

Aufbau eines Diodenlasers mit externem  
Resonator zur Amplituden-/Phasen-  
modulations – Spektroskopie

Diplomarbeit

von

Holger Wenz

Fachbereich Physik  
Universität Kaiserslautern

unter Anleitung von  
Prof. Dr. W. Demtröder

September 1994



*When you have eliminated the impossible,  
whatever remains, however improbable,  
must be the truth.*

Sherlock Holmes  
in Sir Arthur Conan Doyle's "*The Sign of Four*"



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Laserdioden . . . . .	3
2.1.1	Aufbau . . . . .	3
2.1.2	Wellenlängenbeeinflussung . . . . .	6
2.2	Laserdiode mit externem Resonator . . . . .	8
2.2.1	Longitudinale Moden und Laserschwelle . . . . .	8
2.2.2	Wellenlängenselektion . . . . .	16
2.2.3	Linienbreite . . . . .	18
2.2.4	Modensprungfreies Durchstimmen . . . . .	19
2.2.5	Toleranzen . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Aufbau</b>	<b>27</b>
3.1	Frühere Diodenlaser . . . . .	27
3.2	Der Littrow-Resonator . . . . .	30
3.3	Der Littman-Resonator . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>37</b>
4.1	$I_{th}$ , $\eta$ und $P(\lambda)$ . . . . .	37

---

4.2	Restreflexion . . . . .	39
4.3	Linienbreite . . . . .	43
4.4	Strahlverläufe . . . . .	43
4.5	Kontinuierliches Durchstimmen . . . . .	48
4.6	Modensprünge . . . . .	49
4.7	Versuche mit anderen Laserdioden . . . . .	53
<b>5</b>	<b>AM/PM Spektroskopie</b>	<b>55</b>
5.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	56
5.2	Prinzip der AM/PM Spektroskopie . . . . .	57
5.3	Erzeugung von $C_2D_2$ . . . . .	59
5.4	Ergebnisse am $C_2D_2$ . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Wellenzahlen der neu zugeordneten <math>C_2D_2</math> Banden</b>	<b>69</b>
<b>B</b>	<b>Datenblätter</b>	<b>73</b>
B.1	Sharp LT015 . . . . .	73
B.2	Hitachi HLP1400 . . . . .	75
<b>C</b>	<b>Konstruktionszeichnungen</b>	<b>77</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>85</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Doppel-Hetero-Struktur . . . . .	4
2.2	VSIS Laserstruktur . . . . .	5
2.3	CSP und BH Struktur . . . . .	5
2.4	Modensprünge einer Laserdiode . . . . .	6
2.5	Abhängigkeit der Lebensdauer von der Temperatur . . . . .	7
2.6	Laserdiode mit externem Resonator . . . . .	9
2.7	$r_{eff} = r_{int} + r_{Feedback}$ . . . . .	10
2.8	Abhängigkeit der Schwellenverstärkung von $r_{ext}$ und der inter- nen Phase . . . . .	12
2.9	Abhängigkeit der Phasenverschiebung $\Phi$ von $r_{ext}$ . . . . .	14
2.10	Abhängigkeit des Modenabstandes von $r_{ext}$ und der Frequenz .	15
2.11	Schwellenverstärkung bei einer Wellenlängenselektion . . . . .	17
2.12	Phasenverschiebung auf einem Gitter . . . . .	20
2.13	Ebenen gleicher Phase auf einem Gitter . . . . .	20
2.14	Endspiegel . . . . .	21
2.15	Gitter als Endelement . . . . .	22
2.16	Gitter im Resonator . . . . .	22
2.17	Spiegel im Resonator . . . . .	23
2.18	Schema eines Littman-Resonators mit Drehachse . . . . .	24
3.1	Aufbau des Lasers aus [Fuh88] . . . . .	28
3.2	Aufbau des Lasers aus [Ker93] . . . . .	29
3.3	Halterung der Laserdiode . . . . .	29
3.4	Schematischer Aufbau des Littrow-Lasers . . . . .	30
3.5	Gitterhalterung . . . . .	31
3.6	Schematische Explosionszeichnung des Littman-Lasers . . . . .	33

---

3.7	Aufnahme des Littman-Lasers . . . . .	34
3.8	Intensität in der 0. und 1. Ordnung in Abhängigkeit des Einfallswinkels . . . . .	35
3.9	Ansicht des Littman-Lasers von oben mit Strahlverlauf . . . . .	35
4.1	Schwellenstrom . . . . .	38
4.2	Differentieller Wirkungsgrad . . . . .	40
4.3	Laserleistung . . . . .	40
4.4	Differenz des Schwellenstromes durch $r_{int}$ . . . . .	41
4.5	Restreflexion bei verschiedener Wellenlänge . . . . .	41
4.6	Schwebungs-Spektrum . . . . .	42
4.7	Kontinuierliches Durchstimmen über 240 GHz . . . . .	48
4.8	Modensprünge . . . . .	49
4.9	Schwellenverstärkung ohne Brechungsindexkopplung . . . . .	50
4.10	Schwellenverstärkung mit Brechungsindexkopplung . . . . .	51
4.11	Sprünge zu höherer Modenzahl . . . . .	52
4.12	Sprünge zu niedriger Modenzahl . . . . .	52
5.1	Schematischer Aufbau der AM/PM-Spektroskopie . . . . .	56
5.2	Block-Diagramm des AM/PM-Spektrometers . . . . .	58
5.3	Frequenzspektrum nach Durchgang durch den EOM . . . . .	59
5.4	Aufbau zur Erzeugung des $C_2D_2$ . . . . .	60
5.5	Fundamentalschwingungen des $C_2D_2$ . . . . .	62
5.6	Spektrum des $C_2D_2$ . . . . .	65



# Kapitel 1

## Einleitung

In den letzten Jahrzehnten wurde der Laser zum wohl wichtigsten Instrument der Spektroskopie. Besonders wichtig hierbei ist ein breites Verstärkungsprofil des Lasermediums, um mit einer Wellenlängenselektion im Resonator den Laserbetrieb in einem großen Wellenlängenbereich zu erreichen. Als solche *durchstimmbaren* Laser im Sichtbaren und im nahen Infrarot wurden bisher überwiegend Farbstofflaser und TiSa-Laser verwendet, die ein sehr breites Verstärkungsprofil besitzen. Allerdings müssen diese Lasermedien optisch gepumpt werden, d.h. im allgemeinen ist ein zweiter Laser als Pumplaser nötig. Dazu dienen typischerweise Gaslaser, wie z.B. Ar<sup>+</sup>-Ionen-Laser, die selbst nur auf einzelnen Linien betrieben werden können und nur sehr geringe Wirkungsgrade von  $\approx 0.1\%$  besitzen. Diodenlaser besitzen durch die Energiebänder ein relativ breites Verstärkungsprofil in der Größenordnung von  $2kT \cong 12500$  GHz und können direkt elektrische Energie in Laserstrahlung umwandeln. In den letzten Jahren wurde zunehmend versucht, die obengenannten Laser durch Diodenlaser zu ersetzen, da sie einige große Vorteile gegenüber diesen besitzen:

- Diodenlaser sind in der Anschaffung und im Betrieb ca. eine Größenordnung günstiger.
- Sie besitzen einen hohen Wirkungsgrad, dadurch ist keine zusätzliche (Wasser-)Kühlung erforderlich und nur kleine Netzteile sind nötig.
- Sie sind sehr kompakt und durch den niedrigen Energiebedarf ist sogar

mobiler Einsatz möglich.

- Sie haben eine praktisch unbegrenzte Lebensdauer ( $10^5$ – $10^6$  h, das sind mehr als 10 Jahre ständiger Betrieb), wenn der Diodenlaser innerhalb der Spezifikationen betrieben wird.
- Der Laser ist über den Strom bis in den GHz-Bereich modulierbar.

Die Anwendungsmöglichkeiten werden aber durch die noch relativ geringen Leistungen und das schlechte Strahlprofil eingeschränkt. Es kann zwar ein sehr großer Wellenlängenbereich durch verschiedene Dioden abgedeckt werden; es werden aber nur bestimmte Wellenlängen von den Herstellern angeboten, so daß Lücken in den verfügbaren Wellenlängenbereichen entstehen. Für viele Anwendungen, insbesondere in der Spektroskopie, ist es notwendig, die Laserdiode mit externem Resonator einzusetzen. Dadurch ist ein wesentlich vielseitigerer Einsatz gegenüber der reinen Laserdiode möglich.

- Der Durchstimmbereich wird durch zusätzlich mögliche Wellenlängenselektion auf den Rand des Verstärkungsprofils erweitert.
- Resonatorlänge und Wellenlängenselektion bzw. die Beeinflussung des Verstärkungsprofils durch Strom und Temperatur, sind unabhängig voneinander. Dadurch kann der für Anwendungen in der Spektroskopie wichtige *kontinuierliche Durchstimmbereich*, d.h. der Bereich, der durch gleichzeitige Änderung von Wellenlängenselektion und Resonatorlänge ohne Modensprünge durchfahren werden kann, erhöht werden.
- Die Linienbreite wird verringert durch Erhöhung der Resonatorlänge und damit der Resonatorgüte.
- Wellenlängenstabilisierung durch Längenänderung des Resonators wird ermöglicht.

Entwicklung, Aufbau und die Untersuchung der Eigenschaften eines Diodenlasers mit externem Resonator und einem kontinuierlichen Durchstimmbereich von 240 GHz sowie eine Anwendung dieses Lasers in der Absorptionsspektroskopie werden in der vorliegenden Arbeit beschrieben.

# Kapitel 2

## Theoretische Beschreibung der Laserdiode mit externem Resonator

### 2.1 Laserdioden ohne optische Rückkopplung

#### 2.1.1 Aufbau

Für das nahe Infrarot von 780–880 nm wird als Material für die Laserdioden typischerweise  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  verwendet. Durch den Anteil des Aluminiums kann die Bandlückenenergie und damit die Wellenlänge eingestellt werden. Um in einem Halbleiter als Lasermedium die Laserschwelle überschreiten zu können, muß eine Verstärkung erzielt werden, die die extrem hohen Verluste im Lasermedium kompensiert. Dazu sind bei einem einfachen p-n Übergang Stromdichten von  $10^4$ – $10^5$  A/cm<sup>2</sup> nötig. Eine thermische Zerstörung der Diode kann nur durch gepulsten Betrieb bei niedrigen Temperaturen verhindert werden. Eine Absenkung dieser Stromdichten ist durch eine Verkleinerung der aktiven Zone möglich. Zu diesem Zweck enthält der p-n Übergang bei fast allen heute hergestellten Laserdioden noch eine dritte Schicht mit kleinerer Bandlücke und einem niedrigeren Aluminiumanteil (Abb. 2.1). Der Sinn dieser Schicht ist es, die Rekombinationszone senkrecht zur Schichtebene zu begrenzen und durch den höheren Brechungsindex als Wellenleiter zu wir-

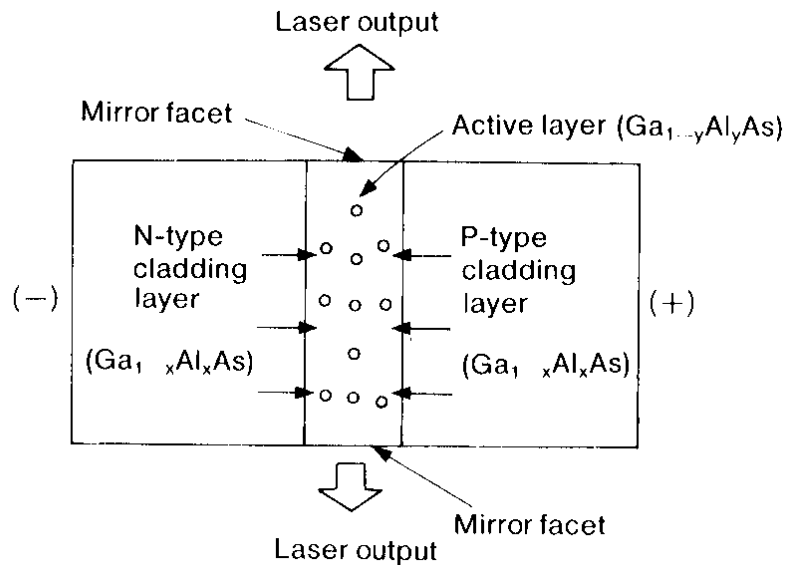


Abbildung 2.1: Doppel-Hetero-Struktur ( $x > y$ ) [Sha]

ken. Dadurch kann die benötigte Stromdichte auf  $\approx 10^3$  A/cm<sup>2</sup> abgesenkt werden. Eine laterale Konzentration der aktiven Zone kann durch eine isolierende Schicht mit einem V-förmigen Kanal (Abb. 2.2), die vor der aktiven Zone aufgebracht wird, erreicht werden. Sie engt den Strom und somit die Verstärkung auf diese Zone ein (Gain-guided).

Eine weitere laterale Konzentration der aktiven Zone kann durch eine Brechungsindexänderung auch in dieser Richtung erreicht werden (Index-guided Abb. 2.3). Durch diese Maßnahmen ist kontinuierlicher Betrieb schon mit einem Schwellenstrom von  $I_{Threshold} = 50\text{--}100$  mA möglich.

Der Resonator wird durch die planparallelen Kristallendflächen gebildet, die ohne Beschichtung durch den Brechungsindex von  $\approx 3.5$  eine Reflexion von  $\approx 30\%$  besitzen. Dies ist bei der hohen Verstärkung schon bei einer Resonatorlänge von einigen 1/10 mm für Lasertätigkeit ausreichend. Durch den kleinen Querschnitt der aktiven Region entstehen sehr hohe Strahldivergenzen, die außerdem senkrecht und waagrecht zur Diode unterschiedlich groß sind. Daher ist immer eine Kollimationsoptik nötig, für einen runden Strahlquerschnitt sogar eine aufwendigere asphärische Optik.

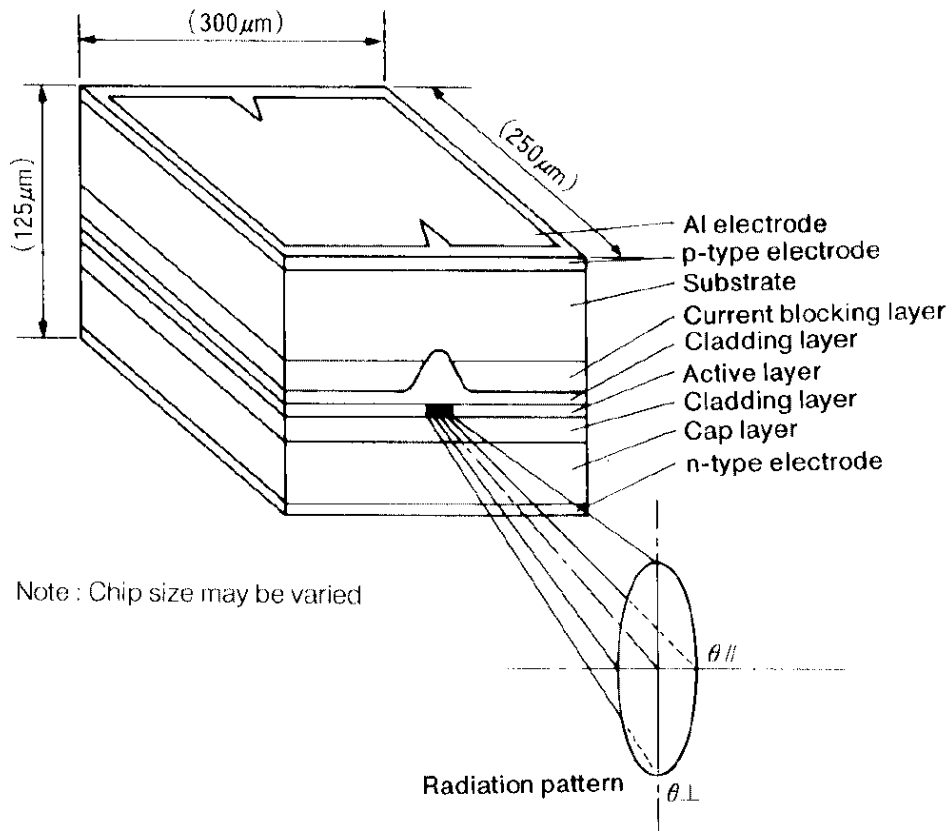


Abbildung 2.2: VSIS (V-channeled substrate inner stripe) Laserstruktur [Sha]

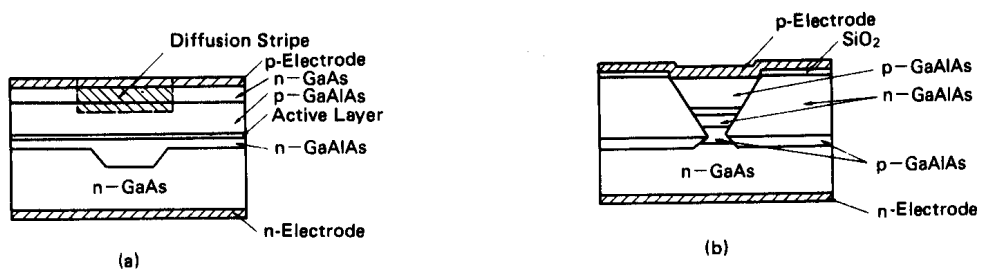


Abbildung 2.3: a) CSP (channeled substrate planar) und b) BH (Buried Heterostructure) Struktur [Hit]

### 2.1.2 Wellenlängenbeeinflussung

Bei einer Laserdiode ohne externen Resonator kann zur Beeinflussung der Wellenlänge der Strom und die Temperatur geändert werden. Mit der Stromerhöhung wird die Ladungsträgerdichte und damit der Brechungsindex erhöht, allerdings gleichzeitig auch die Ausgangsleistung und indirekt die Temperatur. Mit der Temperatur wird der optische Weg in der Diode über die Länge und den Brechungsindex geändert, gleichzeitig wird die Spitze des Verstärkungsprofils verschoben.

	$\frac{2 \times \text{optische Länge}}{\text{Modenzahl}}$	Verstärkungsprofil
Strom	$\frac{d\lambda}{dI} \approx 0.005 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$	$\frac{d\lambda}{dI} \approx 0.025 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$
Temperatur	$\frac{d\lambda}{dT} \approx 0.06 \frac{\text{nm}}{^\circ\text{K}}$	$\frac{d\lambda}{dT} \approx 0.25 \frac{\text{nm}}{^\circ\text{K}}$

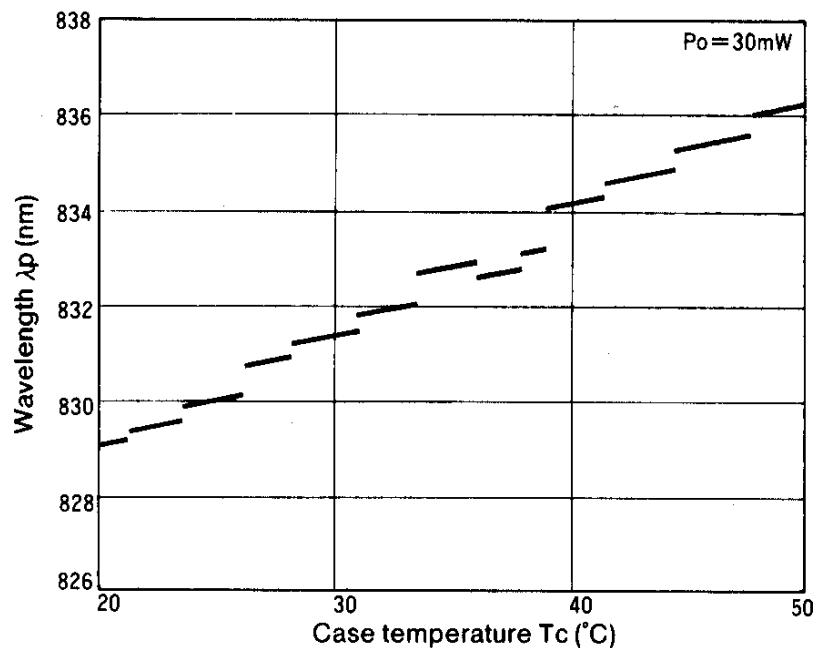


Abbildung 2.4: Modensprünge einer Laserdiode [Sha]

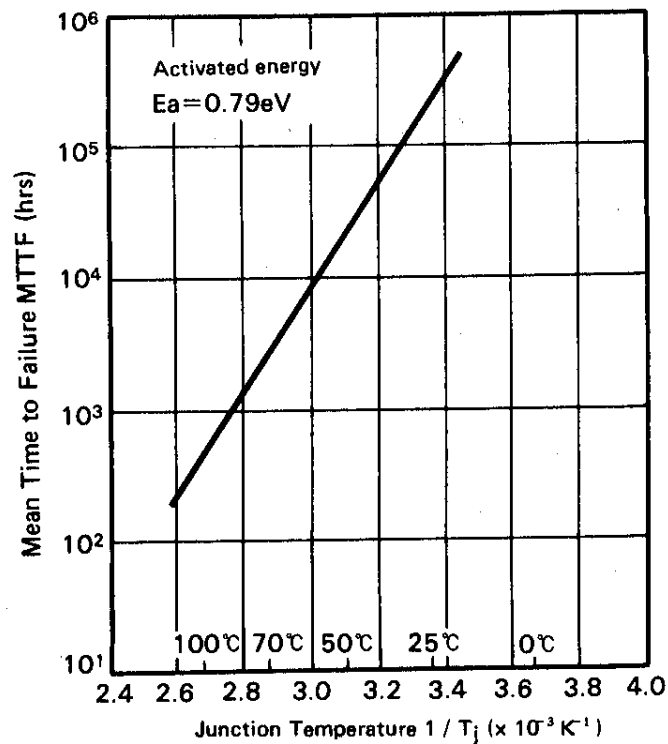


Abbildung 2.5: Abhängigkeit der Lebensdauer von der Temperatur[Hit]

In der Tabelle ist zu sehen, daß weder mit dem Strom noch mit der Temperatur die optische Länge und das Verstärkungsprofil sich synchron ändern. Dadurch können nicht alle Wellenlängen erreicht werden und beim Durchstimmen entstehen Modensprünge (Abb. 2.4). Eine Temperaturregelung besitzt außerdem eine große Trägheit und durch hohe Temperaturen sinkt die Lebensdauer stark ab (Abb. 2.5) bzw. durch zu niedrige besteht die Gefahr der Taubildung. Es wäre also wünschenswert, Resonatorlänge und Wellenlänge unabhängig von Strom und Temperatur einstellen zu können.

## 2.2 Laserdiode mit externem Resonator

Bei einer Laserdiode mit externem Resonator wird ein Teil des austretenden Laserlichts durch einen Spiegel und/oder ein oder mehrere Gitter wieder in die Diode zurückgekoppelt. Der Laserresonator besteht also nicht nur aus dem Halbleiterkristall, der typischerweise nur Bruchteile eines Millimeters lang ist, sondern auch aus dem meist mehrere Zentimeter langen externen Resonator. Durch den externen Resonator ist die Laserdiode, außer durch Strom und Temperatur, noch zusätzlich durch folgende Parameter beeinflussbar:

- Verzögerung der Rückkopplung durch die Länge des externen Resonators.
- Wellenlängenselektion des rückgekoppelten Laserlichts.
- Stärke der Rückkopplung.

Die Auswirkungen dieser drei Parameter auf das Verhalten des Lasers sind sehr komplex und sollen in den folgenden Abschnitten beschrieben werden. Andere Untersuchungen sind in [OT81a], [ZTC87], [OG83], [FM81] und [GT82] zu finden.

### 2.2.1 Longitudinale Moden und Laserschwelle

In der Abbildung 2.6 und in den Rechnungen werden folgende Abkürzungen verwendet:

- $r_0$  : Amplitudenreflexion der Diodenendfläche
- $r_{int}$  : Amplitudenreflexion an der Diodenendfläche im Resonator
- $r_{ext}$  : Rückkopplung in die Diode
- $\tau_{int}$  : Laufzeit in der Diode =  $\frac{2nl}{c}$
- $\tau_{ext}$  : Laufzeit im externen Resonator =  $\frac{2L}{c}$
- $g$  : Intensitätsverstärkung im Halbleiter
- $\alpha_i$  : intrinsische Verluste im Halbleiter

Die Laserbedingung für jeden Laser ist, daß sich Phase und Amplitude nach einem Umlauf reproduzieren. Für eine Laserdiode mit den Endflächen-



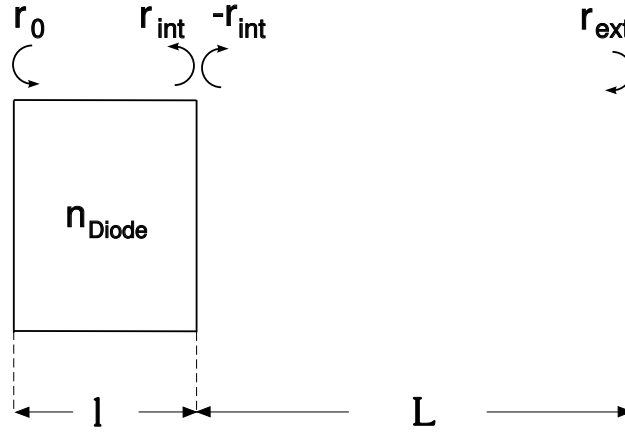


Abbildung 2.6: Laserdiode mit externem Resonator

reflexionen  $r_0$  lautet diese:

$$r_0 e^{\frac{1}{2}(g-\alpha_i)2l} e^{i\omega\tau_{int}} r_0 = 1$$

Dabei muß die Nettoverstärkung  $g - \alpha_i$  die Reflexionsverluste im Resonator genau kompensieren. Mit einem externen Resonator wird die Reflexion  $r_0$  auf einer Seite durch die effektive, komplexe Reflexion  $r_{eff}$  ersetzt.

$$r_0 e^{\frac{1}{2}(g-\alpha_i)2l} e^{i\omega\tau_{int}} r_{eff} = 1 \quad (2.1)$$

Dieses  $r_{eff}$  beschreibt die Interferenz zwischen  $r_{int}$  und  $r_{ext}$  und setzt sich aus den Teilstrahlen der direkten Reflexion an  $r_{int}$ , der verzögerten Rückkopplung durch  $r_{ext}$  und den Mehrfachreflexionen zwischen  $r_{int}$  und  $r_{ext}$  zusammen.

$$\begin{aligned} r_{eff} &= r_{int} + \sqrt{1-r_{int}^2} r_{ext} e^{i\omega\tau_{ext}} \sqrt{1-r_{int}^2} + \\ &\quad (1-r_{int}^2) r_{ext} e^{i\omega\tau_{ext}} r_{ext} (-r_{int}) e^{i\omega\tau_{ext}} + \dots \\ &= r_{int} + (1-r_{int}^2) r_{ext} e^{i\omega\tau_{ext}} \underbrace{\frac{1}{1+r_{ext}r_{int}e^{i\omega\tau_{ext}}}}_{\text{Faktor durch Mehr-}} \\ &\quad \text{fachreflexionen} \\ &= \frac{r_{int} + r_{ext} e^{i\omega\tau_{ext}}}{1 + r_{ext}r_{int}e^{i\omega\tau_{ext}}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Zur Veranschaulichung kann man sich  $r_{eff}$  zusammengesetzt aus  $r_{int}$  und

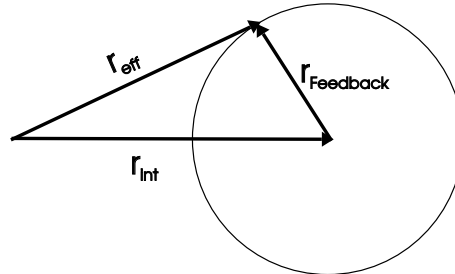


Abbildung 2.7:  $r_{eff} = r_{int} + r_{Feedback}$   
mit  $r_{Feedback} = (1 - r_{int}^2)r_{ext}e^{i\omega\tau_{ext}}$

dem zurückgestrahlten Licht  $r_{Feedback}$  vorstellen (Abb. 2.7). Dabei werden keine Mehrfachreflexionen berücksichtigt.

$$r_{Feedback} = (1 - r_{int}^2)r_{ext}e^{i\omega\tau_{ext}}$$

Es ist zu erkennen, daß bei starker Rückkopplung ( $r_{int} < r_{Feed}$ ) sich die Phase von  $r_{eff}$  auf alle Werte einstellen kann, bei schwacher Rückkopplung kann sie dagegen nur um einen bestimmten Betrag von maximal  $90^\circ$  beeinflußt werden.

Die Verstärkung und die Frequenz kann aus Gleichung 2.1 berechnet werden.

$$\underbrace{(g - \alpha_i)l}_{G} + i\omega\tau_{int} = -(\ln r_0 + \ln r_{eff})$$

Durch Trennung in Real und Imaginärteil ergibt sich:

$$\begin{aligned} G &= -\ln |r_{eff}| - \underbrace{\ln r_0}_{const} \\ \omega\tau_{int} &= \arg(r_{eff}) + 2\pi k = \Phi + 2\pi k \end{aligned} \tag{2.3}$$

Dabei ist  $k$  die (als konstant angenommene) Zahl der internen Moden zwischen  $r_0$  und  $r_{int}$ . Unter der Annahme, daß der optische Weg  $nl$  in der Diode

konstant ist, hängt die Laserfrequenz direkt von der Phase von  $r_{eff}$  ab. Für die Beziehung zwischen Frequenz und  $\Phi$  gilt:

$$\omega = \Phi \frac{c}{2nl} + 2\pi k \frac{c}{2nl}$$

Die Schwellenverstärkung und die Frequenz bzw.  $\Phi$  lassen sich durch Aufspaltung von  $r_{eff}$  in den Real- und Imaginärteil (unter Berücksichtigung von Mehrfachreflexionen) analytisch berechnen:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(r_{eff}) &= \frac{r_{ext}(r_{int}^2 + 1) \cos \varphi + r_{int}(r_{ext}^2 + 1)}{2r_{ext}r_{int} \cos \varphi + r_{ext}^2 r_{int}^2 + 1} \\ \operatorname{Im}(r_{eff}) &= \frac{r_{ext}(1 - r_{int}^2) \sin(\varphi)}{2r_{ext}r_{int} \cos \varphi + r_{ext}^2 r_{int}^2 + 1} \end{aligned}$$

mit:

$$\varphi = 2\pi j - \omega\tau_{ext} = -(\omega\tau_{ext} \bmod 2\pi)$$

(2.4)

Dabei ist  $j$  die Zahl der Moden im externen Resonator. Weil sich bei einer Längenänderung des externen Resonators sowohl  $\tau_{ext}$  als auch die Frequenz  $\omega$  ändern, ist  $\varphi$  keine direkt meß- oder einstellbare Größe. Zur Berechnung ist es aber wesentlich einfacher, als Argument  $\varphi$  zu nehmen. Es läßt sich jedoch auch die externe Resonatorlänge  $L$  mit folgender Beziehung aus  $\varphi$  berechnen:

$$\frac{2\pi j - \varphi}{2\pi k + \Phi} = \frac{\omega\tau_{ext}}{\omega\tau_{int}} = \frac{L}{nl} \quad (2.5)$$

Mit den obengenannten Gleichungen können jetzt die drei Größen  $\Phi$ ,  $G$  und die Länge des externen Resonators  $L$  als Funktionen von  $\varphi$  analytisch, und ohne Näherungen zu benutzen, berechnet werden. Obwohl es mathematisch leicht möglich wäre, die Kopplung zwischen Brechungsindex und Verstärkung zu berücksichtigen, wird hier zur Vereinfachung der Brechungsindex  $n$  als konstant und unabhängig von  $\omega$  (Dispersion) und  $G$  (Henryfaktor, siehe Abschnitt 2.2.3 und 4.6) betrachtet. Eine Änderung von  $n$  besitzt allerdings nur Auswirkungen auf  $L$  und  $\omega$ , nicht auf  $\Phi$  und  $G$ .

Bei den folgenden Berechnungen wurde eine interne Intensitätsreflexion von 9 % ( $r_{int}$ ) angenommen, wie es bei den Sharp Laserdioden LT015

und LT016 der Fall ist. Allerdings ist der Zweck dieser Entspiegelung, den größten Teil der Strahlleistung auf einer Seite der Laserdiode austreten zu lassen und ist eigentlich nicht für den Betrieb mit einem externen Resonator gedacht. In Abbildung 2.8 ist die Schwellenverstärkung gegenüber der internen Phase  $\Phi$  für verschiedene Rückkopplungen berechnet. Die Erhöhung der Schwellenverstärkung  $G$  um 0.5 entspricht einem zusätzlichen Intensitätsverlust um den Faktor  $e$ . Die additive Konstante der Schwellenverstärkung  $G$  ist so gewählt, daß  $G$  ohne zusätzliche Rückkopplung null wird. Auf den ge-

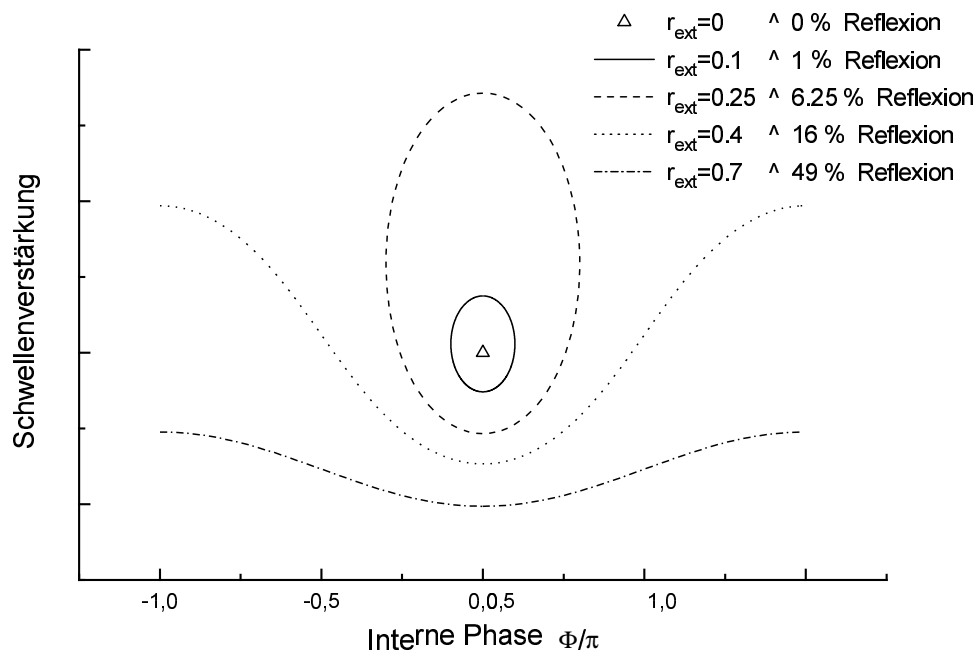


Abbildung 2.8: Abhängigkeit der Schwellenverstärkung von  $r_{ext}$  und der internen Phase

zeichneten Kurven liegen Moden, die alle die Laserbedingung 2.1 erfüllen. Praktisch wird aber nur die Mode mit der geringsten Schwellenverstärkung oszillieren. Bei einem extrem kurzen ( $L \leq nl$ ), externen Resonator existiert jedoch auf den geschlossenen Kurven für schwache Rückkopplung nur noch eine longitudinale Mode. Solch ein kurzer, externer Resonator wurde auch schon realisiert [RB92].

Die Schwellenverstärkung  $G$  liegt immer in dem Bereich zwischen  $G_{min}$  und  $G_{max}$ . Bei maximalem  $r_{eff}$  wird die geringste Schwellenverstärkung  $G_{min}$  erreicht.

$$\begin{aligned}
 G_{min} &= -\ln\left(\frac{r_{int} + r_{ext}}{1 + r_{ext}r_{int}}\right) \\
 G_{max} &= -\ln\left(\frac{r_{int} - r_{ext}}{1 - r_{ext}r_{int}}\right) \quad \text{für schwache Rückkopplung } r_{ext} < r_{int} \\
 G_{max} &= -\ln\left(\frac{r_{ext} - r_{int}}{1 - r_{ext}r_{int}}\right) \quad \text{für starke Rückkopplung } r_{ext} > r_{int}
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

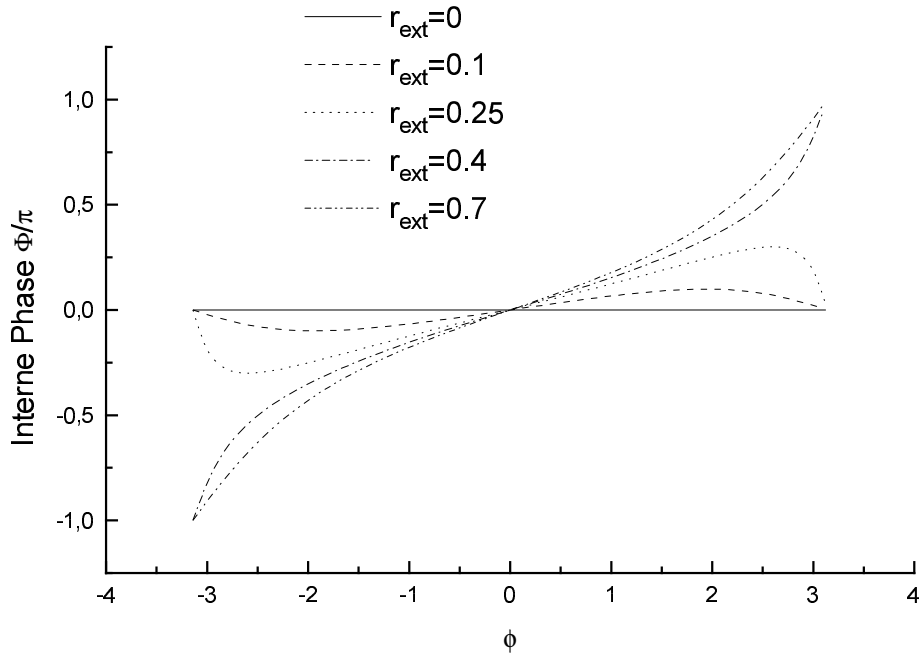
Um mit einer externen Wellenlängenselektion bei starker Rückkopplung immer die Wellenlänge bestimmen zu können, muß  $G_{max}$  kleiner als die Schwellenverstärkung ohne Rückkopplung sein. Somit gilt für  $r_{ext}$  :

$$\begin{aligned}
 G_{max} &< -\ln r_{int} \\
 r_{ext} &> \frac{2r_{int}}{1 + r_{int}^2}
 \end{aligned}$$

Für die als Beispiel verwendete Sharp LT015 ergibt sich ein  $r_{ext}$  von mindestens 30 %. Mit Auskopplung für die Anwendung und dadurch, daß der Strahl nur unter Verlusten wieder in die Diode eingekoppelt werden kann, ist dieser Wert praktisch nur schwierig zu erreichen. Außerdem würde der Unterschied zwischen  $G_{min}$  und  $G_{max}$  eine starke Änderung der Intensität bewirken. Für den Betrieb mit externem Resonator über einen weiten, kontinuierlichen Durchstimmbereich ist also unbedingt eine möglichst gute Entspiegelung notwendig.

In Abbildung 2.9 ist gezeigt, wie weit die interne Phase durch verschiedene Rückkopplungen verschoben werden kann. Die maximale Phasenverschiebung durch schwache Rückkopplung kann nach Skizze 2.7 und nach Gleichung 2.4 geometrisch zu

$$\sin \Phi = \frac{r_{ext}(1 - r_{int}^2)}{r_{int}} \quad \text{ohne Mehrfachreflexionen}$$

Abbildung 2.9: Abhängigkeit der Phasenverschiebung  $\Phi$  von  $r_{ext}$ 

$$\sin \Phi \approx \frac{r_{ext}(1 - r_{int}^2)}{r_{int}(1 - r_{ext}^2)} \quad \text{mit Mehrfachreflexionen}$$

bestimmt werden. Hierdurch ist es auch erklärbar, daß Diodenlaser extrem empfindlich auf Rückreflexe sind. Z. B. bewirkt eine Rückreflexion von nur einem Promille ( $r_{ext} = 0.03$ ) bei einem Modenabstand der Diode von  $\approx 150$  GHz schon eine maximal mögliche Frequenzverschiebung von  $\approx 2$  GHz.

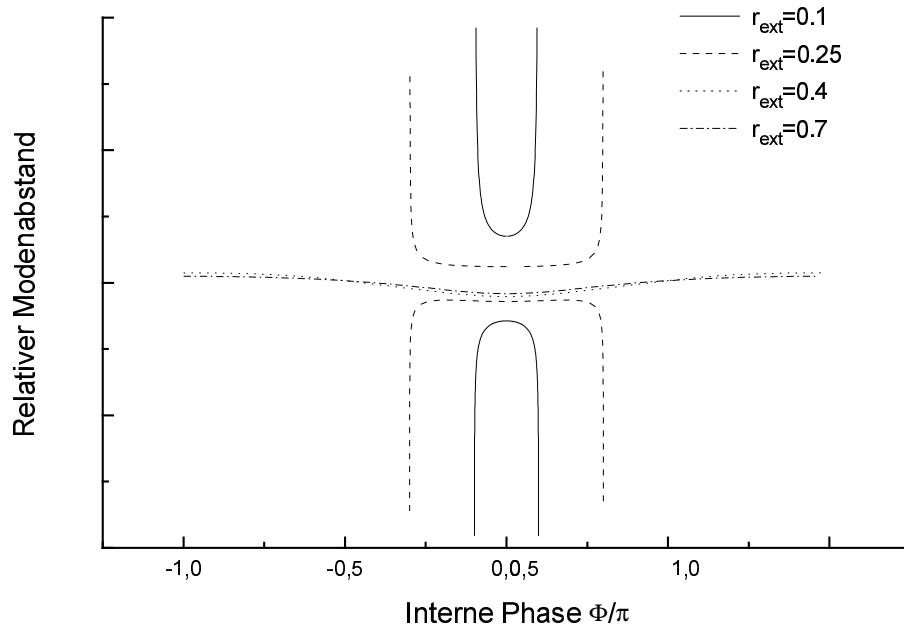
Mit Gleichung 2.5 ist es außerdem möglich, den Modenabstand im externen Resonator bei verschiedener interner Phase zu berechnen.

$$\frac{2\pi j - \varphi}{2\pi k + \Phi} = \frac{\omega\tau_{ext}}{\omega\tau_{int}} = \frac{L}{nl}$$

Vor einem Modensprung gilt:

$$2\pi kL + L\Phi_1 = 2\pi jnl - nl\varphi_1$$

nach einem Modensprung gilt:

Abbildung 2.10: Abhängigkeit des Modenabstandes von  $r_{ext}$  und der Frequenz

$$2\pi kL + L\Phi_2 = 2\pi(j+1)nl - nl\varphi_2$$

Die Differenz ergibt:

$$L\Delta\Phi = 2\pi nl - nl\Delta\varphi$$

Mit der Beziehung  $\Delta\Phi = \frac{d\Phi}{d\varphi}\Delta\varphi$  kann diese Gleichung nach  $\Delta\varphi$  aufgelöst werden:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi nl}{L\frac{d\Phi}{d\varphi} + nl}$$

Die Ableitung  $\frac{d\Phi}{d\varphi}$  kann aus  $r_{eff}$  analytisch oder numerisch berechnet werden.

Mit  $\Delta\varphi$  ergibt sich dann die Änderung der internen Phase  $\Phi$  zu

$$\Delta\Phi = \frac{d\Phi}{d\varphi}\Delta\varphi$$

und damit der Modenabstand  $\Delta\nu$ :

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \frac{c}{2nl}$$

In der Abbildung 2.10 wurde der Modenabstand relativ zu dem des Lasers ohne interne Reflexion ( $\Delta\nu = \frac{c}{2(L+nl)}$ ) berechnet. Wenn  $r_{int}$  gleich null ist, wird  $\frac{d\Phi}{d\varphi}$  konstant 1 (Abb. 2.9). Damit wird auch der Modenabstand gleich dem des Lasers ohne interne Reflexion.

## 2.2.2 Wellenlängenselektion

Zur Wellenlängenselektion in Laserresonatoren werden am häufigsten Gitter und Etalons verwendet. Neben der Einstellung der gewünschten Wellenlänge soll das wellenlängenselektive Element die Unterdrückung von Nachbarmoden bewirken. Um dies zu erreichen muß die Wellenlängenselektion schärfer sein als die Etalonwirkung der Diode.

Die allgemeine Gittergleichung für verschiedene Ein- und Ausfallswinkel lautet:

$$m\lambda = d(\sin \vartheta + \sin \iota) \quad (2.7)$$

- m : Beugungsordnung
- $\lambda$  : Wellenlänge
- d : Gitterkonstante
- $\vartheta, \iota$  : Ein- und Ausfallswinkel

Wird das Gitter am Resonatorende in der Littrowanordnung anstelle eines Spiegels eingesetzt, vereinfacht sich die Gleichung:

$$m\lambda = 2d \sin \vartheta$$

Die Auflösung eines Gitters ist gleich den beleuchteten Strichen des Gitters multipliziert mit der Beugungsordnung.

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \frac{D}{d \cos \vartheta}$$

D : Strahldurchmesser des einfallenden Strahls



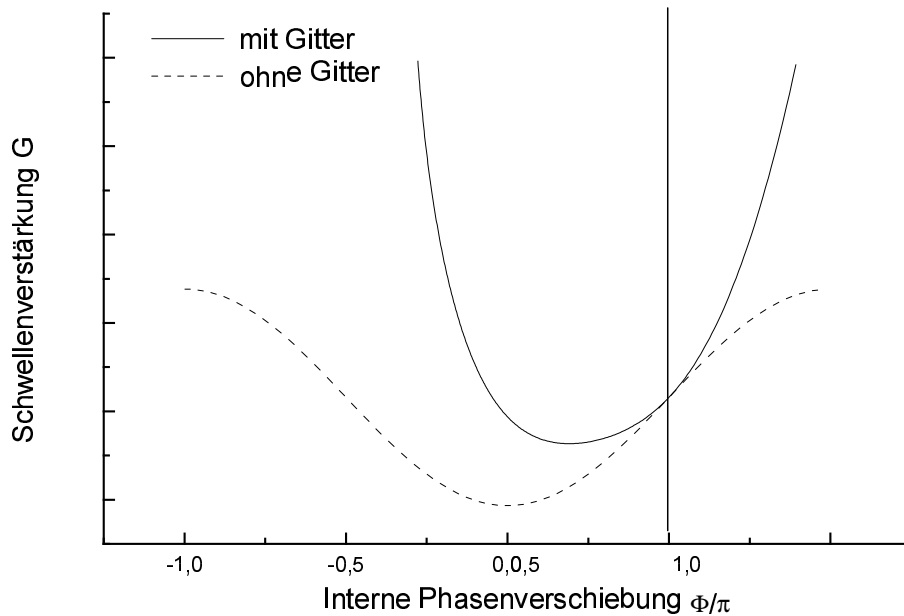


Abbildung 2.11: Abhängigkeit der Schwellenverstärkung von der internen Phase mit und ohne Wellenlängenselektion im externen Resonator

Um die Auswirkungen einer Wellenlängenselektion im externen Resonator zu untersuchen, wurden die Kurve in Abb. 2.11 mit einem von  $\Phi$  abhängigen  $r_{ext}$  durch ein iteratives Verfahren berechnet. Zur Annäherung an die Durchlaßkurve eines Gitters wurde ein Gaußprofil gewählt.

$$r_{ext} = r_{ext0} e^{-a(\Phi - \Phi_0)^2}$$

$a$  : Auflösung des Gitters

Die durch das Gitter selektierte Phase ist durch einen senkrechten Strich gekennzeichnet. Es ist zu sehen, daß die interne Phase mit dem niedrigsten Schwellenstrom durch die Etalonwirkung der Restreflexion gegenüber der selektierten Phase verschoben ist. Die angenommene Auflösung des Gitters entspricht ungefähr einem Drittel des internen Modenabstandes.

### 2.2.3 Linienbreite

Die physikalisch bedingte Linienbreite eines Lasers ist im wesentlichen abhängig von dem Verhältnis von spontaner zu induzierter Emission und der Güte des Resonators. Schon 1958 haben Schawlow und Townes [ST58] einen allgemeinen Ausdruck für die untere Grenze der Linienbreite von Lasern angegeben.

$$\Delta\nu_L \geq \frac{\pi\hbar\nu n_{sp}}{P}\Gamma^2 \quad (2.8)$$

mit:  $\Delta\nu_L$  : volle Halbwertsbreite der Laseremission  
 $\nu$  : Laserfrequenz  
 $n_{sp}$  : spontane Emissionsrate  
 $\Gamma$  : Halbwertsbreite des passiven Resonators

Bei einer Laserdiode wird die Linienbreite noch zusätzlich durch die Kopplung zwischen Intensität und Brechungsindex verbreitert ([Hen82], [Ebe92] und [OB87]). Dieser Zusammenhang wird durch den Henryfaktor  $\alpha_H$  beschrieben, dessen Wert typischerweise zwischen 1 und 7 liegt.

$$\Delta n = -\frac{1}{2k}\alpha_H\Delta g$$

mit:  $\Delta n$  : Änderung des Brechungsindex  
 $k$  :  $\frac{2\pi}{\lambda}$  mit  $\lambda$ =Laserwellenlänge  
 $\Delta g$  : Änderung der Verstärkung  
 $\alpha_H$  : Henryfaktor

Die zusätzliche Verbreiterung wird durch eine Ergänzung der Schawlow–Townes–Formel um den Faktor  $1 + \alpha^2$  beschrieben.

$$\Delta\nu_L = \frac{\pi\hbar\nu n_{sp}}{P}\Gamma^2(1 + \alpha^2)$$

Damit ergeben sich für einen typischen Diodenlaser Linienbreiten in der Größenordnung von 10–100 MHz. Durch einen externen Resonator wird die Resonatorlänge und damit die Resonatorgüte des passiven Resonators stark erhöht. Wenn die Restreflexion klein gegen die Rückkopplung ist oder Restreflexion und Rückkopplung phasenrichtig sind, erfolgt dadurch eine starke Reduzierung der Linienbreite um den Faktor 100–10000. Sind Restreflexion und Rückkopplung aber ungefähr gleich und gegenphasig, so kann auch eine extreme Linienverbreiterung bis zu mehreren GHz auftreten [LVB85].

### 2.2.4 Modensprungfreies Durchstimmen

Um beim Durchstimmen longitudinale Modensprünge zu vermeiden, muß die Resonatorlänge proportional zur Wellenlänge mit der niedrigsten Schwelle sein. Am naheliegendsten ist es, hierzu die Stellglieder (Piezoelemente, Galvanometer-Antriebe) für die Wellenlängenselektion (Gitter, Etalon) und für die Resonatorlänge im richtigen, meist empirisch ermittelten, Verhältnis zu steuern. Damit wurden kontinuierliche Durchstimmbereiche von z.B. 60 GHz bei dem Littman-Laser der Firma New Focus ([New93], [DLB93]), 28 GHz in unserer Arbeitsgruppe ([FD89], [Fuh88], siehe auch Abschnitt 3.1), 50 GHz bei dem in [M88] beschriebenen, miniaturisierten Littrow-Laser mit zwei Piezoelementen und 100 GHz bei unserem, in Abschnitt 3.2 beschriebenen, Littrow-Laser erreicht. Noch größere kontinuierliche Durchstimmbereiche sind nur schwer zu realisieren<sup>1</sup>, weil

- die Stellglieder Hysterese besitzen (Piezoelemente), nicht linear sind oder nur begrenzte Stellgenauigkeit haben.
- der Zusammenhang zwischen Resonatorlänge und Drehwinkel für Gitter und/oder Etalon nicht linear ist.

Wenn die Wellenlängenselektion im Resonator durch Drehen eines Gitters stattfindet, also ein relativ einfacher geometrischer Zusammenhang zwischen Wellenlängenselektion und Resonatorlänge existiert, wäre es naheliegend, die Lage dieser Drehachse so zu wählen, daß sich die Länge des Resonators im richtigen Verhältnis mitändert. Um zu erkennen, ob es für eine Resonator-konfiguration eine exakte Lösung für die Lage der Drehachse gibt, haben McNicholl und Metcalf in [MM85] eine genial einfache Methode vorgestellt. Der Resonator kann hierbei aus einer beliebigen Anzahl von Gittern und Spiegeln bestehen. Um eine Festlegung der Wellenlänge zu erzielen, muß jedoch mindestens ein Gitter enthalten sein.

Wird der Resonator um die Länge  $x$  verlängert, wird die Phase im Resonator um

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} x$$

---

<sup>1</sup>siehe auch nächsten Abschnitt

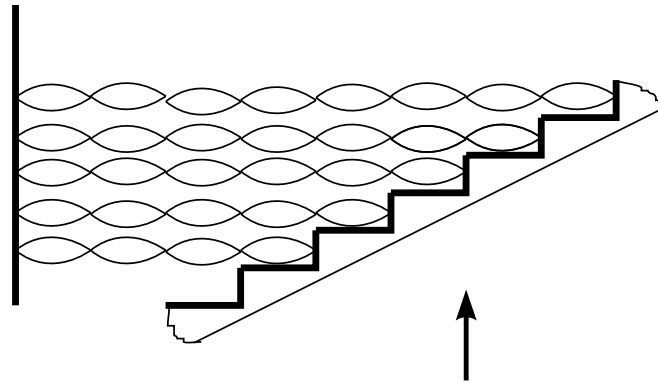


Abbildung 2.12: Phasenverschiebung auf einem Gitter

vergrößert. Die Phasenänderung im Resonator hängt aber nicht nur von der geometrischen Längenänderung des Resonators ab. In Abbildung 2.12 ist anschaulich zu sehen, daß eine Verschiebung des (Littrow-)Gitters senkrecht zum Strahl keine Phasenänderung bewirkt, obwohl sich die Länge des Resonators ändert. Dieser Effekt wurde in verschiedenen Veröffentlichungen ([NG90], [LP93]) unabhängig voneinander beschrieben. Allgemeiner kann

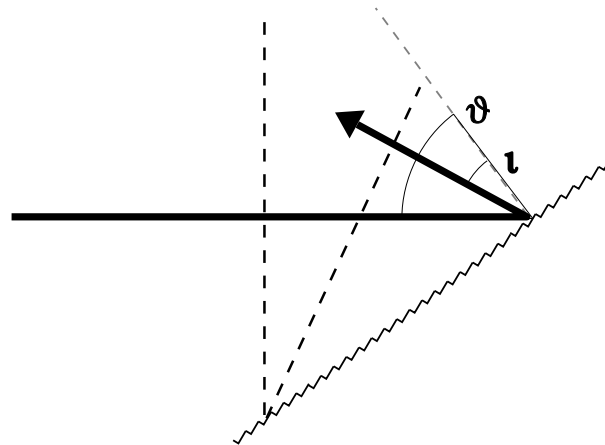


Abbildung 2.13: Ebenen gleicher Phase auf einem Gitter

dies mit Abbildung 2.13) veranschaulicht werden. Unter der Annahme, daß ein Strahl im Resonator parallel ist, ist die Phase in einer Ebene senkrecht zum Strahl gleich. Schneiden sich zwei solcher Ebenen auf der Gitterober-

fläche, auf der der Gangunterschied null sein muß, so müssen diese Ebenen gleiche Phase besitzen. Dies gilt unabhängig von der Wellenlänge bzw. dem Ein- und Ausfallswinkel, solange die Ebenen senkrecht zum ein- und ausfallenden Strahl stehen und der Schnittpunkt auf der Gitteroberfläche liegt.

Der Strahl im Resonator soll nun in Abschnitte geteilt werden, die jeweils zu einem Element gehören. Die Grenzen sind die Ebenen, in denen die gewählte Drehachse liegt und die den Strahl senkrecht schneiden. Jetzt kann für jedes einzelne Element der Beitrag zur Gesamtphase im Resonator berechnet und anschließend addiert werden. Der Beitrag zur Gesamtphase kann auch negativ sein, wenn z.B. die Grenze hinter einem Gitter oder Spiegel in der Verlängerung des Strahls liegt.

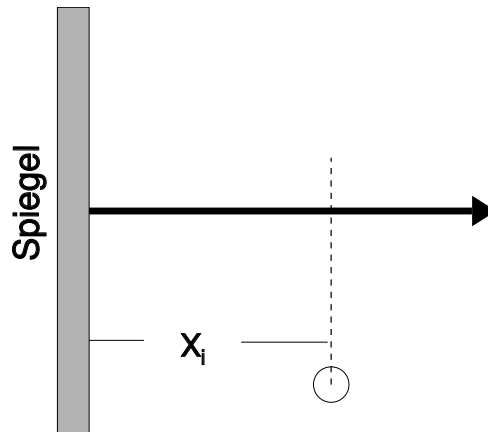


Abbildung 2.14: Endspiegel

Am einfachsten kann dieser Beitrag für einen Endspiegel berechnet werden (Abb. 2.14).

$$\Phi_i = \frac{4\pi}{\lambda} x_i \quad (2.9)$$

$x_i$  ist der Abstand der Spiegelebene zur Drehachse, wenn der Spiegel das  $i$ -te Element ist. Abbildung 2.15 zeigt für ein Gitter als Endelement mit Hilfslinien die Strecke, die zwischen den Grenzen und der Ebene mit gleicher Phase liegt.

$$\Phi_i = \frac{4\pi}{\lambda} x_i \cos \vartheta_i \quad (2.10)$$

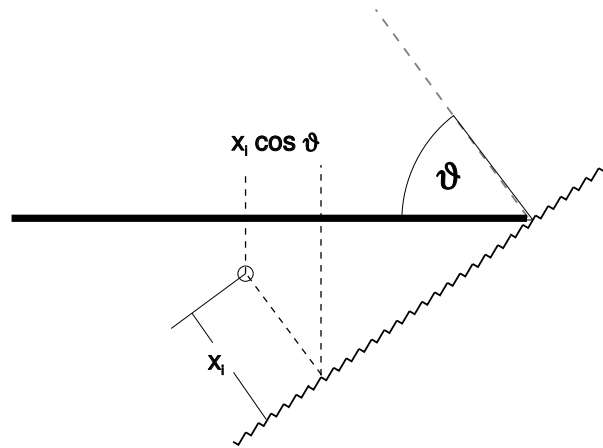


Abbildung 2.15: Gitter als Endelement

$x_i$  ist der Abstand der Gitterebene zur Drehachse und  $\vartheta_i$  der Ein- und Ausfallswinkel. Abbildung 2.16 zeigt die Verallgemeinerung für ein Gitter mit

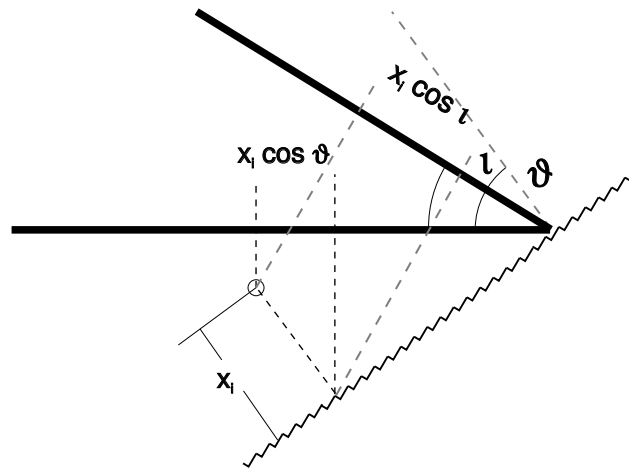


Abbildung 2.16: Gitter im Resonator

verschiedenen Ein- und Ausfallswinkeln.

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} x_i (\cos \vartheta_i + \cos \iota) \quad (2.11)$$

$x_i$  ist wieder der Abstand der Gitterebene zur Drehachse,  $\vartheta_i$  der Ein- und  $\iota$  der Ausfallswinkel. In Erweiterung der Methode von McNicholl und Metcalf

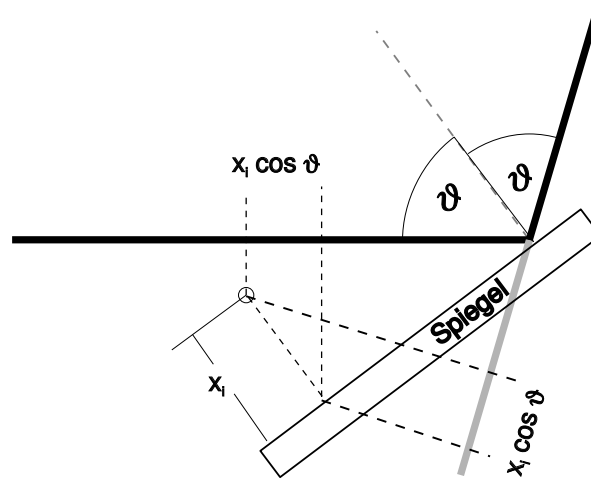


Abbildung 2.17: Spiegel im Resonator

kann auch der Beitrag von einem Spiegel im Resonator berechnet werden (Abb. 2.17).

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} x_i 2 \cos \vartheta_i \quad (2.12)$$

Die gesamte Phase im Resonator mit n-Elementen kann nun durch Addition von (2.9), (2.10), (2.11) und (2.12) bestimmt werden.

$$\Phi = \sum_{i=1}^n \Phi_i \quad (2.13)$$

Als Beispiel sei hier der Ausdruck für  $\Phi$  für einen Littrow-Resonator angegeben.

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} (x_1 + x_2 \cos \vartheta_i)$$

$\Phi$  wird zu Null, wenn  $x_1$  und  $x_2$  zu null werden. Die Drehachse muß in der Spiegel- und Gitterebene liegen, um eine Synchronisation zu erreichen. Es ist für einen Littrow-Laser also nicht nötig, mit einer aufwendigen Mechanik die Resonatorlänge proportional zu  $\sin(\vartheta)$  halten. Mit einem Littrow-Laser, der diese Bedingung erfüllt, wurden bei einer Wellenlänge von 1310 nm schon 3000 GHz (17 nm) modensprungfreier Durchstimmbereich erreicht ([TS93]).

In [LL81] wurde von Michael G. Littman zum erstenmal ein Laserresonator mit zwei Spiegeln und einem dazwischenliegenden Gitter und einer Drehachse zur Synchronisation von Wellenlänge und Resonatorlänge vorgestellt.

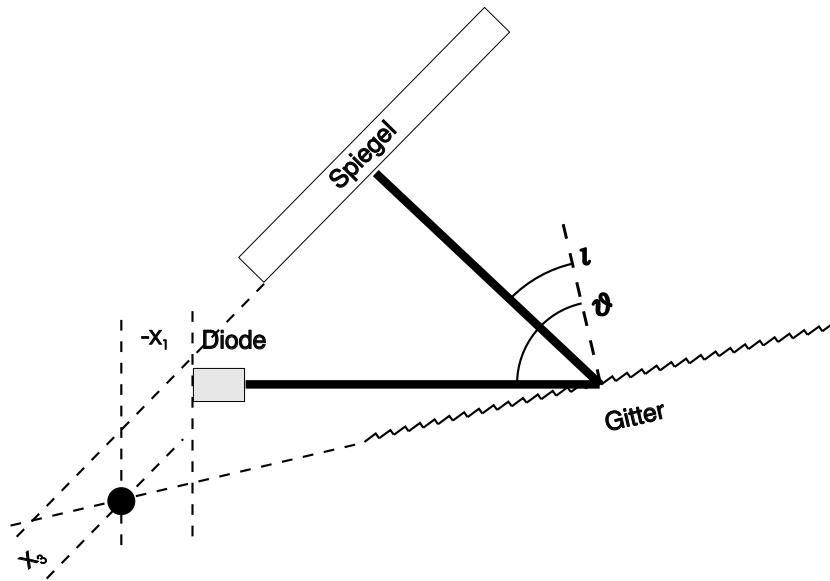


Abbildung 2.18: Schema eines Littman-Resonators mit Drehachse

Für einen Littman-Resonator ist  $\Phi$ :

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} [x_1 + x_2(\cos \vartheta + \cos \iota) + x_3]$$

Die Drehachse muß in der Gitterebene liegen und die beiden Spiegelebenen müssen sich jeweils gleichweit vor und hinter der Drehachse befinden, um eine Synchronisation zu erreichen. Durch die Möglichkeit, die Ebene der Endspiegel aus der Drehachse zu verschieben, kann trotz der Erfüllung der Bedingung für kontinuierliches Durchstimmen die Resonatorlänge so kurz, wie es mechanisch möglich ist, gewählt werden. Diese Bedingung wurde in [ZH92] „konventionell“ hergeleitet. In der Abbildung 2.18 ist ein Littman-Resonator mit Drehachse schematisch dargestellt, der die obengenannte Bedingung erfüllt.

### 2.2.5 Toleranzen für kontinuierliches Durchstimmen

Wenn beim kontinuierlichen Durchstimmen die Resonatorlänge um  $\Delta L$  verändert wird, darf der Fehler durch diese Längenänderung  $\Delta(\Delta L)$  nicht größer sein als  $\lambda/2$ . Für ein Stellelement ist die Anforderung an die Stellgenauigkeit



proportional zu  $\Delta L/(\Delta(\Delta L))$ . Für diese Größe gilt mit

$$\begin{aligned}\frac{\Delta L}{L} &= \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta \nu}{\nu} \\ \frac{\Delta L}{\Delta(\Delta L)} &\geq \frac{2L\Delta\nu}{\lambda\nu} = \frac{2L\Delta\nu}{c} \\ &\geq \frac{2L\Delta\lambda}{\lambda^2} \\ &\geq \frac{2L\Delta L}{\lambda L}\end{aligned}$$

Die Anforderung an ein Stellelement steigen linear mit dem Durchstimmbereich in GHz und der Länge des Resonators.

## Toleranz der Drehachse

Mit der Gleichung 2.13 ist die Abweichung von der optimalen Länge des Resonators  $\Delta x$ .

$$\Delta x = \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{i=1}^n \Phi_i = [x_o \cos \vartheta_0 + \dots + x_n \cos \vartheta_n]$$

Wenn die maximale Phasenabweichung  $2\pi$  betragen kann, bevor ein Modensprung auftritt, ist die zulässige Größe von  $\Delta x$  bei einem relativen Durchstimmbereich von  $\Delta\lambda/\lambda$ :

$$\lambda/2 \geq \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \Delta x \quad (2.14)$$

Für den Littman-Resonator gilt:

$$\lambda/2 \geq \frac{\Delta\lambda}{\lambda} [x_1 + x_2(\cos \vartheta_i + \cos \iota) + x_3] = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \Delta x$$

$$\Delta x \leq \frac{c}{2\Delta\nu}$$

Bei einem Durchstimmbereich von  $\Delta\nu = 240$  GHz ist  $\Delta x \approx 0.6$  mm. Diese

abgeschätzte Toleranz gilt auch, wenn  $\Delta x$  durch die Winkel- und Wellenlängenabhängigkeit von  $\cos \iota$  selbst nicht konstant ist. Dies soll durch folgende Überlegung verständlich werden.

Um Modensprünge sicher zu verhindern, darf sich während des Durchstimmens  $\Delta x$  maximal um  $\lambda/2$  ändern. Der Beitrag von  $\Delta \cos \iota$  ist allerdings nur von der Größenordnung  $\Delta\lambda/\lambda$ , wie anhand der Gittergleichung 2.7 verständlich wird. Somit kann die Toleranz für  $x_2$  ebenfalls mit  $c/(2\Delta\nu)$  abgeschätzt werden.

# Kapitel 3

## Aufbau

### 3.1 Frühere Diodenlaser

In unserer Arbeitsgruppe wurden schon vor den in den nächsten beiden Abschnitten vorgestellten Littrow- und Littmanlaser zwei Diodenlaser mit externem Resonator aufgebaut. Zuerst wurde von Walter Fuhrmann der in [Fuh88],[FD89] und [Fä90] beschriebene Diodenlaser mit maximal 28 GHz modensprungfreiem Durchstimmbereich aufgebaut.

In Abb. 3.1 ist sein Aufbau mit der Stabilisierung skizziert. Der Resonator besteht aus der Laserdiode, dem Kollimationsobjektiv, dem Etalon (100 GHz freier Spektralbereich), der Brewsterplatte zur Änderung der optischen Weglänge im Resonator und dem Endspiegel, der zugleich zur Auskopplung dient. Zum kontinuierlichen Durchstimmen wird gleichzeitig die Brewsterplatte und das Etalon über eine Spannungsrampe mit zwei Galvanometerantrieben gedreht, wobei der Antrieb für das Etalon mit der Wurzel der Steuerspannung betrieben wird, weil die Frequenzverschiebung  $\Delta\nu \propto \cos \alpha \approx 1 - \frac{\alpha^2}{2}$  ist. Die Grobauswahl der Wellenlänge erfolgt über die Temperatur der Laserdiode. Beim Betrieb zwischen  $-10^\circ\text{C}$  und  $+50^\circ\text{C}$  kann die Wellenlänge des Laserlichts von 820 nm bis 835 nm variiert werden. Die Stabilisierung erfolgt mit Hilfe des Diodenstromes, der indirekt über die Änderung des Brechungsindex die optische Länge des Resonators beeinflusst.

Der erste Diodenlaser, der bei der PM/AM-Spektroskopie benutzt wurde, ist in [Ker93] beschrieben und in Abb. 3.2 und 3.3 skizziert. Hier wird

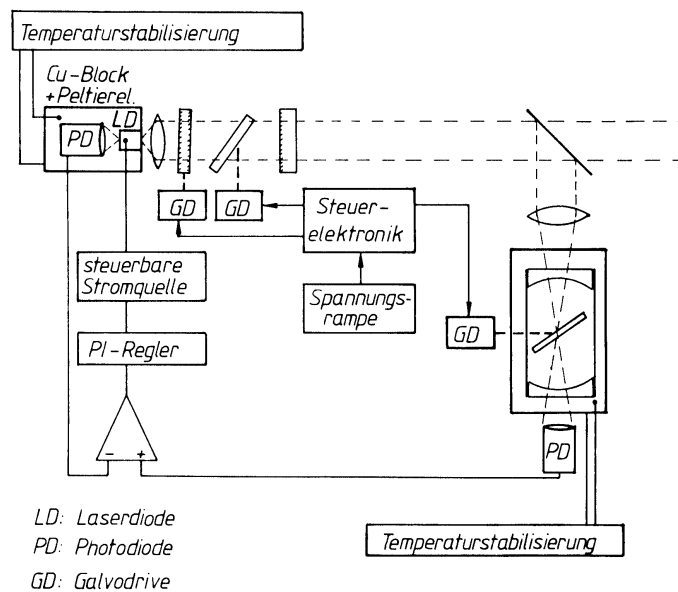


Abbildung 3.1: Aufbau des Lasers aus [Fuh88]

gegenüber dem oben beschriebenen Laser ein Gitter mit 1200 Furchen/mm in Littrow-Anordnung zur groben Wellenlängenselektion verwendet. Bei diesem Laser wurden, wie bei allen bei der AM/PM-Spektroskopie verwendeten Diodenlasern, Hitachi HLP1400 Laserdioden verwendet. Entspiegelt wurden diese Dioden an der Universität Marburg in der Arbeitsgruppe von Professor Göbel von Joachim Sacher. Durch das Fehlen des Auskoppelspiegels muß ein Auskoppelstrahlteiler in den Resonator eingebracht werden. Die Stabilisierung bewirkt eine Variation der Resonatorlänge durch ein Röhrenpiezoelement am Reflexionsgitter. Zum kontinuierlichen Durchstimmen werden gleichzeitig die Länge des Resonators durch Drehung der Glasplatte im Stabilisierungs-FPI und der Laserdiodenstrom geändert. Die wesentlichen Unterschiede gegenüber dem ersten Laser sind:

- Die Voreinstellung des verwendeten Wellenlängenbereichs erfolgt über das Gitter und nicht mehr über die Temperatur der Laserdiode. Dadurch kann der Laserbetrieb auch am Rand des Verstärkungsprofils erzwungen werden und die Laserdiode muß nicht extrem gekühlt (Taubildung) oder geheizt (stark verkürzte Lebensdauer) werden. Allerdings

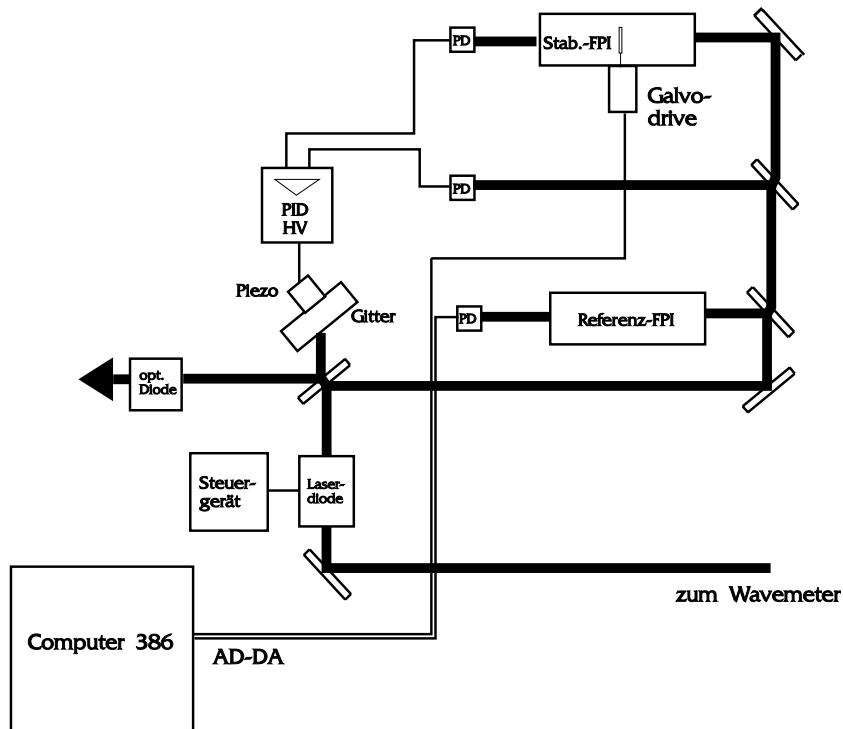


Abbildung 3.2: Aufbau des Lasers aus [Ker93]

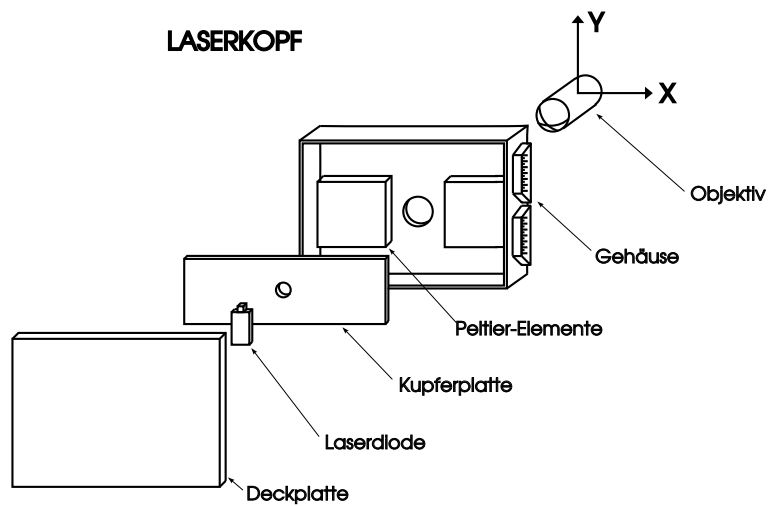


Abbildung 3.3: Halterung der Laserdiode aus [Ker93]

zeigte es sich, daß die Wellenlängenselektion durch das Gitter nicht schmalbandig genug ist, um die niedrigste Schwelle auch bei destruktiver Interferenz der Restreflexion der entspiegelten Diodenfläche auf die gewünschte Wellenlänge zu bringen. Aus diesem Grund muß durch eine kleine Temperaturänderung von 1-2 °C eine Brechungsindexanpassung vorgenommen werden, um alle Wellenlängen zu erreichen

- Die Frequenzstabilisierung erfolgt direkt über die Resonatorlänge und nicht indirekt über die Brechungsindexänderung durch Stromänderung. Dadurch wird kein zusätzliches Intensitätsrauschen des Laserlichts erzeugt.

## 3.2 Der Littrow-Resonator

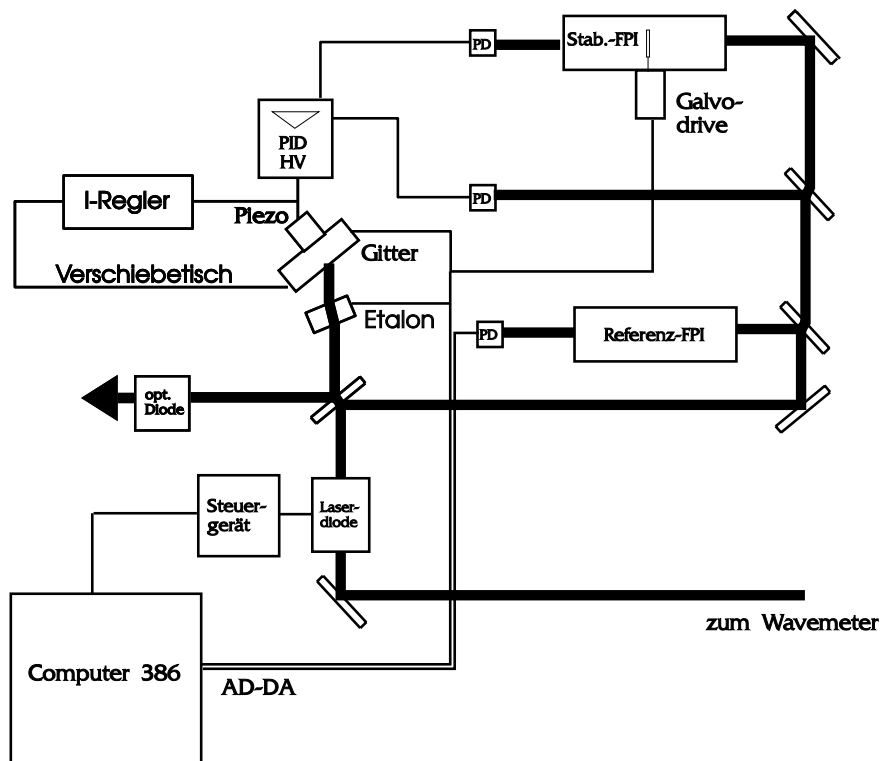


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des Littrow-Lasers

Bei der Weiterentwicklung der im vorigen Kapitel beschriebenen Lasersysteme war es das vorrangige Ziel, den kontinuierlichen Durchstimmbereich zu erweitern, um das mühsame Aneinanderfügen der einzelnen Spektren zu reduzieren. Außerdem sollte sich die Intensität nicht während der Aufnahme eines Spektrum verändern. Dieses Ziel sollte durch das Drehen des Littrow-Gitters während des Durchstimmens anstelle der Stromänderung erreicht werden. Es zeigte sich aber, daß die Wellenlängenselektion durch das Gitter zu schwach gegenüber der Etalonwirkung der Restreflexion ist. Vor einer Temperaturänderung während des Durchstimmens schreckten wir wegen der trägen Regelung zurück. Da eine Stromänderung ja vermieden werden sollte, blieb nur eine zusätzliche Einengung der Wellenlängenselektion. In den Resonator wurde noch zusätzlich ein Etalon mit einem freien Spektralbereich von 100 GHz (60 % Reflexion) auf einem Galvanometerantrieb eingefügt, um die gewünschte Wellenlänge zu erreichen.

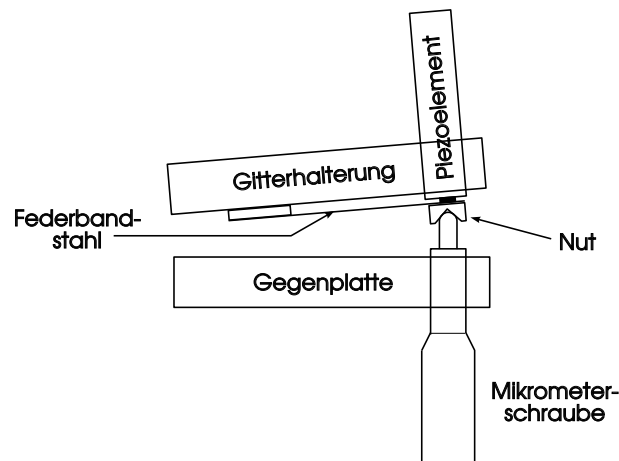


Abbildung 3.5: Gitterhalterung

Um das Gitter zu drehen und zur Justage auch zu kippen wird eine normale Spiegelhalterung verwendet, in der gegenüber den Mikrometerschrauben Piezoelemente angebracht sind. Um die Nut, die normalerweise gegenüber einer der Mikrometerschrauben angebracht ist und ein Verdrehen der Halterung verhindern soll, über ein Piezoelement zu verstellen, wurde diese Nut auf einen Federbandstahl geklebt auf den wiederum das Piezoelement wirkt

(Skizze 3.5). Der Zweck dieses Federbandstahls ist es, die seitlichen Führungskräfte aufzunehmen, die das Piezoelement mechanisch zerstören würden. Mit dieser Konstruktion kann das Gitter sowohl mit den Piezoelementen als auch mit den Mikrometerschrauben gedreht und gekippt werden.

Das Röhrenpiezoelement, auf dem das Gitter montiert ist, erreicht nur etwa  $10 \mu\text{m}$  Verstellweg. Das ist zu wenig, um den angestrebten hohen kontinuierlichen Durchstimmbereich zu erreichen. Deshalb wird die komplette oben beschriebene Gitterhalterung auf einen Verschiebetisch montiert, der ebenfalls über ein Piezoelement und eine Mikrometerschraube verschoben werden kann.

Das Durchstimmen geschieht nun durch Längenänderung, Etalon- und Gitterdrehung. Während Etalon und Gitter in einem über Potentiometer eingestellten Verhältnis direkt von dem Computer gesteuert werden, wird die Länge durch Drehung einer Glasplatte im Stabilisierungs-FPI indirekt über die Stabilisation geregelt. Das Ausgangssignal des PID-Reglers wirkt über einen Hochspannungsverstärker direkt auf das Röhrenpiezoelement an dem Gitter, gleichzeitig wird es zu einem weiteren I-Regler mit vorgeschaltetem Tiefpaßfilter geführt. Dieser I-Regler mit einer Zeitkonstante von ungefähr einer Sekunde wirkt auf das Piezoelement im Verschiebetisch. Dadurch wird die Lage der Gitterhalterung so nachgeregelt, daß das eigentliche Stabilisierungspiezoelement immer in seinem mittleren, linearen Bereich arbeitet.

Dieser Littrow-Resonator erreicht zwar einen recht hohen kontinuierlichen Durchstimmbereich von 100 GHz, besitzt aber einige neue Nachteile:

- Die zweifache Wellenlängenselektion durch Gitter und Etalon erschwert die Synchronisation zwischen Wellen- und Resonatorlänge erheblich. Falls die durch das Gitter selektierte Wellenlänge zwischen den Transmissionsmaxima des Etalons liegt, kann ein Modensprung um ungefähr den freien Spektralbereich des Etalons stattfinden.
- Der Resonator ist durch das Etalon und den Auskoppelstrahlteiler sehr lang. Dadurch liegen die longitudinalen Moden näher beieinander. Es wird schwerer, single-mode Betrieb zu erreichen, und Modesprünge können leichter auftreten.



- Durch das Etalon treten starke Reflexionsverluste auf. Es ist aber nötig, das Etalon schräg in den Resonator zu stellen, um einen ausreichend großen und linearen Durchstimmbereich zu erhalten.

Der nächste Laser sollte ohne Etalon auskommen, um den Resonator weiter verkürzen zu können, und eine Auskopplung über die nullte Ordnung des Gitters besitzen. Um ohne das Etalon auszukommen, muß die Auflösung des Gitters erhöht werden durch einen großen Einfallswinkel und eine möglichst hohe Furchenzahl pro mm.

### 3.3 Der Littman-Resonator

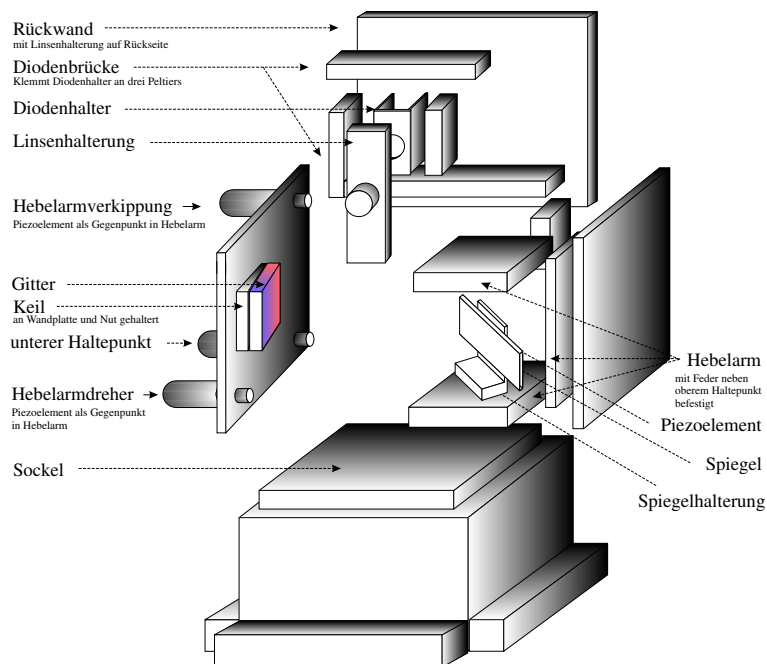


Abbildung 3.6: Schematische Explosionszeichnung des Littman-Lasers

Um diese Anforderung zu erfüllen, erschien eine Konstruktion mit einer Littman-Anordnung des Gitters am geeignetsten. Er weist die folgenden Merkmale auf:

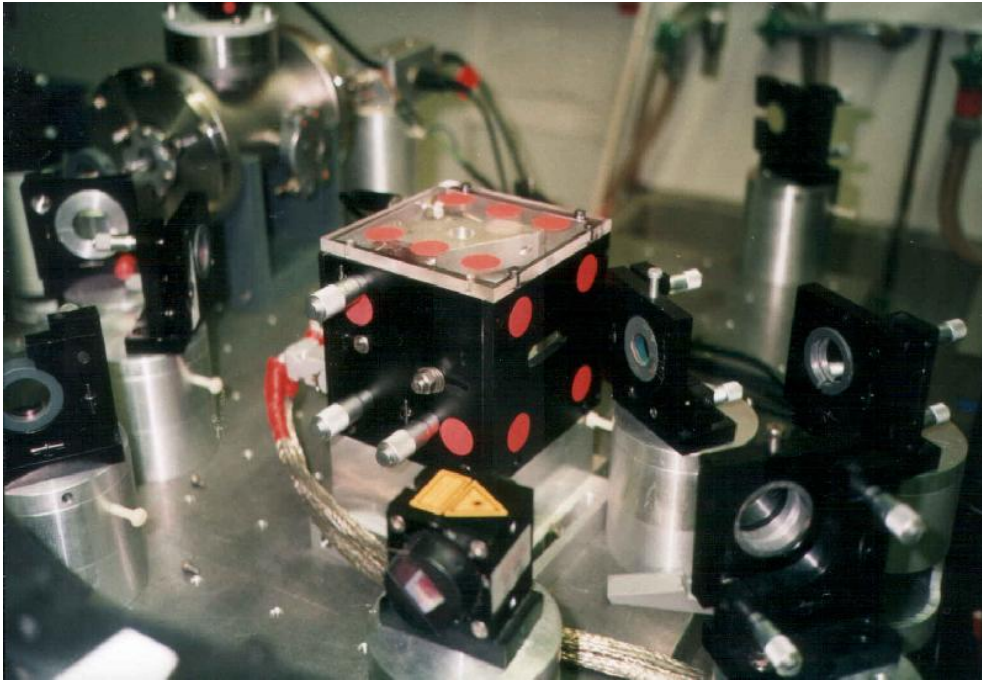


Abbildung 3.7: Aufnahme des Littman-Lasers

- Das Gitter ist fest montiert und kann zur Auskopplung benutzt werden weil nur der Endspiegel gedreht wird. Die Stabilisierung mit Hilfe eines Piezoelements erfolgt über den Spiegel, der leichter als das Gitter ist. Das Gitter ist auf einem Stahlblock (der Ausdehnungskoeffizient von Stahl liegt nahe bei dem des BK7-Glasses des Gitters) geklebt, der in einer Nut verschiebar angebracht ist und durch drei Madenschrauben die Justage des Gittereinfallswinkels in dem Bereich  $13 \pm 8^\circ$  erlaubt.
- Die Furchendichte des Gitters beträgt 1800 F/mm. Für das nahe Infrarot bedeutet dies, daß nur die 0. und 1. Beugungsordnung existiert. Außer durch Absorptionsverluste geht nur die 0. Ordnung des zurücklaufenden Strahls verloren. Die 0. Ordnung des aus der Laserdiode austretenden Strahls wird zur Auskopplung benutzt (Abb. 3.8).
- Die Laserdiode ist in einen Kupferblock mit nur 14.4 g Gewicht, der von drei Peltierelementen ( $15 \times 15 \times 5.5$  mm Typ TEC1-1703) umgeben ist. Durch die geringe Wärmekapazität des kleinen Kupferblocks

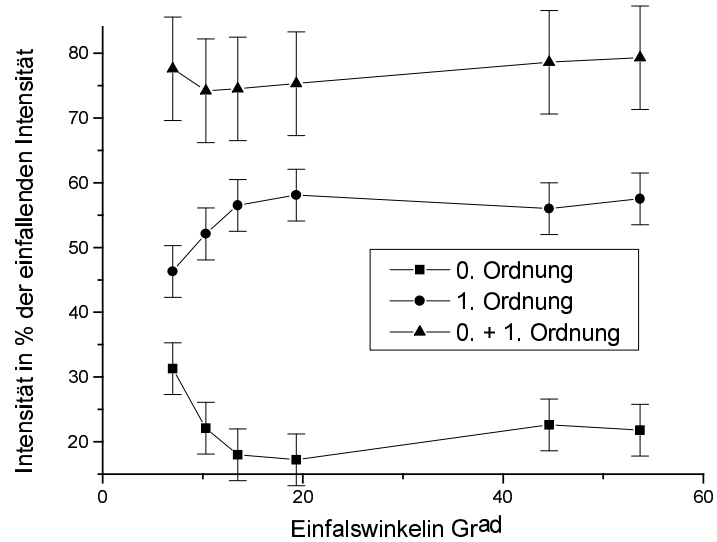


Abbildung 3.8: Intensität in der 0. und 1. Ordnung in Abhängigkeit des Einfallswinkels

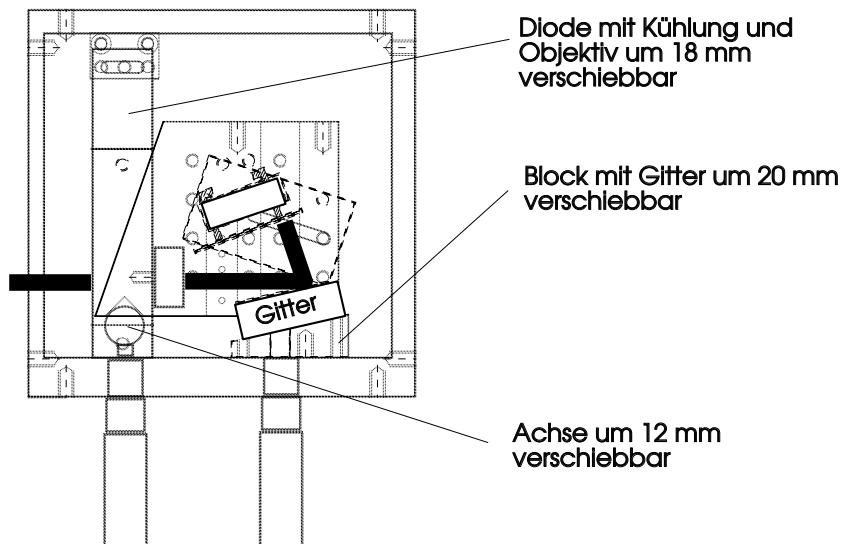


Abbildung 3.9: Ansicht des Littman-Lasers von oben mit Strahlverlauf

ist die Temperaturregelung schnell. Die Laserdiode mit Objektiv und Kühlung ist um  $\pm 9$  mm verschiebbar angeordnet. Das Objektiv (Fa. Rodenstock NA=0.5 f=6.5 mm) ist klemmbar in einem verschiebaren Aluminiumblock befestigt.

- Der drehbare Hebelarm ist prinzipiell wie die Gitterhalterung des Littrow-Lasers aufgebaut, allerdings ist auch die Drehachse mit der Mikrometerschraube verschiebbar.
- Die Spiegelhalterung mit dem Stabilisierungspiezoelement ist auf der unteren Platte des Hebelarms variabel zu befestigen. So kann für Wellenlängen von 600–900 nm und für verschiedene Gittereinfallswinkel die Resonatorlänge jeweils so kurz wie möglich gewählt werden und eine Synchronisation zwischen Resonatorlänge und Wellenlängenselektion erreicht werden (siehe Abb. 3.9).

# Kapitel 4

## Ergebnisse und Vergleich Littrow/Littman-Resonator

### 4.1 Schwellenstrom, differentieller Wirkungsgrad und Laserleistung

Zur Bestimmung des Schwellenstromes wurde bei dem niedrigsten Strom, bei dem noch Moden auf dem FPI-Spektrum-Analysator zu sehen waren, versucht, durch Verkappen und Verdrehen des Gitters wieder die Leistung zu erhöhen. Darauf wurde der Strom wieder bis fast zum Verschwinden der Moden erniedrigt usw., bis keine weitere Stromverminderung mehr möglich war. Dies gelang bei dem Littman-Laser wesentlich besser, weil bei diesem nur eine Wellenlängenselektion durch das Gitter und die Etalonwirkung der Restreflexion stattfindet, während sich bei dem Littrow-Laser noch zusätzlich ein Etalon im Resonator befindet.

Die Änderung des Schwellenstromes durch ein 71 % Neutralfilter im Resonator beträgt  $12.5 \pm 2$  mA. Dadurch ergibt sich die Beziehung

$$\Delta I = -\frac{12.5 \pm 2 \text{ mA}}{\ln(2)} \ln(\text{VF}) \quad (4.1)$$

und

$$\text{VF} = e^{-\frac{\ln(2)}{12.5 \pm 2 \text{ mA}} \Delta I} = e^{-0.055 \pm 0.01 \text{ mA}^{-1} \Delta I} \quad (4.2)$$

für die Änderung des Schwellenstromes bei einem zusätzlichen Verlustfaktor VF im Resonator. Für den Proportionalitätsfaktor zwischen  $\Delta I$  und der

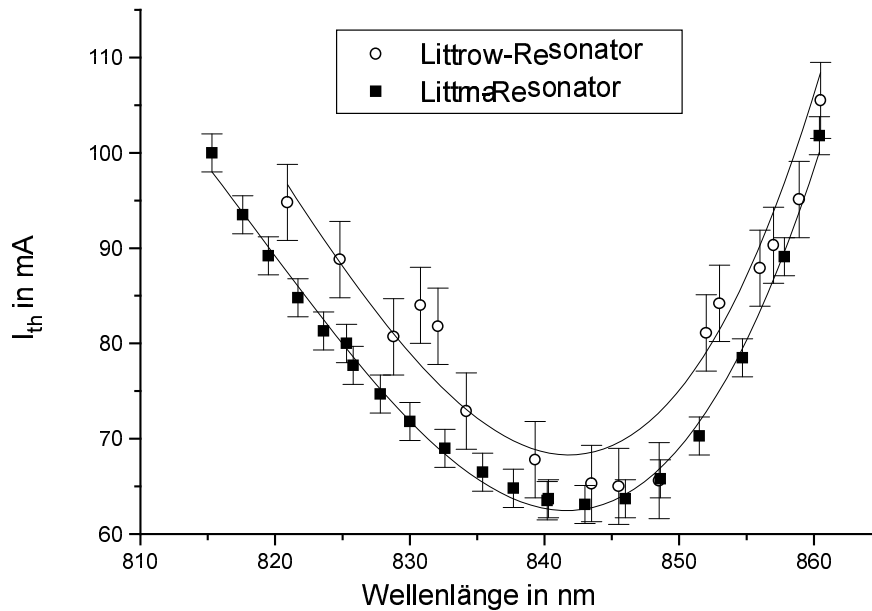


Abbildung 4.1: Schwelldenstrom des Littrow- und des Littman-Lasers im Vergleich

Amplitudenverstärkung  $\Delta G$  ergibt sich:

$$\frac{\Delta G}{\Delta I} = \frac{\ln 2}{2 \times 12.5 \pm 2 \text{ mA}} = 0.028 \pm 0.005 \text{ mA}^{-1}$$

Mit der Abb. 4.2 konnte der differentielle Wirkungsgrad  $\eta$  bei der optimalen Wellenlänge von 840 nm durch eine Regressionsgrade zu  $0.33 \pm 0.02 \text{ mW/mA}$  für den Littman-Laser und zu  $0.24 \pm 0.02 \text{ mW/mA}$  für den Littrow-Laser bestimmt werden. Bei einer Betriebsspannung der Hitachi HLP1400 von  $\approx 1.9 \text{ Volt}$  entspricht das 17 % bzw. 13 % differentiellem Wirkungsgrad und bei 110 mA einem absoluten Wirkungsgrad von 7.5 % bzw. 4.4 %. Bei der Messung wurde sowohl die Auskopplung über das Gitter als auch der Austritt durch die hintere Endfläche der Diode berücksichtigt.

Mit der Beziehung

$$P(\lambda) = \frac{(I - I_{th}(\lambda)) \eta(840 \text{ nm}) I_{th}(840 \text{ nm})}{I_{th}(\lambda)}$$

kann die Ausgangsleistung des Lasers bestimmt werden.

## 4.2 Restreflexion

Bei der Bestimmung des Schwellenstromes ist die Modulation der Schwelle deutlich wahrnehmbar gewesen. So konnte auch der Schwellenstrom mit destruktiver Rückreflexion gemessen werden. In Abbildung 4.4 ist die Differenz des Schwellenstromes zu konstruktiver Rückreflexion aufgetragen. Wenn  $r_{ext}$  bekannt ist, kann aus Gleichung 4.2 und der maximalen und minimalen Schwelle (Gleichung 2.6)  $r_{int}$  berechnet werden. Für  $R_{ext} = r_{ext}^2$  ergibt sich aus der Effizienz des Gitters von  $\approx 55\%$  und der Rückreflexion des Aluminiumspiegels von  $\approx 88\%$  ein Wert von  $\approx 27\%$ .

Auch bei optimaler Justage des Objektivs kann von diesem Wert aber nicht alles in die Diode eingekoppelt werden. Mit dem Schwellenstrom der Diode vor der Entspiegelung (55 mA), dem niedrigsten Schwellenstrom des Littman-Lasers (63.5 mA) und der Reflexion vor der Entspiegelung (30 %) kann das tatsächliche  $R_{ext}$  zu  $19 \pm 3\%$  bestimmt werden. Bei der Einkopplung in die Diode entstehen also Verluste von ca. 30 %.

Die Restreflexion wird durch den Ausdruck

$$r_{int} = r_{ext} \left( \frac{1 - VF}{1 + VF} \right)$$

mit

$$VF = e^{-0.055 \pm 0.01 \text{ mA}^{-1} \Delta I}$$

beschrieben und ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

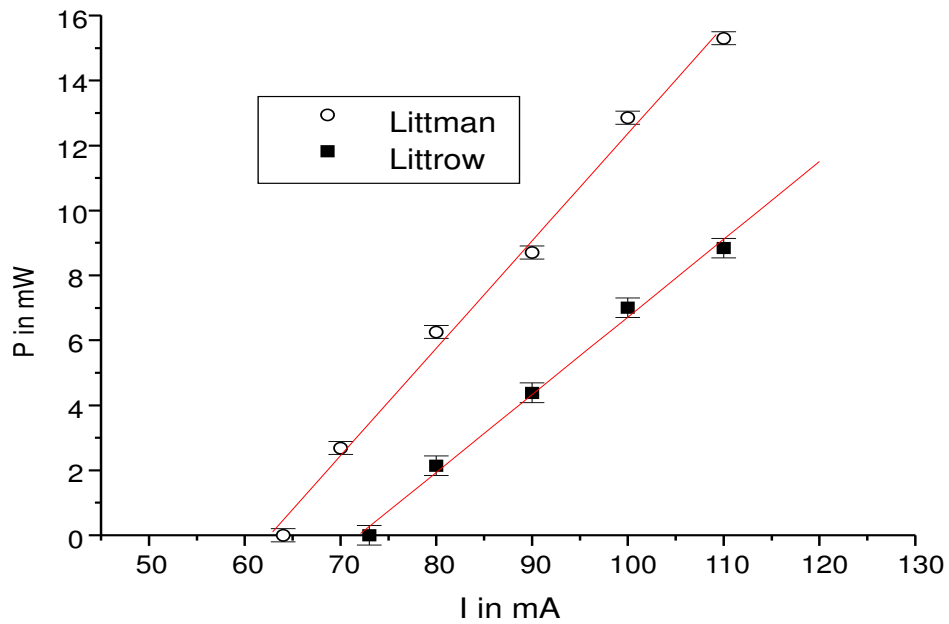


Abbildung 4.2: Differentieller Wirkungsgrad des Littrow- und des Littman-Lasers im Vergleich

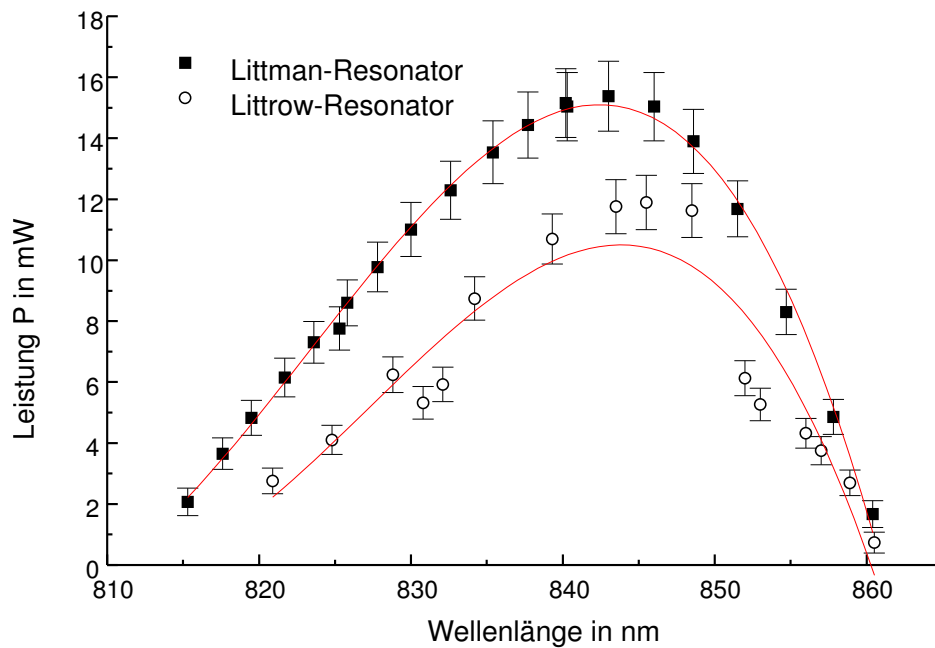


Abbildung 4.3: Gesamtleistung des Littrow- und Littman-Lasers



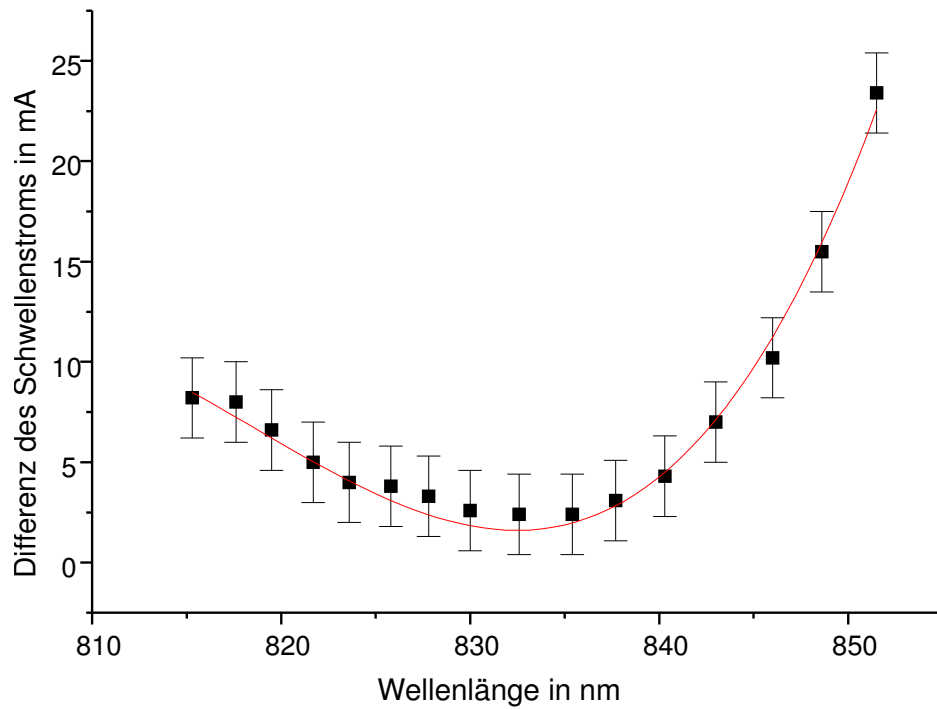
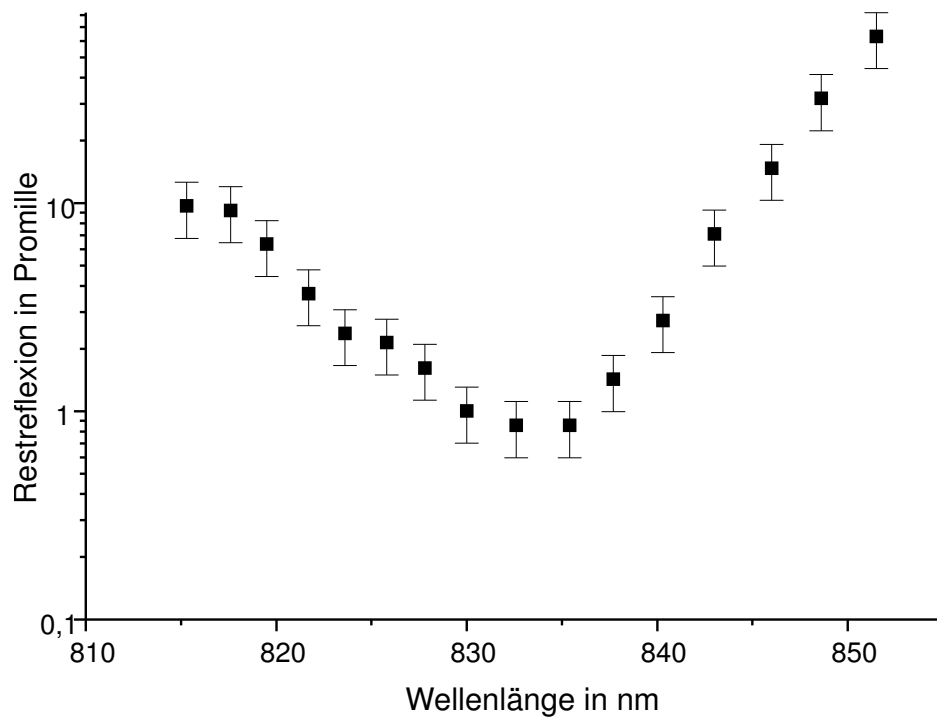
Abbildung 4.4: Differenz des Schwellenstromes durch  $r_{int}$ 

Abbildung 4.5: Restreflexion bei verschiedener Wellenlänge

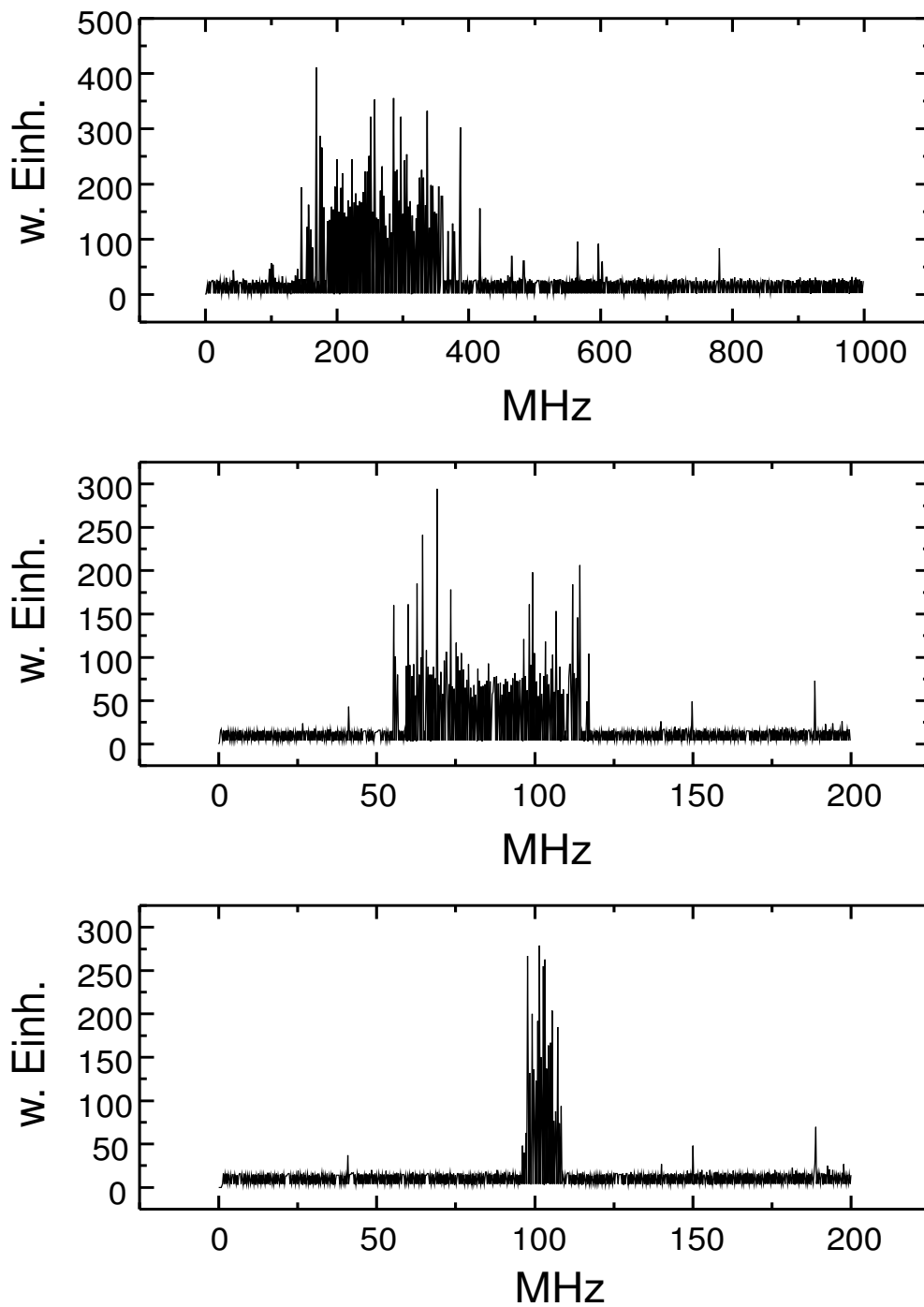


Abbildung 4.6: Spektrum der Schwebungsfrequenz  
a) ohne Stabilisierung  
b) mit Stabilisierung durch P-Regler  
c) mit Stabilisierung durch PI-Regler

### 4.3 Linienbreite

Zur Abschätzung der Linienbreite wurde das Schwebungsfrequenzspektrum zwischen dem Diodenlaser und einem auf nahezu gleiche Frequenz eingestellten Titan-Saphir-Laser gemessen. Die beobachtete Linienform ist theoretisch die Faltung zwischen den Linienprofilen der beiden Laser [OKN80]. Das Schwebungssignal wird mit einer schnellen Photodiode und einem elektronischen Fourier-Spektrum-Analysator R3261 A der Firma Advantest gemessen. In Abb. 4.6 sind die aufgenommenen Spektren gezeigt. Die Form dieser Spektren kann durch eine niederfrequente mechanische Schwingung der Resonatorlänge in der Größenordnung von 100 Hz erklärt werden. Während der Meßzeit des Analysators (5 sec für 700 Meßpunkte) hat sich die Frequenz der Laserlinie durch die mechanische Schwingung um mehr als die Linienbreite verschoben, so daß entweder ein Signal nahe der Null gemessen wurde oder über die ganze Linie integriert wurde. Es konnte keine Meßzeit des Analysators gefunden werden, bei der mit genügendem Signal-Rausch-Verhältnis eine Linienform zu erkennen war. Der Frequenzbereich des Schwebungssignals entspricht der mechanischen Schwingung der Resonatorlänge. Diese Schwankung nimmt durch die Stabilisierung stark ab und wird weiter verringert durch das Zuschalten des I-Reglerteils. Für die Linienbreite kann somit nur mit Abb. 4.6 c) abgeschätzt werden, daß gilt  $\Delta\nu \ll 10$  MHz.

### 4.4 Strahlverläufe im Littman-Resonator

Überraschenderweise zeigten sich bei der ersten Inbetriebnahme des Littmanlasers zwei Streulichtpunkte auf dem Gitter beim Betrachten mit der IR-Kamera. Außerdem war der Schwellenstrom etwas höher als erwartet. Eine nähere Untersuchung zeigte, daß Lasertätigkeit bei sehr verschiedenen Spiegelwinkeln mit unterschiedlicher Schwelle erfolgen konnte. Es zeigte sich, daß der Strahlverlauf sich von dem „original“ Littman-Strahlverlauf unterscheiden konnte. Nachfolgend sind alle Anordnungen, mit denen die Laserschwelle erreicht werden konnte, schematisch mit gemessenem Winkel  $\alpha$  zwischen Spiegel und Gitter und dem Schwellenstrom  $I_{th}$  dargestellt. In allen Fällen ist die Wellenlänge  $\approx 840$  nm und der Einfallswinkel  $\vartheta = 77^\circ$ . Das

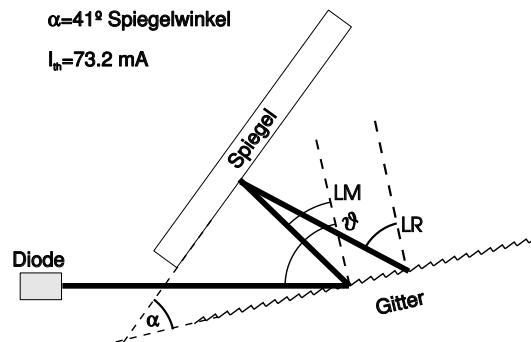
Gitter besitzt 1800 L/mm und es ergibt sich für die verwendeten Abkürzungen:

LM : Littman-Ausfallswinkel ( $32.5^\circ$ )

LR : Littrow-Winkel ( $49.1^\circ$ )

Mit diesen Werten wurde jeweils der Spiegelwinkel berechnet.

1)

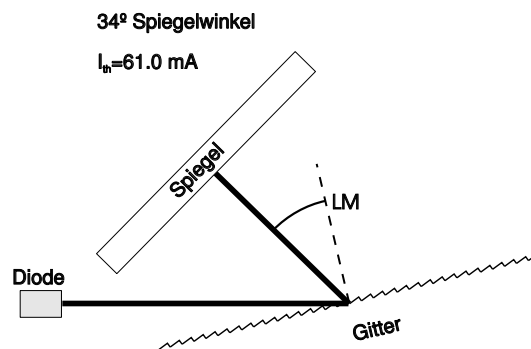


Der Strahl läuft mit LM zum Spiegel und von dort wieder mit LR zum Gitter, welches als Littrow-Gitter das Resonatorende ist.

$$\angle_{Spiegel} = \frac{LR + LM}{2} = 40.8^\circ$$

Der gemessene Schwellenstrom beträgt  $I_{th} = 73.2 \pm 1$  mA.

2)

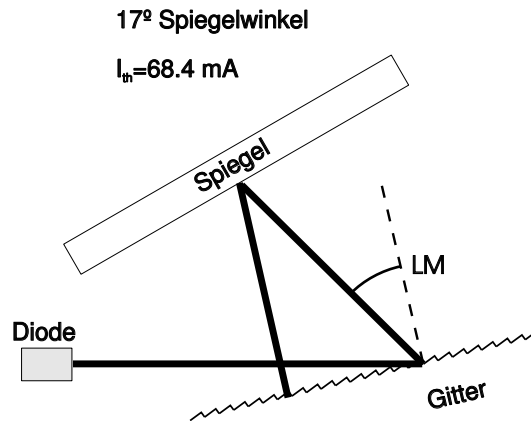


Der Strahl läuft mit LM zum Spiegel, der das Resonatorende ist.

$$\angle_{Spiegel} = LM = 32.5^\circ$$

Dies ist der ursprüngliche Littman-Strahlverlauf mit  $I_{th} = 61 \pm 1$  mA.

3)

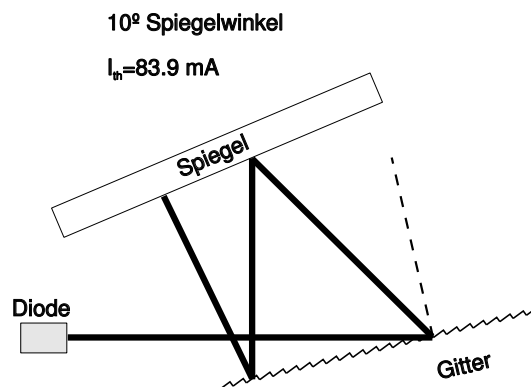


Der Strahl läuft mit LM zum Spiegel und von dort senkrecht auf das Gitter, welches das Resonatorende ist und als Spiegel wirkt.

$$\angle_{\text{Spiegel}} = \frac{LM}{2} = 16.3^\circ$$

Die Änderung der Wellenlänge bei Drehung des Spiegels ist hier doppelt so groß wie bei 2).  $I_{th}$  beträgt  $68.4 \pm 1$  mA

4)

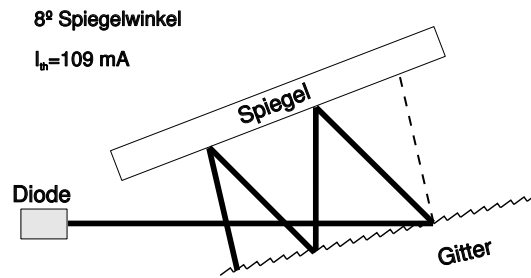


Der Strahl läuft mit LM zum Spiegel und von dort auf das Gitter, an dem er zum Spiegel reflektiert wird (0. Ordnung), der das Resonatorende ist.

$$\angle_{\text{Spiegel}} = \frac{LM}{3} = 10.8^\circ$$

Analog zu 3) ändert sich die Wellenlänge hier dreimal so weit wie bei 2) bei einem Schwellenstrom von  $83.9 \pm 1$  mA.

5)



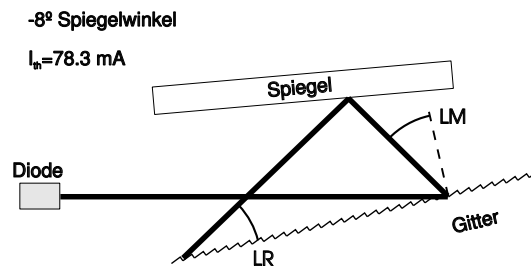
Der Strahl läuft wie bei (3.), aber mit einer zusätzlichen Reflexion am Spiegel und am Gitter.

$$\angle_{\text{Spiegel}} = \frac{LM}{2} = 8.1^\circ$$

$$I_{th} = 109 \pm 1 \text{ mA}$$

Durch Drehung des Spiegels wird hier die vierfache Wellenlängenänderung gegenüber 2) erreicht.

6)



Der Strahl läuft mit LM zum Spiegel und von dort wieder mit  $-LR$  zum Gitter, das das Resonatorende ist.

$$\angle_{\text{Spiegel}} = \frac{LR + LM}{2} = -8.3^\circ$$

$I_{th}$  beträgt hier  $78.3 \pm 1$  mA. Im Gegensatz zu (1.) subtrahieren sich hier die Dispersion des Littrow- und des Littman-Übergangs. Die Wellenlängenselektion ist also schlechter als in allen anderen Fällen. Dies erklärt auch, daß kein single-mode Betrieb mit diesem Strahlverlauf möglich war.

In der folgenden Tabelle sind die berechneten Werte für die Winkel des Spiegels bei dem angenommenen Strahlverlauf und die gemessenen Winkel gegenübergestellt. Der gemessene zusätzliche Verlustfaktor ist aus der Differenz des Schwellenstromes und der Gleichung 4.2 bestimmt. Zur Berechnung dieser Verluste wurde die Reflexion am Spiegel mit 88 %, am Gitter mit 70 % und die Effektivität des Gitters als Littrow-Gitter mit 60 % angenommen.

	ϕ zwischen Gitter und Spiegel		Zusätzliche Verluste gegenüber (2.)	
	berechnet	gemessen	berechnet	gemessen
1.	40.8 °	41±2 °	0.46	0.51±0.11
2.	32.5 °	34±2 °	1.00	1
3.	16.3 °	17±2 °	0.54	0.66±0.08
4.	10.8 °	10±2 °	0.33	0.28±0.09
5.	8.1 °	8±2 °	0.21	0.07±0.04
6.	-8.3 °	-8±2 °	0.46	0.38±0.12

Für alle Strahlverläufe außer 6) kann die Bedingung für synchrones Durchstimmen aus Abschnitt 2.2.4 erfüllt werden, wenn die Drehachse in der Ebene des Spiegels, des Gitters und der nicht entspiegelten Diodenendfläche liegt. Dies ist praktisch aber sehr schwierig, weil bei 3)–5) durch den kleinen Spiegelwinkel der Abstand zwischen Gitter und Spiegel sehr klein wird.

## 4.5 Kontinuierliches Durchstimmen

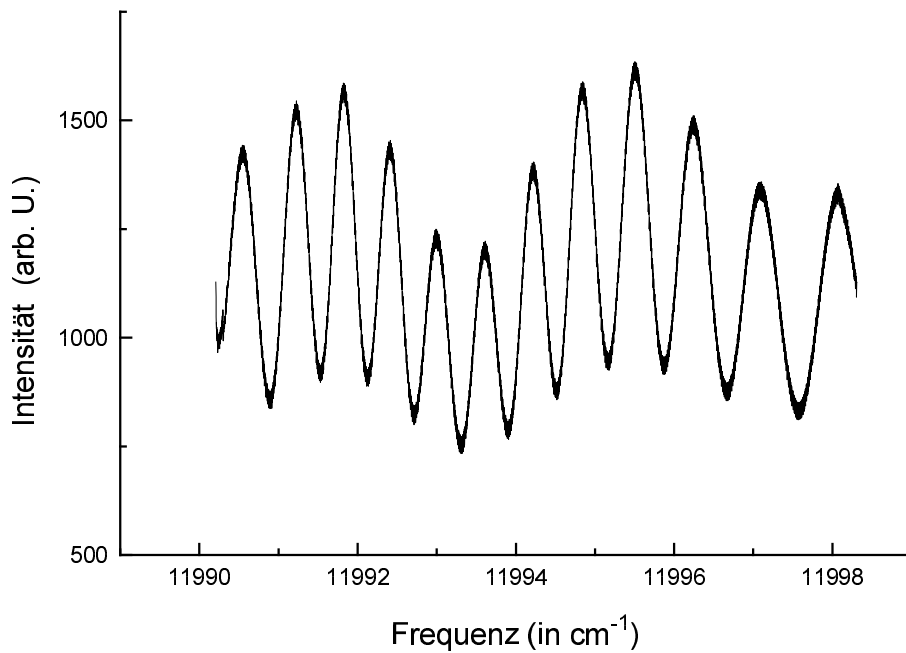


Abbildung 4.7: Kontinuierliches Durchstimmen über 240 GHz

Der maximal mögliche Durchstimmbereich ist durch den Verstellweg des Piezoelementes, welches den Hebelarm dreht, begrenzt. Dieser Bereich von 240 GHz konnte aber ohne Modensprünge durchfahren werden. Dies wurde mit dem Transmissionssignal eines 20 GHz Etalons und durch Beobachten des FPI-Spektrum-Analysators überwacht. Außerdem wurde zur Kontrolle die Wellenlänge am Anfang und am Ende gemessen.



## 4.6 Modensprünge

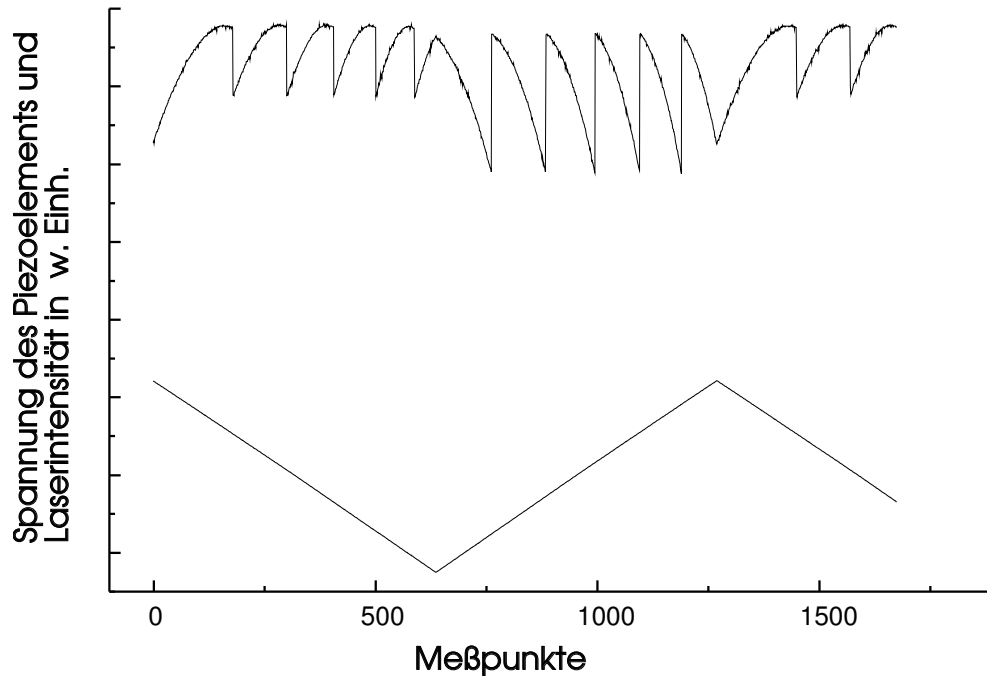


Abbildung 4.8: Intensitätsänderung durch Modensprünge bei Änderung der Resonatorlänge

Während der Arbeit mit dem Laser ist aufgefallen, daß das Modensprungsverhalten unsymmetrisch ist. Bei einem Sprung zu einer höheren Modenzahl erfolgt vor dem Sprung eine Intensitätsabnahme und der Sprung erfolgt zu höherer Intensität. Bei einem Sprung zu einer niedrigeren Modenzahl nimmt die Intensität vor dem Sprung zu und der Sprung erfolgt zu tieferer Intensität. Dieses Phänomen ist durch die Kopplung zwischen Verstärkung und Brechungsindex im Halbleiter zu erklären. Die Meßwerte in Abbildung 4.8 wurden gewonnen, indem mit dem Analog-Digital-Wandler das Signal einer Photodiode aufgezeichnet wurde, während ein ebenfalls aufgezeichnetes Dreieckssignal (Periode  $\approx 2$  sec) an das Piezoelement zur Stabilisierung angelegt wurde.

In [ZTC87] wird dieses Verhalten für interne Modensprünge ( $\approx 140$  GHz) der Laserdiode bei einer Änderung der Wellenlänge durch ein Gitter im externen Resonator erklärt. Dabei ist die Wellenlängenselektion durch das Gitter sehr eng im Vergleich zum internen Modenabstand der Diode. Die hier beobachteten Sprünge sind aber Sprünge im gesamten Resonator ( $\approx 2$  GHz) und die Selektion des Gitters ( $\approx 10$ – $20$  GHz) ist sogar größer als der Modenabstand. Interferenzeffekte zwischen  $r_{int}$  und  $r_{ext}$  spielen also nur eine geringfügige Rolle und es wird nur der Einfluß des Gitters auf die Schwellenverstärkung berücksichtigt.

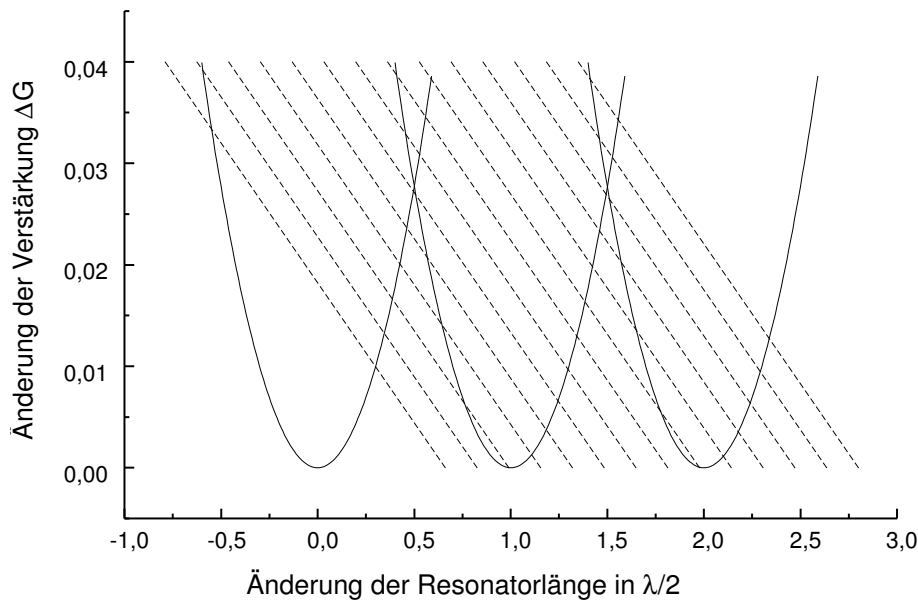


Abbildung 4.9: Schwellenverstärkung ohne Brechungsindexkopplung

Die Abbildung 4.9 zeigt die Schwellenverstärkung gegenüber der Resonatorlänge bei einer Wellenlängenselektion durch ein Gitter ohne Berücksichtigung der Brechungsindexkopplung. An den Schnittpunkten der Kurven besitzen zwei benachbarte Moden die gleichen Verluste, an diesen Punkten wird ein Modensprung stattfinden. Unter Berücksichtigung der Brechungsindexkopplung verkürzt sich aber die optische Resonatorlänge bei einer Zunahme der Verstärkung (gestrichelte Linien).

In der Abbildung 4.10 sind die Schwellenströme der möglichen Moden

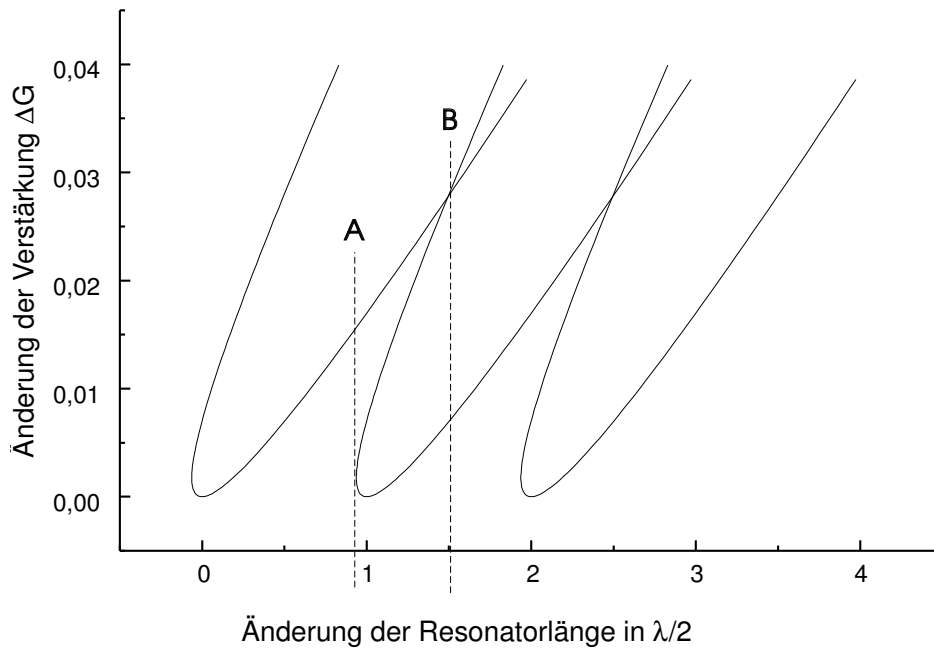


Abbildung 4.10: Schwellenverstärkung mit Brechungsindexkopplung

bei einer bestimmten Resonatorlänge gezeigt. Die Kurven wurden mit einem Henryfaktor  $H_\alpha=3$ , einer Resonatorlänge von 7.5 cm und einer Halbwertsbreite der Wellenlängenselektion, die dem Fünffachen des Modenabstandes ( $\approx 5 \times 2$  GHz) entspricht, gerechnet. Es ist zu erkennen, daß Modensprünge nicht mehr unbedingt an den Schnittpunkten der Kurven auftreten müssen. Wird der Resonator verkürzt, die Sprünge erfolgen also zu einer niedrigeren Modenzahl, ist der Laser an der Stelle A gezwungen, zu einer Mode mit höheren Verlusten und höherer Verstärkung zu springen. Dabei wird die Intensität abnehmen.

Wird der Resonator dagegen verlängert, findet der Sprung ohne eine Störung nicht bei A statt, weil die Konkurrenzmode erst durch eine Brechungsindexänderung entsteht. Erst an der Stelle B entsteht für den Laser eine Konkurrenzmode mit geringeren Verlusten bei gleichem Brechungsindex, durch die ein Modensprung ausgelöst werden kann. Dadurch ist ein bistabiler Betrieb in diesem Bereich möglich.

Da eine Erniedrigung der Verstärkung proportional zu einer Intensitäts-

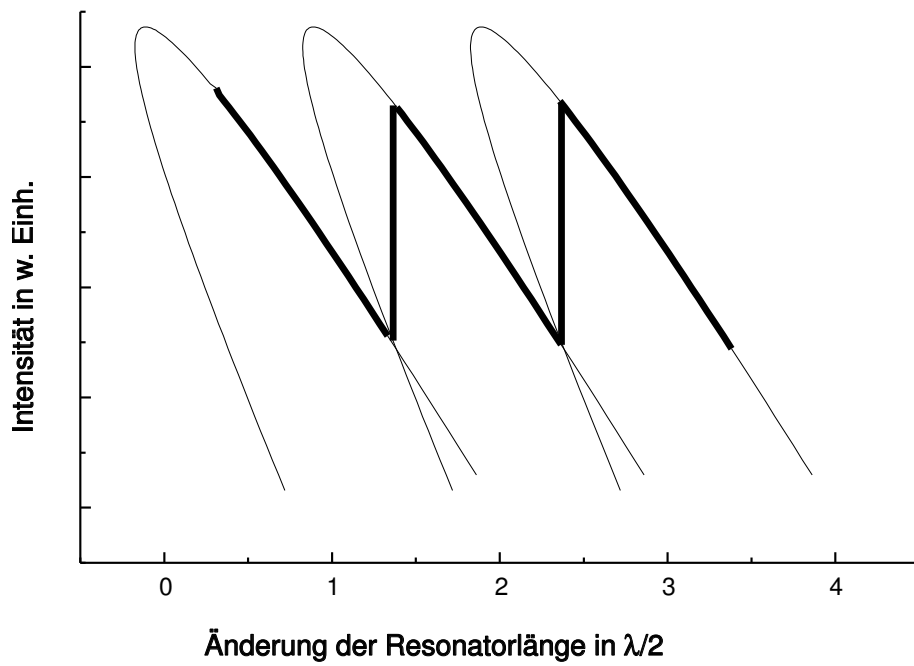


Abbildung 4.11: Sprünge zu höherer Modenzahl

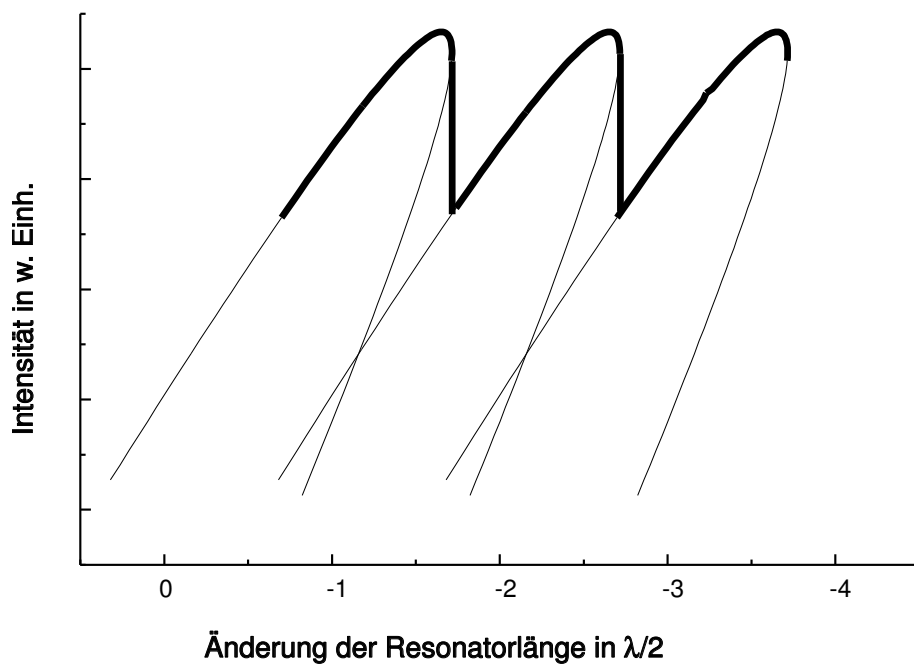


Abbildung 4.12: Sprünge zu niedriger Modenzahl

zunahme ist, kann aus der Abbildung 4.10 qualitativ auf den Verlauf der Intensität bei einer Resonatorverlängerung (Abb. 4.11) und Verkürzung (Abb. 4.12) geschlossen werden.

## 4.7 Versuche mit anderen Laserdioden

Außer mit der Hitachi Laserdiode HLP1400 wurden noch Versuche mit der Sharp LT016 und einer ZAS-877/2 des russischen Ångström Instituts in Moskau unternommen. Die Sharp-Laserdiode ist nur auf  $\approx 9\%$  entspiegelt, so daß ein kontinuierliches Durchstimmen nur durch Rückkopplung kaum möglich ist. Durch gleichzeitige Temperaturänderung gelang es aber modensprungfrei 80 GHz zu erreichen.

Die zur Verfügung stehenden russischen Laserdioden wiesen sehr unterschiedliche Entspiegelungen und Ausgangsleistungen auf. Mit einer Diode war es möglich, zwischen 830 und 908 nm Lasertätigkeit festzustellen. Leider oszillierte die Diode sehr häufig auf mehreren Moden, so daß ein kontinuierliches Durchstimmen auch über kurze Bereiche nicht möglich war.



# Kapitel 5

## AM/PM Spektroskopie

Das Ziel der amplituden- und phasenmodulierten Absorptionsspektroskopie gegenüber einer normalen Absorptionsmessung ist es, möglichst nahe an ein nur durch Quantisierungsrauschen begrenztes Signal-Rausch-Verhältnis zu gelangen. Dieses ist erreicht, wenn die konstanten und direkt intensitätsabhängigen Rauschanteile klein gegen den Anteil des  $\sqrt{I}$ -abhängigen Rauschens sind. Eine weitere Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses ist nur noch durch eine Erhöhung der Intensität möglich. Für kleine Absorption  $\alpha L$  gilt für das Signal-Rausch-Verhältnis:

$$\frac{S}{N} = \frac{\alpha L P}{[N_e^2 + ((a + b)\sqrt{P})^2 + (N_s P)^2]^{\frac{1}{2}}}$$

- $P$  : Eingestrahlte Leistung
- $N_e$  : Rauschen des Detektors
- $N_s$  : Rauschen des Lasers
- $b$  : Schrotrauschen des Detektors
- $a$  : Photonenrauschen  $a \ll b$

Die Rauschanteile  $N_e$  und  $N_s$  nehmen mit zunehmender Frequenz ab. Durch eine Detektion auf einer genügend hohen Frequenz kann sich dem nur durch Quantisierungsrauschen begrenzten  $\frac{S}{N}$ -Verhältnis genähert werden. In diesem Kapitel wird kurz der experimentelle Aufbau und das Prinzip der AM/PM Spektroskopie beschrieben. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [Ker93] und [GKD94]. Außerdem werden kurz die Ergebnisse am  $C_2D_2$  vorgestellt, die in [GWRD95] veröffentlicht sind.

## 5.1 Experimenteller Aufbau

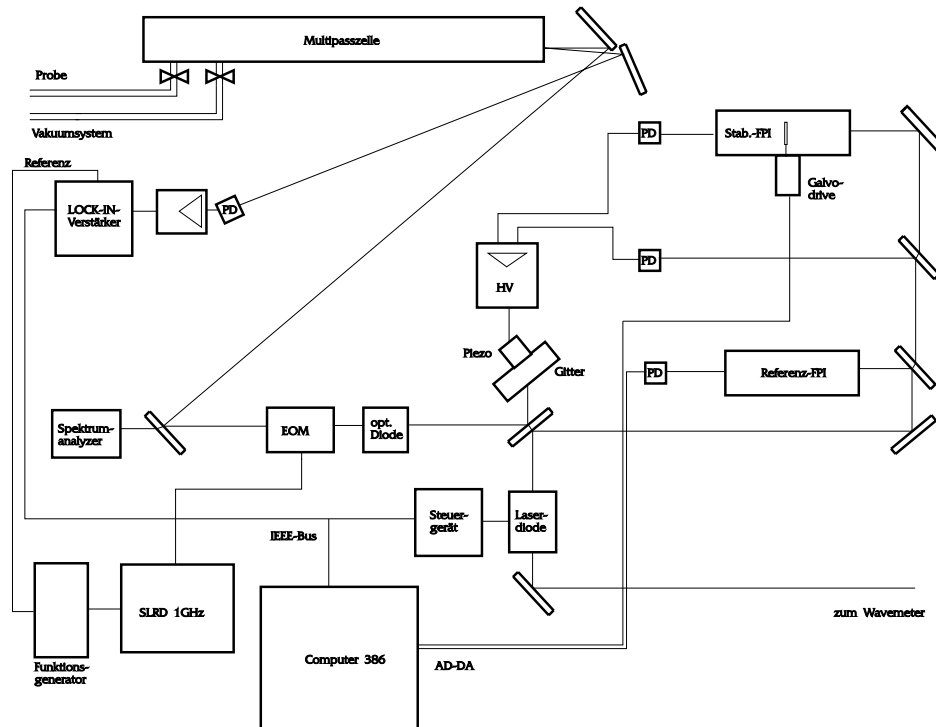


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der AM/PM-Spektroskopie [Ker93]

Der Laserstrahl durchläuft nach dem Verlassen des Lasersystem folgende Komponenten:

- Die optische Diode, sie verhindert Rückreflexe in den Laser.
- Das justierbare Polfilter, das eine Restamplitudenmodulation durch Doppelbrechung im Kristall des EOM verhindern soll.
- Den EOM, den elektrooptischen Modulator aus Lithiumtantalat. ( $\text{LiTaO}_3$ )
- Umlenkspiegel, wobei der durchgehende Teilstrahl an einem Spiegel für einen FPI-Spektrum-Analysator mit 2 GHz freien Spektralbereich verwendet wird.



- Die Multipasszelle mit 70 Durchläufen bei einem Spiegelabstand von 95.4 cm (entspricht einer gefalteten Wegstrecke von 66.8 m). Sie besitzt dielektrische Spiegel mit einer Reflexion von 99.8 %, so daß ohne Absorption noch  $\approx 87$  % des einfallenden Lichts die Zelle wieder verlassen.
- Die Photodiode, die das Eingangssignal für den Lock-In-Verstärker liefert.

Der Rechner steuert bei der Aufnahme eines Spektrums die Laserfrequenz und zeichnet das Meßsignal, das Signal eines Markierungs-FPI's und das Signal eines 20 GHz Etalons auf, um Modensprünge zu erkennen. Außerdem wird am Anfang und am Ende die Wellenlänge gemessen und gespeichert.

## 5.2 Prinzip der AM/PM Spektroskopie

An den EOM wird eine amplitudenmodulierte Radiofrequenz angelegt.

$$\begin{aligned} U(t) &= U_0(1 + m \cos \Omega t) \sin \omega_{rf} t \\ &= U_0 \left[ \sin \omega_{rf} t + \frac{m}{2} \sin(\omega_{rf} + \Omega)t + \frac{m}{2} \sin(\omega_{rf} - \Omega)t \right] \end{aligned}$$

- $\omega_{rf}$  : Radiofrequenz (500-1000 MHz)
- $\Omega$  : Modulationsfrequenz ( $\leq 120$  KHz)
- $m$  : Modulationsgrad

Wenn dieses Signal an den EOM angelegt wird bewirkt es eine Phasenverschiebung von  $\Phi(t) = \eta U(t)/U_0$ , wobei der Modulationsindex  $\eta$  von den Kristalleigenschaften und der Amplitude  $U_0$  abhängt. Für das Laserfeld  $E_1(t)$  vor dem Modulator gilt

$$E_1(t) = E_0 e^{i\omega_L t}$$

Nach Durchgang durch den Modulator kann es geschrieben werden als

$$\begin{aligned} E_2(t) &= E_0 e^{i[\omega_L t + \Phi(t)]} \\ &= E_0 e^{i\omega_L t} e^{i\eta \left[ \sin \omega_{rf} t + \frac{m}{2} \sin(\omega_{rf} + \Omega)t + \frac{m}{2} \sin(\omega_{rf} - \Omega)t \right]} \end{aligned}$$

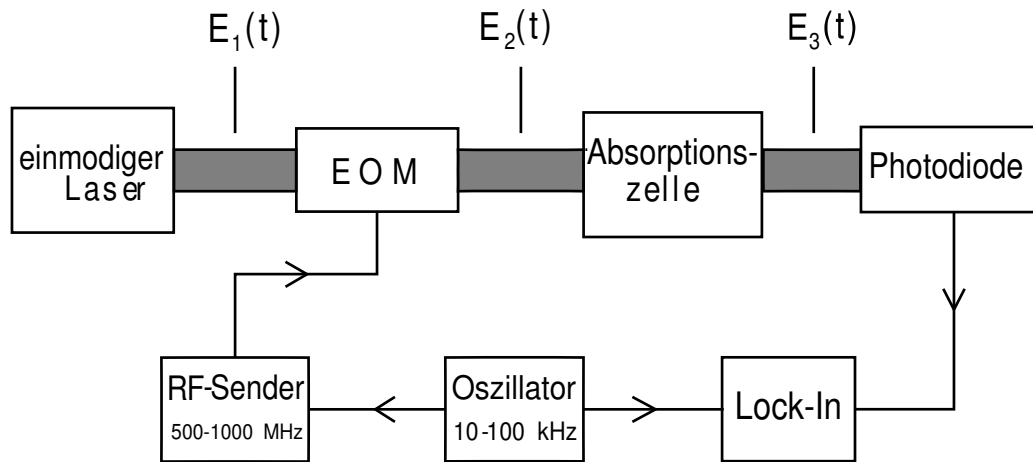


Abbildung 5.2: Block-Diagramm des AM/PM-Spektrometers [Ker93]

Mit der Beziehung

$$e^{ix \sin y} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(x) e^{iny}$$

kann  $E_2(t)$  in eine Fourier-Reihe entwickelt werden, deren Koeffizienten von den Besselfunktionen  $J_n$  abhängen. Es ergibt sich ein Frequenzspektrum (Abb. 5.3), bei dem um die Laserfrequenz  $\omega_L$  Seitenbänder im Abstand  $\omega_{rf}$  angeordnet sind, die wiederum Seitenbänder im Abstand  $\Omega$  besitzen. Bei den typischen Werten für  $m = 0.8$  und  $\eta = 1.2$  ist der Beitrag der höheren Seitenbänder vernachlässigbar. Nach Durchlaufen der Multipass-Zelle wird die Änderung durch Absorption und Dispersion beschrieben durch

$$E_3(t) = E_2(t) e^{-\delta_p - i\phi_p}$$

wobei  $\delta_p = \frac{1}{2} L \alpha(\omega_L + p\omega_{rf})$  die Absorption auf der Frequenz  $\omega_L + p\omega_{rf}$  der  $p$ -ten Seitenbandgruppe und  $\phi_p = n(\omega_L + p\omega_{rf})L/c$  die Phasenverschiebung durch die Dispersion in der Probe ist. Weil die Frequenz  $\Omega$  klein im Verhältnis zu einer Doppler-verbreiterten Linie ist, kann für eine Seitenbandgruppe die gleiche Absorption und Dispersion angenommen werden.

Unter Berücksichtigung nur der ersten Seitenbandgruppe und der Näherung für schwache Absorption  $e^{-\delta_p} \approx 1 - \delta_p$  ergibt sich für das Signal

$$I(t)|_{\Omega} = mI_0[\eta^2(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_{-1})]$$

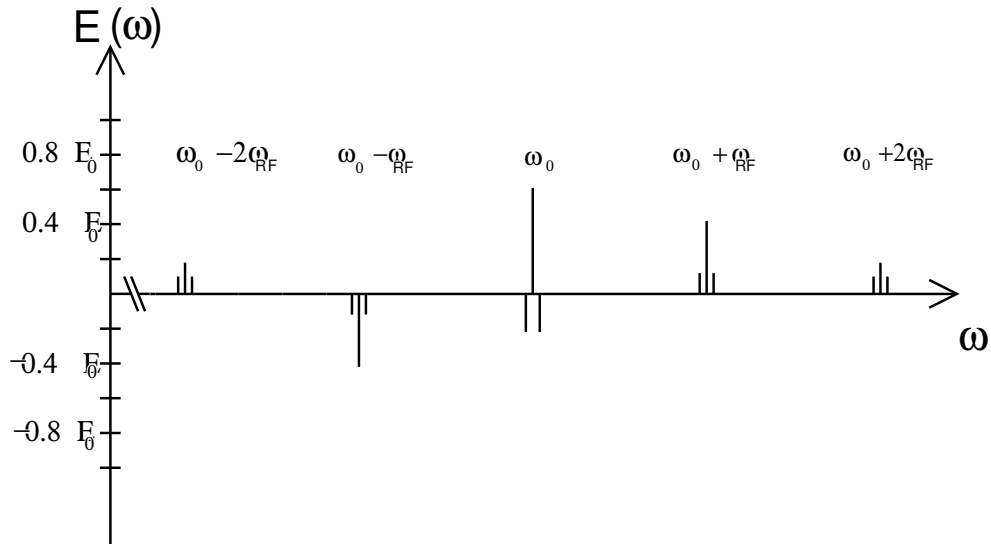
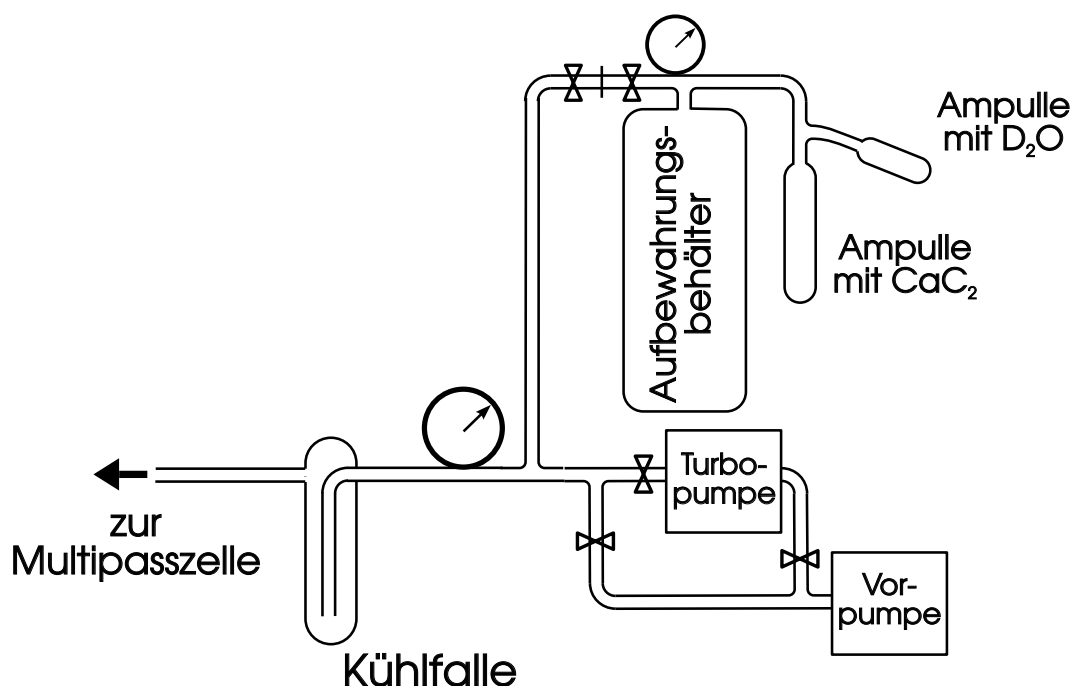


Abbildung 5.3: Frequenzspektrum nach Durchgang durch den EOM  
[Ker93]

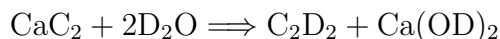
Dies entspricht einem Signal, das einen ähnlichen Verlauf hat wie die zweite Ableitung der Absorption.

### 5.3 Erzeugung von $C_2D_2$

Der Kauf des reinen Azetylen-Isotops  $C_2D_2$  wäre extrem teuer gewesen, so daß versucht wurde, dieses Gas selbst in ausreichender Reinheit herzustellen. Zur Erzeugung von deuteriertem Azetylen wurde dieselbe Reaktion verwendet, die z.B. auch in Grubenlampen zur Azetylerzeugung benutzt wird. Calciumcarbid wird mit Wasser in Verbindung gebracht, wobei in einer exothermen Reaktion Azetylen und Calciumhydroxid bzw. gelöschter Kalk entsteht. Das Wasser wird allerdings durch schweres Wasser mit einem Rein-

Abbildung 5.4: Aufbau zur Erzeugung des  $C_2D_2$ 

heitsgrad von 99.85 % ersetzt.

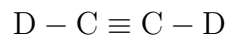


Nach einigen Versuchen wurde das folgende Verfahren gewählt. Der in Abb. 5.4 gezeigte Aufbau wird inklusive der Ampulle für das  $CaC_2$  längere Zeit evakuiert, um normales Wasser möglichst weitgehend zu entfernen. Danach wird der Aufbewahrungsbehälter mit Argon auf einen Druck aufgefüllt, der deutlich über dem Dampfdruck des  $D_2O$  liegt. Darauf wird die Glasampulle mit  $D_2O$  aufgefüllt, so daß die entstehende Menge Azetylen einem Druck von ungefähr 0.5 bar im Aufbewahrungsbehälter entspricht. Der Absperrhahn zwischen den Glasampullen mit  $CaC_2$  und  $D_2O$  wird geöffnet und erst *danach* das schwere Wasser durch Hochbiegen des Schlauches und Schütteln mit dem Calciumcarbid in Verbindung gebracht. Wenn kein Druckanstieg mehr erfolgt, wird der Absperrhahn geschlossen und die Glasampullen entfernt. Jetzt wird die Kühlfalle mit flüssigem Stickstoff befüllt und der andere Absperrhahn am Aufbewahrungsbehälter geöffnet. Das deuterierte Azetylen

friert nun in der Kühlfalle langsam aus. Wenn der Druck nur noch langsam sinkt, wird das restliche Gas, im wesentlichen Argon, aber auch Reste von Stickstoff und Sauerstoff, abgepumpt. Auch wenn diese Gase bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes von 77°K zum Teil schon kondensieren, besitzen sie einen um viele Größenordnungen höheren Dampfdruck als das Azetylen, dessen Siedepunkt unter Normaldruck bei 189°K liegt. Deshalb wird in der Kühlfalle nur Azetylen und  $D_2O$  zurückbleiben, das nicht mit dem Calciumcarbid reagiert hat und verdampft ist. Um das Azetylen in die Multipasszelle gelangen zu lassen, wird nun der Absperrhahn zu den Pumpen geschlossen und der zur Multipasszelle geöffnet. Dabei wird die Kühlfalle *langsam* erwärmt bis der Dampfdruck des Azetylen dem gewünschten Druck in der Absorptionszelle entspricht, aber das gefrorene Wasser noch in der Kühlfalle verbleibt. Wenn der Druck auf den gewünschten Wert in der Zelle angestiegen ist, wird diese abgesperrt.

## 5.4 Ergebnisse am $C_2D_2$

Das  $C_2D_2$  ist ein lineares, vieratomiges Molekül, das 7 ( $3N-5$ ,  $N=4$ ) Schwingungsfreiheitsgrade (Abb. 5.5) besitzt.



Von diesen 7 Schwingungen sind die zwei Knickschwingen entartet. Dies ist durch eine Rotation von 90° um die Molekülachse auch anschaulich.

Das Potential dieser Schwingungen besitzt eine Anharmonizität. Dadurch sind, im Gegensatz zu einem idealen harmonischen Potential, auch Oberton-Übergänge mit  $|\Delta\nu| > 1$  möglich. Diese Übergänge besitzen eine viel geringere Übergangswahrscheinlichkeit als die Grundschiwingung. Außerdem können sich bei Absorption eines Photons unter Beachtung der Auswahlregeln auch mehrere Schwingungszustände ändern. Diese sehr schwachen Übergänge werden Oberton-Kombinations-Schwingungen genannt und können nur mit hochempfindlichen Nachweismethoden wie der AM/PM-Spektroskopie untersucht werden. Ein solcher Übergang ist z.B.  $(31110) \leftarrow (00010)$  mit  $\Delta\nu=5$ . Die einzelnen Ziffern beschreiben das Anregungsniveau der jeweiligen Fundamentalschwingung. Der Übergang erfolgt nicht unbedingt aus dem Grundzustand

heraus, weil die unteren Zustände thermisch besetzt sein können (hot bands). Bei der Beobachtung der Banden unterscheidet man P, Q und R-Zweige, die bei einem Schwingungsübergang einer Änderung der Rotationsquantenzahl

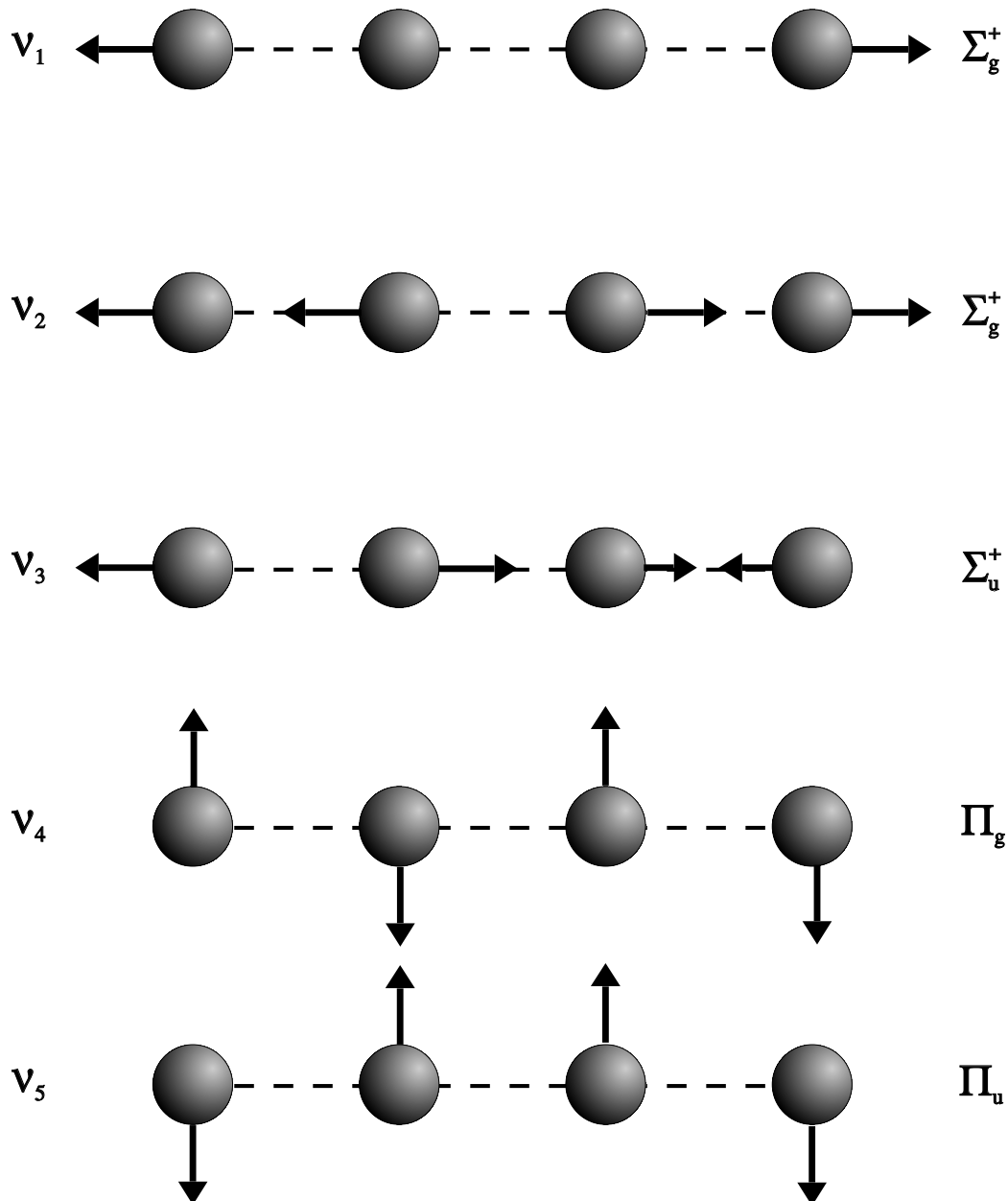


Abbildung 5.5: Fundamentalschwingungen des  $C_2D_2$

$J$  um  $\Delta J = -1, 0$  und  $+1$  entsprechen. Für die Energie dieser Übergänge gilt mit den Rotationskonstanten des oberen Zustandes  $B', D'$ , des unteren Zustandes  $B'', D''$  und der Drehimpulsquantenzahl der Knickschwingung  $l$  mit  $\Delta l = 0$ :

$$\begin{aligned}
 P(J) &= \nu_0 + B'[J(J-1) - l^2] - D'[J(J-1) - l^2]^2 \\
 &\quad - B''[J(J+1) - l^2] + D''[J(J+1) - l^2]^2 \\
 Q(J) &= \nu_0 + (B' - B'')[J(J+1) - l^2] - (D' - D'')[J(J+1) - l^2]^2 \\
 R(J) &= \nu_0 + B'[(J+1)(J+2) - l^2] - D'[(J+1)(J+2) - l^2]^2 \\
 &\quad - B''[J(J+1) - l^2] + D''[J(J+1) - l^2]^2
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Zur Bestimmung der Rotationskonstanten wird die Methode der Kombinationsdifferenzen verwendet, bei der die experimentellen Werte für die Ausdrücke

$$\begin{aligned}
 R(J) - P(J) &= B'(4J+2) + \\
 &\quad D' \left[ [(J+1)(J+2) - l^2]^2 - [J(J-1) - l^2]^2 \right] \\
 R(J-1) - P(J+1) &= B''(4J+2) + \\
 &\quad D'' \left[ [(J+1)(J+2) - l^2]^2 - [J(J-1) - l^2]^2 \right]
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

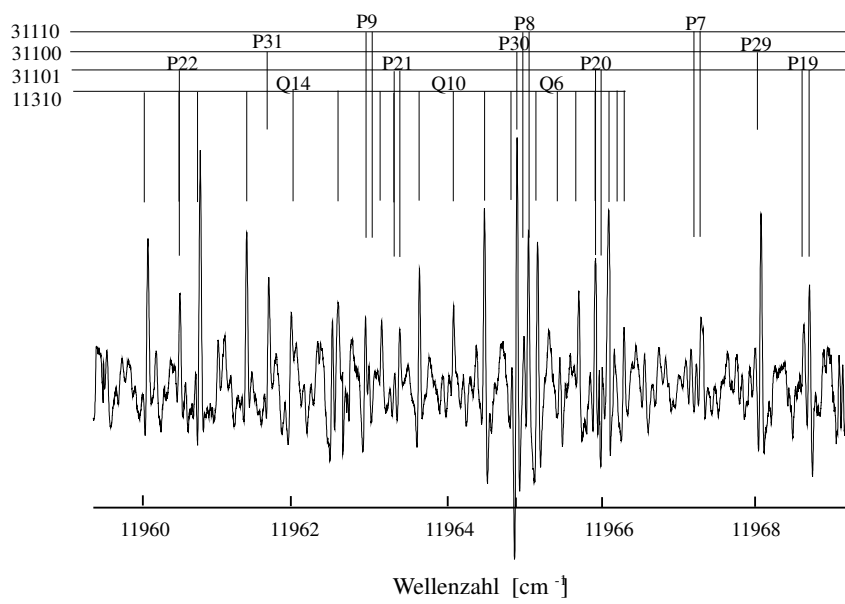
bestimmt werden. Dies hat den großen Vorteil, daß im ersten Ausdruck nur noch die Rotationskonstanten des oberen Zustandes und im Zweiten nur die Rotationskonstanten des unteren Zustandes enthalten sind. Der Grundzustand konnte mit den so ermittelten Rotationskonstanten zugeordnet werden und die Bestimmung der übrigen Konstanten mit den jetzt aus der Literatur genau bekannten Rotationskonstanten des unteren Niveaus vorgenommen werden. Mit den Formeln 5.1 und den Rotationskonstanten des oberen Übergangs aus 5.2 kann jetzt die Energie  $\nu_0$  des Schwingungsübergangs ermittelt werden.

Ein Ausschnitt des  $C_2D_2$ -Spektrums mit der Zuordnung der Linien zeigt Abb. 5.6. Die neu zugeordneten Banden sind in Tab. 5.1 aufgeführt. Die Wellenzahlen aller Linien sind im Anhang A aufgeführt.

upper level	lower level	$\nu_0$	B'	D'	lines
00510	00010	11875.022	0.82913 (e)	7.96E-7	30
		11875.022	0.82579(f)	6.89E-7	26
00501	00001	11877.980	0.82913 (e)	6.10E-7	26
		11877.995	0.82621(f)	7.76E-7	19
31110	00010	11979.979	0.82395 (e)	9.04E-7	34
		11979.958	0.82780(f)	1.15E-6	31
31101	00001	12009.251	0.82388 (e)	8.72E-7	29
		12009.254	0.82728(f)	8.03E-7	31
20310	00010	12295.2058	0.82299 (e)	8.01E-7	43
		12295.2058	0.82630 (f)	8.45E-7	42
20301	00001	12312.573	0.82299(e)	5.64E-7	38
		12312.565	0.82610 (f)	7.84E-7	36

Tabelle 5.1: ( $\Delta\nu < 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ;  $\Delta B < 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ;  $\Delta D < 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ )



Abbildung 5.6: Spektrum des  $C_2D_2$



# Kapitel 6

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Littrow-Diodenlaser und zum erstenmal ein Diodenlaser mit externem Littman-Resonator aufgebaut, der eine mechanische Synchronisation zwischen Wellenlängenselektion und Resonatorlänge besitzt. Damit konnten Spektren ohne Modensprünge über einen Spektralbereich bis zu 240 GHz aufgenommen werden.

Weiterhin wurde eine ausführliche Modellrechnung über die Eigenschaften eines Lasers mit externem Resonator durchgeführt und eine theoretische Erklärung für das beobachtete, asymmetrische Modensprungsverhalten gefunden. Außerdem wurden die Eigenschaften des Littman-Laser-Systems untersucht und unter anderem mehrere überraschende Strahlverläufe im Resonator gefunden und die Restreflexion der entspiegelten Diode bestimmt. Schließlich wurde noch eine Anwendung dieses Lasers in der Absorptions-Spektroskopie vorgestellt.

Eine Weiterentwicklung des Littman-Laser-Systems könnte in einer Verbesserung der Temperaturregelung liegen, um durch eine Brechungsindexanpassung auch Dioden ohne Entspiegelung oder mit schlechterer Entspiegelung über größere Bereiche kontinuierlich durchstimmen zu können. In einem Test ist dies mit einer Sharp LT016 schon über 80 GHz gelungen.



# Anhang A

## Wellenzahlen der neu zugeordneten $C_2D_2$ Banden

Die Wellenzahlen der Linien in den  $C_2D_2$  Banden sind in  $[cm^{-1}]$  angegeben

J	31110←00010		20301←00001		31101←00001	
	R	P	P	R	R	P
1	–	–	–	12315.816	–	–
	–	–	–	12315.816	–	–
2	–	–	12309.106	12317.367	–	–
	–	–	–	12317.368	–	–
3	–	–	12307.312	–	–	–
	–	–	12307.330	12318.851	–	–
4	–	11987.752	12305.447	–	–	12002.161
	–	–	12305.470	12320.307	–	–
5	–	–	–	–	12018.401	12000.278
	–	11989.146	–	12321.693	12018.446	–
6	11969.064	11990.549	12301.583	–	12019.752	11998.346
	–	11990.500	12301.630	–	12019.811	11998.313
7	11967.089	11991.877	–	–	12021.060	11996.347
	11967.020	11991.803	12299.626	–	12021.124	11996.309
8	11965.055	–	12297.512	12325.593	12022.313	–
	11964.996	11993.074	12297.578	12325.557	12022.39	11994.267
9	11962.968	11994.379	–	12326.782	12023.516	11992.223
	11962.934	11994.267	–	12326.752	12023.604	11992.180
10	11960.830	11995.551	12293.246	12327.927	12024.674	11990.082
	–	11995.431	12293.336	12327.887	12024.772	11990.038
11	11958.646	11996.676	12291.030	12329.011	12025.783	11987.897
	11958.625	11996.537	12291.130	12328.978	12025.888	11987.833
12	11956.421	11997.753	12288.771	12330.054	–	–
	11956.397	11997.596	–	12330.019	12026.952	–
13	–	11998.784	12286.453	12331.045	12027.852	11983.379
	11954.113	11998.621	12286.586	12331.011	–	11983.318
14	11951.807	11999.764	12284.080	12331.978	12028.805	11981.057
	–	11999.569	12284.229	12331.945	–	11980.990
15	11949.422	12000.706	12281.671	12332.871†	12029.715	11978.669
	11949.422	12000.485	12281.828	12332.835	–	11978.631
16	11947.007	–	12279.208	12333.721†	12030.578	11976.230
	–	12001.355	12279.377	–	12030.733	11976.189
17	11944.529	12002.433	–	12334.517†	12031.394	11973.752
	11944.537	12002.164	12276.875	12334.475	12031.56	–
18	11942.017	12003.215	–	12335.327†	–	11971.231
	11942.017	12002.937	–	12335.204	12032.333	11971.161
19	11939.437	12003.956	12271.504	12335.833†	12032.866	11968.659
	11939.464	12003.650	12271.719	12335.875	12033.060	11968.591
20	–	12004.639	–	12336.496†	–	11966.032
	11936.833	12004.319	12269.068	12336.538	12033.741	11965.956
21	11934.135	12005.279	–	12337.076†	12034.125	–
	11934.181	12004.931	12266.394	12337.121	12034.367	11963.290
22	11931.426	12005.870	–	12337.608†	–	–
	11931.480	12005.497	12263.642	12337.658	12034.945	11960.566
23	–	–	12260.498	12338.077	–	–
	–	–	12260.835	12338.151	–	–
24	–	–	12257.631	12338.506	–	–
	11925.917	–	–	12338.574	12035.953	–
25	–	–	12254.710	12338.868	–	–
	11923.067	–	12255.109	–	–	–
26	–	–	12251.752	12339.195	–	–
	11920.144	–	–	–	–	–

J	00510←00010		00501←00001		20301←00001	
	P	R	P	R	R	P
1	-	-	-	-	-	-
	-	-	-	-	-	-
2	-	-	-	11882.821	12300.01	-
	-	-	-	11882.821	-	-
3	-	-	-	11884.335	12301.518	-
	-	-	-	11884.335	12301.491	12289.956
4	-	-	-	-	12302.960	-
	-	-	-	-	12302.937	-
5	-	-	-	11887.247	12304.368	12286.188
	-	-	-	11887.247	12304.313	-
6	-	11885.636	11867.097	11888.635	12305.720	12284.229
	-	11885.685	-	11888.635	12305.664	12284.273
7	11862.196	11886.971	11865.103	11889.968	12307.010	12282.230
	11862.153	11887.025	11865.180	11889.968	12306.949	-
8	11860.178	11888.267	11863.091	11891.272	12308.268	12280.163
	11860.138	11888.327	11863.166	11891.272	12308.198	12280.217
9	11858.113	11889.501	-	-	12309.462	12278.061
	11858.073	11889.567	-	-	12309.379	12278.113
10	11856.026	11890.701	11858.918	11893.729	12310.607	12275.907
	11855.956	11890.778	11859.018	11893.729	12310.520	12275.964
11	11853.875	11891.848	11856.773	11894.881	12311.714	12273.705
	11853.806	11891.929	11856.888	11894.881	12311.621	12273.764
12	11851.680	11892.956	11854.562	11896.010	12312.760	-
	11851.607	11893.041	11854.701	11896.010	12312.652	12271.507
13	-	11894.024	-	11897.073	-	12269.133
	-	11894.120	-	11897.073	12313.633	12269.206
14	11847.160	11895.044	11850.029	11898.105	12314.697	12266.778
	11847.078	11895.148	-	11898.105	12314.574	12266.850
15	-	11896.010	11847.690	11899.090	12315.599	12264.370
	-	11896.130	11847.880	11899.090	12315.459	12264.453
16	11842.469	11896.938	11845.321	11900.020	12316.428	12261.909
	11842.369	11897.073	11845.525	11900.020	12316.287	12261.989
17	11840.055	11897.826	11842.899	11900.909	-	12259.406
	11839.955	11897.952	11843.120	11900.909	12317.067	12259.487
18	11837.593	11898.666	11840.433	-	12317.966	12256.840
	11837.480	11898.797	-	-	12317.796	-
19	11835.083	11899.456	11837.914	-	12318.649	12254.242
	11834.967	11899.601	-	-	-	12254.328
20	-	11900.200	-	-	12319.292	12251.588
	-	-	-	-	12319.106	12251.673
21	-	-	-	-	12319.871	12248.889
	-	-	-	-	12319.685	12248.979
22	-	-	-	-	12320.417	12246.131
	-	-	-	-	12320.212	12246.226
23	-	-	-	-	12320.913	12243.328
	-	-	-	-	12320.690	12243.422
24	-	-	-	-	12321.343	-
	-	-	-	-	12321.116	12240.566
25	-	-	-	-	12321.721	12237.551
	-	-	-	-	-	12237.652
26	-	-	-	-	12322.065	12234.598
	-	-	-	-	12321.816	12234.699

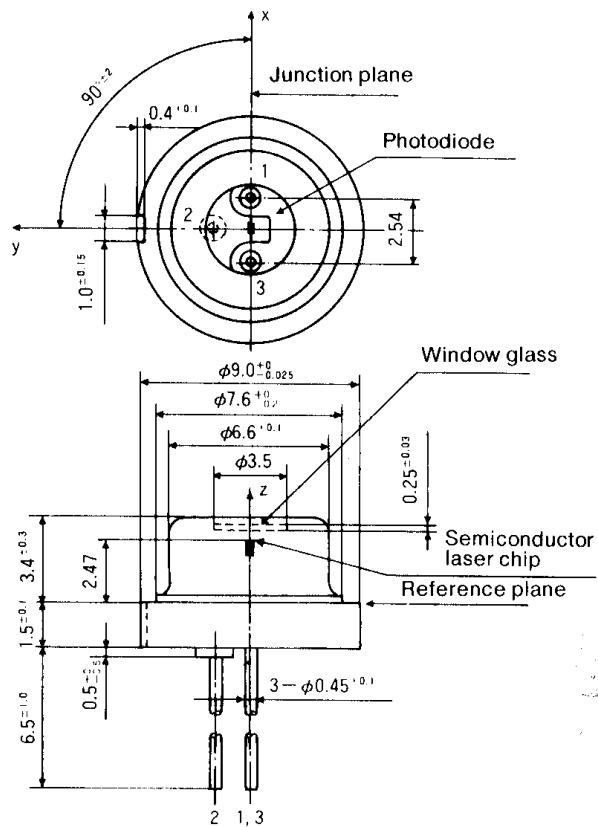




# Anhang B

## Datenblätter der Laserdioden

### B.1 Sharp LT015



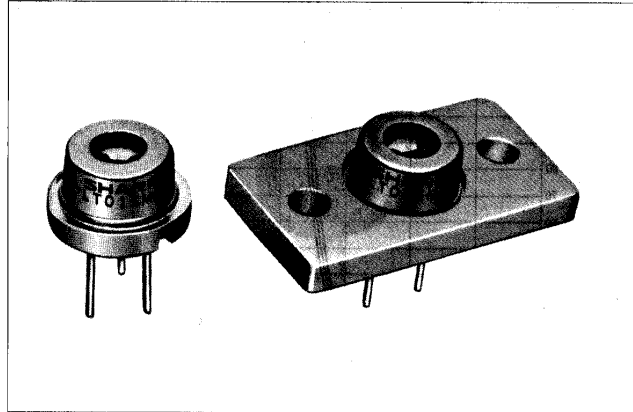
## LT015MD/MF

### Features

- High power (maximum optical power output: 40 mW)
- Wavelength: 830nm
- Single transverse mode

### Applications

- Optical disk memories
- Medical apparatus
- Optical floppy disks
- Optical memory cards
- Information processing equipment



### Absolute Maximum Ratings

(T<sub>c</sub> = 25°C)

Parameter	Symbol	Rating	Units
Optical power output	P <sub>o</sub>	40	mW
Reverse voltage	Laser	2	V
	PIN	30	
Operating temperature *1	T <sub>opr</sub>	-10 to +50	°C
Storage temperature *1	T <sub>stg</sub>	-40 to +85	°C

\*1 Case temperature

### Electro-optical Characteristics \*1

(T<sub>c</sub> = 25°C)

Parameter	Symbol	Condition	Rating			Units	
			MIN	TYP	MAX		
Threshold current	I <sub>th</sub>	—	—	60	80	mA	
Operating current	I <sub>op</sub>	P <sub>o</sub> = 30mW	—	95	130	mA	
Operating voltage	V <sub>op</sub>	P <sub>o</sub> = 30mW	—	1.75	2.2	V	
Wavelength *2	λ <sub>p</sub>	P <sub>o</sub> = 30mW	815	830	845	nm	
Monitor current	I <sub>m</sub>	P <sub>o</sub> = 30mW V <sub>R</sub> = 15V	75	250	750	μA	
Radiation characteristics	Angle *3	Parallel to junction	θ <sub>  </sub>	8	9.5	14	deg
		Perpendicular to junction	θ <sub>⊥</sub>	20	27	38	deg
	Ripple	—	P <sub>o</sub> = 30mW	—	—	±20	%
Emission point accuracy	Angle	Δφ <sub>  </sub>	P <sub>o</sub> = 30mW	—	—	±2	deg
		Δφ <sub>⊥</sub>	P <sub>o</sub> = 30mW	—	—	±3	deg
	Position *4	Δx, Δy, Δz	—	—	—	±80	μm
Differential efficiency	η	20mW I <sub>F</sub> (30mW) - I <sub>F</sub> (10mW)	0.5	0.8	1.1	mW/mA	

\*1 Initial value

\*2 Single transverse mode

\*3 Angle at 50% peak intensity (full width at half-maximum)

\*4 Not specified for LT015MF

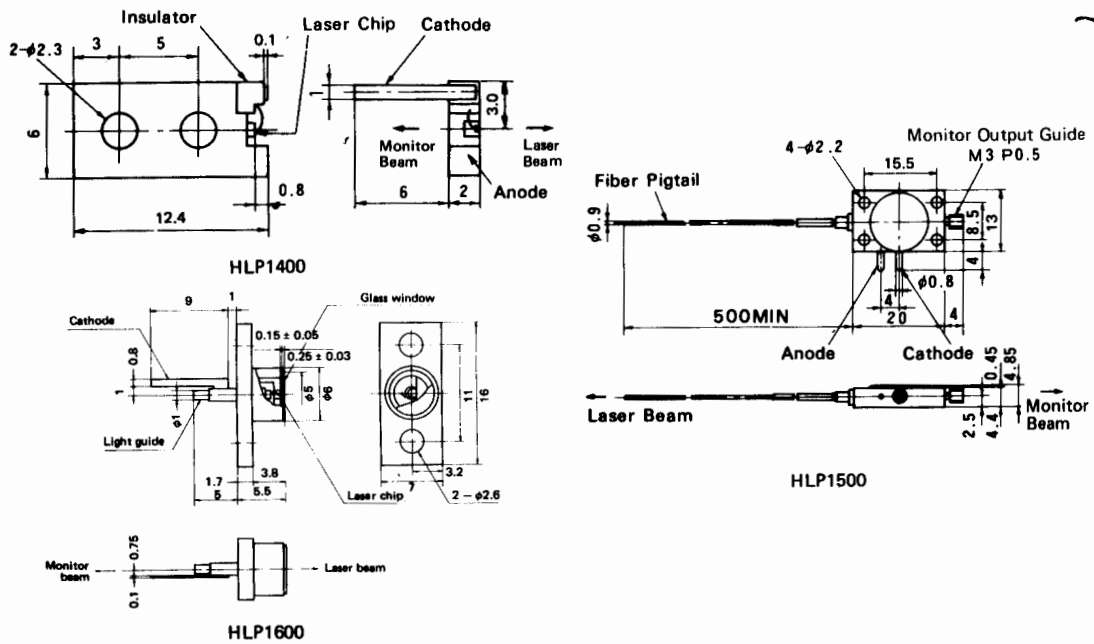
### Electrical Characteristics of Photodiode

(T<sub>c</sub> = 25°C)

Parameter	Symbol	Condition	Rating			Units
			MIN	TYP	MAX	
Sensitivity	S	V <sub>R</sub> = 15V	—	8.3	—	μA/mW
Dark current	I <sub>D</sub>	V <sub>R</sub> = 15V	—	—	150	nA
Terminal capacitance	C <sub>t</sub>	V <sub>R</sub> = 15V	—	8	20	pF

## B.2 Hitachi HLP1400

■ PACKAGE DIMENSIONAL OUTLINES (Dimensions in mm)



■ ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS (Tc=25°C)

Item	Symbol	HLP1400	HLP1500	HLP1600	Unit
Optical Output Power	$P_O$	15	6*	15	mW
Reverse Voltage	$V_R$	2			V
Operating Temperature	$T_{opr}$	0 ~ +60			°C
Storage Temperature	$T_{stg}$	0 ~ +80	-40 ~ +70	-40 ~ +80	°C

\* At the fiber end.

■ OPTICAL AND ELECTRICAL CHARACTERISTICS (Tc=25°C)

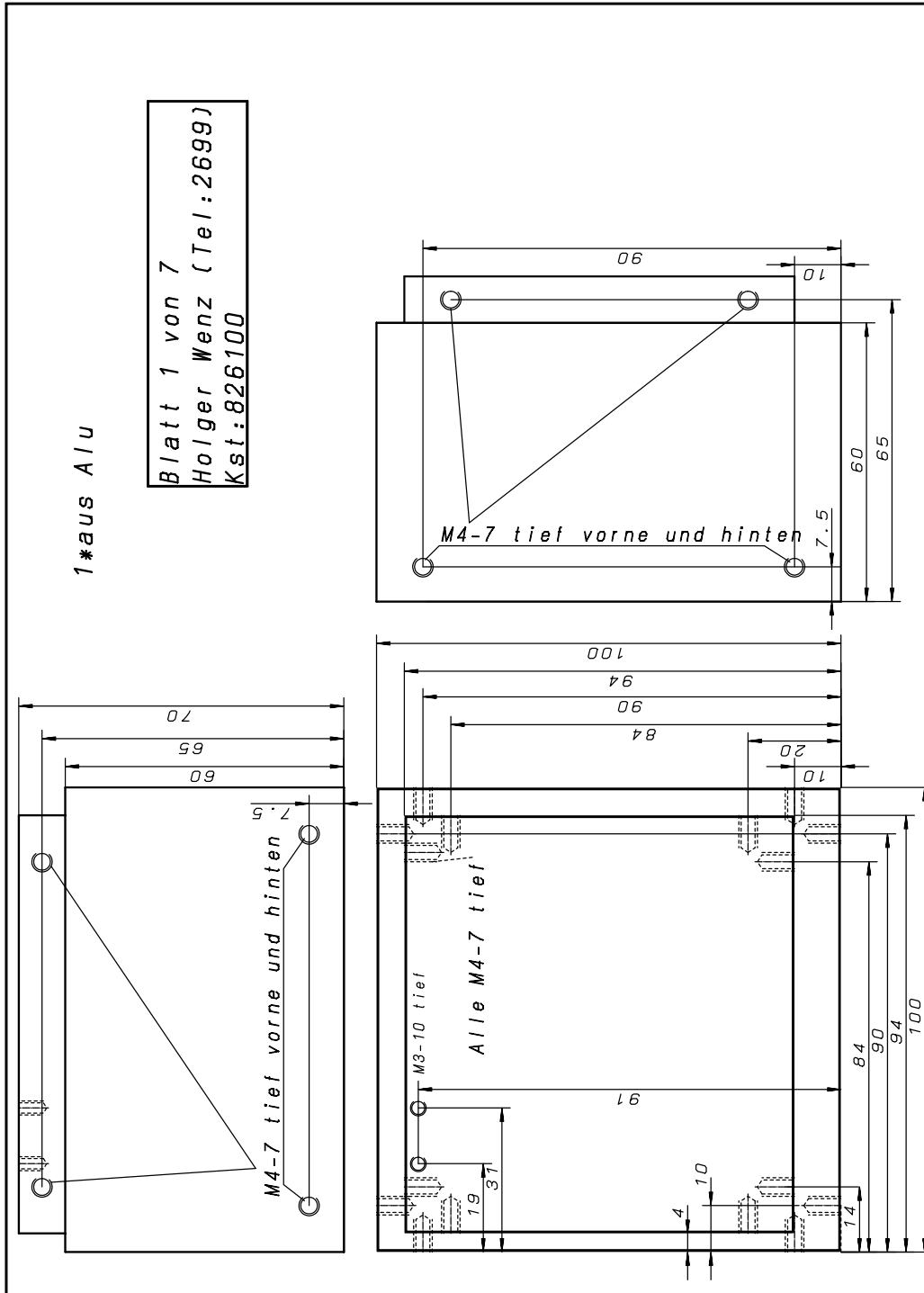
Item	Symbol	Test Condition	HLP1400			HLP1500			HLP1600			Unit
			min	typ	max	min	typ	max	min	typ	max	
Threshold Current	$I_{th}$		-	60	90	-	60	90	-	60	90	mA
Optical Output Power	$P_O$	Kink free	15	-	-	6*	-	-	15	-	-	mW
		$I_F = I_{th} + 25mA$	4	5	-	2*	3*	-	4	5	-	
Monitor Power	$P_m$		2	-	-	0.5	-	-	0.2	-	-	
Peak Wavelength	$\lambda_p$	$P_O = 10mW$	800	830	850	-	-	-	800	830	850	nm
		$P_O = 4mW^*$	-	-	-	800	830	850	-	-	-	
Beam Divergence Parallel to the Junction	$\theta_{//}$	$P_O = 10mW$	-	10	-	-	-	-	-	10	-	deg.
Beam Divergence Perpendicular to the Junction	$\theta_{\perp}$		-	25	-	-	-	-	-	25	-	
Rise and Fall Time	$t_r, t_f$		-	-	0.5	-	-	0.5	-	-	0.5	ns

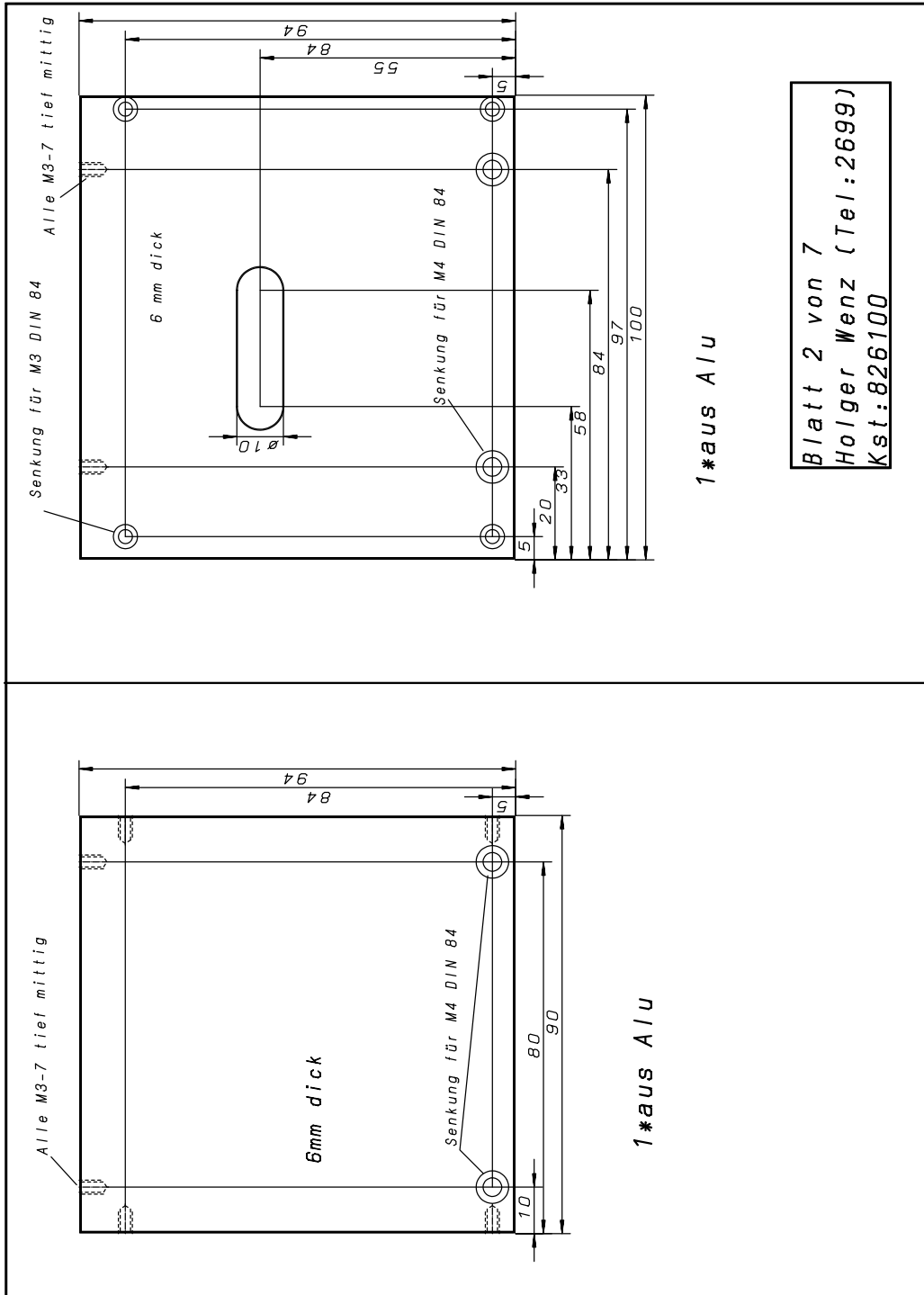
\* At the fiber end.



## Anhang C

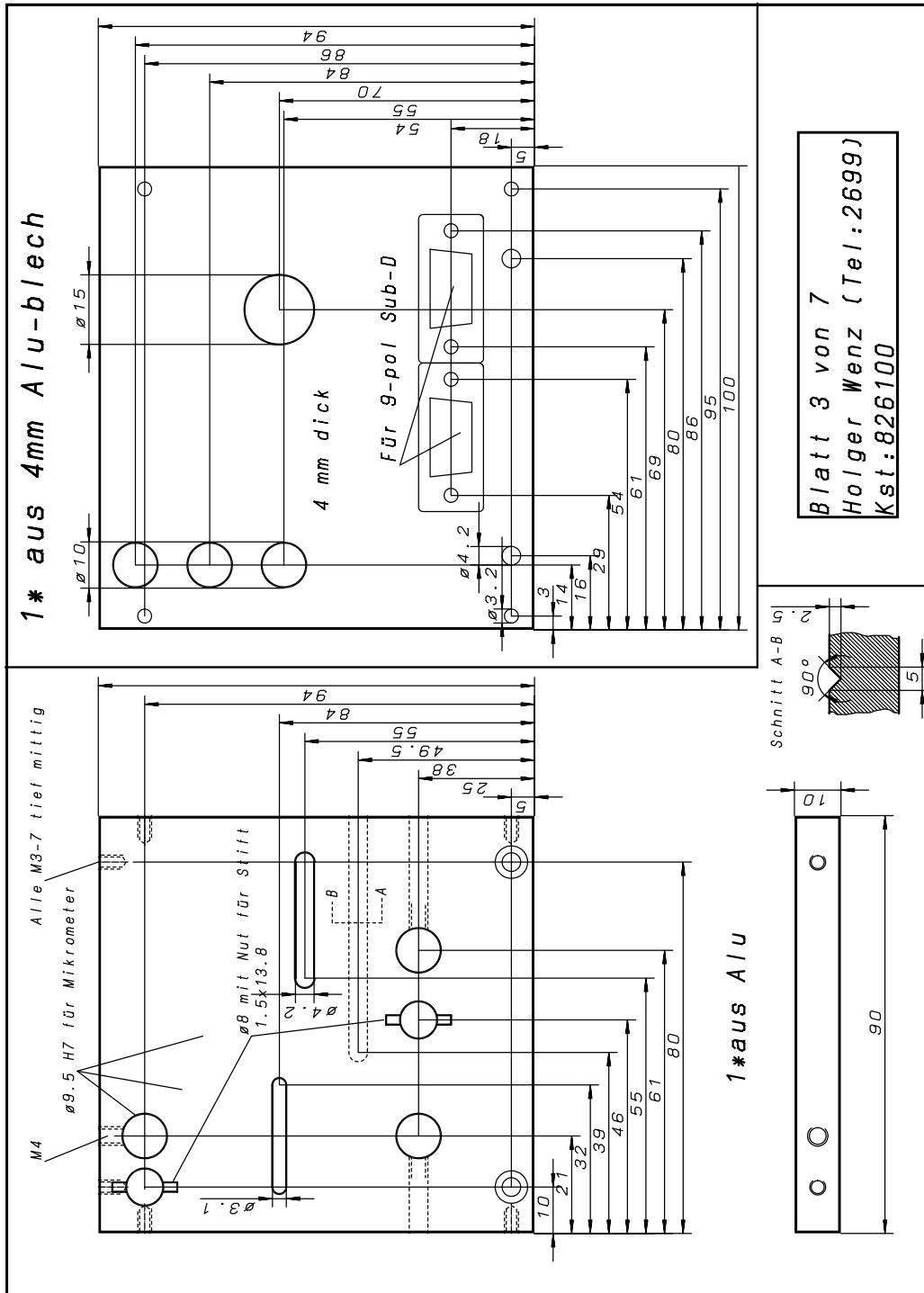
# Konstruktionszeichnungen des Littman-Lasers



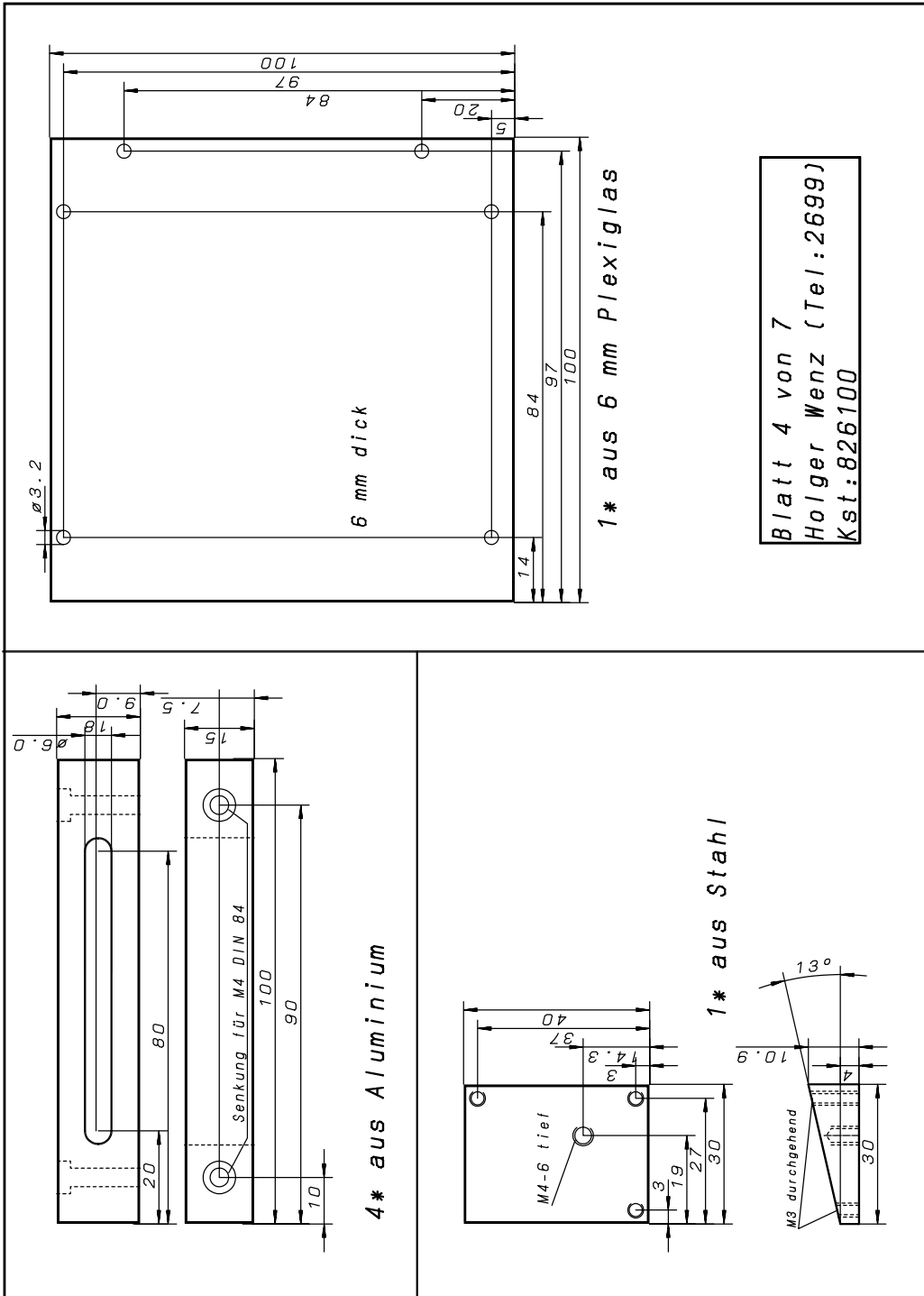


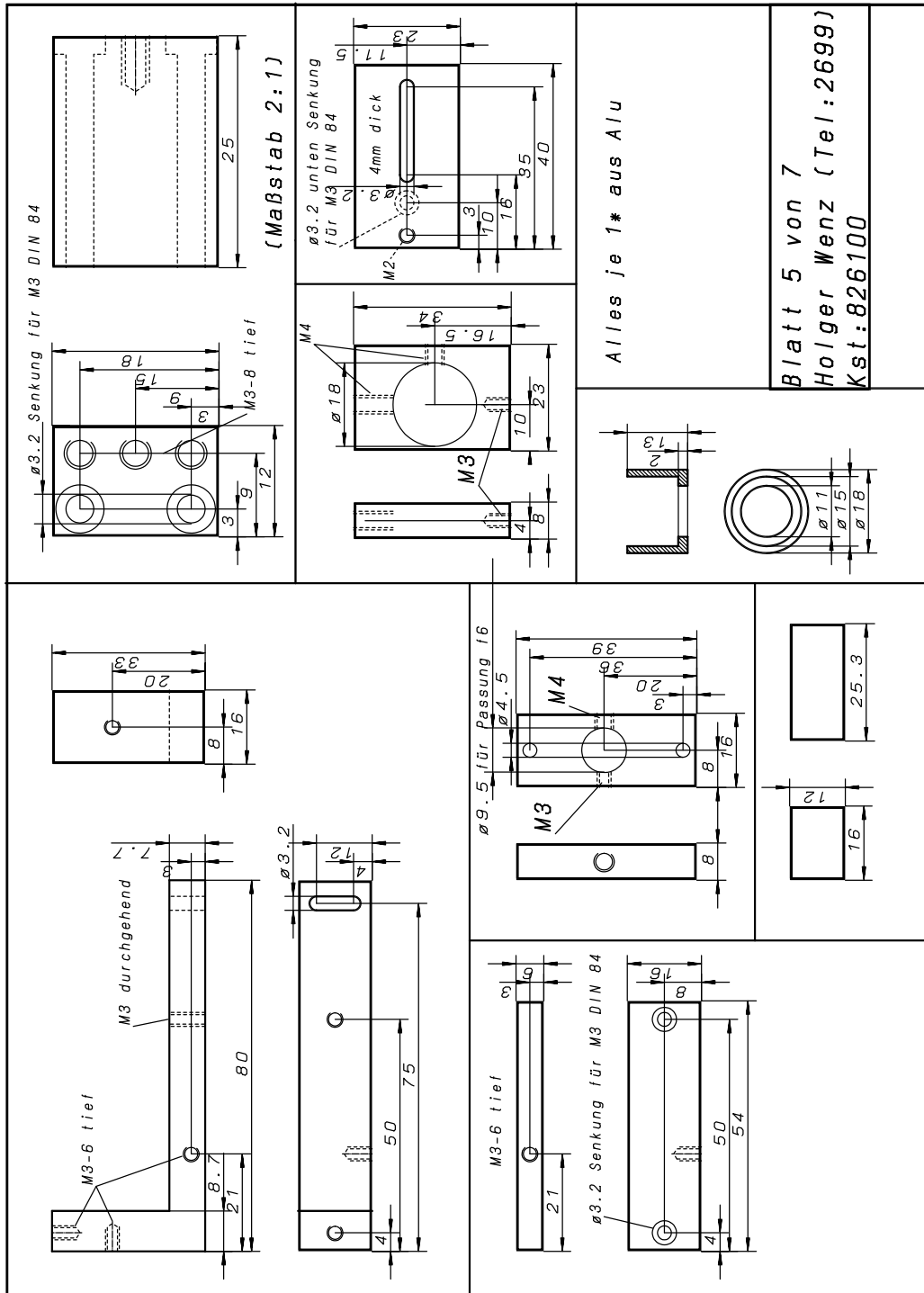
1\*aus Alu

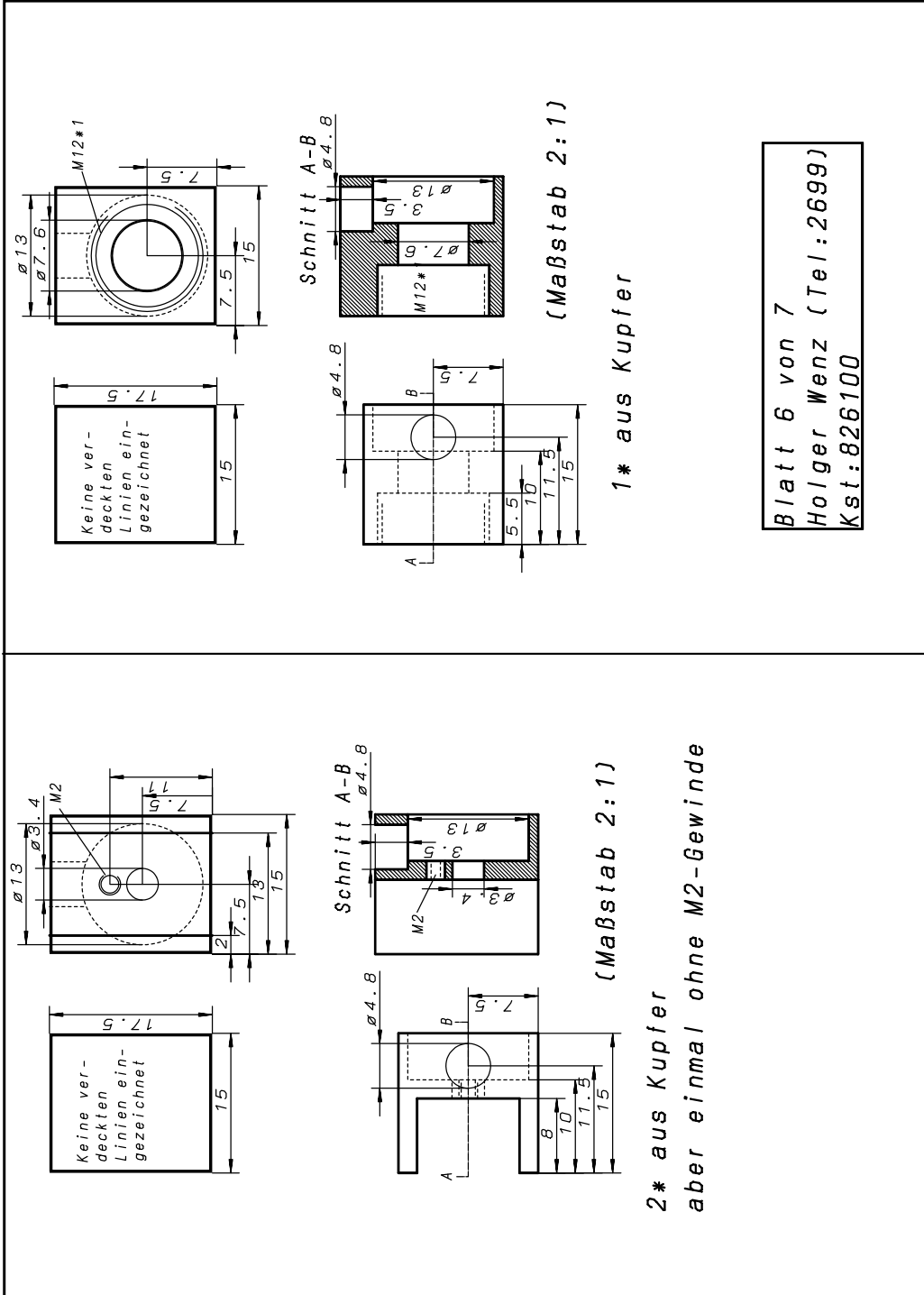
Blatt 2 von 7  
 Holger Wenz (Tel: 2699)  
 Kst: 826100

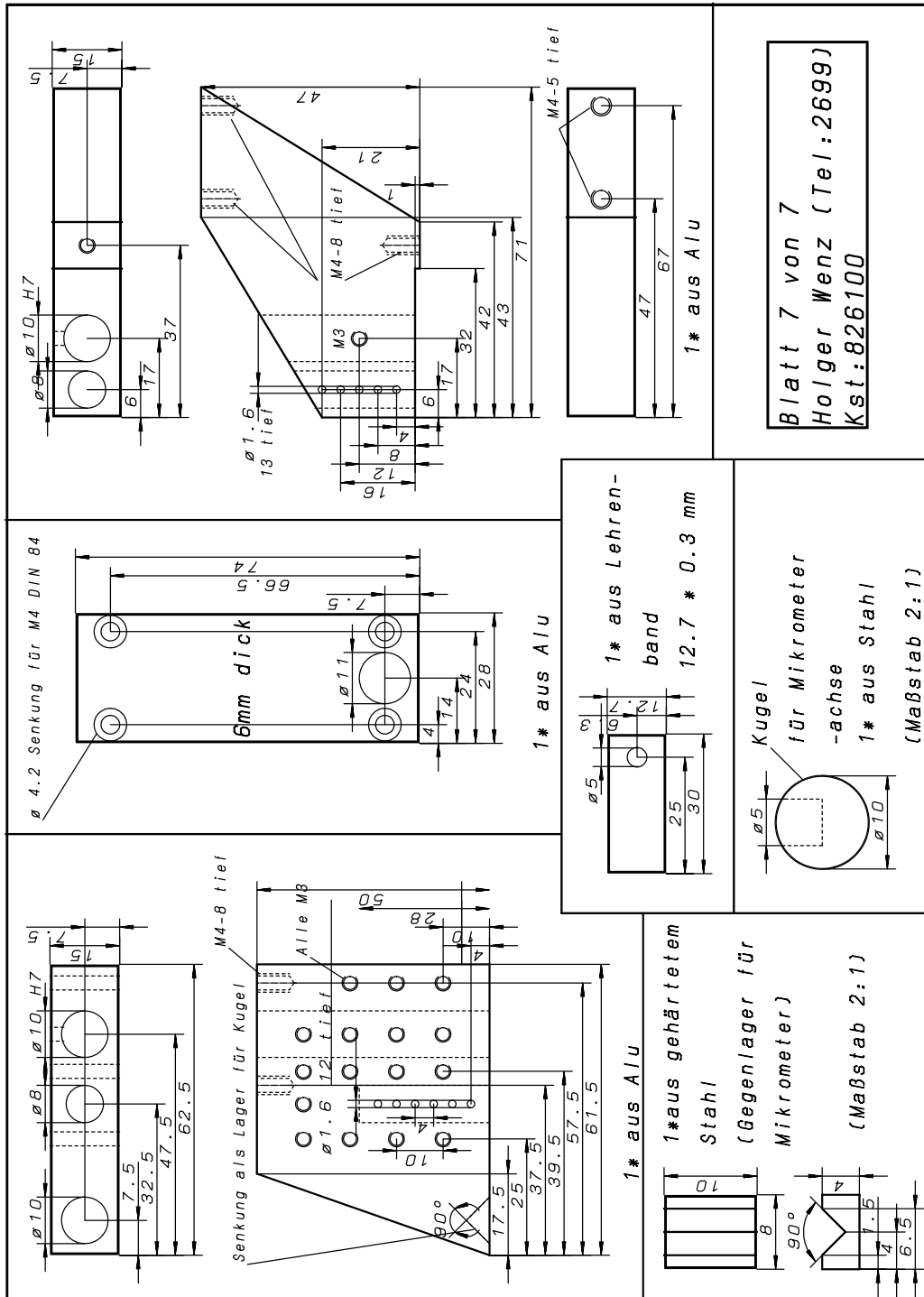












# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Besonders bei Herrn Professor Demtröder, für die Vergabe des sehr interessanten Themas,

bei Ralf Großkloß für die geduldige Betreuung und das kollegiale Nebeneinander,

den Technikern Richard Walther und Lothar Meyer,

Boris Boor für das ausführliche Korrekturlesen

und der gesamten Arbeitsgruppe für die sehr gute und humorvolle Atmosphäre und die freundliche Aufnahme.



# Literaturverzeichnis

- [Dem93] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, dritte Auflage, 1993.
- [DLB93] T. Doy, F. Luecke, M. Brownell. Continuously tunable diode lasers. *Lasers & Optronics*. (1993).
- [Ebe92] K. J. Ebeling. *Integrated optoelectronics*. Springer-Verlag, zweite Auflage, 1992.
- [Fä90] A. Färbert. Computerunterstütztes einmodig durchstimmbares Halbleiter-Lasersystem für spektroskopische Anwendungen. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, (1990).
- [FD89] W. Fuhrmann, W. Demtröder. A Continuously tunable GaAs diode laser with an external resonator. *Appl. Phys. B*. **49** (1989) 29–32.
- [FM81] M. W. Fleming, A. Mooradian. Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **17** (1981) 44–59.
- [Fuh88] W. Fuhrmann. Aufbau eines weit durchstimmbaren Einmoden-GaAs-Halbleiterlasers mit verlängertem Resonator. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, 1988.
- [GKD94] R. Großkloß, P. Kersten, W. Demtröder. Sensitive amplitude- and phase-modulated absorption-spectroscopy with a continuously tunable diode laser. *Appl. Phys. B*. **58** (1994) 137–142.

- [GT82] L. Goldberg, H. F. Taylor, et al. Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. **MTT-30** (1982) 401–409.
- [GWRD95] R. Großkloß, H. Wenz, S. Rai, W. Demtröder. Near infrared overtone-spectroscopy of  $C_2D_2$ . *Molecular Physics*. **85** (1995) 71–80.
- [Hen82] C. H. Henry. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **QE-18** (1982) 259–264.
- [Hit] Hitachi. Hitachi Optoelectronics Semiconductor Products Data Book.
- [Ker93] P. Kersten. Hochempfindliche Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie mit externer amplitudenmodulierter Phasenmodulation. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, (1993).
- [LL81] K. Liu, M. G. Littman. Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers. *Optics Letters*. **6** (1981) 117–.
- [LP93] M. d. Labachellerie, G. Passadat. Mode-hop suppression of Littrow grating-tuned lasers. *Applied Optics*. **32** (1993) 269–274.
- [LVB85] D. Lenstra, B. H. Verbeek, A. Boef. Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **QE-21** (1985) 674–679.
- [M88] J. Mellis, et al. Miniature packaged external-cavity semiconductor laser with 50 GHz continuous electrical tuning range. *Electronics Letters*. **24** (1988) 988–989.
- [MM85] P. McNicholl, H. J. Metcalf. Synchronous cavity mode and feedback wavelength scanning in dye lasers oscillators with gratings. *Applied Optics*. **24** (1985) 2757–2761.
- [New93] New Focus, Inc. 1993 Catalog, 1993.



- [NG90] C. Nilson, E. Goodbar. Continuously tunable external-cavity laser. In *ECOC'90, 16th European Conference on Optical Communication*, pages 373–376, 1990.
- [OB87] M. Osiński, J. Buus. Linewidth broadening factor in semiconductor lasers— an overview. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **23** (1987) 9–29.
- [OG83] J. H. Osmundsen, N. Gade. Influence of optical feedback on laser frequency spectrum and threshold conditions. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **QE-19** (1983) 465–469.
- [OKN80] T. Okoshi, K. Kikuchi, A. Nakayama. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electronic Letters*. **16** (1980) 630–631.
- [OT81a] A. Olsson, C. L. Tang. Coherent optical interference effects in external-cavity semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **QE-17** (1981) 1320–1323.
- [OT81b] A. Olsson, C. L. Tang. Injected-carrier induced refractive-index change in semiconductor lasers. *Appl. Phys. Lett.* **39** (1981) 24–26.
- [RB92] P. A. Ruprecht, J. R. Brandenberger. Enhancing diode laser tuning with a short external cavity. *Opt. Commun.* **93** (1992) 82–86.
- [Sha] Sharp. Laser Diode User's Manual.
- [ST58] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.* **112** (1958) 1940–1949.
- [TS93] W. R. Trutna, Jr, W. R. Stokes. Continuously tuned external cavity semiconductor laser. *Journal of Lightwave Technology*. **11** (1993) 1279–1286.

- [ZH92] G. Z. Zhang, K. Hakuta. Scanning geometry for broadly tunable single-mode pulsed dye lasers. *Optics Letters*. **17** (1992) 997–999.
- [ZTC87] P. Zorabedian, W. R. Trutna, Jr., L. S. Cutler. Bistability in grating-tuned external-cavity semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **QE-23** (1987) 1855–1860.