

Übersicht Teil 1 - Atomphysik

	Datum	Tag	Thema	Dozent
VL 1	03.04.13	Mittwoch	Einführung – Grundlegende Eigenschaften von Atomen	Schlundt
ÜB 1	05.04.13	Freitag	Ausgabe Übung 1	Langowski
VL 2	08.04.13	Montag	Kernstruktur des Atoms: experimentelle Resultate	Schlundt
VL 3	10.04.13	Mittwoch	Photonen, Elektronen und Materiewellen	Schlundt
ÜB 2	12.04.13	Freitag	Ausgabe Übung 2, Abgabe Übung 1, Ergänzung Massenspektroskopie	Langowski
VL 4	15.04.13	Montag	Das Bohrsche Model	Schlundt
VL 5	17.04.13	Mittwoch	Quantenmechanische Behandlung des H-Atoms	Schlundt
ÜB 3	19.04.13	Freitag	Ausgabe Übung 3, Abgabe Übung 2, Besprechung Übung 1	Langowski
VL 6	22.04.13	Montag	Spin-Bahn-Kopplung und Feinstrukturaufspaltung	Schlundt
VL 7	24.04.13	Mittwoch	Elektronen im äußeren Magnetfeld: Zeeman-Effekt	Schlundt
ÜB 4	26.04.13	Freitag	Ausgabe Übung 4, Abgabe Übung 3, Besprechung Übung 2	Langowski
VL 8	29.04.13	Montag	Atome im äußeren elektrischen Feld: Stark-Effekt	Schlundt
Keine VL	01.05.13	Mittwoch	Tag der Arbeit	
ÜB 5	03.05.13	Freitag	Ausgabe Übung 5, Abgabe Übung 4, Besprechung Übung 3	Langowski
VL 9	06.05.13	Montag	Mehrelektronenatome: Kopplungsmechanismen	Schlundt
VL 10	08.05.13	Mittwoch	Röntgenspektren: Bremsstrahlung und Linienspektren	Schlundt
ÜB 6	10.05.13	Freitag	Ausgabe Übung 6, Abgabe Übung 5, Besprechung Übung 4	Langowski
VL 11	13.05.13	Montag	Kernspin und Hyperfeinstruktur	Schlundt
VL 12	15.05.13	Mittwoch	Laser und spektroskopische Methoden	Schlundt
ÜB 7	17.05.13	Freitag	Ausgabe Übung 7, Abgabe Übung 6, Besprechung Übung 5	Langowski

Zusammenfassung der letzten Vorlesung

Einführung

LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung)

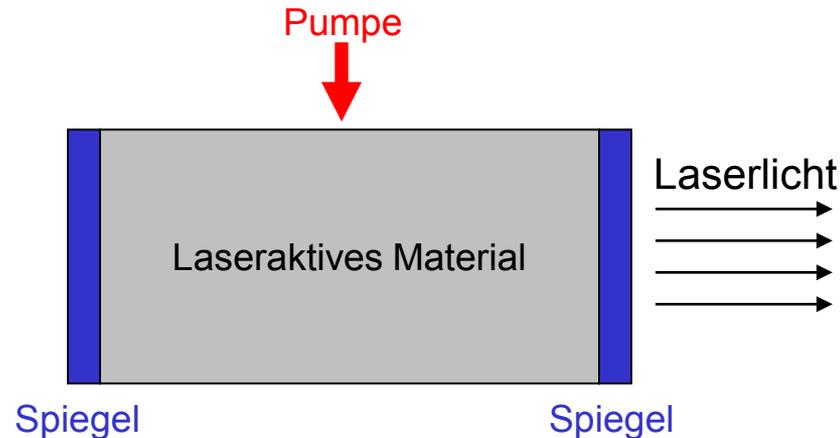
Eigenschaften der Laserstrahlung

- Hohe Monochromasie (zeitliche Kohärenz) mit Linienbreiten von 1 Hz
→ im sichtbaren Bereich relative Linienbreiten von: $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-15}$
- Hohe Leistung, insbesondere im Pulsbetrieb von bis zu 10^{12} - 10^{13} Watt
- Extrem kurze Lichtimpulse mit Zeitdauern von ca. 10^{-13} s möglich
- Große räumliche Kohärenz, d.h. starke Bündelung der Strahlung

Funktionsweise eines Lasers

Komponenten eines Lasers:

- Laseraktives Material:
 - Festkörper (z.B. Rubin (Al_2O_3 mit Cr⁻ Ionen dotiert))
 - Flüssigkeiten (Farbstoffe, engl. dye)
 - Gase
- 2 Spiegel als Begrenzungsflächen



Funktionsweise eines He-Ne-Lasers I

Funktionsweise eines Helium-Neon-Lasers:

- Erster Gaslaser im kontinuierlichen Betrieb
- 1960 Ali Javan zusammen mit W. R. Bennett und D. R. Herriott entwickelt
- He und Ne befinden sich in Gasentladungsröhre
- He-Atome werden durch Kollisionen in metastabile Zustände 1S_0 und 3S_1 angehoben
- Anregung von Ne durch Kollisionen (Neon ist das eigentliche Laser-aktive Material)
- Besetzungsinversion zwischen energetisch hohen und niedrigen Zuständen
- Emission von Photonen im Ne-Atom erfolgt durch stimulierte Emission
- Rückkehr in den Grundzustand erfolgt durch spontane Emission und Rekombination
- He übt eine "Pumpfunktion" aus

Funktionsweise eines He-Ne-Lasers II

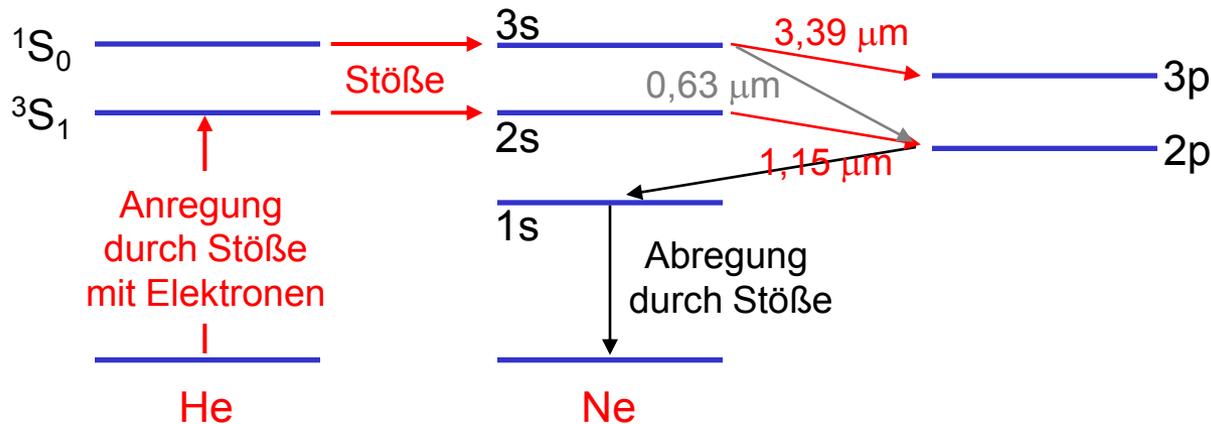
Neon (Z = 10):

Elektronenkonfiguration im Grundzustand: $(1s)^2 (2s)^2 (2p)^6$

Nomenklatur angeregter Zustände:

1s	=	$(2p)^5 (3s)^1$	2p	=	$(2p)^5 (3p)^1$
2s	=	$(2p)^5 (4s)^1$	3p	=	$(2p)^5 (4p)^1$
3s	=	$(2p)^5 (5s)^1$			

Prozesse im He-Ne-Laser (schematische Darstellung):



Funktionsweise eines He-Ne-Lasers III

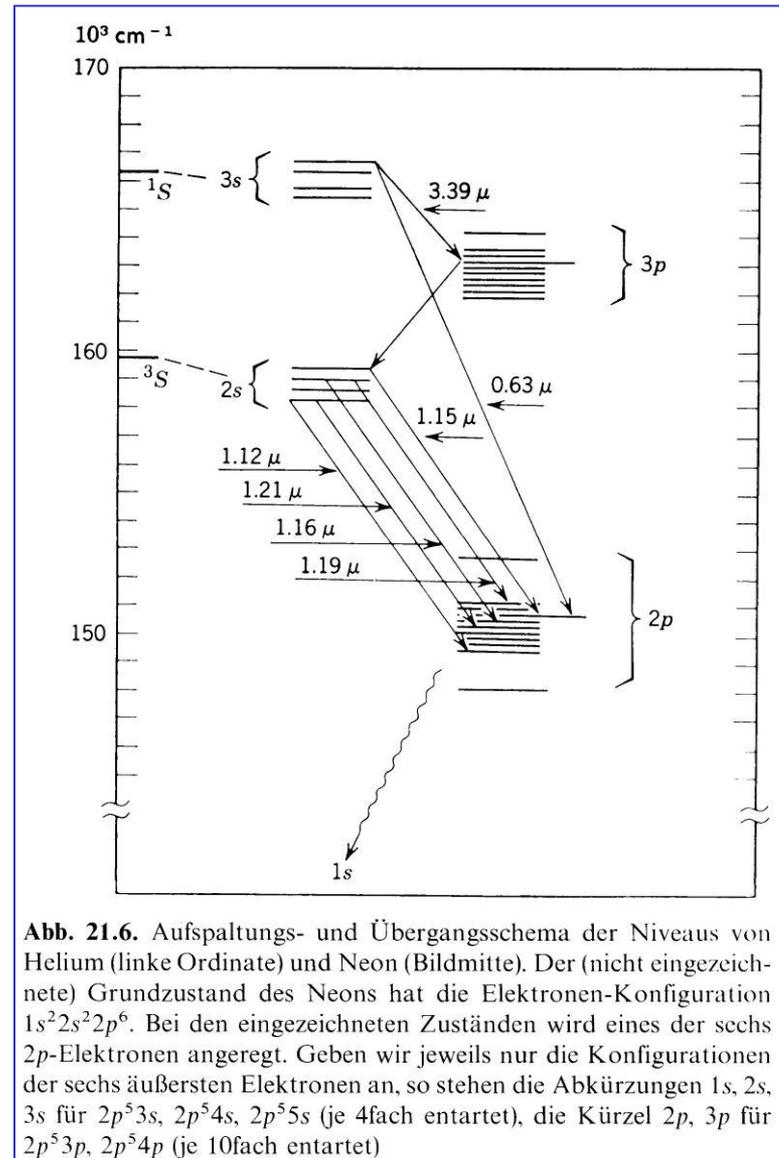


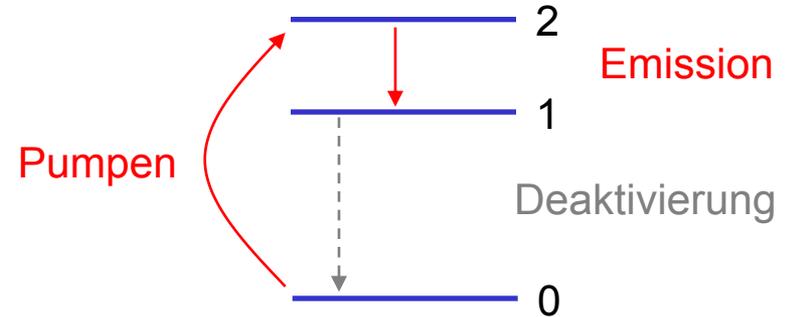
Abb. 21.6. Aufspaltungs- und Übergangsschema der Niveaus von Helium (linke Ordinate) und Neon (Bildmitte). Der (nicht eingezeichnete) Grundzustand des Neons hat die Elektronen-Konfiguration $1s^2 2s^2 2p^6$. Bei den eingezeichneten Zuständen wird eines der sechs $2p$ -Elektronen angeregt. Geben wir jeweils nur die Konfigurationen der sechs äußersten Elektronen an, so stehen die Abkürzungen $1s$, $2s$, $3s$ für $2p^5 3s$, $2p^5 4s$, $2p^5 5s$ (je 4fach entartet), die Kürzel $2p$, $3p$ für $2p^5 3p$, $2p^5 4p$ (je 10fach entartet)

Abb 22.8 Haken & Wolf

Bilanzgleichung und Laserbedingung I

Aufstellung einer Bilanzgleichung für die Anzahl der Photonen n :

<u>Spontane Emission:</u>	$+ W' N_2$
<u>Induzierte Emission:</u>	$+ W n N_2$
<u>Absorption im Zustand 1:</u>	$- W n N_1$
<u>Verluste:</u>	$- n/t_0$



t_0 ist die Lebensdauer eines Photons im Laser

Damit:

$$\frac{dn}{dt} = W(N_2 - N_1)n + W' N_2 - \frac{n}{t_0}$$

Vernachlässigung des spontanen Emissionsterms:

→
$$\frac{dn}{dt} = W(N_2 - N_1)n - \frac{n}{t_0}$$

Bilanzgleichung und Laserbedingung II

Laserbedingung: Anzahl der Photonen muss zunehmen, oder zumindest nicht abnehmen:

$$W(N_2 - N_1)n - \frac{n}{t_0} > 0$$

Für die Übergangswahrscheinlichkeiten gilt:

$$W = \frac{1}{V D(\nu) \Delta\nu \tau}$$

mit:

V : Volumen des Lasermaterials

$\Delta\nu$: Linienbreite der Linie zwischen Niveaus 2 und 1

τ : Lebensdauer im Zustand 2

$D(\nu) d\nu$: Zahl der im Einheitsvolumen im Frequenzbereich $[\nu, \nu+d\nu]$ vorkommenden stehenden Wellen, wobei

$$D(\nu) = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3}$$

Bilanzgleichung und Laserbedingung III

Zusammengefasst:

$$\frac{N_2 - N_1}{V} > \frac{8 \pi \nu^2 \Delta \nu \tau}{c^3 t_0} \quad \text{“Laserbedingung”}$$

Um Lasertätigkeit zu erzeugen:

- Durch **optisches Pumpen**
→ große Zahl von Atomen in den angeregten Zustand
- Je kleiner die rechte Seite ist, desto leichter erzeugt man Lasertätigkeit
→ **Bedingung an die zu verwendenden Atome**
- Um mit möglichst **kleinen Pumpleistungen** auszukommen
→ Atome müssen möglichst **kleine Linienbreite** haben
- Anwachsener Laserfrequenz
→ Laserbedingung immer schwieriger zu erfüllen
- Gute Spiegel
→ möglichst **große Lebensdauer der Photonen** im Laser

$$\frac{1}{t_0} = \frac{c}{L} (1 - R)$$

c: Lichtgeschwindigkeit

L: Länge

R: Reflexionsvermögen der Endspiegel

Bilanzgleichung und Laserbedingung IV

Bilanzgleichungen für Niveaus 2, 1, und 0:

$$\frac{dN_2}{dt} = \underbrace{-WN_2n + WN_1n}_{\text{kohärente WW}} - \underbrace{W'N_2}_{\text{Pumpen und Rekombination}} + \underbrace{w_{20}N_0 - w_{12}N_2}_{\text{Pumpen und Rekombination}}$$

0
→

$$\frac{dN_1}{dt} = WN_2n - WN_1n + w_{12}N_2 - w_{01}N_1$$

$$\frac{dN_0}{dt} = -w_{20}N_0 + w_{01}N_1$$

Annahme: Übergang von 1 → 0 sehr schnell → $N_1 \approx 0$

→ $\frac{dN_2}{dt} = -WN_2n + w_{20}N_0 - w_{12}N_2$

oder: $\frac{dN_2}{dt} = -WN_2n + w_{12}(\bar{N}_2 - N_2)$ mit: $\bar{N}_2 = \frac{w_{20}}{w_{12}} N_0$

\bar{N}_2 ist der Wert von N_2 , der ohne Photonen ($n = 0$) angenommen würde

Bilanzgleichung und Laserbedingung V

Für die Photonenbilanz gilt nun:

$$\frac{dn}{dt} = WN_2n - \frac{n}{t_0}$$

Im stationären Zustand:

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 \quad \frac{dn}{dt} = 0$$

→ $N_2 = \frac{1}{Wt_0} = N_{2,s}$ **Besetzungszahl unabhängig von Pumpenergie**

Mit: $\frac{dN_2}{dt} = -WN_2n + w_{12}(\bar{N}_2 - N_2)$

→ $0 = -W \frac{1}{Wt_0} n + w_{12}(\bar{N}_2 - N_2)$

→ $n = \frac{w_{12}}{W} \left[\frac{\bar{N}_2}{N_{2,s}} - 1 \right]$

mit: $\bar{N}_2 = \frac{w_{20}}{w_{12}} N_0$

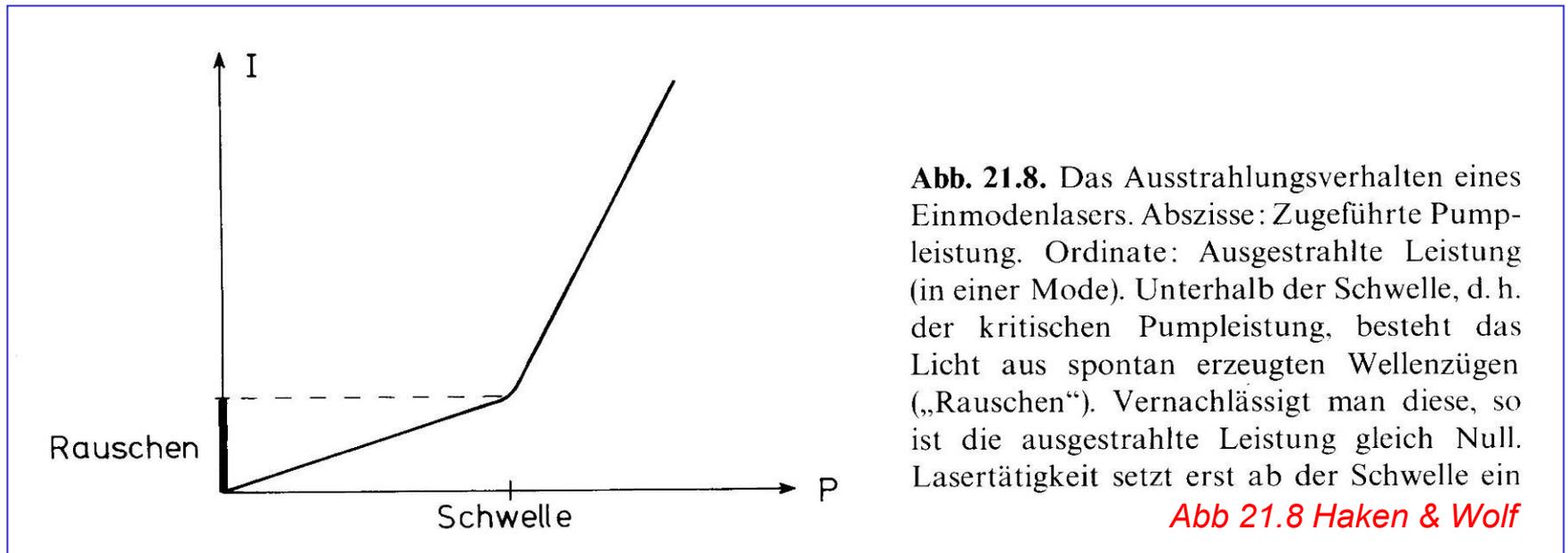
Pumpfaktor

Zahl der Photonen steigt linear mit Pumpfaktor an. Allerdings muss ein bestimmter Schwellwert überschritten sein!

Bilanzgleichung und Laserbedingung VI

$$n = \frac{w_{12}}{W} \left[\frac{\bar{N}_2}{N_{2,s}} - 1 \right]$$

$$\bar{N}_2 = \frac{W_{20}}{W_{12}} N_0$$



Dopplerfreie 2-Photonen-Absorptionsspektroskopie I

In intensiven Lichtfeldern kann ein Atom 2 Photonen absorbieren. Dabei gilt:

$$\Delta E = 2 h \nu = 2 \hbar \omega$$

Die Photonen können auch unterschiedliche Energie haben:

$$\Delta E = \hbar \omega_1 + \hbar \omega_2$$

Betrachte Resonator mit stehenden Wellen:

Ein Atom mit Geschwindigkeit v "sieht" ein

- entgegenkommendes Photon (mit ω) mit der scheinbaren Frequenz: $\omega \left(1 + \frac{v}{c}\right)$
- sich entfernendes Photon mit der scheinbaren Frequenz: $\omega \left(1 - \frac{v}{c}\right)$

$$\longrightarrow \Delta E = \hbar \omega \left(1 + \frac{v}{c}\right) + \hbar \omega \left(1 - \frac{v}{c}\right) = 2 \hbar \omega$$

Ausschaltung der Dopplerverbreiterung; Messung natürlicher Linienbreiten möglich!

Dopplerfreie 2-Photonen-Absorptionsspektroskopie II

Experimenteller Aufbau:

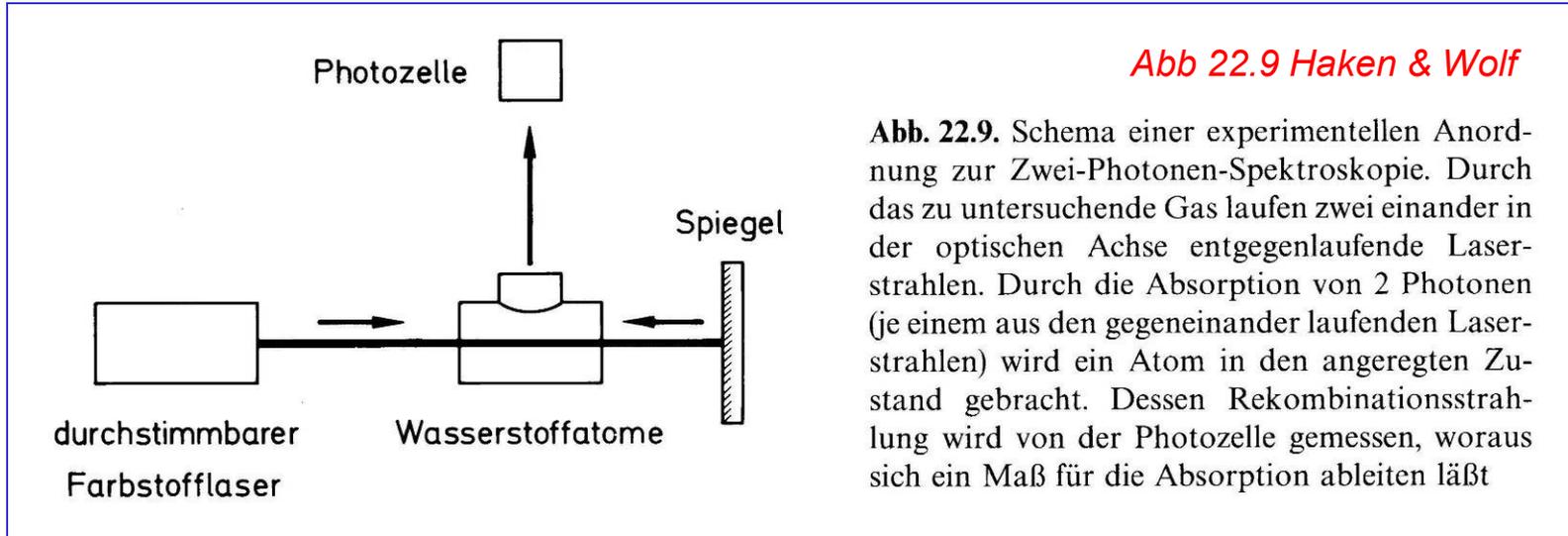
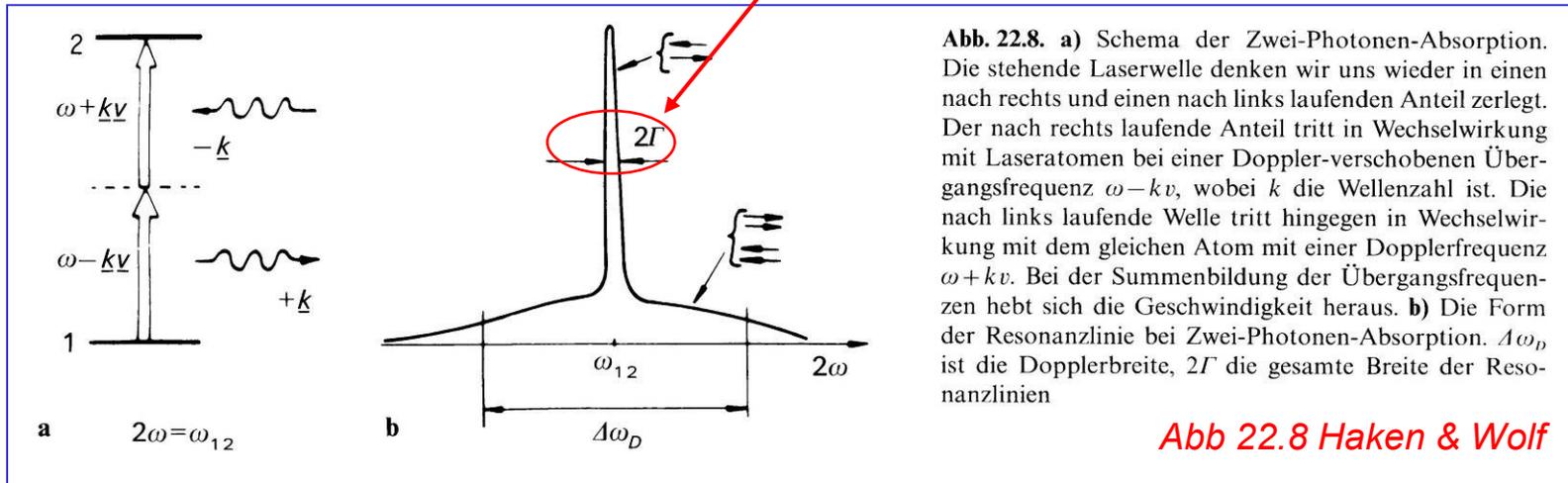


Abb. 22.9. Schema einer experimentellen Anordnung zur Zwei-Photonen-Spektroskopie. Durch das zu untersuchende Gas laufen zwei einander in der optischen Achse entgegelaufende Laserstrahlen. Durch die Absorption von 2 Photonen (je einem aus den gegeneinander laufenden Laserstrahlen) wird ein Atom in den angeregten Zustand gebracht. Dessen Rekombinationsstrahlung wird von der Photozelle gemessen, woraus sich ein Maß für die Absorption ableiten lässt

Beobachtung:



Natürliche Linienbreite

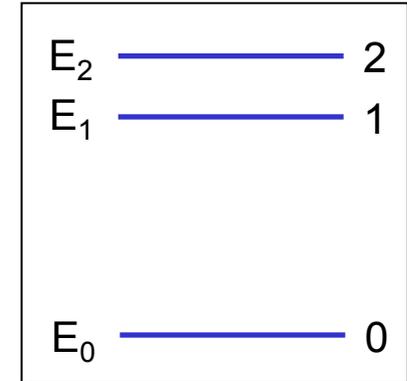
Abb. 22.8. a) Schema der Zwei-Photonen-Absorption. Die stehende Laserwelle denken wir uns wieder in einen nach rechts und einen nach links laufenden Anteil zerlegt. Der nach rechts laufende Anteil tritt in Wechselwirkung mit Laseratomen bei einer Doppler-verschobenen Übergangsfrequenz $\omega - kv$, wobei k die Wellenzahl ist. Die nach links laufende Welle tritt hingegen in Wechselwirkung mit dem gleichen Atom mit einer Dopplerfrequenz $\omega + kv$. Bei der Summenbildung der Übergangsfrequenzen hebt sich die Geschwindigkeit heraus. **b)** Die Form der Resonanzlinie bei Zwei-Photonen-Absorption. $\Delta\omega_D$ ist die Dopplerbreite, 2Γ die gesamte Breite der Resonanzlinien

Abb 22.8 Haken & Wolf

Quanten-Schwebungen – Quantum beats I

Betrachte 2 mögliche Anregungszustände eines Atoms:

$$\longrightarrow \omega_{12} = \frac{(E_2 - E_1)}{\hbar}$$



Anregung der Atome durch kurzen Lichtimpuls:

$$\tau \leq \frac{1}{\omega_{12}}$$

\longrightarrow Beide Zustände können angeregt werden

Quantenmechanisch geht das Elektron in eine Superposition der Zustände 1 und 2 über:

$$\psi(\vec{r}, t = 0) = \alpha_1 \varphi_1(\vec{r}) + \alpha_2 \varphi_2(\vec{r})$$

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im überlagerten Zustand nimmt exponentiell ab:

$$\psi(\vec{r}, t) = \alpha_1 e^{iE_1 t / \hbar - \Gamma t} \varphi_1(\vec{r}) + \alpha_2 e^{iE_2 t / \hbar - \Gamma t} \varphi_2(\vec{r}) + \alpha_0 \varphi_0$$

Die Wahrscheinlichkeit eine Elektron im Grundzustand vorzufinden ist: $|\alpha_0|^2$

Quanten-Schwebungen – Quantum beats II

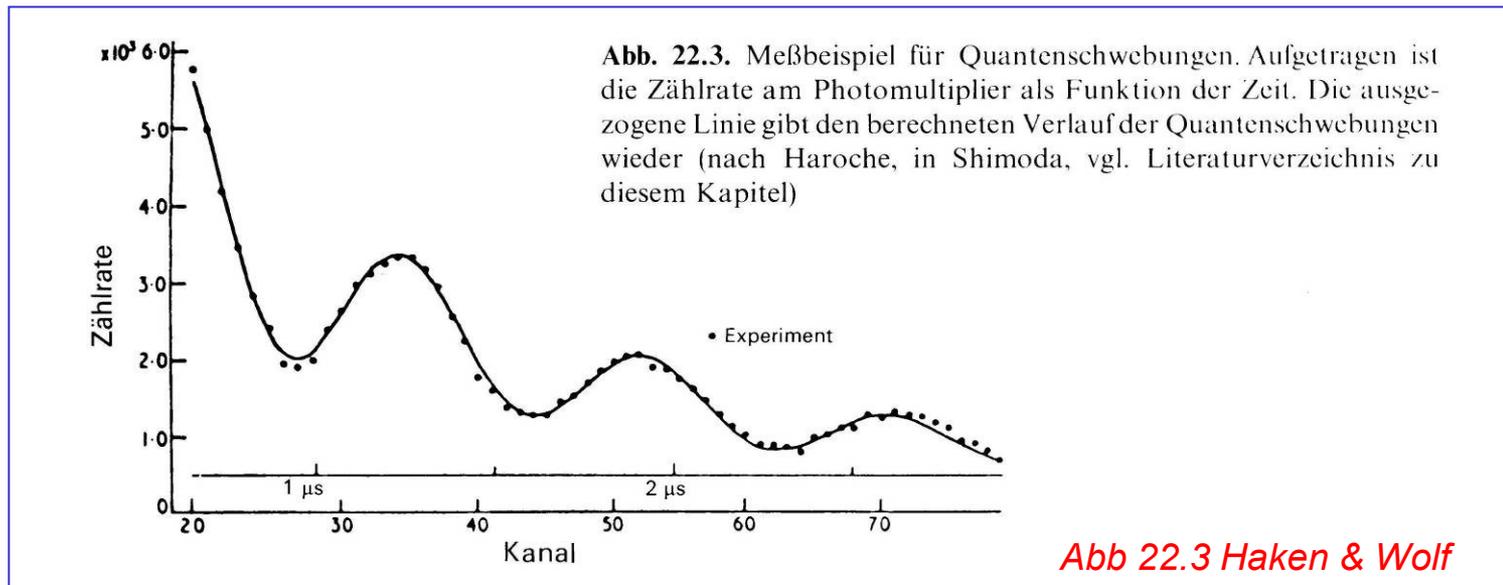
α_0 kann durch die Weißkopf-Wigner-Theorie bestimmt werden: $\alpha_0(t) = c_1(t) + c_2(t)$

wobei:
$$c_j(t) = \alpha_j \vec{e} \vec{\mathcal{D}}_{0j} a e^{iE_j t/\hbar - \Gamma t} \left(e^{-\Gamma t} - e^{i(\omega_{j0} - \omega)t} \right)$$

→
$$|\alpha_0|^2 = e^{-\Gamma t} (A + B \cos \omega_{21} (t + \varphi))$$

Durch Überlagerung der Zustände 1 und 2 ist die Abnahme der Populationen der angeregte Zustände überlagert von einer Schwebung mit Frequenz ω_{12} .

→ **Messung der Schwebungsfrequenz erlaubt Bestimmung von $\Delta E = E_2 - E_1$**



Doppler-freie Sättigungsspektroskopie I

In einem Laser mit gasförmigem Laser-aktivem Material folgt die Geschwindigkeitsverteilung der Gasatome einer Gaußverteilung:

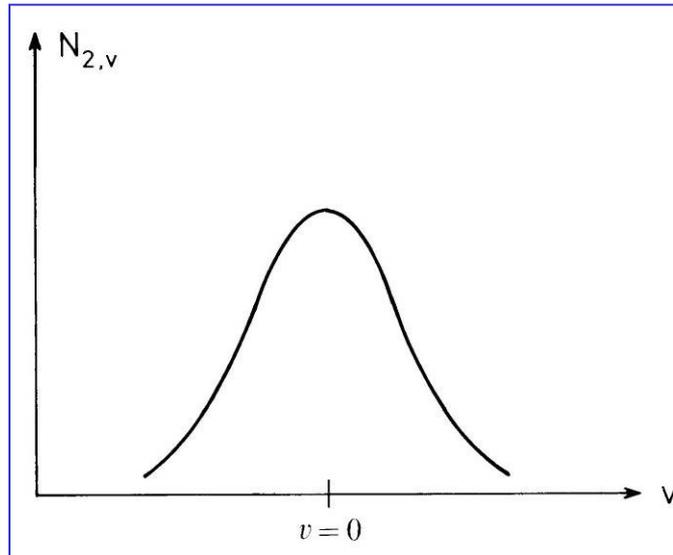


Abb. 22.4. Die Anzahl N_2 angeregter Atome mit der Geschwindigkeit v als Funktion von v stellt sich nach der Maxwell-Verteilung als eine Gauß-Funktion dar

Wird Laser-Licht mit Frequenz ω erzeugt, so wechselwirken nur Atome mit dem Strahlungsfeld für die gilt:

$$\left| \omega - \omega_0 + \omega_0 \frac{v}{c} \right| < \gamma$$

ω_0 : Übergangsfrequenz des ruhenden Atoms
 γ : Natürliche Linienbreite

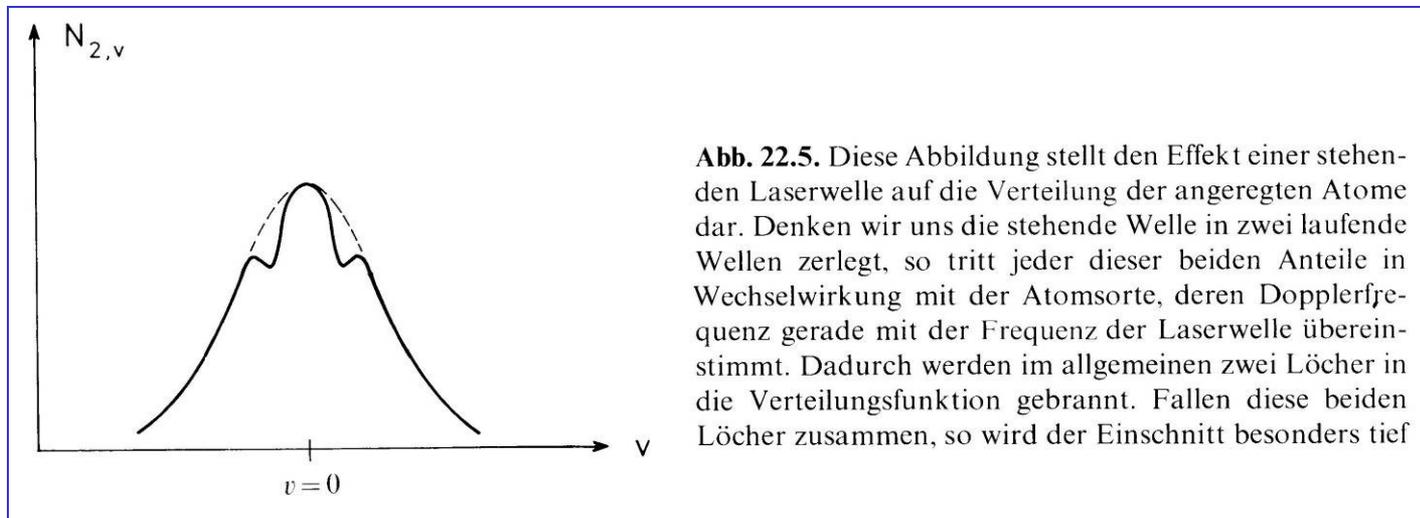
Doppler-freie Sättigungsspektroskopie II

Strahlungsfeld in Resonanz mit Atomen der Geschwindigkeiten:

$$v_1 = c \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \quad v_2 = -c \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)$$

Zahl der angeregten Atome mit diesen Geschwindigkeiten wird durch Laseraktivität beeinflusst:

Zahl der angeregten Atome mit Laseraktivität Gauß-verteilt **mit 2 Löchern:**



→ **Wenn beide Löcher zusammenfallen: "Lamb-dip"**

Doppler-freie Sättigungsspektroskopie III

Experimenteller Aufbau:

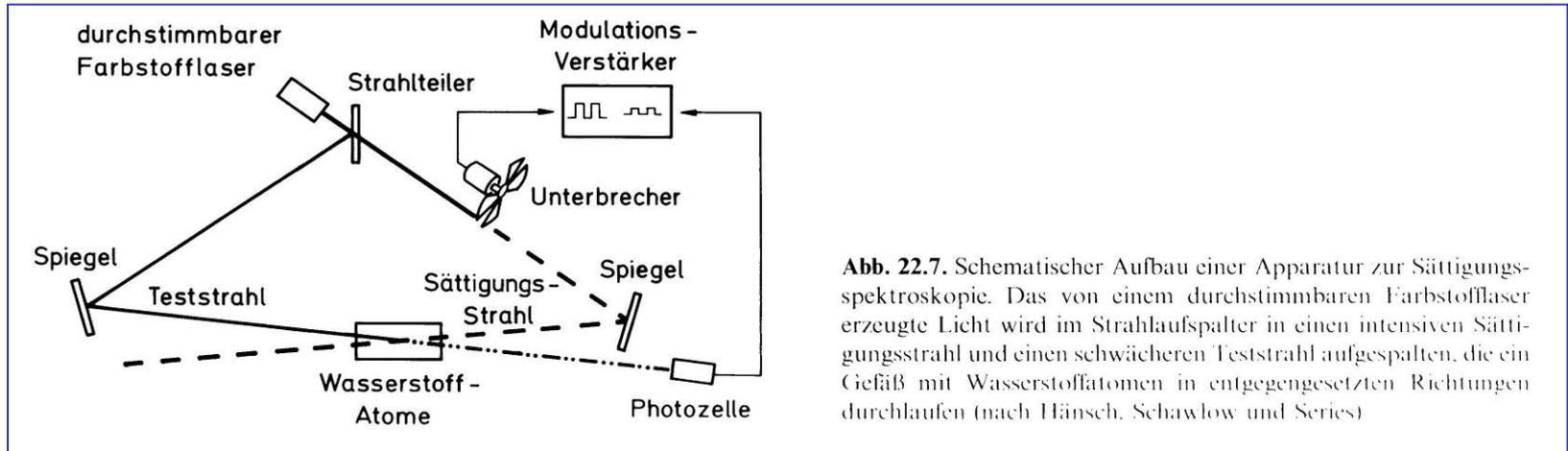


Abb. 22.7. Schematischer Aufbau einer Apparatur zur Sättigungsspektroskopie. Das von einem durchstimmbaren Farbstofflaser erzeugte Licht wird im Strahlauflsplitter in einen intensiven Sättigungsstrahl und einen schwächeren Teststrahl aufgespalten, die ein Gefäß mit Wasserstoffatomen in entgegengesetzten Richtungen durchlaufen (nach Hänsch, Schawlow und Series)

- Ausnutzung der **sättigbaren Absorption**
- Messstrahl (**Probestrahl**) und ein weiterer Laserstrahl (**Sättigungsstrahl**)
- Beide haben **entgegengesetzte Ausbreitungsrichtungen**
- Frequenz des Laserstrahls liegt unterhalb der Resonanzfrequenz des Absorbers
- Durch intensiven Sättigungsstrahl → merkliche Anzahl von Atomen bzw. Molekülen in den angeregten Zustand
→ **Absorbermedium wird für den Probestrahl transparent**

Niveaureuzungsspektroskopie und Hanle-Effekt I

Niveaureuzungsspektroskopie 1959 erstmals durch Franken verwendet

Bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes B_0 kann es zu Energiekreuzungen verschiedener Zeeman-Terme kommen

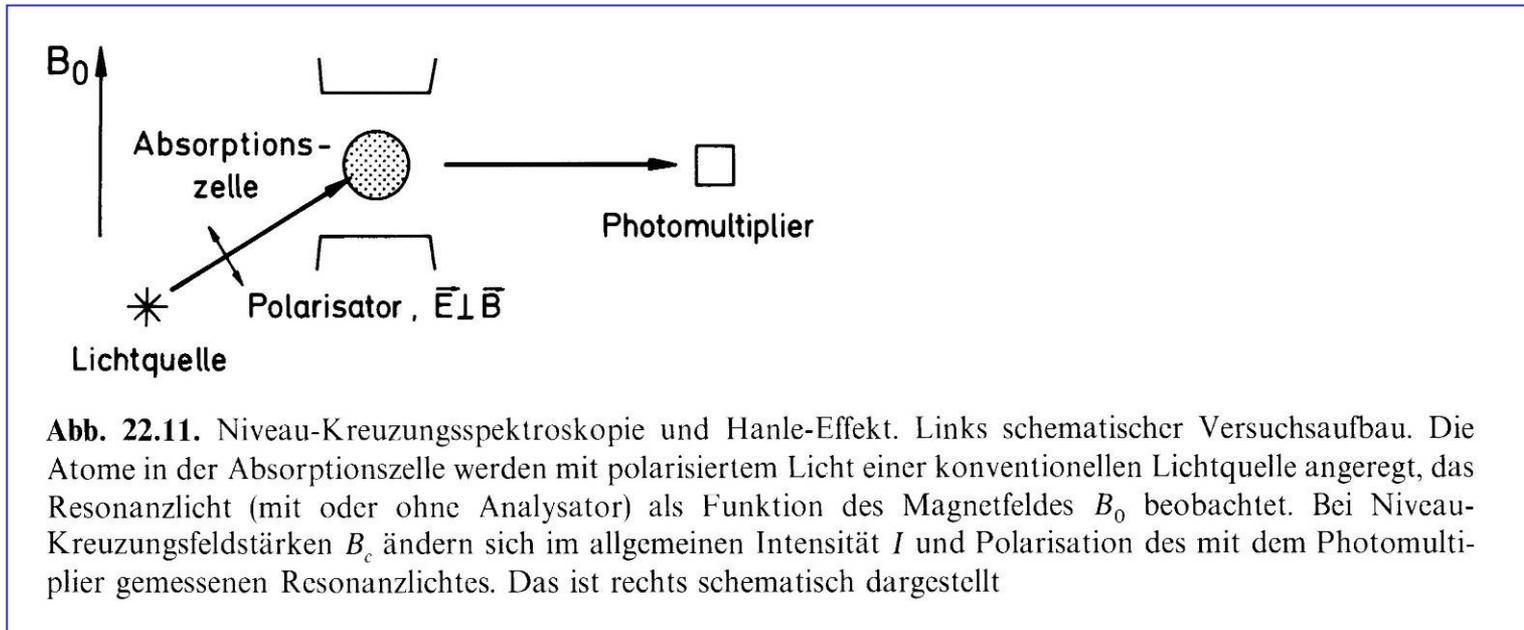


Abb. 22.11. Niveau-Kreuzungsspektroskopie und Hanle-Effekt. Links schematischer Versuchsaufbau. Die Atome in der Absorptionszelle werden mit polarisiertem Licht einer konventionellen Lichtquelle angeregt, das Resonanzlicht (mit oder ohne Analysator) als Funktion des Magnetfeldes B_0 beobachtet. Bei Niveau-Kreuzungsfeldstärken B_c ändern sich im allgemeinen Intensität I und Polarisation des mit dem Photomultiplier gemessenen Resonanzlichtes. Das ist rechts schematisch dargestellt

Solange keine Niveaureuzung vorliegt werden Einzelwellen der Form

$$\alpha_1 \cos \omega_1 t$$

$$\alpha_2 \cos \omega_2 t$$

emittiert

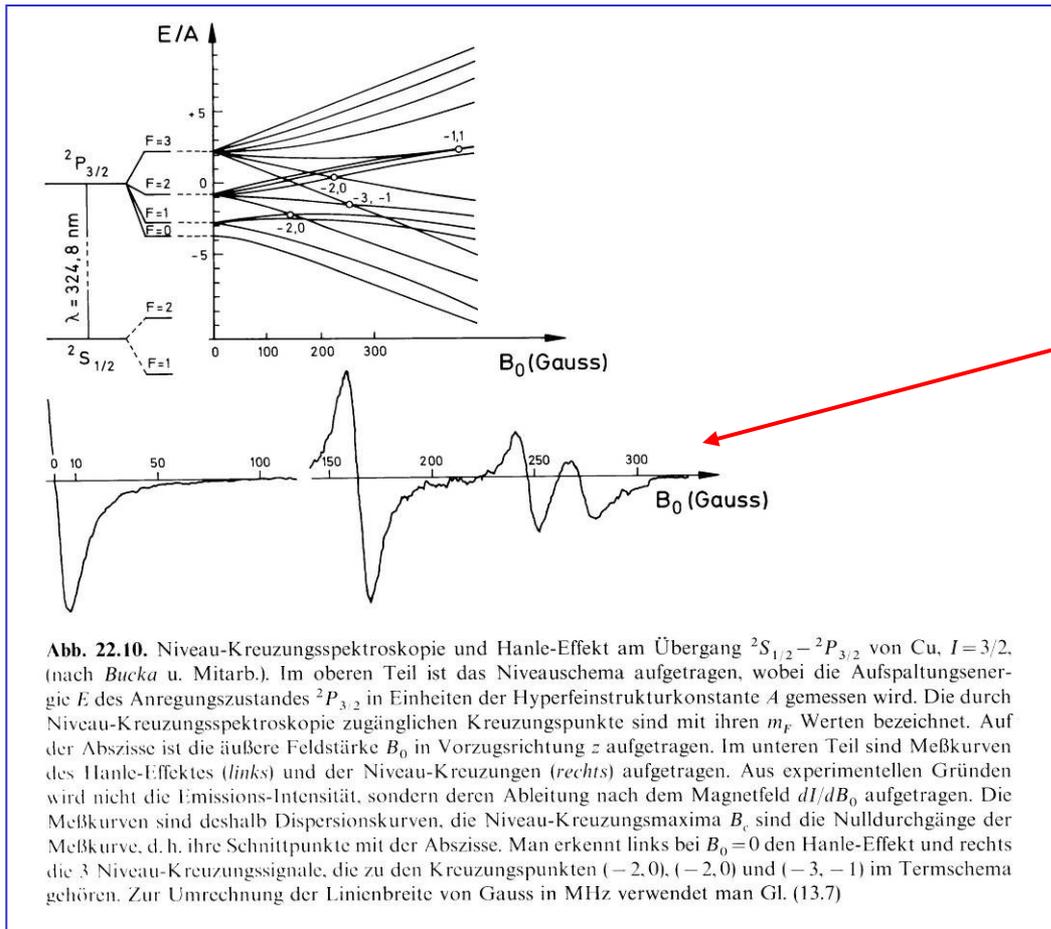
→ **Intensität proportional zu $a_1^2 + a_2^2$**

Niveaureuzungsspektroskopie und Hanle-Effekt II

Bei Kreuzung der Niveaus kohärente Anregung beider Niveaus

→ **Intensität proportional zu $(a_1 + a_2)^2$**

→ **Niveaureuzung führt zu Maxima in emittierter Strahlung**



$$\frac{dI}{dB_0}$$

d.h., Nulldurchgänge entsprechen Extrema

Niveaureuzungsspektroskopie und Hanle-Effekt III

Anmerkungen:

- Bei Anregung mit linear polarisiertem Licht kann man 2 Terme mit gleicher Übergangsfrequenz anregen, wenn jeweils die Auswahlregeln:

$$\Delta m = +1 \quad \text{und} \quad \Delta m = -1 \quad \text{gelten}$$

Grund: Linear polarisiertes Licht kann als Superposition von σ^- und σ^+ Komponenten beschrieben werden

- Niveaureuzungsspektroskopie ist auch “Doppler-frei”, da die Kohärenz der Anregung innerhalb eines Atoms gemessen wird
- Hanle-Effekt (1924):
 - Nullfeldniveaureuzung bei Termen, die ohne äußeres Magnetfeld nicht aufgespalten sind.
 - Bei entarteten Termen wird die Kohärenz des emittierten Lichts zerstört, wenn die Entartung durch ein äußeres Magnetfeld aufgehoben wird.

Laserkühlung von Atomen I

Photonen können von Atomen absorbiert und wieder emittiert werden. Die Emission ist isotrop:

- **Impulsübertrag in bestimmte Richtung möglich**
- **Atome können abgebremst oder “gekühlt” werden**

Ein durchstimmbarer Laser wird so eingestellt, dass λ knapp unterhalb der Übergangswellenlänge der Atome liegt

- **Nur schnelle Atome (in Richtung der Laser-Quelle fliegend) können aufgrund der Dopplerverschiebung absorbieren**
- **Durch mehrere Laser-Systeme lassen sich Atome bzgl. Bewegungen in allen 3 Raumrichtungen kühlen**

Kühlung bis unter 1 K möglich

Abbremseneffekt größenordnungsmäßig: $\approx 1 \text{ cm / s}$

Geschwindigkeit bei Raumtemperatur: $\approx 1000 \text{ m / s}$

Laserkühlung von Atomen II

Erster exp. Hinweise auf Bremswirkung von Photonen 1933 durch Otto Frisch:

————→ **Na-Atomstrahl konnte durch Na-D Licht abgelenkt werden**

Hänsch et al. schlugen 1975 vor, Laserlicht zur Kühlung von Atomen zu verwenden

Zusammenfassung