V21: Optisches Pumpen

Simon Schulte
simon.schulte@udo.edu

Tim Sedlaczek
tim.sedlaczek@udo.edu

Durchführung: 09.05.2018
Abgabe: 16.05.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

1 Theorie

Ziel des Versuchs ist die Untersuchung von Übergängen bestimmter Energieniveaus in Rubidium-Isotopen. Daraus lassen sich die Lande-Faktoren, der Kernspin der Isotope und die Größe der Zeeman-Aufspaltung berechnen.
In allen Atomen befinden sich Elektronen auf sogenannten Schalen um den Atomkern. Auf diesen Schalen besitzen sie feste Energien, zwischen welchen allerdings Übergänge stattfinden können. Dazu muss Energie, die exakt der Differenz der Niveaus entspricht von den Elektronen abgegeben oder aufgenommen werden. Dies geschieht über die Aufnahme oder Abgabe von Photonen der passenden Frequenz. Die äußeren Niveaus, also jene mit den größten Energien, sind dabei je nach Temperatur unterschiedlich besetzt. Die Besetzungszahl eines Niveaus folgt dabei einer Boltzmann Verteilung, sodass für das Verhältnis der Besetzungszahlen zweier Niveaus gilt:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\exp\left(-{}^{W_2}/_{\mathrm{k_B}T}\right)}{\exp(-{}^{W_1}/_{\mathrm{k_B}T})} \tag{1}$$

Hierbei beschreiben die W_i die Energien der Zustände, die g_i die Lande-Faktoren, welche beschreiben, wie viele Zustände zu der entsprechenden Energie gehören, sowie $\mathrm{k_B}$ die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur.
Mit Hilfe des optischen Pumpens kann eine Abweichung von dieser Verteilung erzeugt werden. Diese kann soweit gehen, dass eine Besetzungsinversion entsteht. Eine so entstehende nicht-thermische Verteilung ermöglicht es, einzelne Übergänge zu induzieren, sodass Photonen dieser Energie überwiegend das Spektrum prägen. Über die Vermessung dieses Lichtes lässt sich der Energieabstand $\mathrm{h}\nu = W_2 - W_1$ der Niveaus messen.

1.1 Energieniveaus der Elektronen eines Atomes

Die Verteilung der Elektronen auf verschiedene Energieniveaus innerhalb des Atomes folgt aus Auswahlregeln verschiedener Quantenzahlen. Aus dem Gesamtdrehimpuls $\vec{\mathrm{J}}$ der Elektronenhülle folgt ein magnetisches Moment $\vec{\mu}_\mathrm{J} = -g_\mathrm{J}\mu_\mathrm{B}\vec{\mathrm{J}}$. Der Faktor g_J berücksichtigt dabei, dass das Gesamtmoment aus Spin S und Drehimpuls L folgt. Es gilt

$$\begin{aligned} |\vec{\mu}_\mathrm{J}| =& g_\mathrm{J}\mu_\mathrm{B}\sqrt{\mathrm{J}(\mathrm{J}+1)}, \text{ wobei} \\ |\vec{\mu}_\mathrm{L}| =& -\mu_\mathrm{B}\sqrt{\mathrm{L}(\mathrm{L}+1)} \text{ und} \\ |\vec{\mu}_\mathrm{S}| =& -g_\mathrm{S}\mu_\mathrm{B}\sqrt{\mathrm{S}(\mathrm{S}+1)}\ . \end{aligned}$$

Das Gesamtdrehmoment $\vec{\mu}_\mathrm{J}$ der Elektronenhülle präzediert dabei um den Gesamtdrehimpuls $\vec{\mathrm{J}}$. Daher trägt stets nur der parallele Anteil dieses Drehimpulses zum magnetischen Moment bei. g_J ist also abhängig von J, S und L. Es ergibt sich

$$g_\mathrm{J} = \frac{3{,}0023\mathrm{J}(\mathrm{J}+1) + 1{,}0023\left(\mathrm{S}(\mathrm{S}+1) - \mathrm{L}(\mathrm{L}+1)\right)}{2\mathrm{J}(\mathrm{J}+1)} \tag{2}$$