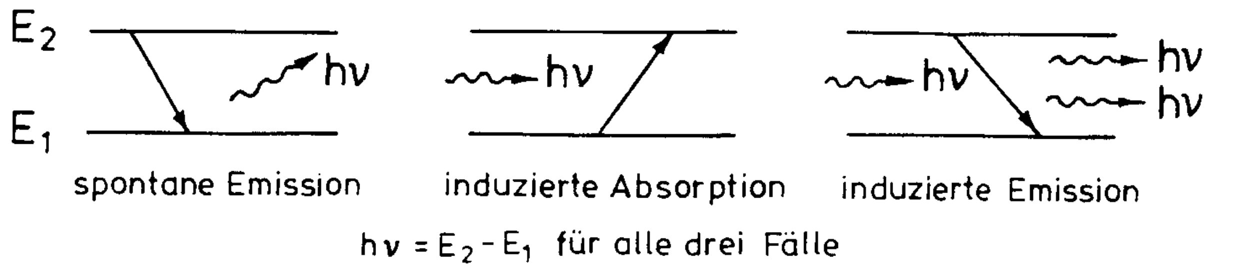
6 Laser

LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Ein MASER arbeitet nach dem gleichen Prinzip im Mikrowellenbereich ($\lambda = 10^{-5}m - 10^{-1}m$).

6.1 Prinzip des Lasers

Es basiert auf der induzierten Emission von Photonen. Es gibt drei grundlegende Prozesse der Wechselwirkung von Photonen und Elektronen in Atomen:



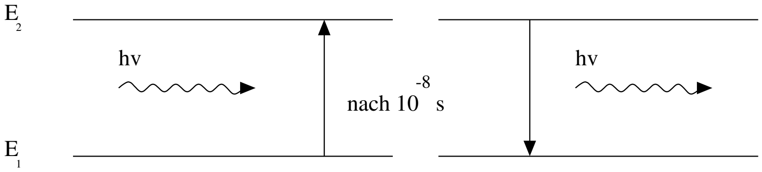
Induzierte Emission kann nur erreicht werden, wenn sich mehr Elektronen im Zustand 2 als im Zustand 1 aufhalten $N_2 > N_1$ (Besetzungsumkehr). Normalerweise ist aber $N_1 \gg N_2$. Im thermischen Gleichgewicht sind die Besetzungszahlen durch die Boltzmann-Verteilung gegeben:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{(E_1 - E_2)}{kT}} \qquad k = 8,617 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{K} \text{ Boltzmann-Konstante}$$

Z.B. ist im Wasserstorraton $E_2 - E_1 = 10,2\text{eV}$ und bei einer Temperatur von $T = 1000K$ ist $\frac{N_2}{N_1} = 4 \cdot 10^{-52}$!

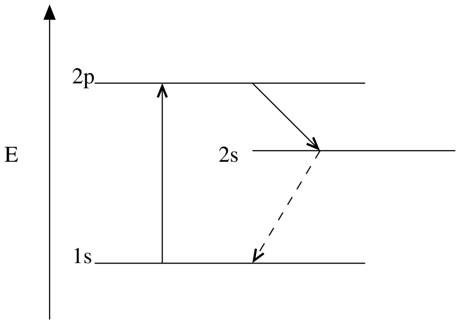
Besetzungsumkehr kann durch optisches Pumpen auf einen <u>metastabilen Zustand</u> erreicht werden:

Normalerweise fällt ein angeregtes Elektron nach sehr kurzer Zeit, typisch $10^{-8}s$, wieder auf den Ausgagszustand zurück.



d.h. die Lebensdauer angeregter Zustände ist typischerweise $10^{-8}s$.

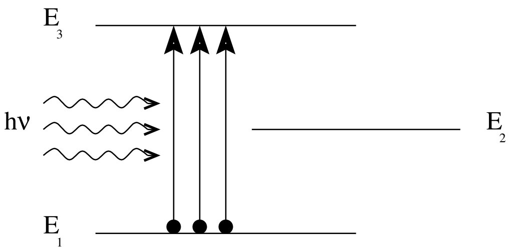
Es gibt nun Zustände, auf denen sich das Elektron wesentlich länger aufhalten kann, weil der Übergang in den Grundzustand durch Auswahlregeln verboten (genauer genommen: stark unterdrückt) ist, z.B.:



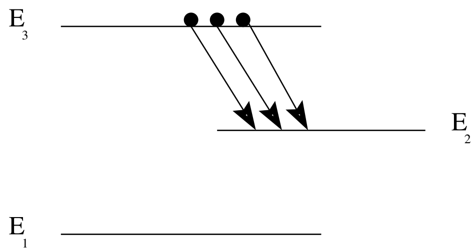
Der Übergang $2s \to 1s$ ist stark unterdrückt, da für elektrische Dipolstrahlung die Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ gilt. Der Übergang $\Delta l = 0$ (Umklappen des Spins!) ist etwa 10^5 mal seltener!

$\Longrightarrow$ **Funktionsweise des 3-Niveau Lasers**

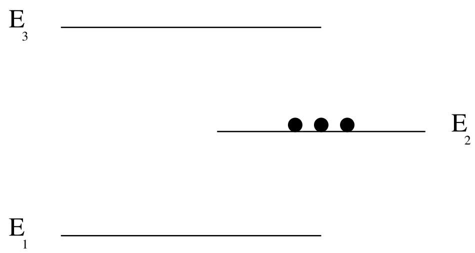
1. Anregung der Atome, z.B. durch Einstrahlung von $h\nu = E_3 - E_1$



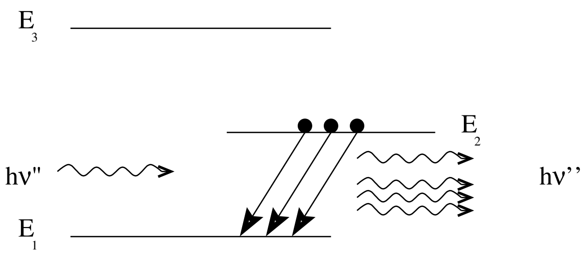
2. Innerhalb von $\approx 10^{-8}s$ gehen die Elektronen in den metastabilen Zustand E_2 über, unter Aussendung von Licht $h\nu' = E_3 - E_2$ oder auch strahlungslos durch Stöße der Atome.



3. Es sind sehr viele Atome vorhanden, bei denen Elektronen in einem metastabilen Zustand sind (Lebensdauer $\approx 10^{-3}s$) Besetzungsumkehr



4. Durch Einstrahlung weniger Photonen $h\nu'' = E_2 - E_1$ wird die Emission weiterer Quanten induziert. In kurzer Zeit kehren die Elektronen aller Atome wieder in den Grundzustand zurück. Induzierte Emission = Lichtverstärkung



Bei spontaner Emission sind die einzelnen Photoemissionen unabhängig voneinander: Strahlung in alle Richtungen, Phasen der Wellen sind beliebig zueinander (inkohärente Strahlung).

Bei induzierter Emission haben die erzeugten Photonen die gleiche Richtung und stehen mit dem eingestrahlten Photon in einer festen Phasenbeziehung (kohärente Strahlung).

6.2 Aufbau eines Lasers

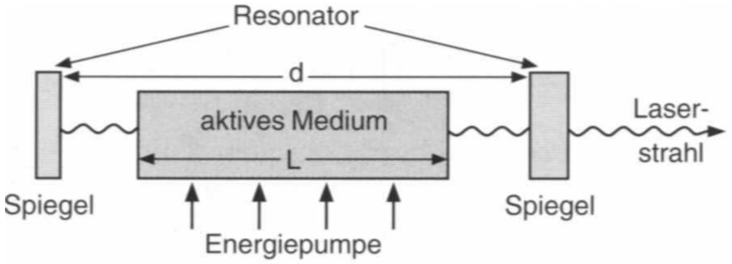


Abb. 8.1. Aufbauprinzip eines Lasers

Zur Auskopplung des Laserlichts ist ein Spiegel halbdurchlässig.

Ein Laser besteht im wesentlichen aus drei Komponenten:

- Dem aktiven Medium, in dem durch Energiezufuhr eine Besetzungsinversion erzeugt wird, z.B. *He-Ne* Gas, Rubinkristall, Halbleiter, ...
- Der Energiepumpe, die die Besetzungsinversion erzeugt,
  z.B. Blitzlampe, Gasentladung, Laser
- Dem optischen Resonator, bestehend aus zwei Spiegeln. Der Abstand d der Spiegel ist so abgestimmt, dass sich eine stehende Welle ausbildet:
  $2d = \frac{\lambda}{n} m$, $\quad n$: Brechungsindex $\quad m = 1, 2, 3, \ldots$

Eigenschaften des Laserlichts:

- räumlich kohärent: alle austretenden Wellenzüge schwingen mit gleicher Phase
- zeitlich kohärent: die Phasen der Wellenzüge bleiben entlang des Strahls unverändert. Das bewirkt, dass das Laserlicht sehr monochrom ist ($\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-15}$)
- starke Bündelung des Lichtes: durch die zwei parallelen Spiegel werden nicht-parallele Strahlen nicht verstärkt

Beispiel für einen Laser: der Helium-Neon-Laser

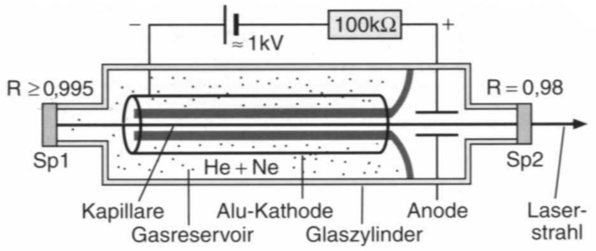


Abb. 8.8. Aufbau eine He-Ne-Lasers

Ein Glasrohr ($\phi \sim 1cm$) ist mit einem Gemisch von He und Ne (7:1) gefüllt. Durch Gasentladung werden die He- und Ne-Atome durch Stöße mit Elektronen angeregt. Insbesonders entlang der Längsachse, an der die Feldstärke hoch ist (Kapillare).

Termschemata von He und Ne:

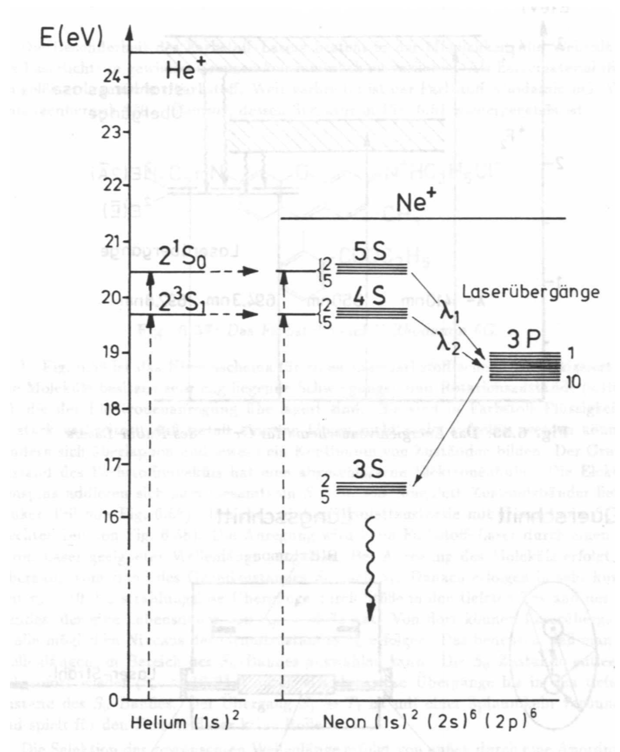


Fig. 6.54: *Das Energieniveauschema für den Helium–Neon–Laser.*

Einige der angeregten He-Atome fallen auf die metastabilen 2^1s und 2^3s Zustände. Diese können nicht für den Laserbetrieb benutzt werden, weil die $1s$ Zustände noch wesentlich stärker benutzt sind, d.h. keine Besetzungsumkehr. Durch Stöße mit Neon-Atomen können diese metastabilen Zustände die Energie auf Neon-Atome übertragen. Das funktioniert besonders gut mit Neon, da es Anregungszustände mit fast der gleichen Energie besitzt, z.B.:
$Ne : E_{5S} - E_{2P} = 20,66\text{eV}$
$He : E_{2S} - E_{1S} = 20,61\text{eV}$

Damit erreicht man eine Besetzungsinversion beim Neon: die $5s$ und $4s$ Zustände sind stärker bevölkert als z.B. der $3p$ Zustand. Diese Übergänge kann man durch Auswahl des Spiegelabstandes für Laserlicht nutzen. Besonders häufig nutzt man den Übergang $5s \rightarrow 3p$ aus: $\lambda_1 = 632,8nm$.
Der Übergang $3p \rightarrow 3s$ erfolgt durch spontane Lichtemission und der $3s$ Zustand wird durch Stöße mit den Wänden abgebaut (deshalb dünnes Rohr!)

Es gibt viele verschiedene Lasertypen:

- Gaslaser: He-Ne, CO_2, Ar
- Festkörperlaser: Rubin, Neodym - YAG (Nd - $Y_3Al_5O_{12}$)
- Farbstofflaser: bestehen aus Farbmolekülen (z.B. Rhodamin), die in einer Flüssigkeit (z.B. Äthylenglykol) gelöst sind.

Farbstofflaser und einige Festkörperlaser haben den Vorteil, dass die Wellenlänge des Laserlichts innerhalb eines bestimmten Bereichs kontinuierlich verändert werden kann. Die Auswahl der Wellenlänge erfolgt durch optische Methoden (Spiegel, Gitter). Dies ist möglich, weil sich in Festkörpern die diskreten Energieniveaus der Atome zu kontinuierlichen Bänden aufweiten.

Laser haben heute eine große Bedeutung:

- CD-Spieler, Strichcodeleser

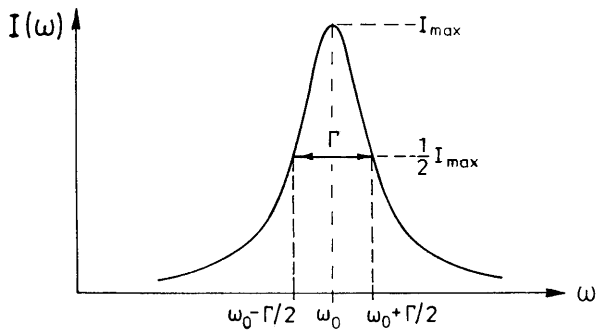
- Bohren, Fräsen, Schneiden
- Medizin
- Entfernungsmessung, z.B. Erde-Mond

6.3 Breite der Spektrallinien

<u>I Natürliche Linienbreite</u>
Angeregte Zustände haben eine endliche Lebensdauer. Für einige Übergänge der elektrischen Dipolstrahlung ist die mittlere Lebensdauer $\tau \approx 10^{-8}s$, bei unterdrückten Übergängen ist sie sehr viel höher. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation bedeutet dies aber, dass die Energie des angeregten Zustands nicht beliegig genau definiert ist bzw. nicht beliebig genau gemessen werden kann. Die Unschärfe der Energie ΔE ist:

$$\Delta E \cdot \tau = \hbar$$

Die Energie des emittierten Photons ist deshalb nicht beliebig scharf definiert (Wellenpaket!). Wenn man die Energie vieler solcher Photonen mit sehr hoher Genauigkeit messen könnte, würde man folgende Intensitätsverteilung finden:



Lorentz-Kurve
$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{(\omega-\omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$
$\omega = 2\pi\nu, \quad \Gamma = \frac{1}{\tau}$
(Ableitung siehe Otter/Honecker)

Die natürliche Linienbreite ist sehr klein, z.B. für $\tau = 10^{-8}s$ ergibt sich
$\underline{\Delta E} = \frac{\hbar}{\tau} = \hbar\Gamma = \underline{6,6 \cdot 10^{-8}\text{eV}}$

<u>II Doppler-Verbreiterung</u>
Die Temperaturbewegung der Atome führt zu einer Dopplerverschiebung des emittierten Lichts

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{u}{c}\right)$$

u: Geschwindigkeitskomponente des Atoms entlang der Richtung des emittierten Photons (für $u \ll c$)

Die thermische Bewegung der Atome wird durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben:

$$f(u)du = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-\frac{Mu^2}{2kT}} du$$

M: Masse des Atoms $\quad T$: Temperatur

Die thermische Bewegung der Atome bewirkt demnach eine Gauß-Verteilung der Frequenzen (Energien) um den Mittelwert $E_0 = h\nu_0$. Durch Einsetzen von $u = (\nu - \nu_0)\frac{c}{\nu_0}$, $du = \frac{c}{\nu_0}d\nu$ in die rechte Seite und Umschreiben auf $E = h\nu$ erhält man

$$I(E)dE = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}} dE \qquad \text{mit } \sigma = \sqrt{\frac{kT}{Mc^2}} E_0$$

Die Verbreitung der Linien auf Grund der Temperatur Bewegung ist also gegeben durch die Breite der Gauß-Glocke σ.
Achtung: Häufig definiert man als Linienbreite den Abstand Γ der beiden Punkte, bei denen die Gauß-Kurve auf die Hälfte des Maximalwerts abgefallen ist (FWHM: Full Width Half Maximum)

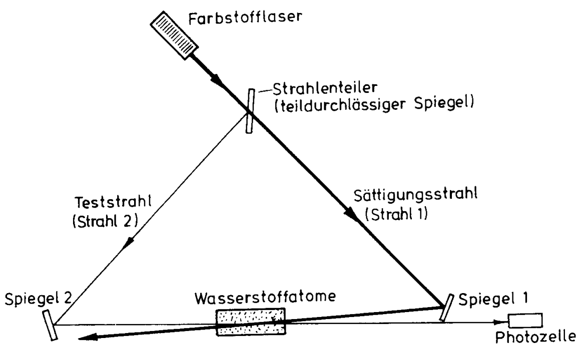
$$\Gamma = 2\sqrt{2ln(2)}\sigma \approx 2,4\sigma$$

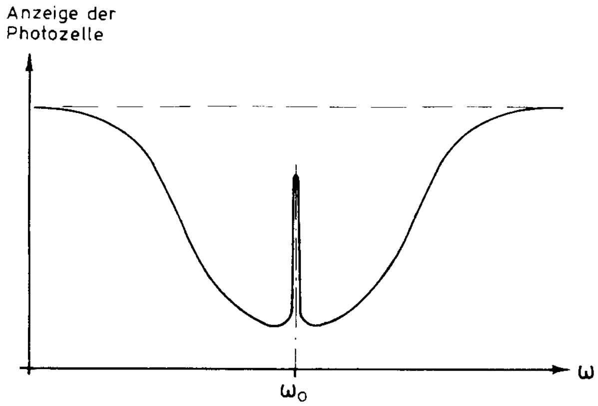
Die Doppler-Verbreiterung ist wesentlich größer als die natürliche Linienbreite, z.B. findet man für die H_α-Linie ($E_0 = 1,89$eV) des H-Atoms ($Mc^2 = 938$MeV) bei $T = 300K$:

$$\sigma = 5,3 \cdot 10^{-6} E_0 = 10^{-5}\text{eV}$$

Eine Verbreiterung von ähnlicher Größenordnung wird durch Stöße der Atome verursacht. Sie hängt vom Gas und vom Druck ab.

III Messung der natürlichen Linienbreite





Die Intensität des Teststrahl wird durch Absorption durch die H-Atome geschwächt. Die absorbierte Intensität folgt dabei der Doppler-Verbreiterung der Linie durch die thermische Bewegung der Atome. In der Nähe der Frequenz ω_0 tragen nur Atome bei, für die die Dopplerverschiebung Null ist, d.h. Atome die sich gar nicht oder senkrecht zum Laserstrahl bewegen. Diese Atome sind aber bereits zum großen Teil durch den wesentlich intensiveren Sättigungstrahl angeregt, d.h. stehen zur Absorption des Teststrahls nicht mehr zur Verfügung. Nur wenn die Laserfrequenz auf ω_0 abgestimmt ist, regen beide Strahlen die gleichen Atome an. Die Breite des Maximums bei ω_0 ist demnach allein durch die natürliche Linienbreite bestimmt.