



Kapitel 1

Einleitung

Laserstrahlung ist von großem Interesse in Wissenschaft und Technik. Die zahlreichen Anwendungsfelder erstrecken sich von der hoch präzisen Mikromaterialbearbeitung und der Messtechnik, über die Medizin bis hin zur Umweltanalytik und Sicherheitstechnik. Durch die Erzeugung kurzer und ultrakurzer Impulse im Nano-, Piko- und Femtosekundenbereich ist die zeitliche Auflösung schneller Phänomene möglich. Prinzipbedingt ist die Wellenlänge von Laserstrahlung jedoch auf einzelne Spektrallinien oder einen geringen Abstimmbereich von wenigen hundert Nanometern beschränkt. Insbesondere diodengepumpte Festkörperlaser, welche sich durch eine hohe Zuverlässigkeit und große Flexibilität in Bezug auf Leistung und Impulsdauer auszeichnen, emittieren in der Regel im nahen Infrarotbereich (NIR). Insbesondere im sichtbaren (VIS) und mittleren infraroten Spektralbereich (Mid-IR) existieren jedoch viele Anwendungen, deren spezielle Anforderungen von bislang verfügbaren Laserstrahlquellen nicht oder nur unzureichend erfüllt werden.

Bei der Überwindung dieser Beschränkungen nehmen die Techniken der nichtlinearen Optik eine entscheidende Schlüsselfunktion ein. Durch die Frequenzkonversion in optisch nichtlinearen Materialien kann die Strahlung eines Lasers (*Pumplaser*) nahezu beliebig in andere Wellenlängenbereiche konvertiert werden. Dabei bleiben die Eigenschaften der Pumpstrahlung im Wesentlichen erhalten und werden auf die erzeugte Strahlung abgebildet. In optisch parametrischen Prozessen wird durch die nichtlineare Wechselwirkung Strahlung bei größeren Wellenlängen als der des Pumplasers erzeugt. Umgekehrt führt die Summenfrequenzmischung zweier eingestrahelter Wellen zu Strahlung bei kürzerer Wellenlänge. Insbesondere die Entwicklung der Methode der Quasi-Phasenanpassung (QPM) [1, 2] ermöglicht eine effiziente und flexible Realisierung von nahezu beliebigen Frequenzkonversionsprozessen. Das effizienteste Verfahren zur experimentellen Umsetzung der QPM ist die feldinduzierte Domäneninversion von ferroelektrischen Kristallen (*periodisches Polen*, [3, 4]). Die Herstellung solcher periodisch gepolter Kristalle wurde bereits für verschiedene nichtlineare Materialien wie z.B. Lithiumniobat [3–7], Lithiumtantalat [8] und Kaliumtitanylphosphat [9] demonstriert. Unter den nichtlinearen Materialien nimmt Lithiumniobat (LiNbO_3 , LN) aufgrund seiner hervorragenden Eigenschaften eine herausragende Stellung ein. Es ist eines der wenigen Materialien, dessen Transparenzbereich vom Sichtbaren über das nahe Infrarot bis in den mittleren

infraroten Spektralbereich bei einer Wellenlänge von ca. $5,5\ \mu\text{m}$ reicht [10]. Lithiumniobat besitzt darüber hinaus einen hohen nichtlinearen Koeffizienten von $d_{eff} = 25\ \text{pm/V}$ [11, 12]. Durch die Dotierung mit Magnesiumoxid (MgO) werden unerwünschte photorefraktive Effekte [13, 14] sowie durch Grün-induzierte-Infrarot-Absorption (GRIIRA, [14, 15]) auftretende Verlustmechanismen reduziert. Die verlässlichen Polungsverfahren [16–20] sowie die ausgezeichneten ferroelektrischen Eigenschaften [5, 16, 21] ermöglichen die Herstellung periodisch gepolter MgO:LiNbO₃-Kristalle (MgO:PPLN) mit einer ausgezeichneten Qualität und einer Apertur von bis zu $10 \times 10\ \text{mm}^2$ [22–24].

Gegenstand dieser Dissertation ist die Erzeugung von Strahlung im sichtbaren und mittleren infraroten Spektralbereich durch nichtlineare Frequenzkonversion. Aufgrund seiner exzellenten optischen Eigenschaften ist hierzu periodisch gepoltes MgO-dotiertes LiNbO₃ bestens geeignet. Die benötigten MgO:PPLN-Kristalle werden im Rahmen dieser Arbeit für die jeweilige Anwendung maßgefertigt und durch feldinduzierte Domäneninversion hergestellt.

Die Herausforderung bei der experimentellen Umsetzung von Frequenzkonversionsprozessen besteht in der Entwicklung von geeigneten Konzepten, die eine effiziente Erzeugung von Strahlung, sowie die Anpassung von deren Eigenschaften auf spezielle Anwendungen ermöglichen. Hierzu ist ein grundlegendes Verständnis der nichtlinearen Wechselwirkung erforderlich. Dies ist insbesondere für eine gezielte Modellierung eines Konversionsprozesses in Bezug auf die Abstimmbarkeit und die Bandbreite oder in Wellenlängenbereichen in denen die Absorption in den nichtlinearen Materialien eine erhebliche Limitierung darstellt von großer Bedeutung. Eine analytische Beschreibung der Quasi-Phasenanpassung in periodischen und aperiodischen Strukturen [2] ist in der Regel nur näherungsweise möglich. Durch numerische Methoden können jedoch die gekoppelten Amplitudengleichungen, welche die Frequenzkonversion beschreiben, ohne vereinfachende Annahmen gelöst werden. Dies ermöglicht die Untersuchung von Effekten, die einer analytischen Betrachtung nicht zugänglich sind, und bietet die Möglichkeit, Erkenntnisse für eine effiziente experimentelle Umsetzung und Optimierung abzuleiten. Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist daher die Entwicklung eines numerischen Modells, das die nichtlineare Wechselwirkung in einer beliebigen periodischen oder aperiodischen QPM-Struktur beschreibt sowie alle relevanten Materialparameter, wie den nichtlinearen Koeffizienten und die Absorption mit einbezieht.

Im sichtbaren Spektralbereich existieren zahlreiche Anwendungen, die bestimmte Wellenlängen gezielt zur Anregung spezieller Stoffe ausnutzen. Insbesondere Strahlung im gelb-orangen Bereich ist hierbei von höchstem Interesse. In medizinischen Anwendungen ermöglichen hier die breiten Absorptionsbanden von Hämoglobin [25] beispielsweise gezielte dermatologische und vaskuläre Behandlungen [26, 27]. In der optischen Grundlagenforschung können durch die Anregung von Halbleiterquantenpunkten mit einer Wellenlänge von ca. $590\ \text{nm}$ Einzelphotonenquellen realisiert werden [28]. Diese stellen eine Schlüsseltechnologie

für die Quantenkryptographie und somit für die Entwicklung von Quantenspeichern und -Prozessoren sowie der Quantenkommunikation dar. Zur Erzeugung von Strahlung im sichtbaren Spektralbereich kommen oft noch Farbstofflaser zum Einsatz. Diese weisen prinzipbedingt jedoch einige Nachteile auf, wie z.B. einen hohen Wartungsaufwand oder die Verwendung toxischer Substanzen. Aus diesem Grund sind alternative Ansätze von großem Interesse. Durch die Frequenzverdopplung und -verdreifachung von Festkörperlasern im nahen Infrarot ist die Konversion einzelner Spektrallinien oder schmaler Wellenlängenbereiche in den sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich möglich. Die Anregung optisch parametrischer Prozesse z.B. mit der frequenzverdoppelten Fundamentalstrahlung ermöglicht die Erzeugung abstimmbarer, sichtbarer Strahlung. Dieses Konzept kann aufgrund der kleinen Strukturgrößen von wenigen Mikrometern, welche zur Quasi-Phasenanpassung erforderlich sind, nicht in periodisch gepolten Kristallen umgesetzt werden. Zudem weisen viele ferroelektrische Materialien im sichtbaren Spektralbereich einen erhöhten Absorptionskoeffizienten durch Blau- [29] und Grün-induzierte-Infrarot-Absorption [14, 15] auf. Dies stellt einen zusätzlichen Verlustmechanismus dar und reduziert die Zerstörschwelle des nichtlinearen Mediums. Aus diesem Grund werden zur experimentellen Umsetzung dieses Ansatzes doppelbrechende Materialien mit deutlich geringerer optischer Nichtlinearität verwendet [30, 31]. Eine alternative Möglichkeit stellen NIR-gepumpte optisch parametrische Generatoren (OPG) und Oszillatoren (OPO) dar. Diese zeichnen sich durch eine weite und kontinuierliche Abstimmung der Wellenlänge im Infrarot aus [10, 32–35]. Im Gegensatz zur Erzeugung höherer Harmonischer von nahezu festfrequenten Lasern ist somit durch die Frequenzverdopplung (SHG) oder die Summenfrequenzmischung (SFG) der parametrischen Strahlung mit der Pumpstrahlung eine flexible Erzeugung von Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich möglich. Insbesondere durch die Umsetzung solcher Konversionsprozesse innerhalb des Resonators eines OPOs können infolge der hohen Leistungsdichte hohe Konversionseffizienzen erreicht werden. Die Verwendung von mikrostrukturierten Frequenzkonvertern zur Quasi-Phasenanpassung ermöglicht es, beide Prozesse, sowohl die parametrische Erzeugung als auch die Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich, in einem periodisch gepolten Kristall zu integrieren [36–41]. Hierzu werden aufeinander folgende Sektionen mit unterschiedlicher Polungsperiode zur QPM der einzelnen Prozesse gefertigt (*sektioniert periodisch gepolte Kristalle*). Dies ermöglicht einen einfachen experimentellen Aufbau, eine Reduzierung der Gesamtverluste und damit eine effiziente Umsetzung der Konversionsprozesse. Ziel dieser Arbeit ist die Erzeugung von gepulster Strahlung im sichtbaren Spektralbereich unter Verwendung von sektioniert periodisch gepolten MgO-Lithiumniobat-Kristallen. Hierzu wird die resonatorinterne Summenfrequenzmischung der Pumpstrahlung eines Titan-Saphir-Lasers mit der Strahlung eines synchron gepumpten optisch parametrischen Oszillators untersucht. Vorarbeiten [42, 43] haben gezeigt, dass die Kopplung des OPO-Prozesses und der anschließenden Konversion in den sichtbaren Spektralbereich zu erheblichen Defiziten, wie dem Auftreten von Mehrfachimpulsen und einer Reduzierung der Strahlqualität, führen kann. Daher ist ein grundlegendes Verständnis kaska-

dierter Konversionsprozesse erforderlich. Hierzu erfolgt eine systematische Untersuchung und Optimierung der Wechselwirkung der verschiedenen Impulse in den einzelnen Kristallsektionen. Darüber hinaus werden zur Steigerung der Abstimmbarkeit und der Akzeptanzbandbreite bei der Konversion in den sichtbaren Spektralbereich aperiodisch gepolte QPM-Strukturen numerisch Modelliert und experimentell Charakterisiert.

Abstimmbare Strahlquellen im mittleren Infrarotbereich zwischen $3\ \mu\text{m}$ und $5\ \mu\text{m}$ sind von hohem Interesse für Anwendungen in der Spektroskopie [44, 45], der optischen Messtechnik [46] und der Laserbearbeitung [47, 48]. Für Untersuchungen über große Distanzen steht der zweite Teil des atmosphärischen Fensters bei einer Wellenlänge von ca. $4,5\ \mu\text{m}$ im Fokus zahlreicher Anwendungen in der Abgasanalyse, optronischen Mustererkennung und Sicherheitstechnik [49, 50]. Viele dieser Anwendungen profitieren von einer hohen mittleren Leistung von mehr als 1 W. Direkt emittierende Mid-IR-Strahlquellen wie der Quantenkaskadenlaser [51] oder auf vibronischen Lasermaterialien basierende Systeme [52] weisen allerdings Einschränkungen in Bezug auf die verfügbare Wellenlänge, Abstimmbarkeit und Leistung auf [53]. Durch die parametrische Frequenzkonversion ist die Erzeugung weit abstimmbarer Strahlung im mittleren Infrarot möglich. Häufig werden hierzu nichtlineare Materialien wie z.B. Zink-Germanium-Phosphit (ZGP) eingesetzt [54–59], welche eine hohe optische Nichtlinearität sowie eine hohe Transparenz im Mid-IR aufweisen. Aufgrund starker Zweiphotonenabsorptionen im nahen Infrarotbereich, ist allerdings zur effizienten Frequenzkonversion eine Pumpwellenlänge größer als $2\ \mu\text{m}$ notwendig. Dies macht kaskadierte Pumpkonzepte mit einer sehr hohen Komplexität und Störanfälligkeit erforderlich.

Durch den großen Transparenzbereich bis zu einer Wellenlänge von $5,5\ \mu\text{m}$ bietet Lithiumniobat die Möglichkeit der Mid-IR-Erzeugung in einem einstufigen Konversionsprozess. Die hohe Transmission im nahen Infrarot ermöglicht die Verwendung zuverlässiger und leistungsstarker Festkörperlaser als Pumpquelle. Im Wellenlängenbereich zwischen $2,5\ \mu\text{m}$ und $3,5\ \mu\text{m}$ können Strahlquellen basierend auf PPLN mit einer mittleren Ausgangsleistung von mehreren Watt realisiert werden [33, 60–65]. Ab einer Wellenlänge von $4\ \mu\text{m}$ ist allerdings ein stetiges Ansteigen der Materialabsorption in LiNbO_3 zu beobachten. Dies limitiert die Leistung bisher publizierter Systeme in diesem Bereich auf wenige hundert Milliwatt [10, 65–75]. Eine weitere Leistungsskalierung im Mid-IR stellt eine erhebliche Herausforderung dar. Ziel dieser Arbeit ist daher ein grundlegendes Verständnis der nichtlinearen Wechselwirkung bei hoher Materialabsorption. Hierzu wird der Einfluss der Kristalllänge auf die parametrische Verstärkung einerseits und auf die Verluste durch die Materialabsorption andererseits systematisch numerisch und experimentell untersucht. Durch gezielte Anpassung der experimentellen Parameter sollen die bisherigen Limitierungen bezüglich der Leistung überwunden werden. Es sollen effiziente Konversionsprozesse im Wellenlängenbereich zwischen $3\ \mu\text{m}$ und $5\ \mu\text{m}$ in PPLN realisiert werden. Ein besonderer Schwerpunkt wird dabei auf Wellenlängen im atmosphärischen Fenster bei $4,5\ \mu\text{m}$ gelegt.



Kapitel 2

Nichtlineare Optik

Optische Frequenzkonversion ermöglicht den Zugang zu Wellenlängenbereichen, die mit Lasern nur schwer oder gar nicht zugänglich sind. Die Frequenzkonversion elektromagnetischer Wellen ist das Ergebnis der nichtlinearen Wechselwirkung von intensiver Strahlung mit Materie. Durch die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie wird in einem Medium eine Polarisation induziert. Bei ausreichend hohen Feldstärken kann diese zur Entstehung neuer Frequenzkomponenten führen. Der Aufbau einer makroskopisch messbaren Leistung der konvertierten Strahlung kann nur erfolgen, wenn für diesen Prozess die Energie- und die Impulserhaltung erfüllt sind. Dies wird als Phasenanpassung bezeichnet. Die Realisierbarkeit der Phasenanpassung stellt neben niedrigen optischen Verlusten, einem hohen optisch nichtlinearen Koeffizienten und einer hohen Zerstörschwelle, die restriktivste Anforderung an ein nichtlineares Medium dar. Phasenanpassung kann durch die Ausnutzung der Doppelbrechung in anisotropen Medien realisiert werden. Hierdurch wird allerdings die Ausbreitungsrichtung im Medium festgelegt, wodurch der Realisierung von Phasenanpassung für beliebige Konversionsprozesse signifikante Limitierungen auferlegt werden. Eine alternative Methode stellt die Quasi-Phasenanpassung (QPM) dar. Hierbei ist die Phasenanpassungsbedingung nicht an jedem Punkt des nichtlinearen Mediums exakt erfüllt. Stattdessen wird die Phasenverschiebung der wechselwirkenden Wellen periodisch korrigiert. Hierdurch können Ausbreitungsrichtung und Polarisation der Strahlung frei gewählt werden. Dies erlaubt die Ausnutzung des gesamten Transparenzbereiches und des höchsten nichtlinearen Koeffizienten des Mediums.

Das effizienteste Verfahren zur experimentellen Umsetzung der Quasi-Phasenanpassung ist die feldinduzierte Domäneninversion in ferroelektrischen Kristallen. Hierbei wird durch Anlegen eines elektrischen Feldes eine alternierende Domänenstruktur mit der Periodizität Λ erzeugt. Durch Anpassung von Λ kann Quasi-Phasenanpassung für nahezu jeden beliebigen Frequenzkonversionsprozess hergestellt werden. Die Anwendung solcher periodisch gepolter Kristalle hat sich mittlerweile vom Gegenstand der Grundlagenforschung zu einem zuverlässigen, kommerziell eingesetzten Werkzeug in Industrie und Forschung entwickelt. Dies ist vor allem auf die Entwicklung neuartiger nichtlinearer Materialien mit niedrigen optischen Verlusten, hohen optisch nichtlinearen Koeffizienten und hohen Zerstörschwellen zurückzuführen. Aufgrund seiner hervorragenden linearen und nichtlinearen optischen Eigenschaften hat sich Lithiumniobat (LiNbO_3) zu einem Standardmaterial der nichtlinearen Optik entwickelt. Ins-

besondere der hohe nichtlineare Koeffizient, der große Transparenzbereich und die Umsetzung verlässlicher Polungsverfahren zeichnen dieses Material aus.

In diesem Kapitel werden zunächst die wichtigsten physikalischen Grundlagen der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie diskutiert. Die Betrachtung wird dabei auf die für diese Arbeit relevanten Aspekte beschränkt. Eine detaillierte Darstellung findet sich in den Arbeiten von Zernike und Midwinter [76] und Boyd [77].

Ein besonderer Schwerpunkt wird auf die Diskussion der Quasi-Phasenanpassung gelegt. Es erfolgt eine analytische und numerische Beschreibung. Das numerische Modell ermöglicht zudem die Analyse von beliebigen periodischen und aperiodischen Strukturen, die einer analytischen Beschreibung nicht oder nur schwer zugänglich sind. Insbesondere werden die Auswirkungen von Fehlern einer periodischen QPM-Struktur auf die Effizienz und Bandbreite eines Konversionsprozesses betrachtet.

Periodisch gepoltes Lithiumniobat stellt im Rahmen dieser Arbeit die zentrale Komponente zur Realisierung effizienter Frequenzkonversionsprozesse dar. Aus diesem Grund werden die wichtigsten Materialeigenschaften sowie die Verfahren zur Fertigung mikrostrukturierter Frequenzkonverter erläutert. Zum Abschluss erfolgt eine Darstellung und Diskussion der Herstellung von periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristallen.

2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit dielektrischen Medien

Die folgenden theoretischen Betrachtungen orientieren sich an der Herleitung von Zernike und Midwinter [76]. Eine qualitative Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Felder in dielektrischen Medien kann durch das Lorenz-Atommodell erfolgen. Hierbei wird angenommen, dass jedes Atom aus einem positiv geladenen Atomkern und einer negativ geladenen Elektronenhülle zusammengesetzt ist. Ohne äußere Beeinflussung besitzt das Atom kein elektrisches Dipolmoment. Das Anlegen eines konstanten elektrischen Feldes bewirkt eine Verschiebung des Ladungsschwerpunktes. Das Atom wird polarisiert und es bildet sich ein statischer Dipol aus. Oszilliert das externe elektrische Feld, wie z.B. bei einer in das Medium eingestrahlten elektromagnetischen Welle, mit der Frequenz ω , führt dies zu einer Schwingung des elektrischen Dipols mit der anregenden Frequenz. Ein oszillierender Dipol strahlt wiederum eine elektromagnetische Welle ab. Im Allgemeinen sind Primär- und Sekundärwelle gegeneinander phasenverschoben. Die relative Phasenlage hängt dabei von der Frequenz der einfallenden Welle sowie der rüctreibenden Kraft innerhalb des Atoms ab. Setzt man diese Überlegungen für alle Atome eines Mediums entsprechend fort, ergibt sich das elektromagnetische Gesamtfeld durch die Überlagerung der Primärwelle mit den in jedem Punkt des Mediums erzeugten, phasenverschobenen Sekundärwellen.

2.1.1 Lineare Wechselwirkung

Für geringe Feldamplituden kann die erzwungene Schwingung der Elektronen als harmonischer Oszillator beschrieben werden. Bei Beschränkung auf eine eindimensionale Betrachtung gilt die Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} E(t) . \quad (2.1)$$

Hierbei beschreibt r die Auslenkung des Elektrons aus dem Gleichgewichtszustand. γ ist eine Dämpfungskonstante, ω_0 die Resonanzfrequenz, e die Ladung und m die Masse des Elektrons. Das anregende Feld $E(t)$ sei von der Form

$$E(t) = E(\omega) \cdot e^{-i\omega t} + E^*(\omega) \cdot e^{+i\omega t} \quad (2.2)$$

mit den komplexen Feldamplituden $E(\omega) = 1/2 E_0 e^{i\phi}$ und $E^*(\omega) = 1/2 E_0 e^{-i\phi} = E(-\omega)$. Damit folgt aus der Bewegungsgleichung (2.1) für die Schwingung des Elektrons:

$$r(t) = -\frac{e}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0 - 2i\gamma\omega - \omega^2} \cdot E(\omega) \cdot e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.3)$$

Ein Medium mit der Elektronendichte N besitzt eine Polarisationsdichte $P(t) = -e \cdot N \cdot r(t)$. Mit Gleichung (2.3) folgt somit

$$P(t) = \chi(\omega) \cdot E(\omega) \cdot e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.4)$$

Hierbei wurde die Suszeptibilität $\chi(\omega)$ des Mediums definiert durch

$$\chi(\omega) = \frac{N \cdot e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} . \quad (2.5)$$

Die induzierte Polarisation hängt linear von der Amplitude des anregenden Feldes ab. Die Oszillation erfolgt mit der anregenden Frequenz ω . Die Schwingungsamplitude und -phase sind von der Dämpfungskonstanten γ und den Frequenzen ω_0 und ω abhängig. Eine in das Medium eingestrahlte Primärwelle führt also bei der Annahme einer geringen Feldamplitude zur Abstrahlung von phasenverschobenen Sekundärwellen mit gleicher Frequenz und gedämpfter Amplitude. Das Gesamtwellenfeld ergibt sich durch Überlagerung der Primär- und Sekundärwellen. Zur Beschreibung der Ausbreitung der elektromagnetischen Welle im Medium wird die induzierte Polarisation als Quellterm in den Maxwell-Gleichungen [78] verwendet. Unter der Annahme eines nicht leitfähigen ($\sigma = 0$) und nicht magnetisierbaren ($\mu = 1$) Mediums, folgt im eindimensionalen Fall mit der dielektrischen Verschiebung $D = \epsilon_0 \cdot E + P$ hieraus die Wellengleichung

$$\frac{d^2 E}{dz^2} = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (2.6)$$

mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = 1 + \chi$.

Gleichung (2.6) kann durch eine ebene Welle der Form

$$E(z, t) = E_0 \cdot e^{i(\omega t - kz)}, \text{ mit } k^2 = \epsilon \cdot \omega^2 / c^2 \quad (2.7)$$

gelöst werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle hängt von der Frequenz und dem Brechungsindex n des Mediums ab. Mit $k = n\omega/c$ folgt für den Brechungsindex $n^2 = \epsilon = 1 + \chi$. Mit Gleichung (2.5) ergibt sich hiermit für den komplexen Brechungsindex

$$n^2 = 1 + \frac{N \cdot e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} \quad (2.8)$$

Der komplexe Brechungsindex kann in Real- und Imaginärteil separiert werden, so dass gilt: $n(\omega) = n_r(\omega) - i\kappa(\omega)$. Damit folgt aus Gleichung (2.7) für die durch das Medium propagierende ebene Welle:

$$E(z, t) = E_0 \cdot \underbrace{e^{-\kappa(\omega)\frac{\omega z}{c}}}_{\text{Absorption}} \cdot \underbrace{e^{-i\omega(t - n_r(\omega)\frac{z}{c})}}_{\text{Dispersion}} \quad (2.9)$$

Die Frequenz ω des anregenden Feldes bleibt erhalten. Der Realteil des Brechungsindex führt zu einer in der Regel frequenzabhängigen Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium $v_{ph} = c/n_r(\omega)$ (Dispersion). Der Imaginärteil des Brechungsindex bewirkt eine Abschwächung des Feldes. Dies entspricht der linearen Absorption des Mediums. Die Absorption erreicht signifikant hohe Werte, wenn die Frequenz der elektromagnetischen Welle einer Resonanzfrequenz des atomaren Systems entspricht. In der Regel besitzen größere Moleküle und Festkörper keine scharfen Absorptionslinien sondern breite Absorptionsbanden. Bei Wechselwirkung mit dem elektronischen System ergeben sich hohe Resonanzfrequenzen. Die Resonanzen der meisten optischen Materialien liegen im ultravioletten Spektralbereich. Werden durch die elektromagnetische Welle Schwingungen und Rotationen der Atome des Mediums untereinander angeregt, sind die Resonanzfrequenzen geringer und die Absorption findet im infraroten Spektralbereich statt. Durch die Frequenzabhängigkeit der Absorption wird der Transparenzbereich eines Mediums definiert. Mit der Intensität $I \propto |E|^2$ kann aus Gleichung (2.9) das *Beersche Absorptionsgesetz* abgeleitet werden:

$$I(\Delta z) = I_0 \cdot e^{-\alpha\Delta z} \quad (2.10)$$

Hierbei gibt I_0 die Intensität der in das Medium eingestrahlteten elektromagnetischen Welle an. Die Intensität nimmt exponentiell mit der Propagationslänge Δz im Medium ab. Der lineare Absorptionskoeffizient α ist proportional zum Imaginärteil κ des Brechungsindex [79]:

$$\alpha = \frac{4\pi \cdot \kappa}{\lambda} = 2k \cdot \kappa \quad (2.11)$$

Der lineare Absorptionskoeffizient ist eine entscheidende physikalische Größe zur Beschreibung der optischen Eigenschaften eines Mediums. Die Stärke der linearen Absorption wirkt sich entscheidend auf die Effizienz und die Eigenschaften von Frequenzkonversionsprozessen aus. Eine ausführliche Untersuchung der Wechselwirkung von Strahlung in Spektralbereichen hoher Materialabsorption erfolgt in Kapitel 4.

2.1.2 Nichtlineare Wechselwirkung

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle durch das Induzieren einer elektrischen Polarisation erfolgt. Für eine hinreichend geringe Feldstärke hängt die induzierte Polarisation linear von dem anregenden Feld ab.

Im Fall hoher Feldstärken, wie sie z.B. durch intensive Laserstrahlung erzeugt werden, kann die Polarisation des Mediums als Reihenentwicklung nach Potenzen des elektrischen Feldes dargestellt werden:

$$P(t) = \epsilon_0 \cdot \chi^{(1)} E(t) + \epsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E^2(t) + \epsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \quad (2.12)$$

$\chi^{(k)}$ beschreibt die Suszeptibilität k -ter Ordnung. Im Allgemeinen gilt $\chi^{(k)} \gg \chi^{(k+1)}$.

Zur weiteren Betrachtung wird das externe Feld als eine Linearkombination aus zwei Komponenten mit verschiedenen Frequenzen angenommen: $E(t) = E_1(t) + E_2(t)$. Für die einzelnen Komponenten gilt:

$$E_n(t) = E_n e^{-i\omega_n t} + c.c. , \text{ mit } n = 1, 2 \quad (2.13)$$

Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass die Suszeptibilität für Ordnungen $k > 2$ sehr gering ist und daher vernachlässigt werden kann (nichtlineare Wechselwirkung 2. Ordnung). Für die induzierte Polarisation folgt damit aus Gleichung (2.12):

$$P(t) = \epsilon_0 \underbrace{\chi^{(1)} [E_1(t) + E_2(t)]}_{P_{lin.}(t)} + \epsilon_0 \underbrace{\chi^{(2)} [E_1(t) + E_2(t)]^2}_{P_{NL}(t)} \quad (2.14)$$

Der linear von den Feldstärken abhängige Anteil der Polarisation $P_{lin.}(t)$ führt, analog zur Beschreibung im vorherigen Abschnitt, zu zwei Wellen, die sich unabhängig voneinander mit der jeweiligen Phasengeschwindigkeit $v_{ph,n} \propto \omega_n$ im Medium ausbreiten.

Für den nichtlinearen Anteil der Polarisation folgt mit Gleichung (2.13):

$$\begin{aligned} P_{NL}(t) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \cdot [E_1^2 e^{-i \cdot 2\omega_1 \cdot t} + E_2^2 e^{-i \cdot 2\omega_2 \cdot t} + c.c.] \\ &+ 2\epsilon_0 \chi^{(2)} \cdot [E_1 E_2 e^{-i \cdot (\omega_1 + \omega_2) \cdot t} + c.c.] \\ &+ 2\epsilon_0 \chi^{(2)} \cdot [E_1 E_2 e^{-i \cdot (\omega_1 - \omega_2) \cdot t} + c.c.] \\ &+ 2\epsilon_0 \chi^{(2)} \cdot [E_1 E_1^* + E_2 E_2^*] \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die nichtlineare Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit der Polarisation des Mediums führt also zur Erzeugung neuer Frequenzkomponenten. Die ersten beiden Terme in Gleichung (2.15) beschreiben die zweiten Harmonischen der eingestrahlten Wellen mit der jeweils doppelten Frequenz $\omega_3 = 2\omega_n$. Der dritte Term in Gleichung (2.15) stellt eine Welle mit der Summenfrequenz $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ und der vierte Term eine Welle mit der Differenzfrequenz $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ dar. Der letzte Term in Gleichung (2.15) beschreibt die Erzeugung eines konstanten elektrischen Feldes. Dies wird als optische Gleichrichtung bezeichnet. An

allen genannten Prozessen sind drei Wellen mit den Frequenzen ω_1 , ω_2 und ω_3 beteiligt. Die nichtlineare Wechselwirkung 2. Ordnung wird daher auch als Drei-Wellen-Mischung bezeichnet. Berücksichtigt man zusätzlich die Suszeptibilität dritter Ordnung $\chi^{(3)}$, beschreibt die nichtlineare Polarisation die Wechselwirkung von vier Wellen. Ergebnisse von Prozessen dritter Ordnung sind z.B. der intensitätsabhängige Brechungsindex, sättigbare Absorption und Zwei-Photonen-Absorption [77].

Der nichtlineare Koeffizient

In den bisherigen Betrachtungen wurden die elektrischen Felder, die induzierte Polarisation und die Suszeptibilität als skalare Größen beschrieben. In einer dreidimensionalen Beschreibung werden die Felder sowie die Polarisation als Vektoren mit drei Komponenten dargestellt. Die Suszeptibilität $\chi^{(k)}$ muss im allgemeinsten Fall durch einen Tensor $k+1$ -ter Stufe beschrieben werden. Eine deutliche Reduzierung der Elemente des Tensors kann durch mathematische Symmetrieüberlegungen erreicht werden. Werden zusätzlich räumliche Symmetrieeigenschaften eines Mediums berücksichtigt, ist eine weitere Vereinfachung möglich. Für eine nichtlineare Wechselwirkung zweiter Ordnung kann der nichtlineare Koeffizient $d_{ijk} = 1/2 \cdot \chi_{ijk}^{(2)}$ definiert werden. Die Indizes ijk geben dabei die jeweiligen Koeffizienten des Tensors an. Sind die Ausbreitungsrichtung im Medium sowie die Polarisation des wechselwirkenden Wellen fest vorgegeben, reduziert sich der nichtlineare Koeffizient auf einen skalaren Wert. Diesen bezeichnet man als effektiven nichtlinearen Koeffizienten d_{eff} . Damit folgt aus Gleichung (2.12) für die nichtlineare Polarisation 2. Ordnung

$$\vec{P}(t)_{NL} = 2\epsilon_0 \cdot d_{eff} \cdot \vec{E}^2(t) . \quad (2.16)$$

Der effektive nichtlineare Koeffizient ist eine physikalisch messbare Größe, die für viele Materialien tabellarisch erfasst ist [12]. Für eine ausführliche Diskussion der Tensoreigenschaften der Suszeptibilität sei auf die Literatur verwiesen [76, 77].

Die gekoppelten Amplitudengleichungen

Zur analytischen Beschreibung der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in Materie unter Berücksichtigung der nichtlinearen Wechselwirkung wird, analog zum vorherigen Abschnitt, die Wellengleichung aus den Maxwell'schen Gleichungen abgeleitet. Die induzierte Polarisation aus Gleichung (2.12) wird als Quellterm verwendet. Es gilt $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$. Für ein nicht leitfähiges ($\sigma = 0$) und nicht magnetisierbares ($\mu = 1$) Material in Abwesenheit freier Ladungsträger ($\rho = 0$) folgt somit die Wellengleichung

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P} . \quad (2.17)$$

Hierbei ist $c = c_0/n$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im Medium, c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n der Brechungsindex des Mediums.

Zur Vereinfachung wird die Betrachtung im Folgenden auf den eindimensionalen Fall beschränkt. Es werden ebene Wellen mit der Frequenz ω in der Form

$$E(z, t) = E(z) \cdot e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.18)$$

in z -Richtung angenommen. Des weiteren wird davon ausgegangen, dass sich der Betrag der Feldamplitude $E(z)$ in Ausbreitungsrichtung nur wenig innerhalb einer Wellenlänge ändert (*slowly varying amplitude approximation*):

$$\left| \frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial E(z)}{\partial z} \right| \quad (2.19)$$

Es werden nur nichtlineare Prozesse zweiter Ordnung betrachtet. Die Ausbreitungsrichtung und die Polarisation sind fest gewählt. Für die induzierte nichtlineare Polarisation gilt damit Gleichung (2.16).

Aus der Wellengleichung (2.17) folgen mit diesen Annahmen die gekoppelten Amplitudengleichungen

$$\frac{\partial}{\partial z} E_1 = -\alpha(\omega_1)E_1 + i\kappa_1 E_3 E_2^* \cdot e^{i\Delta k z} \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_2 = -\alpha(\omega_2)E_2 + i\kappa_2 E_3 E_1^* \cdot e^{i\Delta k z} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_3 = -\alpha(\omega_3)E_3 + i\kappa_3 E_2 E_1 \cdot e^{-i\Delta k z} \quad (2.22)$$

mit den Kopplungskoeffizienten

$$\kappa_i = \frac{\omega_i d_{eff}}{n_i c_0} \quad (2.23)$$

und der Wellenvektordifferenz (Phasenfehlanpassung)

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 . \quad (2.24)$$

Die drei Differentialgleichungen (2.20)–(2.22) beschreiben die Änderung der Feldamplitude der drei wechselwirkenden elektromagnetischen Wellen bei Propagation durch das Medium. Die Absorption des Mediums wird durch die Absorptionskoeffizienten $\alpha(\omega_i)$ berücksichtigt. Eine anschauliche Interpretation der gekoppelten Amplitudengleichungen ist im absorptionsfreien Fall ($\alpha_i = 0$) bei perfekter Phasenanpassung $\Delta k = 0$ möglich. Aus den Gleichungen (2.20)–(2.22) folgt mit diesen Annahmen und der Intensität $I = 1/2 \cdot n \epsilon_0 c_0 |E|^2$ die sogenannte *Manley-Rowe-Relation* [77, 80, 81]

$$\pm \frac{1}{\omega_1} \frac{\partial I_1}{\partial z} = \pm \frac{1}{\omega_2} \frac{\partial I_2}{\partial z} = \mp \frac{1}{\omega_3} \frac{\partial I_3}{\partial z} . \quad (2.25)$$

Hiernach werden die Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 auf Kosten der Welle mit Frequenz ω_3 verstärkt. Im Photonenbild bedeutet diese Relation, dass die Anzahl der erzeugten Photonen mit Frequenzen ω_1 und ω_2 der Anzahl von vernichteten Photonen bei der Frequenz ω_3 entspricht.

Phasenanpassung

Im Allgemeinen können die gekoppelten Amplitudengleichungen nur numerisch gelöst werden. Eine analytische Lösung ist mit der Näherung eines vernachlässigbaren Abbaus der einstrahlten Wellen möglich. Exemplarisch wird im Folgenden die Differenzfrequenzzeugung (DFG) zweier Wellen mit den Frequenzen ω_3 und ω_1 betrachtet. Für die Frequenz der erzeugten Welle gilt $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Durch die Vernachlässigung des Pumpabbaus bleibt die Feldstärke der Wellen $E_1(z)$ und $E_3(z)$ bei der Propagation durch das Medium konstant. Es gilt somit: $\partial E_1(z)/\partial z = \partial E_3(z)/\partial z = 0$. Unter Vernachlässigung der Absorption folgt die Feldstärke der Differenzfrequenzwelle durch Integration von Gleichung (2.21) über die Länge L des Mediums:

$$E_2(L) = i\kappa_2 E_1 E_3 \int_0^L e^{i\Delta k z} dz = i\kappa_2 E_1 E_3 \left(\frac{e^{i\Delta k L} - 1}{i\Delta k} \right) \quad (2.26)$$

Mit $I = 1/2 \cdot n\epsilon_0 c_0 |E|^2$ folgt aus Gleichung (2.26) für die Intensität der erzeugten Welle:

$$I_2 = \frac{2d_{eff}^2 \omega_2^2 I_1 I_3}{n_1 n_2 n_3 \epsilon_0 c_0^3} L^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) = \Gamma \cdot \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (2.27)$$

mit $\text{sinc}^2 x = \sin^2 x / x^2$ und den Brechungsindizes n_i der einzelnen wechselwirkenden Wellen. Die Größe

$$\Gamma = \frac{2 \cdot d_{eff}^2 \cdot \omega_2^2 \cdot I_1 \cdot I_3}{n_1 \cdot n_2 \cdot n_3 \cdot \epsilon_0 \cdot c_0^3} \cdot L^2 \quad (2.28)$$

wird als parametrischer Verstärkungskoeffizient bezeichnet [82].

Analoge Betrachtungen können für alle, durch die induzierte nichtlineare Polarisation erzeugten Frequenzkomponenten (siehe Gleichung (2.15)) durchgeführt werden. Aus den gekoppelten Amplitudengleichungen (2.20)–(2.22) können bei Vernachlässigung des Pumpabbaus zu Gleichung (2.27) analoge Näherungslösungen für die Erzeugung der Summenfrequenz (SFG) und der Erzeugung der zweiten Harmonischen (SHG) abgeleitet werden.

Allen Drei-Wellen-Mischprozessen ist gemein, dass die Wechselwirkung entscheidend durch die Differenz der Wellenvektoren Δk beeinflusst wird. Am Beispiel von Gleichung (2.27) wird deutlich, dass die Intensität der erzeugten Welle für $\Delta k = 0$ maximal wird. In diesem Fall gilt also

die Impulserhaltung: $\vec{k}_3 = \vec{k}_2 + \vec{k}_1$. Physikalisch bedeutet diese Bedingung, dass die wechselwirkenden Wellen über den gesamten Interaktionsbereich keine Phasendifferenz $\Delta k z$ aufweisen. Die an jedem Punkt innerhalb des Mediums erzeugten Partialwellen interferieren konstruktiv. Die Bedingung $\Delta k = 0$ wird als Phasenanpassung bezeichnet und ist, neben der Energieerhaltung $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$, eine elementare Voraussetzung zum Erreichen makroskopisch messbarer Intensitäten bei der Erzeugung neuer Frequenzkomponenten in Drei-Wellen-Mischprozessen. Für kollineare Ausbreitung der wechselwirkenden Wellen kann die Phasenanpassungsbedingung mit den Beträgen der Wellenvektoren $k_i = n_i(\omega_i)\omega_i/c_0 = 2\pi n_i(\lambda_i)/\lambda_i$ ausgedrückt werden:

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 = 2\pi \left(\frac{n_3(\lambda_3)}{\lambda_3} - \frac{n_2(\lambda_2)}{\lambda_2} - \frac{n_1(\lambda_1)}{\lambda_1} \right) \stackrel{!}{=} 0 . \quad (2.29)$$

Im Allgemeinen kann Phasenanpassung nicht für alle möglichen Konversionsprozesse simultan realisiert werden. Durch geeignete Wahl der experimentellen Randbedingungen wird die Verstärkung für einen bestimmten Prozess maximiert. In der Praxis finden vor allem zwei Methoden zur Erfüllung der Phasenanpassungsbedingung Anwendung: Phasenanpassung durch Doppelbrechung (BPM) und Quasi-Phasenanpassung (QPM).

Bei der Phasenanpassung durch Doppelbrechung wird die Anisotropie eines Mediums ausgenutzt. Bei solchen Medien hängt der Brechungsindex von der Polarisationsrichtung und der Frequenz einer elektromagnetischen Welle ab. Bei geeigneter Wahl der Ausbreitungsrichtung und der Polarisation der interagierenden Wellen kann somit Gleichung (2.29) für einen bestimmten nichtlinearen Prozess erfüllt werden. Da diese Methode der Phasenanpassung in Rahmen dieser Arbeit keine Anwendung findet, sei für eine detaillierte Beschreibung auf die Literatur verwiesen [76, 77].

Bei der Quasi-Phasenanpassung ist die Phasenanpassungsbedingung nicht an jedem Punkt des Mediums exakt erfüllt. Die Phasenverschiebung der wechselwirkenden Wellen wird stattdessen periodisch korrigiert, so dass über die gesamte Propagationslänge ein Energietransfer von der Pumpstrahlung auf die erzeugte Welle erfolgt. Die Umsetzung von Frequenzkonversionsprozessen unter Ausnutzung von Quasi-Phasenanpassung ist ein zentraler Gegenstand dieser Arbeit. Diese Methode der Phasenanpassung wird daher in den folgenden Abschnitten 2.2–2.5 ausführlich beschrieben und diskutiert.

Optisch parametrische Fluoreszenz

Bisher wurde davon ausgegangen, dass zur Differenzfrequenzzerzeugung $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$ zwei Wellen mit den Frequenzen ω_3 und ω_1 in das Medium eingestrahlt werden. Durch die Nullpunktfuktuation des Vakuums können jedoch auch spontan Strahlungsfelder mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 entstehen [83]. Diese können über die nichtlineare Polarisation des Mediums

mit einer einzelnen eingestrahlten Welle mit der Frequenz ω_3 in Wechselwirkung treten. Dies wird als optisch parametrische Fluoreszenz (OPF) bezeichnet. Durch den Dipolcharakter der nichtlinearen Wechselwirkung können Frequenzen zwischen 0 und ω_3 in beliebige Richtungen erzeugt werden, wobei die Energieerhaltung $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ erfüllt sein muss. Eine signifikante Verstärkung erfolgt allerdings nur für Frequenzen und Richtungen, für die die Phasenanpassungsbedingung $\Delta k = 0$ näherungsweise erfüllt ist. Die optisch parametrische Fluoreszenz ist ein rein quantenmechanischer Prozess. Dieser ist äquivalent zur Verstärkung zweier schwacher Rauschfelder mit Frequenzen ω_1 und ω_2 durch die nichtlineare Wechselwirkung mit einem starken Pumpfeld mit Frequenz ω_3 [84]. Eine anschauliche Betrachtung kann durch den Teilchencharakter elektromagnetischer Strahlung erfolgen. Ein in das Medium eingestrahltes Photon regt durch die nichtlineare Wechselwirkung 2. Ordnung ein virtuelles Energieniveau an. Dieses virtuelle Energieniveau zerfällt durch Emission zweier Photonen geringerer Energie bzw. geringerer Frequenzen. Eine detaillierte Beschreibung der optisch parametrischen Fluoreszenz findet sich in den Referenzen [83–86].

Die OPF bildet die Grundlage der Erzeugung von Strahlung durch optisch parametrische Generatoren (OPG) und optisch parametrische Oszillatoren (OPO). In beiden Fällen wird in das nichtlineare Medium nur eine Pumpwelle mit der Frequenz ω_p eingestrahlt. Nach allgemeiner Konvention werden die erzeugten Wellen als Signal- und Idlerstrahlung bezeichnet, wobei $\omega_s > \omega_i$ gilt. Da die Verstärkung durch die parametrische Wechselwirkung in der Regel sehr gering ist, werden zur Erzeugung makroskopischer Leistungen im Einfachdurchgang durch das nichtlineare Medium (OPG) sehr hohe Feldstärken benötigt. Eine Steigerung der Effizienz ist durch Rückkopplung einer oder mehrerer der interagierenden Wellen möglich (OPO).

2.2 Analytische Beschreibung der Quasi-Phasenanpassung

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass bei der Erzeugung neuer Frequenzkomponenten durch nichtlineare Prozesse zweiter Ordnung nur dann eine makroskopisch messbare Intensität erreicht werden kann, wenn die wechselwirkenden Wellen keine Phasenfelanpassung aufweisen. In diesem Fall interferieren die an jedem Punkt des Mediums erzeugten Partialwellen konstruktiv. Für die Differenz der Wellenvektoren gilt $\Delta k = 0$. Abbildung 2.1 zeigt die Intensität der erzeugten Welle nach Gleichung (2.27) bei der Propagation im nichtlinearen Medium. Für perfekte Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) wächst die Intensität quadratisch mit der Länge an. Bei Phasenfelanpassung ($\Delta k \neq 0$) ändert sich die Phasendifferenz der wechselwirkenden Wellen linear mit der Ausbreitungsrichtung. Nach der sogenannten *Kohärenzlänge* L_c ergibt sich eine Phasendifferenz von $\Delta k L_c = \pi$. Die Intensität der konvertierten Strahlung wird maximal. Die weiter mit der Länge anwachsende Phasendifferenz führt für $z > L_c$ zur teilweise destruktiven Interferenz der Partialwellen. Der Energietransfer erfolgt dann von der erzeug-

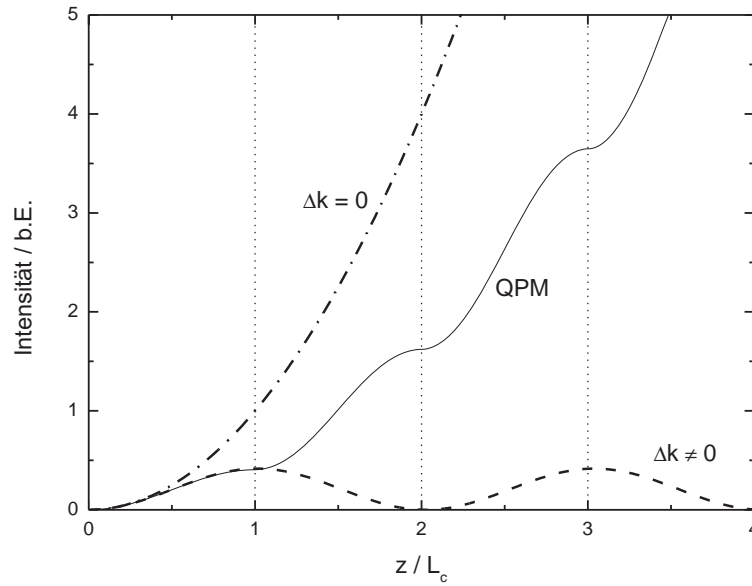


Abbildung 2.1: Intensität der erzeugten Welle in Abhängigkeit der Propagationslänge im Medium für perfekte Phasenanpassung ($\Delta k = 0$), für Phasenfehlanpassung ($\Delta k \neq 0$) und Quasi-Phasenanpassung (QPM).

ten Welle zurück auf die Pumpwelle (Rückkonversion). Nach der doppelten Kohärenzlänge beträgt die Phasendifferenz 2π und die konvertierten Partialwellen interferieren vollständig destruktiv. Danach startet der Konversionsprozess von Neuem (siehe Abbildung 2.1).

Das Auftreten von Rückkonversion kann verhindert werden, wenn die relative Phase zwischen konvertierter Welle und Pumpwelle nach der Kohärenzlänge korrigiert wird. Dies kann durch einen Phasensprung von π erreicht werden. In diesem Fall wird die erzeugte Welle weiter verstärkt. Ihre Intensität wächst monoton mit der Propagationslänge an. Da die Phasenanpassungsbedingung nicht an jedem Punkt des Mediums erfüllt ist, sondern periodisch korrigiert wird, bezeichnet man dieses Verfahren als Quasi-Phasenanpassung (QPM). Das Prinzip der Quasi-Phasenanpassung wurde von Armstrong et al. [1] vorgestellt. Bei der QPM besteht zwischen den wechselwirkenden Wellen, außer bei Vielfachen der Kohärenzlänge, eine Phasenfehlanpassung ($\Delta k \neq 0$). Die Konversionseffizienz ist daher im Vergleich zu perfekter Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) geringer (siehe Abbildung 2.1).

Experimentelle Realisierung der Quasi-Phasenanpassung

Der zur Korrektur der Phasendifferenz notwendige Phasensprung von π bei Vielfachen der Kohärenzlänge, kann durch einen Vorzeichenwechsel des nichtlinearen Koeffizienten d_{eff} erreicht werden. Nach z.B. der zweiten gekoppelten Amplitudengleichung (2.21) gilt:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_2 \propto d_{eff} \cdot E_3 E_1^* e^{i\Delta k z} = -d_{eff} \cdot E_3 E_1^* e^{i(\Delta k z + \pi)}. \quad (2.30)$$