

Fortgeschrittenenpraktikum

Laser und nichtlineare Optik*

Verfasser: Eduard Koller (03702415)
[Michael Labenbacher](#) (03697519)
Daniel Haag (03697076)

Gruppe: 17

Betreuer: Vage Shirvanyan

Versuchsdatum: 13. Dezember 2019
Abgabedatum: 7. Jänner 2020

*korrigierte Version, zuletzt aktualisiert am 17. Jänner 2020

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Physikalische Grundlagen	1
2.1. Wechselwirkungen und Funktionsweise eines Lasers	1
2.2. Modenkopplung	2
2.3. Nichtlineare Optik	2
2.4. Doppelbrechung	3
3. Kennlinie der Laserdiode	3
4. Slope Efficiency des Nd:YLF-Lasers	3
5. Aktive Modenkopplung und Autokorrelationsmessung	4
6. Winkelabhängige Oberwellenerzeugung	5
7. Messungen mit dem Spektrometer	6
Anhang	10
A. Literaturverzeichnis	10
B. Abbildungsverzeichnis	11

1. Einleitung

Im ersten Teil dieses Praktikums soll der Aufbau und die Funktionsweise eines Lasers verständlich gemacht werden. Im Anschluss wird auf die Modenkopplung eingegangen und die Grundlagen der nichtlinearen Optik werden behandelt. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 1 skizziert.

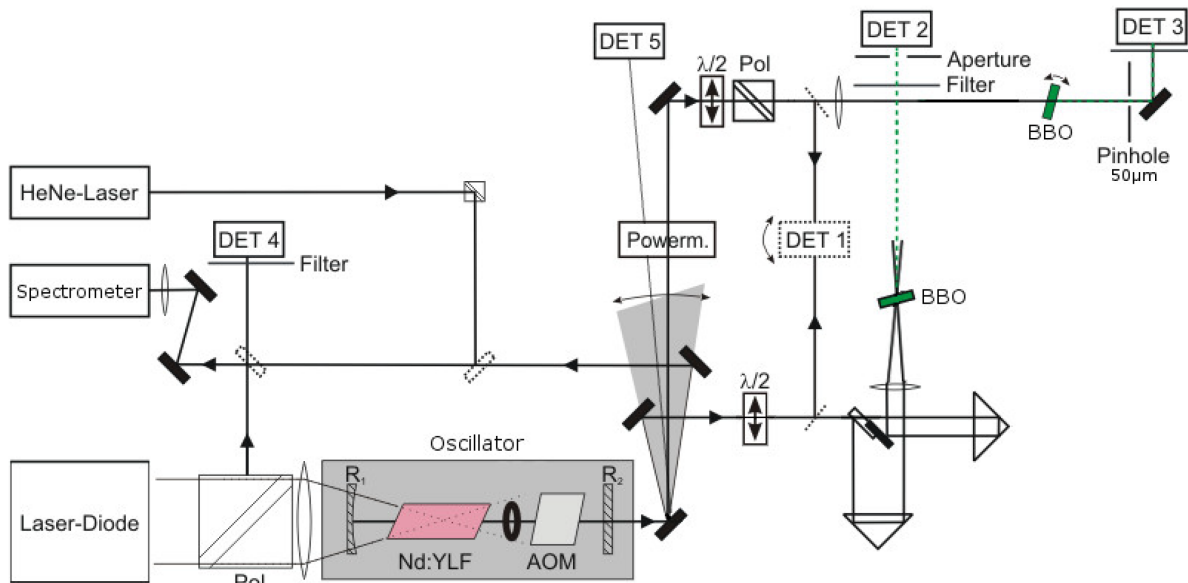


Abbildung 1: Experimenteller Aufbau. [1]

2. Physikalische Grundlagen

2.1. Wechselwirkungen und Funktionsweise eines Lasers

Materie kann auf drei Arten mit Photonen wechselwirken: stimulierte, spontane Emission und Absorption. Dabei handelt es sich meist um eine elektrische Dipolwechselwirkung mit dem Strahlungsfeld.

Im Versuch wird ein Nd:YLF¹-Laser verwendet. I.A. besteht ein Laser aus drei Komponenten:

- Pumpquelle
- Lasermedium
- Resonator

Im Folgenden betrachte man einen Vierniveau-Laser mit Energiezustände $E_0 < \dots < E_3$. Die Pumpquelle, in diesem Praktikum eine glasfasergekoppelte Laserdiode, regt Elektronen vom Grundzustand E_0 in den angeregten Zustand E_3 an. Danach folgt eine relativ schneller strahlungsloser Übergang in einen Zustand E_2 . Dieser Zustand wird, durch eine hohe Lebensdauer, überbevölkert, das heißt seine Besetzungszahl übersteigt die des Zustands E_1 und man spricht von einer Besetzungsinversion. Unter Berücksichtigung von Verlusten erhält man damit eine Schwellbedingung für Lasertätigkeit. Durch langsames Abregen in E_1 werden spontan, ohne Richtungsbevorzugung, Photonen emittiert, welche dann zu induzierten Emissionen führen. Der Kreislauf wird über eine schnelle Relaxation auf E_0 geschlossen. Der Resonator, im Wesentlichen aus einem Spiegel und einem teildurchlässigen Spiegel zur Auskopplung der Photonen bestehend, sorgt dafür, dass die Photonen hin und her reflektiert werden, solange

¹Neodymium-doped yttrium lithium fluoride

die Stabilitätsbedingung erfüllt ist. Für weitere Details bzgl. der Funktionsweise wird auf die Versuchsanleitung [1] verwiesen.

Des Weiteren sorgt der Resonator für Randbedingungen und es bilden sich stehende Wellen aus, die von der Geometrie abhängen, d.h. im Wesentlichen der Spiegeln, Länge des Resonators und weiterer Elemente zwischen den Spiegeln (z.B. AOM).

Transversale Moden können durch Veränderung der Spiegeln bzw. durch Einsatz von Blenden gezielt erzeugt bzw. unterdrückt werden.

Longitudinale Moden sind durch die Interferenzbedingung

$$2L = n\lambda_n = n \cdot \frac{c \cdot 2\pi}{\omega_n}, \quad n \in \mathbb{N} \quad (1)$$

gegeben, mit L der Länge des Resonators. Der Laser kann damit bei vielen Frequenzen emittieren, sofern bei dieser der Laser Verstärkung aufzeigt, d.h. die Laserschwelle übersteigt.

Die typische Wellenlänge des verwendeten Lasers liegt bei $\lambda = 1\,047\text{ nm}$, der Resonator hat eine Länge von ca. $L = 1\text{ m}$, womit ein Abstand von ca. 150 MHz zwischen den Moden folgt.

2.2. Modenkopplung

Die aktive Modenkopplung wird im Versuch mit Hilfe eines akustooptischen Modulators (AOM) erreicht. Der AOM besteht aus einem Quarzglas mit piezoelektrischem Transducer, welcher mit einer Frequenz von $\Omega/(2\pi) = 78\,597\text{ kHz}$ betrieben wird. Durch die Vibration im Kristall bilden sich Schallwellen quer zur longitudinalen Richtung des Lasers. Diese Druck- und damit Dichteunterschiede erzeugen ein Brechungsgitter, nach Bragg werden Photonen aus dem Laser gebeugt und es entsteht eine periodische Transmissionsintensität. Die Moden erhalten benachbarte Seitenbänder, falls für die Modulationsfrequenz $\Omega = 2\pi c/2L$ gilt, mit L der Länge des Resonators. Die feste Phasenbeziehung sorgt für zeitlich kurze Lichtpulse, deren Dauer umso kürzer ist, je mehr Moden daran beteiligt sind.

2.3. Nichtlineare Optik

Im Allgemeinen hängt bei höheren Lichtintensitäten im Gegensatz zur klassischen Optik die elektrische Suszeptibilität χ von der Stärke des elektrischen Feldes \mathbf{E} ab. Eine Taylorentwicklung führt bei isotropen Medien mit den Maxwell-Gleichungen und $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$ auf die Wellengleichung elektromagnetischer Strahlung in Materie

$$\left(\Delta - \frac{\epsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2}, \quad (2)$$

mit c der Lichtgeschwindigkeit, ϵ_r der relativen Permittivität des Materials und \mathbf{P}_{NL} dem nichtlinearen Anteil der Polarisation. [1] Berücksichtigt man hierbei nur den quadratischen Term, d.h. in einer Dimension $P_{\text{NL}} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2$, mit ϵ_0 der elektrischen Feldkonstante, so ergibt sich nach [1] eine Oberwelle

$$P_{\text{NL}} = \chi^{(2)} E_1^2 \cdot e^{i(2\omega_1 t - 2k_1 x)} + \text{c.c.}, \quad (3)$$

mit der doppelten Grundfrequenz $2\omega_1$.

Auf Grund des im Allgemeinen frequenzabhängigen Brechungsindex $n(\omega) = \sqrt{\epsilon_r}$ und der Dispersionsrelation

$$k = \frac{n}{c} \omega \quad (4)$$

ist der zugehörige Wellenvektor $2k_1$ in einem dispersiven Medium im Allgemeinen nicht genau halb so groß wie der Wellenvektor der Grundwelle k_1 , d.h.

$$\Delta k \equiv 2k_\omega - k_{2\omega} \stackrel{\text{i.A.}}{\neq} 0. \quad (5)$$

Mit dem Poyntingvektor folgt im zeitlichen Mittel die Intensität nach [1] zu

$$I_{2\omega} \propto I_\omega^2 \cdot l^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\Delta k \frac{l}{2} \right), \quad (6)$$

mit l der Länge des nichtlinearen Mediums, in diesem Versuch des doppelbrechenden BBO²-Kristalls.

2.4. Doppelbrechung

In doppelbrechenden Medien hängt der Brechungsindex von der Polarisationsrichtung des Lichts ab. In diesem Versuch soll dieses Phänomen verwendet werden, um eine Oberwelle mit doppelter Frequenz in einem BBO-Kristall mit einer optischen Achse zu erzeugen.

Maximale Verstärkung der ersten Oberwelle wird nach Gleichung (6) für Phasenanpassung $\Delta k = 0$ erzielt. Der Winkel des Laserstrahls zur optischen Achse muss nach [1] und der Dispersionsrelation (4) so gewählt werden, dass die Brechungsindizes der ordentlichen Grundwelle und der außerordentlichen Oberwelle gleich sind. Der Winkel Θ zwischen der Propagationsrichtung des Lichtes und der optischen Achse muss für Phasenanpassung nach [1] so gewählt werden, dass

$$\frac{1}{n_{o,\omega}^2} = \frac{\sin^2(\Theta)}{n_{ao,2\omega}^2} + \frac{\cos^2(\Theta)}{n_{ao,2\omega}^2}. \quad (7)$$

3. Kennlinie der Laserdiode

In diesem Versuchsteil wird die Laserdiode, die später den Nd:YLF-Laser pumpen wird, analysiert. Dazu wird die von der Laserdiode abgestrahlte Lichtleistung bei verschiedenen Stromstärken I mit einem Power-Meter gemessen und die Stromstärke mit einer Schrittweite von 0,5 A zwischen 7 A und 20 A variiert. Die Laserdiode wird bei einer Spannung von 1,8 V betrieben. Da das Licht einen Polarisator durchläuft, bevor es auf den Detektor trifft, ist die abgestrahlte Leistung dabei das Doppelte der tatsächlich gemessenen Leistung.

In Abbildung 2 ist die abgestrahlte Leistung gegen die Stromstärke aufgetragen. Der Wirkungsgrad der Laserdiode ergibt sich aus dem Verhältnis der abgestrahlten, P_{ab} , und der elektrischen Leistung, P_{el} , d.h.

$$\eta = \frac{P_{ab}}{P_{el}} = \frac{P_{ab}}{1,8 \text{ V} \cdot I} = \frac{c}{1,8 \text{ V}} = (37,5 \pm 0,2) \%, \quad (8)$$

mit $c = 0,674 \text{ V}$ der Steigung der Fitgeraden und $\Delta U = 0,01 \text{ V}$.

4. Slope Efficiency des Nd:YLF-Lasers

In diesem Versuchsteil wird die slope efficiency des Nd:YLF-Lasers bestimmt. Dazu wird die Pumpleistung der Laserdiode aus dem vorherigen Versuchsteil für verschiedene Stromstärken mit der abgestrahlten Leistung des Nd:YLF-Lasers verglichen, beide mit je einem Power-Meter gemessen. Die Stromstärke wird wieder mit einer Schrittweite von 0,5 A zwischen 7 A und

² β -Barium borate

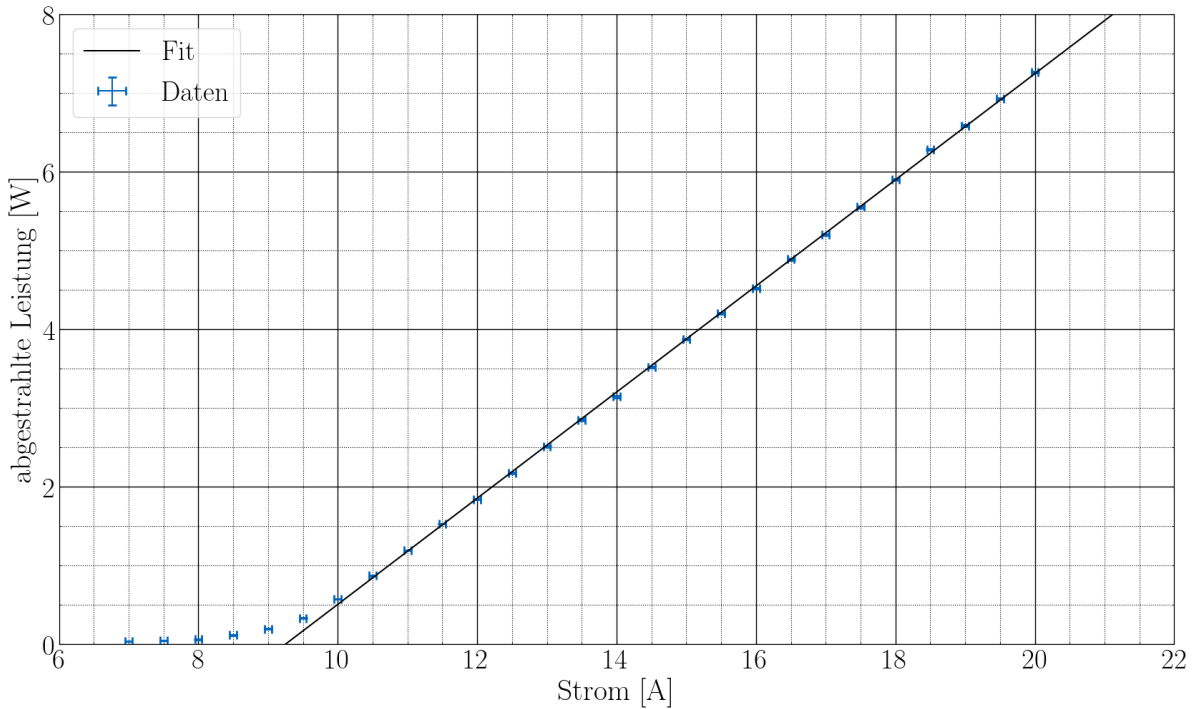


Abbildung 2: Kennlinie der Pump-Laserdiode. Abgestrahlte Leistung in Abhängigkeit der Stromstärke. Die Datenpunkte, die ein lineares Verhalten zeigen im Bereich ab einschließlich 10 A sind linear gefittet. Der Schnittpunkt der Fitgeraden mit der x -Achse liefert eine Laserschwelle der Diode von ca. $I = 9,25$ A.

20 A variiert. Dieser Teil wurde gleichzeitig mit dem Teil in Kap. 3 durchgeführt und die Pumpleistung des Lasers ist jetzt die tatsächlich gemessene Leistung.

In Abbildung 3 ist die Laserleistung gegen die Pumpleistung aufgetragen. Es sind nur Datenpunkte, die über der Laserschwelle des Nd:YLF-Lasers liegen, aufgetragen. Die Laserschwelle liegt bei ungefähr 10,3 A in diesem Aufbau, d.h. bei einer Pumpleistung von ca. 0,67 W werden erstmals Moden im Laser angeregt und die Leistung reicht für eine Besetzungsinversion aus. Die Steigung der Fitgeraden und damit die slope efficiency des Nd:YLF-Lasers ist $\eta = (4,81 \pm 0,01) \%$.

5. Aktive Modenkopplung und Autokorrelationsmessung

In diesem Versuchsteil wurde der AOM eingeschaltet. Mit Hilfe eines Oszilloskops (400 MHz) kann die Erzeugung einzelner Laserimpulse im Abstand von Ω/π zwar im zeitlichen Raum beobachtet werden, aber auf Grund der langsamen Elektronik (Oszi, Halbleiter-Diode, etc.) ist für die Impulsdauer nur eine um ca. zwei Größenordnungen zu große obere Schranke messbar.

Stattdessen wird eine Autokorrelationsmethode verwendet und die Zeit- in eine Längenmessung übergeführt. Die einfallenden Lichtimpulse werden aufgespalten und über eine variable Verzögerungsstrecke in einem nichtlinearen Medium (BBO-Kristall) wieder zusammengeführt, wie in Abb. 1 dargestellt. Dabei können sich im Kristall zwei Photonen zu einem dritten addieren mit doppelter Energie (Energieerhaltung) und durch die symmetrische Anordnung und Impulserhaltung verlässt die Oberwelle den Kristall zwischen den beiden einfallenden.³

³Visualisierung, dass es sich um einen zwei Photonenprozess handelt: Blockiert man einen Ferometerarm, so ist hinter dem BBO-Kristall keine Oberwelle sichtbar. Wenn man die Verzögerungsstrecke verfährt so kommt ein Puls verzögert an und ab einem Grenzwert kommt es zu keinem Überlapp mehr und es verschwindet ebenfalls die Oberwelle hinter dem BBO-Kristall. D.h. sowohl ein räumlicher, als auch zeitlicher Überlapp der Impulse ist entscheidend für die Erzeugung der Oberwelle.

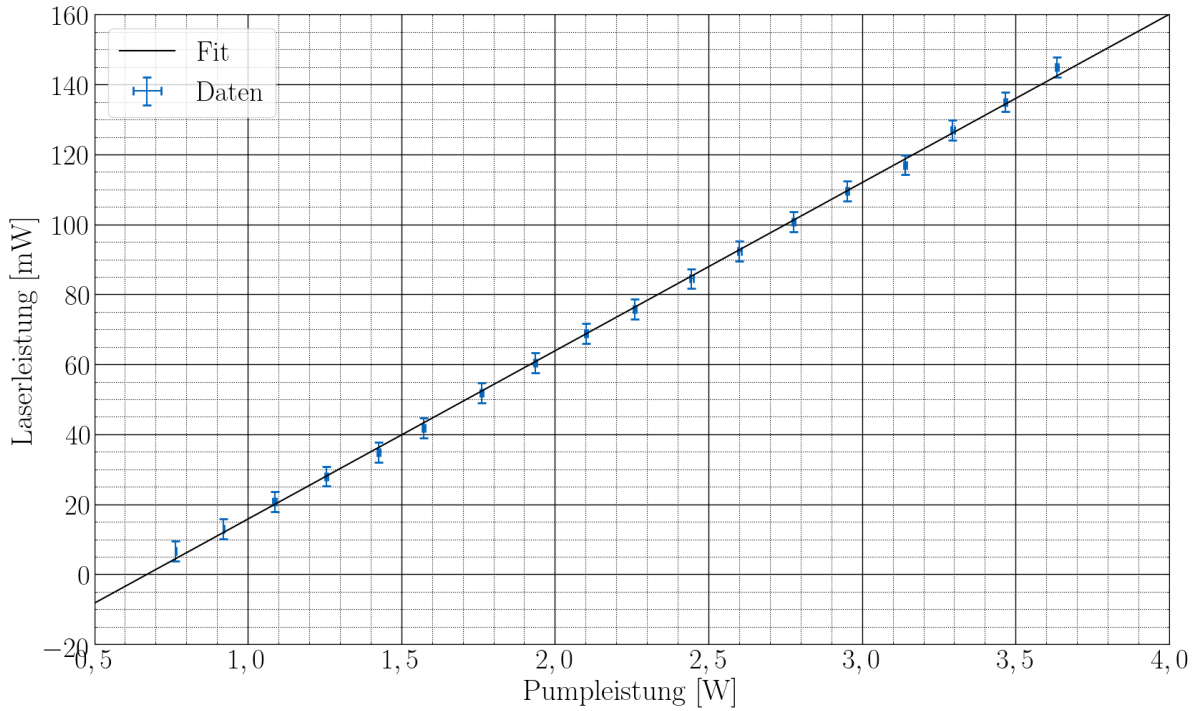


Abbildung 3: Slope efficiency des Nd:YLF-Lasers. Pumpleistung in Abhängigkeit der Laserleistung. Die Datenpunkte sind linear gefittet und der Schnittpunkt mit der x -Achse liefert eine Laserschwelle von ca. 0,67 W.

Die Oberwelle wird also nur erzeugt, wenn sich der Impuls mit dem verzögerten überlappt, mathematisch durch die Faltung mit der Intensität mit sich selbst gegeben.

Die bei Veränderung der Verzögerungstrecke erhaltene Oberwellenintensität ist in Abb. 4 dargestellt. Aus der Halbwärtsbreite (FWHM) ergibt sich aus den Fitparametern ein Wert von $\tau' = (241 \pm 21)$ ps für die Autokorrelationsfunktion. Nach [1] folgt damit eine Impulsdauer von $\tau = \tau'/\sqrt{2} = (171 \pm 15)$ ps.

6. Winkelabhängige Oberwellenerzeugung

In diesen Abschnitt wird die Auswirkung der Orientierung des doppelbrechenden Kristalls auf die Erzeugung der ersten Oberwelle untersucht. Dabei wird der Laserstrahl durch den BBO-Kristall, dessen Eigenschaften in Tab. 1 gelistet sind, geführt. Die erzeugte Oberwelle wird

Tabelle 1: Brechungsindizes des BBO-Kristalls (Dicke $d = 4$ mm)

	n_o	n_{ao}
bei 1 047 nm / ω	1,655 47	1,542 73
bei 523,5 nm / 2ω	1,675 70	1,556 06

durch das 15 cm hinter dem Kristall befindliche Pinhole mit Durchmesser $D = 50$ μ m geleitet. Mit der Annahme, dass die Kristalloberfläche in erster Näherung senkrecht zum Laserstrahl orientiert ist, ergibt sich der Winkel für die Phasen Anpassung zu $\Theta = 23,1^\circ$. Mit Hilfe eines Drehtisches und Messprogramms wurde die Intensität der erzeugten Oberwelle in einem Bereich von ca. $\pm 0,5^\circ$ um dieses Maximum in Schritten von $0,01^\circ$ vermessen. Die Messwerte sind in Abbildung 5 aufgetragen.

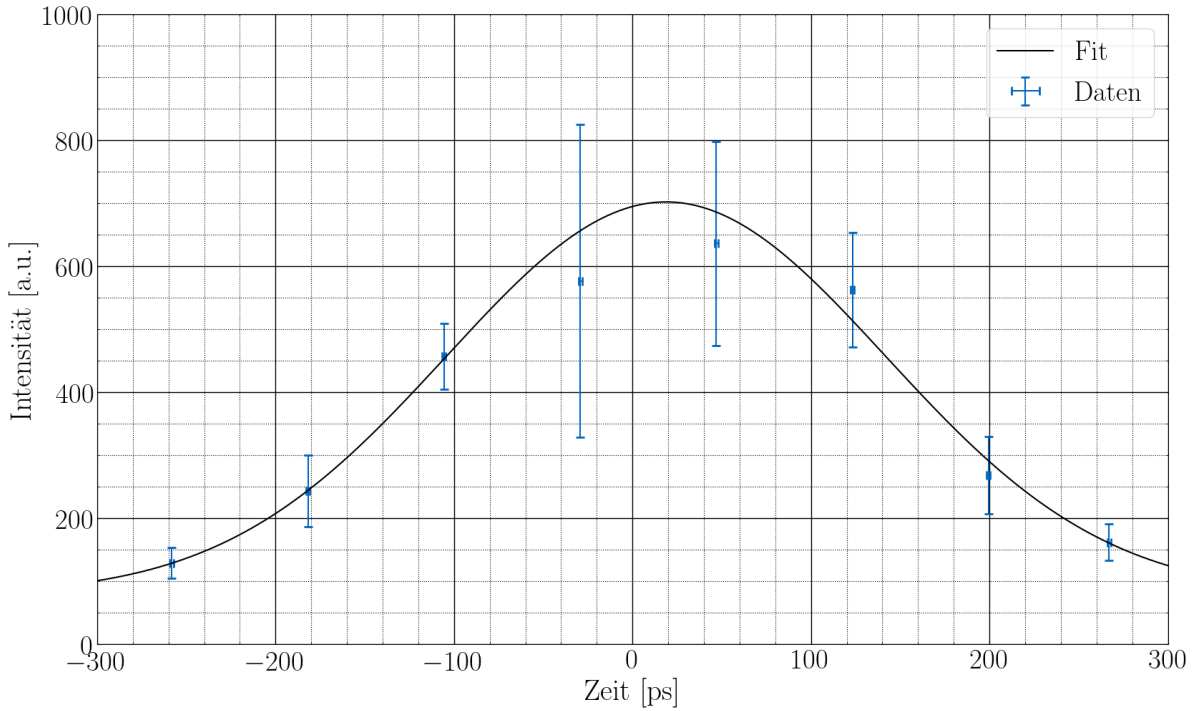


Abbildung 4: Autokorrelationsfunktion. Die Fitfunktion ist eine Gaußkurve mit additiver Konstante zur Berücksichtigung des Hintergrunds. Dabei wird angenommen, dass im modengekoppelten Fall annähernd gaußförmige Impulse aus dem Laser kommen. Es wurde bei einer Verkleinerung der Schrittweite beobachtet, dass nicht nur ein Peak vorliegt, sondern mehrere dicht beieinander liegen. Asymmetrien können durch die Autokorrelation nicht erfasst werden.

Tabelle 2: Relative Drehwinkeln, zugehörige effektive Längen und Wellenvektorfehlanspassungen.

Argument der sinc^2 -Funktion	ϑ °	$l_{\text{eff}} - 4 \text{ mm}$ nm	Δk mm^{-1}
π	0,144	5,22	1,57
$\frac{\pi}{2}$	0,072	1,30	0,79

Die Messwerte wurden nach Gleichung (6) gefittet und das Argument der sinc^2 -Funktion nimmt bei den relativen Winkelabweichungen θ , gelistet in Tab. 2, die Werte π (erstes Minimum) bzw. $\pi/2$ an. Aus geometrischer Sicht ergibt sich für die effektive Weglänge des Laserstrahls durch den Kristall die Gleichung

$$l_{\text{eff}} = \frac{d}{\cos(\alpha)}, \quad (9)$$

mit α dem Brechungswinkel. Dieser kann mit dem Brechungsgesetz von Snellius $n_{\text{Luft}} \sin(\alpha) = n_{\text{ao},2\omega} \sin(\theta)$ und $n_{\text{Luft}} \approx 1$ bestimmt werden. Mit Gleichung (6) folgen die Wellenvektorfehlanspassungen für die relativen Drehwinkeln in Tab. 2.

7. Messungen mit dem Spektrometer

Im letzten Versuchsteil wird mit Hilfe eines Spektrometers die Wellenlänge und Bandbreite des Nd:YLF-Lasers bestimmt. Für die Kalibration des hochauflösenden Spektrometers wird

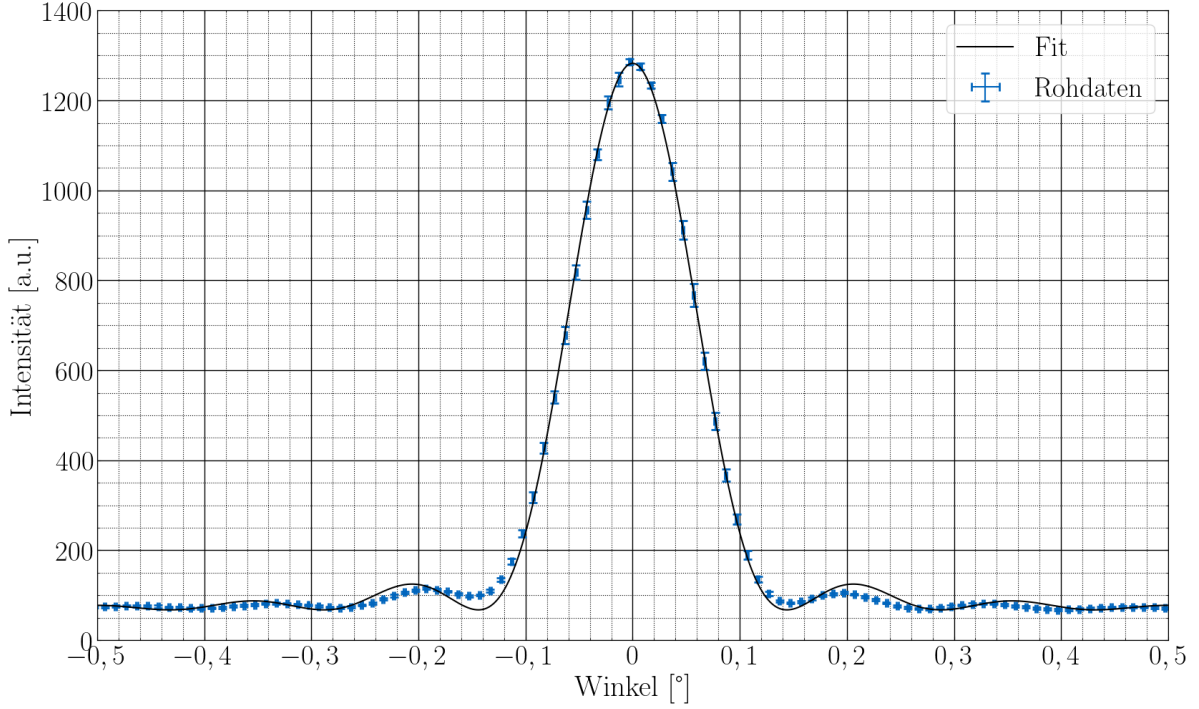


Abbildung 5: Intensität der ersten Oberwelle in Abhängigkeit der relativen Orientierung des BBO-Kristalls. Die Fitfunktion ist eine sinc^2 -Funktion mit additiver Konstante zur Berücksichtigung des Hintergrundsignals. Die Daten wurden nach dem Maximum iterativ zentriert. Bei 0 rad liegt die Phasen Anpassung $\Delta k = 0$ vor und für das erste Minimum der Fitfunktion folgt eine Vektorfehl Anpassung gelistet in Tab. 2. Die Messkurve geht in den Minima nicht exakt auf Null zurück, was sich auf Beugungseffekte am Pinhole rückführen lässt. Dies lässt sich mit der Fraunhof-Bedingung $D^2/r \ll \lambda$ im Fernfeld nach [2] erklären, mit dem Abstand r , zwischen Pinhole und Detektor für die Oberwelle. Nur für $r \rightarrow \infty$ entspricht theoretisch das Spektrum einer reinen sinc^2 -Funktion.

ein He-Ne-Laser auf Grund seiner bekannten Wellenlänge von $\lambda_{\text{He}} = 632,8 \text{ nm}$ und geringen spektralen Breite ($\leq 10^{-3} \text{ nm}$) verwendet. [1] Die aufgenommenen Spektren bei $\lambda_{\text{Set}} = 633 \text{ nm}$ bzw. $\lambda_{\text{Set}} = 643 \text{ nm}$ Vorkalibration sind in Abb. 6 dargestellt.

Mit dem Wellenlängenunterschied pro Pixel von

$$\Delta\lambda = \frac{10 \text{ nm}}{\Delta_{\text{Pixel}}} = 0,056 \text{ nm}$$

folgt, unter Berücksichtigung des Offsets von $(633 - 632,8) \text{ nm} = 0,2 \text{ nm}$, für die Umrechnung in den Wellenlängenbereich

$$\lambda(\text{Kanal}) = \lambda_{\text{Set}} - \Delta\lambda \cdot (\text{Kanal} - 1806,06 \text{ nm}) - 0,2 \text{ nm}. \quad (10)$$

Als Kontrolle liefert die Rückkonversion beider aufgezeichneter He-Ne-Spektren in Abb. 6 mit Gleichung (10) je wieder $632,8 \text{ nm}$.

In diesem Abschnitt wird die Intensität des von der Laserdiode emittierten Lichtes bei unterschiedlichen Diodenströmen untersucht. In Abb. 7 sind die gemessenen Spektren der Laserdiode zu sehen. Man erkennt das der Übergangsbereich ab ca. $8,2 \text{ A}$ beginnt. Betrachtet man die Abb. 2, so erkennt man dort ebenfalls den Beginn des Knicks in der Diodenkennlinie. Die bestimmte Laserschwelle von $9,27 \text{ A}$ in Kap. 3 liegt einiges höher, bestimmt aber auch den Wert, wo deutliche Lasertätigkeit erkennbar ist und nicht den Start des Übergangsbereichs.

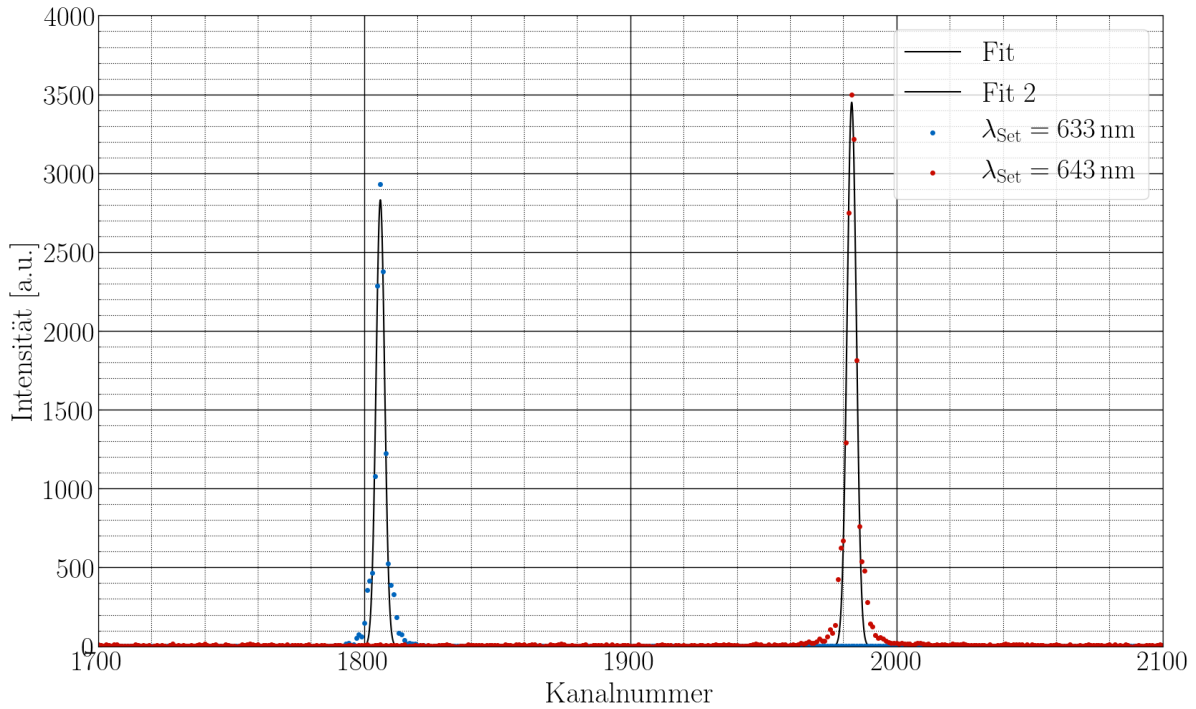
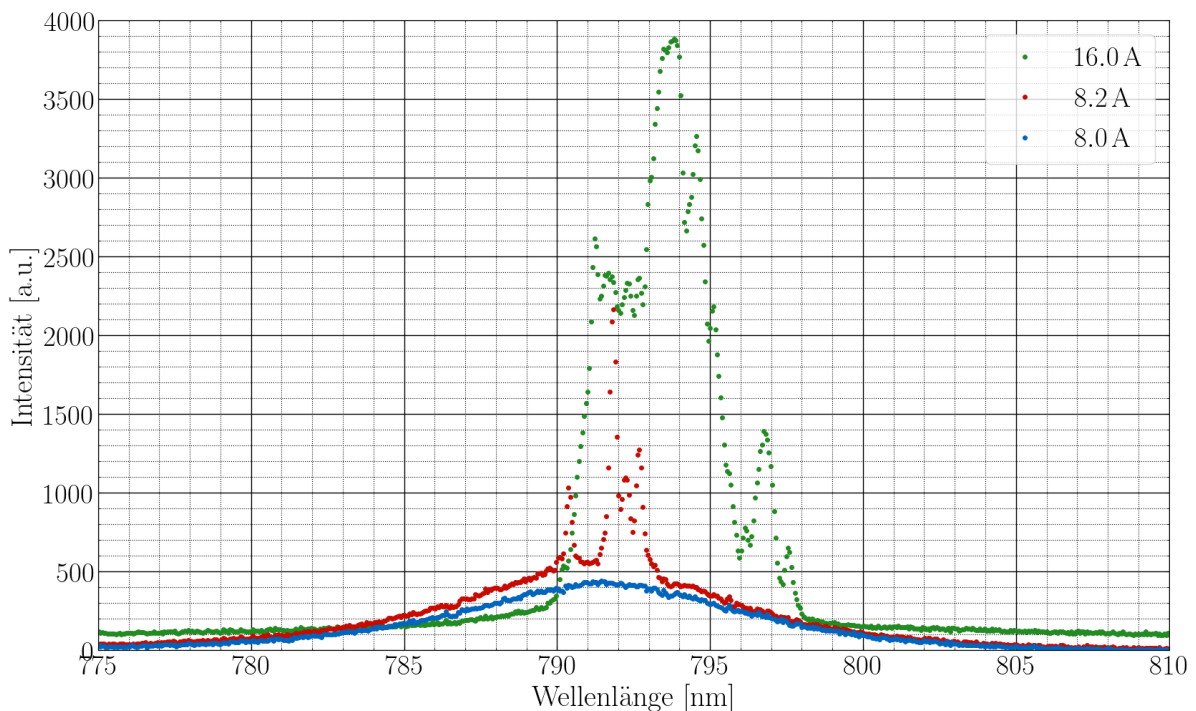


Abbildung 6: Spektren des He-Ne-Lasers bei einer Vorkalibration von $\lambda_{\text{Set}} = 633 \text{ nm}$ bzw. $\lambda_{\text{Set}} = 643 \text{ nm}$. Es ist nur ein Ausschnitt des Kanalnummernbereichs des Spektrometers dargestellt, welcher von 0 bis 3640 reicht. Die Fits (Gauß) liefern entsprechend ein Maximum bei 1806,06 bzw. 1983,18, womit eine Differenz von $\Delta_{\text{Pixel}} = 177,12$ folgt.



Hier wäre es sinnvoll, wenn man die Kurven normiert, d.h. 1. die Fläche (Integral) berechnen und 2. über die Kennlinie in Abb. 3 hat man den Zusammenhang vom Strom und Leistung.

Abbildung 7: Spektren der Laserdiode bei unterschiedlichen Stromstärken mit einer Vorkalibration von $\lambda_{\text{Set}} = 800 \text{ nm}$ und Konversion mit Gleichung (10). Im Fluoreszenzbereich bis $I = 8 \text{ A}$ ist keine Mode in der Laserdiode angeregt und man erkennt ein breites gaußförmiges Spektrum. Der Übergangsbereich startet spätestens ca. bei 8,2 A und die stimulierte Emission wird zum dominierenden Strahlungsprozess. Im Durchlassbereich lässt sich deutliche Lasertätigkeit und eine Anregung mehrerer Moden erkennen.

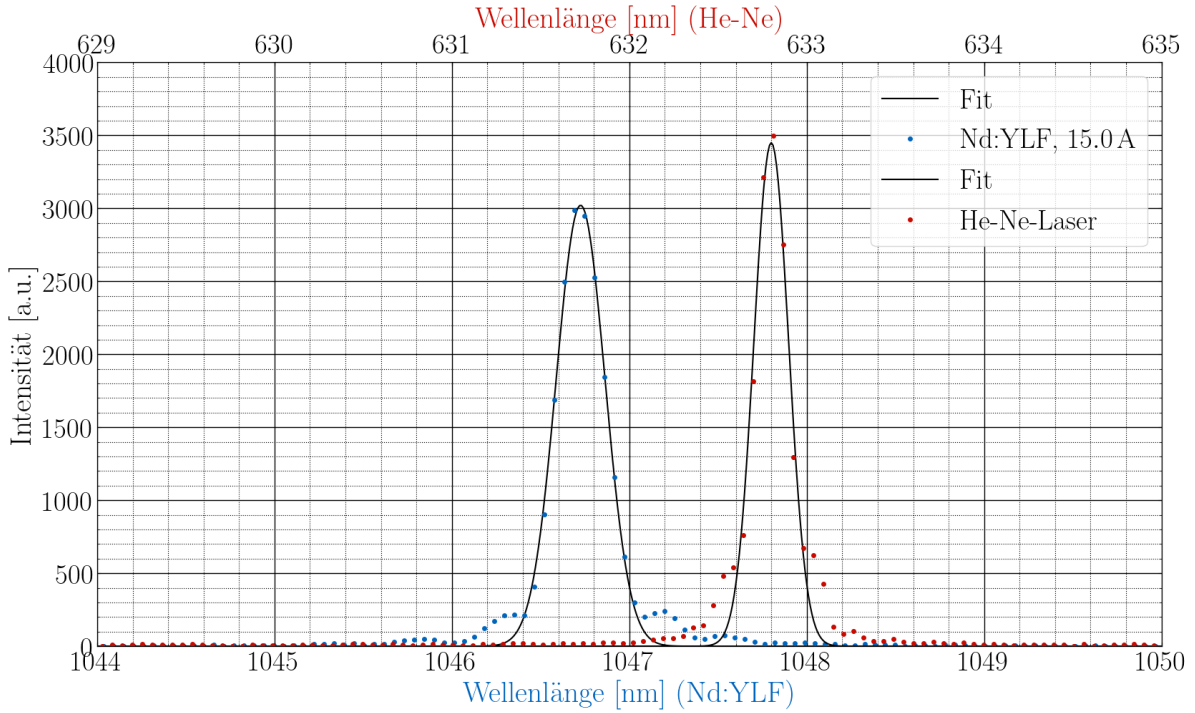


Abbildung 8: Spektrum des Nd:YLF-Lasers bei einer Vorkalibration von $\lambda_{\text{Set}} = 1047 \text{ nm}$ und Spektrum des He-Ne-Lasers (rot) bei einer Vorkalibration von $\lambda_{\text{Set}} = 643 \text{ nm}$ (vgl. Abb. 6) und Konversion mit Gleichung (10). Für den Nd:YLF-Laser besitzt der Fit (Gauß) ein Maximum bei $\lambda_{\text{max}} = 1046,73 \text{ nm}$ und eine Halbwertsbreite (FWHM) von $\sigma_m = 0,329 \text{ nm}$. Für den He-Ne-Laser analog (Fit: Gauß) $\lambda_{\text{max}} = 632,80 \text{ nm}$ und $\sigma_m = 0,213 \text{ nm}$.

Als letzter Teil wurde das Spektrum des Nd:YLF-Lasers aufgenommen, dargestellt in Abb. 8. Zur Bestimmung der realen Bandbreite δ_r wird eine Korrektur der gemessenen Bandbreite δ_m auf Grund des begrenzten Auflösungsvermögens des Spektrometers δ benötigt:

$$\delta_r = \sqrt{\delta_m^2 - \delta^2}. \quad (11)$$

Zur Berechnung des Auflösungsvermögens des Spektrometers wird angenommen, dass die reale spektrale Wellenlängenbreite bei, wie oben erwähnt, ca. $\sigma_r \approx 10^{-3} \text{ nm}$ liegt. Damit entspricht die gemessene Bandbreite des He-Ne-Lasers in guter Näherung der Bandbreite der Auflösung, also dem Auflösungsvermögen.

Mit den Fit-Werten aus Abb. 8 für den Nd:YLF-Laser und mit Formel (11) folgt eine reale Bandbreite von $\delta_r = 90,3 \text{ GHz}$.⁴ Das Impulsdauer-Bandbreiten-Produkt ergibt sich mit der Impulsdauer $\tau = 171 \text{ ps}$ aus Kap. 5 zu

$$\delta_r \cdot \tau = 15.4$$

Dies ist größer als der theoretische Minimalwert für gaußförmige Pulse von 0.441 [3] und liegt somit in einem realistischen Bereich.

δ_r könnte falsch berechnet worden sein, lieber nachrechnen, Größenordnung passt perfekt.

⁴Man berücksichtigt für die Frequenzbandbreite $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = c \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)$ wobei $\lambda_{1,2} = \lambda_{\text{max}} \mp \frac{\sigma}{2}$, (FWHM).

A. Literaturverzeichnis

- [1] Vage Shirvanyan. *Laser und nichtlineare Optik*. 2019. URL: <https://www.ph.tum.de/academics/org/labs/fopra/docs/userguide-13.de.pdf> (besucht am 22. Dezember 2019) (siehe S. 1–3, 5, 7).
- [2] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2015. ISBN: 9783662459775 (siehe S. 7).
- [3] J. Eichler und H.J. Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. 8. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2015. ISBN: 9783642414381 (siehe S. 9).

B. Abbildungsverzeichnis

1.	Experimenteller Aufbau. [1]	1
2.	Kennlinie der Pump-Laserdiode.	4
3.	Slope efficiency des Nd:YLF-Lasers.	5
4.	Autokorrelationsfunktion.	6
5.	Intensität der ersten Oberwelle in Abhängigkeit der relativen Orientierung des BBO-Kristalls.	7
6.	Spektren des He-Ne-Lasers.	8
7.	Spektren der Laserdiode bei unterschiedlichen Stromstärken.	8
8.	Spektrum des Nd:YLF-Lasers (blau) und He-Ne-Lasers (rot).	9