

Physik - Anfängerpraktikum- Versuch 605  
Spektren der Alkali Atome

Sebastian Rollke  
103095  
webmaster@rollke.com

Daniel Brenner  
105292  
daniel.brenner@uni-dortmund.de

durchgeführt am 17.5.05

# Inhaltsverzeichnis

|          |   |          |
|----------|---|----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>   | <b>2</b> |
| 1.1      | Zielsetzung . . . . .   | 2        |
| <b>2</b> | <b>Theoretische Betrachtung</b>                               | <b>3</b> |
| 2.1      | Historische Termbezeichnungen . . . . .                       | 3        |
| 2.2      | Auswahlregeln . . . . .                                       | 4        |
| 2.3      | Abschirmungszahlen . . . . .                                  | 4        |
| <b>3</b> | <b>Experimentelles Vorgehen</b>                               | <b>6</b> |
| 3.1      | Auflösungsvermögen des Gitterspektralapparates . . . . .      | 7        |
| 3.2      | Ausmessung von Dublett-Linien . . . . .                       | 7        |
| <b>4</b> | <b>Auswertung</b>   | <b>9</b> |
| 4.1      | Fehlerrechnung . . . . .                                      | 9        |
| 4.2      | Gitterkonstante $g$ des verwendeten Beugungsgitters . . . . . | 9        |
| 4.3      | Eichung des Okkularmikrometers . . . . .                      | 10       |
| 4.4      | Dublettlinien der Alkalimetalle . . . . .                     | 12       |
| 4.5      | Auflösungsvermögen des Gitterspektralapparats . . . . .       | 13       |
| 4.5.1    | Fehlerbetrachtung . . . . .                                   | 13       |

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Strahlung, die angeregte Atome emittieren gibt Auskunft über den Aufbau der Schalen der Elektronenhüllen. Zur Untersuchung der inneren Elektronenhüllen nutzt man vorrangig das emittierte Röntgen-Spektrum, in diesem Versuch soll nun der Aufbau der äußeren Hülle untersucht werden, welcher durch das Spektrum im sichtbaren oder ultravioletem und Infrarot Bereich bestimmt werden kann. Zu diesem Zweck bestimmt man im wesentlichen die Energien angeregter Atomzustände, da auf grund des Pauli-Verbots Elektronen äußerer Schalen nur in höhere, unbesetzte Zustände übergehen können. Resultierend aus diesen Energien kann man die Stärke des Kernfeldes am Ort der äußeren Elektronen bestimmen. Da zu erwarten ist das dieses Coulomb-Feld durch die Anwesenheit innerer Elektronen nach außen abgeschirmt wird, führt man die sogenannte Abschirmungszahl  $\sigma$  ein um die Stärke dieses Effektes auszudrücken.

### 1.1 Zielsetzung

Ziel ist es, resultierend aus den Emissionslinien der angeregten Atome die Energien zu bestimmen, um aus ihnen auf die Abschirmungszahlen zu schließen.

# Kapitel 2

## Theoretische Betrachtung

Die Berechnung der Energien der Emissionslinien angeregter Atome zu berechnen ist im allgemeinen Fall eine sehr aufwendige Rechnung. Betrachtet man hierbei allerdings Alkali-Atome, so kann man mit Hilfe der *Ein-Elektronen-Näherung* diese Rechnung bedeutend vereinfachen. Diese Alkali-Atome besitzen jeweils über einer oder mehreren abgeschlossenen Elektronenschalen je ein äußeres Elektron, das allein die Anregungszustände beeinflusst und dadurch *Leuchtelektron* genannt wird. Bei dieser Näherung ist die Energie allerdings nur von der *Hauptquantenzahl*  $n$  abhängig, was wie die Experimente zeigen nicht ganz zur Bestimmung ausreicht. Zur Bestimmung führt man zusätzlich die *Bahndrehimpulsquantenzahl*  $l$  ein, die relativistische Effekte berücksichtigt. Aus Experimenten wie dem Stern-Gerlach-Experiment kennt man außerdem die Existenz des Eigendrehimpulses der Elektronen oder *Spin*  $s$ , welcher zusätzlich einen Einfluss auf die Ergebnisse hat. Die Wechselwirkung der beiden letzteren Drehimpulse wird als *Spin-Bahn-Kopplung*  $j$  bezeichnet, mit  $j = l + s$ .

Nach längerer Rechnung erlangt man die berühmte Sommerfeldsche Feinstrukturformel

$$E_{n,j} = -R_\infty \left\{ \frac{(z - \sigma)^2}{n} + \alpha^2 \frac{(z - \sigma)^4}{n^3} \left( \frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right\} \quad (2.1)$$

mit der Rydberg-Energie

$$R_\infty = \frac{e_0^4 m_e}{8\epsilon_0^2 h^2} \approx 13,6056981 \text{ eV}$$

und der Sommerfeldschen Feinstrukturkonstante

$$\alpha := \frac{e_0^2}{2hc\epsilon_0}$$

### 2.1 Historische Termbezeichnungen

Zur Vereinfachung hat man für die Energieniveaus, die durch die Quantenzahlen bestimmt sind Kurzbezeichnungen eingeführt. Die Bahndrehimpulsquantenzahl  $l$  wird hierbei durch einen Großbuchstaben gekennzeichnet ( $l=0 := S$ ,  $l=1 := P$ ,  $l=2 := D$ ,  $l=3 := F$ ), die Hauptquantenzahl  $n$  steht als führende Zahl davor, die Spin-Bahn-Kopplung  $j$  wird als Index angezeigt, so dass jedes Energieniveau durch die Form " $nl_j$ " dargestellt werden kann.

## 2.2 Auswahlregeln

Beobachtet man die Quantenübergänge zwischen den verschiedenen Energieniveaus, so stellt man einige Regeln fest im Bezug auf ihre Wahrscheinlichkeit. Vor allem Übergänge, bei denen der Bahndrehimpuls konstant bleibt oder bei denen er sich um  $\Delta l \geq 2$  ändert sind "verboten". Ebenso ist ein Übergang von  $\Delta j = 0$  sehr unwahrscheinlich, wenn auch nicht verboten, aber schwierig zu beobachten. In Abbildung 2.1 sind einige erlaubte Übergänge beispielhaft aufgezeigt.

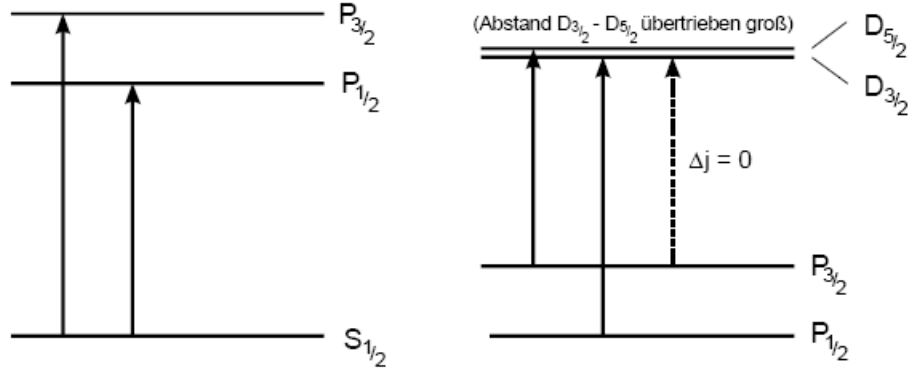


Abbildung 2.1: Einige mögliche Übergänge in Einelektronen-Spektren

Für Änderungen der Hauptquantenzahl gibt es keine Einschränkungen, wenngleich Übergänge mit großem  $\Delta n$  eine geringere Wahrscheinlichkeit aufweisen. In den Spektren lassen sich nun, bedingt durch die Beobachtung, das Niveaus mit gleichem  $l$  aber unterschiedlichem  $j$  dicht beieinander liegen, eine sogenannte *Dublett-Struktur* beobachten, welche durch jeweils zwei dicht beieinander liegende Linien charakterisiert ist.

## 2.3 Abschirmungszahlen

Betrachtet man die Sommerfeldsche Feinstrukturformel genauer, so stellt man fest, das es sinnvoll ist in dieser nicht nur eine, sondern zwei Abschirmungszahlen einzuführen.

$$E_{n,j} = -R_\infty \left\{ \frac{(z - \sigma_1)^2}{n} + \alpha^2 \frac{(z - \sigma_2)^4}{n^3} \left( \frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right\} \quad (2.2)$$

Hierbei soll nun die erste Abschirmungszahl  $\sigma_1$  die *Konstante der vollständigen Abschirmung* darstellen, da sämtliche Rumpfelektronen an der Abschirmung beteiligt sind. Die zweite Abschirmungszahl  $\sigma_2$  nennt man die *Konstante der inneren Abschirmung*, welche stets kleiner als  $\sigma_1$  ist und die Abschirmung derjenigen Elektronen beschreibt, die innerhalb der Schale des Leuchtelektrons liegen. Zur Bestimmung dieser zweiten, wichtigen Abschirmungszahl  $\sigma_2$  im Experiment, ist es nun nötig den Abstand  $\Delta E_D$  der beiden Linien eines Dubletts auszumessen. Aus Abbildung 2.1 kann man erkennen, das hierbei nur die Quantenzahl  $j$  um eins geändert wird, alle übrigen Quantenzahlen aber konstant bleiben. Daraus folgt nun:

$$\Delta E_D := E_{n,j} - E_{n,j+1} = \frac{R_\infty \alpha^2}{n^3} (z - \sigma_2)^4 \frac{1}{l(l+1)} \quad (2.3)$$

Da weiter gilt, dass  $E = hc/\lambda$ , lässt sich  $\Delta E_D$  durch den Wellenlängenunterschied der beiden Spektrallinien nach

$$\Delta E_D = hc \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) \approx hc \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \quad (2.4)$$

messen, wenn man einen Spektralapparat hinreichender Auflösung benutzt.

# Kapitel 3

## Experimentelles Vorgehen

Zur Bestimmung der Abstände der Dublett Linien nutzt man einen Gitterspektralapparat, welcher im wesentlichen aus einem Beugungsgitter besteht. Dieses liefert um so schärfere Interferenzmuster, je größer die Gitterkonstante  $g$  ist, welche die Anzahl der Spalten je Länge des Gitters beschreibt. Zur Bestimmung der Lage der Hauptmaxima nutzt man die Gleichung

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{g} \quad (3.1)$$

wobei  $\varphi$  der Beugungswinkel und  $k$  die Ordnungszahl des  $n$ -ten Maxima ist, welches im Versuch stets als 1 angenommen wurde. Um den nun gesuchten Beugungswinkel zu bestimmen, nutzt man einen Apparat nach Abbildung 3.1

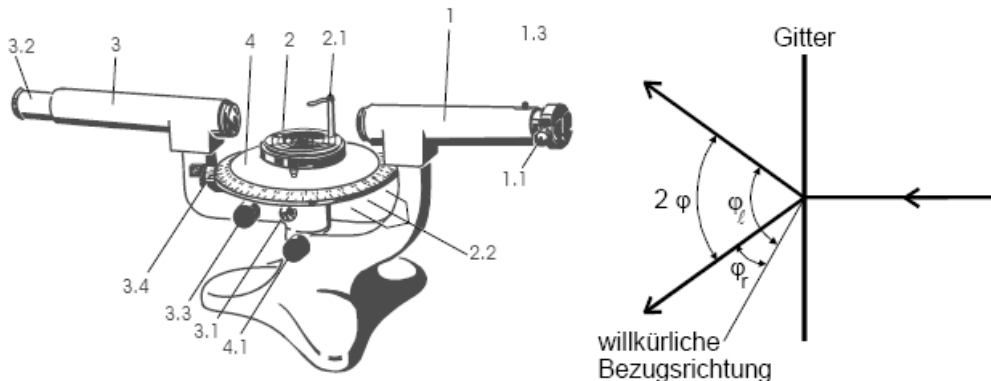


Abbildung 3.1: links: Perspektivische Darstellung des verwendeten Gerätes; rechts: Skizze zur Bestimmung des Beugungswinkels  $\varphi$

Der Spektralapparat besitzt einen Spalt (mit 1.1 bezeichnet) durch den das Licht eintritt und dieses dann durch eine Linse parallelisiert und mit dem Killimatorrohr (mit 1 bezeichnet) auf das Beugungsgitter gelenkt wird. Das gebeugte Lichtbündel kann nun mit dem schwenkbaren Fernrohr (mit 3 bezeichnet) beobachtet werden. Hierbei ist ein Fadenkreuz an der Okularlinse angebracht, durch welches durch Schwenkung des Fernrohres und so Überlagerung des eingebrachten Fadenkreuzes zur Deckung mit dem Spaltbild, der Beugungswinkel an einer Skala (auf

der Teilkreisplatte, mit 4 bezeichnet) abgelesen werden kann. Da das Licht sowohl nach rechts als auch nach links gebeugt wird, ist es sinnvoll die in Abbildung 3.1 skizzierten beiden Beugungswinkel  $\varphi_l$  und  $\varphi_r$  auszumessen und den Beugungswinkel nach

$$\varphi = \frac{1}{2}(\varphi_l - \varphi_r) \quad (3.2)$$

zu berechnen.

### 3.1 Auflösungsvermögen des Gitterspektralapparates

Unter dem Auflösungsvermögen  $A$  versteht man den Quotienten aus der Differenz  $\Delta\lambda$  zweier gerade noch vom Gerät zu trennender Wellenlängen und der aus beiden Komponenten gemittelten Wellenlänge  $\lambda'$ . Zwei Spektrallinien lassen sich genau dann noch trennen, wenn das Hauptmaximum der einen Linie, auf das ein Minimum der zweiten Linie fällt. Damit beide Linien noch trennbar sind muss gelten

$$\frac{k}{g}(\lambda + \Delta\lambda) = \frac{kp + 1}{p} \frac{\lambda}{g} \quad (3.3)$$

mit der Anzahl der Gitteröffnungen  $p$  daraus folgt für das Auflösungsvermögen  $A$

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kp. \quad (3.4)$$

### 3.2 Ausmessung von Dublett-Linien

Zur Ausmessung zweier Linien eines Dubletts, reicht die Winkelauflösung des Geniometers (die bei etwa  $0,1^\circ$  liegt) nicht mehr aus. Hierzu ist eine Okularmikrometerschraube an dem Fadenzentrum angebracht welches man bei konstantem Winkel des Fernrohrarmes zur Messung des Abstandes  $\Delta s$  (siehe Abbildung 3.2) am Drehknopf der Schraube ablesen kann.

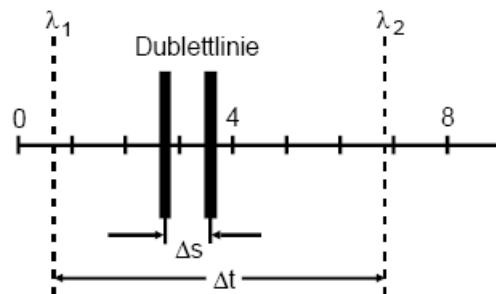


Abbildung 3.2: Skizze zur Eichung des Okularmikrometers

Da das gemessene  $\Delta s$  allerdings lediglich in Teilstrichen angegeben ist, ist eine weitere Eichmessung notwendig, um einen Bezug zum gesuchten  $\Delta\lambda$  zu bekommen. Um dieses zu bestimmen, misst man den Abstand  $\Delta t$  zweier benachbarter Spektrallinien mit den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$



aus, deren Wellenlängen bekannt sind. Nach kurzer Rechnung erhält man schließlich den Zusammenhang

$$\Delta\lambda = \frac{\cos\bar{\varphi}}{\cos\bar{\varphi}_{1,2}} \frac{\Delta s}{\Delta t} (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (3.5)$$

wobei  $\bar{\varphi}$  der Winkel unter dem das gemessene Dublett beobachtet wird ist, und  $\bar{\varphi}_{1,2}$  der gemittelte Winkel zwischen den zu  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  gehörigen Beugungswinkel ist.

# Kapitel 4

## Auswertung

### 4.1 Fehlerrechnung

Wir verwenden die folgenden Gleichungen für die Berechnung der Fehler:  
Der relative Fehler  $r$  der Messgröße  $x$  ergibt sich nach

$$r_x = \frac{s_x}{x} \text{ mit dem absoluten Fehler } s_x$$

Für die Fehlerfortpflanzung bei Größen, die sich als reines Produkt fehlerbehafteter Größen ergeben gilt

$$r_x^2 = \sqrt{r_{x1}^2 + r_{x2}^2 + \dots}$$

Der Mittelwert einer Messreihe ergibt sich nach:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i$$

Für die Standardabweichung  $\sigma$  gilt:

$$\sigma_x := \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Damit folgt der Fehler des Mittelwerts zu:

$$s_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$$

Sollte eine der Größen mit einer Potenz  $y$  in die errechnete Größe eingehen, so wird diese als konstanter Faktor mit dem relativen Fehler multipliziert.

Für Regressionsrechnungen wird die Methode der kleinsten Abstandsquadrate verwendet. Die Rechnungen wurden mit dem Programm Gnuplot ausgeführt.

### 4.2 Gitterkonstante $g$ des verwendeten Beugungsgitters

Mit Hilfe der wohlbekanntenen Spektrallinien des Heliums ermitteln wir die Gitterkonstante  $g$  des verwendeten Beugungsgitters. Wir verwenden dazu die in Tabelle 4.1 aufgeführten Messwerte

und nutzen eine lineare Regression für  $\sin(\varphi)$  gegen  $\lambda$  (vgl. Abbildung 4.1). Das Hauptmaximum findet man bei einem Winkel von  $\varphi = 233,7^\circ$ . Die relativen Winkel ergeben sich aus dem dem Absolutbetrag der Differenz zwischen Durchlasswinkel und gemessenem Wert.  $\bar{\varphi}$  ergibt sich als Mittelwert der beiden Winkel.

| Farbe     | $\lambda$ [nm] | $\phi_r$ | $\phi_l$ | $\varphi_r$ rel. | $\varphi_l$ rel. | $\bar{\varphi}$ | $\sin(\bar{\varphi})$ |
|-----------|----------------|----------|----------|------------------|------------------|-----------------|-----------------------|
| dunkelrot | 706,5          | 278,5    | 188,6    | 44,8             | 45,1             | 45,0            | 0,71                  |
| rot       | 667,8          | 275,4    | 191,8    | 41,7             | 41,9             | 41,8            | 0,67                  |
| gelb      | 587,6          | 269,6    | 197,7    | 35,9             | 36,0             | 36,0            | 0,59                  |
| grün      | 504,8          | 264,9    | 203,3    | 31,2             | 30,4             | 30,8            | 0,51                  |
| grün      | 501,6          | 263,7    | 203,5    | 30,0             | 30,2             | 30,1            | 0,50                  |
| blaugrün  | 492,2          | 263,1    | 204,1    | 29,4             | 29,6             | 29,5            | 0,49                  |
| blaugrün  | 471,3          | 261,8    | 205,5    | 28,1             | 28,2             | 28,2            | 0,47                  |
| violett   | 447,1          | 260,2    | 207,1    | 26,5             | 26,6             | 26,6            | 0,45                  |
| violett   | 438,8          | 259,5    | 207,7    | 25,8             | 26,0             | 25,9            | 0,44                  |

Tabelle 4.1: Spektallinien des Heliums

Wir erhalten für die lineare Regression eine Steigung der Geraden  $a = (9,97 \cdot 10^{-4} \pm 2,24 \cdot 10^{-3}) \frac{1}{nm}$ . Diese ist gerade die reziproke Gitterkonstante (vgl. Gleichung 3.1) und es ergibt sich:

$$g = (1003,38 \pm 10,42) nm$$

Der Fehler ergibt sich aus dem relativen Fehler der Geradensteigung.

### 4.3 Eichung des Okkularmikrometers

Man verwendet wieder die He-Spektrallinien zur Eichung des Mikrookularmeters (vgl. Tabelle 4.2). Wir erhalten daraus die gesuchte Eichgröße

$$\gamma = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\Delta s \cos \varphi_{1,2}}$$

Die Abkürzung "skal." bezeichne eine Skaleneinheit auf der Einstellschraube des Okkularmikrometers

| 1. Linie     |                |               | 2. Linie |                |               | Okkularmikrometerschraube |               |                   | Berechnung         |
|--------------|----------------|---------------|----------|----------------|---------------|---------------------------|---------------|-------------------|--------------------|
| Farbe        | $\lambda$ [nm] | $\varphi$ [°] | Farbe    | $\lambda$ [nm] | $\varphi$ [°] | $s_1$ [skal.]             | $s_2$ [skal.] | $\Delta s$ [skal] | $\gamma$ [nm/skal] |
| grün (schw.) | 504,8          | 30,8          | grün     | 501,6          | 30,1          | 59                        | 199           | 140               | 0,023              |
| grün         | 501,6          | 30,1          | blaugrün | 492,2          | 29,5          | 99                        | 480           | 381               | 0,025              |
| grün (schw.) | 504,8          | 30,8          | blaugrün | 492,2          | 29,5          | 1                         | 517           | 516               | 0,024              |
| blaugrün     | 471,3          | 28,2          | violett  | 447,1          | 26,6          | 64                        | 1026          | 962               | 0,025              |
| violett      | 447,1          | 26,6          | violett  | 438,8          | 25,9          | 33                        | 374           | 341               | 0,024              |

Tabelle 4.2: Eichung des Okkularmikrometers

Somit erhält man durch Mittelwertbildung

$$\bar{\gamma} = (0,024 \pm 3,86 \cdot 10^{-4}) nm/skal .$$

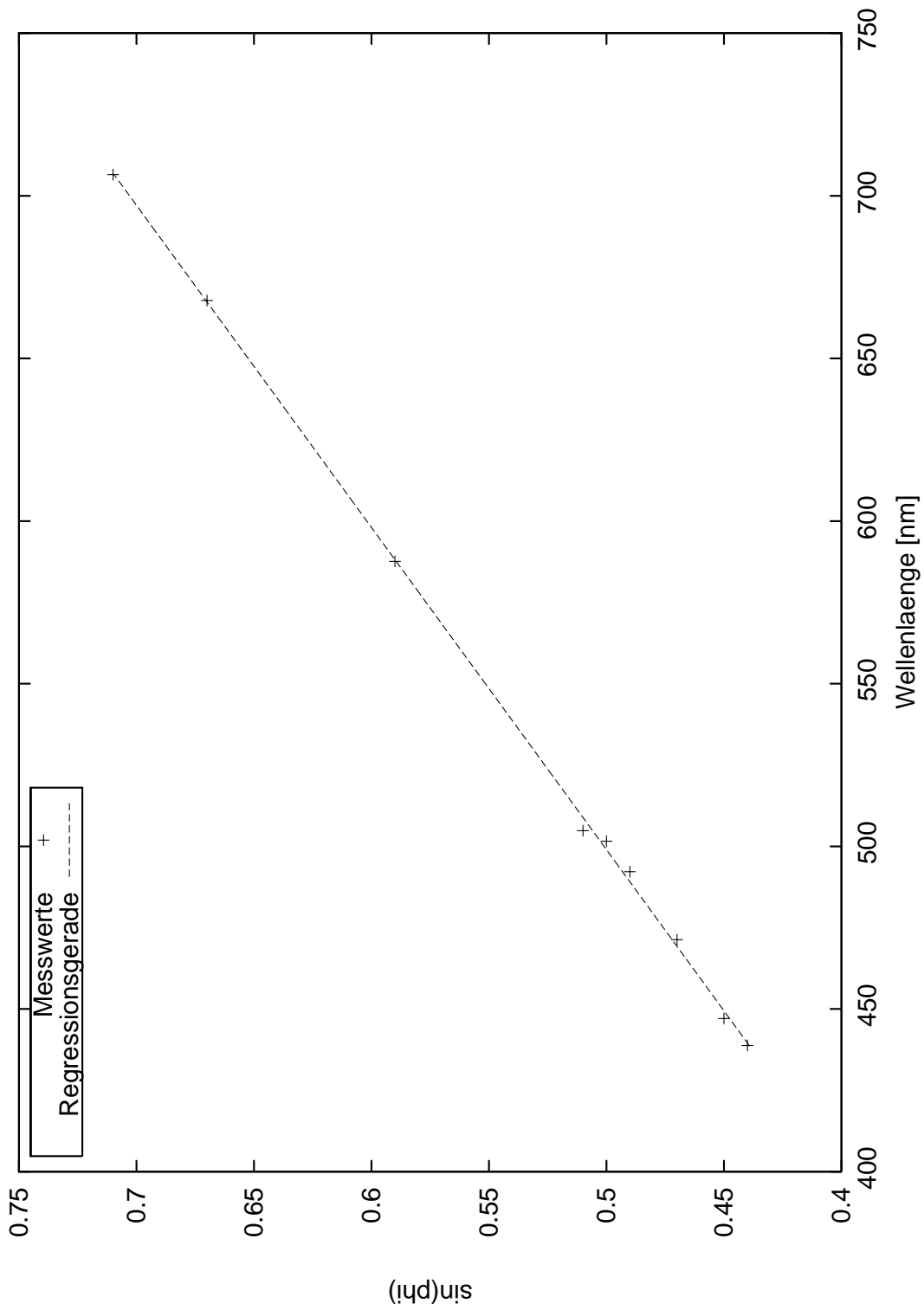


Abbildung 4.1:  $\lambda$  gegen  $\sin(\varphi)$

|               | Hauptquantenzahl n | Nebenquantenzahl l | Kerladungszahl z |
|---------------|--------------------|--------------------|------------------|
| Natrium (Na)  | 3                  | 1                  | 11               |
| Kalium (Ka)   | 4                  | 1                  | 19               |
| Rubidium (Rd) | 5                  | 1                  | 37               |

Tabelle 4.3: Verwendete Elemente

## 4.4 Dublettlinien der Alkalimetalle

Im weiteren bestimmt man nun den Abstand der Dublettlinien verschiedener Alkalimetalle (Na, Ka, Rb; vgl. Tabelle 4.3) sowie deren mittlere Wellenlänge. Somit kann man Schlüsse über die Energiedifferenz der beiden Linien und somit die Abschirmungszahl  $\sigma_2$  ziehen (vgl. Tabelle 3). Die mittlere Wellenlänge ergibt sich dabei über den Zusammenhang

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{g} \Rightarrow \lambda = \sin \varphi \cdot g \text{ mit } r_\lambda = r_g$$

Der Wellenlängerunterschied der beiden Dublettlinien ergibt sich über (umformung der Formel für die Eichgröße)

$$\Delta\lambda = \gamma \cdot \Delta s \cos(\varphi_{1,2})$$

Über die mittlere Wellenlänge und den Wellenlängenunterschied kann man dann die Energiedifferenz der beiden Dublettlinien abschätzen

$$\Delta E_D \approx hc \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \text{ mit } r_E = \sqrt{r_g^2 + 4r_\gamma^2}$$

mit dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$  und der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ . Ist die Energiedifferenz bekannt, ergibt sich die Abschirmungszahl aus Gleichung 3.2 (es gilt  $l = 1$ )

$$\sigma_2 = z - \sqrt[4]{2n^3 \frac{\Delta E_D}{R_\infty \alpha}}$$

mit der Rydbergenergie  $R_\infty$  und der Sommerfeldschen Feinstrukturkonstante  $\alpha$ . Die angegebenen Fehler für  $\sigma$  berechnen sich nach dem Fehler des Mittelwerts. Die gemessenen Werte sind in Tabelle 4.4 angegeben.

Wir erhalten somit die folgenden Abschirmzahlen

$$\begin{aligned} \sigma_{Na} &= 7,55 \pm 0,01 \\ \sigma_{Ka} &= 13,25 \pm 0,01 \\ \sigma_{Rb} &= 27,36 \end{aligned}$$

Wir finden als Literaturwerte ("*Bergmann/Schäfer - Experimentalphysik Band IV*")

$$\begin{aligned} \sigma_{Na} &= 7,46 \\ \sigma_{Ka} &= 13,06 \\ \sigma_{Rb} &= 26,95 \end{aligned}$$

Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen den Literaturwerten und den theoretisch ermittelten Werten.

| Stoff    | Farbe    | $\varphi$ [°] | $s_1$ [skal.] | $s_2$ [skal.] | $\Delta s$ [skal.] | $\lambda$ [nm] | $\Delta\lambda$ [nm] | $\Delta E_D$ [meV] | $\sigma_2$ |
|----------|----------|---------------|---------------|---------------|--------------------|----------------|----------------------|--------------------|------------|
| Natrium  | grüngelb | 268,3         | 94            | 68            | 26                 | 569,76         | 0,52                 | $1,99 \pm 0,07$    | 7,51       |
|          | gelb     | 269,7         | 94            | 68            | 26                 | 589,77         | 0,51                 | $1,82 \pm 0,06$    | 7,59       |
|          | rot      | 271,6         | 85            | 55            | 30                 | 616,36         | 0,58                 | $1,88 \pm 0,06$    | 7,56       |
| Kalium   | gelb1    | 269,1         | 37            | 120           | 83                 | 581,24         | 1,64                 | $6,03 \pm 0,20$    | 13,29      |
|          | gelb2    | 269,2         | 33            | 117           | 84                 | 582,67         | 1,66                 | $6,07 \pm 0,20$    | 13,28      |
|          | grün1    | 266,0         | 34            | 107           | 73                 | 536,16         | 1,50                 | $6,47 \pm 0,22$    | 13,19      |
|          | grün2    | 265,9         | 51            | 117           | 66                 | 534,68         | 1,36                 | $5,88 \pm 0,20$    | 13,32      |
| Rubidium | rot      | 272,3         | 60            | 476           | 416                | 625,99         | 7,90                 | $24,99 \pm 0,84$   | 27,36      |

Tabelle 4.4: Dublettlinien einiger Alkalimetalle

## 4.5 Auflösungsvermögen des Gitterspektralapparats

Wir bestimmten mehrfach die Spaltbreite  $d$  bei der die Linien nicht mehr zu unterscheiden waren. Ein Vergleich mit den realen Daten der Apparatur ergibt jedoch, dass die Messung eine

| Spaltbreite $d$ [mm] |            |
|----------------------|------------|
| 1,92                 |            |
| 2,06                 |            |
| 2,02                 |            |
| 2,07                 |            |
| 2,03                 |            |
| 2,02                 | Mittelwert |
| 0,06                 | +/-        |

Tabelle 4.5: Spaltbreiten

erheblich zu großen Spalt (ca. Faktor 2) ergibt. Dies ist evtl auf eine schlechte Fokussierung bei der Messung zurückzuführen.

Es ergibt sich das Auflösungsvermögen

$$A = \frac{d}{g} = (2013, 19 \pm 62, 96).$$

mit

$$r_A = \sqrt{r_g^2 + r_d^2}$$

Mit den bekannten Werten für  $\Delta\lambda$  und  $\lambda$  von Natrium gilt

$$A_{Na} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 902, 1 .$$

Man erkennt das das Auflösungsvermögen, das für die Auflösung der Natriumdublettlinien nötig ist sogar bei weitem übersteigt. Der optische Apparat ist somit absolut ausreichend für diesen Versuch.

### 4.5.1 Fehlerbetrachtung

Fehler während der Messung entstehen vornehmlich durch

- Ableseungenauigkeiten bei der Winkelbestimmung
- Ungenau bestimmte Wellenlängen der Spektrallinien
- Schwierig abzustimmende Spaltbreite (vgl. 4.5)