

Kapitel 3

Dreiwellen-Mischung, Grundlagen der Frequenzkonversion

Bereits seit der ersten Realisierung der Laser (T.H. Maiman, 1960, [Mai60]) wurde versucht, die Vorteile der Laserstrahlung auf alle spektralen Bereiche auszuweiten. Die Lasermaterialien besitzen in den meisten Fällen nur eine geringe Bandbreite und auch unter Verwendung verschiedener Lasertypen treten große spektrale Lücken auf. Um diese Lücken zu schließen, wird häufig eine Möglichkeit der Nichtlinearen Optik verwendet, die Frequenzmischung. Als die bislang verbreitetsten und historisch zuerst eingesetzten Methoden der Frequenzmischung gelten die verschiedenen Dreiwellen-Mischverfahren. Bereits 1961 wurde erstmals von Frequenzverdopplung (SHG) eines Rubinlaserstrahls berichtet [FHP61]. Ein Jahr später realisierten J.A. Giordmaine [Gio62] und P.D. Maker [MTN62] Frequenzverdopplung mit Phasenanpassung. Die erste Summenfrequenz Generation (SFG) von zwei verschiedenen Lasern wurde von R.C. Miller [MS62] erreicht, während 1965 F. Zernike [ZB65] erstmals Differenzfrequenzbildung (DFG) realisierte. Die erste kontinuierlich durchstimmbare Lichtquelle nach dem Prinzip der parametrischen Oszillation gelang J.A. Giordmaine [GM65]. Seitdem bemühen sich viele Arbeitsgruppen, die Möglichkeiten der Frequenzmischung auszubauen, um in weitere spektrale Bereiche vorzudringen. Mit der Entwicklung stabiler Festkörperlaser entwickelt sich auch die Frequenzmischung zu dem Werkzeug, kontinuierlich abstimmbare, kohärente Lichtquellen vom VUV bis ins FIR zu erzeugen.

Voraussetzung für die hier vorgestellten experimentellen Untersuchungen war die

Möglichkeit der Frequenzkonversion der Grundwellen des Lasersystems durch verschiedene Dreiwellen-Mischverfahren, die Erzeugung der zweiten Harmonischen (SHG), optisch parametrische Generation und Verstärkung (OPG/OPA) sowie der Summenfrequenz Bildung (SFG). Die Techniken der Wellenmischung werden seit wenigen Jahren in Verbindung mit ultrakurzen Pulsen verwendet und stellen die einzige Möglichkeit dar, die Synchronisation im fs-Bereich vom Pump- und Probepuls bei Zweifarben-Experimenten zu gewährleisten. In Kapitel 3.1 werden die Grundlagen nichtlinearer Optik in Bezug auf die Dreiwellen-Interaktion aufgeführt, Kapitel 3.2 bezieht sich speziell auf die Wechselwirkung 2. Ordnung von Licht mit optisch nichtlinearen Kristallen. Die hier präsentierten Darstellungen orientieren sich insbesondere an [TC95, DGN91].

3.1 Nichtlineare Wechselwirkung von Licht mit Materie

Die Ausbreitung von Licht in Materie wird durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Vereinfacht man diese Gleichungen durch die Annahmen, daß das Medium elektrisch neutral ist, nichtleitend und somit keine freien Ladungsträger vorhanden sind, erhält man für isotrope und anisotrope Medien folgende Wellengleichung:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (3.1)$$

wobei \vec{P} die dielektrische Polarisierung, eine Funktion der elektrischen Feldstärke \vec{E} ist und den Response des Mediums auf \vec{E} vollständig beschreibt. Die dielektrische Polarisierung läßt sich nach der Feldstärke entwickeln.

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \right], \quad (3.2)$$

wobei $\chi^{(n)}$ die Suszeptibilität n -ter Ordnung ist. Verkürzt beschreibt man die Polarisierung zusammengesetzt aus der linearen Polarisierung \vec{P}_{linear} , die linear von der Feldstärke abhängt und der nichtlinearen Polarisierung $\vec{P}_{nichtl.}$, die von höheren Potenzen der Feldstärke abhängt:

$$\vec{P}(E) = \vec{P}_{linear} + \vec{P}_{nichtlinear}. \quad (3.3)$$

Obwohl für die Suszeptibilitäten höherer Ordnung immer $\chi^{(n)} \gg \chi^{(n+1)}$ gilt, dürfen bei hohen elektrischen Feldstärken die nichtlinearen Terme der Polarisation nicht vernachlässigt werden.

Die im Medium induzierten schwingenden Dipole sind nun ihrerseits Quellen elektromagnetischer Wellen, deren Phasengeschwindigkeit gegeben ist durch:

$$v_{Phase} = \frac{\omega}{|\vec{k}|} = \frac{c_0}{n(\omega)}. \quad (3.4)$$

Die erzeugten Wellen der Dipole können jedoch nur eine makroskopische Welle ergeben, wenn die einzelnen Wellen in Phase zu der erzeugenden Welle laufen, andernfalls kommt es zu negativer Interferenz, also gegenseitiger Auslöschung. Je größer der Unterschied der Brechzahlen beider Wellen ist, um so kleiner ist die Kohärenzlänge $l_c = \lambda_{Grundwelle} / (2[n_{Oberwelle} - n_{Grundwelle}])$, nach der es zur Auslöschung kommt. Dies zeigten 1962 P.D. Maker et al. [MTN62], indem sie durch Variation des Winkels zwischen dem Laserstrahl eines Rubin-Lasers und einer Quarzglasplatte periodisch zu- und abnehmende Intensität der zweiten Harmonischen ohne Phasenanpassung beobachteten.

Phasenanpassung und somit positive Interferenz erfordert die folgenden Bedingungen:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (3.5a)$$

$$\vec{k}_{\omega_1+\omega_2} = \vec{k}_{\omega_1} + \vec{k}_{\omega_2}, \quad (3.5b)$$

wobei \vec{k}_{ω_i} der Wellenvektor

$$k_{\omega_i} = \left| \vec{k}_{\omega_i} \right| = n(\omega_i) \frac{\omega_i}{c} = \frac{\omega_i}{v(\omega_i)} = \frac{2\pi n_i}{\lambda_i} \quad (3.6)$$

ist, $v(\omega_i)$ die Phasengeschwindigkeit und n_i der Brechungsindex der Frequenz ω_i . Dabei entspricht Gleichung 3.5a der Energieerhaltung, die immer erfüllt ist, Gleichung 3.5b ist die Bedingung der Phasenanpassung.

Um ein maximales Überlappvolumen zwischen den wechselwirkenden Lichtpulsen zu erhalten, wird häufig, wie auch in den hier vorgestellten Aufbauten dargestellt, eine kollineare Anordnung (skalare Phasenanpassung) gewählt. Dabei ergibt sich aus $\omega/k = c/n$ die Bedingung für Phasenanpassung zu:

$$n_3\omega_3 = n_1\omega_1 + n_2\omega_2. \quad (3.7)$$

Für nicht kollineare Phasenanpassung (vektorielle Phasenanpassung) gilt entsprechend Abbildung 3.1:

$$|\vec{k}_3| = |\vec{k}_1| \cos \theta_1 + |\vec{k}_2| \cos \theta_2 \quad \text{oder} \quad \omega_3 n_3 = \omega_1 n_1 \cos \theta_1 + \omega_2 n_2 \cos \theta_2 \quad (3.8)$$

$$|\vec{k}_1| \sin \theta_1 = |\vec{k}_2| \sin \theta_2 \quad \text{oder} \quad \omega_1 n_1 \sin \theta_1 = \omega_2 n_2 \sin \theta_2 \quad (3.9)$$



Abbildung 3.1: Kollineare und nicht kollineare Phasenanpassung.

Im folgenden werden nur Effekte zweiter Ordnung in nichtlinearen Medien ($\chi^2 \neq 0$) betrachtet. Überlagert man 2 elektromagnetische Wellen $E(\omega_1) = E_1 \cos(\omega_1 t + k_1 z)$ und $E(\omega_2) = E_2 \cos(\omega_2 t + k_2 z)$ in einem nichtlinearen Medium, ergibt sich für die Polarisation zweiter Ordnung:

$$P^{(2)}(\omega) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} [(E_1^2 + E_2^2) + E_1^2 \cos(2\omega_1 t) + E_2^2 \cos(2\omega_2 t) + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 + \omega_2)t + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)t]. \quad (3.10)$$

Man erkennt einen von der Frequenz unabhängigen Term (optische Gleichrichtung) und Terme, die mit der Summen- bzw. Differenzfrequenz ($\omega_1 \pm \omega_2$) bzw. der doppelten Frequenz ($2\omega_1$ bzw. $2\omega_2$) oszillieren. Ist $\omega_1 = \omega_2$ (SHG), vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$P^{(2)}(\omega) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} [4E^2 + 4E^2 \cos(2\omega t)] \quad (3.11)$$

Polarisation zweiter Ordnung tritt in Medien ohne Inversionssymmetrie auf. Abbildung 3.2 illustriert die mögliche Generation verschiedener Wellen aufgrund der nichtlinearen Polarisation eines Mediums.

Bei Medien mit Inversionssymmetrie (isotrope Stoffe) können hingegen nichtlineare Effekte 3. Ordnung auftreten, als Beispiel wäre hier Frequenzverdreifung (THG), entartete Vierwellen-Mischung, Selbstfokussierung oder auch induzierte Ramanstreuung zu nennen, einen ausführlichen Überblick liefert z.B. [Sut96].

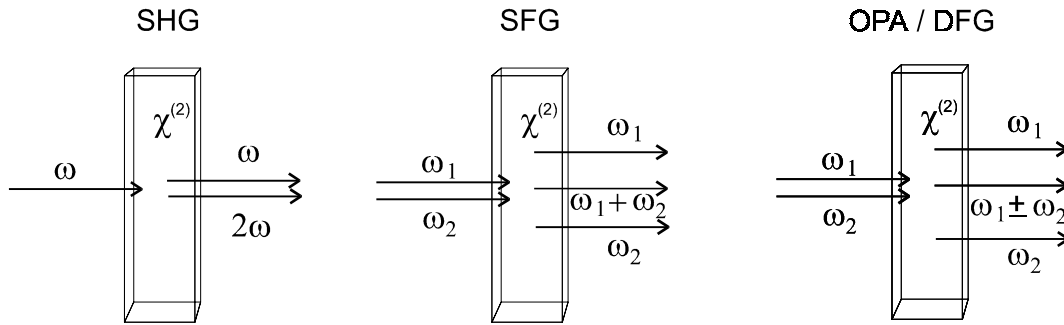


Abbildung 3.2: Verschiedene nichtlineare Prozesse 2. Ordnung.

Bei skalarer, also kollinearer Dreiwellen-Mischung erhält man für die Intensitäten folgenden Ausdruck für die SHG, wobei für die Herleitung auf [LKW95] verwiesen wird.

$$I_{\omega}(A_1, z) \propto A_1(0)^2 [1 - \tanh^2(KA_1(0)z)] \quad (3.12)$$

$$I_{2\omega}(A_1, z) \propto A_1(0)^2 \tanh^2(KA_1(0)z). \quad (3.13)$$

Hierbei sind $I_{\omega}(A_1, z)$ und $I_{2\omega}(A_1, z)$ die Intensität der Grundwelle, bzw. der zweiten Harmonischen nach der Konversionslänge z , $A_1(0) = \sqrt{\frac{n_1}{\omega_1}} E^2(0) \propto I_{\omega}(0)$, somit proportional zur Intensität der Grundwelle vor der Konversion und $K \propto \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3}}$.

Abbildung 3.3 zeigt die Entwicklung der Intensität der zweiten Harmonischen ($I_{2\omega}$) und der Grundwelle (I_{ω}) in Abhängigkeit der Überlappungslänge im Medium, bzw. bei konstanter Länge die Abhängigkeit von der Intensität der Grundwelle.

Man erkennt, daß bei optimaler Phasenanpassung die Grundwelle vollständig konvertiert werden kann, wenn entweder die Länge des nichtlinearen Mediums entsprechend lang gewählt wird, oder die Intensität der einfallenden Grundwelle entsprechend hoch ist. Weiterhin sieht man, daß die Erzeugung der zweiten Harmonischen ohne Eingangsintensität $I_{2\omega}(0)$ erreicht werden kann, somit ein Seedprozeß, wie bei der optisch parametrischen Verstärkung, nicht notwendig ist.

Für die optisch parametrische Verstärkung ergibt sich folgender Zusammenhang.

$$I_1(z) \propto A_1(0)^2 \cosh^2(KA_3(0)z) \quad (3.14)$$

$$I_2(z) \propto A_1(0)^2 \sinh^2(KA_3(0)z). \quad (3.15)$$

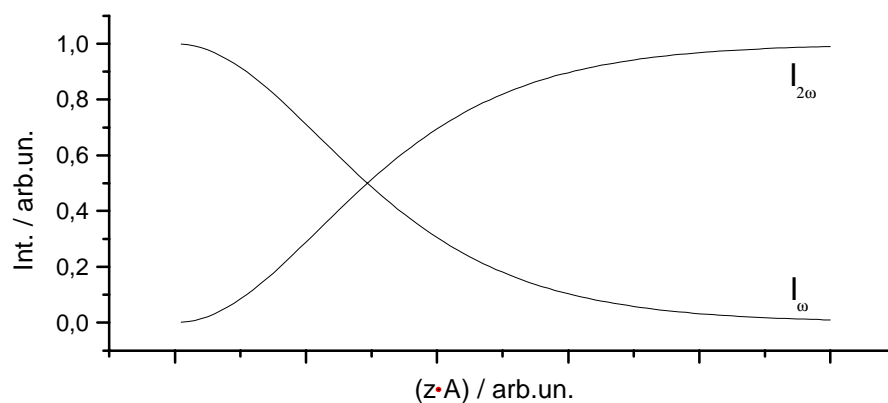


Abbildung 3.3: Intensitäten der Grundwelle und zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der Länge des Überlapps und der Intensität der Grundwelle.

Hierbei sind I_1 und I_2 die Intensitäten der umgewandelten bzw. verstärkten Pulse, $A_1(0)^2$ ist proportional zur Intensität des Seedpulses vor der Konversion und $A_3(0)$ ist proportional zur Intensität des Pumpulses. Die Entwicklung der Intensitäten zeigt Abbildung 3.4.

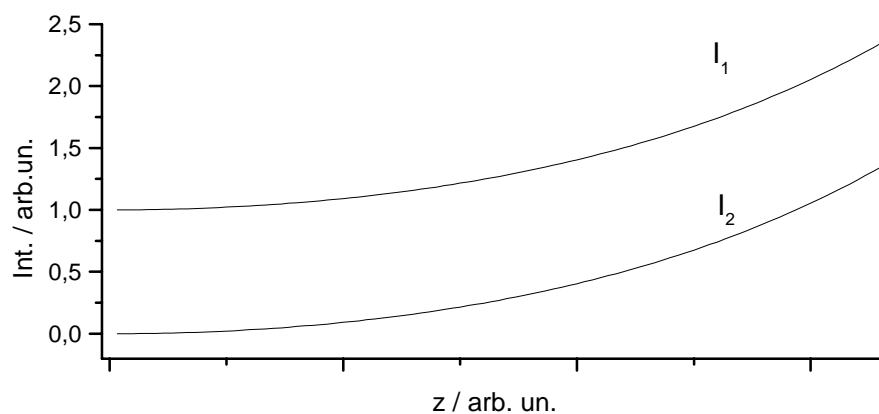


Abbildung 3.4: Intensitäten von Signal und Idler bei parametrischer Verstärkung in Abhängigkeit der Verstärkungslänge.

Im Gegensatz zur SHG benötigt die optisch parametrische Verstärkung eine Eingangsintensität von Signal oder Idler als Seedpuls, um den verstärkenden Prozeß hervorzurufen. Bei der optisch parametrischen Generation wird diese Eingangsintensität durch spontane parametrische Fluoreszenz mit den oben beschriebenen Voraussetzun-

gen der Energie- und Impulserhaltung erzeugt und auf die in Abbildung 3.4 dargestellten Weise in Richtung der Phasenanpassung verstärkt. Eine quantentheoretische Beschreibung der Entstehung parametrischer Fluoreszenz findet sich z.B. in [Yar88] oder [TC95].

In den hier beschriebenen Konversionsfällen erkennt man keine begrenzende physikalische Eigenschaft und die Umwandlungseffizienz hängt in erster Näherung vom Grad der Phasenanpassung, der Länge des konvertierenden Mediums bzw. der Intensität der Pumpwelle ab.

3.2 Optik nichtlinearer Kristalle

Die Phasenanpassung in isotropen Stoffen ist wegen der normalen Dispersion $n_{\omega_1} < n_{\omega_2}$ mit $\omega_1 < \omega_2$ nie erfüllt und die Verwendung von Stoffen mit anomaler Dispersion ist häufig wegen hoher Absorption ausgeschlossen. Aus diesem Grund realisiert man Phasenanpassung unter Verwendung von anisotropen Stoffen. Die Frequenzkonversion nach dem Prinzip der Dreiwellen-Mischung wird in verschiedenen Materialien erreicht. Das Folgende beschränkt sich, entsprechend der verwendeten optischen Aufbauten dieser Arbeit, auf Phasenanpassung in optischen anisotropen Kristallen. Einen Überblick über dieses Forschungsgebiet mit den wichtigsten Arbeiten zur Frequenzmischung in optisch nichtlinearen Kristallen bietet J.H. Hunt [Hun97].

Als wichtigste Anforderung an den verwendeten Kristall ist die Größe der nichtlinearen Suszeptibilität $\chi^{(2)}$, die Voraussetzung der Konversion ist (siehe Kap. 3.1). Weiterhin muß der Kristall für alle am Mischprozeß beteiligten Wellenlängen eine hohe Transmission aufweisen. Dies beschränkt vor allem den Einsatz im UV und VUV. Aufgrund der benötigten extremen Pumpintensitäten ist eine weitere wichtige Eigenschaft der Kristalle eine hohe Zerstörschwelle. Weiterhin ist eine geringe Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) für die verschiedenen Wellenlängen wichtig. Eine Sammlung der Eigenschaften der häufig verwendeten Kristalle findet sich in [DGN91], [SB79] und [LC87].

Im folgenden wird auf die verschiedenen Kristalltypen (einachsig und zweiachsig)

eingegangen und in allgemeine Konventionen der Notation eingeführt. Es werden die verschiedenen Arten und Methoden der Phasen Anpassung vorgestellt, wobei aufgrund der Vielschichtigkeit des Problems nur der prinzipielle Weg oder einfache Abschätzungen erläutert werden, für spezielle Fragestellungen muß auf weiterführende Literatur verwiesen werden. Schließlich werden Probleme der Frequenzmischung in der Ultrakurzzeit-Spektroskopie aufgeführt.

3.2.1 Optik einachsiger Kristalle

Einachsige Kristalle besitzen eine ausgezeichnete Achse, die optische Achse (gewöhnlich Z -Richtung). Die Ebene, die von Z und dem Wellenvektor \vec{k} aufgespannt wird, nennt man Hauptebene des Kristalls. Ein Lichtstrahl, der senkrecht zu der Hauptebene polarisiert ist, nennt man ordinären oder ordentlichen Strahl (o -Strahl), ein Lichtstrahl, der parallel zur Hauptebene polarisiert ist, wird außerordentlicher oder extraordinärer Strahl (e -Strahl) genannt (siehe Abb. 3.5).

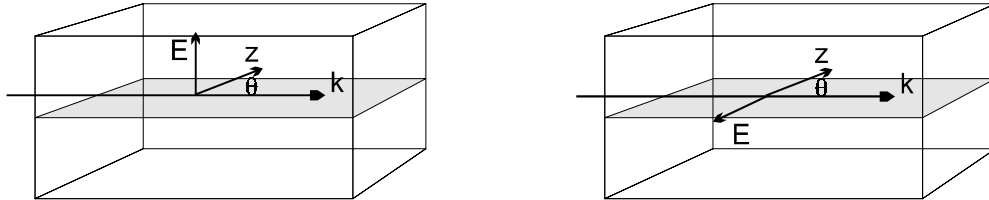


Abbildung 3.5: Ordinäre (links) und extraordinäre (rechts) Strahlrichtung in einem einachsigen Kristall.

Die Brechungsindizes der verschiedenen Strahlen (o - und e -Strahl) werden als n_o und n_e bezeichnet, dabei ist n_o unabhängig von der Ausbreitungsrichtung, d.h. von θ , dem Winkel zwischen der optischen Achse Z und der Ausbreitungsrichtung k , während die Größe von n_e abhängig von θ ist. Damit ist der Brechungsindex n von der Ausbreitungsrichtung und der Polarisation der Welle abhängig. Man unterscheidet zwischen positiven und negativen Kristallen. Für negative Kristalle ist $n_e < n_o$, für positive Kristalle ist $n_e > n_o$.

Der Brechungsindex des e -Strahls läßt sich in Abhängigkeit von der Ausbreitungs-

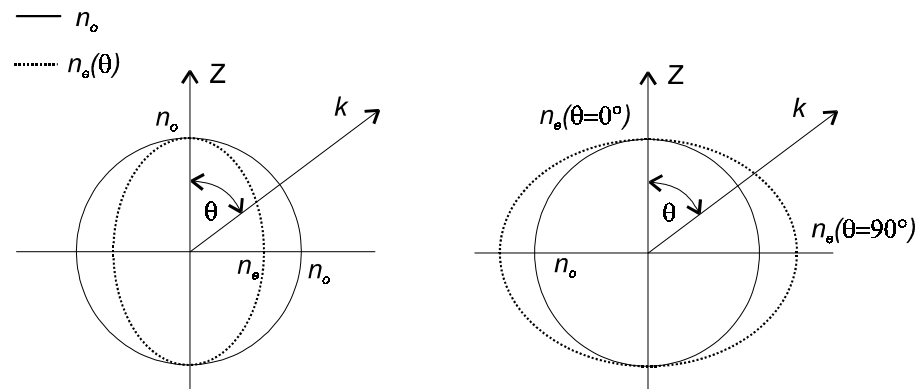


Abbildung 3.6: Brechungsindizes eines negativen (links, $n_o \geq n_e(\theta)$) und eines positiven (rechts, $n_o \leq n_e(\theta)$) Kristalls in Abhängigkeit von der Raumrichtung.

richtung aus folgender Gleichung bestimmen:

$$n_e(\theta) = n_o \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_o/n_e)^2 \tan^2 \theta}}. \quad (3.16)$$

3.2.1.1 Arten der Phasenanpassung

Um die Phasenanpassung zwischen den wechselwirkenden Pulsen bei der Dreiwellen-Mischung zu erreichen, müssen verschieden polarisierte Wellen verwendet werden. Es existieren zwei unterschiedliche Arten der Phasenanpassung, abhängig von der Polarisation der verwendeten Wellen, wobei für die Kurzbezeichnung z.B. ooe für die beteiligten Wellen $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$ gilt.

Man spricht von Typ I Phasenanpassung, wenn z.B. für SFG, zwei parallel polarisierte Wellen eine senkrecht dazu polarisierte erzeugen. Für positive (+) bzw. negative (-) Kristalle gilt:

$$\begin{aligned} (ooe)^- & \text{ z.B. SFG } \vec{k}_{o1}^- + \vec{k}_{o2}^- = \vec{k}_{e3}^- \\ (e eo)^+ & \text{ z.B. SFG } \vec{k}_{e1}^+ + \vec{k}_{e2}^+ = \vec{k}_{o3}^+. \end{aligned}$$

Für Typ II Phasen Anpassung gilt:

$$\begin{aligned} & (oee)^- \\ & (eoe)^- \\ & (oeo)^+ \\ & (eoo)^+. \end{aligned}$$

3.2.1.2 Bestimmung des Winkels für Phasen Anpassung

Die Dispersionseigenschaften von einachsigen Kristallen sind nur durch den Polarwinkel θ bestimmt. Für die Bestimmungsgleichungen der Phasen Anpassung wird auf [DGN91] bzw. [NG86] verwiesen. Weiterhin ist die genaue Kenntnis der Dispersion des betreffenden anisotropen Kristalls erforderlich. Zur Bestimmung der Brechungsindizes wird allgemein die empirische Sellmeiergleichung verwendet:

$$n^2 = A + \frac{B_1}{\lambda^2 - B_2} - \frac{C_1}{C_2 - \lambda^2}, \quad (3.17)$$

wobei die kristallspezifischen Größen A, B, C z.B. aus [SB79] und [DGN91] zu entnehmen sind. Die entsprechenden Daten und Bestimmungsgleichungen für den hier verwendeten einachsigen Kristall (BBO) werden in Anhang A aufgeführt.

3.2.2 Optik zweiachsiger Kristalle

Zweiachsige Kristalle besitzen 2 Hauptachsen ($n_i = n_j$), die üblicherweise in die ZX -Ebene gelegt (siehe Abb. 3.7) werden. Die Ausbreitungsrichtung der Welle wird durch den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel ϕ festgelegt. Vereinfacht man die Betrachtung durch die Bedingung, daß die Wellen in Richtung der Hauptebenen des Kristalls verlaufen, so ergibt sich die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Ausbreitungsrichtung aus einem Kreis (n_x, n_y, n_z die Hauptwerte der Brechungsindizes, vergl. n_o bei einachsigem Kristall) und einer Ellipse (vergl. n_e bei einachsigem Kristall).

Im Fall $n_x < n_y < n_z$, wobei n_x, n_y, n_z die Hauptwerte der Brechungsindizes sind, ergibt sich für den Winkel V_Z , dem Winkel zwischen der optischen Achse und der

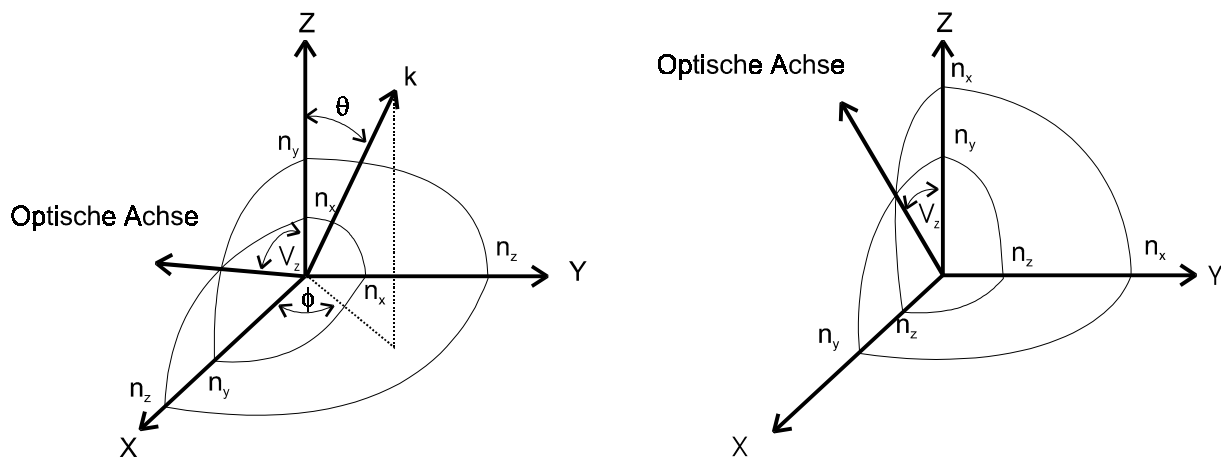


Abbildung 3.7: *Abhängigkeit des Brechungsindex in zweiachsigen Kristallen von Ausbreitungsrichtung und Polarisation einer Welle; links $n_x < n_y < n_z$, rechts $n_x > n_y > n_z$.*

Z-Achse:

$$\sin V_z = \frac{n_z}{n_y} \sqrt{\frac{n_y^2 - n_x^2}{n_z^2 - n_x^2}}. \quad (3.18)$$

Für eine Welle, die senkrecht zur XY -Ebene polarisiert ist, gilt $n = n_z$, für eine parallel zur XY -Ebene polarisierten Welle, ändert sich der Brechungsindex $n(\phi)$ von n_x nach n_y (siehe Abb. 3.7). Für den Brechungsindex $n_e(\phi)$ gilt dann:

$$n_e(\phi) = n_y \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \phi}{1 + (n_y/n_x)^2 \cdot \tan^2 \phi}}. \quad (3.19)$$

Für eine Welle, die senkrecht zur YZ -Ebene polarisiert ist, gilt $n = n_x$, während der Brechungsindex $n(\theta)$, der zu dieser Ebene parallel polarisierten Welle, von n_y nach n_x variiert.

$$n_e(\theta) = n_y \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_y/n_z)^2 \cdot \tan^2 \theta}}. \quad (3.20)$$

Gilt für die Brechungsindizes $n_x < n_y < n_z$, ist die Betrachtungsweise analog, für V_z gilt:

$$\cos V_z = \frac{n_x}{n_y} \sqrt{\frac{n_y^2 - n_z^2}{n_x^2 - n_z^2}}. \quad (3.21)$$

3.2.2.1 Bestimmung des Winkels für Phasenanpassung

Die allgemeine Bestimmung des Winkels für Phasenanpassung in zweiachsigen Kristallen ist sehr viel komplizierter und vielfältiger als in einachsigen Kristallen. Die Bezeichnung von o - und e -Strahlen kann nur bei einer Ausbreitungsrichtung in den Hauptebenen verwendet werden. Trotzdem ist es möglich, verschiedene Typen (Typ I mit paralleler Polarisation von Welle 1 und 2, Typ II mit senkrechter Polarisation von 1 und 2) der Phasenanpassung zu definieren. D.Y. Stepenov [SSS84] definierte 30 verschiedene Klassen für Typ I und Typ II Phasenanpassung, so daß hier auf weiterführende Literatur verwiesen wird (z.B. [DGN91]). Die entsprechenden Daten und Bestimmungsgleichungen für den hier verwendeten zweiachsigen Kristall (LBO) für nichtkritische ($\theta = 90^\circ$) Phasenanpassung sind in Anhang A zu finden.

3.2.3 Phasenanpassung durch Temperaturänderung

Neben der Phasenanpassung über den Winkel der Wellen relativ zur optischen Achse des Kristalls (kritische Phasenanpassung) ist es auch möglich, bei festen Winkeln die Phasenanpassung über die anisotrope Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zu erreichen. Auf diese Weise ist es möglich, über einen weiten Wellenlängenbereich nichtkritische Phasenanpassung und somit ein maximales Wechselwirkungsvolumen innerhalb des Kristalls zu erhalten. Zur Bestimmung der Wellenlängen für eine vorgegebene Kristalltemperatur wird zu dem Brechungsindex $n(T_0)$ eine temperaturabhängige Brechungsindexänderung $\Delta n(\Delta T)$ addiert und in die Bestimmungsgleichung der Phasenanpassung eingefügt. Am Beispiel des hier verwendeten temperaturgesteuerten LBO-Kristalls sind die im Anhang A benötigten Gleichungen aufgeführt. Der spektrale Durchstimmbereich für LBO ist in Abbildung 5.15 zu sehen.

3.2.4 Dreiwellen-Mischung mit ultrakurzen Pulsen

Bei den verschiedenen Formen der Dreiwellen-Mischung kommt es aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes und somit unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten (engl. Group Velocity Mismatch GVM) zu einem Auseinanderlaufen der wechselwirkenden Pulse (Abb. 3.8). Da im Bereich des Überlapps aufgrund der Nichtlinearität

des Mediums ein neuer Puls generiert wird, kann die GVM zu einer Verlängerung der Pulsdauer des generierten Pulses führen. Wird der Aufbau auf maximale Konversion justiert, ist der maximale Überlapp der Pulse in der Mitte des Kristalls, d.h. der Puls mit dem geringeren überholt den, mit dem größeren Brechungsindex. Ist die GVM klein, so ist die Konversionseffizienz am größten und es kann ein längerer Kristall verwendet werden.

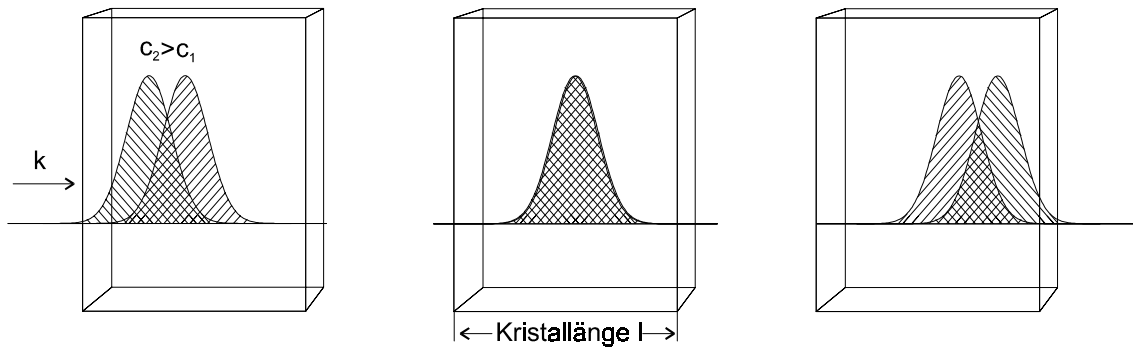


Abbildung 3.8: Dispersion zweier Wellen mit unterschiedlichen Brechungsindizes in einem Kristall.

Möchte man die Verlängerung im Vergleich zu den ursprünglichen Pulsen vermeiden, müssen Kristalllänge und somit die Wechselwirkungslänge entsprechend gewählt werden. Die Pulse laufen mit der Geschwindigkeit $c_0/\Delta n$ im Kristall der Länge l auseinander. Durch eine Abschätzung, der sogenannten GVM-Länge l_{GVM} , läßt sich die zu verwendende Kristalllänge wie folgt ermitteln:

$$\frac{c_0}{\Delta n} = \frac{l}{\tau} \quad (3.22)$$

$$\Rightarrow l_{GVM} = \frac{\tau}{1/c_0 \cdot (|n_1 - n_2|)} = \frac{\tau}{\left(\left|\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right|\right)}, \quad (3.23)$$

wobei τ die Pulslänge des längeren der wechselwirkenden Pulse ist, v_1 und v_2 die verschiedenen Gruppengeschwindigkeiten sind. Für $l < l_{GVM}$ erfährt der Puls keine merkliche Verlängerung gegenüber den eingestrahlten Pulsen. Eine Abschätzung für die Verlängerung der Pulse ergibt sich entsprechend der Beziehung:

$$\Delta\tau = \left(\left|\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right|\right) \cdot l. \quad (3.24)$$

Dies kann jedoch nur eine Abschätzung sein, da es sich bei der Dreiwellen-Mischung um einen nichtlinearen Effekt handelt, der zunächst zu einer Pulsverkürzung führt. Bei

ultrakurzen Pulsen muß auch die Verbreiterung der Pulse aufgrund des breiten Pulsspektrums berücksichtigt werden (engl. Group Velocity Dispersion GVD), so daß eine genaue Analyse sehr kompliziert wird und nur numerisch gelöst werden kann. Für die praktische Anwendung ist die oben beschriebene einfache Abschätzung meist ausreichend. Verkürzt man die Wechselwirkungslänge, um die Pulsdauer nicht zu verlängern, verringert sich natürlich die Umwandlungseffizienz, die je nach Prozeß, unterschiedlich von dieser Länge abhängt (siehe z.B. [YY84]).

3.2.5 Bandbreite der Phasenanpassung

Die Bedingung der Phasenanpassung $\Delta k = 0$ läßt sich nie vollständig erfüllen. Die Abweichung der Phasenanpassung von den verschiedenen Größen ist in erster Näherung gegeben durch:

$$\Delta k(T, d\theta, \nu) \cong \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial(d\theta)} \Delta\theta + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial(\nu)} \Delta\nu, \quad (3.25)$$

wobei nach [DGN91] die Umwandlungseffizienz auf den halben Wert gesunken ist, wenn Δk in der Größenordnung von

$$\Delta k \cong 0,886 \frac{\pi}{l} \quad (3.26)$$

ist und l der Wechselwirkungslänge entspricht.

Auf diese Weise lassen sich die Bandbreiten der beteiligten Parameter in einer ersten Näherung abschätzen.