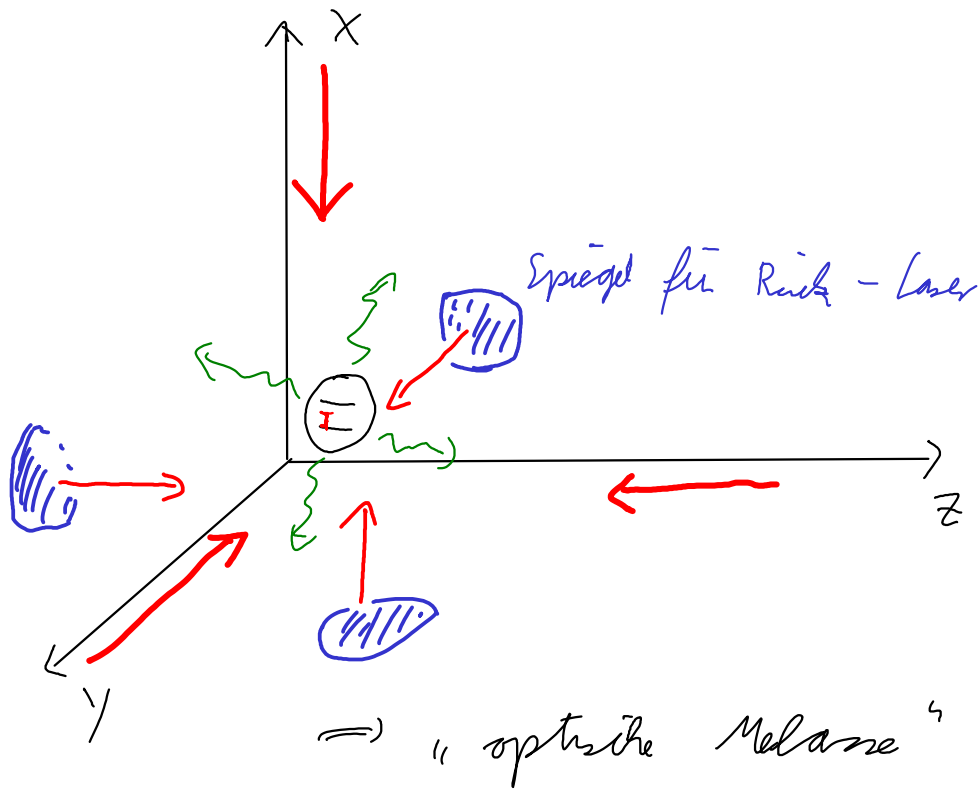


Laserkühlung in 3D ("optische Falle")



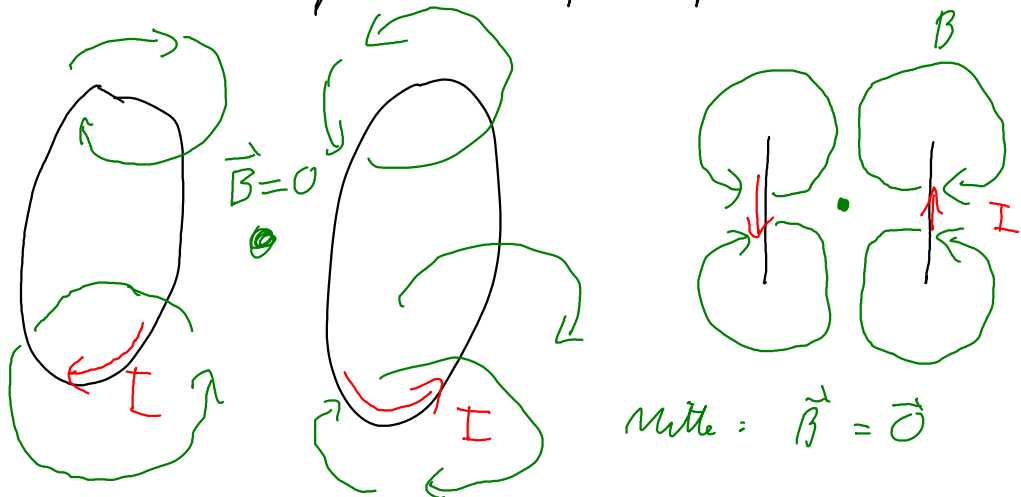
ABER keine räumliche Einschränkung,
d.h. kein Fallpotential

Problem: Atome sind el. neutral (da sonst starke,
WW)

=> el. Felder nutzlos

=> Magnetfeld auf Zeeman-Effekt

Idee Nutze inhomogenes Magnetfeld von
anti-Helmholtzspulen - Spulenpaar

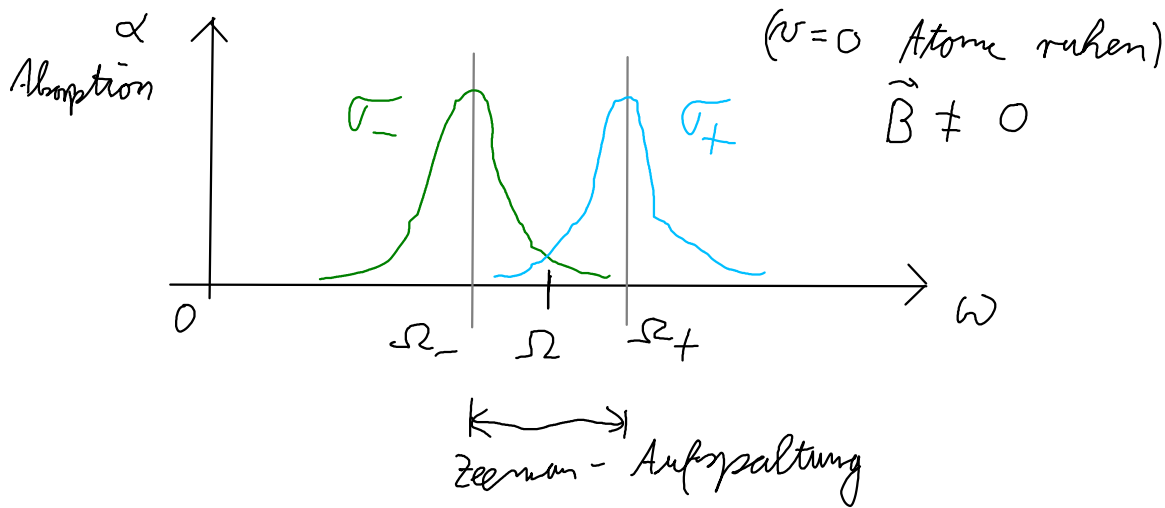


(Durch Zeeman-Effekt \Rightarrow Ortsabhängige Aufspaltung)

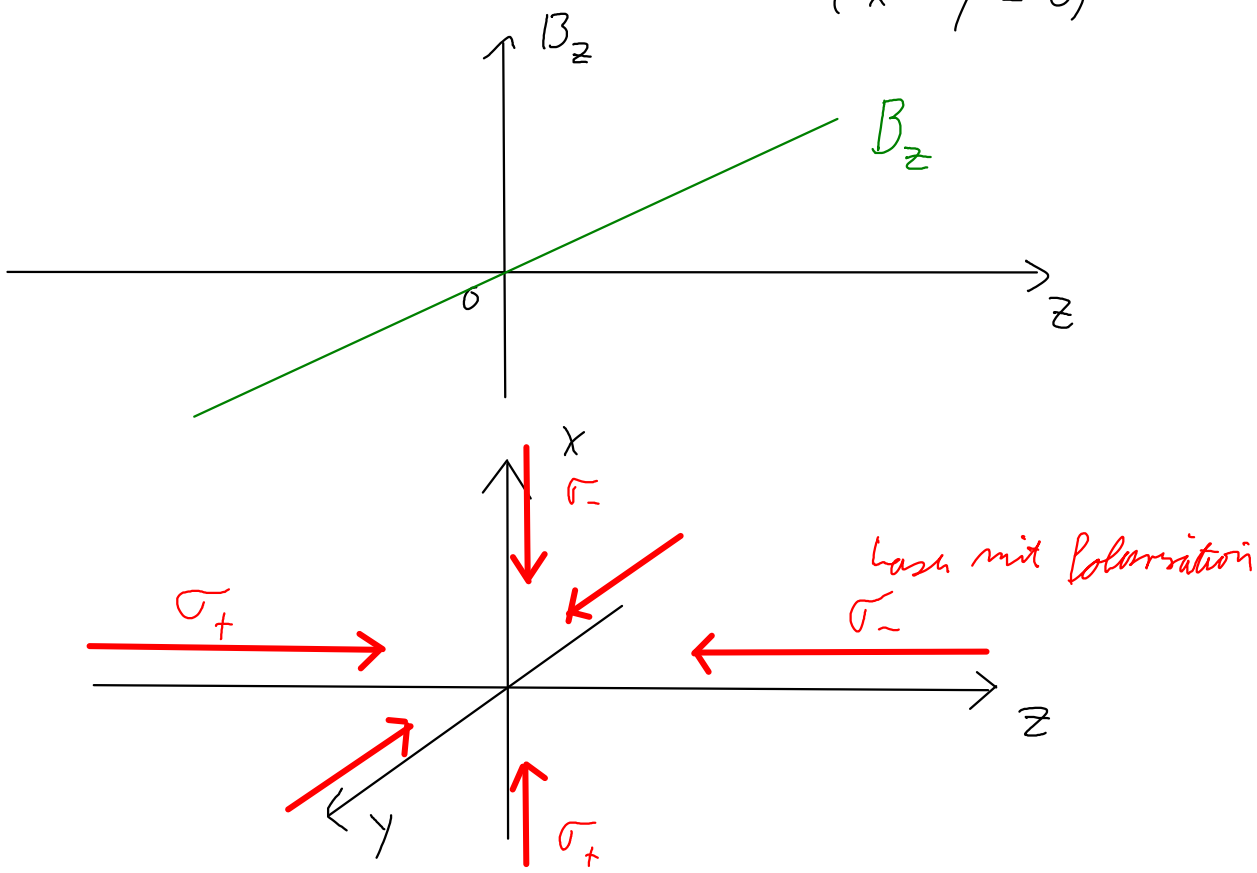
Durch den Zeeman-Effekt kommt es zu einer Aufspaltung
im Absorptionsspektrum $\propto |\vec{B}|$

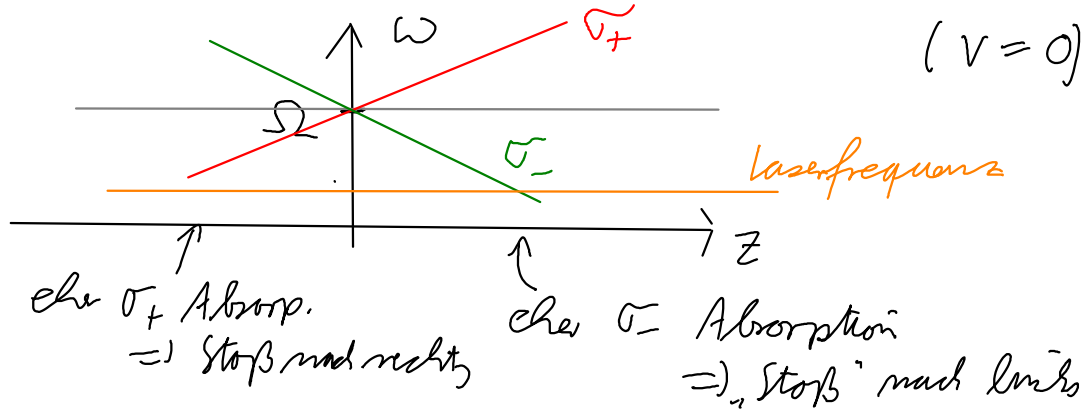
Drehimpulserhaltung: \Rightarrow jede Resonanz kann
von einer der zirkularen Polarisationen angeregt werden.

Nomenklatur: σ_+ und σ_-



Betrachte Bewegung entlang der z-Achse
($x = y = 0$)





Betrachte zunächst $v=0$:

Bei $z=0$ ist die Wahrscheinlichkeit gleich groß, ein Photon von links oder von rechts zu absorbieren \Rightarrow keine effektive Kraft

Bei $z > 0$ ist die Wahrsch. größer, ein Photon von rechts zu absorbieren als von links

\Rightarrow Impulsübertrag nach links

\Rightarrow eff. Rückwärtsende Kraft

($z < 0$ analog)

\Rightarrow Fallenerwirkung in x - und y -Richtung konzeptionell gleich.

Bei $v \neq 0$ addieren sich Fallen- und Kühlwirkung

\Rightarrow MOT

4 Atome in äußeren Feldern

(siehe Kap. 2.2.3; 2.2.5; 2.3.2)

4.1 Statische Felder

4.1.1 Magnet. Felder

Im allgemeinen haben wir 3 Magnetfelder:

- vtl. ein äußeres \vec{B}
- magn. Moment der Bahnbewegung der e^-
- magn. Moment der Elektronenspin
(- Kernspin)

die miteinander koppeln.

Bei vergleichbar großen Kopplungen wird die Sache sehr undurchsichtig.

Wir betrachten 2 Grenzfälle:

- Zeeman-Effekt
- Paschen-Back-Effekt

4.1.1.1 Der Zeeman-Effekt

Beim Zeeman-Effekt ist das äußere \vec{B} klein, so dass das magn. Moment des Gesamtdrehimpulses an das äußere Feld koppelt. (siehe Kap 3.7.2)

Die Zeeman-Energie ist

$$E = + m_j g \mu_B$$

Bohrsches Magneton
Lande-g-Faktor (Kap 3.7.2)

4.1.7.2 Der Paschen-Bach-Effekt

Bei sehr großen äußeren Feldern \vec{B} koppeln L und S einzeln stark an das "äußere Feld", die Spin-Bahn-Kopplung wird vernachlässigbar. Die Paschen-Bach-Energie wird zu

$$E = + m_L \cdot 1 \cdot \mu_B + m_S \cdot 2 \cdot \mu_B$$

$\underbrace{\quad}_{g=1} \quad \underbrace{\quad}_{m_S = \pm 1} \quad \underbrace{\quad}_{g=2}$

$\vec{\mu} \cdot \vec{B} ?$
äußeres B -Feld

4.7.2 Elektrische Felder

4.7.2.1 Stark-Effekt

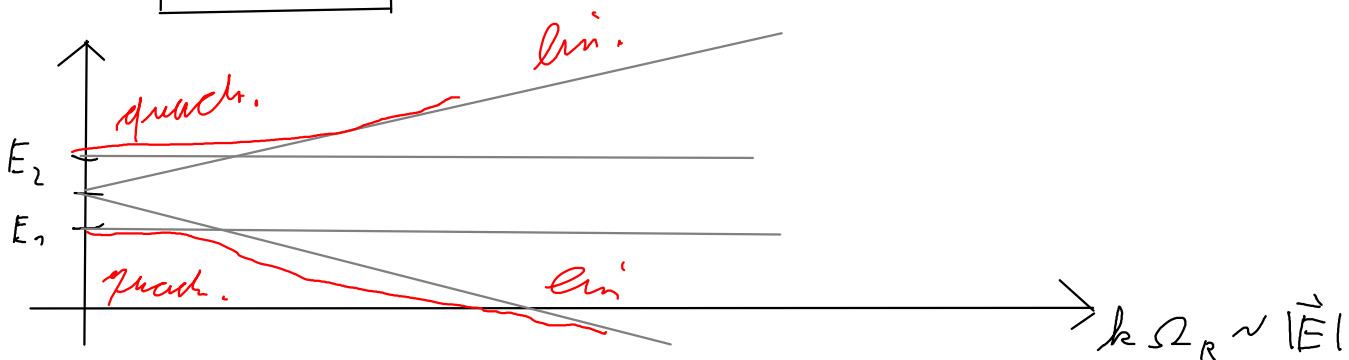
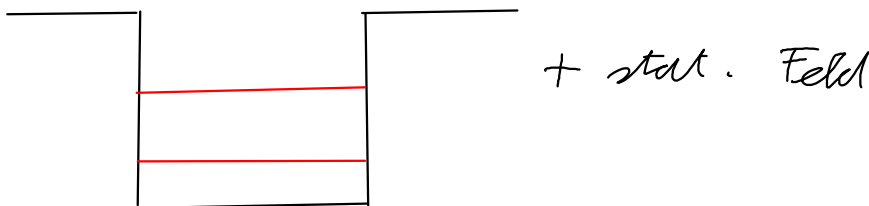
Zur Erinnerung: Die grundlegende Physik des Stark-Effekts (schwache Felder) haben wir in 2.2.5 diskutiert (2 Niveaus - Modell)

Dipolmatrixelement d

$$d = -e \int_0^L \psi_1^*(x) x \psi_2(x) dx = -e \langle \psi_1 | x | \psi_2 \rangle$$

Rabi-Energie

$$\hbar \Omega_R = d |\vec{E}|$$



Im Atom haben wir "nur" das 1D

Kostenpotential durch das 3D-Coulomb-Potential zu ersetzen.

⇒ andere Energien

Bei Übergangsenergie bleibt

$$\hbar\Omega = E_2 - E_1$$

das Dipolmatrixelement wird

$$\vec{d} = -e \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1^*(\vec{r}) \vec{r} \psi_2(\vec{r}) d^3r$$

Liegen keine Entartungen vor, können wir unsere Rechnung als auch die Interpretation direkt auf die Atome übertragen (aus Kap 2.2.5)

Es resultiert eine quads. Verschiebung (klein $|\vec{E}|$)

Dies ist z.B. der Fall für $l=0$.

Bei Entartung ($E_1 = E_2$) wird die Verschiebung linear in $|\vec{E}|$.

Aus Störungstheorie mit Entartung folgt das gleiche Resultat.

Bei Atomen tritt dieser Fall für $l \neq 0$ auf.

(sofern Entartung nicht schon durch andere Effekte (Kap 3.1.7) aufgehoben wurde)

Der quads. Stark-Effekt ist der "Normalfall"