

Aufbau und Charakterisierung eines kryogenen Nd:YAG-Lasers

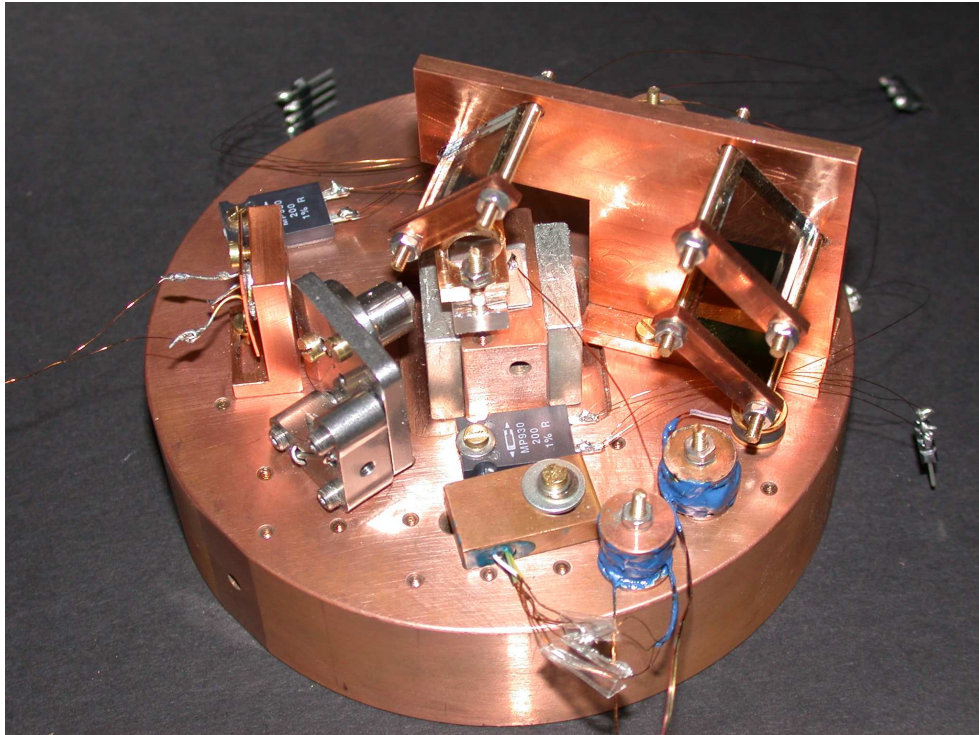
Diplomarbeit

Matthias Scholz

vorgelegt dem Fachbereich Physik
der Universität Konstanz

angefertigt an der
Humboldt-Universität zu Berlin
AG Optische Metrologie

Berlin, im Dezember 2003



Probenplattform für den Nd:YAG-NPRO: Der NPRO liegt zwischen zwei Magneten auf dem erhöhten Cu-Block in der Mitte der Scheibe (verdeckt durch die Plexiglas-Halterung). Links unten sieht man den Edelstahl-Mount, in den die Faser für das Pumplicht eingeklebt wurde, links davon befindet sich der Photodetektor für die Stabilisierung der Pumpintensität. Zu erkennen sind außerdem die Heizwiderstände (schwarz) und einige der Temperatursensoren mit ihren Anbindungen an die Cu-Scheibe.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird erstmals die Frequenzstabilität eines monolithischen nicht-planaren Nd:YAG-Ringlasers (Nd:YAG-NPRO) bei 79 K und 6 K untersucht. Die Probenplattform des Laserkristalls befindet sich in einem Badkryostaten, der einen Laserbetrieb zwischen 6 K und 300 K ermöglicht. Der Pumpstrahl eines gitterstabilisierten Diodenlasers bei 808,6 nm gelangt dabei wahlweise über Freistrahls-Kopplung oder durch eine Faser in den NPRO. Die Pumpintensität wird mit einem akusto-optischen Modulator (AOM) geregelt, bei Freistrahls-Kopplung ist wegen der Schwingungen des freihängenden Kryostaten zusätzlich die Strahlposition auf dem NPRO stabilisiert.

Zur Charakterisierung der Lasereigenschaften werden Abnahme der Schwellleistung und die Position der Laserlinie im gesamten zugänglichen Temperaturbereich untersucht. Die um fast vier Größenordnungen geringere Sensitivität der Laserfrequenz auf Temperaturänderungen bei 6 K verglichen mit dem Wert bei Raumtemperatur ist dabei eine wichtige Voraussetzung für die höhere Stabilität der Laserfrequenz unter kryogenen Bedingungen. Der Wechsel der Nd:YAG-Wellenlänge von 1064 nm zu 1061 nm unterhalb von 225 K erschwert die präzise Bestimmung der Laserfrequenz über eine Schwebungsmessung (Beat-Messung) mit einem aktiv frequenzstabilisierten Nd:YAG-Laser bei Raumtemperatur. Zur Überbrückung des Frequenzunterschiedes von etwa 800 GHz wird ein optischer Frequenzkammgenerator verwendet. Zwei Zinken des Kammes werden verwendet, um Beat-Signale mit dem kryogenen NPRO bzw. einem iodstabilisierten Nd:YAG-Laser zu erzeugen. Die Differenz der beiden Beat-Frequenzen dient nun als Maß für die Frequenzstabilität des NPRO relativ zum iodstabilisierten System.

Auf die Einflüsse der verschiedenen Parameter von Pumplaser und Kryostat sowie der Intensitäts- und Strahlstabilisierung wird ausführlich eingegangen. Dazu werden die Vorteile der Faserkopplung gegenüber einer Freistrahls-Anordnung untersucht. Die erreichte Frequenzstabilität, die mit Hilfe der relativen Root-Allan-Varianz angegeben wird, liegt unter $3 \cdot 10^{-11}$ bei Integrationszeiten bis 200 s. Durch den Vergleich von Einzelmessungen über eine gesamte Woche lässt sich eine mögliche thermische Drift der Laserfrequenz auf weniger als 11 kHz/h begrenzen.

Auf der Grundlage dieser Messungen werden die Stabilität der verwendeten Referenzen und die begrenzenden Faktoren für die Frequenzstabilität diskutiert. Der Vergleich mit kommerziellen Nd:YAG-Lasern bei Raumtemperatur zeigt eine mehr als zehnfache Erhöhung der Kurzzeitstabilität und eine mindestens 180fache Verringerung der thermischen Drift. Das kryogene NPRO-System stellt damit den stabilsten existierenden freilaufenden Festkörperlaser dar. Als Vorschläge für eine Weiterentwicklung des Systems werden sein Einsatz als Laser für Präzisionsexperimente zur Konstanz von Naturkonstanten sowie die Kompaktifizierung des Aufbaus und seine Realisierung als Dipstick-Variante vorgestellt.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 Der Nd:YAG-Laser	5
1.1.1 Physikalische und optische Eigenschaften	5
1.1.2 Levelstruktur und spektrale Eigenschaften	6
1.2 Das aktive Medium: Nd:YAG bei kryogenen Temperaturen	9
1.3 Der Resonator: Monolithische nicht-planare Ringlaser	14
1.4 Die Pumpquelle: Prinzip eines gitterstabilisierten Diodenlasers	15
1.5 Der optische Frequenzkamm	16
1.6 Frequenz(in)stabilität freilaufender Laser	20
1.7 Grundlagen elektronischer Regler	25
2 Aufbau des Experiments	27
2.1 Der Pumplaser	27
2.2 Der Kryostat	30
2.3 Probenplattform für den Laserkristall	31
2.4 Temperaturmessung und Signaldetektion	32
2.5 Optik außerhalb des Kryostaten	33
2.6 Intensitätsstabilisierung des Pumplasers	33
2.7 Strahlstabilisierung bei Freistrahls-Kopplung	35
2.8 Messung der Nd:YAG-Frequenz bei 1061 nm	36
2.8.1 Der optische Frequenzkamm	36
2.8.2 Der Iod-Standard	38
2.8.3 Messung der Kryolaser-Frequenz	39
3 Messungen und Resultate	41
3.1 Die Laserschwelle bei Raumtemperatur	41
3.2 Temperaturabhängigkeit der Nd:YAG-Frequenz	47
3.2.1 Bestimmung der Temperatur im Modenvolumen	47
3.2.2 Temperaturkoeffizient der Nd:YAG-Frequenz bei Raumtemperatur	48
3.2.3 Änderung des Temperaturkoeffizienten zwischen 77 K und 200 K . .	50
3.2.4 Temperaturabhängige Verschiebung der Laserlinien	51

3.3	Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle	53
3.4	Temperaturstabilität der Probenplattform	55
3.5	Frequenzstabilität des Pumplasers	57
3.6	Messungen der Frequenzstabilität bei Stickstofftemperatur	58
3.6.1	Einflüsse verschiedener Pump- und Kryostatparameter	58
3.6.2	Frequenzstabilität des NPRO	60
3.7	Messungen der Frequenzstabilität bei Heliumtemperatur	63
3.7.1	Einfluss verschiedener Pump- und Kryostatparameter	63
3.7.2	Frequenzstabilität des NPRO	65
3.7.3	Einfluss mechanischer und elektronischer Schwingungen	69
3.7.4	Korrelation der Pump- und Kryostatparameter	70
3.7.5	Langzeit-Eigenschaften des kryogenen NPRO	72
4	Diskussion der Frequenzstabilität	75
4.1	Stabilität der Frequenzreferenzen	75
4.2	Begrenzende Faktoren für die Frequenzstabilität des kryogenen NPRO . . .	76
4.3	Einordnung der Ergebnisse	78
	Ausblick	81
	Anhang	89
	Danksagung	95

Einleitung

Auf der Suche nach hochpräzisen Frequenznormalen wurden in den vergangenen Jahren erstaunliche Fortschritte erzielt. Das große Interesse auf diesem Gebiet ist verständlich, da die genaue Messung der Zeit für die Gesellschaft eine stetig wachsende Bedeutung erhält. Diese Entwicklung begann bereits im 18. Jahrhundert, und die herausragende Bedeutung der präzisen Zeitmessung in wirtschaftlicher wie militärischer Sicht lässt sich an dem immensen Preisgeld von 20000 Pfund Sterling ablesen, das John Harrison für sein Seechronometer bis zum Jahre 1775 erhielt, womit eine Bestimmung des Längengrades bis auf 1,25 Bogenminuten möglich wurde; dies stellte zu jener Zeit einen Meilenstein für die Navigation dar.

Auch heute ist die bekannteste Anwendung von ultra-stabilen Oszillatoren wohl die Positionsbestimmung, in diesem Fall mit Hilfe des Global-Positioning-System (GPS). Die Atomuhren der GPS-Satelliten nutzen den Hyperfeinstrukturübergang im Grundzustand des Cäsiums, über den die Sekunde seit 1967 definiert ist; dieser Übergang entspricht 9,192631770 GHz. Eine Erhöhung der Genauigkeit konnte in der Vergangenheit oftmals durch eine größere Oszillationsfrequenz erreicht werden (Pendel: 1 Hz, Quarz: 32 kHz, Cs: 9 GHz). Dies ist eine wichtige Motivation der optischen Metrologie, die Frequenzen im Terahertz- bis Petahertz-Bereich des elektromagnetischen Spektrums verwendet; Uhren, die auf der Basis dieser Frequenzen arbeiten, unterteilen die Sekunde in noch kleinere Einheiten, besitzen also intrinsisch eine höhere Auflösung.

Neben anwendungsbezogenen Technologien sind Frequenzstandards entscheidend für viele Fragestellungen in der Grundlagenforschung. Der Laser mit seiner schmalbandigen Emission ist für diese Arbeiten prädestiniert, beispielsweise im Bereich der Spektroskopie bzw. in Aufbauten mit geringen Driften für Experimente zur Variation physikalischer Konstanten. Präzisionsexperimente, die auf hochstabilen Lasern beruhen, sind durchgeführt worden und haben in den vergangenen Jahren die Gültigkeit fundamentaler Theorien wie der speziellen und allgemeinen Relativität mit immer höherer Genauigkeit bestätigen können:

Kennedy-Thorndike- und Michelson-Morley-Experimente [Bra02, Mue03] zeigen beispielsweise die Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Geschwindigkeit des Laborsystems bzw. ihre Richtungsunabhängigkeit. Experimente zur Lokalen Positions-Invarianz [Bra02] lassen auf die Unabhängigkeit des Ausgangs nichtgravitativer Experimente von Ort und Zeit schließen. Auch eine Variation der Feinstrukturkonstanten α [Mar03, Biz03] wurde in letzter Zeit wieder diskutiert, nachdem die Auswertung astrophysikalischer Messungen auf Schwankungen von α über kosmische Zeitskalen hindeutete [Web01]. Um die bei diesen Tests erforderliche Präzision der Laserfrequenz erreichen zu können, wird eine Stabilisierung auf eine z.B. atomare, molekulare oder makroskopische Referenz vorgenommen. So ist eine Stabilität der Laserfrequenz auf wenige Hertz möglich.

Benutzt man bei der Frequenzstabilisierung als Frequenz-Diskriminator einen Fabry-Pérot-

Resonator hoher Finesse bei kryogenen Temperaturen, lässt sich wegen des geringeren Ausdehnungskoeffizienten im Vergleich zu Raumtemperatur-Resonatoren eine Verbesserung der Frequenzstabilität um etwa einen Faktor 100 erreichen. Die übrigen optischen Komponenten – und vor allem der Laserkristall – sind aber weiterhin den instabilen Umweltbedingungen bei Raumtemperatur unterworfen. Die Regelbandbreite aktiv stabilisierter Systeme ist begrenzt (≈ 10 kHz), Schwankungen der Laserfrequenz können wegen elektronischer Driften, Etalon-Effekten und Restamplitudenmodulation nicht vollständig vermieden werden. Es ist also wünschenswert, die Regelung auf einen bereits intrinsisch möglichst stabilen Laser anzuwenden.

Für Präzisionsexperimente besonders geeignet sind Festkörperlaser. Basieren sie auf Seltenen Erden als Aktivator-Ionen, zeigen sie auch bei Raumtemperatur relativ schmale Linienbreiten. Ein kompakter Aufbau des Laserresonators führt zu geringerer Empfindlichkeit auf Vibrationen und Alterung und erlaubt eine gute Stabilisierung der Kristalltemperatur. Hier haben monolithische nichtplanare Ringlaser (NPROs) ein wichtiges Anwendungsfeld gefunden. Nd:YAG hat sich als meist verwendetes Lasermedium für Festkörperlaser durchgesetzt; in kommerziellen Produkten erreicht man eine Linienbreite von typischerweise 1 kHz für 100 ms und Driften von wenigen MHz pro Minute [Inn01].

Den Laserkristall selbst bei kryogenen Temperaturen zu betreiben, sollte eine erhebliche Verbesserung der Frequenzstabilität zur Folge haben:

- Der thermische Ausdehnungskoeffizient, der sich über die Länge des Laserresonators direkt auf die Laserfrequenz auswirkt, sinkt von Raumtemperatur bis 77 K bereits auf ein Fünftel [Glu02].
- Die Lumineszenz-Linienbreite, also die Breite des Verstärkungsprofils, verringert sich in Nd:YAG bis hinab zu 4 K um einen Faktor 10 [Kus69].
- Der größte Vorteil liegt in dem geringeren Einfluss von Temperaturänderungen auf die Position der Lumineszenz-Linie. Ein theoretisches Modell, das Linienverschiebungen aufgrund von Elektron-Phonon-Wechselwirkungen betrachtet [And72], lässt eine Abnahme von etwa 1 GHz/K bei 300 K auf 30 kHz bei 4 K erwarten.
- Die höhere Sensitivität von Halbleiterdioden als Temperatursensoren bei kryogenen Temperaturen könnte zudem eine genauere Stabilisierung der Kristalltemperatur als bei 300 K möglich machen. Allgemein ist eine schnellere Temperaturregelung als bei Raumtemperatur möglich, da die thermischen Zeitkonstanten sinken.

Ziel dieser Arbeit soll sein, die Grenzen der Frequenzstabilität für einen freilaufenden Nd:YAG-Laser zu testen. Um die Genauigkeit eines Oszillators zu prüfen, bedarf es einer Referenz mit Instabilitäten, die im besten Fall für den getesteten Laser vernachlässigbar sind; für den Vergleich mit dem freilaufenden kryogenen NPRO wird dabei ein Nd:YAG-Laser, der auf einen Übergang im molekularen Iod stabilisiert ist, zum Einsatz kommen.

Der Aufbau dieser Arbeit

Diese Diplomarbeit wurde als externe Diplomarbeit der Universität Konstanz an der Humboldt-Universität zu Berlin angefertigt.

Der theoretische Teil in *Kapitel 1* wird sich zunächst mit Nd:YAG als Lasermedium und seinen Eigenschaften bei kryogenen Temperaturen befassen. Daran anschließend werden die Vorteile eines NPRO für die Frequenzstabilität und die Bedeutung des optischen Frequenzkammes für die Messungen diskutiert. Desweiteren werden eine Übersicht über die Charakterisierung freilaufender Laser und eine Einführung in die Methoden der Regelungstechnik gegeben.

Kapitel 2 umfasst die Beschreibung des Aufbaus und geht näher auf die Konstruktion des gitterstabilisierten Diodenlasers, die Kryostat-Technik und die Beat-Messung mit dem optischen Frequenzkamm und Iod-Standard ein.

Einen Überblick über die Messungen gibt *Kapitel 3* mit Schwerpunkten auf der Laserschwelle des NPRO, der Änderung der Laserparameter bei Temperaturänderung und der Frequenzstabilität des kryogenen Lasers. Besondere Bedeutung kommt dabei den Stabilisierungsverfahren der Pumpstrahlung zu.

In *Kapitel 4* wird die erreichte Frequenzstabilität des NPRO näher diskutiert und ein Vergleich mit anderen Lasersystemen gezogen.

Der *Ausblick* gibt abschließend eine Vorstellung möglicher neuer Technologien und Anwendungsbeispiele des kryogenen NPRO.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Der Nd:YAG–Laser

1.1.1 Physikalische und optische Eigenschaften

Nach der erfolgreichen Demonstration einer Laseroszillation im Jahre 1960 [Mai60] wurde relativ schnell das Potenzial erkannt, das in der Dotierung von Wirtskristallen mit Seltenen Erden (RE) als Aktivatoren liegt. Seit dem ersten erfolgreichen Laserbetrieb in Nd:YAG 1964 hat sich der Nd:YAG–Laser zu einem der am weitesten verbreiteten Festkörperlaser entwickelt. Yttrium–Aluminium–Granat ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), das als Wirtskristall dient, wird mit dreiwertigen Neodym–Ionen (Nd^{3+}) dotiert. Die eigentlichen Strahlungsprozesse laufen zwischen den Energieniveaus des Nd^{3+} ab, allerdings hat das Wirtsgitter Rückwirkungen auf den Aktivator, indem das Kristallfeld die Stark–Komponenten des Neodym bestimmt. In mehreren hundert verschiedenen Kristallstrukturen, dotiert mit Seltenen Erden, wurde bislang der Lasereffekt gezeigt; die meisten davon sind geordnete Oxidstrukturen. Yttrium–Aluminium–Granat (YAG) hat sich aufgrund seiner physikalischen und optischen Eigenschaften zu einem der am häufigsten verwendeten Wirtskristalle entwickelt:

- YAG ist ein hartes Material (8–8,5 auf der Mohs–Skala) und besitzt gute optische Eigenschaften (Streuverluste $\approx 0,002 \text{ cm}^{-1}$).
- Es zeichnet sich durch hohe thermische Leitfähigkeit aus ($\lambda \approx 10 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ bei 300 K).
- YAG besitzt eine schmale Fluoreszenz–Linienbreite und damit eine hohe Verstärkung und geringe Schwelle beim Laserbetrieb.
- Ladungskompensation ist nicht notwendig, da dreiwertiges Nd^{3+} dreiwertiges Y^{3+} in der Matrix ersetzt.

Weitere Materialparameter und optische Eigenschaften von Nd:YAG sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst [Koe92].

Chemische Formel	Nd : Y ₃ Al ₅ O ₁₂
atomarer Anteil von Nd	1,0 atm %
Dichte	4,56 $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Kristallstruktur	kubisch
Gitterkonstante	1,2 nm
mittlere thermische Ausdehnung	$8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Laserlinienbreite ($R_2 \rightarrow Y_3$)	0,45 nm bei 300 K
Brechungsindex	1,82 (bei 1,0 μm)
Debye–Temperatur der spez. Wärme	700–750 K
Härte (Mohs)	8–8,5
Absorptionskoeffizient (808 nm)	$7,2 \text{ cm}^{-1}$
Verlustkoeffizient (1064 nm)	$0,003 \text{ cm}^{-1}$

Tabelle 1.1: *Typische Eigenschaften von Nd:YAG*

1.1.2 Levelstruktur und spektrale Eigenschaften

Der effektive Hamilton–Operator für ein RE–Aktivatorelektron – wie bei Nd³⁺ in einer teilweise gefüllten f –Schale – hat die Form

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{V}_{\text{ee}} + \mathcal{V}_{\text{so}} + \mathcal{V}_{\text{cr}}$$

mit dem Operator \mathcal{H}_0 des freien Elektrons und den Potenzialen der Wechselwirkung zwischen den Aktivatorelektronen \mathcal{V}_{ee} , der Spin–Orbit–Wechselwirkung \mathcal{V}_{so} und des Kristallfeldes \mathcal{V}_{cr} . Der Anteil des Kristallpotenzials ist dabei gering ($\mathcal{V}_{\text{cr}} \ll \mathcal{V}_{\text{ee}}, \mathcal{V}_{\text{so}}$), so dass im Falle normaler Elektronenkopplung ($\mathcal{V}_{\text{ee}} \gg \mathcal{V}_{\text{so}}$) die Terme durch den gesamten Bahn– bzw. Eigendrehimpuls (L und S) bestimmt werden. Die Niveaufspaltung für den Grundzustand des Nd:YAG zeigt Abbildung 1.1.

Für Aktivatoren mit ungerader Elektronenanzahl in der f –Schale ist die Anzahl der Stark–Komponenten für alle Symmetrieklassen mit Ausnahme der kubischen identisch (Tabelle 1.2). Detaillierte Untersuchungen der Lumineszenz– und Absorptionsspektren sowie der Energiezustände des Nd³⁺ in YAG wurden in den sechziger und siebziger Jahren durchgeführt [Kus69, Per79, Kus68, Die63].

Absorptionsspektren von Nd:YAG zeigen Linien vom Grundzustand $^4I_{9/2}$ in das $^4F_{3/2}$ –Niveau (850–880 nm) sowie sehr starke Übergänge nach $^4F_{5/2}$ und $^2H_{9/2}$ (770–810 nm), die im Laserbetrieb häufig zum Pumpen benutzt werden [Kon64]. In den $^4I_{9/2}$ – und $^4F_{3/2}$ –Niveaus (Z – bzw. R –Mannigfaltigkeit) ist die Entartung infolge des Kristallfeldes vollständig aufgehoben, so dass fünf bzw. zwei Stark–Niveaus existieren; dies deutet auf Komponenten auch niedrigerer als kubischer Symmetrie der Wirtsmatrix hin (Tabelle 1.2).

Lokale Symmetrie	J=1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2	13/2	15/2	17/2
kubisch	1	1	2	3	3	4	5	5	6
niedrigere Symmetrien	1	2	3	4	5	6	7	8	9

Tabelle 1.2: *Anzahl der Stark–Komponenten des Nd³⁺ in verschiedenen Wirtskristall–Symmetrien*

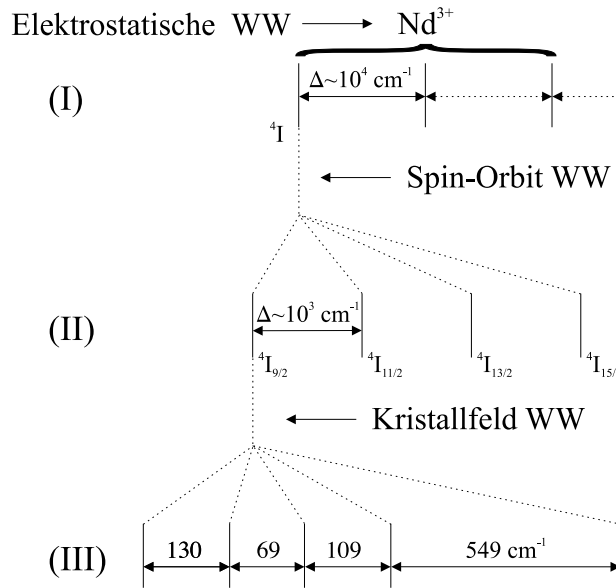


Abbildung 1.1: Niveaufspaltung des Nd:YAG im Grundzustand. (I) Terme, charakterisiert durch L und S; (II) Mannigfaltigkeiten, charakterisiert durch L, S und J; (III) Stark-Niveaus

Starke Übergänge der Lumineszenzspektren gehen aus von den Niveaus $^4F_{3/2}$ (Y-Mannigfaltigkeit); zehn von ihnen enden in den $^4I_{9/2}$, zwölf in den $^4I_{11/2}$ -Zuständen. Das lässt auf maximale Entartung auch dieser Endzustände schließen. Zu den Übergängen von R nach Y gehört der Laserübergang bei 1064 nm ($R_2 \rightarrow Y_3$). Da die meisten dieser Linien in Duplets mit charakteristischem Abstand auftreten, kann man die Aufspaltung des $^4F_{3/2}$ -Niveaus zu 88 cm^{-1} bestimmen. Bei 300 K und tieferen Temperaturen tritt optisch angeregte Lumineszenz in Nd:YAG über vier Infrarot-Kanäle auf, die den Übergängen vom metastabilen $^4F_{3/2}$ -Level zu Stark-Komponenten in den Multipletts des Grundzustandes 4I_J entsprechen. Über 50% entfallen dabei auf den Laserübergang nach $^4I_{11/2}$.

Experimentelle Daten zeigen [Kam67], dass Nd^{3+} -Ionen im $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ -Kristall hauptsächlich ein Aktivatorzentrum bilden: Die Nd^{3+} -Ionen ersetzen Y^{3+} und sind damit von acht O^{2-} -Ionen als nächsten Nachbarn umgeben. Die Werte der Stark-Aufspaltung für Terme mit $J > 3/2$ werden hauptsächlich durch die starke Komponente kubischer Symmetrie des Kristallfeldes bestimmt; die axiale bzw. rhombische Komponente ist dagegen für die Struktur der Stark-Niveau-Aufspaltungen des Aktivator-Ions verantwortlich.

Entscheidend für die emittierte Leistung auf den Lumineszenz-Übergängen ist die Nd^{3+} -Konzentration im Wirtskristall. Während die Lumineszenz-Intensität zunächst mit der Anzahl von Nd^{3+} -Ionen anwächst, nimmt sie bei steigender Konzentration aufgrund von *Konzentrationsquenching* wieder ab [Kam81]: In [Vor72, Vor76] wird als Erklärung die wechselseitige Relaxation zwischen den ($^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$) und ($^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$)-Übergängen angegeben, wobei die Lumineszenz-Intensität von der Dichte der Phononen abhängt, die zum Energieerhalt während dieser Relaxationsprozesse notwendig sind. Diese phononenunterstützten Übergänge sind nur bei der Bildung von Ionenpaaren oder größeren Komplexen möglich, die einen Energieaustausch zwischen den Nd^{3+} -Ionen erlauben. Typische Nd^{3+} -Konzentrationen liegen daher bei etwa 1 %.

Stimulierte Emission in Nd:YAG

Stimulierte Emission in einem Nd:YAG-Kristall wurde zuerst von *Geusic et al.* nachgewiesen [Geu64], die gepulsten und kontinuierlichen Laserbetrieb bei 77 K und auch bei 300 K erreichten.

Der Nd:YAG-Laser ist ein Vier-Niveau-System, dessen schematische Form in Abbildung 1.2 gezeigt ist: Bei Raumtemperatur befinden sich gemäß der Boltzmann-Verteilung 60 % der ${}^4F_{3/2}$ Population im R_1 Zustand; trotzdem geht induzierte Emission nach ${}^4I_{11/2}$ nur von R_2 aus, R_1 füllt R_2 durch thermische Übergänge wieder auf. Von ${}^4I_{11/2}$ führen nicht-strahlende Übergänge in den Grundzustand ${}^4I_{9/2}$. Wie bei der Beschreibung der Absorptionsspektren erwähnt, befinden sich die stärksten Pumpübergänge bei 750 nm bzw. 808 nm; sie enden in relativ breiten Pumpbändern. Über nichtstrahlende Übergänge gelangen fast alle gepumpten Ionen in das obere Laserlevel, von diesen wiederum 60 % in das untere. Die Schwellbedingung ist einfach zu erreichen, da das untere Laserniveau 0,26 eV über dem Grundzustand liegt und seine Besetzung damit nur $\approx \exp(-10)$ der Grundzustandsdichte beträgt.

Im Hinblick auf die Untersuchung der Eigenschaften des Nd:YAG bei tiefen Temperaturen ist es wichtig zu erwähnen, dass bei 300 K neben dem Hauptlaserübergang bei 1064,2 nm (A -Linie: 11507 cm^{-1} ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 2110 cm^{-1}) ein weiterer Übergang bei 1061,5 nm existiert (B -Linie: 11423 cm^{-1} ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 2002 cm^{-1}). Bei Raumtemperatur ist die Schwelle der B -Linie allerdings etwa 100mal höher als die der A -Linie [Kam81]. Mit Hilfe der Stimulierten-Emissions-Spektroskopie [Kam70] und kombinierten aktiven Medien (CAM-Laser) [Vyl71] ist es darüberhinaus möglich, eine Vielzahl von weiteren Laserübergängen zwischen Niveaus der R - und Y -Mannigfaltigkeiten im Temperaturbereich von 4 K bis 850 K anzuregen.

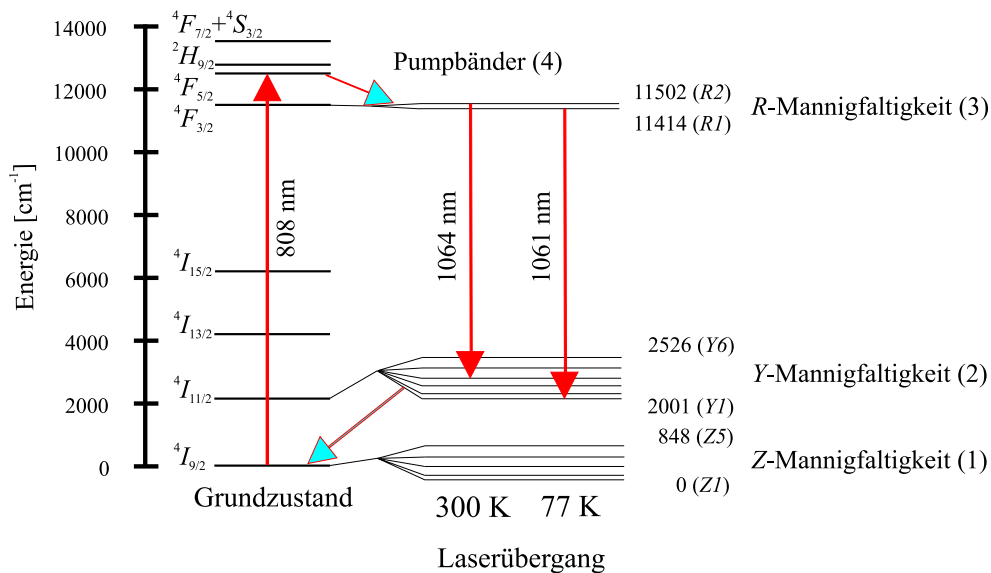


Abbildung 1.2: Vier-Niveau-Schema des Nd:YAG. Gezeigt sind der verwendete Pumpübergang bei 808 nm sowie die beobachteten Laserlinien bei 1064 nm (300 K), bzw. 1061 nm (77 K).

1.2 Das aktive Medium: Nd:YAG bei kryogenen Temperaturen

Da die Entwicklung neuer Lasermaterialien wegen der geringeren Schwellleistung in den meisten Fällen bei Helium- oder Stickstofftemperatur beginnt, wurden sehr früh theoretische Beschreibungen für die Temperaturabhängigkeit der meisten Laserparameter gefunden. Dazu gehören die Änderungen der Schwellleistung, der Linienpositionen und der Linienbreiten. Auch der Wechsel zwischen verschiedenen Linien als Hauptlaserübergängen lässt sich damit beschreiben.

Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle

Einer der wichtigsten Faktoren bei der Charakterisierung einer Lasieranregung ist die Schwellleistung; sie hängt von beinahe allen spektroskopischen Parametern des aktiven Mediums ab. Allgemeine theoretische Beschreibungen der Schwelle lassen sich in [Faj65, DiB68, Yar75] finden. Um quantitative Ergebnisse für den Fall des Nd:YAG zu erhalten, muss man die Ratengleichungen der Nd^{3+} -Niveaus benutzen, die direkt an den Strahlungsprozessen im Gleichgewicht während Anregung und Emission beteiligt sind.

Man geht von der Energiestruktur in Abbildung 1.2 aus: Die orbitale Entartung ist vollständig aufgehoben. Die Niveaus oberhalb der $^4F_{7/2}$ - und $^4S_{3/2}$ -Zustände sind an den Strahlungsprozessen praktisch nicht beteiligt. Auch die $^4I_{15/2}$ - und $^4I_{13/2}$ -Mannigfaltigkeiten haben für die stimulierte Emission keine Bedeutung, da zum einen der Anteil der Lumineszenz-Übergänge aus dem $^4F_{3/2}$ -Zustand in diese Niveaus unter 15 % liegt und zum anderen die Übergänge $(^4F_{5/2}, ^2H_{9/2}) \rightarrow ^4I_{15/2,13/2}$ die Laseremission genauso beeinflussen wie $(^4F_{5/2}, ^2H_{9/2}) \rightarrow ^4I_{11/2}$ und daher nicht gesondert betrachtet werden müssen. Nichtstrahlende Prozesse auf dem Übergang $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ können vernachlässigt werden, da ihre Lebensdauer mit 30 ms etwa 120mal größer ist als die Lumineszenzlebensdauer $\tau_{\text{Lum}} \approx 255 \mu\text{s}$. Die nichtstrahlenden Übergänge innerhalb eines Multipletts haben eine sehr viel höhere Rate, vergleichbar mit der des Laserüberganges. Die Stark-Niveaus innerhalb eines Multipletts sind so im thermischen Gleichgewicht, während die gesamte Besetzung der Multipletts untereinander zur selben Zeit ein Nichtgleichgewicht annehmen kann. Sie wird dann durch folgende Ratengleichungen beschrieben [Kam81]:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_j (N_j P_{ji} - N_i P_{ij}) \quad \text{mit} \quad \sum_i N_i = N_0, \quad (1.1)$$

wobei $i, j = 1, 2, 3, 4$ mit aufsteigender Energie die Multipletts nummerieren,

$$P_{ij} = A_i \beta_{ij} + V_{ij} + W_{ij}$$

die Summe der Wahrscheinlichkeiten für spontane (A_i) und stimulierte (V_{ij}) optische Übergänge bzw. nichtstrahlende (W_{ij}) Übergänge zwischen Niveaus $|i\rangle$ und $|j\rangle$ bezeichnet und β_{ij} für das Aufspaltungsverhältnis auf die verschiedenen Endniveaus $|j\rangle$ der spontanen Emission steht.

Die Existenzbedingung für stationäre stimulierte Emission lautet [Dem96]

$$\frac{B_x(\nu_g) h \nu_g}{c} (n_{3k} - n_{2l}) = \rho' \quad \text{mit} \quad \rho' = \rho + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{R}.$$

Dabei ist ρ der Verlustkoeffizient im Medium, R die Reflektivität während eines Resonator-umlaufs, l die Umlauflänge, B_x der Einstein- B -Koeffizient für den lasenden Übergang, ν_g die Laserfrequenz und n_{rs} die Besetzungszahl des s -ten Stark-Niveaus im r -ten Multiplett. Die Lösung der Ratengleichungen (Gleichung 1.1), die zum Beispiel in [Kam81] gezeigt ist, führt auf einen Ausdruck für die Anregungsenergie $U_{\text{exc}}^{\text{thr}}$ an der Laserschwelle [Vyl71]:

$$\eta B_p U_{\text{exc}}^{\text{thr}} = \frac{A_3}{\delta_x} \left(1 + \frac{b_3 b'_x}{b_1 b_x} \delta_x e^{-(E_{21}-E_{11})/kT} \right) \cdot \left(1 + \frac{b_y A_4}{b_3 A_3} e^{-(E_{41}-E_{31})/kT} \right), \quad (1.2)$$

mit den Einstein- A -Koeffizienten A_i der Multipletts, den Energien E_{is} der s -ten Stark-Niveaus des i -ten Multiplett. Ist b_{ik} der Boltzmann-Faktor des k -ten Stark-Niveaus relativ zum untersten Stark-Niveau des i -ten Multiplett, so sei $b_i = \sum_k b_{ik}$. Außerdem ist

$$\delta_x = \frac{N_0}{\rho'} \frac{\lambda_g^2}{4\pi^2 c} \frac{b_x}{b_3} \frac{A_x}{\Delta\nu_{\text{Lum}}^x},$$

mit der Lumineszenz-Linienbreite $\Delta\nu_{\text{Lum}}^x$ auf dem Laserübergang.

Diese Beziehung kann für die Untersuchung experimenteller Daten vereinfacht werden, indem man berücksichtigt, dass beide Exponentialfunktionen in Gleichung 1.2 klein sind und der Summand mit ihrem Produkt daher vernachlässigt werden kann. Alle Boltzmann-Faktoren der Stark-Komponenten bewegen sich in der Größenordnung von Eins, A_3 und A_4 etwa bei 10^3 s^{-1} . Da $\delta_x \gg 1$ gilt [Kru71, Kam81], braucht also auch der zweite Summand, der A_4 enthält, nicht weiter behandelt zu werden.

Der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen erfordert die Beschreibung der Schwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung P_{exc} und der Pumpwellenlänge ν_{exc} . Benutzt man die Beziehungen

$$B_p U_{\text{exc}}^{\text{thr}} = \frac{V_{14}}{V_{\text{Mode}}} \quad \text{und} \quad V_{14} = \frac{P_{\text{exc}}}{h\nu_{\text{exc}} N_0}$$

mit dem Modenvolumen V_{Mode} , und setzt man die Definition von δ_x ein, lässt sich die Temperaturabhängigkeit der Schwelle schreiben als

$$P_{\text{exc}} = \frac{h\nu_{\text{exc}} V_{\text{Mode}} b_3}{\eta} \frac{b_x}{b_x} \left(\frac{4\pi^2 \rho' c n \Delta\nu_{\text{Lum}}^x}{\lambda_g^2 \beta_x} + \frac{N_0 b'_x}{\tau_{\text{Lum}} b_1} e^{-(E_{21}-E_{11})/kT} \right). \quad (1.3)$$

Hier wurde zusätzlich der Brechungsindex ($n = 1,82$ für Nd:YAG) in c und λ_g , sowie die Quantenausbeute $\eta = \frac{W_{23}}{\sum_j P_{2j}} \frac{A_3 \beta_{34}}{\sum_j P_{3j}}$ [Kam81] berücksichtigt. Liegt das Endniveau des Laserüberganges wie bei Nd^{3+} sehr hoch ($e^{-(E_{21}-E_{11})/kT} \ll 1$), liefert der zweite Summand nur einen kleinen Beitrag, und es ist

$$P_{\text{exc}} = \frac{h\nu_{\text{exc}} V_{\text{Mode}} b_3}{\eta} \frac{b_x}{b_x} \frac{4\pi^2 \rho' c n \Delta\nu_{\text{Lum}}^x}{\lambda_g^2 \beta_x}. \quad (1.4)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Schwelle ist gegeben durch die Boltzmann-Faktoren $\{b_i\}$. Außerdem ist für $\Delta\nu_{\text{Lum}}^x$ die temperaturabhängige Lumineszenz-Linienbreite des Nd:YAG einzusetzen (\rightarrow *Linienverbreiterung der Lumineszenz-Linie*). Die expliziten Temperaturabhängigkeiten, die sich hieraus für die A - und B -Linie des Nd:YAG ergeben, werden im Kapitel 3.3 gezeigt (vgl. Abbildung 3.15).

Linienverschiebungen

Frequenzverschiebungen von Laserübergängen in Nd:YAG können auf vielfältige Weise erreicht werden. In der Entwicklungszeit des Nd:YAG-Lasers richteten sich die Bemühungen darauf, das Laserlicht mit kombinierten aktiven Medien [Kam81] oder dispersiven Resonatoren über einen möglichst großen Bereich abzustimmen. Die Verschiebung der Frequenz durch Temperaturänderung deckt zwischen 4 K und 500 K für die wichtigsten Übergänge einen Bereich von mehreren Terahertz ab [Kus69]. Neben Linienverschiebungen führen thermische Effekte zu plötzlichem Wechsel des Laserüberganges, der verschiedene Paare von Stark-Niveaus zweier Multipletts des Aktivator-Ions miteinander verknüpft.

Die thermische Verschiebung der Emissionslinie in Nd³⁺-dotierten Kristallen wurde in einer Reihe von Artikeln beschrieben [Syc69, And72, Vyl71]. In den meisten beobachteten Fällen werden die Linien des Nd:YAG mit steigender Temperatur zu längeren Wellenlängen verschoben. Die Hauptursache infolge des harmonischen Potenzialanteils liegt im Gittereffekt, bei dem die Energiezustände der Stark-Niveaus durch Elektron-Phonon-Wechselwirkungen verändert werden. Bei den anharmonischen Kristallschwingungen ist es die thermische Ausdehnung, die vorwiegend zur Linienverschiebung führt: Je größer der Abstand der Nd³⁺-Ionen von den umgebenden Gitteratomen ist, desto kleiner wird die Stark-Aufspaltung der Aktivator-Ionen. Dies kann bis zur lokalen Symmetrieänderung der Wirtsmatrix führen und die Stark-Aufspaltung auch qualitativ ändern.

Linienverschiebungen aufgrund von thermischer Ausdehnung sind jedoch hauptsächlich in weichen Kristallen mit moderaten Debye-Temperaturen zu beobachten. Wie in [Kus69, Joh67] diskutiert, überwiegt in harten Kristallen wie Nd:YAG die Elektron-Phonon-Wechselwirkung, auf die sich die folgende Behandlung bezieht:

Erste theoretische Beschreibungen dieses Phänomens wurde von *Shawlow*, *McCumber* und *Sturge* veröffentlicht [Imb64, Yen64], die sowohl resonante Ein-Phononen- als auch Zwei-Phononen-Raman-Prozesse betrachteten. Der Einfluss der Gitterspannungen wird dabei durch den Hamilton-Operator

$$\mathcal{H}_I = C \epsilon + D \epsilon^2 \quad (1.5)$$

beschrieben, wobei die lokale Verformung ϵ sowohl durch statischen externen Druck als auch Gitterschwingungen hervorgerufen sein kann; C und D sind die linearen bzw. quadratischen Kopplungsparameter der Elektron-Phonon-Wechselwirkung. Nimmt man ein Debye-Spektrum der Phononendichte an, lässt sich bei Laserübergängen $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ mit $\Delta E_{ij} \ll k T_D$ ($T_D \approx 600$ K: Debye-Temperatur des Nd:YAG) die Temperaturabhängigkeit der Energiezustände in Nd:YAG für direkte und Raman-Phononenübergänge schreiben als [Kus69]

$$E_{ij}(T) - E_{ij}(0) = \beta \left(\frac{T}{T_D} \right)^4 \int_0^{T_D/T} \frac{x^3}{e^x - 1} dx. \quad (1.6)$$

Für viele Laserkristalle kann die Phononendichte allerdings nur sehr näherungsweise durch das Debye-Modell beschrieben werden (vgl. Abbildung 1.3). Die Debye-Temperatur in Formel 1.6, die man durch Näherung experimenteller Daten erhält, ist daher häufig zu klein. Für Re³⁺-Ionen wurde von *Perlin et al.* [And72, Bla76] ein Modell entwickelt, das eine effektive Phononendichte ρ_{eff} einführt. Im Gegensatz zu der auf dem Debye-Modell basierenden Theorie behandelt diese Beschreibung die Wechselwirkung der 4f-Elektronen mit allen Zweigen des Phononenspektrums und ist nicht auf die niedrigen Frequenzen

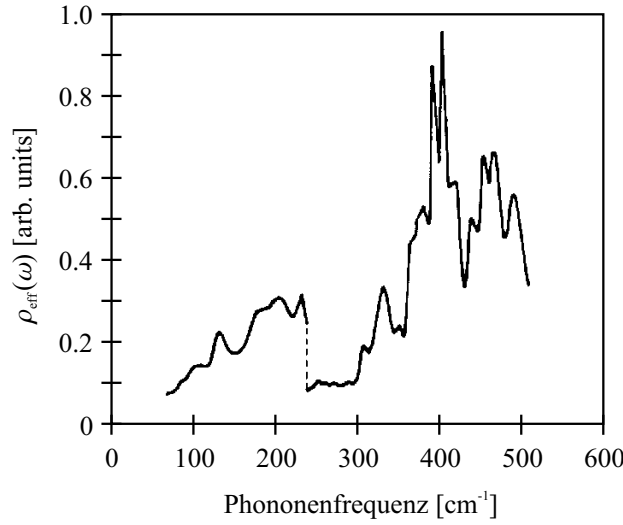


Abbildung 1.3: Effektive Phononendichte des Nd:YAG [Bla76].

akustischer Phononen beschränkt. *Perlin* fand für die Niveauverschiebungen den Ausdruck [Ang75]:

$$E_i - E_0 = \sum_{ij} B_{ij} \mathcal{P} \int_0^{\omega_D} \rho_{\text{eff}}(\omega) \bar{n}(\omega) \frac{\Delta E_{ij}}{(\Delta E_{ij})^2 - (\hbar\omega)^2} d\omega. \quad (1.7)$$

$\bar{n}(\omega)$ steht dabei für die Phononenverteilung, ω_D für die Grenzfrequenz, und die B_{ij} sind die Matrixelemente der Elektron–Phonon–Wechselwirkung. Die Beiträge der einzelnen Summanden können dabei sowohl positive als auch negative Werte annehmen, wie zum Beispiel bei den *A*– und *B*–Linien in Nd:YAG [Kam81]. Für die Beschreibung dieser Linien reicht allerdings auch der einfachere Ansatz in Gleichung 1.6 aus, der daher in der Auswertung verwendet wird.

Neben der kontinuierlichen Verschiebung der Linien kommt es bei fast allen RE–Lasern zum Wechsel des Laserüberganges bei bestimmten Temperaturen. Bei Nd:YAG tritt dieser Übergang zwischen der *A*– und der *B*–Linie bei etwa 225 K auf. Bei tiefen Temperaturen emittiert der Laser auf der *B*–Linie ($11427 \text{ cm}^{-1} \text{ } ^4F_{3/2} \rightarrow \text{ } ^4I_{11/2} \text{ } 2002 \text{ cm}^{-1}$), während bei Raumtemperatur die Emission ($11507 \text{ cm}^{-1} \text{ } ^4F_{3/2} \rightarrow \text{ } ^4I_{11/2} \text{ } 2110 \text{ cm}^{-1}$) über die *A*–Linie erfolgt (Abbildung 1.2). Eine qualitative Erklärung des Übergangswechsels kann durch die thermische Besetzung der beteiligten Stark–Komponenten gegeben werden. Der *A*–Übergang ist verbunden mit dem oberen Stark–Niveau des metastabilen Zustandes, der *B*–Übergang mit dem unteren. Spontane Emission auf dem *A*–Übergang ist um so wahrscheinlicher, je größer die Besetzung des oberen Stark–Niveaus aufgrund der Boltzmann–Verteilung ist. Mit steigender Temperatur wird die Lumineszenz auf der *A*–Linie also stärker als auf der *B*–Linie. Die Energieaufspaltung des $^4F_{3/2}$ –Niveaus liegt dabei mit $88 \text{ cm}^{-1} \simeq 110 \text{ K}$ in der Größenordnung der Sprungtemperatur.

Untermauert wird diese Erklärung durch den Vergleich mit den Sprungtemperaturen anderer Wirtskristalle, wie zum Beispiel $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$: Ebenfalls mit Nd^{3+} dotiert ergibt sich eine äquivalente Levelstruktur, die sich von Nd:YAG durch eine etwa 20 % kleinere Aufspaltung des $^4F_{3/2}$ –Niveaus unterscheidet (67 cm^{-1} im Gegensatz zu 85 cm^{-1} in Nd:YAG bei 77 K). Da die spontanen Übergangsraten in beiden Kristallen gleich sind, gilt folgender

Zusammenhang für die Sprungtemperaturen T_S :

$$\frac{T_S(\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12})}{T_S(\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12})} = \frac{85 \text{ cm}^{-1}}{67 \text{ cm}^{-1}},$$

der die tatsächlich beobachtete Sprungtemperatur in $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ von $\approx 177 \text{ K}$ liefert. Die quantitative Beschreibung der Sprungtemperatur wird im Kapitel 3 gegeben.

Linienverbreiterung der Lumineszenz-Linie

Da die Laserschwelle durch die Breite der Lumineszenz-Linie bestimmt wird, soll hier als abschließende Eigenschaft der temperaturabhängige Verbreiterungsmechanismus aufgrund von Elektron-Phonon-Wechselwirkungen vorgestellt werden; sie haben den bei weitem größten Einfluss auf die Linienbreite in RE-Ionen-Lasern. Wie in [Kus69] beschrieben, wird die Verbreiterung meist im Rahmen des Debye-Modells beschrieben, das bereits im vorigen Abschnitt erwähnt wurde. Aus dem Hamilton-Operator \mathcal{H}_I (Gleichung 1.5) lässt sich durch Störungsrechnung der Ausdruck

$$\Gamma(T) = \Gamma(0) + \bar{\alpha} \left(\frac{T}{T_D} \right)^7 \int_0^{T_D/T} \frac{x^6 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \quad (1.8)$$

für die Linienbreite $\Gamma(T)$ ableiten [Yen64]; $\Gamma(0)$ beschreibt die Verbreiterung durch statistische Verzerrungen des Kristalls oder andere temperaturunabhängige Prozesse. In den zweiten Summanden geht der Beitrag der Zwei-Phononen-Raman-Streuung ein. Die resonante Ein-Phononen-Streuung in den Laserübergängen des Nd:YAG kann vernachlässigt werden, da die theoretische Abhängigkeit in Gleichung 1.8 bereits sehr gut

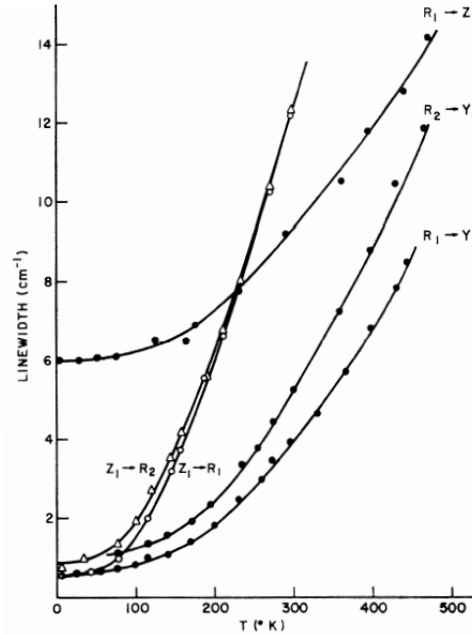


Abbildung 1.4: FWHM einiger Linien des Nd:YAG als Funktion der Temperatur [Kus69], genähert mit Gleichung 1.8.

mit den experimentellen Daten in Abbildung 1.4 übereinstimmt. Sie spielt nur bei den Übergängen in den Grundzustand eine entscheidende Rolle. Die charakteristischen Temperaturen T_D in Gleichung 1.8 weichen von denen bei der Linienverschiebung ab und sind auch hier nicht mit der Debye-Temperatur aus der spezifischen Wärme identisch. In die Konstante $\bar{\alpha}$ gehen die Kristalldichte, mittlere Schallgeschwindigkeit und die Matrixelemente von \mathcal{H}_1 ein. Die Daten zeigen bei Abkühlung auf Heliumtemperatur eine Abnahme der Linienbreite auf ein Fünftel des Wertes bei 300 K (vgl. Abbildung 1.4).

1.3 Der Resonator: Monolithische nicht-planare Ringlaser

Die Untersuchungen der Nd:YAG-Eigenschaften in dieser Arbeit wurden an einem Resonatortyp durchgeführt, der als NPRO (non-planar ring oscillator) oder auch MISER (monolithic, isolated single-mode end-pumped ring laser) bekannt ist.

Konventionelle Ringlaser bestehen aus einem Polarisator, einer $\lambda/2$ -Platte und einem Faraday-Rotator, um Laseroszillation in nur einer Umlaufrichtung zu erreichen. Als Polarisator dient beim NPRO die Ein- und Ausgangsfläche A , die aus Stabilitätsgründen leicht gekrümmt ist (Abbildung 1.5). Da der Strahl nicht senkrecht auf sie auftrifft, wird die p -Polarisation bevorzugt ausgekoppelt, so dass im Oszillator nahezu s -polarisiertes Licht zirkuliert. Die Polarisationsdrehung folgt aus dem nicht-planaren Bau des Kristalls: Ist α der Winkel zwischen den Normalen der Eingangsfläche A und der Reflexionsfläche B bzw. D , dann resultiert eine geometrische Polarisationsdrehung von 2α für einen kompletten Umlauf. Eine Polarisationsdrehung durch den Faraday-Effekt wird im Aufbau des NPRO erreicht, indem man parallel zur langen Dimension des Kristalls ein Magnetfeld anlegt.

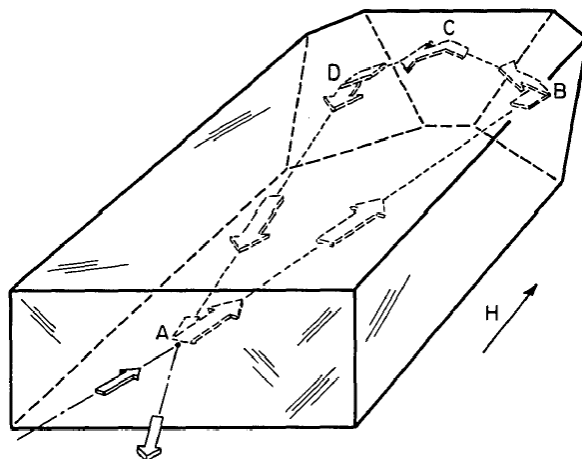


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung eines NPRO mit Strahlverlauf [Kan85]. Der Pumpstrahl tritt an der leicht gekrümmten Frontfläche A ein und sammelt während der internen Totalreflexionen an B , C und D geometrische Phase auf. Diese Phasendrehung wird in einer Umlaufrichtung durch den Faraday-Effekt durch Anlegen des Feldes H kompensiert.

Für die eine Oszillationsrichtung subtrahiert sich die Faraday–Rotation von der geometrischen Drehung, in der anderen addiert sie sich. Durch Umpolen des Feldes lässt sich die Strahlrichtung umkehren. Ohne Doppelbrechung durch die interne Totalreflexion würde im NPRO zirkular polarisiertes Licht oszillieren; die Doppelbrechung erzwingt elliptische Polarisation. Für $\alpha = 20^\circ$ zeigen Rechnungen 89 % der umlaufenden Leistung in der s –Polarisation [Kan85, Nil89].

Ein NPRO bietet für die Frequenzstabilität bei kryogenen Bedingungen mehrere Vorteile:

- Ein NPRO zeigt bereits bei Raumtemperatur eine gute intrinsische Frequenzstabilität.
- Durch die Nutzung der Kristalloberfläche zur Totalreflexion wird weitestgehend eine Verzerrung der Resonatorgeometrie vermieden, die sonst beim Abkühlen zur störenden Verformung der notwendigen Spiegeloptik führte.
- Die Herstellung als monolithischer Block bietet ein kompaktes Design, wie es für ein limitiertes Probenvolumen im Kryostaten benötigt wird.
- Die Schwellleistung eines NPRO ist klein, so verringert sich der unerwünschte Wärmeeintrag in das kryogene System.
- Die Funktionsweise als Ringoszillator verhindert das Anschwingen einer zweiten axialen Mode und stellt somit einen Einmoden–Betrieb sicher.

1.4 Die Pumpquelle: Prinzip eines gitterstabilisierten Diodenlasers

Diodenlaser bei 810 nm haben sich als eine billige und effiziente Pumpquelle für Nd:YAG–NPROs etabliert [Inn03, Lig92]. Ein p – n –Übergang wird von einem Strom durchflossen, wobei Elektron–Loch–Paare in der Sperrschicht bei ihrer Rekombination Licht aussenden. Halbleitermaterialien weisen einen relativ hohen Brechungsindex auf ($n = 3,54$ in $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ bei 15°C), woraus eine Reflektivität an den Endflächen von $\approx 30\%$ folgt. Damit kann der etwa $100\ \mu\text{m}$ lange Halbleiterkristall als Laserresonator dienen mit einem breiten Verstärkungsprofil von mehreren 10 nm. Durch Wahl der Temperatur– oder Stromeinstellung lässt sich die Wellenlänge des Lasers über einen begrenzten spektralen Bereich abstimmen. Typische Linienbreiten von Diodenlasern liegen im Bereich von einigen 10 MHz.

Um den Ansprüchen an kleinere Linienbreiten in weiten Teilen der Spektroskopie sowie bei der Laserkühlung in der Atomoptik zu genügen, wird der Diode daher häufig ein externer zweiter Resonator hinzugefügt, der die Aufenthaltszeit τ der Photonen im Resonator erhöht und so die Linienbreite $\gamma = 1/\tau$ verkleinert. Erzielte Linienbreiten liegen unterhalb von 1 kHz [Wya83, Wya85].

Da auch bei einem Diodenlaser Frequenzinstabilitäten immer mit Intensitätsfluktuationen verknüpft sind, ist die Gitterstabilisierung ein erster Schritt, um eine konstante Pumpleistung zu erzeugen. Intensitätsschwankungen führen zu Temperaturänderungen im Nd:YAG–Kristall und damit zu Frequenzinstabilitäten, so dass eine Kontrolle der Pumpleistung von

entscheidender Bedeutung ist.

In dieser Arbeit wurde der externe Resonator mit Hilfe eines Reflexionsgitters realisiert, alternative Bauweisen benutzen ein Fabry–Perot–Interferometer. Auch die Abstimmbarkeit der Laserwellenlänge lässt sich durch einen externen Resonator erheblich verbessern; der Abstimmbarkeitsbereich kann sich dann über das gesamte Verstärkungsprofil erstrecken. In dem hier beschriebenen Experiment wurde die Pumpwellenlänge allerdings während fast aller Messungen konstant gehalten.

Bei der Stabilisierung mit einem Reflexionsgitter unterscheidet man zwei hauptsächlich verwendete Konstruktionsweisen, die Littrow– [Haw01] und die Littmann/Metcalf–Anordnung [Har91]. Der wesentliche Bestandteil beider Anordnungen ist der externe Resonator, an den die Laserdiode gekoppelt wird; als ein Resonatorspiegel dient dabei das Reflexionsgitter. Das grundlegende Schema der in dieser Arbeit realisierten Littrow–Anordnung

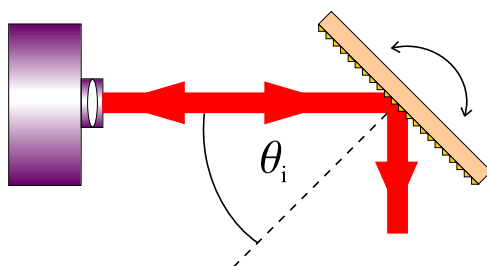


Abbildung 1.6: Schematischer Aufbau der Littrow–Variante

findet sich in Abbildung 1.6: Der Strahl wird durch eine Linse kollimiert und fällt auf das Reflexionsgitter. Der Winkel θ_i zwischen der Gitternormalen und dem Diodenstrahl wird dabei so gewählt, dass das Licht der Ordnung $m = -1$ in die Diode zurückgeworfen wird und die reflektierte nullte Ordnung in den weiteren Strahlengang ausgekoppelt wird. Die Leistung in der ersten Ordnung geht verloren, höhere Ordnungen existieren aufgrund des sinusförmigen Querschnitts des Gitters nicht.

Zur korrekten Ausrichtung des Gitters für eine bestimmte Wellenlänge bedient man sich der Gittergleichung [Dem00]

$$d (\sin \theta_m + \sin \theta_m) = m \lambda ,$$

wobei der Einfallswinkel θ_i gleich dem Beugungswinkel der minus ersten Ordnung θ_{-1} gewählt wird und d die verwendete Gitterkonstante bezeichnet ($d^{-1} = 1200 \text{ mm}$ in diesem Aufbau). Bei einer Laserwellenlänge von $808,5 \text{ nm}$ ergibt sich $\theta_i \approx 29,0^\circ$.

1.5 Der optische Frequenzkamm

Die hauptsächliche Schwierigkeit bei der Messung der Frequenzstabilität eines kryogenen Nd:YAG–Lasers besteht in der Überbrückung des Frequenzunterschiedes zwischen den Laserlinien bei 1061 nm und 1064 nm . Die Ursachen für den Wechsel der Laserfrequenz wurden in Kapitel 1.2 ausführlich beschrieben. Die Fortschritte auf den Gebieten der Laserstabilisierung haben allerdings mit dem Bau optischer Frequenzkamm–Generatoren zur Entwicklung eines Werkzeuges geführt, mit dem der Vergleich von Frequenzen über mehr

als eine Oktave (Faktor 2 in der Frequenz) möglich ist. Das folgende Kapitel soll sich daher mit den Grundlagen optischer Frequenzkämme beschäftigen. Im Aufbau dieser Arbeit kam zur Stabilisierung des Kammes ein Iod-Standard zum Einsatz, dessen Prinzip in Kapitel 2.8.2 kurz dargestellt wird.

Die Entwicklung auf dem Gebiet der modengekoppelten Laser hat in den letzten Jahren zu ultrakurzen Pulslängen von nur 5 fs geführt [Cun03]. Die Diskussion dieser Femtosekunden-Pulse in der Frequenzdomäne zeigt, dass das resultierende Spektrum aus einer diskreten Serie scharfer Linien mit gleichem Abstand besteht. Der Kamm wird charakterisiert durch zwei Frequenzen im RF-Bereich, womit wichtige Anwendungen in der optischen Metrologie möglich sind, da nun optische Frequenzen auf den als Zeitstandard definierten Mikrowellen-Übergang im Cäsium zurückgeführt werden können. Die Theorie modengekoppelter Laser, speziell passive Modenkopplung über den Kerr-Linsen-Effekt in Ti:Saphir-Lasern, ist vielfältig in der Literatur zu finden [Kal95, Lin95]. An dieser Stelle soll daher die unterschiedliche Interpretation einer Pulsfolge in Zeitdomäne und Frequenzraum im Vordergrund stehen.

Die einzelnen Pulse können aufgespalten werden in eine Einhüllende $\hat{E}(t)$ und eine Trägerwelle mit Frequenz ω_c (Abbildung 1.7); also gilt für das elektrische Feld $E(t) = \hat{E}(t) e^{i\omega_c t}$. Wegen der Dispersion der Gruppengeschwindigkeit ändert sich dabei die Phase Φ_{ce} zwischen der Spitze der Einhüllenden und dem nächstgelegenen Maximum der Trägerwelle. Betrachtet man einen einzelnen Puls, so ist seine Fourier-Transformierte gegeben durch die einhüllende Funktion, die an der Frequenz des Trägers zentriert ist. Je kürzer die Pulslänge, desto breiter wird das Frequenzspektrum. Analog ergibt eine Folge von identischen äquidistanten Pulsen Fourier-transformiert einen „Kamm“, dessen Zinkenabstand durch die Repetitionsrate f_{rep} der Laserpulse festgelegt ist.

Das Kammspektrum entsteht, da aufgrund der Fourier-Beziehung zwischen Zeit- und Frequenzauflösung jedes Spektrometer, das einzelne Kammlinien aufzulösen imstande ist, nicht zeitlich zwischen einzelnen Pulsen unterscheiden kann. Also interferieren im Spektrometer nachfolgende Pulse miteinander, wie in Abbildung 1.8 gezeigt: Man benutzt, dass eine zeitliche Verschiebung einer linearen Verschiebung der Phase im Fourier-Raum entspricht.

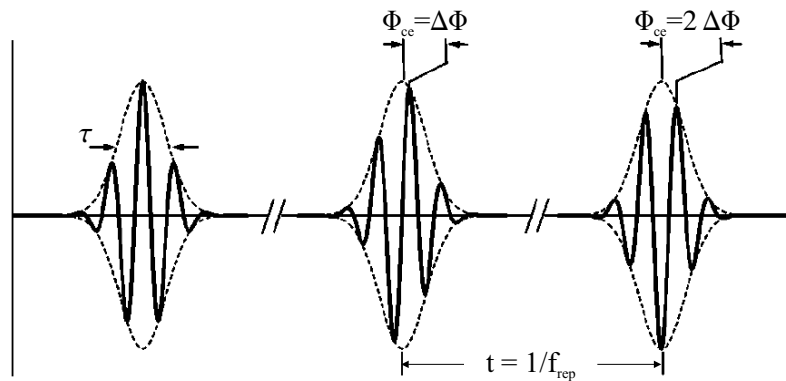


Abbildung 1.7: Träger und Einhüllende der Pulsfolge mit variabler Phase Φ_{ce}

In (a) ist nun die Phase (modulo 2π) von vier Pulsen gezeigt, die zu Zeiten $t = 0, \tau, 2\tau$ und 4τ eintreffen. Es wurde willkürlich $\Phi_{ce} = \pi/4$ gewählt. Außer bei 0 haben die Pulse immer bei ganzzahligen Vielfachen der Repetitionsrate $f_{rep} = 1/\tau$ die gleiche Phase; hier addieren sie sich also kohärent im Innern des Spektrometers. Ändert man nun die stationäre Phase $\Phi_{ce} = \pi/2$ zwischen Einhüllender und Träger (b), bleiben die Frequenzen

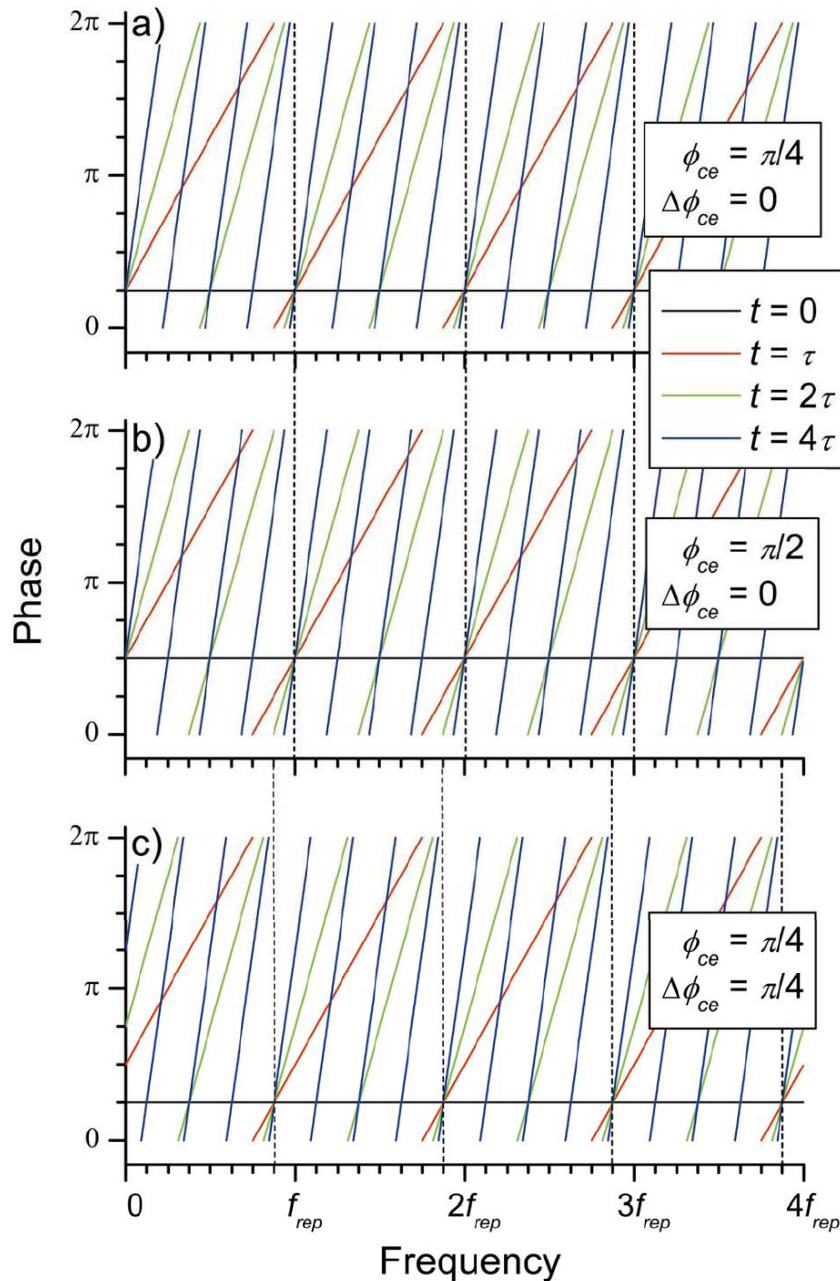


Abbildung 1.8: (a),(b): Pulse mit zeitunabhängiger Phase zwischen Einhüllender und Träger: Konstruktive Interferenz geschieht bei gleichen Frequenzen; (c) veränderliche Phase zwischen zwei Pulsen: Die Schnittpunkte erhalten einen konstanten Offset $-\frac{7}{8}f_{rep}$ [Cun03].

dieser Schnittpunkte gleich; die Phasen aller Pulse werden lediglich um einen konstanten Wert verschoben. Eine andere Situation liegt vor, wenn man die Zeitentwicklung der Phase berücksichtigt ($\Delta\Phi_{\text{ce}} = \pi/4$). Die Punkte kohärenter Überlagerung verschieben sich dann um eine konstante Frequenz f_0 ; die optischen Frequenzen ν_n der Kammlinien können nun geschrieben werden als

$$\nu_n = n f_{\text{rep}} + f_0, \quad (1.9)$$

wobei n eine ganze Zahl in der Größenordnung von 10^6 ist und f_0 ein Offset aufgrund der Phasenverschiebung von Puls zu Puls mit

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} f_{\text{rep}} \Delta\Phi_{\text{ce}}.$$

Die Phasenänderung $\Delta\Phi_{\text{ce}}$ hat ihre Ursache in den unterschiedlichen Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten im Resonator, die durch Dispersion an optischen Elementen entstehen. Die Phase wird nur einmal pro Umlauf am Auskoppler abgefragt, kann daher also modulo 2π angegeben werden:

$$\Delta\Phi_{\text{ce}} = \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p} \right) l_c \omega_c \bmod 2\pi.$$

Das Spektrum modengekoppelter Laser überspannt nicht mehr als einige 10 nm. Wie in [Cun03, Ran00] beschrieben, wird daher eine photonische Kristall-Faser verwendet, um das Kammspektrum zu verbreitern (Abbildung 1.9). Der Kamm kann so eine Breite von über einer Oktave erreichen.

Der wohl wichtigste Anwendungsbereich des optischen Frequenzkammes ist die Messung absoluter Frequenzen, die vorher nur über aufwändige Frequenzketten realisiert werden konnte. „Absolut“ bedeutet hier die Zurückführung einer optischen Frequenz auf den Hyperfeinstruktur-Übergang im Grundzustand des ^{133}Cs . Dies erfordert die Messung der beiden RF-Frequenzen, die die Position der Kammlinien vorgeben. f_{rep} lässt sich durch einfache Detektion des Pulszuges mit einer schnellen Photodiode bestimmen und liegt im Bereich von 100 MHz bis zu einigen GHz [Bar99]. f_0 kann man aus Gleichung 1.9 erhalten,

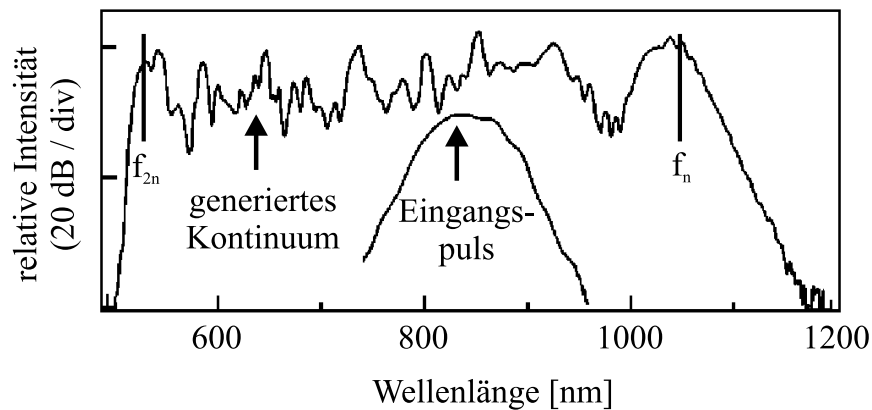


Abbildung 1.9: *Spektrum eines optischen Frequenzkammes vor und hinter der photonischen Kristall-Faser* [Cun03]

wenn der Kamm mindestens eine Oktave umspannt: Dann betrachtet man die Differenz zwischen der frequenzverdoppelten Kammlinie n und der Linie $2n$:

$$2f_n - f_{2n} = 2(nf_{\text{rep}} + f_0) - (2nf_{\text{rep}} + f_0) = f_0.$$

Diese Art der Frequenzbestimmung wird auch als Selbstreferenzierung bezeichnet. Absolute Frequenzen lassen sich aber auch auf andere Weisen bestimmen, wie das Beispiel eines frequenzverdoppelten cw-Lasers zeigt: Liegt sein Laserübergang in der Nähe einer Kammlinie n , wird seine zweite Harmonische nahe der Kammlinie bei $2n$ sein. Heterodyn-Beat-Messungen ergeben zwischen der Laserfrequenz f_l und der Kammlinie n die Schwingungsfrequenz $f_{1b} = f_l - (nf_{\text{rep}} + f_0)$ und zwischen der zweiten Harmonischen und der Kammlinie $2n$ den Beat $f_{2b} = 2f_l - (2nf_{\text{rep}} + f_0)$. Die Laserfrequenz folgt nun, wenn man die Differenz

$$f_{2b} - f_{1b} = 2f_l - (2nf_{\text{rep}} + f_0) - [f_l - (nf_{\text{rep}} + f_0)] = f_l - nf_{\text{rep}}$$

betrachtet. Kennt man nun die Laserfrequenz von vornherein bis auf $f_{\text{rep}}/4$ genau, kann n einfach bestimmt werden und damit f_l mit sehr viel höherer Genauigkeit.

1.6 Frequenz(in)stabilität freilaufender Laser

Ein Laser kann dem idealen harmonischen Oszillator sehr nahe kommen. Doch auch wenn er häufig als monochromatische Strahlquelle bezeichnet wird, unterliegt seine Frequenz Schwankungen, die sich auf allen Zeitskalen finden lassen. Zum Vergleich verschiedener Oszillatoren benötigt man allgemein gültige Methoden, mit denen Instabilitäten im Frequenzraum oder in der Zeitdomäne charakterisiert werden können. Spektrale Rauschdichte bzw. Allan-Varianz haben sich hierzu als nützliche Größen herausgestellt.

Begriffe zur Charakterisierung von Rauscheigenschaften

Das Ausgangssignal eines Laseroszillators lässt sich schreiben als

$$E(t) = (E_0 + \epsilon(t)) \sin(2\pi\nu_0 t + \phi(t)).$$

$\epsilon(t)$ bezeichnet hierbei das Amplitudenrauschen; es führt nur durch Konversion über Nicht-linearitäten zur Frequenzinstabilität und braucht daher im Folgenden nicht behandelt zu werden. Durch Amplitudenbegrenzung kann es stark vermindert werden. Entscheidend ist die zeitabhängige Phase $\phi(t)$, die in direkter Beziehung zum Frequenzrauschen $\Delta\nu(t)$ steht:

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi\nu_0 t + \phi(t)) = \nu_0 + \Delta\nu(t).$$

Damit gilt

$$\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}.$$

Um ein vom Absolutwert der Frequenz unabhängiges Maß zu erhalten, wird das relative Frequenzrauschen eingeführt

$$y(t) = \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0}.$$

Rauschart	$S_y^2(\nu)$	$S_\phi^2(\nu)$	$\sigma_y^2(2, \tau)$
Random-Walk-Frequenzrauschen	$h_{-2}\nu^{-2}$	$\nu_0^2 h_{-2}\nu^{-4}$	$2\pi^2 h_{-2}\tau/3$
Flicker-Frequenzrauschen	$h_{-1}\nu^{-1}$	$\nu_0^2 h_{-1}\nu^{-3}$	$2h_{-1} \ln 2$
weißes Frequenzrauschen	h_0	$\nu_0^2 h_0\nu^{-2}$	$\frac{h_0}{2\tau}$
Flicker-Phasenrauschen	$h_1\nu$	$\nu_0^2 h_1\nu^{-1}$	$\frac{3h_1}{4\pi^2\tau^2} \ln(2\pi\nu_h\tau)$
weißes Phasenrauschen	$h_2\nu^2$	$\nu_0^2 h_2$	$\frac{3h_2\nu_h}{8\pi^2\tau^2}$

Tabelle 1.3: Zuordnung der verschiedenen Rauscharten zu den Ordnungen der spektralen Rauschdichte und zugehörige Allan-Varianzen gemäß dem Power-Law-Modell [How81]

Ebenso definiert man das relative Phasenrauschen

$$x(t) = \frac{\phi(t)}{2\pi\nu_0},$$

das über die Relation $y(t) = \frac{dx(t)}{dt}$ mit dem relativen Frequenzrauschen verknüpft ist.

Frequenzraum: Spektrale Rauschdichte

Zur Beschreibung des Rauschens im Frequenzraum geht man aus von der Autokorrelationsfunktion

$$R_{\Delta\nu}(\tau) = \langle \Delta\nu(t)\Delta\nu(t-\tau) \rangle.$$

Aus dieser leitet man die spektrale Rauschdichte $S_{\Delta\nu}$

$$S_{\Delta\nu}(\nu) = 2 \int_0^\infty R_{\Delta\nu}(\tau) e^{-2\pi i\nu\tau} d\tau$$

der Dimension $\frac{\text{Hz}^2}{\text{Hz}}$ ab, die als Fourier-Transformierte der Autokorrelationsfunktion definiert ist. Die entsprechenden Relationen für das relative Frequenz- $S_y(\nu)$ und Phasenrauschen $S_\phi(\nu)$ lauten

$$\begin{aligned} S_y^2(\nu) &= \frac{1}{\nu_0^2} S_{\Delta\nu}(\nu) \\ S_{\Delta\nu}^2(\nu) &= \nu^2 S_\phi(\nu) \\ S_y^2(\nu) &= \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 S_\phi(\nu). \end{aligned}$$

Die Beschreibung eines Systems in jeder dieser spektralen Dichten (ebenso wie mit den zugehörigen Korrelationsfunktionen) ist äquivalent, da sie dieselbe Information über das Frequenzrauschen des System beinhalten. Praktische Erfahrung mit spektralen Dichten zeigt [How81], dass das Frequenzrauschen typischer Oszillatoren mit einer Laurent-Entwicklung von S_y bis zur zweiten Ordnungen in ν beschrieben werden kann (Power-Law-Modell). Da die Bandbreite realer Systeme begrenzt ist, führt man eine obere Abschneidefrequenz ν_h ein:

$$S_y(\nu) = \begin{cases} \sum_{\alpha=-2}^{+2} h_\alpha \nu^\alpha & , \quad 0 \leq \nu \leq \nu_h \\ 0 & , \quad \nu > \nu_h \end{cases}$$

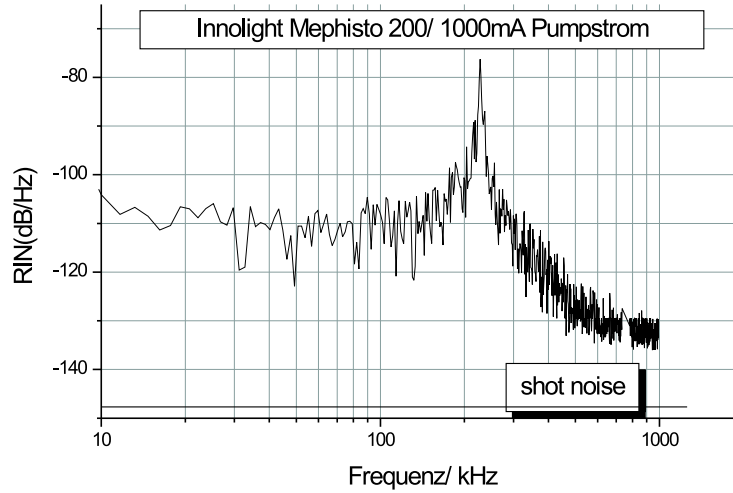


Abbildung 1.10: Typisches Amplitudenrauschen eines freilaufenden Nd:YAG-NPRO [Her01]

Die gängige Terminologie ist in Tabelle 1.3 [Rut78, Kar78] zusammengefaßt. Den Term $\sim \nu^{-2}$ bezeichnet man als Random-Walk- (oder statistisches) Rauschen, $\sim \nu^{-1}$ als Flicker-Frequenzrauschen und das frequenzunabhängige Rauschen $\sim \nu^0$ als weißes Frequenzrauschen. Entsprechende Relationen gelten für die Phasenrauschdichte $S_\phi(\nu)$ ¹.

Zur Charakterisierung der meisten Oszillatoren wie auch des freilaufenden Nd:YAG-Lasers reichen aber bereits drei Summanden aus. Im Rahmen des Power-Law-Modells kann die Rauschdichte dann durch folgende drei Beiträge beschrieben werden:

$$S_{\Delta\nu, \text{Laser}} = \frac{\delta\nu_{\text{Laser}}}{\pi} + \frac{h_{\text{Flicker}}}{\nu} + \frac{h_{\text{RW}}}{\nu^2}.$$

Der erste Summand repräsentiert das weiße Frequenzrauschen innerhalb der Laserlinienbreite, der zweite das Flicker-Frequenzrauschen (rosa Rauschen), das für Frequenzen zwischen 10 kHz und 1 MHz maßgeblich ist. Der dritte Term beschreibt das Random-Walk-Frequenzrauschen, das bei Frequenzen < 10 kHz den überwiegenden Beitrag liefert.

Frequenzinstabilitäten unterhalb von einigen 100 kHz werden hauptsächlich durch äußere Ursachen wie Erschütterungen, Temperaturschwankungen und Rauschen elektronischer Komponenten hervorgerufen (technisches Rauschen); durch aktive Stabilisierung können diese Beiträge verringert werden. Ab etwa 1 MHz erreicht man das Quantenrauschen, die prinzipielle Grenze der Frequenzstabilität; spontan emittierte Photonen stören unkorreliert die Phase des Laserfeldes. Schawlow und Townes haben die damit verbundene Rauschdichte hergeleitet [Yar97]:

$$S_{\Delta\nu, \text{ST}}(\nu) = \delta\nu_{\text{Laser}} \sqrt{\frac{2h\nu}{P}}.$$

Dabei steht P für die Ausgangsleistung des Lasers und $\delta\nu_{\text{Laser}}$ für die Linienbreite des Laserresonators. Bei hohen Leistungen sind Störungen durch spontan emittierte Photonen vernachlässigbar, und die Rauschdichte sinkt.

¹Phasen- und Frequenzrauschen gehen ineinander über, falls beide sinusförmig sind.

Der Vollständigkeit halber soll hier noch kurz auf das Amplitudenrauschen eingegangen werden. Abbildung 1.10 zeigt sein Verhalten für einen freilaufenden Nd:YAG-NPRO: Bei tiefen Frequenzen erkennt man weißes Rauschen, bei einigen hundert Kilohertz ist ein Relaxationspeak zu erkennen. Die weitere Abhängigkeit der Rauschdichte ist $\sim \nu^2$, bis man ab etwa 1 MHz durch das Eigenrauschen des Detektors limitiert wird. Das Schrotrauschen, das durch statistisches Auftreffen einzelner Photonen hervorgerufen wird, wäre ohne diese Limitierung bei etwa 1,5 MHz erreicht.

Zeitdomäne: Allan–Varianz

In der Diskussion über die Wahl einer geeigneten Varianz als Maß für die Stabilität von Uhren [How81] hat sich die Allan–Varianz durchgesetzt. Sie bietet den Zugang zum einfachen experimentellen Vergleich zweier Uhren. Ein Frequenzzähler liefert im zeitlichen Abstand Δt Werte $y(t)$ für das relative Frequenzrauschen. Man bildet nun Mittelwerte $\bar{y}_k(\tau)$ über jeweils gleiche Integrationszeiten τ :

$$\bar{y}_k(\tau) = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t) dt.$$

Eine mathematisch korrekt definierte Varianz $\sigma^2(x) = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle$ erforderte nun unendlich viele Proben oder – äquivalent dazu (Ergodenhypothese) – Mittelung über eine unendliche Zeit. Um der realen Messsituation Rechnung zu tragen, greift man auf die Beschreibung durch eine N -Proben-Varianz zurück:

$$\sigma_y^2(N, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\bar{y}_i(\tau) - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_j(\tau) \right)^2. \quad (1.10)$$

Man geht dabei von vernachlässigbaren Totzeiten aus. Die Allan–Varianz wird nun entsprechend der Gleichung 1.10 als Zwei–Proben–Varianz definiert:

$$\langle \sigma_y^2(2, \tau) \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^2 \left(\bar{y}_i(\tau) - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \bar{y}_j(\tau) \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_2(\tau) - \bar{y}_1(\tau))^2 \rangle. \quad (1.11)$$

Durch Begrenzung dieser Mittelung auf m Werte muss man wiederum die endliche Anzahl von Messpunkten berücksichtigen, so dass man Gleichung 1.11 nähert zu

$$\tilde{\sigma}_y^2(2, \tau) = \frac{1}{2(m-1)} \sum_{i=1}^{m-1} (\bar{y}_{i+1}(\tau) - \bar{y}_i(\tau))^2.$$

In dieser Arbeit wurden für Allan–Varianzen nur Punkte mit mindestens $m = 10$ verwendet.

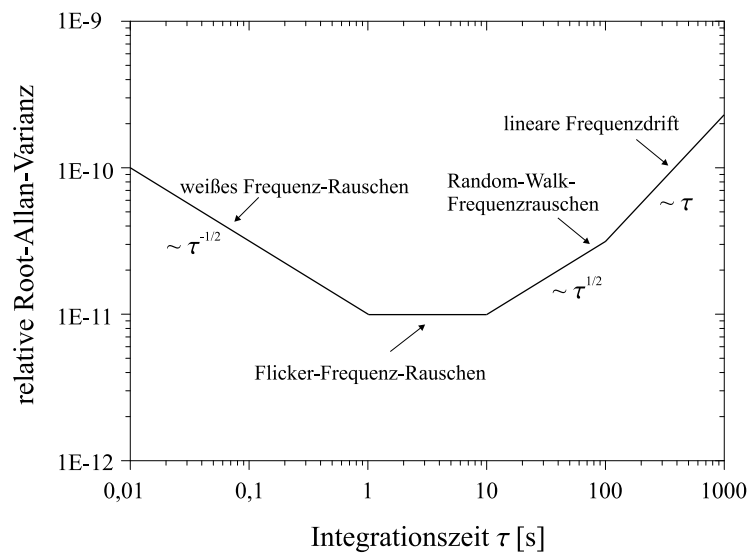


Abbildung 1.11: Typischer Verlauf der relativen Root-Allan-Varianz. Die Steigung der Geraden ist für die verschiedenen Rauscharten charakteristisch.

Zusammenhang zwischen Frequenzraum und Zeitdomäne

Um später die Allan-Varianz im Rahmen der spektralen Rauschdichte interpretieren zu können, soll hier noch kurz auf den Zusammenhang der Beschreibungen im Frequenzraum und in der Zeitdomäne eingegangen werden:

Die spektrale Rauschdichte kann aus der Allan-Varianz nicht gewonnen werden, da bei der Mittelung in Gleichung 1.10 Information verloren geht. Für die umgekehrte Transformation lässt sich allerdings eine einfache Relation angeben [Rut78]:

$$\sigma_y^2(2, \tau) = \int_0^\infty S_y(\nu) \frac{2 \sin^4(\pi \tau \nu)}{(\pi \tau \nu)^2} d\nu.$$

Die Allan-Varianz ist also die Fourier-Transformierte der spektralen Rauschdichte mit der Transferfunktion

$$|H(\nu)|^2 = \frac{2 \sin^4(\pi \tau \nu)}{(\pi \tau \nu)^2}.$$

Um die Stetigkeit der Transformation auch für weißes Phasenrauschen und Flicker-Phasenrauschen sicherzustellen, bedient man sich wieder der Abschnidefrequenz ν_h als obere Integrationsgrenze. Dieses Vorgehen ist gültig im Grenzfall $2\pi\nu_h\tau \gg 1$, häufig wird für ν_h die zehnfache Bandbreite des Systems gewählt.

Trägt man die Wurzel der Allan-Varianz (RAV) in einem doppelt-logarithmischen Graphen über der Integrationszeit auf, ergeben die einzelnen Rauschbeiträge Geraden, deren Steigung für die Art des jeweiligen Rauschens charakteristisch ist. Abbildung 1.11 zeigt diese Abhängigkeit für weißes, Flicker- und Random-Walk-Rauschen.

1.7 Grundlagen elektronischer Regler

Die aktive Stabilisierung experimenteller Parameter ist notwendig, um eine bestimmte physikalische Größe (Regelgröße) auf einem definierten Sollwert (Führungsgröße) zu halten [Tie93, Ebe84]. Regelgrößen können zum Beispiel Temperatur, Pumpintensität oder Nd:YAG-Frequenz sein. Das Blockdiagramm eines typischen Regelkreises ist in Abbildung 1.12 gezeigt. Der zu regelnde physikalische Parameter y wird als Regelgröße bezeichnet (Istwert). Die Regelabweichung $w - y$ am Eingang des Reglers erhält man als Differenz dieser Regelgröße mit der Führungsgröße w (Sollwert). Der Regler mit seiner Übertragungsfunktion F_R hat nun die Aufgabe, die sogenannte Stellgröße $F_R(w - y)$ zu erzeugen. Diese Stellgröße addiert man mit der unbekannten Störgröße x vor der Regelstrecke, die mit ihrer Übertragungsfunktion F_S wiederum Auswirkungen auf die Regelgröße y zeigt. Das Produkt $F_0 = F_R F_S$ bezeichnet man auch als Schleifenverstärkung.

Entscheidend für den Entwurf eines Reglers ist das Stabilitätskriterium. Instabilitäten werden durch die Rückkopplung hervorgerufen, und es kann zu unerwünschten Verstärkungen oder Schwingungen kommen. Bei einer Phasenverschiebung von π wird aus der Gegenkopplung eine Rückkopplung, und die Stellgröße wirkt der Störung nicht mehr entgegen. Im Fall $|F_0| > 1$ schwingt der Regelkreis.

Um verschiedene Störeinflüsse effizient unterdrücken zu können, werden Regler mit unterschiedlichen Charakteristika verwendet:

- **P-Regler:** Ein Proportional-Regler ist ein linearer Verstärker mit vernachlässigbarer Phasenverschiebung in dem Frequenzbereich, wo $|F_0| > 1$ gilt. Ein Beispiel ist ein Operationsverstärker mit ohmscher Gegenkopplung. Für diesen Reglertyp gilt

$$y = K_P x \quad F_R(\omega) = K_P.$$

Der P-Regler ist unzureichend, um eine Störung vollständig zu unterdrücken. Die Störübertragungsfunktion

$$F_Z = \frac{\partial y}{\partial x} = \frac{F_S}{1 + F_S F_R}$$

müsste dafür verschwinden, die Schleifenverstärkung F_0 also unendlich werden. Dies führt aber – wie erwähnt – zum Aufschwingen. Daher bleibt immer eine permanente endliche Regelabweichung, die mit wachsender Schleifenverstärkung abnimmt.

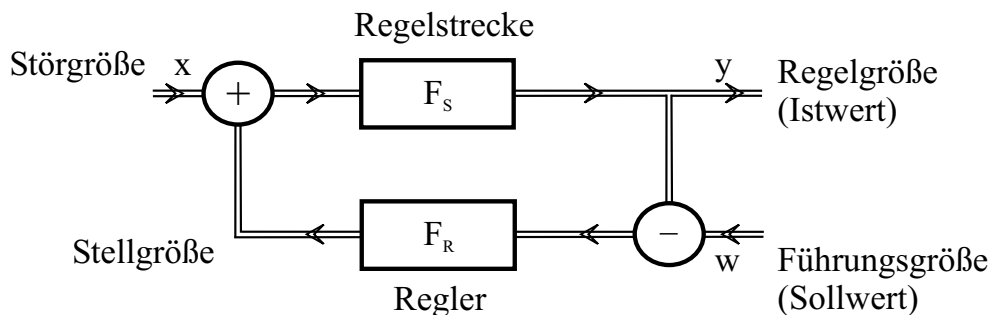


Abbildung 1.12: Blocksaltbild eines Regelkreises.

- **PI–Regler:** Die Unzulänglichkeiten des P–Reglers überwindet man durch Hinzufügen eines integrierenden Anteils; dadurch erreicht man ein Ansteigen der Schleifenverstärkung bei niedrigen Frequenzen. Realisiert wird ein solches Verhalten, indem man dem P–Regler einen Integrator parallel schaltet. Es folgt

$$y = K_P x + K_I \int x \, dt \quad F_R(\omega) = K_P + \frac{K_I}{i\omega} = K_P \left(1 + \frac{1}{i\omega T_n} \right),$$

wobei $T_n = K_P/K_I$ als Nachstellzeit des Reglers bezeichnet wird. Die Stellgröße ist also proportional zum Integral der Regelabweichung, so dass konstante Störungen (nach hinreichender Wartezeit) komplett ausgegelt werden können.

Ein solcher PI–Regler wurde für die Intensitätsstabilisierung des Pumplichts verwendet.

- **PID–Regler:** Der Einschwingvorgang lässt sich beschleunigen, wenn man einen PI–Regler durch Parallelschalten eines Differentiators erweitert: Die Phasenverschiebung bei hohen Frequenzen steigt so bis auf $\pi/2$ an; diese Phasenvoreilung kompensiert die Phasennacheilung bei tieferen Frequenzen und lässt so eine höhere Proportionalverstärkung zu. Der zusätzliche differentielle Term liefert

$$y = K_P x + K_I \int x \, dt + K_D \frac{dx}{dt}$$

$$F_R(\omega) = K_P + \frac{K_I}{i\omega} + i\omega K_D = K_P \left(1 + \frac{1}{i\omega T_n} + i\omega T_v \right),$$

mit der Vorhaltezeit $T_v = K_D/K_P$. Ein PID–Regler kam zum Beispiel bei der Temperaturstabilisierung des Diodenlasers zum Einsatz.

Kapitel 2

Aufbau des Experiments

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die verschiedenen optischen und elektronischen Systeme, die für den Aufbau und die Charakterisierung des Nd:YAG-NPRO notwendig waren. Vorgestellt werden der Pumplaser, die Einkoppeloptik und der Kryostat; dazu gehört auch eine Beschreibung der Stabilisierungsverfahren für den Pumpstrahl. Weiter werden die Aufbauten des optischen Frequenzkammes und der verwendeten Iod-Referenz beschrieben, die für die Frequenzmessungen bei 1061 nm notwendig waren. Besondere Aufmerksamkeit gilt dabei dem Prinzip der Schwebungsmessung zwischen den Beats von optischem Kamm und kryogenem NPRO bzw. optischem Kamm und Iod-Standard, sowie der elektronischen Verarbeitung der Beat-Signale.

Kleinere Versuchsaufbauten, etwa für Messungen bei Raumtemperatur, werden direkt zusammen mit ihren Messergebnissen in Kapitel 3 präsentiert.

2.1 Der Pumplaser

Für die Pumpquelle ist von entscheidender Bedeutung, dass kontinuierlicher Einmoden-Betrieb gewährleistet werden kann; die relative Stabilität der Pumpquelle in Frequenz und Intensität wirkt sich auf die Stabilität des Nd:YAG-Lasers aus. Die Wahl fiel daher auf eine Laserdioden-Strahlquelle, die von Schäfter+Krichhoff serienmäßig mit Auskopplung in eine polarisationserhaltende Single-Mode-Faser geliefert wird [SuK98].

Die Laserdiode vom Typ SDL-5411-G1 hat eine maximale Ausgangsleistung von 100 mW bei einem Diodenstrom von 110 mA und ist spezifiziert für $\lambda = 811 \pm 4$ nm. So trifft sie eine der stärksten Absorptionslinien des Nd:YAG (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$). Mit Hilfe eines Peltier-Elements lässt sich die Diodentemperatur auf Werte zwischen 12 °C und 30 °C stabilisieren; als Sensor dient ein NTC-Thermistor. Die gesamte Optik wird von einem Mikrobanksystem gehalten.

Der Strahl hinter der Kollimationslinse weist ein rechteckiges Profil auf, da Laserdioden große Abstrahlwinkel senkrecht und kleine Abstrahlwinkel parallel zur lichtabstrahlenden Schicht haben. Ein Zylinderteleskop, das als anamorphotische Strahlformungsoptik wirkt, ist daher nötig, um einen runden Spot im Fokus der Kollimationslinse vor der Faser zu erzeugen. Ein Faraday-Isolator (Isolation > 30 dB) zwischen Kollimationslinse und Zylinderobjektiv verhindert Rückreflexe in die Diode. Die Ausgangsleistung des Lasers beträgt

≈ 88 mW vor dem Faserkoppler. Eine Vakuumdurchführung für die Faser ermöglicht die Nutzung der Strahlquelle im Innern des Kryostaten.

Aufbau des gitterstabilisierten Diodenlasers

Zur größeren Flexibilität bei der Wahl der Strahlparameter wie Strahldurchmesser und Fokusposition ist eine Freistrahl-Kopplung des Nd:YAG-NPRO gegenüber der Faserkopplung zu bevorzugen. Da der Diodenlaser im Langzeitbetrieb Modensprünge aufwies, die sich auch durch geeignete Wahl von Diodenstrom bzw. -temperatur nicht vermeiden ließen, wurde die Strahlquelle mit Hilfe eines externen Reflexionsgitters stabilisiert (Littrow-Anordnung). Die verwendeten Komponenten stammen dabei aus dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Diodenlaser; auch wurde wieder auf die bereits bewährte Konstruktion als Mikrobanksystem zurückgegriffen.

Das kollimierte Licht der Laserdiode (rechteckiges Strahlprofil) fällt auf ein holographisch erzeugtes Gitter (1200 Strichen/mm), das zur Verringerung der Reflexionsverluste mit Gold

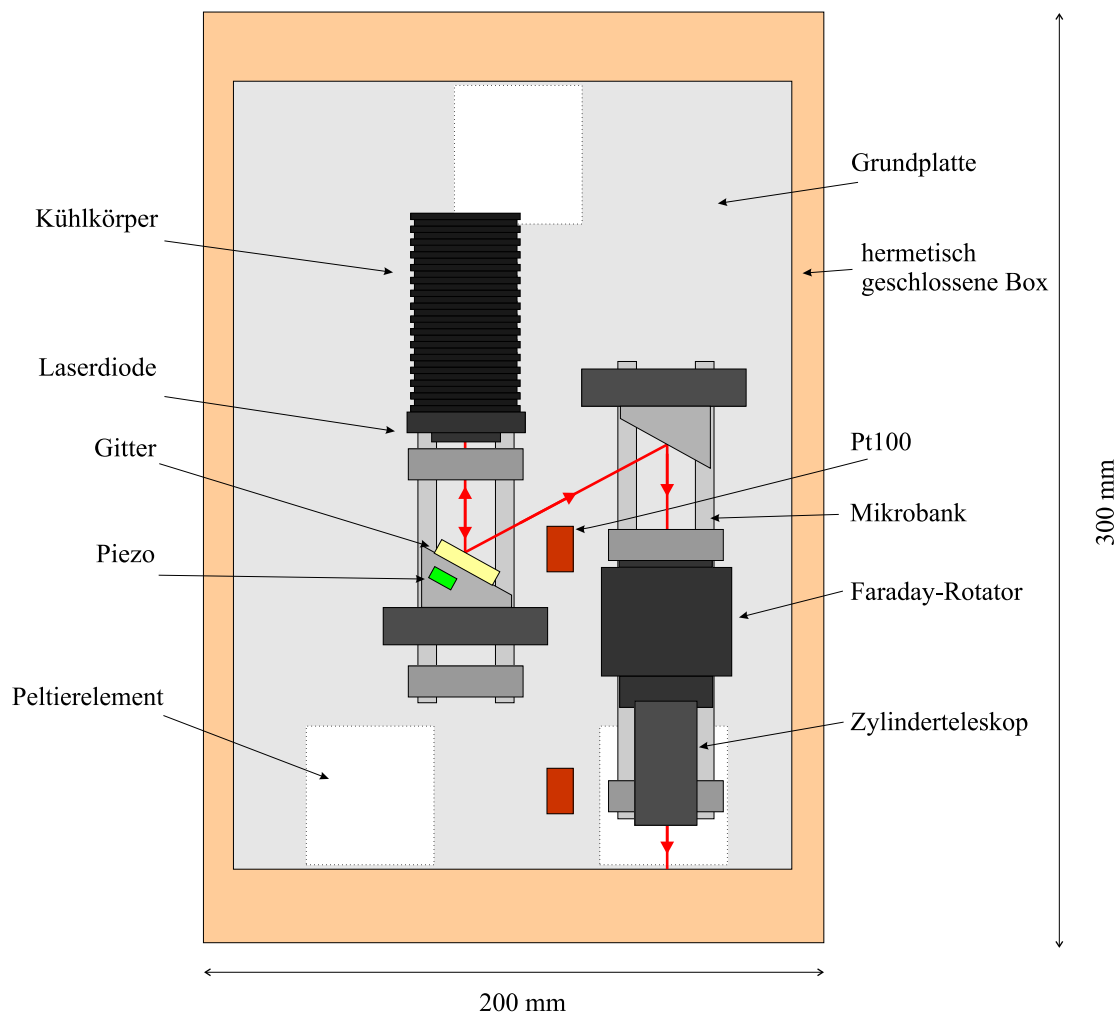


Abbildung 2.1: Aufbau des gitterstabilisierten Diodenlasers mit seinen Komponenten

beschichtet wurde ($R = 59,2\%$). Unter einem Einfallswinkel von 29° wirft es die minus erste Ordnung in die Diode zurück; die Länge des externen Resonators beträgt 33 mm. Zur einfachen Abstimmung der Wellenlänge lässt sich das Gitter mit einem Piezo-Element leicht kippen. Über einen Spiegel wird die reflektierte nullte Ordnung in den Faraday-Rotator und das Zylinderteleskop gelenkt.

Die Mikrobaukonstruktion steht auf einer 250×180 mm großen Grundplatte aus Aluminium, die auf drei Peltier-Elementen gelagert ist, die zur Temperaturstabilisierung dienen. Das gesamte System ist von einer hermetisch abgeschlossenen Box umgeben, um es von akustischen Störungen zu isolieren; auch der zusätzliche Einbau von Dämmplatten verringert den Eintrag von akustischen Schwingungen und den Wärmeaustausch. Als Temperatursensoren sind auf der Grundplatte zwei Pt100-Messwiderstände integriert. Die Peltier-Elemente halten den Aufbau über einen PID-Regelkreis (Kapitel 1.7) auf etwa 20°C . Einer der beiden Sensoren wird zur Stabilisierung der Temperatur genutzt, während der andere der Überprüfung des Regelkreises in einer unabhängigen Messung dient.

Die elektrischen Zuleitungen für die Pt100-Sensoren, Piezo- und Peltier-Elemente werden über hermetisch dichte Lemo- bzw. BNC-Buchsen geführt, die Stromversorgung der Diode und die unabhängige Temperaturstabilisierung der Laserdiode über Kabelverschraubungen. Der Strahl tritt über ein Fenster aus, das zur Vermeidung störender Rückreflexe leicht gewinkelt ist.

Da die Photonen wegen des Reflexionsgitters in der Sperrschicht der Diode erneut stimulierte Emission auslösen können, erhöht sich die Photonendichte im Resonator. Abbildung 2.2 zeigt den Strom der internen Monitordiode mit und ohne optische Rückkopplung aufgetragen über dem Pumpstrom der Laserdiode.

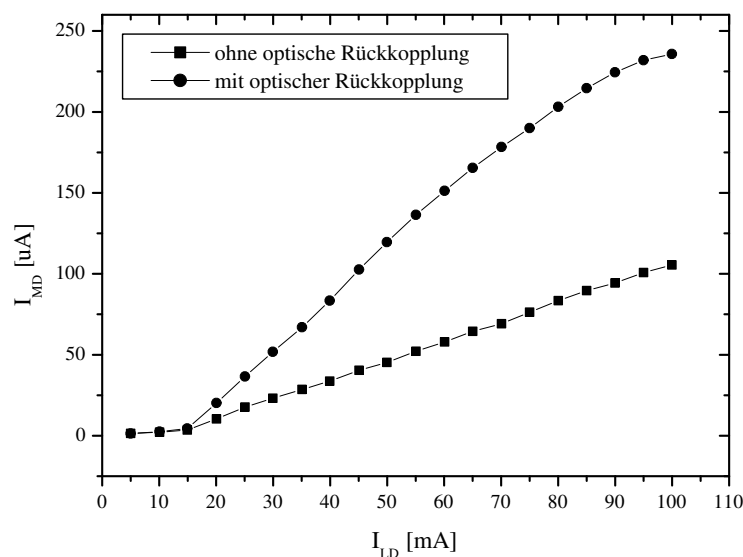


Abbildung 2.2: Strom der internen Monitordiode aufgetragen über dem Pumpstrom der Laserdiode. Die Leistung erhöht sich durch Hinzufügen des externen Resonators.

2.2 Der Kryostat

Der Laserkristall samt Halterung mit Sensoren und Heizern war während des Experiments im Probenraum eines Bad-Kryostaten platziert; sein schalenförmiger Aufbau ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Der Kryostat besitzt zwei Heliumtanks, von denen der obere 13 l und der kleinere darunterliegende 1 l fassen kann. Während die Temperatur im oberen Tank auf die Siedetemperatur bei 4,2 K beschränkt ist, kann der untere bis auf 1,1 K gekühlt werden, indem der Dampfdruck im Tank durch Pumpen verringert wird. Die Kapillare, die beide Heliumtanks miteinander verbindet, wird zu diesem Zwecke von außen mit einem Nadelventil verschlossen. Da bei diesem Experiment keine Messungen unterhalb von 4,2 K durchgeführt wurden, kam diese Option allerdings nicht zum Einsatz. Das Probenvolumen befindet sich unterhalb des 1,1 K-Tanks und ist von zwei Strahlungsschilden umgeben. Der innere Schild stellt die Verlängerung des oberen Heliumtanks dar, der äußere zweiwandige wird durch eingeleiteten flüssigen Stickstoff auf einer Temperatur von 77 K gehalten. Den Mantel des Kryostaten bildet ein äußerer Vakuumschild, in dem mittels einer Turbo-

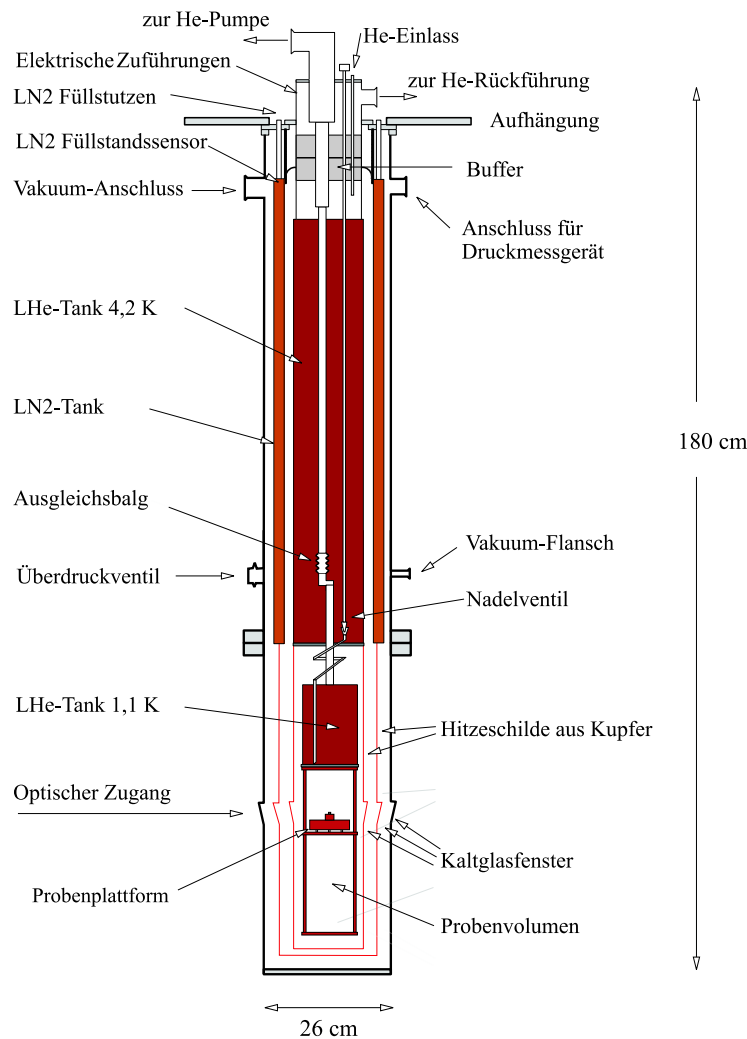


Abbildung 2.3: Aufbau des Kryostaten

molekularpumpe im Probenvolumen und zwischen den Wärmeschilden vor dem Abkühlen ein Isoliervakuum von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht wurde. Pumpen im abgekühlten Zustand ist nicht nötig: Durch den Kryopumpeffekt hält sich bei Heliumtemperatur ein Vakuum von $\approx 10^{-7}$ mbar. Der Vakuumflansch am unteren Ende des 4 K-Tanks wurde zur Einführung der Single-Mode-Faser genutzt. Alternativ kann bei einer Betriebstemperatur von 77 K der flüssige Stickstoff auch direkt in die Heliumtanks gefüllt werden, was während vieler Messungen bei Stickstofftemperatur ausgenutzt wurde. Das Kryovakuum muß dann ständig gepumpt werden. Die Helium-Standzeit beträgt rund 48 h, die Stickstoff-Standzeit etwa 6 Tage.

Ein optischer Zugang in den Probenraum ist durch Kaltglasfenster möglich, von denen die beiden im äußeren Vakuumschild einen Durchmesser von zwei Zoll haben, die in den Strahlungsschilden einzöllig sind. Einer der Zugänge wurde für Pump- bzw. Nd:YAG-Strahl benutzt, der andere zur Betrachtung des umlaufenden Strahls im Kristall über drei Goldspiegel als Einkoppelhilfe.

2.3 Probenplattform für den Laserkristall

Der Mount zur Halterung des NPRO befindet sich im kryogenen Probenvolumen und hat einen Durchmesser von 105 mm; der Aufbau der Probenplattform ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Auf der 25 mm hohen Scheibe steht eine zusätzliche Basis, auf der der Nd:YAG-NPRO platziert ist, der so die Höhe der optischen Zugänge erreicht. Links und rechts dieser Basis befinden sich kleine Vertiefungen, die die Permanentmagnete für den einseitigen Strahllauf im Kristall aufnehmen. Die gesamte Plattform ist aus sauerstofffreiem Kupfer (OFHC Cu) gefertigt, wodurch ausgezeichnete Wärmeleitung garantiert wird ($> 10 \frac{\text{W}}{\text{cm}\cdot\text{K}}$ bei kryogenen Temperaturen [Pob96]). Um eine Untersuchung des Kristalls über einen großen Temperaturbereich zu ermöglichen, sitzt die Plattform isoliert auf drei 1 cm hohen Nylonstiften (Wärmeleitung: $10^{-4} \frac{\text{W}}{\text{cm}\cdot\text{K}}$) und ist nur über zwei Kupferbänder (Länge: 150 mm, Querschnitt: 5 mm²) thermisch an das Kryostatengestell angebunden. Die Abkühlprozedur wird dadurch zwar verlangsamt, man gewinnt aber die Möglichkeit, den Kristall bis zu 60 K über die aktuelle Kryostat-Temperatur zu heizen. Die Wärmezufuhr erfolgt dabei über zwei 220 Ω Widerstände (maximal 4 W) .

Für die Einkopplung der Pumpstrahlung in den Laserresonator durch drei Schilde hindurch in den gekühlten Probenraum wurde als Einkoppelhilfe eine Spiegelkonstruktion gebaut, die freie Sicht von oben auf den im Kristall umlaufenden Strahl mit einem Infrarot-Viewer ermöglicht.

Um die Nd:YAG-Frequenz durchstimmen zu können, wurde zwischen Laserkristall und Kupfersockel ein Piezo-Element angebracht. Da die verwendete PZT-Piezokeramik eine geringe Wärmeleitfähigkeit von typischerweise $0,02 \frac{\text{W}}{\text{cm}\cdot\text{K}}$ [Voe03] aufweist, wurde eine Dicke von nur 200 μm gewählt, um hinreichende thermische Anbindung des Kristalls zu gewährleisten. Da zudem Kristall und Piezo von oben durch eine durchsichtige Substanz gehalten werden mussten, um die Einkoppelhilfe benutzen zu können, wurden beide unter Plexiglas eingeklemmt.

Die Freistrahle-Kopplung in den NPRO ist immer von Vibrationen des Kryostaten abhängig (Eigenfrequenz bei ≈ 8 Hz). Dazu kommen mechanische Verzerrungen des Kryostaten durch

sein variierendes Gewicht je nach Füllstand. Es war daher wünschenswert, ein von Schwingungen unabhängiges Pumpen zu ermöglichen, was durch eine Faserkopplung verwirklicht werden konnte. Die Ferrule der Faser wurde dazu mit TorrSeal in einen „tiny mount“ der Firma New Focus eingeklebt. Eine asphärische Linse ($f = 1,45$ mm) in einem Aufsatz vor dem Spiegelhalter kollimiert den Strahl, so dass aufwändigere Optik innerhalb des Kryostaten vermieden wird.

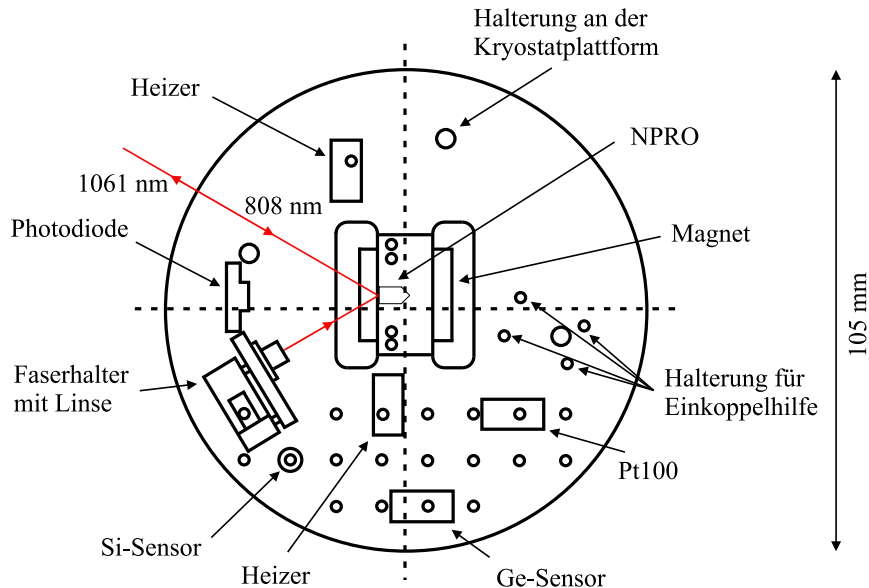


Abbildung 2.4: Übersicht über die Probenplattform. Durch geeignete Orientierung des Magnetfeldes läuft das Nd:YAG-Licht längs des einfallenden Pumpstrahls zurück. Von der Einkoppelhilfe, bestehend aus drei Goldspiegeln, sind der Übersicht halber nur die Bohrungen eingezeichnet.

2.4 Temperaturmessung und Signaldetektion

Entsprechend der verschiedenen Temperaturregime, die im Kryostaten gemessen werden müssen, werden unterschiedliche Arten von Temperatursensoren benötigt. Platin-Widerstände (Pt100) sind nützliche Temperatursensoren bis hinab zu etwa 15 K und eignen sich daher für alle Messungen bei Stickstofftemperatur. Ebenso wie die Germanium-Widerstände, die den Temperaturbereich des Kryostaten unterhalb von 10 K abdecken, werden sie in Vier-Draht-Messung betrieben [Tie93]. Um beide Widerstände mit einem Referenzsensor vergleichen zu können, ist auf der Probenplattform zusätzlich eine Si-Diode angebracht, die eine Messung von 1,4 bis 500 K ermöglicht. Die Si-Diode wird außerdem benötigt, da der Pt-Widerstand bei verschiedenen Messungen zur Temperaturstabilisierung benutzt wurde und eine korrekte Temperaturmessung nur durch einen unabhängigen Sensor sichergestellt wird. Die definierte Steuerung der Temperatur zur Messung der Lasereigenschaften über weite Temperaturbereiche macht außerdem den Einsatz von Heizern notwendig. Zur Temperaturstabilisierung der Probenplattform wurde ein Temperatur-Regler LakeShore 330 benutzt.

Um den Wärmeeintrag in den Kryostaten möglichst klein zu halten, werden als elektrische Leitungen Manganin-Drähte (\varnothing 0,1 mm) verwendet, wobei auf ausreichende thermische Anbindung an den Heliumtank geachtet wurde. Sensoren, Heizer und Photodiode benutzen als Anschlüsse Manganin-Drähte; die Leitungen für den Piezo werden über ein Koaxialkabel herausgeführt. Auf die weitere Signalführung des Photodetektors (Typ: Epitaxx 2000), der der Stabilisierung der Pumpintensität diene, wird später näher eingegangen (Kapitel 2.6).

2.5 Optik außerhalb des Kryostaten

Eine Übersicht über die einzelnen optischen Komponenten bietet Abbildung 2.5. Die Strahlführung zur Einkopplung des Diodenlasers in den Nd:YAG-NPRO soll das Pumpen sowohl wahlweise über eine Faser oder durch ein Fenster des Kryostaten ermöglichen. In den Strahlengang des Diodenlichts bei 808,5 nm ist daher ein Klappspiegel K eingebaut, mit dem einfach zwischen diesen beiden Varianten gewechselt werden kann. Der gesamte Aufbau steht auf einem Breadboard, 30 cm über dem optischen Tisch, auf der Höhe der Fenster des Kryostaten. Zur Bestimmung der Pumpwellenlänge wird ein Teil des Diodenlichts an einer Glasplatte abgelenkt (insgesamt 8 % der Leistung in zwei Reflexen), einer der Reflexe wird über eine Multi-Mode-Faser (orange) in ein Wavemeter¹ geführt. Die Intensität des übrigen Pumpstrahls kann durch einen Akusto-Optischen-Modulator (AOM) variiert werden, indem dieser einen variablen Bruchteil der Leistung abzweigt; dies wird vor allem bei der Intensitätsstabilisierung zum Einsatz kommen. Über eine Faser (gelb) gelangt das Licht dann – wie in Kapitel 2.3 beschrieben – durch eine Vakuumdurchführung bis vor den Kristall.

Im Falle der Kopplung durch ein Kryostatfenster bildet eine erste Linse ($L1$: $f_1 = 32$ mm) den Strahl auf einen Fokus von ≈ 30 μ m auf der Kristalleingangsfläche ab. Dieser Spot wird anschließend mit einer zweiten Linse ($L2$: $f_2 = 200$ mm) in einer 1 : 1 Abbildung in den NPRO fokussiert, wobei der Fokus etwa auf der Eingangsfläche des Kristalls liegt. Die Wahl fiel auf einen möglichst kleinen Fokus, da Versuche mit verschiedenen Strahldurchmessern eine Erniedrigung der Schwelle mit abnehmendem Fokus zeigten (Kapitel 3.1).

Der Nd:YAG-Strahl tritt durch dasselbe Fenster wieder aus dem Kryostaten aus und wird zu etwa 70 % am Strahlteiler $ST2$ transmittiert. Der reflektierte Anteil kann zur Messung der YAG-Intensität, z.B. für die Strahlstabilisierung, mit der Photodiode PD hinter dem Spiegel $ST3$ verwendet werden. Das transmittierte Licht trifft über zwei weitere Spiegel auf eine Faser (rot), die das Nd:YAG-Licht zur Frequenzmessung mit dem optischen Frequenzkamm führt.

2.6 Intensitätsstabilisierung des Pumplasers

Der Einfluss der Pumpleistung auf die Kristalltemperatur und damit auf die Nd:YAG-Frequenz macht den Aufbau einer Intensitätsstabilisierung des Pumplichts notwendig. Das grundlegende Schema ist in Abbildung 2.6 gezeigt. Die Variation der Pumpintensität er-

¹WA 1500, Burleigh Instruments

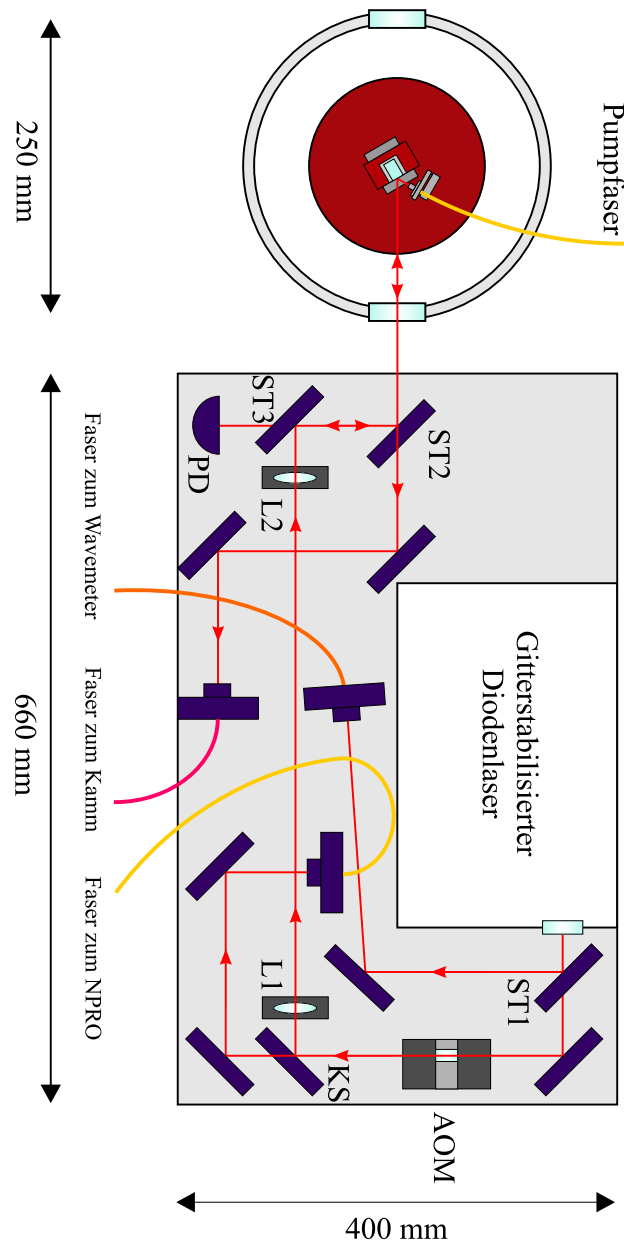


Abbildung 2.5: Optik des Kryolasers

folgt über einen AOM² im Strahlengang, die nullte Ordnung wird dabei zum Pumpen des NPRO verwendet. Der AOM sollte mit möglichst geringer HF-Leistung betrieben werden (maximal 2 % der Pumpintensität in der ersten Ordnung), da stärkere Ablenkung in die erste Ordnung nicht zu vernachlässigende thermische Effekte im AOM-Kristall zur Folge hat, wie die Messungen zur Frequenzstabilität zeigen. Die verwendete AOM-Resonanz liegt bei 81 MHz, der AOM-Treiber³ bietet die Möglichkeit einer externen Modulation der Trägerwelle, wie sie für diesen Regelkreis erforderlich ist.

²AA Opto-Electronic

³Modell VFE, IntraAction Corp.

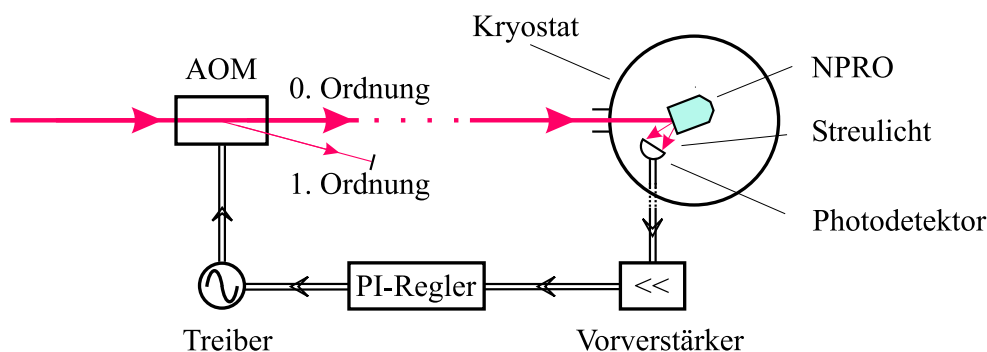


Abbildung 2.6: Schema der Intensitätsstabilisierung

Als Maß für die Pumpintensität kann die Intensität des Streulichts von der Kristalleingangsfläche im Innern des Kryostaten oder die des Nd:YAG-Lichts verwendet werden. Das Streulicht misst man mit Hilfe eines Photodetektors im Kryostaten, dessen Signal über Manganin-Drähte herausgeführt wird und zunächst vorverstärkt werden muss. Die Erzeugung der Stellgröße erfolgt in einem PI-Regler, dessen Schaltplan im Anhang gezeigt ist; das Korrektursignal wird zurück an den AOM gegeben, um die Regelschleife zu schließen.

2.7 Strahlstabilisierung bei Freistrah-Kopplung

Die Bewegung der Kryostataufhängung stellt für eine konstante Einkopplung in den Laserresonator eine schwierig zu kontrollierende Störung dar. Wie bereits in vorigen Experimenten mit diesem Kryostaten [Her01] wurde für den Freistrah-Aufbau eine Strahlstabilisierung des Pumplichtes versucht. Dazu wird ein 3 mm starkes Saphir-Fenster (Brechungsindex $n = 1,8$) unter einem Winkel von etwa 45° in den Strahlengang eingebracht. Der vertikale Strahlversatz spielt bei der Einkopplung nur eine untergeordnete Rolle, da die Verschiebung der Nd:YAG-Frequenz durch Änderung der vertikalen Position des Kryostaten vernachlässigt werden kann. Dies lässt sich nicht nur durch leichtes Anheben der Kryostathalterung zeigen, auch die geringe Abhängigkeit der Laserschwelle von der vertikalen Position des Laserspots spricht dafür (Kapitel 3.1).

Die Strahlstabilisierung kann sich daher auf die horizontale Stabilisierung beschränken.

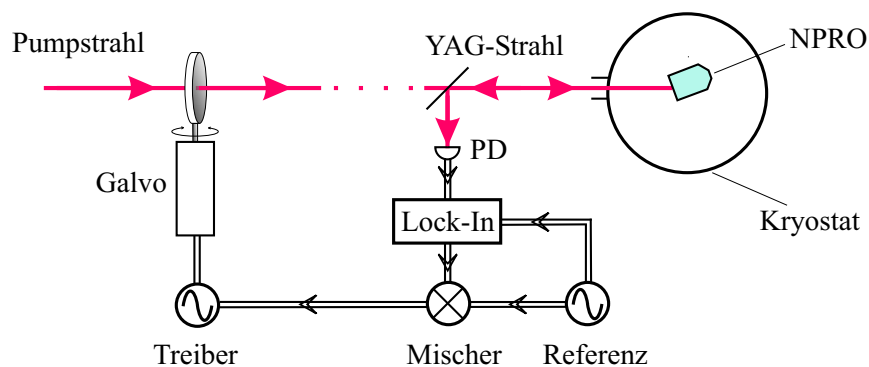


Abbildung 2.7: Schema der Strahlstabilisierung

Bei einem Winkel α zwischen Strahlrichtung und Fensternormaler folgt für ein Fenster der Dicke d mit Brechungsindex n der Strahlversatz ϵ

$$\epsilon = d \cdot \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right).$$

Mit Hilfe eines Galvanometers konnte der Kippwinkel α um $\pm 6^\circ$ verstellt werden; dies entspricht einem maximalen horizontalen Strahlversatz $\epsilon \approx \pm 135 \mu\text{m}$.

Als Regelgröße wurde die Ableitung der Intensität des Nd:YAG-Lichtes nach dem Winkel α benutzt, die bei optimaler Einkopplung Null ist. Die Ableitung wird aus dem Signal der Photodiode mit Lock-In-Technik erzeugt: Dazu wird der Winkel α über ein Galvanometer mit einer Modulationsfrequenz von 240 Hz periodisch verstellt und das Produkt der gemessenen Intensität mit dem Winkel α von einem Lock-In-Verstärker detektiert. Es wurde eine kurze interne Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers von 300 μs gewählt, um auch schnelle mechanische Schwingungen der Konstruktion ausgleichen zu können. Die Regelung wird vermutlich durch die Geschwindigkeit des Galvanometers beschränkt.

Die sehr hohe Sensitivität der Nd:YAG-Frequenz auf Änderung der Kryostatposition und den Erfolg der Regelung zeigt das folgende Beispiel: Eine horizontale Auslenkung des Kryostaten an seinem unteren Ende um nur 20 μm hat ohne Stabilisierung eine Frequenzverschiebung um 14 MHz zur Folge. Mit eingeschalteter Strahlstabilisierung liegt die Linienverschiebung unterhalb von 20 kHz⁴.

2.8 Messung der Nd:YAG-Frequenz bei 1061 nm

Bei der Messung der Laserfrequenz ist die Schwierigkeit, einen relativ großen Frequenzbereich bis zur nächsten verfügbaren Referenz überbrücken zu müssen (iodstabilisierter Nd:YAG-Laser bei 1064 nm). Daher wurde die Schwebungsmessung mit einem optischen Frequenzkamm realisiert. Dieser Kamm wurde schon in früheren Experimenten verwendet [Kov01]; sein Aufbau wird im Folgenden vorgestellt. Nach der anschließenden Beschreibung des iodstabilisierten Systems wird im Detail auf die elektronische Verarbeitung der Schwebungssignale und ihre Messung eingegangen.

2.8.1 Der optische Frequenzkamm

Der optische Frequenzkamm verwendet einen passiv-modengekoppelten Ti:Saphir-Laser⁵ (Abbildung 2.8). Der Ti:Sa-Kristall wird von einem frequenzverdoppelten Nd:VO₄-Festkörperlaser⁶ gepumpt (p -Polarisation), mit einer Ausgangsleistung von 5 W in der TEM₀₀-Mode bei 532 nm. Der Ti:Saphir-Laser erzeugt Pulse mit einer Repetitionsrate von etwa 750 MHz; die Rate ist durch Änderung der Resonatorlänge ($\pm 40 \mu\text{m}$) in einem Bereich von ± 100 kHz variierbar. Die gekoppelten Moden überstreichen ein Spektrum von $\delta\nu \approx 20$ nm um 790 nm.

⁴Spektrumanalysator HP 8591A (9 kHz bis 1,8 GHz)

⁵GigaJet 20, GigaOptics

⁶Verdi 5W, Coherent Inc.

Etwa 1 % der Ti:Saphir–Strahlung trifft als Resttransmission eines Umlenkspiegels auf die Photodiode *PD1* (Bandbreite: 1 GHz) und wird zur Stabilisierung der Repetitionsrate benutzt. Die Spannung dieser Diode wird dazu mit dem Ausgang eines Frequenzgenerators bei 750 MHz gemischt; der Frequenzgenerator erhält dabei eine 10 MHz Referenz vom GPS. Mit Hilfe eines Servosystems kann das gemischte Signal verwendet werden, um über ein Piezo–Element die Länge des Ti:Sa–Resonators anzupassen und so seine Repetitionsrate nachzuführen (PLL). Die Offsetfrequenz des Kammes bleibt unstabilisiert.

Der Frequenzkamm wird mit einer photonischen Kristall–Faser verbreitert und hat danach ein Spektrum der Breite $\delta\nu = 600$ nm um die Zentralwellenlänge 790 nm. Die Intensität der Kammlinien hängt stark von der Eingangspolarisation der Faser ab. Hinter der Faser wird ein achromatisches Mikroskopobjektiv verwendet, um das breite Spektrum wieder zu kollimieren.

Über einen 50/50–Strahlteiler *ST* wird der Kamm mit dem Licht des Kryolasers und eines iodstabilisierten Nd:YAG–Lasers bei 1064 nm zusammengeführt. Eine Beschreibung des Iod–Standards ist im nachfolgenden Abschnitt gegeben. Die Wellenlängen bei 1061 nm und 1064 nm werden über ein holographisches Gitter (1800 Striche/mm) getrennt und zusammen mit der Kammlinie ihres Frequenzbereichs auf jeweils einer Photodiode (*PD2/PD3*) überlagert. Da vom Gitter eine Vielzahl von Kammlinien auf die Photodioden reflektiert werden, sind zur Unterdrückung der unerwünschten Kammlinien zusätzliche Etalons mit Linienbreiten von 360 MHz bzw. 1,25 GHz eingebaut.

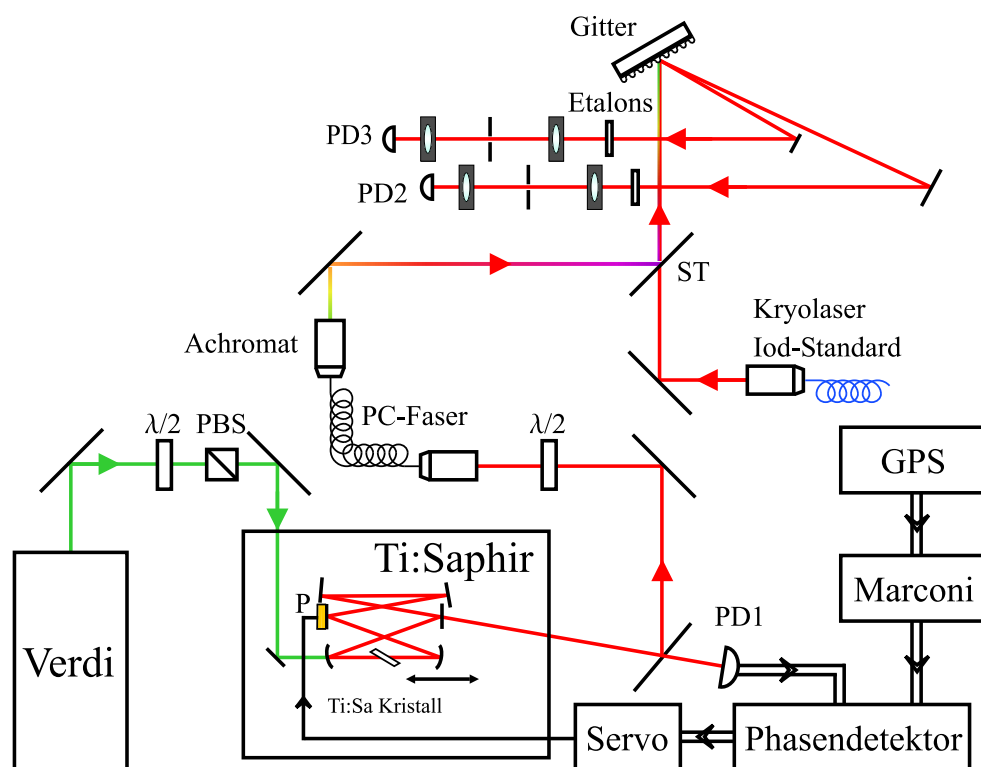


Abbildung 2.8: Aufbau des optischen Frequenzkammes und der Beat–Messung

2.8.2 Der Iod-Standard

Als Referenz für die Beat-Messungen mit dem kryogenen NPRO kam ein intern frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser⁷ zum Einsatz, dessen zweite Harmonische bei 532 nm auf einen Hyperfeinstruktur-Übergang im molekularen Iod stabilisiert ist. Dieser Frequenzstandard wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Sch03] in unserer Arbeitsgruppe aufgebaut.

Um eine hohe Stabilität der Laserfrequenz ω_L zu ermöglichen, muss die Hyperfeinstruktur der Absorptionslinien des Iod aufgelöst werden. Dies kann trotz Dopplerverbreiterung mit Methoden der Sättigungsspektroskopie [Dem00] erreicht werden. Hier wird dazu die Frequenz-Modulations-Spektroskopie (FMS) verwendet; Beschreibungen des theoretischen Hintergrundes sind in [Sch03] und [Bra97] zu finden.

Eine schematische Übersicht des Iod-Standards zeigt Abbildung 2.9: Pump- und Probestrahl werden in einer 80 cm langen Iodzelle überlagert. Über den Kühlfinger der Zelle wird das Iod bei -10°C gehalten, da die Druckverbreiterung der Iod-Linien exponentiell mit der Temperatur zunimmt. Der Probestrahl wird mit einem EOM phasenmoduliert, wodurch für einen kleinen Modulationsindex $\beta < 1$ Seitenbänder nur bei $\omega_L \pm \omega_m$ entstehen. Die Modulationsfrequenz ist dabei größer als die Linienbreite des Hyperfeinstruktur-Überganges zu wählen, aber klein gegenüber der Doppler-Verbreiterung oder dem typischen Abstand zweier Hyperfeinstruktur-Linien; für $f_m \gtrsim 1\text{ MHz}$ liegt das detektierte Signal in einem Frequenzbereich, der nur noch durch Schrotrauschen begrenzt ist.

Um störende Interferenzen von Pump- und Probestrahl in einen für den Detektor nicht nachweisbaren Frequenzbereich zu verschieben, werden beide Strahlen mit Hilfe eines AOM gegeneinander leicht frequenzverschoben. Für den Pumpstrahl wird hinter dem AOM die

⁷„Prometheus“-Laser, Fa. InnoLight

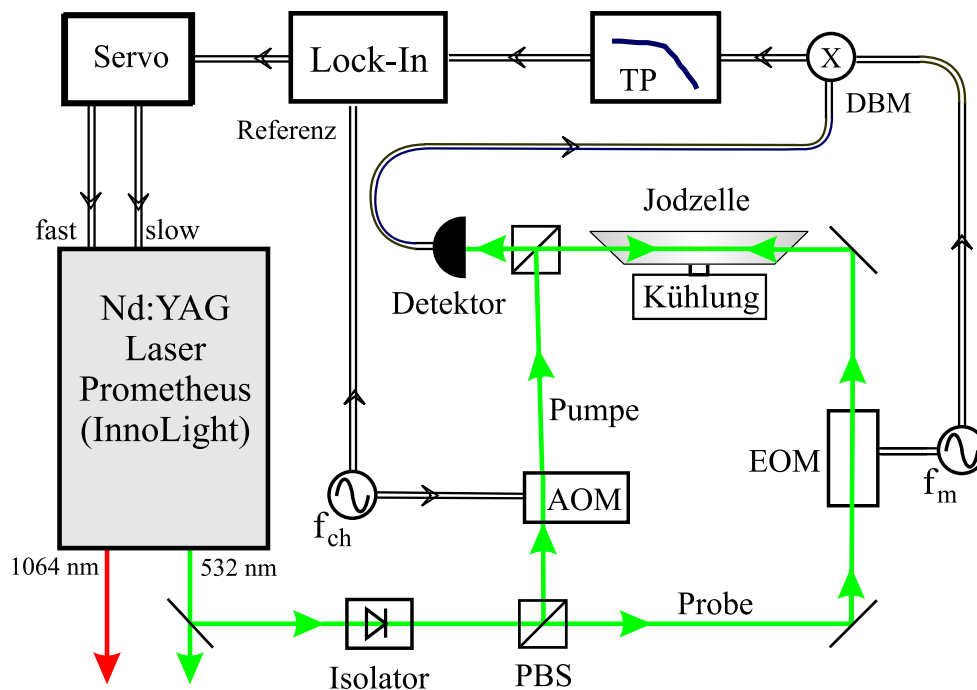


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des Iod-Standards [Sch03]

erste Beugungsordnung im weiteren Strahlverlauf verwendet, der zur nullten Ordnung um 80 MHz verschoben ist. Gleichzeitig lässt sich durch Amplitudenmodulation des Pumpstrahls mittels Lock-In-Technik der störende Doppler-Untergrund eliminieren.

Das Detektorsignal enthält eine Absorptions- und eine Dispersionskomponente. Es wird mit einem Ring-Mischer (DBM) bei ω_m demoduliert und tiefpassgefiltert (mit einer Grenzfrequenz $< \omega_m$). Durch geeignete Wahl der Phasenlage zwischen dem Lokaloszillator des Mixers und der Phasenmodulation des EOM kann der Dispersionsanteil im Detektorsignal maximiert werden. Die Laserfrequenz wird nun durch Temperaturänderung des Laserkristalls (langsame Störungen) und mit Hilfe eines Piezo-Elements auf dem Kristall (schnelle Störungen) auf den Nulldurchgang des Dispersionssignals einer Hyperfeinstruktur-Linie stabilisiert. Für den Integrator dieser Regelung wurden verschiedene Zeitkonstanten zwischen 3 ms und 300 ms verwendet.

2.8.3 Messung der Kryolaser-Frequenz

Die Detektion der Beat-Signale soll trotz unstabiler Offsetfrequenz des Frequenzkammes eine Messung der Frequenzstabilität des kryogenen NPRO ermöglichen. Mit der Offsetfrequenz schwanken auch die Beat-Signale des Kammes mit Kryolaser ν_{B1} bzw. Iod-Standard ν_{B2} , allerdings bewegen sich die Beat-Frequenzen in konstantem relativen Abstand. Die restlichen Schwankungen der Differenzfrequenz $\Delta\nu_B = |\nu_{B1} - \nu_{B2}|$ (hier als Differenz-Beat bezeichnet) sind nun auf Instabilitäten des Kryolasers zurückzuführen, wenn man den Iod-Standard und die Stabilisierung der Repetitionsfrequenz auf das GPS als ausreichend stabile Referenz ansehen kann (vgl. Kapitel 4.1).

Der Aufbau für die Erzeugung des Differenz-Beats ist in Abbildung 2.10 gezeigt. Die Spannungen der Beat-Signale $\nu_{B1/2}$ werden in zwei Avalanche-Photodioden mit Transimpedanz-Verstärkern erzeugt, da die auftreffenden Intensitäten mit $1,2 \mu\text{W}$ (1061 nm) bzw. $37 \mu\text{W}$ (1064 nm) sehr klein sind (S/N-Verhältnisse: 38 dB, 300 kHz BW (1061 nm); 36 dB, 300 kHz BW (1064 nm)). Beide Beat-Signale werden um 40 dB verstärkt und je 10 % der Signale zu Monitorzwecken auf einen Spektrumanalysator ausgekoppelt. Nach einer weiteren Verstärkung des 1064 nm-Beat-Signals um 19 dB liegt die Signalstärke bei 7 dBm (1064 nm) bzw. 1 dBm (1061 nm). Die Signale werden gemischt, und der so erzeugte Differenz-Beat $\Delta\nu_B$ wird Bandpass-gefiltert (verfügbare Filterpaare: BLP-30/BHP-50 bzw. BLP-70/BHP-100).

Während der Messungen nahm das S/N-Verhältnis häufig ab (Einkopplung in die Faser, Änderung der Polarisationsenebene der Strahlen), so dass zusätzlich ein Tracking-Oszillator eingebaut wurde, da die verwendete Zählerkarte⁸ ein S/N-Verhältnis von mindestens 30 dB (100 kHz BW) erfordert. Auch die Zählerkarte benutzt das GPS als externe Referenz und misst Frequenzen bis 100 MHz mit Mittelungszeiten zwischen 250 μs und 3200 s. Sie liefert 10 signifikante Ziffern für eine interne Mittelungszeit $\tau = 1$ s (7 Ziffern für $\tau = 1$ ms).

⁸GT200, Guide Technology, Inc.

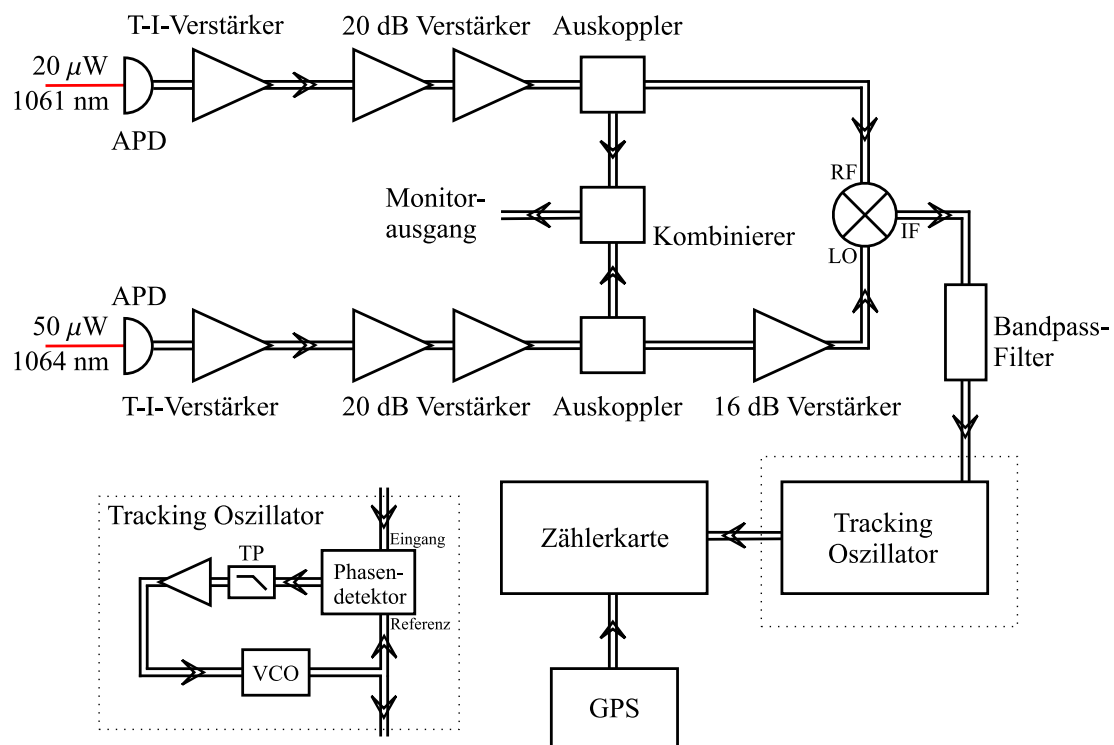


Abbildung 2.10: Blockschaltbild der Differenz-Beat-Messung

Kapitel 3

Messungen und Resultate

Dieses Kapitel zeigt die Messergebnisse, die im Verlauf dieser Arbeit gewonnen wurden. Zunächst wird die Untersuchung der Laserschwelle bei Raumtemperatur beschrieben. Darauf folgen die Abkühlphasen auf Stickstoff- bzw. Heliumtemperatur, wobei die Änderung der Schwelle und die Frequenzverschiebungen des Nd:YAG-Lasers sowie der Wechsel des Laserübergangs im Vordergrund stehen. Der Hauptteil der Messungen widmet sich den Experimenten der Frequenzstabilität des freilaufenden Nd:YAG-NPRO bei kryogenen Temperaturen. Diese wurden sowohl bei stickstoff- als auch bei heliumgekühltem Kryostaten durchgeführt; die Einflüsse verschiedener Parameter des Pumplasers und des Kryostaten war dabei zu untersuchen.

3.1 Die Laserschwelle bei Raumtemperatur

Um bei späteren Messungen eine optimale Einkopplung des Pumplichtes in den Nd:YAG-Kristall zu ermöglichen, wurde die Abhängigkeit der Laserschwelle von verschiedenen Pump- und Einkoppelparametern untersucht. Alle Messungen hierzu wurden mit dem ursprünglichen Design des Pumplasers von Schäfer+Kirchhoff (Kapitel 2.1) durchgeführt, der ohne Faserkopplung eine maximale Ausgangsleistung von 88 mW liefert. Die Optimierung der Schwelle war für Messungen mit der später fertiggestellten Gitterstabilisierung notwendig, mit der nur noch eine halb so große Pumpleistung zur Verfügung stand; Messungen oberhalb von 100 K waren mit dieser Leistung nicht mehr möglich, da die Schwelle des $R1 \rightarrow Y1$ -Überganges mit steigender Temperatur zunimmt. Der prinzipielle Aufbau für die folgenden Messungen ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

Pumpwellenlänge: Die Wellenlänge des Diodenlasers kann auf einfache Weise über die Temperatur der Diode verändert werden. Sie wird über ein Wavemeter mit einer Auflösung von 10^{-4} nm gemessen, in das ein Teil des Pumplichtes abgelenkt wird.

Zur Messung der Laserschwelle kann der Polarisator P die Strahlleistung ausreichend abschwächen (Minimum: 2 % Transmission). Die Ausgangsleistung des NPRO wird mit dem Photodetektor PD bestimmt (FND-100), ein Powermeter¹ im Strahlengang vor dem Nd:YAG-Kristall misst die Pumpleistung auf $\pm 0,1$ mW. Wie in 2.5 beschrieben, wird der

¹Powermax 5200; Molelectron Detector, Inc.

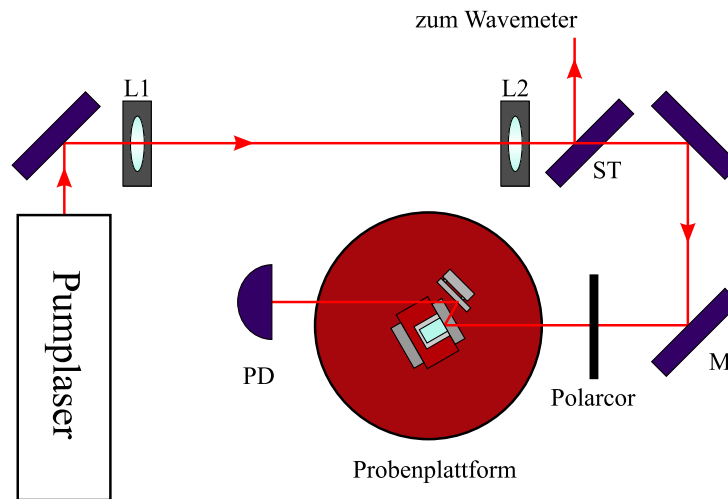


Abbildung 3.1: Aufbau zur Messung der Laserschwelle

Pumpstrahl in den Kristall fokussiert; in diesem Aufbau ($f_{L1} = 150$ mm, $f_{L2} = 200$ mm) beträgt der Fokusbereich im Kristall etwa $80\text{ }\mu\text{m}$. Abbildung 3.2 zeigt zwei Minima für die Laserschwelle bei $807,5$ nm und $808,6$ nm; dieses zweite Minimum verwenden auch alle weiteren Messungen.

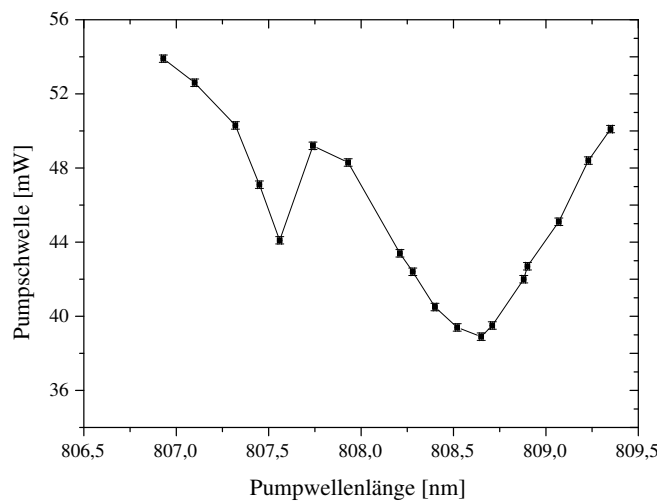


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der Laserschwelle von der Pumpwellenlänge

Position des Strahls auf der Kristalleingangsfläche: Um die Position des Kristalls reproduzierbar ändern zu können, wurde die Probenplattform auf einen Drei-Achsen-Verschiebetisch² montiert. Damit erhält man eine Abschätzung des Einflusses von Kryostatbewegungen auf die späteren Messungen. Mit dem Verschiebetisch kann der Strahlversatz

²MDE330, Martock Design Ltd.

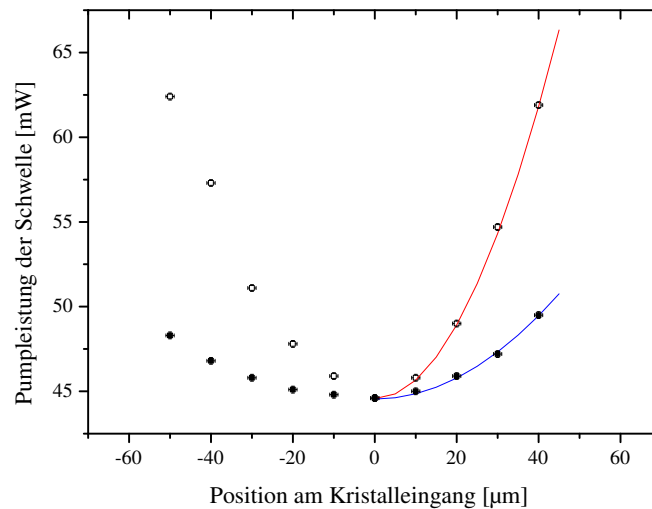


Abbildung 3.3: *Abhängigkeit der Laserschwelle vom Auftreffpunkt des Pumpstrahls auf der Frontfläche des Kristalls. [□]: Variation der horizontalen Position; [■]: Variation der vertikalen Position*

mit $1\ \mu\text{m}$ Genauigkeit eingestellt werden. Die Oberfläche des Kristalls wurde dazu über eine Fläche von $100 \times 100\ \mu\text{m}$ schachbrettartig abgerastert, von diesen Daten werden hier zwei Schnitte mit variiert horizontaler (Δx) bzw. vertikaler (Δy) Position gezeigt. Für die Ungenauigkeit der Pumpleistungsmessung wird wiederum ein Fehler von $\pm 0,1\ \text{mW}$ angenommen.

Die in Abbildung 3.3 gezeigte Abhängigkeit kann erklärt werden, indem man den Überlapp S von Pumpstrahl (Radius: $R_P = 100\ \mu\text{m}$, Leistung: P_{ges}) und Resonatormode betrachtet; dieser Überlapp beschreibt die effektive Pumpleistung $P_{\text{ges}} \cdot S$. Die gemessene Schwellleistung ist dann

$$P_{\text{thr}} = \frac{P_0}{S} (1 + \alpha G(S)) ,$$

wobei die Funktion G Einflüsse der Kristall- und Pumpstrahlgeometrie zusammenfasst. Man kann aber komplexe Beschreibungen der Geometrie vermeiden, wenn man sich auf kleine Änderungen des Überlappintegrals S beschränkt, wie es Verschiebungen des Pumpstrahls um $\pm 30\ \mu\text{m}$ bei einem Durchmesser der Resonatormode von $2R_0 = 250\ \mu\text{m}$ darstellen. Die Pumpleistung an der Schwelle lässt sich dann entwickeln:

$$P_{\text{thr}} = P_0 + \left(\frac{\partial P_{\text{thr}}}{\partial S} \right)_{S=1} (1 - S) + \dots ,$$

mit dem Überlappintegral

$$\begin{aligned}
S_x &= \text{const} \cdot \int_{\mathbb{R}^2} \exp \left[-2 \frac{x^2 + y^2}{R_0^2} \right] \cdot \exp \left[-2 \frac{(x - \Delta x)^2 + y^2}{R_P^2} \right] dx dy \\
&= \frac{\pi}{2 \left(\frac{1}{R_0^2} + \frac{1}{R_P^2} \right)} \exp \left(-2 \frac{\Delta x^2}{R_0^2 + R_P^2} \right)
\end{aligned}$$

bei Verschiebung entlang der Horizontalen. Zusätzlich ist das Integral für $\Delta x = 0$ auf Eins zu normieren.

Abbildung 3.3 zeigt die Verläufe für horizontale (\square) und vertikale (\blacksquare) Verschiebung mit ihren Fits. Der leicht asymmetrische Verlauf des Graphen ist auf die Geometrie des Kristalls zurückzuführen, und nur die positiven Äste wurden daher genähert.

Einkoppelwinkel: Auch Änderungen des Einstrahlwinkels sind bei Freistrahls-Kopplung in den Kryostaten nicht zu vermeiden; ihr Einfluss auf die Laserschwelle soll hier untersucht werden. Der typische Winkel zwischen dem Pumpstrahl und der Normalen der Kristalleingangsfläche beträgt $\approx 32^\circ$ [Fre01]. Winkel sind über den Spiegel M vor dem Laserkristall einstellbar (Abbildung 3.1), die Änderung der Strahlposition auf der Kristalleingangsfläche kann durch Nachführung der Probenplattform auf dem Verschiebetisch ausgeglichen werden.

Der verwendete Spiegelhalter hat einen Vorschub von 80 Umdrehungen pro Inch und einen Abstand von 1,5 Inch zwischen den Gewindezentren, der Abstand von Spiegel und Kristall beträgt 115 mm. Für die Winkeländerung $\Delta\Phi$ des Strahls in Abhängigkeit vom Drehwinkel α eines Gewindes folgt damit $\delta\Phi \approx 2,31 \times 10^{-5} \alpha [\text{Grad}]$ und die notwendige Nachregelung mit dem Verschiebetisch $\Delta = 115 \text{ mm} \times \delta\Phi$. Die möglichen Winkel sind durch den maximalen Versatz des Verschiebetisches begrenzt; daher kann hier nur der recht kleine

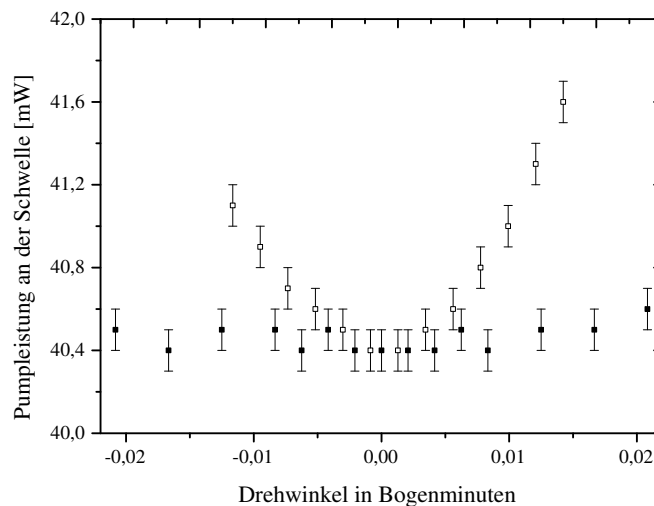


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der Laserschwelle vom Einstrahlwinkel. \square : horizontale Winkeländerung; \blacksquare : vertikale Winkeländerung

Ausschnitt von 0,04 Bogenminuten vermessen werden. Für Pumpleistungen unter 50 mW wurde ein Powermeter³ mit einer Messungenauigkeit von $\pm 0,1$ mW eingesetzt.

Die Abhängigkeiten sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Wieder erkennt man eine weitaus geringere Sensitivität auf Störungen in der Vertikalen.

Fokusedurchmesser: Man kann im Kristall verschiedene Strahldurchmesser produzieren, indem man die Foki von Linsen unterschiedlicher Brennweite f 1 : 1 in den Kristall abbildet. Die resultierenden Spotdurchmesser im Kristall werden gemäß der Gaußschen Strahlenoptik mit Hilfe von

$$w = \frac{\lambda f / (\pi w_0)}{\sqrt{1 + (\lambda f / (\pi w_0^2))^2}} \quad (3.1)$$

berechnet [Mel], wobei w_0 und w die Strahltaillen vor bzw. hinter der Linse beschreiben; λ ist die Pumpwellenlänge. Unabhängig von dieser Formel wurden die Durchmesser be-

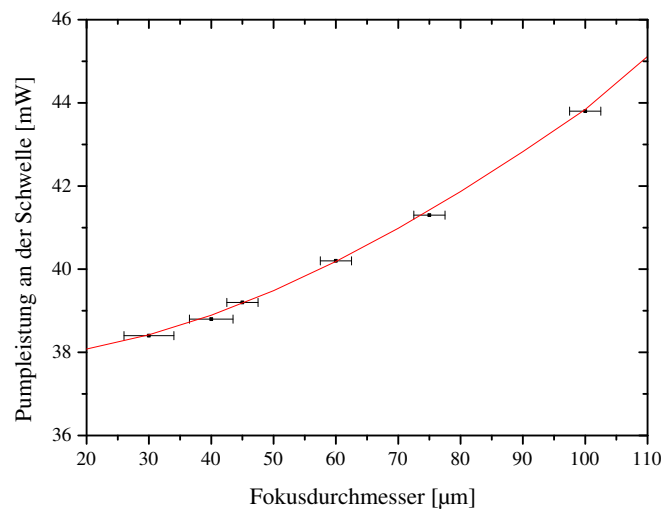


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Laserschwelle vom Fokusedurchmesser des Pumpstrahls

stimmt, indem eine Rasierklinge mit einem Verschiebetisch durch den Strahl geschoben wurde; als Maß für den Strahldurchmesser wurde ein Leistungsabfall auf $1 - 1/e^2$ und $1/e^2$ hinter der Klinge benutzt. Die dabei gemessenen Werte stimmen bis auf 10 % mit den theoretischen in Gleichung 3.1 überein, bei kleineren Brennweiten werden die Fehler größer. Die Abweichungen stammen vermutlich von sphärischer Aberration aufgrund des zunehmenden Strahldurchmessers auf der Linse $L2$ und Fehlern infolge unterschiedlicher Auftreffwinkel an der Linse.

Minimale Strahldurchmesser von 30 µm erreicht man mit einer Brennweite von 38,1 mm; hier wurde die niedrigste Laserschwelle gemessen (Abbildung 3.5). Diese Brennweite wird

³Fieldmaster, Coherent

auch im späteren Aufbau der Kryolaser-Optik (Kapitel 2.5) verwendet (Linse $L1$ in Abbildung 2.5). Kleinere Brennweiten sind nicht praktikabel, da dann der Strahl auf der Linse $L2$ zu stark aufgeweitet wird.

Der theoretische Verlauf in Abbildung 3.5 ergibt sich wieder mit Hilfe des Überlappintegrals von Pumpstrahl und Resonatormode, nun mit variablem Durchmesser $2R_P$ des Pumpstrahls:

$$S_{R_P} = \frac{\int_0^\infty \exp\left[-\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{r}{R_P}\right)^2\right] r \, dr}{\int_0^\infty \exp\left[-\left(\frac{r}{R_P}\right)^2\right] r \, dr} = \frac{1}{1 + \left(\frac{R_P}{R_0}\right)^2}.$$

Hier geht die R_P -Abhängigkeit der Normierung in den Verlauf des Graphen ein. Es wurde wieder ein Moden-Durchmesser des Resonators von $2R_0 = 250 \, \mu\text{m}$ angenommen.

Position des Fokus in Strahlrichtung: Der Einfluss der Position des Strahlfokus im Kristall wurde untersucht, indem die Probenplattform parallel zum Strahl verschoben wurde (Abbildung 3.6). Die Nullposition ist dabei die Eingangsfläche des NPRO, die negative Achse zeigt in Richtung des Kristalls. Die Positionsänderung änderte die Schwelle um weniger als 1 mW. Diese Unempfindlichkeit ist hilfreich, da bei Freistrahl-Kopplung die Position des Fokus im Innern des Kryostaten auch bei geöffneten Schilden nur ungenau bestimmt werden konnte. Generell ergeben sich kleinere Schwellleistungen, wenn der Strahlfokus im Innern des Kristall liegt, das Minimum erhält man für eine Fokusposition unmittelbar hinter der Eingangsfläche.

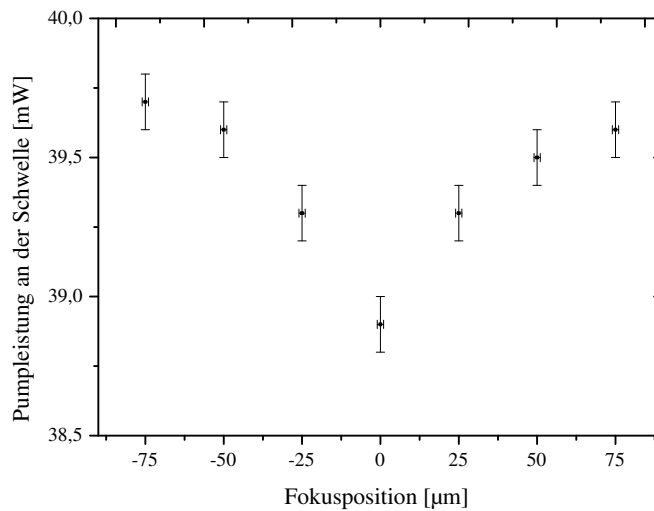


Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Laserschwelle von der Fokusposition des Pumpstrahls. Bei negativen Positionen liegt der Fokus außerhalb des Kristalls, als Ursprung ist die Eintrittsfläche gewählt.

3.2 Temperaturabhängigkeit der Nd:YAG–Frequenz

3.2.1 Bestimmung der Temperatur im Modenvolumen

Die Temperatur T_{cr} des NPRO liegt wegen des Wärmeeintrages durch den Pumplaser immer oberhalb der Temperatur T_{m} des Mounts. Zur Berechnung der Temperaturdifferenz kann man eine lineare Abhängigkeit der Frequenz von Mount–Temperatur und Pumpleistung innerhalb kleiner Temperaturbereiche ($T - T_0 < 1$ K) annehmen, wie in späteren Messungen gezeigt wird (Kapitel 3.6.1 und 3.7.1). Die Temperaturdifferenz $T_{\text{cr}} - T_{\text{m}}$ zwischen Kristall und Probenplattform lässt sich mit dem Wärmewiderstand R und der Pumpleistung P schreiben als

$$T_{\text{cr}} = T_{\text{m}} + R \cdot P. \quad (3.2)$$

Die Abhängigkeit der Frequenz ν von langsamen Änderungen der Temperatur und konstanter Pumpleistung lautet damit

$$\nu(T_{\text{cr}}) = \nu(T_0) + \alpha T_{\text{cr}} \stackrel{\text{Gl. 3.2}}{=} \nu(T_0) + \alpha (T_{\text{m}} + R \cdot P) \quad (3.3)$$

mit der Laserfrequenz ν und dem Temperaturkoeffizienten α .

Erhöht man nun die Pumpleistung sehr schnell, kann bei Temperaturen $\gtrsim 50$ K aufgrund der großen thermischen Zeitkonstante des Kupferblocks mit konstantem T_{m} gerechnet werden. Setzt man voraus, dass die Frequenzänderung bei wachsender Pumpleistung ausschließlich auf eine Änderung von T_{cr} zurückzuführen ist, folgt mit einem Koeffizienten β :

$$\nu(P) = \nu_0 + \beta P \stackrel{\text{Gl. 3.3}}{=} \bar{\nu}_0 + \alpha (T_{\text{m}} + R \cdot P) = \nu_0 + \alpha R \cdot P.$$

Der Wärmewiderstand ist dann

$$R = \frac{\beta}{\alpha}.$$

Bei einem stickstoffgekühlten Kryostaten bei 77 K kann aus den Koeffizienten α und β ein Wärmewiderstand von $R(77 \text{ K}) = 33 \text{ K/W}$ bestimmt werden, was auf eine Temperaturdifferenz $T_{\text{cr}} - T_{\text{m}} = 1,8 \text{ K}$ bei der höchsten benutzten Pumpleistung von 55 mW schließen lässt.

Bei tieferen Temperaturen unterhalb von 50 K steigt die thermische Leitfähigkeit von YAG und Kupfer stark an; die Maxima bei etwa 15 K liegen um einen Faktor 200 (YAG) [Sla71] bzw. 50 (OFHC Cu) [Pob96] über den Leitfähigkeiten bei Raumtemperatur. Auch bei 6 K, der typischen Mount–Temperatur bei Heliumbetrieb und Lasereinstrahlung von 30 mW, beträgt das Verhältnis noch 30 (YAG) bzw. 25 (OFHC Cu).

Abbildung 3.7 zeigt die Übertragung der Pumpleistung auf die Mount–Temperatur und die Nd:YAG–Leistung bei 6,5 K bzw. 79 K. Die Pumpleistung wurde über einen AOM mit einer externen Sägezahn–Spannung moduliert; die Pumpleistung wird bei steigender Spannung allerdings aufgrund thermischer Effekte überproportional stark abgelenkt. Bei 6,5 K reagiert die Mount–Temperatur relativ schnell auf Änderungen der Pumpleistung, was auf einen geringeren Wärmewiderstand und eine geringere Wärmekapazität des Kupferblocks zurückzuführen ist. Weitere Messungen mit einer Rechteck–Modulation des AOM zeigten für den Verlauf der Temperatur auf dem Mount eine thermische Zeitkonstante von etwa 500 s. Bei 79 K wird die Temperatur des Mounts durch die oszillierende Pumpleistung

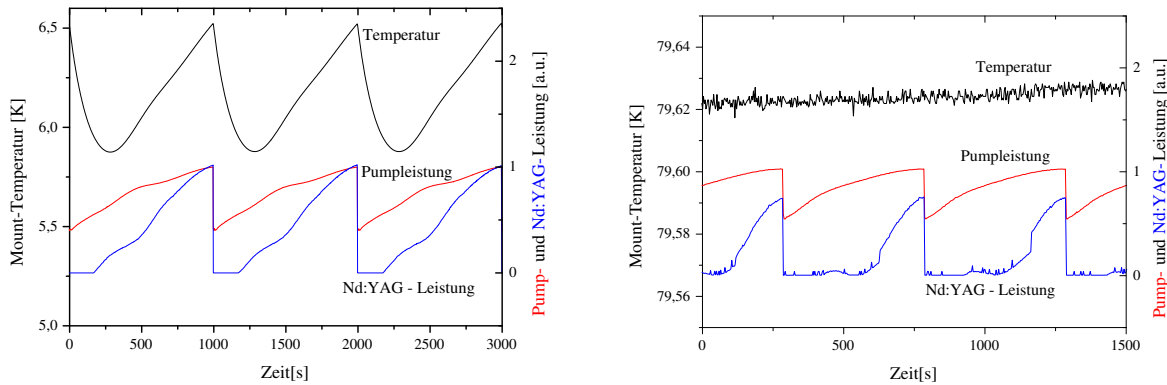


Abbildung 3.7: links: Bei 6,5 K folgt die Mount-Temperatur (oben) der Pumpleistung (Mitte), die Pumpleistung zeigt wie die Nd:YAG-Leistung (unten) eine Welligkeit infolge von Nichtlinearitäten des AOM. rechts: Bei 79 K bleibt die Mount-Temperatur unbeeinflusst; die Laserschwelle ist im Vergleich zu 6,5 K gestiegen.

nicht beeinflusst.

Die Welligkeit in den Graphen der Pumpleistung und Nd:YAG-Leistung sind vermutlich auf Nichtlinearitäten des AOM zurückzuführen. Deutlich erkennt man an der früher einsetzenden Nd:YAG-Emission eine geringere Schwelle bei 6,5 K als bei 79 K; diese Temperatur-Abhängigkeit wird später noch zu untersuchen sein.

Eine Korrektur der Kristalltemperatur wird wegen des geringen Wärmewiderstandes unterhalb von 50 K nicht mehr durchgeführt. Oberhalb dieser Temperatur wird der Temperaturabhängigkeit des Wärmewiderstandes R Rechnung getragen, indem man die Abhängigkeit [Bro97]

$$\frac{1}{R(T)} = K \left(\frac{a}{(\ln(bT))^c} - \frac{d}{T} \right)$$

mit den Parametern $a = 1,9 \cdot 10^6 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$, $b = 5,33 \text{ K}^{-1}$, $c = 7,14$ und $d = 331 \frac{\text{W}}{\text{cm}}$ [Glu02] benutzt. Die Konstante K kann aus dem Wert von R bei 77 K bestimmt werden.

Im Folgenden wird der Begriff „Heliumtemperatur“ für eine Temperatur in der Nd:YAG-Mode von 6,5 K benutzt; das ist die Mount-Temperatur (= Kristalltemperatur) im Helium-gekühlten Kryostaten bei der üblicherweise benutzten Pumpleistung von 30 mW. Der Begriff „Stickstofftemperatur“ bezeichnet die korrigierte Kristalltemperatur bei Stickstoffkühlung.

3.2.2 Temperaturkoeffizient der Nd:YAG-Frequenz bei Raumtemperatur

Bei kryogenen Temperaturen wird der Einfluss der Kristalltemperatur auf die Nd:YAG-Frequenz eingehend untersucht werden; diese Messungen werden in den folgenden Kapiteln beschrieben. Um eine Referenz bei Raumtemperatur für das Verhalten des später kryogen betriebenen NPRO zur Verfügung zu haben, wurde ein Beat-System mit einem zweiten

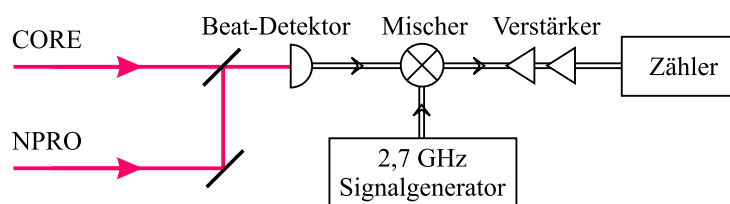


Abbildung 3.8: Aufbau der Beat-Messung zwischen Lightwave-Laser und untersuchtem NPRO bei Raumtemperatur. Die beiden Strahlen werden auf einer schnellen Photodiode überlagert. Ihre Differenzfrequenz wird heruntergemischt und verstärkt.

Nd:YAG-Laser⁴ verwendet. Der Referenzlaser war dabei auf einen kryogenen optischen Resonator (CORE) bei 77 K stabilisiert; als aktive Stabilisierung wurde das Pound-Drever-Hall-Verfahren verwendet. Beschreibungen dieses Stabilisierungsverfahrens auch im Zusammenhang mit dem hier verwendeten CORE finden sich in [Sto95, See96, Sto98, Pra99], Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht über die Leistungsfähigkeit des CORE-Systems bei 4 K. Änderungen der Beat-Frequenz sind damit ausschließlich durch den freilaufenden NPRO bedingt. Der für diese Messung verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.8 gezeigt: Die bei-

Langzeitstabilität	Drift < 150 Hz/d (Vergleich mit Iodstandard)
Kurzzeitstabilität	650 mHz bei 16 s $\Leftrightarrow 2,3 \cdot 10^{-15}$
Betriebstemperatur	4,3 K

Tabelle 3.1: Eigenschaften des CORE-Systems [Bra97]

den Laserfrequenzen bei etwa 1064 nm ($R2 \rightarrow Y3$ -Übergang) werden auf einer schnellen Photodiode⁵ (Bandbreite: ≈ 5 GHz) überlagert. Ihre Differenzfrequenz (Beat-Frequenz) wird mit einem Frequenzsynthesizer⁶ auf < 150 MHz heruntergemischt. Hinter zwei 26 dB Verstärkern liegt die Signalamplitude im Bereich von etwa 0 dB, so dass die Frequenz nun mit einem Frequenzzähler⁷ bestimmt werden kann. Dieser Zähler lässt sich über eine GPIB-Schnittstelle auslesen.

Die Temperatur der Probenplattform wurde während der Messung mit Hilfe eines Heizwiderstandes in einem kleinen Bereich von etwa 0,1 K variiert. Als Pumpquelle diente der in Kapitel 2.1 beschriebene unstabilisierte Aufbau des Diodenlasers. Die Leistung des Pumpstrahls beträgt 55 mW bei einer Wellenlänge von $\approx 808,6$ nm. Abbildung 3.9 zeigt den Frequenzverlauf mit zunehmender Temperatur. Zusätzlich ist eine Ausgleichsgerade eingezeichnet, die einen Temperaturkoeffizienten von

$$\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial T} \approx -1,73 \pm 0,45 \frac{\text{GHz}}{\text{K}}$$

bei 293,68 K liefert. Der Graph weist zwar eine positive Steigung auf, spätere absolute Messungen der Wellenlänge mit einem Wavemeter zeigen aber eine Zunahme der Frequenz

⁴Lasermode 122, Lightwave

⁵Modell 1537, New Focus

⁶Signal Generator 2031, Marconi Instruments

⁷SR620, Stanford Research Systems

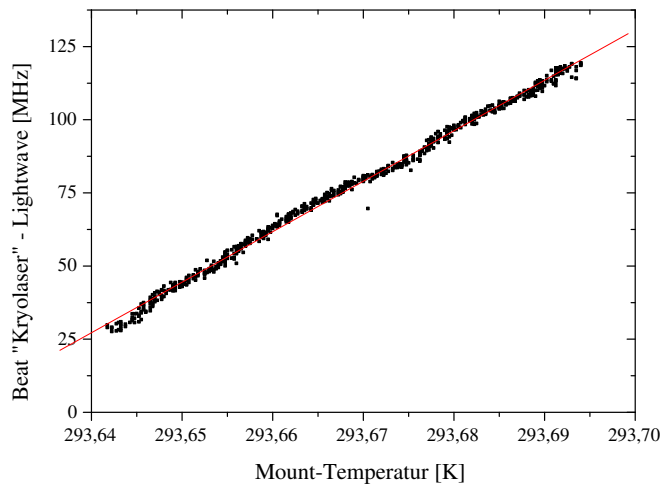


Abbildung 3.9: (■) *Beat-Messung zwischen untersuchtem Nd:YAG-NPRO bei Raumtemperatur und CORE-Laser.*

mit abnehmender Temperatur. Die positive Steigung hier ist also auf die Beat-Messung zurückzuführen, die nur auf relative Änderungen sensitiv ist. Die Änderung dieses Temperaturkoeffizienten beim Abkühlen des Systems wird im Folgenden zu untersuchen sein.

3.2.3 Änderung des Temperaturkoeffizienten zwischen 77 K und 200 K

Die weitere Untersuchung des Temperaturkoeffizienten wird sich auf den ($R1 \rightarrow Y1$)-Übergang im Nd:YAG bei 1061 nm beschränken, da ohne weitere Hilfsmittel nur dieser bei Stickstoff- bzw. Heliumtemperatur angeregt wird. Auf die Änderung der Hauptlaserlinie wird eingehend im Kapitel über die Pumpschwelle eingegangen.

Die Messung der Nd:YAG-Frequenz wurde mit Hilfe eines Wavemeters durchgeführt, da der Beat mit dem optischen Frequenzkamm noch nicht zur Verfügung stand. Die Auflösung des Wavemeters beträgt $10^{-4} \text{ nm} \cong 25 \text{ MHz}$ bei 1061 nm. Oberhalb von 200 K war wegen des Wechsels der Laserwellenlänge zu 1064 nm nicht mehr genügend Laserleistung ($40 \mu\text{W}$) für diese Messung vorhanden, wodurch der Bereich, in dem Temperaturkoeffizienten gemessen werden konnten, beschränkt ist. Die Temperatur wurde mit der Si-Diode auf der Probenplattform bestimmt und mit Hilfe des Wärmewiderstandes zwischen Mount und Kristall (Kapitel 3.2.1) auf die wahre Kristalltemperatur umgerechnet.

Zur Messung der Temperatur wurde ein Multimeter⁸ benutzt, das über GPIB ausgelesen werden kann; das Wavemeter lässt sich über eine serielle Schnittstelle ansteuern (vgl. Anhang). Für jeden Datenpunkt wurde die Nd:YAG-Frequenz über ein Temperaturintervall von 0,5 K mitgeschrieben und linear genähert; die resultierenden Temperaturkoeffizienten sind in Abbildung 3.10 über der Kristalltemperatur aufgetragen. Mit abnehmender Tempe-

⁸Datalogger 34970A, Agilent Technologies

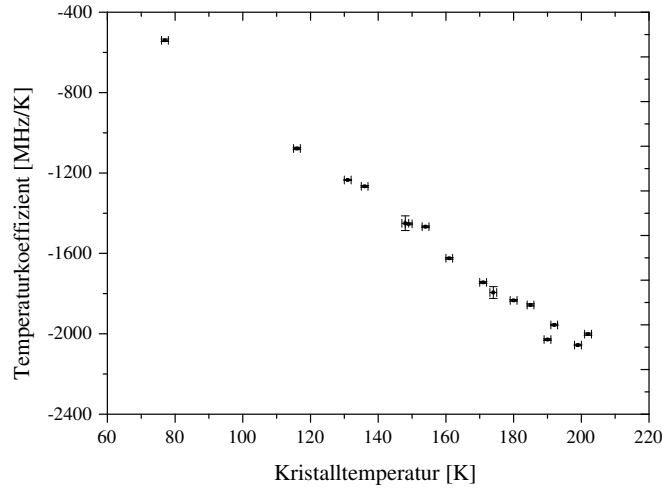


Abbildung 3.10: Temperaturkoeffizienten $\partial\nu/\partial T$ des $(R1 \rightarrow Y1)$ -Überganges zwischen 77 K und 200 K.

ratur nimmt der Einfluss der Temperatur auf die Laserfrequenz ab, so dass bei den späteren Messungen der Frequenzstabilität verbesserte Drifteigenschaften bei tieferen Temperaturen zu erwarten sind.

3.2.4 Temperaturabhängige Verschiebung der Laserlinien

Die Frequenzverschiebung der Laserlinien bei 1061 nm und 1064 nm wurde in weiten Temperaturbereichen vermessen. Die Messung der $(R2 \rightarrow Y3)$ -Linie (1064 nm) erfolgte mit derselben Methode wie die Bestimmung der Temperaturkoeffizienten (Abbildung 3.11). Gemessen wurde bei einer Pumpwellenlänge von 808,6 nm mit einer Pumpleistung von 55 mW. Während des Abkühlvorganges zog sich der Kryostat um mehrere Millimeter zusammen, so dass die Faser zum Wavemeter kontinuierlich nachgekoppelt werden musste. Ab etwa 250 K wurde die Emission in den $(R1 \rightarrow Y1)$ -Übergang (1061 nm) zu stark, um das Wavemeter, das auf einen monochromatischen Eingangsstrahl angewiesen ist, weiter benutzen zu können. Als mittleren Freien Spektralbereich des Nd:YAG-NPRO erhält man im abgebildeten Temperaturbereich $\overline{\text{FSR}} = 11,29 \pm 0,03$ GHz.

Eine äquivalente Messung wurde für die Emission auf dem $(R1 \rightarrow Y1)$ -Übergang durchgeführt. Eine Messung oberhalb von 200 K war aufgrund der Laseremission auf zwei Linien wiederum nicht möglich. Es sind mehrere Modesprünge bis hinab zu ≈ 90 K zu erkennen. Darunter beobachtet man wegen der abnehmenden Wärmeausdehnung der Kristallmatrix keine weiteren Modesprünge.

Unter Vernachlässigung der Modesprünge kann der Verlauf in Abbildung 3.12 mit dem in Kapitel 1.2 diskutierten Modell für die Linienverschiebung erklärt werden. Als theoretische Näherung des Graphen erhält man

$$\nu_{\text{Nd:YAG}}(T) = 282489,2 \text{ GHz} - 2188,5 \text{ GHz} \times \left(\frac{T}{600 \text{ K}} \right)^4 \int_0^{600 \text{ K}/T} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx \quad (3.4)$$

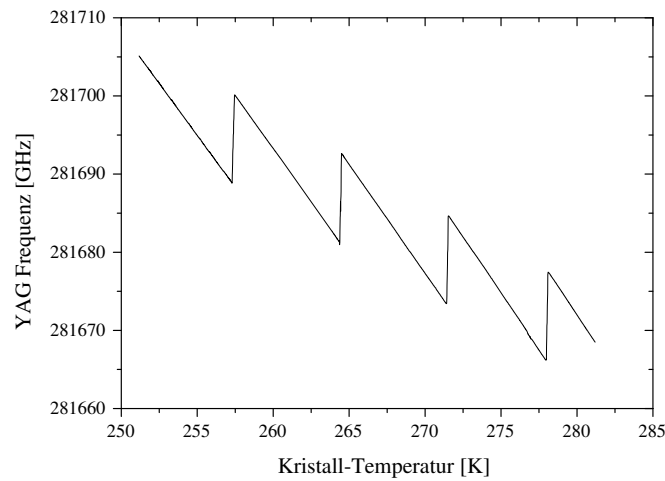


Abbildung 3.11: *Modensprünge der $(R2 \rightarrow Y3)$ -Linie im Nd:YAG zwischen 250 K und 290 K*

in Übereinstimmung mit früheren Messreihen [Kus69].

Mit Hilfe des Differenz-Beats (vgl. Kapitel 2.8.3) wurde der Temperaturbereich zwischen 79 K und 140 K genauer auf Modensprünge untersucht. Dies ist der Bereich, der mit den Heizern auf der Probenplattform zugänglich war, wenn der Kryostat bei 77 K gehalten wurde. Der mittlere Freie Spektralbereich im Bereich der Modensprünge beträgt $\overline{\text{FSR}} = 11,54 \pm 0,03$ GHz; der größere Wert im Vergleich zur 1064 nm-Linie lässt sich

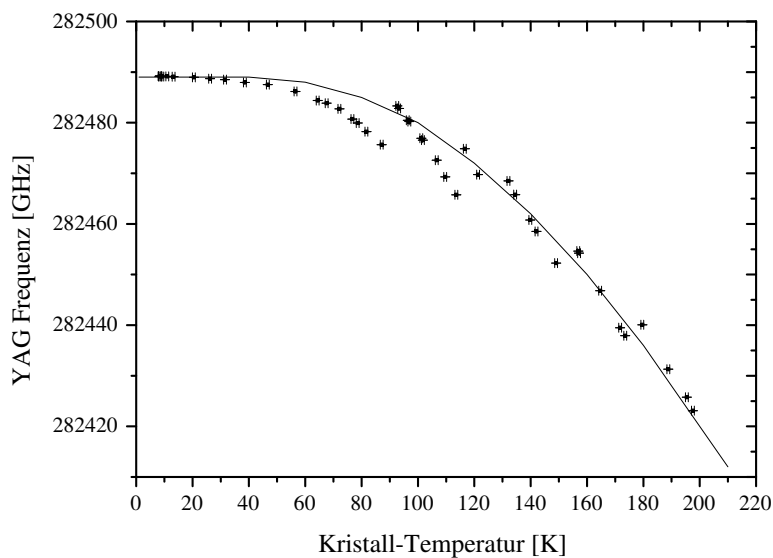


Abbildung 3.12: *Verschiebung der $(R1 \rightarrow Y1)$ -Linie im Nd:YAG*

durch die geringere Resonatorlänge bei tiefen Temperaturen erklären.

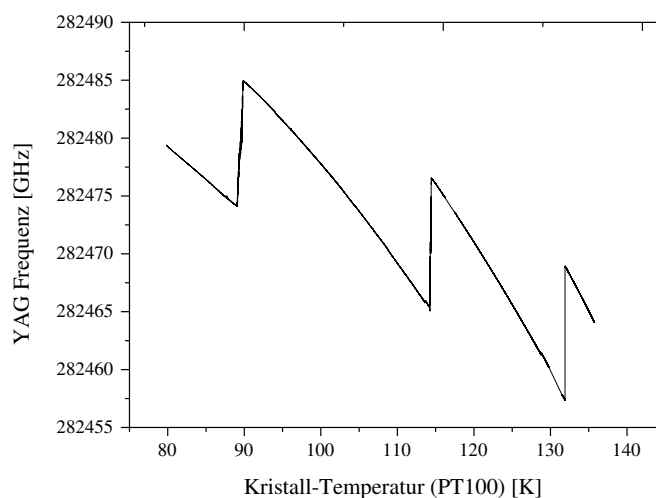


Abbildung 3.13: Modensprünge der ($R1 \rightarrow Y1$)-Linie in Nd:YAG zwischen 77 K und 140 K

3.3 Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle

Die bereits im Kapitel 3.2.4 beobachtete Änderung des stärksten Laserübergangs von der ($R2 \rightarrow Y3$)-Linie zur ($R1 \rightarrow Y1$)-Linie beim Abkühlen unter 225 K und der zeitweise Laserbetrieb auf zwei Linien lässt sich mit der Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle erklären. Die Ergebnisse für die beiden Abkühlphasen sind in Abbildung 3.15 zusammengefasst. Die blaue Kurve (180 K bis 300 K) zeigt die theoretische Temperaturabhängigkeit der Schwelle für die 1064 nm-Linie, die rote (5 K bis 240 K) entspricht dem 1061 nm-Übergang. Im Gegensatz zur Linienverschiebung konnte die Schwelle im Bereich von 180 K bis 240 K vollständig für beide Linien vermessen werden, indem ihre Intensitäten mit einem optischen Spektrumanalysator⁹ dargestellt wurden. Bei Steigerung der Pumpleistung erkennt man oberhalb von 225 K den Beginn der Laseroszillation zunächst bei 1064 nm, dann bei 1061 nm. Entsprechend zeigt sich eine niedrigere Schwelle für 1061 nm unterhalb von 225 K. Eine genaue Messung der Linienposition mit dem Spektrumanalysator ist wegen seiner gröberen Auflösung von ≈ 27 GHz bei 1060 nm nicht möglich. In Abbildung 3.14 sind die beiden Laserlinien für Temperaturen zwischen 220 K und 240 K dargestellt. Eine Reihe von Spektren wurde dazu während der Abkühlphase des Kryostaten zwischen 250 K und 190 K gespeichert, mit gleichzeitiger Laseroszillation auf beiden Linien. Die Wellenlängenskala wurde nachträglich mit den Werten von Gleichung 3.4 für 1061 nm geeicht; die beobachtete Linienverschiebung entspricht der des vorigen Kapitels. Die erhaltene Temperaturabhängigkeit des Überganges bei 1064 nm stimmt bis auf 0,05 nm mit den

⁹Modell MS9030A, Anritsu Company

Werten in [Kus69] überein. Die höhere Temperatursensitivität der Intensität bei 1061 nm verglichen mit dem 1064 nm-Übergang wird sich auch im Temperaturverhalten der Laserschwelle wiederfinden.

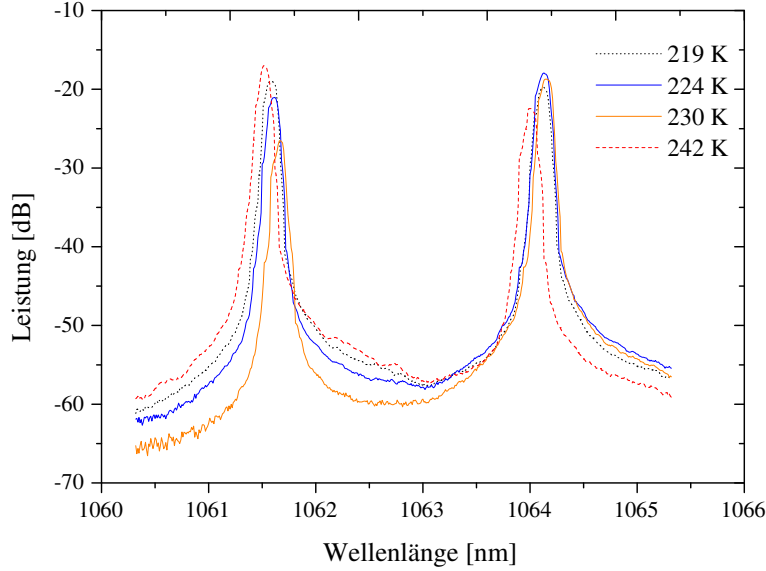


Abbildung 3.14: Änderung der Intensität und Linienpositionen beim Wechsel des Laserüberganges zwischen 1061 nm und 1064 nm; die Breite der Linien ist durch das Auflösungsvermögen des optischen Spektrumanalysators gegeben.

Die Messung wurde bei einer Pumpwellenlänge von 808,6 nm durchgeführt; die Intensität des Pumpstrahls wurde mit einem Polarcor abgeschwächt und die Schwellleistung vor dem äußeren Kryostatfenster gemessen. Die Ergebnisse berücksichtigen eine Abschwächung durch die Fenster von 9,6 %. Außerhalb der gezeigten Messbereiche ließ sich keine stimulierte Emission anregen, so dass für $T < 180$ K ($T > 240$ K) keine Messwerte für den 1064 nm (1061 nm) Übergang existieren.

Die gezeigten theoretischen Abhängigkeiten folgen der Herleitung in Kapitel 1.2. In der dort eingeführten Notation ist

$$P_{\text{thr}} = A \frac{b_3}{b_x} \Delta\nu_{\text{Lum}}^x \nu_g^2 + B \frac{b_3}{b_x} \frac{b_{x'}}{b_1} b_{12}$$

mit den Lumineszenz-Linienbreiten [Kus69]

$$\Delta\nu_{\text{Lum}}^x(1061 \text{ nm}) = 0,64 + 53 \left(\frac{T}{500 \text{ K}} \right)^7 \int_0^{500 \text{ K}/T} \frac{x^6 \exp(x)}{(\exp(x) - 1)^2} \text{ [cm}^{-1}\text{]}$$

$$\Delta\nu_{\text{Lum}}^x(1064 \text{ nm}) = 0,13 + 0,9 \left(\frac{T}{500 \text{ K}} \right)^7 \int_0^{500 \text{ K}/T} \frac{x^6 \exp(x)}{(\exp(x) - 1)^2} \text{ [cm}^{-1}\text{]},$$

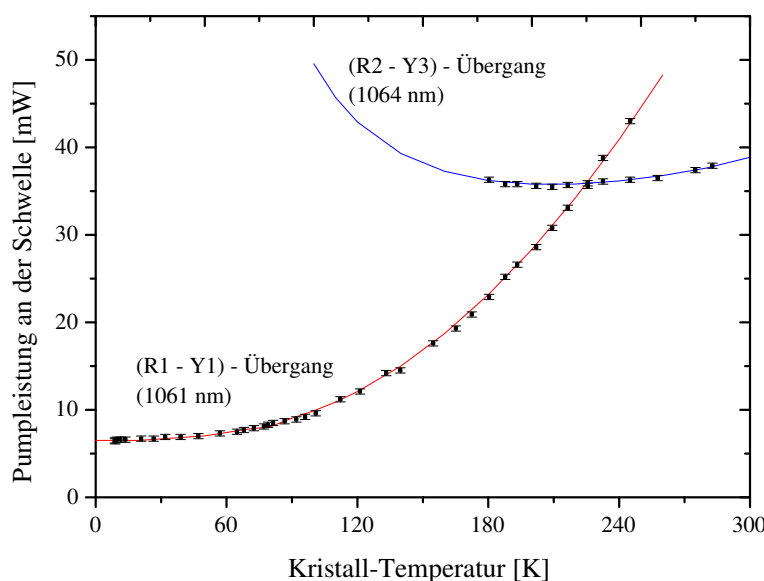


Abbildung 3.15: Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle in Nd:YAG für Emission bei 1061 nm (rot) und 1064 nm (blau)

den Boltzmann-Faktoren $\{b_i\}$ (vgl. Abbildung 1.2), der Übergangsfrequenz ν_g und zwei wählbaren Parametern A und B .

3.4 Temperaturstabilität der Probenplattform

Die Linienverschiebung aufgrund von Temperaturänderungen zeigt die Bedeutung einer guten Stabilisierung der Kristalltemperatur für spätere Messungen der Frequenzstabilität. In Abbildung 3.16 ist die Kryostattemperatur bei 79 K über einen Zeitraum von etwa 11 h dargestellt.

Bis etwa 7 h nach Beginn der Messung wurde mit eingeschaltetem Pumplaser gemessen, die Mount-Temperatur schwankt um maximal 20 mK (Min-Max). Ohne Einstrahlung sinken diese Schwankungen auf < 3 mK. Die Messung wurde aus verschiedenen Dateien zusammengesetzt, das erklärt die Unterbrechungen des Graphen bei 9,1 h und 10,1 h.

Auch mit Temperaturstabilisierung der Probenplattform zeigt sich nur eine geringe Erhöhung der Stabilität auf 2 mK, vermutlich wegen unzureichender Optimierung der Regelparameter infolge der großen thermischen Zeitkonstanten. Dabei wurde der Pt100-Widerstand der Probenplattform als Sensor für einen Temperatur-Regler¹⁰ benutzt, während die Temperatur in Abbildung 3.17 mit der Si-Diode aufgenommen wurde. Dies bedeutet, dass nur eine aktive Stabilisierung der Pumpleistung zu einer merklichen Verringerung der Temperaturfluktuationen führen kann. Eine solche Intensitätsstabilisierung wurde implementiert, wie in Kapitel 2.6 näher beschrieben. Auf eine Stabilisierung der Mount-

¹⁰Modell 330, Lakeshore

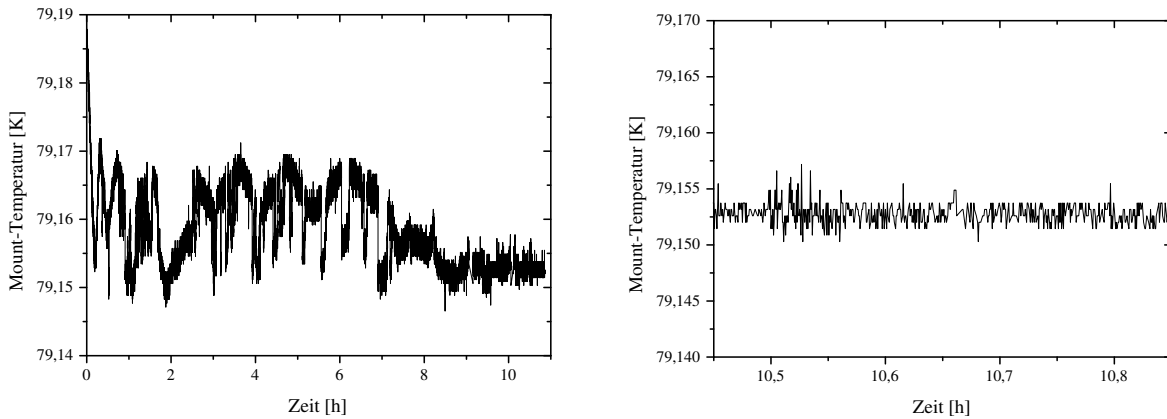


Abbildung 3.16: links: *Mount-Temperatur bei 79 K ohne Stabilisierung (gemessen mit einem Pt100-Widerstand)*. Der Abschnitt der ersten 7 Stunden zeigt die Temperaturentwicklung bei eingeschaltetem Pumplaser, der weitere Graph die Entwicklung ohne Einstrahlung. rechts: *Vergrößerung der letzten halben Stunde (ohne Einstrahlung)*

Temperatur wurde bei Messungen der Frequenzstabilität verzichtet, da sie nur zu einer geringfügigen Verringerung der Fluktuationen führt und die Optimierung wegen der großen thermischen Zeitkonstanten der Probenplattform schwierig ist. Die Temperaturmessung scheint darüberhinaus bereits durch das Auflösungsvermögen des Multimeters begrenzt zu sein.

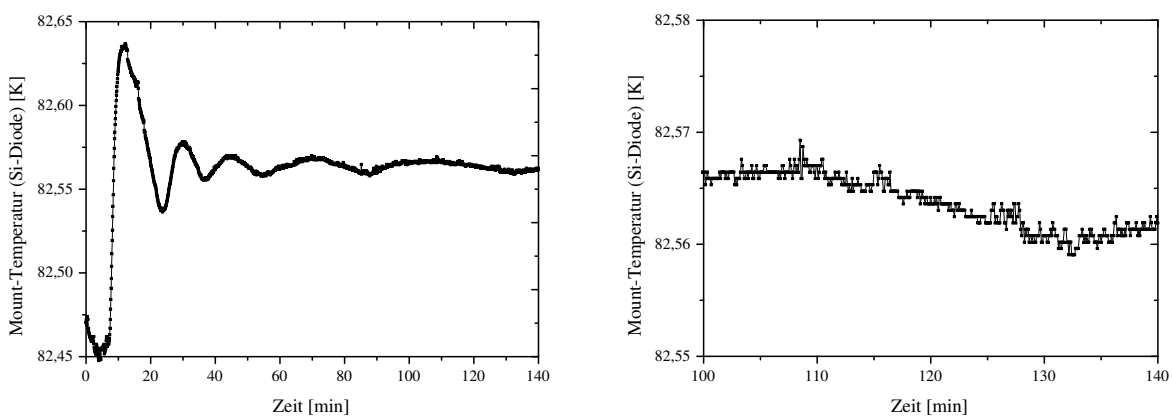


Abbildung 3.17: *Mount-Temperatur bei 82 K mit Stabilisierung*. Deutlich ist der sehr langsame Anschlagvorgang zu erkennen. Der rechte Graph zeigt wiederum eine vergrößerte Ansicht am Ende der Messung.

3.5 Frequenzstabilität des Pumplasers

Da mit dem ursprünglichen Design der Pumpquelle kein stabiler Ein-Moden-Betrieb möglich war, wurden seine Komponenten für den Aufbau eines gitterstabilisierten Diodenlasers verwendet (Kapitel 2.1). Dieses Setup wurde auf seine Temperatur- und Frequenzstabilität hin untersucht.

Die Temperaturstabilisierung mit Hilfe eines PID-Reglers verwendet einen der beiden Pt100-Sensoren auf der Grundplatte des Diodenlasers (Abbildung 2.1). Der zweite ermöglicht die unabhängige Temperaturmessung (Vier-Draht-Messung) mit einem Multimeter¹¹ über eine GPIB-Schnittstelle. Neben der Temperaturstabilisierung der Grundplatte mit drei Peltier-Elementen besitzt das Laserdiodenmodul eine zusätzliche Temperaturregelung, die eine Kurzzeit-Temperaturstabilität der Diode von ± 5 mK garantiert [SuK98]. Der Datensatz in Abbildung 3.18 zeigt einen Zeitraum von etwa 12 h; die schwarze Kurve (oben) stellt dabei die Laserfrequenz, die blaue (unten) die Temperatur des Aufbaus dar. Bei $t = 0$ s wird der Laser eingeschaltet; während der ersten 4 h steigt die Temperatur, da elektrische Leistung der Laserdiode dissipiert wird. Diese Temperaturerhöhung kann wegen der endlichen Wärmeleitfähigkeit nicht vollständig unterdrückt werden; der Anstieg wird von der Stabilisierung auf 50 mK begrenzt. Die Temperaturdrift nach diesen Einschwingvorgängen beträgt 318 ± 5 μ K/h. Die Frequenzdrift nach der Einschwingphase liegt bei $10,6 \pm 0,2$ MHz/h.

¹¹Datalogger 34970A; Agilent Technologies

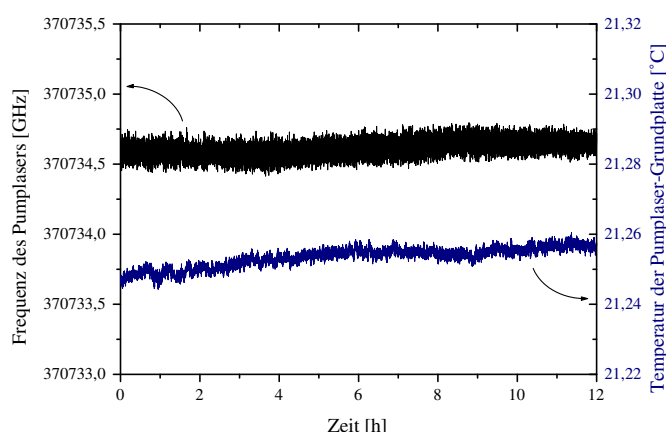


Abbildung 3.18: Stabilität des gitterstabilisierten Diodenlasers. unten: Temperatur der Grundplatte (Pt100-Messung), oben: Frequenz des Pumpstrahls (Wavemeter-Messung)

3.6 Messungen der Frequenzstabilität bei Stickstofftemperatur

3.6.1 Einflüsse verschiedener Pump- und Kryostatparameter

Die Frequenz des kryogenen Nd:YAG-Lasers wird von zahlreichen physikalischen Parametern sowohl des Pumpstrahls als auch des Kryostaten bestimmt; ihre Einflüsse sollen hier zunächst geklärt werden. Die Hauptabhängigkeiten sind von Kristalltemperatur und Pumpleistung zu erwarten, weitere Größen sind Diodenstrom, Diodentemperatur und Pumpwellenlänge. Außerdem kann mit einem Piezo die Länge des Resonators variiert werden. Die Nd:YAG-Frequenz wird bestimmt, indem man die Differenz der Beat-Frequenzen des optischen Kammes mit dem Iod-Standard bzw. des optischen Kammes mit dem kryogenen Laser betrachtet. Dies ermöglicht eine sehr viel genauere Frequenzmessung als das Wave-meter. Es wird mit einer konstanten Pumpleistung bei 30 mW gearbeitet.

Eine Übersicht der verschiedenen Abhängigkeiten bietet Abbildung 3.19. Der Fehler bei der Frequenzmessung aufgrund langsamer thermischer Einschwingvorgänge (AOM, Anbindung des Kristalls) wurde auf ± 5 MHz abgeschätzt; während der Spannungsänderung am Piezo im Kryostaten kann ± 1 MHz angenommen werden.

Zur Messung des *Temperaturkoeffizienten* wurden die Heizer auf der Probenplattform benutzt. Wie schon bei der Aufzeichnung der Modensprünge in Abbildung 3.13 zu erkennen, ist die Abhängigkeit der Frequenz von der Mount-Temperatur nur bis etwa 82 K linear mit einem Koeffizienten bei ansteigender Temperatur (\uparrow) von

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial T} \right)_{\uparrow} = -569,11 \pm 1,24 \frac{\text{MHz}}{\text{K}}.$$

Um ein Heizen über weite Temperaturbereiche zu ermöglichen, war die Probenplattform thermisch nur schlecht an den restlichen Kryostaten angebunden. Daraus folgt eine sehr lange Abkühlzeit von 82 K bis 77 K von über 12 h, so dass der Koeffizient bei der Abnahme der Temperatur nicht gemessen wurde.

Der *Leistungskoeffizient* wurde bestimmt, indem ein AOM den Strahl teilweise ablenkte, so dass nur die nullte Beugungsordnung auf den Kristall traf. Die Abhängigkeit wurde sowohl bei Verringerung (\downarrow) als auch bei Erhöhung (\uparrow) der Leistung gemessen. Beide Graphen lassen einen linearen Zusammenhang vermuten mit den Koeffizienten

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial P} \right)_{\uparrow} = -39,07 \pm 0,19 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}} \quad \left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial P} \right)_{\downarrow} = -39,06 \pm 0,18 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}}.$$

Die *Änderungen des Laserdioden-Stroms* führen außer zu einer Leistungsänderung auch zu einer Verschiebung der Pumpwellenlänge. Diese ist jedoch im Bereich von 70 mA bis 100 mA kleiner als 0,04 nm. Die Beat-Frequenz wurde für steigende und fallende Ströme mitgeschrieben, und es ergeben sich die Koeffizienten

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial I_{\text{LD}}} \right)_{\uparrow} = -12,11 \pm 0,14 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}} \quad \left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial I_{\text{LD}}} \right)_{\downarrow} = -11,40 \pm 0,14 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}}.$$

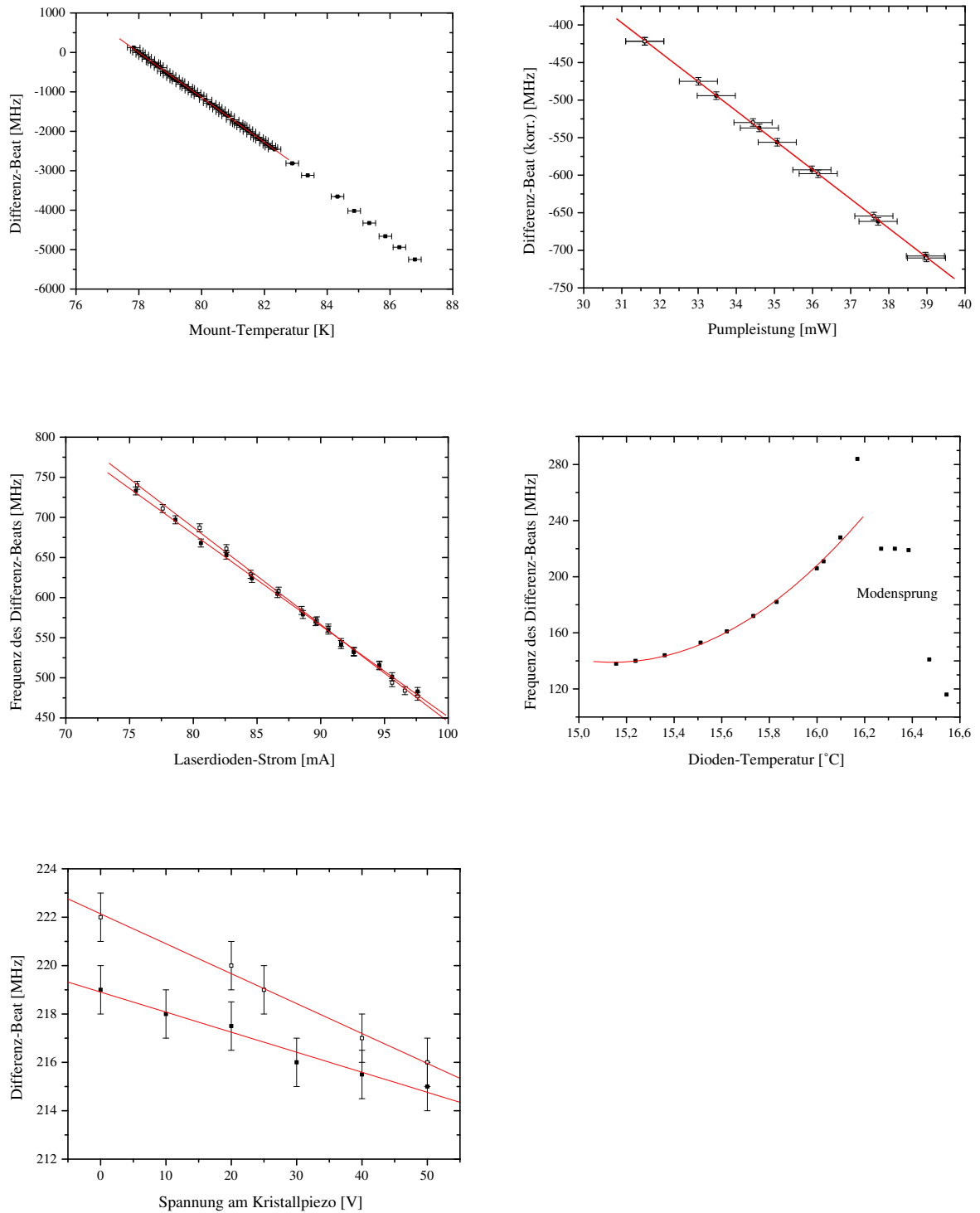


Abbildung 3.19: Einflüsse verschiedener Größen der Pumpe und des Kryostaten auf die Nd:YAG-Frequenz bei Stickstofftemperatur. (□) bzw. (■) zeigt die Abhängigkeit bei Erhöhung bzw. Verringerung der Parameter.

Bei der Messung der Koeffizienten konnte nicht immer das Ende aller thermischen Einschwingvorgänge abgewartet werden. Die Temperatur (aufgrund der höheren Pumpleistung) ist während der Verringerung des Stromes daher im Mittel größer als beim Erhöhen. Der Temperaturkoeffizient zeigt gerade, dass höhere Temperaturen zu kleineren Beat-Frequenzen führen. Die beiden Steigungen geben also das Intervall an, in dem der wahre Koeffizient liegt; der Fehler beträgt maximal 1 MHz/mA.

Die *Änderung der Laserdioden-Temperatur* hat offensichtlich keinen linearen Einfluss auf die Beat-Frequenz. Vermutlich trägt wieder hauptsächlich die Änderung der Kristalltemperatur, hervorgerufen durch die veränderte Pumpleistung, zu der Frequenzverschiebung bei. Da die Beat-Frequenz im Bereich des Modensprunges auf die Dioden-Temperatur besonders sensitiv ist, ist dort ein Betrieb des Pumplasers zu vermeiden. Der Diodenlaser wurde im Allgemeinen bei einer Temperatur von 15,4 °C betrieben, der Diodenstrom beträgt 101 mA (\Rightarrow 808,6 nm Ausgangswellenlänge). Um die Tangentensteigung bei 15,4 °C näherungsweise zu bestimmen, wurde der Graph bis $T_{LD} = 16,2$ °C mit einem Polynom zweiten Grades genähert. Es ergibt sich

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial T_{LD}} \right)_{\downarrow} = 48,44 \pm 6,79 \frac{\text{MHz}}{^{\circ}\text{C}}.$$

Der *Piezo* unterhalb des Kristalls kam während der Messungen zur Frequenzstabilität nicht zum Einsatz, in nachfolgenden Experimenten könnte er aber zur Feinabstimmung der Nd:YAG-Frequenz verwendet werden. Trotzdem soll der Zusammenhang zwischen Piezo-Spannung und Beat-Frequenz kurz dargestellt werden. Um eine ausreichende Wärmeanbindung des Kristalls zu gewährleisten, musste eine geringe Schichtdicke (200 μm) gewählt werden, so dass sein Hub bei kryogenen Temperaturen begrenzt war. Die maximal erreichbare Frequenzverschiebung im linearen Bereich des Piezo bei 77 K beträgt ≈ 7 MHz. Deutlich ist eine Hysterese zu erkennen: Der Frequenzversatz bei der Spannungserhöhung ist größer als bei der anschließenden Verringerung der Spannung. Die linearisierten Zusammenhänge lauten

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial U_{\text{Piezo}}} \right)_{\uparrow} = -0,12 \pm 0,01 \frac{\text{MHz}}{\text{V}} \quad \left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial U_{\text{Piezo}}} \right)_{\downarrow} = -0,08 \pm 0,01 \frac{\text{MHz}}{\text{V}}.$$

3.6.2 Frequenzstabilität des NPRO

Die Messungen zur Langzeitstabilität wurden, wie im Kapitel 2.8 beschrieben, nach dem Prinzip des Differenz-Beats durchgeführt. Abbildung 3.20 zeigt einen typischen zeitlichen Verlauf (linker Graph) und die zugehörige relative RAV (Δ) bei Stickstofftemperatur. Die Repetitionsrate des Kammes ist auf das GPS stabilisiert.

Der Pumpstrahl wird durch ein Kryostatfenster eingekoppelt, der optische Aufbau befindet sich auf dem Aluminium-Breadboard oberhalb des optischen Tisches. Intensitäts- und Strahlstabilisierung sind nicht eingeschaltet; der Verlauf der Frequenz ist auf dieser Zeitskala hauptsächlich durch die variierende Pumpleistung bestimmt, das hochfrequente Rauschen stammt vermutlich von mechanischen Schwingungen des Aufbaus. Die Kurve (■) stellt die beste hier erreichte unstabilisierte Messung bei 79 K dar. Die Kurzzeit-Stabilität des kryogenen NPRO liegt bei etwa 10 kHz; nach einem Maximum bei 60 ms beginnt die

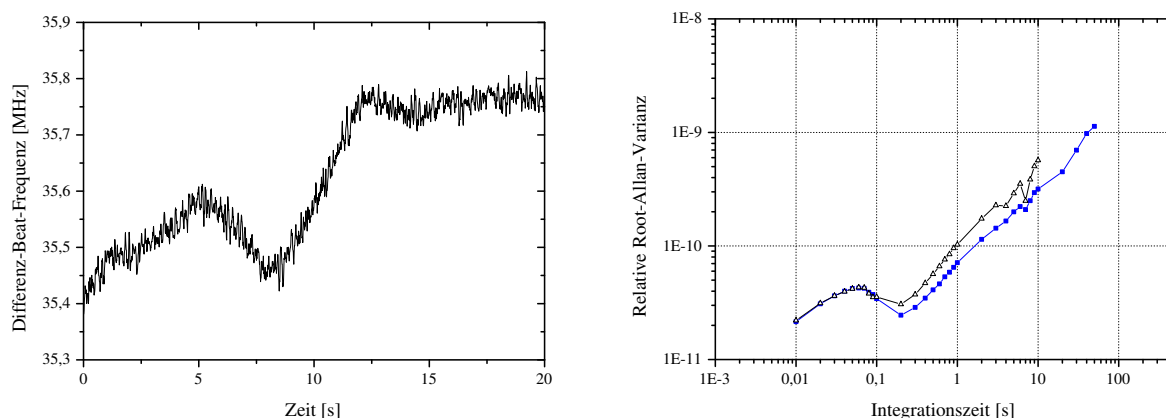


Abbildung 3.20: links: *Beat-Messung bei 79 K ohne Stabilisierung von Pumpleistung und Einkopplung*; rechts: *zugehörige relative RAV (Δ); die beste relative RAV bei 79 K ohne Stabilisierungen ist ebenfalls dargestellt (\blacksquare)*.

lineare Drift bei etwa $\tau = 0,2$ s.

Der Einfluss der verschiedenen Stabilisierungsmethoden des Pumpstrahls ist in Abbildung 3.21 dargestellt. Die Regelung der Intensitätsstabilisierung wurde bei 90 % der maximalen Pumpleistung mit einer Zeitkonstante von $170 \mu\text{s}$ betrieben; der Integrator der Iodstabilisierung benutzte 300 ms, die Strahlstabilisierung 1 ms. Vorteile der Intensitätsstabilisierung (\blacksquare) gegenüber der unstabilisierten Messung (Δ) sind nicht zu erkennen, mechanische Instabilitäten überwiegen hier noch; die Strahlstabilisierung (\square) dagegen ver-

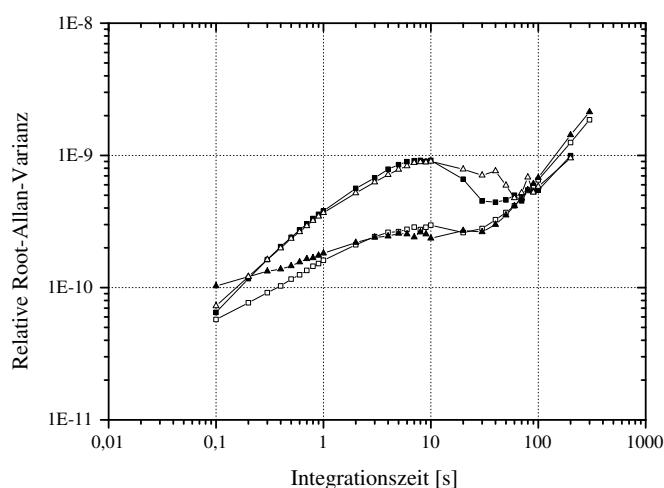


Abbildung 3.21: *Relative RAV bei 79 K. Gezeigt sind die Abhängigkeiten ohne Stabilisierung (Δ), mit Intensitätsstabilisierung (\blacksquare), mit Strahlstabilisierung (\square) und mit beiden Stabilisierungsmethoden (\blacktriangle)*.

bessert die Stabilität zwischen 50 ms und 50 s um bis zu eine halbe Größenordnung. Der vierte Graph (\blacktriangle) zeigt die Frequenzstabilität während des gleichzeitigen Betriebs beider Stabilisierungsmethoden.

Verglichen mit der Messung in Abbildung 3.20 hat sich die Kurzzeitstabilität leicht verringert, was durch eine zu langsame Regelung des Iod-Standards bedingt sein könnte. Auf den längeren Zeitskalen zwischen 10 s und 100 s sinkt die RAV um etwa eine halbe Größenordnung. Auf die Verläufe der RAV bei Integrationszeiten über 100 s haben die Stabilisierungen keinen Einfluss, da hier die Drift durch Temperaturschwankungen des Kryostaten überwiegt.

Da offensichtlich Schwingungen des Kryostaten und der Optik nicht hinreichend unterdrückt werden können, wurden die folgenden Messungen mit fasergekoppeltem NPRO und einer Optik direkt auf dem optischen Tisch durchgeführt.

Abbildung 3.22 zeigt hierfür den Unterschied zwischen unstabilisierter und geregelter Intensität der Pumpstrahlung. Die zeitlichen Verläufe lassen auf eine Abnahme des mechanisch bedingten Rauschens gegenüber der Freistrah-Kopplung schließen, das in Abbildung 3.20 überwog; die zusätzliche Leistungsstabilisierung zeigt eine deutliche Verringerung der absoluten Schwankungen auf etwa ein Fünftel. Die RAV hat sich zwischen 50 ms und 10 s um eine halbe bis eine Größenordnung verringert; die Verbesserung im Vergleich zum Aufbau ohne Faserkopplung liegt bei Zeiten kleiner als 1 s fast durchgängig bei einer Größenordnung. Als Parameter für die Intensitätsstabilisierung wurde eine Zeitkonstante von 10 μ s verwendet, mit 10 % der Pumpleistung in der ersten Ordnung des AOM; die Zeitkonstante der Iod-Regelung betrug 1 ms.

Da die Stabilisierungen der Intensität und der Einkopplung der Pumpstrahlung nur geringen Einfluss auf die Langzeitstabilität hatten, wurde der Kryostat im Folgenden bei Heliumtemperatur betrieben, bei der eine geringere Temperatur-Sensitivität und damit eine geringere Drift zu erwarten ist.

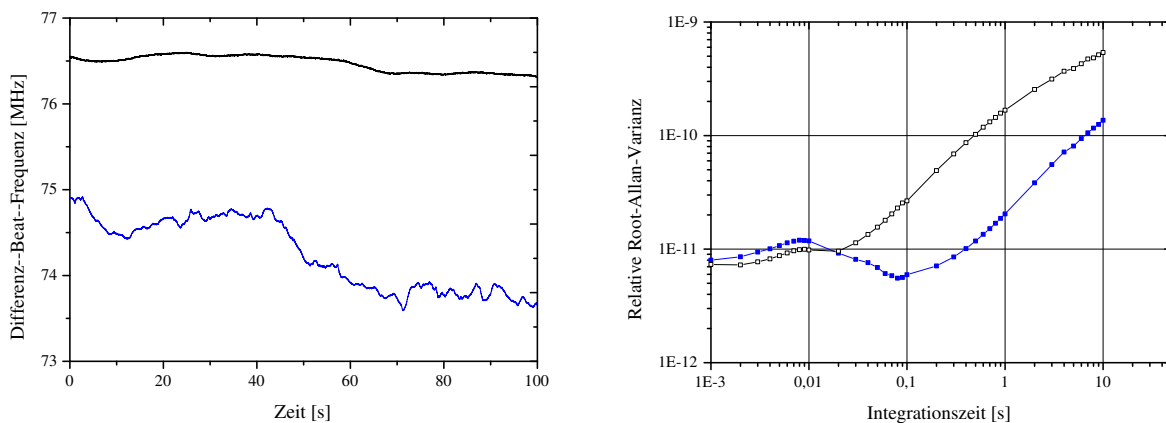


Abbildung 3.22: links: *Beat-Messung bei 79 K mit (oberer Graph) und ohne (unterer Graph) Intensitätsstabilisierung; der NPRO ist fasergekoppelt.* rechts: *zugehörige relative RAV mit (■) und ohne (□) Stabilisierung der Pumpleistung.*

3.7 Messungen der Frequenzstabilität bei Heliumtemperatur

3.7.1 Einfluss verschiedener Pump- und Kryostatparameter

Dieselben Größen, deren Auswirkungen auf die Nd:YAG-Frequenz bereits in Kapitel 3.19 bei Stickstofftemperatur gemessen wurden, sollen nun bei Heliumtemperatur untersucht werden. Die wichtigsten Abhängigkeiten sind in Abbildung 3.23 zusammengefasst. Schwankungen des Beats waren geringer als bei 77 K, daher kann ein Fehler von ± 3 MHz angenommen werden.

Die Temperatur des Mounts liegt nach dem Abkühlen des Kryostaten auf 4,2 K bei etwa 6,5 K (vgl. Kapitel 3.2.1). Der Verlauf des Differenz-Beats zeigt deutliche Nichtlinearität bis hinab zu 10 K. Für tiefere Temperaturen ist die Abhängigkeit linear genähert. Für den Temperaturkoeffizienten folgt

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial T}\right)_{\uparrow} = -3,15 \pm 0,09 \frac{\text{MHz}}{\text{K}} \quad \left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial T}\right)_{\downarrow} = -3,33 \pm 0,09 \frac{\text{MHz}}{\text{K}}.$$

Die Temperatur des Mounts während der Aufwärmphase ist tendenziell geringer als beim Abkühlen; daher beobachtet man beim Aufwärmen höhere Beat-Frequenzen.

Für die Messung der Leistungsabhängigkeit wurde der Pumpstrahl wieder mit einem AOM abgeschwächt. Für die unterschiedlichen Koeffizienten können dieselben Argumente wie für den Koeffizienten des Laserdioden-Stroms bei Stickstofftemperatur herangezogen werden. Die Abhängigkeiten bei wachsender bzw. fallender Pumpleistung lauten

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial P}\right)_{\uparrow} = -1,51 \pm 0,02 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}} \quad \left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial P}\right)_{\downarrow} = -1,40 \pm 0,01 \frac{\text{MHz}}{\text{mW}}.$$

Die Kurven für steigende und fallende Diodenströme sind wegen der kürzeren thermischen Zeitkonstanten nahezu identisch. Sie sind daher in einem Graphen zusammengefasst, und es ergibt sich für den zugehörigen Koeffizienten

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial I_{\text{LD}}}\right)_{\uparrow\downarrow} = -0,36 \pm 0,00 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}}.$$

Die Änderung der Diodentemperatur zeigt einen Modensprung bei 16,6 °C, bei der üblichen Diodentemperatur von 15,4 °C ergibt sich an dem Graphen eine Tangentensteigung von

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial T_{\text{LD}}}\right)_{\downarrow} = 0,11 \pm 0,06 \frac{\text{MHz}}{^{\circ}\text{C}}.$$

Die Frequenzänderung durch Anlegen einer Spannung an den Piezo unterhalb des Kristalls ist bei 4 K erwartungsgemäß gering; andere Experimente mit Piezoelementen bei kryogenen Temperaturen ergaben im Vergleich mit Raumtemperatur eine Abnahme des Hubs um einen Faktor 15–20 [Het03]. Der dynamische Bereich ist so auf 2 MHz beschränkt. Wie schon bei Stickstofftemperatur ergeben sich aufgrund der Hysterese des Piezomaterials zwei Geraden:

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial U_{\text{Piezo}}}\right)_{\uparrow} = -0,03 \pm 0,01 \frac{\text{MHz}}{\text{V}} \quad \left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial U_{\text{Piezo}}}\right)_{\downarrow} = -0,02 \pm 0,00 \frac{\text{MHz}}{\text{V}}.$$

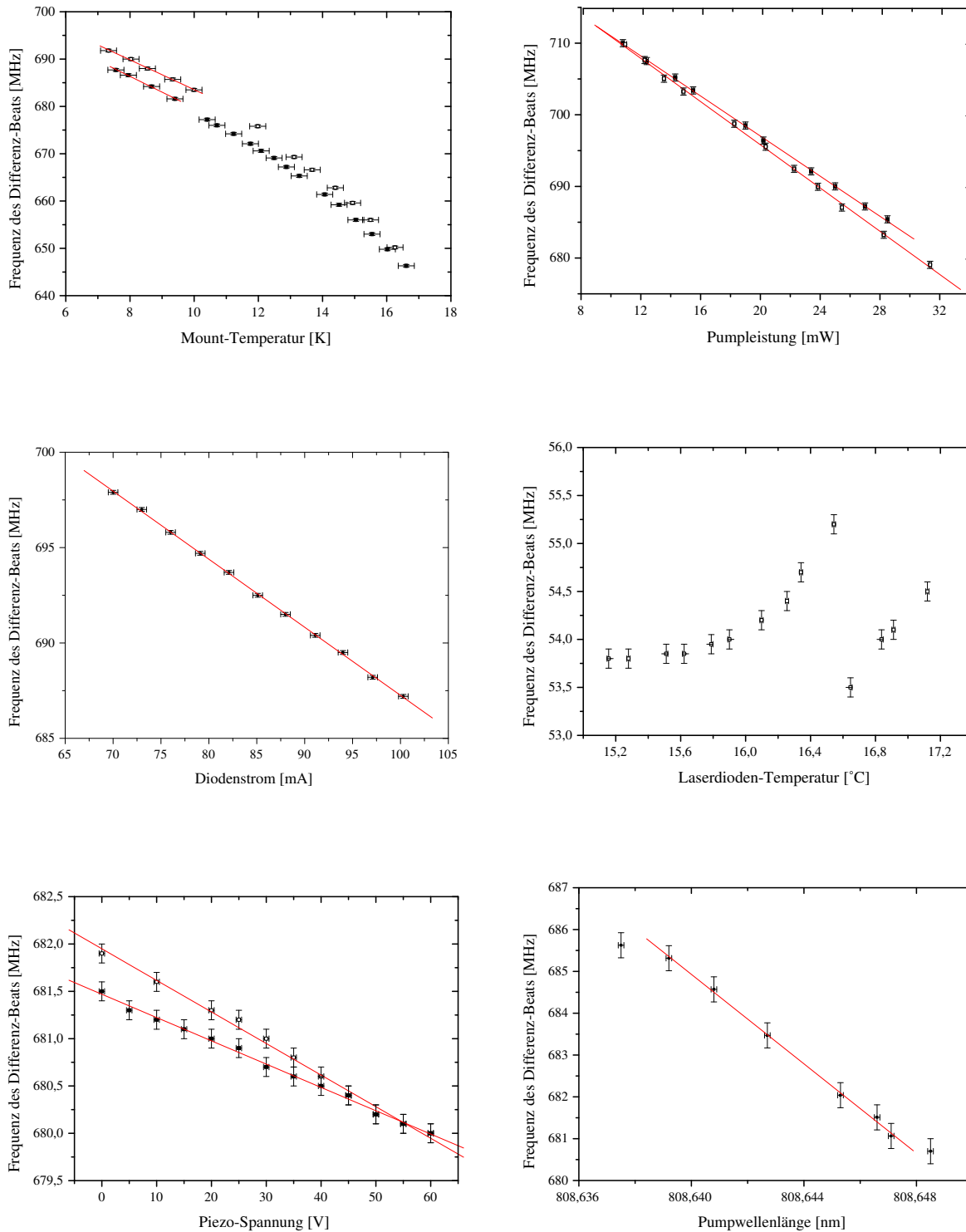


Abbildung 3.23: Einflüsse verschiedener Größen des Pumplasers und des Kryostaten auf die Nd:YAG-Frequenz bei Heliumtemperatur. Gezeigt sind die Abhängigkeiten bei Erhöhung (\square) bzw. Verringerung (\blacksquare) der Parameter.

Zusätzlich wird die Wellenlänge des Pumplasers in einem kleinen Bereich um die üblicherweise verwendeten 808,64 nm variiert. An den Piezo des Gitters im External-Cavity-Laser wird dazu eine Spannung angelegt und die Einkopplung in den Kristall jeweils nachgeführt. Die leicht veränderte Pumpleistung aufgrund der winkelabhängigen Reflexion des Gitters ist mit dem vorher bestimmten Koeffizienten der Pumpleistung korrigiert. Die beiden Randpunkte des Graphen werden in die Berechnung der Ausgleichsgeraden nicht einbezogen, da dort bereits jeweils ein Modensprung einsetzte. Der Abstand von $0,1 \text{ nm} \cong 4,6 \text{ GHz}$ stimmt dabei mit der externen Resonatorlänge von 33 mm überein. Im linearen Bereich ergibt sich der Koeffizient

$$\left(\frac{\partial \nu_{\text{Beat}}}{\partial \lambda_{\text{Pump}}} \right)_{\uparrow} = -534,61 \pm 11,25 \frac{\text{MHz}}{\text{nm}}.$$

3.7.2 Frequenzstabilität des NPRO

Wie schon während der Differenz-Beat-Messungen bei Stickstofftemperatur ist die Repetitionsrate auf das GPS als zuverlässige Referenz stabilisiert (vgl. Kapitel 4.1). Nach den Erfahrungen mit Messungen bei 77 K wurde auf die Freistrahloptik verzichtet, und alle Messungen benutzen die Faserkopplung. Typische Pumpleistungen während der folgenden Messungen liegen bei etwa 30 mW, um eine hinreichende Nd:YAG-Intensität für die Beat-Messung sicherzustellen. Die Temperatur des Laserkristalls beträgt $\approx 6,5 \text{ K}$. Zur Aufzeichnung des Beat-Signals wird wieder das in Kapitel 2.8.3 beschriebene Schema eingesetzt. Pumplaser und Faserkopplung befinden sich zunächst auf dem Breadboard oberhalb des optischen Tisches. Abbildung 3.24 zeigt typische Beat-Messungen und ihre relativen Root-Allan-Varianzen mit (■) und ohne (□) Intensitätsstabilisierung der Pumpe. Die zusätzliche Stabilisierung verringert die maximalen Schwankungen von 300 kHz auf wenige 10 kHz.

In beiden RAV ist eine Verschlechterung der Frequenzstabilität unterhalb von 20 ms zu er-

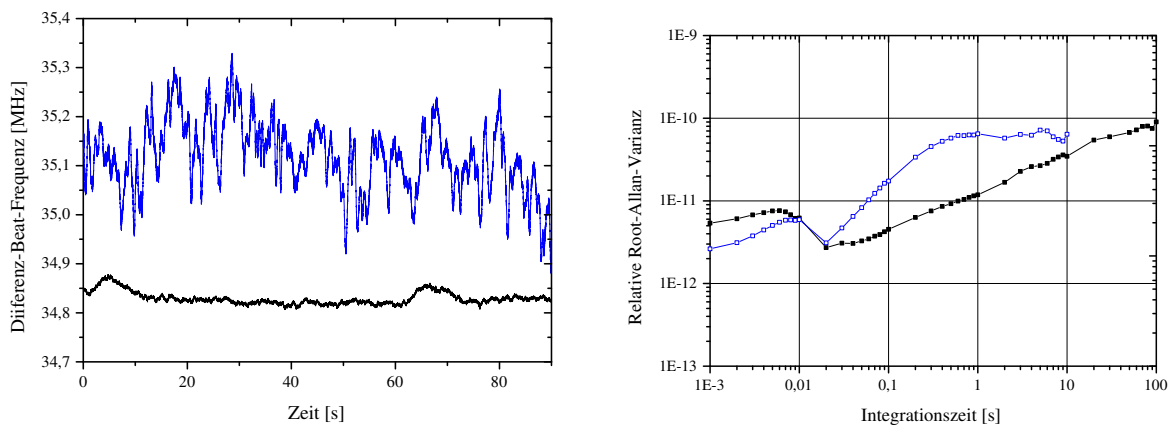


Abbildung 3.24: Beat-Messungen und relative RAV bei 6,5 K mit (■) und ohne (□) Stabilisierung der Pumpintensität. Die Kontrolle der Leistung lässt die Frequenzschwankungen um einen Faktor 50 abnehmen.

kennen. Diese kann sich zusammensetzen aus dem Netzrauschen bei 50 Hz und seinen Harmonischen, den Eigenfrequenzen des Breadboards oder einer Instabilität des Iod-Standards auf dieser Zeitskala. Für die Stabilisierung der Pumpleistung wurde eine Zeitkonstante von $20\ \mu\text{s}$ gewählt, der Iod-Standard regelt mit einer Zeitkonstante von 3 ms. Die Stabilität bis etwa 10 s wird durch die Intensitätsstabilisierung um etwa eine halbe Größenordnung erhöht.

Um die Kurzzeit-Stabilität bis etwa 5 s zu optimieren, wurde die Abhängigkeit von Regelparametern des Kammes, des Iod-Standards und der Intensitätsstabilisierung untersucht. Abbildung 3.25 gibt eine Übersicht der Messungen: Die *Stabilisierung der Pumpleistung* wurde mit verschiedenen *Proportionalverstärkungen und Zeitkonstanten* betrieben (Abbildung 3.25 a). Messungen mit $20\ \mu\text{s}$ Zeitkonstante wurden durchgeführt mit verschiedenen

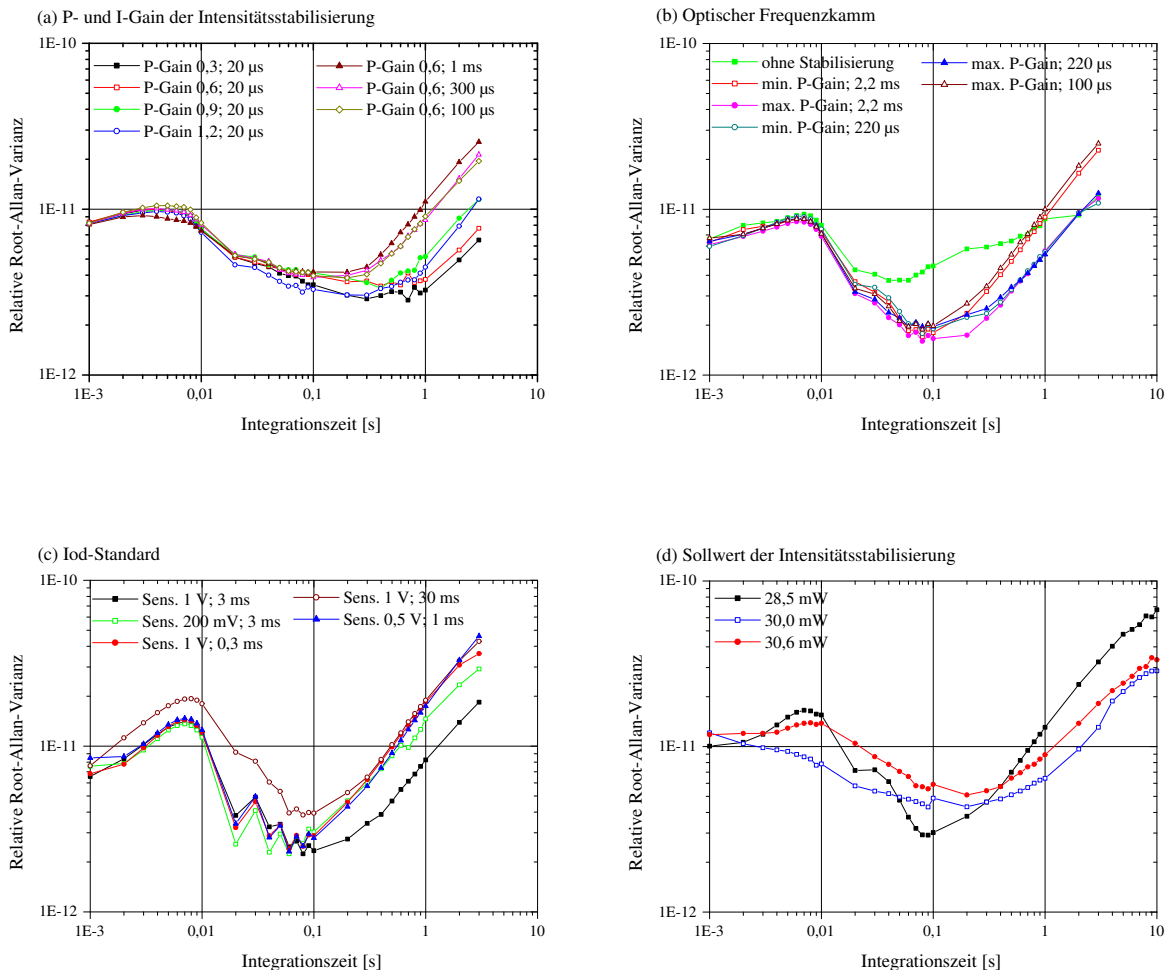


Abbildung 3.25: Relative RAV bei 4 K, Optimierung der Stabilisierungen der NPRO-Pumpleistung (a),(d), der Repetitionsrate des optischen Frequenzkammes (b) und der Iodfrequenz (c)

P-Gains¹² g . Während der Variation der Zeitkonstanten τ wurde der P-Gain auf 0,6 gehalten. Beste Resultate erzielt man mit $g = 0,3$ und $\tau = 20 \mu\text{s}$.

Auch der Einfluss des Kammes und des Iod-Standards auf die Kurzzeitstabilität der Beat-Messung wurde geprüft. In mehreren Messungen wurden die *Parameter für die Stabilisierung der Repetitionsrate* variiert (Abbildung 3.25 b): (■) zeigt eine unstabilisierte Repetitionsrate, die weiteren Graphen verschiedene P-Gains und Zeitkonstanten τ der Regelung. Beste Resultate lieferte ein maximaler P-Gain und $\tau = 2,2 \text{ ms}$. Für die Regelung des Iod-Standards wurden verschiedene Sensitivitäten (umgekehrt proportional zum P-Gain der Lock-Elektronik) und Zeitkonstanten gewählt (Abbildung 3.25 c); weitere Messungen benutzten eine Sensitivität von 1 V und eine Zeitkonstante von 3 ms.

Im Verlauf der Messungen wurde zusätzlich eine Abhängigkeit der Frequenzstabilität des NPRO von der Wahl des *Sollwerts der Intensitätsstabilisierung* deutlich. Abbildung 3.25 d zeigt das Verhalten für Stabilisierungen auf 28,5 mW, 30,0 mW und 30,6 mW bei einer maximalen Pumpleistung von 31 mW. Alle drei Graphen stellen Mittelungen über mehrere Einzelmessungen dar. Hohe Pumpleistungen erhöhen die Instabilität, da sich der dynamische Bereich der Intensitätsstabilisierung verkleinert. Ein geringer Sollwert liefert ebenfalls schlechte Ergebnisse, die vermutlich auf hohe thermische Zeitkonstanten im AOM-Kristall zurückzuführen sind.

Messungen nach der oben beschriebenen Optimierung der Regelparameter sind in Abbildung 3.26 dargestellt. Die beste Messung der Frequenzstabilität lieferte eine $\text{RAV} < 10^{-11}$ bis 30 s (■), sie umfasst 3000 Datenpunkte mit einer Mittelungszeit der Zählerkarte von 100 ms. Die beiden längeren Messungen am kryogenen NPRO entsprechen Abschnitten einer Messung mit 100 ms Mittelungszeit; sie enthalten 12000 (○) bzw. 18000 (●) Messpunkte. Eine Temperaturdrift ist auch bei einer Integrationszeit $\tau = 200 \text{ s}$ noch nicht zu erkennen. Längere Messungen konnten nicht durchgeführt werden, da sich die Einkopplung in die photonische Kristall-Faser des Frequenzkammes mit der Zeit verschlechterte.

¹²Als P-Gain soll hier die Verstärkung des OP27 hinter dem Integrator im Schaltplan des PI-Reglers bezeichnet werden (vgl. Anhang).

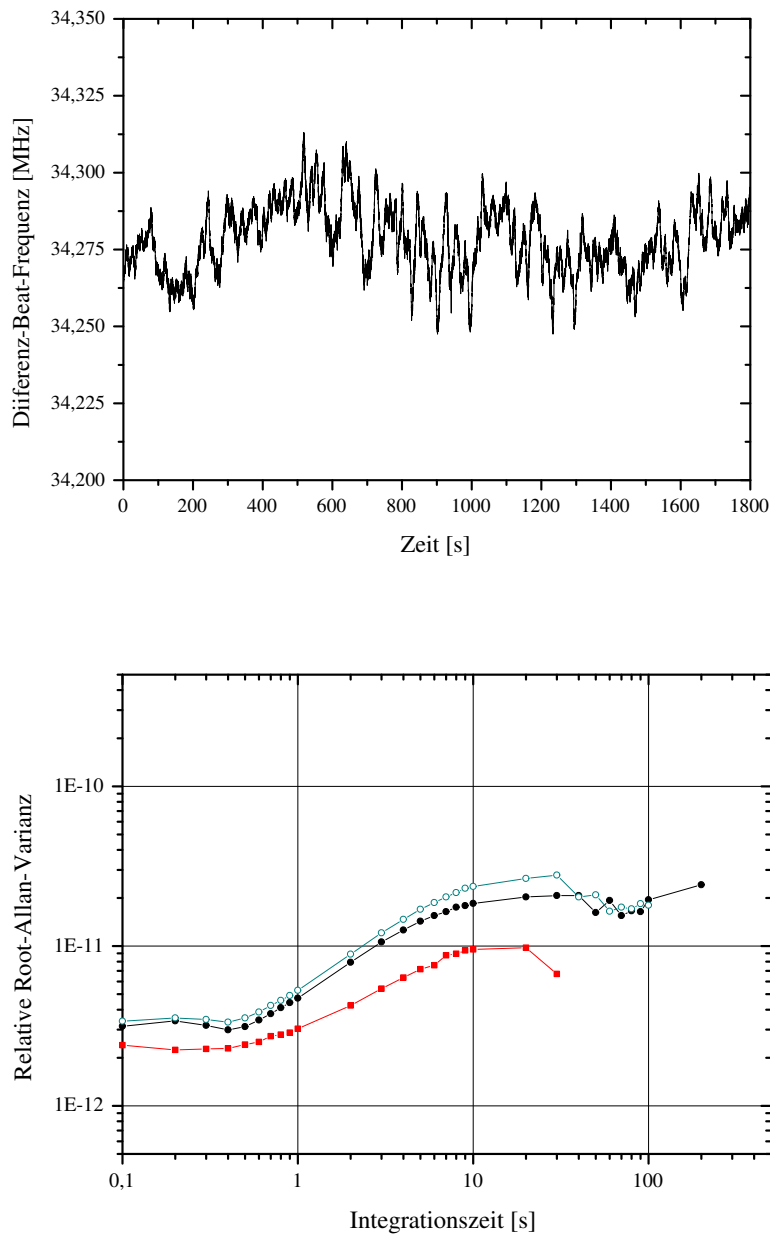


Abbildung 3.26: oben: *Frequenz-Stabilität des kryogenen Nd:YAG-NPRO nach Optimierung der Regelungsparameter; auch nach einer halben Stunde ist keine lineare Drift zu beobachten.* unten: *Zugehörige RAV dieser Messung (●) und weitere RAV bei 6,5 K. Die beste Messung (■) zeigt eine Stabilität $\Delta\nu/\nu \leq 10^{-11}$.*

3.7.3 Einfluss mechanischer und elektronischer Schwingungen

Externe Einflüsse wie mechanische Schwingungen oder elektronische Störungen prägen dem Beat-Signal charakteristische Frequenzen auf und beeinflussen so die Stabilität der NPRO-Frequenz. Im vorigen Kapitel wurde bereits auf die Erhöhung der Langzeitstabilität bei Stickstofftemperatur durch Stabilisierung der Pumpintensität, Faserkopplung und Verbesserung der Stabilität der Optik eingegangen. Um den Ursprung der Störkomponenten zu ermitteln, wurden bei 6,5 K Transferfunktionen mit Hilfe eines Frequenz-/Spannungswandlers aufgezeichnet.

Abbildung 3.27 zeigt die Eigenschwingungen des Kryostaten bei 7,5 Hz und seine Oberschwingungen (oben links), die Grundplatte hat erheblichen Einfluss bei höheren Frequenzen mit Eigenfrequenzen zwischen 50 und 300 Hz (oben rechts). Die Störungen durch Schwingungen der Optik selbst liegen bei höheren Frequenzen ab etwa 1 kHz.

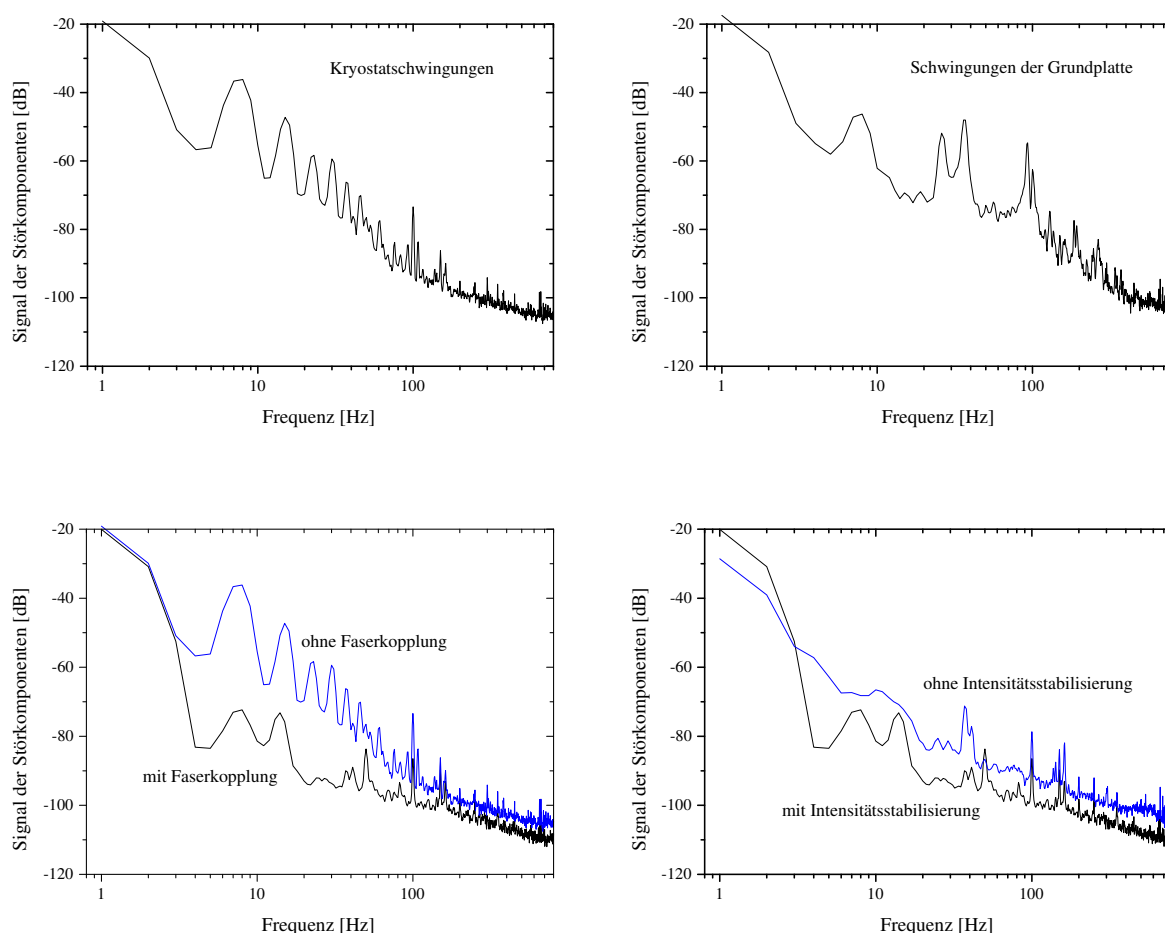


Abbildung 3.27: Störende Frequenzkomponenten im Differenz-Beat-Signal. oben links: Anregung von Schwingungen des Kryostaten (schwarz) und der Platte (blau), unten links: Messung mit (schwarz) und ohne (blau) Intensitätsstabilisierung, oben rechts: Messung mit (schwarz) und ohne (blau) Faserkopplung

Bei Benutzung der Faserkopplung (unten links) fallen im Gegensatz zur Freistrahls-Kopplung die Kryostatschwingungen fast vollständig heraus. Da die Faserkopplung auf dem optischen Tisch aufgebaut werden konnte und daher keine Schwingungen der Aluminium-Grundplatte mehr auftreten, werden zusätzliche Komponenten bei der Netzfrequenz und ihren Harmonischen sichtbar. Die Intensitätsstabilisierung (unten rechts) schließlich verringert das Rauschen fast über den gesamten Frequenzbereich um etwa 5–10 dB. Das Netzrauschen bei 50 Hz wird allerdings stärker, was u.a. durch Erdungsprobleme des PI-Reglers bedingt sein könnte.

3.7.4 Korrelation der Pump- und Kryostatparameter

Die Schwankungen der Ausgangsleistung des kryogenen NPRO sind stark mit der Nd:YAG-Frequenz korreliert. Eine Änderung der Leistung um 2 % (Gesamtleistung des Nd:YAG-Strahls: ≈ 2 mW) führt zu einem Ausschlag der Beat-Frequenz um ≈ 360 kHz (Abbildung 3.28). Im Folgenden wurde daher auch eine Intensitätsstabilisierung versucht, bei der

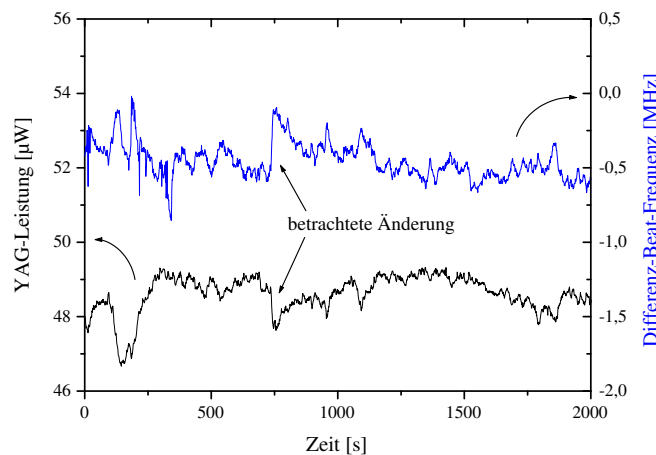


Abbildung 3.28: Korrelation zwischen Ausgangsleistung des Nd:YAG-NPRO und der Differenz-Beat-Frequenz.

die Nd:YAG-Leistung statt der Pumpleistung als Regelgröße verwendet wird; ein Teil des Nd:YAG-Lichtes (≈ 50 μ W) wurde dazu außerhalb des Kryostaten mit einer Photodiode¹³ detektiert.

Die Verwendung der neuen Regelgröße zeigt jedoch schlechtere Ergebnisse als die ursprüngliche Verwendung der Pumpleistung (Abbildung 3.29). Eine Optimierung des Vorverstärkers und der Regelparameter erscheint aber nützlich und wird in nachfolgenden Experimenten durchzuführen sein, dann unter Verwendung einer Photodiode im Innern des Kryostaten.

Für spätere Messungen der Nd:YAG-Frequenz auf Zeitskalen von Stunden oder Tagen

¹³Epitaxx 500 mit Vorverstärker

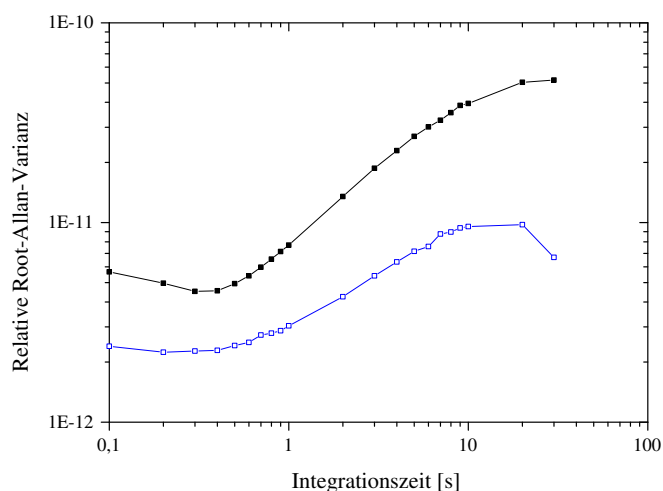


Abbildung 3.29: *Relative RAV bei 4 K, wenn die Leistung des Nd:YAG–Strahls anstelle der Pumpstrahlung stabilisiert wird (■). Zum Vergleich ist die beste RAV bei Stabilisierung der Pumpleistung gegeben (□).*

ist die Stabilität der Mount–Temperatur eine wichtige Voraussetzung. In Abbildung 3.30 ist der Verlauf der Temperatur über mehrere Stunden gezeigt: Deutlich sind die Spitzen der Stickstoff–Nachfüllung zu sehen, die etwa alle drei Stunden automatisch einsetzt. Auch die Pumpleistung schwankt während dieser periodischen Störungen, da die Faser des Pumpstrahls wegen der starken Bewegung des Kryostaten während der Stickstoff–Nachfüllung ihre Länge ändern kann. Diese Schwankungen können durch die Intensitätsstabilisierung allerdings auf maximal ein 1 ‰ konstant gehalten werden.

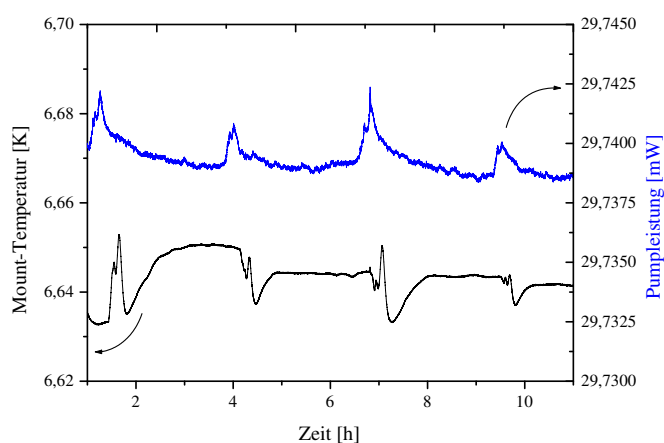


Abbildung 3.30: *Auswirkungen der Stickstoff–Nachfüllung auf Kryostattemperatur und Pumpleistung*

3.7.5 Langzeit–Eigenschaften des kryogenen NPRO

Der Differenz–Beat konnte nicht länger als zwei Stunden kontinuierlich gemessen werden, da die Raumtemperatur im Labor des optischen Frequenzkammes zu stark schwankte, um die Einkopplung in die photonische Kristall–Faser über längere Zeit konstant zu halten. Allerdings war es später möglich, die Einzel–Messungen bei 6,5 K über einen größeren Zeitraum zu vergleichen, um die maximal mögliche Drift des kryogenen NPRO abzuschätzen. Messungen bei Heliumtemperatur wurden zwischen dem 12.09.03 und dem 18.09.03 durchgeführt. Alle während dieser Woche gewonnenen Daten zur Frequenzstabilität des NPRO sind in Abbildung 3.31 zusammengefasst, wobei jeweils Mittelwerte über 10 s gebildet wurden.

Damit die Differenz–Beat–Frequenz in einem der in Kapitel 2.8.3 beschriebenen Bandpass–

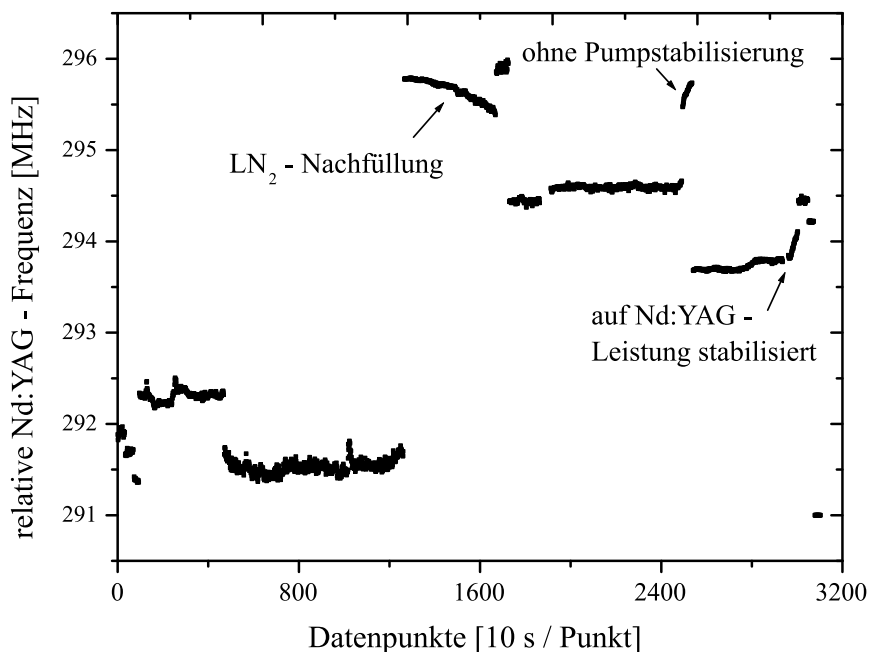


Abbildung 3.31: Frequenzen der Einzel–Messungen über einen Zeitraum von einer Woche; Verlauf relativ zum Iod–Übergang entsprechend der unterschiedlichen Repetitionsraten des Kammes. Die gezeigte relative Nd:YAG–Frequenz entspricht $\nu_{\text{NPRO}} - \nu_{\text{Iod}} - 861 \text{ GHz}$.

Filter lag, wurde zwischen den Messungen die Repetitionsrate des Frequenzkammes geändert. In Abbildung 3.31 wurden die Mittelwerte des Differenz–Beats dazu entsprechend der verwendeten Repetitionsrate korrigiert.

Unter den Werten befinden sich auch Messungen ohne Stabilisierung der Pumpleistung und Stabilisierungen mit Hilfe der Nd:YAG–Leistung, so dass einzelne Messungen größere Schwankungen aufweisen können als die in den vorigen Kapiteln beschriebenen Ergebnisse. Die maximalen Frequenzunterschiede über die gesamte Woche sind jedoch kleiner als 5 MHz (vgl. Abb. 3.32).

An den verschiedenen Tagen wurden unterschiedliche Sollwerte für die Intensitätsstabilisierung gewählt. Der Grund dafür war zum einen die Feinabstimmung der Differenz–Beat–Frequenz für die Bandpass–Filter, zum anderen wurden am 16.09.03 bis 17.09.03 unter

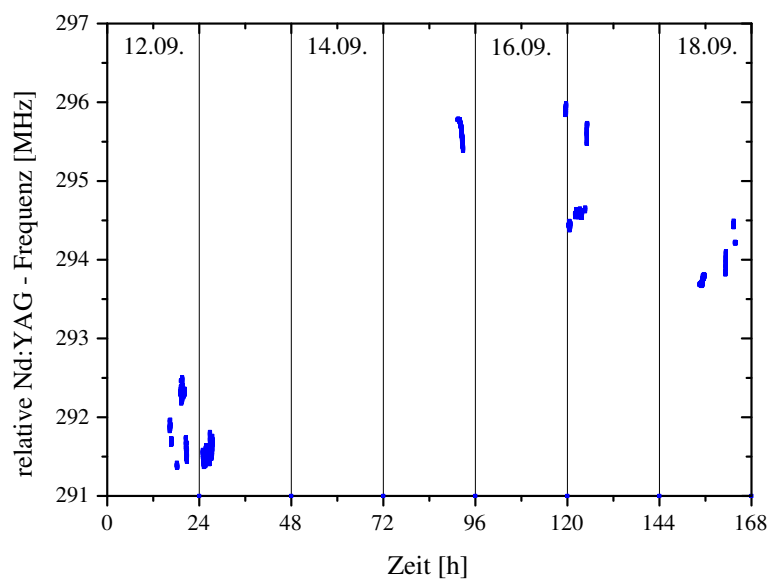


Abbildung 3.32: *Frequenzen der Einzel-Messungen über einen Zeitraum von einer Woche. Beat-Frequenzen ohne Korrektur der Pumpleistung: Die maximalen Frequenzunterschiede liegen bei weniger als 5 MHz.*

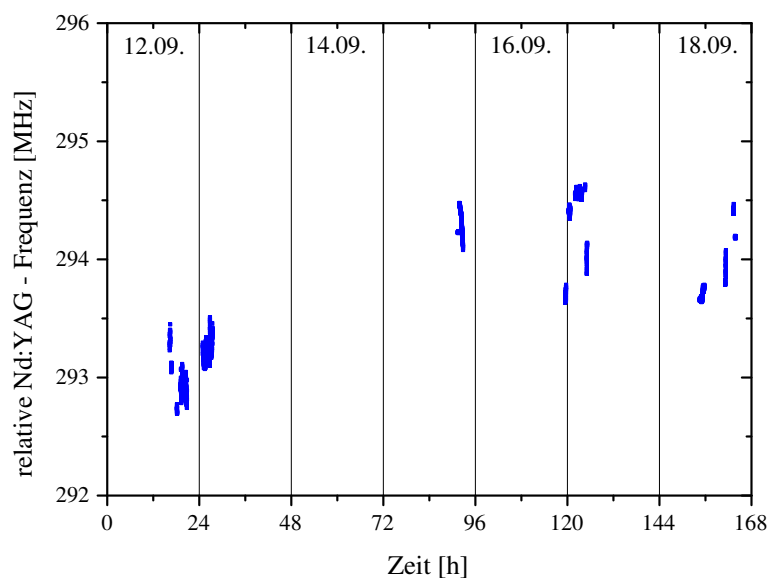


Abbildung 3.33: *Frequenzen der Einzel-Messungen über einen Zeitraum von einer Woche. Beat-Frequenzen mit zusätzlicher Korrektur der Pumpleistung: Die maximalen Frequenzunterschiede liegen bei 1,85 MHz.*

anderem die Abhängigkeiten der Nd:YAG-Frequenz von den Parametern der Intensitätsstabilisierung untersucht (Kapitel 3.7.2). Die Beat-Frequenzen können nun mit Hilfe des Koeffizienten für die Pumpleistung von $\approx -1,45$ MHz/mW bei Heliumtemperatur (Kapitel 3.7.1) korrigiert werden. Die Ergebnisse nach dieser Korrektur sind in Abbildung 3.33 gezeigt, wobei die Messungen nun in der wahren Zeit dargestellt werden. Die maximalen Frequenzunterschiede über die gesamte Woche sinken auf 1,85 MHz. Interpretiert man dies als lineare Drift – was den schlechtesten denkbaren Fall darstellt –, folgt ein maximaler Koeffizient von nur 11,0 kHz/h.

Kapitel 4

Diskussion der Frequenzstabilität

Die im Kapitel 3 vorgestellten Ergebnisse zur Frequenzstabilität des kryogenen Nd:YAG–NPRO sollen im Folgenden näher erläutert werden. Zunächst wird die Frequenzstabilität der Iod–Referenz und des optischen Frequenzkammes diskutiert. Der zweite Abschnitt befasst sich mit den begrenzenden Faktoren für die Frequenzstabilität des Nd:YAG–Lasers. Das Kapitel schließt mit der Einordnung der Ergebnisse und einem Vergleich mit verschiedenen freilaufenden und stabilisierten Lasersystemen.

4.1 Stabilität der Frequenzreferenzen

Hier soll die Genauigkeit der Frequenzmessung mit Hilfe des Differenz–Beats abgeschätzt werden. Eine explizite Stabilitätsmessung des benutzten Iod–Aufbaus mit einem CORE wurde nicht durchgeführt. Vergleichswerte bei einem Parallel–System zeigten eine relative RAV von 10^{-12} bei $\tau = 1$ s und einen Abfall auf $3 \cdot 10^{-13}$ bei $\tau > 100$ s [Sch03]. Auch bei der besten erhaltenen Frequenzmessung mit dem Nd:YAG–Laser in Abbildung 4.2 ist daher der Verlauf der Beat–Messung für $\tau > 1$ s allein auf den kryogenen NPRO zurückzuführen. Allerdings kann der Iod–Standard für Zeiten $\tau < 1$ s sehr wohl die Beat–Messung begrenzen, so dass für $\tau = 0,1$ s eine höhere Stabilität des kryogenen NPRO als die gemessenen $\approx 3 \cdot 10^{-12}$ möglich ist. Für $\tau > 1$ s ist der Iod–Standard sicher nicht begrenzend, da seine RAV bis mindestens $\tau = 1000$ s kontinuierlich abnimmt.

Der Kamm alleine kann nicht als Referenz für den kryogenen NPRO dienen, wie Abbildung 4.1 zeigt. Seine RAV (Δ) bis $\tau = 1$ s liegt bei etwa 10^{-9} , wobei die schwankende Offset–Frequenz die Quelle der Instabilität ist, während die Repetitionsrate auf das GPS stabilisiert ist. Da der kryogene NPRO eine RAV von bis zu 10^{-12} aufweist, muss also der beschriebene Differenz–Beat verwendet werden, damit Schwankungen der Offset–Frequenz des Frequenzkammes herausfallen. Zwar liegt auch die RAV der absoluten GPS–Frequenz (\blacksquare) für $\tau \lesssim 1$ s oberhalb der geforderten Grenze von 10^{-12} (vgl. [Arb95]); der Kamm muss jedoch nur den Bereich zwischen 1061 nm und 1064 nm überbrücken, so dass die Begrenzung des Differenz–Beat–Verfahrens durch das GPS effektiv um einen Faktor

$$\frac{(1061 \text{ nm} + 1064 \text{ nm}) / 2}{3 \text{ nm}} \approx 350$$

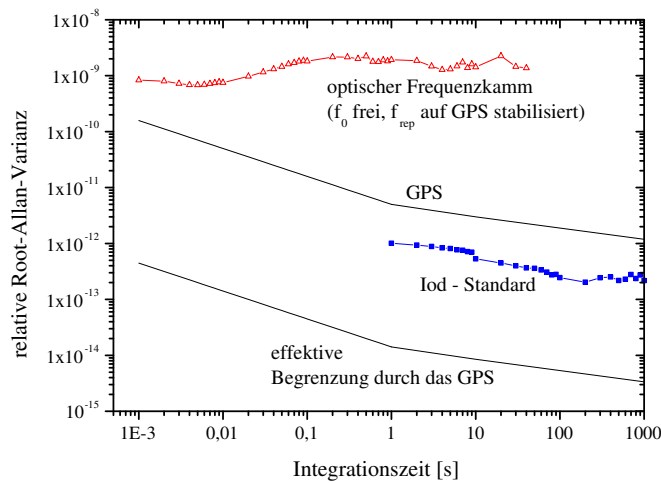


Abbildung 4.1: *Stabilität der verwendeten Frequenzreferenzen:* Der Graph (Δ) zeigt die relative RAV für die absolute Stabilität des Frequenzkammes mit stabilisierter Repetitionsrate und freier Offset-Frequenz. Dargestellt ist außerdem die relative RAV des GPS [Arb95], das die Repetitionsrate stabilisiert, die effektive Begrenzung durch das GPS im Differenz-Beat-Verfahren mit einer 350fach kleineren RAV und der Iod-Standard.

unter der Stabilität des GPS liegt. Der resultierende Verlauf erfüllt auch im Kurzzeitverhalten alle Voraussetzungen für Stabilitätsmessungen am kryogenen NPRO. Der Iod-Standard wird damit zur eigentlichen Limitierung des Differenz-Beat-Verfahrens.

4.2 Begrenzende Faktoren für die Frequenzstabilität des kryogenen NPRO

In Kapitel 3.23 wurden die Auswirkungen verschiedener Pump- und Kryostatparameter auf den Differenz-Beat bei 4 K vorgestellt; mit Hilfe dieser Koeffizienten soll nun abgeschätzt werden, welche physikalische Größe die Frequenzstabilität des kryogenen NPRO momentan begrenzt. Betrachtet man eine der stabilsten Messungen (vgl. Abbildung 3.26), erkennt man Änderungen der Frequenz über mehrere hundert Sekunden von etwa 25 kHz sowie schnelle Störungen bis zu 50 kHz.

Zur Abschätzung der resultierenden Frequenzänderung des Nd:YAG-NPRO werden die Abhängigkeiten von den verschiedenen Pump- und Kryostatparametern bei 6 K benutzt, die zusammen mit den Werten bei 79 K in Tabelle 4.1 zusammengefasst sind.

Frequenzfluktuationen des Pumplasers: Für die Frequenz des Pumplasers wurde in Kapitel 3.5 eine maximale Drift von 10 MHz/h bestimmt; da aber beim Dauerbetrieb über vier Wochen bei einem FSR von 4,6 GHz kein Modensprung beobachtet wurde und keine Drift der NPRO-Frequenz zu erkennen war, ist die Änderung der Pumpfrequenz eher durch die Einstellung eines neuen Temperatur-Sollwertes im Gehäuse des gitterstabilisier-

Koeffizient $\partial\nu_{\text{NPRO}}/\partial \dots$	Stickstofftemperatur	Heliumtemperatur
Mount-Temperatur T	$-569,11 \pm 1,24 \text{ MHz/K}$	$-3,24 \pm 0,18 \text{ MHz/K}$
Pumpleistung P	$-39,07 \pm 0,19 \text{ MHz/mW}$	$-1,45 \pm 0,08 \text{ MHz/mW}$
Diodenstrom I_{LD}	$-11,76 \pm 0,50 \text{ MHz/mA}$	$-0,36 \pm 0,00 \text{ MHz/mA}$
Diodentemperatur T_{LD} (15,4 °C)	$48,44 \pm 6,79 \text{ MHz/°C}$	$0,11 \pm 0,06 \text{ MHz/°C}$
Piezo-Spannung U am Kristall	$-0,10 \pm 0,02 \text{ MHz/V}$	$-0,02 \pm 0,01 \text{ MHz/V}$
Pumpwellenlänge λ_{Pump}	–	$-534,61 \pm 11,25 \text{ MHz/nm}$

Tabelle 4.1: Koeffizienten des kryogenen NPRO bei 6 K und 79 K

ten Diodenlasers kurz vor der Messung zu erklären. Nimmt man dennoch einen Wert von $10 \text{ MHz/h} \hat{=} 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ nm/h}$ an, folgt $\Delta\nu_{\text{NPRO}} < 12 \text{ kHz}$ für eine einstündige Messung. Dieser Wert stellt sicher die absolute Obergrenze dar, macht aber deutlich, wie wichtig ein stabiler Aufbau des externen Resonators im Diodenlaser ist.

Diodentemperatur: Die Temperatur der Laserdiode wird laut Herstellerangaben auf 5 mK konstant gehalten. Dies entspricht einer Frequenzänderung des NPRO um 0,55 kHz (vgl. Kapitel 3.7.1) und ist damit in keiner Weise limitierend.

Diodenstrom: Dasselbe gilt für den Diodenstrom, für den über mehrere Stunden eine Schwankung um weniger als $2 \mu\text{A}$ gemessen wurde. Daraus folgt $\Delta\nu_{\text{NPRO}} \approx 0,72 \text{ kHz}$.

Pumpleistung: Messungen zeigen Fluktuationen der Pumpleistung von 0,02 % bis 0,2 % über einige Sekunden; das entspricht bei 30 mW einer Änderung von 8,7 – 87 kHz in der NPRO-Frequenz. Dies erklärt sehr gut die schnellen Störungen in Abbildung 3.26 (30 – 50 kHz).

Kryostat-Temperatur: Die Schwankungen der Mount-Temperatur mit Lasereinstrahlung und ohne Intensitätsstabilisierung liegen absolut bei 300–400 mK und sind vollständig durch die Leistung induziert (Kapitel 3.4). Beachtet man die Abnahme der Intensitätsschwankungen auf 2 % durch Leistungsstabilisierung, lassen sich Temperaturschwankungen während stabilisierter Messungen von 6 – 8 mK abschätzen (nicht limitiert durch die Temperaturschwankungen ohne Einstrahlung von etwa 3 mK). Die resultierende Frequenzänderung liegt bei etwa 18 – 25 kHz.

Parameter	Schwankungsintervall	Frequenzänderung des NPRO
Pumpwellenlänge	$\Delta\lambda_{\text{Pump}} < 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$	$< 12 \text{ kHz/h}$
Diodentemperatur	$\Delta T_{\text{LD}} < 5 \text{ mK}$	0,55 kHz
Diodenstrom	$\Delta I_{\text{LD}} < 2 \mu\text{A}$	0,72 kHz
Pumpleistung	$\Delta P \approx 60 \mu\text{W}$	87 kHz
Kryostattemperatur	$T_{\text{Mount}} < 6 - 8 \text{ mK}$	18 – 25 kHz

Tabelle 4.2: Begrenzende Faktoren für die Frequenzstabilität des Nd:YAG-NPRO

Die derzeitige Frequenzstabilität ist also primär durch die schwankende Pumpleistung limitiert. Solange die variierende Intensität noch die stärkeren Änderungen induziert, besitzt die Stabilisierung der Mount-Temperatur also keine Priorität. Bei einer weiteren Verbesserung der Intensitätsstabilisierung um einen Faktor 5 – 10 wird sie allerdings notwendig werden.

4.3 Einordnung der Ergebnisse

Mit dem in dieser Arbeit charakterisierten Nd:YAG-Laser wurde meines Wissens nach die bislang höchste Stabilität für ein freilaufendes Lasersystem erreicht. Durch den Vergleich mit aktiv frequenzstabilisierten Lasern sollte hier bestimmt werden, wie weit sich der NPRO stabilisierten Systemen nähern konnte. Die mögliche Begrenzung einer Beat-Messung durch den Iod-Standard auf kurzen Zeitskalen wurde bereits erwähnt.

Bis $\tau = 200$ s hält sich der kryogene NPRO bei einer relativen RAV von etwa $2 \cdot 10^{-11}$. Systeme, die auf molekulare Übergänge im Iod oder Methan stabilisiert sind, und COREs sind hier um zwei bis drei Größenordnungen überlegen. Die Diskussion der linearen Drift des NPRO in Kapitel 3.7.5 setzt als absolute Obergrenze eine RAV von weniger als $6 \cdot 10^{-9}$ bei $\tau = 5 \cdot 10^5$ s, wenn als schlechtester Fall eine lineare Drift von etwa 11 kHz/h über die betrachtete Woche angenommen wird, für die es allerdings keine Anzeichen gibt. Ein CORE zeigt aufgrund seiner eigenen thermischen Drifteigenschaften auch auf diesen langen Zeitskalen eine um nur 2–3 Größenordnungen bessere Stabilität, während absolute Referenzen wie Iod auf langen Zeiten gewinnen.

Als Vergleichslaser wurden zwei kommerzielle und ein experimenteller Nd:YAG-Laser gewählt, die ebenfalls NPRO-Kristalle verwenden. Während die Laser von InnoLight („Prometheus“) und Lightwave (Modell 122) bereits bei 5 s bzw. 50 s thermische Driften zeigen, setzt sie bei dem auf Langzeit-Stabilität optimierten Laser der Firma Bosch (Tesat) nicht vor $\tau = 1000$ s ein. Die absoluten Werte sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Lasersmodell	Kurzzeitstabilität ($\tau = 0,1$ s)	Drift
Lightwave, Modell 122	–	4 MHz/h
InnoLight, „Prometheus“	$5 \cdot 10^{-11}$	1 MHz/min [Kir99]
Bosch (Tesat), exp. Laser	$3 \cdot 10^{-10}$	500 kHz/h
kryogener NPRO	$2,5 \cdot 10^{-12}$	< 11 kHz/h

Tabelle 4.3: *Eigenschaften verschiedener Nd:YAG-Laser. Zusammengefasst sind die Kurzzeitstabilitäten (RAV bei $\tau = 0,1$ s) und thermische Driften.*

Im Kurzzeit-Verhalten liegt die RAV des kryogenen NPRO etwa einen Faktor 10–100 unter den Werten der Laser bei Raumtemperatur. Dies lässt sich qualitativ mit der Abnahme der Breite des Gain-Profiles auf dem ($R1 \rightarrow Y1$)-Übergang auf etwa ein Siebtel erklären. Die Abnahme der thermischen Drift ist die Folge der geringeren Sensitivität der Nd:YAG-Frequenz auf Temperaturänderungen (vgl. Kapitel 1.2).

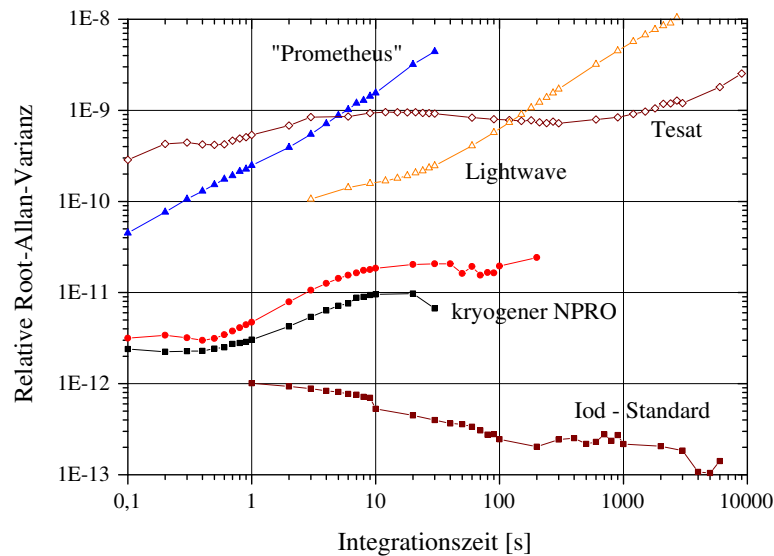


Abbildung 4.2: Relative Root-Allan-Varianzen des kryogenen NPRO nach Optimierung der Regelungsparameter. Die beste Messung besitzt eine RAV $< 10^{-11}$. Als Vergleich sind verschiedene freilaufende Laser bei Raumtemperatur gezeigt: Modell 122 (Lightwave), „Prometheus“ (InnoLight), ein experimenteller Laser für Weltraumanwendungen der Fa. Bosch (Tesat) und ein Iod-Standard. Bis 200 s lässt der kryogene NPRO keine Anzeichen einer Temperaturdrift erkennen.

Die Stabilität des kryogenen NPRO ist damit beliebigen Vergleichslasern bei Raumtemperatur auf allen Zeitskalen um mindestens eine Größenordnung überlegen. Auf Langzeit-Stabilität optimierte Laser übertrifft er in seiner Kurzzeitstabilität sogar um zwei Größenordnungen, Kurzzeitstabile Laser auf langen Zeitskalen um zwei bis drei Größenordnungen. Seine Stabilität liegt damit auf halbem Weg zwischen freilaufenden und aktiv frequenzstabilisierten Lasern. Damit ist das hier charakterisierte kryogene NPRO-System der stabilste existierende Festkörperlaser. Möglichkeiten zur noch weiteren Verbesserung des Systems werden im Ausblick vorgestellt.

Ausblick

Der Nd:YAG-Laser in dieser Arbeit wurde als Prototyp für die Untersuchung der maximal möglichen Frequenzstabilität freilaufender Laser aufgebaut; eine große Flexibilität bei der Wahl der Parameter des Pumplasers und des Kryostaten war daher wünschenswert. Die Weiterentwicklung des Systems wird sich zum einen auf eine Kompaktifizierung des Systems richten, zum anderen auf seinen Einsatz als Strahlquelle für Präzisionsexperimente in kryogenen Umgebungen. Der kryogene Laser zeigte seine besten Resultate nur mit Faserkopplung und bei Heliumtemperatur. Um die Portabilität des Lasers zu erhöhen, ist ein mögliches Design die Realisierung des Kryolasers als „Dipstick“-Variante (vgl. Abbildung 4.3); der Betrieb im Innern einer handelsüblichen LHe-Kanne ließe möglicherweise eine Standzeit von mehreren Monaten zu, ohne den Laser den Störungen beim Nachfüllen eines Kryostaten auszusetzen.

Die Frequenzinstabilität des bisherigen Aufbaus über Minuten und Stunden hing primär von den Temperaturschwankungen im Kristall ab; die zu erwartenden Schwankungen innerhalb einer LHe-Kanne von $< 100 \mu\text{K}$ für 100 s bis 10^4 s führen zu einer Frequenzinstabilität von weniger als 1 kHz auf diesen Zeitskalen. Dazu wird auch eine weitere Verbesserung der Intensitätsstabilisierung beitragen: Bislang wurde das Streulicht vom Kristall verwendet, um beim mehrfachen Aufwärmen und Abkühlen der Plattform keine Verformung der Einkopplung des Pumpstrahls durch einen zusätzlichen Strahlteiler im Kryostaten zu riskieren. Mit der direkten Detektion eines Teils der Pumpleistung im Kryostaten wird sich das Signal-/Rauschverhältnis steigern lassen. Ein S/N-Verhältnis von 10^4 lässt eine Stabilität von ebenfalls 1 kHz möglich erscheinen. Im Dauerbetrieb bei 4 K werden die optischen Komponenten eingefroren, so dass auch eine stabile Führung des Nd:YAG-Strahls über eine Faser aus dem LHe-Dewar heraus in Frage kommt.

Die Untersuchung der Frequenzstabilität über längere Zeiten war in dieser Arbeit durch mechanische Instabilitäten des optischen Frequenzkammes beschränkt, da der Strahl in die photonische

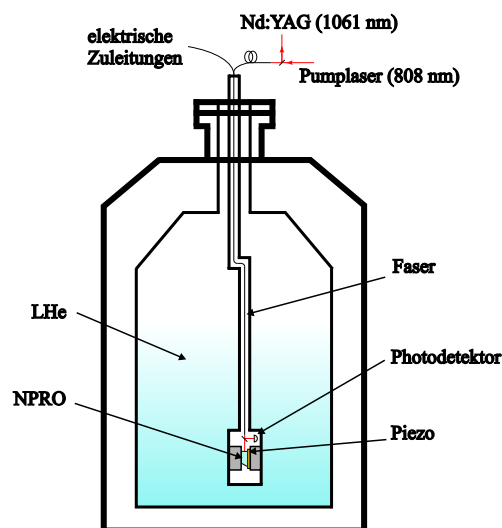


Abbildung 4.3: Aufbau eines Dipstick-Experiments mit kryogenem NPRO: Das Pumplicht wird im Innern des LHe-Dewars detektiert. Pump- und Nd:YAG-Strahl sind fasergekoppelt.

Kristall-Faser ständig nachgekoppelt werden musste. Zwar wurden Messergebnisse über sechs Tage unter Berücksichtigung der verschiedenen Pumpleistung-Sollwerte verglichen, um eine mögliche Drift des kryogenen NPRO abzuschätzen, dies ersetzt aber keine kontinuierliche Langzeitmessung. Der Aufbau von zwei äquivalenten NPRO-Systemen und ihr Vergleich untereinander könnte hier eine sehr viel einfachere Möglichkeit zur Untersuchung der Laserlinie bei 1061 nm bieten.

Anwendungen des kryogenen NPRO in Präzisionsexperimenten sind sicherlich nur als Vorstufe für ein aktiv stabilisiertes System denkbar. Die prinzipielle Möglichkeit, die NPRO-Frequenz mit einem Piezo zu ändern, wurde bei den Koeffizienten für Stickstoff- und Heliumtemperatur demonstriert. Da man bei Faserkopplung keine freie Sicht auf den Kristall zur Nachjustage benötigt, könnte ein Piezo mit größerem Hub auf dem Kristall verwendet werden, ohne die Wärmeanbindung an den Kryostaten von unten zu beeinträchtigen, die bislang die Schichtdicke des Piezo limitierte.

Die Weiterentwicklung des Nd:YAG-NPRO-Systems zielt auch auf eine Verbesserung der Experimente mit den in unserer Gruppe erfolgreich eingesetzten kryogenen Resonatoren (COREs) ab. Problemen mit schwankender Einkoppeleffizienz bei Freistrahls-Kopplung des Nd:YAG-Strahls in den Kryostaten wurde schon in früheren Experimenten mit Faserkopplung der COREs begegnet [Bra01]. Allerdings machten Etalon-Effekte der Faser eine zusätzliche Stabilisierung der Faserlänge nötig und eine teilweise Entkopplung durch das Abkühlen ließ die Signalstärke und damit die Kurzzeit-Stabilität sinken. Diese Probleme scheinen mit der in dieser Arbeit verwendeten Mechanik der Faserkopplung überwunden. So ist es möglich, eine Faser vom NPRO-Ausgang bis zum CORE vollständig im Kryostaten zu führen. Der nächste Schritt ist damit die Stabilisierung der bereits intrinsisch stabilen NPRO-Frequenz auf einen kryogenen Resonator, die die Kurzzeit-Stabilität bestehender Systeme mit endlicher Regelbandbreite stark verbessern sollte. Für ein solches aktiv-stabilisiertes Lasersystem existieren interessante Anwendungen bei den in der Einleitung beschriebenen Tests der speziellen Relativität, wie dem Kennedy-Thorndike- und Michelson-Morley-Experiment, die in unser Gruppe schon seit einigen Jahren mit Erfolg durchgeführt werden.

Literaturverzeichnis

- [And72] I.S. Andriesh, V.Ya. Gamurar, D.N. Vylegzhanin, A.A. Kaminskii, S.I. Klokishner, Y.E. Perlin: *Electron–Phonon Interaction in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} - \text{Nd}^{3+}$* , Sov. Phys.–Solid State **14**, 2550–2558 (1973)
- [Ang75] I.S. Angriesch, V.Y. Gamurar, D.N. Vylegzhanin, A.A. Kaminskii, S.I. Klokishner, Y.E. Perlin: *Calculation of the Thermal Broadening of the A Phononless Line in the $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ Band of the Nd^{3+} Ion in Yttrium–Aluminum Garnet*, Sov. J. Quantum Electron. **5**, 162–165 (1975)
- [Arb95] *Operation Manual: Satellite–Controlled Frequency Standard (Model 1083A)*, Arbiter Systems Inc. (1995)
- [Bar99] A. Bartels, T. Dekorsy, H. Kurz: *Femtosecond Ti:sapphire Ring Laser with a 2 GHz Repetition Rate and its Application in Time–Resolved Spectroscopy*, Opt. Lett. **24**, no. 14, 996–998 (1999)
- [Biz03] S. Bize, S.A. Diddams, U. Tanaka, C.E. Tanner, W.H. Oskay, R.E. Drullinger, T.E. Parker, T.P. Heavner, S.R. Jefferts, L. Hollberg, W.M. Itano, J.C. Bergquist: *Testing the Stability of Fundamental Constants with the $^{199}\text{Hg}^+$ Single–Ion Optical Clock*, Phys. Rev. Lett. **90**, 150802 (2003)
- [Bla76] M.G. Blazha, D.N. Vylegthanin, A.A. Kaminskii, S.I. Klokishner, Y.E. Perlin: *Phonon Concentration Determination from Vibrational Satellites in Rare–Earth–Ion Luminescence Spectra of Crystals*, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. **40**, 69–73 (1976)
- [Bra97] C. Braxmaier: *Frequenzstabilisierung eines Nd:YAG–Lasers auf Hyperfeinübergängen von molekularem Jod*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (1997)
- [Bra01] C. Braxmaier: *Fundamentale Tests der Physik mit ultrastabilen optischen Oszillatoren*, Dissertation, Universität Konstanz (2001)
- [Bra02] C. Braxmaier, H. Müller, O. Pradl, J. Mlynek, A. Peters, S. Schiller: *Tests of Relativity Using a Cryogenic Optical Resonator*, Phys. Rev. Lett. **88**, 010401 (2002)
- [Bro97] D.C. Brown: *Ultrahigh–Average–Power Diode–Pumped Nd:YAG and Yb:YAG Lasers*, IEEE J. of Quant. Electron. **33**, no. 5, 861–873 (1997)
- [Che90] C. Chen, M. Win: *Frequency Noise Measurement of Diode–Pumped Nd:YAG–Ring Lasers*, IEEE Photonics Technology Letters **2**, 11 (1990)

- [Cun03] S.T. Cundiff, J. Ye: *Colloquium: Femtosecond Optical Frequency Combs*, Rev. Mod. Phys. **75**, 325–342 (2003)
- [Dem96] W. Demtröder: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer–Verlag, Berlin (1996)
- [Dem00] W. Demtröder: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*, Springer–Verlag, Berlin, 4. Auflage (2000)
- [DiB68] B. DiBartolo: *Optical Interaction in Solids*, Wiley, New York (1968)
- [Die63] G.H. Dieke, H.M. Crosswhite: *The Spectra of the Doubly and Triply Ionized Rare Earths*, Appl. Opt. **2**, 7, 675–686 (1963)
- [Dre83] R.W. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, H. Ward: *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Rsonator*, Appl. Phys. B **31**, 31, 97–105 (1983)
- [Ebe84] T. Ebel: *Regelungstechnik*, Teubner, Stuttgart, 4. Auflage (1984)
- [Faj65] V.M. Fajn, Y.I. Chanin: *Quantum Electronics*, Sov. Radio, Moskau (1965)
- [Fre01] I. Freitag, Fa. InnoLight: *Persönliche Mitteilung* (2002)
- [Geu64] J.E. Geusic, H.M. Marcos, L.G. Van Uiert: *Laser Oscillation in Nd–Doped Yttrium Aluminum, Yttrium Gallium and Gadolinium Garnets*, Appl. Phys. Lett. **4**, 182–184 (1964)
- [Glu02] H. Glur, R. Lavi, Th. Graf: *A Cryogenically Cooled End–Pumped Nd:YAG Laser* (2002)
- [Har91] K.C. Harvey, C.J. Myatt: *External–Cavity Diode Laser using a Grazing–Incidence Diffraction Grating*, Opt. Lett. **16**, 12, 910–912 (1991)
- [Haw01] C.J. Hawthorn, K.P. Weber, R.E. Scholten: *Littrow Configuration Tunable External Cavity Diode Laser with Fixed Direction Output Beam*, Rev. Sci. Instrum. **72**, no. 12, 4477–4479 (2001)
- [Her01] S. Herrmann: *Ein modernes Michelson–Morley–Experiment mit kryogenen optischen Resonatoren*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (2001)
- [Het03] C. Hettich, AG Nanooptik, ETH Zürich: *Persönliche Mitteilung* (2003)
- [How81] D.H. Howe, D.W. Allan, J.A. Barnes: *Properties of Signal Sources and Measurement Methods*, Proc. of the 35th Ann. Symp. on Frequency Control (1981)
- [Imb64] G.F. Imbusch, W.M. Yen, A.L. Schawlow, D.E. McCumber, M.D. Sturge: *Temperature Dependence of the Width and Position of the $^2E \rightarrow ^4A_2$ Fluorescence Lines of Cr^{3+} and V^{2+} in MgO*, Phys. Rev. **133**, 4A, 1029–1034 (1964)

- [Inn01] InnoLight GmbH, Hannover: *Prometheus Product Line, Users Manual*, Version 4.0 (2001)
- [Inn03] <http://www.innolight.de/products/start.htm>
- [Joh67] S.A. Johnson, H.G. Freie, A.L. Schawlow, W.M. Yen: *Thermal Shifts in the Energy Levels of $\text{LaF}_3 : \text{Nd}^{3+}$* , J. Opt. Soc. Am. **57**, 734–737 (1967)
- [Kal95] V.L. Kalashnikov, V.P. Kalosha, V.P. Mikhailov, I.G. Poloyko: *Self-Mode Locking of Four-Mirror-Cavity Solid-State Lasers by Kerr Self-Focusing*, J. Opt. Soc. Am. B **12**, no. 3, 462–467 (1995)
- [Kam67] A.A. Kaminskii, K.S. Bagdasarov, L.M. Belyaev: *Analysis of the Optical Spectra and Stimulated Radiation of $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} - \text{Nd}^{3+}$ Crystals*, Phys. Stat. Sol. **21**, K23–K29 (1967)
- [Kam70] A.A. Kaminskii: *High-Temperature Spectroscopic Investigation of Stimulated Emission from Lasers Based on Crystals Activated with Nd^{3+} Ions*, Phys. Stat. Sol. A **1**, no. 3, 573–589 (1970)
- [Kam81] A.A. Kaminskii: *Laser Crystals*, Springer-Verlag, Berlin (1981)
- [Kan85] T.J. Kane, R.L. Byer: *Monolithic, Unidirectional Single-Mode Nd:YAG Ring Laser*, Opt. Lett. **10**, 2, 65–67 (1985)
- [Kar78] P. Kartaschoff: *Frequency and Time*, Academic Press Inc. (London) Ltd. (1978)
- [Kir99] M. Kirchner: *Langzeit-Frequenzstabilisierung eines Nd:YAG-Lasersystems für GEO 600*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1999)
- [Koe92] W. Koechner: *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag, Berlin, 3. Auflage (1992)
- [Kon64] J.A. Koningstein, J.E. Geusic: *Energy Levels and Crystal-Field Calculations of Neodymium in Yttrium Aluminum Garnet*, Phys. Rev. **136**, 3A, 711–716 (1964)
- [Kov01] E.V. Kovalchuk, D. Dekorsy, A.I. Lvovsky, C. Braxmaier, J. Mlynek, S. Schiller, A. Peters: *Doppler-Free Spectroscopy of CH_4 using a CW Optical Parametric Oscillator*, Proc. 6th Symp. on Freq. Standards and Metrology (2001), P. Gill (ed.)
- [Kru71] W.F. Krupke: *Radiative Transition Probabilities within the $4f^3$ Ground Configuration of Nd:YAG*, IEEE J. Quantum Electron. **7**, 153–159 (1971)
- [Kus68] T. Kushida, H.M. Marcos, J.E. Geusic: *Laser Transition Cross Section and Fluorescence Branching Ratio for Nd^{3+} in Yttrium Aluminum Garnet*, Phys. Rev. **167**, 2, 289–291 (1968)
- [Kus69] T. Kushida: *Linewidths and Thermal Shifts of Spectral Lines in Neodymium-Doped Yttrium Aluminum Garnet and Calcium Fluorophosphate*, Phys. Rev **185**, 2, 500–508 (1969)

- [Lig92] Users Manual: *Diode-Pumped Solid-State Non-Planar Ring Laser*, Series 124, Lifgtwave Electronics (1992)
- [Lin95] K.H. Lin, Y. Lai, W.F. Hsieh: *Simple Analytical Method of Cavity Design for Astigmatism-Compensated Kerr-Lens Mode-Locked Lasers and its Applications*, J. Opt. Soc. Am. B **12**, no. 3, 468–475 (1995)
- [Mai60] T.H. Maiman: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493–494 (1960)
- [Mar03] H. Marion, F.P. Dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grünert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, C. Salomon: *Search for Variations of the Fundamental Constants using Atomic Fountain Clocks*, Phys. Rev. Lett. **90**, 150801 (2003)
- [Mel] Melles Griot Katalog
- [Mue03] H. Müller, S. Herrmann, C. Braxmaier, S. Schiller, A. Peters: *Modern Michelson–Morley Experiment using Cryogenic Optical Resonators*, Phys. Rev. Lett. **91**, 020401 (2003)
- [Nil89] A.C. Nilsson: *Eigenpolarization Theory and Experimental Linewidth Study of Monolithic Nonplanar Ring Oscillators*, PhD thesis, Stanford University (1989)
- [Per79] Y.E. Perlin, A.A. Kaminskii, V.N. Enakii, D.N. Vylegzhanin: *Nonradiative Multiphonon Relaxation in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Nd}^{3+}$* , Phys. Stat. Sol. (b) **92**, 403–410 (1979)
- [Pob96] Frank Pobell: *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer-Verlag, 2nd ed. (1996)
- [Pra99] O. Pradl: *Untersuchungen zur Langzeitstabilität kryogener optischer Resonatoren*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (1999)
- [Ran00] J.K. Ranka, R.S. Windeler, A.J. Stentz: *Visible Continuum Generation in Air-Silica Microstructure Optical Fibers with Anomalous Dispersion at 800 nm*, Opt. Lett. **25**, 1, 25–27 (2000)
- [Rut78] J. Rutman: *Characterization of Phase and Frequency Instabilities in Precision Frequency Sources: Fifteen Years of Progress*, Proc. of the IEEE **66**, 9, 1048–1075 (1978)
- [Sch03] T. Schuldt: *Frequenzstabilisierter Nd:YAG-Laser für Weltraumanwendungen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2003)
- [See96] S. Seel: *Kryogene optische Resonatoren*, Dissertation, Universität Konstanz (1996)
- [Sla71] G.A. Slack., D.W. Oliver: *Thermal Conductivity of Garnets and Phonon Scattering by Rare-Earth Ions*, Phys. Rev. B **4**, no. 2, 592–609 (1971)
- [Sto95] R. Storz: *Frequenzstabilisierung von Nd:YAG-Lasern mit kryogenen optischen Resonatoren*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (1995)

- [Sto98] R. Storz: *Frequenzstabilisierung von Festkörper-Lasern auf mikroskopische und makroskopische Referenzen*, Dissertation, Universität Konstanz (1998)
- [SuK98] Schäfter + Kirchhoff GmbH, Hamburg: *Laser Diode Beam Source 48TE-2-A4,5-02 Manual* (1998)
- [Syc69] V.A. Sychugov, G.P. Shipulo: *Thermal Investigation on Nd³⁺ Doped Yttrium Aluminum Garnet*, Sov. Phys.-Solid State **10**, 2224–2225 (1969)
- [Tie93] U. Tietze, Ch. Schenk: *Halbleiter-Schaltungstechnik*, Springer-Verlag, Berlin, 10. Auflage (1993)
- [Web01] J.K. Webb, M.T. Murphy, V.V. Flambaum, V.A. Duzba, J.D. Barrow, C.W. Churchill, J.X. Prochaska, A.M. Wolfe: *Further Evidence for Cosmological Evolution of the Fine Structure Constant*, Phys. Rev. Lett **87**, no. 9, 091301 (2001)
- [Wya83] R. Wyatt, W.J. Devlin: *10 kHz Linewidth 1.5 μ m InGaAsP External Cavity Laser with 55 nm Tuning Range*, Electron. Lett. **19**, 3, 110–112 (1983)
- [Wya85] R. Wyatt: *Spectral Linewidth of External Cavity Semiconductor Lasers with Strong, Frequency-Selective Feedback*, Electron. Lett. **21**, 15, 658–659 (1985)
- [Voe03] Voelkel, PI Ceramic: *Private Mitteilung*, 2003
- [Vor72] Y.K. Voronko, V.V. Osiko, N.V. Savostyanova, V.S. Fedorov, I.A. Shcherbakov: *Study of the Processes of Deactivation of the Metastable State of Excited Nd³⁺ Ions in LaF₃ Crystals*, Sov. Phys.-Solid State **14**, 2656–2663 (1972)
- [Vor76] Y.K. Voronko, T.G. Mamedov, V.V. Osiko, A.M. Prokhorov, B.P. Sakun, I.A. Shcherbakov: *Study of the Nature of Nonradiative Excitation Energy Relaxation in Condensed Media with a High Activator Concentration*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **71**, 478–497 (1976)
- [Vyl71] A.A. Kaminskii, D.N. Vylegzhanin: *Stimulated Emission Investigation of Effects of Electron-Phonon Interaction in Crystals activated with Nd³⁺ Ions*, IEEE J. Quant. Electron. **7**, 329–338 (1971)
- [Yen64] W.M. Yen, W.C. Scott, A.L. Schawlow: *Phonon-Induced Relaxation in Excited Optical States of Trivalent Praseodymium in LaF₃*, Phys. Rev. **136**, 1A, 271–284 (1964)
- [Yar75] A. Yariv: *Quantum Electronics*, Wiley, New York (1975)
- [Yar97] A. Yariv: *Optical Electronics in Modern Communications*, 5th ed., Oxford University Press, New York (1997)

Anhang

PI-Regler zur Intensitätsstabilisierung

Für die Intensitätsstabilisierung der Pumpleistung wurde ein PI-Regler entworfen, um induzierte Temperaturschwankungen im Kristall und damit Frequenzinstabilitäten zu verringern.

Als Maß für die Intensität des Pumplichts wurde das Signal eines Photodetektors im Kryostaten für das vom Nd:YAG-Kristall ausgehende Streulicht verwendet. Wegen der geringen Intensität des Streulichts war zunächst eine Vorverstärkung des Signals direkt an den elektrischen Durchführungen des Kryostaten notwendig (Abb. 4.4 a). Um eine möglichst rauscharme Detektion des Diodenstromes zu gewährleisten, wurde die Vorverstärkerstufe als Transimpedanzverstärker mit einem FET-Operationsverstärker AD711J ausgeführt. Das Stromrauschen wird dann durch das thermische Rauschen des $1\text{ M}\Omega$ Widerstandes im Vorverstärker von $\approx 0,1\text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ bestimmt.

Der Sollwert des eigentlichen PI-Reglers (Abb. 4.4 b) kann sowohl über ein eingebautes Potentiometer als auch extern eingestellt werden. Für den internen Sollwert wird die Betriebsstrom über eine Z-Diode stabilisiert; er kann im Bereich von $0\text{--}31\text{ }\mu\text{A}$ variiert werden. Der Integrator arbeitet mit einer einstellbaren Zeitkonstante zwischen 1 ms und $10\text{ }\mu\text{s}$. Der P-Gain wird mit dem $100\text{ k}\Omega$ Potentiometer des nachfolgenden Verstärkers eingestellt; auf diesen Verstärkungsfaktor wird in Kapitel 3.7.2 Bezug genommen. Alle Operationsverstärker des P- und I-Gains sind rauscharme OP27.

Da zur Ansteuerung des AOM-Treibers¹ ein größerer Strom als die vom OP27 maximal gelieferten 25 mA benötigt wird, erhöht ein zusätzlicher Leistungsverstärker LT1010 den Ausgangsstrom auf 160 mA . Der Eingang des AOM-Treibers darf nur mit positiven Spannungen zwischen 0 V und 1 V betrieben werden; daher ist der $50\text{ }\Omega$ -Ausgang des Reglers zusätzlich mit einer Diode und einem Spannungsteiler vor dem LT1010 gesichert.

¹Modell VFE, IntraAction Corp.

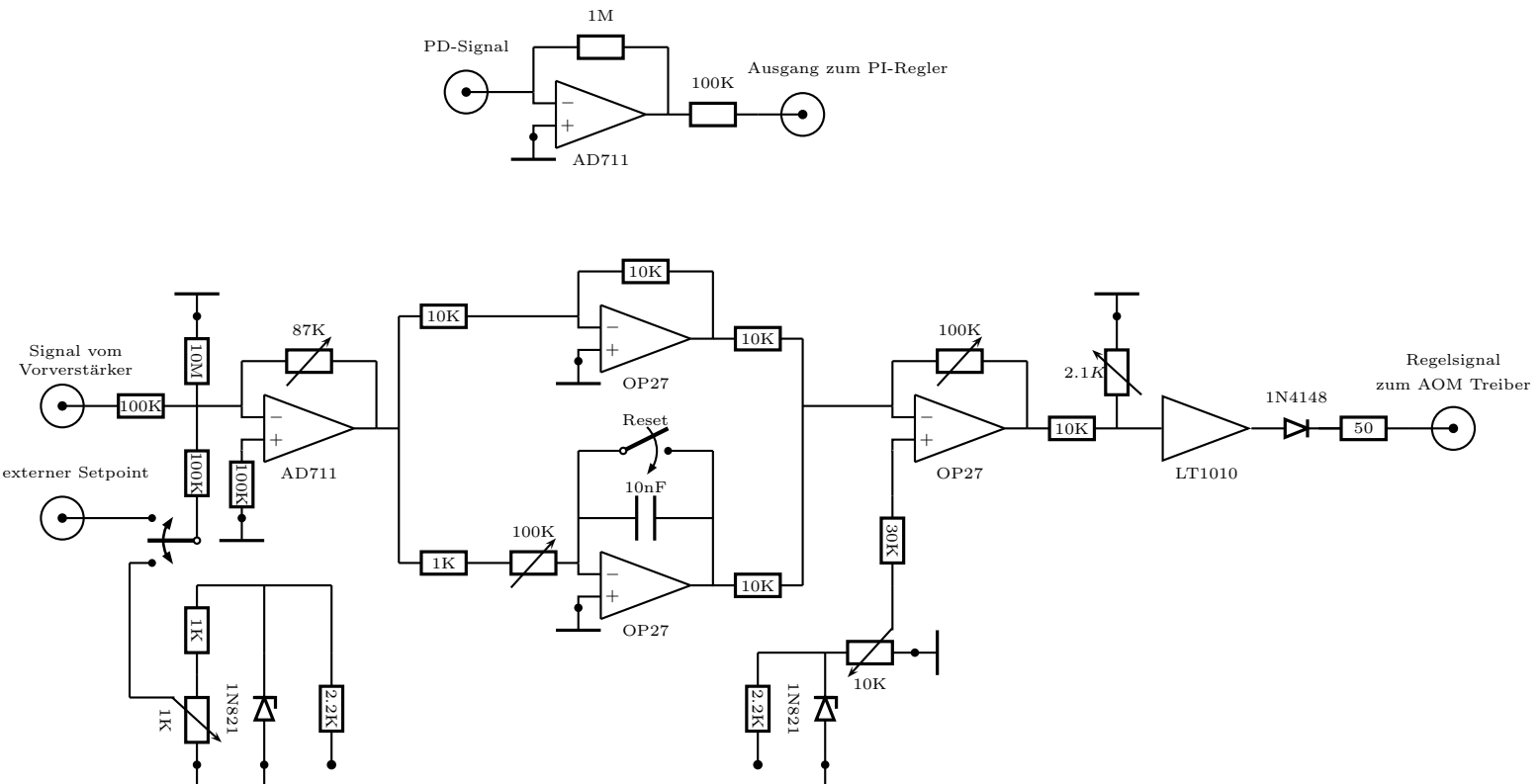


Abbildung 4.4: (a) Schaltskizze des PI-Reglers zur Intensitätsstabilisierung und (b) Schaltskizze des Vorverstärkers, ausgeführt als Transimpedanzverstärker

LabView–Programme zur Steuerung des Experiments

Zur automatischen Aufzeichnung von Messdaten wurde häufig die Umgebung von Lab-View² benutzt. Die speziell für dieses Experiment entwickelten Programme sollen daher kurz dargestellt werden.

Steuerung des Wavemeters: Das Programm ermöglicht die Aufnahme der Messwerte in variablen Zeitintervallen über die serielle Schnittstelle, sowohl durch Darstellung in einem Kurvendiagramm als auch durch Speicherung in einer Datei (Abb. 4.5); daneben können Mittelwerte angezeigt und gespeichert werden.

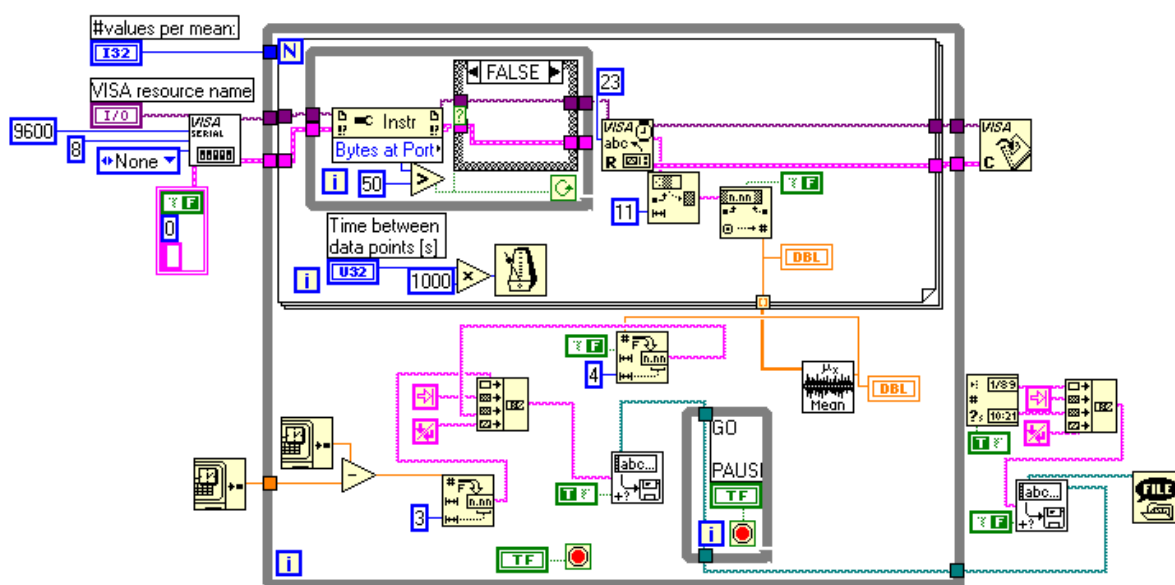


Abbildung 4.5: Steuerungsprogramm für das Wavemeter WA-1500

²LabView 6, National Instruments Corp.

Steuerung des optischen Spektrumanalysators: Das Programm in Abbildung 4.6 schreibt die Spektren in festen Abständen in eine Textdatei; als Interface dient ein GPIB-Controller. Der gespeicherte Frequenzbereich wird jeweils dem Maximum der Intensität nachgeführt.

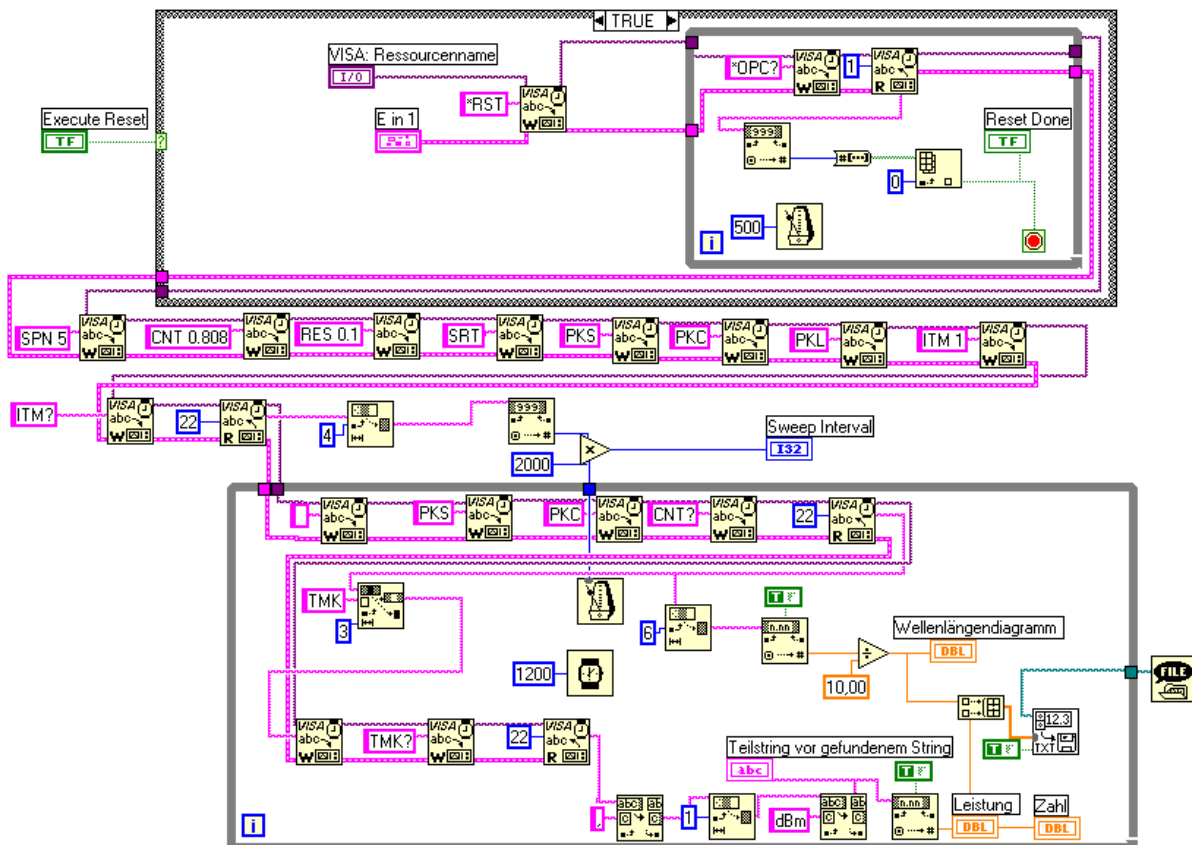


Abbildung 4.6: Steuerungsprogramm für den optischen Spektrumanalysator MS9030A/9701B, Anritsu

Steuerung des Temperatur-Controllers: Der Temperatur-Controller LakeShore 330 kann fast vollständig über GPIB gesteuert werden. Das Programm in Abbildung 4.7 speichert Temperatur-Messwerte und Heizereinstellungen im ASCII-Format und stellt sie in Kurvendiagrammen dar. Während der Messungen können Regelparameter, Sollwert und Heizereinstellungen geändert werden.

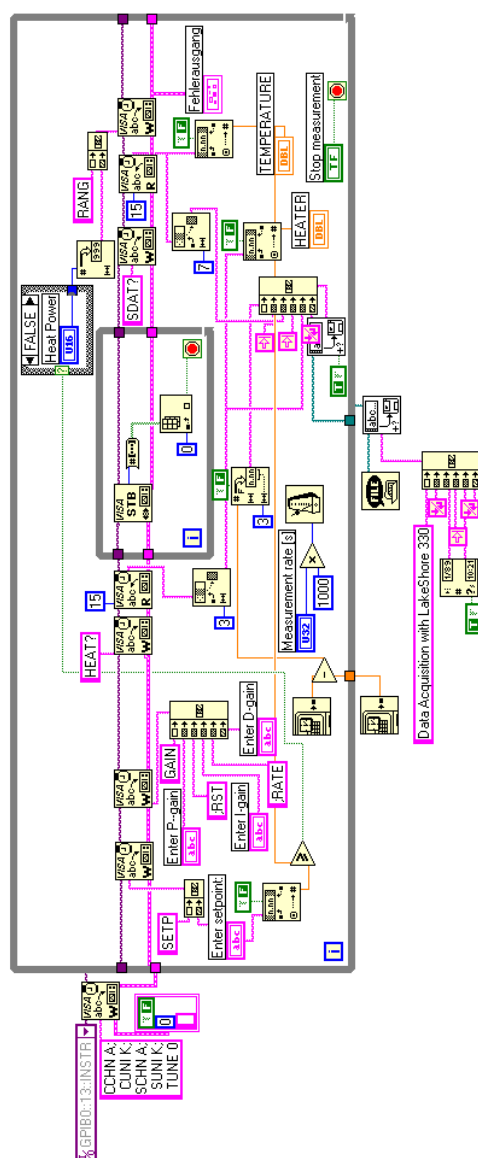


Abbildung 4.7: Steuerungsprogramm für den Temperatur-Regler LakeShore 330

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die mich mit ihren Beiträgen während dieses Jahres unterstützt haben und so diese Arbeit erst möglich machten.

Prof. Achim Peters, PhD, führte mich bereits im fünften Semester an die optische Metrologie heran und hat nun auch meine Diplomarbeit betreut. Für seine herausfordernde und hochinteressante Aufgabenstellung möchte ich ihm herzlich danken. Auch ermöglichte er mir ein Praktikum am CalTech, das in jedem Fall zu den Höhepunkten meines Studiums zählte.

In ganz besonderem Maße möchte ich Evgeny Kovalchuk danken. Seine Fähigkeit, Probleme mit einfachen Mitteln anzugehen, machen ihn im Labor zu einer unschätzbaren Hilfe, und mit seiner Unterstützung in vielen Nachtschichten hat er mir bei den Messungen mit seinem Frequenzkamm geholfen. Dafür mein ganz großes Dankeschön!

In Sven Herrmann fand ich einen geduldigen Zuhörer, der sich immer Zeit für meine Fragen nahm, und das waren im Verlauf dieses Jahres eine ganze Menge. Wenn ich eine helfende Hand benötigte, konnte ich mich immer auf ihn verlassen.

Holger Müllers Elektronikkenntnisse sind schon fast legendär, und der Einsatz von Alufolie hat so manches Rauschen in meiner Elektronik verringern können. Auch sein Feedback bei theoretischen Problemen war eine große Hilfe.

Meinem „Mit-Diplomanden“ Thilo Schuldt danke ich für die vielen gemeinsamen Stunden im Labor. Langweilig ist es dabei nie geworden, und auch in Zukunft werden wir sicher das eine oder andere Thema finden, über das es sich zu diskutieren lohnt.

Klaus Palis, unser Ingenieur, half mir bei allen mechanischen Konstruktionsarbeiten und zeigte mir, wie man einen Werkstattauftrag nicht nur mit netten Worten beschleunigen kann.

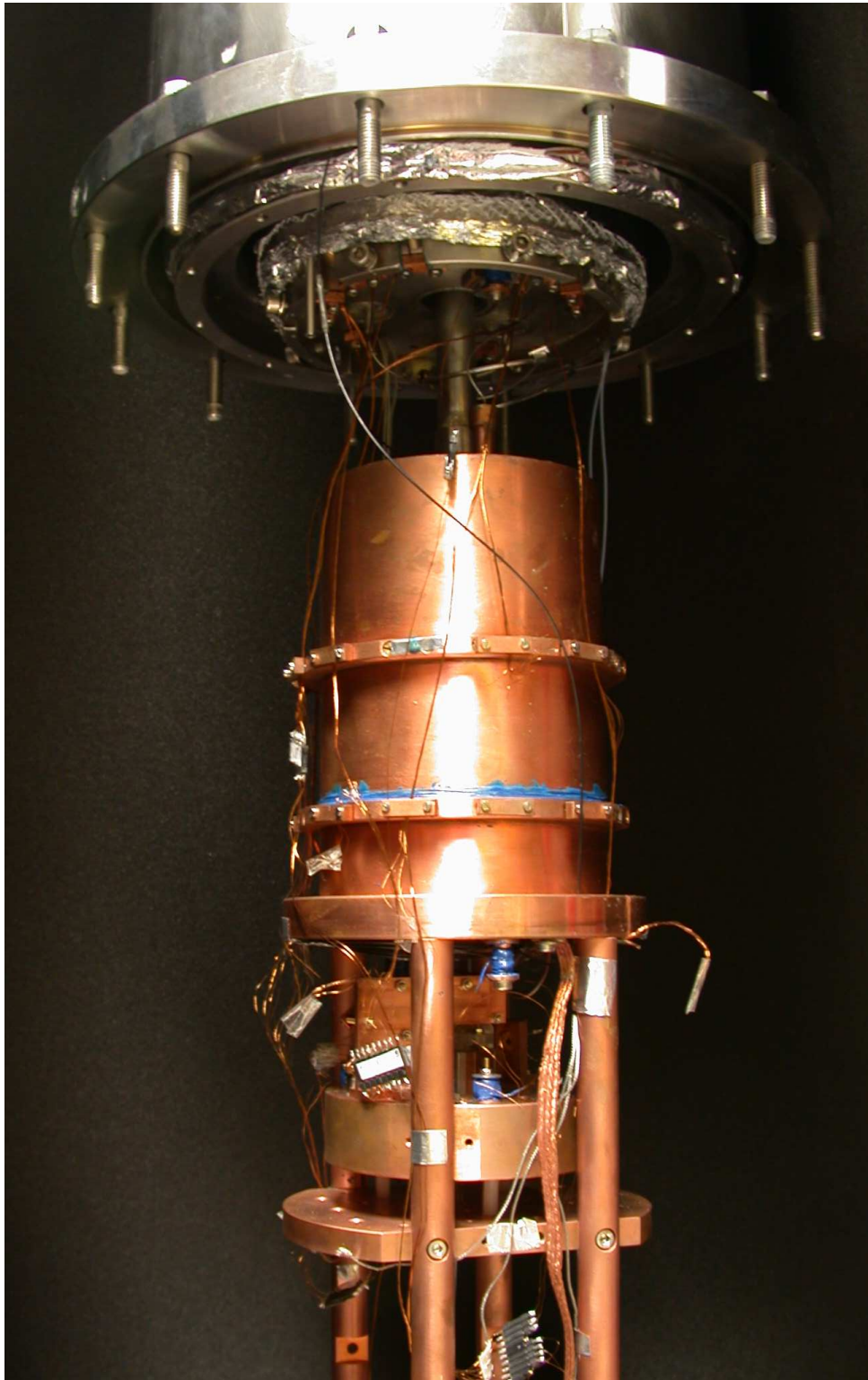
Stefan Eggert von der Universität Konstanz war mir eine wertvolle Hilfe bei vielen Elektronikfragen.

Dr. Ingo Freitag von der Fa. InnoLight überließ uns den NPRO, der während dieser Arbeit zum Einsatz kam. Ohne seine Kooperation wäre dieses Experiment nicht zustande gekommen.

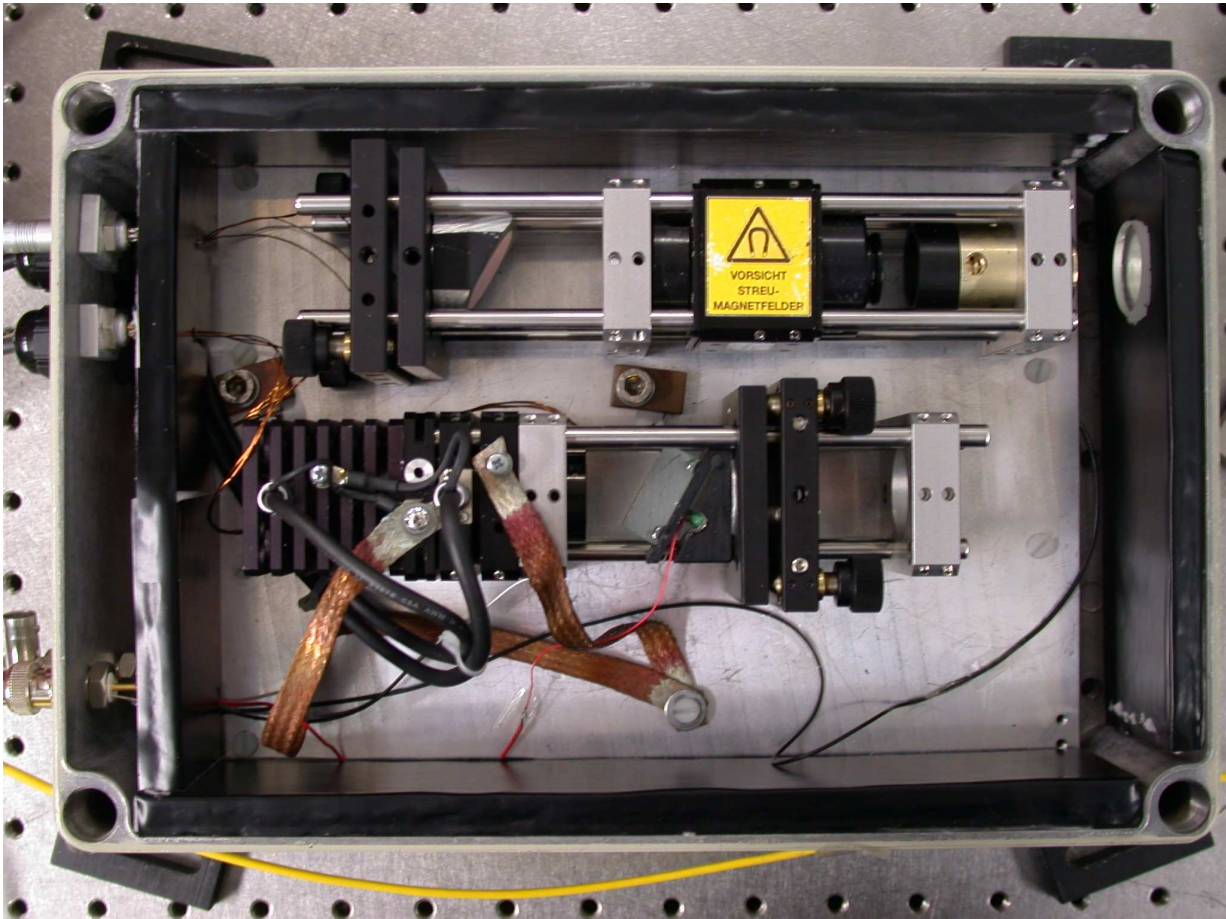
Ziyang Ma vom CalTech und Felix Klee von der Universität Konstanz danke ich für so manches Paper, das in den Berliner Universitätsbibliotheken nicht zu finden war.

Vielen Dank an Sven Herrmann, Evgeny Kovalchuk und Holger Müller für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern danken, die mir das Studium der Physik und damit auch diese Diplomarbeit erst ermöglicht haben.



Badkryostat mit der Probenplattform für den Nd:YAG-NPRO: Im oberen Teil sind die drei Schilde des Kryostaten und der 1,1 K-Tank zu sehen. Die Kupferplattform mit dem NPRO liegt – auf drei Nylonstiften gelagert – im oberen Niveau des Probenvolumen.



Gitterstabilisierter Diodenlaser: Unten links befindet sich die Laserdiode mit Peltierelement und Kühlkörper, der externe Resonator wird mit einem Reflexionsgitter gebildet. Ein Faraday-Isolator (oben Mitte) verhindert störende Rückreflexionen, ein Zylinderteleskop (oben rechts) formt das rechteckige Strahlprofil nahezu gaußförmig.