

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Emission, Absorption und Zustandssysteme	3
2.2	p- und n-Dotierung bei Halbleitern	5
2.3	Aufbau des Diodenlasers	9
2.4	Netto-Leistung/Verstärkung	10
2.5	Absorptionsspektrum von Rubidium	12
3	Durchführung	13
3.1	Material und Vorbereitung	13
3.2	Lasergranulation (Speckle)	13
3.3	Aufnahme der Rubidiumfluoreszenz und des Transmissionsspektrums . . .	14
4	Auswertung	15
4.1	Messen des Schwellenstroms	15
4.2	Rubidiumfluoreszenz und das Transmissionsspektrum	15
5	Diskussion	18
	Literatur	18

1 Zielsetzung

Die LED (light-emitting diode) gilt als eine Vorstufe zum Laser (light amplification by stimulated emission of radiation), der im Gegensatz zur LED in der Lage ist, Licht gleicher Wellenlänge, gleicher Phasenlage und gleicher Polarisation bei sehr großer Intensität zu emittieren. Deshalb stellt der Laser ein für physikalische Experimente sehr wichtiges Instrument dar. Seine Funktionsweise und wie er justiert werden muss, werden anhand eines Diodenlasers im folgenden Versuch untersucht und geübt. Ebenfalls wird als Anwendungszweck das Spektrum von Rubidium gemessen, wofür es einer sehr hohen Frequenzauflösung bedarf.

2 Theorie

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen zur Erzeugung der für Laser typischen Strahlung zusammengefasst.

2.1 Emission, Absorption und Zustandssysteme

Wird ein Photon emittiert oder absorbiert, findet ein quantenmechanischer Übergang zwischen zwei Zuständen ψ_a und ψ_b statt; die Energiedifferenz ΔE_{ab} dieser beiden Zustände entspricht genau der Energie des Photons $h\nu$. h ist das Planck'sche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des Photons. Trifft ein Photon mit dieser Energie ein, kann quantenmechanisch die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{a \rightarrow b}$ beziehungsweise $P_{b \rightarrow a}$ berechnet werden. Es stellt sich heraus, dass $P_{a \rightarrow b} = P_{b \rightarrow a}$, unabhängig davon, welche Energie größer ist. Der Übergang in ein höheres Niveau aufgrund eines eintreffenden Photons wird stimulierte (oder induzierte) Emission genannt; das durch den Übergang emittierte Photon hat die gleiche Frequenz, die gleiche Phasenlage und die gleiche Polarisation wie das auslösende Photon. Findet der Übergang in ein niedrigeres Niveau statt, wird von Absorption gesprochen. Findet ein Übergang in einen energetisch niedrigeren Zustand statt, ohne dass ein Photon auftrifft, wird von spontaner Emission gesprochen. Schematisch sind diese drei Vorgänge in Abbildung 1 zu sehen.

Da ein Laser vor allem monochromatische, kohärente Strahlung gleicher Polarisation emittiert, ist von diesen drei Vorgängen vor allem die stimulierte Emission relevant. Der Laser basiert auf einem Verstärkersystem eintreffender Strahlung, die durch stimulierte Emission verstärkt werden soll. Damit die stimulierte Emission die anderen beiden Vorgänge Absorption und spontane Emission überwiegt, muss eine sogenannte Besetzungsinversion vorliegen. Besetzungsinversion bedeutet in diesem Kontext, dass die Besetzungszahl höherer Zustände größer ist als die niedrigerer. Es befinden sich also beispielsweise mehr Elektronen auf dem höheren Niveau als auf dem niedrigeren. Nur dann kann die Rate der stimuliert emittierten Photonen größer sein als die Rate der Absorption und der spontanen Emission.

In einem Zwei-Zustandssystem $E_1 < E_2$ kann maximal Gleichbesetzung vorliegen, bei der sich Absorption und stimulierte Emission gerade ausgleichen. Würden mehr als die Hälfte der Teilchen auf das höherenergetische Niveau E_2 gepumpt, würde sofort die

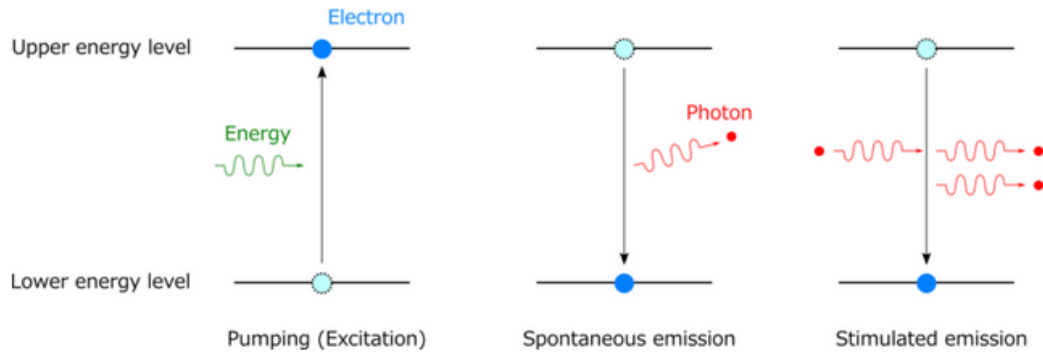
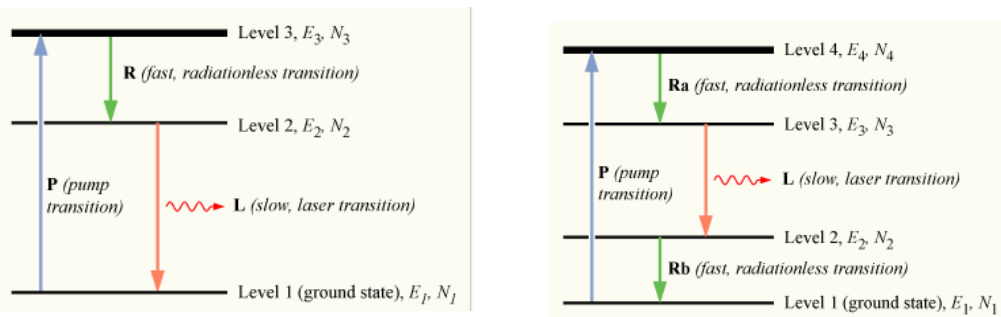


Abbildung 1: Von links nach rechts sind zu sehen: Absorption (beziehungsweise Anregung), spontane Emission und stimulierte Emission. Für den Laser ist vor allem Letzteres relevant.[1]



- (a) In diesem Drei-Zustandssystem kann bei hinreichend großer Intensität Besetzungsinversion hergestellt werden. (b) In dem dargestellten Vier-Zustandssystem liegt stets Besetzungsinversion vor.

Abbildung 2: Ein Zwei-Zustandssystem reicht nicht, um Besetzungsinversion herzustellen.[2]

Emission überwiegen und instantan wieder den Zustand der Gleichbesetzung (mindestens) herstellen. (Die Wahrscheinlichkeiten für beide Vorgänge sind schließlich identisch.)

Befindet sich ein weiteres Niveau E_3 knapp über dem höheren Niveau $E_2 \lesssim E_3$, vergleiche Abbildung 2a, können die Teilchen in das höchste Niveau (E_3) gepumpt werden, bevor sie mit nur geringer Strahlung (spontane Emission) oder sogar strahlungsfrei in das zweithöchste Niveau (E_2) übergehen. Zwischen E_2 und E_1 kann dann die stimulierte Emission stattfinden. Da der Pumpvorgang das unterste und das oberste Niveau anspricht, nicht jedoch das mittlere, kann hier durch den zusätzlichen Übergang vom höchsten zum mittleren Niveau das Mittige stärker besetzt werden als das Untere. In einem Drei-Niveau-System ist Besetzungsinversion bei genügend hoher Lichtintensität im Resonator also möglich.

Für ein Vier-Zustandssystem kann ein weiterer Zustand knapp unter dem untersten Niveau hinzugefügt werden, vergleiche Abbildung 2b, sodass gilt: $E_0 \lesssim E_1$ und $E_2 \lesssim E_3$. Dann ist der zu E_1 gehörige Zustand nahezu kaum besetzt, weil die Teilchen sehr schnell in den untersten Grundzustand kehren über spontane Emission. Dort angelangt, werden sie jedoch sofort wieder vom Pumpsystem in das oberste Niveau befördert. Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass die Verweildauer der Teilchen in den unteren Zuständen sehr kurz ist und somit die Besetzungszahl der oberen Zustände groß ist. In einem solchen Vier-Zustandssystem liegt deshalb immer Besetzungsinversion vor.

2.2 p- und n-Dotierung bei Halbleitern

Dotierung bezeichnet das Einbringen geringer Mengen an Fremd- in ein Grundmaterial. Haben dabei die Dotieratome eine andere elektrische Ladung, wird durch die Dotierung der Körper leicht elektrisch geladen. Das bringt die Unterscheidung von p- und n-Dotierung mit sich: Die Dotieratome von n-dotierten Materialien sind im Vergleich zum Grundmaterial negativ geladen, sie bringen also zusätzliche, frei bewegliche Elektronen ins Material. Die Dotieratome heißen aus diesem Grund auch Elektronendonatoren und besitzen eine höhere Wertigkeit als das Grundmaterial. Die p-Dotierung beschreibt genau den entgegengesetzten Fall; die Dotieratome sind Elektronenakzeptoren und bringen freie, von Elektronen unbesetzte Plätze ins Material. Diese freien Lücken, sogenannte Löcher, sind frei beweglich und können wie positive Elektronen behandelt werden; das Dotiermaterial hat eine niedrigere Wertigkeit als das Grundmaterial.

An dieser Stelle wird sich zunutze gemacht, dass aufgrund der Dotierung auch Halbleiter in der Lage sind, elektrisch zu leiten. Halbleiter zeichnen sich dadurch aus, dass ihre Fermi-Energie genau in einer Bandlücke liegt. Der Abstand bis zum Leitungsband ist jedoch nicht so groß wie bei Isolatoren (vergleiche Abbildung 3). Bei Raumtemperatur sind Halbleiter deshalb meist schwach elektrisch leitend, da lediglich die thermische Anregung bewirken kann, dass Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband übergehen. In einem solchen Fall würde die Anzahl der unbesetzten Zustände im Valenzband (Löcher) dann genau der der Elektronen im Leitungsband entsprechen. Dies ändert sich bei dotierten Halbleitern:

Bei p-Dotierung entsteht ein zusätzlicher Akzeptor-Platz knapp oberhalb des Valenzbandes in der Bandlücke. Dieser wird bei Raumtemperatur durch ein Elektron im Valenzband

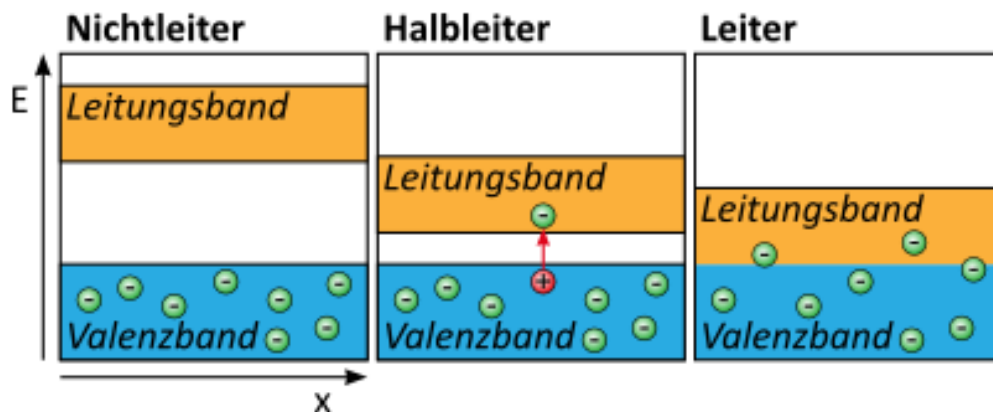


Abbildung 3: Lage der Fermienergie bei Isolatoren, Halbleitern und elektrischen Leitern.[3]

besetzt, wodurch hier die Anzahl der Löcher im Valenzband steigt.

Bei n-Dotierung entsteht ein weiterer Donator-Platz knapp unterhalb des Leitungsbandes. Am absoluten Nullpunkt wird dieser durch ein Elektron besetzt, bei Raumtemperatur jedoch überwindet das Elektron die geringe Energie-Barriere, wodurch die Anzahl der Elektronen im Leitungsband steigt.

Die Fermi-Energie liegt also bei p-(beziehungsweise n-)Dotierung zwischen Akzeptor-(bzw. Donator-)Platz und Valenz-(bzw. Leitungs-)band.

Werden nun eine p-dotierte und eine n-dotierte Schicht aneinander gelegt, bildet sich ein sogenannter pn-Übergang aus. Die Leitungs- und Valenzbänder der beiden Materialien sind sehr unterschiedlich besetzt, das bedeutet, dass sich die Anzahl der frei beweglichen Ladungsträger an diesem Übergang stark lokal ändert. Deshalb bildet sich ein Diffusionsstrom, bei dem Elektronen der n-dotierten Schicht aus dem Leitungsband in das Valenzband des p-dotierten Materials diffundieren; die Löcher der p-dotierten Schicht verhalten sich analog und diffundieren aus dem Valenzband der p-dotierten Schicht ins Leitungsband der n-dotierten Schicht. Dadurch bilden sich Bereiche von raumfesten positiven Ladungen bei der n-dotierten Schicht und von raumfesten negativen Ladungen bei der p-dotierten aus. Aufgrund der Coulomb-Abstoßung entsteht ein entgegengesetzter Strom, der die Ladungen wieder in die andere Richtung transportiert, solange bis ein Kräftegleichgewicht entsteht. Neu entstehende freie Ladungen werden durch eben diese Prozesse direkt wieder aus dem pn-Übergang gesaugt. Er wirkt deshalb wie ein Isolator und nennt sich auch Verarmungs-/Raumladungs-/Depletionszone oder Sperrschicht.

Wird nun eine äußere Spannung an die beiden Materialien gelegt, ergeben sich zwei Möglichkeiten:

Wird die n-dotierte Seite mit der negativen Polung verbunden, erhöht sich die Anzahl der Elektronen im Material oder, was äquivalent ist, aufgrund der Coulomb-Abstoßung wird durch die Verbindung mit dem negativen Pol ihr Potential angehoben. Infolgedessen haben die Elektronen bei hinreichend großer Spannung die nötige Energie, die Raumladungszone

zu überwinden; es kann also Strom fließen.

Bei genau umgekehrter Polung wird die Energiedifferenz der beiden Schichten vergrößert und es kann dementsprechend kein Strom fließen. Sie ist in diesem Fall also in Sperrrichtung gepolt.¹ Beide Möglichkeiten sind in Abbildung 4 veranschaulicht.

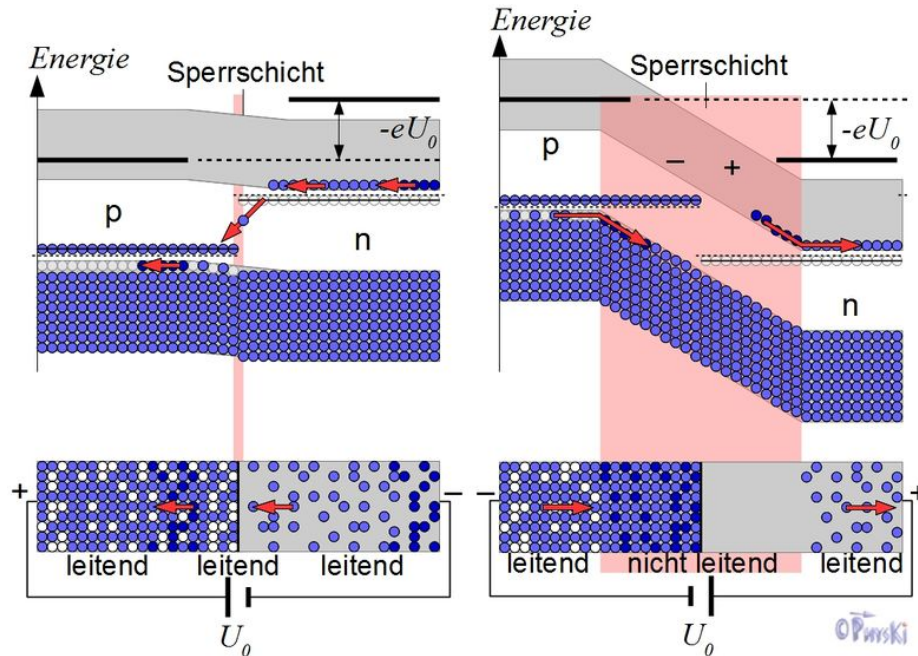


Abbildung 4: Ein pn-Übergang fungiert als Diode und kann in Sperrrichtung oder Durchlassrichtung gepolt werden.[4]

Wird solch eine Schicht nun in Durchlassrichtung geschaltet, kann ein Strom fließen. Die Elektronen, die die Depletionszone passieren, rekombinieren dann in der p-dotierten Schicht mit den Löchern im Valenzband; die freiwerdende Energie wird dann in Form eines Photons emittiert. Die Energiedifferenz entspricht dann gerade der freigewordenen Energie, vergleiche dazu auch Abbildung 5.

Dies ist der Weg, über den die für einen Laser wichtige Besetzungsinversion hergestellt werden kann. Mit Bezug zu einem Vier-Zustandssystem bedeutet das: Die beiden oberen Zustände stellen das Leitungsband und der knapp darunter befindlichen Donator-Platz dar, die beiden unteren Zustände sind das Valenzband und der direkt darüber liegende Akzeptor-Platz. Ist das angelegte elektrische Feld hinreichend groß, befinden sich genügend Elektronen in dem höheren Niveau, dem Leitungsband, und es liegt die für stimulierte Emission notwendige Besetzungsinversion vor.

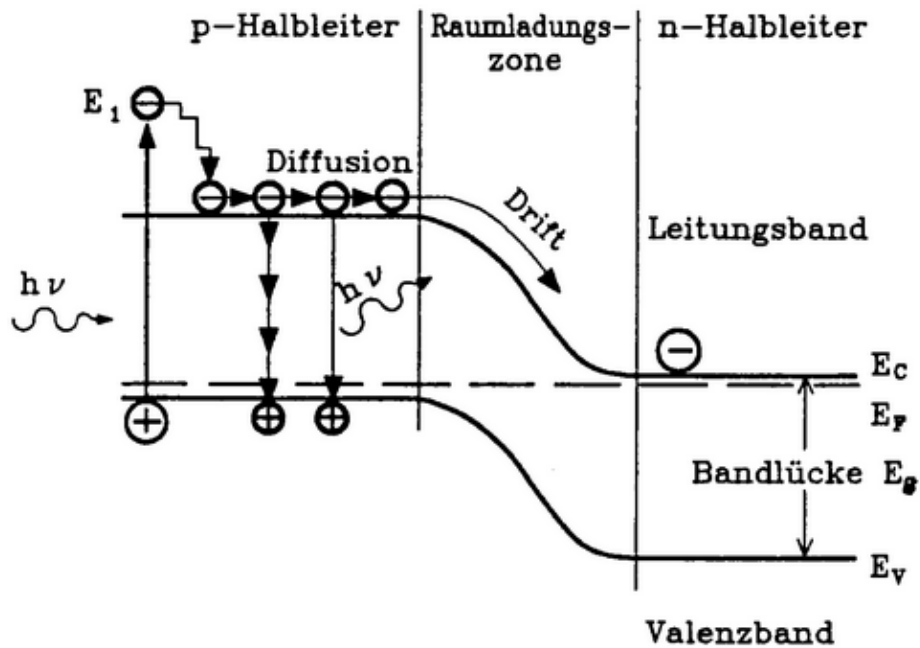


Abbildung 5: Wird ein pn-Übergang in Durchlassrichtung gepolt, wird ein für die Rekombination charakteristisches Photon emittiert.[5]

SCHEMATIC STRUCTURE OF VISIBLE LASER DIODES

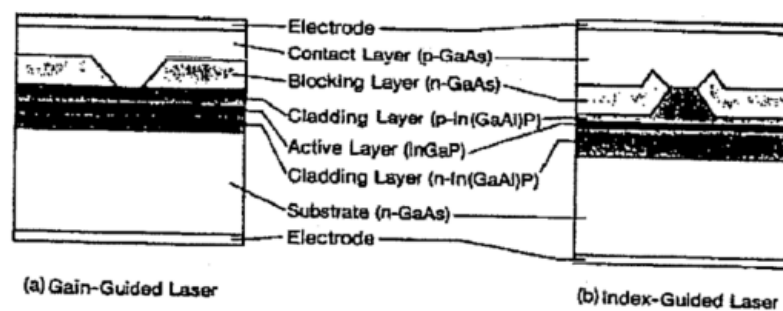


Abbildung 6: Der Chip des Diodenlasers in der Seitenansicht.[6]

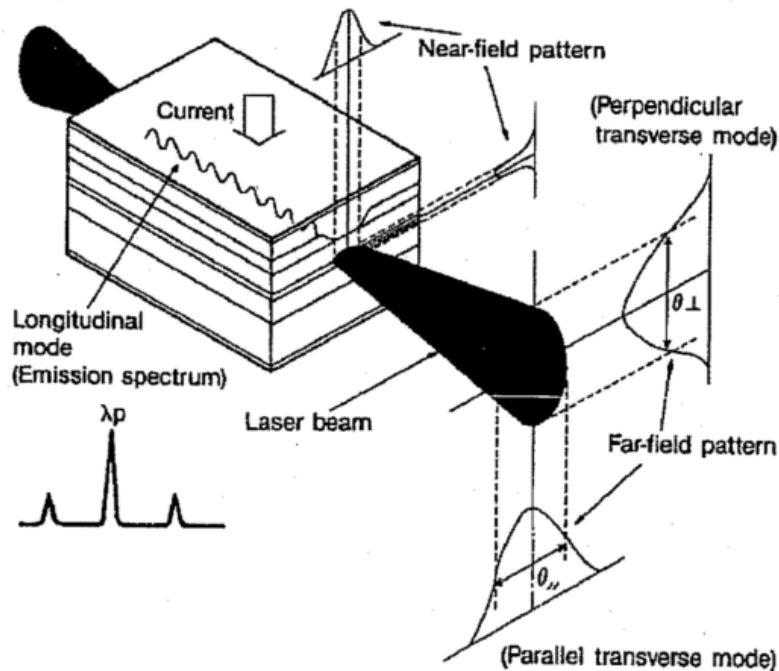


Abbildung 7: Aus dem Laserchip austretende Strahlung.[6]

2.3 Aufbau des Diodenlasers

In Abbildung 6 ist der für den Laserbetrieb verwendete Halbleiterchip zu sehen. Mitunter besteht er aus einer p-dotierten und einer n-dotierten Schicht (cladding layers). Der dazwischen befindliche pn-Übergang ist das sogenannte aktive Medium (active layer). Der Chip wird an einem der langen Enden durch einen nahezu undurchlässigen Reflektor begrenzt, auf der gegenüberliegenden Seite ist der Reflektor halbdurchlässig (vergleiche Abbildung 7). Hier kann die durch stimulierte Emission verstärkte Strahlung austreten. Da diese innerhalb des Chips verstärkt wird und sich durch die beiden reflektierenden Enden eine stehende Welle ausbildet, wird dieses Baustück auch interner Resonator genannt.

Der austretende Strahl wird im sogenannten Littrow-Aufbau (vergleiche Abbildung 8) durch eine Kollimator-Linse gelenkt, die aus dem Strahl eine parallele (planare) Welle macht. Diese trifft auf ein Beugungsgitter, das auf genau den Winkel justiert wird, dass das nullte Beugungsmaximum (direkte Reflexion) als Laserstrahl aus dem Laser gelenkt wird. Das Beugungsmaximum erster Ordnung, dessen Wellenlänge λ und deren zugehöriger Beugungswinkel θ eindeutig durch

$$\lambda = 2d \sin \theta$$

festgelegt sind, wobei d die Gitterkonstante ist, wird zurück zum Laser reflektiert. Es bildet

¹Auf dieser Grundlage funktioniert eine Diode, die Strom nur in eine Richtung durchlässt.

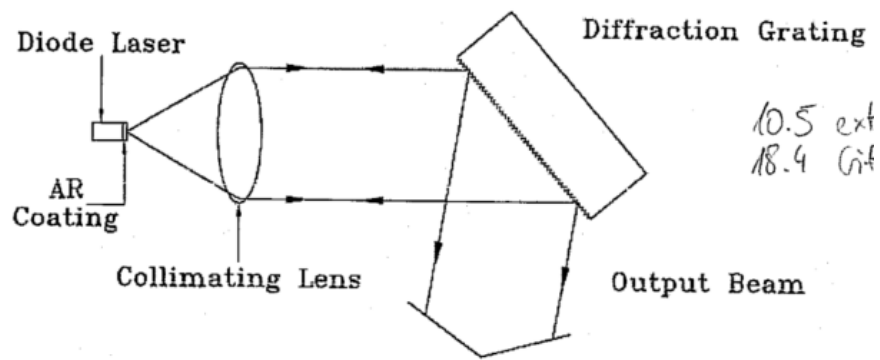


Abbildung 8: Der Littrow-Aufbau.[6]

sich eine weitere stehende Welle aus, diesmal zwischen Gitter und dem undurchlässigen Reflektor am hinteren Ende des Chips. Dies ist der externe Resonator.

2.4 Netto-Leistung/Verstärkung

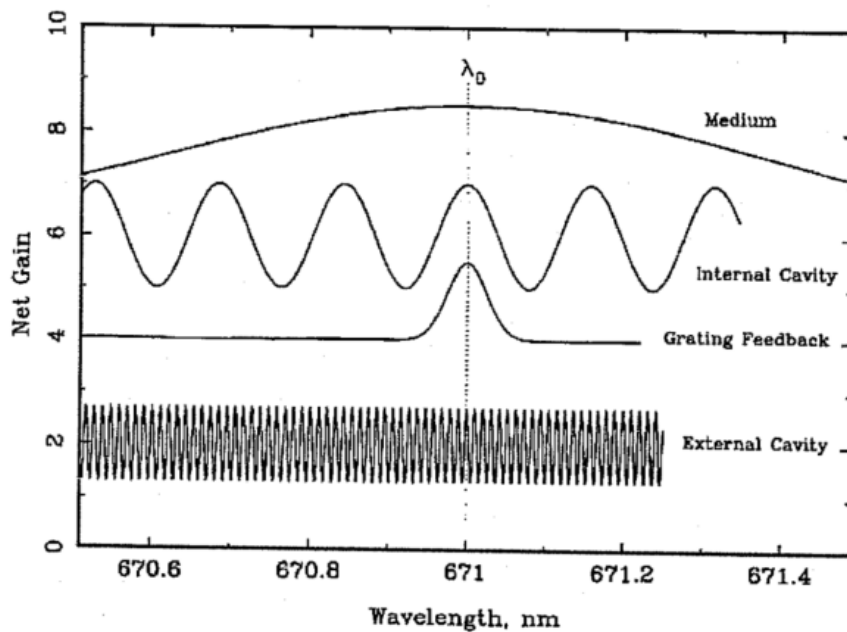
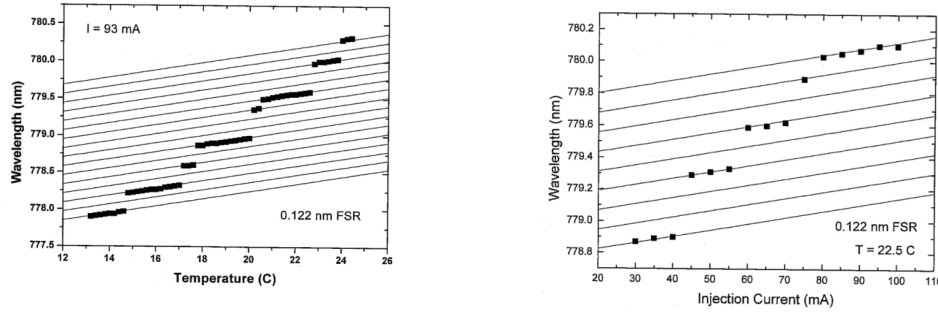


Abbildung 9: Verstärkung der einzelnen Laser-Komponenten. Zu Gunsten der Lesbarkeit sind die Graphen versetzt zueinander aufgetragen.[6]

In Abbildung 9 ist zu sehen, wie die einzelnen Komponenten des Lasers abhängig von der Wellenlänge λ zur Netto-Leistung beitragen.

Das aktive Medium, also die am pn-Übergang emittierte Strahlung, hat ein breites Maximum bei der Wellenlänge, deren Energie nach $E = hc\lambda^{-1}$ gerade die Größe der

Bandlücke des Halbleiter-Materials hat. Die Verbreiterung des Peaks ergibt sich daraus, dass die Elektronen sich nicht auf diskreten Niveaus befinden, sondern in Energiebändern, die ganze Energieintervalle abdecken. Ein Elektron, das sich etwas weiter oben im Leitungsband befindet und dann in das Valenzband übergeht, bewirkt die Emission eines Photons höherer Energie (kleinerer Wellenlänge); durch die Verzerrung der Bänder am pn-Übergang können ebenfalls Übergänge geringerer Energiedifferenzen entstehen, also Photonen größerer Wellenlänge.



(a) Die Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur. (b) Die Wellenlänge in Abhängigkeit vom Strom.

Abbildung 10: Die Wellenlänge mit der höchsten Intensität im aktiven Medium in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Strom.[6]

Die Position des Peaks kann zusätzlich durch die Temperatur und/oder den Strom beeinflusst werden. Die Abhängigkeiten dazu sind in Abbildung 10 dargestellt. Durch Veränderung der Temperatur ändern sich zum einen die Energiebandabstände, zum anderen der Brechungsindex des Mediums. Letzterer beeinflusst das Modenspektrum des inneren Resonators (vgl. (2.4) im nächsten Abschnitt). Die Energiebandabstände verändern sich jedoch stärker als das Modenspektrum, wodurch es zu Modensprüngen kommt, wie in dem Diagramm zu sehen ist.

Der Einfluss des Pump-Stroms kann ähnlich erklärt werden: Fließt ein höherer Strom, erhöht sich die Ladungsdichte im aktiven Medium, ebenso wie die Temperatur. Beides beeinflusst die Wellenlänge, weshalb eine Veränderung des Stroms ebenfalls Auswirkungen auf die emittierte Wellenlänge hat.

Die Verstärkung durch das Gitter hat lediglich einen Peak bei der Wellenlänge mit dem nullten Beugungsmaximum. Andere Wellenlängen werden in andere Richtung gestreut und tragen nicht zur Netto-Leistung bei.

Sowohl im externen als auch im internen Resonator werden die Wellenlängen verstärkt, deren ganzzahliges Vielfaches die Resonatorlänge L ergibt, also

$$\frac{\lambda}{2}N = L, N \in \mathbb{N}.$$

Das ergibt sich aus den Randbedingungen für stehende Wellen mit festen Enden. Es impliziert, dass Frequenzen im Abstand von

$$\Delta\nu = \frac{c}{2Ln}$$

auftreten, wobei c/n die Wellengeschwindigkeit im Medium ist. Mit

$$\Delta\lambda \approx \left| \partial_\nu \left(\frac{c}{n\nu} \right) \right| \Delta\nu = \frac{c}{n\nu^2} \cdot \frac{c}{2Ln}$$

ergibt sich die Antiproportionalität von Resonatorlänge und der Wellenlängenunterschied der verstärkten Moden: $\Delta\lambda \propto L^{-1}$. Da der externe Resonator größer als der interne Resonator ist, kann damit das breitere Spektrum des internen Resonators (und das gedrängtere Spektrum des externen Resonators) erklärt werden.

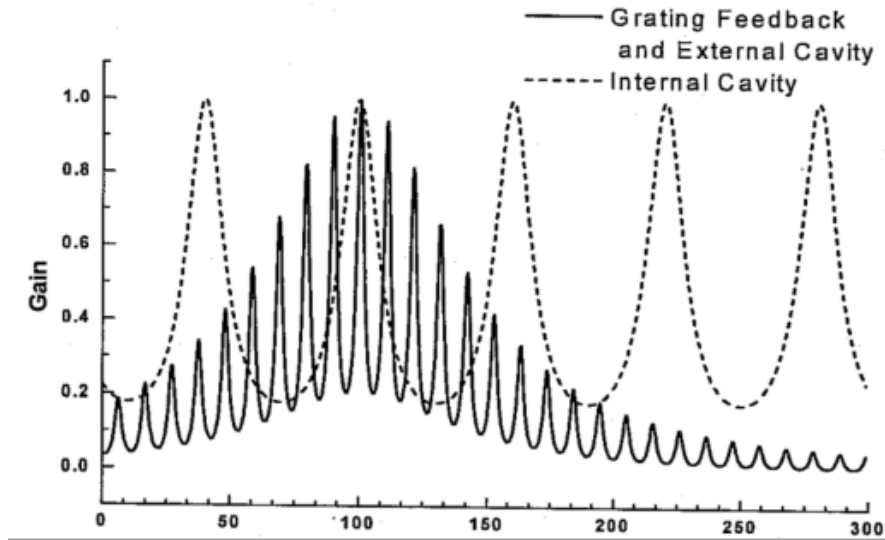


Abbildung 11: Einfluss der beiden Resonatoren und des Gitters.[6]

Unter Berücksichtigung des Gittereinfluss ist in Abbildung 11 nochmal die Netto-Leistung abhängig von der Wellenlänge aufgetragen. Bei der Justierung des Lasers ist wichtig, dass das Maximum der durchgezogenen Kurve (Gitter und externer Resonator) auf einer Mode liegt und nicht zwischen zwei (oder mehreren) springt. Das Maximum der Kurve kann durch Drehung des Gitters verändert werden, da der Gitterwinkel ja bestimmt, welche Wellenlänge in den Resonatorraum reflektiert wird.

2.5 Absorptionsspektrum von Rubidium

Im Experiment wird das Absorptionsspektrum zweier Isotope von Rubidium aufgenommen beziehungsweise graphisch dargestellt. Die eng beieinander liegenden Niveaus sind auf der linken Seite von Abbildung 12 zu sehen. Die dazugehörigen Abfälle in der Leistung der transmittierten Strahlung ist direkt daneben dargestellt. Sie können auf Grundlage der Proportionalität von Frequenz und Energie einander zugeordnet werden.

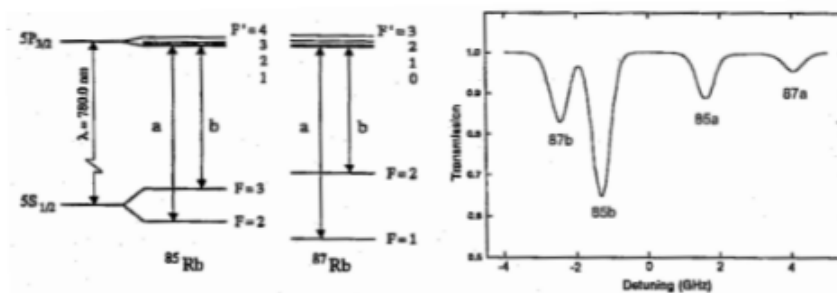


Abbildung 12: Die Übergänge von Rubidium, die im Experiment sichtbar gemacht werden.[6]

3 Durchführung

3.1 Material und Vorbereitung

Zur Verfügung steht ein Diodenlaser nach dem Littrow-Aufbau, an dem mithilfe eines sechskantigen Winkelschraubendrehers das Beugungsgitter verstellt werden kann. Das Gitter und die Kollimatorlinse sind also bereits fest im Laser verbaut. Der Laser ist auf einem optischen Tisch befestigt. Des Weiteren gibt es eine CCD-Kamera und eine Detektorkarte, um das für menschliche Augen unsichtbare Infrarot-Licht sichtbar zu machen. Das Rubidium befindet sich einer Rubidium-Zelle, und zwei Photodioden, diverse Linsen und Filter und ein 50/50-Strahlteiler sind ebenfalls vorzufinden. Während der gesamten Messung ist der Laser auf eine Temperatur von 50 °C zu heißen, um die für das Rubidium relevante Wellenlänge zu treffen. Zur Temperaturregulierung, Stromeinstellung und Steuerung weiterer Elemente ist der Laser an einem Netzgerät mit entsprechenden Reglern verbunden. Ebenso kann ein Oszilloskop zur Hilfe genommen werden.

3.2 Lasergranulation (Speckle)

Im ersten Schritt ist der Schwellenstrom des Lasers mithilfe des Phänomens der Lasergranulation (auch unter „Speckle“ bekannt) herauszufinden. Lasergranulation tritt auf, wenn stark monochromatisches, kohärentes Licht auf eine Oberfläche mit Unebenheiten der Größenordnung der Wellenlänge aufkommt. Nach dem Huygen'schen Prinzip stellen diese Unebenheiten kleine Streuzentren dar, von denen Kugelwellen ausgehen. Da die Oberfläche uneben ist, entsteht ein zufälliges Interferenzmuster, was sich in einem körnigen Lichtfleck auf der Detektorkarte äußert. Wäre der Laser noch im LED-Bereich, würde keine Lasergranulation auftreten, da das entstandene Licht nicht hinreichend kohärent ist und es somit nicht zu einem solchen Interferenzmuster kommen kann.

Um diesen minimal nötigen Strom, den Schwellenstrom, herauszufinden, wird ein Aufbau gemäß Abbildung 13 realisiert. Der Winkel des Gitters muss so eingestellt werden, dass Licht emittiert wird und auf der Detektorkarte sichtbar wird. Der Strom wird langsam erhöht, bis die Lasergranulation sichtbar wird. Danach werden langsam der Strom und

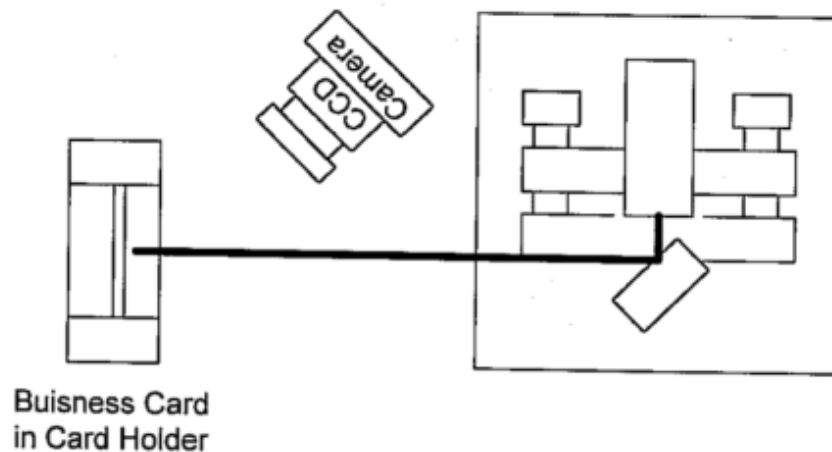


Abbildung 13: Der zur Bestimmung des Schwellenstroms verwendete Aufbau.[6]

der Winkel des Lasers verändert, bis der Strom den kleinstmöglichen Wert angenommen hat, bei dem die Lasergranulation noch auftritt.

3.3 Aufnahme der Rubidiumfluoreszenz und des Transmissionsspektrums

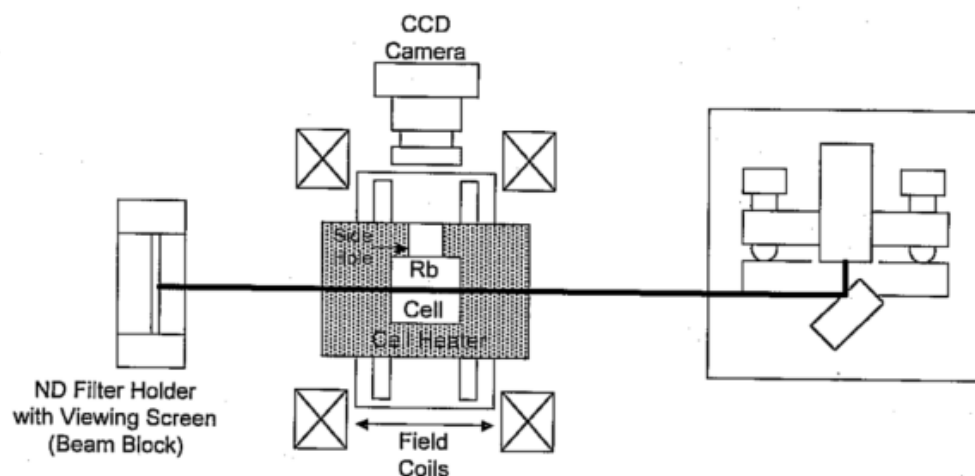


Abbildung 14: Der Versuchsaufbau, um die Emissionslinie von Rubidium sichtbar zu machen.[6]

Im nächsten Schritt soll der Laser so eingestellt werden, dass eine Emissionslinie in der Rubidium-Zelle sichtbar wird. Hierfür wird der Aufbau gemäß Abbildung 14 realisiert, die Kamera also in transversaler Richtung auf die Zelle gerichtet.

Damit der Laser hinreichend stark ist, wird der Strom deutlich über den Schwellenstrom geregelt. Eine weitere Einstellmöglichkeit bietet der Piezo-Kristall, der sein Volumen in Abhängigkeit vom Strom ändert, der ihn durchfließt. Er beeinflusst sowohl den

Einstellwinkel des Gitters als auch die Eigenresonanz des inneren Resonators und kann feiner justiert werden als das Gitter über den Winkelschraubendreher. Diese werden solange verändert, bis die Rubidiumfluoreszenz auf der CCD-Kamera sichtbar wird; davon wird ein Foto gemacht.

Um das Rubidium-Transmissionsspektrum aufzunehmen, wird ein 50/50-Strahlteiler vor die Rubidium-Zelle platziert; eine Hälfte des Strahls wird durch die Zelle gelenkt, die andere wird direkt zu einer Photodiode reflektiert. Der transmittierte Strahl wird hinter der Zelle von einer Photodiode aufgefangen. Bei der Arbeit mit den Photodioden ist es wichtig, dass die Raumbeleuchtung ausgeschaltet ist, da diese durch ihr inkohärentes Licht das sensible Messvermögen der Photodioden stören.

Die Strahlteilung ist wichtig, damit der Untergrund herausgefiltert werden kann. Beide Photodioden werden nämlich an den Funktionsgenerator angeschlossen, der automatisch die Input-Werte voneinander abzieht und graphisch darstellt, sodass lediglich die Veränderung durch die Rubidium-Zelle sichtbar werden.

Um ein aussagekräftiges Spektrum wie in Abbildung 12 zu erhalten, müssen alle vier Leistungsabfälle der Transmission durch ein und dieselbe Mode dargestellt werden. Gibt es zwei oder mehr Modensprünge, ist es leicht möglich, dass die Peaks versetzt zueinander dargestellt werden und deshalb nicht mehr eindeutig zugeordnet werden. Modensprünge sind hierbei erkennbar an plötzlich abfallenden Intensitäten.

4 Auswertung

4.1 Messen des Schwellenstroms

Es wird wie in Kapitel 3.2 vorgegangen. Sowohl kurz unter dem Schwellenstrom als auch bei diesem wird jeweils ein Bild von der Detektorkarte gemacht. Diese sind in den Abbildungen 15 und 16 zu finden. Der Schwellenstrom misst sich zu $I_{\text{thr}} = 34,1 \text{ mA}$.

4.2 Rubidiumfluoreszenz und das Transmissionsspektrum

Hierfür wird ebenfalls, wie in 3.3 beschrieben, verfahren. Der verwendete Strom beträgt hier 72,2 mA und der Piezo-Kristall ist ebenfalls angeschaltet. Die Rubidiumfluoreszenz ist in Abbildung 17 zu sehen, das Transmissionsspektrum auf dem Funktionsgenerator in Abbildung 18.

Deutlich sind hier die vier erwarteten Peaks aufgrund der Absorption von Rubidium zu sehen. Im Experiment selbst wird durch feines Justieren sichergestellt, dass sich innerhalb dieses Bereichs kein Modensprung befindet, der das Ergebnis verfälscht.

Mit Berufung auf Abbildung 12 können die Peaks von links nach rechts den Übergängen 87a, 85a, 85b, 87b zugeordnet werden.



Abbildung 15: Das Lichtbild, kurz bevor die Lasergranulation auftritt.



Abbildung 16: Die Lasergranulation bei Einstellung des Schwellenstroms.



Abbildung 17: Die beobachtete Rubidiumfluoreszenz.



Abbildung 18: Das Transmissionsspektrum mit unterdrücktem Untergrund.

5 Diskussion

Alle durchgeführten Messungen entsprechen dem, was gemäß der Theorie zu erwarten ist: Die Lasergranulation lässt sich eindeutig ab einem gewissen Stromwert beobachten, davor läuft der Laser im LED-Betrieb.

Ebenfalls ist die Aufnahme des Transmissionsspektrums erfolgreich. Aus der geraden Untergrundkurve lässt sich schließen, dass der Untergrund erfolgreich von dem Funktionsgenerator abgezogen wird. Das Unterdrücken des Untergrunds mithilfe des 50/50-Teilers ist demnach erfolgreich.

Der Versuch eignet sich gut für Studierende, um die grundlegenden Eigenschaften von Lasern praktisch erfahrbar zu machen. Außerdem werden nochmal Kenntnisse zum Verschalten der benötigten elektrischen Geräte benötigt, die in diesem Versuch wiederholt werden.

Literatur

- [1] 24. Mai 2021. URL: <https://www.fiberlabs.com/glossary/stimulated-emission/>.
- [2] 24. Mai 2021. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Population_inversion.
- [3] 24. Mai 2021. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/6779>.
- [4] 24. Mai 2021. URL: <https://www2.physki.de/PhysKi/index.php/Datei:Pnuebergangu.jpg>.
- [5] 24. Mai 2021. URL: http://www.iundm.de/lars/4_2_Photovoltaik.html.
- [6] TU Dortmund. *Diode Laser Physics*. 2021.