

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Die Erfindung und die sich daran anschließende Entwicklung des Lasers in den 1960er-Jahren hat die wissenschaftliche Welt revolutioniert. Dadurch eröffnete sich die Möglichkeit, viele Konzepte, die zuvor nur theoretisch beschrieben werden konnten, praktisch zu erforschen und zu demonstrieren [1].

Sechzig Jahre später liegt die Anzahl von wissenschaftlichen Veröffentlichungen bei über 1,2 Millionen (Web of Science)¹ respektive größer 5,1 Millionen Einträge (Google Scholar)², in die auch weitere Literatur einbezogen wurde. Diese Zahlen alleine verdeutlichen die Signifikanz für den gesamten Bereich der Wissenschaft, wobei es darüber hinaus auch eine klare Relevanz unter wirtschaftlichen sowie gesamtgesellschaftlichen Aspekten gibt.

So kommen Laseranwendungen in Wirtschaftszweigen wie der Medizintechnik oder Fertigungstechnik eine immer größere Bedeutung zu [2]. Im gesamtgesellschaftlichen Kontext betrachtet können insbesondere diodenlaserbasierte Systeme ihre großen Vorteile durch Kostenskalierung ausspielen: Sobald sich eine etablierte

¹Schlagwortsuche "Laser" über die Webseite "<https://www.webofscience.com>", 20.12.2021

²Schlagwortsuche "Laser" über die Webseite "<https://scholar.google.de>", 20.12.2021

Anwendung am Markt durchgesetzt hat und eine hohe Nachfrage entsteht, erfolgt die Fertigung auf Waferebene, wodurch große Stückzahlen kosteneffizient gefertigt werden können.

Beispielhaft sei hier der durch Medienkonsum getriebene Einsatz von Diodenlasern genannt. Sowohl die CD als auch die DVD und schließlich auch die Blu-Ray-Disc haben allesamt einen Massenmarkt bedient. Die fortschreitende technologische Entwicklung hatte zur Folge, dass die Anforderungen an größere Speichermedien bei endnutzerkompatiblen Kosten stetig bedient werden konnten [3].

Im Kontrast dazu stehen laserbasierte Technologien in Wissenschaft und Forschung, welche häufig andere Laserquellen wie zum Beispiel Titan:Saphir-Laser oder Faserlaser einsetzen. Solche Laser sind aufgrund ihrer Komplexität mit höheren Kosten verbunden. Zwei dieser Felder sind die Terahertzspektroskopie und Zwei-Photonen Polymerisation. Analog zu [4] wurde eine Patentrecherche durchgeführt, welche die wirtschaftliche Relevanz demonstriert. Für das jüngere Feld der Zwei-Photonen Polymerisation werden hierbei 1249 Treffer³, für den Terahertzbereich über 58000 Treffer⁴ ermittelt. Die Kosten eines Terahertzsystems fallen zu 50 % auf das beteiligte Lasersystem [4] und es kann darüber hinaus davon ausgegangen werden, dass ein ähnlicher Bezug für die Zwei-Photonen Polymerisation besteht. Es existiert also neben offensichtlichen Vorteilen für den Einsatz von Diodenlasern, wie zum Beispiel der geringeren Baugröße, ein großes wirtschaftliches Potential, wenn man sich dafür entscheidet, Diodenlaser in diesen Technologiefeldern einzusetzen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Diodenlaser im Kontext der kontinuierlichen Terahertzspektroskopie, der Terahertz Zeitbereichsspektroskopie sowie der Zwei-Photonen Polymerisation analysiert, und der Einsatz demonstriert.

³Recherche über '<https://depatisnet.dpma.de>', Schlagworte 2PP oder Zwei Photonen Polymerisation in Titel oder Volltext, 20.12.2021.

⁴Recherche über '<https://depatisnet.dpma.de>', Schlagworte THz oder Terahertz in Titel oder Volltext, 20.12.2021.

Kapitel 2

Aufbau der Arbeit

Diese Arbeit unterteilt sich in fünf Blöcke: Zunächst erfolgt eine Zusammenfassung der Grundlagen mit Bezug zum Laserbetrieb. Die jeweiligen Grundlagen der betrachteten Anwendungsfelder werden anschließend in den einzelnen Kapiteln kurz behandelt.

Die erste betrachtete Anwendung ist die kontinuierliche Terahertzspektroskopie. In diesem Kapitel wird ein Y-förmig verzweigter Diodenlaser ausführlich im optischen sowie im Terahertzbereich charakterisiert. Hierbei wird gezeigt, dass die vom Laser erzeugte Differenzfrequenz sich durch Ändern des Laserstroms verstimmen lässt. Anschließend folgt als Anwendungsdemonstration die unabhängige Bestimmung von Probendicke und Brechungsindex von HRFZ-Si Wafern.

Das nächste Anwendungsfeld ist die Zwei-Photonen Polymerisation (2PP). Es wird zunächst ein modengekoppeltes Diodenlasersystem mit externem Resonator, Trapezverstärker und Pulskompressor zur 2PP verwendet. Unter Einsatz dieses Systems werden Linienstrukturen mittels 2PP gefertigt. Hierbei wird der 2PP-Prozess auf den Einfluss der mittleren optischen Leistung sowie der Laserpulslänge analysiert. Darüber hinaus wird auch die Fertigung einer komplexen 3D-Struktur mittels Diodenlaser demonstriert. Abschließend wird gezeigt, dass auch kompakte monolithisch integrierte modengekoppelte Diodenlaser zur 2PP geeignet sind.

Zur gepulsten Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie (TDS) wird

zunächst der Einfluss der optischen Pulslänge in einem Standard TDS-System betrachtet. Da solche Systeme mit mechanischer Verzögerungsstrecke inhärent langsam sind, wird ein asynchron optisch abgetastetes TDS-System mit zwei modengekoppelten Diodenlasern als Alternative demonstriert. Weiterhin wird eine Methode zum Erzeugen eines spannungskontrollierten Zeitversatzes auf Basis eines elektronischen Phasenschiebers demonstriert. Das Kapitel endet mit der Demonstration und Analyse von hybrider Modenkopplung von monolithischen Lasern.

Alle drei Anwendungskapitel folgen dabei der Unterteilung in Grundlagen, experimentellem Aufbau, Methoden, Ergebnissen und abschließender Zusammenfassung und Diskussion. Am Ende der Arbeit werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Gesamtfazit gezogen.

Kapitel 3

Grundlagen

In diesem Kapitel soll das grundlegende Funktionsprinzip von Diodenlasern dargelegt werden. Hierzu erfolgt zuerst eine Einordnung in den zeitlichen Kontext der Erforschung und Entwicklung von Lasern im Allgemeinen.

Anschließend wird das Grundprinzip von kantenemittierenden Diodenlasern erläutert und die für diese Arbeit relevanten Lasertypen vorgestellt. Hierzu zählen sowohl modengekoppelte Diodenlaser mit externem Resonator, monolithisch realisierte modengekoppelte Diodenlaser sowie Laser mit Y-förmig verzweigtem Resonator und Schlitzen, welche spektral selektive Rückkopplung bewirken.

3.1 Laser

Prinzipiell funktionieren alle Laser nach demselben Prinzip: ein Material (gasförmig, flüssig oder Festkörper), welches durch Energieeintrag Verstärkung im gewünschten (optischen) Spektralbereich aufweist wird in einer optischen Rückkoppeleinrichtung angeordnet. Das Material wird üblicherweise Verstärkungsmedium genannt, den Energieeintrag bezeichnet man als Pumpen und die Rückkoppeleinrichtung wird Resonator genannt [5].

Dieses Prinzip wurde für Mikrowellenoszillatoren bereits im Jahr

1953 durch C. Townes, J.P. Gordon und H.J. Zeiger demonstriert und wurde MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) genannt [6]. Die erste Umsetzung im optischen Teil des elektromagnetischen Spektrums mit einem Rubinkristall als Verstärkungsmedium folgte 1960 durch T. Maiman und wurde [6] folgend optischer MASER genannt [7], wobei sich inzwischen LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) durchgesetzt hat. Die ersten Diodenlaser folgten bereits 1969 in Form einer Einzel-Heterostruktur [8] und 1970 als Doppel-Heterostruktur basierter Laser [9].

3.1.1 Pumpprozess

Aus dem Akronym LASER kann bereits abgeleitet werden, dass eine Verstärkung von Licht durch stimulierte Emission stattfindet. Neben Verstärkung gibt es in einem Laser jedoch auch Absorption und Spontane Emission als Prozesse mit Photonenbeteiligung. Diese drei Prozesse sind für ein Zwei-Niveau-System in Abbildung 3.1 dargestellt [5].

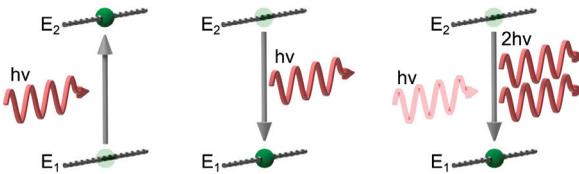


Abbildung 3.1: Interaktion zwischen Elektronen und Photonen: stimulierte Absorption (links), spontane Emission (mitte) und stimulierte Emission (rechts). Gestrichelte Linien stellen Energieniveaus ($E_{1/2}$), grüne Kugeln die Elektronen und rote Wellen die Photonen (mit $h \times \nu = \Delta E = E_2 - E_1$) dar.

Diese Prozesse konkurrieren miteinander. Die Wahrscheinlichkeiten der drei Prozesse können mit Hilfe der Einsteinkoeffizienten A_{21} für spontane Emission, B_{12} für Absorption und B_{21} für stimulierte Emission beschrieben werden. Sofern keine energetische Entartung der Energieniveaus $E_{1/2}$ vorliegt, sind die Wahrscheinlichkeiten für Absorption und stimulierte Emission gleich und es

gilt $B_{12} = B_{21}$ [10].

Weiterhin besteht eine Abhängigkeit der Prozesse von den Besetzungszahlen der beteiligten Zustände N_1 und N_2 . Die photoneninduzierten Prozesse, also stimulierte Absorption und stimulierte Emission, hängen zusätzlich von der Photonendichte $\rho(f)$ als Funktion der relevanten Frequenz f ab. Hieraus kann die zeitliche Änderung von N_2 beschrieben werden als [11]

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - B_{21}N_2\rho(f) + B_{12}N_1\rho(f). \quad (3.1)$$

Da B_{12} gleich B_{21} gilt, kann die Verstärkung nur für den Fall $N_2 > N_1$ überwiegen. Dieser Zustand wird Besetzungsinversion genannt.

In einem Zwei-Niveau-System ist dies insbesondere für optische Pumpprozesse nicht möglich. Aus Gleichung 3.1 ist ersichtlich, dass N_2 nur durch Absorption größer wird. Selbst wenn eine Verringerung durch spontane Emission vernachlässigt wird, würde sich N_2 durch stimulierte Emission verringern. Im besten Fall könnte dann $N_2 = N_1$ erreicht werden. Es werden daher typischerweise Drei-Niveau-Systeme (z.B. Rubin-Laser) oder Vier-Niveau-Systeme (z.B. Neodym:Glas-Laser) eingesetzt, in denen untere und obere Pump- und Laserlevel entsprechend getrennt sind, sodass eine Besetzungsinversion erreicht werden kann [12].

Die Besetzungsinversion wird durch den sogenannten Pumpprozess, also durch gezielten Energieeintrag, erreicht. Art und Weise des Prozesses werden durch das eingesetzte Verstärkungsmedium im Laser bestimmt.

3.1.2 Verstärkungsmedium

Das Verstärkungsmedium ist der Kernbestandteil eines Lasers. Es bestimmt durch das materialspezifische Verstärkungsspektrum in welchem Frequenzbereich eine Emission stattfinden kann. Darüber hinaus wird durch das Medium bestimmt, welcher Pumpprozess für den Energieeintrag genutzt werden kann.

So werden zum Beispiel die Pumpprozesse für Gaslaser (z.B. $HeNe$, CO_2) oft über elektrische Gasentladungen und für Festkör-

perlaser (z.B. *Titan* : *Saphir*, *Nd* : *Yag*) optisch über Blitzlampen oder andere Lasersysteme realisiert [13]. Im Gegensatz dazu bieten Diodenlaser den großen Vorteil, dass sie direkt über Strominjektion in einen pn-Übergang elektrisch gepumpt werden können [14].

Im Kontext von Diodenlasern ist bei der Materialauswahl die Bandstruktur entscheidend. Es wird zwischen direkten und indirekten Halbleitern unterschieden. Im Falle des direkten Halbleiters kann ein Interbandübergang eines Elektrons vom Energieminimum im Leitungsband zum Energiemaximum im Valenzband allein durch Interaktion mit einem Photon stattfinden. Bei indirekten Halbleitern ist zusätzlich noch ein Impulsausgleich zum Beispiel durch ein Phonon notwendig, weswegen ein Laserprozess nur in direkten Halbleitern realisiert werden kann. Als Materialsysteme kommen III/V-Halbleiterverbindungen zum Einsatz, welche je nach angestrebter Emissionswellenlänge ausgewählt werden. So wird zum Beispiel für eine Emission im Bereich von 1550 nm InGaAsP auf einem Substrat aus InP verwendet [14].

3.1.3 Resonator

Der Resonator sorgt für die Rückkopplung der optischen Emission in das Verstärkungsmedium selbst und besteht im einfachsten Fall aus zwei Spiegeln, welche zum Beispiel durch den Brechungsindexübergang an den Grenzflächen eines Festkörpers realisiert werden können. Eine Laseroszillation kann nur für die Frequenzen stattfinden welche die Resonatorbedingung erfüllen: Bei einem vollständigen Umlauf muss ein Phasenversatz entstehen, der einem Vielfachen m von 2π entspricht [15].

Der Abstand zwischen den Frequenzen ν_F , welche die Resonatorbedingungen erfüllen, wird auch freier Spektralbereich (free spectral range, *FSR*) genannt und kann aus der Resonatorgeometrie bestimmt werden [15]

$$\nu_F = \frac{c_0}{2 \times n \times L} \quad (3.2)$$

wobei c_0 die Lichtgeschwindigkeit,
 n der Brechungsindex im Resonator

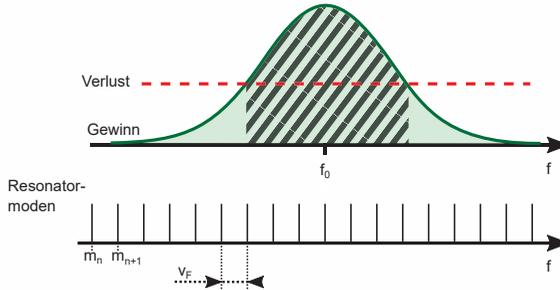


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der spektralen Abhängigkeit von Verstärkung (grün), Verlusten (rot), Bereich möglicher Laseroszillation (schraffiert) und Resonatormoden nach [13].

und L die Resonatorlänge sind.

Die Qualität des Resonators bzw. die Selektivität, also die spektrale Breite der erlaubten Frequenzen, wird durch die Finesse (F) beschrieben und ergibt sich aus den Reflexionsgraden der Endspiegel:

$$F = \frac{\pi \sqrt{|r_1 \times r_2|}}{1 - |r_1 \times r_2|} \quad (3.3)$$

wobei $r_{1/2}$ die Reflektivität des jeweiligen Spiegels darstellen [15]. Ein einfacher Resonator aus zwei planparallelen Spiegeln wird auch Fabry-Perot Resonator genannt. Die Transmission T durch den Fabry-Perot Resonator ist:

$$T = \frac{1}{\left(1 + 2 \times \frac{F}{\pi}\right)^2 \times \sin^2\left(\pi \times \frac{\nu}{\nu_F}\right)} \quad (3.4)$$

ν die betrachtete Frequenz,
 F die Finesse des Etalons,
 $r_{1/2}$ die Reflektion der jeweiligen Oberfläche des Etalons,
 und ν_F der freie Spektralbereich sind [15].

Damit der Laserprozess einsetzt, ist es erforderlich, dass der Gewinn für eine Resonatormode die im Resonator auftretenden Verluste wie zum Beispiel durch Streuung, Absorption und Auskopplung, ausgleicht.

3.2 Diodenlaser

Diodenlaser werden durch mikrotechnologische Prozessierung und Strukturierung von Halbleitern hergestellt. Allgemein gibt zwei grundsätzlich verschiedene Arten von Diodenlasern: Kantenemitter (edge emitter), bei denen die Lichtausbreitung parallel zu den aufgewachsenen Materialschichten liegt und die Emission aus der gebrochenen Kristallkante erfolgt, und Oberflächenemitter (vertical-cavity-surface-emitting-laser, VCSEL) bei denen die Emissionsrichtung senkrecht zu den Materialschichten ausgerichtet ist [16]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur Laser des ersten Typs verwendet. Sofern die Angabe einer Richtung für eine Erklärung dienlich erscheint, wird mit z die Ausbreitungsrichtung des Lichts, mit x die Wachstumsrichtung der Diodenlaserstruktur und mit y die laterale, zu x senkrechte Richtung bezeichnet.

Die Grundstruktur eines Diodenlasers bildet ein pn-Übergang, welcher das elektrische Pumpen durch Strominjektion erlaubt. Zu den Anfängen der Diodenlaserentwicklung war es die größte Herausforderung eine (bei Raumtemperatur) stabile, dauerhafte Ladungsträgerinversion zu erzeugen, da ein Großteil der Ladungsträger aus dem Übergangsbereich in den p- respektive n- dotierten Bereich diffundierte [11]. Dieses Problem wurde 1971 durch das Prinzip der Doppel-Heterostruktur gelöst [9]. Eine Doppel-Heterostruktur besteht aus einem Material geringer Bandlücke zwischen Materialien größerer Bandlücke, welche den pn-Übergang bilden.

Da der Brechungsindex mit steigender Bandlücke sinkt, wird durch eine solche Struktur sowohl die räumliche Verteilung der Ladungsträger als auch die vertikale Führung der Photonen erreicht [11].

Durch moderne Wachstumsverfahren wie zum Beispiel Molekularstrahlepitaxie oder metallorganische chemische Gasphasen-