Zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie an IR-Faserlasern

Diplomarbeit

vorgelegt
von

Stefan Salewski

Institut für Laser-Physik
Universität Hamburg
Jungiusstr. 9

D-20355 Hamburg

Hamburg, im Juni 1999

Erstgutachter: Priv. Doz. Dr. V.M. Baev

Zweitgutachter: Prof. Dr. G. Huber

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

In den letzten Jahren haben spektroskopische Untersuchungen immer mehr an Bedeutung gewonnen, insbesondere ist man bemüht, auch kleinste Konzentrationen von Spurengasen noch quantitativ nachzuweisen. Eine sehr empfindliche Methode ist die hier, am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg, u.a. mit *Glasfaser-Lasern* betriebene *Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator* (engl. Intra Cavity Absorption Spectroscopy, ICAS). Die zu untersuchende Substanz befindet sich dabei im Resonator eines Vielmoden-Lasers mit breitem Verstärkungsprofil, breitbandige Verluste werden daher durch die Verstärkung des Laser-Mediums ausgeglichen, während die charakteristischen Absorptionslinien der Probe weitgehend unbeeinflußt bleiben, wenn sie schmäler sind als der homogene Anteil der Verbreiterung des Verstärkungsprofils. Dies ermöglicht die Realisierung langer effektiver Absorptionsweglängen.

Für die Untersuchung der Absorptionsspektren werden Spektrometer hoher Auflösung benötigt, neben Gitterspektrographen bieten sich daher Fourier-Spektrometer als Nachweisgeräte an. Bereits in Jahre 1911 hat Rubens das Prinzip der Fourier-Spektroskopie erkannt und ein Interferogramm aufgenommen [4]. Ohne elektronische Rechner war damals die Fourier-Transformation allerdings praktisch unmöglich. Erst als nach 1950 die ersten Digitalrechner zur Verfügung standen, griffen P.B. Fellgett und P. Jacquinot diese spektroskopische Methode wieder auf. Fellgett und Jacquinot erkannten als einen der Vorteile der Fourier-Spektroskopie, daß es nicht nötig ist, Licht auszublenden: Fourier-Spektrometer nutzen zu jedem Zeitpunkt die gesamte zur Verfügung stehende Lichtintensität, dies ergibt wesentlich kürzere Meßzeiten als mit anderen Spektrometern bei gleicher spektraler Auflösung und gleichem Signal- zu Rauschverhältnis [2, 23]. Fourier-Spektrometer können auch noch für Spektroskopie im mittleren bis fernen Infrarot eingesetzt werden, wo andere Methoden nicht mehr zur Verfügung stehen oder zu teuer wären. Da die Fourier-Spektroskopie absolute Werte für Wellenzahl bzw. Wellenlänge liefert, sind separate Eich- bzw. Referenzmessungen nicht erforderlich, was die Zuordnung von Absorptionslinien vereinfacht. Weiter zeichnen sich Fourier-Spektrometer durch kurze Meßzeiten (wenige Sekunden), große Spektralbereiche, und hohe Empfindlichkeit auch bei schwachen Lichtquellen aus.

Zunächst wurde Fourier-Spektroskopie nur für die Untersuchung von Lichtquellen eingesetzt, die sich in der für die Messung benötigten Zeit nicht oder nur langsam ändern. Murphy und Sakai [20] zeigten jedoch im Jahre 1974, daß Lichtquellen, die reproduzierbare Lichtimpulse emittieren, mit Fourier-Spektrometern zeitaufgelöst untersucht werden können. Auch bei der Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator interessiert die zeitliche Entwicklung der Absorptionsspektren, u.a. können aus der Dynamik der Spektren Rückschlüsse auf die Empfindlichkeit dieser Methode für den Nachweis von Spurengasen gewonnen werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde deshalb ein Fourier-Spektrometer entwickelt, das sowohl zur zeitaufgelösten Untersuchung der Emissionsspektren von gepulst betriebenen Lasern, als auch für nicht zeitaufgelöste Untersuchungen der Emissionsspektren von Lasern im Dauerstrich-Betrieb (engl. continuous wave, cw), d.h. mit zeitlich nahezu konstanter Ausgangsleistung, verwendet werden kann. Dabei konnte durch ein Multiplex-Verfahren eine maximale Datenaufnahmerate erreicht werden, so daß in kurzer Zeit (ca. 30 Sekunden) dynamische Spektren mit der gleichen hohen spektralen Auflösung (0,015 cm^{-1}) wie bei Dauerstrich-Betrieb aufgenommen werden können. Der derzeitige Aufbau des Spektrometers ist für den Wellenlängenbereich von 1,7μm bis 2,0μm optimiert, da in diesem Bereich die Nachweisempfindlichkeit der mit einem Thulium-Faserlaser durchgeführten Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator für Wasserdampf, Kohlendioxid und Benzol untersucht wird.

Das erste Kapitel dieser Arbeit erläutert die Grundlagen der Fourier-Spektroskopie. Dabei wurde bewußt versucht, die Theorie ohne Bezug auf das konkrete Experiment darzustellen. Im zweiten Kapitel wird dann der optische und mechanische Aufbau des verwendeten Spektrometers beschrieben, und es wird gezeigt, wie mit Hilfe eines Meßrechners und ein wenig Elektronik bereits Dauerstrich-Spektren aufgenommen werden können. Obwohl in diesem Kapitel noch nicht auf die zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie Bezug genommen wird, bildet es doch hierfür die Grundlage. Im dritten Kapitel wird anhand einiger nicht zeitaufgelöster Spektren die Leistungsfähigkeit des Spektrometer gezeigt. Kapitel vier vergleicht unterschiedliche Methoden der zeitaufgelösten Fourier-Spektroskopie. Im fünften Kapitel wird dann die für diese Diplomarbeit ausgewählte Methode im einzelnen vorgestellt, insbesondere wird gezeigt, welche Probleme sich aus der Tatsache ergeben, daß Faser-Laser bei gepulstem Betrieb Relaxationsschwingungen zeigen, und wie diese Probleme durch eine Modifikation der Elektronik gelöst werden konnten. Das sechste Kapitel präsentiert einige zeitaufgelöste Spektren, aus denen u.a. Rückschlüsse auf die spektrale Empfindlichkeit der Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator gezogen werden. Am Schluß folgt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse, und ein Ausblick auf mögliche und geplante Verbesserungen des Versuchsaufbaus.

Ein Teil der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse wurde bereits auf der diesjährigen DPG-Frühjahrstagung in Heidelberg [25] präsentiert.

Kapitel 1

Grundlagen der Fourier-Spektroskopie

1.1 Prinzipieller Aufbau

Der wesentliche Bestandteil eines Fourier-Spektrometers ist ein Michelson-Interferometer mit veränderbaren Armlängen. Das zu analysierende Licht der Amplitude A wird von einem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten, nach Durchlaufen unterschiedlich langer Wegstrecken überlagern sich die beiden Teilstrahlen mit den Amplituden A_1 und A_2 auf einem Detektor. Dieser Aufbau ist in Bild 1.1 skizziert.

Die Lichtintensität auf dem Detektor ist eine Funktion der Armlängendifferenz. Das elektrische Ausgangssignal des Detektors ist proportional zu dieser Intensität, aus dieser, im folgenden als Interferenzsignal bezeichneten Größe kann das Spektrum der Lichtquelle berechnet werden.

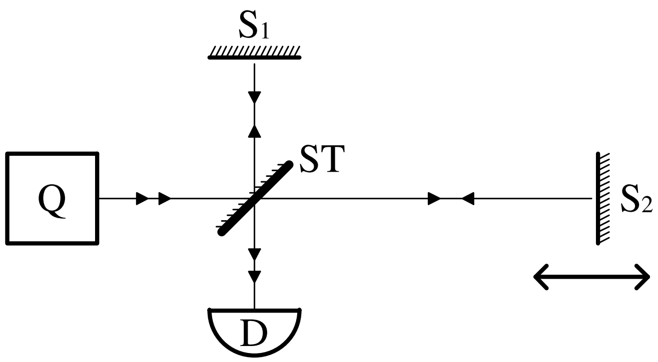

Abb. 1.1: Skizze eines Michelson-Interferometers. Das aus der Quelle Q stammende kohärente Licht wird vom Strahlteiler ST in zwei Teilstrahlen aufgespalten, diese überlagern sich nach Reflexion an den Spiegeln $S1$ und $S2$ auf dem Detektor D.

1.2 Zweistrahlinterferenz

Wenn sich zwei ebene, monochromatische Lichtwellen der Wellenlänge λ_0, die aus der gleichen Quelle stammen, aber eine Phasendifferenz ϕ besitzen, überlagern, ergibt sich für die zeitlich gemittelte Intensität[1)] auf einer Fläche F senkrecht zur Ausbreitungsrichtung

$$\langle I(\phi)\rangle = c\epsilon(\frac{\mathcal{A}_1^2+\mathcal{A}_2^2}{2} + \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2\cos\phi).$$

Dabei sind $\mathcal{A}_1$ und $\mathcal{A}_2$ die Amplituden der Wellen, c ist die Lichtgeschwindigkeit, und ϵ die elektrische Feldkonstante. Diese Beziehung findet man z.B. in [2, 3], sie wird aber auch im Anhang explizit hergeleitet. Beim Fourier-Spektrometer besteht die Phasendifferenz aus einem konstanten Anteil ϕ_0, und einem veränderlichen Teil, welcher durch Verschieben der Spiegel in Ausbreitungsrichtung der Lichtstrahlen variiert wird.

$$\phi = \phi_0 + k_0 x.$$

Hierbei ist x der optische Wegunterschied der beiden Teilstrahlen, und $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Durch einen symmetrischen Aufbau (z.B. würfelförmiger Strahlteiler) kann es erreicht werden, daß die konstante Phase ϕ_0 verschwindet[2)]. Damit ergibt sich

$$\langle I(x)\rangle = c\epsilon(\frac{\mathcal{A}_1^2+\mathcal{A}_2^2}{2} + \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2\cos k_0 x). \tag{1.1}$$

1.3 Das Interferogramm

In der Spektroskopie wird statt $k = 2\pi/\lambda$ in der Regel $\sigma = 1/\lambda$ benutzt und als Wellenzahl bezeichnet. Bei Licht, daß aus zwei diskreten Frequenzen bzw. Wellenzahlen besteht, geht Gleichung 1.1 über in

$$\begin{aligned}\langle I(x)\rangle &= c\epsilon(\frac{\mathcal{A}_1^2(\sigma_1)+\mathcal{A}_2^2(\sigma_1)}{2} + \mathcal{A}_1(\sigma_1)\mathcal{A}_2(\sigma_1)\cos 2\pi\sigma_1 x) + \\ &\quad c\epsilon(\frac{\mathcal{A}_1^2(\sigma_2)+\mathcal{A}_2^2(\sigma_2)}{2} + \mathcal{A}_1(\sigma_2)\mathcal{A}_2(\sigma_2)\cos 2\pi\sigma_2 x).\end{aligned}$$

Bei einem kontinuierlichen Spektrum gehen die diskreten Koeffizienten $\mathcal{A}$ in eine Funktion $A(\sigma)$ der Wellenzahl über, aus der Summe wird ein Integral[3)].

$$\langle I(x)\rangle = c\epsilon\int_0^\infty (\frac{A_1^2(\sigma)+A_2^2(\sigma)}{2} + A_1(\sigma)A_2(\sigma)\cos 2\pi\sigma x)\,d\sigma.$$

[1)] Die Lichtfrequenz liegt bei ca. 10^{14} Hz, deshalb kann ein Detektor nur die über viele Perioden gemittelte Intensität $\langle I\rangle$ registrieren.

[2)] Durchläuft einer der Teilstrahlen ein Medium der Dicke d mit Brechzahl n, so entsteht hierdurch eine Phasenverschiebung $\phi_0 = kd(n-1)$. Solange n nahezu konstant ist, entspricht dies nur einer Verschiebung des Punktes $x = 0$. Hierauf wird in dem Kapitel über Strahlteiler noch näher eingegangen.

[3)] $\mathcal{A}$ und A unterscheiden sich offensichtlich in ihrer Dimension, $[A] = [\mathcal{A}]\,\sqrt{\text{Meter}}$.

Da λ als stets positiv betrachtet wird, ist zunächst auch $\sigma \geq 0$. Die nachfolgenden Berechnungen vereinfachen sich jedoch stark, wenn für σ auch negative Werte zugelassen werden, indem

$$A(-\sigma) \equiv A(\sigma)$$

definiert wird. Mit dieser Definition ergibt sich für die Intensität[4)]

$$\langle I(x) \rangle = \frac{c\epsilon}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\frac{A_1^2(\sigma) + A_2^2(\sigma)}{2} + A_1(\sigma)A_2(\sigma)\cos 2\pi\sigma x)\, d\sigma. \tag{1.2}$$

Wird diese vom optischen Wegunterschied x abhängige Interferenzfunktion von einen Detektor aufgezeichnet, so wird sie als Interferogramm [1] bezeichnet. Der erste Teil des Integrals hängt nicht von x ab und soll daher mit K abgekürzt werden:

$$K \equiv \frac{c\epsilon}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\frac{A_1^2(\sigma) + A_2^2(\sigma)}{2}\, d\sigma$$

Übrigens ist die Konstante K gerade die mittlere Intensität auf dem Detektor, dies erkennt man, wenn man Gleichung 1.2 über den Wegunterschied x mittelt. Damit ergibt sich

$$\langle I(x) \rangle - K = \frac{c\epsilon}{2} \int_{-\infty}^{\infty} A_1(\sigma)A_2(\sigma)\cos 2\pi\sigma x\, d\sigma. \tag{1.3}$$

1.4 Berechnung des Spektrums

Der Zusammenhang zwischen den beiden Teilamplituden $A_1(\sigma)$ und $A_2(\sigma)$ und der ursprünglichen Amplitude $A(\sigma)$ vor dem Strahlteiler ist gegeben durch

$$A_1(\sigma) = c_1(\sigma)A(\sigma),\;\; A_2(\sigma) = c_2(\sigma)A(\sigma) \text{ mit } c_1^2(\sigma) + c_2^2(\sigma) \leq 1.$$

Deshalb gilt

$$A_1(\sigma)A_2(\sigma) = c_1(\sigma)c_2(\sigma)A^2(\sigma). \tag{1.4}$$

Sind die durch den Strahlteiler bestimmten Funktionen $c_1(\sigma)$ und $c_2(\sigma)$ bekannt, so kann aus dem Produkt $A_1(\sigma)A_2(\sigma)$ die spektrale Amplitude $A(\sigma)$ bzw. die spektrale Intensität $I(\sigma) \propto A^2(\sigma)$ berechnet werden. In der Regel wird davon ausgegangen, daß die das Teilungsverhältnis des Strahlteilers bestimmenden Funktionen $c_1(\sigma)$ und $c_2(\sigma)$ im gesamten Bereich, wo $A(\sigma) \neq 0$ ist, konstant sind, dann

[4)] Mit $A_i(\sigma)A_j(\sigma) = \mathcal{A}_i\mathcal{A}_j\delta(\sigma - \sigma_0) + \mathcal{A}_i\mathcal{A}_j\delta(\sigma + \sigma_0)$ mit $i, j = 1, 2$ gelangt man wieder zurück zum monochromatischen Grenzfall.

ist die spektrale Intensität $I(\sigma)$ direkt proportional zu $A_1(\sigma)A_2(\sigma)$. Im folgenden wird gezeigt, wie aus einem gemessenen Interferogramm $\langle I(x)\rangle$ das Produkt $A_1(\sigma)A_2(\sigma)$ berechnet werden kann.

Wegen $\cos x + i\sin x = e^{ix}$, und weil das Integral über die ungerade Sinusfunktion verschwindet ($A_1(\sigma)$ und $A_2(\sigma)$ sind gerade Funktionen), läßt sich Gleichung 1.3 umformen zu

$$\langle I(x)\rangle - K = \frac{c\epsilon}{2}\int_{-\infty}^{\infty} A_1(\sigma)A_2(\sigma)e^{i2\pi\sigma x}\,d\sigma.$$

Eine gebräuchliche Form der Fourier-Transformation [10] einer Funktion H(f) ist

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f)e^{-i2\pi ft}\,df$$

mit der inversen Fourier-Transformation

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{i2\pi ft}\,dt.$$

Aus

$$\frac{2(\langle I(x)\rangle - K)}{c\epsilon} = \int_{-\infty}^{\infty} A_1(\sigma)A_2(\sigma)e^{i2\pi\sigma x}\,d\sigma$$

ergibt sich daher durch Fourier-Transformation

$$A_1(\sigma)A_2(\sigma) = \frac{2}{c\epsilon}\int_{-\infty}^{\infty} (\langle I(x)\rangle - K)e^{-i2\pi\sigma x}\,dx \tag{1.5}$$

und damit ist nach Gleichung 1.4 auch die ursprüngliche Amplitude $A(\sigma)$ bestimmt. Wird das Interferogramm $\langle I(x)\rangle$ ausgemessen, kann daher das Spektrum berechnet werden. Nach Gleichung 1.2 war K gerade die mittlere Intensität auf dem Detektor, daher kann K explizit bestimmt werden, indem über $\langle I(x)\rangle$ gemittelt wird. Die Subtraktion von K, also dem Mittelwert, von $\langle I(x)\rangle$ sorgt dann dafür, daß sich $A(\sigma = 0) = 0$ ergibt. Dieser Aufwand ist allerdings unnötig, da sich das Integral in zwei Teile zerlegen läßt:

$$A_1(\sigma)A_2(\sigma) = \frac{2}{c\epsilon}\int_{-\infty}^{\infty} \langle I(x)\rangle e^{-i2\pi\sigma x}\,dx - \frac{2}{c\epsilon}\int_{-\infty}^{\infty} Ke^{-i2\pi\sigma x}\,dx. \tag{1.6}$$

Das Integral über $\langle I(x)\rangle$ liefert das eigentliche Spektrum, während das Integral über K nur für $\sigma = 0$ von 0 verschieden ist und für $A(\sigma = 0) = 0$ sorgt. Es reicht daher aus, das Integral über die gemessene Intensität $\langle I(x)\rangle$ zu berechnen, $A(\sigma = 0)$ wird danach einfach auf Null gesetzt.

1.5 Endliche Integrationsgrenzen

In der Praxis kann die Lichtintensität $\langle I(x)\rangle$ nur für einen endlichen optischen Wegunterschied $X_1 \leq x \leq X_2$ ausgemessen werden, für den Bereich außerhalb dieses Intervalls wird man $\langle I(x)\rangle = 0$ ansetzen müssen. Selbst mit einem idealen Spektrometer wäre wegen der endlichen Kohärenzlänge des Lichtes nur für einen endlichen Wegunterschied ein Interferenzsignal vorhanden. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, welchen Einfluß endliche, und eventuell asymmetrische Integrationsgrenzen (maximale Wegunterschiede) auf das berechnete Spektrum haben. Wegen dem Prinzip der linearen Superposition genügt es, monochromatisches Licht der Wellenzahl σ_0 zu betrachten. Für monochromatisches Licht war die Intensität $\langle I(x)\rangle$ durch Gleichung 1.1 gegeben, diesen Ausdruck setzen wir in Gleichung 1.5 ein. Die von x unabhängigen Terme im Integranden heben sich weg[5], übrig bleibt

$$\begin{aligned}
A_1(\sigma)A_2(\sigma) &= 2\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\pi\sigma_0 x) e^{-i2\pi\sigma x}\, dx \\
&= \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 \int_{-\infty}^{\infty} (e^{i2\pi\sigma_0 x} + e^{-i2\pi\sigma_0 x}) e^{-i2\pi\sigma x}\, dx \\
&= \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi(\sigma_0-\sigma)x} + e^{-i2\pi(\sigma_0+\sigma)x}\, dx \qquad (1.7) \\
&= \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 (\delta(\sigma_0 - \sigma) + \delta(\sigma_0 + \sigma)).
\end{aligned}$$

Das Integral aus Gleichung 1.7 soll nun für endliche Grenzen X_1 und X_2 berechnet werden, um abzuschätzen, wie stark die endlichen Grenzen bzw. die maximalen optischen Wegdifferenzen das Spektrum verfälschen.

$$\begin{aligned}
\overline{A_1(\sigma)A_2(\sigma)} &= \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 \int_{X_1}^{X_2} e^{i2\pi(\sigma_0-\sigma)x} + e^{-i2\pi(\sigma_0+\sigma)x}\, dx \\
&= \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 \left(\left[\frac{e^{i2\pi(\sigma_0-\sigma)x}}{i2\pi(\sigma_0-\sigma)} \right]_{X_1}^{X_2} + \left[\frac{e^{-i2\pi(\sigma_0+\sigma)x}}{-i2\pi(\sigma_0+\sigma)} \right]_{X_1}^{X_2} \right) \qquad (1.8)
\end{aligned}$$

Zuerst soll der Fall symmetrischer Grenzen betrachtet werden, $X_1 = -X_2$. Dann ergibt sich

$$\overline{A_1(\sigma)A_2(\sigma)} = 2\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 X_2 \left(\frac{\sin(2\pi(\sigma_0-\sigma)X_2)}{2\pi(\sigma_0-\sigma)X_2} + \frac{\sin(2\pi(\sigma_0+\sigma)X_2)}{2\pi(\sigma_0+\sigma)X_2} \right).$$

In der großen runden Klammer steht jeweils die sinc-Funktion $sin(z)/z$, welche in Bild 1.2 gezeichnet ist. Sie hat bei $z = 0$ ihr Maximum mit dem Wert eins. Für

[5] Die Konstante K war nach Abschnitt 1.3 die über den optischen Wegunterschied x gemittelte Intensität, dieser Größe entspricht in Gleichung 1.1 der Term $c\epsilon(\mathcal{A}_1^2 + \mathcal{A}_2^2)/2$.

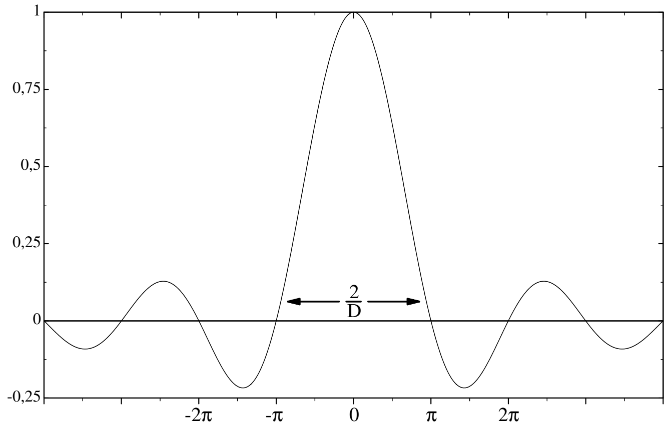

Abb. 1.2: Die Funktion $\sin(z)/z$.

reales Licht ist $\sigma_0 \gg 1$, per Definition $A(-\sigma) = A(\sigma)$ wurden aber auch negative Wellenzahlen zugelassen, deshalb gilt nur $|\sigma_0| \gg 1$. Von den beiden Brüchen in der großen runden Klammer dominiert allerdings jeweils nur einer. $\overline{A_1(\sigma)A_2(\sigma)}$ hat also jeweils bei $\sigma = \pm\sigma_0$ ein Maximum mit dem Wert $\approx 2\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2X_2$.

Nun betrachten wir den Fall, daß beide Integrationsgrenzen um ein beliebiges festes Δ verschoben sind[6)]. In der großen runden Klammer von Gleichung 1.8 wird der erste Term mit dem Faktor $e^{i2\pi(\sigma_0-\sigma)\Delta}$ multipliziert, der zweite mit $e^{i2\pi(\sigma_0+\sigma)\Delta}$. Da für $|\sigma_0| \gg 1$ jeweils einer der Terme in der Klammer dominiert, kann der kleinere vernachlässigt werden. Dann bewirkt die Verschiebung der Grenzen nur eine Multiplikation mit einem komplexen Phasenfaktor. Dieser kann durch Betragsbildung sehr einfach neutralisiert werden.

1.6 Auflösungsvermögen

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, daß das gemessene bzw. berechnete Spektrum durch die beiden endlichen maximalen optischen Wegunterschiede X_1 und X_2 verfälscht wird. Aus einer δ-Funktion wird eine sinc-Funktion. Als Maß für das spektrale Auflösungsvermögen eines Fourier-Spektrometers kann die Breite des Hauptmaximums der sinc-Funktion definiert werden. Das Hauptmaximum ist auf den Wert Null abgefallen, wenn das Argument des Sinus den Wert π annimmt: $2\pi(\sigma_0-\sigma)X_2 = \pi$ bzw. $(\sigma_0-\sigma) = 1/(2X_2)$ Die volle Breite des Hauptmaximums ist doppelt so groß, zwei Linien können erst dann deutlich voneinander unterschieden werden, wenn sie mindestens diesen doppelten spektralen Abstand voneinander haben. Mit $D = |X_2 - X_1|$ ergibt sich

$$\Delta\sigma = \frac{2}{D}.$$

[6)]Da $X_1 = -X_2$ und Δ frei wählbar sind, ist dies der allgemeine Fall.

Die sinc-Funktion hat beidseits des Hauptmaximums zwei Minima, deren Betrag 22 % des Hauptmaximums erreicht. Da in der Regel von dem berechneten Spektrum der Betrag gebildet wird, können diese Minima theoretisch als benachbarte Spektrallinien fehlinterpretiert werden. Diese Oszillationen können vermindert werden, indem das Interferogramm vor der Fourier-Transformation mit einer Gewichtsfunktion (Apodisation) multipliziert wird, so daß das so modifizierte Interferogramm bei $x = 0$ maximal wird, und zu den Integrationsgrenzen gegen Null abfällt [1]. Allerdings sinkt durch eine Apodisation die Auflösung ein wenig, statt der oszillierenden sinc-Funktion bekommt man eine weniger stark oszillierende, dafür aber etwas breitere Funktion.

1.7 Numerische Berechnung

Sobald die vom optischen Wegunterschied x abhängige Interferenzfunktion $\langle I(x)\rangle$ bekannt ist, kann das Spektrum nach Gleichung 1.6 berechnet werden. In der Praxis wird die Interferenzfunktion $\langle I(x)\rangle$ dadurch bestimmt, daß das zu untersuchende Licht auf einem Detektor interferiert, der Detektor liefert dann (abgesehen von einem Proportionalitätsfaktor) die Funktion $\langle I(x)\rangle$. Das Detektorsignal wird für diskrete Werte x_n des optischen Wegunterschieds aufgezeichnet. Für die numerische Berechnung gehen wir vom Fourier-Integral zu einer diskreten Summe über. Eine effiziente Berechnung erfordert, daß die N Meßwerte $\langle I(x_n)\rangle$ in äquidistanten Abständen aufgenommen werden. Nachdem in Gleichung 1.6 die unendlichen Integrationsgrenzen durch die endlichen optischen Wegunterschiede X_1 und X_2 ersetzt worden sind, führt folgende Transformation dies Integral in eine für die Berechnung geeignete Summe über:

$$\begin{aligned} dx &\rightarrow \beta = \frac{X_2 - X_1}{N} \\ x &\rightarrow x_n = X_1 + n\beta, \ (n = 0, 1, 2, \ldots N-1) \\ \langle I(x)\rangle &\rightarrow I_n = \langle I(x_n)\rangle = \langle I(X_1 + n\beta)\rangle \end{aligned}$$

Das Differential dx geht in eine endliche Schrittweite β über, x_n ist eine äquidistante Unterteilung des Intervalls $X_1 \ldots X_2$, für die diskreten optischen Wegdifferenzen $X_1 + n\beta$ muß das Ausgangssignal des Detektors aufgezeichnet werden. Damit geht das Integral

$$\int_{X_1}^{X_2} \langle I(x)\rangle e^{-i2\pi\sigma x}\, dx$$

in die diskrete Summe

$$B(\sigma) = \frac{X_2 - X_1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \langle I(X_1 + n\beta)\rangle e^{-i2\pi\sigma(X_1 + n\beta)}$$

über. Der Phasenfaktor $e^{-i2\pi\sigma X_1}$ kann vor die Summe gezogen werden.

$$B(\sigma) = \frac{X_2 - X_1}{N} e^{-i2\pi\sigma X_1} \sum_{n=0}^{N-1} \langle I(X_1 + n\beta)\rangle e^{-i2\pi\sigma(n\beta)} \tag{1.9}$$

$B(\sigma)$ wird bei beliebigen endlichen Grenzen X_1 und X_2 in der Regel komplex, so daß erst $|B(\sigma)|$ proportional zur spektralen Intensität ist. Da alle Meßwerte I_n reell sind, gilt $B(-\sigma) = B^*(\sigma)$, und die Summe hat die Periode $1/\beta$.

$$|B(-\sigma)| = |B(\sigma)|, \quad |B(\sigma + 1/\beta)| = |B(\sigma)|.$$

$|B(\sigma)|$ ist daher nur im Intervall $0 \ldots 1/(2\beta)$ wirklich unabhängig. Das Intervall $1/(2\beta) \ldots 2/(2\beta)$ enthält die gleichen Werte in gespiegelter Reihenfolge, das nächste Intervall enthält die Werte wieder in der ursprünglichen Reihenfolge usw. Daher kann zur Berechnung der Summe in Gleichung 1.9 ein Standard-Algorithmus verwendet werden, welcher diese Summe für das Intervall $0 \ldots 1/(2\beta)$ berechnet. Nach der Berechnung wird der Betrag gebildet und die berechneten Spektralwerte werden dann dem richtigen Intervall zugeordnet. Die Berechnung der Summe in Gleichung 1.9 liefert i.a. komplexe Werte, um den Informationsgehalt zu erhalten, werden aus den N reellen Datenwerten des Interferogramms $N/2$ komplexe Werte[7)] $B(\sigma_k)$ errechnet:

$$B(\sigma) \to B(\sigma_k) \text{ mit } \sigma_k = \frac{k}{\beta N}, (k = 0, 1, 2, \ldots N/2).$$

Mit diesen diskreten Werten für σ_k und den ebenfalls diskreten Meßwerten I_n für das Interferogramm bekommt die Summe in Gleichung 1.9 die Gestalt

$$\sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{-i2\pi kn/N}, (k = 0, 1, 2, \ldots N/2). \tag{1.10}$$

Diese Summe wird als diskrete Fourier-Transformation bezeichnet, um sie effizient zu berechnen kann auf Algorithmen der numerischen Mathematik zurückgegriffen werden. Die allgemeinen Algorithmen der diskreten Fourier-Transformation erwarten allerdings, daß die Werte I_n komplex sein können, der Index k läuft dann von $-N/2$ bis $+N/2$. Da die Meßdaten I_n jedoch reell sind, wäre dann $B(-\sigma_k) = B^*(\sigma_k)$. Wird ein spezieller Algorithmus für reelle Daten verwendet, ist nur der halbe Rechenaufwand nötig.

Nachdem die diskrete Fourier-Transformation durchgeführt worden ist, muß den berechneten Daten der richtige Wellenzahlintervall zugeordnet werden. Jedoch ist es prinzipiell nicht möglich, nachträglich zu entscheiden, welches das richtige Intervall ist — weder an dem Datensatz $\{I_n\}$ des Interferenzsignals, noch an dem berechneten diskreten Spektrum kann dies abgelesen werden. Das richtige

[7)] Tatsächlich ergeben sich $(N/2) + 1$ diskrete Spektralwerte, für $k = 0$ und $k = N/2$ liefert die Summe in Gleichung 1.9 je einen reellen Wert.

Intervall muß im vornherein bekannt sein, und es muß sichergestellt sein, daß das Emissionsspektrum der Lichtquelle nicht breiter als ein Intervall ist! Dieses ist in der Regel allerdings keine große Einschränkung, da für den Spektralbereich der Lichtquelle fast immer obere und untere Grenzen angegeben werden können. Bei sehr breitbandigen Strahlungsquellen können durch Benutzung von Filtern die verschiedenen Spektralbereiche separat untersucht werden. Die folgende Betrachtung soll verdeutlichen was geschieht, wenn so eine Intervallgrenze überschritten wird. Da sowohl die normale als auch die diskrete Fourier-Transformation linear sind, kann der Datensatz $\{I_n\}$ in zwei Datensätze $\{I'_n\}$ und $\{I''_n\}$ zerlegt werden. Der Datensatz $\{I'_n\}$ mag zu dem Intervall $i/(2\beta)$ bis $(i+1)/(2\beta)$ gehören, der Datensatz $\{I''_n\}$ zu dem Intervall $j/(2\beta)$ bis $(j+1)/(2\beta)$. Durch die Periodizität der diskreten Fourier-Transformation werden aber die Daten $\{I''_n\}$ auch in das zu $\{I'_n\}$ gehörende Intervall abgebildet. Die diskrete Fourier-Transformation von $\{I_n\} = \{I'_n\} + \{I''_n\}$ würde daher die Spektren überlagern und dadurch verfälschen. Das reale Spektrum muß vollständig in eines der Intervalle der Größe $1/(2\beta)$ fallen! Dabei sind die Intervallgrenzen gegeben durch

$$z\frac{1}{2\beta}\ldots(z+1)\frac{1}{2\beta},\ (z=0,1,2,\ldots).$$

Ist der Spektralbereich der zu untersuchenden Lichtquelle begrenzt durch σ_{min} und σ_{max}, so muß stets gelten

$$\sigma_{max} - \sigma_{min} \leq \frac{1}{2\beta} \quad \text{bzw.} \quad \beta \leq \frac{1}{2(\sigma_{max} - \sigma_{min})}.$$

Diese notwendige Bedingung wird als *Sampling-Theorem* bezeichnet, sie ist aber nicht hinreichend, da zusätzlich noch gewährleistet sein muß, daß keine Intervallgrenze überschritten wird. Variation von β verändert sowohl die Größe der Intervalle als auch die Intervallgrenzen. Allerdings kann über β, bedingt durch den konkreten Aufbau des Spektrometers, in der Regel nicht frei verfügt werden, so ist β etwa bei dem Aufbau, der im nächsten Kapitel beschrieben wird, immer ein Vielfaches der Wellenlänge eines Helium-Neon-Lasers. Übrigens ist, wegen

$$\Delta\sigma = \frac{2}{D} = \frac{2}{X_2 - X_1} = \frac{2}{N\beta}$$

die spektrale Auflösung $\Delta\sigma$ umgekehrt proportional zur Schrittweite, wenn die Anzahl N der Datenpunkte konstant gehalten wird.

Um die Summe 1.10 effizient zu berechnen, wird ein spezieller Algorithmus der *schnellen Fourier-Transformation* verwendet, er ist u.a. in dem Buch von Press [10] beschrieben[8)]. Dieser Algorithmus bildet beliebige reelle Daten, die bei einer

[8)] Um einen einzigen Wert $B(\sigma)$ zu berechnen, müßten im Prinzip N Summanden berechnet und aufaddiert werden, für N verschiedene $B(\sigma)$ insgesamt N^2. Der Rechenaufwand, den die schnelle Fourier-Transformation benötigt, ist jedoch nur proportional zu $N \log_2 N$.

konstanten Schrittweite β aufgezeichnet wurden, auf das Intervall $0 \dots 1/(2\beta)$ ab, dabei werden aus N reellen Daten $N/2+1$ komplexe Werte f_n, die dieses Intervall äquidistant besetzen[9)]. Voraussetzung zur Anwendung der schnellen Fourier-Transformation ist, daß die Anzahl N der Daten eine Zweierpotenz ist. Die berechneten Spektralwerte müssen jetzt nur noch dem richtigen Spektralbereich $z/(2\beta) \dots (z+1)/(2\beta)$ $(z = 0, 1, 2, \dots)$ zugeordnet werden, falls z ungerade ist, ist noch eine Spiegelung innerhalb des Intervalls erforderlich. Diese Zuordnung erfolgt durch folgende Beziehungen:

$$\sigma_n = z\frac{1}{2\beta} + \frac{1}{2\beta}\frac{n}{N/2}, \ (n = 0, 1, 2, \dots N/2).$$

(Der erste Term bestimmt den durch z vorgegebenen Intervall, der zweite Term die Position in diesem Intervall.)

$$B(\sigma_n) \equiv B_n = f_n, \ (n = 0, 1, \dots N/2) \text{ wenn z gerade ist,}$$

$$B(\sigma_n) \equiv B_n = f_{(N/2)-n}, \ (n = 0, 1, \dots N/2) \text{ wenn z ungerade ist.}$$

Zum Schluß werden die Spektralwerte B_n noch mit dem in Gleichung 1.9 vor der Summe stehenden Faktor $(X_2 - X_1)/N$ multipliziert, und es wird der Betrag der komplexen Werte gebildet. Das Resultat entspricht dem realen Spektrum[10)] der Lichtquelle, der Proportionalitätsfaktor kann bei Bedarf dadurch bestimmt werden, daß durch eine separate Messung die Gesamtintensität der Lichtquelle ermittelt wird. Dann kann das Spektrum so normiert werden, daß das Integral über das Spektrum gerade die Gesamtintensität ergibt.

Wegen $(1/(2\beta))/(N/2) = 1/(X_2 - X_1)$ ist die numerische Auflösung, oder besser gesagt der Abstand der berechneten Spektraldaten, doppelt so groß wie die in Kapitel 1.6 angegebene theoretische Auflösung. Daher können zwei Spektrallinien, die den Abstand der theoretische Auflösung haben, tatsächlich als zwei getrennte Linien unterschieden werden.

[9)] Exakt ergeben sich $N/2 - 1$ komplexe Werte, der erste und letzte Wert sind reell.

[10)] Falls das Teilungsverhältnis des Strahlteilers stark wellenzahlabhängig ist, muß noch Gleichung 1.4 angewendet werden.

Kapitel 2

Das Fourier-Spektrometer für cw-Betrieb

Bereits vor ca. 10 Jahren wurde hier, am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg, von U. Skudayski [11] während seiner Diplomarbeit ein Fourier-Spektrometer für Dauerstrich-Messungen im sichtbaren Bereich aufgebaut. Obwohl das nachfolgend beschriebene Fourier-Spektrometer ein vollständiger Neuaufbau ist, entspricht der Strahlengang dem des Vorgängermodells, und es wurden die Grundplatte, die Stromversorgung des Helium-Neon-Referenzlasers und die Retroreflektoren weiter verwendet. Der aktuelle Aufbau wird momentan vorwiegend für zeitaufgelöste Messungen von Laser-Emissionsspektren benutzt, jedoch werden mit unverändertem Aufbau, nur durch Umstecken eines BNC-Kabels und Starten eines anderen Meßprogramms, auch Dauerstrich-Messungen durchgeführt. Daher wird in diesem Kapitel zunächst der für beide Meßmethoden gemeinsame optische und mechanische Aufbau beschrieben. Fast alles hier gesagte ist auch für die zeitaufgelösten Messungen gültig. In Kapitel 5 wird dann gezeigt, wie dieser Aufbau durch eine modifizierte Elektronik, eine zusätzliche Photodiode und ein anderes Meßprogramm für zeitaufgelöste Messungen verwendet werden kann.

2.1 Vorteile von Fourier-Spektrometern

Die beiden wichtigsten Vorteile der Fourier-Spektrometer gegenüber anderen Spektrometertypen wie etwa den Gitterspektrographen sind zuerst von P. Fellgett [21] und P. Jacquinot [22] beschrieben worden:

1. Ein Interferometer nutzt zu jeder Zeit die gesamte spektrale Information, während ein Gitterspektrograph nur den sehr kleinen, durch den Austrittsspalt festgelegten Bereich nutzt (Fellgett- oder Multiplex-Vorteil).

2. Bei einem Gitter-Spektrometer ist die Auflösung durch die Spaltbreite be-

stimmt, für hohe Auflösung muß ein großer Teil des Lichtes durch einen schmalen Spalt ausgeblendet werden. Bei einem Interferometer kann dagegen ein Lichtstrahl mit einem größeren Durchmesser ($\geq$1 mm) benutzt werden, in der Regel ist es nicht erforderlich, Licht auszublenden. (Jacquinot-, Durchlaß- oder Étendue-Vorteil.)

Zum Teil hierdurch bedingt sind folgende weitere Vorteile [1, 2]:

- Hohe spektrale Auflösung.
- Genaue absolute Werte für die Wellenzahlen der Spektren
- Gleiches Signal- zu Rauschverhältnis wie bei Gitterspektrographen kann bei deutlich kürzerer Meßzeit erreicht werden.
- Großer Wellenzahlbereich pro Messung.
- Messungen sehr schwacher Lichtquellen sind möglich.
- Interferometer sind in der Regel kleiner, leichter und preiswerter als andere Spektrometer.

Als Nachteile eines Fourier-Spektrometers können folgende Punkte angeführt werden, sie sind allerdings nicht sehr schwerwiegend:

- Es wird ein Meßrechner mit Meßkarte benötigt.
- Das Spektrum ist nicht sofort sichtbar.
- Für Lichtquellen mit sehr großen Leistungsschwankungen eignet sich Fourier-Spektroskopie mir stetiger Weglängenänderung weniger.
- Der Justieraufwand ist recht groß.

2.2 Aufbau und Funktionsprinzip

Dieser Abschnitt skizziert zunächst den Aufbau des Spektrometers und erläutert die grundsätzliche Funktionsweise. Die einzelnen Komponenten werden dann in den folgenden Abschnitten detaillierter vorgestellt.

Das im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaute Spektrometer wird in Bild 2.1 skizziert. Es handelt sich um ein symmetrisches Fourier-Spektrometer, bei welchem die Armlänge, und damit die optische Wegdifferenz der beiden Teilstrahlen, stetig verändert wird. Im englischen wird diese Art Fourier-Spektrometer als *continous scan Fourierspectrometer* bezeichnet, um sie von den *Step-Scan* bzw. *Stop-Scan* Fourier-Spektrometern, bei welchen der optische Wegunterschied schrittweise verändert wird, zu unterscheiden. Die wesentlichen Bestandteile sind ein

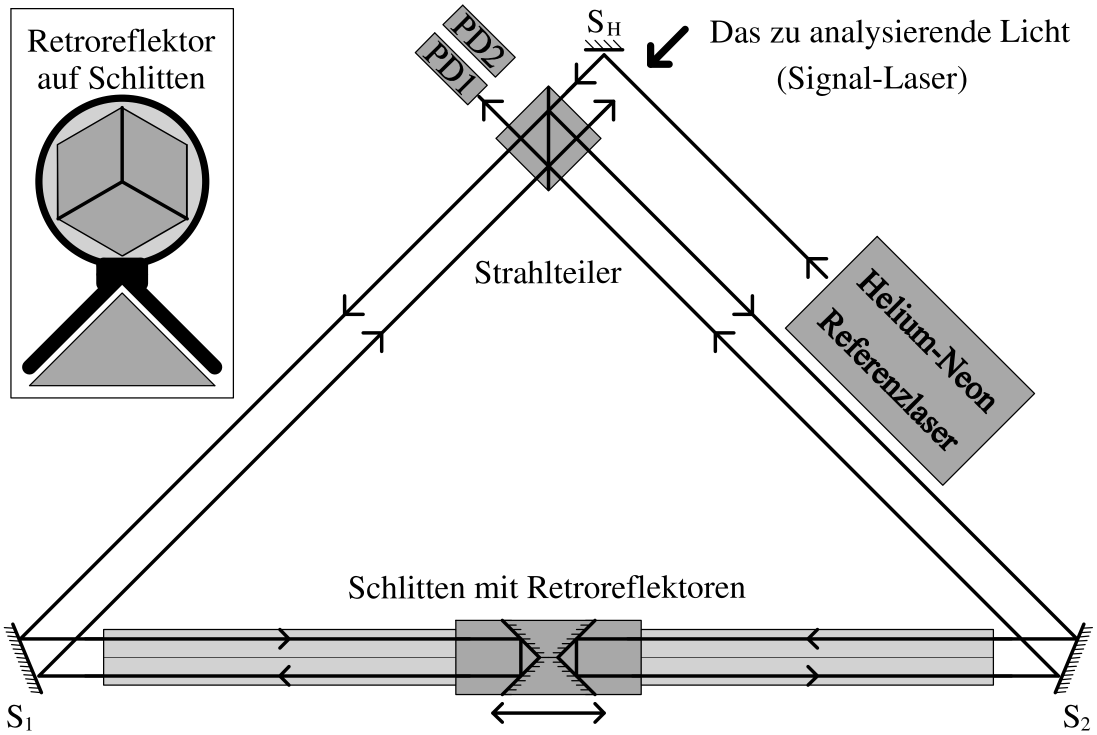

Abb. 2.1: Strahlengangs im Fourier-Spektrometer. Um die Skizze nicht zu unübersichtlich zu machen, wurde nur der Strahlengang des Helium-Neon-Lasers eingezeichnet — das zu analysierende Licht läuft auf den selben Wegen, nur in umgekehrter Richtung, und fällt auf die Photodiode PD_2 . Oben links ist ein Retroreflektor dargestellt — der Lichtstrahl fällt in einen verspiegelten Halbwürfel.

Strahlteiler[1)], zwei Umlenkspiegel S_1 und S_2, und ein auf einer Schiene verschiebbarer Schlitten, welcher zwei Retroreflektoren trägt. Außer dem zu analysierenden Licht (Signal-Laser) wird auch der Lichtstrahl eines Helium-Neon-Referenzlasers in das Fourier-Spektrometer eingekoppelt, dieser soll zunächst betrachtet werden:

Der Strahl wird vom Strahlteiler in zwei Teilstrahlen etwa gleicher Intensität zerlegt. Beide Teilstrahlen treffen auf je einen Umlenkspiegel, welcher so justiert ist, daß sich der Strahl exakt entlang der Schiene, also in Bewegungsrichtung des Schlittens, ausbreitet. Die auf dem Schlitten angebrachten Retroreflektoren reflektieren die Strahlen etwas versetzt, aber parallel zum einfallenden Strahl. Durch erneute Reflexion an den Umlenkspiegeln gelangen beide Teilstrahlen zurück zum Strahlteiler. Vom linken Teilstrahl fällt der jetzt reflektierte Anteil, vom rechten Teilstrahl der transmittierte Anteil auf die Photodiode PD_1 [8], wo sich die beiden Teilstrahlen überlagern und wegen ihrer festen Phasenbeziehung interferieren. Die Phase, und damit die Lichtintensität auf der Photodiode ist nach Kapitel 1 vom Wegunterschied, bzw. von der Schlittenposition abhängig. Das zu

[1)] Eingezeichnet ist hier ein würfelförmiger Strahlteiler, auf die Nachteile des zunächst verwendeten scheibenförmigen Strahlteilers wird in Abschnitt 2.6 eingegangen.

dieser Lichtintensität proportionale elektrische Ausgangssignal der Photodiode wird (in dieser Arbeit) als Interferenzsignal des Helium-Neon-Referenzlasers bezeichnet. Bewegt sich der Schlitten um 1 cm, so wird der Gesamtweg für den einen Teilstrahl 2 cm länger, für den anderen 2 cm kürzer. Die Wegdifferenz hat sich somit um 4 cm verändert. Daher kann mit dem maximalen Fahrweg des Schlittens von ca. 0,4 m der *optische Wegunterschied* der beiden Teilstrahlen um 1,6 m verändert werden! In Bild 2.1 ist nur der Strahlengang des Helium-Neon-Lasers eingezeichnet, aber auf den selben Wegen, nur in umgekehrter Richtung, durchquert auch das zu analysierende Licht das Spektrometer und interferiert auf der Photodiode PD_2 [7]. Das elektrische Ausgangssignal dieser Photodiode wird in dieser Arbeit als Interferenzsignal des zu untersuchenden Lichtes bzw. des Signal-Lasers bezeichnet. Für jede Schlittenposition ist der optische Wegunterschied, den die beiden Teilstrahlen des Helium-Neon-Lasers zueinander haben, der gleiche, den auch die beiden Teilstrahlen des zu untersuchenden Lichtes zueinander haben. Der Helium-Neon-Laser läuft einmodig, sein Licht ist monochromatisch, und sein Interferenzsignal (d.h. das Ausgangssignal der Photodiode PD_1 als Funktion des Wegunterschiedes) ist, abgesehen von einem konstanten Anteil, eine Kosinusfunktion mit der Periode seiner Wellenlänge. Das Interferenzsignal des Helium-Neon-Lasers gibt daher Auskunft über den optischen Wegunterschied in den beiden Teilarmen des Interferometers, aufeinanderfolgende Maxima bedeuten, daß sich der optische Wegunterschied um $\lambda_{HeNe} = 632{,}8$ nm verändert hat.

Zur Datenaufnahme wird ein PC [2] mit einer eingebauten Meßkarte [3] verwendet. Auf der Photodiode PD_2 interferiert das zu untersuchende Licht, ihr Ausgangssignal wird an den Dateneingang der Meßkarte angeschlossen. Zusätzlich zum Dateneingang besitzt die Meßkarte einen Takteingang, an welchen ein TTL-Rechtecksignal (5 V Amplitude) gelegt werden kann. Dann liest die Meßkarte bei jeder ansteigenden Flanke dieses Rechtecksignals je einen einzelnen Datenwert ein. Wird daher das Interferenzsignal des Helium-Neon-Referenzlasers durch eine Elektronik in ein TTL-Rechtecksignal gleicher Periode gewandelt und an den Takteingang der Meßkarte angeschlossen, so liest die Meßkarte jeweils dann, wenn sich der optische Wegunterschied um $\lambda_{HeNe} = 632{,}8$ nm verändert hat, einen Datenwert ein. Das Interferogramm der zu untersuchenden Lichtquelle wird daher in äquidistanten, durch die Wellenlänge des Referenzlasers bestimmten Schritten 'abgetastet'.

2.3 Veränderung des optischen Wegunterschieds

Die von den beiden Teilstrahlen zu durchlaufenden Wegstrecken werden dadurch verändert, daß der Schlitten, welcher die Retroreflektoren trägt, geradlinig entlang der Schiene bewegt wird. Anfangs wurde ein System benutzt, bei dem der Schlitten auf einem Luftkissen schwebt. Der Schlitten wurde einmal manuell angestoßen, Spiralfedern an den beiden Enden der Schiene sorgten für die Richtungsumkehr. Die u.a. durch den Luftwiderstand verlorene Energie wurde dadurch kompensiert, daß der Schlitten an einem Ende der Schiene zusätzlich von einem durch eine Lichtschranke aktivierten Elektromagneten angestoßen wurde. Da dieser Antrieb wegen der nicht konstanten Geschwindigkeit für zeitaufgelöste Messungen unbrauchbar war, wird der Schlitten jetzt von einem Gleichstrommotor an einem Riemen gezogen, er gleitet dabei auf einem Microfaser-Tuch über die Schiene. Für Dauerstrich-Messungen sind beide Antriebsarten gleichwertig, da es hier vorwiegend auf die Position, und weniger auf die Geschwindigkeit des Schlittens ankommt. Für zeitaufgelöste Messungen ist jedoch eine nahezu konstante Geschwindigkeit erforderlich, darauf wird in Kapitel 5 noch ausführlich eingegangen.

2.4 Die Elektronik

Soweit technisch möglich, wurde die gesamte Elektronik in einem von der Firma Vero [17] gelieferten Baugruppenträger (Tischgehäuse) mit 8 separaten Einschüben untergebracht. Hierdurch wird ein kompakter Aufbau erreicht, bei dem die einzelnen Komponenten schnell ausgetauscht werden können. Die für Dauerstrich-Messungen verwendete Elektronik und die Antriebssteuerung befinden sich je in einem separaten Einschub, für zeitaufgelöste Messungen werden zwei weitere Einschübe verwendet. Zwei Einschübe dienen der Spannungsversorgung, einer ist noch frei für Erweiterungen.

2.4.1 Datenaufnahme und Verarbeitung

Die zur Aufzeichnung des Interferogramms verwendete Meßkarte [3] kann über ein Computerprogramm konfiguriert werden, insbesondere läßt sich ein Modus einstellen, bei dem das Einlesen von Datenwerten durch ein externes TTL-Takt-Signal[2)] kontrolliert wird: Nachdem der Karte mitgeteilt wurde, wie viele Datenwerte eingelesen werden sollen, wird sie durch einen Tastendruck auf der PC-Tastatur oder durch das Signal einer Lichtschranke aktiviert. Nun liest sie bei jeder ansteigenden Flanke des Taktsignals je einen Datenwert ein, bis die gewünschte Anzahl erreicht ist. Neben den beiden Vorverstärkern der Photodioden ist daher lediglich eine Elektronik erforderlich, welche aus dem kosinusförmigen Interferenzsignal des Helium-Neon-Referenzlasers ein TTL-Rechtecksignal gleicher Periode erzeugt. Dieses Rechtecksignal wird an den Takteingang der Meßkarte gelegt und bewirkt, daß immer dann, wenn sich der optische Wegunterschied der beiden Teilarme um $\lambda_{HeNe} = 632{,}8$ nm verändert hat, das momentane Interferenzsignal der zu untersuchenden Lichtquelle eingelesen wird. Dieser Zusammenhang wird durch das Blockschaltbild 2.2 verdeutlicht.

[2)] Optimal ist nach Angabe des Herstellers der Meßkarte ein symmetrisches Rechtecksignal mit U_0=0V und U_1=5V.

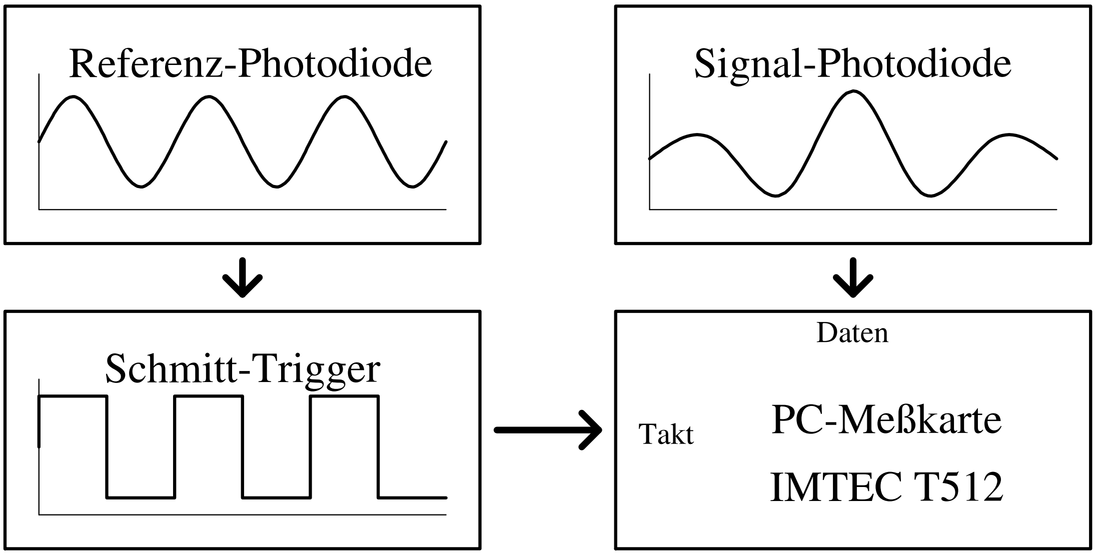

Abb. 2.2: Blockschaltbild der Elektronik für Dauerstrich-Messungen.

Das Interferenzsignal des Helium-Neon-Referenzlasers ist selbstverständlich keine ideale Kosinusfunktion, daher muß die Elektronik, welche das TTL-Rechtecksignal erzeugen soll, gegen Amplitudenschwankungen und Stör- bzw. Rauschanteile unempfindlich sein. Bei einem kosinusförmigen Signal ohne Nullpunktverschiebung sind die Nulldurchgänge amplitudenunabhängig. Daher wird von dem Signal, welches eine Amplitude von einigen 100 mV hat, zunächst durch einen Hochpaß geringer Grenzfrequenz der Gleichspannungsanteil abgetrennt. Wegen der vorhandenen Störanteile wird ein Schmitt-Trigger [9, 8] mit Hysterese eingesetzt, welcher nicht beim Nulldurchgang der Eingangsspannung, sondern bei ca. ± 25 mV den Ausgang zwischen 0 V und 5 V umschaltet. Dadurch wird verhindert, daß Störanteile des Eingangssignals falsche Taktsignale erzeugen.

Das Ausgangssignal der Photodiode PD_2 gelangt über ein Koaxialkabel zur Meßkarte. Bei jedem Taktsignal wird die am Signaleingang anliegende Spannung in einen digitalen Wert umgewandelt und dieser Wert in dem karteninternen Speicher abgelegt. Nach Beendigung des Einlesevorgangs können die Daten dann in den Speicher des Rechners kopiert und weiterverarbeitet werden. Der PC ist mit einem Intel-486-Prozessor und 24 MB RAM bestückt. Die Verarbeitung und Speicherung der Daten geschieht mit Hilfe eines selbst geschriebenen Programms. Die zu der Meßkarte gehörenden Beispielprogramme sind zwar in Turbo-Pascal geschrieben, doch war es mit Hilfe der zur Karte gehörenden DLL (Dynamic Link Library) möglich, auch von der Programmiersprache 'C' auf die Karte zuzugreifen. Es wurde der Watcom-C-Compiler |19| benutzt, dieser erlaubt es, trotz des Betriebssystems MS-Windows 3.1 auch größere Datensätze zu verarbeiten. Aber auch damit ist die maximale Größe eines Datensatzes auf 8 MB beschränkt. Um numerische Fehler zu vermeiden, wird mit 8 Byte großen Zahlen gerechnet, deshalb kann die Fourier-Transformation mit maximal $2^{20} = 1048576$ Meßwerten durchgeführt werden. Für die schnelle Fourier-Transformation wird ein leicht abgeänderter Algorithmus aus dem Buch von Press [10] benutzt, dieser benötigt für die Transformation von 1048576 Datenwerten auf diesem Rechner etwas über eine Minute. Das Programm bietet über ein Textmenü die Möglichkeit, die Karte zu konfigurieren (Datenzahl, Spannungsbereich, Schrittweite, Wellenlängenbereich). Nach der Fourier-Transformation wird den Daten der richtige Wellenzahlbereich zugeordnet, bevor sie dann als Datei auf der Festplatte abgespeichert werden. Wahlweise kann vor der Speicherung auch über mehrere Messungen gemittelt werden, und es kann statt dem gesamten Spektrum nur der interessierende Wellenzahlbereich abgespeichert werden. Danach können die Spektren mit anderen Programmen [24] graphisch dargestellt bzw. ausgedruckt werden. Der gesamte Verarbeitungsvorgang dauert bei 1048576 Datenwerten ca. 2 Minuten, also deutlich länger als die eigentliche Messung (ca. 10 s). Mit einem moderneren Rechner würde die Verarbeitungszeit bei etwa 10 s liegen.

2.4.2 Steuerung des Antriebs

Wie man eine möglichst konstante Geschwindigkeit des Schlittens erreicht, wird in Kapitel 5 beschrieben. Hier soll nur das Prinzip des Antriebs und der Richtungsumkehr skizziert werden: An beiden Enden der Schiene befindet sich je eine Gabellichtschranke, die von einer am Schlitten befindlichen Nase unterbrochen wird. Die eine der Lichtschranken wirkt auf den Setz-Eingang eines RS-Flip-Flops[3)], die andere auf den Rücksetzeingang. Daher wird dieses Flip-Flop immer dann umgeschaltet, wenn der Schlitten ein Ende der Schiene erreicht hat. Das Flip-Flop steuert nun ein Umpolrelais, welches dem für den Antrieb zuständigen Gleichstrommotor eine von einem einstellbaren Spannungsregler gelieferte Spannung zuführt; das Umpolen kehrt die Drehrichtung des Motors und damit die Fahrtrichtung des Schlittens um. Mit einem Potentiometer kann die Spannung, und damit die Schlittengeschwindigkeit, eingestellt werden. Weiter ist es möglich, durch eine logische UND-Verknüpfung dieses Flip-Flops und der Lichtschranke, welche die Datenaufnahme auslöst, zu erreichen, daß jeweils nur in einer Fahrtrichtung gemessen wird. Dies ist für die zeitaufgelösten Messungen notwendig, da die Geschwindigkeit des momentan verwendeten Gleichstrommotors richtungsabhängig ist. Eine ähnliche UND-Verknüpfung wäre im Prinzip auch bei den Dauerstrich-Messungen erforderlich, um zu gewährleisten, daß nur dann eine Messung gestartet wird, wenn der Schlitten gerade vom Umkehrpunkt wegfährt. Durch eine Besonderheit dieser Meßkarte ist dies allerdings nicht nötig: Die Karte benutzt einen Ringspeicher, in den sie kontinuierlich Daten einliest. Die Lichtschranke, die die Datenaufnahme starten soll, kann daher in der Mitte

[3)] Ein RS-Flip-Flop ist ein elementares Bauteil der Digital-Elektronik, welches einen logischen Zustand (z.B. den Wert 0 V oder 5 V) speichern kann. Über den Setz- bzw. Rücksetzeingang kann dieser interne Zustand verändert werden.

der Schiene aufgestellt werden. Die Meßkarte sorgt dann selbständig dafür, daß 50 % der Daten zeitlich vor dem Startsignal der Lichtschranke liegen, und die anderen 50 % zeitlich dahinter. So sind die Datenwerte immer räumlich um diese Lichtschranke zentriert, unabhängig von der Datenzahl. Die Lichtschranke muß für eine andere Datenzahl daher nicht umgestellt werden.

2.4.3 Mögliche Erweiterungen

Bei den Dauerstrich-Messungen wurde zunächst nur die unbedingt nötige Elektronik eingesetzt, um möglichst auszuschließen, daß von ihr Störungen ausgehen und dadurch die Messungen verfälscht werden könnten. Daher besteht die Meßelektronik derzeit nur aus den Vorverstärkern der Photodioden, dem mit Hilfe eines Comparator-ICs (LM-319) realisierten Schmitt-Trigger und dem Hochpaß, der aus einem Kondensator und einem Widerstand besteht. Einige mögliche Erweiterungen der Elektronik für Dauerstrich-Messungen sollen im folgenden kurz diskutiert werden:

Das Interferenzsignal des Helium-Neon-Referenzlasers hat bei der optischen Wegdifferenz 0 ein Maximum, also keine Nullstelle. Daher wird an dieser Stelle kein Taktsignal erzeugt, und somit kein Datenwert eingelesen. In Abschnitt 1.5 wurde gezeigt, das dies auch nicht erforderlich ist. Für ein exakt symmetrisches Interferogramm, oder ein einseitiges, dessen untere Grenze des optischen Wegunterschieds exakt bei Null liegen soll, wäre jedoch ein am Nullpunkt aufgenommener Datenwert erforderlich. Indem das elektrische Ausgangssignal der zum Helium-Neon-Laser gehörenden Photodiode zunächst elektronisch differenziert (und invertiert) wird, kann es im Prinzip erreicht werden, daß ein Datenwert beim Wegunterschied $x = 0$ aufgenommen wird. In der Praxis ist es jedoch unmöglich, die Datenaufnahme bei einem bis auf wenige nm genau definierten Ort zu starten. Daher müßten zunächst nach beiden Seiten mehr Daten aufgenommen werden, als tatsächlich benötigt werden. Für den optischen Wegunterschied 0 interferieren alle Spektralanteile des zu untersuchenden Lichts konstruktiv, daher ist dieser Meßwert durch seine maximale Amplitude ausgezeichnet. Dieser Datenwert kann daher zur Orientierung innerhalb der Meßdaten verwendet werden, so daß die Meßwerte vor der Fourier-Transformation entsprechend verschoben bzw. beschnitten werden könnten. Bei der momentan verwendeten Meßkarte muß jedoch die Anzahl der einzulesenden Meßwerte jeweils eine Zweierpotenz sein, es müßten daher zunächst doppelt so viele Datenwerte wie eigentlich benötigt eingelesen werden. Dies erscheint nicht sinnvoll, daher werden bei dem aktuellen Aufbau nur annährend symmetrische Grenzen verwendet. In Kapitel 1 wurde gezeigt, daß sich Spektren, die aus symmetrischen bzw. asymmetrischen Interferogrammen berechnet werden, nur durch einen komplexen Phasenfaktor unterscheiden. Da nach der Fourier-Transformation der Betrag gebildet wird, fällt dieser Phasenfaktor weg. Tatsächlich konnten zwischen aus symmetrischen bzw. aus asymmetrischen Interferogrammen berechneten Spektren keine (systematischen) Unterschiede entdeckt werden. Weiter muß bedacht werden, daß die Aufnahme jedes Datenwertes stets mit einer durch den Schmitt-Trigger und die Meßkarte bestimmten Verzögerung erfolgt, diese Verzögerung müßte dadurch kompensiert werden, daß das zu messende Signal ebenfalls durch eine Verzögerungsleitung um die gleiche Zeitspanne verzögert wird. Übrigens muß diese Verzögerung auch dann beachtet werden, wenn die Schlittengeschwindigkeit stark schwankt: Bei einer Verzögerung Δt und einer Schwankung der Geschwindigkeit von Δv schwankt die vom Schlitten in dieser Zeit zurückgelegte Strecke um $\Delta t \Delta v$. Bei diesem Aufbau werden Dauerstrich-Messungen mit einer Schlittengeschwindigkeit von ca. 5 cm/s, also einer optischen Geschwindigkeit von ca. 20 cm/s durchgeführt, die Geschwindigkeit schwankt dabei um maximal 1 %. Die Verzögerung des Schmitt-Triggers beträgt ca. 80 ns, die der Meßkarte ca. 200 ns. Damit ergibt sich ein Fehler für die optische Wegdifferenz von 20 cm/s · 280 ns / 100 = 0,56 nm. Dieser Fehler könnte durch eine Verzögerungsleitung eliminiert werden, da er aber nur bei etwa 0,1 % der Abtastschrittweite liegt, kann er vernachlässigt werden.

Eine andere mögliche Erweiterung wäre eine elektronische Beeinflussung der Abtastschrittweite: Hierzu müßte das vom Schmitt-Trigger gelieferte Rechtecksignal durch einen Frequenzteiler oder einen Frequenzvervielfacher (PLL) geschickt werden, bevor es dem Takteingang der Meßkarte zugeführt wird. Hierauf wurde aber verzichtet, da die durch den Helium-Neon-Laser vorgegebene Schrittweite nahezu optimal ist. Bei einem maximalen Fahrweg des Schlittens von ca. 40 cm können $2^{21} = 2097152$ Werte in den Kartenspeicher eingelesen werden, dies entspricht einem exakten Fahrweg des Schlittens von 33,2 cm bzw. einem maximalen optischen Wegunterschied von 132,8 cm. Vom Rechner selbst können aber nur maximal 1048576 Werte verarbeitet werden, daher wird bei diesem maximalen Fahrweg, also der maximalen spektralen Auflösung, nur jeder zweite Datenwert für die Fourier-Transformation verwendet, was einer tatsächlichen Schrittweite von $2 \cdot \lambda_{HeNe}$ entspricht. Eine kleinere Schrittweite bedeutet daher stets weniger Fahrweg und damit geringere spektrale Auflösung. Und eine größere Schrittweite kann dadurch erreicht werden, daß nur jeder n-te von der Meßkarte aufgezeichnete Wert für die Fourier-Transformation verwendet wird.

2.5 Der Referenzlaser

Es wird ein 12 cm langer Helium-Neon-Laser |6| verwendet, welcher in ein schall- und wärmeisoliertes Gehäuse eingebaut wurde. Die Spannungsversorgung erfolgt über einen Dreiphasen-Transformator und Glättungskondensatoren. Auf Grund der Kürze des Resonators läuft der Laser die meiste Zeit einmodig, allerdings kommt es in größeren Zeitabständen durch Temperaturänderung und damit verbundener Änderung der Resonatorlänge auch vor, daß er kurzzeitig zweimodig läuft. Im zweimodigen Betrieb ist das Interferenzsignal eine Schwebung und damit für die Ortsbestimmung des Schlittens unbrauchbar, dann muß die Messung abgebrochen werden. Ein noch kürzerer Resonator wäre keine Lösung, da dann der Laser kurzzeitig ausgehen würde. Für einen ununterbrochenen einmodigen Betrieb wäre eine aktive Temperaturregelung erforderlich, wie sie z.B. von V. Burgarth [16] (Diplomarbeit und Tagungsbeitrag) gebaut und für ein λ-Meter eingesetzt wurde. Es sind auch kommerziell frequenzstabilisierte Helium-Neon-Laser [26] erhältlich, diese haben den weiteren Vorteil, daß sie sehr kompakt sind und nur eine Versorgungsspannung von 12 V benötigen.

Leider schwankt die Ausgangsleistung des momentan verwendeten Helium-Neon-Lasers um bis zu 0,5 %, mit einer Frequenz von etwa 1 MHz. Diese Leistungsschwankung wird dem durch Interferenz verursachten Signal überlagert, dadurch verschlechtert sich ein wenig die Ortsgenauigkeit der Abtastung des Interferogramms.

2.6 Der Strahlteiler

Zunächst wird ein idealer Strahlteiler betrachtet, welcher nur aus einem teildurchlässigen Spiegel mit Transmittivität T und Reflektivität R besteht. Wird die ursprüngliche Intensität des zu untersuchenden Lichts mit I_0 bezeichnet, so gilt für den einen Teilstrahl: Zunächst durchdringt der Anteil T den Spiegel, davon wird auf dem Rückweg der Anteil R auf die Photodiode reflektiert. Für den anderen Teilstrahl ist es gerade umgekehrt, zuerst wird der Anteil R vom Strahlteiler reflektiert, auf dem Rückweg gelangt hiervon der Anteil T auf die Photodiode. Wegen $I_0TR = I_0RT$ gelangt von beiden Teilstrahlen der gleiche Anteil auf die Photodiode. Wegen $R+T = 1$ ist die jeweilige Intensität $I = I_0RT$ auf der Photodiode für $R = T = 0{,}5$ maximal. Daher sollte der Strahlteiler für ein maximales Signal der Photodiode halbdurchlässig sein, aber auch bei einem anderen Verhältnis sind die Intensitäten der beiden Teilstrahlen auf dem Detektor gleich groß.

Für reale Strahlteiler sind R und T wellenlängenabhängig. Wie in Abschnitt 1.4 gezeigt wurde, muß diese Abhängigkeit entweder für den gesamten zu untersuchenden Spektralbereich so gering sein, daß sie vernachlässigt werden kann, oder sie muß genau bekannt sein, damit nach Gleichung 1.4 die unverfälschte Lichtintensität berechnet werden kann.

In Bild 2.3 sind zwei verschiedene Realisierungen von Strahlteilern dargestellt. Im experimentiellen Aufbau wurde zunächst ein auf eine planparallele Glasplatte aufgedampfter Metallspiegel [11] (Chrom) benutzt. Dieser hat den Vorteil, daß die Reflexion eines Metallspiegels nicht so stark von der Wellenlänge abhängig ist, wie es bei dielektrischen Spiegeln der Fall ist. Dieser Strahlteiler konnte in der institutseigenen Aufdampfanlage hergestellt werden, die Rückseite wurde durch eine dielektrische Schicht entspiegelt. Allerdings ergab sich mit diesem Strahlteiler

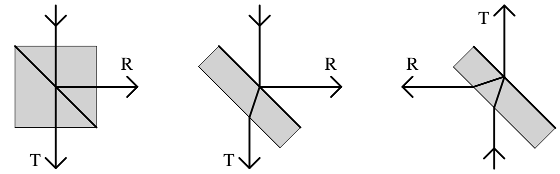

Abb. 2.3: Würfelförmiger und scheibenförmiger Strahlteiler.

ein deutlich kleineres Signal auf der Photodiode, als bei einem idealen Strahlteiler zu erwarten gewesen wäre. Ein Nachteil dieses scheibenförmigen Strahlteilers ist seine Asymmetrie: So muß der eine der Teilstrahlen den Glaskörper und die entspiegelte Rückseite drei mal durchdringen, der andere nur einmal. Ferner ist ungünstig, daß bei einem Einfallswinkel von ca. 45° die Güte der Entspiegelung der Rückseite des Strahlteilers von der Polarisation des Lichtes abhängig ist. Weiter spricht gegen diesen Strahlteiler, daß die beiden Teilstrahlen unterschiedlich lange Wege im Glaskörper durchlaufen. Da der Brechungsindex des Glases wellenlängenabhängig ist, wird hierdurch die Struktur des Interferogramms verschmiert, wenn ein breiter Spektralbereich untersucht wird. Um dies auszugleichen, müßte in einen Teilstrahl ein Glasplättchen entsprechender Dicke gestellt werden [2], aber auch dann müssen noch eventuelle, durch die entspiegelten Grenzflächen des Plättchens verursachte Phasenänderungen berücksichtigt werden.

Die gesamten Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit diesem scheibenförmigen Strahlteiler durchgeführt. Wegen der erwähnten Nachteile wurde jedoch ein würfelförmiger Strahlteiler |10| bestellt, welcher demnächst zum Einsatz kommt. Bei dieser Form des Strahlteilers befindet sich der teildurchlässige Spiegel auf der Diagonalen des Würfels, wegen der Symmetrie des Strahlteilerwürfels treten die oben genannten Nachteile nicht auf, jedoch sind R und T auch hier im geringen Maße wellenlängenabhängig.

2.7 Die Retro-Reflektoren

Jeder Retroreflektor |9| besteht aus drei mit einer Goldschicht bedampften quadratischen Plättchen, die rechtwinklig zusammengeklebt sind und einen Halbwürfel bilden. Fällt ein Lichtstrahl in diesen Halbwürfel, wird er mit einem Parallelversatz reflektiert. Dabei trifft der Lichtstrahl auf alle drei Innenflächen des Halbwürfels. Da die Umlenkspiegel so justiert sind, daß der einfallende Strahl parallel zur Bewegungsrichtung des Schlittens verläuft, ist auch der zurücklaufende Strahl hierzu parallel. Deshalb treffen die rücklaufenden Strahlen unabhängig von der Schlittenposition jeweils exakt auf die Photodioden. Bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit stammt das zu untersuchende Licht aus einem Thulium-Faserlaser. Hier muß eine Rückreflexion des Laserlichtes in sich selbst unbedingt vermieden werden, da diese Rückkopplung die Laseremission beeinflussen würde. Wie in Bild 2.1 zu erkennen ist, wird durch den Parallelversatz der Retroreflektoren eine direkte Rückreflexion verhindert. Allerdings kann das Licht des Faserlasers an dem Auskoppelspiegel des Helium-Neon-Lasers reflektiert werden. Selbst diese schwache indirekte Rückkopplung kann die Laseremission beeinflussen. Es wurde deshalb direkt vor dem Helium-Neon-Laser ein Filter aufgestellt (nicht exakt senkrecht zum Strahlengang), welcher bei 633 nm zu 90 % durchlässig ist, in Bereich 1,7 μm bis 2,0 μm aber nur ca. 5 % Transmission besitzt. Da das Licht des Faserlasers diesem Filter zweifach passieren muß, werden 99,75 % absorbiert. Mit diesem Filter werden keine Effekte von Rückreflexion mehr beobachtet.

2.8 Der komplette Aufbau

In Bild 2.4 ist der gesamte Aufbau zusammen mit dem Thulium-Faserlaser einschließlich Absorptionszelle dargestellt. Das Fourier-Spektrometer ist auf einer ca. 50 cm mal 70 cm großen massiven Stahlplatte aufgebaut. Diese kann auf einen Rollwagen gesetzt werden, die Elektronik und Spannungsversorgungen werden unter dem Spektrometer auf dem Wagen untergebracht. Der Meßrechner befindet sich ebenfalls auf einem fahrbaren Tisch, damit ist das Fourier-Spektrometer transportabel. Auf den Faserlaser wird im nächsten Kapitel noch näher eingegangen, er gehört aber nicht direkt zum Spektrometer und kann durch andere Lichtquellen ersetzt werden.

2.9 Die spektrale Auflösung

Nach Abschnitt 1.6 ergab sich für die theoretische spektrale Auflösung der Ausdruck $\Delta\sigma = 2/D$, dabei war D der maximale optische Wegunterschied. Mit $D = 132$ cm ergibt sich für dieses Spektrometer $\Delta\sigma = 0{,}015\ cm^{-1}$, bei 1,8 μm Wellenlänge (ca. 5500 cm^{-1}) entspricht dies der relativen Auflösung $5500/0{,}015 \approx 3{,}6\cdot 10^5$, es können also noch Linien mit dem Abstand $1{,}8\ \mu\text{m}/\ 3{,}6\cdot 10^5 = 0{,}005$ nm aufgelöst werden.

Die durch Fourier-Transformation berechneten Spektralwerte liegen nach Abschnitt 1.7 noch um den Faktor 2 dichter, daher sollte es tatsächlich möglich sein, zwei Spektrallinien mit diesem Abstand zu unterscheiden. Die Strukturen der im nächsten Kapitel präsentierten Laser-Emissions-Spektren sind etwas gröber, zumindest die Strukturen, deren Ursache bekannt ist (Absorptionslinien und Etalons). Die beobachtbaren Absorptionslinien (Wasser, Kohlendioxid) sind deutlich breiter als die oben angegebene Auflösung. Spektral nicht aufgelöst werden die einzelnen Resonatormoden, solange die Resonatorlänge des Lasers größer als ca. 30 cm ist (für 30 cm Resonatorlänge beträgt der Modenabstand 1/60 cm^{-1}= 0,0167 cm^{-1}). Die Resonatorlänge des momentan verwendeten Thulium-Faserlasers liegt bei ca. 1,2 m (0.5 m Faser und 0,7 m externer Resonator), daher können die Resonatormoden nicht aufgelöst werden.

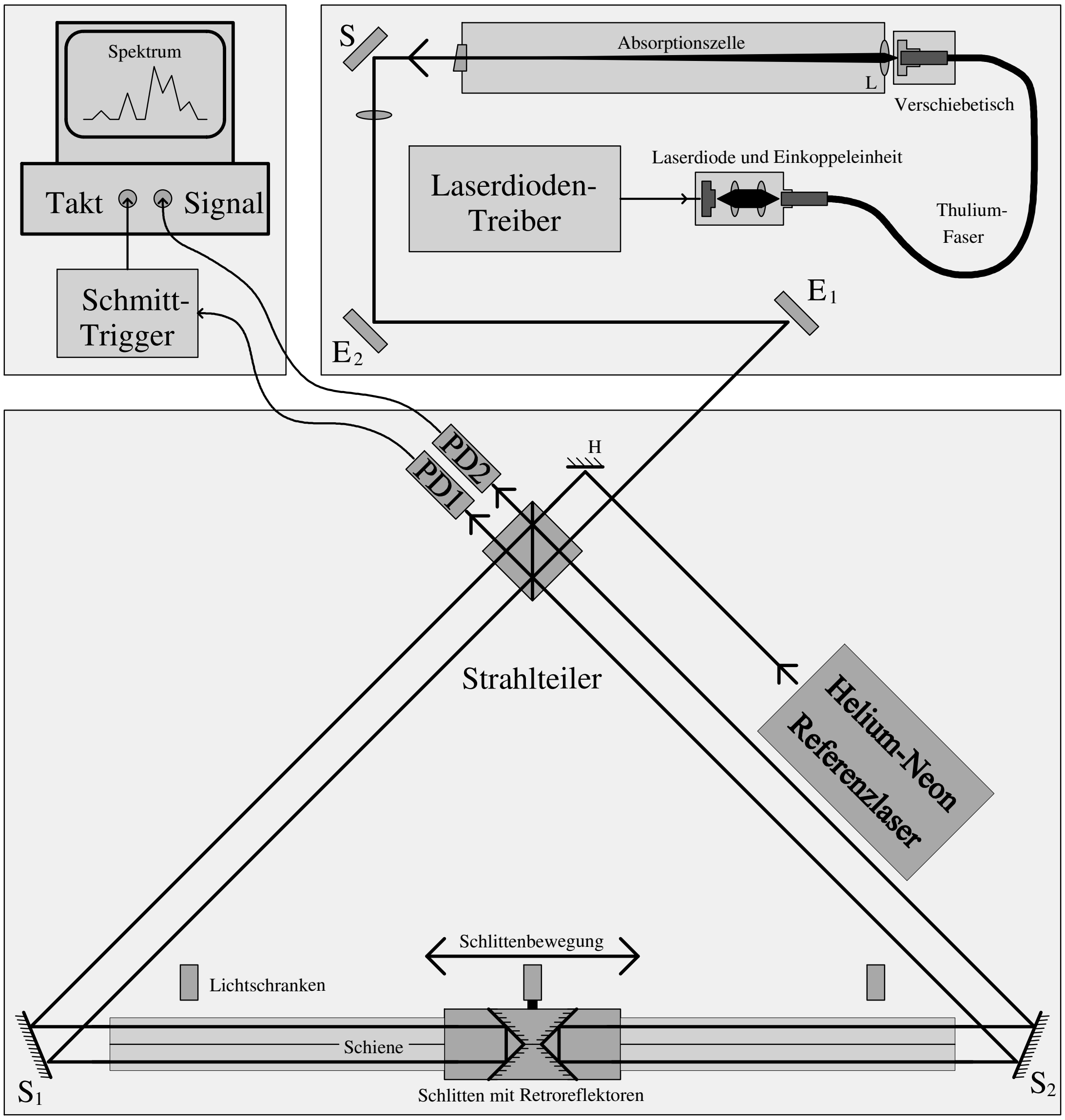

Abb. 2.4: Der Aufbau für Dauerstrich-Messungen. Um das Bild nicht zu unübersichtlich zu machen, wurde der Antrieb des Schlittens nicht eingezeichnet: Über den Spiegeln an den Enden der Schiene befinden sich zwei Rollen, auf denen ein Riemen läuft, welcher am Schlitten befestigt ist. Eine der Rollen wird von einem Gleichstrommotor angetrieben.

2.10 Die Abtastschrittweite

Bei Dauerstrich-Messungen ist der minimale Wegunterschied, mit dem das Interferogramm abgetastet werden kann, durch die Wellenlänge des Helium-Neon-Referenzlaser von λ_{HeNe}= 632,817 nm (in Luft) gegeben, es steht uns aber frei, nur jeden n-ten aufgezeichneten Wert für die Fourier-Transformation zu verwenden und damit die tatsächliche Schrittweite um den Faktor n zu vergrößern. In Abschnitt 1.7 wurde gezeigt, daß die Intervallgrenzen des durch die Fourier-Trans-

	$z=0$	$z=1$	$z=2$	$z=3$	$z=4$	$z=5$	$z=6$	$z=7$	$z=8$	$z=9$	$z=10$	$z=11$
$n=1$	0	7901	15803	23704	31606	39507	47408	55310	63211	71113	79014	86915
$n=2$	0	3951	7901	11852	15803	19753	23704	27655	31606	35556	39507	43458
$n=3$	0	2634	5268	7901	10535	13169	15803	18437	21070	23704	26338	28972
$n=4$	0	1975	3951	5926	7901	9877	11852	13827	15803	17778	19753	21729
$n=5$	0	1580	3161	4741	6321	7901	9482	11062	12642	14223	15803	17383
$n=6$	0	1317	2634	3951	5268	6584	7901	9218	10535	11852	13169	14486
$n=7$	0	1129	2258	3386	4515	5644	6773	7901	9030	10159	11288	12416
$n=8$	0	988	1975	2963	3951	4938	5926	6914	7901	8889	9877	10864
$n=9$	0	878	1756	2634	3512	4390	5268	6146	7023	7901	8779	9657
$n=10$	0	790	1580	2370	3161	3951	4741	5531	6321	7111	7901	8692
$n=11$	0	718	1437	2155	2873	3592	4310	5028	5746	6465	7183	7901
$n=12$	0	658	1317	1975	2634	3292	3951	4609	5268	5926	6584	7243
$n=13$	0	608	1216	1823	2431	3039	3647	4255	4862	5470	6078	6686
$n=14$	0	564	1129	1693	2258	2822	3386	3951	4515	5079	5644	6208
$n=15$	0	527	1054	1580	2107	2634	3161	3687	4214	4741	5268	5794
$n=16$	0	494	988	1482	1975	2469	2963	3457	3951	4445	4938	5432

Tabelle 2.1: Wellenzahlen [cm^{-1}] der durch die diskrete Fourier-Transformation bedingten Intervallgrenzen in Abhängigkeit der Abtastschrittweite $n \cdot \lambda_{HeNe}$.

formation dargestellten Spektralbereichs gegeben sind durch

$$\frac{z}{2n\lambda_{HeNe}}, \ (z = 0, 1, 2, \ldots).$$

Dabei wurde für die Schrittweite β der Wert $n \cdot \lambda_{HeNe}$ eingesetzt, die Zahl z legt, wie in Abschnitt 1.7 erklärt, die Intervallgrenzen des Meßbereichs fest. Konkrete Werte für die Intervallgrenzen in Abhängigkeit von n und z sind in Tabelle 2.1 angegeben. Es kann im Prinzip jedes Licht untersucht werden, dessen Spektrum mit Sicherheit innerhalb von zwei *benachbarten* Intervallgrenzen liegt. Insbesondere ist es auch möglich, Licht mit einer kürzeren Wellenlänge als der des Helium-Neon-Referenzlasers zu analysieren. So könnte mit einer geeigneten Photodiode etwa der Bereich 422 nm bis 506 nm untersucht werden (dieser Intervall ergibt sich mit $n = 2$ und $z = 5$). Es fällt auf, daß Vielfache der halben Helium-Neon-Laser-Wellenzahl in der Tabelle wiederholt auftauchen und damit besonders ausgezeichnete Grenzen bilden: Spektren, die genau auf so eine Grenze fallen, können nicht untersucht werden. Dies ist eine grundsätzliche Einschränkung jedes Fourier-Spektrometers mit nur einer Schrittweite. Eine elektronische Frequenzvervielfachung, und eine dadurch erreichte Verkleinerung der Schrittweite, ändert am grundsätzlichen Problem nichts. Besser wäre es, wenn wahlweise zwei verschiedene Referenzlaser eingesetzt werden könnten, deren Wellenlängen nicht Vielfache voneinander sind.

Für den Wellenzahlbereich von 5000 cm^{-1}… 6000 cm^{-1}, der zur Analyse der Emissionsspektren der Thulium-Faserlaser erforderlich ist, ergeben sich durch die Intervallgrenzen keine Einschränkungen, weil dieser Wellenzahlbereich kein Vielfaches der halben Helium-Neon-Laser-Wellenzahl (7901 cm^{-1}) enthält.

Im allgemeinen ist es nicht ratsam, die Schrittweite so groß, wie es die Breite des Spektrums gerade noch erlaubt, zu machen. Werden Intervallgrenzen gewählt, die deutlich größer als das reale Spektrum sind, so wird in der Regel der größte

Anteil des gemessenen Spektrums nur Rauschen enthalten. Allerdings können so Störsignale, die außerhalb des tatsächlichen Spektrums liegen, als Störungen erkannt werden. Solche Störungen können etwa durch mechanische Schwingungen oder durch Rückkopplung in den Signallaser entstehen. Außerdem bedeutet eine möglichst kleine Schrittweite, daß viele Daten aufgezeichnet und verarbeitet werden, dadurch ergibt sich eine Mittelung. Statt die Schrittweite $m\beta$ zu benutzen und dann nach der Fourier-Transformation über m Messungen zu mitteln, kann genausogut eine einzige Messung mit der Schrittweite β und m-facher Datenzahl durchgeführt werden. Der gesamte Zeitaufwand (Datenaufnahme und Berechnung) ist in beiden Fällen ähnlich. Daher wurde bei unseren Messungen in der Regel eine möglichst kleine Schrittweite gewählt.

2.11 Die Justierung

Der Strahlteiler bildet mit den beiden Umlenkspiegeln S_1 und S_2 ungefähr ein gleichschenkliges, rechtwinkliges Dreieck. Bei einem würfelförmigen Strahlteiler sollte eine kleine Abweichung vom rechtwinkligen Dreieck vorhanden sein, damit der Lichtstrahl des Signallasers nicht exakt senkrecht auf die Stirnfläche des Würfels trifft und deshalb zum Teil in sich selbst zurückreflektiert wird. Die Spiegel S_1 und S_2 müssen sich auf gleicher Höhe über der Grundplatte befinden wie die Retroreflektoren, auch der Strahlteiler sollte in etwa diese Höhe haben. Die Spiegel S_1 und S_2 sind auf Spiegelhaltern angebracht, so daß sie um zwei Achsen kippbar und auch ein wenig parallel zur Spiegelfläche verschiebbar sind. Der Strahlteiler ist ebenfalls um zwei Achsen kippbar bzw. drehbar.

Als erstes wird der Strahl des Helium-Neon-Lasers wie in Bild 2.1 eingekoppelt. Die Justierung vereinfacht sich, wenn sämtliche Strahlen zunächst nahezu parallel zur Grundplatte eingekoppelt werden, daher sollte sich auch der Einkoppelspiegel S_H des Referenzlasers in etwa auf der gleichen Höhe wie die Retroreflektoren befinden. Nun wird der Einkoppelspiegel S_H so justiert, daß der Strahl den Strahlteiler (seitlich versetzt zum Zentrum) durchquert und den Spiegel S_1 trifft; hier ist es anfangs in der Regel erforderlich, den Spiegelhalter des Spiegels S_H zu verschieben, ev. muß der Referenzlaser selbst etwas verrückt werden. Der Spiegel S_1 wird so verkippt, daß sich der Strahl parallel zur Bewegungsrichtung des Schlittens ausbreitet und daher mit einem Parallelversatz wieder zum Strahlteiler zurückkehrt. Statt der Photodiode PD_1 wird dort zunächst ein Stück weißes Papier aufgestellt, dort sollte jetzt ein roter Punkt erkennbar sein. Nun wird der Strahlteiler verkippt bzw. verdreht, so daß der andere Teilstrahl auf den Spiegel S_2 trifft, dieser wird wieder so eingestellt, daß sich der Strahl parallel zur Bewegungsrichtung des Schlittens ausbreitet. Nun sollten beide Strahlen nahe benachbart das Papier treffen. Durch weitere Justierung des Strahlteilers, ev. auch des Spiegels S_H, muß nun erreicht werden, daß beide Teilstrahlen das Papier auf genau der gleichen Stelle treffen. Wenn sich die Teilstrahlen über der Schiene exakt in Bewegungsrichtung des Schlittens ausbreiten, ändert der Lichtpunkt auf dem Papier beim Verschieben des Schlittens nicht seine Position, anderenfalls müssen die Spiegel S_1 bzw. S_2 nachjustiert werden. Dabei kann es vorteilhaft sein, den jeweils anderen Spiegel zeitweilig abzudecken, um sich nur jeweils auf einen Teilstrahl zu konzentrieren. Bevor die Feinjustierung durchgeführt wird, muß überprüft werden, ob sich die Strahlen ungestört ausbreiten können. Dies bedeutet, daß kein Spiegelrand getroffen werden darf, und daß die Strahlen den Strahlteiler nicht zu weit entfernt vom Zentrum durchqueren. Beim Retroreflektor sollte der Strahl jeweils möglichst auf das Zentrum jeder Teilfläche fallen, und nicht etwa auf eine Kante. Gleichzeitig müssen der einlaufende und der rücklaufende Strahl einen bestimmten, durch die räumliche Anordnung der Photodioden festgelegten Mindestabstand zueinander haben. Ist der Strahlengang so weit justiert, daß die Strahlen auf dem Papier beim Verschieben des Schlittens nicht mehr wandern, sollte auf dem Papier bereits ein Interferenzmuster erkennbar sein. Bei exakter Justierung sieht man bei jeder Schlittenposition konzentrische Interferenzringe. Um dies zu erreichen, geht man am besten folgendermaßen vor: Der Schlitten wird an ein Ende der Schiene geschoben, nun wird der *gegenüberliegende* Spiegel justiert, bis das Interferenzbild deutlich erkennbare Steifen, möglichst sogar ringförmige Strukturen zeigt. Nun wird der Schlitten auf die andere Seite geschoben und der andere Spiegel entsprechend justiert. Jetzt wird der Schlitten in die Mitte der Schiene gestellt und der Strahlteiler ein wenig verkippt, bis auch für diese Position ein möglichst gutes Interferenzbild erkennbar ist. Diese Prozedur muß einige Male wiederholt werden, sie sollte gegen ein konzentrisches Ringmuster konvergieren. Nun kann das Papier gegen die Photodiode ausgetaucht werden.

Anschließend wird der zu untersuchende Signallaser eingekoppelt. Dieser wird über seine Einkoppelspiegel E_1 und E_2 so eingekoppelt, daß er im Spektrometer parallel zum Strahl des Referenzlasers verläuft, dabei dürfen der Strahlteiler und die Spiegel S_1 und S_2 nicht mehr verändert werden! Falls die Strahlen von Signal- und Referenzlaser auf gleichen Wegen laufen, besteht die Gefahr, daß der Signallaser am Auskoppelspiegel des Referenzlasers reflektiert, und nach nochmaligem Durchlaufen des Spektrometers in sich zurückreflektiert wird. Deshalb kann es vorteilhaft sein, wenn der Strahl des Signallasers etwas versetzt verläuft.

Wenn der Signallaser infrarot und damit unsichtbar ist, wird zunächst ein sichtbarer Laser eingekoppelt, die Einkopplung so justiert, daß sich auch hier konzentrische Interferenzringe ergeben, und an diese Position der Interferenzringe die Photodiode PD_2 aufgestellt. Dann werden zwischen dem Strahlteiler und einem der Spiegel S_1 bzw. S_2 zwei Blenden aufgestellt. Die Blenden bestehen aus einer Halterung und austauschbaren konzentrischen Einsätzen, so daß der Durchmesser der Blenden verändert werden kann, ohne die Position der Zentren zu verändern. Diese Blenden werden zunächst so ausgerichtet, daß der vorläufige, sichtbare Signallaser sie auch bei kleinster Blendenöffnung zentrisch durchdringt Dann wird der eigentliche, unsichtbare Signallaser eingekoppelt. Zunächst werden die Blenden mit dem größten Durchmesser eingesetzt, und die beiden Einkoppelspiegel so justiert, das der Strahl durch die Blenden hindurchgeht. Dies wird mit einem Leistungsmeßgerät |16| kontrolliert. Durch schrittweise Verkleinerung der Blendenöffnungen und Nachjustierung der Einkoppelspiegel wird die Einkoppelung optimiert. Wenn der Strahl exakt durch die Zentren beider Blenden verläuft, sollte die Photodiode PD_2 bereits ein kleines Signal registrieren. Dieses Signal wird auf einem Oszilloskop beobachtet, durch abwechselndes Verstellen beider Einkoppelspiegel wird es optimiert. Das Optimum ist gefunden, wenn das Signal jedes Teilstrahles für *jede* Schlittenposition nahezu maximal ist, also durch Verstellen von E_1 bzw. E_2 nicht mehr deutlich erhöht werden kann.

Kapitel 3

Absorptionsmessungen bei cw-Betrieb

Obwohl der Schwerpunkt dieser Diplomarbeit bei den zeitaufgelösten Messungen liegt, werden in diesem Kapitel zunächst einige Dauerstrich-Spektren gezeigt, um die Leistungsfähigkeit des Spektrometers zu überprüfen.

3.1 Signallaser und Absorptionszelle

Sowohl für die in diesem Kapitel präsentierten Messungen, als auch für die in Kapitel 6 vorgestellten zeitaufgelösten Messungen wurde ein von A. Stark [24] und M. Teichmann [15] hergestellter Thulium-Faserlaser verwendet. Als Fasermaterial wird eine Tm^{3+}-Silikat-Einmoden-Faser |12|, die mit $5 \cdot 10^{18}$ Tm^{3+}-Ionen/cm^3 im Faserkern dotiert ist, verwendet. Angeregt wird die ca. 45 cm lange Faser durch eine Stirnfläche mit einer Laserdiode |5|, deren Licht über aphärische Linsen auf die Faserendfläche fokussiert wird. Auf diese Faserendfläche wurde ein dielektrischer Spiegel aufgedampft, welcher für das Licht der Laserdiode bei 784 nm hohe Transmission (T $\approx$ 90 %), im Bereich 1,7 μm - 2 μm jedoch hohe Reflexion (R $>$ 99,5 %) besitzt. Die andere Endfläche wurde durch eine dielektrische Schicht entspiegelt, das aus dieser Stirnfläche divergent austretende Licht wird von einer resonatorinternen Linse L (f = 10 mm) auf den Auskoppelspiegel (R = 96 % zwischen 1,6 μm und 1,9 μm) des Faserlasers fokussiert. Resonatorinterne Linse und Auskoppelspiegel begrenzen eine Zelle, die evakuiert und mit verschiedenen Gasen befüllt werden kann, so daß sich Absorption durch Gase im Resonator untersuchen läßt. Die in Bild 2.4 mit L bezeichnete resonatorinterne Linse wirkt als dispersives Element, wegen der chromatischen Aberration der Linse kann durch Variation des Abstandes der Linse zum Faserende die Emissionswellenlänge des Faserlasers eingestellt werden. Die Laserdiode emittiert bei 96 mA Betriebsstrom ca. 70 mW, der Faserlaser emittiert ca. 0,5 mW, sein Emissionsspektrum ist typisch einige nm breit und durchstimmbar im Bereich 1,70μm bis 1,98μm. Es wurden drei verschiedene Faserstücke ([13], [14] und [15]) eingesetzt, welche sich in Länge und den aufgedampften dielektrischen Schichten minimal unterscheiden. Eine vollständige Beschreibung der Herstellung dieses Faserlasers und der mit diesem Laser betriebenen Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator findet sich in der Diplomarbeit von M. Teichmann [15].

Der Aufbau für die folgenden Messungen entspricht Bild 2.4, in der Absorptionszelle befand sich bei allen Messungen Luft unter Normaldruck. Alle Spektren in diesem Kapitel wurden mit maximaler spektraler Auflösung (0,015 cm^{-1}) und der kleinsten bei dieser Auflösung möglichen Schrittweite ($2 \cdot \lambda_{HeNe}$) aufgenommen. Mit dieser Schrittweite wird der spektrale Intervall von 3951 cm^{-1} bis 7901 cm^{-1} ausgemessen, dargestellt wird in den folgenden Spektren jeweils nur der kleine Ausschnitt, in dem der Laser Licht emittiert.

3.2 Spektren mit Wasser-Absorptionslinien

Bild 3.1 zeigt zwei typische, im Abstand von ca. 2 Minuten unter gleichen Bedingungen aufgenommene Emissionsspektren des Thulium-Faserlasers. Zusätzlich gepunktet eingezeichnet wurde jeweils ein Transmissionsspektrum von 2,5 km Luft, welches mit dem Programm 'TRANS For Windows' [21] aus der HITRAN96-Datenbank [22] berechnet wurde, als Parameter der Berechnung wurden eingestellt: Druck = 1 Atm., H_2O-Partialdruck = $7{,}75 \cdot 10^{-3}$ Atm., Temperatur = 300 K. Um das Emissionsspektrum des Thulium-Faserlasers mit dem Transmissionsspektrum der Datenbank möglichst gut vergleichen zu können, wurde die Ordinatenachse des Emissionsspektrums entsprechend skaliert. Außerdem wurde das berechnete Emissionsspektrum um 0,1 cm^{-1} (in Richtung größerer Wellenzahlen) verschoben, damit die Wasserabsorptionslinien des Transmissionsspektrums möglichst gut mit den Spektralbereichen, in denen der Laser kein Licht emitiert, übereinstimmen. Diese Verschiebung um 0,1 cm^{-1} war bei allen aufgenommenen Spektren erforderlich, denn die berechneten Wellenzahlen der Spektren enthalten einen kleinen systematischen Fehler: Dieses spezielle Fourier-Spektrometer vergleicht im Prinzip die Wellenlänge des zu untersuchenden Lichts mit der Referenzwellenlänge des Helium-Neon-Lasers. Würde man eine Messung im Vakuum durchführen und als Referenz die Helium-Neon-Laser-Wellenlänge im Vakuum verwenden, so wären die Wellenzahlen des berechneten Spektrums ebenfalls Vakuumwellenzahlen. Bei einer erneuten Messung in einem nicht dispersiven Medium unter sonst gleichen Bedingungen bekäme man ein Spektrum mit den gleichen Wellenzahlen, da das Verhältnis zweier Wellenzahlen in jedem nicht-dispersiven Medium gleich bleibt. Gibt man daher für den Referenzlaser die Vakuumwellenlänge an, so sind die Wellenzahlen des berechneten Spektrums ebenfalls auf das Vakuum bezogen, selbst dann, wenn die Messung in einem beliebigen, nicht dispersiven Medium erfolgt. Gerechnet wurde mit der Vakuum-Wellenlänge 633,002 nm des Helium-Neon-Lasers, damit sich Vakuum-Wellenzahlen für das errechnete Spek-

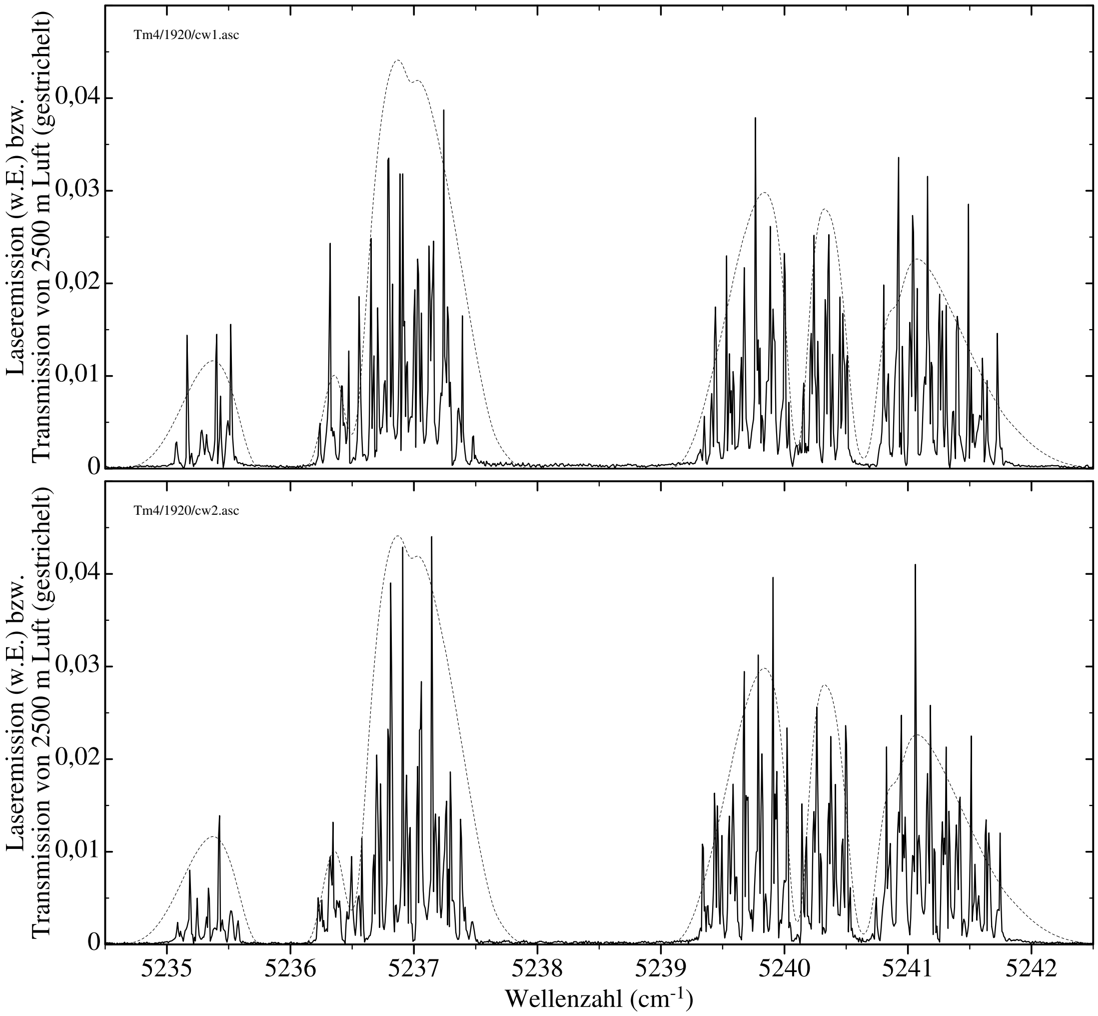

Abb. 3.1: Diese beiden Spektren wurden in zwei Minuten Abstand unter gleichen Bedingungen aufgenommen. Zusätzlich eingezeichnet ist jeweils das Transmissionsspektrum von 2500 m Luft unter Normaldruck

trum ergeben. Allerdings wurde bisher nicht berücksichtigt, daß die Messungen in einem dispersiven Medium durchgeführt werden. Die kleine Verschiebung der berechneten Spektren störte bei den bisherigem Messungen wenig, da das Interesse primär der inneren Struktur, und weniger den absoluten Wellenzahlen galt. Sollen die Wellenzahlen genauer bestimmt werden, muß bedacht werden, daß Luft ein dispersives Medium ist, d.h. daß der Brechungsindex von der Wellenlänge abhängig und somit für Referenzlaser und Signallaser verschieden ist. Für hochgenaue Wellenzahlen müßte daher vor jeder Messung Luftdruck und Temperatur bestimmt werden, dann könnten die Wellenzahlen gemäß der Dispersionsrelation der Luft umgerechnet werden. Ein weiterer Fehler bei der Wellenzahlbestimmung ergibt sich dadurch, das das Verstärkungsprofil des Helium-Neon-Laser eine endliche Breite hat. Daher schwankt die Wellenzahl des vom Helium-Neon-Laser

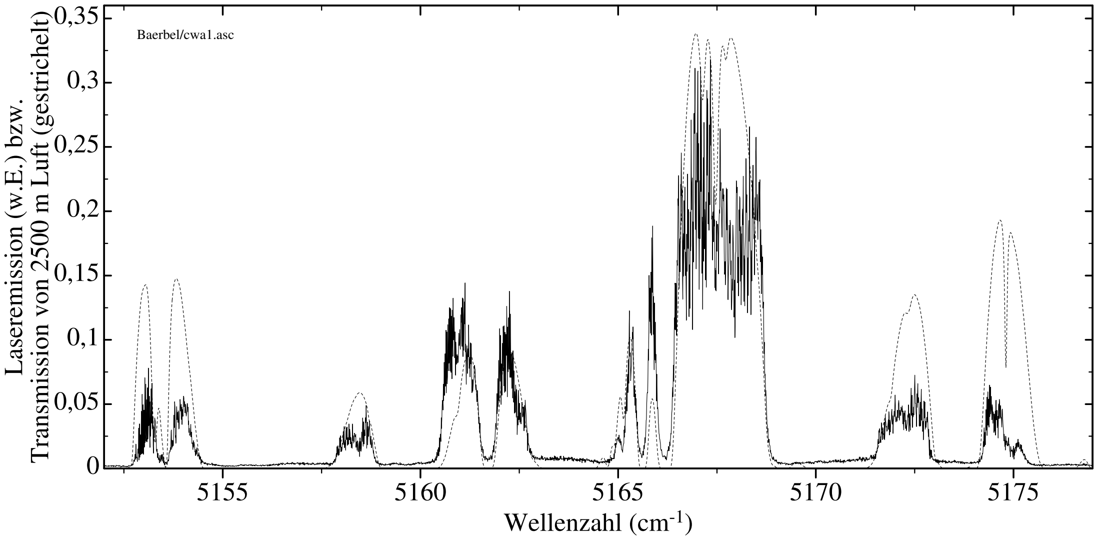

Abb. 3.2: Emissionsspektrum des Thulium-Faserlasers und Transmissionsspektrum von 2500 m Luft unter Normaldruck. Für das Emissionsspektrum wurden 16 Einzelmessungen addiert, das Resultat wurde so skaliert, daß es mit dem Transmissionsspektrum gut übereinstimmt.

emmitierten Lichts um ca. 0,02 cm^{-1}.

Das Emissionsspektrum des Thulium-Faserlasers stimmt mit dem Transmissionsspektrum gemäß der HITRAN-Datenbank recht gut überein, insbesondere emittiert der Laser in den Spektralbereichen kein Licht, in denen die berechnete Transmission von 2500 m Luft nahezu null ist: In den Spektralbereichen, wo die Transmission der Luft gering ist, sind die Umlaufverluste des Lasers auf Grund der Absorption des Wasserdampfes in der Luft größer als in den Bereichen, wo das Transmissionsspektrum nennenswert von null verschieden ist, deshalb emittiert er dort kein oder nur wenig Licht. In den Emissionsspektren von Abbildung 3.1 erkennt man feine Strukturen, insbesondere eine Struktur der Periode $\approx$ 0,1 cm^{-1}, diese Strukturen sind in den beiden Messungen minimal gegeneinander verschoben. Eine mögliche Erklärung für diese Strukturen sind spektral selektive Verluste auf Grund von reflektierenden Flächen im Laser-Resonator welche Etalons bilden. Die Ursache einer spektralen Struktur der Periode $\approx$ 0,1 cm^{-1} könnte ein Etalon mit 5 cm Länge sein. Dies entspricht in etwa dem Abstand der Laserdiode zur Faserendfläche, dieser Abstand könnte ein an den Resonator ankoppelndes Etalon bilden. Die Ursache der minimalen Verschiebung dieser Strukturen in den beiden aufeinander folgenden Messungen sind vermutlich thermisch bedingte Längenänderungen des Etalons.

Für das in Bild 3.2 dargestellte Emissionsspektrum wurde der Thulium-Faserlaser in einen anderen Wellenzahlbereich gestimmt, dann wurden16 Spektren in je 2 Minuten Abstand unter gleichen Bedingungen aufgenommen und addiert. Zusätzlich ist ein Transmissionsspektrum von 2500 m Luft eingezeichnet. Wieder stimmt die Laseremission gut mit dem Transmissionsspektrum überein, zusätzlich

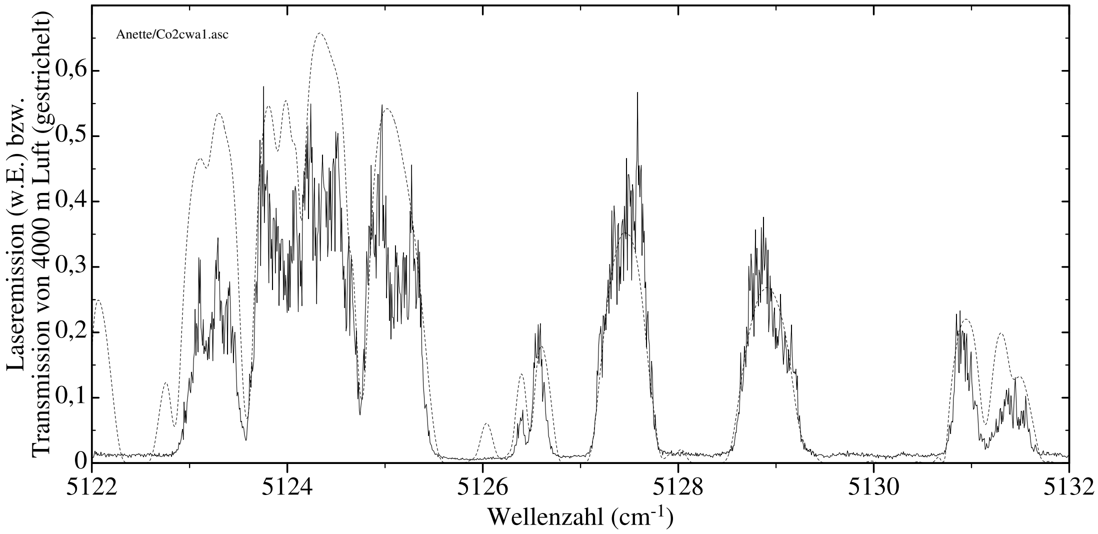

Abb. 3.3: Emissionsspektrum des Thulium-Faserlasers und Transmissionsspektrum von 4000 m Luft unter Normaldruck. Für das Emissionsspektrum wurden 16 Einzelmessungen addiert, das Resultat wurde so skaliert, daß es mit dem Transmissionsspektrum gut übereinstimmt. Bei 5123,6 cm^{-1} und 5124,8 cm^{-1} sind CO_2-Absorptionslinien deutlich erkennbar.

haben sich die feineren Strukturen im Emissionsspektrum durch die Addition der 16 Spektren stark abgeschwächt. Daß sich die feinen Strukturen bei Addition bzw. Mittelung mehrerer Spektren vermindern bedeutet, daß sich ihre Position mit der Zeit ändert. Dies spricht ebenfalls dafür, daß die feineren Strukturen durch Etalons verursacht werden, welche auf Grund von Temperaturänderungen ihre Dicke ändern.

3.3 CO_2-Absorptionslinien

Für das Spektrum in Bild 3.3 wurde der Laser in einen Spektralbereich, wo CO_2-Absorptionslinien beobachtet werden können, verstimmt. Eingezeichnet ist ein über 16 Einzelmessungen gemitteltes Laser-Emissionsspektrum und die aus der HITRAN-Datenbank berechnete Transmission von 4000 m Luft bei Normaldruck. Als Parameter der Berechnung wurden eingestellt: Druck = 1 Atm., H_2O-Partialdruck = $7{,}75 \cdot 10^{-3}$ Atm., CO_2-Partialdruck = $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ Atm., Temperatur = 300 K. CO_2-Absorptionslinien werden oft von stärkeren Wasserabsorptionslinien verdeckt, bei den Wellenzahlen 5123,6 cm^{-1} und 5124,8 cm^{-1} sind jedoch zwei Absorptionslinien von CO_2 deutlich erkennbar.

3.4 Statistische Veränderungen der Spektren

In der Regel sind die Spektren des Thulium-Faserlasers zeitlich recht stabil, nur in der ersten Zeit nach dem Einschalten des Lasers wandert das Emissionsspektrum

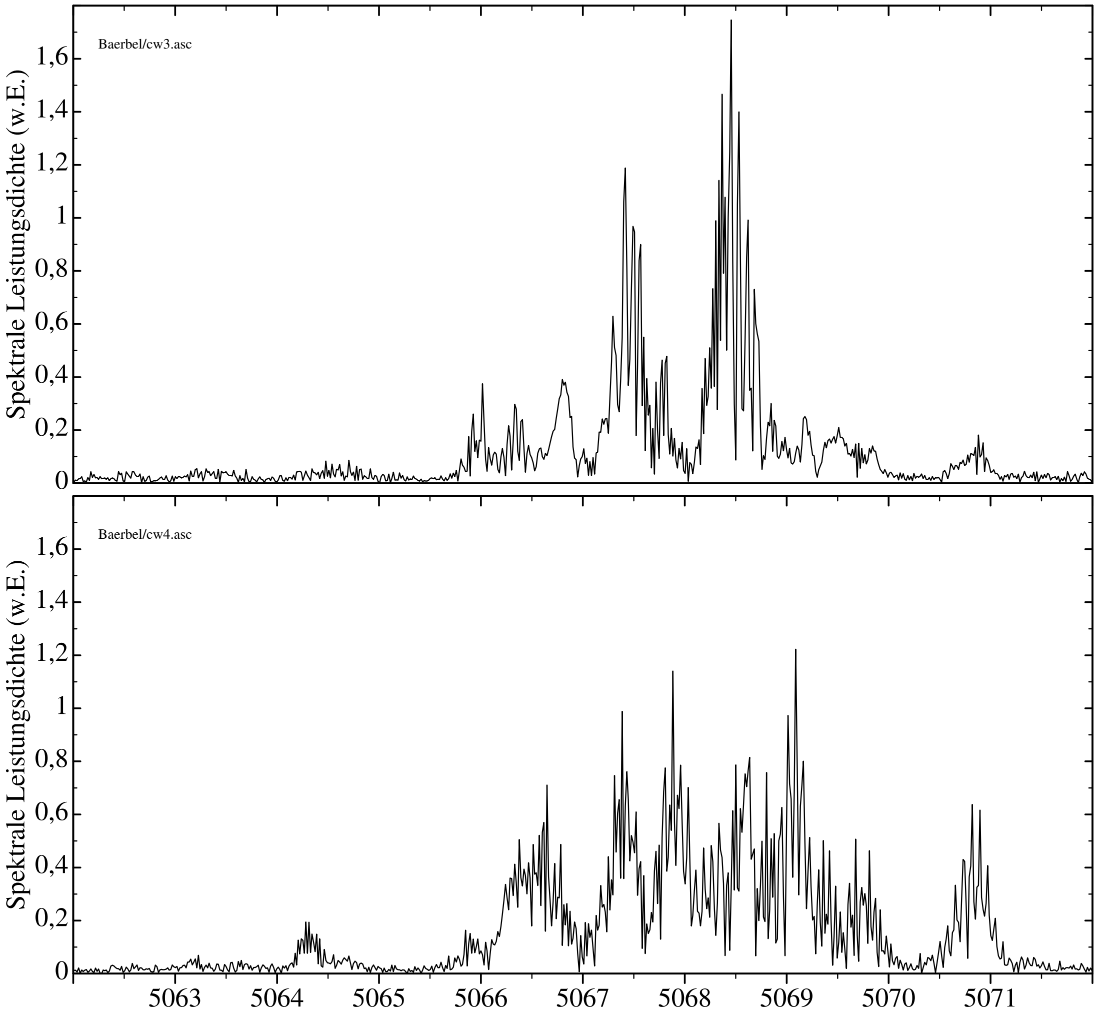

Abb. 3.4: Diese beiden Spektren wurden in zwei Minuten Abstand unter gleichen Bedingungen aufgenommen. Die mittlere Emissionswellenlänge ist in beiden Spektren ähnlich, aber auf Grund von statistischen Fluktuationen unterscheiden sich die Spektren deutlich.

auf Grund der Erwärmung der Faser ein wenig, weil sich hierdurch der Abstand zwischen Faserendfläche und resonatorinterner Linse ändert. Jedoch kommt es auch vor, insbesondere an den Rändern des Durchstimmbereichs oder wenn das Emissionsspektrum des Lasers mit starken Wasserabsorptionslinien zusammenfällt, daß sich das Spektrum statistisch verändert. Bild 3.4 zeigt zwei Spektren, die unter gleichen Bedingungen in 2 Minuten Abstand aufgezeichnet wurden. Obwohl die mittlere Emissionswellenlänge bei beiden Spektren ähnlich ist, unterscheidet sich die Struktur der Spektren sehr deutlich. Dies zeigt, daß eine Einzelmessung nicht immer ausreicht, um Absorptionslinien sicher zu erkennen.

Kapitel 4

Zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie

Bei der konventionellen Fourier-Spektroskopie werden Lichtquellen untersucht, deren Spektren sich während des Meßvorgangs nicht oder nur unwesentlich ändern. Bei vielen Untersuchungen interessiert jedoch auch die zeitliche Entwicklung der Spektren. Daher hat es, nachdem Murphy und Sakai [20] im Jahre 1974 die ersten Veröffentlichungen zu diesem Thema präsentierten, viele Ansätze gegeben, die Fourier-Spektroskopie auch für zeitlich veränderliche Spektren zu nutzen. Die einfachste Methode der zeitaufgelösten Fourier-Spektroskopie ist, mehrere Messungen wie im Dauerstrich-Betrieb hintereinander durchzuführen. Dies funktioniert, wenn die für eine Einzelmessung benötigte Zeit sehr klein gegen die Entwicklungszeit des Spektrums ist. Solche Messungen sind mit kleinen Verstellwegen und dadurch bedingter geringer spektraler Auflösung bei sehr langsam veränderlichen Spektren durchgeführt worden [17]. Um eine schnelle spektrale Entwicklung eines einzelnen Ereignisses zu beobachten, werden mehrere Detektoren benötigt, von denen jeder einen kleinen Teil des Gesamtspektrums in der Zeit beobachtet, dies kann z.B. mit einem Gitterspektrographen und einer Diodenzeile, welche aus vielen Photodioden besteht, geschehen. Sollen jedoch Lichtquellen untersucht werden, die reproduzierbare, als identisch betrachtete Lichtimpulse aussenden, so können auch Fourier-Spektrometer mit nur einem Signaldetektor zur Analyse von schnell veränderlichen Spektren eingesetzt werden: Bei unterschiedlichen optischen Wegdifferenzen werden Meßdaten aufgezeichnet, die zwar zu unterschiedlichen Lichtimpulsen, innerhalb jedes Impulses aber zur gleichen Einschalt- bzw. Entwicklungszeit gehören und daher zu einem Interferogramm eben dieser Einschaltzeit zusammengefaßt werden. Ein großes Anwendungsfeld ist dabei die Untersuchung der Fluoreszenzspektren chemischer Reaktionen, bei der neben einem großen Spektralbereich insbesondere eine hohe Zeitauflösung erforderlich ist. Hierbei sind 1997 mit einem für zeitaufgelöste Messungen umgebauten kommerziellen Fourier-Spektrometer bei stetiger Weglängenänderung Zeitauflösungen unter 10 ns bei 0,5 cm^{-1} spektraler Auflösung erreicht worden [19], allerdings muß dabei das Interferogramm mehrmals abgefahren werden. Auch für die Untersuchung der Spektren bei Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator ist die zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie erfolgreich eingesetzt worden, so konnten 1997 von Strong et al. [18] bei schrittweiser Veränderung des optischen Wegunterschieds 5 μs Zeitauflösung und 0,5 cm^{-1} spektrale Auflösung erreicht werden.

In diesem Kapitel werden zunächst die durch die im Rahmen dieser Arbeit durchzuführenden Messungen bestimmten Anforderungen an ein zeitauflösendes Fourier-Spektrometer erläutert, bevor dann verschiedene Methoden für zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie angesprochen und die für die durchzuführenden Messungen ausgewählte Methode näher vorgestellt wird. Im nächsten Kapitel wird dann der eingesetzte Aufbau im einzelnen erklärt, insbesondere wird dort auch gezeigt, welche Modifikationen speziell für Faserlaser nötig sind.

4.1 Anforderungen für zeitaufgelösten Betrieb

Mit dem Spektrometer soll die Dynamik von gepulst betriebenen Thulium-Faserlasern untersucht werden, insbesondere interessiert die zeitliche Entwicklung der Spektren bei Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator, da hierdurch u.a. genaue Aussagen über die Empfindlichkeit dieser Methode für den Nachweis von Spurengasen möglich werden. Dabei sollen mit dem Spektrometer auch weiterhin Dauerstrich-Messungen möglich sein, und das Spektrometer soll nach einigen Modifikationen auch für andere Festkörperlaser, ev. auch Farbstofflaser, benutzt werden können. Für die Untersuchung der Spektren der Thulium-Faserlaser ergeben sich insbesondere folgende Anforderungen:

- Zeitauflösung ca. 10 μs, da eine Entwicklungszeit der Spektren von einigen 100 μs erwartet wird.
- Spektrale Auflösung möglichst genau so groß wie im Dauerstrich-Betrieb (0,015 cm^{-1}).
- Das Spektrometer soll für Spektren mit bis zu 100 nm Breite geeignet sein, dabei soll der Wellenlängenbereich von 1,7 μm bis 2,0 μm ausgemessen werden.

4.2 Stetige oder schrittweise Weglängenänderung

Zeitaufgelöste Messungen sind prinzipiell sowohl bei schrittweiser als auch bei stetiger Veränderung der optischen Wegdifferenz möglich. Ein wichtiges Entscheidungskriterium für eines dieser Systeme war die erzielbare Ortsgenauigkeit bei der Abtastung des Interferogramms. Wird eine Messung bei der optischen Weglängendifferenz X_0 gestartet, so ist die Unbestimmtheit der Weglängendifferenz

Δx bei dem in Kapitel 2 vorgestellten Fourier-Spektrometer nach n Perioden des Referenzlasersignals, d.h. wenn sich der optische Wegunterschied um $n \cdot \lambda_{HeNe}$ geändert hat,

$$\Delta x = \Delta X_0 + n\Delta\lambda_{HeNe} + \delta\lambda_{HeNe} + v\Delta t.$$

Dabei ist mit ΔX_0 die Unbestimmtheit des ersten aufgenommenen Interferogrammwertes bezeichnet, und mit $\Delta\lambda_{HeNe}$ die Unbestimmtheit der Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers. In Kapitel 1 wurde gezeigt, daß der Nullpunktfehler ΔX_0 lediglich einen Phasenfehler bewirkt, welcher bei Betragsbildung wegfällt. Die Unbestimmtheit der Emissionswellenlänge des Helium-Neon-Lasers ist durch die Breite seines Verstärkungsprofils gegeben. Auf Grund thermischer Ausdehnung des Resonators des Helium-Neon-Lasers schwankt die Wellenzahl des emittierten Lichts um $\approx$0,02 cm^{-1}, der hierdurch bedingte relative Fehler der Emissionswellenlänge ist $\approx 10^{-6}$. Ein Fehler in der Genauigkeit der Angabe der Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers verfälscht die absoluten Wellenzahlangaben der gemessenen Spektren, nicht aber die Form der Spektren. Der Term $\delta\lambda_{HeNe}$ schwankt mit jedem Abtastvorgang: Leistungsschwankungen des Helium-Neon-Lasers, sowie weniger wichtig elektronisches Rauschen der Photodiode und der Schmitt-Trigger-Elektronik, bewirken, daß der Schmitt-Trigger nicht exakt genau dann, wenn sich die optische Wegdifferenz um λ_{HeNe} verändert hat, umschaltet. Diese Ortsunsicherheit ist kleiner als 1 % der Helium-Neon-Laser-Wellenlänge, also kleiner als 6,3 nm. Etwas größer ist derzeit leider der letzte Term: Die Meßkarte nimmt die Datenwerte ca. 200 ns nachdem das Taktsignal eingegangen ist, auf. Dabei schwankt diese Verzögerung allerdings um bis zu $\Delta t = \pm 50$ ns[1)]. Bei 10 cm/s optischer Geschwindigkeit (2,5 cm/s Schlittengeschwindigkeit) ergibt dies jeweils eine Ortsungenauigkeit von 50 ns $\cdot$ 10 cm/s = 5 nm. Die beiden letzten Terme schwanken bei jeder Datenaufnahme, sie verändern daher nicht die dem Spektrum zugeordneten Wellenzahlen, sondern verschmieren die innere Struktur der Spektren.

Bei einer schrittweisen Veränderung des optischen Wegunterschieds kann eine vergleichbare Ortsgenauigkeit der Datenaufnahme allein mit mechanischen Mitteln bei ebenfalls 132 cm optischem Verstellweg vermutlich nicht erreicht werden: Bei hochwertigen Druckern oder Scannern liegt die Ortsauflösung in der Größenordnung 20 μm, mehr wird bei einem Selbstbau mit vertretbarem Aufwand

[1)] Diese Schwankungen waren nicht erwartet worden, sie wurden zufällig beobachtet, als an die Karte ein Frequenzgenerator angeschlossen war, der gleichzeitig ein TTL-Taktsignal und ein Sinus-Signal ausgibt, beide Signale haben die gleiche Periode, die ansteigende Flanke des TTL-Signals liegt am ansteigenden Nulldurchgang des Sinus-Signals. Bei niedrigen Frequenzen nimmt die Karte daher jeweils am Nulldurchgang des Sinus-Signals einen Datenwert auf, alle Meßwerte liegen etwa bei Null. Bei Frequenzen ab einigen hundert kHz ergeben sich deutliche Abweichungen vom Nullwert, und die Werte haben eine Treppenstruktur. Die Meßwerte werden also mit einer anwachsenden Verzögerung aufgenommen, nach ca. 8 Werten springt diese Verzögerung auf einen kleineren Wert, um dann wieder treppenförmig anzusteigen.

nicht erreichbar sein. Statt eines Eigenbaus könnte auch ein kommerzieller Linearantrieb eingesetzt werden, motorische Präzisionspositionierer erreichen 0,1 μm (mechanische) Ortsauflösung bei 200 mm Gesamtverstellweg [29].

Ein schrittweiser Antrieb, bei dem das Interferenzsignal des Referenzlasers weiterhin zur Ortsbestimmung eingesetzt wird, ermöglicht im Prinzip eine höhere Genauigkeit [29], in der Praxis ergeben sich jedoch einige Probleme: Die derzeitige, nur aus einen Schmitt-Trigger bestehende Elektronik erzeugt auch dann Taktsignale, wenn sich der Schlitten ein klein wenig zurück bewegt. Bei schrittweiser Bewegung wird der Wagen jedoch Schwingungen ausführen, so daß Rückwärtsbewegungen nicht vermeidbar wären, auch äußere Erschütterungen könnten den gleichen Effekt bewirken. Es müßte deshalb eine wesentlich aufwendigere Elektronik eingesetzt werden, welche das kosinusförmige Interferenzsignal des Referenzlasers kontinuierlich beobachtet. An den Minima und Maxima des Signals kann allerdings aus der Änderung des Signals nicht auf die Bewegungsrichtung geschlossen werden.

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich, daß es sehr aufwendig ist, bei schrittweiser Positionierung ähnlich hohe Ortsgenauigkeit wie bei stetigem Antrieb zu erreichen.

Nach [19] wird auch bei kommerziellen Fourier-Spektrometern mit schrittweiser Verstellung der Wegunterschiede nur 0,1 cm^{-1} Auflösung erreicht, während bei stetiger Bewegung 0,006 cm^{-1} erreichbar sind.

4.3 Schrittweise Weglängenänderung

Obwohl sich ein schrittweiser, genügend präziser Antrieb nach dem vorherigen Kapitel nur durch einen großen Aufwand realisieren läßt, bzw. gekauft werden müßte, während der für Dauerstrich-Messungen eingesetzte stetige Antrieb bereits zur Verfügung steht, bietet der Aufbau des Fourier-Spektrometers mit schrittweisem Antrieb doch auch einige Vorteile und soll daher zuerst diskutiert werden.

Hier wie auch im nachfolgenden Abschnitt wird dabei stets davon ausgegangen, daß eine Meßkarte zur Verfügung steht, welche die Interferogrammdaten direkt mit der geforderten Zeitauflösung einlesen kann. Dann können während jedes Laser-Impulses fortlaufend Daten aufgenommen werden, was eine hohe Datenaufnahmerate bzw. eine kurze Meßzeit ermöglicht.

Bei zeitaufgelösten Messungen mit schrittweiser Wegänderung wird zunächst eine feste optische Wegdifferenz eingestellt. Dann wird ein Lichtimpuls ausgelöst (bzw. auf einen gewartet), und gleichzeitig die Aufzeichnung des jetzt zeitabhängigen Interferenzsignals gestartet. Bei 200 μs Impulsdauer könnte die Meßkarte so konfiguriert sein, daß sie je 20 Datenwerte in einem zeitlichen Abstand von 10 μs einliest. Nachdem die optische Wegdifferenz des Spektrometers um einen Schritt verändert wurde, wird der nächste Lichtimpuls zusammen mit der nächsten Datenaufzeichnung ausgelöst usw. Ist der gesamte optische Verstellweg schrittweise durchfahren worden, so werden all jene Datenwerte, die zu der gleichen Einschaltdauer gehören (z.B. jeweils der dritte Datenwert jedes Lichtimpulses), zu je einem Interferogramm zusammengefaßt. Nach der Fourier-Transformation dieses Interferogramms ergibt sich ein Spektrum für eben diese Einschaltdauer. Nachdem dasselbe auch für die anderen Einschaltzeiten durchgeführt worden ist, liegt ein zeitaufgelöstes Spektrum vor. Bei dieser Methode können für jede Ortsposition beliebig viele zeitlich aufeinanderfolgende Datenwerte aufgezeichnet werden, es kann bei Bedarf auch über mehrere Lichtimpulse gemittelt werden.

Vorteile dieser Methode:

- Die Breite des Spektralbereichs, der pro Messung ausgemessen werden kann, ist bei zeitaufgelösten Messungen genau so groß wie bei Dauerstrich-Messungen, da dieser Bereich durch die in beiden Fällen gleiche minimale Schrittweite der Änderung der optischen Wegdifferenz bestimmt wird.

- Wird eine hochpräzise Mechanik verwendet, kann eventuell auf einen Referenzlaser zur Positionskontrolle durch Interferometrie verzichtet werden.

- Lichtimpulse müssen nicht unbedingt feste Abstände haben, es kann auf Lichtimpulse gewartet werden.

- Muß über sehr viele Impulse gemittelt werden, fällt die endliche Schrittgeschwindigkeit nicht so stark ins Gewicht.

Nachteile:

- Hohe Anforderungen an die Mechanik.

- Längere Meßzeiten wegen endlicher Schrittgeschwindigkeit

- Geringe spektrale Auflösung, da nur für kleine Gesamtverstellwege die Wegdifferenz hinreichend genau eingestellt werden kann.

4.4 Stetige Weglängenänderung

Bei stetiger Veränderung des optischen Wegunterschieds in den Spektrometerarmen kann für jede Ortsposition jeweils nur ein einziger Datenwert eingelesen werden. Wird der optische Wegunterschied von X_1 nach X_2 verändert, so ist wie im Dauerstrich-Betrieb die Anzahl N der insgesamt aufgezeichneten Daten durch die Abtastschrittweite β[2)] bestimmt:

$$X_2 - X_1 = N\beta$$

Bei dieser Meßmethode ist es erforderlich, daß jedem Datenwert neben der Ortsposition auch eine Einschaltdauer der Lichtquelle zugeordnet werden kann. Dies kann erreicht werden, indem das Taktsignal des Referenzlasers mit dem Einschaltvorgang der Lichtquelle synchronisiert wird, und wenn gleichzeitig über eine konstante Schlittengeschwindigkeit erreicht wird, daß es eine feste Beziehung zwischen dem optischen Wegunterschied und der Einschaltdauer der Lichtquelle gibt.

Für eine Lichtquelle (Signallaser), welche über ein elektrisches Signal ein- und ausgeschaltet werden kann, und die dabei reproduzierbare, als identisch betrachtete Lichtimpulse emittiert, bietet sich folgende Methode an: Das symmetrische, rechteckige TTL-Taktsignal des Helium-Neon-Lasers, welches am Takteingang der Meßkarte liegt, wird zusätzlich einem Frequenzteiler zugeführt, welcher hieraus ein asymmetrisches Rechtecksignal erzeugt, das für n Takte ein-, und für m Takte ausgeschaltet ist. Dieses asymmetrische Signal steuert nun die zu untersuchende Lichtquelle, so daß diese jeweils für n Takte ein- und für m Takte ausgeschaltet ist. Die Meßkarte nimmt weiterhin bei jedem Takt einen Datenwert auf, so daß n Datenwerte pro Lichtimpuls eingelesen werden. Bild 4.1 skizziert dieses Verfahren. (Die m Datenwerte, die eingelesen werden, während die Lichtquelle ausgeschaltet ist, enthalten keine wirkliche Information, sie trennen jedoch die einzelnen Impulse, was die Auswertung stark vereinfacht.) Für die aufgezeichneten Datenwerte gilt: Aufeinanderfolgende Datenwerte gehören jeweils zu unterschiedlichen Einschaltdauern, aber Datenwerte mit dem Abstand $n+m$ gehören zur gleichen Einschaltdauer. Diese können zu jeweils einem Interferogramm eben dieser Einschaltdauer zusammengefaßt werden, und liefern nach der Fourier-Transformation ein Spektrum eben dieser Einschaltdauer. Insgesamt ergeben sich so n zeitlich aufeinanderfolgende Spektren, dabei hängt die Zeitauflösung Δt über die Beziehung

$$\Delta t = \frac{\beta}{v} \tag{4.1}$$

von der optischen Geschwindigkeit v, also der Geschwindigkeit, mit der sich die Wegdifferenzen der Teilstrahlen ändern, ab. Jedes zu einer bestimmten Einschaltdauer gehörende Interferogramm besteht nun allerdings nur aus $N/(n+m)$ Datenwerten, und die tatsächliche Schrittweite, also der Ortsabstand benachbarter

[2)] Die Größe $\beta = \lambda_{HeNe}$ wurde bisher stets als (Abtast-) Schrittweite bezeichnet. Diese Bezeichnung ist hier, wo zwischen stetiger und schrittweiser Veränderung des optischen Wegunterschieds unterschieden wird, etwas unglücklich. β gibt an, wie weit der optische Wegunterschied verändert werden muß, bis das nächste Taktsignal erzeugt und der nächste Interferogrammwert eingelesen wird. Daher ist die Bezeichnung Schrittweite für β gerechtfertigt, auch wenn der Schlitten stetig bewegt wird.

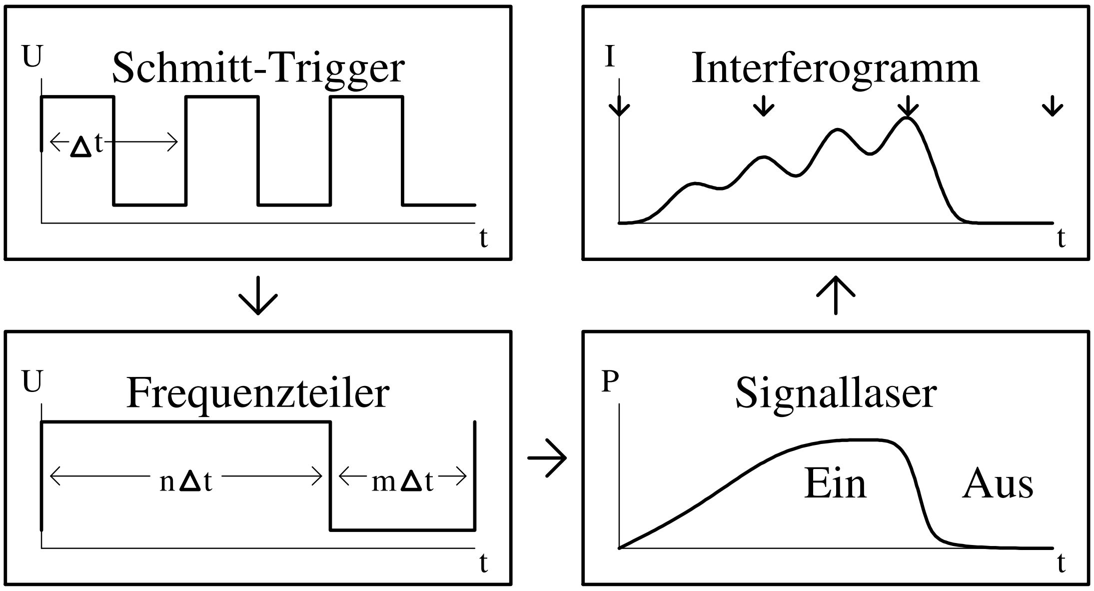

Abb. 4.1: Gepulster Laserbetrieb: Das Taktsignal des Referenzlasers wird durch einen Frequenzteiler geschickt und schaltet den Signallaser. Die Abtastung des Interferogramms ist durch kleine, nach unten gerichtete Pfeile angedeutet.

Datenpunkte zur gleichen Einschaltdauer ist jetzt $(n+m)\beta$, dabei ist $\beta = \lambda_{HeNe}$ die minimale Schrittweite bei Dauerstrich-Messungen.

Die Reduzierung der Anzahl der Datenpunkte pro Einzelspektrum bedeutet eine Verschlechterung des Signal- zu Rauschverhältnisses, eventuell muß über mehrere Messungen gemittelt werden, um es zu verbessern.

Die Vergrößerung der Schrittweite bewirkt eine Verkleinerung des durch die Fourier-Transformation dargestellten Spektralbereichs. Sei beispielsweise $n+m = 12+4 = 16$, so können in dem Spektralbereich 1,7μm bis 2,0μm noch Bereiche mit etwa 200 nm Breite untersucht werden. Da Laser untersucht werden sollen, deren Spektren nicht breiter als maximal 30 nm sind, stellt dies keine erhebliche Einschränkung dar.

Der Vorteil der stetigen Weglängenänderung ist, daß in relativ kurzer Meßzeit (ca. 20 s bei 10 μs Zeitauflösung und insgesamt 2097152 Meßwerten) ein komplettes zeitaufgelöstes Spektrum mit der gleichen hohen spektralen Auflösung wie im Dauerstrich-Betrieb erhalten werden kann.

Kapitel 5

Aufbau für zeitaufgelöste Messungen

Das eigentliche Ziel der Arbeiten im Rahmen dieser Diplomarbeit war neben dem Aufbau des Spektrometers die Untersuchung der zeitlichen Entwicklung von Thulium-Faserlaser-Spektren bei der Anwesenheit von Spurengasen im Laser-Resonator.

In vorherigen Kapitel wurde gezeigt, daß zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie sowohl bei schrittweiser als auch bei stetiger Änderung der Armlängen des Interferometers durchgeführt werden kann. Für die Untersuchung der Absorptionsspektren der Thulium-Faserlaser bietet sich die stetige Weglängenänderung an, da hier mit geringerem mechanischem Aufwand eine hohe spektrale Auflösung erreicht werden kann. Der Nachteil, daß nur Spektren mit einer maximalen Breite von 200 nm untersucht werden können, ist bei der Spektroskopie an Thulium-Faserlasern unbedeutend, da ihr Emissionsspektrum noch wesentlich schmaler ist. Daher wird weiterhin der bereits für Dauerstrich-Messungen verwendete stetige Antrieb benutzt, als Referenzlaser dient wieder der Helium-Neon-Laser.

5.1 Meßaufbau bei stetiger Weglängenänderung

Im Abschnitt 4.4 des vorherigen Kapitels wurde erklärt, wie bei stetiger Weglängenänderung zeitaufgelöste Messungen durchgeführt werden können. Diese Methode ist im Prinzip für alle Lichtquellen, die durch ein elektrisches Signal ein- und ausgeschaltet werden können und kohärente, reproduzierbare Lichtimpulse emittieren, geeignet. In diesem Kapitel wird zunächst gezeigt, wie diese Meßmethode zur zeitaufgelösten Untersuchung von Laserspektren konkret eingesetzt werden kann. Hierbei stellt sich heraus, daß bei Lasern mit stark ausgeprägten Relaxationsschwingungen einige Modifikationen am Meßaufbau die Effizienz der Messung stark verbessern können. Dieser so modifizierte, und tatsächlich eingesetzt Aufbau wird dann in Abschnitt 5.2 vorgestellt.

Es wird der gleiche optische und mechanische Aufbau verwendet, der bereits in Kapitel 2 vorgestellt und für Dauerstrich-Messungen benutzt wurde. Der Schlitten bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit, das Interferenzsignal des Referenzlasers erzeugt über einen Schmitt-Trigger das Taktsignal, welches am Takteingang der Meßkarte liegt und bewirkt, daß immer dann, wenn sich die optische Wegdifferenz um λ_{HeNe} verändert hat, das Interferenzsignal des Thulium-Faserlaser eingelesen wird. Zusätzlich wird dieses Taktsignal auch einem Frequenzteiler [9] mit einstellbarem Teilungsverhältnis (n Takte ein, m Takte aus)[1)] zugeführt, dieses asymmetrische Rechtecksignal ist das Schaltsignal für den zu untersuchenden Laser. Gepulster Betrieb des Thulium-Faserlasers, welcher für Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator benutzt wird, wird dadurch erreicht, daß die Laserdiode, die den Faserlaser anregt, periodisch ein- und ausgeschaltet wird. Die Stromversorgung dieser Laserdiode erfolgt über einen Laser-Dioden-Treiber [4], welcher einen Steuereingang besitzt. Der Ausgangsstrom des Treibers, und damit die Leistung der Laserdiode, wird durch die an diesem Steuereingang anliegende Spannung eingestellt. Daher wird das TTL-Ausgangssignal des Frequenzteilers über einen Verstärker, mit dem die Amplitude des Rechtecksignals, und damit die Leistung der Laserdiode, eingestellt werden kann, an den Steuereingang des Laserdiodentreibers angeschlossen. In dem Diagramm 5.1 ist diese Funktionsweise skizziert. Die Zeitauflösung Δt hängt nach Gleichung 4.1 von der optischen Geschwindigkeit v ab, $\Delta t = \lambda_{HeNe}/v$, daher kann sie über die Schlittengeschwindigkeit in weiten Grenzen eingestellt werden. Als Entwicklungszeit der Spektren, d.h. der Zeitspanne, in der sich das Emissionsspektrum merklich ändert, bevor es stabil wird, werden einige 100 μs erwartet. Die angestrebten 10 μs Zeitauflösung erfordern 6 cm/s optische Geschwindigkeit, also 1,5 cm/s Schlittengeschwindigkeit. Wird am Frequenzteiler z.B. ein Teilungsverhältnis von $n = 15$, $m = 3$ eingestellt, so ergeben sich 15 aufeinanderfolgende Spektren im Abstand von je 10 μs. Die drei Takte, während derer der Laser abgeschaltet ist, sind erforderlich, damit sich die Inversion wieder abbauen kann.

5.2 Laser mit Relaxationsschwingungen

Bild 5.2 zeigt die zeitliche Entwicklung der Ausgangsleistung eines Thulium-Faserlasers bei gepulstem Betrieb. Man erkennt, daß die Lichtemission des Faser-Lasers erst mit ca. 70 μs Verzögerung gegenüber dem Einschalten der ihn anregenden Laserdiode einsetzt und die Form einer gedämpften Relaxationsschwingung hat. Diese Relaxationsschwingung hat zunächst stark ausgeprägte relative Maxi-

[1)] Dieser Frequenzteiler besteht aus zwei Zählern für elektrische Taktimpulse: Der eine Zähler zählt die eingehenden Taktimpulse, bis der Wert n erreicht ist. Dann springt er wieder auf 0, deaktiviert sich selbst und aktiviert gleichzeitig den anderen Zähler, welcher in gleicher Weise bis m zählt. Wie ein einzelner Zähler aufgebaut werden kann, ist u.a. in [9] beschrieben, der Schaltplan des kompletten asymmetrischen Frequenzteilers ist im Anhang abgebildet.

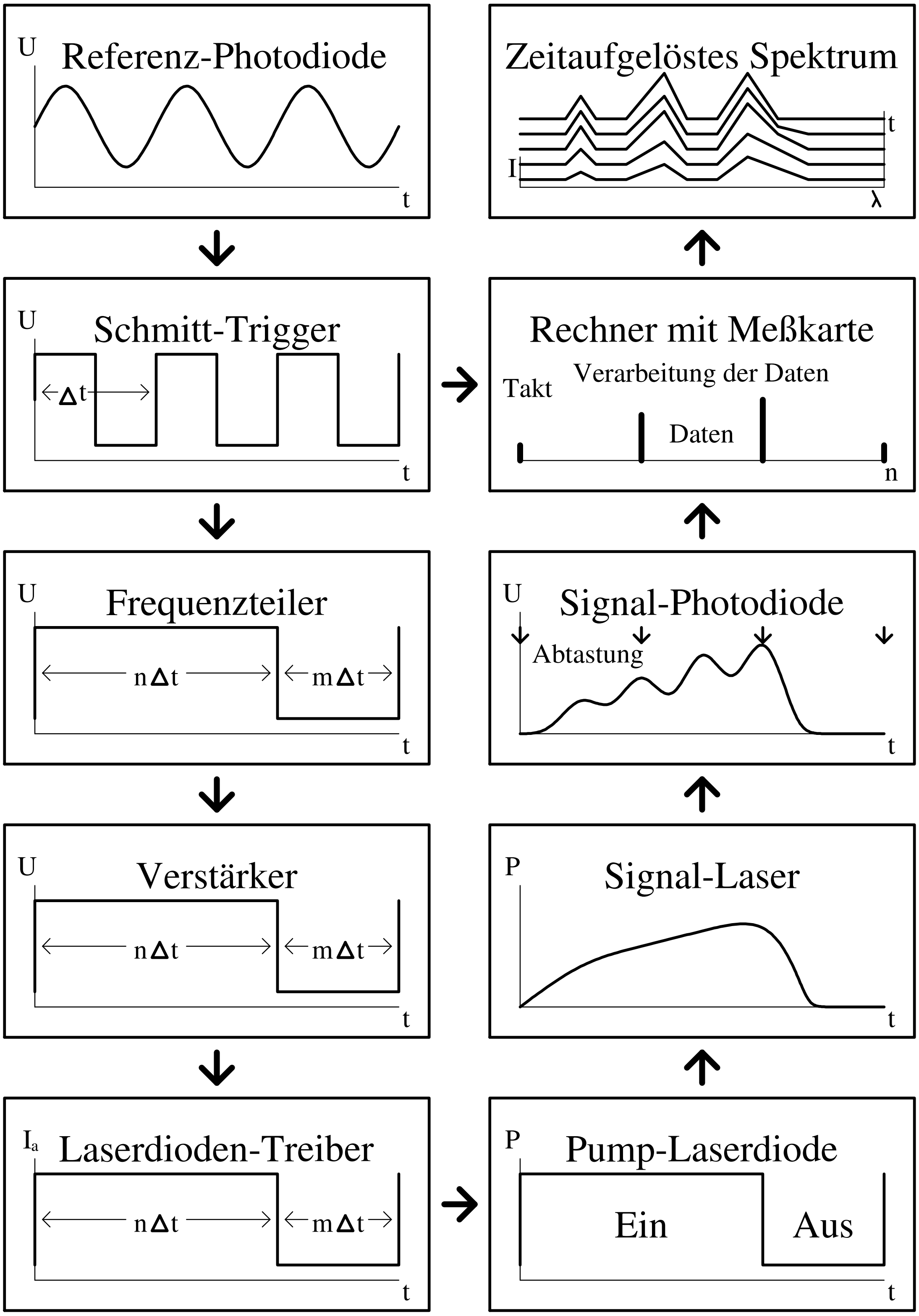

Abb. 5.1: Ein allgemein anwendbarer Aufbau für zeitaufgelöste Fourier-Spektroskopie.

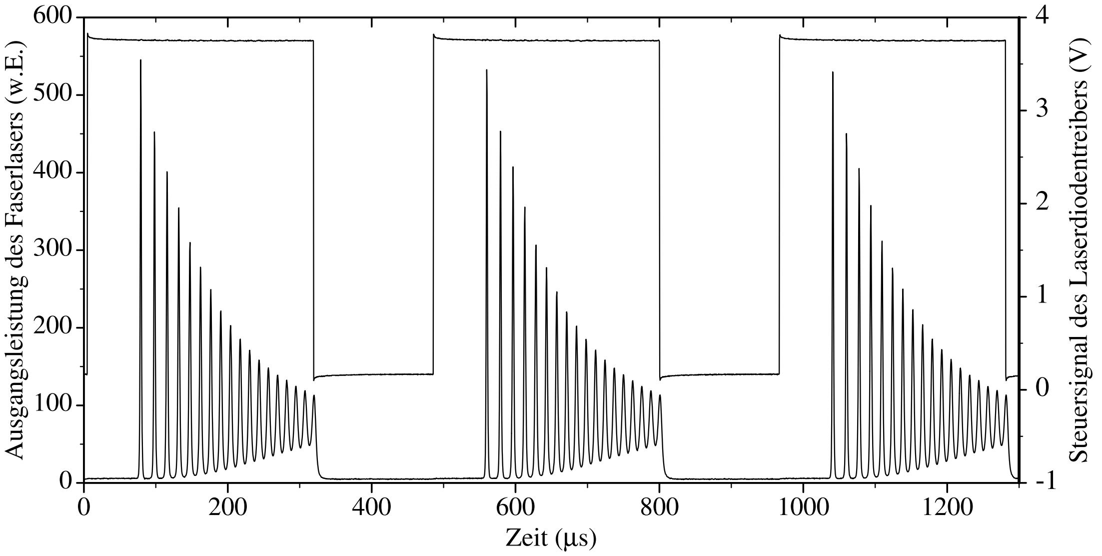

Abb. 5.2: Ausgangsleistung des Thulium-Faserlasers bei gepulstem Betrieb. Zusätzlich eingezeichnet wurde das rechteckförmige Steuersignal für den Laserdiodentreiber.

ma, d.h. die Lichtemission steigt sehr schnell an, und fällt dann ebenso schnell wieder auf einen niedrigen Wert ab. Der Abstand der relativen Maxima der Relaxationsschwingungen zueinander liegt in der Größenordnung der angestrebten Zeitauflösung. Obwohl die bisher vorgestellte Meßmethode im Prinzip auch bei so stark modulierter Lichtemission angewendet werden kann, ist sie sicher nicht optimal: Einen Meßwert mit einem guten Signal- zu Rauschverhältnis bekommt man nur bei einer Messung zu einem Zeitpunkt, an dem viel Licht emittiert wird, also bei einer Datenaufnahme in der Nähe eines relativen Maximums der Relaxationsschwingung, Meßwerte zwischen den relativen Maxima, zu einem Zeitpunkt, wo der Laser sehr wenig Leistung abgibt, haben ein schlechtes Signal- zu Rauschverhältnis. Meßwerte, die auf eine Flanke fallen, sind sehr stark vom Zeitpunkt der Datenaufnahme abhängig, daher bewirkt ein kleiner Fehler des Zeitpunktes der Datenaufnahme einen großen Fehler des Meßwertes selber, was zu stark verrauschten Meßdaten führen würde. Da die zeitlichen Abstände der relativen Maxima zueinander innerhalb eines Lichtimpulses abnehmen, kann bei einer Datenaufnahme mit äquidistanten Schritten (äquidistant in Ort und Zeit wegen der konstanten Schlittengeschwindigkeit) nicht erreicht werden, daß die Datenaufnahme jeweils zu den Zeitpunkten maximaler Lichtemission erfolgt. Will man für jede Spitze bei äquidistanter Datenaufnahme einen Meßwert erhalten, so muß mit einer größeren Zeitauflösung abgetastet werden: Erfolgt die Datenaufnahme ca. 1 μs nach einem relativen Maximum, so ist der Meßwert bereits ca. 10 % zu klein. Daher müßte mindestens alle 2 μs ein Datenwert aufgenommen werden, damit für jede Spitze ein brauchbarer Meßwert aufgezeichnet wird. Bei 100 μ Impulsdauer müßten 50 Werte aufgenommen werden. Damit wäre die effektive räumliche Schrittweite, d.h. der minimale Weglängenunterschied von Meßwerten die zur gleichen Einschaltdauer gehören, größer als 50 λ_{HeNe}, es könnten dann nur Spektren mit einer spektralen Breite von rund 40 nm untersucht werden.

Wesentlich sinnvoller erscheint es, wenn die Datenaufnahme nur jeweils zu den Zeitpunkten maximaler Lichtemission erfolgen würde. Dies läßt sich wie folgt erreichen: Bisher wurde das Einlesen eines Datenwertes durch das Taktsignal des Referenzlasers gesteuert. Es kann jedoch auch durch die relativen Maxima der Relaxationsschwingungen selbst ausgelöst werden. Das Einlesen der Interferogrammdaten muß in äquidistanten Ortsabständen erfolgen, anderenfalls könnte die schnelle Fourier-Transformation nicht verwendet werden. Wie man in Bild 5.2 erkennt, nimmt der zeitliche Abstand der einzelnen relativen Maxima innerhalb eines jeden Lichtimpulses ab, und daher bei konstanter Geschwindigkeit auch der räumliche Abstand. Dies ist jedoch unwichtig, da nur jeweils die Datenpunkte, die zur selben Einschaltdauer gehören, und zu einem Interferogramm dieser Einschaltdauer zusammengefaßt werden, räumlich äquidistant sein müssen. Bisher wurde immer davon ausgegangen, daß die einzelnen Laserimpulse reproduzierbar sind, dies bedeutet, daß auch die relativen Maxima der Relaxationsschwingung immer an der selben Stelle innerhalb eines Impulses liegen. Tatsächlich wird auch keine Variation der Position beobachtet, allerdings schwankt der Wert der relativen Maxima zum Teil um bis zu 3 %. Innerhalb jedes Impulses ist die Position der einzelnen relativen Maxima identisch, da die Impulse äquidistanten Abstand haben, haben also auch die zur selben Einschaltdauer gehörenden relativen Maxima äquidistanten Abstand und können selbst die Datenaufnahme auslösen.

Dazu muß eine Elektronik gebaut werden, die aus der gedämpften Relaxationsschwingung der Laserleistung ein Taktsignal in der Form generiert, daß die ansteigende Flanke des Taktsignals jeweils auf ein relatives Maximum der Relaxationsschwingung fällt und an dieser Stelle eine Datenaufnahme auslöst. Dies kann auf folgende Weise erreicht werden: Ein kleiner Teil des Lichts des Faserlasers wird auf eine zusätzliche Photodiode |7| gelenkt, und das Signal dieser Photodiode wird elektronisch differenziert. Das differenzierte Signal hat an den Maxima des ursprünglichen Signals, also an den relativen Maxima der gedämpften Relaxationsschwingung, einen Nulldurchgang mit fallender Flanke. Aus dem differenzierten Signal wird mit einem Schmitt-Trigger ein Rechtecksignal geformt, dieses Rechtecksignal wird invertiert (da die Datenaufnahme der Karte an der ansteigenden Flanke erfolgt) und an den Takteingang der Meßkarte gelegt.

Die Zeitauflösung der Spektren kann jetzt nicht mehr durch die Geschwindigkeit der Schlittenbewegung frei gewählt werden, sondern ist durch den Abstand der relativen Maxima der Relaxationsschwingungen vorgegeben.

Werden die Daten in dieser Form aufgezeichnet, ist die Auswertung jedoch stark erschwert, da an aufeinanderfolgenden Daten nicht klar zu erkennen ist, wo die Daten eines Laserimpulses enden und die des nächsten Impulses beginnen, zumal die Anzahl der relativen Maxima je Impuls, und damit die Anzahl der für die-

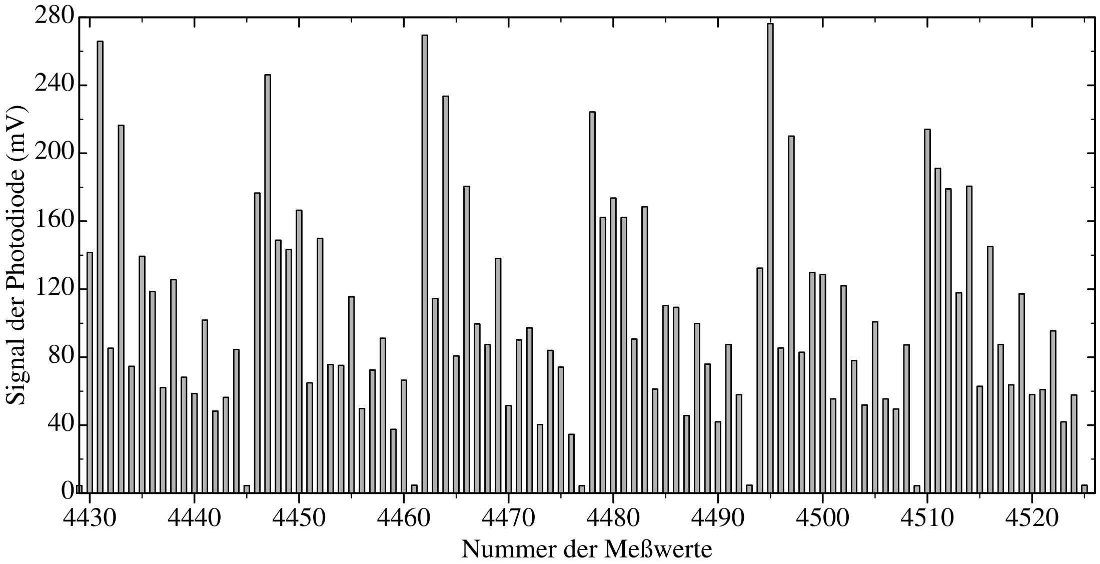

Abb. 5.3: Durch Interferenz modulierte Meßwerte an den Positionen der relativen Maxima der gedämpften Relaxationsschwingungen.

sen Impuls aufgezeichneten Meßwerte, auf Grund von kleinen Geschwindigkeitsschwankungen des Schlittens durchaus um ± 1 schwanken kann. Deshalb wird den Meßdaten zusätzlich eine Struktur aufgeprägt: Bei jedem Abschalten der Pumplaserdiode wird elektronisch durch einen monostabilen Multivibrator[2)]ein kurzer (30 μs) TTL-Impuls generiert, dessen abfallende Flanke löst nach Invertierung eine zusätzliche Datenaufnahme aus. Zu diesem Zeitpunkt, also 30 μs nach Abschalten der Pump-Laserdiode, emittiert der Faser-Laser kein Licht, der aufgezeichnete Markierungswert liegt nahe bei Null. Hierdurch erhalten die Meßdaten eine innere Struktur, jeweils nach diesem Markierungswert beginnen die Daten, die dem nächsten Lichtimpuls zugeordnet sind. Dies funktioniert allerdings nur, wenn am Ort der Signalphotodiode keine perfekte Interferenz mit vollständiger Auslöschung auftritt. Dann sind alle Datenwerte, die eingelesen werden, während der Laser eingeschaltet ist, deutlich von Null verschieden. Bei perfekter Interferenz müßte dieser Markierungswert durch eine etwas aufwendigere Schaltung auf einen besonders ausgezeichneten Wert gelegt werden. Dazu würde man den größten oder kleinsten Wert verwenden, den die Meßkarte aufzeichnen kann, da dieser Wert außer bei einer Meßbereichsüberschreitung von den Meßdaten nicht erreicht wird.

In Bild 5.3 ist ein Ausschnitt der auf diese Weise aufgezeichneten Daten dargestellt. Man erkennt, daß sich der Markierungswert deutlich von den eigentlichen Meßwerten unterscheidet. Bild 5.4 stellt den Meßaufbau, so wie er derzeit eingesetzt wird, in Form eines Blockdiagramms dar, dabei sind zusätzlich jeweils die zu

[2)]Dies ist ein Bauteil der Digital-Elektronik, welches einzelne Rechteck-Impulse generieren kann, die englische Bezeichnung ist One-Shot.

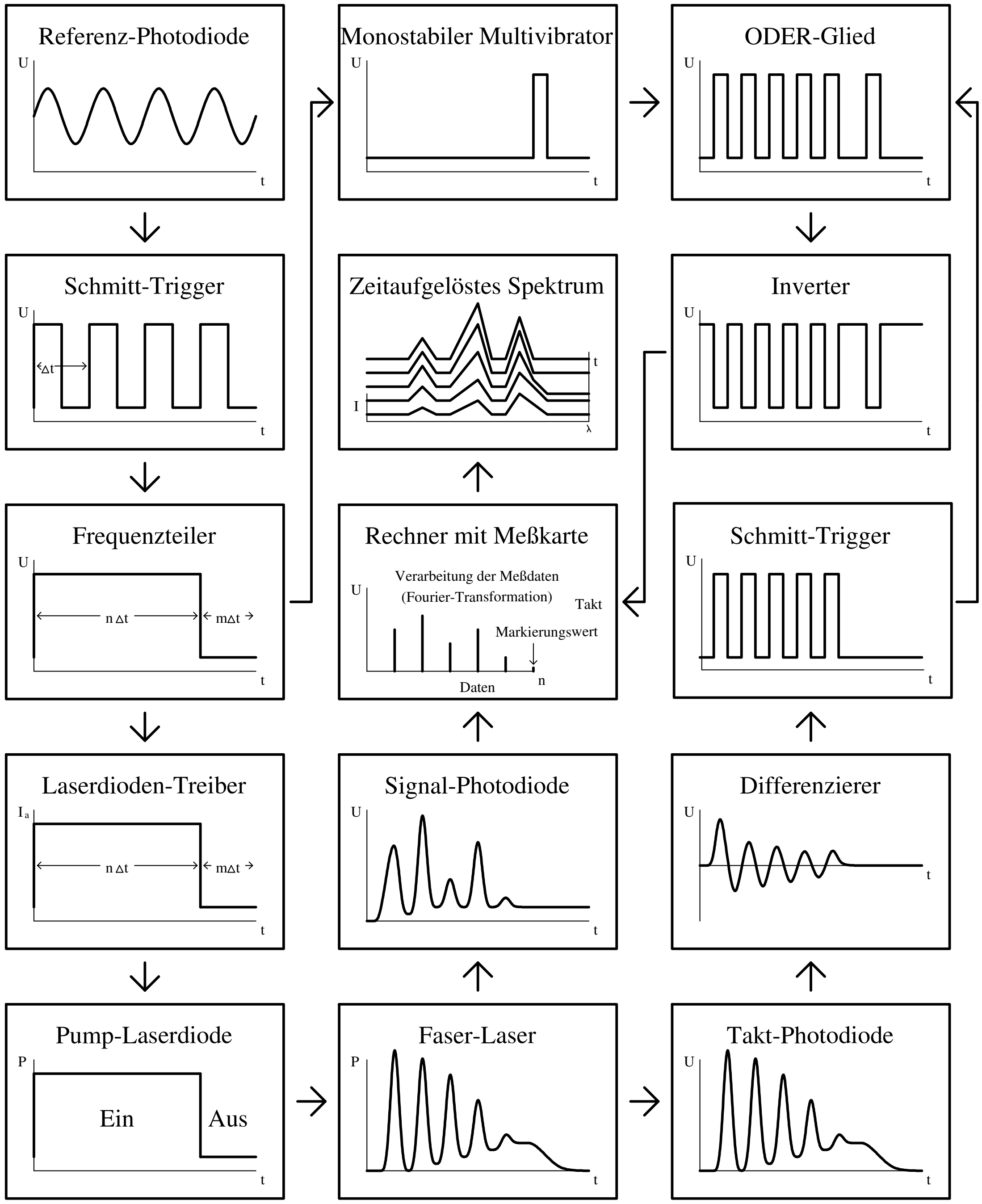

Abb. 5.4: Das Zusammenwirken der einzelnen Komponenten bei zeitaufgelöster Fourier-Spektroskopie an Lasern mit Relaxationsschwingungen.

den einzelnen Komponenten gehörenden Signalformen eingezeichnet. In Bild 5.5 ist derselbe Aufbau in einer etwas anschaulicheren Darstellung, allerdings ohne die Signalformen, dargestellt.

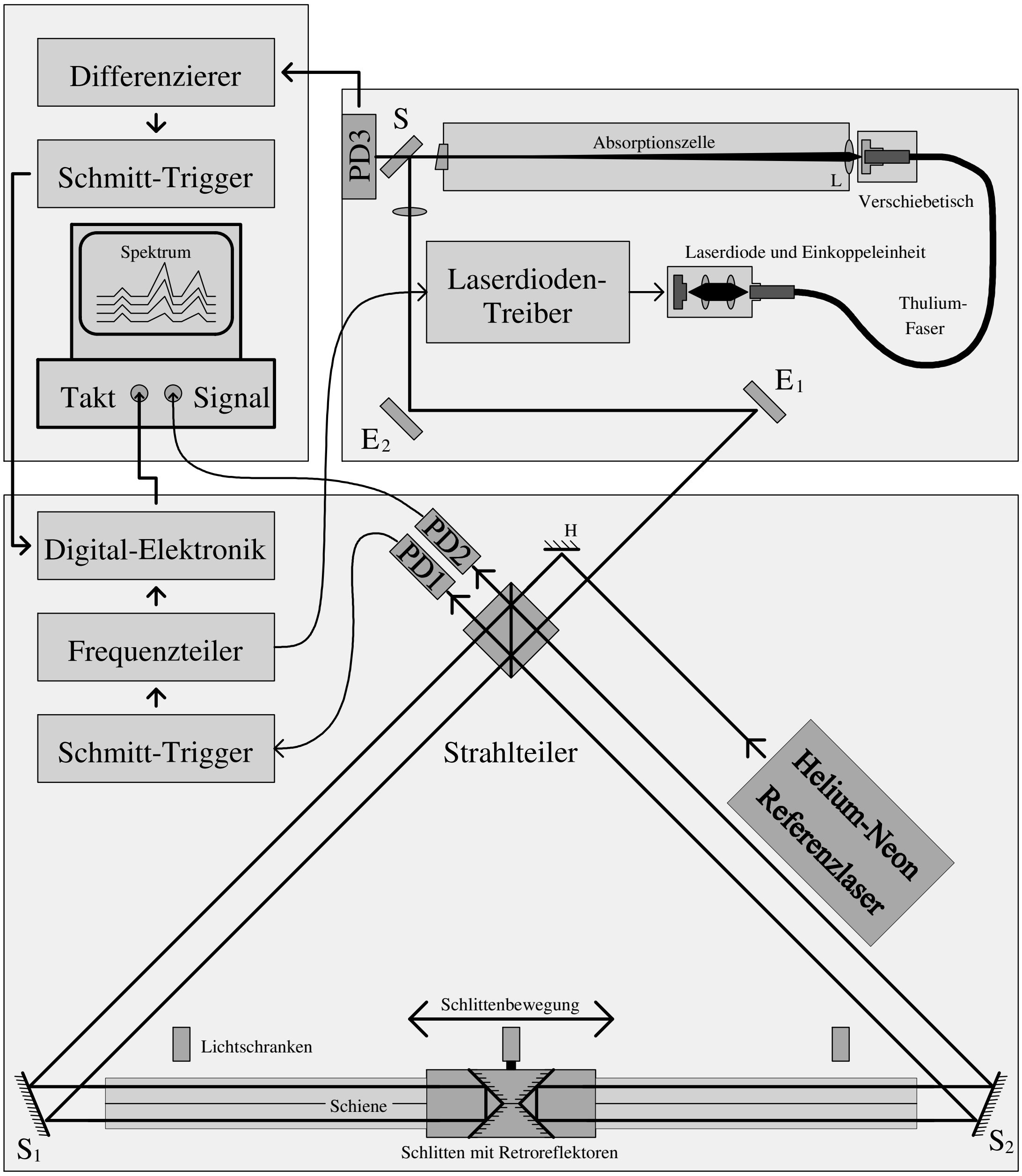

Abb. 5.5: Aufbau für zeitaufgelöste Messungen.

5.3 Zeitverzögerung

Das durch die Relaxationsschwingungen erzeugte Taktsignal gelangt vom Differenzierer über Schmitt-Trigger und Inverter zur Meßkarte. Jede dieser Komponenten bewirkt eine kleine Verzögerung, so daß die Datenaufnahme jeweils etwas verspätet, also etwas nach den relativen Maxima der Laserausgangsleistung erfolgt. Der Differenzierer [9] verursacht selbst bereits eine Verzögerung, welche um so geringer ist, je höher seine Grenzfrequenz ist. Zu hoch darf diese Grenzfrequenz allerdings nicht gewählt werden: Wegen $d\sin(\omega t)/dt = \omega cos(\omega t)$ werden beim Differenzieren hochfrequente Störanteile hervorgehoben. Da die Relaxationsschwingungen nur Frequenzen bis ca. 0,2 MHz enthalten, wurde eine Grenzfrequenz von 1,6 MHz für den Differenzierer gewählt. Bei einer höheren Grenzfrequenz wäre die Schaltung zu störanfällig. Mit dieser Grenzfrequenz verursacht der Differenzierer etwa 200 ns Zeitverzögerung, dazu kommen 80 ns Verzögerung durch den Schmitt-Trigger, 200 ns durch die Meßkarte und 18 ns durch den Inverter. Die Gesamtverzögerung beträgt ca. 500 ns. Dies bewirkt, daß die aufgezeichneten Meßwerte etwas zu klein sind, da die Aufzeichnung nach dem Maximum der Laserleistung erfolgt. Diese Verkleinerung aller Meßwerte um einige Prozent stört wenig, sie verschlechtert etwas das Signal- zu Rauschverhältnis. Außerdem wirkt sich bei einer Abtastposition etwas nach dem Maximum ein Fehler im Abtastzeitpunkt stärker aus. Leider schwankt der Zeitpunkt, an dem die Daten von der Meßkarte übernommen werden, um bis zu ± 50 ns, hierdurch schwanken die aufgezeichneten Werte um bis zu 1 %. Bei einer besseren Meßkarte wird der Abtastzeitpunkt weniger stark schwanken, dann wäre dieses Störung entsprechend kleiner.

Wird das Interferenzsignal des Faser-Lasers durch eine Verzögerungsleitung ebenfalls um 500 ns verzögert, so kann erreicht werden, daß die Abtastung näher am Maximum erfolgt. Dann machen sich Schwankungen des Abtastzeitpunktes weniger stark bemerkbar. Die Verzögerung könnte entweder durch ein 100 m langes Koaxialkabel oder eine aus Kapazitäten und Induktivitäten aufgebaute Verzögerungsstrecke erreicht werden, allerdings muß gewährleistet werden, daß alle Frequenzen um die gleiche Zeit verzögert, und um den gleichen Faktor abgeschwächt werden. Bisher wurde keine Verzögerungsleitung eingesetzt.

5.4 Störanfälligkeit der Elektronik

Der Differenzierer ist für eine Grenzfrequenz von ca. 1,6 MHz ausgelegt. Da das Maximum des Frequenzspektrums der Relaxationsschwingungen bei ca. 0.1 MHz liegt, bedeutet dies, daß hochfrequente Störsignale um eine Zehnerpotenz hervorgehoben werden. In der Tat treten unter bestimmten Bedingungen Störsignale auf, etwa wenn ein Netzgerät oder die Leuchtstofflampen im gleichen Raum eingeschaltet werden. Solche Störungen bewirken falsche Takte am Takteingang der Meßkarte, und damit falsche Datenaufnahmen. Einzelne falsche Takte sind relativ harmlos, sie betreffen jeweils nur einen Lichtimpuls, die Gesamtstruktur der Daten bleibt erhalten. Eine ganze Serie von falschen Takten, wie sie beim Einschalten der Leuchtstofflampen entsteht, verschiebt jedoch die Position aller nachfolgenden Daten, dies muß unbedingt erkannt werden, damit die Messung ignoriert werden kann. Den Meßwerten wurde durch die Aufzeichnung des Markierungswertes mit einen Wert nahe 0 eine deutlich erkennbare Struktur aufgeprägt, dies bedeutet, daß nur jeder j-te Datenwert in der Nähe von Null liegen soll. Schwankt die 'Periode' j mehr als ± 1, so muß dies durch Störsignale verursacht worden sein. Diese 'Periodizität' der Meßdaten wird vom Computerprogramm überprüft. Werden Fehler entdeckt, wird eine Meldung ausgegeben und die Messung kann wiederholt werden. Unentdeckt könnten nur durch Störungen verursachte Datenaufnahmen bleiben, wenn die fehlerhaften Daten die gleich Struktur wie die regulären, etwa in Bild 5.3 dargestellten Meßwerte hätten. Dies ist sehr unwahrscheinlich. Bisher sind nur selten Störungen aufgetreten, und sie konnten vom Programm durch die Untersuchung der 'Periodizität' jeweils entdeckt werden. Jedenfalls gab es keine Messung, bei der erst an Hand von fehlerhaften Spektren auf Störsignale geschlossen werden konnte. Bei einer niedrigeren Grenzfrequenz des Differenzierers wäre die Störempfindlichkeit geringer, allerdings wäre auch die Zeitverzögerung größer. Obwohl diese Störempfindlichkeit durch Abschirmmaßnahmen noch verbessert werden kann, ist es doch etwas unbefriedigend, daß überhaupt Störungen auftreten können.

Die Störanfälligkeit wird durch den Differenzierer verursacht, deshalb muß die Frage gestellt werden, ob es auch auf andere Weise möglich ist, Meßwerte für die relativen Maxima zu erhalten. Eine Möglichkeit wäre es, einen Komparator einzusetzen, also eine Schaltung, die zwei Signale vergleicht und je nachdem, welches Signal größer ist, einen bestimmten Logikpegel (z.B. 0 V oder 5 V) ausgibt. Hätte man ein Signal zur Verfügung, daß für die Relaxationsschwingung gerade eine Einhüllende darstellt, so könnte ein Komparator immer dann ein Taktsignal erzeugen, wenn eine Spitze der Schwingung die etwas nach unten verschobene Einhüllende schneidet. Eine Signalform, die einer Einhüllenden ähnelt, könnte z.B. über eine Kondensatorentladung generiert werden, allerdings ist die Form der Relaxationsschwingung von vielen Faktoren abhängig, daher müßte die generierte Signalform immer wieder neu angepaßt werden. Dies ist zu aufwendig.

Es gibt jedoch auch eine andere Möglichkeit, bei einer äquidistanten Abtastung (in Ort und Zeit) jeweils als Interferogramm-Meßwert den Wert des vorherigen relativen Maximums zu erhalten: Es kann ein sogenannter Spitzenwertdetektor (Peak Detector) [9] eingesetzt werden, dies ist eine Schaltung, die ein Signal überwacht und als Ausgangssignal das bisherige Maximum liefert. Durch ein Steuersignal kann der Spitzenwertdetektor wieder auf 0 gesetzt werden. Wird das Interferenzsignal des Faser-Lasers zunächst dem Spitzenwertdetektor zugeführt, so speichert dieser das bisherige Maximum zwischen, bis der Wert von der Meßkarte ausgelesen und der Detektor wieder auf 0 gesetzt wird. Dann reicht es aus, wenn die äquidistante Abtastung (in der Zeit) mit ca. dem halben zeitlichen Abstand der relativen Maxima erfolgt. Nachdem durch eine separate Messung einer Relaxationsschwingung die Position der Maxima innerhalb dieser Schwingung bestimmt worden ist, kann den aufgezeichneten Meßwerten zugeordnet werden, zu welcher Einschaltzeit innerhalb des Lichtpulses der Meßwert gehört: Die Position der Maxima in einen Lichtimpuls ist bekannt, und ebenso die Abtastzeiten innerhalb eines Lichtimpulses. Der minimale Abstand zweier aufeinanderfolgender relativer Maxima sei Δt. Dann bekommen Meßwerte, deren zeitlicher Abstand zu dem vorherigen relativen Maximum kleiner als $\Delta t/2$ ist, den Zeitpunkt dieses relativen Maximums zugeordnet. Ist der zeitliche Abstand zu dem vorherigen relativen Maximum jedoch größer als $\Delta t/2$, so wird dieser Meßwert ignoriert. Ein Nachteil dieser Methode ist, daß nicht garantiert werden kann, daß das relative Maximum des Signalphotodiodensignals zeitgleich ist mit dem relativen Maximum der Laserleistung, dies verfälscht die Meßwerte. Dieser Fehler ist recht klein, da sich die Laserausgangsleistung sehr schnell ändert, während die Änderung des Signalphotodiodensignals auf Grund der Interferenz von der Schlittengeschwindigkeit abhängt und deutlich langsamer ist. Bevor diese Meßmethode ausprobiert wird, muß jedoch dieser Fehler abgeschätzt werden.

5.5 Die konstante Schlittengeschwindigkeit

Bisher wurde davon ausgegangen, daß der optische Wegunterschied mit einer einstellbaren, und dann konstanten Geschwindigkeit verändert werden kann. Tatsächlich hat die Realisierung einer konstanten Geschwindigkeit einige Probleme bereitet: Ursprünglich war geplant, das in Kapitel 2 bereits erwähnte Antriebskonzept, bei dem der Schlitten auf einem Luftkissen schwebt, nur leicht zu modifizieren. Dem Schlitten sollte weiterhin die Druckluft über einen flexiblen Schlauch zugeführt werden. Statt den Schlitten an den Umkehrpunkten durch Spiralfedern umzulenken und durch einen Elektromagneten anzustoßen, sollte er über einen Riemen von einem Elektromotor bewegt werden. Es stellte sich jedoch heraus, daß mit unterschiedlichen Motoren und unterschiedlichen Antriebsriemen die relative Schwankung der Schlittengeschwindigkeit immer größer als 3 % war. Die Geschwindigkeit des Schlittens wurde mit Hilfe des Interferenzsignals des Helium-Neon-Lasers gemessen, bei konstanter Geschwindigkeit ergibt sich nach Fourier-Transformation dieses Signals ein schmaler 'Peak', die tatsächliche Breite des 'Peaks' ist ein Maß für die Geschwindigkeitsschwankungen. Eine der Ursachen der Geschwindigkeitsschwankungen war, daß der Schlitten durch die Druckluft zu Schwingungen angeregt wurde. Bei kleinerer Luftzufuhr war die Amplitude der Schwingung zwar geringer, jedoch kam es dann vereinzelt zu Berührungen zwischen Schlitten und Schiene.

Daher wurde der Luftkissenschlitten durch einen sehr leichten Schlitten ersetzt, welcher jetzt bei nahezu konstanter Gleitreibungskraft auf einem Microfasertuch durch einen Antriebsriemen über die Schiene gezogen wird, dabei ist das Tuch am Schlitten befestigt und gleitet auf einer Aluminiumschiene. Hiermit liegt der relative Geschwindigkeitsfehler, und damit auch der 'Zeitfehler', nur noch bei ca. 1 %. Angetrieben wird der Schlitten von einem Gleichstrommotor, welcher mit einer konstanten Spannung versorgt wird. Die Motordrehzahl wird über Riemenscheiben zweistufig untersetzt, der Schlitten dann über einen parallel zur Schiene verlaufenden Riemen angetrieben. Die Riemen dürfen nur wenig elastisch sein, um eine relativ starre Kopplung zwischen dem mit konstanter Drehzahl laufenden Motor und dem Schlitten zu erreichen. In Handel werden kaum geeignete Riemen angeboten, die besten Resultate ergaben sich mit selbst hergestellten Flachriemen. Für den langen, am Schlitten befestigten Riemen wurden je zwei Klarsicht-Klebestreifen (Tesafilm) mit der klebrigen Seite aneinandergeklebt. Da dieser Riemen nicht vollständig umläuft, stört es hier nicht, daß sich so keine Endlosriemen herstellen lassen. Die Verbindung vom Motor zur ersten Riemenscheibe erfolgt mit einem Plattenspielerriemen (hier sind die Kräfte noch gering, die Elastizität des Riemens wirkt sich wenig aus), der Riemen zwischen den beiden Riemenscheiben wurde hergestellt, indem ein Klarsicht-Klebestreifen auf das unmagnetische Anfangsstück eines Tonbandes geklebt wurde. Dies ist ein umlaufender Riemen, die Klebestellen geben daher beim Umlauf jeweils einen kleinen Ruck, dies stört die Messungen aber nur wenig. Die Riemen aus Klarsicht-Klebestreifen zeichnen sich durch geringe Elastizität, glatte Oberflächen und geringe Masse aus, so daß sie den Schlitten nicht durch Eigenschwingungen anregen. Statt die Drehzahluntersetzung über Riemenscheiben vorzunehmen, wurden auch Getriebemotoren erprobt, die Ergebnisse waren jedoch etwas schlechter. Langsam laufende Synchronmotoren (250 Min^{-1}) erwiesen sich als unbrauchbar, da sie den Schlitten zu Schwingungen mit der (doppelten) Netzfrequenz anregen. Der relative Fehler der Geschwindigkeit ist übrigens um so größer, je kleiner die Geschwindigkeit ist. Durch die große Drehzahluntersetzung spürt der Motor auf den Schlitten ausgeübte Kräfte praktisch nicht und dreht sich daher mit nahezu konstanter Drehzahl. Eine aktive Drehzahlregelung des Motors — man könnte z.B. das Interferenzsignal des Referenzlasers als Regelgröße benutzen — wird nicht viel bewirken, da Motor und Schlitten durch den langen, nicht völlig starren Antriebsriemen des Schlittens etwas entkoppelt sind[3)]. Ändert sich die auf den Schlitten einwirkende Kraft, so wird zunächst der Riemen gedehnt, bevor der Motor die Geschwindigkeit ausgleichen kann.

[3)]Selbstverständlich tragen auch die beiden kürzeren Antriebsriemen zu dieser Entkopplung bei, jedoch könnten sie durch einen hochwertigen Getriebemotor ersetzt werden.

Kapitel 6

Zeitaufgelöste Messungen

In diesem Kapitel werden einige zeitaufgelöste Spektren, die mit dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Aufbau (Bild 5.5) aufgenommen wurden, dargestellt. Es wurde der bereits in Kapitel 3 beschriebene Thulium-Faserlaser verwendet, in dessen Absorptionszelle befand sich wieder Luft unter Normaldruck. Die spektrale Auflösung liegt in der gleichen Größenordnung wie bei den Dauerstrich-Messungen (0,015 cm^{-1}), die Auflösung in der Zeit ist durch den Abstand der relativen Maxima der Relaxationsschwingungen gegeben und liegt bei ca. 20 μs. Dargestellt ist in den nachfolgend gezeigten Bildern jeweils nur der Spektralbereich, in dem Laserlicht emittiert wurde, der tatsächlich ausgemessene Spektralbereich ist typisch 50 mal breiter.

Neben einer allgemeinen Diskussion der Struktur und zeitlichen Entwicklung der Spektren wird insbesondere versucht, aus der zeitlichen Entwicklung der Stärke von Absorptionslinien die Empfindlichkeit der mit diesem Faserlaser durchgeführten Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator zu bestimmen.

6.1 Darstellung der Spektren

Dargestellt werden die Spektren jeweils mit dem Programm MatLab [20], dabei kann zwischen einer Darstellung, bei der das gesamte zeitaufgelöste Spektrum als zusammenhängende dreidimensionale Fläche dargestellt wird, und einer Darstellung, bei der jeweils die zu einer bestimmten Zeit gehörenden Teilspektren als einzelne Linienzüge dargestellt werden, gewählt werden. In Bild 6.1 ist zunächst ein völlig unbearbeitetes Spektrum dargestellt, es stammt aus einer einzigen Messung, welche etwa 30 s gedauert hat. Als Zeitnullpunkt wurde für alle Spektren der Zeitpunkt gewählt, wo der Faser-Laser mit der Lichtemission beginnt, d.h. der Beginn der gedämpften Relaxationsschwingung der Laserausgangsleistung. In den unbearbeiteten Spektren nimmt die emittierte Gesamtintensität mit der Zeit ab. Dies ist eine Folge der Meßmethode, die Aufnahme der Datenwerte findet an den relativen Maxima der Relaxationsschwingungen statt, und deren Wert

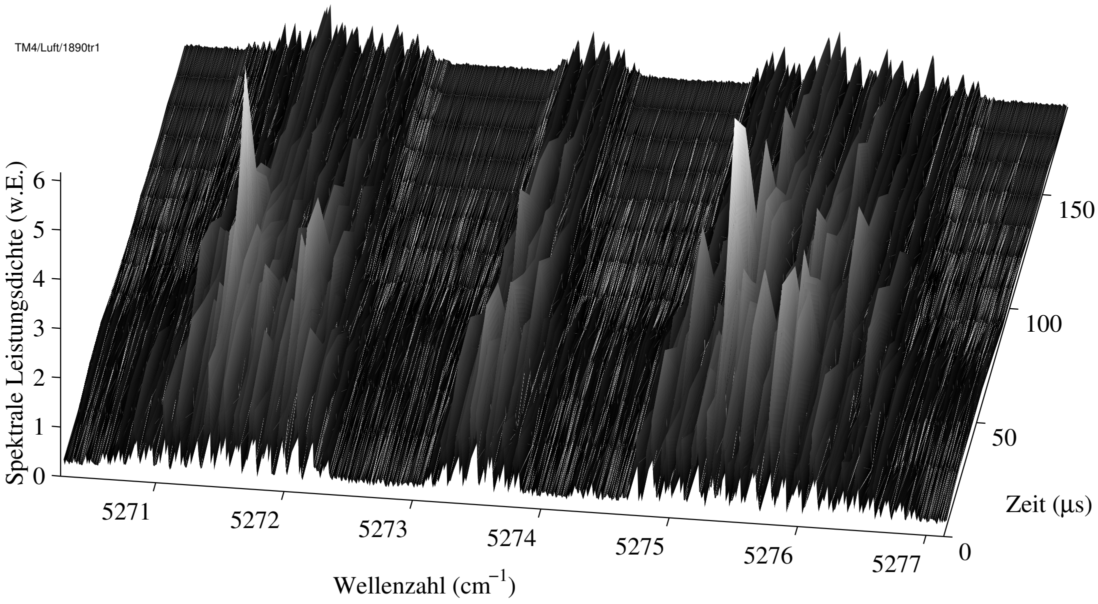

Abb. 6.1: Ein unbearbeitetes Emissionsspektrum des Thulium-Faserlasers.

nimmt auf Grund der Dämpfung mit der Zeit ab. Eine bessere Darstellung der spektralen Intensitätsverteilung ergibt sich, wenn alle (zu einer bestimmten Entwicklungszeit gehörenden) Teilspektren auf gleiche Leistung normiert werden, so daß die über das Spektrum integrierte spektrale Leistungsdichte für alle Meßzeitpunkte gleich ist. Vor der Normierung wurde für jedes zu einer bestimmten Zeit gehörende Teilspektrum der mittlere Rauschanteil dieses Teilspektrums von der spektralen Leistungsdichte abgezogen, nach der Normierung wurde das *gesamte* zeitaufgelöste Spektrum so skaliert, daß der größte vorkommende Wert bei eins liegt. Bild 6.2 zeigt das Spektrum von Bild 6.1 in dieser normierten Darstellung, auch alle nachfolgend gezeigten Spektren sind auf diese Weise normiert. Um die beiden graphischen Darstellungsmöglichkeiten (Flächen- oder Liniendarstellung) besser vergleichen zu können, ist in Bild 6.3 das gleiche, normierte Spektrum nochmals in Liniendarstellung gezeichnet, wobei das Spektrum jetzt von vorn oben betrachtet wird. Dabei ist für jedes zu einer bestimmten Entwicklungszeit gehörende Teilspektrum eine dünne Linie bei der Intensität 0 eingezeichnet worden. In beiden Darstellungen sind starke Wasserabsorptionslinien bei 5272,8 cm^{-1} und bei 5274,4 cm^{-1} zu erkennen. Die Flächendarstellung liefert einen guten Überblick über ein Spektrum, außerdem läßt sich in dieser Darstellung gut verfolgen, wie sich das Spektrum an einer bestimmten spektralen Stelle entwickelt, insbesondere erkennt man in dieser Darstellung Fluktuationen der spektralen Leistungsdichte. Der Liniendarstellung sind diese Informationen jedoch auch zu entnehmen, zusätzlich sind in der Liniendarstellung feine spektrale Strukturen besser zu erkennen, daher wird diese Darstellungsform für die übrigen Bilder gewählt.

Das in den beiden vorherigen Bildern dargestellte Spektrum ändert sich nicht sehr

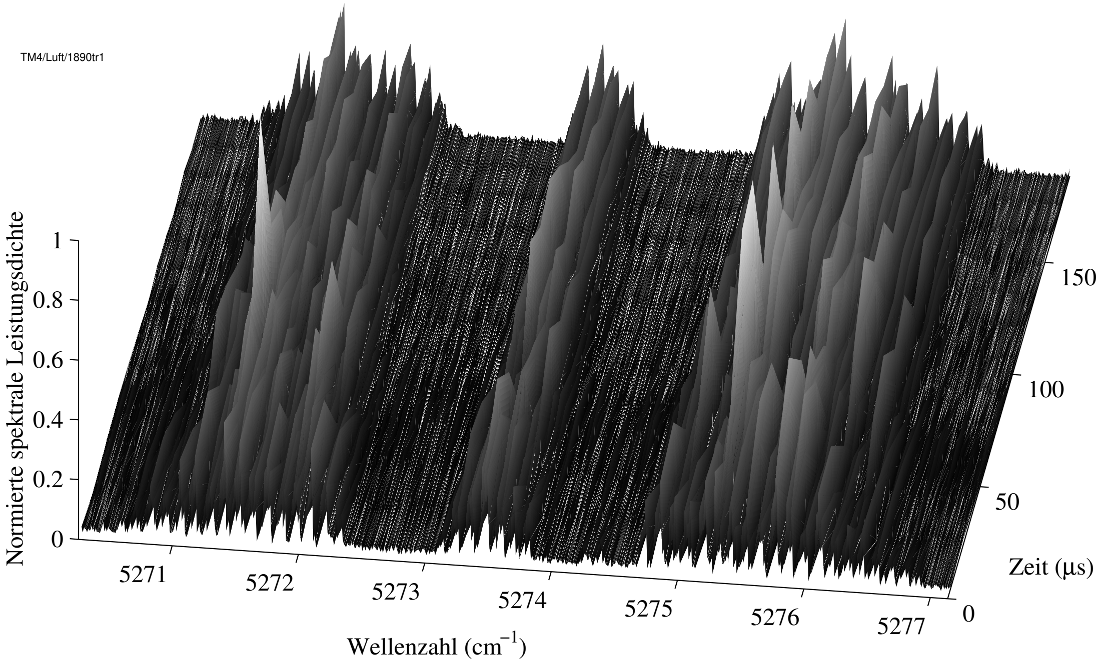

Abb. 6.2: Das Spektrum aus Bild 6.1 in normierter Darstellung

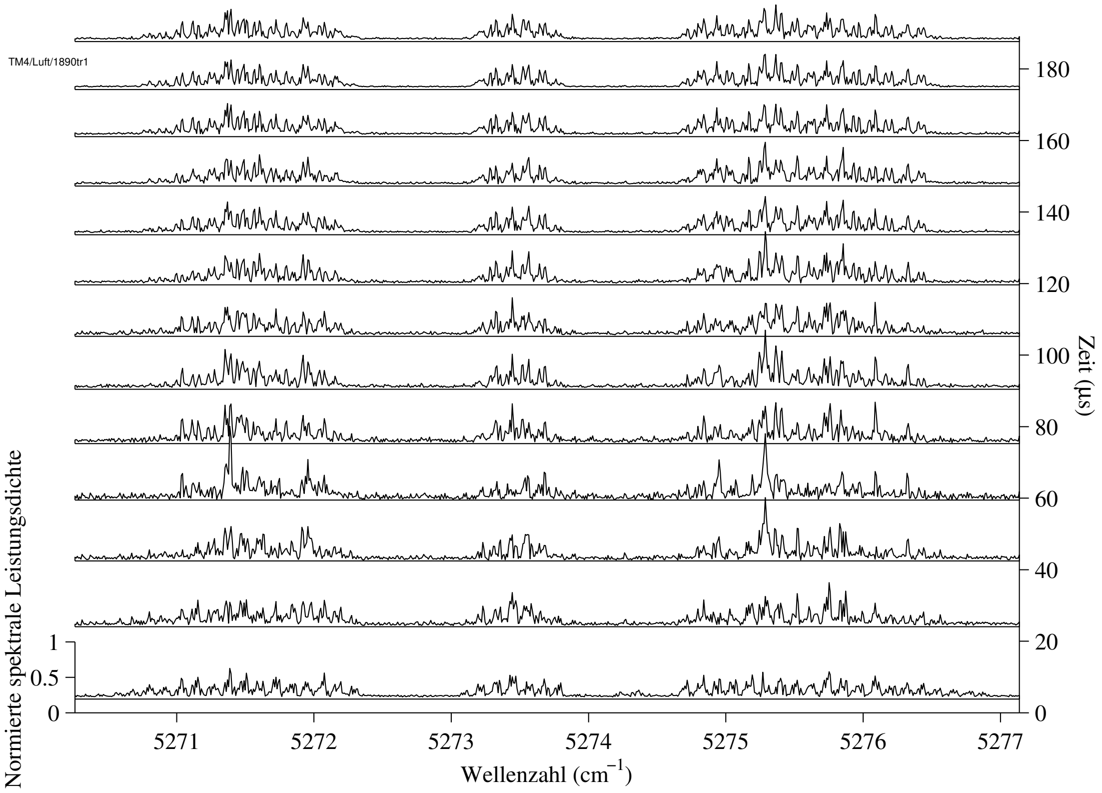

Abb. 6.3: Das Spektrum aus Bild 6.2 in Linien-Darstellung

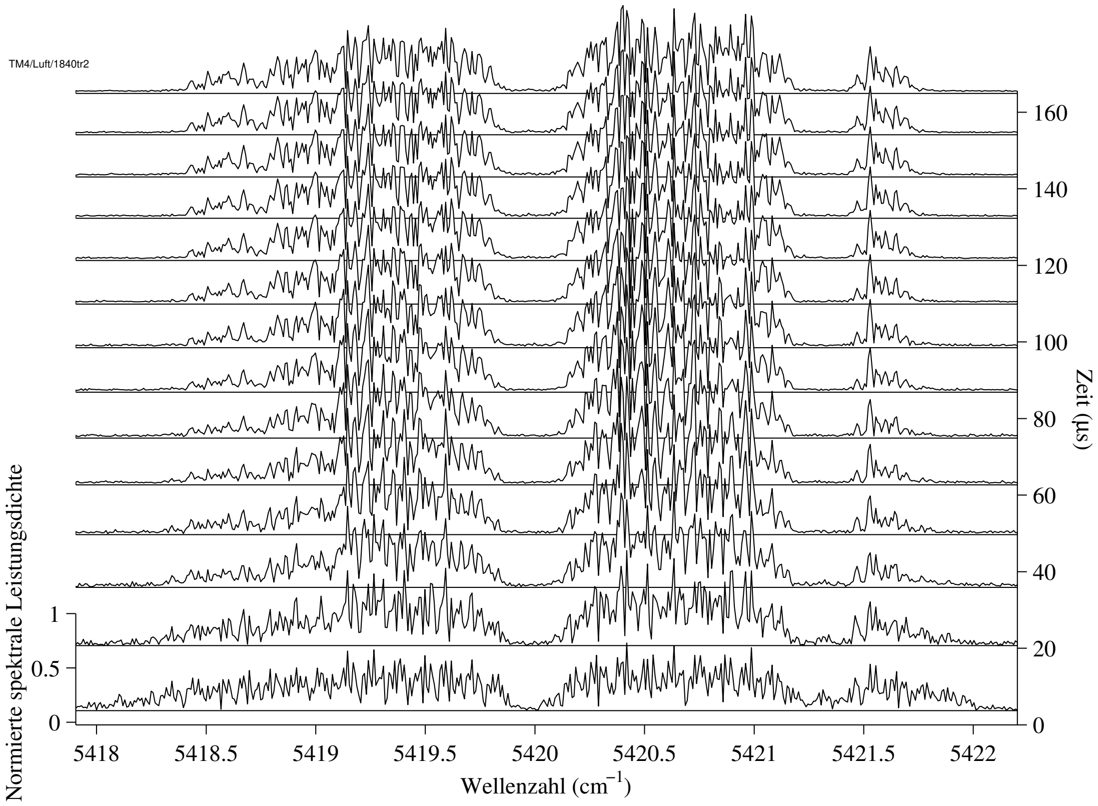

Abb. 6.4: Spektrum des nach 5420 cm^{-1}gestimmten Lasers.

stark mit der Zeit, denn die Wasserabsorptionslinien sind so stark, daß sie bereits zur Zeit des ersten Maximums der Relaxationsschwingung gesättigt sind. In den feineren Strukturen finden jedoch einige Veränderungen statt. Der Kontrast dieser feineren Strukturen wächst zunächst mit der Zeit an, im Zeitbereich von ca. t = 40 μs bis t = 100 μs ist er maximal, für größere Zeiten nimmt dieser Kontrast wieder etwas ab. Wie bereits in den Dauerstrich-Spektren dominiert eine Struktur der 'Periode' $\approx$0,1 cm^{-1}, welche vermutlich durch das bereits in Kapitel 3 erwähnte resonatorexterne Etalon, welches durch den Abstand der Laserdiode zur Faserendfläche gebildet wird, verursacht wird.

6.2 Mittelung über mehrere Spektren

In Bild 6.4 ist das Spektrum des Tm-Faserlasers dargestellt, das sich durch Verstimmen des Lasers zum kurzwelligen hin ergab. Wieder erkennt man zwei starke Wasserabsorptionslinien, sie liegen bei 5420 cm^{-1} und 5421,3 cm^{-1}. Sie sind nicht ganz so stark ausgeprägt wie im vorherigen Spektrum, was dazu führt, daß bei ihnen eine zeitliche Entwicklung erkennbar ist. Das Spektrum zeigt wieder feinere Strukturen, der mittlere Abstand der ausgeprägtesten Strukturen liegt ebenfalls bei $\approx$ 0,1 cm^{-1}. Um zu überprüfen, ob die Position dieser feineren Strukturen kon-

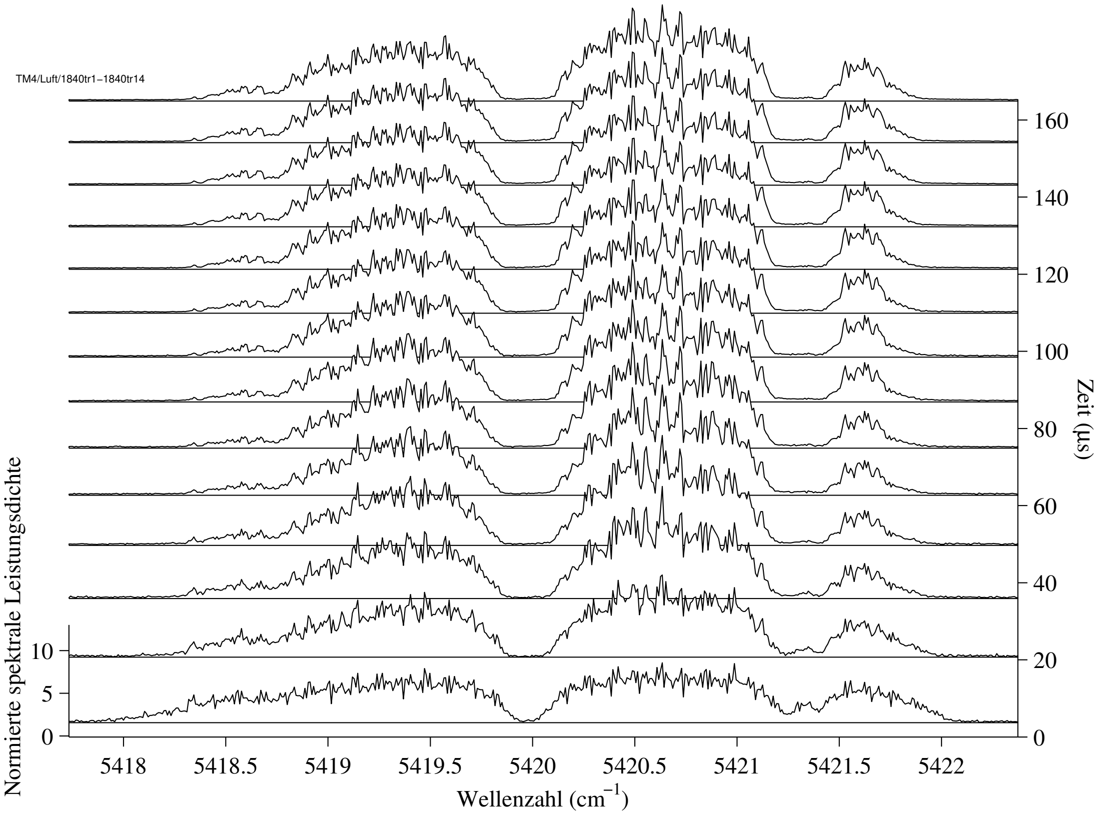

Abb. 6.5: Bei gleichen Bedingungen wurden 13 Spektren im Abstand von einigen Minuten aufgezeichnet, dann einzeln normiert und schließlich addiert.

stant ist, wurden mehrere Messungen in Abständen von einigen Minuten durchgeführt. In allen Spektren waren diese Strukturen erkennbar, mal mehr, mal etwas weniger stark ausgeprägt. Die Strukturen verändern jedoch ein wenig ihre spektrale Position, dies kann durch thermisch verursachte Längenänderung des Etalons bewirkt werden. Für Bild 6.5 wurden 13 Spektren zuerst normiert und dann addiert. Wie man sieht, heben sich die feinen Strukturen zum Teil auf, die Spektren werden glatter, und die zeitliche Entwicklung der Wasserabsorptionslinie bei 5421,3 cm^{-1} ist etwas besser erkennbar. Um aus der Entwicklung dieser Linie die Empfindlichkeit der Absorptionsspektroskopie zu bestimmen, muß das Spektrum jedoch zuvor noch numerisch geglättet werden. Jedes zu einer bestimmten Zeit gehörende Teilspektrum wird für sich geglättet, dabei werden die geglätteten Spektraldaten $\overline{I(p)}$ aus den ursprünglichen Spektraldaten nach folgender Formel gebildet:

$$\overline{I(p)} = \frac{\sum\limits_{k=p-N}^{p+N} I(k) \cdot (N - |k-p|)}{(N+1)^2}$$

Dabei ist p jeweils der Index des Datenwertes bei einer festen Zeit, die Formel glättet über $2N+1$ Spektralwerte. Die geglätteten Spektralwerte $\overline{I(p)}$ ergeben sich,

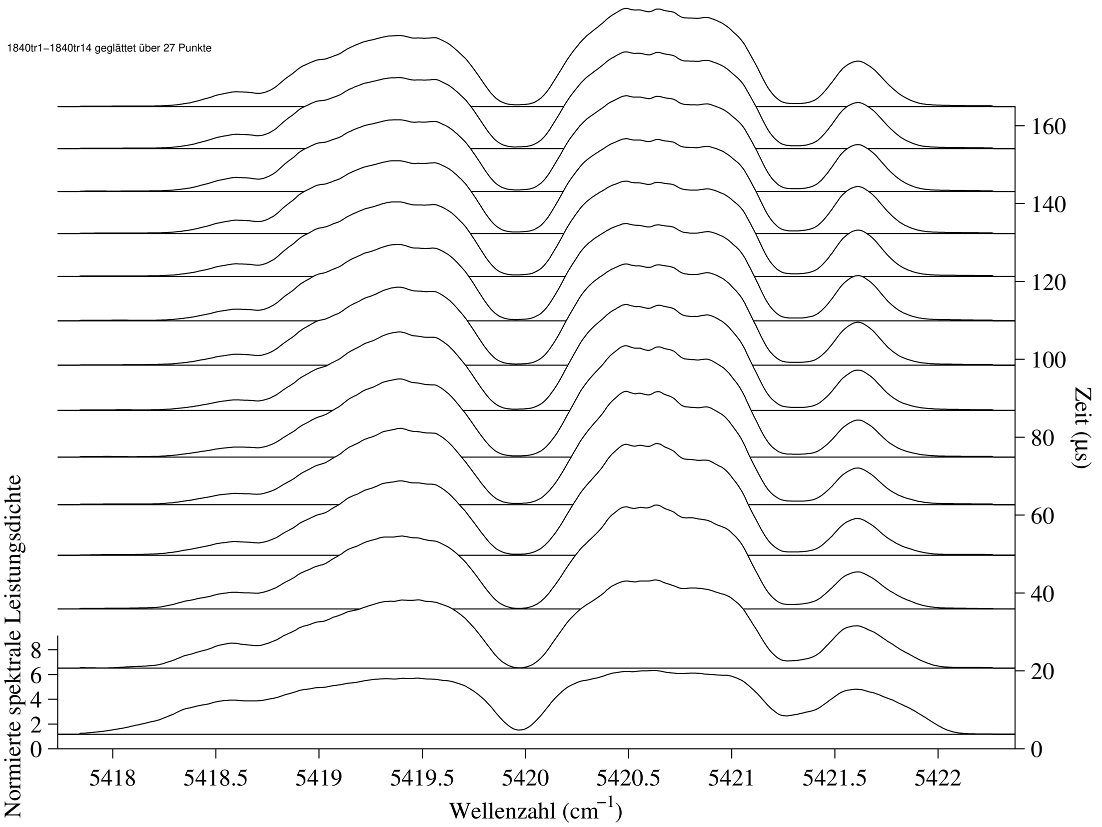

Abb. 6.6: Bild 6.5 nach einer Glättung über je 27 Spektralwerte.

indem zum ursprünglichen Wert auch der Wert der benachbarten Intensitäten mit geeigneten Gewichtsfaktoren hinzuaddiert wird, wobei weiter entfernte Spektralwerte weniger Einfluß haben. Durch die Glättung verringert sich die spektrale Auflösung um den Faktor N, dies ist jedoch unbedeutend, da die Auflösung des Fourier-Spektrometers um mehr als eine Größenordnung höher ist als die Breite der Wasserabsorptionslinien. Um nicht unnötig viel an Auflösung zu verlieren, wird nur über so viele Spektralwerte geglättet, wie nötig ist, um unerwünschte (Etalon-) Strukturen zu unterdrücken. Bild 6.6 zeigt das vorherige Spektrum aus Bild 6.5 nach Glättung über je 27 Spektralwerte. Nach der Glättung liegt die spektrale Auflösung bei ca. 0,2 cm^{-1}. In Bild 6.7 ist ein Transmissionsspektrum von 2500 m Luft dargestellt, das mit dem Programm 'TRANS For Windows' |21| aus der HITRAN96 Datenbank |22| berechnet wurde, als Parameter wurden eingestellt: Druck = 1 Atm., H_2O-Partialdruck = 7,75·10^{-3} Atm., Temperatur = 300 K. Die Absorptionslinien stammen von atmosphärischem Wasserdampf. Wie man sieht, ist das gemittelte und geglättete Emissionsspektrum des Faserlasers dem berechneten Transmissionsspektrum recht ähnlich, allerdings sind alle Emissionsspektren in diesem Kapitel um ca. 0,1 cm^{-1} gegenüber den Transmissionsspektren der HITRAN-Datenbank verschoben. Es wurde in diesem Kapitel darauf verzichtet, diese minimale Verschiebung nachträglich zu korrigieren, die Ursache

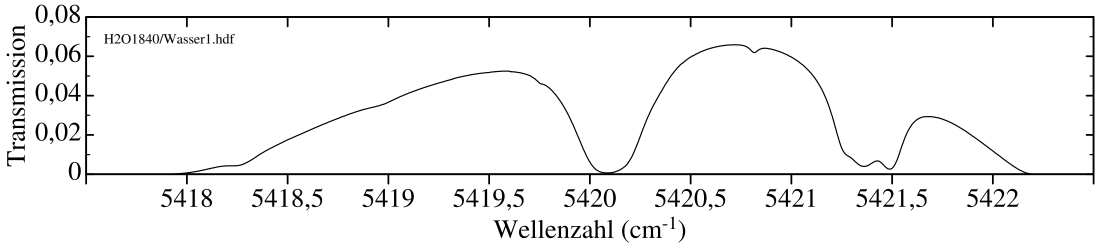

Abb. 6.7: Transmissionsspektrum von 2500 m Luft unter Normaldruck Dieses Spektrum wurde aus den Daten der HITRAN-Datenbank berechnet bei folgenden Parametern: Druck = 1 Atm., H_2O-Partialdruck = $7{,}75{\cdot}10^{-3}$ Atm., Temperatur = 300 K.

dieser Verschiebung wurde in Kapitel 3 erläutert.

6.3 Berechnung der effektiven Absorptionsweglänge

Durchquert Licht ein absorbierendes Medium, so ist der einfallende Lichtfluß J_0 nach der Wegstrecke L auf den Wert

$$J = J_0\, e^{-\kappa L} \tag{6.1}$$

abgefallen. Diese Beziehung wird als Lambert-Beer'sches Gesetz bezeichnet. Die Stärke der Absorption wird durch den vom Medium und der Lichtfrequenz abhängigen Absorptionskoeffizienten κ bestimmt, für kleine Lichtintensität ist der Absorptionskoeffizient κ unabhängig vom Lichtfluß J. Das Absorptionssignal A [12] wird definiert als

$$A \equiv \ln\left(\frac{J_0}{J}\right) = \kappa L. \tag{6.2}$$

Nach Gleichung 6.2 ist die Stärke des Absorptionssignals proportional zu der im Medium zurückgelegten Strecke L. Allgemeiner wird die spektrale Empfindlichkeit durch die *effektive* Absorptionsweglänge

$$L_{eff} = \frac{A}{\kappa} \tag{6.3}$$

ausgedrückt. Um auch für kleine Absorptionskoeffizienten κ ein meßbares Absorptionssignal zu erhalten, muß die Weglänge L des Lichtes im Absorber genügend groß sein. Bei der konventionellen Absorptionsspektroskopie werden daher Vielfachreflexionszellen benutzt, damit das Licht die zu untersuchende Probe mehrfach durchquert. Breitbandige Verluste wie Streunung, Beugung und Transmission der Spiegel beschränken die maximale Weglänge auf etwa einen Kilometer.

Gleichung 6.3 kann auch zur Definition der spektralen Empfindlichkeit bei Absorptionsspektroskopie im Laser-Resonator verwendet werden. Da sich das Licht mit

Lichtgeschwindigkeit c ausbreitet, kann die vom Licht im Medium zurückgelegte Strecke L durch das Produkt aus Lichtgeschwindigkeit c und Wechselwirkungszeit t_0 ausgedrückt werden. Bei Lasern im Dauerstrich-Betrieb entspricht t_0 der spektralen Sättigungszeit t_s, also der Zeit, die vom Einsetzen der Laseremission bis zum Erreichen eines stationären Spektrums verstreicht. Während dieser Zeit findet eine spektrale Umverteilung des Laserlichtes von den Moden mit stärkerer Absorption hin zu den Moden mit geringerer Absorption statt. Die spektrale Sättigungszeit ist begrenzt, weil die spektrale Umverteilung durch Spontanemission, Rayleigh-Streuung und nichtlinerare Effekte gestört wird [13]. Bei gepulsten Lasern kann die Wechselwirkungszeit t_0 nicht größer sein als die Impulsdauer. Füllt der Absorber den Resonator nicht auf der gesamten Länge aus, reduziert sich die effektive Absorptionsweglänge. Die effektive Absorptionsweglänge l_{eff} eines Lasers mit nur teilweise mit Absorber gefüllten Resonator hängt wie folgt mit der effektiven Absorptionsweglänge L_{eff} dieses Lasers bei vollständig mit Absorber gefüllten Resonator zusammen:

$$l_{eff} = \frac{l}{L} \cdot L_{eff}.$$

Hierbei stehen l für die Länge des Absorbers im Resonator und L für die optische Länge des gesamten Resonators. Die Größe l/L wird als Füllfaktor des Resonators bezeichnet. Die Wechselwirkungszeit entspricht in diesem Fall nur dem Zeitanteil, den das Licht im Resonator für die Durchquerung des Absorbers benötigt.

Um die Sättigungszeit experimentell zu bestimmen, wird das Absorptionssignal graphisch dargestellt. Für kleine Zeiten steigt das Absorptionssignal zunächst entsprechend Gleichung 6.2 linear an, für größere Zeiten nimmt das Absorptionssignal wegen der erwähnten Störprozesse einen endlichen Wert an. An das zunächst linear ansteigende Absorptionssignal kann eine Gerade angepaßt werden. Die Abzisse des Schnittpunktes dieser Geraden mit dem Sättigungswert liefert die spektrale Sättigungszeit t_s, das Produkt aus Lichtgeschwindigkeit und Sättigungszeit ist die effektive Absorptionsweglänge $L_{eff} = c\,t_s$.

Das Absorptionssignal ergibt sich nach Gleichung 6.2, die Größen J und J_0 werden dem zeitaufgelösten Absorptionsspektrum entnommen. Abbildung 6.8 zeigt ein auf diese Weise ermitteltes Absorptionssignal, dabei wurde die Wasser-Absorptionslinie aus Bild 6.6 bei 5421,3 cm^{-1} verwendet. Die Größe $J(t)$ konnte direkt dem geglätteten zeitaufgelösten Spektrum entnommen werden. Die Größe $J_0(t)$ wurde berechnet, indem der Mittelwert aus den Intensitäten links und rechts neben dieser Absorptionslinie (bei 5420,9 cm^{-1} bzw. 5421.6 cm^{-1}) gebildet wurde. Der Datenpunkt bei $t = 0$ ist kein Meßwert, er ergibt sich aus Gleichung 6.1. Das Absorptionssignal in Abbildung 6.8 zeigt keinen linearen Anstieg, die eingezeichnete Gerade liefert daher nur eine sehr grobe Abschätzung der Sättigungszeit t_s. Der zweite Datenpunkt in Abbildung 6.8, welcher zu einer Entwicklungszeit des Spektrums von ca. 20 μs gehört, liegt bereits weit entfernt von der durch den

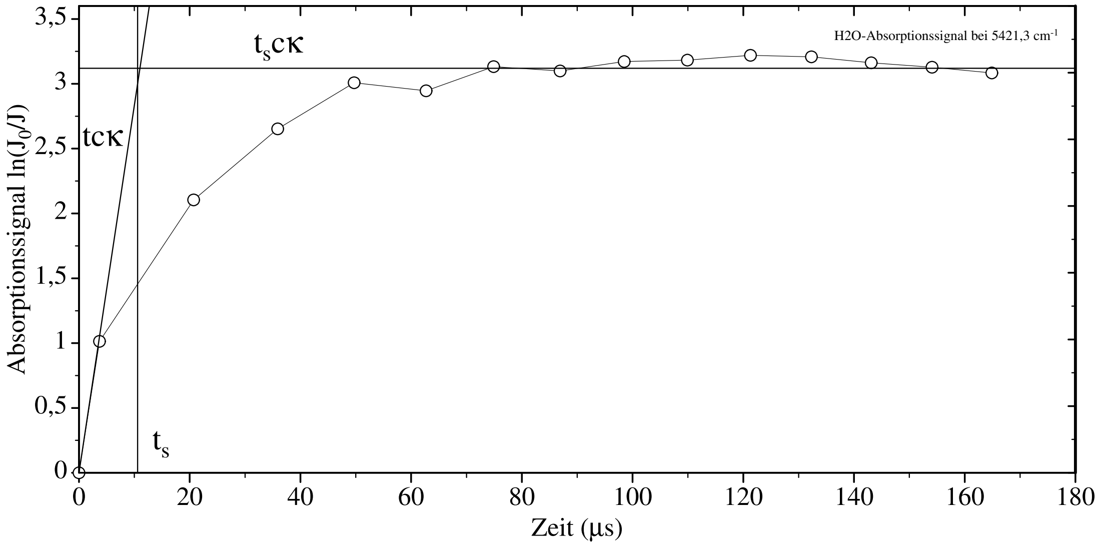

Abb. 6.8: Das Absorptionssignal, welches aus den Daten von Bild 6.6 ermittelt wurde. Die ansteigende Gerade stellt die lineare Entwicklung des Absorptionssignals dar. Die horizontale Gerade markiert das stationäre Signal, der Schnittpunkt dieser Geraden liefert die Sättigungszeit. Da die Meßdaten keinen linearen Anstieg zeigen, ist die ermittelte Sättigungszeit nur eine grobe obere Schranke.

Koordinatennullpunkt und den ersten Datenpunkt eingezeichneten Geraden, daher wird die Sättigungszeit kleiner als 20 μs sein. Eine zusätzliche Ungenauigkeit entsteht dadurch, daß der Zeitnullpunkt der Laseremission nicht exakt bestimmt werden konnte. Als Zeitnullpunkt wurde der Beginn der meßbaren Laseremission gewählt, die tatsächliche Entwicklung des Spektrums kann allerdings bereits einige μs früher einsetzen. Wäre in Bild 6.8 ein linearer Anstieg des Absorptionssignals beobachtbar, so könnte dieser Fehler des Zeitnullpunktes korrigiert werden.

Grundsätzlich sind für die Berechnung des Absorptionssignals schwache Absorptionslinien besser geeignet, denn für $J \ll J_0$ macht sich ein Nullpunktfehler der spektralen Leistungsdichte stark bemerkbar. In den bisher untersuchten Spektren waren jedoch alle deutlich erkennbaren Absorptionslinien mindestens genau so stark ausgeprägt wie die Linie, die in diesem Abschnitt für die Berechnung verwendet wurde.

6.4 Weitere Spektren

In Bild 6.9 wird ein über 4 Einzelmessungen gemitteltes Spektrum dargestellt, bei dem die Emissionswellenlänge des Thulium-Faserlasers mit starken Wasserabsorptionslinien zusammenfällt. Im Gegensatz zu den bisherigen zeitaufgelösten Spektren wurde hier ein ca. doppelt so großer Zeitbereich beobachtet. Bild 6.10

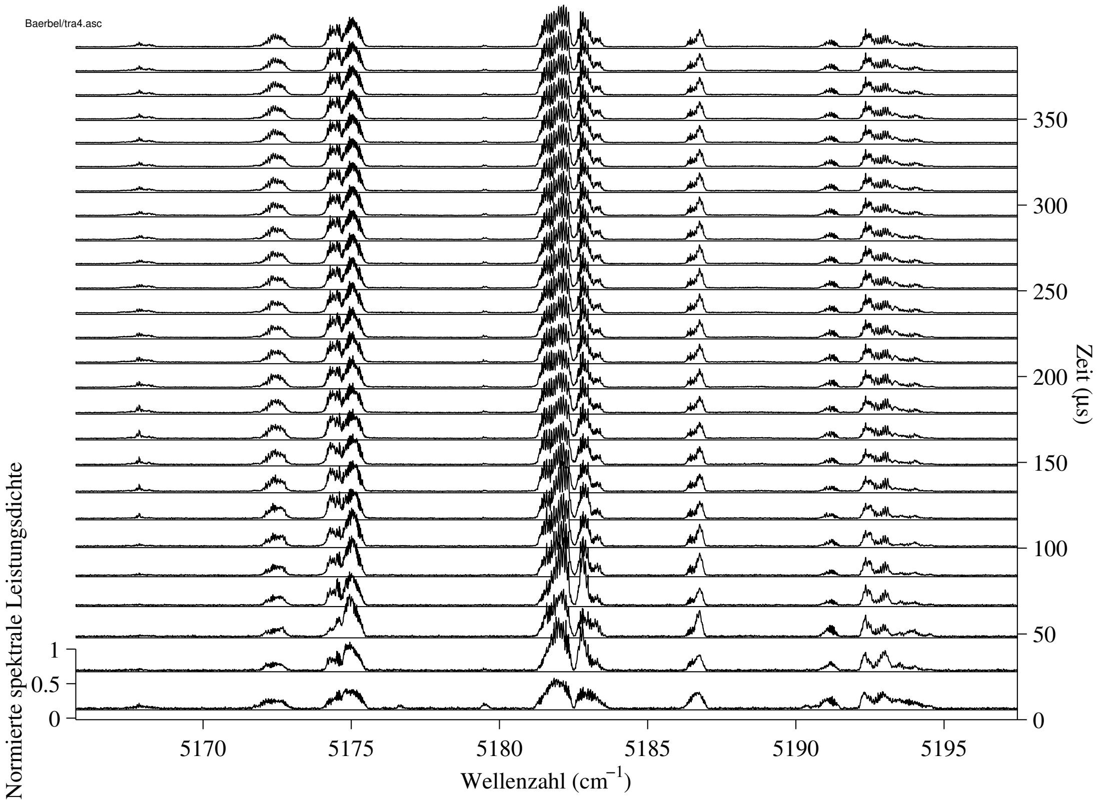

Abb. 6.9: Emissionsspektrum des Thulium-Faserlasers, welches durch eine Mittelung über 4 Einzelmessungen gewonnen wurde.

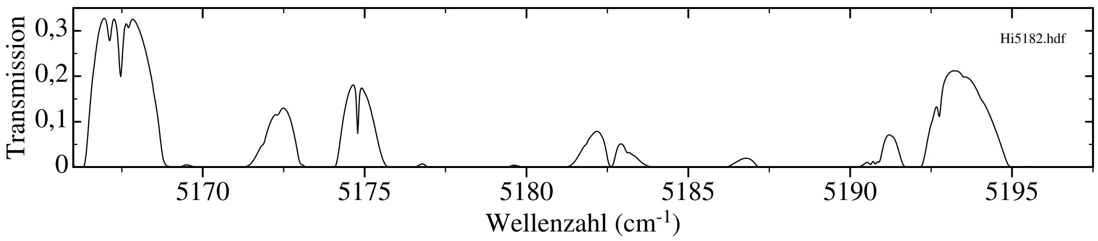

Abb. 6.10: Transmission von 2500 m Luft unter Normaldruck.

zeigt für diesen Spektralbereich die Transmission von 2500 m Luft unter Normaldruck. Die starke Wasserabsorption im Zentrum des spektralen Emissionsbereichs führt dazu, daß das Emissionsspektrum recht breit wird. Auch bei diesem Spektrum sind die Absorptionslinien schon frühzeitig stark ausgeprägt bzw. gesättigt. Eine stetige Ausbildung von Absorptionslinien ist nicht erkennbar. In dem Spektralbereich um 5167,5 cm^{-1} ist anfangs eine geringe Emission vorhanden, diese verschwindet dann, um für Zeiten größer 100 μs zurückzukehren, ebenso bei 5179 cm^{-1}.

Die Bilder 6.11 und 6.12 zeigen zwei unter gleichen Bedingungen in 2 Minuten Abstand aufgenommene zeitaufgelöste Emissionsspektren, Bild 6.13 das zuge-

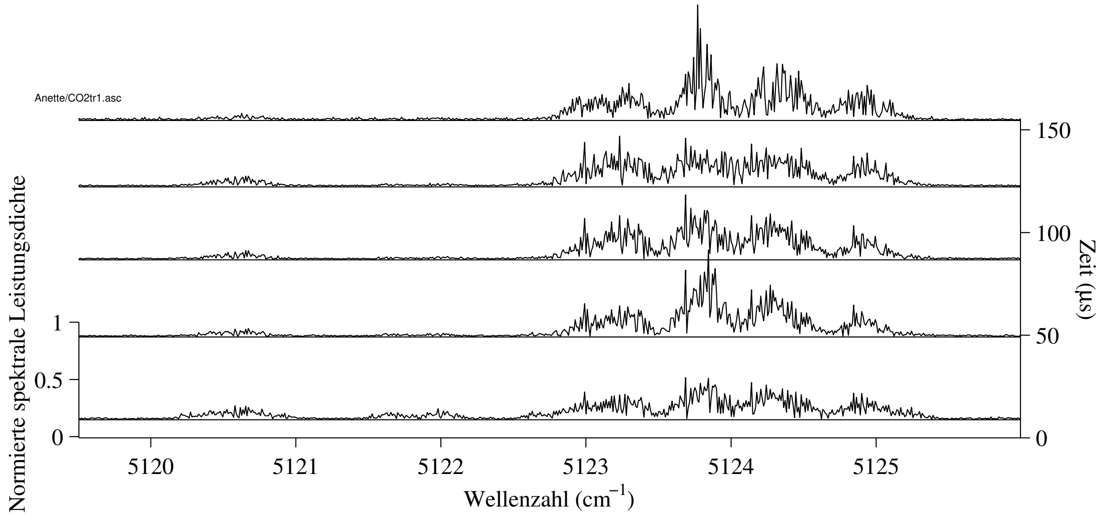

Abb. 6.11: Absorptionsspektrum bei weniger Strom der anregenden Laserdiode.

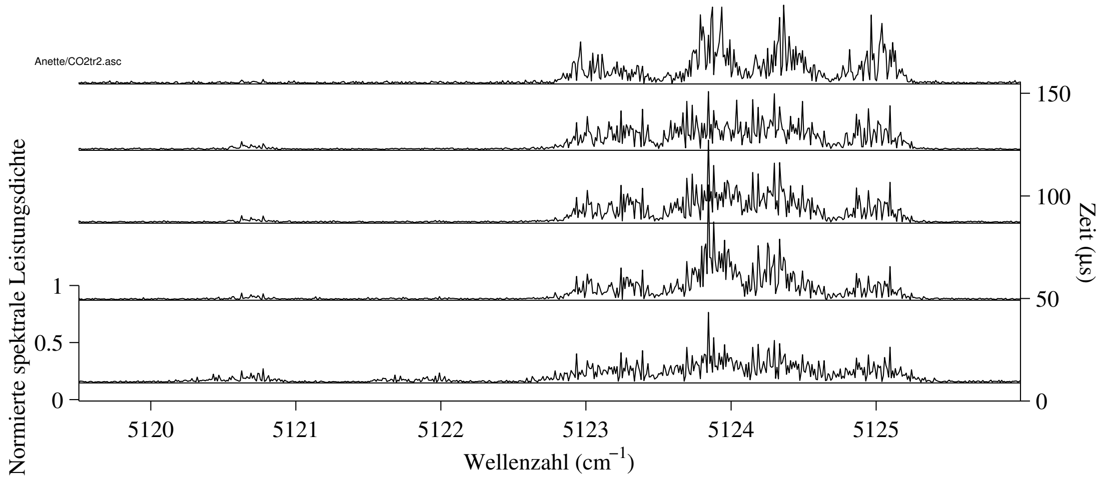

Abb. 6.12: Das Spektrum von Bild 6.11 zwei Minuten später.

hörige Transmissionsspektrum von 2500 m Luft unter Normaldruck. Bei den bisherigen Messungen wurde die Laserdiode, welche die Faser anregt, mit nahezu dem maximal erlaubten Strom von ca. 80 mA betrieben. Um zu untersuchen, welche Auswirkungen ein geringerer Strom, d.h. weniger starke Anregung der Faser, auf das Emissionsspektrum des Faserlasers hat, wurde für diese Messung der Strom auf 56 mA reduziert. Dadurch verdoppelt sich der zeitliche Abstand der relativen Maxima der Relaxationsschwingungen des Thulium-Faserlasers, die zu einer bestimmten Entwicklungszeit gehörenden Teilspektren liegen daher bei dieser Messung zeitlich weiter auseinander, die Zeitauflösung ist geringer. Bei den Wellenzahlen 5123,5 cm^{-1} und 5124,8 cm^{-1} liegen die schon aus Kapitel 3 bekannten Absorptionslinien von CO_2, dazwischen liegt bei ca. 5124,1 cm^{-1} eine sehr schwache Wasserabsorptionslinie. Obwohl die CO_2-Linien nicht sehr stark sind,

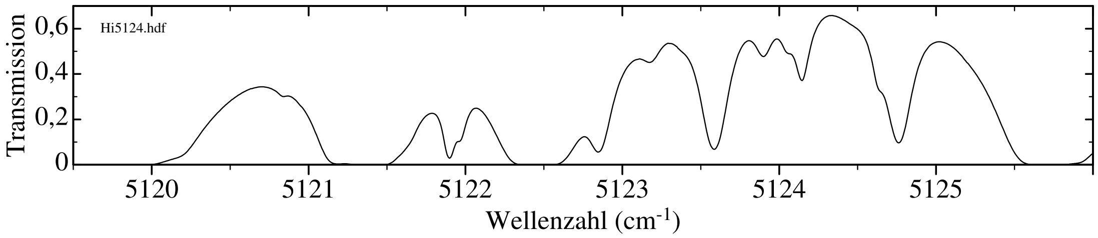

Abb. 6.13: Transmission von 2500 m Luft unter Normaldruck.

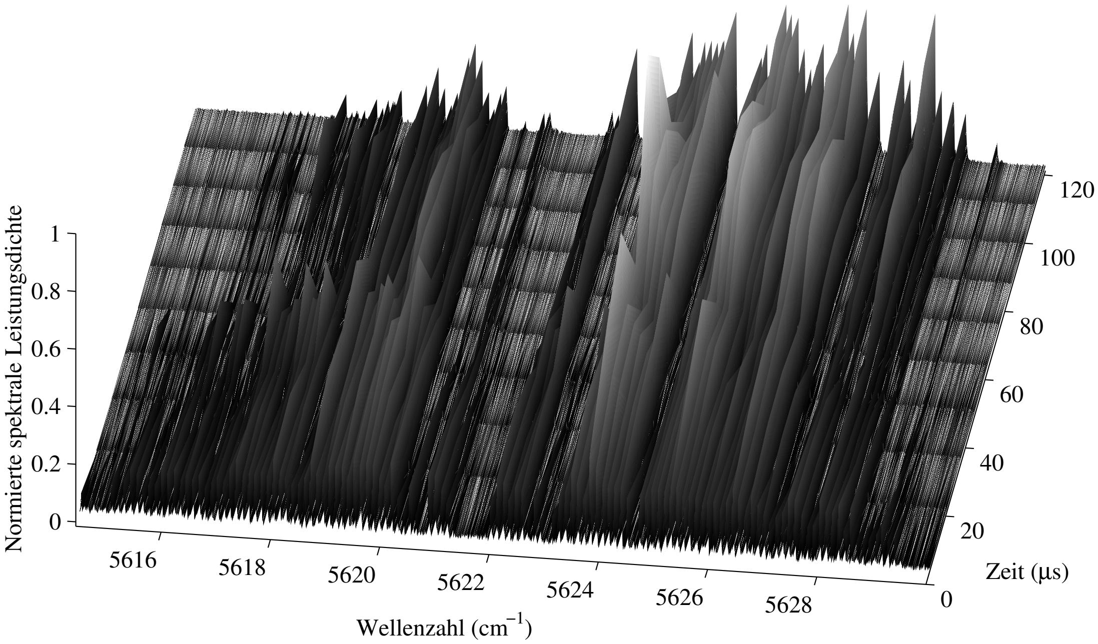

Abb. 6.14: Laser-Emissionsspektrum bei 1780 nm.

sind sie schon bei dem ersten relativen Maximum der Relaxationsschwingung bei ca. 8 μs Entwicklungszeit deutlich ausgeprägt. Die schwache Wasserlinie bei ca. 5124,1 cm^{-1} zeigt ein seltsames verhalten: Bei dem vierten relativen Maxima der Relaxationsschwingung, d.h. bei ca. 122 μs Entwicklungszeit des Spektrums, verschwindet diese Absorptionslinie fast vollständig, bei dem nächsten relativen Maximum ist sie jedoch wieder stark ausgeprägt. Diese Messung wurde einige Male wiederholt, das Phänomen tritt immer wieder auf.

Bild 6.14 zeigt ein Emissionsspektrum des Thulium-Faserlasers, bei dem der Laser in den Spektralbereich um 1780 nm verstimmt wurde, Bild 6.15 zeigt das zugehörige Transmissionsspektrum von 2500 m Luft unter Normaldruck. Auch bei diesem Spektrum sind die Absorptionslinien schon frühzeitig stark ausgeprägt, die starke Linie bei der Wellenzahl 5621,5 cm^{-1} wird mit der Zeit deutlich breiter, bei 5618,5 cm^{-1} und 5627 cm^{-1} ist eine leichte zeitliche Entwicklung zu beobachten. Deutlich erkennt man wieder eine feinere Struktur der ‘Periode’ $\approx$0,1 cm^{-1}. Besonders gut sieht man in dieser Flächendarstellung Fluktuationen der spektralen

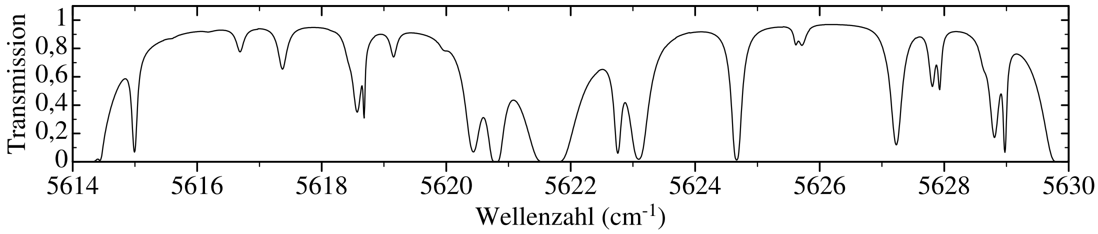

Abb. 6.15: Transmission von 2500 m Luft unter Normaldruck.

Leistungsdichte bei fester Wellenzahl in der Zeit. Da die emittierte Gesamtleistung konstant ist, erfolgen diese Fluktuationen 'gegenphasig', nimmt für einen Wellenzahlbereich die spektrale Leistungsdichte mit der Zeit zu, so nimmt sie für einen anderen Wellenzahlbereich gleichzeitig ab.

6.5 Ergebnisse der zeitaufgelösten Messungen

Die zeitaufgelösten Emissionsspektren des Thulium-Faserlasers bei Absorption durch Luft im Laser-Resonator konnten mit der erwarteten spektralen und zeitlichen Auflösung bei gutem Signal- zu Rauschverhältnis ausgemesen werden. Die Dynamik der Spektren entspricht grundsätzlich den Erwartungen, welche sich aus Vergleich der Dauerstrich-Spektren mit den aus der HITRAN-Datenbank berechneten Transmissions-Spektren ergaben. Viele Absorptionslinien sind so stark, daß sie schon frühzeitig stark ausgebildet oder gar gesättigt sind. Zwar kann bei schwächeren Linien eine zeitliche Entwicklung beobachtet werden, jedoch findet für Zeiten größer 10 μs keine lineare Entwicklung des Absorptionssignals statt, was eine genaue Berechnung der Sättigungszeit bzw. der maximalen effektiven Absorptionsweglänge unmöglich macht. Es kann aber festgestellt werden, daß die Ausbildung der Absorptionslinien im Emissionsspektrum dieses Faserlasers schon sehr frühzeitig, d.h. schon während der ersten ansteigenden Flanke der Relaxationsschwingung erfolgen muß. Die spektrale Sättigungszeit liegt in der Größenordnung von einigen μs. Berücksichtigt man den Füllfaktor des Lasers von ca. 0,5, so stimmt die Sättigungszeit überein mit der effektiven Absorptionsweglänge, die bestimmt wurde durch Vergleich der Emissionsspektren im Dauerstrichbetrieb mit den aus der HITRAN-Datenbank berechneten Transmissionsspektren. Um die spektrale Sättigungszeit genauer zu bestimmen, muß das Spektrum mit höherer Zeitauflösung ($\leq 1\mu$s) gemessen werden, so daß man den Bereich linearer Entwicklung des Absorptionssignals zeitlich auflöst. Um die Zeitauflösung zu steigern, könnte die Faser auch stärker angeregt werden, dann wäre der zeitliche Abstand der relativen Maxima der Relaxationsschwingungen geringer.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Fourier-Spektrometer aufgebaut, mit dem die zeitliche Entwicklung der Emissionsspektren von gepulst betriebenen Faserlasern mit Absorption im Laserresonator untersucht wird. Das Fourier-Spektrometer hat 0,015 cm^{-1} spektrale Auflösung, die zeitliche Auflösung ist durch den zeitlichen Abstand der relativen Maxima der gedämpften Relaxationsschwingung des Faserlasers bestimmt und liegt bei ca. 20 μs. Die Breite der spektralen Intervalle, die mit einer Einzelmessung ausgemessen werden können, liegt bei ca. 200 nm, dies ist für die Untersuchung von Lasern mehr als ausreichend. Ohne Umbau können mit diesem Spektrometer auch Dauerstrich-Spektren mit gleicher spektraler Auflösung untersucht werden, hierbei können noch deutlich größere Spektralbereiche, etwa der gesamte Wellenzahlbereich von 0 cm^{-1} bis 7901 cm^{-1}, ausgemessen werden. Bei den zeitaufgelösten Messungen dauert ein Meßvorgang ca. 30 s, bei nicht zeitaufgelösten Messungen nur ca. 10 s, dazu kommen jeweils ca. 90 s für die Berechnung des Spektrums. Eine Einzelmessung ist nach ca. zwei Minuten beendet und liefert bereits ein wenig verrauschtes Spektrum. Mit einem moderneren Rechner würde die für die Berechnung benötigte Zeit nur bei ca. 10 s statt jetzt 90 s liegen.

Die zeitaufgelösten Emissionsspektren des Thulium-Faserlasers bei Absorption durch Luft im Laser-Resonator konnten mit der erwarteten spektralen und zeitlichen Auflösung bei gutem Signal- zu Rauschverhältnis ausgemesen werden. Die Dynamik der Spektren entsprach weitgehend den Erwartungen, welche sich aus dem Vergleich der Dauerstrich-Spektren mit den aus der HITRAN-Datenbank berechneten Transmissions-Spektren ergaben. Durch die hohe spektrale Auflösung des Fourier-Spektrometers konnten in den Spektren viele feine Strukturen beobachtet werden, insbesondere eine Struktur mit dem mittleren spektralen Abstand von ca. 0,1 cm^{-1} konnte in allen Spektren sehr klar erkannt werden.

Da die Modifikationen für Laser mit Relaxationsschwingungen eine Erweiterung darstellen, kann dieses Spektrometer ohne Umbaumaßnahmen auch für Laser ohne Relaxationsschwingungen eingesetzt werden. Durch Austausch der Photodioden und ev. des Strahlteilers sind auch Messugen in anderen Spektralbereichen möglich.

Einen Schwachpunkt dieses Meßgerätes stellt momentan der Referenzlaser dar. Er läuft zeitweilig zweimodig, so daß die Messungen unterbrochen werden müssen. Mit einer aktiven Stabilisierung dieses Referenzlasers, oder durch die Nutzung eines kommerziell erhältlichen stabilisierten Referenzlasers wäre mit diesem Spektrometer ein ununterbrochener, automatisierter Meßbetrieb möglich. Dann könnte z.B. in der Nacht unbeaufsichtigt über viele hundert Messungen gemittelt werden.

Der Thulium-Faserlaser wird momentan durchgestimmt, indem manuell mit einem optischen Verschiebetisch die resonatorinterne Linse, welche als dispersives Element wirkt, bewegt wird. Diese Verstellung könnte automatisch von einem Schrittmotor vorgenommen werden, so daß dann vollautomatisch ein spektraler Bereich von bis zu 100 nm systematisch ausgemessen werden könnte.

Anhang A

Überlagerung zweier ebener Wellen

Eine monochromatische elektromagnetische Welle der Wellenlänge λ, die sich mit Lichtgeschwindigkeit c in x-Richtung ausbreitet, läßt sich durch

$$\begin{aligned} E(x,t) &= A\cos(kx-\omega t) \\ &= A\Re(e^{i(kx-\omega t)}) \\ &= (1/2)Ae^{i(kx-\omega t)} + (1/2)Ae^{-i(kx-\omega t)} \end{aligned}$$

beschreiben[1)]. Für zwei ebene Wellen, die von der selben Quelle stammen, aber eine Phasendifferenz ϕ haben, gilt

$$E_1(x,t) = (1/2)A_1e^{i(kx-\omega t)} + (1/2)A_1e^{-i(kx-\omega t)}$$

und

$$E_2(x,t) = (1/2)A_2e^{i\phi}e^{i(kx-\omega t)} + (1/2)A_2e^{-i\phi}e^{-i(kx-\omega t)}.$$

Mit $\tilde{A}_1 \equiv (1/2)A_1$ und $\tilde{A}_2 \equiv (1/2)A_2e^{i\phi}$ ergibt sich

$$E_1(x,t) = \tilde{A}_1e^{i(kx-\omega t)} + \tilde{A}_1^*e^{-i(kx-\omega t)},$$

$$E_2(x,t) = \tilde{A}_2e^{i(kx-\omega t)} + \tilde{A}_2^*e^{-i(kx-\omega t)}.$$

Die Energiestromdichte (Poyntingvektor) ist definiert durch $\vec{S} \equiv \vec{E} \times \vec{H}$ und zeigt in Ausbreitungsrichtung der Welle. Die Intensität auf einer Fläche F senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle, ist wegen $H = B/\mu$, $B = E/c$ und $c^2 \equiv 1/(\epsilon\mu)$

$$I = S = EH = EB/\mu = E^2/(\mu c) = c\epsilon E^2.$$

[1)]Dabei ist t die Zeit, $k = 2\pi/\lambda$ die Kreiswellenzahl, $\omega = 2\pi c/\lambda$ die Kreisfrequenz. $E(x,t)$ ist die elektrische Feldstärke, A die Amplitude der Welle.

(Hier sind ϵ und μ die elektrische und magnetische Feldkonstante.) Mit $E(x,t) = E_1(x,t) + E_2(x,t)$ (Prinzip der linearen Superposition) ergibt sich

$$\begin{aligned}
I &= c\epsilon(E_1(x,t) + E_2(x,t))^2 \\
&= c\epsilon(\tilde{A}_1 e^{i(kx-\omega t)} + \tilde{A}_1^* e^{-i(kx-\omega t)} + \tilde{A}_2 e^{i(kx-\omega t)} + \tilde{A}_2^* e^{-i(kx-\omega t)})^2 \\
&= c\epsilon((\tilde{A}_1 + \tilde{A}_2)e^{i(kx-\omega t)}) + (\tilde{A}_1^* + \tilde{A}_2^*)e^{-i(kx-\omega t)})^2 \\
&= c\epsilon((\tilde{A}_1 + \tilde{A}_2)^2 e^{2i(kx-\omega t)}) + (\tilde{A}_1^* + \tilde{A}_2^*)^2 e^{-i2(kx-\omega t)} + 2(\tilde{A}_1 + \tilde{A}_2)(\tilde{A}_1^* + \tilde{A}_2^*)).
\end{aligned}$$

Für Licht liegt ω in der Größenordnung 10^{14} Hz, deshalb kann ein Detektor nur die über viele Perioden gemittelte Intensität $\langle I(x)\rangle$ registrieren. Die zeitliche Mittelung über $e^{2i(kx-\omega t)}$ bzw. $e^{2i(kx-\omega t)}$ ergibt null. Übrig bleibt nur

$$\begin{aligned}
\langle I(x)\rangle &= 2c\epsilon(\tilde{A}_1 + \tilde{A}_2)(\tilde{A}_1^* + \tilde{A}_2^*) \\
&= 2c\epsilon(\tilde{A}_1\tilde{A}_1^* + \tilde{A}_1\tilde{A}_2^* + \tilde{A}_1^*\tilde{A}_2 + \tilde{A}_2\tilde{A}_2^*) \\
&= 2c\epsilon(A_1^2/4 + (A_1/2)(A_2/2)(e^{i\phi} + e^{-i\phi}) + (A_2^2/4)e^{i\phi}e^{-i\phi}) \\
&= c\epsilon(A_1^2/2 + A_1 A_2 \cos\phi + A_2^2/2).
\end{aligned}$$

Anhang B

Schaltpläne

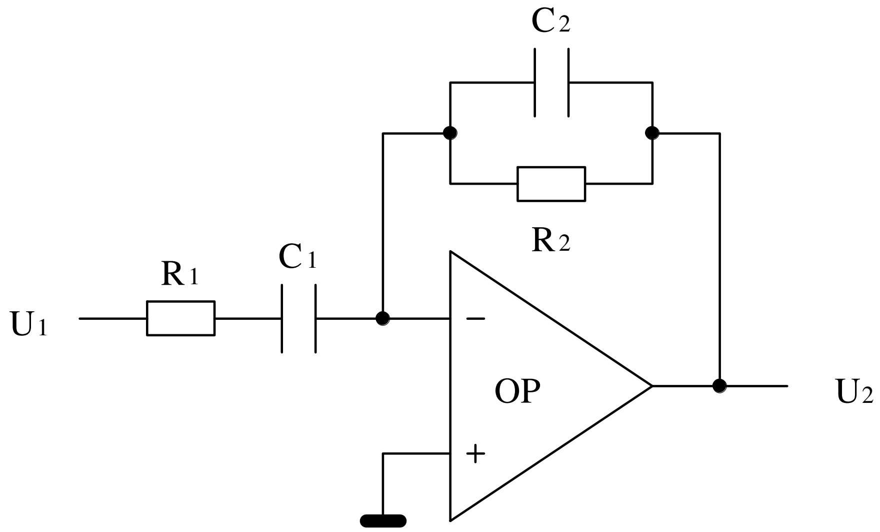

Abb. B.1: Schaltung eines invertierenden Differenzierers mit Bandbegrenzung nach Horowitz/Hill [9]. $U_2 = -R_2 C_1 dU_1/dt$. R_1 begrenzt bei wachsender Frequenz den Eingangsstrom, C_2 erhöht bei wachsender Frequenz die Gegenkopplung. Die oberer Grenzfrequenz wird durch die Zeitkonstanten R_1C_1 und R_2C_2 bestimmt, dieses werden in der Regel gleich gewählt. Mit $R_1C_1 = R_2C_2 = T$ ist die Grenzfrequenz $f_0 = 1/(2\pi T)$. Mit $R_1 = 500\ \Omega$, $C_1 = 200$ pF, $R_2 = 5000\ \Omega$ und $C_2 = 20$ pF ergibt sich eine Grenzfrequenz von ca. 1,6 MHz. Als Operationsverstärker muß ein schneller OP gewählt werden, damit dieser selbst keine merkliche Phasenverschiebung verursacht. Es wurde ein OPA 620 verwendet. Mit $U_1 = A\cos(2\pi ft)$ ergibt sich $U_2 = AR_2C_1 2\pi f \sin(2\pi ft)$. Für $f \approx 10^5$ Hz ist $C_1R_2 2\pi f \approx 1$, der Differenzierer hat für die mittlere Frequenz f der Relaxationsschwingungen daher die ‘Verstärkung’ 1, die Zeitverzögerung liegt bei ca. 200 ns.

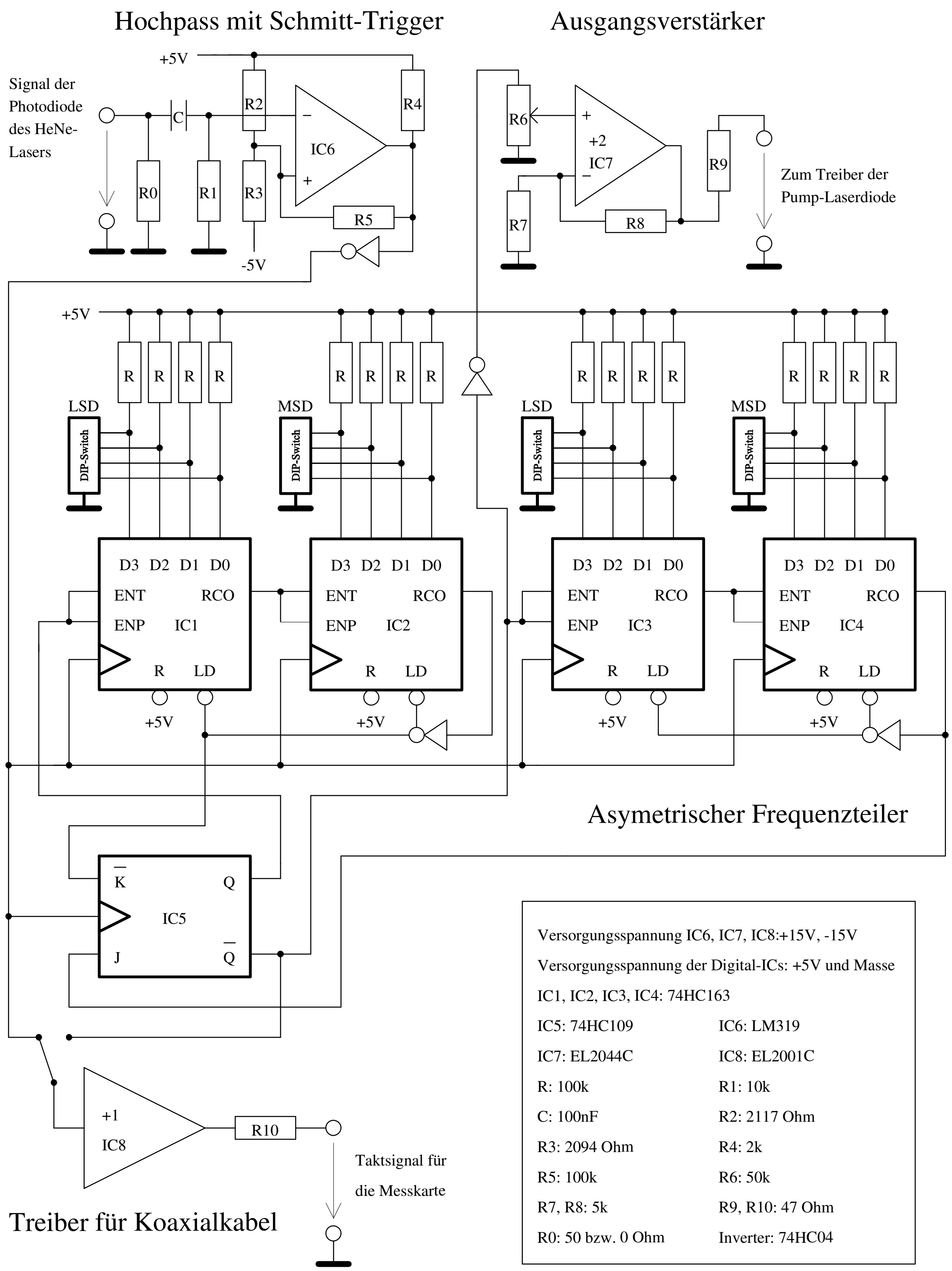

Abb. B.2: Schaltplan des asymmetrischen Frequenzteilers mit Schmitt-Trigger und Ausgangsverstärker. Der Frequenzteiler besteht aus zwei Zählern [9], die sich gegenseitig aktivieren.

Geräteverzeichnis

|1| PC DRHC, Intel-Pentium-II mit 233 MHz, 128MB, Windows NT 4.0.
|2| PC PAC OMP, AM486DX4 mit 100 MHz, 24 MB, Windows 3.11.
|3| PC-Scope-Karte T512, Fa. IMTEC.
|4| Laserdioden-Steuergerät LDC 202, Profile Optische Systeme GmbH.
|5| Laserdiode Sanyo DL-7140, Ausgangsleistung 70 mW bei 783 nm.
|6| HeNe-Laserröhre mit integrierten Spiegeln, NEC GLT2390.
|7| InGaAs-Photodiode, Hamamatsu G5852-11.
|7| InGaAs-Photodiode, EG&G Optoelectronics J18-18I-R01M-2.2.
|8| Universalphotodiode für sichtbares Licht.
|9| Retroreflektoren, 25 mm Ø, Fa. Precision Optical Co.
|10| Würfelförmiger Hybrid-Strahlteiler 1200 nm - 1600 nm, Fa. Coherent.
|11| Strahlteiler, E. Paeth, Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg.
|12| Tm^{3+}:SiO_2-Faser, dotiert mit 1000ppm Tm^{3+}-Ionen, Lycom NKT.
|13| Mit dielektrischen Schichten bedampfte Faser ‘Tm4’, M. Teichmann.
|14| Mit dielektrischen Schichten bedampfte Faser ‘Baerbel’, A. Stark.
|15| Mit dielektrischen Schichten bedampfte Faser ‘Anette’, A. Stark.
|16| Leistungsmeßgerät Coherent Fieldmaster mit Meßkopf LM2-IR.
|17| KM6-EC-Gehäuse, Fa. Vero.
|18| Micro-Faser-Tuch, ‘Micro-Aktiv’, Vileda GmbH, 69451 Weinheim.
|19| Watcom C/C++ Compiler Version 10.0, Watcom International Corp.
|20| MatLab Version 5.1, The Math Works Inc.
|21| TRANS For Windows, Version 2.51, University of South Florida.
|22| HITRAN96 Datenbank, Air Force Cambridge Research Laboratories.
|23| TurboCad Version 4.0.
|24| TechPlot 3.0, Software für Forschung und Technik - Dr. Ralf Dittrich.
|25| LaTeX2ε bzw. MiKTeX, L. Lamport, Ch. Schenk u.v.a.
|26| Frequenzstabilisierter Helium-Neon-Laser, 12 V Betriebsspannung, Firma SIOS, Zeitschrift Photonik 1/99-März, Seite 11.

Literaturverzeichnis

[1] R. J. Bell
Introductory Fourier Transform Spectroscopy
Academic Press, 1972

[2] W. Demtröder
Laserspektroskopie
Dritte Auflage, Springer-Verlag

[3] M. Young
Optik, Laser, Wellenleiter
Springer-Verlag, 1997

[4] Bergmann • Schaefer
Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3 OPTIK
9. Auflage, de Gruyter, 1993

[5] F.K. Kneubühl / M.W. Sigrist
Laser
Teubner, 1995

[6] A. Lindner
Grundkurs Theoretische Physik
Teubner, 1994

[7] Lowes / Paulik
Programmieren mit C
Teubner, 1990

[8] U. Tietze • Ch. Schenk
Halbleiter-Schaltungstechnik
9. Auflage, Springer Verlag

[9] P. Horowitz, W. Hill
The Art of Electronics
Second Edition, Cambridge University Press

[10] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery
Numerical Recipes in C
Cambridge University Press, 2nd ed.

[11] U. Skudayski
Fourier-Spektrometrie an Vielmoden-Dioden-Lasern
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)

[12] V.M. Baev
Höchstempfindliche Spektroskopie mit Vielmodenlasern
Habilitation, Universität Hamburg (1993)

[13] V.M. Baev, T.Latz and P.E. Toschek
Laser Intracavity Absorption Spectroscopy
Applied Physiks B, September 1999

[14] D. Ong
Hochauflösende Absorptionsspektroskopie im Resonator eines Farbstoff-Lasers
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1998)

[15] M. Teichmann
Spektrale Eigenschaften eines Tm-dotierten Faser-Lasers mit Absorption im Resonator
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1999)

[16] V. Burgarth
Ein Michelson-Lambdameter und eine Frequenzmarke für hochpräzise Wellenlängenmessungen
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1998)

[17] J.O. Lephardt and G. Vilcins
J. Opt. Soc. Am. 64, 1363A (1974)

[18] K. Strong, T.J. Johnson, and G.W. Harris
Visible intracavity laser spectroscopy with a step-scan Fourier-transform interferometer
Applied Optics, Vol. 36, No. 33 (1997)

[19] J. Lindner, O. Stahlhut, R. Wilhelm, and K. Ermisch
Extending a continuous scan Fourier transform spectrometer for time-resolved Fourier transform spectroscopy with <0.5 cm^{-1}spectral and <10 ns time resolution in the visible region
Rev. Sci. Instrum. Vol. 69, No. 4 (1998)

[20] R.E. Murphy, F.H. Cook, and Hajime Sakai
Time-resolved Fourier spectroscopy
J. Opt. Soc. Am. Vol. 65, Num. 5 (1975)

[21] P. Fellgett
Thesis
University of Cambridge, 1951

[22] P. Jacquinot and C. Doufour
J. Rech. du C. N. R. S. 6, 91 (1948)

[23] H.A. Gebbie
Fourier transform versus grating spectroscopy
Appl. Opt. **8**, 501 (1969)

[24] M. Teichmann, A. Stark, C. Larsen, V.M. Baev und P.E. Toschek
Tm^{3+}-Faserlaser im Spektralbereich 1,7-2μm für Spektroskopie im Laser-Resonator
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1999 in Heidelberg
Verhandlungen DPG (VI) 34, 405, Q 21.6 (1999)

[25] S. Salewski, A. Stark, V.M. Baev und P.E. Toschek
Fourier-Multiplex-Spektrometer für die Analyse von Laser-Impulsen
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1999 in Heidelberg
Verhandlungen DPG (VI) 34, 405, Q 30.4 (1999)

[26] L. Lamport
LaTeX *A Document Preparation System*
Addison-Wesley Publishing Company, 2nd ed.

[27] H. Kopka
LaTeX *Eine Einführung*
Addison-Wesley Publishing Company, 4. Auflage.

[28] Goossens, Mittelbach, Samarin
The LaTeX *Companion*
Addison-Wesley Publishing Company.

[29] Spindler & Hoyer
Gesamtkatalog G3 bzw. G4

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Toschek danke ich dafür, daß er mir die Möglichkeit gab, in seiner Arbeitsgruppe als Diplomand zu arbeiten, und für die Gelegenheit, die Ergebnisse meiner Arbeit auf der DPG-Frühjahrstagung in Heidelberg zu präsentieren.

Herrn Priv. Doz. Dr. Baev und Herrn Dipl. Phys. Stark danke ich für ihre Unterstützung und stete Hilfsbereitschaft.

Der Heraeus-Stiftung danke ich für den Reisekostenzuschuß für die Fahrt zur DPG-Frühjahrstagung 1999 in Heidelberg.

Weiterer Dank geht an all diejenigen, die mich in irgendeiner Form unterstützt haben.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern für die Finanzierung meiner Ausbildung.

Erklärung

Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt zu haben.

Hamburg, Juni 1999