

Wellen und Quantenphysik

1. Eigenschaften von Wellen

2. Interferenz und Beugung

3. Relativitätstheorie

4. Welle-Teilchen Dualismus

5. Atome

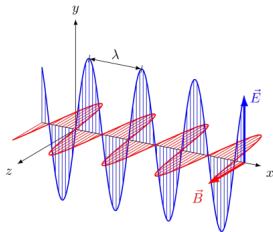
6. Elektronische Eigenschaften von Festkörpern

Plancksches Strahlungsgesetz

Welle -Teilchen Dualismus

- Wärmestrahlung
- Plancksches Strahlungsgesetz
- Laser
- Photoelektrischer Effekt
- Compton-Effekt
- Materiewellen
- Unschärferelationen

Plancksches Strahlungsgesetz 1



$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\vec{k}\vec{r} - \omega t)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \exp(i\vec{k}\vec{r} - \omega t)$$

Energiedichte einer elektromagnetischen Welle

$$\underline{\frac{E}{V} = \frac{1}{2}\epsilon_0\vec{E}^2 + \frac{1}{2\mu_0}\vec{B}^2}$$

Intensität einer elektromagnetischen Welle (Poynting-Vektor)

$$\underline{I = \frac{P}{A} = \left| \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0} \right|}$$

Plancksches Strahlungsgesetz 1

Kommentar

Die Abbildung zeigt die klassische Ansicht einer frei propagierenden elektromagnetischen Welle, wie sie aus der Maxwellschen Elektrodynamik folgt.

Die Vektoren des elektrischen und magnetischen Felds stehen senkrecht aufeinander und senkrecht auf dem Wellenzahlvektor $\vec{k}$.

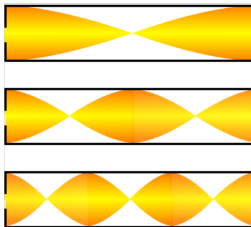
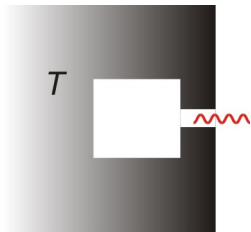
Die Quadrate der elektrischen und magnetischen Feldstärke bestimmen die Energiedichte der Welle, und die Intensität ist durch den Betrag des Poynting-Vektors gegeben.

Die Maxwellsche Theorie gibt keinen Hinweis auf eine Temperaturabhängigkeit der elektromagnetischen Strahlung.

Um die thermischen Effekte der elektromagnetischen Strahlung zu beschreiben, muss die Elektrodynamik mit der Thermodynamik zusammengebracht werden.

Plancksches Strahlungsgesetz 2

Ansatz von Wilhelm Wien 1896:



Stehende Wellen im Hohlraum

$$L = n \frac{\lambda_n}{2} \rightarrow k_n = \frac{2\pi}{\lambda_n} = n \frac{\pi}{L}$$

und in drei Dimensionen

$$\vec{k}_{n_1, n_2, n_3} = \frac{\pi}{L} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{pmatrix}$$

Plancksches Strahlungsgesetz 2

Kommentar 1

Wilhelm Wien überlegte sich 1896 eine erste empirische Theorie zum thermischen Strahlungsspektrum.

Er nimmt an, dass sich im Innern eines thermischen Strahlers ein stehendes elektromagnetisches Wellenfeld aufbaut.

Die linke Abbildung zeigt das Modell eines „schwarzen Strahlers“. Im folgenden wird angenommen, dass es sich um einen kubischen Hohlraum mit der Kantenlänge L handelt.

Das mittlere Bild zeigt die stehenden Wellen in einer Raumrichtung. Handelt es sich um einen metallischen Hohlraum, dann entsprechen die Wellenbäuche und Knoten dem magnetischen Feld der Welle.

Plancksches Strahlungsgesetz 2

Kommentar 2

Handelt es sich um einen Hohlraum in einem nichtleitenden Medium, dann entsprechen die Wellenbäuche und Knoten dem elektrischen Feld der Welle.

Die unterstrichene Formel gibt die quantisierte Wellenzahl in einer Raumrichtung und die rot umrandete Formel die Verallgemeinerung für den dreidimensionalen Fall.

Dieser Ansatz erklärt sofort, dass das thermische Spektrum zu langen Wellenlängen ein Ende finden muss, da die größte Wellenlänge durch den Hohlraum bestimmt ist.

Außerdem wird deutlich, dass die Intensität des thermischen Spektrums zu kurzen Wellenlängen zunehmen muss.

Je kleiner die Wellenlänge, desto mehr stehende Wellen können angeregt werden.

Plancksches Strahlungsgesetz 2

Kommentar 3

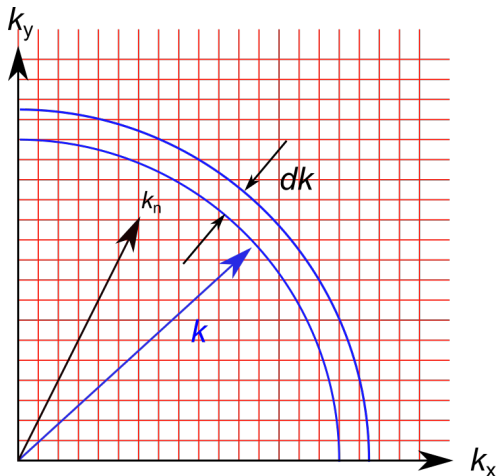
In dem Jahren 1900 und 1905 veröffentlichten John Rayleigh (1900) und James Jeans (1905) eine Theorie, die auf dem Grundsatz beruht, dass im thermischen Gleichgewicht jeder Freiheitsgrad eines Systems die Energie $k_B T$ aufnimmt.

Demnach ist jeder stehenden Welle die Energie $k_B T$ zuzuordnen, was bedingt, dass die Intensität der thermischen Strahlung zu kurzen Wellenlängen hin immer weiter zunehmen muss.

Diese Theorie wurde als das Rayleigh-Jeans Gesetz berühmt.

Plancksches Strahlungsgesetz 3

Ansatz von Wilhelm Wien 1896:



- 1 Energie der Moden $E_n \propto \omega_n$ bzw.

$$\underline{E_n = h\nu_n = \hbar\omega_n = \hbar ck_n}$$

- 2 Wahrscheinlichkeit, dass eine thermisch Mode angeregt wird

$$\underline{w_n \propto \exp(-\hbar\omega_n/k_B T)}$$

- 3 Anzahl der Moden mit der Wellenzahl k_n im Intervall dk

$$\underline{dN = \frac{4\pi k^2 dk / 8}{\pi^3 / L^3}}$$

Plancksches Strahlungsgesetz 3

Kommentar 1

Im Gegensatz zu Rayleigh und Jeans nimmt Wilhelm Wien die Tatsache ernst, dass die Intensität der thermischen Strahlung durch irgend einen Mechanismus unterdrückt wird, so dass sich das charakteristische Maximum des thermischen Spektrums ergibt.

Als Hilfe dient Wilhelm Wien, die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung.

Auch beim Geschwindigkeitsspektrum der Gase gibt es eine maximale Geschwindigkeit, bei der für die kinetische Energie der Gasteilchen gilt $E_{\text{kin}} = k_B T$.

Der Grund für das Maximum ist die Verteilungsfunktion von Boltzmann: Die Wahrscheinlichkeit mit der eine Geschwindigkeit thermisch angeregt wird ist proportional zu $\exp(-E_{\text{kin}}/k_B T)$.

Die Wahrscheinlichkeit der thermischen Anregung nimmt mit zunehmender kinetischer Energie der Gasteilchen ab.

Plancksches Strahlungsgesetz 3

Kommentar 2

Aus dieser Beobachtung schließt Wilhelm Wien, dass die Energie einer Mode der stehenden Wellen proportional zur Frequenz ω_n der Mode sein muss.

Diese Überlegung wird ein paar Jahre später von Max Planck aufgegriffen und führt zum Planckschen Strahlungsgesetz, das das thermische Spektrum perfekt beschreibt.

Die Proportionalitätskonstante h wird zu Ehren von Max Planck die Plancksche Konstante genannt und $\hbar = h/2\pi$ schlicht „h-quer“ bzw. reduzierte Plancksche Konstante.

Um die Temperatur ins Spiel zu bringen, nimmt Wien an, dass die Wahrscheinlichkeit dafür, dass einen Mode angeregt wird, durch den sogenannten Boltzmann-Faktor bestimmt wird.

Plancksches Strahlungsgesetz 3

Kommentar 3

Die Boltzmannsche Verteilungsfunktion beschreibt erfolgreich die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung und ergibt auch die „Barometrischen Höhenformel“, mit der die Druckabnahme in einem Gas als Funktion der Höhe ausgerechnet werden kann.

Entscheidend ist der Quotient der Energie der Mode $\hbar\omega$ und der thermischen Energie $k_B T$. k_B bezeichnet die Boltzmann-Konstante.

Um die elektromagnetische Energie im Hohlraum im Wellenzahlintervall dk ausrechnen zu können, muss man die Anzahl der $\vec{k}_{n_1, n_2, n_3}$ -Moden im Wellenzahlintervall dk bestimmen.

Die Skizze zeigt die Situation in der k_x - k_y -Ebene. Die Vektoren $\vec{k}_{n_1, n_2, n_3}$ bilden ein Gitter, das durch die roten Linien angedeutet ist.

Plancksches Strahlungsgesetz 3

Kommentar 4

Jede Zelle des Gitters hat das Volumen π^3/L^3 .

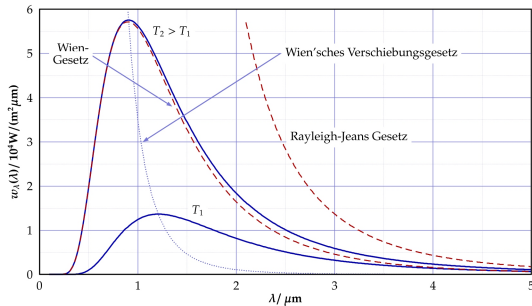
Die rot unterstrichene Formel gibt die Anzahl der $\vec{k}_{n_1, n_2, n_3}$ Vektoren, die in einer Schale mit dem Radius k und der Dicke dk enden.

Der Faktor $1/8$ berücksichtigt, dass die Wellenzahlvektoren der stehenden Wellenmoden nur positive Komponenten haben, so dass nur ein achtel einer Kugelschale berücksichtigt werden muss.

Plancksches Strahlungsgesetz 4

Das Wiensche Strahlungsgesetz von 1896 ergibt für die Strahlungsintensität dI im Wellenzahlintervall $(k, k + dk)$

$$dI \propto \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} \cdot \hbar ck \cdot \exp\left(-\frac{\hbar ck}{k_B T}\right) \propto \frac{d\lambda}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{ch}{\lambda k_B T}\right)$$



Plancksches Strahlungsgesetz 4

Kommentar 1

Mit diesen Annahmen berechnet Wien die Energie im Hohlraum des schwarzen Strahlers.

Die elektromagnetische Energie im Hohlraum kann durch die Intensität der Strahlung, die den Hohlraum durch die Öffnung verlässt, beobachtet werden. Die Intensität ist proportional zur Energie der Strahlung im Hohlraum.

Der erste Faktor gibt die Anzahl der Moden im Wellenzahlintervall $k, k + dk$. Der zweite Faktor gibt die Energie der Moden und der dritte Faktor bestimmt die Wahrscheinlichkeit, mit der diese Moden thermisch angeregt werden.

Experimentell wird die Intensität als Funktion der Wellenlänge λ gemessen. $d\lambda$ gibt die Auflösung des verwendeten Spektrometers.

Plancksches Strahlungsgesetz 4

Kommentar 2

In der unterstrichenen Formel wird deshalb die Wellenzahl durch die Wellenlänge $k = 2\pi/\lambda$ und dk durch $|dk| = 2\pi d\lambda/\lambda^2$ ersetzt.

Die Abbildung zeigt für zwei Temperaturen das exakte Ergebnis der Planckschen Strahlungsformel und gestrichelt das Ergebnis der Wienschen Theorie sowie der Theorie von John Rayleigh und James Jeans.

Die Wiensche Strahlungsformel beschreibt nahezu perfekt das Spektrum der thermischen Strahlung. Wilhelm Wien wurde 1911 mit dem Nobelpreis „für seine Entdeckungen betreffend die Gesetze der Wärmestrahlung“ ausgezeichnet.

Um zu prüfen, ob die Wiensche Strahlungsformel exakt ist, unternahmen Otto Lummer und Ernst Pringsheim an der physikalisch-technische Reichsanstalt (heute PTB) im Jahr 1896 Präzisionsmessungen der Wärmestrahlung und konnten 1899 zeigen, dass es bei langen Wellenlängen Abweichungen gibt.

Plancksches Strahlungsgesetz 4

Kommentar 3

Im Jahr 1900 veröffentlichte Max Planck seine Strahlungsformel, welche die Messungen von Otto Lummer und Ernst Pringsheim perfekt beschreibt.

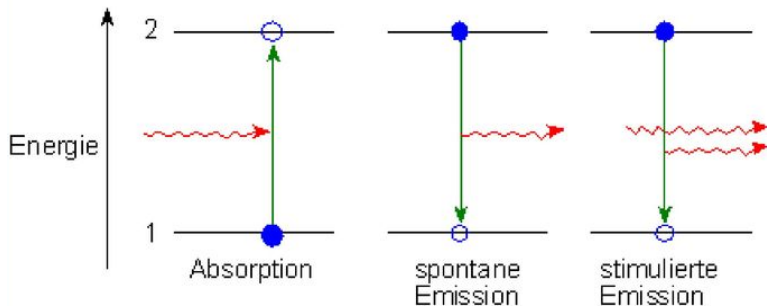
Die Abbildung zeigt auch das Rayleigh-Jeans Gesetz.

Nur für $\lambda \rightarrow \infty$ beschreibt dieses Gesetz das Strahlungsspektrum korrekt.

Plancksches Strahlungsgesetz 5

Zur Beschreibung der thermischen Strahlung müssen drei Prozesse beachtet werden:

- Absorption eines Photons
- spontane Emission eines Photons
- stimulierte Emission eines Photons



Plancksches Strahlungsgesetz 5

Kommentar 1

Der Erfolg des Wienschen Strahlungsgesetzes beruht auf der Annahme, dass die Energie der Moden im Hohlraum proportional zur Frequenz der Mode ist.

Obwohl es im Jahr 1900 keine Quantenphysik gab und quantisierte Systeme unbekannt waren, nimmt Max Planck spekulativ an, dass die Materie aus quantisierten Oszillatoren besteht, welche elektromagnetische Strahlung nur in Einheiten von $\hbar\omega$ absorbieren und emittieren können.

Diese Oszillatoren entnehmen einerseits den elektromagnetischen Wellen Energie in Einheiten von $\hbar\omega$ und führen andererseits den Wellen die Energie in Einheiten von $\hbar\omega$ zu.

Damit gibt Max Planck für die Annahme von Wilhelm Wien eine physikalische Erklärung und kann mit dieser Einsicht die Temperaturabhängigkeit der Wärmestrahlung auf die thermische Besetzung der Energieniveaus der quantisierten Oszillatoren zurückführen.

Plancksches Strahlungsgesetz 5

Kommentar 2

Bei der Untersuchung des photoelektrischen Effekts erkannte Albert Einstein 1905, dass Licht ein Strom aus

„in Raumpunkten lokalisierten Energiequanten ist, welche sich bewegen, ohne sich zu teilen, und nur als Ganze absorbiert und erzeugt werden können“.

Die Energie dieser Energiequanten ist $\hbar\omega$.

Damit bestätigt Albert Einstein die grundlegende Annahme der Wienschen und Planckschen Theorie.

Die Annahmen der Planckschen Theorie waren auch 1905 noch zu spekulativ, als dass sich darauf der Ruhm von Max Planck begründen könnte.

Das änderte sich erst im Jahr 1913.

Plancksches Strahlungsgesetz 5

Kommentar 3

1913 entdeckte Ernest Rutherford den Atomkern und Niels Bohr formulierte ein erstes quantisiertes Modell des Atoms, das explizit auf den Erkenntnissen von Max Planck und Albert Einstein beruht.

1916 leitete Albert Einstein das Plancksche Strahlungsgesetz auf Grundlage des Bohrschen Atommodells von 1913 ab.

Einstein nimmt an, dass Photonen beim atomaren Übergang von einer Bohrschen Bahn mit der Energie E_1 zur einer Bahn mit der Energie E_2 absorbiert und emittiert werden.

In der Abbildung werden zwei Energieniveaus eines Atoms durch waagerechte Striche angedeutet.

Bei der Absorption eines Photons und geht das Atom aus dem Zustand 1 in den Zustand 2 über.

Plancksches Strahlungsgesetz 5

Kommentar 4

Der Zustand 2 liegt um die Energie $\hbar\omega$ über der Energie von Zustand 1.

Bei der spontanen Emission befindet sich das Atom im Zustand 2 und emittiert aus irgendeinem Grund, der nicht genauer bekannt sein muss, ein Photon und geht in den Zustand 1 über.

Bei der stimulierten Emission trifft ein Photon ein Atom und löst dadurch die Emission eines weiteren Photons aus.

Das Atom geht von Zustand 2 in den Zustand 1 über, dessen Energie um $\hbar\omega$ reduziert ist.

Plancksches Strahlungsgesetz 5

Kommentar 5

In der Abbildung ist das Photon, das die Emission auslöst, durch einen zusätzlichen rotgekringelten Pfeil angedeutet. Dieses Photon entspricht exakt dem neuen Photon, das durch die stimulierte Emission entsteht. Es gibt nach diesem Stoß von Photon und Atom zwei identische Photonen.

Max Planck wurde mit dem Nobelpreis für das Jahr 1918 ausgezeichnet „als Anerkennung des Verdienstes, den er sich durch die Entdeckung der Energiequanten um die Entwicklung der Physik erworben hat“.

Albert Einstein wurde mit dem Nobelpreis für das Jahr 1921 ausgezeichnet „für seine Verdienste um die theoretische Physik, besonders für seine Entdeckung des Gesetzes des photoelektrischen Effekts“.

Plancksches Strahlungsgesetz 6

spontane Emission:

$$\underline{\frac{dN_2^{spon}}{dt} = -A_{21}N_2}$$

A_{21} ist der Einstein-Koeffizient der spontanen Emission

Plancksches Strahlungsgesetz 6

Kommentar

Durch die spontane Emission nimmt die Besetzungszahl N_2 von Zustand 2 ab.

Die Abnahme ist proportional zur Anzahl der Quantensysteme im Zustand 2.

Einstein führt die Proportionalitätskonstante A_{21} ein, die seither Einsteinkoeffizient der spontanen Emissionen genannt wird.

Plancksches Strahlungsgesetz 7

stimulierte Emission eines Photons:

$$\frac{dN_2^{stim}}{dt} = -u(\lambda) B_{21} N_2 \quad B_{21} : \text{Einstein Koeffizient der stimulierten Emission}$$

Dabei ist $u(\lambda)$ die spektrale elektromagnetische Energiedichte

$$u(\lambda) = \frac{1}{V} \frac{\Delta E_\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{1}{V} \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{\Delta \lambda} \cdot n_\lambda$$

ΔE_λ bezeichnet die elektromagnetische Energie im Wellenlängenintervall $(\lambda - \Delta\lambda/2, \lambda + \Delta\lambda/2)$. $\Delta\lambda$ bezeichnet die Linienbreite des Übergangs und n_λ die Anzahl der Photonen im Energieintervall

Plancksches Strahlungsgesetz 7

Kommentar 1

Bei der stimulierten Emission ist die Abnahme der Besetzungszahl von Zustand 2 ebenfalls proportional zur Besetzungszahl N_2 . Die Proportionalitätskonstante B_{21} wird Einsteinkoeffizient der stimulierten Emission genannt.

Zudem hängt sie davon ab, wieviele Photonen sich in der Umgebung des Quantensystems befinden, die diesen Übergang auslösen können.

Da ein Übergang immer eine endliche spektrale Breite $\Delta\lambda$ hat, nimmt Einstein an, dass die Abnahme der Besetzungszahl N_2 proportional zur elektromagnetischen Energiedichte ist, die es in einem Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$ um die Wellenlänge λ des Übergangs gibt.

Die spektrale Energiedichte wird mit $u(\lambda)$ abgekürzt.

Plancksches Strahlungsgesetz 7

Kommentar 2

Die rot umrandete Formel gibt die Definition der spektralen Energiedichte. Dabei bezeichnet n_λ die Anzahl der Photonen in Energieintervall um die Wellenlänge λ .

Plancksches Strahlungsgesetz 8

Absorption:

$$\frac{dN_2^{abs}}{dt} = +u(\lambda)B_{12}N_1$$

B_{12} der Einstein-Koeffizient der Absorption

Plancksches Strahlungsgesetz 8

Kommentar

Bei der Absorption ist die Änderung der Besetzungszahl von Zustand 2 einerseits proportional zur spektralen Energiedichte der umgebenden Strahlung $u(\lambda)$ und andererseits proportional zur Besetzungszahl von Zustand 1.

Durch die Absorption wird die Besetzungszahl von Zustand 2 erhöht.

Die Proportionalitätskonstante B_{12} wird Einsteinkoeffizient der Absorption genannt.

Plancksches Strahlungsgesetz 9

Im thermischen Gleichgewicht ändern sich die Besetzungszahlen nicht und für N_2 muss gelten

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 = \frac{dN_2^{abs}}{dt} + \frac{dN_2^{stim}}{dt} + \frac{dN_2^{spon}}{dt}$$

$$0 = +u(\lambda)B_{12}N_1 - u(\lambda)B_{21}N_2 - A_{21}N_2$$

spektrale elektromagnetische Energiedichte

$$u(\lambda) = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1 - B_{21}N_2} = \frac{A_{21}}{\underline{B_{12}\frac{N_1}{N_2} - B_{21}}}$$

Plancksches Strahlungsgesetz 9

Kommentar

Im thermischen Gleichgewicht ändern sich die Besetzungszahlen nicht.

Ersetzt man in der rot unterstrichenen Formel die Änderung von N_2 aufgrund der Absorption, der stimulierten Emission und der spontanen Emission durch die von Einstein angegebenen Formeln, dann ergibt sich die rot umrandete Formel.

Daraus kann man die spektrale elektromagnetische Energiedichte im thermischen Gleichgewicht bei der Wellenlänge λ ausrechnen, und es ergibt sich die untere rot unterstrichene Formel.

Plancksches Strahlungsgesetz 10

Gemäß der Boltzmann-Verteilungsfunktion gilt für die thermische Besetzungszahl N eines Niveaus mit der Energie E

$$N \propto e^{-\frac{E}{k_B T}}$$

Der Quotient der Besetzungszahlen zweier Energieniveaus E_1 und E_2

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{-\frac{E_1 - E_2}{k_B T}}$$

hängt nur von der Energiedifferenz $E_1 - E_2$ ab

Plancksches Strahlungsgesetz 10

Kommentar

In einem thermischen Strahler gibt es eine bestimmte Anzahl von Quantensystemen, die an diesen Prozessen teilnehmen können.

Die thermische Besetzung der Energieniveaus dieser Quantensysteme kann mit dem Boltzmann-Faktor berechnet werden, der in der rot umrandeten Formel angegeben ist.

Mit dem Boltzmann-Faktor findet man, dass der Quotient der Besetzungszahlen von zwei Quantenzuständen allein von der Energiedifferenz von Zustand 1 und 2 abhängt.

Plancksches Strahlungsgesetz 11

Mit den Quotienten der Besetzungszahl und $\nu\lambda = c$

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)$$

ist die spektrale Energiedichte im thermischen Gleichgewicht

$$u(\lambda) = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{hc/\lambda k_B T} - B_{21}}$$

Plancksches Strahlungsgesetz 11

Kommentar

Der Quotient der Besetzungszahl hängt nur von der Energiedifferenz zwischen den Zuständen 1 und 2 ab.

Mit dem Planckschen Gesetz $E = h \cdot \nu$ bzw. $E = h \cdot c/\lambda$ ergibt sich die rot umrandete Formel für die spektrale Energiedichte.

Die Temperaturabhängigkeit der spektralen Energiedichte ergibt sich zwanglos aus der Temperaturabhängigkeit der Besetzungszahlen N_1/N_2 , was durch die Thermodynamik von Ludwig Boltzmann wohl begründet ist.

Plancksches Strahlungsgesetz 12

$$u(\lambda) = \frac{A_{21}}{e^{hc/\lambda k_B T} B_{12} - B_{21}}$$

Da die Energiedichte für $T \rightarrow \infty$ divergieren muss, gilt

$$\underline{B_{12} = B_{21}}$$

Die stimulierte Emission ist der inverse Prozess zur Absorption

- Absorption zerstört die Kohärenz einer Lichtwelle nicht
- Ebenso zerstört die stimulierte Emission die Kohärenz einer Lichtwelle nicht
→ **Lichtverstärkung durch stimulierte Emission**

Plancksches Strahlungsgesetz 12

Kommentar 1

Einstein kann aus dieser Formel eine wichtige Schlussfolgerung ziehen.

Für unendlich hohe Temperaturen strebt der Exponentialfaktor im Nenner der Formel gegen die Zahl Eins.

Da die spektrale Energiedichte für unendlich hohe Temperaturen unendlich groß werden muss, müssen die Einsteinkoeffizienten für die Absorption und die stimulierte Emission gleich sein.

Die stimulierte Emission erweist sich als der inverse Prozess zur Absorption.

Plancksches Strahlungsgesetz 12

Kommentar 2

Nun ist bekannt, dass die Absorption die Kohärenz einer elektromagnetischen Welle nicht zerstören kann.

Absorption verringert nur die Intensität der Strahlung.

Daraus schließt Einstein, dass auch die stimulierte Emission die Kohärenz einer Welle nicht verändern kann.

Die stimulierte Emission kann nur die Intensität der Strahlung erhöhen.

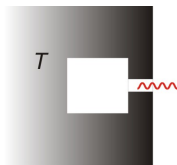
Damit eröffnet sich die Möglichkeit eine kohärente Lichtwelle durch stimulierte Emission zu verstärken.

Die technische Umsetzung dieser Idee ist der Laser.

Plancksches Strahlungsgesetz 13

spektrale Energiedichte

$$u(\lambda) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1}$$



Strahlungsintensität im Wellenlängenintervall $(\lambda, \lambda + d\lambda)$

$$dI \propto \frac{d\lambda}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1}$$

Wiensches Strahlungsgesetz

$$\lambda \rightarrow 0 \quad \text{und} \quad dI \propto \frac{d\lambda}{\lambda^5} e^{-hc/\lambda k_B T}$$

Rayleigh-Jeans-Gesetz

$$\lambda \rightarrow \infty \quad \text{und} \quad dI \propto \frac{d\lambda}{\lambda^4} k_B T$$

Plancksches Strahlungsgesetz 13

Kommentar 1

Die rot umrandete Formel gibt die endgültige Form der spektralen Energiedichte im Hohlraum des schwarzen Strahlers.

Der blau geschriebene Faktor gibt die Wahrscheinlichkeit mit der die stehenden Wellenmoden im Hohlraum angeregt werden können.

Für kleine Wellenlänge geht dieser Faktor in den Boltzmann-Faktor über, den Wien in seiner Formel verwendet hat.

Der Vergleich mit der Wienschen Strahlungsformel zeigt, dass der Vorfaktor A_{21}/B_{21} durch $d\lambda/\lambda^5$ ersetzt werden kann.

Tatsächlich ist $d\lambda/\lambda^4$ proportional zur Anzahl der Moden der stehenden Wellen im Hohlraum und $1/\lambda$ proportional zur Energie eines Photons $h\nu = hc/\lambda$ der Wellenlänge λ .

Plancksches Strahlungsgesetz 13

Kommentar 2

Für große Wellenlängen ergibt der blau geschriebene Faktor $\lambda k_B T / hc$ und die Plancksche Strahlungsformel geht in das Rayleigh-Jeans-Gesetz über.

$d\lambda/\lambda^4$ ist proportional zur Anzahl der Moden der stehenden Wellen und $k_B T$ die Energie dieser Moden, wie es der Theorie von Rayleigh und Jeans entspricht.

Das Stefan-Boltzmann-Gesetz ergibt sich, wenn die Plancksche Strahlungsformel über alle Wellenlängen von 0 bis ∞ integriert wird.

Das Wiensche Verschiebungsgesetz, d.h. die Wellenlänge des Maximums kann durch eine Ableitung der Planckschen Strahlungsformel nach der Wellenlänge mit einer klassischen Kurvendiskussion bestimmt werden.

Plancksches Strahlungsgesetz 13

Kommentar 3

Nun mag ein gewissen Unbehagen bleiben: Wieso ergibt sich ein kontinuierliches thermisches Spektrum, obwohl bei der Herleitung der Planckschen Formel die diskreten Übergänge von Atomen und/oder Molekülen betrachtet werden?

Einerseits sind die Spektren der Atome und Moleküle oft sehr dicht, d.h. die Wellenlängenunterschiede zwischen benachbarten Spektrallinien sind sehr klein.

Andererseits zeigt es sich, dass in Festkörpern und heißen Gasen die spektrale Breite der Übergänge sehr groß wird, so dass sich die Spektrallinien überlagern und nicht mehr voneinander unterschieden werden können.

Die Spektrallinien vereinen sich zu einem einzigen breiten Spektrum, dass im Idealfall mehr oder weniger gut der Planckschen Formel entspricht (vgl. das thermische Spektrum der Sonne).

Laser

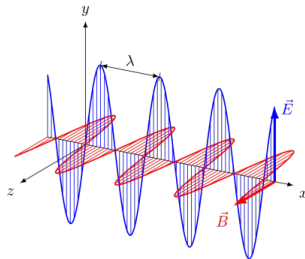
Welle-Teilchen Dualismus

- Wärmestrahlung
- Plancksches Strahlungsgesetz
- **Laser**
- Photoelektrischer Effekt
- Compton-Effekt
- Materiewellen
- Unschärferelationen

Laser 1

Das Wort Laser steht für

Light **a**mplification by **s**timulated **e**mission of **r**adiation



Spektrale Energiedichte

$$u(\lambda) = \frac{1}{V} \frac{\Delta E_\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{1}{V} \frac{1}{\Delta \lambda} \frac{hc}{\lambda} n_\lambda$$

Laser 1

Kommentar 1

Das Akronym Laser steht für Light amplification by stimulated emission of radiation.

Man kann durch stimulierte Emission Photonen in eine Welle einspeisen, ohne dass dabei deren Kohärenz zerstört wird.

Der Wellenlängenbereich in dem stimulierte Emission zur Verstärkung von elektromagnetischen Wellen angewendet werden kann, erstreckt sich von den Mikrowellen bis in den ultravioletten Bereich des elektromagnetischen Spektrums.

Die Bezeichnung Laser für eine kohärente Quelle elektromagnetischer Strahlung hat sich inzwischen verallgemeinert. So gibt es Röntgen-Laser, obwohl die Bedingung für stimulierte Emission in diesem Wellenlängenbereich nicht mehr eingestellt werden kann und statt dessen die spontane Emission zur kohärenten Verstärkung verwendet wird (Stichwort „Self-amplified spontaneous emission“).

Laser 1

Kommentar 2

Die spektrale Energiedichte $u(\lambda)$ ist proportional zur Anzahl der Photonen n_λ , die sich bei der Wellenlänge λ im spektralen Bereich der Breite $\Delta\lambda$ im Volumen V befinden.

Die Wellenlänge wird durch die Energiedifferenz der beiden Quantenzustände bestimmt, für die die stimulierte Emission zur Verstärkung der elektromagnetischen Welle genutzt werden soll.

Diese beiden Quantenzustände bestimmen auch die spektrale Breite $\Delta\lambda$.

Die spektrale Breite des Übergangs muss für eine effektive Verstärkung klein sein.

Laser 2

Verallgemeinerung der Einsteinschen Gleichungen für die Absorption und die stimulierte Emission

$$\begin{aligned}\frac{dN_2^{abs}}{dt} &= + u(\lambda) B_{21} N_1 & \rightarrow & \frac{dn_{\lambda}^{abs}}{dt} = - n_{\lambda} W_{21} N_1 \\ \frac{dN_2^{stim}}{dt} &= - u(\lambda) B_{21} N_2 & \rightarrow & \frac{dn_{\lambda}^{stim}}{dt} = + n_{\lambda} W_{21} N_2 \\ \frac{dN_2^{spon}}{dt} &= - A_{21} N_2\end{aligned}$$

mit

$$W_{21} = \frac{1}{V} \frac{1}{\Delta\lambda} \frac{hc}{\lambda} B_{21}$$

Laser 2

Kommentar 1

Die Einsteinschen Gleichungen, mit denen die Änderung der Besetzungszahlen berechnet worden ist, können nun zur Berechnung der Photonenzahl umgeschrieben werden.

Die Absorption von Photonen erhöht die Besetzungszahl von Zustand 2 des Quantensystems und erniedrigt die Anzahl der Photonen.

Die Proportionalitätskonstante W_{21} ist selbst proportional zum Einsteinkoeffizienten B_{21} für die Absorption bzw. stimulierte Emission.

Die rot umrandete Formel gibt den genauen Ausdruck, der sich aus der Definition der spektralen Energiedichte $u(\lambda)$ ergibt, d.h. $u(\lambda) = \frac{1}{V} \frac{\Delta E_\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{1}{V} \frac{hc}{\lambda \Delta \lambda} n_\lambda$

Laser 2

Kommentar 2

Die stimulierte Emission erhöht die Anzahl der Photonen.

Die Erhöhung der Photonenzahl n_λ ist proportional zur Anzahl der verfügbaren Photonen und der Anzahl der Quantensysteme im angeregten Zustand 2.

Da die Absorption der inverse Prozess zur stimulierten Emission ist, muss für eine Verstärkung der Lichtwelle die Besetzungszahl im angeregten Zustand 2 größer sein als die des Zustands 1.

Die notwendige Bedingung für die Verstärkung von Licht ist somit die Bedingung $N_2 > N_1$.

Diese Forderung ist im thermischen Gleichgewicht aufgrund der Boltzmann-Formel für die thermische Besetzung von Zuständen nicht zu erfüllen.

Laser 2

Kommentar 3

Zur Vollständigkeit ist auch die Einsteinsche Formel für die spontane Emission angegeben.

Die spontane Emission kann die Welle nicht kohärent verstärken.

Die spontane Emission ist wichtig, wenn der Laser gestartet wird.

Die Laserstrahlung erhebt sich sozusagen am Anfang aus dem Untergrund der spontanen Emission und dominiert, sobald die Verstärkung aufgrund der stimulierten Emission funktioniert.

Laser 3

Ratengleichung für die Photonenzahl n_λ

$$\frac{dn_\lambda}{dt} = \frac{dn_\lambda^{abs}}{dt} + \frac{dn_\lambda^{stim}}{dt} + \frac{dn_\lambda^{Verlust}}{dt}$$

Verlustrate τ^{-1} (z.B. durch Photonen, die durch die Oberfläche entweichen)

$$\frac{dn_\lambda^{Verlust}}{dt} = -\frac{n_\lambda}{\tau}$$

Laser 3

Kommentar 1

Mit den Gleichung für die Absorption und stimulierte Emission kann die Ratengleichung für die Photonen n_λ aufgeschrieben werden.

Zusätzlich enthält die rot umrandete Formel einen Verlustterm, der angibt, wie viele der Photonen, die am Verstärkungsprozess teilnehmen, verloren gehen, bzw. das aktive Volumen V des Lasers verlassen.

Der Verlust kann z.B. durch Absorptionen an Begrenzungsflächen, Verunreinigungen, etc. entstehen, oder durch die Auskopplung von Laserlicht, das man verwenden möchte.

Der Verlust ist proportional zur Zahl der Laser-Photonen und durch die Verlustrate $1/\tau$ gegeben.

Laser 3

Kommentar 2

Wird die Verstärkung durch die stimulierte Emission gestoppt, dann nimmt die Zahl der Laser-Photonen exponentiell mit der Zerfallszeit τ ab.

Üblicherweise dominiert der Verlustterm, so dass es nicht zur Lichtverstärkung kommt.

Durch die Bauart des Lasers kann erreicht werden, dass es entlang einer Achse mit einem möglichst kleinen Öffnungswinkel zur Verstärkung kommt.

Laser 4

Ratengleichung für die „Laser-Photonen“ n_λ

$$\frac{dn_\lambda}{dt} = (N_2 - N_1)W_{21}n_\lambda - \frac{n_\lambda}{\tau} = \left((N_2 - N_1)W_{21} - \frac{1}{\tau} \right) n_\lambda$$

Lösung der Differentialgleichung

$$\underline{n_\lambda(t) = n_\lambda^0 e^{At}}$$

$$A = \left((N_2 - N_1)W_{21} - \frac{1}{\tau} \right)$$

Verstärkung

$$A = (N_2 - N_1)W_{21} - \frac{1}{\tau} > 0 \quad \text{und} \quad N_2 - N_1 \geq \frac{1}{W_{21}\tau}$$

Laser 4

Kommentar 1

Damit ergibt sich die rot umrandete Rategleichung für die Photonen, die am Verstärkungsprozess teilnehmen.

Die Lösung der Differentialgleichung ist eine Exponentialfunktion, deren Exponent durch die runde Klammer gegeben ist.

Die Zahl der relevanten Photonen nimmt von einer Startzahl, die durch die spontane Emission gegeben ist, exponentiell zu, wenn der Exponent A eine Zahl größer als Null ist.

Die rot umrandete Bedingung gibt die Mindestanforderung an die Besetzungsinversion, damit Licht durch stimulierte Emission verstärkt werden kann.

Laser 4

Kommentar 2

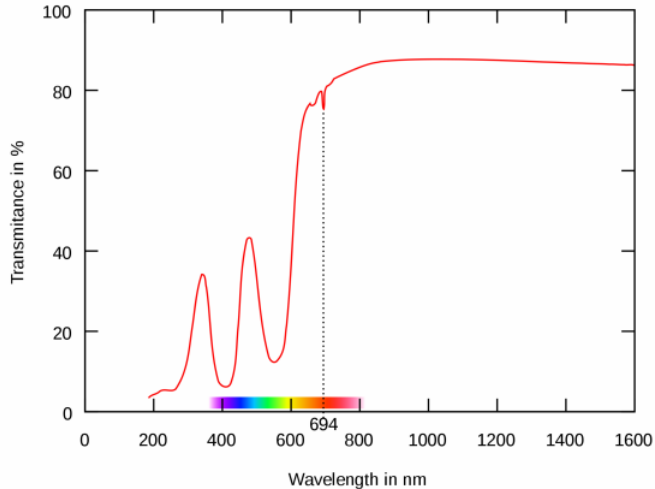
Kleine Verlusten sind wünschenswert, wenn ein permanenter Laserstrahl erreicht werden soll.

Für viele Anwendungen sind gepulste Laser wichtig.

Dabei wird der Verlust durch die teilweise extrem kurzen Pulsdauern begrenzt.

Laser 5: Der Rubin-Laser ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$)

Absorptionsspektrum von Rubin



Laser 5

Kommentar 1

Als erster Laser im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums wurde der Rubin-Laser realisiert.

Für den Laserprozess werden Energieniveaus der dreiwertigen Chromions verwendet.

Die Chromionen sind in einem Saphirkristall eingebettet.

Die chemische Formel von Saphir ist Al_2O_3 .

Die rechte Abbildung zeigt, dass der rötliche Rubin-Kristall von einer spiralförmigen Blitzlampe umgeben ist.

Laser 5

Kommentar 2

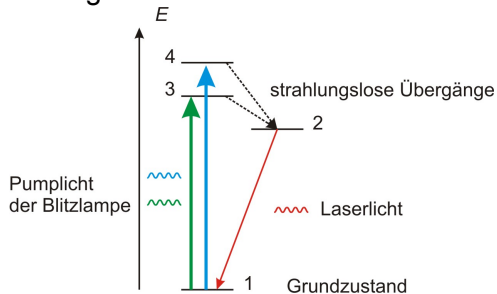
Der Zweck der Blitzlampe ergibt sich aus dem Absorptionsspektrum von Rubin.

Es besteht aus breiten Absorptionslinien im blauen und grünen Bereich des Spektrums.

Zudem gibt es bei $\lambda = 694 \text{ nm}$ im roten Bereich eine kleine Absorptionslinie.

Laser 6: Der Rubin-Laser ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$)

Energieniveauschema von Cr^{3+}



Der Nachteil: für die Besetzungsinversion muss sich mehr als die Hälfte der Atomen im angeregten Niveau 2 befinden

→ große Anregungsleistung

Laser 6

Kommentar 1

Dem Absorptionsspektrum von Rubin liegt das abgebildete Energieniveauschema der Chromionen zugrunde.

Oberhalb des Grundzustands 1 gibt es zwei Energieniveaus 3 und 4, die durch Licht im grünen und blauen Bereich des Spektrums angeregt werden können.

Diese Energieniveaus können durch das Licht der Blitzlampe besetzt werden.

Unterhalb der angeregten Zustände 3 und 4 gibt es das Energieniveau 2.

Aus den angeregten Zuständen 3 und 4 relaxieren die Chromionen mit einer hohen Übergangswahrscheinlichkeit in den Zustand 2.

Laser 6

Kommentar 2

Der Grund für diese Übergänge liegt in der Dynamik des Kristallgitters.

Das hat zur Folge, dass Chromionen, die durch die Blitzlampe in die Zustände 3 und 4 angeregt worden sind, instantan in den Zustand 2 übergehen.

Der Übergang aus diesem Zustand 2 in den Grundzustand 1 entspricht der Absorptionslinie bei 694 nm.

Die Übergangswahrscheinlichkeit für dieser Spektrallinie ist sehr klein.

Chromionen, die durch die Blitzlampe angeregt worden sind, enden somit im Zustand 2.

Laser 6

Kommentar 3

Ist die Blitzlampe kräftig genug, dann kann sie mehr als die Hälfte der Chromionen in den Zustand 2 befördern, so dass sich eine Besetzungsinversion ergibt.

Durch eine spontane Emission wird eine Lawine von Übergängen ausgelöst, die aufgrund der stimulierten Emission zu einem kurzen Puls von Laserlicht bei der Wellenlänge von 694 nm führt.

Nach dem Laserplus befinden sich die Chromionen wieder im Grundzustand, von wo aus sie durch einen erneuten Blitz der Lampe wieder angeregt werden können.

Um den Rubin-Laser zu betreiben, genügt es, wenn die Chromionen aus den Grundzustand entweder in das Energieniveau 3 oder 4 angeregt werden.

Es sind also effektiv drei Energieniveaus, die für diesen Lasertyp benötigt werden.

Beim Rubin-Laser wird ein 3-Niveauschema zur Erzeugung von Laserlicht genutzt.

Laser 6

Kommentar 4

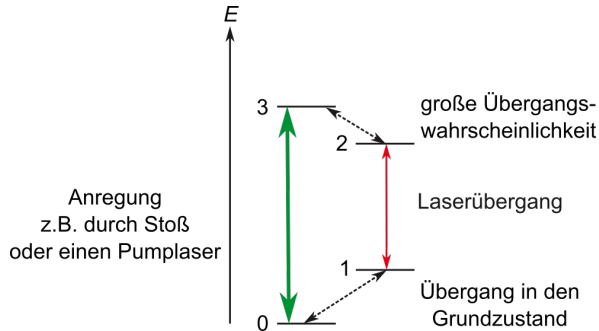
Der große Nachteil des 3-Niveauschemas ist, dass mehr als die Hälfte der Chromionen angeregt werden muss, um Besetzungsinversion zu erreichen.

Für die Anregung ist somit sehr viel Energie für wenig Laserlicht erforderlich.

Effektiver ist das 4-Niveauschema.

Laser 7

Vierniveauschema



Laser 7

Kommentar 1

Üblicherweise wird für den Laserprozess ein 4-Niveauschema verwendet.

In der Skizze findet die stimulierte Emission wie bisher zwischen den Zuständen 2 und 1 statt.

Oberhalb von Zustand 2 gibt es mindestens einen weiteren angeregten Zustand, mit dessen Hilfe Zustand 2 wie beim Rubin-Laser mit einer hohen Übergangswahrscheinlichkeit besetzt werden kann.

Im Gegensatz zum Rubin-Laser ist der Zustand 1 jedoch nicht der Grundzustand.

Es kommt somit auf die Besetzungsinversion zwischen den angeregten Zuständen 2 und 1 an, so dass nur eine kleine Zahl von Atomen am Laserprozess teilnehmen muss und eine deutlich kleinere Anregungsenergie als beim Rubin-Laser erforderlich ist.

Laser 7

Kommentar 2

Ist die Übergangswahrscheinlichkeit von Zustand 1 in den Grundzustand klein, dann wird Zustand 1 durch den Laserübergang rasch bevölkert.

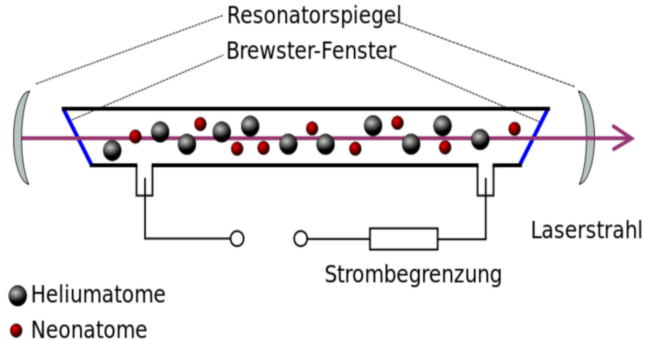
Die Besetzungsinversion zwischen Zustand 1 und 2 verschwindet schnell und es ergibt sich ein Laserpuls.

Ist die Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand 1 in den Grundzustand sehr groß, dann ist der Zustand 1 praktisch immer unbesetzt und ein permanenter Laserstrahl kann realisiert werden.

In beiden Fällen kann schon mit einer geringen Anregungsleistung die Besetzungsinversion der Zustände 1 und 2 erreicht werden.

Laser 8

Der He-Ne Laser ist ein Beispiel für die Anwendung des 4-Niveauschemas zur Erzeugung eines permanenten Laserstrahls



Laser 8

Kommentar

Die Abbildung zeigt den prinzipiellen Aufbau eines He-Ne-Lasers.

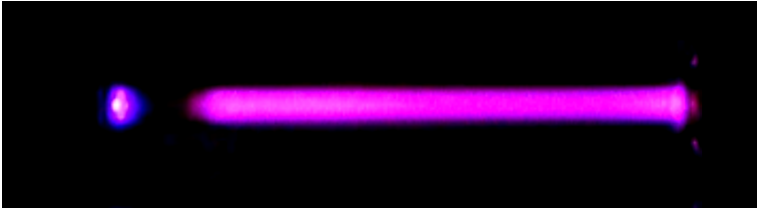
Es handelt sich dabei um eine Gasentladungsröhre, die mit Helium und Neon-Atomen gefüllt ist.

An die Röhre wird eine hohe Spannung angelegt, so dass ionisierte Atome beschleunigt werden und durch Stöße andere Atome anregen und dadurch zum Leuchten bringen.

Die Anregungsenergie wird in diesem Fall durch elektromagnetische Strahlung abgegeben.

Laser 9

Gasendladungsröhre:



(Gasentladungsroehre.mp4)

Laser 9

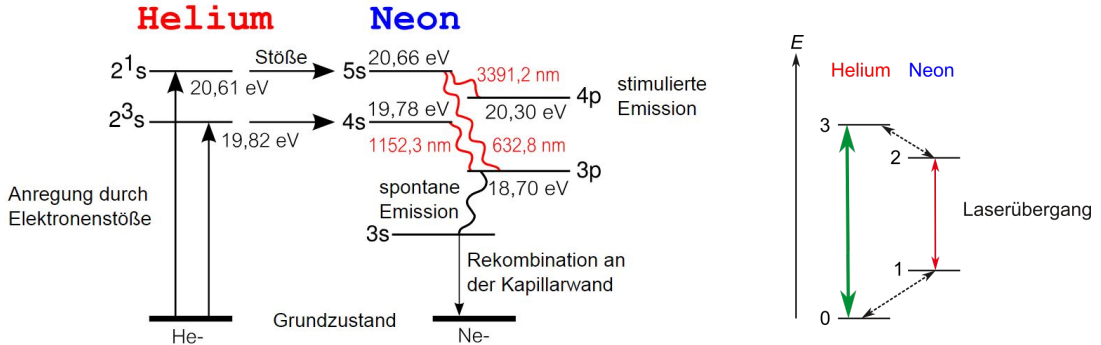
Kommentar

Das Video zeigt eine Gasentladungsröhre, die mit Luft, d.h. mit Sauerstoff und Stickstoff-Molekülen gefüllt ist.

Die Röhre wird evakuiert und man sieht, dass die Leuchterscheinungen entscheidend vom Gasdruck abhängen.

Laser 10

Schema der relevanten Energieniveaus der He- und Ne-Atome



Laser 10

Kommentar 1

Das Energieniveauschema erläutert den Laserprozess beim He-Ne Laser.

Das Heliumatom besitzt zwei Elektronen während das Neonatom 10 Elektronen hat.

Aus diesem Grund ist das Energieniveauschema von Neon sehr viel dichter als das von Helium.

Die Abbildung zeigt auf der linken Seite die ersten zwei angeregten Zustände von Helium, die bei einer Energie von rund 20 eV liegen.

Bemerkung: Die Energie wird üblicherweise in Nm, Js oder VAs gemessen. Bei der Energieeinheit eV wird die Energie durch die Elementarladung $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ As geteilt. Das e im eV steht für die Elementarladung.

Laser 10

Kommentar 2

In der Gasentladungsröhre werden sowohl die Helium- als auch die Neonatome durch Stöße von Elektronen bzw. ionisierten Atomen angeregt.

Beim Zusammenstoß von Neonatomen, die sich im Grundzustand befinden, mit Heliumatomen, die sich in den ersten beiden angeregten Zuständen befinden, kann die Anregungsenergie der Heliumatome besonders effektiv auf die Neonatome übertragen werden.

Die Anregungsenergie der Heliumatome entspricht fast exakt der Anregungsenergie der Zustände beim Neonatom, die in der Abbildung mit 4s bzw. 5s bezeichnet werden.

Dadurch werden diese Niveaus beim Neon selektiv stärker besetzt als die übrigen angeregten Zustände, so dass sich die Bedingung der Besetzungsinversion einstellen kann.

Laser 10

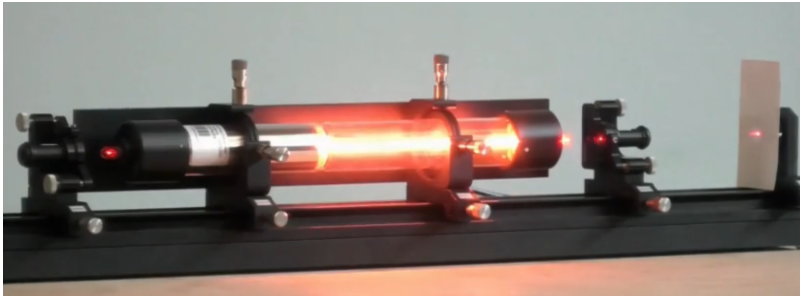
Kommentar 3

Zur besseren Übersicht zeigte ich rechts vom atomaren Energieniveauschema der Helium- und Neonatome noch einmal das 4-Niveauschema.

Der Übergang $0 \leftrightarrow 3$ entspricht der Anregung der Heliumatome.

Der Laserübergang $2 \leftrightarrow 1$ entspricht z.B. dem Übergang $5s \leftrightarrow 3p$ beim Neonatom.

Laser 11



(HeNeFreiburg.mp4)

Laser 11

Kommentar 1

Möchte man einen kontinuierlichen Laser betreiben, dann ist die Verlustrate mit der die Photonen den aktiven Bereich des Lasers verlassen von entscheidender Bedeutung.

Aus diesem Grund wird die Gasentladungsröhre zwischen zwei Spiegel gestellt, wobei einer der Spiegel einen Teil des Laserlichts auskoppeln kann.

Das Video zeigt die mit Helium und Neon gefüllte Gasentladungsröhre, die zwischen zwei Spiegel gestellt wird.

Mit dem rechten Spiegel wird das rote Laserlicht ausgekoppelt und man erkennt rechts am Schirm den Punkt, an dem der Laserstrahl auftrifft.

Wird der linke Spiegel entfernt, dann verschwindet der Laserstrahl, da die Verlustrate zu groß ist.

Laser 11

Kommentar 2

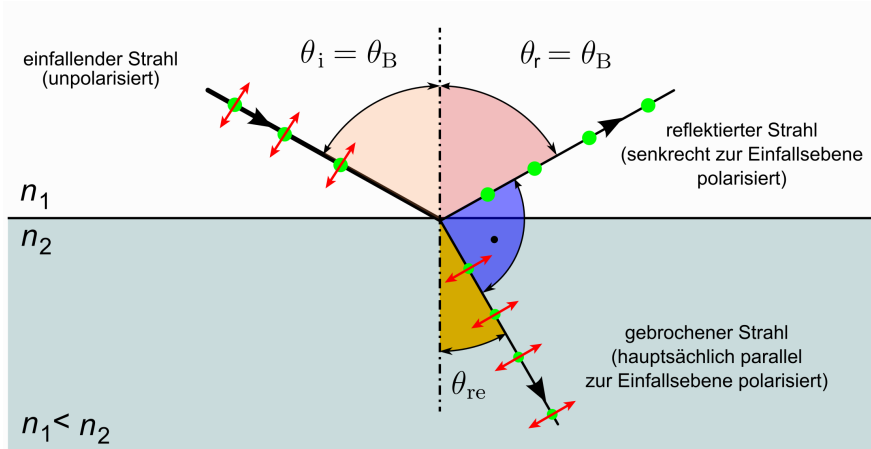
Mit einer Glasfaser, wird das Licht der Laserröhre zu einem Spektrometer geleitet.

Das Spektrum zeigt, dass in der Gasentladungsröhre sehr viele unterschiedliche Spektrallinien emittiert werden.

Wird die Glasfaser in den ausgekoppelten Laserstrahl gehalten, dann bleibt nur die Spektrallinie bei 632 nm übrig.

Laser 12

Brewster-Winkel (1815)



Laser 12

Kommentar 1

Oft sind die Spiegel direkt in die Gasentladungsröhre integriert, so dass das gezeigte Experiment nicht möglich wäre.

In der Skizze auf Seite Laser 9 ist die Röhre durch sogenannte Brewster-Fenster abgeschlossen.

Diese Fenster reflektieren alles Licht, das senkrecht zur Projektionsebene polarisiert ist nach oben aus dem Strahl.

Nur der Anteil des Lichts, der in der Projektionsebene polarisiert ist, kann die Brewster-Fenster verlustfrei durchdringen.

Laser 12

Kommentar 2

Die Abbildung zeigt den Brewster-Effekt schematisch.

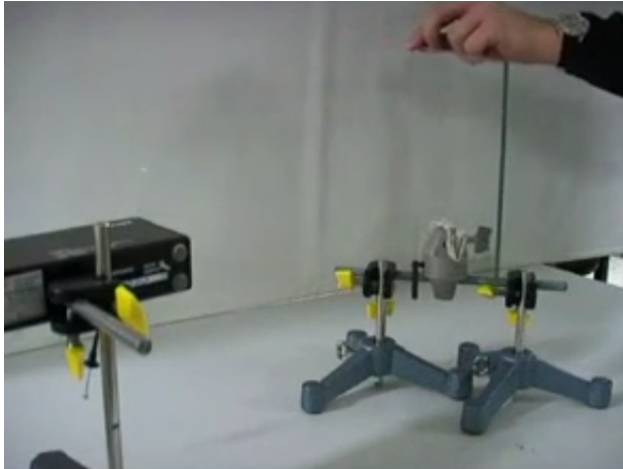
Unpolarisiertes Licht fällt von links z.B. auf eine Glasplatte.

Ein Teil des Lichts wird reflektiert und ein anderer Teil in die Glasplatte hinein gebrochen.

Die Stärke der Reflexion hängt vom Einfallswinkel und von der Polarisation des Lichts ab.

Ist das Licht in der Einfallsebene polarisiert und entspricht der Einfallswinkel dem Brewster-Winkel, dann können die elektrischen Dipole in der Oberfläche der Glasplatte, die durch die gebrochene Lichtwelle angeregt werden, kein Licht in Richtung des reflektierten Strahls senden, so dass dieser verschwindet.

Laser 13



(brewster.mp4)

Laser 13

Kommentar

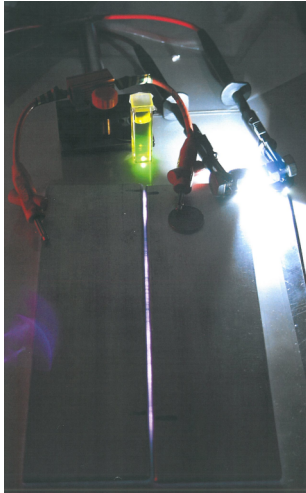
Das Video demonstriert den Brewstereffekt.

Das Licht des Lasers ist parallel zur Tischebene polarisiert.

Der Laserstrahl wird nicht reflektiert, wenn er unter dem Brewsterwinkel auf die Glasplatte trifft.

Die gesamte Energie des Laserstrahls wird in die Glasplatte transmittiert, so dass der Laserstrahl die Glasplatte ungeschwächt durchdringen kann.

Laser 14: N₂ Laser



(N2(Stickstoff)Laser.mp4)

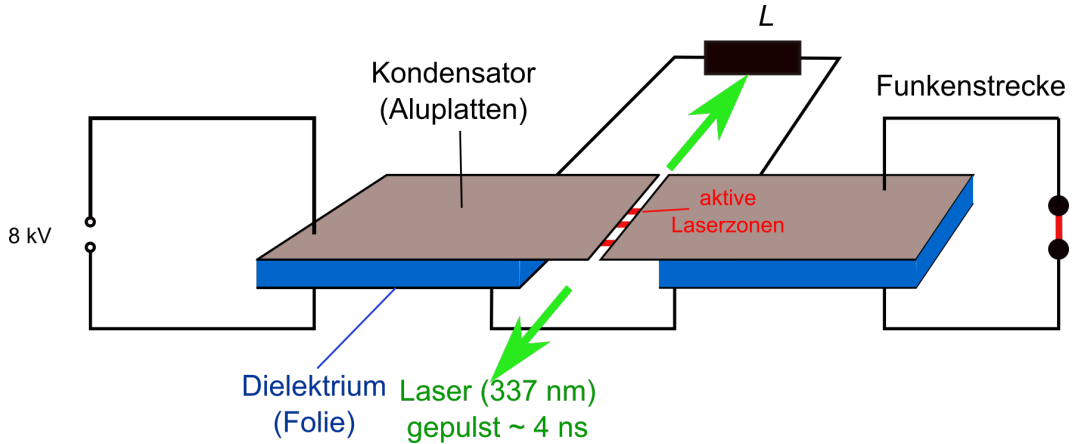
Laser 14

Kommentar

Das Video zeigt einen Laser, bei dem durch eine Gasentladung an Luft Laserpulse generiert werden.

Durch die Gasentladung werden die Stickstoffmoleküle der Luft angeregt, so dass es zur Besetzungsinversion kommt.

Laser 15: N₂ Laser



Laser 15

Kommentar 1

Die Skizze zeigt den Aufbau der Lasers.

Das Experiment besteht aus zwei Aluminiumplatten, die jeweils eine keilförmig Kante haben. Die Keile der Aluminiumplatten bilden durch einen schmalen Spalt die langgezogene Entladungsstrecke.

Die Platten liegen jeweils auf einer Alu-Folie, so dass bequem Kontakte angebracht werden können.

Darunter befindet sich als Dielektrikum eine Plastikfolie, die wiederum auf einer dicken metallischen Grundplatte liegt.

Auf diese Weise ergeben sich zwei Kondensatoren.

Einer der Kondensatoren ist an eine Hochspannungsquelle angeschlossen.

Laser 15

Kommentar 2

Im Video ist der Anschluss an die Grundplatte mit einem schwarzen Kabel an der linken oberen Ecke zu sehen.

Der vordere Kondensator ist mit der Hochspannungsquelle durch ein rotes Kabel verbunden, das an der Alufolie befestigt ist.

Wird die Hochspannung angelegt (rotes Kabel am unteren Bildrand), dann lädt sich der vordere Kondensator auf und es entsteht zwischen den Keilen der Alu-Platten ein großes elektrisches Feld, in dem ionisierte Moleküle der Luft beschleunigt werden und Stoßanregungen durchführen können.

Die Funken im Spalt zwischen den Kondensatoren bilden die aktiven Laserzonen.

Laser 15

Kommentar 3

Das Laserlicht breitet sich in der vom Spalt vorgegebenen Richtung aus.

Würde man mit einer Glasfaser das Licht der Gasentladungen im Spalt zwischen den Kondensatoren aufnehmen und mit einem Spektrometer analysieren, würde man zahlreiche Spektrallinien der angeregten Luftmoleküle finden.

Entlang des Splats wird das Licht durch stimulierte Emission verstärkt.

Das Licht des Laserstrahls liegt im UV-Bereich bei der Wellenlänge 337 nm und entspricht einem Übergang im Anregungsspektrum der Stickstoffmoleküle.

Wie bei den Neonatomen findet die Besetzungsinversion zwischen angeregten Energieniveaus der Stickstoffmoleküle statt.

Laser 15

Kommentar 4

Die Lebensdauer von Zustand 1 im entsprechenden 4-Niveauschema ist für den Laserübergang der Stickstoffmoleküle sehr lang, so dass es schnell zur Gleichbesetzung von Zustand 1 und 2 kommt und die Besetzungsinversion verschwindet.

Aus diesem Grund ergeben sich wie beim Rubin-Laser Laserpulse.

Durch die Gasentladungen im Spalt zwischen den Platten lädt sich der zweite Kondensator allmählich auf, so dass das elektrische Feld zwischen den Platten langsam kleiner wird und die Gasentladungen zum Erliegen kommen.

Um den Vorgang permanent am Laufen zu halten, werden die Platten der Kondensatoren durch eine Induktivität oder einen Widerstand miteinander verbunden.

Laser 15

Kommentar 5

Dadurch lädt sich der zweite Kondensator gemäß der Induktivität bzw. des Widerstands auf, so dass schließlich die Hochspannung auch an der zweiten Kondensatorplatte anliegt.

Die zweite Kondensatorplatte ist mit der Grundplatte über eine Funkenstrecke verbunden, die im Video rechts oben zu sehen ist.

Wenn der zweite Kondensator geladen ist, liegt an der Funkenstrecke die Hochspannung an und es kommt zum Durchschlag der Funkenstrecke.

Die Funkenstrecke bildet einen Kurzschluss und entlädt den zweiten Kondensator.

Nun gibt es im Spalt zwischen den Platten wieder ein großes elektrisches Feld, so dass dort erneut Gasentladungen gezündet werden können und Laserpulse entstehen.

Laser 15

Kommentar 6

Oft werden zur Beobachtung atomarer Prozesse Laserpulse im Bereich einiger fs ($\lesssim 10^{-15}$ s) benötigt.

Derart kurze Pulsdauern lassen sich nicht durch selbstlöschende Laserübergänge erreichen.

Gemäß der Fourier-Transformation eines rechteckigen zeitlichen Pulses ($\Delta\omega\Delta t = 1$) entspricht ein kurzer Impuls einen breiten Frequenzspektrum.

Häufig werden bei der Anregung eines Lasermedium sehr viele Übergänge in einem breiten Frequenzbereich angeregt (vgl. das Spektrum der mit Neon gefüllten Röhre beim He-Ne Laser).

Gelingt es zwischen den Übergängen eine feste Phasenbeziehung einzustellen, dann überlagern sich die verschiedenen Frequenzen zu einem kurzen Puls.

Laser 15

Kommentar 7

Das Zauberwort heißt „Moden-Kopplung“. Es gibt verschiedene Techniken, mit denen die Moden-Kopplung bei gepulsten Lasern erreicht werden kann.

Häufig wird Titan-Saphir als Lasermaterial verwendet. Informationen zum Ti-Saphir-Laser sind deshalb im Internet besonders leicht zu finden.

Revision

Revision

1. Schreiben Sie die Formel für die Energiedichte einer elektromagnetischen Welle in Rahmen der Maxwellschen Theorie auf.
2. Schreiben Sie die Formel für die Energiedichte im Teilchenbild der elektromagnetischen Welle auf.
3. Was bezeichnen die Einsteinkoeffizienten A_{21} , B_{21} und B_{12} ?
4. Wieso gilt $B_{21} = B_{12}$ und was folgt daraus?
5. Für was steht das Akronym Laser?
6. Unter welcher Bedingung kommt es zur Verstärkung von Licht durch stimulierte Emission?
7. Erläutern Sie das Vierniveauschema zur Erzeugung von Laser-Licht.
8. Welche Aufgabe haben bei einem He-Ne-Laser die Helium-Atome?
9. Was sind Brewster-Fenster und welche Funktion haben sie beim He-Ne-Laser?

Inhaltsverzeichnis

1. Vorlesung

- Eindimensionale Wellengleichung
- Reflexion und Transmission
- Stehende Wellen
- Dreidimensionale Wellen
- Schallwellen

2. Vorlesung

- Elektromagnetische Wellen
- Kohärenz
- Michelson Interferometer
- Interferenz an dünnen Schichten
- Beugung am Doppelspalt
- Beugung am Gitter

Inhaltsverzeichnis

3. Vorlesung

- Fabry-Perot Interferometer
- Beugung am Einzelspalt
- Bragg'sches Gesetz
- Laue Bedingung
- Michelson Morley Experiment

4. Vorlesung

- Die Einsteinschen Postulate
- Lorentz Transformation
- Zeitdilatation und Längenkontraktion
- Das Experiment von Hall und Rossi
- Zwillingsparadoxon
- „sichtbare Effekte“ der Lorentz Transformation
- Der invariante Abstand
- Relativistische Invarianten

Inhaltsverzeichnis

5. Vorlesung

- Doppler-Effekt
- Relativistische Mechanik
- Wärmestrahlung