

Wie funktioniert ein Laser? Der He-Ne Laser

Michael Hartwig

19. November 1998

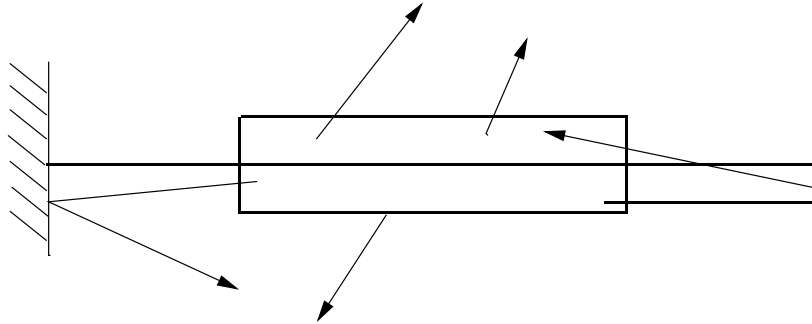
Inhaltsverzeichnis

1	Allgemeine Grundlagen	1
1.1	Zweiniveau-Systeme	2
1.2	Emission und Absorption elektromagnetischer Strahlung	2
1.2.1	Spontane Emission	3
1.2.2	Induzierte Absorption	3
1.2.3	induzierte Emission	4
1.3	Bedingung für die Strahlungsverstärkung	4
1.4	Das He-Ne Energieschema	6
1.5	Schwellenbedingung für die Laseroszillation	6
1.6	Spektrallinien	7
1.7	Resonatoren	8
1.7.1	Stabilitätskriterium für Spiegel-Resonatoren	8
1.8	Wellenlängen- und Modenselektion	9
1.8.1	Das Etalon	10
1.8.2	Wellenlängenselektion mit dem Littrow Prisma und dem Doppelbrechenden Kristall	11

1 Allgemeine Grundlagen

Ein Laser besteht aus einem geeignetem Medium (z.B. Rubinkristall, CO₂, He-Ne Gemisch). Dieses Medium wird zwischen zwei sich gegenüberstehenden Spiegeln plaziert. Durch spontane Emission wird ein Photon in Richtung auf einen Spiegel entsandt. Von dort wird es zurückreflektiert und löst durch induzierte Emission weitere Photonen aus, die nach Reflexion an den Spiegeln, in das Medium zurückkehren und weitere Photonen induzieren. Dieser Prozeß

schaukelt sich lawinenartig auf. Die Reflektivität eines der Spiegel ist (Auskoppelspiegel) ist etwas verringert, dort tritt ein Bruchteil des Lichts aus und bildet den externen Laserstrahl.



Nach dieser kurzen Übersicht über das Lasergrundprinzip, erfolgt nun eine detailliertere Beschreibung

1.1 Zweiniveau-Systeme

Eine Grundaussage der Quantenmechanik ist, daß sich jedes physikalische System nur in bestimmten Zuständen, die man Eigenzustände nennt, befinden kann. Jedem dieser Zustände ist eine Energie zugeordnet, deshalb spricht man auch von Energieniveaus.

Anmerkung: Die Energien hängen von der Hauptquantenzahl n ab. Zu jedem Wert von n können die Quantenzahlen l und m durch den Bereich:

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$$

laufen, daher gibt es zu jedem Wert von n

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2$$

Kombinationen der Quantenzahl, die zur gleichen Energie führen. Es gibt also n^2 verschiedene Eigenfunktionen die zu gleichen Eigenwerten des Hamiltonoperators gehören. Tritt ein solcher Fall ein, nennt man das System entartet.

Die Besetzung dieser Energieniveaus gehorcht der Boltzmann-Verteilung, daß bedeutet, höhere Energieniveaus sind entsprechend der Boltzmann-Verteilung weniger wahrscheinlich besetzt als die tieferen.

Die Boltzmann-Verteilung bestimmt das Verhältnis der Besetzungsdichten N_i :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \quad T > 0$$

1.2 Emission und Absorption elektromagnetischer Strahlung

In diesem Abschnitt soll geklärt werden welche Wechselwirkungen zwischen elektromagnetischer Strahlung und den Zweiniveau-Systemen möglich ist.

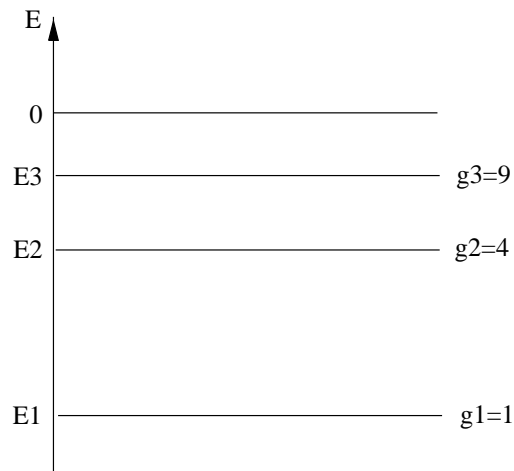


Abbildung 1: Die Energieniveaus haben den Abstand $E_n = -\frac{R_y}{n^2}$. Dabei ist $R_y = 13,6\text{eV}$ die Rydbergkonstante, g_i die Entartungsgrade und n das betrachtete Niveau.

1.2.1 Spontane Emission

Ein Teil der Atome (oder Moleküle, Ionen) befinde sich im angeregten Zustand 2. Ohne eine äußere Beeinflussung kehren sie *spontan* in den Grundzustand 1 nach einer mittleren Verweildauer τ zurück. Mit dieser Zustandsänderung kann gemäß der Planck'schen Beziehung

$$E_2 - E_1 = h\nu$$

die Emission eines Photons der Frequenz ν verknüpft sein. Die Wahrscheinlichkeit W_{21}^{sp} , daß ein System in der Zeit t durch spontane Emission vom Zustand 2 in den Zustand 1 übergeht, kann durch den Einsteinkoeffizienten A_{21} beschrieben werden:

$$dW_{21}^{sp} = A_{21}dt \text{ mit } A_{21} = \frac{1}{\tau}$$

Spontane Übergänge können natürlich nur von höheren zu tieferen Energieniveaus stattfinden und nicht umgekehrt.

1.2.2 Induzierte Absorption

Befindet sich ein Atom (Molekül oder Ion) im unteren Niveau E_1 , kann es durch Absorption eines Photons der Energie $h\nu = E_2 - E_1$ in das Niveau E_2 gelangen. Dies bezeichnet man als *induzierte Absorption*. Die Zahl der Absorptionsprozesse pro Zeit ist proportional zur Zahl der Atome im Grundzustand und der Energiedichte $u(\nu)$ des Strahlungsfeldes bei der Frequenz ν . Die Wahrscheinlichkeit W_{12}^{ind} eines Atoms (Moleküls oder Ions), während der Zeit t vom tieferen Energieniveau E_1 in das höhere Energieniveau E_2 durch induzierte Absorption zu gelangen, wird durch den Einsteinkoeffizienten B_{12} beschrieben:

$$dW_{12}^{ind} = u(\nu)B_{12}dt$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit ist also proportional zur Strahlungsdichte

1.2.3 induzierte Emission

Befindet sich ein Atom (Molekül, Ion) im oberen Niveau E_2 so kann es unter Einwirkung eines äußeren Strahlungsfeldes vom Niveau E_2 in das Niveau E_1 übergehen unter *stimulierter Emission* eines Photons der Energie $h\nu = E_2 - E_1$. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Übergangs W_{21}^{ind} ist gegeben durch die Strahlungsdichte $u(\nu)$ und dem Einsteinkoeffizienten B_{21} gemäß:

$$dW_{21}^{ind} = u(\nu)B_{21}dt$$

Die induzierte Emission und die induzierte Absorption sind Funktionen des vorhandenen Strahlungsfeldes.

1.3 Bedingung für die Strahlungsverstärkung

Nachdem gezeigt wurde, wie elektromagnetische Strahlung mit dem Lasermedium wechselwirkt, soll nun gezeigt werden unter welchen Bedingungen es zur Strahlungsverstärkung kommt. Bei einem Laser entscheidet die Photonenrate, ob ein einfallendes Strahlungsfeld verstärkt wird oder nicht. Die Photonenrate setzt sich aus den pro Zeiteinheit durch spontane und induzierte Emission gewonnenen Photonen sowie aus den pro Zeiteinheit durch induzierte Absorption verlorenen Photonen zusammen:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = A_{21}N_2 + u(\nu)(B_{21}N_2 - B_{12}N_1)$$

mit

$$g_1B_{12} = g_2B_{21}$$

folgt:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = A_{21}N_2 + u(\nu)B_{21}\left(N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1\right) \quad (1)$$

Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Besetzung der Energieniveaus der Atome durch die Boltzmann-Verteilung bestimmt. Damit lautet Gleichung (1):

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = A_{21}N_2 + u(\nu)B_{21}N_2\left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \quad (2)$$

Das bedeutet, daß ein beliebiges Strahlungsfeld abgeschwächt wird. Bei der Besetzung der Niveaus im Gleichgewicht findet also Absorption statt. Wenn man annimmt, daß das einfallende Strahlungsfeld eine Schwarzkörperstrahlung ist, gilt das Planck'sche Strahlungsgesetz. Setzt man dieses und die Beziehung zwischen den Einsteinkoeffizienten der spontanen und der induzierten Emission in Gleichung (2) so folgt:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = 0$$

die Zahl der Photonen bleibt konstant. Die Energien hängen von der Hauptquantenzahl n ab. Zu jedem Wert von n können die Quantenzahlen l und m durch den Bereich:

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$$

laufen, daher gibt es zu jedem Wert von n

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$$

Kombinationen der Quantenzahl, die zur gleichen Energie führen. Es gibt also n^2 verschiedene Eigenfunktionen die zu gleichen Eigenwerten des Hamiltonoperators gehören. Tritt ein solcher Fall ein, nennt man das System entartet. Strahlungsverstärkung zu erreichen, muß erreicht werden, daß \bar{n} zunimmt, also:

$$\frac{d\bar{n}}{dt} > 0$$

damit dies erfüllt wird muß

$$\frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1} \quad (3)$$

gelten. Dies ist die *erste Laserbedingung*

Um die zweite Laserbedingung abzuleiten, untersucht man zunächst das Verhältnis zwischen induzierter und spontaner Emission. Mit Hilfe von

$$dW_{21}^{sp} = A_{21} dt$$

und

$$dW_{21}^{ind} = u(\nu) B_{21} dt$$

läßt sich das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von induzierter zu spontaner Emission bilden:

$$dW_{21}^{ind}/dW_{21}^{sp} = \frac{B_{21}u(\nu)dt}{A_{21}dt} = \frac{u(\nu)}{Z(\nu) \cdot h\nu} = \frac{Z(\nu)h\nu n(\nu)}{Z(\nu) \cdot h(\nu)} \Rightarrow dW_{21}^{ind}/dW_{21}^{sp} = n(\nu) \quad (4)$$

Das Verhältnis der Übergangsraten ist also gleich der Anzahl $n(\nu)$ Photonen pro Zeit. Bei hochfrequenten Prozessen ($h\nu \gg kT$) gilt:

$$\frac{dW_{21}^{ind}}{dW_{21}^{sp}} \approx e^{-\frac{h\nu}{kT}} \ll 1$$

Es überwiegt die spontane Emission - je höher die Frequenz ν ist, desto schwieriger wird es stimulierte Emission zu erreichen. Daher ist es so schwer, Laser zu entwickeln, die Röntgenstrahlung emittieren. Die spontane Emission hat keine Beziehung zur einfallenden Strahlung. Sie überlagert sich der induzierten Emission als inkohärentes Rauschen. Es muß also dafür gesorgt werden, daß die kohärente stimulierte Emission die inkohärente spontane Emission überwiegt. Mit Gleichung (4) heißt das:

$$n/\text{Mode} > 1$$

Als *zweite Laserbedingung* hat man also Rückkopplung und die Auswahl eines möglichst schmalen Frequenzbandes zu berücksichtigen. Erst dann wird, zumindest in einer Mode, eine effektive Verstärkung durch induzierte Emission möglich.

1.4 Das He-Ne Energieschema

Der He-Ne Laser war der erste kontinuierlich arbeitende Laser. Einer der Gründe dafür war, daß das He-Ne Energieschema durch spektroskopische Untersuchungen gut bekannt war. Im Bild 1.4.1 sind nur die Niveaus eingezeichnet die für die Anregungs - und Laserprozesse bei der Wellenlänge von 632 nm von Bedeutung sind. Die Zustände 2^1S_1 und 2^1S_0 des Heliums sind metastabil, optische Übergänge in den Grundzustand sind also nicht möglich. Die s Zustände des Heliums werden durch Elektronenstöße erreicht. Der 2^1S_0 Zustand liegt etwas unter dem Niveau des 3s Neonniveau, die thermische Energie reicht allerdings aus, um die Lücke zu überwinden. Neben den Elektronenstößen gibt es noch die Atomstöße: Ein angeregtes Heliumatom gelangt in den Grundzustand, weil es seine Energie zur Anregung eines Neonatoms abgibt. Beide Prozesse bilden die Grundlage für die Erzeugung der Besetzungsinversion im Ne-System. Die Lebensdauer der s Zustände des Neons ist etwa 10 mal höher als die der p Zustände. Das 2s Niveau entleert sich durch spontane Emission in den 1s Zustand. Da der optische Übergang in den tieferen Zustand "verboten" ist, erfolgt die Abregung der Neonatome durch Stöße mit der Kapillarwand. Neon besitzt eine Vielzahl derartiger Übergänge, optische Übergänge erfolgen allerdings nur von dem $3s_2 \rightarrow 2p_i$. Übergänge im Infrarotbereich erfolgen von $2s_i \rightarrow 2p_i$.

1.5 Schwellenbedingung für die Laseroszillation

Der Laser schwingt, wenn die Verstärkung des Lichtfeldes durch induzierte Emission stärker ist als die Verluste im Resonator. Durchläuft eine Lichtwelle das Lasermedium, so ändert sich ihre Intensität I auf der Strecke dz um

$$dI = \alpha I dz \quad (5)$$

Also ist

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

Die Proportionalitätskonstante α bezeichnet man als Absorptionskoeffizient des Mediums. Die Absorption sei bedingt durch optische Übergänge zwischen zwei Niveaus 1 und 2. Es gilt

$$I = u(\nu) c'$$

Daraus folgt

$$\frac{dI}{dz} = \frac{dI}{dt} \frac{dt}{dz} = \frac{1}{c'} \frac{dI}{dt} = \frac{1}{c'} c' \frac{du(\nu)}{dt} \quad (6)$$

Andererseits gilt aber:

$$\frac{du}{dt} = h\nu \frac{dN_1}{dt} - h\nu \frac{dN_2}{dt}$$

Da nun $dN_1/dt = -B_{12}N_1n(\nu)$ und $dN_2/dt = -B_{21}N_2n(\nu)$ gilt, folgt:

$$\frac{du}{dt} = h\nu B_{21}(N_2 - N_1)u(\nu)$$

Setzt man dies in Gleichung (6) ein und ersetzt $u(\nu)$ durch I/c' ergibt dies

$$\frac{dI}{dz} = \frac{h\nu}{c'} B_{21}(N_2 - N_1)I(z)$$

Ein Vergleich mit (5) zeigt:

$$\alpha = -\frac{h\nu}{c'} B_{21}(N_2 - N_1)$$

Setzt man $g(\nu)$ als die normierte Intensitätsverteilung, erhält man:

$$\alpha(\nu) = -\frac{h(\nu)}{c'} B_{21}(N_2 - N_1)g(\nu)$$

Die Lichtintensität im Resonator nimmt durch Beugung und Durchtritt durch die Spiegel um den Faktor $\delta = R_1 R_2 \beta_{lm}^4$ ab. Dabei ist β der Faktor mit dem sich die Amplitude des Lichts beim einmaligen Durchgang durch den Resonator ändert und R_i bezeichnet das Reflexionsvermögens des Spiegels.

Damit der Laser schwingt, müssen die Verluste kleiner sein als die Verstärkung durch das Lasermedium. Die Laserwirkung setzt ein, wenn die Größe der Inversion $N_2 - N_1$ einen kritischen Wert, den Schwellwert

$$(N_2 - N_1) = -\text{In} \frac{(R_1 R_2 \beta_{lm}^4)}{\frac{2h\nu}{c'} B_{21} g(\nu) d'}$$

überschreitet (d' : Länge der Kapillare).

1.6 Spektrallinien

Die Übergänge zwischen zwei Energieniveaus E_1 und E_2 sind in Wirklichkeit nicht streng monochromatische Spektrallinien mit der Resonanzfrequenz $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$, sondern erscheinen mit einer endlichen Linienverbreiterung. Diese wird im allgemeinen durch eine Linienformfunktion $g(\nu)$ beschrieben. Man unterscheidet:

- Natürliche Linienverbreiterung
Die klassische Strahlungsdämpfung ist gekennzeichnet durch die natürliche Linienverbreiterung $\Delta\nu_0$ und die entsprechende Zerfallszeit τ_{sp} der spontanen Emission. Die klassische Berechnung ergibt

$$\Delta\nu_0 = 1/2\pi\tau_{sp} = \frac{1}{3\varepsilon_0} e^2 c^3 m_e \nu_0^2$$

Quantenmechanisch betrachtet entspricht die Strahlungsdämpfung einer Störung des Atoms durch die Nullpunkts-Schwankungen des elektromagnetischen Feldes, welche im Vakuum immer vorhanden ist.

- Verbreiterung durch strahlungsfreie Übergänge
- Druckverbreiterung
- Doppler-Verbreiterung
Der Doppler-Effekt bewirkt, daß ein Beobachter nicht die von einem relativ zu ihm bewegten Atom ausgestrahlte Frequenz ν_0 mißt, sondern eine andere Frequenz ν , die

von der Relativbewegung abhängt. Bewegt sich das Atom mit der nicht-relativistischen Geschwindigkeit in Richtung des Beobachters, so gilt:

$$\nu = \nu_0 \left[1 + \left(\frac{v}{c} \right) \right]$$

Daraus folgt:

$$v = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} c$$

In einem Gas mit der absoluten Temperatur T haben die Atome mit der Masse m eine Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung:

$$P(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)$$

Dabei ist $\int_{-\infty}^{+\infty} P(v) dv = 1$. $P(v)$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Atom mit der Masse m eine Geschwindigkeit aufweist, welche zwischen v und $v + dv$ liegt. Da v und ν eindeutig miteinander verknüpft sind, bestimmt $P(v)$ auch die Wahrscheinlichkeit $g(\nu)$ dafür, daß ein Atom eine Strahlung emittiert oder absorbiert, welche für den Beobachter eine Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ aufweist.

1.7 Resonatoren

Resonatoren haben den Zweck, das Licht in einem oder wenigen Moden zu konzentrieren, damit die Strahlungsdichte darin so groß wird, daß die induzierte Emission gegenüber der spontanen Emission überwiegt.

1.7.1 Stabilitätskriterium für Spiegel-Resonatoren

Ein Spiegel-Resonator besteht aus zwei auf der optischen Achse liegenden Spiegeln S_1 und S_2 . Die Spiegel weisen einen Abstand L auf und haben die Krümmungsradien R_1 und R_2 . Ein Spiegel-Resonator heißt optisch stabil, wenn ein paraxialer Lichtstrahl im Resonator auch nach beliebig vielen Reflexionen an den Spiegeln nicht verläßt. Zur Beurteilung der Stabilität eines Spiegel-Resonators, betrachte man den Verlauf eines Lichtstrahls, der einen vollständigen Umgang im Resonator macht. Der Vorgang in Matrixschreibweise:

$$\vec{r}_2 = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{2.Halblinse rechts}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{freier Raum}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Mittellinse}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{freier Raum}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/2f_1 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{1.Halblinse links}} \vec{r}_1$$

Für die Beschreibung dieser Transformation und der Stabilitätskriterien eignen sich die Resonatorparameter g_i :

$$g_i = 1 - L/R_i = 1 - L/2f_i; \quad i = 1, 2$$

Daraus folgt für die Resonatormatrix M_R :

$$\vec{r}_2 = M_R \vec{r}_1 \quad \text{mit} \quad M_R = \begin{pmatrix} (2g_1 g_2 - 1) & 2g_2 L \\ 2g_1 (g_1 g_2 - 1)/L & (2g_1 g_2 - 1) \end{pmatrix}$$

Die Moden des Spiegel-Resonators erhält man aus der Eigenwert-Bedingung:

$$M_R \vec{r}_k = \lambda_k \vec{r}_k; \quad k = a, b$$

oder

$$\left[\begin{pmatrix} (2g_1 g_2 - 1) & 2g_2 L \\ 2g_1 (g_1 g_2 - 1)/L & (2g_1 g_2 - 1) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & \lambda \end{pmatrix} \right] \cdot \begin{pmatrix} r_k \\ r'_k \end{pmatrix} = 0$$

Die Eigenwerte λ der Resonatormatrix M_R lassen sich durch Nullsetzen der Determinante der Matrix bestimmen:

$$|M_R - \lambda E| = 0 \quad \text{mit der Einheitsmatrix } E = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Man erhält die Lösungen:

$$\lambda_{a,b} = (2g_1 g_2 - 1) \pm [(2g_1 g_2 - 1)^2 - 1]^{1/2}$$

Die Eigenvektoren \vec{r}_a und \vec{r}_b sind definiert durch die Bedingungen:

$$M_R \vec{r}_a = \lambda_a \vec{r}_a \quad \text{und} \quad M_R \vec{r}_b = \lambda_b \vec{r}_b.$$

Die beiden Eigenvektoren \vec{r}_a und \vec{r}_b bilden eine Basis, das bedeutet daß ein beliebiger Strahlvektor \vec{r}_i als Linearkombination dieser beiden Vektoren dargestellt werden kann:

$$\vec{r}_1 = C_a \vec{r}_a + C_b \vec{r}_b$$

Die Fortpflanzung der Lichtstrahlen im Spiegel-Resonator werden also im wesentlichen bestimmt durch die Eigenwerte $\lambda_{a,b}$. Wenn kein Strahl den Resonator verläßt, ist er stabil, dies ist erfüllt für

$$|\lambda_a| = |\lambda_b| = 1 \quad \text{mit} \quad |2g_1 g_2 - 1| < 1$$

Daraus ergibt sich das Stabilitätskriterium:

- optisch stabil: $0 < g_1 g_2 < 1$
- optisch instabil: $g_1 g_2 < 0$ oder $g_1 g_2 > 1$

1.8 Wellenlängen- und Modenselektion

In der Praxis ist es von Bedeutung, bestimmte Moden des Lasers zu selektieren. Man unterscheidet zwischen longitudinalen und transversalen Moden:

Eine ebene Welle läuft zwischen zwei Spiegeln hin und her. Die Wellenzüge überlagern sich zu stehenden Wellen:

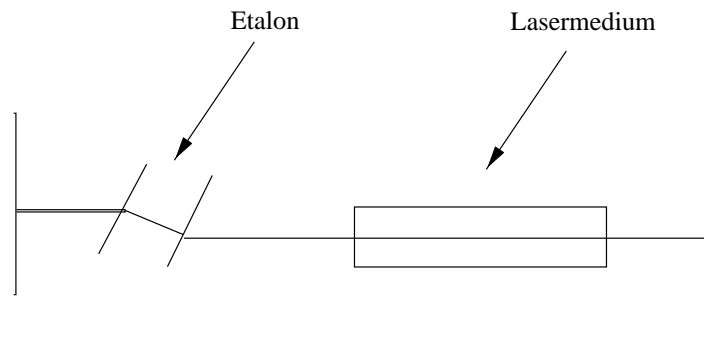
$$L = q \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Die verschiedenen q zugeordneten stehenden Wellen bezeichnet man als longitudinale Grundmoden TEM_{00q} - Der dritte Index wird meist ignoriert, und dementsprechend q als longitudinale Modenzahl, der Frequenzabstand zwischen zwei Moden ist $\Delta\nu_q = c'/2L$. Transversale

Moden TEM_{plq} zeichnen sich neben einer hohen Frequenz auch durch einen hohen Feldquerschnitt aus. Die macht es einfach, transversale Mode zu selektieren. Dies kann z.B. durch den Einsatz einer Lochblende an geeigneter Stelle geschehen. Longitudinale Modenselektion ist etwas aufwendiger. Wenn man Lasertätigkeit in einer transversalen Mode erreicht hat, kann der Laser immer noch auf verschiedenen longitudinalen Moden oszillieren. Zur long. Modenselektion gibt es zwei Möglichkeiten: entweder erreicht man, daß der Modenabstand größer wird als die Halbwertsbreite der Verstärkungsfunktion, oder die Verluste der anderen Moden müssen so weit erhöht werden, daß nur noch eine Mode oszilliert. In der Praxis gibt es verschiedene Möglichkeiten, longitudinale Moden zu selektieren, häufig benutzt man das Etalon.

1.8.1 Das Etalon

Ein Etalon ist eine planparallele Platte aus durchsichtigem Material, z.B. Quarzglas, mit einer verspiegelten Oberfläche. Ein solches Etalon weist frequenzabhängige, periodische Transmissionsmaxima, bzw Verlustminima auf.



Der Frequenzabstand $\Delta\nu_{max}$ benachbarter Transmissionsmaxima ist gegeben durch:

$$\Delta\nu_{max} = \frac{c}{2d(n^2 - \sin^2 \Theta)^{1/2}}$$

{ c : Lichtgeschwindigkeit, d : Dicke, n : Brechungsindex

Θ Neigungswinkel der Normalen gegenüber der Resonatorachse}

Durch den Winkel Θ erreicht man nun, daß die Frequenz ν_{max} bzw. die Wellenlänge λ_{max} eines Transmissionsmaximums mit der der Resonatormode zusammenfällt:

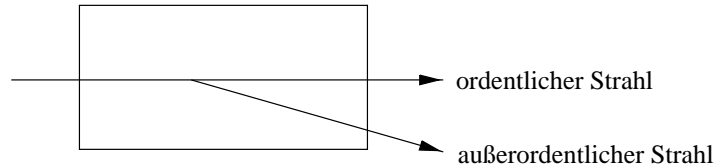
$$\lambda_{max} = \frac{2d}{m}(n^2 - \sin^2 \Theta)^{1/2} = 2L/q$$

Dadurch ist es möglich, Moden, die eigentlich aufgrund der Schwellwertbedingung oszillieren könnten, höhere Verluste entgegenzubringen und sie damit zu unterdrücken.

1.8.2 Wellenlängenselektion mit dem Littrow Prisma und dem Doppelbrechenden Kristall

Ein Littrowprisma ist ein Prisma dessen brechender Winkel derart bemessen ist, daß in der Anordnung des symmetrischen Strahlendurchgangs der Strahl unter dem Brewster Winkel in das Prisma eintritt. Das Prisma ist in der Mitte durchgeschnitten und an der Rückseite verspiegelt, so daß der Strahl in sich selbst reflektiert wird. Verkippt man nun das Prisma im Strahlengang, werden durch Dispersion entsprechende Wellenlängen selektiert.

Bei dem Doppelbrechenden Kristall nutzt man einen anderen Effekt



Ein Dipol kann nicht in Richtung seiner Achse Strahlung aussenden. Besitzt ein Kristall zwei Arten von Dipolen, die unter einem bestimmten Winkel zueinander stehen, können sie auch nur in Richtung ihrer Winkelausrichtung zueinander Strahlung abgeben. Die Geschwindigkeit der Strahlungsaufnahme - und abgabe ist für jede Dipolart unterschiedlich, daher kommt es zur Phasenverschiebung. Wegen dieser Dipolausrichtung kommt es auch zur Veränderung der Strahlrichtung: Strahlt man ein paralleles Lichtbündel ein, verlassen zwei Strahlen den Kristall. Diese sind phasenverschoben und orthogonal polarisiert.