

Durchführung: 02.12.2019
1. Abgabe: XX.XX.2019

PRAKTIKUMSPROTOKOLL V27

ZEEMANN-EFFEKT

Anneke Reinold¹,
Paul-Simon Blumenkamp²

¹anneke.reinold@tu-dortmund.de

²paul-simon.blumenkamp@tu-dortmund.de

1 Einleitung

Das Ziel dieses Versuchs ist die Untersuchung des Zeeman-Effekts durch die Betrachtung von Spektrallinien einer Cadmiumdampfampe. Insbesondere sollen hierbei die Landéschen-Faktoren der jeweiligen Übergänge bestimmt werden.

2 Theorie

2.1 Das magnetische Moment der Elektronenhülle

Das magnetische Moment der Elektronenhülle eines Atoms entsteht aus dem Zusammenspiel der magnetischen Momente der einzelnen Elektronen. Diese wiederum sind zurückzuführen auf die beiden bekannten Drehimpulse eines Elektrons: Den Spin \vec{s} , mit

$$|\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad \text{mit } s = \frac{1}{2}, \quad (1)$$

und den Bahndrehimpuls l

$$|\vec{l}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad \text{mit } l = 0, 1, 2, \dots, n-1. \quad (2)$$

Die daraus resultierenden magnetischen Momente sind:

$$\vec{\mu}_l = -\mu_B \sqrt{l(l+1)} \vec{l}_e, \quad (3)$$

wobei μ_B das Bohrsche Magneton

$$\mu_B = -\frac{1}{2}e_0 \frac{\hbar}{m_0}, \quad (4)$$

mit der Elementarladung e_0 und der Elektronenmasse m_0 , ist und \vec{l}_e ein Einheitsvektor in \vec{l} -Richtung ist und:

$$\vec{\mu}_s = -g_S \mu_B \sqrt{s(s+1)} \vec{s}_e. \quad (5)$$

Der hier auftretende Faktor $g_s \approx 2$ ist dabei der Landé-Faktor des Elektrons welcher für das anomale magnetische Moment des Spins verantwortlich ist und durch relativistische Effekte mit der Dirac-Gleichung erklärt werden kann.

Das magnetische Moment der kompletten Elektronenhülle entsteht dann durch die Wechselwirkung der Drehimpulse und magnetischen Momente aller Elektronen miteinander und jeweils für die einzelnen Elektronen, da dieses System jedoch für die meisten Atome zu kompliziert wird, sind zwei mögliche Vereinfachungen möglich: für leichtere Atomkerne gilt die $L - S$ -Kopplung, oder auch Russel-Saunders-Kopplung, während für schwere Kerne die jj -Kopplung genutzt wird.

2.1.1 L-S-Kopplung

Für leichtere Kerne dominiert die Wechselwirkung der Drehimpulse und magnetischen Momente der Elektronen untereinander, sodass sich jeweils ein Gesamtbahndrehimpuls und ein Gesamtspin bilden.

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad \text{mit} \quad |\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)}\hbar \quad (6)$$

und ein Gesamtspin

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad \text{mit} \quad |\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar \quad (7)$$

bilden. Gesamtdrehimpuls und Gesamtspin für abgeschlossene Schalen sind dabei immer 0, sodass nur unabgeschlossene betrachtet werden müssen. Aus historischen Gründen werden Gesamtbahndrehimpulsterme mit $L = 0, 1, 2, 3$ als S, P, D, F-Terme bezeichnet. Es können nur ganzzahlige Werte von L auftreten. Als magnetisches Moment des Gesamtbahndrehimpuls ergibt sich

$$|\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \quad (8)$$

und für den Gesamtspin

$$|\vec{\mu}_S| = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)}. \quad (9)$$

Für hinreichend schwache externe Magnetfelder können sich dann Gesamtbahndrehimpuls und Gesamtspin zum Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle \vec{J} zusammenschließen:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad \text{mit} \quad |\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar. \quad (10)$$

Bei starken externen Magnetfeldern hingegen tritt der Paschen-Back-Effekt auf und die L-S-Kopplung wird aufgehoben.

2.1.2 jj-Kopplung

Für schwere Kerne koppeln Spin und Bahndrehimpuls der einzelnen Elektronen zunächst aneinander bevor sich ein Gesamtdrehimpuls aufstellen lässt. Es ergeben sich also die Gesamtdrehimpulse der einzelnen Elektronen \vec{j}_i

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i, \quad (11)$$

aus welchen dann der Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle aufgestellt werden kann

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i. \quad (12)$$

Der Übergang zwischen den Bereichen in welchen die beiden Näherungen gültig sind ist dabei fließend.

Das magnetische Moment der Elektronenhülle $\vec{\mu}_J$ ergibt sich aus den magnetischen Momenten $\vec{\mu}_L$ und $\vec{\mu}_S$

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S \quad \text{mit} \quad |\vec{\mu}_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}, \quad (13)$$

wobei g_J ein Landé-Faktor ist

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (14)$$

Wegen der Richtungsquantelung hat der Winkel zwischen $\vec{\mu}_J$ und \vec{B} nur Werte bei denen für die Komponente in Feldrichtung gilt:

$$\mu_{J_z} = -m g_J \mu_B, \quad (15)$$

wobei m die magnetische Quantenzahl ist und ganzzahlige Werte zwischen $-J$ und J annehmen kann.

2.2 Aufspaltungen von Energieniveaus in externen Magnetfeldern

Befindet sich ein Atom mit einem magnetischem Moment $\vec{\mu}_J$ in einem externen B-Feld so existiert ein Energieterm E_{mag} der Form

$$E_{\text{mag}} = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B} \quad (16)$$

bzw.

$$= m g_J \mu_B. \quad (17)$$

Es zeigt sich also, dass die Energieniveaus des Atoms in $2J+1$ äquidistante Unterniveaus aufspalten, wobei die Energiedifferenz der einzelnen Niveaus linear von der externen Feldstärke \vec{B} abhängt. Es folgt, dass durch die Aufspaltung auch neue Übergänge und somit neue Spektrallinien auftreten können. Auf die Regel die solche Übergänge befolgen müssen soll im Folgenden weiter eingegangen werden.

2.2.1 Übergangsregeln

Durch lösen der zeitabhängigen Schrödingergleichung für einen Übergang zwischen zwei Niveaus mit den Energien E_m und E_n , was zur Emission eines Photons mit Frequenz

$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h} \quad (18)$$

führen würde, lässt sich zeigen, dass die Übergangsregeln

$$\Delta l = \pm 1 \quad (19)$$

und

$$\Delta m = 0, \pm 1 \quad (20)$$

erfüllt sein müssen. Ferner stellt sich heraus, dass diejenigen Übergänge, welche $\Delta m = \pm 1$ haben, um die Feldachse zirkular polarisiert sind. Sie werden auch als σ^\pm -Übergänge bezeichnet. Ein Übergang mit $\Delta m = 0$ wird hingegen als π -Übergang bezeichnet und ist linear in Feldrichtung polarisiert.

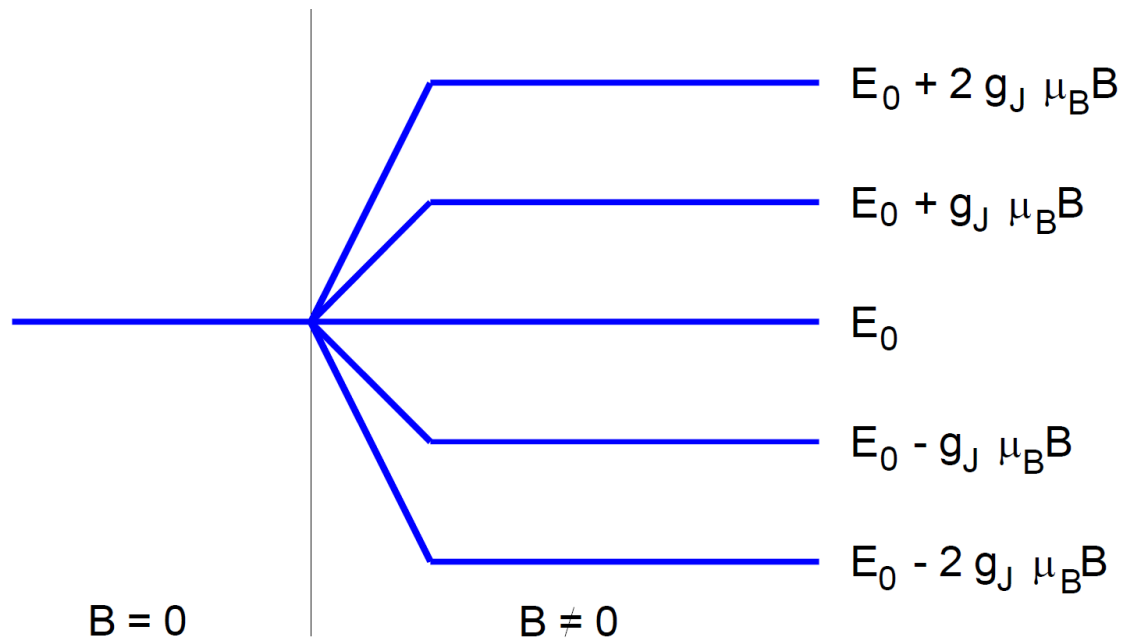


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Niveaueaufspaltung eines Atoms mit $J = 2$ in einem externen B-Feld.[anleitung]

2.3 Der Zeeman-Effekt

2.3.1 Der normale Zeeman-Effekt

Der aus historischen Gründen so benannte normale Zeeman-Effekt tritt in Atomen mit $S = 0$ auf. Der verschwindende Gesamtspin bewirkt, dass die Energiedifferenz zwischen den einzelnen Zeemanniveaus stets gleich groß ist.

$$\Delta E = m \mu_B B \quad (21)$$

Es entsteht also immer eine Aufspaltung in drei Komponenten mit gleichem Δm .

3 Durchführung

4 Auswertung

5 Diskussion