

Nichtlineare Optik – ein kurzer Überblick

Im Rahmen der linearen Optik sind alle physikalischen Größen (z.B. Absorptionskoeffizient, Ausbreitungsgeschwindigkeit) unabhängig von der Lichtintensität. Daraus resultieren zwei wichtige Prinzipien der linearen Optik: das Superpositionsprinzip und die Erhaltung der Frequenz.

PROF. DR. AXEL DONGES/ISNY IM ALLGÄU

Das Superpositionsprinzip besagt, dass verschiedene Lichtwellen sich gegenseitig nicht beeinflussen und so ungestört zur Überlagerung gebracht werden können. Die Ausbreitung einer Lichtwelle wird in keiner Weise durch die Anwesenheit einer zweiten Lichtwelle beeinflusst. Die Erhaltung der Frequenz garantiert, dass bei der Wechselwirkung von Licht mit Materie keine neuen Frequenzen entstehen. So ändert beispielsweise ein Lichtstrahl seine Frequenz nicht, wenn er von Luft in Glas übertritt. Das Superpositionsprinzip und die Erhaltung der Frequenz gelten nur bei „relativ kleinen“ Lichtintensitäten, wie sie von gewöhnlichen Lichtquellen (thermische Lichtquellen, Laser „geringer“ Leistung) geliefert werden. Die Intensität der Laserstrahlung übertrifft, insbesondere bei Fokussierung, bei Weitem die Intensität thermischer Lichtquellen. Experimentelle Untersuchungen mit intensiven Laserstrahlen bestätigten, was bereits seit den Dreißigerjahren des letzten Jahrhunderts aufgrund theoretischer Untersuchungen vermutet wurde: Das Superpositionsprinzip und die Erhaltung der Frequenz verlieren bei hohen Lichtintensitäten ihre Gültigkeit. Die dann auftretenden physikalischen Effekte werden im Rahmen der nichtlinearen Optik behandelt. In der Regel lassen sich die nichtlinearen Effekte nur mit gepulster und fokussierter Laserstrahlung experimentell realisieren. Nachfolgend werden exemplarisch einige nichtlineare Effekte kurz beschrieben.

Sättigbare Absorption

Breitet sich ein Lichtstrahl in einem absorbierenden Medium aus, so nimmt im Rahmen der linearen Optik die Lichtintensität I längs des Weges z exponentiell ab. Es gilt das Lambert-Beersche Gesetz:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z}$$

Hierbei sind I_0 die Lichtintensität beim Eintritt in das absorbierende Medium und α der Absorptionskoeffizient des Mediums. Das Verhältnis von durchgelassener zu einfallender Lichtintensität wird als Transmissionsgrad T bezeichnet.

$$T(z) = I(z)/I_0$$

Der Transmissionsgrad ist für eine vorgegebene Strecke z und ein bestimmtes Medium (charakterisiert durch den Absorptionskoeffizient α) eine Konstante. Dies bedeutet: Ver-n-facht man die Eingangsintensität I_0 , so ver-n-facht sich auch die Ausgangsintensität $I(z)$ und der Transmissionsgrad T bleibt unverändert. Diese Aussage verliert bei

hohen Intensitäten ihre Gültigkeit. Bei hohen Lichtintensitäten werden dermaßen viele Absorberatome angeregt, dass infolge dann einsetzender induzierter Emissionen das Transmissionsvermögen ansteigt. Man sagt: Der Absorber bleicht aus, d.h. er wird durchsichtig. Abbildung 1 zeigt, wie der Transmissionsgrad T eines Absorbers mit zunehmender Eingangsintensität ansteigt. Ein deutlicher Abstieg von T wird in der Umgebung der sogenannten Sättigungsintensität I_s des Absorbers beobachtet.

Beispiel: Die Sättigungsintensität von Phthalocyanin liegt bei einer Wellenlänge von $0,69 \mu\text{m}$ bei $600 \text{ kW}/\text{cm}^2$.

Multiphotonenprozesse

Trifft ein Photon mit der Frequenz f auf ein Atom (oder Molekül) mit den Energieniveaus E_1 und E_2 , so kann das Photon absorbiert werden, wenn die Resonanzbedingung $E_2 - E_1 = hf$ erfüllt ist ($h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$: PLANCKSche

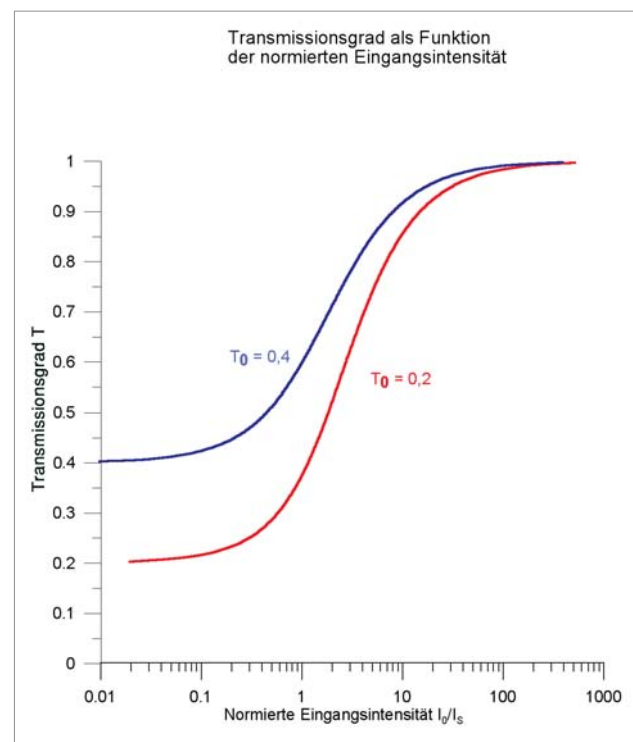


Abb. 1: Transmissionsgrad T in Abhängigkeit von der Eingangsintensität I_0 . T_0 ist der Transmissionsgrad bei niedrigen Intensitäten (lineare Optik). I_s ist eine Materialkonstante, die sogenannte Sättigungsintensität. Bei $I = I_s$ beträgt der Transmissionsgrad $\sqrt{T_0}$.

Konstante). Ist der Energieabstand zwischen den beiden atomaren Niveaus größer, z. B. $E_2 - E_1 = 2hf$, so findet normalerweise keine Absorption statt (lineare Optik). Diese Aussage wird jedoch ungültig, wenn die Intensität des einfallenden Lichts sehr groß wird. Mit zunehmender Lichtintensität (hohe Photonendichte) wird es immer wahrscheinlicher, dass ein Atom von zwei Photonen gleichzeitig getroffen wird. Dadurch geht das Atom vom Zustand E_1 über ein verbotenes (virtuelles) Zwischenniveau E^* in den Zustand E_2 über. Dieser Effekt wird Zweiphotonenabsorption genannt (Abb. 2).

In analoger Weise kann ein Atom auch mehrere Photonen gleichzeitig absorbieren (Multiphotonenabsorption). Neben einer Anregung der Atome kann, wenn die Ionisationsenergie des Atoms überschritten wird, auch eine Zwei- bzw. Multiphotonenionisation stattfinden, bei der das Atom ionisiert wird. Beispiel: Atomarer Wasserstoff (Ionisationsenergie 13,6 eV) kann mit einem Rubinlaser (Quantenenergie hf der Photonen 2,9 eV) ionisiert werden, wenn mindestens fünf Photonen gleichzeitig absorbiert werden. Sind durch Multiphotonenionisation erst einige Atome ionisiert, so setzt ein weiterer Prozess ein: Durch sogenannte inverse Bremsstrahlung werden die bereits freigesetzten Elektronen beschleunigt. Die beschleunigten Elektronen stoßen auf andere Atome und ionisieren diese (Stoßionisation). Auf diese Weise bildet sich ein Plasma mit Temperaturen von einigen Millionen Grad Celsius und typischen Lebensdauern von einigen Nanosekunden. Beispiel: Um mit gepulster und fokussierter Strahlung eines Rubinlaser (Wellenlänge: 694 nm, Pulsdauer: 40 ns, Fokussierungsdurchmesser: 100 μm) in Stickstoffgas (bei Normalbedingungen) ein laserinduziertes Plasma zu erzeugen, muss einen Schwellenintensität von $7 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ überschritten werden.

Frequenzverdopplung

Breitet sich ein Lichtstrahl mit der Frequenz f in einem Medium aus, so besteht die Möglichkeit, dass sich zwei Photonen mit einer Energie von jeweils hf zu einem Photon mit der doppelten Frequenz ($f' = 2f$) vereinigen. Dabei ist der Energieerhaltungssatz erfüllt:

$$hf + hf = h(2f) = hf'$$

Dieser Effekt heißt Frequenzverdopplung.

Im Wellenbild wird klar, dass die Frequenzverdopplung auf einem nichtlinearen Effekt beruht. Breitet sich eine Lichtwelle in einem Medium aus, so werden die Atome des Mediums durch das elektrische Wechselfeld der Lichtwelle $E_{\text{ein}} = E_0 \sin(2\pi ft)$ zu Schwingungen angeregt. Bei nicht zu großen Feldern sind die Auslenkungen dieser Schwingungen nicht allzu groß. Es gilt ein linearer Zusammenhang:

$$x(t) = C_1 E_{\text{ein}} = C_1 E_0 \sin(2\pi ft).$$

C_1 ist eine materialspezifische Konstante. Die Atome schwingen mit der Lichtfrequenz f und strahlen deshalb nach den Gesetzen der Elektrodynamik auch wie Licht der gleichen Frequenz ab. Bei höheren Feldern wird die Kennlinie der Atome jedoch nichtlinear, d.h. es tritt ein quadratischer Term hinzu.

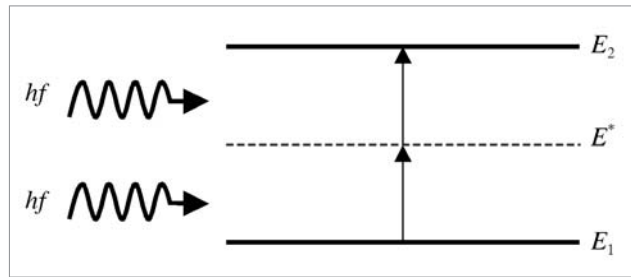


Abb. 2: Schematische Darstellung der Zweiphotonenabsorption: Zwei Photonen werden gleichzeitig von einem Atom absorbiert. Das Atom geht vom Energiezustand 1 in den Energiezustand 2.

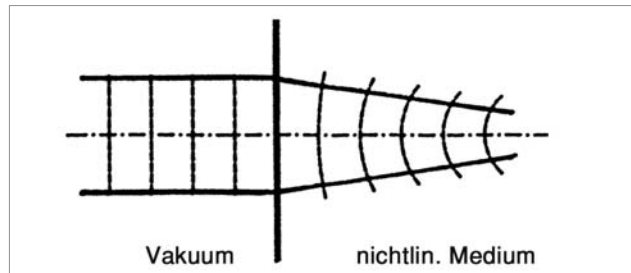


Abb. 3: Schematische Darstellung zur Selbstfokussierung.

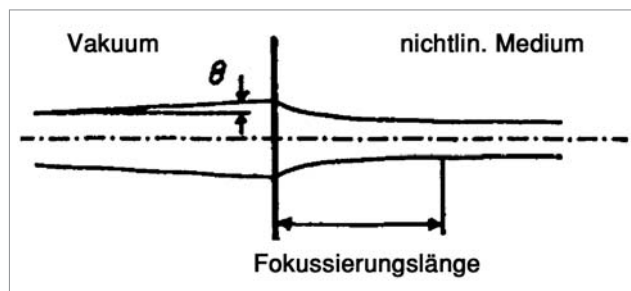


Abb. 4: Schematische Darstellung der Fokussierungslänge.

$x(t) = C_1 E_{\text{ein}} + C_2 E_{\text{ein}}^2 = C_1 E_0 \sin(2\pi ft) + C_2 E_0^2 \sin^2(2\pi ft)$
 C_2 ist eine Materialkonstante, die die Nichtlinearität des Mediums beschreibt. Man kann die letzte Gleichung umformen und schreiben
 $x(t) = \frac{1}{2} C_2 E_0^2 + C_1 E_0 \sin(2\pi ft) + \frac{1}{2} C_2 E_0^2 \cos(4\pi ft)$.
 Die Atome schwingen im Fall $C_2 \neq 0$ auch mit Frequenz $2f$. Dies bedeutet, dass die Atome nun auch Licht mit der doppelten Frequenz $2f$ abstrahlen können. Das zur Frequenzverdopplung verwendete Medium sollte einen möglichst großen C_2 -Wert aufweisen. Die Frequenzverdopplung kann jedoch nur dann stattfinden, wenn das Licht mit der Frequenz f in dem Medium die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzt wie das frequenzverdoppelte Licht der Frequenz $f' = 2f$. Hinter dieser Forderung verbirgt sich die Impulserhaltung, d. h. der Impuls der beiden Photonen mit der Frequenz f muss genau so groß sein wie der Impuls eines Photons mit der doppelten Frequenz f' . Die Bedingung, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeiten für die beiden Frequenzen f und f' gleich sein müssen, ist nicht ohne Weiteres erfüllbar. Jedes Medium zeigt nämlich Dispersion, d. h. die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist abhängig von der Frequenz des Lichts. Im sichtbaren Spektralbereich nimmt normalerweise die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit der Fre-

LASERZAHNHEILKUNDE

Handbuch

'07



quenz f ab. Das geschilderte Problem, für zwei verschiedene Frequenzen Gleichheit der Ausbreitungsgeschwindigkeiten zu gewährleisten, lässt sich mithilfe eines doppelbrechenden Kristalls lösen. Dabei wird ausgenutzt, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit sowohl von der Frequenz, aber auch von der Polarisationsrichtung der Lichtwelle abhängt.

Beispiel: Mit einem 5 cm langen KDP-Kristall (Kaliumdihydrogenphosphat) lässt sich die Strahlung eines Nd:YAG-Lasers (Pulsdauer 30 ps, Intensität $5 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$, Wellenlänge $1,06 \mu\text{m}$) mit einem Wirkungsgrad von etwa 75 % frequenzverdoppeln. Der Wirkungsgrad kann bei einem kontinuierlich betriebenen Nd:YAG-Laser auf 100 % gesteigert werden, wenn der Kristall in den Laserresonator integriert wird.

Selbstfokussierung

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht ist gewöhnlich unabhängig von der Lichtintensität (lineare Optik). Bei hohen Lichtintensitäten wird sie jedoch abhängig von der Intensität. Wir betrachten als Beispiel den Fall, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmender Intensität abnimmt. Dieser Effekt führt bei intensiver Laserstrahlung zu einer Selbstfokussierung. Hat der Laserstrahl eine radial abfallende Intensitätsverteilung, so läuft das Licht in der Mitte des Strahls am langsamsten, am Rand am schnellsten. Dies führt zu einer Fokussierung (Abb. 3). Die Selbstfokussierung setzt erst ein, wenn eine kritische Schwellenleistung P_{sch} des Lichts überschritten wird. Der Grund dafür ist, dass die Laserstrahlung eine natürliche, beugungsbedingte Strahldivergenz besitzt. Diese Strahldivergenz wirkt der Selbstfokussierung entgegen und überwiegt unterhalb der Schwellenleistung P_{sch} . Übersteigt die Laserleistung die Schwellenleistung, so nimmt der Strahlquerschnitt des Laserstrahls infolge von Selbstfokussierung immer mehr ab, was jedoch zu einem Anwachsen der beugungsbedingten Strahldivergenz führt. Dies begrenzt den minimalen Strahldurchmesser bei auf etwa $10 \mu\text{m}$. Die Strecke, bis dieser kleinste Strahldurchmesser erreicht wird, heißt Fokussierungslänge (Abb. 4). Typische Fokussierungslängen liegen zwischen 10 cm und 1 m. In Wasser oder Glas setzt die Selbstfokussierung bei einer Wellenlänge von $1,06 \mu\text{m}$ (Nd:YAG-Laser) ab etwa 5 MW ein.

Literatur

Axel Donges: Elementare Quantenoptik. Heidelberg: Hüthig-Verlag (1990).

Korrespondenzadresse:
 Prof. Dr. Axel Donges
 Fachhochschule des Berufscollees NTA
 Seidenstr. 12-35
 88316 Isny im Allgäu

- Gesamtübersicht deutscher Lasermarkt
- Vorstellung Dentallaser
- Marktübersicht CO_2 -Laser
- Marktübersicht Nd:YAG-Laser
- Marktübersicht Diodenlaser
- Marktübersicht Diodenlaser Soft
- Marktübersicht Kombilaser Er:YAG
- Marktübersicht Softlaser
- Präsentation bereits eingeführter Produkte sowie Neuentwicklungen

Faxsendung an 03 41/4 84 74-2 90

Bitte senden Sie mir das aktuelle Laserzahnheilkunde Handbuch '07 zum Preis von 50 € zzgl. MwSt. und Versandkosten (kein Rückgaberecht).

Postfach

Name, Vorname

Straße

PLZ, Ort

Telefon/Fax

E-Mail

Unterschrift

GENUSMEDIA AG
 Heilbrunnstraße 29
 04229 Leipzig
 Tel.: 03 41/4 84 74-0
 Fax: 03 41/4 84 74-2 90

