für die verwendete Wellenlänge nicht verwendet werden.

Zur Justierung des Aufbaus wird ein Justagelaser im sichtbaren Bereich (hier im roten Spektralbereich) verwendet. Der Justagestrahl wird über die beiden Spiegel SP3 und SP4 sowie

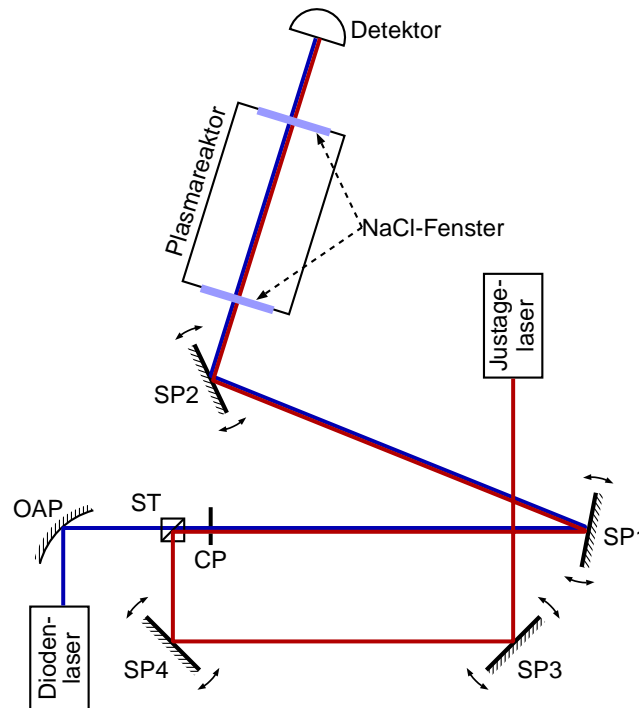


Abbildung 5: Schematischer Versuchsaufbau (Bezeichnungen siehe Text)

den für IR-Strahlung transparenten Strahlteiler ST mit dem IR-Strahl kollinear eingestellt (siehe Abschnitt 3.4) und über die Spiegel SP1 und SP2 ebenfalls zum Detektor gelenkt. Dieser Justagestrahl wird nur bei der Justierung des Aufbaus benötigt und bei den Messungen abgeschaltet.

3.3 Messtechnik und Steuerungskomponenten

Für die Justage (siehe Abschnitt 3.4) wird der Verstärker des HgCdTe-Detektors direkt mit dem Oszilloskop verbunden. Der Chopper besitzt eine eigene Steuerungseinheit, an der die Rotationsfrequenz eingestellt werden kann – hier wurde eine Frequenz von 247 Hz verwendet. Am Oszilloskop wird vom IR-Strahl bzw. vom Justagestrahl jeweils ein periodisches Signal angezeigt. Die Steuerung des IR-Lasers erfolgte über eine separate Steuerungseinheit, die den Injektionsstrom bereitstellt und die Laserdiode vor Spannungsspitzen schützen soll. Integriert ist ebenfalls eine Temperaturregelung, die die Diodentemperatur auf einige mK genau konstant hält. Bei Veränderungen an den elektrischen Verbindungen sollte jedoch trotzdem die IR-Laserdiode zum Schutz vor Spannungsspitzen ausgeschaltet werden. Bei der Messung wird zusätzlich ein Lock-In-Verstärker und ein Funktionsgenerator benötigt (siehe Abbildung 6). Die Lasersteuerung wird über den externen Modulationseingang über einen Spannungsteiler mit dem Funktionsgenerator verbunden. Der Funktionsgenerator stellt eine aufsteigende Rampe mit einer Frequenz von 100 mHz bereit und sorgt für eine Modulation des Laserstroms und somit zu einer Modulation der emittierten Wellenlänge. Der Eingang des Lock-In-Verstärkers wird mit dem Vorverstärker des Detektors verbunden, als Referenzsignal

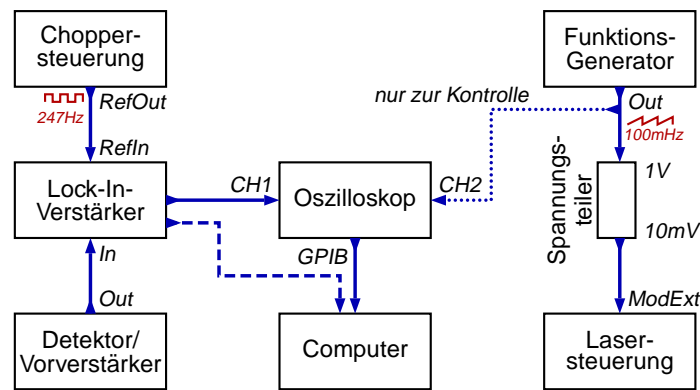


Abbildung 6: Meßtechnik und Steuerungskomponenten

wird die Chopperfrequenz verwendet, wobei der Referenzausgang der Choppersteuerung mit dem Referenzeingang des Lock-In-Verstärkers verbunden wird. Hierdurch wird das durch den Chopper modulierte Detektorsignal in ein DC-Signal transformiert. Lock-In-Verstärker und Oszilloskop werden verbunden und das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers kann am Oszilloskop dargestellt werden.

Für die Datenaufnahme wird der Lock-In-Verstärker oder das Oszilloskop über ein GPIB-Interface mit einem Computer verbunden werden, auf dem zur Datenaufnahme ein in LabView geschriebenes Programm verfügbar ist.

Bei dem verwendeten IR-Diodenlaser und Methan als zu untersuchende Spezies sind im durchstimmbaren Bereich vier Methanlinien zu beobachten, wobei jeweils zwei überlagert sind. Die Breite der Peaks kann über die Rampenspannung (U_{SS}) eingestellt werden, wobei die Breite zunimmt, wenn die Rampenspannung erniedrigt wird. Eine Verschiebung der Peaks entlang der Rampe kann über die Einstellung des Diodenstroms an der Lasersteuerung erfolgen (~ 68 mA). Dabei sollten die Werte so eingestellt werden, dass die Peaks möglichst mittig in der Rampe und möglichst breit sind (d. h. dass die Modulation der Wellenlänge durch die Rampe gut ausgenutzt wird).

3.3.1 Lock-In-Verstärker

Der Lock-In-Verstärker wird in diesem Versuch dazu benutzt, das durch den Chopper periodisch modulierte Detektorsignal in ein Gleichspannungssignal (DC) zu überführen. Phasempfindliche Messgeräte, wie ein Lock-In-Verstärker, wirken als Frequenzfilter (Bandpass) und lassen nur die Signalanteile, die mit der Modulationsfrequenz auftreten – hier der Chopperfrequenz als Referenzsignal –, passieren; über einen nachgeschalteten Tiefpass wird nur das DC-Signal herausgefiltert, welches proportional zur Amplitude des Eingangssignals ist. Ein weiterer Vorteil des Einsatzes von phasempfindlichen Messgeräten ist die wesentliche Verbesserung der Empfindlichkeit, da Rauschanteile, die im Allgemeinen andere Frequenzkomponenten als die Modulationsfrequenz besitzen, zusätzlich herausgefiltert werden. Hierdurch ist es möglich, Signale deutlich vom bis zu vier Größenordnungen höherem Rauschen zu

separieren und zu detektieren. Voraussetzung für den Einsatz eines Lock-In-Verstärkers ist ein streng periodisches Signal mit fester Phasenbeziehung – Gleichsignale müssen zunächst zerhackt werden, bei optischen Messungen beispielsweise mittels einer rotierenden, den Lichtstrahl periodisch unterbrechenden, Zehackerscheibe² (Krähling und Skoda, 2008).

3.4 Justierung des Aufbaus

Wesentlich für viele optische Messverfahren ist die Justierung des Messaufbaus (d. h. des Strahlengangs), um korrekte Messwerte mit einem guten Signal-zu-Hintergrund-Verhältnis (S/N-Ratio) zu erhalten. Bei diesem Versuch war es möglich, die Justage des Aufbaus selbst vorzunehmen und den Aufbau zu verändern, da dieser nicht mehr im produktiven Einsatz verwendet wird. Die Justage des Aufbaus erforderte dabei, im Verhältnis zur eigentlichen Messung, den größten Zeitbedarf.

Damit man den IR-Strahl durch den Justagestrahl verfolgen kann, ist es notwendig, dass beide Strahlen ab dem Strahlteiler ST (siehe Abbildung 5) kolinear verlaufen. Hierfür wird der Detektor zwischen Strahlteiler und Spiegel SP1 in den Strahlengang eingebracht und an zwei verschiedenen Positionen versucht, den Justagestrahl so mittels der Spiegel SP3, SP4 und dem Strahlteiler ST auszurichten, dass dieser auf den Detektor genau dann trifft – maximale Amplitude des Detektorsignals –, wenn das Detektorsignal durch den IR-Strahl maximal ist. Dieser Vorgang ist ein (langwieriger) iterativer Prozess. Wesentlich vereinfacht wird die Justage durch die Verwendung einer Blende. Dabei wurde wie folgt vorgegangen (siehe auch Abbildung 7):

1. Detektor in den Strahlengang kurz hinter dem Chopper einbringen und bei ausgeschaltetem Justagelaser den Detektor so ausrichten, dass das Detektorsignal am Oszilloskop maximal wird (siehe Abbildung 7.a).
2. Bei eingeschaltetem Justagelaser wird der Justagestrahl durch Änderung der Spiegel SP3, SP4 sowie dem Strahlteiler ST so auf den Detektor gelenkt, dass das Detektorsignal durch den Justagestrahl am Oszilloskop maximal wird.
3. An die Stelle des Detektor wird eine (Iris-)Blende so eingebracht, dass der Justagestrahl durch die Blende hindurchtritt. Die Öffnung der Blende wird dabei so minimal gewählt, dass der Justagestrahl möglichst vollständig hindurchtritt.
4. Der Detektor wird an eine andere Position im Strahlengang gebracht (siehe Abbildung 7.b) und wieder bei ausgeschaltetem Justagelaser so ausgerichtet, dass das Detektorsignal maximal wird.
5. Bei eingeschaltetem Justagelaser wird dieser so gelenkt, dass sowohl das Detektorsignal maximal wird, als auch der Strahl durch die Blende vollständig durchtritt.

² Dies erfolgt hier über den Chopper, der bereits für die Detektion durch den HgCdTe-Detektor notwendig ist, vgl. Abschnitt 3.2.

Durch dieses Verfahren entfällt das iterative Verschieben des Detektors und ist wesentlich einfacher zu handhaben. Bei diesem Verfahren wird ausgenutzt, dass zwei Strahlen, die durch zwei identische Punkte verlaufen, kollinear sein müssen. Wichtig hierbei ist natürlich, dass der Strahlengang des IR-Strahls auf diesem Teilstück nicht verändert wird (also keine Veränderungen am Diodenlaser und OAP durchgeführt werden). Die weitere Justage des Aufbaus erfolgt dann im wesentlichen über den Justagestrahl, wobei die Spiegel SP1 und SP2 so eingestellt werden, dass der Justagestrahl (und somit der IR-Strahl) durch den Plasmareaktor laufen und auf den dahinterbefindlichen Detektor treffen.

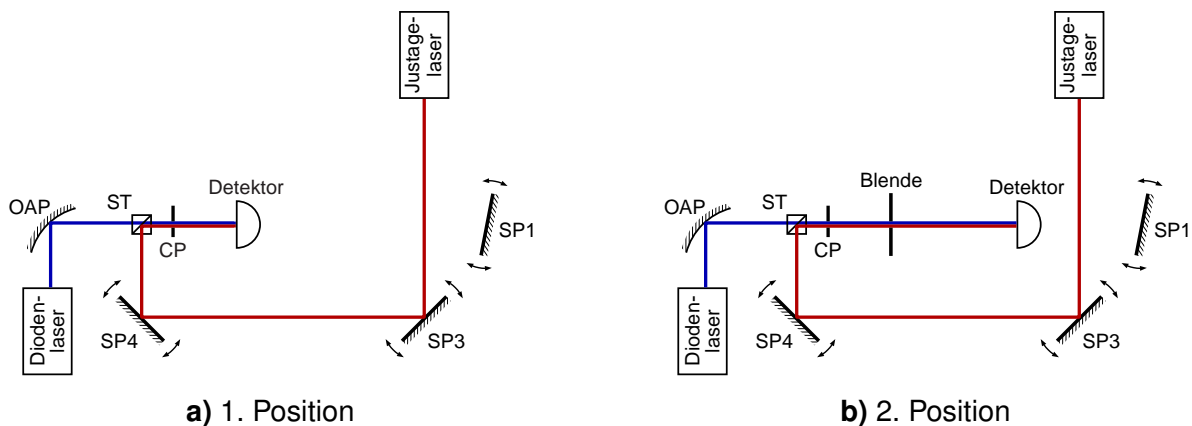


Abbildung 7: Justierung des Aufbaus

4 Versuchsdurchführung und -auswertung

4.1 Versuchsdurchführung

Der Versuchsaufbau wurde wie in Abschnitt 3 beschrieben aufgebaut, optisch justiert und eingestellt. Für den ersten Aufgabenteil wurde der Plasmareaktor evakuiert und mit Methan gespült, um möglichst keine Verunreinigungen durch andere (gasförmige) Spezies wie beispielsweise N_2 im Reaktor vorzufinden. Anschließend wurden zwei Messreihen für die Bestimmung der relativen Absorption und Halbwertsbreite von Methan durchgeführt:

1. Messreihe: 4 Messungen bei aufsteigendem Druck ($p = 3,76 \dots 5,48$ mbar);

2. Messreihe: 15 Messungen bei fallendem Druck ($p = 0,20 \dots 5,00$ mbar).

Dabei wurde der Methangasdruck über das Vakuumpumpenventil bzw. das Methanzuführungsventil geregelt.

Für den zweiten Aufgabenteil, die Bestimmung der Teilchendichte in einem Methanplasma, wurde bei einem Methangasdruck von $p = 1,42$ mbar (ungezündeter Zustand) die eingekoppelte Leistung im Bereich von $10 \dots 60$ W variiert und das Absorptionsprofil gemessen. Dabei war zu beachten, dass nicht die gesamte von der CCP-Generator abgegebene Leistung in das

Plasma eingekoppelt werden kann, da ein Teil der Hochfrequenzleistung (13,56 MHz) reflektiert wird und nicht in das Plasma eingekoppelt werden kann. Durch zusätzliche regelbare LC/CC-Schaltkreise, sogenannte *Matchboxes*, kann durch Impedanzanpassung die Leistungsreflektion vermieden bzw. vermindert werden. Die CCP-Steuerungseinheit zeigte sowohl die vom Generator abgegebene Leistung sowie die eingekoppelte Leistung an, bei Änderungen der Leistung wurde die Matchbox so eingeregelt, dass die reflektierte Leistung minimal wurde.

Zusätzlich war während der gesamten Versuchsdurchführung auf ausreichende Kühlung des Detektor zu achten und ggf. flüssiger Stickstoff nachzufüllen, da hierdurch das Signal-zu-Hintergrundverhältnis beeinflusst wird.

4.2 Versuchsauswertung

Abbildung 8 zeigt ein gemessenes Absorptionsprofil von Methan ($p = 4,66$ mbar). In einem Messzyklus erhält man mehr als zwei Rampenzyklen – da jedoch keine Trigger vorhanden ist, um den Messzyklus mit der Rampe zu synchronisieren, erhält man, je nach Startzeitpunkt der Messung, ein oder zwei vollständige Rampen. In den Messtabellen (siehe Anhang) sind diese jeweils mit Rampen-Nummer 1 bzw. 2 gekennzeichnet. In Abbildung 9 ist der in Abbildung 8 markierte Bereich bearbeitet und als Absorptionsprofil dargestellt. Bei dem hier untersuchten Wellenzahlbereich um $6067,12\text{ cm}^{-1}$ gibt es bei Methan vier Linien, wobei sich zwei jeweils durch die Linienverbreiterung überlappen. Das gemessene Absorptionsprofil ist in Abbildung 9 schwarz dargestellt und enthält die vier überlagerten Linienprofile, wie sie farblich dargestellt sind. Vom Betreuer wurde ein Hinweisblatt für die Umrechnung vom gemessenen Profil zu den einzelnen Linien ausgehändigt. Danach liegen die drei Absorptionsmaxima bei den in Tabelle 1 angegebenen Wellenzahlen, die im Folgenden verwendet werden.

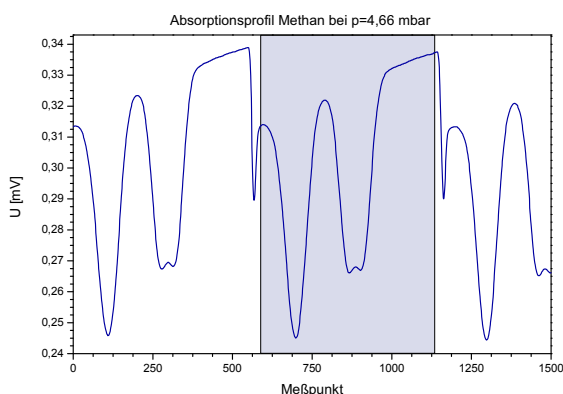


Abbildung 8: Gemessenes Absorptionsprofil von Methan bei einem Druck von 4,66 mbar. Der markierte Bereich ist in Abbildung 9 weiterbearbeitet.

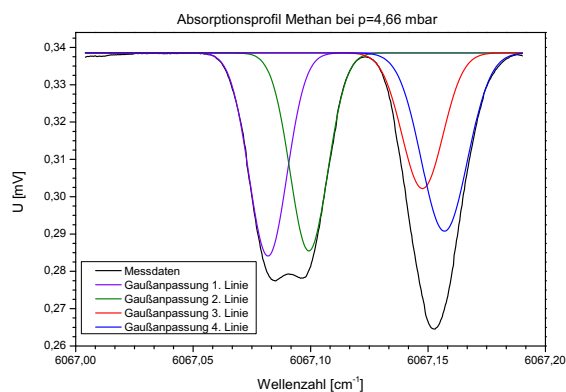


Abbildung 9: Bearbeitetes Absorptionsprofil aus Abbildung 8 mit angefitzten Profilen für die einzelnen Linien.

| | |
|-----------|---|
| 1. Maxima | $\tilde{\nu} = 6067,0830 \text{ cm}^{-1}$ |
| 2. Maxima | $\tilde{\nu} = 6067,0982 \text{ cm}^{-1}$ |
| 3. Maxima | $\tilde{\nu} = 6067,1531 \text{ cm}^{-1}$ |

Tabelle 1: Zuordnung der Absorptionsmaxima zur Wellenzahl

Für die Bearbeitung und Ermittlung der Peaks wurde für den ersten Aufgabenteil die *Impuls Analyser*-Routine von Origin 8G verwendet, wobei diese Routine einfach ermöglicht, die Rampe als Basislinie abzuziehen, um ein „reines“ Absorptionsprofil zu erhalten und das Profil anzufitten. Hierbei wurden drei Peaks einzeln berücksichtigt, die jeweils mit den Wellenzahlen des Absorptionsprofilmaximum (siehe Tabelle 1) bezeichnet wurden – die dritte und vierte Linie (siehe Abbildung 9) wurde als ein Peak und nicht als zwei Peaks betrachtet. Beim zweiten Aufgabenteil wurde nur noch der Peak bei $\nu = 6067,1531 \text{ cm}^{-1}$ mittels der *Einzel-Impuls*-Routine von Origin für die Auswertung verwendet.

4.2.1 Erster Aufgabenteil

Wie in Abschnitt 3.3 erläutert, kann die Peakbreite und somit die Auflösung über die Rampe Spannung verändert werden. Um die Halbwertsbreite in Wellenzahlen zu bestimmen ist es daher notwendig, Messpunktdifferenzen in Wellenzahldifferenzen umzurechnen. Hierfür wurden aus der 1. Messreihe (vier Messungen) die Abstände $P_1 - P_2$ zwischen den Peaks bei $\tilde{\nu} = 6067,0830 \text{ cm}^{-1}$ und $\tilde{\nu} = 6067,1531 \text{ cm}^{-1}$ ermittelt und ein Umrechnungsfaktor κ berechnet zu:

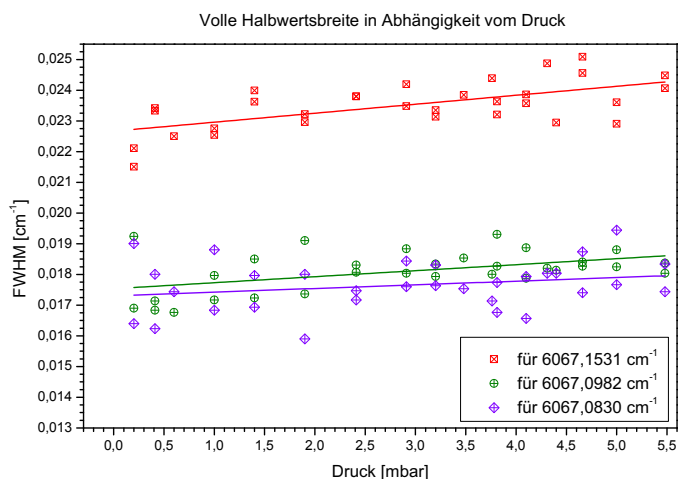
$$\kappa = \frac{(6067,1531 - 6067,0830) \text{ cm}^{-1}}{P_1(\tilde{\nu} = 6067,0830 \text{ cm}^{-1}) - P_2(\tilde{\nu} = 6067,1531 \text{ cm}^{-1})} = 3,34 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \quad (4.1)$$

wobei über alle sechs auswertbaren Rampen gemittelt wurde.

Nach der theoretischen Erörterung (siehe Abschnitt 2.3.5) sollte im betrachteten Druckbereich $p < 6 \text{ mbar}$ die Dopplerverbreiterung dominieren und Gaußprofile vorliegen. Dies wurde exemplarisch bei dem Absorptionsprofil bei $p = 5,00 \text{ mbar}$ geprüft (1. Rampe), indem die Peaks mit allen drei möglichen Profilarten (Gauß-, Voigt- und Lorentzprofil) angefitet und diese miteinander verglichen wurden. Rein vom Kurvenverlauf zeigt sich, dass die Annahme von Gaußprofilen das Absorptionsprofil am besten anfitet. Dies wird auch durch die bei der Fittung ermittelten charakteristischen Werte für die Güte der Anpassung bestätigt, siehe Tabelle 2. Für die weitere Auswertung kann somit die Dopplerverbreiterung als dominierende Linienverbreiterung angesehen werden und eine Auswertung mit Gaußprofilen erfolgen.

| | Gauß-Profil | Voigt-Profil | Lorentz-Profil |
|------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| Reduziertes χ^2 : | $3,732 \cdot 10^{-7}$ | $9,334 \cdot 10^{-6}$ | $3,658 \cdot 10^{-5}$ |
| korrigierte R^2 : | 99,95 % | 98,77 % | 95,16 % |

Tabelle 2: Güteparameter der Anpassung bei unterschiedlichen Profilannahmen für das Absorptionsprofil bei $p = 5,00 \text{ mbar}$ (1. Rampe).

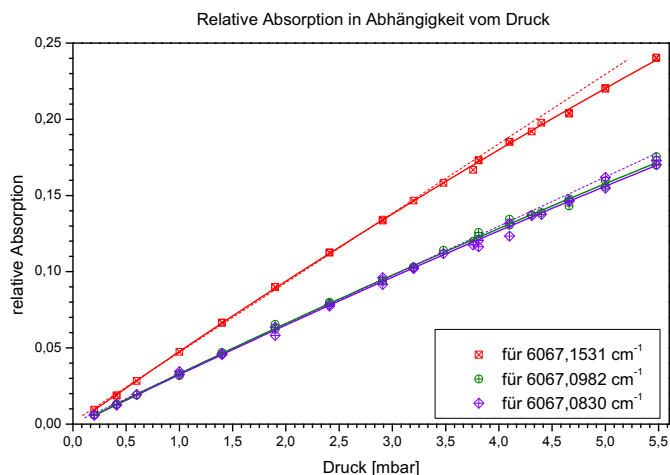


$$\text{Fit-Modell: } y = y_0 + bx$$

| $\frac{\tilde{\nu}}{\text{cm}^{-1}}$ | $\frac{y_0}{\text{cm}^{-1}}$ | $\frac{b}{\text{cm}^{-1}/\text{mbar}}$ |
|--------------------------------------|------------------------------|--|
| 6067,1531 | 0,02267 | $2,9 \cdot 10^{-4}$ |
| 6067,0982 | 0,01754 | $2,0 \cdot 10^{-4}$ |
| 6067,0830 | 0,01731 | $1,2 \cdot 10^{-4}$ |

Abbildung 10: Volle Halbwertsbreite in Abhängigkeit des Druckes

In Abbildung 10 ist die volle Halbwertsbreite (FWHM) in Abhängigkeit vom Druck für die drei betrachteten Peaks dargestellt, wobei die Halbwertsbreite aus der Peakfitting entnommen wurde und mittels dem Umrechnungsfaktor (Gleichung (4.1)) in Wellenzahlen umgerechnet wurde (siehe Tabellen in Abschnitt A.1). Die Abbildung zeigt nur eine kleine Abhängigkeit der Halbwertsbreite vom Druck, welche durch die Überlagerung der Linienprofilverbreiterungsmechanismen hervorgerufen wird (siehe auch Abbildung 4). Aufgrund der nur kleinen Abhängigkeit dominiert hier, wie bereits im theoretischen Teil und in diesem Abschnitt oben erläutert, der Anteil durch die Dopplerverbreiterung das Linienprofil (Gaußprofil) und die Abhängigkeit der Halbwertsbreite vom Druck kann als näherungsweise konstant angesehen werden, da bei der Dopplerverbreiterung die Halbwertsbreite nur von der Temperatur des Gases und nicht vom Druck abhängt (vgl. Gleichung (2.14)).



$$\text{Fit-Modell: } y = y_0 + A \exp\left\{-\frac{x}{t}\right\}$$

| $\frac{\tilde{\nu}}{\text{cm}^{-1}}$ | y_0 | A | $\frac{t}{\text{mbar}^{-1}}$ |
|--------------------------------------|-------|-------|------------------------------|
| 6067,1531 | 1,09 | -1,09 | 22 |
| 6067,0982 | 0,98 | -0,98 | 29 |
| 6067,0830 | 0,93 | -0,93 | 27 |

Abbildung 11: Relative Absorption in Abhängigkeit des Druckes

Die relative Absorption ergibt sich nach Gleichung (2.4) über

$$A_{rel} = \frac{I_0 - I_1}{I_0} \quad (4.2)$$

mit der gemessenen Intensität am Peakmaximum I_1 und der interpolierten Intensität der Basislinie am Peakmaximum I_0 . Abbildung 11 zeigt den im theoretischen Teil (vgl. Abschnitt 2.1 und Abbildung 4) erörterten exponentiellen Verlauf der Abhängigkeit zwischen relativer Absorption und Druck, welche durch das Lambert-Beer'sche Gesetz (vgl. Gleichung (2.1)) hervorgerufen wird. Die Kurven nach dem Fit-Modell nähern sich bei großen Gasdrücken einem konstanten Wert (hier eins) – es kommt zu einer Sättigung – und entspricht dem erwarteten Verlauf bei der Dopplerverbreiterung. Bei kleinen Drücken bis etwa 3 mbar zeigt sich ein annähernd linearer Verlauf (gestrichelte Linien in Abbildung 11), so dass hier die linearisierte Version des Lambert-Beer'schen Gesetzes (vgl. Gleichung (2.3)) verwendet werden kann.

4.2.2 Zweiter Aufgabenteil

Im zweiten Aufgabenteil soll nun die Teilchendichte in einem Methanplasma in Abhängigkeit der eingekoppelten Leistung bestimmt werden. Als Referenz für die Beziehung zwischen der Fläche unter dem Absorptionsprofil und der Teilchendichte wurde die Messung bei $p = 1,4$ mbar aus dem ersten Aufgabenteil herangezogen; verwendet wurde bei diesem Aufgabenteil nur die Fläche unter dem Peak bei $\tilde{\nu} = 6067,1531 \text{ cm}^{-1}$. Mit der Einzel-Impuls-Routine von Origin konnte die Fläche F unter den Absorptionsprofilen bestimmt werden, siehe Tabelle 3, und der Flächeninhalt F des Absorptionsprofils ist proportional zur Teilchendichte n . Die Teilchendichte n kann für den Referenzwert, d. h. $P = 0 \text{ W}$, über das ideale Gasgesetz

$$n = \frac{p}{k_B \cdot T} \quad (4.3)$$

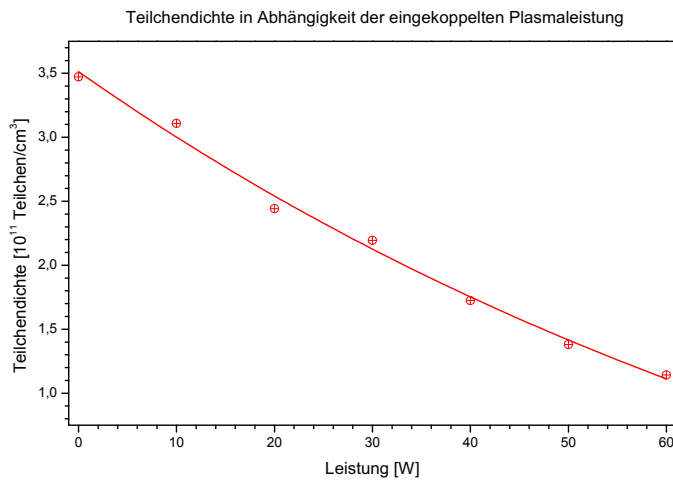
bestimmt werden, wobei für die Temperatur $T = 298 \text{ K}$ (Raumtemperatur) angesetzt wurde. Daraus lassen sich dann alle anderen Teilchendichten mittels

$$n(P) = F(P) \cdot \frac{n(P = 0 \text{ W})}{F(P = 0 \text{ W})} \quad (4.4)$$

bestimmen (siehe Tabelle 3).

| $\frac{P}{\text{W}}$ | $\frac{F}{\text{a. u.}}$ | $\frac{n}{\text{Teilchen/cm}^3}$ |
|----------------------|--------------------------|----------------------------------|
| 0 | 1,8951 | $3,42734 \cdot 10^{11}$ |
| 10 | 1,7190 | $3,10877 \cdot 10^{11}$ |
| 20 | 1,3499 | $2,44133 \cdot 10^{11}$ |
| 30 | 1,2135 | $2,19458 \cdot 10^{11}$ |
| 40 | 0,9528 | $1,72316 \cdot 10^{11}$ |
| 50 | 0,7636 | $1,38105 \cdot 10^{11}$ |
| 60 | 0,6318 | $1,14263 \cdot 10^{11}$ |

Tabelle 3: Berechnete Werte für zweiten Aufgabenteil



$$\text{Fit-Modell: } y = y_0 + A \exp\left\{-\frac{x}{t}\right\}$$

| $\frac{y_0}{10^{11}\text{Teilchen/cm}^3}$ | $\frac{A}{10^{11}\text{Teilchen/cm}^3}$ | $\frac{t}{\text{W}}$ |
|---|---|----------------------|
| -1,6 | 5,2 | 96 |

Abbildung 12: Methanteilchendichte in Abhängigkeit der eingekoppelten Plasmaleistung

Abbildung 12 zeigt die Abhängigkeit zwischen der eingekoppelten Plasmaleistung und der Teilchendichte. Erkennbar ist, dass die Teilchendichte mit steigender Plasmaleistung sinkt. Dieser (exponentielle) Kurvenverlauf lässt sich dadurch begründen, dass bei steigender Plasmaleistung sich die Temperatur der Methanmoleküle bzw. -ionen sowie der Elektronen erhöht – somit die thermische Bewegungsenergie – und hierdurch in größerer Zahl Methanmoleküle durch Stöße dissoziiert werden können. Dies führt zur beobachteten Abnahme der Absorption bei höheren Leistungen. Der exponentielle Verlauf lässt sich durch die exponentiell anwachsende Zahl von Stoßpartnern bei steigender Leistung erklären, die zu einer überproportional steigenden Dissoziation führt.

5 Fazit

Dieser Versuch zeigte, wie wichtig bei optischen Messverfahren die optische Justage des Aufbaus ist und dass diese einen großen zeitlichen Anteil an der gesamten Versuchsdurchführung einnimmt. Vorteil bei diesem Versuch war die Möglichkeit, die Justage selbst durchführen zu können, da dieser Aufbau nicht mehr im produktiven Messbetrieb verwendet wird. Es zeigte sich, dass eine entsprechende Justierung wesentlichen Einfluß auf das S/N-Verhältnis und somit auf die Sensitivität des Messaufbaus besitzt.

In der Auswertung der Messungen konnte dann gezeigt werden, dass die im theoretischen Teil ausgeführten Aussagen zur Linienverbreiterung und Absorption experimentell zugänglich sind – insbesondere konnte gezeigt werden, dass für kleine Drücke die Dopplerverbreiterung bei den Linienprofilen dominierend ist (Gaußprofile) und für kleine Absorptionen das linearisierte Lambert-Beer'sche Gesetz verwendet werden kann.

Als Anwendung der Absorptionsspektroskopie in der Physik der reaktiven Plasmen konnte über die Betrachtung der Flächen unter den Absorptionsprofilen die Teilchendichte, ein wichtiger Prozessparameter, in Abhängigkeit der eingekoppelten Leistung in einem Plasma bestimmt werden und der exponentielle Verlauf erklärt werden.

A Anhang

A.1 Auswertetabellen 1. Aufgabenteil

Bei allen folgenden Auswertetabellen ist MR die Messreihe, p der Methangasdruck und RNr die Rampennummer. x_c , A_0 und w sind die Parameter aus der Gaußprofilanpassung mit $y_c = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} \exp\{-2(x - x_c)^2/w^2\}$, wobei wegen dem Abzug der Basislinie $y_0 = 0$ gilt. γ ist die Halbwertsbreite, I_0 die interpolierte Intensität der Basislinie am Punkt x_c , I_1 die gemessene Intensität bei x_c und A_{rel} die relative Absorption.

| MR | $\frac{p}{\text{mbar}}$ | RNr | x_c | A_0 | w | $\frac{\gamma}{\text{cm}^{-1}}$ | $\frac{I_0}{\text{mV}}$ | $\frac{I_1}{\text{mV}}$ | A_{rel} |
|----|-------------------------|-----|-------|--------|-------|---------------------------------|-------------------------|-------------------------|-----------|
| 2 | 0,20 | 1 | 616 | -0,142 | 56,9 | 0,01900 | 0,3299 | 0,3279 | 0,006036 |
| 2 | 0,20 | 2 | 1206 | -0,119 | 49,1 | 0,01640 | 0,3290 | 0,3271 | 0,005877 |
| 2 | 0,41 | 1 | 758 | -0,25 | 48,6 | 0,01623 | 0,3297 | 0,3256 | 0,012449 |
| 2 | 0,41 | 2 | 1353 | -0,284 | 53,9 | 0,01800 | 0,3296 | 0,3254 | 0,012755 |
| 2 | 0,60 | 2 | 903 | -0,42 | 52,2 | 0,01743 | 0,3291 | 0,3227 | 0,019506 |
| 2 | 1,00 | 1 | 763 | -0,669 | 50,4 | 0,01683 | 0,3262 | 0,3156 | 0,032469 |
| 2 | 1,00 | 2 | 1356 | -0,796 | 56,3 | 0,01880 | 0,3268 | 0,3155 | 0,034521 |
| 2 | 1,40 | 1 | 758 | -1,011 | 53,8 | 0,01797 | 0,3250 | 0,3100 | 0,046136 |
| 2 | 1,40 | 2 | 1347 | -0,942 | 50,7 | 0,01693 | 0,3249 | 0,3101 | 0,045625 |
| 2 | 1,90 | 2 | 1114 | -1,395 | 53,9 | 0,01800 | 0,3246 | 0,3039 | 0,063627 |
| 2 | 1,90 | 1 | 543 | -1,122 | 47,61 | 0,01590 | 0,3232 | 0,3044 | 0,058179 |
| 2 | 2,41 | 1 | 329 | -1,615 | 51,4 | 0,01717 | 0,3241 | 0,2990 | 0,077359 |
| 2 | 2,41 | 2 | 919 | -1,667 | 52,3 | 0,01747 | 0,3244 | 0,2990 | 0,078389 |
| 2 | 2,91 | 2 | 1104 | -2,14 | 55,2 | 0,01844 | 0,3217 | 0,2908 | 0,096144 |
| 2 | 2,91 | 1 | 508 | -1,939 | 52,7 | 0,01760 | 0,3204 | 0,2910 | 0,091637 |
| 2 | 3,20 | 1 | 652 | -2,165 | 52,8 | 0,01764 | 0,3205 | 0,2878 | 0,102073 |
| 2 | 3,20 | 2 | 1233 | -2,265 | 54,8 | 0,01830 | 0,3213 | 0,2883 | 0,102646 |
| 2 | 3,48 | 1 | 841 | -2,37 | 52,5 | 0,01754 | 0,3218 | 0,2858 | 0,111922 |
| 1 | 3,76 | 1 | 889 | -2,42 | 51,3 | 0,01713 | 0,3203 | 0,2827 | 0,117497 |
| 2 | 3,81 | 2 | 1170 | -2,557 | 53,1 | 0,01774 | 0,3189 | 0,2805 | 0,120474 |
| 2 | 3,81 | 1 | 583 | -2,34 | 50,2 | 0,01677 | 0,3195 | 0,2823 | 0,116411 |
| 2 | 4,10 | 2 | 1218 | -2,841 | 53,69 | 0,01793 | 0,3207 | 0,2785 | 0,131641 |
| 2 | 4,10 | 1 | 625 | -2,46 | 49,6 | 0,01657 | 0,3207 | 0,2811 | 0,123406 |
| 1 | 4,31 | 1 | 805 | -2,96 | 54 | 0,01804 | 0,3196 | 0,2759 | 0,136827 |
| 2 | 4,40 | 1 | 856 | -2,99 | 54 | 0,01804 | 0,3212 | 0,2770 | 0,137553 |
| 1 | 4,66 | 1 | 323 | -3,02 | 52,1 | 0,01740 | 0,3164 | 0,2701 | 0,146198 |
| 1 | 4,66 | 2 | 911 | -3,25 | 56,1 | 0,01874 | 0,3152 | 0,2690 | 0,146638 |
| 2 | 5,00 | 2 | 1075 | -3,77 | 58,22 | 0,01945 | 0,3192 | 0,2675 | 0,161878 |
| 2 | 5,00 | 1 | 479 | -3,26 | 52,9 | 0,01767 | 0,3177 | 0,2685 | 0,154784 |
| 1 | 5,48 | 1 | 550 | -3,48 | 52,2 | 0,01743 | 0,3124 | 0,2592 | 0,170275 |
| 1 | 5,48 | 2 | 1134 | -3,71 | 54,9 | 0,01834 | 0,3117 | 0,2578 | 0,172972 |

Tabelle 4: Messwerte und berechnete Werte für Peak bei $\tilde{\nu} = 6067,0830 \text{ cm}^{-1}$

| MR | $\frac{p}{\text{mbar}}$ | RNr | x_c | A_0 | w | $\frac{\gamma}{\text{cm}^{-1}}$ | $\frac{I_0}{\text{mV}}$ | $\frac{I_1}{\text{mV}}$ | A_{rel} |
|----|-------------------------|-----|-------|--------|-------|---------------------------------|-------------------------|-------------------------|-----------|
| 2 | 0,20 | 1 | 564 | -0,123 | 50,6 | 0,01690 | 0,3275 | 0,3256 | 0,005921 |
| 2 | 0,20 | 2 | 1158 | -0,15 | 57,6 | 0,01924 | 0,3273 | 0,3252 | 0,006349 |
| 2 | 0,41 | 2 | 1303 | -0,278 | 51,3 | 0,01713 | 0,3276 | 0,3233 | 0,013198 |
| 2 | 0,41 | 1 | 710 | -0,264 | 50,4 | 0,01683 | 0,3276 | 0,3234 | 0,012758 |
| 2 | 0,60 | 2 | 854 | -0,391 | 50,2 | 0,01677 | 0,3272 | 0,3210 | 0,018993 |
| 2 | 1,00 | 1 | 713 | -0,73 | 53,8 | 0,01797 | 0,3247 | 0,3139 | 0,033339 |
| 2 | 1,00 | 2 | 1304 | -0,662 | 51,4 | 0,01717 | 0,3243 | 0,3140 | 0,031689 |
| 2 | 1,40 | 2 | 1298 | -0,961 | 51,6 | 0,01723 | 0,3231 | 0,3082 | 0,045997 |
| 2 | 1,40 | 1 | 706 | -1,054 | 55,4 | 0,01850 | 0,3232 | 0,3080 | 0,046971 |
| 2 | 1,90 | 2 | 1063 | -1,304 | 52,0 | 0,01737 | 0,3221 | 0,3021 | 0,062117 |
| 2 | 1,90 | 1 | 495 | -1,516 | 57,2 | 0,01910 | 0,3232 | 0,3020 | 0,065439 |
| 2 | 2,41 | 2 | 868 | -1,77 | 54,8 | 0,01830 | 0,3227 | 0,2969 | 0,079868 |
| 2 | 2,41 | 1 | 280 | -1,735 | 54,1 | 0,01807 | 0,3228 | 0,2972 | 0,079272 |
| 2 | 2,91 | 1 | 457 | -2,141 | 56,4 | 0,01884 | 0,3198 | 0,2895 | 0,094714 |
| 2 | 2,91 | 2 | 1052 | -2,026 | 54 | 0,01804 | 0,3200 | 0,2901 | 0,093537 |
| 2 | 3,20 | 1 | 603 | -2,21 | 53,7 | 0,01794 | 0,3190 | 0,2862 | 0,102923 |
| 2 | 3,20 | 2 | 1181 | -2,261 | 54,9 | 0,01834 | 0,3188 | 0,2859 | 0,103087 |
| 2 | 3,48 | 1 | 790 | -2,54 | 55,5 | 0,01854 | 0,3202 | 0,2837 | 0,114033 |
| 1 | 3,76 | 1 | 839 | -2,58 | 53,9 | 0,01800 | 0,3186 | 0,2804 | 0,119878 |
| 2 | 3,81 | 2 | 1118 | -2,9 | 57,8 | 0,01931 | 0,3183 | 0,2783 | 0,125757 |
| 2 | 3,81 | 1 | 534 | -2,69 | 54,7 | 0,01827 | 0,3182 | 0,2790 | 0,123296 |
| 2 | 4,10 | 2 | 1167 | -2,792 | 53,51 | 0,01787 | 0,3192 | 0,2776 | 0,130412 |
| 2 | 4,10 | 1 | 576 | -3,04 | 56,5 | 0,01887 | 0,3193 | 0,2764 | 0,134439 |
| 1 | 4,31 | 1 | 754 | -2,98 | 54,5 | 0,01820 | 0,3178 | 0,2742 | 0,137267 |
| 2 | 4,40 | 1 | 803 | -3,00 | 54,3 | 0,01814 | 0,3177 | 0,2734 | 0,138762 |
| 1 | 4,66 | 1 | 272 | -3,19 | 54,7 | 0,01827 | 0,3147 | 0,2682 | 0,147845 |
| 1 | 4,66 | 2 | 859 | -3,09 | 55,1 | 0,01840 | 0,3127 | 0,2679 | 0,143116 |
| 2 | 5,00 | 2 | 1022 | -3,372 | 54,63 | 0,01825 | 0,3161 | 0,2668 | 0,155826 |
| 2 | 5,00 | 1 | 428 | -3,57 | 56,3 | 0,01880 | 0,3172 | 0,2666 | 0,159507 |
| 1 | 5,48 | 1 | 499 | -3,76 | 55 | 0,01837 | 0,3108 | 0,2562 | 0,175531 |
| 1 | 5,48 | 2 | 1084 | -3,57 | 54 | 0,01804 | 0,3107 | 0,2579 | 0,169802 |

Tabelle 5: Messwerte und berechnete Werte für Peak bei $\tilde{\nu} = 6067,0982 \text{ cm}^{-1}$

| MR | $\frac{p}{\text{mbar}}$ | RNr | x_c | A_0 | w | $\frac{\gamma}{\text{cm}^{-1}}$ | $\frac{I_0}{\text{mV}}$ | $\frac{I_1}{\text{mV}}$ | A_{rel} |
|----|-------------------------|-----|-------|---------|-------|---------------------------------|-------------------------|-------------------------|-----------|
| 2 | 0,20 | 1 | 412 | -0,2469 | 64,39 | 0,02151 | 0,3211 | 0,3180 | 0,00953 |
| 2 | 0,20 | 2 | 1005 | -0,2533 | 66,2 | 0,02211 | 0,3210 | 0,3179 | 0,00951 |
| 2 | 0,41 | 1 | 547 | -0,527 | 70,1 | 0,02341 | 0,3206 | 0,3146 | 0,01871 |
| 2 | 0,41 | 2 | 1147 | -0,5305 | 69,85 | 0,02333 | 0,3214 | 0,3153 | 0,01886 |
| 2 | 0,60 | 2 | 697 | -0,766 | 67,37 | 0,02250 | 0,3212 | 0,3121 | 0,02825 |
| 2 | 1,00 | 1 | 556 | -1,2901 | 68,13 | 0,02276 | 0,3186 | 0,3035 | 0,04742 |
| 2 | 1,00 | 2 | 1148 | -1,2783 | 67,48 | 0,02254 | 0,3186 | 0,3035 | 0,04744 |
| 2 | 1,40 | 1 | 549 | -1,8751 | 70,73 | 0,02362 | 0,3173 | 0,2961 | 0,06667 |
| 2 | 1,40 | 2 | 1143 | -1,895 | 71,82 | 0,02399 | 0,3170 | 0,2959 | 0,06642 |
| 2 | 1,90 | 2 | 908 | -2,4534 | 68,74 | 0,02296 | 0,3164 | 0,2879 | 0,09001 |
| 2 | 1,90 | 1 | 337 | -2,4799 | 69,52 | 0,02322 | 0,3166 | 0,2881 | 0,08991 |
| 2 | 2,41 | 2 | 711 | -3,185 | 71,25 | 0,02380 | 0,3167 | 0,2810 | 0,11263 |
| 2 | 2,41 | 1 | 120 | -3,179 | 71,27 | 0,02380 | 0,3168 | 0,2811 | 0,11238 |
| 2 | 2,91 | 1 | 298 | -3,716 | 70,31 | 0,02348 | 0,3144 | 0,2722 | 0,13414 |
| 2 | 2,91 | 2 | 895 | -3,813 | 72,44 | 0,02419 | 0,3146 | 0,2726 | 0,13350 |
| 2 | 3,20 | 1 | 448 | -3,991 | 69,27 | 0,02314 | 0,3135 | 0,2675 | 0,14665 |
| 2 | 3,20 | 2 | 1025 | -4,026 | 69,91 | 0,02335 | 0,3134 | 0,2674 | 0,14664 |
| 2 | 3,48 | 1 | 632 | -4,454 | 71,39 | 0,02384 | 0,3145 | 0,2647 | 0,15829 |
| 1 | 3,76 | 1 | 677 | -4,766 | 73,02 | 0,02439 | 0,3123 | 0,2602 | 0,16677 |
| 2 | 3,81 | 2 | 961 | -4,709 | 69,49 | 0,02321 | 0,3126 | 0,2585 | 0,17298 |
| 2 | 3,81 | 1 | 378 | -4,8 | 70,75 | 0,02363 | 0,3127 | 0,2586 | 0,17310 |
| 2 | 4,10 | 1 | 418 | -5,204 | 71,43 | 0,02386 | 0,3141 | 0,2560 | 0,18505 |
| 2 | 4,10 | 2 | 1013 | -5,159 | 70,57 | 0,02357 | 0,3149 | 0,2566 | 0,18521 |
| 1 | 4,31 | 1 | 594 | -5,594 | 74,46 | 0,02487 | 0,3123 | 0,2524 | 0,19192 |
| 2 | 4,40 | 1 | 649 | -5,327 | 68,69 | 0,02294 | 0,3129 | 0,2510 | 0,19777 |
| 1 | 4,66 | 1 | 108 | -5,92 | 75,12 | 0,02509 | 0,3087 | 0,2458 | 0,20370 |
| 1 | 4,66 | 2 | 698 | -5,794 | 73,53 | 0,02456 | 0,3080 | 0,2451 | 0,20415 |
| 2 | 5,00 | 1 | 271 | -6,088 | 70,68 | 0,02361 | 0,3123 | 0,2436 | 0,22004 |
| 2 | 5,00 | 2 | 867 | -5,924 | 68,58 | 0,02291 | 0,3126 | 0,2437 | 0,22047 |
| 1 | 5,48 | 2 | 929 | -6,764 | 73,3 | 0,02448 | 0,3061 | 0,2325 | 0,24051 |
| 1 | 5,48 | 1 | 345 | -6,648 | 72,04 | 0,02406 | 0,3066 | 0,2330 | 0,24013 |

Tabelle 6: Messwerte und berechnete Werte für Peak bei $\tilde{\nu} = 6067,1531 \text{ cm}^{-1}$

Literatur

Wolfgang Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. Springer Verlag Berlin, 3. Auflage, 2003. ISBN 3-540-65225-6.

Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer Verlag Berlin, 3. Auflage, 2005. ISBN 3-540-21473-9.

Thorsten Hoffmann. Spurenanalytik organischer Verbindungen. Vorlesungsskript WS 2003/04, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Anorganische Chemie und Analytische Chemie, 2003. URL http://www.ak-hoffmann.chemie.uni-mainz.de/modul_osa.htm.

F. K. Kneubühl und M. W. Sigrist. *Laser*. Teubner-Studienbücher: Physik. Teubner Verlag, 4. durchges. Auflage, 1995. ISBN 3-519-33032-6.

Tobias Krähling und Tomislav Skoda. 102 – Lock-In-Verstärker. Protokoll zum F-Praktikum, März 2008. URL http://www.semibyte.de/dokuwiki/nat:physik:studium_protokolle:102-lock-in-verstaerker.

Liste der Versionen

| Version | Datum | Bearbeiter | Bemerkung |
|---------|------------|------------|----------------------|
| 0.9 | 04.03.2009 | Kat/Krä | Versuchsdurchführung |
| 1.0 | 15.03.2009 | Kat/Krä | Versuchsauswertung |
| 1.1 | 15.04.2009 | Krä | kleine Korrekturen |