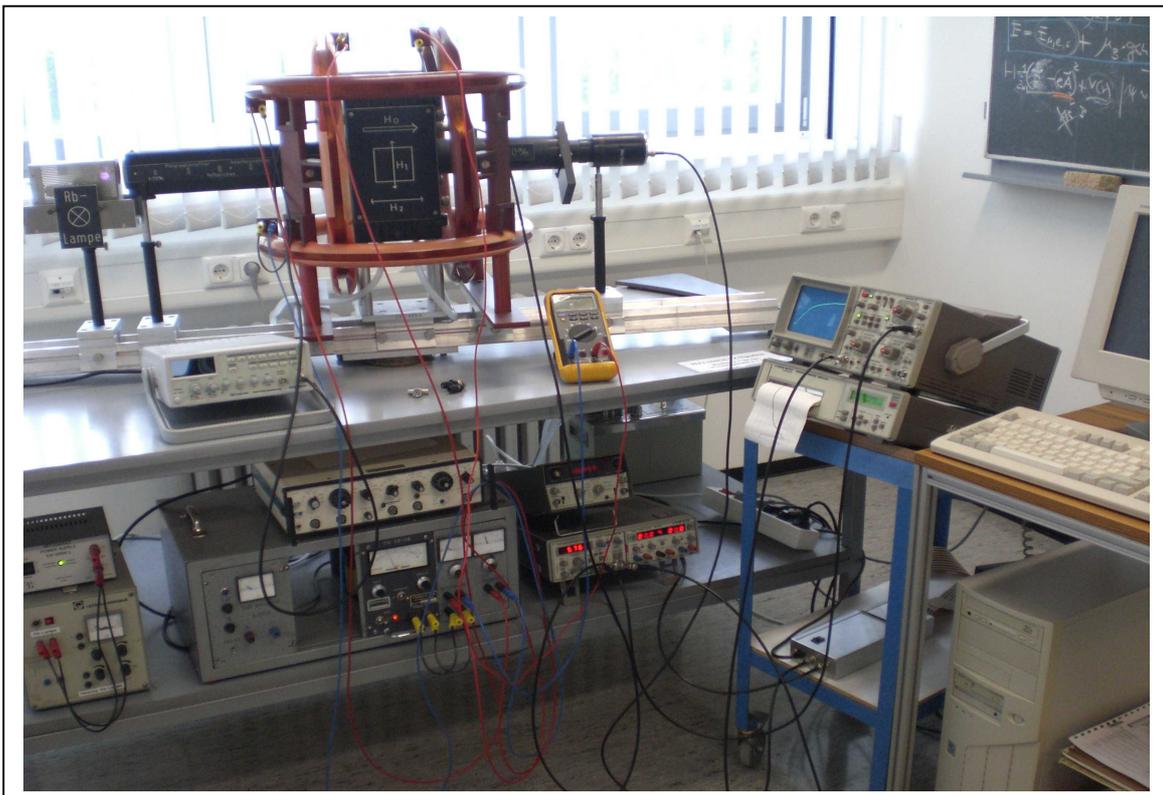


Versuch 1.9

Optisches Pumpen an Rubidium

A. Aufgabenstellung

1. Mit Hilfe einer adiabatischen Feldumpolung wird der Pumpvorgang oszillographisch sichtbar gemacht und die longitudinale Relaxationszeit T_1 bestimmt.
2. Man bestimme die Kernspins der beiden Rubidium-Isotope durch magnetische Resonanz. Dabei wird ein magnetisches Wechselfeld \mathbf{B}_1 ($\nu_1 = 200 \text{ kHz} - 1000 \text{ kHz}$) eingestrahlt bei fünf verschiedenen ZEEEMAN-Feldern \mathbf{B}_0 ($I = 80 \text{ mA} - 100 \text{ mA}$). Die Linearität zwischen dem ZEEEMAN-Feld und der Resonanzfrequenz ist für beide Isotope in einem Diagramm zu überprüfen.
3. Man bestimme die Halbwertsbreiten $\Delta\nu$ der in Punkt 2. aufgenommenen Resonanzkurven und überprüfe die lineare Abhängigkeit von der Amplitude des Wechselfeldes \mathbf{B}_1 bei fünf verschiedenen Spannungswerten. Letztere werden mit einem Oszilloskop gemessen.
4. Man demonstriere einen Zwei-Quantenübergang durch Einstrahlen eines hochfrequenten Wechselfeldes \mathbf{B}_2 ($\nu_2 = 10 \text{ kHz} - 30 \text{ kHz}$) parallel zum ZEEEMAN-Feld \mathbf{B}_0 und ermittle die Frequenz ν_2 aus dem Intensitätsdiagramm.



B. Anleitung zur Theorie

Voraussetzung zum Verständnis der modernen Atomspektroskopie ist die Kenntnis des ZEEEMAN-Effekts in einem schwachen äußeren Magnetfeld \mathbf{B}_0 . Im vorliegenden Fall wird besonders die Aufspaltung der D_1 und D_2 -Linien von Rubidium studiert. Die Emission bzw. Absorption elektromagnetischer Strahlung unterliegt den Auswahlregeln, die die Einhaltung ganz bestimmter Quantenzahlen vorschreibt. Neben der Intensität der Strahlung spielt die Polaris-

tion eine nicht unerhebliche Rolle. Eine übersichtliche Beschreibung der angesprochenen Verhältnisse liefert das KASTLER-Diagramm.

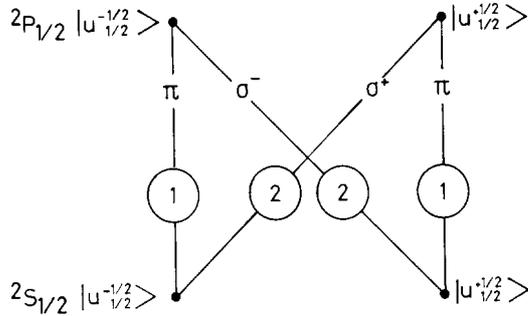


Fig. 1.9.1: KASTLER-Diagramm der Energiezustände eines Alkali-Atoms mit relativen Übergangswahrscheinlichkeiten (D_1 -Anregung).

Eine Energie- oder Geschwindigkeitsstatistik, die sog. BOLTZMANN-Statistik, gibt Auskunft über die wahrscheinlichste Verteilung der möglichen, besetzten Energiezustände im thermischen Gleichgewicht. Die Besetzungsverhältnisse können mit Hilfe des Polarisationsgrades untersucht werden. Der Erfolg der meßbaren Störung normaler Besetzungsverhältnisse wird entscheidend durch Verweilzeiten, die sog. Relaxationszeiten, und durch die Intensität der absorbierten Strahlung beeinflusst.

Eine genauere Betrachtung der energetischen Zustände lassen den Einfluß des Kernspins als Hyperfeinstruktur erkennen. Die damit verbundene Abweichung des g -Faktors unterschiedlicher Isotope haben demnach verschiedene Energieaufspaltungen zur Folge.

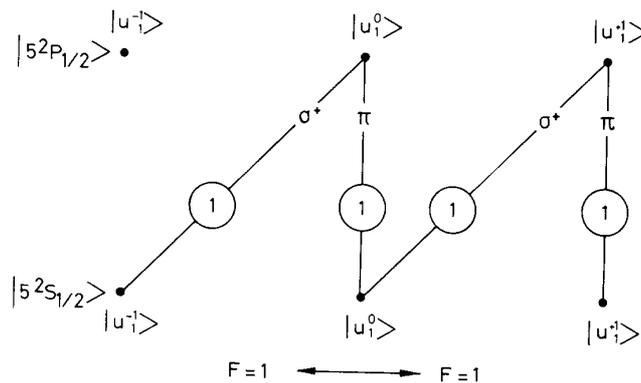


FIG. 1.9.2: KASTLER-Diagramm der Energiezustände eines ^{87}Rb -Isotops mit relativen Übergangswahrscheinlichkeiten und unter Berücksichtigung des Kernspins ($I = 3/2$; D_1 -Anregung).

Der Nachweis der atomaren Orientierung im dynamischen Gleichgewicht gelingt einmal direkt durch Messung der Absorption der anregenden Strahlung. Eine andere optische Methode beobachtet senkrecht dazu die Resonanzfluoreszenz sowohl zirkular wie linear polarisiert.

Schließlich gelingt es durch induzierte magnetische Dipolübergänge das dynamische Gleichgewicht zu stören und somit die Desorientierung sukzessiv durch optische Methoden nachzuweisen. Dabei wird ein resonantes magnetisches Wechselfeld \mathbf{B}_1 mit hoher Amplitude senkrecht zum ZEEMAN-Feld \mathbf{B}_0 eingestrahlt (Sättigungsfaktor $S \ll 1$).

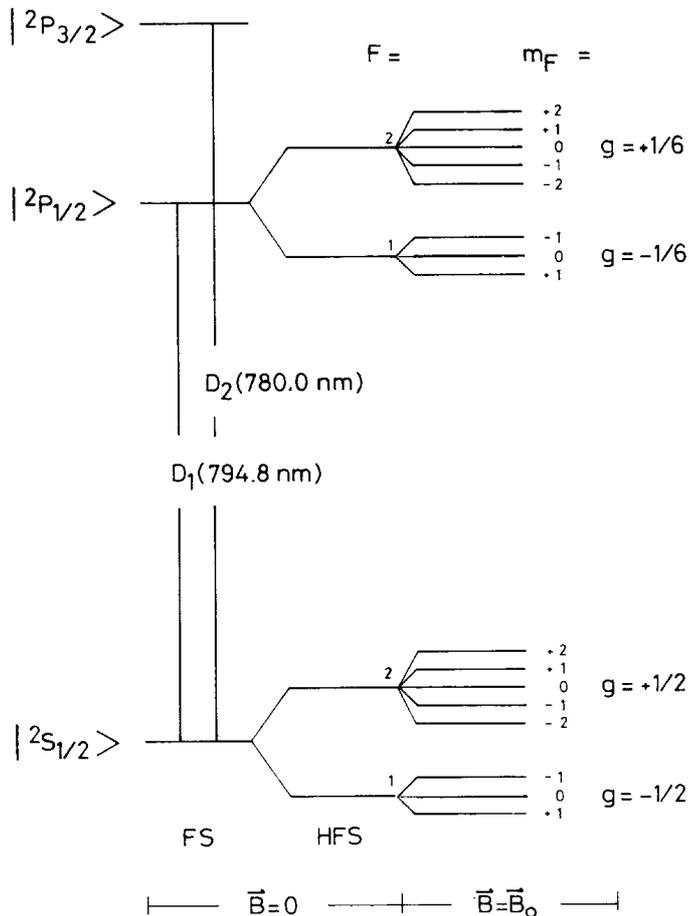


Fig. 1.9.3: Energietermschema von ^{87}Rb unter Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur ($I = 3/2$); FS: Feinstruktur, HFS: Hyperfeinstruktur.

C. Anleitung zur Durchführung

Zu 1: Um die Absorption der eingestrahlichten D_1 -Linie auf dem Oszillograph sichtbar zu machen, wird nach der Überbesetzung des $^2S_{1/2}$, $m = +1/2$ Niveaus durch den Pumpvorgang das ZEEMAN-Magnetfeld \mathbf{B}_0 adiabatisch umgepolt, so daß nach der Umorientierung der Drehimpulse wieder mit σ^+ -Licht gepumpt werden kann und erneut Absorption stattfindet. Die Umpolfrequenz beträgt ca. 4 Hz – 10 Hz.

Die longitudinale Relaxationszeit T_1 wird unter der Voraussetzung kleiner Pumpraten ($T_L > T_1$) als Abklingdauer des Absorptionssignals ermittelt. Eine Begründung dafür findet man in der kinetischen Analyse der Vorgänge. Mit

$$\dot{n} = -n / T_1$$

($n = N_+ - N_-$: Besetzungszahldifferenz der ZEEMAN-Unterniveaus) und den Ratengleichungen:

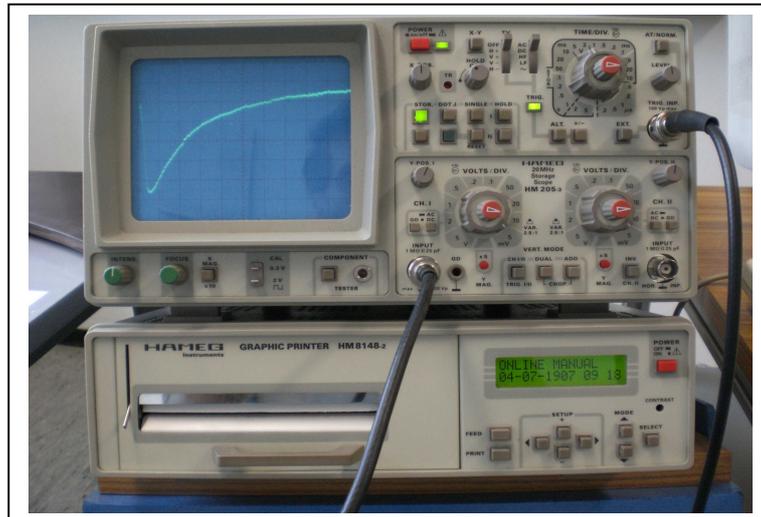
$$\dot{N}_+ = +cLN_-$$

$$\dot{N}_- = -cLN_-$$

($c = \text{const}$, $L = \text{Lichtintensität}$, $T_L = 1/(cL)$) erhält man nach Integration im nicht-stationären Fall

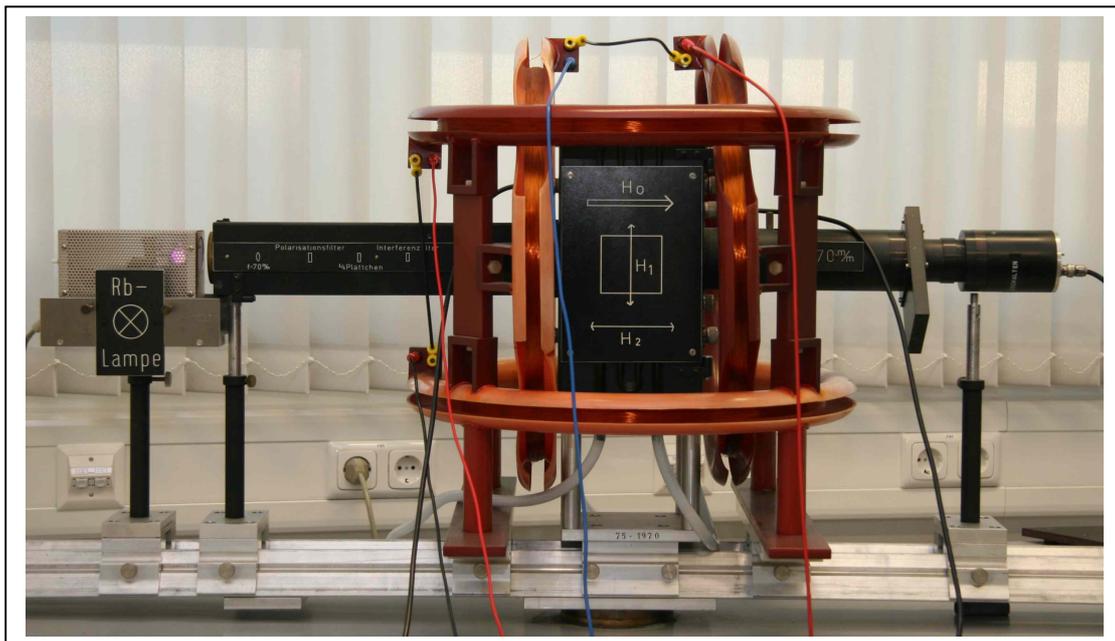
$$n = n_0 (1 - e^{-t/\tau}), \text{ mit}$$

$$\tau = \frac{T_1 T_L}{T_1 + T_L} .$$



Die Proportionalität der absorbierten Leistung zur Änderung der Besetzungszahl N im energetisch tieferen Zustand läßt ein exponentielles Abklingen des Signals erwarten (siehe Rechnung), das bei kleinen Pumpraten durch die Relaxationszeit T_1 als charakteristische Zeitkonstante geprägt wird.

Zu 2: Das senkrecht zu B_0 eingestrahlte magnetische Wechselfeld B_1 induziert im Resonanzfall magnetische Dipolübergänge. Dadurch wird der Pumpvorgang erneut ermöglicht und eine optische Absorption meßbar. Zum Aufsuchen der Resonanz wird ein Frequenzbereich (200 kHz – 800 kHz) vom Funktionsgenerator abgefragt, wobei eine Sägezahnspannung (0 V – 1 V) durch den PC gesteuert wird. Der experimentelle Nachweis der Absorption geschieht mittels eines Phototransistors, dessen Signal über einen Analog-Digital-Wandler von einem PC aufgezeichnet wird.



Zu 3: Die Amplitude des Wechselfeldes B_1 wird oszillographisch vermessen.

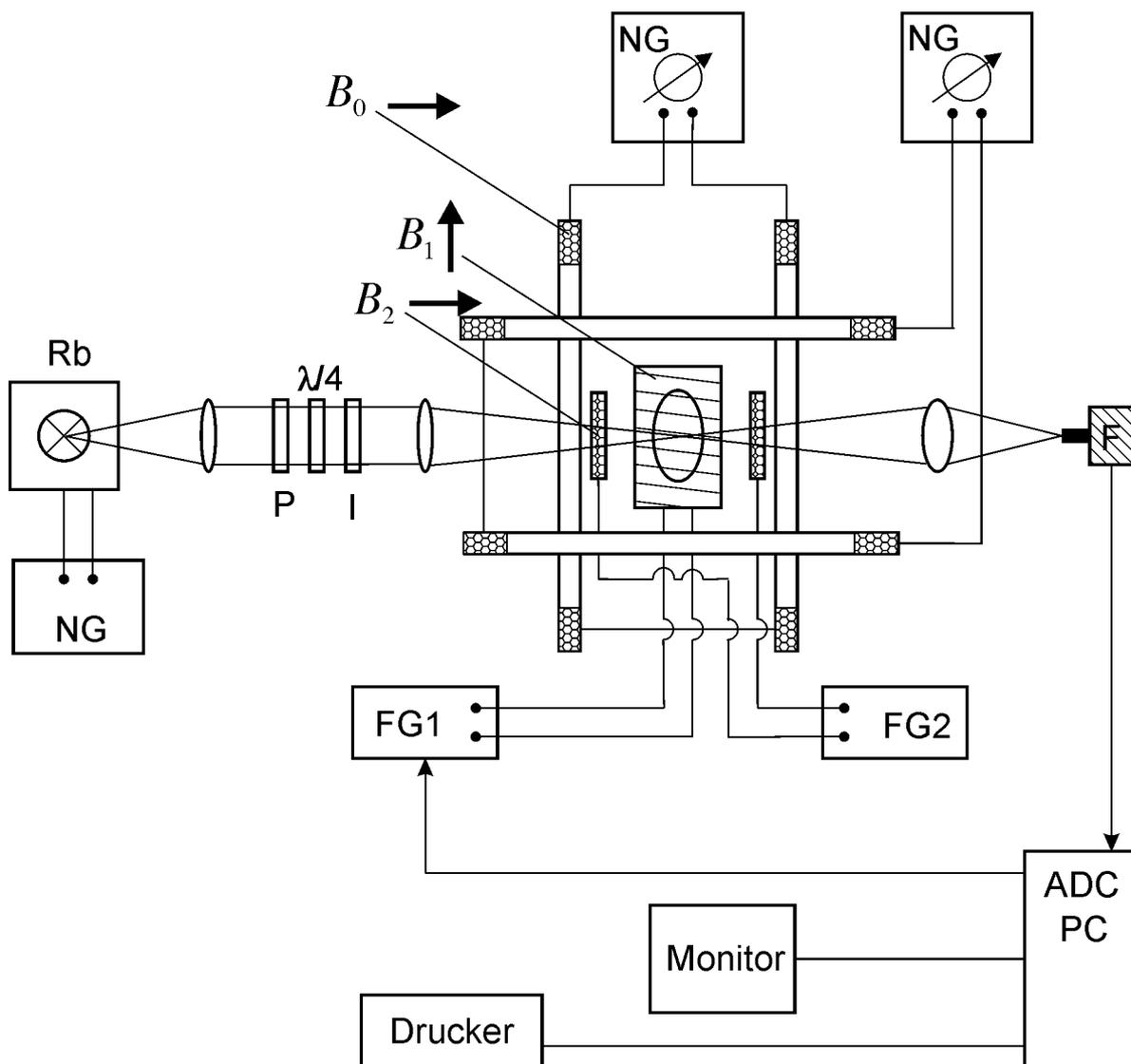


Fig. 1.9.4: Experimentelle Anordnung zum optischen Pumpen an Rubidium; Rb: Rubidium-Lampe, NG: Netzgerät, FG: Funktionsgenerator, P: Linearpolarisator, I: Interferenzfilter, F: Fotodiode, $\lambda/4$: Zirkularpolarisator, ADC: Analog-Digital-Wandler.

Zu 4: Zur Demonstration eines Mehrquantenüberganges wird in Richtung der Quantisierungssachse ein magnetisches Wechselfeld B_2 (10 kHz – 30 kHz) mit Hilfe eines weiteren Funktionsgenerators eingestrahlt (nach Versuchsende den Fotodiode ausschalten!).

D. Geräte

1 HF -Oszillator, 1 Rubidium-Spektrallampe
3 Linsen, 1 Polarisationsfilter

1 $\lambda/4$ -Plättchen
1 Interferenzfilter
2 HELMHOLTZ-Spulen
1 Rubidium-Absorptionszelle und Magnetfeldspulen
1 Fotodiode
3 Netzgeräte
1 Funktionsgenerator
1 Oszillograph
1 Plotter
1 PC und AD-Wandler
1 Drucker

E. Literatur

R.A. BERNHEIM, *Optical Pumping, An Introduction*, W.A. Benjamin, N.Y. Amsterdam, 1965
C. COHEN-TANNOUDJI, A. KASTLER, *Optical Pumping in Progress in Optics*, Bd. V, 1996
A. CORNEY, *Optical pumping experiments in Atomic and Laser spectroscopy*, Clarendon Press, Oxford, 1977
A.L. BLOOM, *Scientific America* **203**, 72, 1960
T.R. CARVER, *Science* **141**, 599, 1963
M. BÖHM, A. SCHARMANN, *Höhere Experimentalphysik*, VCH, Weinheim, 1992