

4.4 Strahlungsprozesse

4.4.1 Das Zerfallsgesetz

Elektronen aus energetisch höher liegenden Zuständen gehen in die tieferen Zustände über, falls dies erlaubt ist (unbesetzter Zustand, Auswahlregeln). Dies entspricht dem allgemeinen Minimal-Prinzip der Energie in der Physik. In einem Gas seien N Atome im Zustand der Energie W_2 . Im Zeitintervall dt werden $dN \sim Ndt$ Atome in den Grundzustand der Energie W_1 übergehen, also

$$dN = -\frac{N}{\tau} dt \quad (196)$$

und mit $N_0 = N(t = 0)$

$$N = N_0 e^{-t/\tau} . \quad (197)$$

Die Konstante τ mit der Dimension der Zeit wird als Lebensdauer des angeregten Zustandes bezeichnet. Für die Intensität einer Spektrallinie folgt daraus

$$I(t) = -\frac{dN}{dt} \hbar \omega_0 , \quad (198)$$

mit $\hbar \omega_0 = W_2 - W_1$. Die Fourieranalyse zeigt, daß zu diesem zeitlichen Verlauf das Frequenzspektrum (36) mit

$$2\delta = \frac{1}{\tau} \quad (199)$$

gehört. Die Linie ist also nicht beliebig scharf, sondern folgt einer Frequenzverteilung mit der Halbwertsbreite $\Delta\omega = 2\delta$ um ω_0 . Falls die Lebensdauer nur durch die zugrunde liegende Wechselwirkung bestimmt ist, heißt die zugehörige Linienbreite natürliche Linienbreite. In der Atomphysik (elektromagnetische Wechselwirkung) gilt angenähert $\Delta\omega/\omega = 10^{-8}$.

In der Quantenmechanik werden den Frequenzen Energien zugeordnet, also

$$\Delta W \tau = \hbar \quad (200)$$

als Spezialfall der 2. Heisenbergschen Unschärferelation, die (wieder mit einer etwas anderen Definition der Unschärfen)

$$\Delta W \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (201)$$

lautet.

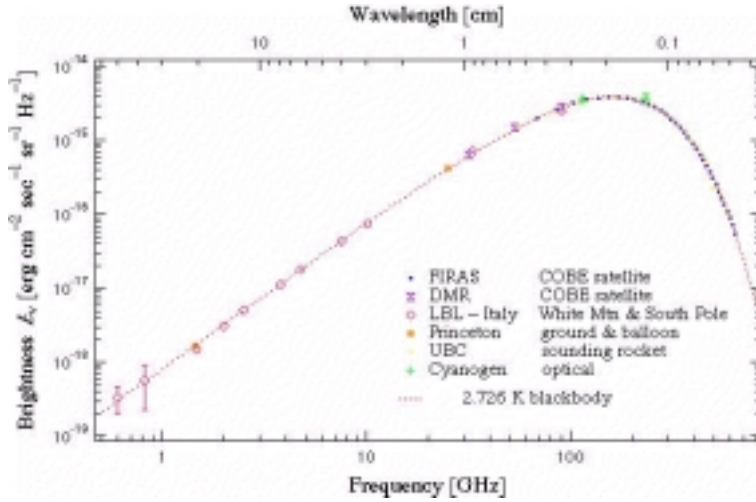


Abbildung 31: I_f/π der kosmischen Hintergrund-Strahlung und Vergleich mit der Planck-Formel.

4.4.2 Schwarzer Strahler

Wir betrachten einen Hohlraum, dessen Wände auf der Temperatur T gehalten werden. Die Strahlung im Hohlraum befindet sich im sog. thermischen Gleichgewicht. Die Anzahl der Atome N_n mit einer bestimmten Energie W_n in den Wänden bleibt konstant ($N_2/N_1 \sim \exp(W_1 - W_2)/kT$), und es werden gleichviele Photonen einer bestimmten Frequenz pro Zeiteinheit emittiert und absorbiert. Durch ein Loch in der Frontwand kann die Strahlung ausgekoppelt werden. Von außen auf das Loch auffallende Strahlung wird absorbiert, der Strahler heißt „schwarz“. Planck und später Einstein berechneten das Frequenzspektrum der austretenden Intensität $I_f = dI/df$

$$I_f = \frac{2\pi h f^3}{c_0^2} \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \quad (202)$$

also ist die gesamte Intensität durch

$$I = \int_0^\infty I_f df = \sigma T^4 \quad (203)$$

mit

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c_0^2} \quad (204)$$

gegeben. Dies ist das Gesetz von Stefan-Boltzmann mit dem Zahlenwert $\sigma = 5.6705 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. Das Maximum der spektralen Intensität I_f (Kurvendiskussion!) liegt bei

$$\lambda_{\max} = \frac{a}{T} \quad (205)$$

mit $a = 5.08 \cdot 10^6 \text{ nmK}$. Die Sonne ist in grober Näherung ein schwarzer Strahler mit $T = 5780 \text{ K}$, $\lambda_{\text{max}} = 879 \text{ nm}$, der Weltraum ein idealer schwarzer Strahler mit $T = 2.73 \text{ K}$ (Abb. 31).

4.4.3 Laser

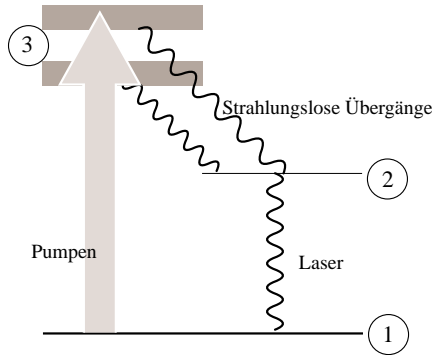


Abbildung 32: Prinzip des Drei-Niveau-Lasers. Durch optische Anregung werden die Energiebänder 3 gefüllt. Von dort gibt es strahlungslose Übergänge in das Niveau 2, welches eine lange Lebensdauer hat. Es wird $N_2 \gg N_1$ erreicht. Die Laserstrahlung ist durch induzierte kohärente Emission von 2 nach 1 gekennzeichnet.

In einem Laser ist die Verteilung der Besetzungszahlen nicht thermisch. Einfachstes Beispiel: Drei-Niveau-Laser (Abb. 32). Durch das Pumpen und die (strahlungslosen) Übergänge in das Niveau 2 (mit relativ langer Lebensdauer) wird $N(W_2) \gg N(W_1)$ erreicht. Ein Photon werde spontan aus 2 emittiert und läuft durch das Material. Durch den Prozeß der induzierten Emission werden aus den anderen Atomen Photonen ausgelöst, deren elm. Welle die gleiche Phase wie das ankommende Photon hat (Abb. 33). Spiegel am Ende bewirken eine resonanzartige Verstärkung. Durch halbdurchlässige Spiegel kann die resultierende ebene Welle ausgekoppelt werden.

4.4.4 Radiaktivität

Auch Kerne können sich in angeregten Zuständen befinden und in den Grundzustand durch Emission von Photonen (γ -Strahlung) übergehen. Die Energie dieser Photonen liegt im Bereich einiger MeV. Zusätzlich zu dieser erwarteten Strahlung zeigen die Kerne aber Strahlungsprozesse, die mit einer Kernumwandlung verbunden sind. Die Zahl der nicht zerfallenen Kerne (Mutterkerne) wird wieder durch das Gesetz (197) bestimmt. In der Kernphysik wird an Stelle der Lebensdauer oft die Halbwertszeit $t_{1/2} = \tau \ln 2$, also die Zeit, in der die Hälfte der Kerne

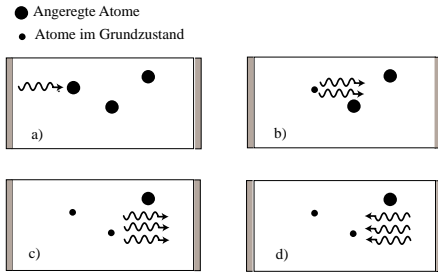


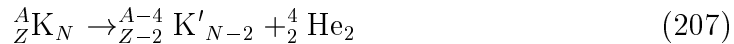
Abbildung 33: Stimulierte Emission. a) Das erste Photon kurz vor dem Stoß, b) Das Atom hat ein Photon emittiert, c) Das Photon nach dem Stoß mit dem 2. Atom, d) Die 3 Photonen sind vom Spiegel reflektiert worden.

zerfallen ist, angegeben. Die Aktivität A ist durch

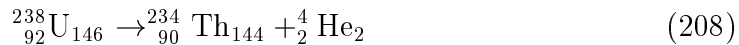
$$A = \frac{dN}{dt} = A(0)e^{-t/\tau} \quad (206)$$

mit $A(0) = N_0/\tau$ definiert. Die Einheit ist 1 Becquerel (Bq), $1 \text{ Bq} = 1/\text{s}$.

α -Strahlung: Für Kerne mit hohem Z wird die Abstoßung der Protonen so groß, daß sie nicht durch die Kernkraft zwischen den Nukleonen kompensiert werden kann. Es gibt daher keine stabilen Kerne mit $Z > 92$. Für viele Isotope von Kernen mit $Z \leq 92$ ist es energetisch günstiger, den besonders stabilen Heliumkern (α -Teilchen) abzuspalten und in einen Kern mit $Z - 2$ und $N - 2$ überzugehen. Die Reaktionsgleichung lautet daher



also z.B.



mit $t_{1/2} = 4.51 \cdot 10^9 \text{ a}$ und $W_{\text{kin},\alpha} = 4.25 \text{ MeV}$.

β -Strahlung: Bei der α -Strahlung ändert sich die Anzahl der Protonen und der Neutronen nicht. Es werden aber Prozesse beobachtet, bei denen Neutronen im Kern sich in Protonen verwandeln (und umgekehrt), ein Erhaltungssatz also nur noch für die Zahl der Nukleonen (A) gilt.



Beispiel:



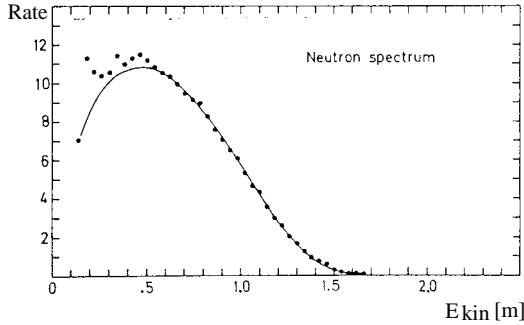


Abbildung 34: Anzahl der Elektronen in Abhängigkeit von der kinetischen Energie beim β -Zerfall des Neutrons. Die kinetische Energie ist in Einheiten der Ruheenergie des Elektrons angegeben.

${}^{60}_{27}\text{Co}$ ist ein in einem Reaktor künstlich erzeugtes Isotop des Kobalts. Der β -Zerfall geht in einen angeregten Zustand des Nickel-Kerns, wobei die Maximalenergie der Elektronen 0.3 MeV beträgt. Der angeregte Zustand geht unter Emission von 2 γ -Quanten der Energie 1.33 und 1.17 MeV in den Grundzustand über. Diese Tatsache und die günstige Halbwertszeit von 5.26 a ermöglicht Anwendungen in der Medizin und Materialprüfung. Der einfachste β -Zerfall ist der Zerfall des freien Neutrons mit einer Halbwertszeit von 612 s und einer Maximalenergie des Elektrons von 0.78 MeV,



Das Energiespektrum der Elektronen (Abb. 34) zeigt, daß der β -Zerfall kein Zwei-Körper-Zerfall sein kann. Es wird zusätzlich ein (Anti-Elektron) Neutrino emittiert. Die Gleichungen (209) und (210) werden in ähnlicher Weise modifiziert. Im β -Zerfall wandeln sich Nukleonen (p, n) und Leptonen (e^-, ν_e) ineinander um. Der direkte Nachweis der Neutrinos ist sehr schwierig, da diese nur sehr wenig mit Materie reagieren. Der β -Zerfall beruht auf einer neuen Art von Wechselwirkung, der sog. schwachen Wechselwirkung.

Mit Hilfe des β -Zerfalls können auch neue Elemente (Transurane) hergestellt werden. Die Brennelemente eines Reaktors bestehen zum größten Teil aus dem schlecht spaltbaren ${}^{238}\text{U}$. Durch die Kernreaktion



wird das ${}^{239}_{92}\text{U}$ erzeugt, welches durch zwei β -Zerfälle mit kurzer Halbwertszeit in das Isotop ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ übergeht. Dieses ist ein relativ stabiler ($t_{1/2} = 24110$ a) α -Strahler



mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit, durch thermische Neutronen gespalten zu werden. Hierin ist es dem ${}^{235}_{92}\text{U}$ sehr ähnlich.