

Messung der Relaxation der Ausrichtung elektronenstoßangeregter Heliumzustände unter dem Einfluß von Eigenstößen und Kaskaden

WERNER SCHÖCK *

I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, Gießen

(Z. Naturforsch. 27 a, 1731—1740 [1972]; eingegangen am 4. September 1972)

Influence of Collisions and Cascades on the Measurement of Alignment Relaxation of Helium States Excited by Electron Impact

Using impact excitation, the measurement of alignment relaxation rates of atomic states is influenced by cascading transitions. The two methods for measuring the collisional depolarization, the Hanle-effect and the direct measurement of the polarization of the emitted radiation, were investigated theoretically and compared. The results were checked by measuring the depolarization of helium states excited by electron impact.

The depolarization cross sections of the $3,4,5\ ^3P$ -states were determined from Hanle-effect measurements as $1.8(4)$, $3.9(5)$, and $5.6(6) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ respectively.

Einleitung

Die Depolarisation eines angeregten Atomzustands durch Stoßwechselwirkung mit Atomen im Grundzustand (Eigenstöße) läßt sich aus Messungen der Druckabhängigkeit sowohl des Hanle-Effekts als auch der Polarisation der emittierten Strahlung bestimmen. Die Auswertung der Meßergebnisse ist solange problemlos, wie es gelingt, den untersuchten Zustand selektiv anzuregen. Die selektive optische Anregung beschränkt jedoch die Zahl der erreichbaren angeregten Zustände auf Resonanzzustände, bzw. bei intensitätschwacher stufenweiser Anregung auf wenige weitere Zustände. Alle anderen Anregungsmechanismen sind nicht oder nur wenig selektiv, so daß man mit dem Vorteil der erweiterten Zahl erreichbarer Zustände den Nachteil von Wechselwirkungen des untersuchten Zustands nicht nur mit dem Grundzustand, sondern auch mit anderen angeregten Zuständen in Kauf nehmen muß.

Wir haben in dieser Arbeit verschiedene Prozesse nebeneinander zu berücksichtigen. Die Besetzung des untersuchten Zustands $|a\rangle$ (Abb. 1) erfolgt nicht nur durch die Elektronenstoßanregung (Stoß erster Art), sondern auch durch Energieübertragung (Stoß zweiter Art) von Zuständen $|c\rangle$ und durch Kaskaden (Dipolübergang) von Zuständen $|b\rangle$. Die Relaxation des untersuchten Zustands erfolgt durch

Depolarisation und Löschung (Stoß zweiter Art) und spontane Emission (Dipolübergang).

Die Depolarisationsrate bzw. der Wirkungsquerschnitt der Depolarisation ist dabei die uns hier an erster Stelle interessierende Größe. Von den Störereffekten sind die Kaskaden theoretisch berechenbar, da die Matrixelemente der Dipolübergänge be-

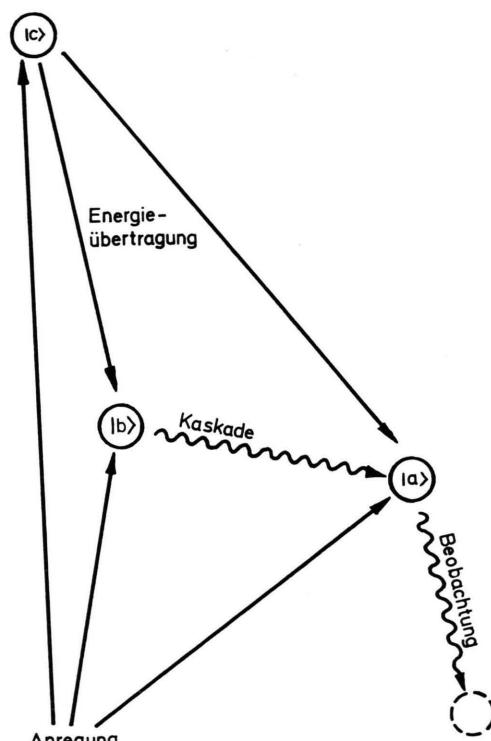


Abb. 1. Besetzungsmöglichkeiten für den beobachteten Zustand $|a\rangle$ bei Stoßanregung.

* Auszug aus der Dissertation des Verfassers (D 26 Gießen 1971).

Jetzige Anschrift und Sonderdruckanforderungen an: W. SCHÖCK, Institut für Angewandte Systemtechnik und Reaktorphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe, Postfach 3640



kannt sind. Bei der Energieübertragung ist dies explizit nicht möglich.

In letzter Zeit wurden Depolarisationsquerschnitte ausgerichteter Atomzustände gemessen, unter anderen ionenstoßangeregter Nicht-Resonanzzustände des Helium^{1,2}. Als Meßmethode wurde der Hanle-Effekt benutzt.

Allgemein ist zu beachten, daß bei Hanle-Effekt-Messungen keine Trennung von Depolarisations- und Löschquerschnitten möglich ist. Die Trennung gelingt jedoch durch Messung der Druckabhängigkeit der Polarisation der emittierten Strahlung.

Im folgenden werden die Vor- und Nachteile der beiden Meßmethoden, Hanle-Effekt und Polarisationsmessung, bei der Bestimmung der Stoßquerschnitte untersucht. Im ersten Abschnitt wird der Einfluß der Kaskaden auf die Relaxation angeregter Zustände formelmäßig hergeleitet. Die erhaltenen Gleichungen werden in den beiden weiteren Abschnitten für den Hanle-Effekt und die Polarisationsmessung spezialisiert, und anhand unserer Messungen an Helium gezeigt, welche Einflüsse auftreten können, und wann eine Auswertung der erhaltenen Meßdaten noch sinnvoll ist.

I. Theorie

a) Beschreibung angeregter Zustände

Die Bestimmung der Depolarisations- und Löschquerschnitte ist für optische Anregung von BARRAT³ ausführlich dargestellt worden.

Die Schwierigkeit der theoretischen Behandlung bei Stoßanregung besteht darin, daß die Raumquantisierung des Drehimpulses des angeregten Zustands von der Energie der anregenden Teilchen abhängt und nicht exakt berechnet werden kann. Man benutzt hier vorteilhaft die *Multipoldarstellung* des angeregten Zustands. Dadurch reduziert sich im einfachsten Fall die Zahl der unbekannten Parameter auf zwei, deren relative Größe sich zudem durch Messung bestimmen läßt. Der Formalismus ist wohlbekannt; in dieser Arbeit benötigen wir die folgenden Eigenschaften:

Die Dichtematrix $\rho_{MM'}$ eines durch Stoß angeregten atomaren Zustands $|JM\rangle$ läßt sich nach den beiden Multipolparametern $\varrho_q^{(k)} = \varrho_0^{(0)}$ und $\varrho_q^{(2)}$; $-k \leq q \leq k$, entwickeln⁴. Die $\varrho_q^{(k)}$ sind Symmetrieparameter der räumlichen Verteilung des Drehimpulses J des angeregten Zustands und

werden durch die Erwartungswerte $\langle M \rangle$ und $\langle M^2 \rangle$ der Raumquantenzahl M besonders deutlich charakterisiert.

$\varrho^{(0)}$ ist der Gesamtbesetzung des angeregten Zustands proportional: $\langle M \rangle = 0$, $\langle M^2 \rangle = \frac{1}{2} J^2$.

$\varrho^{(2)}$ ist der Ausrichtung (alignment) des angeregten Zustands (dem elektrischen Quadrupolmoment) proportional: $\langle M \rangle = 0$, $\langle M^2 \rangle = \frac{1}{3} J^2$ (s. Anm. 5).

Die Stoßrichtung der Anregung charakterisiert eine ausgezeichnete Richtung des Experiments. Seien I_p und I_s zwei linearpolarisierte Intensitätskomponenten der bei der spontanen Emission auftretenden Dipolstrahlung mit Polarisationsvektor parallel bzw. senkrecht zur Stoßrichtung der Anregung, so läßt sich zeigen, daß ohne äußere Felder gilt

$$\begin{aligned} I_p + 2I_s &\sim \varrho^{(0)}, \\ I_p - I_s &\sim \varrho^{(2)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Im folgenden werden nur diese beiden Intensitätskomponenten benötigt, so daß wir die allgemeineren Formeln hier weglassen.

b) Relaxation der Multikomponenten

Die zwei bei Anregung durch Elektronenstoß beobachtbaren Multikomponenten $\varrho_0^{(0)}$ und $\varrho_q^{(2)}$ haben die folgende Zeitabhängigkeit ($q = 0; 2$)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \varrho_0^{(0)} &= (\varrho_0)^{(0)}_0 - (1-x) \Gamma \cdot \varrho_0^{(0)} - Q \varrho_0^{(0)} \\ &\quad + T_c (\varrho_0^{(0)})_0 + \dots, \\ \frac{d}{dt} \varrho_q^{(2)} &= (\varrho_0)_q^{(2)} - \left(1 - \frac{7}{10}x\right) \Gamma \cdot \varrho_q^{(2)} \\ &\quad - (D + Q) \varrho_q^{(2)} - i q \omega \cdot \varrho_q^{(2)} + \dots. \end{aligned} \quad (2)$$

Der erste Term ist die Anregungsmatrix. ϱ_0 wird hier als Abkürzung für das Produkt aus Anregungsquerschnitt, Stoßelektronenstromdichte und Atomzahldichte benutzt; deshalb hat ϱ_0 die Dimension sec^{-1} im Gegensatz zum dimensionslosen ϱ .

Der zweite Term beschreibt die spontane Emission, wobei Γ die Rate der spontanen Emission ist. Ist der Zustand ein Resonanzzustand, so wird der Einfluß des Resonanzefangs durch den druckabhängigen Zusatzterm $x \Gamma \cdot \varrho_0^{(0)}$ bzw. $\frac{7}{10}x \Gamma \cdot \varrho_q^{(2)}$ berücksichtigt⁶; x ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Resonanzstrahlungsphoton reabsorbiert wird.

Der Term $i q \omega$ beschreibt den Einfluß äußerer Magnetfelder; da in dieser Arbeit nur $q = 0; 2$ vorkommen werden, tritt er nur bei $\varrho_2^{(2)}$ auf. ω ist die

Larmorfrequenz. Die weiteren Terme beinhalten den Einfluß von Stößen zweiter Art:

Depolarisierende Stöße, die nur eine räumliche Gleichverteilung der Drehimpulse des angeregten Zustands verursachen, ohne den Drehimpuls selbst zu ändern, und so die Ausrichtung zerstören. D ist die Rate der depolarisierenden Stöße.

Lösrende Stöße, durch die der Drehimpuls geändert wird. Das Atom geht von einem angeregten Zustand in einen anderen über. Q ist die Rate der lösrenden Stöße.

Energieübertragung, das ist der zur Lösung entgegengesetzte Prozeß, nämlich die Besetzung des untersuchten Zustands von Nachbarzuständen aus. ρ_q ist die Dichtematrix des Zustands $|c\rangle$, von dem aus die Energieübertragung mit der Stoßrate T_c erfolgt. Bei unseren Messungen war die Übertragung der Ausrichtung durch Stöße so gering, daß wir T_c in der Gleichung für $\rho_q^{(2)}$ schon weggelassen haben.

Im stationären Fall,

$$\frac{d}{dt} \rho_q^{(k)} = 0,$$

kann man Lösungen von (2) sofort angeben

$$\begin{aligned} \rho_0^{(0)} &= \frac{(\rho_0)_0^{(0)} + T_c (\rho_0)_0^{(0)}}{(1-x) \Gamma + Q}, \\ \rho_q^{(2)} &= \frac{(\rho_0)_q^{(2)}}{(1 - \frac{\gamma}{\Gamma} x) \Gamma + Q + D + i q \omega}. \end{aligned} \quad (3)$$

Die Stoßraten Q und D sind mit entsprechenden Wirkungsquerschnitten σ_Q und σ_D verknüpft und proportional der mittleren Relativgeschwindigkeit \bar{v} der Stoßpartner und der Teilchenzahldichte n der Störatome, d.h. dem Druck des Gases

$$Q = \sigma_Q \bar{v} n; \quad D = \sigma_D \bar{v} n; \quad \sigma_Q + \sigma_D = \sigma^{(2)}. \quad (4)$$

Aus (1), (3) und (4) erhält man die Druckabhängigkeit der Intensitätskomponenten I_p und I_s und kann die Wirkungsquerschnitte aus Messungen bestimmen.

c) Kaskadeneinfluß

Die Druckabhängigkeit der Gl. (3) ist sehr einfach; es soll nun die Druckabhängigkeit unter dem Einfluß von Kaskaden untersucht werden.

Wir betrachten zunächst den *reinen* Kaskadenübergang (vgl. Abb. 1), wobei der untersuchte Zustand $|a\rangle$ durch den Dipolübergang $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ besetzt und nur der Zustand $|b\rangle$ direkt angeregt werden soll. Aus Gründen der Übersicht berück-

sichtigen wir zunächst nicht die Energieübertragung. Ebenso den Resonanzeinfang, der sowieso nur an einem der beiden Zustände vorkommen kann. Es sei also $x = T_c = 0$, im praktischen Fall lassen sich beide in die folgenden Gleichungen leicht einfügen.

Beobachtet wird die von $|a\rangle$ emittierte Intensität, die von der Relaxation beider Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ abhängt. Wir verwenden die Buchstaben a und b zur Indizierung aller Größen der beiden Zustände. Die Dichtematrixkomponenten von $|b\rangle$ sind, analog zu (3)

$${}^b \rho_q^{(k)} = \frac{({}^b \rho_0)_q^{(k)}}{\Gamma_b + Z_b^{(k)} + i q \omega_b}; \quad Z^{(0)} = Q, \quad (5)$$

Die Matrixkomponente $({}^a \rho_0)_q^{(k)}$ von $|a\rangle$ unmittelbar nach dem Kaskadenübergang ist proportional der Übergangsrate Γ_b und dem Verzweigungsverhältnis f_{ba} für den Übergang $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$

$$({}^a \rho_0)_q^{(k)} = \Gamma_b \cdot f_{ba} \cdot F_{ba}^{(k)} \cdot {}^b \rho_q^{(k)}. \quad (6)$$

Der Faktor $F_{ba}^{(k)}$ gibt an, wie weit eine im Zustand $|b\rangle$ vorhandene Ausrichtung auf den Zustand $|a\rangle$ übertragen wird. Daher ist $F_{ba}^{(0)} = 1$ und $0 \leq F_{ba}^{(2)} \leq 1$. Setzt man (5) in (6) ein und diese in (3), so erhält man

$${}^a \rho_q^{(k)} = \frac{\Gamma_b ({}^a \rho_0)_q^{(k)}}{[\Gamma_b + Z_b^{(k)} + i q \omega_b][\Gamma_a + Z_a^{(k)} + i q \omega_a]}, \quad (7)$$

dabei ist

$$f_{ba} \cdot F_{ba}^{(k)} \cdot ({}^b \rho_0)_q^{(k)} = ({}^a \rho_0)_q^{(k)}$$

gesetzt. Das heißt, die drei Faktoren von denen oft nicht alle bekannt sind, werden zu einem einzigen zusammengefaßt, der wie in (3) als meßbare Größe auftritt. Dabei soll der Doppelindex 00 daran erinnern, daß der Zustand nicht direkt angeregt, sondern durch Kaskade besetzt wurde.

Die Gl. (7) beschreibt nur den Teil der Dichtematrix, der durch die Kaskade besetzt wird. Dazu ist immer die direkte Anregung zu addieren. Die *vollständige* Dichtematrix ist dann die Summe von Ausdrücken (3) und (7), und die Druck- und Magnetfeldabhängigkeit der beobachteten Intensität wird eine Funktion sehr vieler Parameter. Daher können Messungen oft nicht eindeutig und exakt ausgewertet werden. Im folgenden sollen die Bedingungen aufgezeigt werden, unter denen eine Auswertung noch möglich ist. Durch Messungen an Heliumzuständen werden einige solcher Fälle illustriert.

II. Hanle-Effekt-Messungen

a) Definition

Beim Hanle-Effekt⁷ wird die Depolarisation der emittierten Strahlung durch ein äußeres Magnetfeld gemessen. Nach (3) ist nur $\varrho^{(2)}$ magnetfeldabhängig; und man erhält die optimale Signalamplitude mit Magnetfeld senkrecht zur Stoßrichtung der Anregung und Beobachtung parallel zum Magnetfeld. Dann ist

$$I_p - I_s = i_0 (\varrho_0)^{(2)} \frac{\Gamma + Q + D}{(\Gamma + Q + D)^2 + 4\omega^2}; \quad (8)$$

i_0 ist eine experimentelle Konstante.

Hier wurde der Resonanzefang vernachlässigt ($x = 0$), denn die Resonanzzustände 1P des Helium wurden nicht untersucht, und als Kaskadenzustand hat ein 1P -Zustand wegen seiner sehr kurzen Lebensdauer keinen Einfluß auf den Hanle-Effekt, wie sofort gezeigt werden wird.

Die Form des Signals (8) ist eine Lorentz-Kurve mit der Amplitude $i_0 (\varrho_0)^{(2)} / (\Gamma + Q + D)$ und der Halbwertsbreite ω_h , die sich aus $2\omega_h = (\Gamma + Q + D)$ berechnet. Man sieht sofort, daß sich aus der Druckabhängigkeit der Halbwertsbreite nur die Summe von Q und D bestimmen läßt.

b) Einfluß der Kaskaden

Da beim Hanle-Effekt nur die magnetfeldabhängige Komponente der Intensität interessiert, entfallen von vornherein Kaskadeneinflüsse von Zuständen, deren Ausrichtung Null oder vernachlässigbar klein ist. In den anderen Fällen wird jedoch die Gleichung für die Magnetfeldabhängigkeit von $I_p - I_s$ sehr kompliziert; sie läßt sich auch ohne Vereinfachungen nicht in eine leicht überschaubare Form bringen. Wir haben sie deshalb mit Hilfe eines Computers ausgewertet und den Einfluß der verschiedenen Parameter untersucht.

Dabei zeigte sich, daß das wichtigste Kriterium für die Auswertbarkeit einer Meßkurve das Verhältnis der Halbwertsbreiten der beiden Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ ist. Die Abb. 2 zeigt drei charakteristische Beispiele. Die Amplitude des Kaskadenanteils ist jedesmal 50% der Amplitude des direkt angeregten Signalanteils. Die ausgezogenen Kurven sind die berechneten Meßsignale; die punktierten Kurven sind reine Lorentz-Kurven, die an die Meßsignale angepaßt sind. Bei Kurve 1 ist ein Kaskaden-

einfluß nicht erkennbar, die Kurve ist das reine Signal des Zustands $|a\rangle$. Dieser Fall entspricht dem oben genannten, bei dem der Kaskadenzustand ein 1P -Zustand des Helium ist. Diese Zustände haben eine sehr kurze Lebensdauer $\tau = 1/\Gamma$, d.h. eine große Halbwertsbreite. Die Kurve 3 zerfällt deutlich in zwei additive Anteile, die den Signalen der

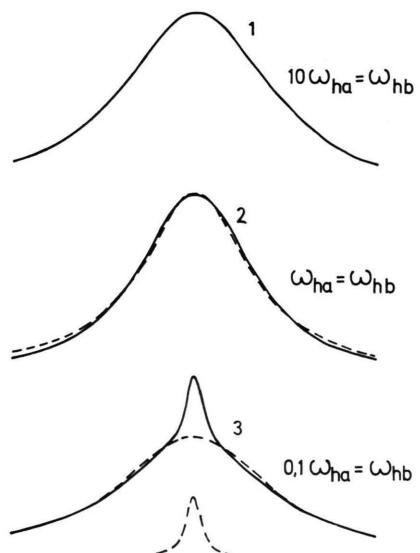


Abb. 2. Theoretische Meßsignale (—) beim Hanle-Effekt mit Kaskadeneinfluß und Anpassung durch reine Lorentz-Kurven (---).

Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ entsprechen. Diese Eigenschaften des Kaskadeneinflusses bei extremen Verhältnissen sind bekannt und auch von verschiedenen Autoren experimentell gefunden worden^{1, 2, 8}. Es erscheint uns jedoch wichtig, besonders auf den Fall hinzuweisen, der durch die Kurve 2 dargestellt wird. Die punktierte Kurve ist eine reine Lorentz-Kurve, deren Amplitude und Halbwertsbreite weder mit denen des Zustands $|a\rangle$ noch des Zustands $|b\rangle$ auch nur annähernd übereinstimmen. Berücksichtigt man noch, daß eine tatsächliche Meßkurve unvermeidbar verrauscht ist, so wird deutlich, daß die Auswertung in vielen Fällen zu falschen Ergebnissen führen kann. Hanle-Effekt-Messungen lassen sich also nur dann zuverlässig auswerten, wenn durch zusätzliche Informationen gesichert ist, daß die Meßkurve vom Typ 1 oder 3 der Abb. 2 ist, d.h. daß sich die Halbwertsbreiten der Signalanteile sehr unterscheiden. Eine zweite Möglichkeit ist dann gegeben, wenn man den Kaskadenübergang selbst beobachten kann. Dann kann man mit

einigem rechnerischen Aufwand auch aus einer Meßkurve vom Typ 2 die Halbwertsbreite des Zustands $|a\rangle$ genau bestimmen. Bei Helium ist es in den meisten Fällen nicht möglich die Kaskadenumgänge zu untersuchen, da sie zu weit im infraroten Spektralbereich liegen.

Bei der Messung der Stoßrelaxation wird die exakte Auswertung von Hanle-Signalen besonders wichtig, da dann kleine Änderungen der Halbwertsbreite als Funktion des Drucks gemessen werden sollen.

c) Messungen an den 3P -Zuständen des Helium

Parallel zu den Ionenstoßmessungen von DRTIL¹ und BUCHHAUPT² wurden von JANKE⁹ und vom Autor Hanle-Effekt-Messungen mit Elektronenstoßanregung durchgeführt. Es ergaben sich für viele Heliumzustände große Differenzen in den gemessenen Druckabhängigkeiten. Die beiden Anregungsmechanismen verursachen unterschiedliche Besetzungsverhältnisse; die verschiedenen gemessenen Druckabhängigkeiten lassen daher eindeutig auf Kaskadeneinflüsse schließen.

Es stellte sich aber heraus, daß bei den 3P -Zuständen übereinstimmende Ergebnisse bei beiden Anregungsarten erzielt wurden. Die Druckabhängigkeit dieser Zustände wurde daher vom Autor genauer untersucht.

Die Feinstrukturkomponenten der $^3P_{0,1,2}$ -Zustände haben den gleichen Landé-Faktor ($g = 3/2$). Die Meßsignale sind deshalb Summen von drei Lorentz-Kurven gleicher Halbwertsbreite und lassen sich ohne Schwierigkeiten auswerten.

Die Apparatur war ein übliches Hanle-Effekt-Experiment mit Elektronenstoßanregung in der in II. a) definierten Anordnung. Zur Datenerfassung wurde ein Vielkanalanalysator eingesetzt; die Auswertung der Daten erfolgte mit Hilfe einfacher Anpassungsprogramme. Gemessen wurden die Hanle-Signale der 3P -Zustände an den Übergängen $n^3P \rightarrow 2^3S$ mit $n = 3, 4, 5$.

Die Abb. 3 zeigt als Beispiel für die Druckabhängigkeit der Halbwertsbreite die Meßreihe für den 3P -Zustand. Man kann innerhalb der Genauigkeit eine Gerade an die Meßpunkte anpassen. Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte $\sigma^{(2)}$ erfolgte nach (4).

Unter der Voraussetzung $Q \ll D$ wird $\sigma^{(2)} = \sigma_D$ und es resultieren die in Tab. 1 angegebenen Wirkungsquerschnitte σ_D für die Depolarisation der

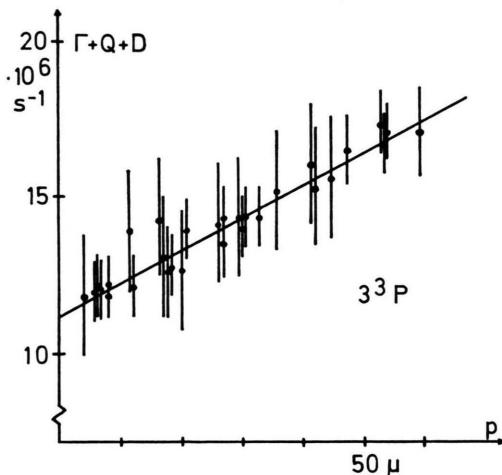


Abb. 3. Halbwertsbreite der Hanle-Signale des 3P -Zustandes des Helium als Funktion des Drucks.

Tab. 1. Wirkungsquerschnitte σ_D der 3P -Zustände des Helium. a) Elektronenstoßanregung, diese Arbeit; b) Ionenstoßanregung, BUCHHAUPT².

	a)	b)
3^3P	$1,8 (4) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$	$2,0 (5) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$
4^3P	$3,9 (5) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$	—
5^3P	$5,6 (6) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$	$5,3 (1,1) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$

3P -Zustände. Zum Vergleich sind die von Buchhaupt bei H^+ - und He^+ -Anregung gemessenen σ_D angegeben. Ein Kaskadeneinfluß müßte bei den Elektronenstoßmessungen (100 V) dieser Arbeit und bei den Ionenstoßmessungen (> 10 kV) von Buchhaupt verschieden stark sein. Die gute Übereinstimmung beider Messungen läßt daher nur den Schluß zu, daß ein (wenn überhaupt vorhandener) Kaskadeneinfluß vernachlässigbar klein ist. Das läßt sich wie folgt bestätigen: Die Lebensdauer der 3P -Zustände ist in allen Fällen größer als die der nächsthöheren 3D -Zustände, von denen die wesentlichen Kaskaden zu erwarten sind. Das entspricht dem durch Kurve 1 in Abb. 2 dargestellten Fall. Die 3S -Zustände haben von vornherein keinen Einfluß auf Hanle-Effekt-Messungen, da sie durch Stoß nicht ausgerichtet werden können.

Aus den Ordinatenabschnitten (Abb. 3) berechnen sich die Lebensdauern $\tau = 1/\Gamma$, die in der Tab. 2 zusammen mit den Ergebnissen von DESCUBES und GALLERON¹⁰ und BUCHHAUPT, sowie den theoretischen Werten von GABRIEL und HEDDLE¹¹ angeführt sind. Die Übereinstimmung

ist deutlich schlechter als bei den Wirkungsquerschnitten, jedoch ist der relative Fehler hier auch größer.

Tab. 2. Lebensdauern τ der 3P -Zustände des Helium in 10^{-9} sec. a) Elektronenstoß, diese Arbeit; b) Elektronenstoß, DESCOUTES u. GALLERON¹⁰; c) Ionenstoß, BUCHHAUPT²; d) Theorie, GABRIEL und HEDDLE¹¹.

a)	b)	c)	d)
3 3P	89 (10)	90 (10)	98 (4)
4 3P	120 (25)	167 (17)	137 (10)
5 3P	175 (47)	206 (30)	196 (56)
			225

III. Polarisationsmessungen

a) Grad der Ausrichtung

Bei der Auswertung der Messungen im letzten Abschnitt haben wir $Q \ll D$ gesetzt und damit die Löschung vernachlässigt; aus der Druckabhängigkeit des Hanle-Effekts folgt dann der Depolarisationsquerschnitt. Ist aber die Löschung nicht vernachlässigbar klein, kann man aus dem Hanle-Effekt allein keine eindeutige Aussage gewinnen.

Die Trennung von Q und D gelingt prinzipiell, wenn man im Magnetfeld Null die Druckabhängigkeit der Polarisation der emittierten Strahlung mißt. Bei optischer Anregung wird dazu oft der lineare Polarisationsgrad

$$P = (I_p - I_s)/(I_p + I_s)$$

benutzt³. In die Druckabhängigkeit von P geht aber immer die Anregungsmatrix ϱ_0 ein; diese ist bei Stoßanregung unbekannt und energieabhängig. Die Auswertung von Polarisationsgradmessungen bei *Stoßanregung* bereitet daher erhebliche Schwierigkeiten. Um diese zu umgehen, benutzen wir als neue Meßgröße den *Grad der Ausrichtung*

$$R = (I_p - I_s)/(I_p + 2I_s) \sim \varrho_0^{(2)}/\varrho_0^{(0)}. \quad (9)$$

Die Bildung dieses Ausdrucks¹² folgt logisch aus (2), kann aber auch durch direktes Ausrechnen der

$$\frac{R_0}{R} = \left\{ 1 + \frac{D_a}{\Gamma_a + Q_a} \right\} \left\{ 1 + \frac{\frac{3}{10}x\Gamma_b + D_b}{\Gamma_b(1-x) + Q_b} \right\} \cdot \frac{(\varrho_0)_0^{(2)} + (\varrho_{00})_0^{(2)}}{(\varrho_0)_0^{(0)} + (\varrho_{00})_0^{(0)}} \cdot \frac{\{(\varrho_0)_0^{(0)} + T_{ca}(\varrho_0)_0^{(0)}\}\{\Gamma_b(1-x) + Q_b\} + \{(\varrho_{00})_0^{(0)} + f_{ba}T_{cb}(\varrho_0)_0^{(0)}\}\Gamma_b}{(\varrho_0)_0^{(2)}\{\Gamma_b(1 - \frac{7}{10}x) + Q_b + D_b\} + (\varrho_{00})_0^{(2)}\Gamma_b}. \quad (12)$$

Diese Gleichung ist — obwohl sie nur eine Kaskade berücksichtigt — wegen der vielen unbekannten

Komponenten I_p und I_s als Funktion der Anregungs- und Beobachtungsbedingungen erhalten werden¹⁵.

Bezeichnet man mit R_0 den Grad der Ausrichtung beim Druck Null, so erhält man aus (3) und (9) für die Druckabhängigkeit

$$\frac{R_0}{R} = \left\{ 1 + \frac{T_c(\varrho_0)_0^{(0)}}{(\varrho_0)_0^{(0)}} \right\} \left\{ 1 + \frac{\frac{3}{10}\Gamma x + D}{\Gamma(1-x) + Q} \right\}. \quad (10)$$

Der Vorteil dieser Gleichung wird sofort sichtbar, wenn man die Wechselwirkungen des untersuchten Zustands mit anderen angeregten Zuständen außer acht läßt ($x = T_c = 0$); man erhält dann

$$R_0/R = 1 + D/(\Gamma + Q). \quad (11)$$

Diese Gleichung enthält weder die Anregungsmatrix, noch irgend welche Quantenzahldaten des angeregten Zustands. Sie läßt sich daher für jeden Zustand bei beliebiger Anregung verwenden, sofern nur eine Ausrichtung überhaupt erzeugt wird. Man sieht auch, wie die Trennung von Q und D hier leicht möglich ist. Ein weiterer Vorteil aller Polarisationsmessungen ist, daß die bei Hanle-Effekt-Messungen benötigten, aber oft nicht oder nur ungenau bekannten Landé-Faktoren nicht eingehen. Wir verzichten hier auf die Untersuchung der Gl. (10) und betrachten sofort den Fall mit Kaskadeneinfluß.

b) Einfluß der Kaskaden

Bei Messungen des Grades der Ausrichtung geht implizit auch die Gesamtbesetzung $\varrho_0^{(0)}$ ein. Man kann daher in keinem Fall die Auswirkungen von Kaskaden vernachlässigen, wie es beim Hanle-Effekt manchmal möglich ist. Zur Vereinfachung wollen wir noch voraussetzen, daß der untersuchte Zustand kein Resonanzzustand ist; Resonanzfang kann dann höchstens im Kaskadenzustand auftreten. Man erhält dann aus (9) und aus den entsprechend geänderten Gln. (3) und (7) folgenden Ausdruck für die Druckabhängigkeit von R im allgemeinen Fall

Parameter zur Auswertung einer Messung völlig ungeeignet. In der Praxis läßt sie sich jedoch ver-

einfachen, weil oft ein oder zwei der druckabhängigen Prozesse sehr stark vorherrschen.

Wir haben die Gl. (12) mit Variationen im Bereich aller für Helium bekannten oder vernünftig erscheinenden Größen der Parameter mit einem Computer ausgewertet. Dabei resultierte als auffälligstes Ergebnis, daß die Druckabhängigkeit im niedrigen Druckbereich in fast allen Fällen linear ist.

Hier ist zu beachten, daß auch die einfachste Form von R_0/R ohne alle störenden Einflüsse, nämlich Gl. (11), eine anfangs lineare Druckabhängigkeit liefert, da immer $Q < D$. Das bedeutet, daß einer gemessenen linearen Druckabhängigkeit allein keinerlei sichere Information über die Art der beteiligten Prozesse entnommen werden kann. Dazu sind immer zusätzliche Informationen notwendig.

Bei höheren Drücken weicht zwar die Druckabhängigkeit charakteristisch vom linearen Verlauf ab, jedoch bei den Heliumzuständen, die wir untersucht haben, erst oberhalb von mindestens 0,1 Torr. Aus technischen Gründen konnten wir Messungen nur bis maximal 1 Torr durchführen, so daß die Situation der gemessenen linearen Druckabhängigkeit fast immer vorlag. In den folgenden Abschnitten werden Meßbeispiele gegeben, die zeigen sollen, wie sich unter Verwendung zusätzlicher Daten zumindest qualitative Deutungen der gemessenen Druckabhängigkeiten finden ließen.

Zuvor soll jedoch gezeigt werden, wie sich aus (12) die lineare Druckabhängigkeit in einem einfachen Fall formal ableiten läßt.

Dazu setzen wir $x = T_c = Q = 0$, d.h. wir berücksichtigen eine Kaskade und nur die Depolarisation in beiden Zuständen. Man erhält

$$\frac{R_0}{R} = \left(1 + \frac{D_a}{\Gamma_a}\right) \left(1 + \frac{D_b}{\Gamma_b}\right) \cdot \left(1 - \frac{(\varrho_0)_0^{(2)} (D_b/\Gamma_b)}{(\varrho_0)_0^{(2)} [1 + D_b/\Gamma_b] + (\varrho_{00})_0^{(2)}}\right).$$

Die Aussage „im niedrigen Druckbereich“ bedeutet nun nichts anderes, als daß $D/\Gamma \ll 1$; das ergibt eine Vereinfachung im Nenner in der letzten Klammer. Wir setzen $D/\Gamma = \varepsilon p$ und erhalten als Funktion von p

$$\frac{R_0}{R} = \left(1 + \varepsilon_a p + \frac{(\varrho_{00})_0^{(2)}}{(\varrho_0)_0^{(2)} + (\varrho_{00})_0^{(2)}} \varepsilon_b p\right) + \frac{\varepsilon_a p (\varrho_{00})_0^{(2)} - \varepsilon_b p (\varrho_0)_0^{(2)}}{(\varrho_0)_0^{(2)} + (\varrho_{00})_0^{(2)}} \varepsilon_b p + \dots \quad (13)$$

Der erste linear druckabhängige Term beinhaltet die reine Depolarisation des Zustands $|a\rangle$. Der

zweite lineare Term addiert sich zum ersten und gibt den Beitrag des Kaskadenzustands $|b\rangle$ zur Depolarisation an; dieser Beitrag läßt sich aus einer Messung nur dann bestimmen, wenn die Anregungsmatrixkomponenten $(\varrho_0)_0^{(2)}$ und $(\varrho_{00})_0^{(2)}$ bekannt sind. Die folgenden quadratischen Terme sind im niedrigen Druckbereich klein gegen die linearen, sie können vernachlässigt werden. Man kann also einer gemessenen linearen Druckabhängigkeit nichts über einen eventuellen Kaskadeneinfluß entnehmen und wird sie zunächst nach (11) ohne Kaskadeneinfluß auswerten:

$$(R_0/R)_m = 1 + D_m/\Gamma_a.$$

Man erhält einen „scheinbaren Wirkungsquerschnitt“ $\sigma_m^{(2)}$ aus (4), der sich additiv aus Komponenten zusammensetzt, die zu den beiden Zuständen $|a\rangle$ und $|b\rangle$ gehören. Die zweite Komponente enthält außerdem einen energieabhängigen Faktor, der die Anregungsmatrizen beider Zustände enthält. In den Fällen, wo die Energieabhängigkeit der beiden Anregungsmatrizen deutlich verschieden ist, kann man aus zusätzlichen Messungen der Energieabhängigkeit unter Umständen noch Aussagen über den Kaskadeneinfluß erhalten. Am folgenden Beispiel soll das veranschaulicht werden.

c) Messungen an den 1D -Zuständen

An den n 1D -Zuständen ($n = 3, 4, 5$) wurde die Druck- und Energieabhängigkeit des Grades der Ausrichtung gemessen. Die Abb. 4 zeigt als Beispiel die Meßergebnisse für den 3D -Zustand. Man erkennt eine starke *Energieabhängigkeit* des gemessenen Wirkungsquerschnitts $\sigma_m^{(2)}$. Die aus den Steigungen der Geraden berechneten Wirkungsquerschnitte $\sigma_m^{(2)}$ sind in Tab. 3 zusammen mit aus dem Han-

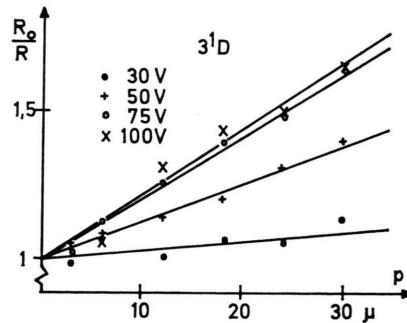


Abb. 4. Abhängigkeit des Grades der Ausrichtung des 3D -Zustands vom Druck und von der Anregungsenergie.

Tab. 3. Gemessene Wirkungsquerschnitte $\sigma_m^{(2)}$ und $\sigma_{H.E.}^{(2)}$ des 3^1D -Zustands bei verschiedener Anregungsenergie (in 10^{-14} cm^2).

$\sigma_m^{(2)}$				$\sigma_{H.E.}^{(2)}$
30 V	50 V	75 V	100 V	
3,7	14,5	23	25	2,0

Effekt bestimmten $\sigma_{H.E.}^{(2)}$ eingetragen und in der Abb. 5 eingezeichnet (Kreise). Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{H.E.}^{(2)}$ ist von der Anregungsenergie unabhängig.

Der starke Anstieg von $\sigma_m^{(2)}$ mit der Energie kann durch ein Anwachsen des Faktors $\varrho_{00}/(\varrho_0 + \varrho_{00})$ in (13) bedingt sein. Setzt man die Matrixkomponenten den bekannten energieabhängigen Anregungsquerschnitten^{11,16} der Zustände $1D$ und der Kaskadenzustände $1P$ bzw. $1F$ proportional und normiert angepaßt, so erhält man die in Abb. 5 ausgezogene theoretische Kurve für die Energie-

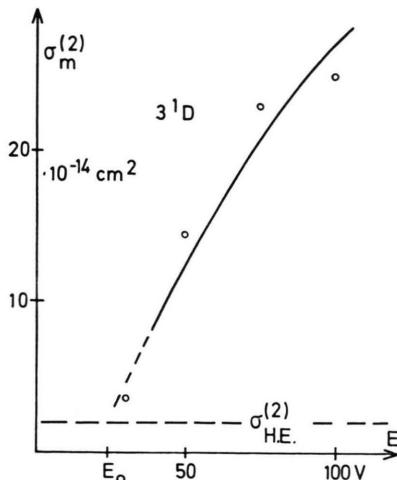


Abb. 5. Gemessener Wirkungsquerschnitt $\sigma_m^{(2)}$ und $\sigma_{H.E.}^{(2)}$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie.

abhängigkeit von $\sigma_m^{(2)}$. Die Übereinstimmung ist befriedigend, jedoch wäre der dann aus dieser Kurve nach (13) zu berechnende Depolarisationsquerschnitt für den Kaskadenzustand unglaublich groß. Es muß also ein anderer, wesentlich stärkerer Prozeß ablaufen, der ebenfalls eine Depolarisation bewirkt. Tatsächlich wird auch der überwiegende Anteil des Kaskadeneinflusses auf die Depolarisation des $1D$ -Zustands durch den Resonanzeinfang am $1P$ -Zustand verursacht. Denn berücksichtigt man in (12) nur die Depolarisation und den Resonanzeinfang im Zustand $|b\rangle$, so erhält man

$$\frac{R_0}{R} = \left(1 + \frac{D_a}{\Gamma_a}\right) \left\{ (\varrho_0)_0^{(0)} + \frac{(\varrho_{00})_0^{(0)}}{1-x} \right\} \frac{(\varrho_0)_0^{(2)} + (\varrho_{00})_0^{(2)}}{(\varrho_0)_0^{(0)} + (\varrho_{00})_0^{(0)}} \\ \frac{\Gamma_b(1 - \frac{1}{\Gamma_0}x) + D_b}{(\varrho_0)_0^{(2)}(\Gamma_b(1 - \frac{1}{\Gamma_0}x) + D_b) + (\varrho_{00})_0^{(2)}\Gamma_b}.$$

Berücksichtigt man ferner, daß der Resonanzeinfang den Resonanzzustand selbst stark depolarisiert, so kann man hier $(\varrho_{00})_0^{(2)} = 0$ setzen und erhält

$$\frac{R_0}{R} = \left(1 + \frac{D_a}{\Gamma_a}\right) \frac{(\varrho_0)_0^{(0)}}{(\varrho_0)_0^{(0)} + (\varrho_{00})_0^{(0)}} \\ \cdot \left(1 + \frac{(\varrho_{00})_0^{(0)}}{(\varrho_0)_0^{(0)}} \cdot \frac{1}{1-x}\right). \quad (14)$$

Die Druckabhängigkeit des Resonanzeinfangterms ist durch $1/(1-x) \sim p/\log p$ gegeben¹⁷. In einem nicht zu großen Druckvariationsbereich, wie er bei den Messungen vorlag, ist dieser Term genähert linear; durch Vergleich mit der exakt berechneten Funktion $1/(1-x)$ wurde das überprüft. Damit ist die Gl. (14) formal ähnlich zu (13). Wir haben die Dichtematrixkomponenten bei einer Anregungsenergie von 100 V in (14) eingesetzt und erhalten einen Wert $\sigma_R^{(2)}$, der den Anteil an der gemessenen Depolarisation $\sigma_m^{(2)}$ angibt, soweit er durch den Resonanzeinfang im Kaskadenzustand verursacht wird: $\sigma_R^{(2)} = 17 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$. Die Größenordnung von $\sigma_{H.E.}^{(2)}$ und $\sigma_R^{(2)}$ zeigt, daß der Resonanzeinfang den überwiegenden Anteil der gemessenen Depolarisation verursacht. Die verbleibende Restdifferenz

$$\sigma_F^{(2)} = \sigma_m^{(2)} - \sigma_{H.E.}^{(2)} - \sigma_R^{(2)}$$

kann man formal der Kaskade von $1F$ zuschreiben. Über die F -Zustände des Helium sind keine Messungen bekannt, die eine genauere Untersuchung dieses Beitrags zuließen. In Tab. 4 sind alle Anteile der

Tab. 4. Aufteilung der gemessenen Wirkungsquerschnitte auf die einzelnen depolarisierenden Prozesse; Anregungsenergie 100 V, σ in 10^{-14} cm^2 .

	$\sigma_m^{(2)}$	$\sigma_{H.E.}^{(2)}$	$\sigma_R^{(2)}$	$\sigma_F^{(2)}$
3^1D	25	2,0	17	6
4^1D	15,1	2,8	3,4	8,9
5^1D	10,9	3,0	0,5	7,4

Wirkungsquerschnitte für die $3,4,5^1D$ -Zustände zusammengestellt; alle bei 100 V Anregungsenergie. Es sei nochmals betont, daß $\sigma_R^{(2)}$ und $\sigma_F^{(2)}$ nicht reine Wirkungsquerschnitte sind, sondern mit dem Anregungsfaktor multipliziert den gesamten Beitrag zur Depolarisation des $1D$ -Zustands angeben. Der Einfluß des Resonanzeinfangs nimmt bei den

höheren Zuständen rasch ab, was seine Ursache hauptsächlich in der Abnahme der Übergangswahrscheinlichkeiten hat; zum Teil aber auch in der Abhängigkeit von x von der Wellenlänge der Resonanzstrahlung. Der Einfluß der F-Zustände bleibt etwa gleich, denn die Anregung nimmt zu höheren Zuständen hin ab, die Depolarisation aber zu.

d) Messungen am 4^3D -Zustand

Bei unseren Messungen im Druckbereich bis 0,1 Torr kam ein einziger Fall *nichtlinearer* Druckabhängigkeit von R_0/R vor: Bei einer Anregungsenergie von 100 V war die Druckabhängigkeit beim 4^3D -Zustand fast rein quadratisch (Abb. 6). Die ausgezogene Kurve ist eine angepaßte Parabel. Eine qualitative Erklärung für dieses Verhalten kann man folgendermaßen geben:

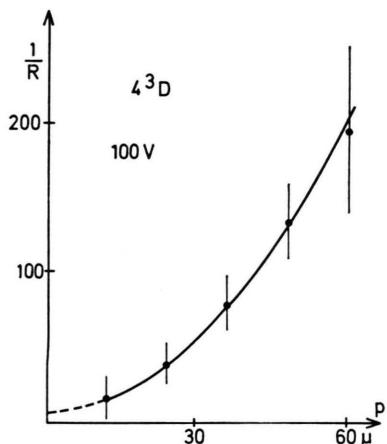
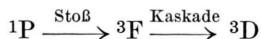


Abb. 6. Druckabhängigkeit von $1/R$ des 4^3D -Zustands bei 100 V Anregungsenergie. Wegen der Unsicherheit in der Extrapolation zu R_0 ist hier $1/R$ direkt aufgetragen.

Neuere Untersuchungen haben gezeigt, daß der Prozeß



wesentlich zur Besetzung der 3D -Zustände beiträgt^{18,19}. Bezeichnen wir nach dem bisher verwendeten Schema der Abb. 1 auch hier den beobachteten 3D -Zustand mit $|a\rangle$, den Kaskadenzustand 3F mit $|b\rangle$ und den 1P -Zustand mit $|c\rangle$, so erhält man aus (12), wenn man zur Vereinfachung noch $Q = 0$ setzt

$$\begin{aligned} \frac{R_0}{R} &= \left(1 + \frac{D_a}{T_a}\right) \cdot \left(1 + \frac{D_b}{T_b}\right) \\ &\quad \cdot \left\{1 + \frac{f_{ba} \cdot T_{cb} ({}^c\varrho)_0^{(0)}}{({}^a\varrho)_0^{(0)} + ({}^a\varrho)_0^{(0)}}\right\} \\ &\quad \cdot \frac{({}^a\varrho)_0^{(2)} \Gamma_b + ({}^a\varrho)_0^{(2)} \Gamma_b}{({}^a\varrho)_0^{(2)} (\Gamma_b + D_b) + ({}^a\varrho)_0^{(2)} \Gamma_b}. \end{aligned} \quad (15)$$

Die Resonanzeinfangfaktoren treten in dieser Gleichung nicht explizit auf, sind aber implizit in $({}^c\varrho)_0^{(0)}$ enthalten, da hier $|c\rangle$ ein Resonanzzustand ist. Vernachlässigen wir noch den letzten Faktor in (15), dessen Druckabhängigkeit sehr gering ist, so erhalten wir schließlich

$$\begin{aligned} \frac{R_0}{R} &= \left(1 + \frac{D_a}{T_a}\right) \left(1 + \frac{D_b}{T_b}\right) \\ &\quad \cdot \left\{1 + \frac{f_{ba} \cdot T_{cb}}{({}^a\varrho)_0^{(0)} + ({}^a\varrho)_0^{(0)}} - \frac{({}^a\varrho)_0^{(0)}}{\Gamma_c (1-x)}\right\}. \end{aligned}$$

Im vorliegenden Meßbeispiel (maximaler Anregungsquerschnitt für den Zustand $|c\rangle$) ist die Druckabhängigkeit in der dritten Klammer wesentlich stärker als die Depolarisation in den beiden ersten Klammerausdrücken. Sowohl T_{cb} als auch $1/(1-x)$ sind linear druckabhängig, so daß die gesamte Druckabhängigkeit quadratisch wird. Eine quantitative Berechnung ist jedoch leider nicht möglich, da für das vorliegende Meßbeispiel $({}^a\varrho)_0^{(0)}$, T_{cb} und $(1-x)$ unbekannt sind. $(1-x)$ des 1P -Zustands ließe sich für die verwendete Apparatur experimentell bestimmen. Wäre auch noch $({}^a\varrho)_0^{(0)}$ bekannt, so könnte man aus der Messung T_{cb} ausrechnen, d.h. den Energieübertragungsquerschnitt zwischen zwei Zuständen (${}^1P \rightarrow {}^3F$), die selbst gar nicht beobachtet werden. Dies ist ein deutliches Beispiel für die Möglichkeiten (oder auch Schwierigkeiten), die sich bei Messungen des Grades der Ausrichtung ergeben können.

IV. Zusammenfassung

Die Zuverlässigkeit der Bestimmung von Depolarisationsquerschnitten aus Hanle-Effekt-Messungen und aus Messungen des Grades der Ausrichtung bei Stoßanregung wurde theoretisch und experimentell untersucht. Der Vorteil bei der Messung des Grades der Ausrichtung ist, daß keine Kenntnisse über die Anregung und die Eigenschaften des angeregten Zustands notwendig sind. Experimentell läßt sich das aber nur dann ausnutzen, wenn die Anregung selektiv ist; im allgemeinen also bei optischer Anregung. Schwierigkeiten treten bei Stoßanregung auf. Die hierbei

immer vorhandenen Kaskaden beeinflussen die Relaxation des untersuchten Zustands auf vielfache Weise.

In die Messung des Hanle-Effekts geht nur die ausgerichtete Komponente des angeregten Zustands ein. Außerdem tritt nur dann ein störender Kaskadeneinfluß auf, wenn die Halbwertsbreiten beider Zustände von gleicher Größenordnung sind. Daher wird in vielen Fällen die Deformation der Meßkurven klein bleiben. Unter ungünstigen Bedingungen kann allerdings der Kaskadeneffekt zu Meßkurven führen, die schwer auszuwerten sind und zu Ergebnissen mit relativ großen Fehlern führen.

Um die Auswirkungen der Kaskaden auf Messungen der Depolarisationsquerschnitte zu untersuchen, wurde die Druckabhängigkeit des Hanle-Effekts und des Grades der Ausrichtung bei Kaskadeneinfluß berechnet. Mit Hilfe dieser theoretischen Ergebnisse konnten unsere Messungen an Helium, die zum Teil sehr starke Kaskadeneinflüsse enthielten, befriedigend erklärt werden.

Von unseren Hanle-Effekt-Messungen haben wir ein Beispiel angeführt, das aufgrund theoretischer Überlegungen und des Vergleichs mit anderen Arbeiten gesicherte Ergebnisse liefert.

Für die Druckabhängigkeit des Grades der Ausrichtung folgte aus unseren Rechnungen ein in der Regel linearer Verlauf, da die Elektronenstoßanregung keine genügend hohen Drücke zuläßt. Die Aufspaltung der linearen Druckabhängigkeit in ihre Komponenten ist jedoch nur dann möglich, wenn entweder der Kaskadenübergang selbst beobachtet werden kann, oder wenn ausreichende zusätzliche Daten aus anderen Arbeiten bekannt sind.

Bei unseren Messungen an Helium war der Hanle-Effekt einfacher und eindeutiger auszuwerten als Messungen des Grades der Ausrichtung. Es erscheint daher bei Stoßanregung fragwürdig, ausschließlich Messungen des Grades der Ausrichtung zur Bestimmung der Depolarisationsquerschnitte zu benutzen. Die Anwendung *beider Meßmethoden gemeinsam* liefert erst sichere Ergebnisse und kann unter Umständen Aufschluß über Prozesse geben, die mit einer allein nicht erfaßbar sind.

An dieser Stelle möchte ich meinem Lehrer, Herrn Prof. Dr. Dr. E. h. W. HANLE, meinen Dank aussprechen für sein unermüdliches Interesse und seine dauernde Unterstützung und Förderung.

- ¹ W. DRTIL, Z. Naturforsch. **24a**, 350 [1969].
- ² K. BUCHHAUPT, Z. Naturforsch. **27a**, 572 [1972].
- ³ J.-P. BARRAT et al., J. Physique **27**, 608 [1966].
- ⁴ U. FANO, Rev. Mod. Phys. **29**, 74 [1957].
- ⁵ Bei optischer Anregung kann auch noch eine Orientierung $\varrho^{(1)}$ auftreten, sie ist dem magnetischen Dipolmoment proportional, $\langle M \rangle \neq 0$. Bei Stoßanregung ist keine primäre Orientierung möglich. Vgl. z.B. I. C. PERCIVAL u. M. J. SEATON, Phil. Trans. Roy. Soc., **251**, 113 [1958].
- ⁶ M. I. D'YAKOV, u. V. I. PEREL, Sov. Phys. JETP **20**, 997 [1965].
- ⁷ W. HANLE, Z. Phys. **30**, 93 [1924].
- ⁸ R. K. WANGNESS, Phys. Rev. A, **3**, 1275 [1971].
- ⁹ W. JANKE, Diplomarbeit, Gießen 1969.
- ¹⁰ J.-P. DESCUBES, u. C. GALLERON-JULIENNE, C. R. Acad. Sci. Paris **261**, 916 [1965].
- ¹¹ A. H. GABRIEL, u. D. W. O. HEDDLE, Proc. Roy. Soc. London **258**, 124 [1960].
- ¹² Die Definition (9) wurde unter der Bezeichnung „Emissionsanisotropie“ bereits von JABLONSKI¹³ bei Abklingmessungen an Lösungen benutzt. Die Bezeichnung „Grad der Ausrichtung“ wurde von NÉDÉLEC¹⁴ zuerst verwendet. Jedoch ist weder von ihr, noch unseres Wissens von anderen Autoren diese Größe als Meßgröße in der Atomspektroskopie verwendet worden.
- ¹³ A. JABLONSKI, Z. Naturforsch. **16a**, 1 [1961].
- ¹⁴ O. NÉDÉLEC in: Excitation Electronique d'une Vapeur Atomique, Centre National de la Recherche Scientifique, Paris 1966.
- ¹⁵ W. SCHÖCK, 3rd Conference of the European Group for Atomic Spectroscopy, Reading 1971.
- ¹⁶ R. M. ST. JOHN et al., Phys. Rev. **134**, 888 [1964].
- ¹⁷ T. HOLSTEIN, Phys. Rev. **72**, 1212 [1947].
- ¹⁸ R. M. ST. JOHN u. T. W. NEE, J. Opt. Soc. Amer. **55**, 426 [1965].
- ¹⁹ J. D. JOBE u. R. M. ST. JOHN, J. Opt. Soc. Amer. **57**, 1449 [1967].