



Strahlungsgesetze

Datum: 02. 12. 2005

Vortragender: Dr. Frank Morherr

Inhaltsübersicht:

Was ist Licht

Strahlungsgesetze

- Schwarzer Strahler

- Stefan-Boltzmann-Gesetz

- Wiensches Verschiebungsgesetz

- Rayleigh-Jeans-Gesetz

- Dilemma

- Plancksches Strahlungsgesetz

Atommodelle

- Bohrsches Atommodell

- De Broglie Wellenlänge des Elektrons

- Andere Atome und Termschemata, Orbitalmodell

Gasentladelampen

- Leuchtstofflampe

- Quecksilberdampf Lampe bzw. Hg(Ar)-Lampe

Der Laser

- Spontane und induzierte Absorption und Emission

- Einkoeffizienten

- Funktionsweise des Lasers

- Der Helium-Neon-Laser

Versuch

- Versuchsdurchführung

- Versuchsaufbau

- Beobachtung und Auswertung

Zusammenfassung

Kapitel 1

Strahlungsgesetze

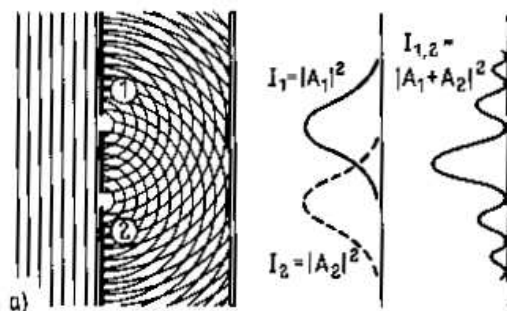
1.1 Was ist Licht?

Isaak Newton (1643-1727): "Lichtstrahlen bestehen aus Körperchen verschiedener Größe, von denen die kleinsten das Violett erzeugen, die schwächste und dunkelste aller Farben, welche auch am leichtesten durch brechende Flächen vom geradlinigen Weg abgelenkt wird, und von denen die übrigen in dem Maß, wie sie größer und größer werden, die stärkeren und leuchtenderen Farben Blau, Grün, Gelb und Rot bilden und immer schwerer abgelenkt werden."

James Clerk Maxwell (1831-1879): Aufgrund seiner Maxwellschen Gleichungen zeigte er die Existenz elektromagnetischer Wellen und dass sich diese mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen. Er folgerte, dass Licht selbst eine elektromagnetische Welle ist.

Erfolge der Wellennatur des Lichts:

- Erklärung der Beugung am Spalt
- Erklärung der Lichtbrechung mittels Huygenscher Kugelwellen
- Erklärung der Interferenzeffekte am Doppelspalt



Interferenz am Doppelspalt

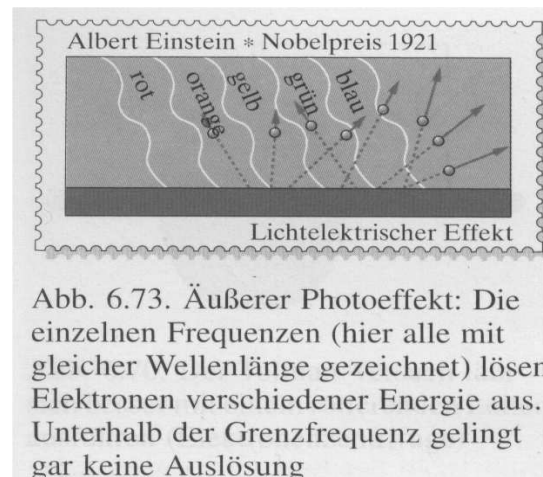


Abb. 6.73. Äußerer Photoeffekt: Die einzelnen Frequenzen (hier alle mit gleicher Wellenlänge gezeichnet) lösen Elektronen verschiedener Energie aus. Unterhalb der Grenzfrequenz gelingt gar keine Auslösung

Albert Einstein(1879-1955): Erklärung des Photoeffekts 1905 (Nobelpreis 1921). Welle-Teilchen-Dualismus: Licht breitet sich wie eine Welle aus, zeigt aber in Wechselwirkung mit Materie Teilchencharakter. Energie der Lichtteilchen ist

$$E = h\nu ,$$

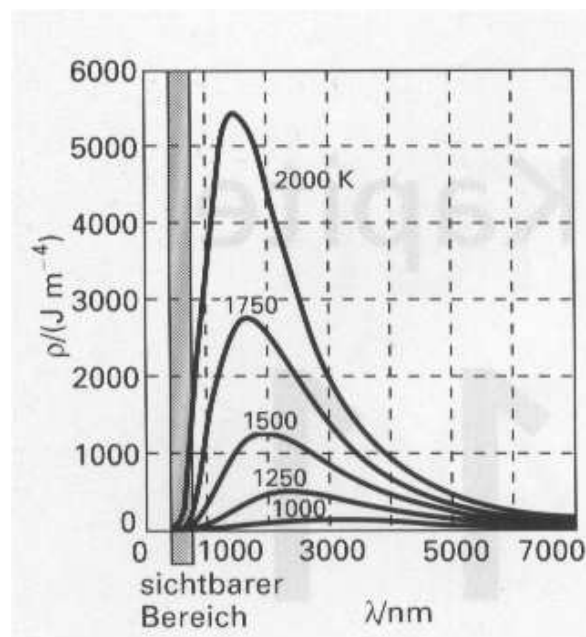
$h = 6.6260755 \times 10^{-34}$ J s (Planck-Konstante), ν = Frequenz.

1.2 Strahlungsgesetze

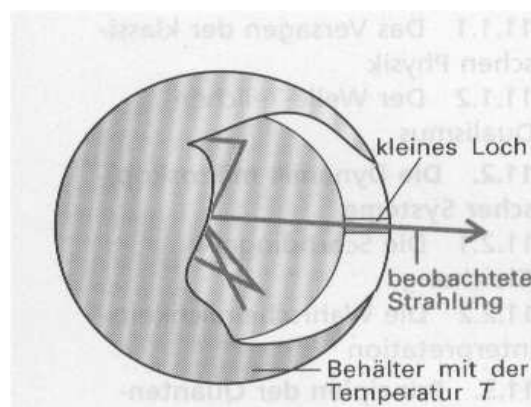
Grundlage für Einsteins Idee war ein Dilemma der Physik und Plancks Kunstgriff zur Lösung im Jahre 1900 (Geburtsstunde der Quantenmechanik).

Schwarzer Strahler

Heiße Objekte senden elektromagnetische Strahlung aus, deren Intensität in Abhängigkeit der Frequenz sich mit der Temperatur verändert. Folgende Grafik zeigt, wie sich die abgestrahlte Energie in Abhängigkeit von der Temperatur auf die verschiedenen Wellenlängen verteilt



Dabei wurde ein schwarzer Strahler vermessen, ein Körper, der alle Frequenzen völlig gleichmäßig absorbiert und emittiert.



Stefan-Boltzmann-Gesetz

Erwärmt man einen beliebigen Stoff durch Energiezufuhr von außen, so emittiert er elektromagnetische Strahlung. Die gesamte abgegebene Strahlungsenergie als auch die Wellenlängenverteilung hängen von der Temperatur des Körpers ab

$$\text{Strahlungsdichte} = \sigma T^4 .$$

Dies deckt sich mit der Alltagserfahrung: Je heißer ein Körper ist, desto mehr Licht emittiert er:

- Herdplatte $\approx 200^\circ\text{C}$ (leicht rötlich)
- Heizdrähte eines Toasters $\approx 700^\circ\text{C}$ (Rotglut)
- Glühlampe $\approx 3000^\circ\text{C}$ (helle Weißglut)

Wiensches Verschiebungsgesetz

Je heißer ein Körper wird, desto mehr verlagert sich die abgegebene Strahlung vom Infrarot in den kürzerwelligen sichtbaren Bereich

$$T \cdot \lambda_{\text{max}} = \text{const.} = 0,29 \text{ cm K} .$$

Anwendung: Abschätzung der Sonnentemperatur.

Rayleigh-Jeans-Gesetz

Lord Rayleigh untersuchte die Strahlung des schwarzen Körpers klassisch. Er betrachtete das elektrische Feld als Ansammlung von Oszillatoren und beschrieb das Vorhandensein der Frequenz $\nu = \frac{c}{\lambda}$ als Ergebnis der Anregung eines elektromagnetischen Oszillators dieser Frequenz. Mithilfe des Gleichverteilungssatzes berechnete er die mittlere Energie. Es ergab sich das *Rayleigh-Jeans-Gesetz*

$$dE = \rho_\lambda d\lambda \text{ mit } \rho_\lambda = \frac{8\pi kT}{\lambda^4} ,$$

$k = 1.3806568 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ (Boltzmannkonstante).

Dilemma

- Rayleigh-Jeans-Gesetz erklärt Strahlung des schwarzen Strahlers nur für große Wellenlängen. Oszillatoren mit kleinen Wellenlängen müßten schon bei Zimmertemperatur stark angeregt sein und sehr viel Energie im hochfrequenten Teil des Spektrums abstrahlen (*Ultraviolett katastrophe*).
- Für kleine Frequenzen gelang Wien noch die theoretisch nicht sehr gut begründete Formel

$$dE = a\nu^3 \exp\left(-b\frac{\nu}{T}\right) ,$$

welche aber nur für kleine Wellenlängen (hohe Frequenzen) zu gebrauchen ist.

- Wie lässt sich damit das Stefan-Boltzmann-gesetz und das Wiensche Verschiebungsgesetz begründen?

Plancksches Strahlungsgesetz

Planck nahm an, dass die Oszillatoren nur Energien in Form von Paketen mit $E_n = nh\nu$, $n \in \mathbb{N}$ aufnehmen können. Bei N Oszillatoren ergibt sich die mittlere Energie pro Oszillator zu

$$\bar{E} = \frac{E}{N} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} N(n) E_n}{\sum_{n=0}^{\infty} N(n)} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} N(n) nh\nu}{\sum_{n=0}^{\infty} N(n)} .$$

Dabei gilt nach der Boltzmanverteilung für die Anzahl der Oszillatoren $N(n)$ im Zustand n

$$N(n) \propto e^{-\beta E_n} = e^{-\beta nh\nu} , \text{ mit } \beta = \frac{1}{kT} .$$

Mittels der Formel für die geometrische Reihe rechnet man

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta nh\nu} nh\nu}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta nh\nu}} = -\frac{d}{d\beta} \ln \left(\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta nh\nu} \right) = -\frac{d}{d\beta} \ln \frac{1}{1 - e^{-\beta h\nu}} = \\ &= \frac{d}{d\beta} \ln (1 - e^{-\beta h\nu}) = \frac{h\nu}{e^{\beta h\nu} - 1} . \end{aligned}$$

Damit ergibt sich die Plancksche Strahlungsformel, indem man im Rayleigh-Jeans-Gesetz kT durch den obigen Ausdruck ersetzt

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{\beta h\nu} - 1} , \text{ mit } \beta = \frac{1}{kT} ,$$

oder nach Ersetzen von ν durch $\frac{c}{\lambda}$

$$\text{Energiedichte} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda .$$

Das Plancksche Strahlungsgesetz stellt die Strahlung des schwarzen Körpers korrekt dar und vereint alle obigen Gesetze in sich:

- Fläche unter jeder der Kurven (entspricht gesamter Strahlungsleistung) nimmt mit steigender Temperatur zu. Integration des Planckschen Gesetzes ergibt also das Stefan-Boltzmann-Gesetz:

$$\int_0^\infty \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda = T^4 \cdot \underbrace{\frac{8\pi k^4}{h^3 c^3} \int_0^\infty \frac{x^5}{1 - e^{-x}} dx}_{=: \sigma}$$

- Das Maximum der Kurven verschiebt sich mit steigender Temperatur immer mehr in den kurzwelligeren und sichtbaren Bereich. Das Wiensche Gesetz ergibt sich also aus der Differentiation des Planckschen Gesetzes und anschließender Maximumberechnung.
- Für große Wellenlängen gilt

$$e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 = 1 + \frac{hc}{\lambda kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{hc}{\lambda kT} \right)^2 + \dots - 1 \approx \frac{hc}{\lambda kT} ,$$

also

$$\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \approx \frac{\lambda kT}{hc}$$

und damit das Gesetz von Rayleigh-Jeans.

- Für kleine Wellenlängen gilt

$$\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} = \frac{e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}} \approx e^{-\frac{hc}{\lambda kT}},$$

und damit die von Wien abgeleitete Formel.

- Der Anteil des emittierten sichtbaren Lichtes wird mit steigender Temperatur immer größer.

Daher muss bei Glühlampen die Glühfadentemperatur möglichst hoch sein, damit möglichst viel sichtbares Licht emittiert wird.

Außerdem ist es unmöglich, bei der Lichtausbeute einen Wirkungsgrad von 100% zu erzielen, da immer Verluste durch Infrarotstrahlung entstehen.

1.3 Atommodelle

Bohrsches Atommodell

Aufgrund des Erfolges von Plancks Formel mit Energiequantelung und der Erkenntnis, dass Atome nur Quanten festgelegter Energie aufnehmen, bzw. mit ihnen angeregt werden können (Fotoeffekt 1905, Franck- Hertz-Versuch 1913), entwarf Bohr auf klassische Weise ein Atommodell mit diskreten Energieniveaus.

Für ein Elektron auf einer Kreisbahn in einem Wasserstoffatom gilt klassisch

$$F_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} = F_Z .$$

Bohrs 1. Postulat besagt: Nur solche Radien sollen erlaubt sein, für die gilt

$$\text{Drehimpuls} = mvr = n\hbar ,$$

mit $n \in \mathbb{N}$ und $\hbar := \frac{h}{2\pi}$.

Auflösen nach $v = \frac{n\hbar}{mr}$ und Einsetzen ergibt nach Umstellen die erlaubten Radien

$$r_n = n^2 \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} .$$

Die engste Bahn hat den Radius $a_0 := \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2}$ (Bohrradius).

Für die potentielle Energie auf der n -ten Bahn ergibt sich die Formel

$$E_{pot}^{(n)} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{me^4}{4\epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} .$$

Für die kinetische Energie ergibt sich

$$E_{kin}^{(n)} = \frac{1}{2}mv_n^2 = \frac{1}{2}m \left(\frac{n\hbar}{mr_n} \right)^2 = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} .$$

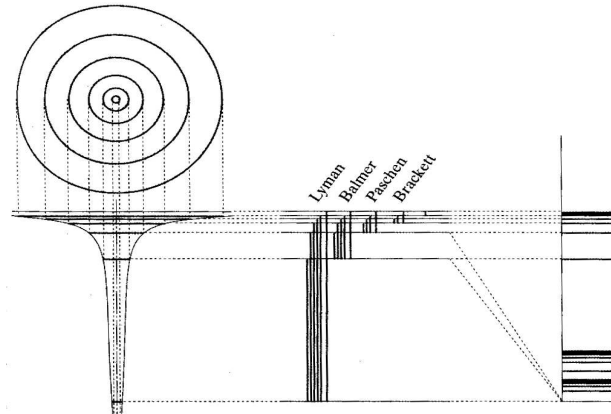
Damit ergibt sich die Gesamtenergie des Elektrons auf der n -ten Bahn zu

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} .$$

Damit berechnete Bohr zum ersten mal die Energiestufen des Wasserstoffatoms. Die Frequenzen der Spektrallinien, die beim Übergang von Bahn n_2 zur Bahn n_1 emittiert werden, ergeben sich zu

$$\nu(n_1, n_2) = \frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{h} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) ,$$

wobei man die Rydbergkonstante R_y zu $R_y = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2}$ definiert.



De Broglie-Wellenlänge des Elektrons

Nachdem klar war, dass nicht nur Licht sondern auch Elektronen dem Welle-Teilchen-Dualismus unterliegen, rechnete De-Broglie die Wellenlänge eines Elektrons aus. Mittels des Relativistischen Energiesatzes

$$E = mc^2 = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

folgt

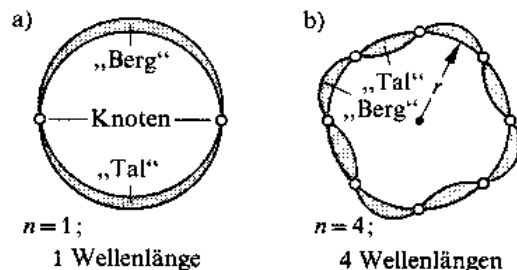
$$\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{h}{p},$$

wobei man zu Begründung der letzten Gleichheit tiefer in die Relativitätstheorie gehen muß. Für ein Elektron mit Geschwindigkeit v ergibt sich

$$\lambda = \frac{h}{m_e v} = 7.2739 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \cdot \frac{1}{v}.$$

Damit wird Bohrs 1. Postulat plausibel. Ein Elektron kann sich nur auf solch einer Bahn bewegen, auf der seine Welle nicht destruktiv interferiert, d.h. es muss gelten

$$2\pi r = n\lambda, \quad \text{also} \quad 2\pi m_e v = nh.$$



Andere Atome und Termschemata, Orbitalmodell

Ersetzt man ein e durch Ze , wobei Z die Kernladungszahl ist, bekommt man mit dem Bohrmodell auch die Spektren von Atomen, die bis auf ein Elektron vollständig ionisiert sind.

Weiter haben die einwertigen Alkalieatome ähnliche Spektren wie das Wasserstoffatom.

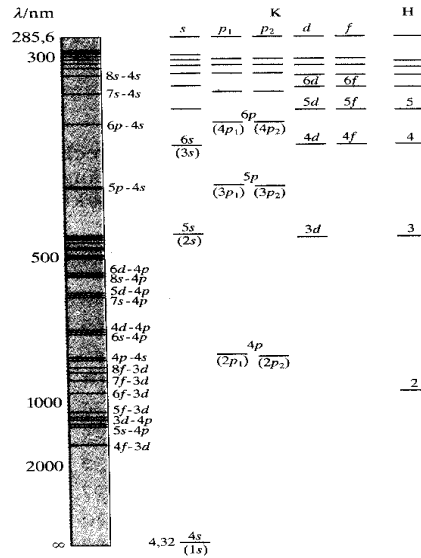


Abb. 12.20. Spektrum und Termleitern des Kaliums. Rechts zum Vergleich die Termleiter des Wasserstoffs

In allen anderen Situationen zeigen sich mehr oder weniger große, in der Regel vollständige Abweichungen.

Das Bohrmodell und das verfeinerte *Sommerfeldmodell*, bei dem auch elliptische Bahnen betrachtet werden, wurden beide durch das *Orbitalmodell* der strengen Quantenmechanik ersetzt. Dieses erklärt auch den Aufbau des Periodensystems. Hier muss die Wellenfunktion Ψ des Elektrons Eigenfunktion des Hamiltonoperators zum Energieeigenwert E sein:

$$H\Psi = E\Psi$$

mit

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V .$$

Die Lösungen, bestehend aus den Laguerre-Polynomen und den Kugelflächenfunktionen, lassen sich mit den 3 Quantenzahlen n, l, m belegen, zu denen noch die Spinquantenzahl s des Elektrons hinzukommt. Dabei ist

- n Hauptquantenzahl (entspricht Bahn bei Bohr)
- $l = 0, 1, \dots, n - 1$ Bahndrehimpulsquantenzahl
- $m = -l, \dots, 0, \dots, l$ Magnetquantenzahl

Auch hier ergeben sich diskrete Energieniveaus, die sich aufgrund der Feinstruktur und Spin-Bahnkopplung $J = S + L$ weiter aufspalten und ein mehr oder weniger kompliziertes, aber verstandenes Termschema und damit Spektrum liefern.

Die Bezeichnungen sind

- $l = 0$ s -Zustände
- $l = 1$ p -Zustände
- $l = 2$ d -Zustände
- $l = 3$ f -Zustände

Außerdem kommen aufgrund von Auswahlregeln nicht alle Übergänge vor.

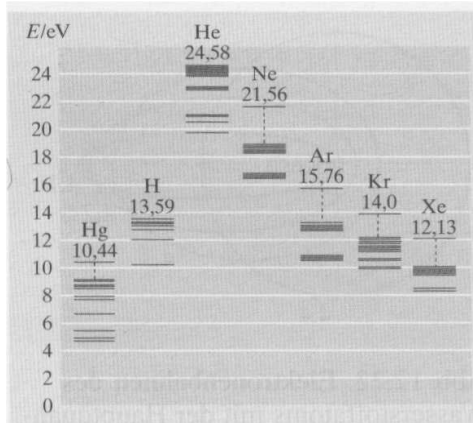


Abb. 12.21. Anregungs- und Ionisierungsenergien von Quecksilber, Wasserstoff sowie Helium, Neon, Argon, Krypton und Xenon

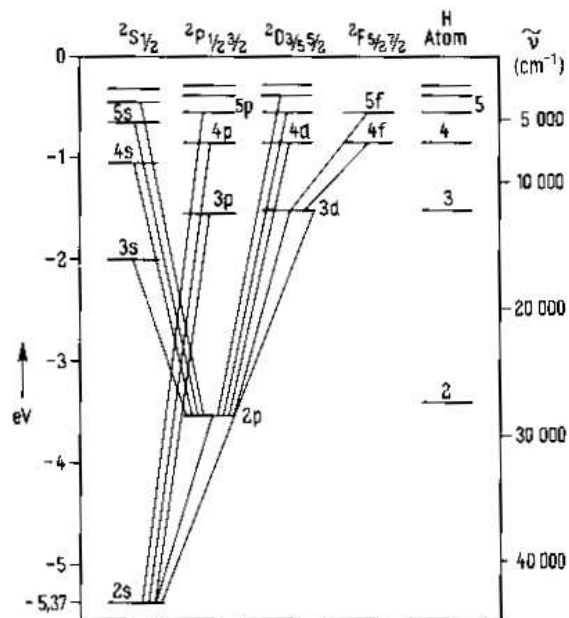
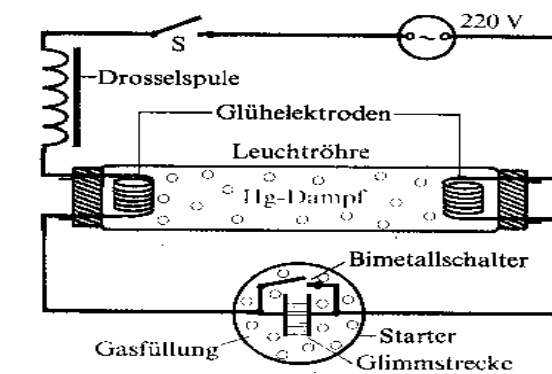


Fig. 52
Termchema des Lithiums mit
Hauptübergängen

1.4 Gasentladungslampen

Leuchtstofflampe

- Durch Gasentladungen in Füllgasen niedrigen Druckes wird hohe Lichtausbeute erzielt.
- Entstehende UV-Strahlung wird durch geeignete Beläge in sichtbares Licht umgewandelt. Durch besondere lumineszierende Schichten auf der Innenseite der Röhre kann eine tageslichtähnliche Strahlung erzeugt werden.

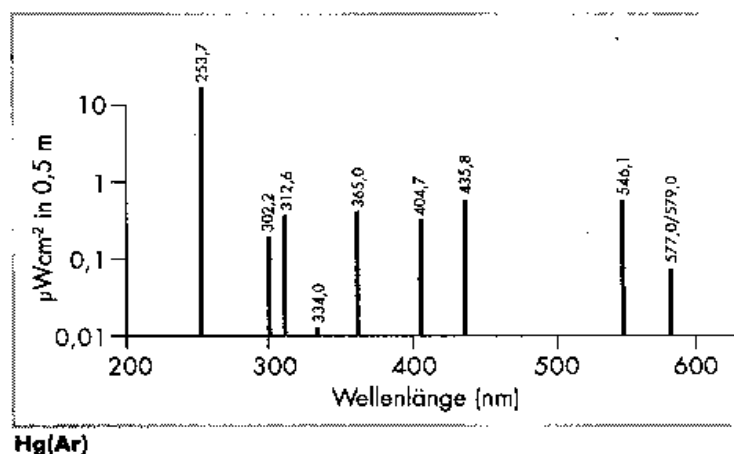


161.1 Zündapparat einer Leuchtstoffröhre

Quecksilberdampf Lampe bzw. Hg(Ar)-Lampe

Quecksilberdampflampen sind Lampen für hohe Lichtausbeute. Zwischen zwei Metall-Elektroden brennt eine Bogenentladung in Quecksilbergas unter hohem Druck.

Bevorzugt verwendet wird die Hg(Ar)-Lampe. Sie braucht eine zweiminütige Aufwärmphase zur vollständigen Verdampfung des Quecksilbers, und weitere 30 Minuten bis zur vollständigen Stabilisierung der thermischen Bedingungen. Nach der vollständigen Verdampfung des Quecksilbers dominieren die Hg-Linien und es sind keine Ar-Linien mehr zu sehen.



Hg(Ar)

1.5 Der Laser

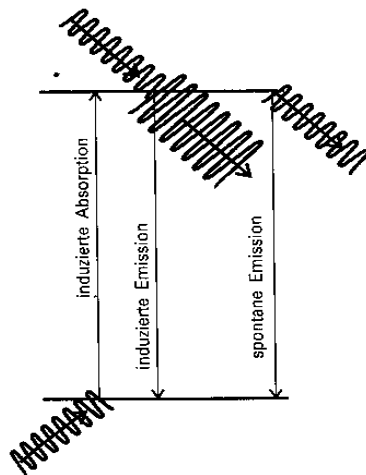
Spontane und induzierte Absorption und Emission

Wird ein Photon von einem Atom absorbiert, geht das Atom in einen höheren (angeregten) Energiezustand über. Fällt das Elektron wieder auf dasselbe oder ein anderes Energieniveau zurück, wird ein Photon der entsprechenden Energie $E = h\nu$ emittiert.

Induzierte Absorption: Übergang eines Moleküls von einem Zustand niedriger Energie zu einem Zustand höherer Energie, der durch Oszillationen des elektromagnetischen Feldes mit der Frequenz des Übergangs ausgelöst wird.

Spontane Emission: Austrahlung von Photonen durch angeregte Atome (Moleküle) ohne feste Phasenbeziehung zwischen Photonen, die aus verschiedenen gleich angeregten Atomen (Molekülen) emittiert werden.

Induzierte (Stimulierte) Emission: Ausstrahlung von Photonen der Energie $h\nu$ von angeregten Atom- oder Molekülzuständen unter Einfluss eines elektromagnetischen Feldes der gleichen Frequenz. Einfallendes und ausfallendes Photon haben die gleiche Phase (Kohärenz). Photonenzahl vergrößert sich dadurch.



Einsteinkoeffizienten

Bei induzierter Absorption gilt nach Einstein

$$w = B\rho ,$$

w = Übergangswahrscheinlichkeit, ρ = Energiedichte, B = Einstein Koeffizient der Absorption. Im Falle, das Probe von schwarzem Strahler der Temperatur T bestrahlt wird, ist ρ die Planckverteilung. Sind N Moleküle in der Probe, so ergibt sich die Gesamtwahrscheinlichkeit zu

$$W = Nw .$$

Analog für Induzierte Emission

$$w' = B' \rho .$$

Da hier aber noch die spontane Emission dazukommt, welche unabhängig von der Intensität der Strahlung ist, gilt

$$w' = A + B' \rho ,$$

A = Einsteinkoeffizient der spontanen Emission. Ist N' die Besetzungszahl des angeregten Zustandes, so ergibt sich

$$W' = N' (A + B' \rho) .$$

Im thermischen Gleichgewicht gilt $W = W'$, also

$$NB\rho = N' (A + B' \rho) .$$

Auflösen nach ρ liefert

$$\rho = \frac{N'A}{NB - N'B'} = \frac{A}{B} \cdot \frac{1}{\frac{N}{N'} - \frac{B'}{B}} = \frac{A}{B} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - \frac{B'}{B}} ,$$

wenn man die Boltzmannverteilung für die Besetzungswahrscheinlichkeiten verwendet, wobei $h\nu = E' - E$ ist. Dieses Ergebnis hat genau die Form der Planckverteilung, die die Strahlungsdichte im thermischen Gleichgewicht beschreibt. Vergleich liefert

$$B = B' \text{ und } A = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B .$$

Die letzte Beziehung bedeutet, dass die spontane Emission bei steigender Frequenz immer wichtiger wird. $B = B'$ bedeutet, dass zwischen zwei Zuständen mit gleichen Besetzungszahlen die induzierte Absorption ebenso häufig ist, wie die induzierte Emission.

Funktionsweise des Lasers

- Emission eines Photons ist umso wahrscheinlicher, je mehr Photonen dieser Frequenz bereits vorhanden sind; daher:

Je mehr Photonen einer Frequenz existieren, desto mehr werden erzeugt.

- Bei gegebener Strahlungsintensität ist Wahrscheinlichkeit, dass ein Molekül einen Übergang zwischen zwei Zuständen vollzieht, für Absorption und Emission exakt gleich groß.
- Liegen mehr Moleküle im unteren Zustand vor, tritt Nettoabsorption von Strahlung ein.
- Liegen mehr Moleküle im angeregten Zustand als im Grundzustand vor, dann bewirkt Bestrahlung der Probe eine Nettoemission von Strahlung, also Verstärkung des einfallenden Lichts.

Im Laser findet Lichtverstärkung durch induzierte Emission von Strahlung statt.

- Bedingung für Zustandekommen der Laserwirkung ist ein

metastabiler angeregter Zustand mit genügend großer Lebensdauer,

so dass er an der induzierten Emission teilnehmen kann, und

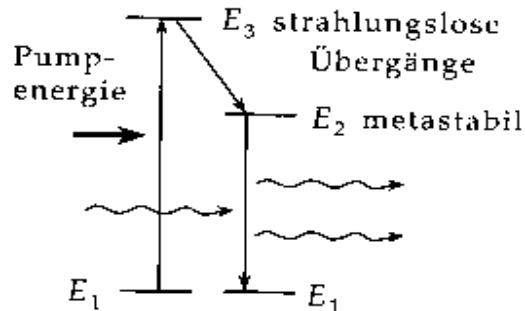
dessen Besetzung größer ist, als die des unteren Zustandes,

in welchem die stimulierte Emission endet.

Da letztere Bedingung im thermischen Gleichgewicht nie erfüllt ist (Boltzmann-Verteilung), muss man

Besetzungsinversion

erreichen. Eine Möglichkeit hierzu ist der Drei-Niveaus-Laser:



Optische Resonatoren zwingen die induziert emittierten Lichtquanten durch ein Spiegelsystem, in einem begrenzten Raum zu bleiben. Dadurch erhöht sich die Anzahl kohärenter Lichtquanten lawinenartig.

Der Helium Neon-Laser

Der Helium-Neon-Laser ist ein Gaslaser.

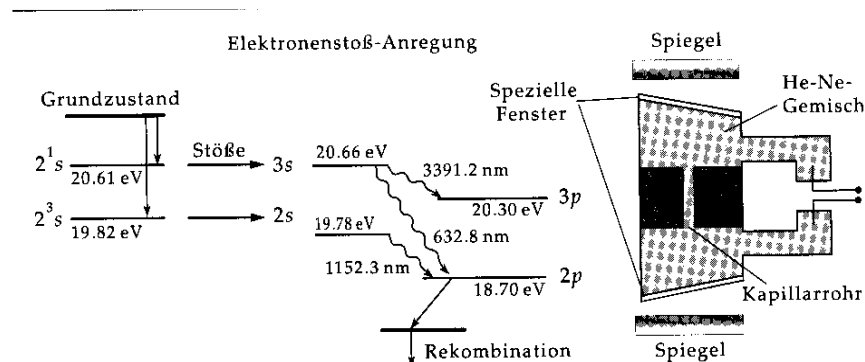


Abbildung 26.27: Helium-Neon-Laser. (a): Wirkungsweise, (b): konstruktiver Aufbau (schematisch)

Anregung erfolgt durch Elektronenstöße in einem Gasentladungsröhre. Eine Kapillare bildet den laseraktiven Teil. In dem Gasgemisch ($\text{He-Ne } p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} = (5 \dots 10) : 1$) werden Heliumatome durch Elektronenstöße über ein Zwischeniveau bei 25 eV in die metastabilen 2^3s und 2^1s angehoben. Die angeregten He-Atome übertragen ihre Energie durch Stöße vollständig auf die ebenfalls metastabilen $2s$ - und $3s$ -Niveaus des Neons. Dadurch wird eine Besetzungsinversion erzeugt. Durch stimulierte Übergänge in die $2p$ - und $3p$ -Niveaus sind verschiedene Laserstrahlen möglich. Durch geeignete Wahl der Resonatorspiegel werden in der Regel die im IR-Gebiet liegenden Spektrallinien zugunsten der Linie mit $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ unterdrückt.

1.6 Versuch

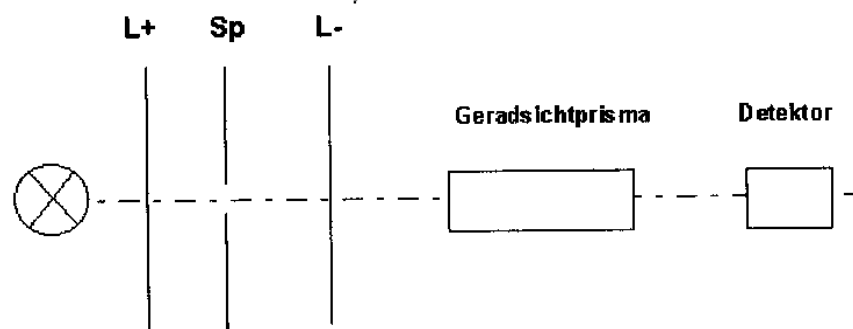
Versuchsdurchführung

Die Strahlung aus verschiedenen Lichtquellen hat sehr verschiedene Ursachen und wird dementsprechend von sehr verschiedenen Gesetzmäßigkeiten bestimmt.

Wir untersuchen die spektrale Zusammensetzung des Lichts

- einer Glühlampe
- einer Leuchtstoffröhre
- einer Hg-Ar-Lampe
- eines He-Ne-Lasers

Versuchsaufbau



Wir haben Glaslinsen, ein Glasprisma sowie als Detektor einen Schirm bzw. einen Intensitätsmesser mit Fotozelle verwendet, um das sichtbare Spektrum auszumessen.

Um UV-Anteile im Spektrum auszumessen, muss man Linsen und ein Prisma aus Quarz verwenden, da Glas die UV-Anteile absorbiert, sowie einen UV-empfindlichen Detektor.

Um IR-Anteile im Spektrum auszumessen, muss man einen infrarotempfindlichen Detektor verwenden.

Beobachtung und Auswertung

- **Glühlampe:**

Hier ergibt sich ein kontinuierliches Spektrum aller Spektralfarben mit einer Intensitätsverteilung gemäß des Planckschen Strahlungsgesetzes. Die Messung bei unterschiedlichen Temperaturen realisiert man dadurch, dass man die an die verwendete Reuterlampe angelegte Spannung variiert.

Hier bringen die Elektronen des fließenden Stromes die Atome im Metallverband zum Schwingen, wodurch sich der Glühdraht erwärmt und nach Plancks Formel Strahlung über das ganze Spektrum mit entsprechender Intensität abgibt.

- **Leuchtstoffröhre:**

Hier wurde nicht obiger Versuchsaufbau verwendet, sondern wir haben die Leuchtstoffröhre an der Decke durch ein Prisma betrachtet. Man sieht ein Spektrum aus einzelnen Linien:

Einer roten, gelben und grünen Spektrallinie, dann eine Lücke und einer lila und türkisen Spektrallinie:



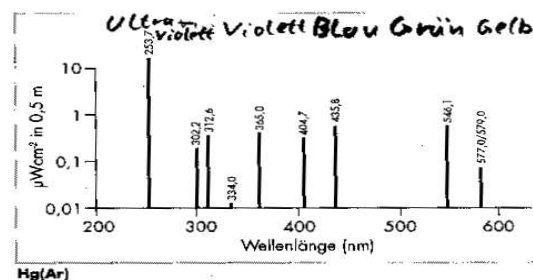
Diese entsprechen den Energieniveaus der Innenbeschichtung der Leuchtstofflampe. Genauere Untersuchung der Wellenlängen lässt auf Art der Innenbeschichtung schließen. Vereinigung der Spektrallinien ergibt Weiß.

- **Hg-Ar-Lampe:**

Hier sehen wir ein Spektrum aus einer grünen und drei blauviolett Spektrallinien:



Vergleich mit dem Spektrum der Lampe



lässt vermuten, dass es sich hierbei um die Linien bei 546.1 nm , 435.8 nm , 404.7 nm und 365.0 nm handelt.

- **Laser:**

Hier sieht man nur einen roten Lichtpunkt, welcher nicht spektral zerlegt wird, da wegen der Kohärenz die Photonen nur eine Wellenlänge besitzen.

Verengt man den Spalt, zeigen sich aber Beugungseffekte. Man erhält eine Linie aus roten Punkten, deren

Intensität nach außen hin abnimmt.



Je enger der Spalt ist, umso größer wird der Abstand der Punkte. Der Zusammenhang hier (allerdings ohne Prisma) ist die bekannte Formel für die Lage der *Intensitätsmaxima* bei Winkeln α_n :

$$\sin \alpha_n = \pm \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{d}, n \in \mathbb{N}.$$

Dabei ist d die Spaltbreite. Aus d und α_n lässt sich dann die Wellenlänge des Lasers ermitteln.

1.7 Zusammenfassung

Nach Gustav Kirchhoff (1824-1867) unterscheidet man drei unterschiedliche Typen elektromagnetischer Spektren in Abhängigkeit von der Strahlungsquelle:

- Ein strahlender Körper, gleichgültig ob flüssig oder fest, strahlt Licht aller Wellenlängen aus und liefert somit ein kontinuierliches Spektrum.
- Ein heißes leuchtendes Gas sendet sichtbares Licht in der Form eines diskontinuierlichen Emissionsspektrums aus.
- Durchquert weißes Licht aus einer Strahlungsquelle ein Gas, so kann dieses gewisse Wellenlängen, an denen dann schwarze Bänder erscheinen, aus dem kontinuierlichen Spektrum auslöschen; man spricht von einem Absorptionsspektrum.