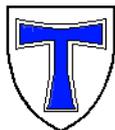


Strahlende Zerfälle doppelt angeregter Helium - Atome

Sascha Mickat

(Dissertation, Universität Gießen, Oktober 2004)



**I. Physikalisches Institut der
Justus-Liebig-Universität Gießen**
Heinrich-Buff-Ring 16, 35392 Gießen

Dekan: Prof. Dr. V. Metag
I. Berichterstatter: Prof. Dr. K.-H. Schartner
II. Berichterstatter: Prof. Dr. A. Müller

Tag der mündlichen Prüfung: 19.November 2004

Strahlende Zerfälle
doppelt angeregter Helium - Atome

Inauguraldissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
der Justus-Liebig-Universität Giessen
Fachbereich 07
(Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)

vorgelegt von Sascha Mickat
aus Höchst im Odenwald

I. Physikalisches Institut
der Justus-Liebig-Universität Gießen

Oktober 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Atomphysikalische Grundlagen	4
2.1	Einführung und Helium-Termschema	4
2.2	Quantenzahlen	7
2.3	Photoionisations-Resonanzen	16
2.4	Wirkungsquerschnitte	20
2.4.1	Theoretischer Ansatz	20
2.4.2	Theoretische Vorhersagen	23
2.5	Winkelverteilung	23
3	Experiment	26
3.1	Strahlrohr U125/1 PGM	26
3.2	Apparativer Aufbau	28
3.3	Messelektronik und Signalverarbeitung	31
3.3.1	Mess-Modus	33
3.3.2	Ortsauflösende Detektoren	35
3.3.3	Polarisations-empfindlicher Detektionszweig	36

4	Messmethode	38
4.1	Photonen induzierte Fluoreszenzspektroskopie (PIFS)	38
4.2	Wirkungsquerschnitte	38
4.2.1	Datenaufnahme und Linienintensitäten	39
4.2.2	Verzweigungsverhältnisse	41
4.2.3	Beobachtungsgeometrie	42
4.2.4	Quanteneffizienz	42
4.2.5	Normierungsprozess	45
4.2.6	VUV-Spektren	46
4.3	Winkelverteilung	47
5	Fehlerbetrachtung	50
5.1	Wirkungsquerschnitte	50
5.1.1	VUV-Spektren	50
5.1.2	Spektren im sichtbaren Spektralbereich (VI)	51
5.2	Winkelverteilung	52
6	Ergebnisse und Diskussion	53
6.1	VUV-Spektren	53
6.2	Spektren im sichtbaren Spektralbereich	57
6.3	Wirkungsquerschnitte	59
6.4	Winkelverteilung	64
6.5	Triplett-Zustände	65
7	Zusammenfassung	69

Literaturverzeichnis	72
Anhang	76
A Verzweigungsverhältnisse	79
B He** und He* Zustände	81
C He I und He II Termschema	83
D Übergänge in He I und He II	86
E Konfiguration von PAFORDOS	91
E.1 VUV- und VI-Detektoren	91
E.1.1 Scan-Modus	91
E.1.2 Ladungsnormierte Messung	91
E.2 PSEV und Schrittmotor	92
Danksagung	95

Abbildungsverzeichnis

2.1	Klassisches Analogon zur radialen Bewegung	5
2.2	Helium-Termschema	6
2.3	Drei-Körperproblem	9
2.4	Sphärische Koordinaten	11
2.5	He** in der molekularen adiabatischen Näherung	11
2.6	Parabolische Koordinaten	12
2.7	Elliptische Keplerbahnen	13
2.8	Potentialkurven	14
2.9	Ladungsverteilung	15
2.10	Photoionen-Signal von Helium im Energiebereich um 65 eV . .	17
2.11	Fluoreszenz und Signal metastabiler Helium-Atome	19
2.12	Theoretische Vorhersagen	25
3.1	Undulator	26
3.2	Strahlrohr U125/1 PGM2	27
3.3	Apparativer Aufbau	29
3.4	Polarisations-empfindlicher Detektionszweig	31
3.5	Verkabelung der Messelektronik	32
4.1	Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten	39
4.2	Zwei-dimensionales orts aufgelöstes Spektrum	40
4.3	Wirkungsquerschnitt in beliebigen Einheiten	40
4.4	Aufbau für Kalibrierungsmessung	44
4.5	Relative Quanteneffizienz	45

4.6	Fluoreszenzkomponenten	48
4.7	Intensität als Funktion der Stellung der Polarisationsfolie . . .	49
6.1	VUV-Spektren auf den $(n, 0)(^1P)$ Resonanzen	54
6.2	VUV-Spektren auf der $(5, +1)(^1P)$ Resonanz	55
6.3	VUV-Spektren auf der $(4, -1)(^1P)$ Resonanz	55
6.4	Totales Ionensignal und Fluoreszenz-Signal	56
6.5	VI-Spektrum auf der $(5, -1)(^1P)$ Resonanz	57
6.6	Energieabhängigkeit des Fluoreszenz-Signals	58
6.7	Wirkungsquerschnitte für $n=5$	61
6.8	Zerfallsschemata	63
6.9	Fluoreszenz auf der $(5, +1)(^1P)$ und $(5, 0)(^3D)$ Resonanz . . .	66
6.10	Fluoreszenz auf der $(6, +1)(^1P)$ und $(6, 0)(^3D)$ Resonanz . . .	67
A.1	Verzweigungsverhältnisse	80
B.1	He^{**} und He^* Zustände	82
C.1	Termschema des Helium-Atoms He I nach Grotrian	84
C.2	Termschema des Helium-Ions He II nach Grotrian	85

Tabellenverzeichnis

2.1	Quantenzahlen	16
3.1	Detektor-Gitter-Kombination	30
3.2	Zählerkarte	33
4.1	Korrekturfaktor für die Winkelabhängigkeit	42
4.2	Elektronstoß-angeregte Übergänge	43
6.1	Experimentelle Wirkungsquerschnitte	59
6.2	Wirkungsquerschnitte $He^{**} \rightarrow He^*$	62
6.3	Asymmetrie-Parameter β	65
E.1	Scan-Modus	91
E.2	Ladungsnormierte Messung	91
E.3	Polarisations-empfindliche Messungen	92

1 Einleitung

Helium ist vom Aufbau her das einfachste Zwei-Elektronensystem und besitzt daher für die Entwicklung der theoretischen Beschreibung des gegenseitigen Einflusses der Elektronen bei ihrer Bewegung im Kernfeld grundlegende Bedeutung. Die Korrelation der Elektronen über die Coulombwechselwirkung und über magnetische Wechselwirkungen verhinderte zu Beginn der Einführung der Quantenmechanik eine dem Wasserstoffatom äquivalente geschlossene Beschreibung des Helium-Atoms. Erst mit den grundlegenden experimentellen Untersuchungen doppelt angeregter resonanter Helium-Zustände von Madden und Codling anfang der sechziger Jahre [Madden und Codling 1963] wurde ein erneuter Anlauf unternommen, mit neuen quantenmechanischen Methoden Lösungen zur Beschreibung des komplexen Drei-Körpersystems im Helium zu finden. Einen ausführlichen Überblick der historischen Entwicklung und der quantenmechanischen Methoden findet man z.B. in [Tanner u. a. 2000].

Helium ist ein experimentell sehr gut zugängliches Target für alle Arten von Stoßexperimenten, bei denen Ionisation, Umladung und Anregung der Partner untersucht werden. Die spektralen Serien des einfach angeregten Atoms sowie des Ions sind mit hoher Genauigkeit vermessen und die Energieniveaus entsprechend genau berechnet. Lebensdauer und Verzweigungsverhältnisse kennt man mit hoher Präzision. Durch Einsatz von Vielteilchenkoinzidenzen in Erfassung von Winkel- und Energieverteilung der ionisierten Elektronen und des Kerns wurden mit Helium als Target eine Vielzahl von Experimenten jüngster Zeit durchgeführt, die die Gesetzmäßigkeiten aufklären konnten, wie sich beide Elektronen beeinflussen [Cocke 2004].

Die gleichzeitige Anregung beider Elektronen durch ein Photon wurde erstmals in Absorptionsexperimenten mit Synchrotronstrahlung beobachtet [Madden und Codling 1963]. Die der Anregung folgende Autoionisation überlagert sich der direkten Photoionisation und führt zu Interferenzresonanzen. Die Photoionisations-Resonanzen galten als verstanden, zumal die charakteristischen sogenannten Beutler-Fano-Profilen der Absorptionslinien sich theoretisch begründen lassen [Fano 1961]. Die Schwäche der theoretischen Beschreibung in der Berechnung relativer Intensitäten der einzelnen Zerfallskanäle konnte erst in letzter Zeit überzeugend offenbart werden. Man konnte zeigen, dass der strahlende Zerfall der doppelt angeregten Helium-Zustände gegenüber der Abregung durch Autoionisation nicht zu vernachlässigen und für manche Zustände dominierend ist. Experimentell wurde der strahlende Zerfall der doppelt angeregten Helium-Zustände

sowohl durch die undispergierte Detektion der dabei emittierten Fluoreszenz als auch durch die Detektion metastabiler Helium-Atome nachgewiesen [Rubenson u. a. 1999, Odling-Smee u. a. 2000, Penent u. a. 2001].

In einer ersten spektralen Analyse der beim Zerfall der doppelt angeregten Helium-Zustände emittierten Fluoreszenz konnte ein Kaskadenzerfall in drei Schritten beobachtet werden [Schartner u. a. 2001]. Im ersten Schritt wird beim Übergang von einem doppelt in einen einfach angeregten Zustand ein Photon der Energie um die 40 eV emittiert. Der einfach angeregte Zustand zerfällt durch Emission eines zweiten Photons im sichtbaren Spektralbereich in einen erlaubten niederenergetischen Zustand. Der letzte Zerfall in der Kaskade ist ein Übergang in den Helium-Grundzustand oder in einen der metastabilen Zustände. Nach der experimentellen Bestätigung des strahlenden Zerfalls doppelt angeregter Helium-Zustände wurden auf theoretischer Seite adäquate Beschreibungen ausgearbeitet [Liu u. a. 2001, Žitnik u. a. 2002]. Aus den theoretischen Beschreibungen lassen sich für den strahlenden Zerfall der doppelt in die einfach angeregten Zustände absolute Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen der dabei emittierten Fluoreszenz-Photonen ableiten.

Inzwischen sind 7 Rydbergserien mit $J=1$ und ungerader Parität, die gegen die $N=2$ Ionisationsschwelle im Helium konvergieren, bekannt. Drei Serien sind dem Singulett-System und vier dem Triplett-System zugeordnet. Die Zustände der Serien werden durch die Quantenzahlen K und T , die die Winkelabhängigkeit der Elektronenbewegungen beschreiben, und A , die deren radiale Korrelation beschreibt, klassifiziert. Dies führt zur folgenden gebräuchlichen Notation der Zustände $(sp, 2n+)^{(1,3}P)$ für $A = +1$, $(sp, 2n-)^{(1,3}P)$ für $A = -1$ und $(pd, 2n)^{(1,3}P, ^3D)$ für $A = 0$. n ist die Hauptquantenzahl des äußeren Elektrons.

Die bisherigen publizierten experimentellen Untersuchungen strahlender Zerfälle am Helium erlauben in erster Linie eine Überprüfung der berechneten energetischen Lagen der doppelt angeregten Zustände sowie der relativen Ausbeuten von metastabilen Atomen und von undispergierter Fluoreszenz als Funktion der Quantenzahl des äußeren Elektrons. Dagegen ist es Ziel dieser Arbeit, erstmals absolute Wirkungsquerschnitte in Kombination von Anregungsquerschnitt und Fluoreszenzausbeute zu messen und auf diese Art eine Überprüfung der berechneten Anregungsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse und Winkelverteilungen [Žitnik u. a. 2002] zu ermöglichen. Die experimentelle Ableitung der Wirkungsquerschnitte soll durch Dispersion der beim Zerfall der doppelt angeregten Zustände emittierten Fluoreszenz

sowohl im sichtbaren als auch im Vakuum-ultravioletten (VUV) Spektralbereich aus den Linienintensitäten der beobachteten Übergänge innerhalb des Kaskadenzerfalls gelingen. Desweiteren soll versucht werden, die in LS-Kopplung verbotene und daher schwache Besetzung der doppelt angeregten Triplet-Zustände nachzuweisen. Die Triplet-Zustände können aufgrund der Zustandsmischung mit Singulett-Zuständen besetzt werden. Strahlende Übergänge im Triplet-System sollten daher auch auf den starken Resonanzen mit dominierendem Singulett-Charakter zu beobachten sein. Dies gelingt nicht über den Nachweis von metastabilen Atomen bzw. undispergierter Fluoreszenz, sondern nur über deren spektrale Analyse.

Die Messungen sollen mit Hilfe der in Zusammenarbeit der Arbeitsgruppen aus Gießen und Kaiserslautern am Berliner Elektronenspeicherring für Synchrotronstrahlung BESSY II aufgebauten Apparatur durchgeführt werden und die Methode der Photonen induzierten Fluoreszenzspektroskopie (PIFS) soll zur Anwendung kommen.

2 Atomphysikalische Grundlagen

2.1 Einführung und Helium-Termschema

Die intensive theoretische und experimentelle Behandlung doppelt angeregter Helium-Zustände setzt mit den grundlegenden Experimenten von Madden und Codling anfang der sechziger Jahre ein [Madden und Codling 1963]. Bei Energien der anregenden Synchrotronstrahlung zwischen 60 und 65 eV entdeckten sie in Helium-Absorptionsmessungen der kontinuierlichen Energieabhängigkeit des Photoionensignals überlagert zwei diskrete Serien von Autoionisations-Resonanzen. Die beiden Serien konvergieren gegen die $N=2$ Ionisationsschwelle des Helium-Ions He^+ . Da im Helium-Ion die niedrigsten $N=2$ Zustände (2s und 2p) entartet sind, nimmt man eine 2snp und eine 2pns Serie an. Den Zuständen innerhalb der Serien wird 1P Charakter zugeschrieben, da Übergänge aus dem Grundzustand $1s^2(^1S)$ in 1P Zustände optisch erlaubt sind. Die Entartung der 2snp und 2pns Zustände wird für identische n durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung aufgehoben. Cooper u. a. beschreiben in ersten theoretischen Interpretationen die doppelt angeregten Zustände als Linearkombination der symmetrischen Wellenfunktionen im Bild unabhängiger Teilchen $u(2snp)$ und $u(2pns)$ [Cooper u. a. 1963].

$$\psi(2n\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}}(u(2snp) \pm u(2pns)) \quad (2.1)$$

Danach unterscheidet man eine (2snp+) und eine (2snp-) Serie und klassifiziert die Zustände nach der radialen Bewegung der Elektronen durch die Einführung der Quantenzahl ± 1 . Der Unterschied zwischen den $+1$ und -1 Zuständen liegt in der Wahrscheinlichkeit, beide Elektronen gleichzeitig am Kernort zu treffen. Cooper u. a. weisen darauf hin, dass am Kernort die Elektron-Elektron-Wechselwirkung vernachlässigbar gegenüber der potentiellen Energie ist. Demnach sind dort die Wellenfunktionen $u(2snp)$ und $u(2pns)$ als gleich anzunehmen. Folglich verschwindet am Kernort die Wellenfunktion $\psi(2n-)$, nicht aber die Wellenfunktion $\psi(2n+)$. Die Wahrscheinlichkeit, beide Elektronen im Zustand (2snp-) an einem Ort gleichzeitig anzutreffen, ist geringer als im Zustand (2snp+). Zum Verständnis der Radialbewegung hilft es, sich zwei an einer Wand nebeneinander und auf gleicher Höhe aufgehängte klassische Pendel vorzustellen, die über eine Feder miteinander verbunden sind. Jedes der beiden Pendel kann eine periodische Bewegung ausführen, indem es von der Wand zurückstößt. Dabei übernimmt

die Wand die Rolle des abstoßenden Kernpotentials. Die Kopplung der beiden Pendel bewirkt zwei mögliche Arten der Bewegung. Im $+1$ -Modus schwingen die Pendel in Phase und treffen gleichzeitig auf die Wand. Im -1 -Modus schwingen die Pendel gegenläufig und treffen nie gleichzeitig auf die Wand (Abb.2.1).

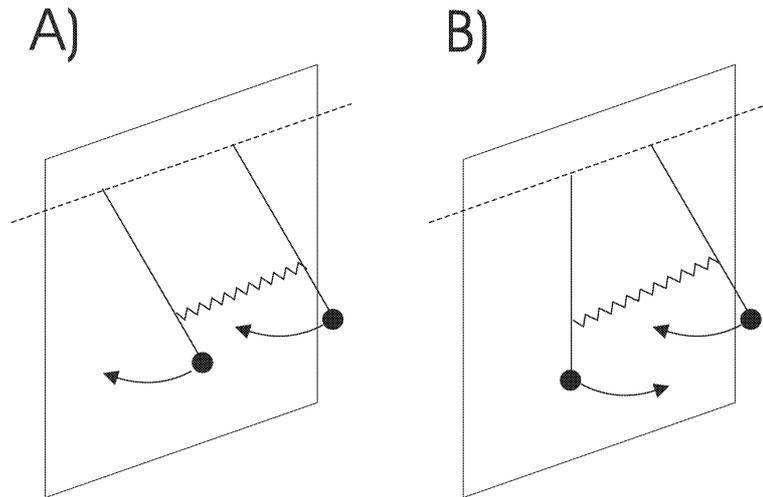


Abbildung 2.1: *Klassisches Analogon nach Cooper u. a. zur radialen Bewegung der zwei angeregten Elektronen: die Elektronen bewegen sich a) in Phase, b) gegenläufig.*

Die Existenz einer dritten 1P Serie, die gegen die $N=2$ Ionisationsschwelle des Helium-Ions mit einem $2p$ Elektron konvergiert, scheint plausibel, jedoch konnte die sogenannte ($2pnd$) Serie erst mit Nutzung von Synchrotron-einrichtungen der dritten Generation Mitte der neunziger Jahre experimentell nachgewiesen werden [Domke u. a. 1996]. Die Wellenfunktion der ($2pnd$) Zustände wird ähnlich den Wellenfunktionen einzeln angeregter Zustände angenommen. Die Radialbewegung der Elektronen zeichnet sich durch keine besondere Symmetrie aus.

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle erwähnt, dass neben den drei bereits erwähnten 1P Serien noch vier weitere Serien im Triplett-System existieren, die gegen die $N=2$ Ionisationsschwelle des Helium-Ions konvergieren und ungerade Parität besitzen. Erstmals wurden diese durch Ein-Photonen -Prozesse angeregten Triplett-Zustände von [Penent u. a. 2001] experimentell nachgewiesen.

Eine Auswahl an Zuständen der 7 Rydbergserien beginnend mit $n=3$ sind im Termschema eingezeichnet (Abb.2.2). Man unterscheidet zwischen

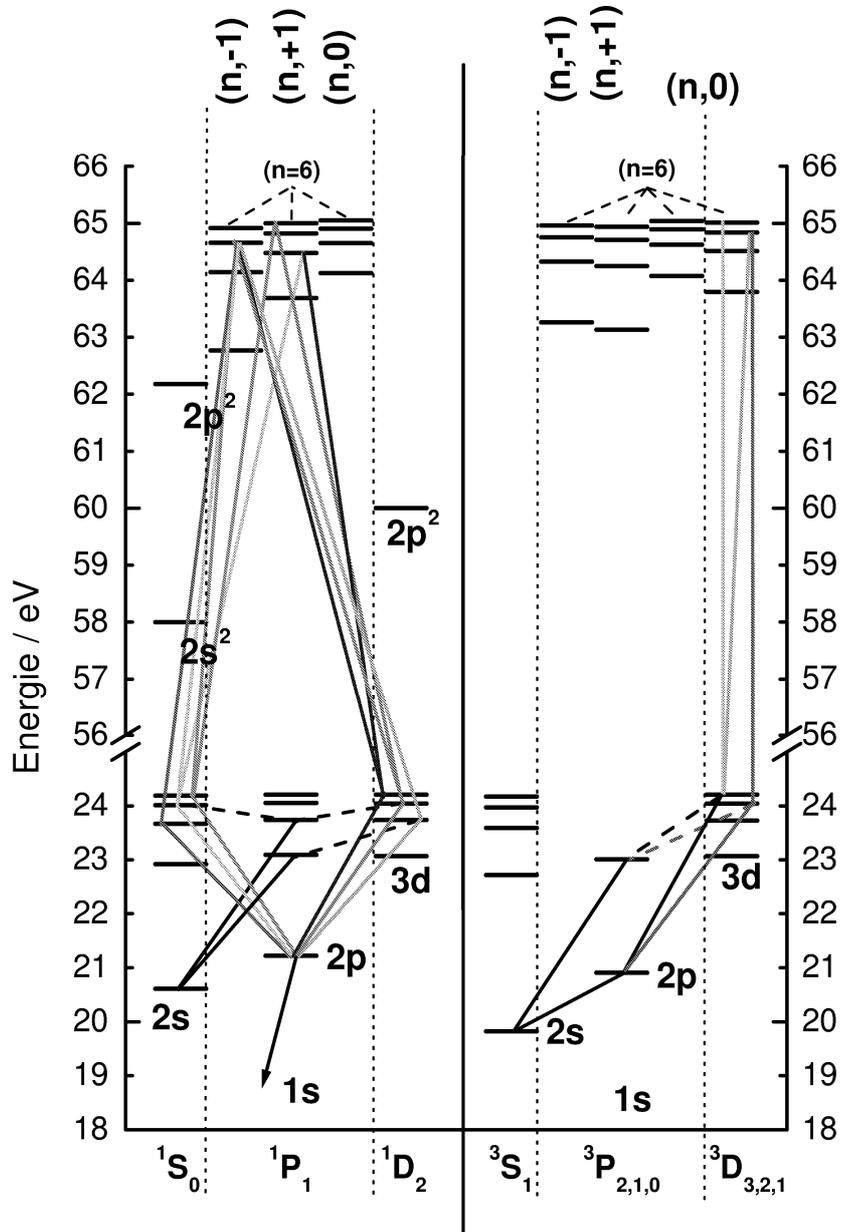


Abbildung 2.2: Doppelt und einfach angeregte Zustände im Helium-Termschema. Die durchgezogenen Linien markieren exemplarisch beobachtete Übergänge.

den drei Serien im Singulett-System $(n, -1)^1P_1$, $(n, +1)^1P_1$ und $(n, 0)^1P_1$, und den vier Serien im Triplett-System $(n, -1)^3P_1$, $(n, +1)^3P_1$, $(n, 0)^3P_1$ und $(n, 0)^3D_1$. Die Bezeichnung der Zustände wird in Kapitel 2.2 diskutiert.

Die Energie der doppelt angeregten Helium-Zustände unterscheidet sich gegenüber solchen, die nur einfach angeregt sind, um etwa 40 eV. Die einfach angeregten Zustände sind unterhalb der Ionisationsschwelle bei 24,58 eV im Termschema eingezeichnet. Folglich erwartet man für den strahlenden Zerfall doppelt angeregter Helium-Zustände im Fluoreszenzspektrum Linien im Spektralbereich um die 30 nm. In einem zweiten Schritt können die einfach angeregten Zustände ihrerseits in erlaubte niederenergetische Zustände zerfallen. Diese Übergänge emittieren überwiegend Fluoreszenz im sichtbaren Spektralbereich. Der Kaskadenzerfall endet mit einem Übergang in den Heliumgrundzustand oder einen der niederenergetischen metastabilen Zustände.

Exemplarisch sind im Termschema Übergänge als Teil des Kaskadenzerfalls der doppelt angeregten Zustände markiert, wie sie in einer ersten spektralen Analyse der emittierten Fluoreszenz [Schartner u. a. 2001] und im Rahmen dieser Arbeit beobachtet wurden.

2.2 Quantenzahlen

Eine Vielzahl von sich teilweise ergänzenden und aufeinander aufbauenden halbklassischen und quantenmechanischen Konzepten und Näherungsmethoden wurde ausgearbeitet, aus denen sich die Eigenschaften von Zwei-Elektronen-Zuständen im Helium ableiten und klassifizieren lassen [Tanner u. a. 2000]. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung verhindert eine adäquate Beschreibung der doppelt angeregten Zustände durch die Quantenzahlen $|Nl_1, nl_2, L, S, \Pi \rangle$, wie sie im Bild unabhängiger Teilchen in der Atomphysik gebräuchlich sind, da sich die Zustände als eine Mischung aus Konfigurationen mit unterschiedlichem N , n , l_1 und l_2 darstellen. N ist die Hauptquantenzahl des inneren Elektrons, n die des äußeren. l_1 und l_2 sind die Bahndrehimpulse der beiden Elektronen. L ist der Gesamtdrehimpuls, S der Gesamtspin und Π die Parität. Im Folgenden wird anhand von drei leistungsstarken quantenmechanischen Konzepten die theoretische Beschreibung des Drei-Körper-Coulomb Systems skizziert. Dabei wird versucht, die Korrespondenz zwischen Methoden aus der Molekül- und Atomphysik und

gruppentheoretischen Überlegungen aufzuzeigen, die schliesslich in die aktuelle Klassifizierung der Zustände durch die Quantenzahlen N, n, L, S, K, T und A mündet.

Molekulare adiabatische Näherung Ein Satz von Quantenzahlen, die das Drei-Körper-Coulomb System beschreiben, ist aus der Molekülphysik abgeleitet. Der Hamiltonoperator für das Helium-Atom entspricht dem des H_2^+ -Problems in der Molekülphysik.

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta_r - \frac{\hbar^2}{2m_1}\Delta_{r_1} - \frac{\hbar^2}{2m_2}\Delta_{r_2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r} - \vec{r}_2|} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (2.2)$$

Es werden die kinetische Energie des Kerns mit der Masse m_0 , die kinetischen Energien der beiden Elektronen der Masse m_1 und m_2 , sowie die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen mit dem Atomkern und der beiden Elektronen untereinander berücksichtigt. \vec{r} entspricht der Kernkoordinate, \vec{r}_1 und \vec{r}_2 den Ortskoordinaten der Elektronen (Abb.2.3). Man definiert:

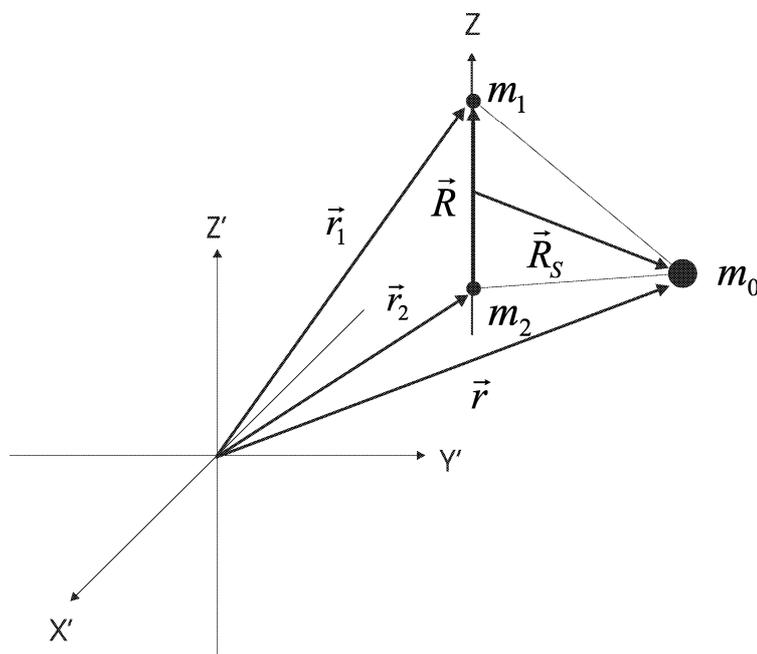
$$W(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta_r - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r} - \vec{r}_2|} \quad (2.3)$$

Durch Einführung von Schwerpunktkoordinate $\vec{R}_S = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2}$ und Relativkoordinante $\vec{R} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ kann die Schrödinger-Gleichung auf ein Zwei-Körperproblem reduziert werden.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_S}\Delta_{R_S} - \frac{\hbar^2}{2m_R}\Delta_R + V(\vec{R})\right] \Psi(\vec{R}_S, \vec{R}) = E \Psi(\vec{R}_S, \vec{R}) \quad (2.4)$$

$m_S = m_1 + m_2$ ist die Schwerpunktmasse, $m_R = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ die reduzierte Masse und $V(\vec{R}) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} + W(\vec{R})$. Es ist zu beachten, dass nach der Koordinaten-Transformation $W(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ in $W(\vec{R})$ übergeht, wobei die kinetische Energie des Kerns vernachlässigt wird.

$$W(\vec{R}) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{R}/2 - \vec{R}_S|} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{R}/2 + \vec{R}_S|} \quad (2.5)$$

Abbildung 2.3: *Drei-Körperproblem.*

Wie bei der Behandlung des H_2^+ Molekül-Ions der internukleare Abstand bei Änderung der Elektronenkonfiguration, wird hier die Änderung des Abstandes zwischen beiden Elektronen \vec{R} als langsam und vernachlässigbar angenommen, obwohl im Gegensatz zu den schweren Kernen eine schnelle Bewegung der leichten Elektronen erwartet wird. Der Erfolg durch die adiabatische Separation der Kern- und Elektronen-Koordinaten hängt nicht notwendigerweise von deren schneller und langsamer Änderung mit der Zeit ab. Betrachtet man unter diesem Gesichtspunkt hochangeregte Zwei-Elektronen-Zustände, dominiert die Elektron-Elektron-Wechselwirkung und der Einfluss des Kernpotentials ist gering. Erst in Kernnähe ist die Anziehung der Elektronen durch den Kern viel stärker als die gegenseitige Abstoßung und beeinflusst den Abstand zwischen beiden Elektronen. In der Tat erhält man mit der molekularen adiabatischen Separation eine um 20% zu niedrige Bindungsenergie für den Helium-Grundzustand [Tanner u. a. 2000].

In Analogie zum molekülphysikalischen Ansatz ist die Wellenfunktion $\Psi(\vec{R}_S, \vec{R})$ aus einem die Rotation $D(\Psi, \theta, \phi)$ und die Schwingung $f_{im}^L(R)$ beschreibenden und einem orbitalen Anteil $\psi_{im}(\rho, z; R)$ anzusetzen. Die Wellenfunktion $\Psi(\vec{R}_S, \vec{R})$ hängt damit von 6 Koordinaten ab. Die Drehung des Drei-Körpersystems im Raum kann durch die drei Euler-Winkel Ψ, θ, ϕ beschrieben werden. Die intrinsischen Koordinaten des Systems sind die Rela-

tivkoordinate R , parallel zur z -Achse ausgerichtet, und zur Beschreibung der Schwerpunktsbewegung ρ und z . Mit diesem Ansatz und Gleichung 2.4 erhält man in der adiabatischen Näherung ein konventionelles Eigenwertproblem für den die Schwingungszustände beschreibenden Anteil $f_{im}^L(R)$.

$$-\left\{\frac{\delta^2}{\delta R^2} - 2[U_{im}^L(R) - E]\right\} f_{im}^L(R) = 0 \quad (2.6)$$

Die Quantenzahl m ist Eigenwert der Projektion des Gesamtdrehimpulsoperators L auf die z -Achse. Der Index i zählt die diskreten Zustände in Abhängigkeit von z und ρ .

$$U_{im}^L(R) = \varepsilon_{im}(R) + C_{im}^L(R) + \frac{1}{R} \quad (2.7)$$

ist das adiabatische Potential. $\varepsilon_{im}(R)$ ist der Eigenwert von $h_m(R)$ mit der orbitalen Wellenfunktion $\psi_{im}(\rho, z; R)$ bei festem Abstand R der beiden Elektronen, der durch deren Ortskoordinaten r_1 und r_2 parametrisiert ist. Für Helium ist $Z=2$.

$$h_m(R) \psi_{im} = \left\{-\frac{1}{2} \frac{\delta^2}{\delta z^2} - \frac{1}{2\sqrt{\rho}} \frac{\delta^2}{\delta \rho^2} \sqrt{\rho} - \frac{Z}{r_1} - \frac{Z}{r_2} + \frac{m^2}{2R_s^2}\right\} \psi_{im} \quad (2.8)$$

ψ_{im} diagonalisiert den Zwei-Elektronen Hamiltonoperator (Glg. 2.4) nur annähernd. $C_{im}^L(R)$ ist Erwartungswert des nicht diagonalisierten Anteils $\langle \psi_{im} | H - h_m(R) | \psi_{im} \rangle$.

Der Hamiltonoperator $h_m(R)$ (Glg. 2.8) ist in elliptischen Koordinaten $\mu = \frac{r_1 - r_2}{R}$, $\lambda = \frac{r_1 + r_2}{R}$ separierbar (Abb.2.4). Man erhält mit einem Produktansatz für die orbitale Wellenfunktion zusätzlich zu den Quantenzahlen L , S und π einen Satz von Quantenzahlen \bar{n} , n_λ , n_μ , der einer vollständigen Charakterisierung der doppelt angeregten Zustände genügt. Damit reduziert sich die Lösung in der molekularen Näherung auf das Berechnen von Schwingungszuständen $E_{\bar{n}}$ entsprechend der Schrödinger-Gleichung

$$\left\{-\frac{\delta^2}{\delta R^2} + U_{n_\lambda n_\mu m}^L(R)\right\} f_{\bar{n}}(R) = E_{\bar{n}} f_{\bar{n}}(R) \quad (2.9)$$

Die Schwingungsquantenzahl \bar{n} charakterisiert die Anregung eines Elektrons entlang einer Rydbergserie. Damit zählt \bar{n} die Zustände des äußeren Elektrons wie n in der oben eingeführten Weise. Die Verbindung zwischen beiden Quantenzahlen ist durch die Hauptquantenzahl N des niederenergetischeren Elektrons gegeben $\bar{n}=n-N$. Die Quantenzahlen n_λ , n_μ zählen die Knotenpunkte der Wellenfunktion entlang der entsprechenden Ortskoordinate λ bzw. μ .

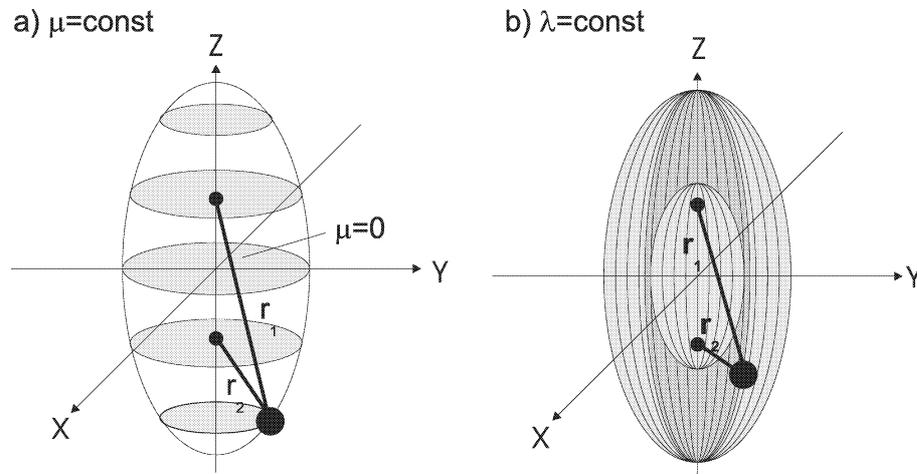


Abbildung 2.4: Wertebereiche in Sphärischen Koordinaten entsprechen für a) $\mu = \text{const}$ Kreisflächen und für b) $\lambda = \text{const}$ Oberflächen von Rotationsellipsoiden.

Aus der Struktur der Wellenfunktion im Hinblick auf Knotenpunkte lassen sich Regeln für Übergänge zwischen den Zuständen ableiten.

Die Berechnung der doppelt angeregten Zustände im Helium in der molekularen adiabatischen Näherung ist in Abbildung 2.5 dargestellt. In einer

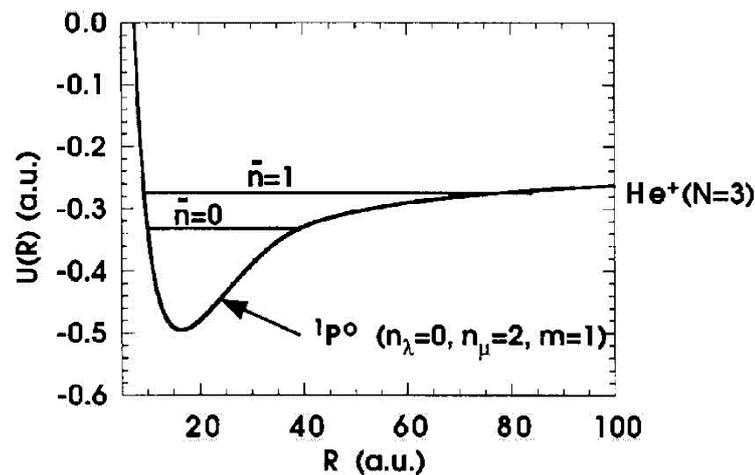


Abbildung 2.5: Potentialkurve für He^{**} -Zustände, die gegen die Ionisationsschwelle He^+ $N=3$ konvergieren. Die Schwingungsquantenzahl \bar{n} zählt die Resonanzen [Tanner u. a. 2000].

Potentialkurve $U_{n_\lambda n_\mu m}^L(R)$, die sich aus den Quantenzahlen $2S+1L^\pi$ und den Quantenzahlen n_λ und n_μ konstruieren lässt, erscheinen die Resonanzen als Schwingungszustände klassifiziert durch \bar{n} .

Stark-Effekt Haben die beiden Elektronen einen großen Abstand ($R \rightarrow \infty$) zueinander, wirkt das äußere Elektron wie ein statisches elektrisches Feld auf das innere Elektron. Das zu lösende Problem entspricht dem des H-Atoms ($Z=2$) in einem elektrischen Feld $\vec{F} = F\vec{e}_z$.

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{m_1} \Delta_{r_1} + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}_1|} + eFz \quad (2.10)$$

Die den Stark-Effekt entsprechende Schrödinger-Gleichung ist in parabolischen Koordinaten $\xi = r + z$ und $\eta = r - z$ separierbar (Abb.2.6).

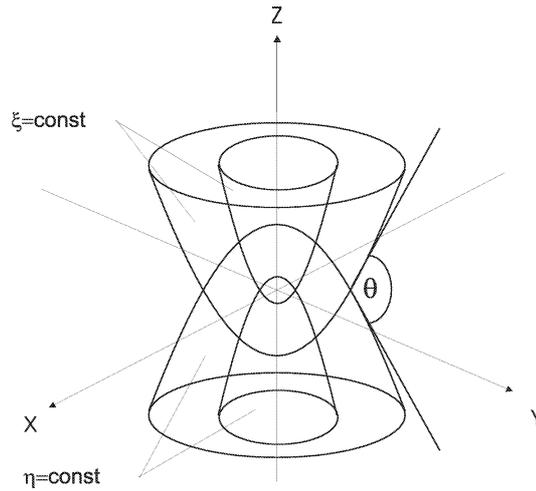


Abbildung 2.6: Wertebereiche in parabolischen Koordinaten für $\xi = \text{const}$ und $\eta = \text{const}$ entsprechen Oberflächen von Rotationsparaboloiden.

$$\frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{u_1}{d\xi} \right) + \left(\frac{1}{2} E \xi + Z_1 - \frac{m^2}{4\xi} - \frac{1}{4} F \xi^2 \right) u_1 = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left(\eta \frac{u_1}{d\eta} \right) + \left(\frac{1}{2} E \eta + Z_2 - \frac{m^2}{4\eta} + \frac{1}{4} F \eta^2 \right) u_2 = 0 \quad (2.12)$$

Das Gesamtpotential setzt sich aus einem zylindrischen Radialpotential mit der azimuthalen Quantenzahl m , einem Coulombpotential und einem linearen Anteil, der vom elektrischen Feld herrührt, zusammen. Beide Gleichungen

unterscheiden sich durch das Vorzeichen des Linear-Potentials. Die Separationskonstanten Z_1 und Z_2 sind über die Kernladungszahl $Z = Z_1 + Z_2$ verknüpft. Für jeden Wert der Separationskonstante Z_i ($i=1,2$) erhält man eine Folge von gebundenen Lösungen zu diskreten Energieeigenwerten E . Umgekehrt gibt es zu jeder Energie eine diskrete Folge von Z_i -Werten mit gebundenen Lösungen. Diese sind durch die parabolischen Quantenzahlen $n_i = 0, 1, 2, \dots$ charakterisiert, die die Anzahl der Knoten der angesetzten Wellenfunktion u_i entlang ξ und η zählen. Nach der Formel von Schwarzschild und Epstein [Heckmann und Träbert 1989] hängen die Energieeigenwerte des Stark-Effekts in erster Ordnung neben der Hauptquantenzahl N nur von der Differenz der parabolischen Quantenzahlen $n_1 - n_2$ ab. Es lassen sich die sogenannten Stark-Quantenzahlen N , $K=n_1 - n_2$ und $T=m$ definieren.

Herrick leitete als erster die Stark-Quantenzahlen aus gruppentheoretischen Überlegungen zur Beschreibung von Zwei-Elektronen-Zuständen ab [Herrick 1983]. Die Art der Elektron-Elektron-Wechselwirkung formuliert durch das Skalarprodukt der einzelnen Bahndrehimpulse $\vec{l}_1\vec{l}_2$ bzw. der Ortskoordinaten $\vec{r}_1\vec{r}_2$ ist durch den Operator $\cos\theta$ gegeben und berechnet sich nach

$$\cos\theta = -\frac{K}{N} + \frac{N^2 - 1 - K^2 - T^2 + 2\vec{l}_1\vec{l}_2}{2Nn} \quad (2.13)$$

Für Zustände, in denen das äußere Elektron hoch angeregt ist ($n \gg N$), kann der zweite Term bei konstantem Gesamtdrehimpuls $\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$ vernachlässigt werden. In diesem Fall beschreibt die Quantenzahl K direkt den Winkel θ zwischen den beiden Ortsvektoren \vec{r}_1 und \vec{r}_2 . Zur Anschauung stellt man sich die Elektronen auf zwei elliptischen Keplerbahnen um den Kern kreisend vor. Für den Fall $\cos\theta = 1$ sind die Ellipsen in die gleiche Richtung orientiert, für $\cos\theta = -1$ entgegengesetzt (Abb2.7).

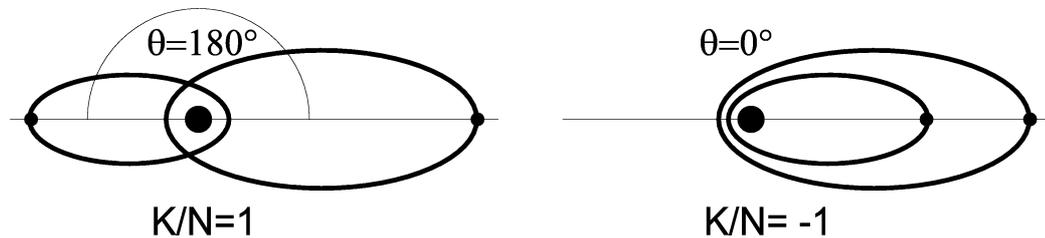


Abbildung 2.7: Elektronenbahnen in Abhängigkeit der Quantenzahl K .

Die Stark-Quantenzahlen K und T beschreiben die Winkelabhängigkeit der beiden Elektronen. Sie wurden für den asymptotischen Fall $R \rightarrow \infty$ abge-

leitet und liefern dadurch keine Information über die radialen Abhängigkeiten. Es können keine Aussagen über Knotenpunkte der Wellenfunktion und damit Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Elektronen am Kernort getroffen werden. Herrick führte zur Beschreibung der radialen Symmetrie eine weitere Quantenzahl ein. Üblicherweise wird diese sogenannte radiale Quantenzahl nach Lin mit A bezeichnet [Lin 1983].

Hypersphärische adiabatische Näherung Lin hat die doppelt angeregten Zustände in der sogenannten hypersphärischen adiabatischen Näherung behandelt. Anders als bei der molekularen Näherung werden hier $R = \sqrt{r_1^2 + r_2^2}$ und $\alpha = \arctan \frac{r_2}{r_1}$ als intrinsische Koordinaten eingeführt. Die

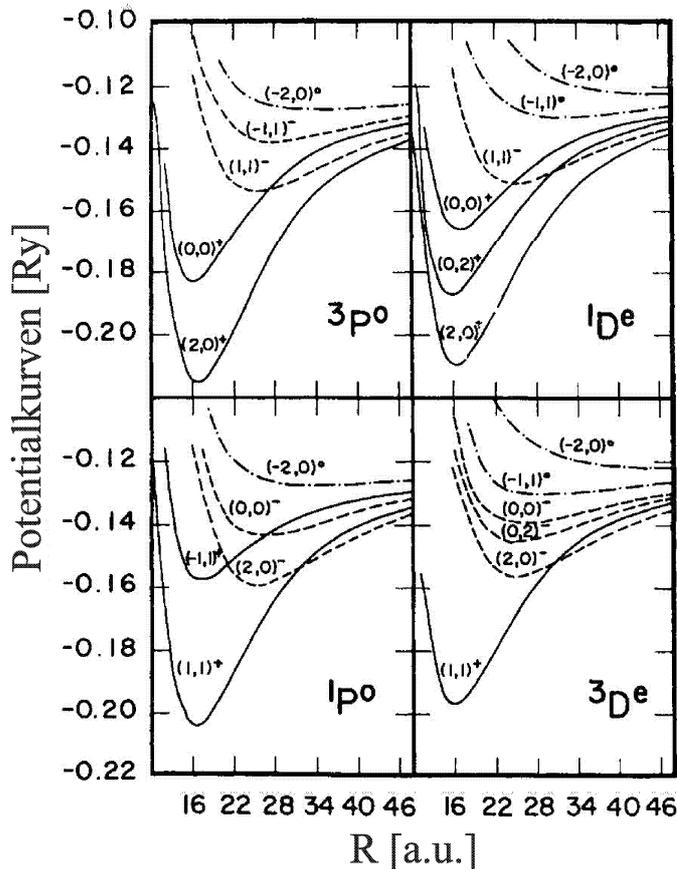


Abbildung 2.8: In Abhängigkeit von $(K, T)^A$ Potentialkurven für $1,3P^o$ - und $1,3D^e$ - Zustände im Helium unterhalb der $N=3$ Ionisationsschwelle [Lin 1983].

Wellenfunktion wird als Produkt $F_\mu^n(R)\Phi_\mu(R; \alpha, \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ angesetzt und separiert die Schrödinger-Gleichung (Glg.2.2). Der Index n zählt die angeregten Zustände innerhalb einer Serie, μ markiert die Serie. Lin konnte zeigen, dass die für den asymptotischen Fall abgeleiteten Stark-Quantenzahlen K und T

die Winkelabhängigkeiten der Zustände vollständig beschreiben. Desweiteren sind die Zustände unabhängig von L , S und Π ausschließlich durch die Quantenzahlen K, T und A , wie sie oben eingeführt wurden, charakterisiert. Die Potentialkurven von Serien mit identischem K, T und A besitzen dieselbe R -Abhängigkeit (Abb.2.8).

Ladungsverteilungen lassen sich aus der Wahrscheinlichkeitsdichte $|F_\mu^n(R)\Phi_\mu(R; \alpha, \vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2$ ableiten und können in der r_1, r_2 -Ebene bzw. in der α, θ -Ebene dargestellt werden (Abb.2.9). In Übereinstimmung mit den ersten Interpretationen von Cooper u. a., der die Zustände aufgrund ihrer Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort unterscheidet, halten sich für $A=+1$ die beiden Elektronen bevorzugt entlang der Ebenen-Diagonalen ($r_1 = r_2, \alpha = 45^\circ$) auf. Eine verschwindende Aufenthaltswahrscheinlichkeit entlang der Diagonalen wird durch $A=-1$ beschrieben. Allen anderen Zuständen, die bezüglich der Diagonalen keine definierte Symmetrie besitzen, wird die Quantenzahl $A=0$ zugeordnet.

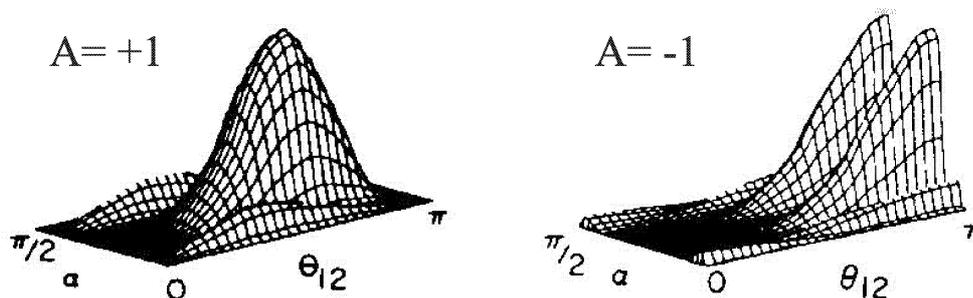


Abbildung 2.9: Ladungsverteilung in Abhängigkeit von $A = +1$ und $A = -1$ [Lin 1983].

Korrespondenz der Konzepte Jedes der vorgestellten quantenmechanischen Konzepte liefert einen Satz von Quantenzahlen, die der Charakterisierung der doppelt angeregten Zustände im Helium genügen. Um die Korrespondenz zwischen der molekularen adiabatischen Näherung, der asymptotischen Behandlung des Drei-Körper-Coulomb System in parabolischen Koordinaten und den gegenwärtig gebräuchlichen Quantenzahlen K, T und A zu verdeutlichen, sind in Tabelle 2.1 die Verknüpfungen zwischen den Quantenzahlen dargestellt.

molekular	parabolisch	Herrick et al.
n_λ	n_1	$(N - K - 1 - T)/2$
$[n_\mu/2]$	n_2	$(N + K - 1 - T)/2$
m	$ m $	T
-1^{n_μ}	A	A

Tabelle 2.1: Verknüpfungen zwischen Quantenzahlen, abgeleitet aus unterschiedlichen Konzepten. Mit der Abkürzung $[n_\mu/2]$ ist die nächstkleinere ganze Zahl zu μ gemeint [Tanner u. a. 2000].

Die Quantenzahlen dienen der Klassifizierung der doppelt angeregten Zustände. Es existiert eine Vielzahl von Bezeichnungen zur Unterscheidung der Zustände. Die gebräuchlichsten und im Rahmen dieser Arbeit verwandten Bezeichnungen

$$(l_1 l_2, N n A)^{2S+1} L \quad \text{mit der Kurzform} \quad (n, A)^{2S+1} L$$

klassifizieren die doppelt angeregten Helium-Zustände vor allem nach ihrer radialen Quantenzahl A und den Hauptquantenzahlen der beiden Elektronen N und n und ihren Bahn-Drehimpulsen l_1 und l_2 bzw. dem Gesamtdrehimpuls L. Zur Unterscheidung zwischen Serien im Singulett- und Triplett-System bedient man sich der Multiplizität $M=2S+1$.

2.3 Photoionisations-Resonanzen

Die Ionisationsenergie E_{He^+} im Helium beträgt 24,58 eV. Liegt die Energie E der anregenden Photonen über der Ionisationsschwelle, wird die überschüssige Energie in Form von kinetischer Energie $E_{kin} = E - E_{He^+}$ auf das emittierte Elektron übertragen. Da die kinetische Energie des Elektrons jeden beliebigen Wert annehmen kann, erhält man für jeden Energiewert E eine bestimmte Anzahl an Helium-Ionen im Gastarget und damit einen kontinuierlichen Verlauf im sogenannten Photoionisations-Spektrum, in dem die Energie der anregenden Strahlung gegen die Häufigkeit der Ionen im Gastarget aufgetragen ist.

Dem kontinuierlichen Verlauf überlagert sind Resonanzlinien, die die autoionisierenden doppelt angeregten Zustände energetisch markieren. Dabei

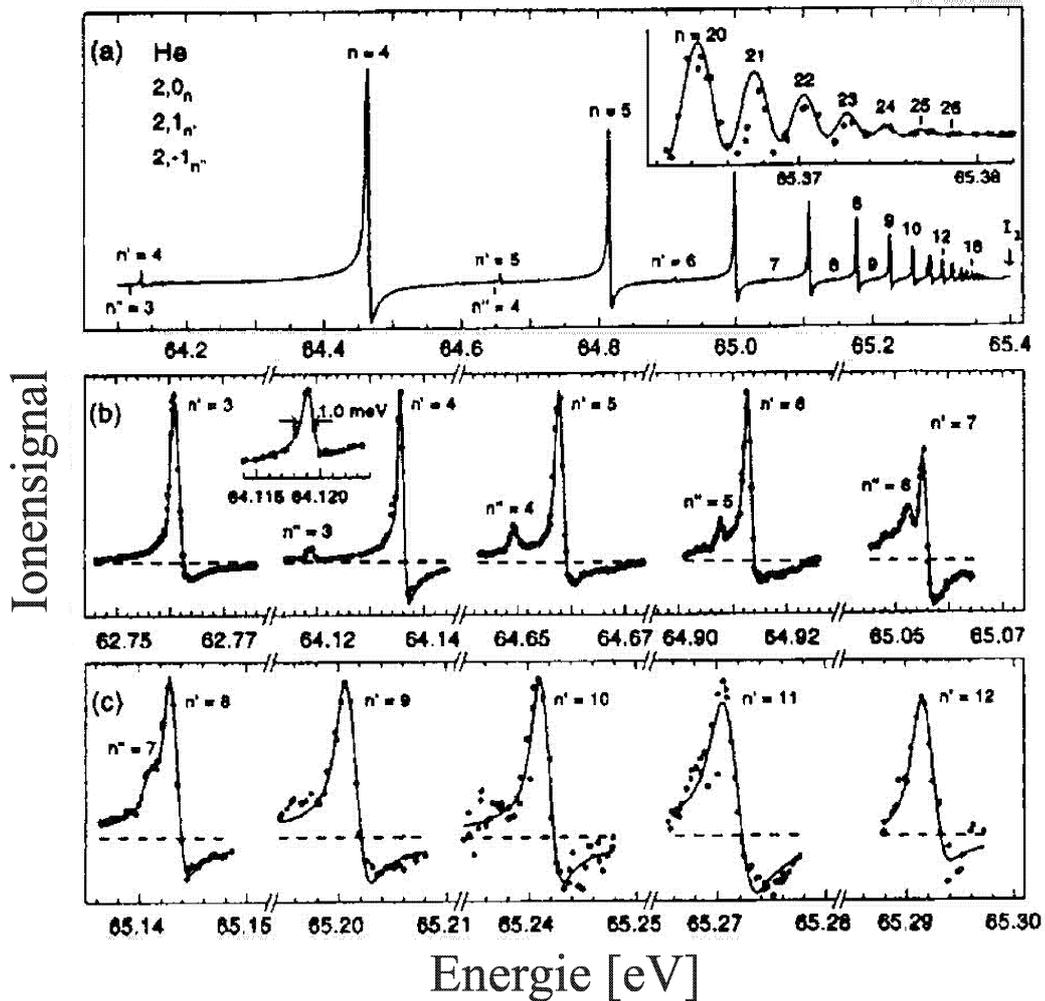


Abbildung 2.10: Photoionisations-Wirkungsquerschnitt von Helium im Energiebereich um 65 eV [Tanner u. a. 2000]. Zu erkennen sind die Resonanzlinien der drei Singulett-Serien, die mit der Hauptquantenzahl des äußeren Elektrons n für $A=+1$, mit n' für $A=-1$ und n'' für $A=0$ gekennzeichnet sind.

überträgt ein Elektron infolge der Coulombwechselwirkung seine Anregungsenergie E_1 auf das andere im angeregten Zustand der Energie E_2 . Das innere Elektron geht zurück in den Grundzustand während das äußere weiter angeregt wird. Aus Gründen der Energieerhaltung muss das äußere Elektron einen Zustand der Energie $E_1 + E_2$ besetzen. Im allgemeinen wird der Prozess der Energieübertragung von zwei angeregten auf ein hoch angeregtes Elektron erst wahrscheinlich, wenn die Gesamtenergie $E_1 + E_2$ oberhalb der Ionisie-

rungsenergie liegt, da dann das hochangeregte Elektron als freies Elektron im Kontinuum jeden beliebigen Energiezustand annehmen kann.

Über die Konfigurationswechselwirkung der doppelt angeregten Zustände mit dem Kontinuum gelingt eine theoretische Beschreibung von Autoionisationsprozessen [Fano 1961]. Demnach führen Interferenzeffekte zwischen diskreten und kontinuierlichen Zuständen zu den sogenannten und charakteristischen Beutler-Fano-Profilen der Resonanzlinien im Photoionisations-Spektrum (Abb.2.10).

Auf den ersten Blick unterscheiden sich die Resonanzlinien der $(n, +1)^1P$ und $(n, -1)^1P$ Serie im Photoionisations-Spektrum in ihrer Intensität. Für ein vorgegebenes n ist die $+1$ Serie um etwa zwei Größenordnungen intensiver als die -1 Serie. Die $(n, 0)^1P$ Serie ist in ihrer Intensität die schwächste der drei Singulett-Serien. Energetisch liegen deren Zustände dicht an den Zuständen der $(n, -1)^1P$ Serie. Schon für niedrige n , z.B. für $(5, 0)^1P$ und $(6, -1)^1P$, liegen die Zustände weniger als 5 meV auseinander.

Die Intensität einer Resonanzlinie bestimmt sich sowohl über den Photonen-Anregungsquerschnitt für den der Linie zugeordneten Zwei-Elektronen-Zustand als auch über dessen Wahrscheinlichkeit, zu autoionisieren. Der Anregungsquerschnitt ist ein Maß für den Überlapp der Wellenfunktion des $1s^2$ Helium-Grundzustands mit der Wellenfunktion des doppelt angeregten Zustands. Nach dieser Eigenschaft, beide Elektronen gleichzeitig in der Nähe Kerns zu treffen, klassifiziert die oben eingeführte radiale Quantenzahl $A=0, +1$ und -1 die doppelt angeregten Zustände (Kap.2.2). Folglich ist der Anregungsquerschnitt für die $A=+1$ Zustände größer als für die $A=-1$ und $A=0$ Zustände. Die Autoionisationsrate hängt, wie bereits erwähnt, von der Elektron-Elektron-Wechselwirkung ab. Für $A=+1$ bewegen sich die Elektronen in Phase. Die Wahrscheinlichkeit, dass die beiden Elektronen voneinander merken ist am größten. Für $A=-1$ ist die Bewegung der Elektronen gegenläufig. Durch die räumliche Trennung ist die Coulombwechselwirkung kleiner. Die Autoionisationsrate ist für die Zustände mit $A=0$ am niedrigsten. Diese Zustände lassen sich im Bild unabhängiger Teilchen beschreiben. Die zunehmende räumliche Trennung der Elektronen mit ansteigendem n erklärt die Abnahme des Autoionisations-Signals bei höheren Energien.

Die Photoionisations-Spektren galten im Rahmen der Beutler-Fano-Theorie als verstanden. Die Schwäche der theoretischen Beschreibung in der Berechnung relativer Intensitäten konnte erst in letzter Zeit überzeugend offenbart werden. So konnte gezeigt werden, dass der strahlende Zerfall der doppelt angeregten Helium-Zustände gleichwertig gegenüber

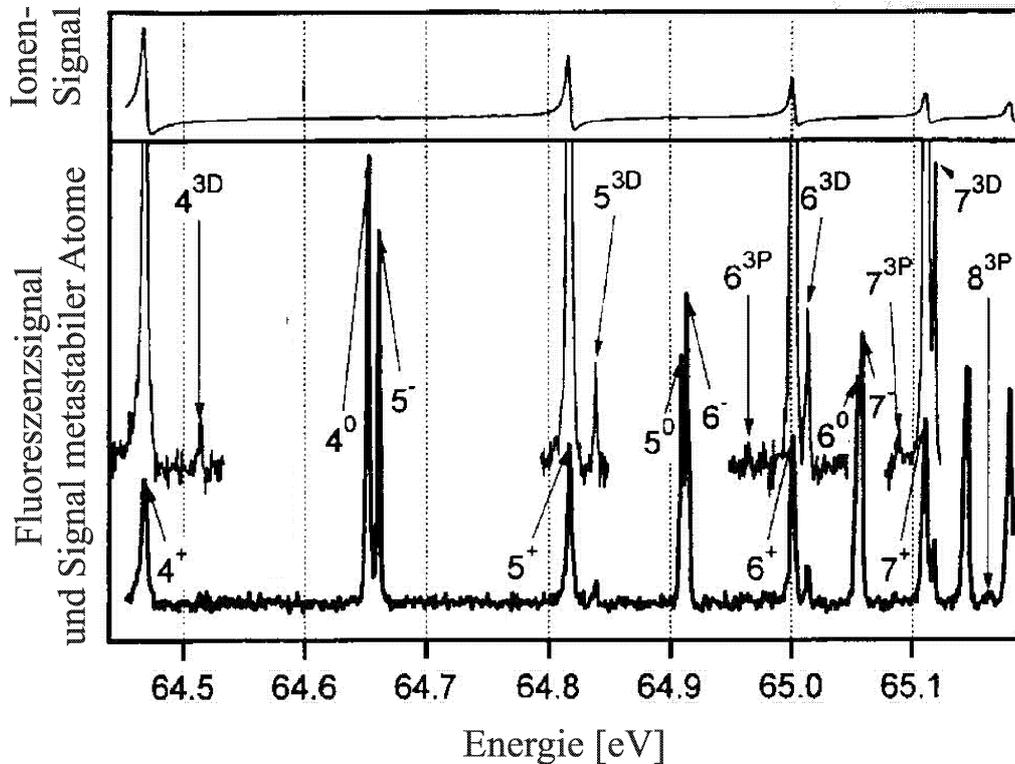


Abbildung 2.11: Photoionisations-Spektrum im Bereich um 64,8 eV (oben) und das Signal der mit einem MCP-Detektor nachgewiesenen metastabilen Helium-Atome und Fluoreszenz (unten) [Penent u. a. 2001]. Neben den 1P -Serien, bezeichnet mit $n^{0,+,-}$, sind die $(n,0)^3D$ und die $(n,-1)^3P$ Serie, bezeichnet mit n^{3D} und n^{3P} , zu erkennen.

der Abregung durch Autoionisation ist. Die bisherige Annahme, dass der Photonen-Anregungsquerschnitt direkt mit dem Wirkungsquerschnitt für die Autoionisation korreliert, ist demnach nicht haltbar. Experimentell wurde der strahlende Zerfall der doppelt angeregten 1P -Zustände sowohl durch die undispergierte Detektion der dabei emittierten Fluoreszenz [Rubenson u. a. 1999] als auch durch die Detektion metastabiler Helium-Atome [Odling-Smee u. a. 2000] nachgewiesen.

Ferner gelang es, über den strahlenden Zerfall der doppelt angeregten Zustände eine Auswahl der vier Serien im Triplettsystem zu beobachten (Abb.2.11) [Penent u. a. 2001]. Die Photonen-Anregung der Triplettsysteme ist nur durch relativistische Effekte, im Wesentlichen über die Spin-Bahn-Wechselwirkung, möglich, die zu einer Mischung mit den optisch er-

laubten Singulett-Zuständen führt. Nur im Fluoreszenz-Signal bzw. durch Detektion der am Ende der radiativen Zerfallskaskaden stehenden metastabilen Helium-Atome lassen sich die Resonanzlinien der Triplett-Serien erkennen, da das Ionensignal von den dicht liegenden mit den Triplett-Zuständen koppelnden $(n, +1)^1P$ Resonanzen dominiert wird. Für hohe n konkurriert die Spin-Bahn-Wechselwirkung mit der Coulombwechselwirkung und führt zu einem Anstieg bei der Besetzung von Triplett-Zuständen. Nahe der Ionisationsschwelle geht die Beschreibung des Systems von LS-Kopplung vollständig in jK-Kopplung über.

2.4 Wirkungsquerschnitte

Nach der experimentellen Bestätigung des strahlenden Zerfalls doppelt angeregter Helium-Zustände [Rubenson u. a. 1999, Odling-Smee u. a. 2000, Penent u. a. 2001], wurden auf theoretischer Seite adäquate Beschreibungen ausgearbeitet, die den strahlenden Zerfall der Zustände konkurrierend zur Autoionisation berücksichtigen [Liu u. a. 2001, Žitnik u. a. 2002]. Die Berechnungen in [Žitnik u. a. 2002] wurden unter der Annahme durchgeführt, dass Triplett- und Singulett-Zustände auch für niedrige n mischen, und werden im Folgenden vorgestellt. Im Vordergrund stehen die Auswirkungen auf Anregung und Zerfall der doppelt angeregten Helium-Zustände.

2.4.1 Theoretischer Ansatz

Zur Berechnung der doppelt angeregten Zustände i und ihrer Energien wird der nichtrelativistische Hamiltonoperator (Glg.2.2) diagonalisiert, indem man eine Basis zusammengesetzt aus Ein-Elektronen-Konfigurationen beschreibenden wasserstoffähnlichen Eigenfunktionen φ für $Z=2$ konstruiert. Deren Eigenwerte besitzen strenge 1P , 3P oder 3D Symmetrie entsprechend den Vorgaben im Schema der LS-Kopplung.

$$|i^{2S+1}L\rangle = \sum_a c_{ia} |\varphi_a^{2S+1}L\rangle \quad (2.14)$$

Es wird über die Anzahl a der möglichen Zustände i summiert, während mit c_{ia} die entsprechenden Entwicklungskoeffizienten bezeichnet werden.

Im nächsten Schritt wird im Hamiltonoperator die Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt.

$$V_{Spin-Bahn} \sim \left(\frac{\vec{l}_1 \vec{s}_1}{r_1^3} + \frac{\vec{l}_2 \vec{s}_2}{r_2^3} \right) \quad (2.15)$$

Damit ist die strenge LS-Kopplung aufgehoben und eine Besetzung der Triplett-Zustände durch Ein-Photonen-Prozesse möglich. Die Eigenwerte lassen sich dann als Kombination von 1P , 3P und 3D -Zustände schreiben.

$$|i^{2S+1}L\rangle = \sum_a c_{ia}^{1P} |\varphi_a \ ^1P_1\rangle + \sum_a c_{ia}^{3P} |\varphi_a \ ^3P_1\rangle + \sum_a c_{ia}^{3D} |\varphi_a \ ^3D_1\rangle \quad (2.16)$$

Die Auswirkungen der Spin-Bahn-Kopplung auf die energetische Lage der Singulett-Zustände ist zu vernachlässigen. Die Triplett-Zustände sind gegenüber den Singulett-Zuständen um wenige meV verschoben. Weitere Feinstruktur-Terme, wie die Wechselwirkung des Spins des einen mit der Bahn des anderen Elektrons und die der beiden Spins, werden nicht berücksichtigt.

Anregung und Abregung der doppelt angeregten Zustände werden getrennt behandelt. Mit dem über die Anregungsenergie integrierten Photonen-Absorptionsquerschnitt $\tilde{\sigma}_i$ und der Autoionisations- Γ_i^a und Fluoreszenzrate Γ_i^r für den Zerfall des Zustandes i lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die totale Fluoreszenz $\tilde{\sigma}_{ir}$ und das Ionensignal $\tilde{\sigma}_{ia}$ berechnen.

$$\tilde{\sigma}_{ir} = \tilde{\sigma}_i \frac{\Gamma_i^r}{\Gamma_i^a + \Gamma_i^r}, \quad \tilde{\sigma}_{ia} = \tilde{\sigma}_i \frac{\Gamma_i^a}{\Gamma_i^a + \Gamma_i^r} \quad (2.17)$$

Der Photonen-Absorptionsquerschnitt, um aus dem Helium Grundzustand der Energie E_0 den doppelt angeregten 1P Zustand i der Energie E_i zu besetzen, ist gegeben durch

$$\tilde{\sigma}_i = \frac{4}{3} \pi^2 \alpha E_{i0} S_{i0} (^1S \rightarrow ^1P) \quad (2.18)$$

mit $E_{i0} = E_i - E_0$, der Feinstrukturkonstante α und der Oszillatorstärke

$$S_{i0} (^1S \rightarrow ^1P) = \left| \sum_{a,b} c_{0a}^{1P} c_{0b} \langle \varphi_{ia} \ ^1P || \vec{E}_1 || \varphi_{0b} \ ^1S \rangle \right|^2. \quad (2.19)$$

Hier sind alle mit 0 indizierten Größen dem Grundzustand zugeordnet, entsprechend der Entwicklungskoeffizient c_{0b} . \vec{E}_1 ist der atomare elektrische Dipol Tensor. Damit unterscheidet sich der Absorptionsquerschnitt nur für den 1P Anteil in Gleichung 2.16 von Null.

Die Zerfallsrate der Autoionisation Γ_i^a berechnet sich über über die Coulombwechselwirkung des gebundenen Zustands mit dem Kontinuumszustand ϵ , der durch eine Coulomb-Welle mit $Z=1$ beschrieben wird.

$$\Gamma_i^a \sim \left| \sum_a c_{ia}^{1,3P} \langle 1s\epsilon p^{1,3P} | \frac{1}{r_{12}} | \varphi_{ia}^{1,3P} \rangle \right|^2. \quad (2.20)$$

Die totale Fluoreszenz-Zerfallsrate Γ_i^r ist gegeben durch die Summe über alle partiellen Fluoreszenz-Zerfallsraten Γ_{ji}^r für den doppelt angeregten Zustand i in den einfach angeregten j zu zerfallen. Die Konfiguration des Ausgangszustands gibt nach den Auswahlregeln für Dipolstrahlung die möglichen einfach angeregten Zustände vor:

$$\begin{aligned} {}^1P_1 &\rightarrow 1sns({}^1S_0), 1snd({}^1D_2) \\ {}^3P_1 &\rightarrow 1sns({}^3S_1), 1snd({}^3D_{0,1,2}) \\ {}^3D_1 &\rightarrow 1snd({}^3D_{0,1,2}) \end{aligned}$$

Die partiellen Fluoreszenz-Zerfallsraten Γ_{ji}^r bestimmen sich über ein Dipolmatrixelement, ähnlich dem in Gleichung 2.18 mit entsprechendem Anfangszustand i und Endzustand j , und charakterisieren das Zerfallsschema der doppelt angeregten Zustände i in die einfach angeregten j . Es lassen sich Wirkungsquerschnitte für den Übergang $i \rightarrow j$ ableiten.

$$\tilde{\sigma}_{ji}^r = \tilde{\sigma}_{ir} \frac{\Gamma_{ji}^r}{\Gamma_i^r} \quad (2.21)$$

Nach [Sukhurukov 2003] besteht zwischen den berechneten Wirkungsquerschnitten $\tilde{\sigma}_{ji}^r$ in [barn·au] und den gewöhnlich in Einheiten von [barn] experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitten σ_{ji}^r folgender Zusammenhang:

$$\sigma_{ji}^r = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\Gamma_i + \Gamma_{app}} \frac{\Gamma_i^r}{\Gamma_i} \tilde{\sigma}_{ji}^r \quad (2.22)$$

Γ_i ist die Summe aus Γ_i^a und Γ_i^r . Die Bandbreite der anregenden Strahlung in [eV] ist Γ_{app} . Die Einheit der Zerfallsraten Γ in [Žitnik u. a. 2002] ist [ns^{-1}]. Zur Umrechnung in [eV] wurde folgende Beziehung benutzt [Sukhurukov 2003]:

$$\Gamma[eV] = 0,658 \cdot 10^{-6} \cdot \Gamma[ns^{-1}] \quad (2.23)$$

2.4.2 Theoretische Vorhersagen

Mit dem im Kapitel 2.4.1 skizzierten theoretischen Ansatz lassen sich Vorhersagen über die Zerfallswahrscheinlichkeiten der doppelt angeregten in die einfach angeregten Helium-Zustände treffen. Es werden die Ergebnisse der Berechnungen von Žitnik u. a. bezüglich der drei Serien im Singulett-System vorgestellt. Demnach existiert für jede der drei Serien ein charakteristisches Zerfallsschema beim Übergang der doppelt angeregten Zustände $(n, +1)^1P$, $(n, -1)^1P$ und $(n, 0)^1P$ in die einfach angeregten Helium-Zustände $1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$. In Abbildung 2.12 sind die Regelmäßigkeiten beim Zerfall der doppelt angeregten Zustände am Beispiel $n=5$ graphisch dargestellt.

Auf den $(n, +1)^1P$ Resonanzen sind zwei Zerfallskanäle zu berücksichtigen. Der stärkere ist dem Übergang in den $1sns(^1S)$ Zustand zugeordnet. Der andere Kanal ist ungefähr um einen Faktor 2 schwächer und dem Übergang in den $1smd(^1D)$ Zustand zugeordnet.

Die $(n, -1)^1P$ Resonanzen besitzen ein breites und komplexes Zerfallsschema. Das Maximum liegt bei den Übergängen in die $1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$ Zustände mit $m=n-1$.

Das Zerfallsschema der $(n, 0)^1P$ Resonanzen wird von dem Übergang in den $1smd(^1D)$ Zustand für $m=n$ dominiert. Der zweitstärkste Zerfallskanal in den $1sms(^1S)$ Zustand mit $m=n+1$ ist bereits um eine Größenordnung schwächer.

2.5 Winkelverteilung

Im Rahmen der oben skizzierten theoretischen Beschreibung von Žitnik u. a. lassen sich Winkelverteilungen der beim Zerfall der doppelt angeregten Helium-Zustände i in die einfach angeregten Zustände j emittierten Photonen ableiten. Ausgehend vom differentiellen Emissions-Querschnitt

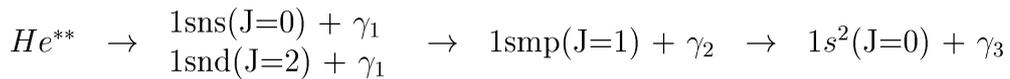
$$\frac{d\tilde{\sigma}_{ji}^r}{d\Omega} = \frac{\tilde{\sigma}_{ji}^r}{4\pi} [1 + \beta_{ji} P_2(\vec{k}\vec{\epsilon}_0)] \quad (2.24)$$

$$P_2 = \frac{1}{2}(3\cos^2\Theta - 1) \quad (2.25)$$

bestimmt sich der Asymmetrie-Parameter β_{ji} . \vec{k} definiert die Richtung des emittierten Photons, während $\vec{\epsilon}_0$ die Polarisation der anregenden Strahlung

angibt. In Abhängigkeit von den Gesamt-Drehimpulsen des Grundzustandes $J_0 = 0$ und des resonanten Zustandes $J_i = 1$ führt jeder der drei Werte des Gesamt-Drehimpulses des einfach angeregten Zustandes $J_j = 0, 2, 1$ zu einem Wert für β_{J_j} , der für die Zustände $1sns(1S)$, $1snd(1D)$ und $1sns(3S)$ dem Asymmetrie-Parameter β_{ji} in Gleichung 2.24 entspricht. Da der Zustand $1snd(3D)$ sowohl auf den $3P$ als auch auf den $3D$ Resonanzen bevölkert wird, müssen hier bei der Bestimmung von β_{ji} Interferenz-Effekte der Fluoreszenz-Amplituden berücksichtigt werden. Näherungsweise kann β_{ji} als Kombination von $\beta_{J_j=1}$ und $\beta_{J_j=2}$ geschrieben werden.

Die Winkelverteilung der Photonen γ_2 und γ_3 , die im zweiten und dritten Schritt des Kaskadenzerfalls der doppelt angeregten Helium-Zustände emittiert werden, wurde von theoretischer Seite für die zwei wahrscheinlichsten Kaskadenarten im Singulett-System betrachtet ($m < n$).



Die Winkelverteilung der emittierten Photonen hängt nur vom übertragenen Drehimpuls J ab. Der $1sns$ Zustand mit $J=0$ besitzt keine räumliche Vorzugsrichtung. Für den Fall, dass er an der Kaskade beteiligt ist, erwartet man eine isotrope Winkelverteilung $\beta = 0$ der Photonen γ_2 und γ_3 . Schwieriger ist es, eine Vorhersage bezüglich der Winkelverteilung der Photonen γ_2 und γ_3 für den Fall zu treffen, dass der $1snd$ Zustand mit $J=2$ an der Kaskade beteiligt ist. Ausgangspunkt für die Ableitung des Asymmetrie-Parameters β ist Gleichung 2.24. Žitnik u. a. berechnen sowohl für die im zweiten als auch im letzten Schritt emittierten Photonen γ_2 und γ_3 einen Asymmetrie-Parameter $\beta = -0,35$.

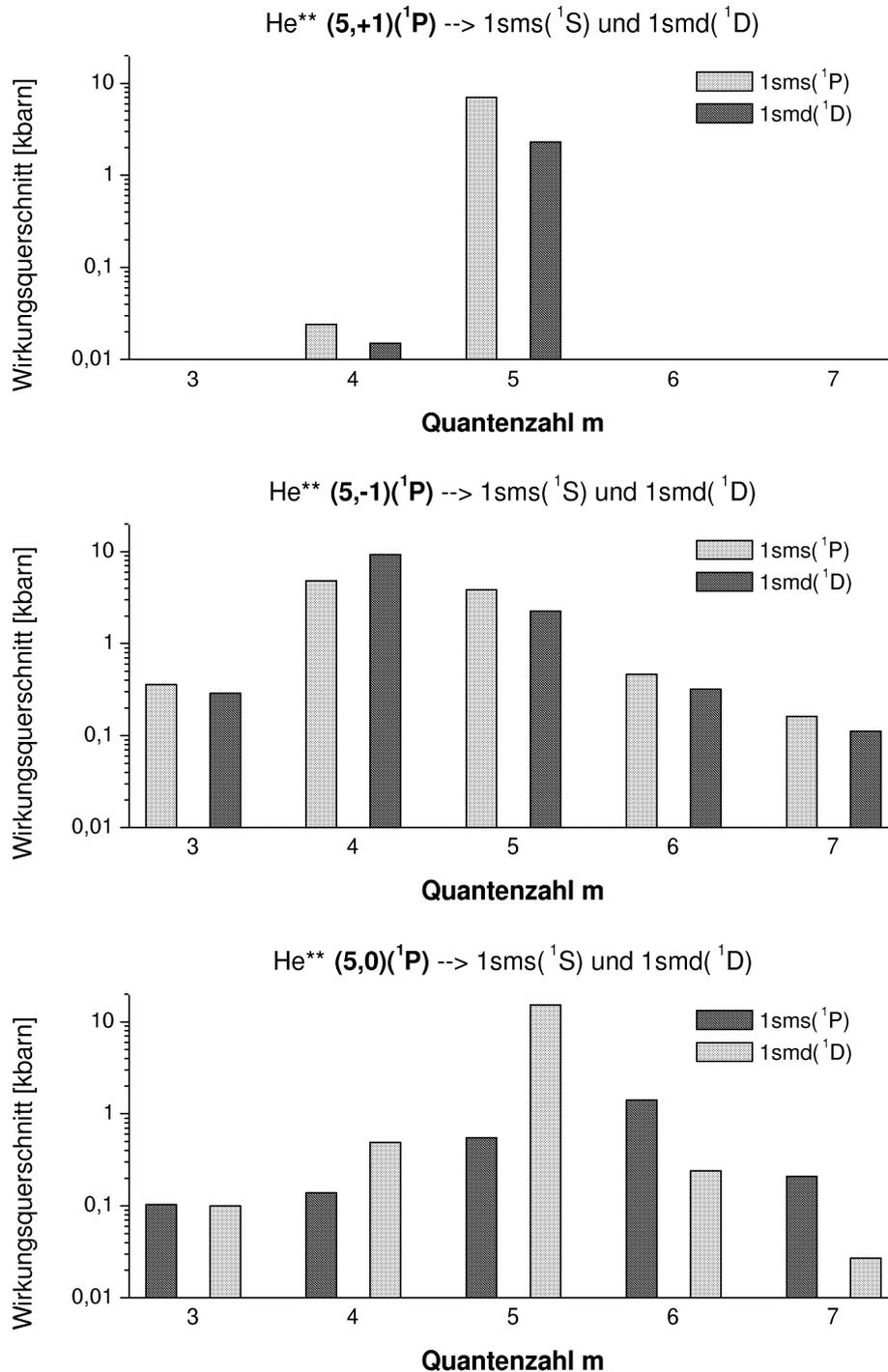


Abbildung 2.12: Theoretische Vorhersage für den Zerfall der doppelt angeregten $(5,+1)^1\text{P}$, $(5,-1)^1\text{P}$ und $(5,0)^1\text{P}$ in die einfach angeregten Helium-Zustände $1\text{sms}(^1\text{S})$ und $1\text{smd}(^1\text{D})$

3 Experiment

3.1 Strahlrohr U125/1 PGM

Die Experimente zur Untersuchung von Ein-Photonen-Prozessen am Helium wurden an der Undulatorbeamline U125/1 PGM am Berliner Elektronenspeicherring für Synchrotron Strahlung (BESSY II) durchgeführt. Auf eine detaillierte Darstellung der Grundlagen von Synchrotronstrahlung in Verbindung mit der Funktionsweise von Undulatoren wird an dieser Stelle verzichtet und auf die Arbeiten von [Zimmermann 2003] und [Kammer 2004] verwiesen. Mit der Undulatorbeamline U125/1 PGM in Verbindung mit dem Elektronenspeicherring steht eine leistungsfähige Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation zur Verfügung.

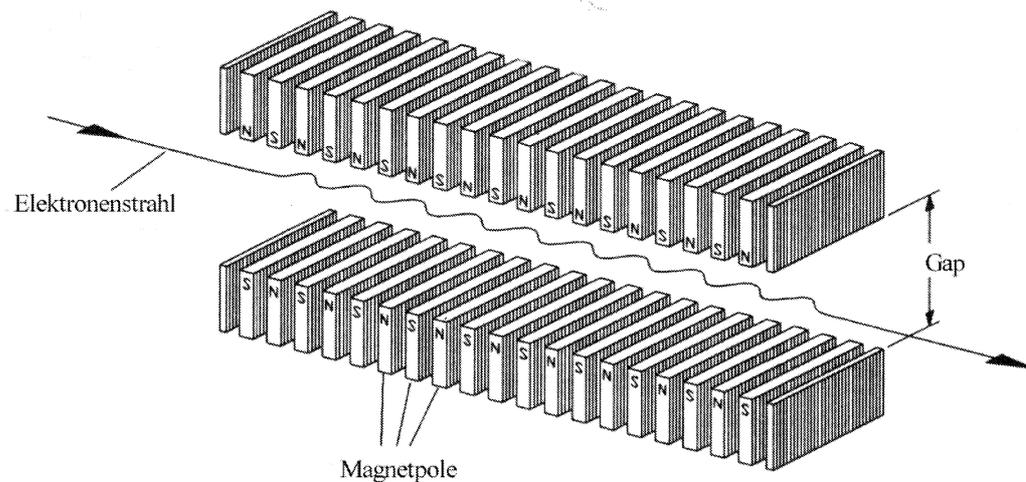


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines Undulators, ähnlich dem am Strahlrohr U125/1 PGM [Wille 1992].

Der Undulator am Strahlrohr U125/1 PGM besteht aus zwei parallel zueinander angeordneten Permanent-Magnetstrukturen, die einen definierten Abstand (Gap-Wert) zueinander haben und entlang des Elektronenorbits ein periodisches magnetisches Feld erzeugen. Die Elektronen werden in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke, die über den Gap-Wert verändert werden kann, auf eine wellenförmige Bahn gezwungen und strahlen durch die permanente Beschleunigung Energie in Form von Licht ab (Abb.3.1). Die Strahlung besitzt eine energetische Bandbreite. Innerhalb dieser Bandbreite

ist die Intensitätsverteilung der Strahlung für einen Energiewert, der über den Gap-Wert variiert werden kann, maximal.

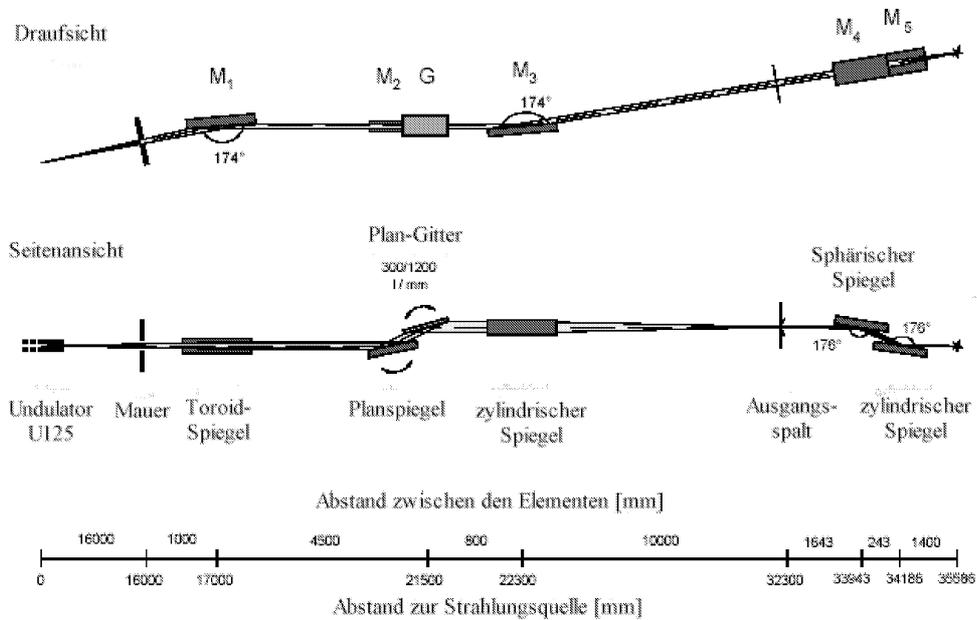


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung: Strahlrohr U125/1 PGM.

Der Strahlengang ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Strahlung wird über einen Toroidspiegel M1 im parallelen Strahlengang auf einen Planspiegel M2 und von dort auf ein Plan-Gitter G, das die Bandbreite der ankommenden Strahlung spektral zerlegt, geführt. Der Planspiegel M2 kann unabhängig von dem verwandten Plan-Gitter G um einen Winkel von 8 Grad gedreht werden. Somit ist es möglich, das Verhältnis von Einfallswinkel α und Ausfallswinkel β bezüglich der Gitternormalen zu variieren. Das Winkelverhältnis $\frac{\cos\beta}{\sin\alpha}$ definiert den sogenannten c_{ff} -Wert. Vor dem Ausgangsspalt ist ein zylindrischer Spiegel M3 geschaltet, der den Strahl auf eine Kombination von sphärischem Spiegel M4 und zylindrischem Spiegel M5 weiterleitet. Aus der Oberfläche von Spiegel M5 löst die Synchrotronstrahlung Elektronen aus. Die Elektronenlöcher können über ein Strommessgerät abfließen und werden als positiver Spiegelstrom nachgewiesen. Der Spiegelstrom ist direkt mit dem Photonenfluss verknüpft. Die Spiegelkombination M4, M5 fokussiert den Strahl auf die Probe. Am Ort der Probe hat der Strahl eine horizontale räumliche Ausdehnung von etwa $80 \mu m$, die vertikale entspricht der des eingestellten Ausgangsspalt.

Die Breite des Ausgangsspalt, der oben erwähnte c_{ff} -Wert und das Primärgitter G bestimmen die Auflösung der anregenden Strahlung ΔE . Es

gilt einen Kompromiss zu finden zwischen Auflösungsvermögen und Intensität der anregenden Strahlung am Ort der Probe. Die durchgeführten Messungen benötigen einen Photonenfluss in der Größenordnung von $10^{12} \frac{1}{s}$ bei einer Energie der anregenden Photonen im Bereich von $E=64$ eV. Diesen Vorgaben entsprechend musste die Auflösung auf $\Delta E=4$ meV begrenzt werden. In den Experimenten wurde ein Aluminium beschichtetes Primärgitter G mit $300 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ eingesetzt. Die Messungen wurden bei einer Spaltbreite zwischen $40\text{-}50 \mu\text{m}$ und mit einem c_{ff} -Wert zwischen 3 und 4 durchgeführt.

3.2 Apparativer Aufbau

Die Messapparatur wurde in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe aus Kaiserslautern konzipiert und unterlag einer ständigen Weiterentwicklung. Eine aktuelle und detaillierte Beschreibung findet man in [Kammer 2004].

Der in Abbildung 3.3 skizzierte Aufbau beschränkt sich auf die Durchführung von Messungen am Strahlrohr U125/1 PGM bei BESSY II. Alle Komponenten werden von einem fahrbaren Gestell getragen. So kann der Aufbau für die Messzeit an das Strahlrohr gefahren und dort auf Stellfüße abgelassen werden. Das Strahlrohr schließt mit einem 35 CF Fensterglas-Ventil ab, an dem die Messapparatur angeflanscht wird. Die Freigabe zum Öffnen des Ventils wird erteilt, wenn auf der Seite der Apparatur ein Druck von weniger als $5 \cdot 10^{-9}$ mbar gemessen wird. Um den Vakuum-Anforderungen gerecht zu werden, wird das Gastarget differentiell gepumpt. Die differentielle Druckstufe besteht aus vier Kammern, die über 3mm Blendenröhrchen miteinander verbunden sind. Der Strahl wird durch die Röhrchen hindurch auf das Gastarget fokussiert. Dazu müssen die Blendenröhrchen der Druckstufe auf Linie mit der Eingangs- und Ausgangsblende, wahlweise 1 oder 2 mm Blenden, der Gastargetzelle (GTZ) justiert werden. Der Gasdruck in der Wechselwirkungszone wird kapazitiv und damit unabhängig von der der Gasart gemessen und über die Ansteuerung eines Magnet-Ventils elektronisch auf einen voreingestellten Wert bis zu $100 \mu\text{bar}$ geregelt. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden bei Helium-Drücken von $15 \mu\text{bar}$ durchgeführt. Im Hinblick auf eine ausreichende Signalrate konnte in diesem Bereich in vorbereitenden Messungen ein linearer Zusammenhang zwischen Druck und Mess-Signal festgestellt werden.

Eine Photodiode ist direkt hinter die Ausgangsblende der Gastargetzelle in den Synchrotron-Strahlengang schwenkbar. Sie misst die Intensität der Synchrotronstrahlung und gilt als Maß für den Photonenfluss der

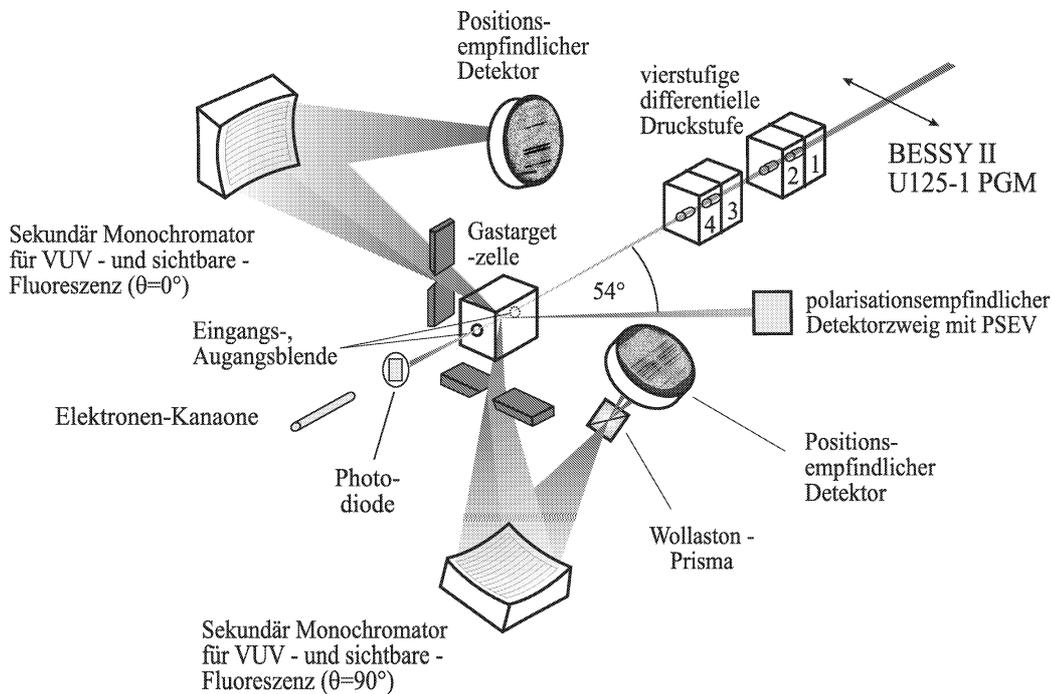


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung: Apparativer Aufbau.

Primärstrahlung. Ausschließlich zu Test- oder Normierungsmessungen kann eine Elektronen-Kanone eingesetzt werden. Sie ist entgegen der Ausbreitungsrichtung des Synchrotron-Strahls ausgerichtet.

Um die Wechselwirkungszone sind drei Detektionszweige für die Fluoreszenz aufgebaut. Im Rahmen dieser Arbeit ist einer davon dem Vakuumultravioletten (VUV) Spektralbereich zugeordnet, die anderen beiden dem sichtbaren (VI).

Zwei 1-Meter-Normal-Incidence-Monochromatoren sind für die spektrale Analyse um die Wechselwirkungszone parallel $\theta = 0^\circ$ und senkrecht $\theta = 90^\circ$ zum E-Vektor der anregenden Strahlung positioniert. Beide Monochromatoren können wahlweise mit einer Gitter-Detektor-Kombination sensitiv für den VUV und sichtbaren Spektralbereich ausgestattet werden (Tab. 3.1). Im VUV-Betrieb sind die Monochromatoren evakuiert. Die offenen MCP-Detektoren für den VUV-Spektralbereich benötigen einen Umgebungsdruck kleiner als $3,5 \cdot 10^{-5}$ mbar [Brauckhoff 1995, Kraus 1991]. Für den Betrieb im sichtbaren Spektralbereich sind die Monochromatoren belüftet. Die Beobachtungsöffnungen der GTZ sind in diesem Fall mit Glasscheiben verschlossen.

Unabhängig vom Spektralbereich ist das Funktionsprinzip der verwand-

ten Detektoren gleich. Die nachzuweisenden Photonen lösen auf der aktiven Detektorfläche Elektronen aus, die in den Kanälen eines Micro-Channel-Plates (MCP) mit Hilfe einer Ziehspannung (ca. 1000V pro Plate) beschleunigt werden und durch Stöße mit der Kanalwand weitere Elektronen auslösen. Die austretende Elektronenwolke kann als Ladungspuls registriert und einem Ereignis, dem Auftreffen eines Photons auf der aktiven Detektorfläche, ortsaufgelöst zugeordnet werden. Die VUV-Detektoren sind Entwicklungen der Arbeitsgruppe. Das VI-Detektorsystem vom Typ SSL 2601A wurde von der Arbeitsgruppe aus Kaiserlautern kommerziell erworben. Üblicherweise sind die Detektoren auf den Synchrotron-Strahl fokussiert. Die in den Fluoreszenzstrahlengang fahrbaren Spalte werden nur für Test- oder Normierungsmessungen, beispielsweise Elektronenstoß-Messungen, benutzt.

Spektralbereich [nm]	Detektor	Sekundär-Gitter		Dispersion [nm/Kanal]	Auflösung [nm]
		Liniendichte [1/mm]	Blazewellenlänge [nm]		
30-120	Eigenbau	2400	80	0,025	0,15
300-700	SSL 2601A	600	300	0,05	0,3

Tabelle 3.1: *Detektor-Gitter-Kombination*

Die Messung von Winkelverteilungen der emittierten Fluoreszenz im sichtbaren Spektralbereich ist auf zwei Arten möglich. Zum einen bewirkt ein Wollaston-Prisma im Strahlengang des Monochromators, der senkrecht zum \vec{E} -Vektor der anregenden Strahlung positioniert ist, die Aufspaltung der Fluoreszenz in einen Anteil der senkrecht I_{\perp} und einen der parallel I_{\parallel} bezüglich des \vec{E} -Vektors der Synchrotronstrahlung polarisiert ist. Zum anderen kann die Fluoreszenz mit Hilfe einer rotierenden Polarisationsfolie über den dritten Detektionszweig Polarisations-empfindlich detektiert werden.

Der dritte Detektionszweig ist unter 54° gegenüber der Ausbreitungsrichtung des Synchrotronstrahls in der Speicheringebene positioniert und ist in Abbildung 3.4 für den Aufbau am U125/1 PGM bei Anregung mit linear polarisierter Strahlung skizziert. Von der Wechselwirkungszone ausgehend besteht er aus einer Glasscheibe, die das Vakuum der Gastargetzelle begrenzt. Eine erste Sammellinse der Brennweite $f_1 = 15\text{cm}$ erzeugt ein paralleles Lichtbündel. In Reihe ist eine drehbar gelagerte Polarisationsfolie und ein Interferenzfilter aufgebaut, bevor eine zweite Linse $f_2 = 10\text{cm}$ die bezüglich der Polarisierung und Wellenlänge analysierte Fluoreszenz auf die aktive Fläche eines Photonen sensitiven Elektronenvervielfachers (PSEV) fokussiert. Das Fluoreszenz-Signal kann bei konstanter Wellenlänge und in Abhängigkeit des Drehwinkels der Polarisationsfolie aufgenommen und bezüglich der Winkelverteilung ausgewertet werden. Die Ausgangs- oder 0° - Stellung der Pola-

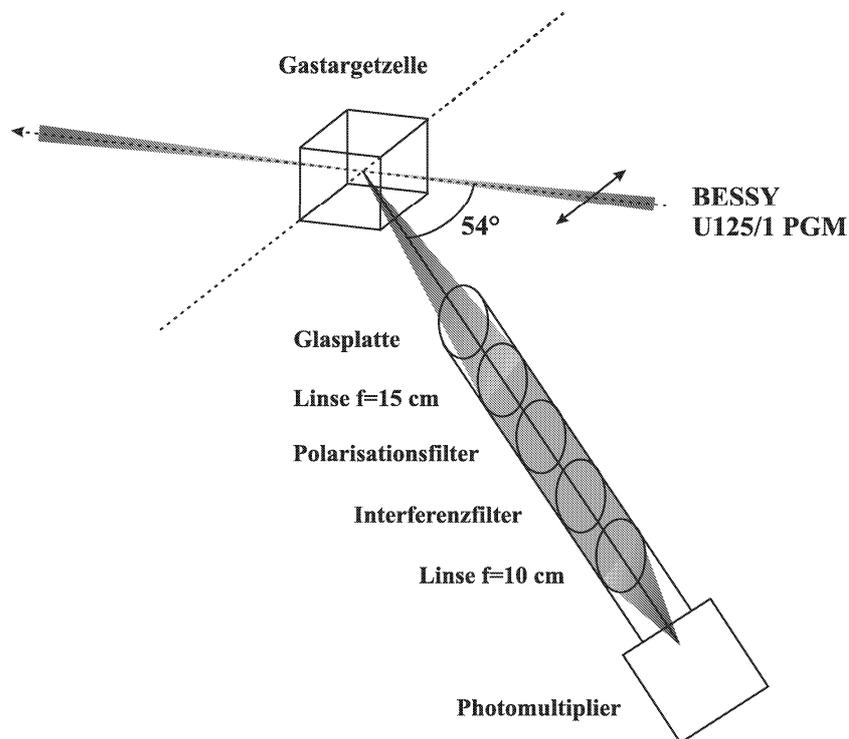


Abbildung 3.4: *Polarisations-empfindlicher Detektionszweig.*

risationsfolie wurde so gewählt, dass die Durchlassrichtung der Folie in der Speicherringebene liegt.

Simultan zur Fluoreszenz ist es möglich, das totale Ionensignal in Abhängigkeit der Primärenergie zu detektieren. In der Praxis ist es der einfachere Weg, anstelle des totalen Ionensignals das Signal der leichteren Elektronen zu messen. Eine negative Spannung zwischen -5 und -10 Volt wird an der Ausgangsblende der Gastargetzelle angelegt und drückt die Elektronen auf die Eingangsblende, die über ein Strommessgerät geerdet ist.

3.3 Messelektronik und Signalverarbeitung

An dieser Stelle wird ein schematischer Überblick der für den Messbetrieb notwendigen Elektronikkomponenten und deren Funktion für den Messvorgang bis hin zur Datenaufnahme gegeben (Abb.3.5). Das Soft- und Hardware-Paket für die Datenaufnahme ist eine Eigenentwicklung der Arbeitsgruppe. Es kommt die Mess-Software PAFORDOS [Stauda 1994] in Kombination

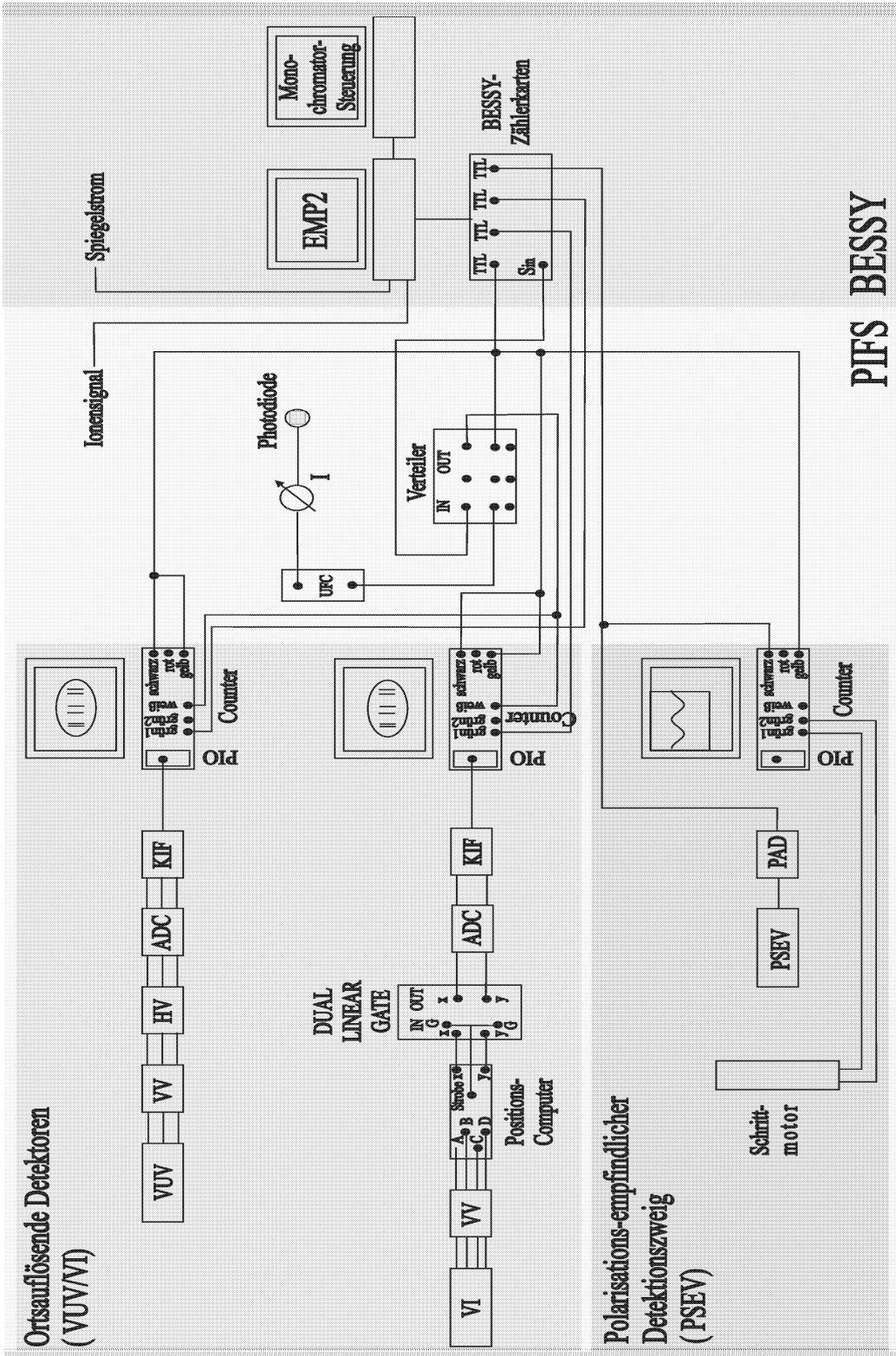


Abbildung 3.5: Verkabelung der Messelektronik.

mit einer Parallel-Input-Output- (PIO) und einer Zählerkarte (Counter) zum Einsatz [Kraus 1991]. Die Zählerkarte besitzt sowohl zwei Eingänge als auch vier Ausgänge, die zur Steuerung des Messablaufs und zur Datenaufnahme benutzt werden und alle farblich markiert sind. Vorab gibt Tabelle 3.2 in Abhängigkeit von der Art der Messung und den verwandten Detektoren einen Überblick über die Belegung der Anschlüsse. Die in der Tabelle verwendeten Begriffe und Bezeichnungen werden im Folgenden eingeführt.

		Scan-Modus VUV/VI	Ladungsnormiert	
			VUV/VI	PSEV
Eingang	grün1	FRAME-Puls	-	Schrittmotorsteuerung Anzahl der Schritte
	grün2	-	-	Schrittmotorsteuerung AUTORESET
Ausgang	weiß	Synchronisations- Signal S_{in}	-	-
	schwarz Counter1	Photodiodensignal	-	PSEV-Pulse
	rot Counter2	-	-	-
	gelb Counter3	-	Photodiodensignal	Photodiodensignal

Tabelle 3.2: *Belegung der Zählerkarte.*

Ergänzend werden von BESSY Messkomponenten zur Verfügung gestellt, die über die Software EMP2 gesteuert werden.

3.3.1 Mess-Modus

Man unterscheidet zwei Mess-Modi: Die Durchführung einer Messung bei fester und bei variabler Primärenergie der anregenden Strahlung.

Scan-Modus Im Scan-Modus wird ein Startwert E_1 und ein Endwert E_2 der Energie und die dazwischenliegende Anzahl von Schritten (Steps) vorgegeben. Jeder Step entspricht einem Energiepunkt.

Um über das gesamte Energieintervall $|E_2 - E_1|$ einen optimalen Primär-Photonenfluss zu gewährleisten, sollte für jeden Energiepunkt ein geeigneter Gap-Wert vorgegeben werden (Kap.3.1). Für kleine Energieintervalle $|E_2 -$

$E_1| < 500$ meV ist es ausreichend, den Gap-Wert auf einen Energiepunkt, der in der Mitte des Intervalls liegt, zu optimieren und konstant zu halten. Es genügt, im Menü der Monochromatorsteuerung die Option MONO ONLY zu aktivieren. Erfahrungsgemäß wird erst ab einer Intervallgröße > 500 meV die Option MONO+ID interessant. Für einen optimalen Photonenfluss über den gesamten zu scannenden Energiebereich variiert hier der Gap-Wert mit der Primärenergie entsprechend der Primärgitterstellung.

Zur Bestimmung von Energieabhängigkeiten im Mess-Signal muss die Datenaufnahme mit der Monochromatorsteuerung synchronisiert werden. Während der Monochromator eine Energieposition anfährt, müssen alle zu messenden Kanäle geschlossen sein. Um den Einfluss von Strahlagen- und anderen die Messung beeinflussenden Schwankungen gering zu halten, hat sich eine Messzeit von 5 Sekunden pro Step bewährt. Das Signal zur Synchronisation ist ein invertierter TTL-Puls. Das sogenannte S_{in} -Signal wird über einen Verteiler an alle an der Messung beteiligten Messrechner weitergegeben und steuert über die Zählerkarte in Verbindung mit der Messsoftware PAFORDOS¹ die Datenaufnahme. Ereignisse werden nur für $S_{in} = 0V$ gezählt. Während der Monochromator- bzw. Undulatorfahrt ist $S_{in} = 5V$.

Ein Ereignis, einem Fluoreszenz-Photon entsprechend, das PAFORDOS registriert hat, kann über die Zähler-Karte und unter Verwendung der FRAME-Funktion als ein TTL-Puls ausgegeben werden. Die TTL-Pulse können über eine der mehreren Zählerkarten, die von BESSY zur Verfügung gestellt werden, eingelesen und in EMP2 pro Step gesammelt und dargestellt werden. Auf diese Weise bietet sich die Möglichkeit, energieabhängige Fluoreszenz-Signale in Echtzeit darzustellen und die Messung zu überprüfen. Üblicherweise wird in dieser Form auch der primäre Photonenfluss hinter der Wechselwirkungszone mitgeschrieben. Dazu misst ein Messgerät den Diodenstrom der Diode, die hinter der Ausgangsblende der Gastraget-Zelle sitzt, und liefert eine dem Strom proportionale Gleich-Spannung. Ein Spannungsfrequenz-Wandler (UFC) erzeugt eine Rechteck-Spannung, deren Frequenz der eingehenden Gleich-Spannung proportional ist. Die Rechtecke entsprechen TTL-Pulsen, die von der Zählerkarte angenommen werden können. Ähnlich wird das totale Elektronensignal und der Spiegelstrom energieabhängig erfasst.

Ladungsnormierte Messung Für Messungen bei fester Energie variieren die Position des Primärgitters und der Gap-Wert nicht. Im übertragenen

¹siehe Anhang E.1

Sinne wird die Messung für nur einen ausgewählten Step durchgeführt. Bei Messzeiten im Stundenbereich pro Step können Schwankungen im primären Photonenfluss nicht vernachlässigt werden. Aus diesem Grund werden die Messungen bei fester Energie auf die Anzahl der Primär-Photonen normiert durchgeführt. Dazu bedient man sich des Signals der Photodiode, die direkt hinter der Austrittsblende der Gastargetzelle sitzt. Eine dem Diodenstrom proportionale Anzahl von TTL-Pulsen wird über den Rückwärtszähler (Counter3) eingelesen. Die Messung stoppt, wenn die Anzahl der TTL-Pulse einen Startwert, der zuvor in PAFORDOS² vorgegeben wurde, erreicht hat.

3.3.2 Ortsauflösende Detektoren

Wie in Kapitel 3.2 erwähnt, werden zur spektralen Analyse MCP-Detektoren benutzt. Die aus dem unterstem MCP austretende Elektronenwolke trifft auf eine Anode und influenziert dort eine Ladung Q . In Abhängigkeit vom Auftreffpunkt auf der Anode und des Anodentyps wird die Ladung Q in drei bzw. vier unterschiedliche Anteile $Q_{A,B,C}$ bzw. $Q_{A,B,C,D}$ zerlegt. Hinter der V-Stack-MCP-Anordnung der VUV-Detektoren ist eine Keil- und Streifen-Anode (WSA) geschaltet. Hier trifft die Ladungswolke auf drei elektrisch voneinander isolierte, ineinander greifende Segmente A, B und C und wird geometrisch in die Anteile $Q_{A,B,C}$ zerlegt. Bei dem VI-Detektor kommt hinter einer Kombination aus einer V- und Z-Stack-MCP-Anordnung eine Widerstandsanode zum Einsatz. Stellt man sich die Form der Anode als ein Rechteck vor, so ist sie in jeder Ecke A,B,C und D kontaktiert. Die Ladung fließt auch hier in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt auf der Anode in unterschiedlichen Anteilen $Q_{A,B,C,D}$ über die Kontakte ab. In beiden Fällen lassen sich aus dem Verhältnis der Ladungsanteile Ortskoordinaten (x,y) in einer zwei-dimensionalen Ebene entsprechend der aktiven Detektorfläche bestimmen, die dem die Elektronenwolke auslösenden Ereignis zugeordnet werden können.

Von der Verwendung einer Keil- und Streifen-Anode oder einer Widerstands-Anode hängt die Signalverarbeitung ab. Gemeinsam ist in beiden Fällen, dass von ladungsempfindlichen Vorverstärkern (VV) den Ladungsanteilen $Q_{A,B,C}$ bzw. $Q_{A,B,C,D}$ proportionale Spannungspulse erzeugt werden.

Jeder der drei Spannungspulse von der Keil- und Streifen-Anode wird mit GSI Ladungs-empfindlichen Vorverstärkern (VV 1001) erzeugt und mit

²siehe Anhang E.2

Verstärkern (HV) der Firma Tennelec vom Typ TC241 verstärkt und geformt. Drei Analog Digital Converter (ADC) der Firma Silena mit der Bezeichnung 7411/N-4K wandeln zur Weiterverarbeitung in einem PC die Pulse in digitale Werte. Zuvor laufen die drei Kanäle im Koinzidenzinterface (KIF) zusammen. Hier wird geprüft, ob die Signale innerhalb eines einstellbaren Zeitfensters gleichzeitig sind. Nur solche Signale werden weitergegeben und lassen sich somit demselben Ereignis, dem Auftreffen eines Photons auf der aktiven Detektorfläche, zuordnen. Über eine PIO-Karte werden die ADC-Werte in den Rechner eingelesen. Die DOS-Anwendung PAFORDOS übernimmt die Berechnung der Ortskoordinaten aus den Signalen, hält sie fest und stellt sie graphisch dar.

Die signalverarbeitende Elektronik für das Detektorsystem SSL 2601A besteht neben den bereits erwähnten Vorverstärkern (Model 24912A) aus einem Positionscomputer (Model 2401A). Der Positionscomputer berechnet aus den vier Spannungspulsen die x- und y-Koordinate. Die Koordinaten werden in elektronischer Form als TTL-Pulse unterschiedlicher Stärke wiedergegeben. Das sogenannte Strobe-Signal garantiert in Kombination mit einem Dual-Linear-Gate die zeitliche Zuordnung der x- und y-Pulse zu einem Ereignis. Wie oben beschrieben werden auch hier beide Signale mit Hilfe von Analog Digital Converter (ADC) digitalisiert, weitergeleitet an ein Koinzidenzinterface (KIF), über eine PIO-Karte in einen Rechner eingelesen und in PAFORDOS festgehalten und dargestellt.

3.3.3 Polarisations-empfindlicher Detektionszweig

Die die Ladungspulse des Photonen Sensitiven Elektronen Vervielfachers (PSEV) verarbeitende Elektronik ist in einem NIM-Einschub zusammengefasst, dem sogenannten Preamplifier-Amplifier-Diskriminator (PAD). Die Ladungspulse werden vor- und hauptverstärkt. Über ein Potentiometer kann die Diskriminatorschwelle eingestellt werden. Sie setzt ein Limit für die Pulshöhe. Nur entsprechend starke Ladungspulse werden in TTL-Pulse umgewandelt und ausgegeben.

Die Anzahl der TTL-Pulse vom PSEV wird in Abhängigkeit des Drehwinkels der Polarisationsfolie dargestellt. Für jede Winkelstellung legt PAFORDOS³ einen x-Kanal an, in den die Ereignisse auf den primären Photonenfluss ladungsnormiert über Counter1 der Zählerkarte eingelesen werden,

³siehe Anhang E.3

bevor PAFORDOS den die Polarisationsfolie drehenden Schrittmotor für die nächste Winkelstellung ansteuert. Die Anzahl der Winkelstellungen (Step) ist in PARFORDOS einzugeben.

Für eine 360° Drehung der Polarisationsfolie benötigt der Schrittmotor 1143 Schritte. Für einen Schritt benötigt der Motor einen TTL-Puls. Die Anzahl der Schritte zwischen zwei Winkelstellungen (Stepping-Puls) berechnet sich für eine vorgegebene Winkelauflösung $\Delta W = \frac{360^\circ}{Steps-1}$ nach:

$$\text{Stepping-Puls} = \frac{1143}{360^\circ} \Delta W \quad (3.1)$$

Hat der Schrittmotor alle gewünschten Polfilterstellungen angefahren, ist ein sogenannter Sweep beendet. Der Motor fährt in die Startposition zurück (AUTORESET), indem ein zweites Steuersignal in Form einer Gleichspannung den Drehsinn des Motors ändert, während über die andere Steuerleitung eine Anzahl von TTL-Pulsen, die der Anzahl aller Schritte im letzten Sweep entspricht, an den Motor ausgegeben wird. Ein neuer Sweep kann gestartet werden.

4 Messmethode

4.1 Photonen induzierte Fluoreszenzspektroskopie (PIFS)

Die PIFS-Methode ist eine Entwicklung der Arbeitsgruppen aus Gießen und aus Kaiserslautern und hat sich in einer Vielzahl von Experimenten bewährt, die der Untersuchung von Photonen-induzierten Zwei-Elektronen Zuständen an Edelgas-Atomen dienen.

Zur Untersuchung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung, die zu Ionisationsprozessen führen kann, ist die PIFS-Methode eine alternative und ergänzende experimentelle Methode zur klassischen Photo-Elektronen-Spektroskopie (PES). Die PES-Methode versucht, durch Beobachtung und Analyse des emittierten Elektrons eine Aussage über den Drehimpulsübertrag vom Atom auf das Ion zu treffen. Die PIFS-Methode analysiert dazu die Fluoreszenz bezüglich des Alignmentparameters A_{20} und des Orientierungsparameters O_{10} .

In diesem Zusammenhang wird auf die gegenwärtig aktuellen Veröffentlichungen [Schill 2004, Zimmermann u. a. 2004] und deren Referenzen verwiesen.

4.2 Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel werden die Arbeitsschritte zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, vorgestellt.

Ziel ist es, aus gemessenen Linienintensitäten absolute Wirkungsquerschnitte in Kombination von Anregungsquerschnitt und Fluoreszenzausbeute in Einheiten von [barn] für den Zerfall der doppelt angeregten Zustände in die einfach angeregten Helium-Zustände abzuleiten. Dabei konzentrieren sich die Messungen auf die Beobachtung der Fluoreszenz des Kaskadenzerfalls der einfach angeregten Zustände $1sm(s, d)^1(S, D) \rightarrow 1s2p(^1P)$ im sichtbaren Spektralbereich. Ausgehend von der Intensität I der beobachteten Spektral-Linie kann mit Hilfe bekannter Verzweigungsverhältnisse auf

die relative Besetzung der $1sm(s, d)^1(S, D)$ Zustände durch den Zerfall der doppelt angeregten Zustände zurückgerechnet werden. Zudem müssen die experimentellen Rahmenbedingungen, die Beobachtungsgeometrie und die Quanteneffizienz des Detektionssystems berücksichtigt werden und ein geeigneter Normierungsprozess existieren (Abb.4.1).

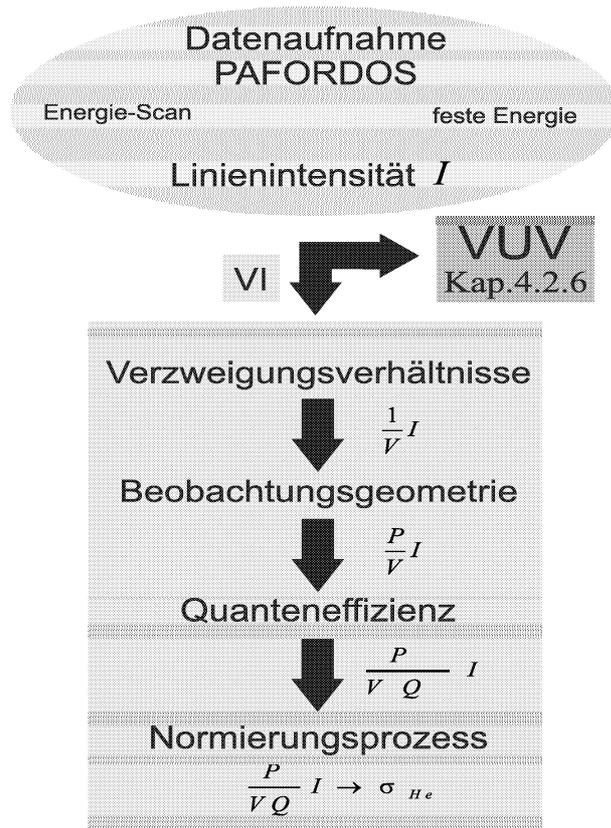


Abbildung 4.1: Arbeitsschritte zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten σ_{He} aus den Linienintensitäten I der Übergänge im sichtbaren Spektralbereich (VI). Die Größen V , P und Q werden in den folgenden Kapiteln eingeführt.

Einen alternativen und direkten Zugang, um absolute Wirkungsquerschnitte für die Besetzung der doppelt angeregten in die einfach angeregten Helium-Zustände abzuleiten, bietet die Beobachtung des ersten Übergangs in der Zerfallskaskade $He^{**} \rightarrow 1sm(s, d)^1(S, D)$ im VUV-Spektralbereich. Die Auswertung der VUV-Spektren wird in Kapitel 4.2.6 separat zusammengefasst.

4.2.1 Datenaufnahme und Linienintensitäten

Die Auswertung der Messdaten unterscheidet sich nach Art und Weise der Datenaufnahme. Die Messungen wurden sowohl im Scan-Modus als auch bei

fester Energie durchgeführt. In beiden Fällen wird mit Hilfe von PAFORDOS das Fluoreszenz-Signal in Abhängigkeit von der Wellenlänge in einem zwei-dimensionalen Koordinaten-System (x,y) dargestellt. Mit der Funktion SUM können über einen ausgewählten Bereich, der durch den sogenannten Summenrahmen markiert ist, für jeden x-Kanal die registrierten Ereignisse aufsummiert werden. Man erhält ein Linienspektrum (Abb.4.2)

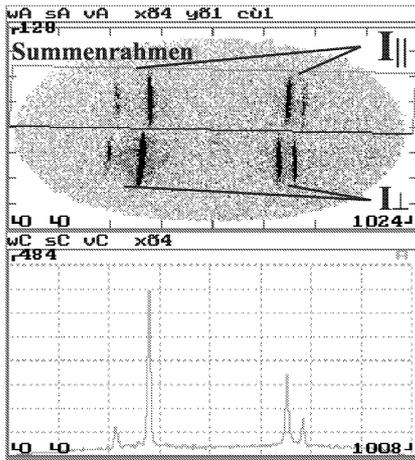


Abbildung 4.2: Zwei-dimensionales orts aufgelöstes Spektrum mit Summenrahmen und entsprechendem Linienspektrum.

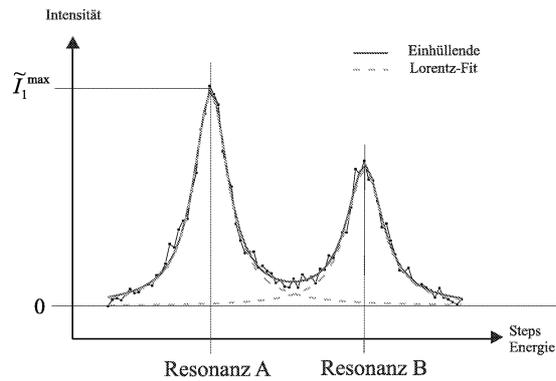


Abbildung 4.3: Aus einer Linienintensität abgeleiteter energieabhängiger Wirkungsquerschnitt in beliebigen Einheiten für den entsprechenden Übergang.

Im Scan-Modus wird für jeden Energiepunkt ein zwei-dimensionales Spektrum angelegt und in einer sogenannten Listmode-Datei gespeichert. Bei einer Messzeit von 5s pro Step ist es aus Gründen der Mess-Statistik üblich, den vorgegebenen Energiebereich mehrmals zu durchlaufen. Für jeden Scan und Step kann aus dem entsprechenden zwei-dimensionalen Spektrum ein Linienspektrum erstellt werden. Die Linien-Intensitäten sind ein Maß für den Wirkungsquerschnitt des den Linien zugeordneten Übergangs. Mit Hilfe der Auswertungs-Software FIT_FOR_X [Werner 1993] wird die Intensität einer ausgewählten Linie als Funktion der Steps Untergrund-korrigiert bestimmt und über die Scans aufsummiert. Man erhält einen energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für den der Spektrallinie entsprechenden Übergang in beliebigen Einheiten (Abb.4.3). Die Resonanzen können über die Maxima energetisch identifiziert werden. Das Resonanz-Profil wird mit einem Lorentz-Profil angefitet. Der Maximalwert \tilde{I}_1^{max} wird festgehalten und gilt als Ausgangspunkt für die Ableitung des absoluten Wirkungsquerschnitts. Um ihn für

unterschiedliche Messungen auf relativer Basis vergleichen zu können, wird der Maximalwert durch die Anzahl der Primär-Photonen (Counts) geteilt.

$$\tilde{I}_1 = \frac{\tilde{I}_1^{max}}{Counts}. \quad (4.1)$$

Alternativ kann der Maximalwert \tilde{I}_i^{max} auf direktem Wege ermittelt werden. Der Index i unterscheidet zwischen dem Scan-Modus ($i=1$) und dem Mess-Modus bei fester Energie ($i=2$). Sind die Energielagen der Resonanzen bekannt, kann der Monochromator direkt die entsprechende Position anfahren. Die Messungen werden ladungsnormiert (Kap.3.3.1) auf den Resonanzen durchgeführt. Aus dem zwei-dimensionalen Spektrum erhält man ein Linienspektrum. Die Intensität einer ausgewählten Linie entspricht dann direkt dem Maximalwert \tilde{I}_2^{max} . Zum Vergleich unterschiedlicher Messungen wird auch hier die Linienintensität auf die Anzahl der Primär-Photonen (Counts) normiert.

$$\tilde{I}_2 = \frac{\tilde{I}_2^{max}}{Counts} \quad (4.2)$$

Die Daten können unabhängig von der Art des Mess-Modus miteinander verglichen werden, indem man die Intensität \tilde{I}_i auf die Intensität eines ausgewählten Übergangs $\tilde{I}_i(a \rightarrow b)$ bezieht:

$$I = I_1 = I_2 \quad \text{mit} \quad I_i = \frac{\tilde{I}_i}{\tilde{I}_i(a \rightarrow b)} \quad (4.3)$$

4.2.2 Verzweigungsverhältnisse

Die Verzweigungsverhältnisse geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Zustand in einen erlaubten niederenergetischen Zustand zerfällt. Die Summe über alle Verzweigungsverhältnisse ist auf 1 normiert. Existiert ein Maß für die Besetzung des Ausgangszustandes, kann unter Berücksichtigung der Verzweigungsverhältnisse relativ dazu eine Aussage über die Besetzung der Endzustände getroffen werden. Umgekehrt kann man bei bekannter Besetzungswahrscheinlichkeit der Endzustände über die Verzweigungsverhältnisse V auf die Besetzung I_V des Ausgangszustandes zurückrechnen (Anhang A).

$$I_V = \frac{1}{V} I \quad (4.4)$$

Experimentell ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des Endzustandes über die Intensität I der dem Übergang zugeordneten Spektrallinie zugänglich.

Die hier beobachteten Übergänge im Helium-Atom $1sm(s, d)^1(S, D) \rightarrow 1s2p^1P$ sind Teil der Zerfallskaskade ausgehend von den doppelt angeregten Zuständen, die im ersten Schritt der Kaskade in die einfach angeregten Zustände $1sm(s, d)^1(S, D)$ zerfallen.

4.2.3 Beobachtungsgeometrie

Die anregende Strahlung ist horizontal linear polarisiert. Die Beobachtungsrichtung ist über die Anordnung der beiden Sekundär-Monochromatoren vorgegeben. Die Fluoreszenz wird bezüglich eines Winkels θ gegenüber dem \vec{E} -Vektor der anregenden Strahlung unter 0° bzw. 90° detektiert. Die Abstrahlungscharakteristik der Fluoreszenz entlang des E-Vektors ist zylindersymmetrisch und wird mit Gleichung 2.24 beschrieben, die an dieser Stelle in folgender Form angewandt wird.

$$I = I(\theta) = I_P \left(1 + \frac{1}{2} \beta (3 \cos^2(\theta) - 1)\right) \equiv \frac{1}{P} I_P \quad (4.5)$$

Demnach sind die oben abgeleiteten Intensitäten I für polarisierte Fluoreszenz winkelabhängig. Es wird auf die Gesamtintensität I_P zurückgerechnet, indem man Gleichung 4.5 umstellt. Für die beiden Beobachtungsrichtungen $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ sind die Rückrechnungsfaktoren P in Tabelle 4.1 gegeben.

Winkel θ	Faktor P
0°	1,54
90°	0,85

Tabelle 4.1: Die Abhängigkeit der Linienintensitäten vom Beobachtungswinkel θ wird in dem Korrekturfaktor P berücksichtigt. Zur Berechnung von P wurde ein Asymmetrie-Parameter $\beta = -0,35$ [Žitnik u. a. 2002] eingesetzt.

4.2.4 Quanteneffizienz

Spektrale Abhängigkeiten bei der Transmission der Fluoreszenz durch Glascheiben, bei der Beugung am Gitter oder auch bei den für den eigentlichen MCP-Detektor verwandten Bauteilen, beeinflussen die Quanteneffizienz des Detektorsystems. Bei einem Vergleich von Linienintensitäten aus unterschiedlichen Spektralbereichen muss diese Abhängigkeit berücksichtigt werden. Die

relative Quantenausbeute Q_i wurde auf zwei Arten bestimmt. In Kombination mit einer Elektronenstoß-Messung ($i=1$) und unter Verwendung von präzise kalibrierten Quecksilber-Stablämpchen ($i=2$) konnte ein Wellenlängenbereich zwischen 300 und 730 nm abgedeckt werden.

Elektronenstoß-Messung Bei Heliumdrücken in der Targetkammer um $2 \mu\text{bar}$ wird der Synchrotron-Strahl durch einen Elektronen-Strahl ersetzt. Aufgrund seiner räumlichen Ausdehnung (der Durchmesser des e-Strahl ist $\approx 1 \text{ mm}$) und der hohen Emissions-Intensitäten, werden die Detektoren auf einen in den Fluoreszenz-Strahlengang fahrbaren Spalt fokussiert. Üblicherweise wird bei einer Spaltbreite von bis zu $100 \mu\text{m}$ gemessen. Die Energie der anregenden Elektronen beträgt 3 keV. Für 2 keV Elektronen sind absolute Emissions-Wirkungsquerschnitte σ_e folgender Übergänge bekannt [van Zyl u. a. 1980] (Tab.4.2):

Übergang	Wellenlänge $\lambda_{i=1}$
$1s3s(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$	728 nm
$1s4s(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$	505 nm
$1s5s(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$	444 nm
$1s6s(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$	417 nm

Tabelle 4.2: Zur Elektronstoß-Normierung beobachtete Übergänge.

Die relative Quanteneffizienz $Q_{i=1}$ wird bestimmt, indem man sowohl die gemessenen Linienintensitäten I_e als auch die Literaturwerte σ_e auf die Werte für einen ausgewählten Übergang $1sms(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$, dem eine bestimmte Wellenlänge λ_1 zugeordnet ist, normiert und miteinander in Verhältnis setzt.

$$Q_1 = \frac{I_e/I_e^{\lambda_1}}{\sigma_e/\sigma_e^{\lambda_1}} \quad (4.6)$$

Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte zwischen 2 und 3 keV bleibt dabei unberücksichtigt.

Hg-Stablämpchen Anders als zuvor mit dem Elektronenstrahl kann man mit einem Hg-Stablämpchen nicht den Synchrotron-Strahlengang simulieren. Das Hg-Lämpchen wird ca. 20 cm von der Strahlage entfernt außerhalb der Gastargetzelle aufgestellt und ist senkrecht zum Sekundär-Spalt ausgerichtet.

Um kleinste Fluoreszenz-Intensitäten (ca. 5 gültige Ereignisse pro Sekunde) nachweisen zu können, ist der MCP-Detektor extrem Licht-empfindlich. Aus diesem Grund muss zwischen der intensiven Lichtquelle und dem Sekundär-Spalt eine Kombination aus Abschwächungsfilter mit einer Gesamt-Transmission kleiner als 0,01 % geschaltet werden (Abb.4.4). Die Ab-

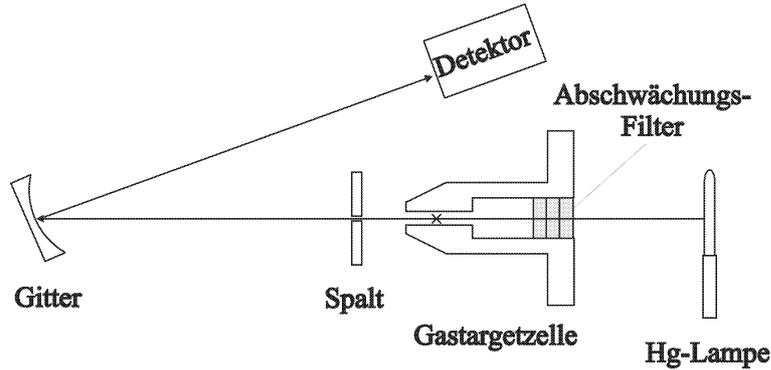


Abbildung 4.4: Aufbau für Kalibrierungsmessung mit Hg-Stablämpchen.

schwächungsfilter schließen die Targetzelle Licht-dicht ab, so dass bei ausgeschalteter Stab-Lampe die Dunkelzählrate des Detektors nicht ansteigt. Die hier beschriebene Anordnung von Lämpchen, Filter und Quelle ist aus konstruktionstechnischen Gründen nur auf den Detektionszweig, der unter einem Winkel $\theta = 0^\circ$ zum \vec{E} -Vektor der anregenden Strahlung steht, anwendbar.

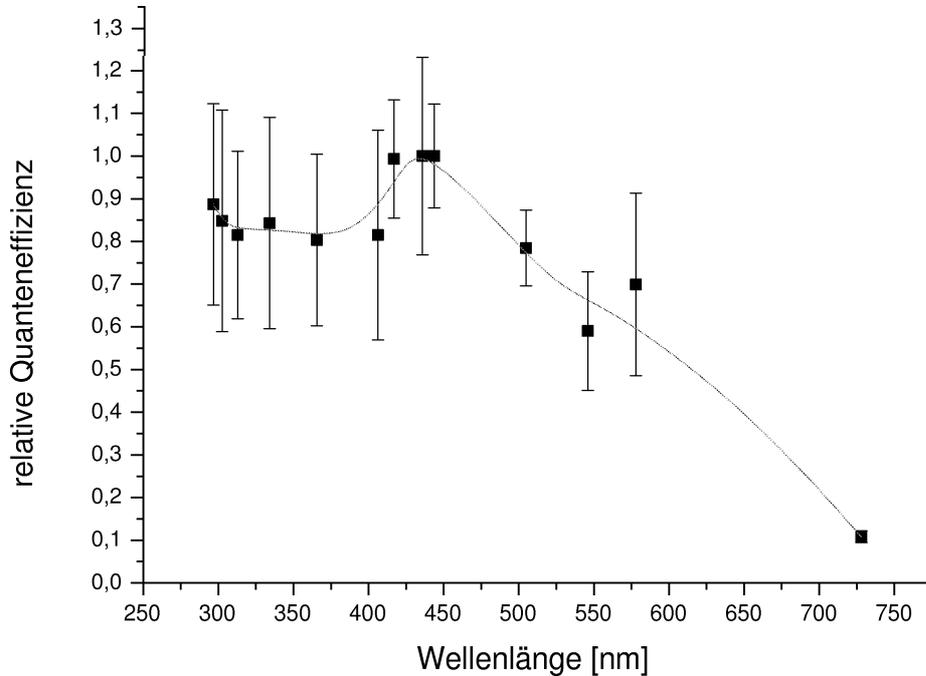
Das Emissionsspektrum der Hg-Lämpchen ist zwischen 230 und 580 nm gut bekannt [Reader u. a. 1996]. Die Emissionsintensitäten werden in emittierter Leistung P pro Fläche $[\frac{Watt}{cm}]$ angegeben. Experimentell sind die Emissionsintensitäten über die Linienintensitäten in Einheiten von $[\frac{Counts}{s}]$ gegeben. Es wird die Anzahl N der Photonen pro Energie E bzw. Wellenlänge λ und Zeit gezählt. Für einen Vergleich wird folgende Umrechnung benutzt:

$$P = \frac{NE}{t} \rightarrow \frac{N}{t} = \frac{P}{E} = \frac{P}{h\frac{c}{\lambda}} \quad (4.7)$$

In Analogie zu Gleichung 4.6 erhält man die relative Quantenausbeute Q_2 durch Verhältnisbildung der gemessenen Linienintensität I_{hg} mit dem Literaturwert σ_{hg} , die zuvor auf die Intensität einer Linie ausgewählter Wellenlänge $\lambda_{i=2}$ normiert wurden.

$$Q_2 = \frac{I_{hg}/I_{hg}^{\lambda_2}}{\sigma_{hg}/\sigma_{hg}^{\lambda_2}} \quad (4.8)$$

Für $\lambda_1 = \lambda_2$ sind die relativen Quantenausbeuten Q_1 und Q_2 vergleichbar und es gilt $Q = Q_1 = Q_2$ (Abb.4.5).

Abbildung 4.5: *Relative Quanteneffizienz.*

4.2.5 Normierungsprozess

Um aus den Linienintensitäten I_{He} absolute Wirkungsquerschnitte abzuleiten, wird ein geeigneter Normierungsprozess benötigt. I_{He} definiert sich über die gemessene Linienintensität I unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses V , der Beobachtungsgeometrie P und der relativen Quanteneffizienz Q .

$$I_{He} = \frac{P}{VQ} I \quad (4.9)$$

Die experimentellen Daten wurden auf den absoluten Wirkungsquerschnitt für die direkte Besetzung des Neon Satelliten $Ne^+2s^22p^4(^3P)3p(^2P_{3/2})$ bei Energien um 65 eV normiert [Langer 1992]. In Bezug auf die hier vorgestellten Helium-Messungen wurde unter vergleichbaren experimentellen Bedingungen die Linienintensität des Übergangs im Neon-Ion $Ne^+2s^22p^4(^3P)3p(^2P_{3/2}) \rightarrow Ne^+2s^22p^4(^3P)3s(^2P_{1/2})$ bei 339,2 nm gemessen.

Um aus der Linienintensität auf die Besetzung des 3p - Satelliten zurückzurechnen, wird Gleichung 4.9 angewendet. Es wird ein Verzweigungsverhältnis $V_{Ne^+} = \frac{1}{5}$ angenommen [Zimmermann 2003]. Der Korrekturfaktor P_{Ne^+} bezüglich der Polarisation berechnet sich mit einem Asymmetrie-Parameter $\beta = -0,1$ nach Gleichung 4.5. Die relative Quanteneffizienz Q bei 339,2 nm ist bekannt (Abb.4.5).

Die Umrechnung der Linienintensitäten I_{He} in absolute Wirkungsquerschnitte σ_{He} ist über die Linienintensität im Neon-Ion I_{Ne^+} und dem absoluten Wirkungsquerschnitt für die Besetzung des Neon 3p - Satelliten σ_{Ne^+} gegeben.

$$\sigma_{He} = \frac{I_{He}}{I_{Ne^+}} \sigma_{Ne^+} \quad (4.10)$$

4.2.6 VUV-Spektren

Beim ersten Schritt in der Zerfallskaskade der doppelt angeregten Helium-Zustände $He^{**} \rightarrow 1sm(s, d)^{(1}(S, D))$ wird ein Photon mit einer Energie von ca. 40 eV emittiert. Eine entsprechende Spektrallinie bei ca. 30 nm kann in zweiter Ordnung beobachtet werden. Die ladungsnormierte Linienintensität \tilde{I}_2 (Glg.4.2) bietet einen direkten Zugang zu den Wirkungsquerschnitten σ_{He} für den Zerfall der doppelt in die einfach angeregten Zustände. Es müssen keine Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt werden. Auch die Änderung der Quanteneffizienz des Detektorsystems ist in diesem Fall vernachlässigbar, da anders als bei der Auswertung der Spektren im sichtbaren Spektralbereich die Linien im VUV, deren Intensitäten verglichen werden, in einem kleinen Wellenlängenintervall $\Delta\lambda \approx 3$ nm liegen. Allein der Korrekturfaktor P_{He} bezüglich der Beobachtungsgeometrie, der sich nach Gleichung 4.5 berechnet, wird berücksichtigt.

$$I_{He} = \tilde{I}_2 P_{He} \quad (4.11)$$

Die zur Berechnung von P_{He} notwendigen β -Parameter für die unterschiedlichen VUV-Übergänge sind in [Žitnik u. a. 2002] angegeben.

Die Normierung der Daten auf absoluter Basis wird über den bekannten Photoionisations-Wirkungsquerschnitt bei 65 eV zur Besetzung des 2p-Zustands im Helium-Ion He^+ [Woodruff und Samson 1982] durchgeführt. Es wird die Linienintensität I_{He^+} des ebenfalls in zweiter Ordnung beobachteten Übergangs $He^+ 2p \rightarrow 1s$ ($\lambda=30,4$ nm) mit dem Photoionisations-Wirkungsquerschnitt σ_{He^+} gleichgesetzt.

$$\sigma_{He} = \frac{I_{He}}{I_{He^+}} \sigma_{He^+} \quad (4.12)$$

Die Winkelverteilung der Photonen beim 2p-1s-Übergang im Helium-Ion wird durch einen entsprechenden Korrekturfaktor P_{He^+} berücksichtigt.

$$I_{He^+} = \tilde{I}_2 P_{He^+} \quad (4.13)$$

P_{He^+} lässt sich nach [Jiménez-Mier u. a. 1986] mit dem Alignment-Parameter $A_0(j = \frac{3}{2}) = -0,62$ und dem linearen Polarisationsgrad $P_s = 1$ berechnen.

$$P_{He^+} = \left[\left(\frac{1}{3} \left[1 + \frac{5}{48} A_0(j) \right] \left[1 + \frac{15 A_0(j) P_s}{5 A_0(j) + 48} \cos(2\theta) \right] \right)^{-1} \right] \quad (4.14)$$

4.3 Winkelverteilung

Die Winkelverteilung der bei einem Übergang emittierten Fluoreszenz-Photonen ist durch den Asymmetrie-Parameter β charakterisiert. Nach Gleichung 2.24 bezieht sich der Beobachtungswinkel θ auf den \vec{E} -Vektor der anregenden Strahlung.

Wollaston-Prisma Wie bereits in Kapitel 3.2 erwähnt trennt ein Wollaston-Prisma die Fluoreszenz in eine Komponente parallel und senkrecht zum \vec{E} -Vektor der anregenden Strahlung. Beide Fluoreszenz-Komponenten werden simultan detektiert. Man erhält ein zwei-dimensionales ortsaufgelöstes Spektrum, aus dem sich zwei Linienspektren für den parallelen I_{\parallel} (oben) und senkrechten Anteil I_{\perp} (unten) ableiten lassen (Abb.4.2).

Der Polarisationsgrad Π der Fluoreszenz ist unter einem Beobachtungswinkel $\theta=90^\circ$ definiert und berechnet sich für einen ausgewählten Übergang mit den Linienintensitäten I_{\parallel} und I_{\perp} .

$$\Pi(\theta = 90^\circ) = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (4.15)$$

Der β -Parameter ist über den Polarisationsgrad Π der Fluoreszenz gegeben.

$$\beta = \frac{-2\Pi}{3 - \Pi} = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\parallel} + 2I_{\perp}} \quad (4.16)$$

Polarisations-empfindlicher Detektorzweig Der Polarisations-empfindliche Detektorzweig ist unter 54° bezüglich der Ausbreitungsrichtung des Synchrotron-Strahls positioniert. Damit ergibt sich ein Beobachtungswinkel von $\theta=36^\circ$ gegenüber dem \vec{E} -Vektor der anregenden Strahlung.

Liegt die Durchlassrichtung der Polarisationsfolie in der Speicherring-Ebene, setzt sich das gemessene Fluoreszenz-Signal $I_{\parallel}(\theta = 36^\circ)$ aus den oben eingeführten Komponenten I_{\parallel} und I_{\perp} , die unter einem Beobachtungswinkel $\theta=90^\circ$ definiert sind, zusammen (Abb.4.6). Die Projektion der Amplituden A und B der Komponenten I_{\parallel} und I_{\perp} addieren sich quadratisch und es gilt mit $k=\text{const}$:

$$I_{\parallel} = k^2 A^2, \quad I_{\perp} = k^2 B^2 \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} I_{\parallel}(\theta = 36^\circ) &= (kA \sin 36^\circ)^2 + (kB \cos 36^\circ)^2 \\ &= I_{\parallel} \sin^2 36^\circ + I_{\perp} \cos^2 36^\circ \end{aligned} \quad (4.18)$$

Aufgrund der zylindersymmetrischen Abstrahlungscharakteristik entlang

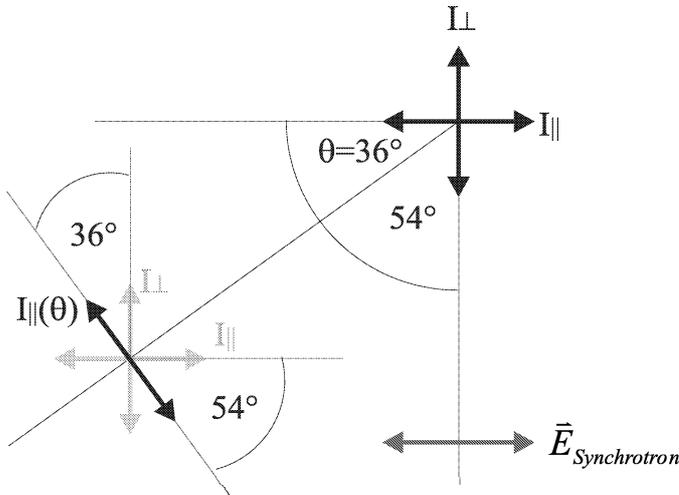


Abbildung 4.6:
*Fluoreszenzkomponenten
in der Speicherringebene.*

des \vec{E} -Vektor der anregenden Strahlung gilt für den Fall, dass die Durchlassrichtung der Polarisationsfolie senkrecht zur Speicherring-Ebene steht:

$$I_{\perp}(\theta = 36^\circ) = I_{\perp} \quad (4.19)$$

In Abhängigkeit vom verwendeten Interferenzfilter wird für eine Wellenlänge die Fluoreszenz-Intensität als Funktion der Winkelstellung des Polarisations-Filters gemessen. Die Messkurve wird mit einer Sinusfunktion

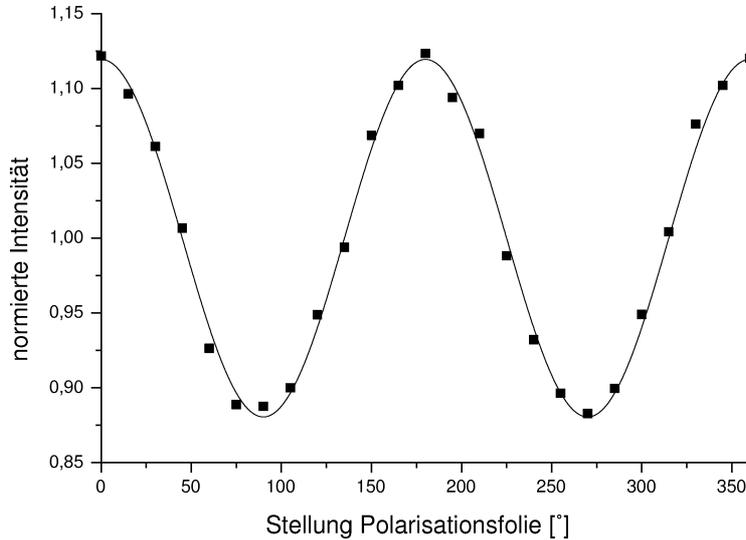


Abbildung 4.7:
*Beispiel für
 Fluoreszenz-
 signal als
 Funktion der
 Stellung der
 Polarisations-
 folie.*

angefittet. Ist in der Startposition die Durchlassrichtung der Polarisationsfolie in der Ebene des \vec{E} -Vektor der anregenden Strahlung ausgerichtet, kann $I_{\parallel}(\theta = 36^\circ)$ in der 0° -, 180° - und 360° -Position, $I_{\perp}(\theta = 36^\circ)$ in der 90° - und 270° -Position abgelesen werden (Abb.4.7).

Nach Gleichung 4.15 berechnet sich der Polarisationsgrad $\Pi(\theta = 36^\circ)$ über die gemessenen Komponenten $I_{\parallel}(\theta = 36^\circ)$ und $I_{\perp}(\theta = 36^\circ)$. Zwischen $\Pi(\theta = 36^\circ)$ und Π besteht folgender Zusammenhang.

$$\Pi = \Pi(36^\circ) \frac{1}{\sin^2 36^\circ + \Pi(36^\circ) \cos^2 36^\circ} = \frac{I_{\parallel}(36^\circ) - I_{\perp}(36^\circ)}{I_{\parallel}(36^\circ) + I_{\perp}(36^\circ)(1 - 2\cos^2 36^\circ)} \quad (4.20)$$

Nach Gleichung 4.16 folgt für den β -Parameter.

$$\beta = \frac{I_{\perp}(36^\circ) - I_{\parallel}(36^\circ)}{I_{\parallel}(36^\circ) + 2(1 - \frac{3}{2}\cos^2 36^\circ)I_{\perp}(36^\circ)} \quad (4.21)$$

5 Fehlerbetrachtung

5.1 Wirkungsquerschnitte

5.1.1 VUV-Spektren

Die aus den VUV-Spektren abgeleiteten Wirkungsquerschnitte σ_{He} berechnen sich nach Gleichung 4.12.

$$\sigma_{He} = \frac{I_{He}}{I_{He^+}} \sigma_{He^+} \quad (5.1)$$

Demnach gilt für die Fehlerbetrachtung.

$$\Delta\sigma_{He} = \left| \frac{\partial\sigma_{He}}{\partial I_{He}} \right| \Delta I_{He} + \left| \frac{\partial\sigma_{He}}{\partial I_{He^+}} \right| \Delta I_{He^+} + \left| \frac{\partial\sigma_{He}}{\partial \sigma_{He^+}} \right| \Delta\sigma_{He^+} \quad (5.2)$$

Die ersten beiden Terme berücksichtigen den Fehler von I_{He} und I_{He^+} . I_{He} und I_{He^+} sind die auf den primären Photonenfluss normierten Linienintensitäten \tilde{I}_2 (Glg.4.2) korrigiert um einen Faktor P_{He} bzw. P_{He^+} , der in der in Kapitel 4.2 eingeführten Weise der Beobachtungsrichtung Rechnung trägt.

$$I_{He,He^+} = P_{He,He^+} \tilde{I}_2 \quad (5.3)$$

Es wird der statistische Fehler der normierten Linienintensität \tilde{I}_2 und der Fehler des Korrekturfaktors P_{He,He^+} berücksichtigt.

$$\Delta I_{He,He^+} = |P_{He,He^+}| \Delta \tilde{I}_2 + |\tilde{I}_2| \Delta P_{He,He^+} \quad (5.4)$$

Für den 2p-1s-Übergang im Helium-Ion berechnet sich der Korrekturfaktor P_{He^+} nach Gleichung 4.14 mit den in [Jiménez-Mier u. a. 1986] gegebenen Alignment-Parameter $A_0 = -0,62 \pm 0,02$.

$$\begin{aligned} \Delta P_{He^+} &= \left| \frac{\partial P_{He^+}}{\partial A_0} \right| \Delta A_0 \quad (5.5) \\ &= \left| \frac{\frac{5}{144} (1 + 3\cos(2\theta)) \frac{(25A_0^2 + 480A_0 + 48^2)}{(5A_0 + 48)^2}}{(P_{He^+})^2} \right| \Delta A_0 \end{aligned}$$

Für einen beobachteten Übergang im Helium-Atom bestimmt sich der Korrekturfaktor P_{He} nach Gleichung 4.5 mit den in [Žitnik u. a. 2002] gegebenen β -Parametern. Über die Unsicherheit der β -Parameter wird keine Angabe gemacht. Es wird angenommen, dass ΔP_{He} in der Größenordnung von dem oben abgeleiteten ΔP_{He^+} liegt. Da der Beitrag von ΔP_{He^+} zum Gesamtfehler vernachlässigbar ist, wird im Folgenden auf die Berücksichtigung des Beitrags von ΔP_{He} zum Gesamtfehler verzichtet.

Der letzte Term in Gleichung 5.2 berücksichtigt die Unsicherheit des zur Normierung verwandten Wirkungsquerschnitts im Helium-Ion $\Delta\sigma_{He^+} = \pm 0,5$ kbarn [Woodruff und Samson 1982].

5.1.2 Spektren im sichtbaren Spektralbereich (VI)

Die aus den VI-Spektren abgeleiteten Wirkungsquerschnitte σ_{He} berechnen sich nach Gleichung 4.10.

$$\sigma_{He} = \frac{I_{He}}{I_{Ne^+}} \sigma_{Ne^+} \quad (5.6)$$

Demnach gilt für die Fehlerbetrachtung.

$$\Delta\sigma_{He} = \left| \frac{\partial\sigma_{He}}{\partial I_{He}} \right| \Delta I_{He} + \left| \frac{\partial\sigma_{He}}{\partial I_{Ne^+}} \right| \Delta I_{Ne^+} + \left| \frac{\partial\sigma_{He}}{\partial \sigma_{Ne^+}} \right| \Delta\sigma_{Ne^+} \quad (5.7)$$

I_{He} und I_{Ne^+} sind über Gleichung 4.9 definiert. Unter der Annahme, dass bei der Fehlerbetrachtung von I_{He} der statistische Fehler der normierten Linienintensität $\tilde{I}_{1,2}$ (Glg.4.1 bzw. Glg.4.2) und der Fehler der relativen Quanteneffizienz ΔQ (Abb.4.5) dominieren, bleibt der Beitrag des Fehlers der Verzweigungsverhältnisse V (Kap.4.2.2) und des Korrekturfaktors P (Kap.4.2.3) bezüglich der Winkelverteilung der Fluoreszenzintensitäten unberücksichtigt. Sowohl die Verzweigungsverhältnisse V als auch der zur Berechnung des Korrekturfaktors P notwendige β -Parameter werden in der Literatur [van den Bos 1967, Žitnik u. a. 2002] ohne Unsicherheit angegeben. Es gilt entsprechend auch für ΔI_{Ne^+} :

$$\Delta I_{He} = \left| \frac{P}{VQ} \right| \Delta \tilde{I}_{1,2} + \left| \frac{P}{VQ^2} \right| \tilde{I}_{1,2} \Delta Q \quad (5.8)$$

ΔQ lässt sich aus Gleichung 4.6 bzw. 4.8 ableiten und mit den in [van Zyl u. a. 1980] bzw. [Reader u. a. 1996] angegebenen Fehler für die Literaturwerte $\Delta\sigma_e$ bzw. $\Delta\sigma_{hg}$ berechnen.

Der Fehler des absoluten Wirkungsquerschnitts für die direkte Besetzung des Neon Satelliten $Ne^+ 2s^2 2p^4 ({}^3P) 3p ({}^2P_{3/2})$ beträgt $\Delta\sigma_{Ne^+} = \pm 4$ kbarn [Langer 1992].

5.2 Winkelverteilung

Für die Winkelverteilung der beim zweiten Schritt des Kaskadenzerfalls der doppelt angeregten Helium-Zustände emittierten Photonen ist der Asymmetrie-Parameter β charakteristisch. Er berechnet sich für die Polarisations-empfindlichen Messungen mit Hilfe eines Wollaston-Prisma nach Gleichung 4.16. Für den Fehler $\Delta\beta$ gilt dann:

$$\Delta\beta = \left| \frac{\partial\beta}{\partial I_{\parallel}} \right| \Delta I_{\parallel} + \left| \frac{\partial\beta}{\partial I_{\perp}} \right| \Delta I_{\perp} \quad (5.9)$$

Ergänzenden und überprüfenden Charakter hatten die Polarisations-empfindlichen Messungen, die mit Hilfe des Detektionszweigs unter einem Winkel von 54° bezogen auf die Ausbreitungsrichtung der Synchrotronstrahlung durchgeführt wurden (Kap.3.2). Aus diesem Grund wird an dieser Stelle auf eine Fehlerbetrachtung der auf diese Weise ermittelten Daten verzichtet und diesbezüglich auf die detaillierten Ausführungen in [Schill 2004] verwiesen. Danach bewegt sich die Unsicherheit des Asymmetrie-Parameters β in Abhängigkeit von der Mess-Statistik zwischen 5 und 10 Prozent.

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 VUV-Spektren

Die Beobachtung des ersten Übergangs beim Kaskadenzerfall der doppelt angeregten Helium-Zustände bietet einen direkten Zugang zu den Wirkungsquerschnitten für den Zerfall der doppelt in die einfach angeregten Zustände. Auf den $(n,0)$ Resonanzen im Singulett-System wurde der Übergang $(n,0)^{(1P)} \rightarrow 1snd^{(1P)}$ für $n=3, 4$ und 5 beobachtet. Die Energie des emittierten Photons beträgt ca. 40 eV und variiert von Resonanz zu Resonanz mit weniger als 200 meV (Anhang B). Die Unterschiede in der Energie führen zu kleinen, dennoch erkennbaren Positionsverschiebungen der dem Übergang zugeordneten Spektrallinie (Abb.6.1). In den Spektren ist eine zweite starke und breite Linie zu erkennen. Sie ist dem letzten Übergang der Zerfallskaskade $1s2p^{(1P)} \rightarrow 1s^2(^1S)$ in den Helium-Grundzustand zugeordnet. Die Verbreiterung der Linie wird auf Resonanzeinfang im Gastarget in Verbindung mit nicht vorhandener Blendenbegrenzung, außer der kreisrunden Beobachtungsöffnung ($\varnothing=10$ mm), zurückgeführt, da der Detektor direkt auf den Synchrotron-Strahl fokussiert ist.

Die primäre Fluoreszenz konnte auch auf den $(n,+1)$ und $(n,-1)$ Resonanzen beobachtet werden. Stellvertretend wird in Abbildung 6.2 ein VUV-Spektrum auf der $(5,+1)^{(1P)}$ Resonanz gezeigt. In zweiter Ordnung wird der Übergang des doppelt angeregten Zustands in den einfach angeregten beobachtet. Das Spektrum wurde unter einem Winkel $\theta=0^\circ$ bezüglich des \vec{E} -Vektors der anregenden Strahlung, die Spektren in Abbildung 6.1 unter einem Winkel $\theta=90^\circ$ aufgenommen.

Die starke breite Linie bei 58,43 nm ist wie oben dem $1s2p^{(1P)} \rightarrow 1s^2(^1S)$ Übergang zugeordnet. Die Linie erscheint im Vergleich zu den Spektren auf den $(n,0)$ Resonanzen in Abbildung 6.1 intensiver und schmaler. Eine Tatsache, die auf die unterschiedliche Beobachtungsrichtung zurückzuführen ist. Unter dieser Beobachtungsrichtung befindet sich eine Spalt-ähnliche Blendenbegrenzung der Größe 2 mm x 8 mm in ca. 10 mm Entfernung vom Synchrotron-Strahl. Ein weiterer Unterschied besteht darin, dass die Fluoreszenz längs der Gastargetzelle beobachtet wird (Abb.4.4). Zwei weitere Spektrallinien bei 52,22 nm und 53,70 nm können dem Übergang $1smp^{(1P)} \rightarrow 1s^2(^1S)$ für $m=3$ und 4 zugeordnet werden.

Das Spektrum in Abbildung 6.3 wurde auf der (4,-1) Resonanz aufgenommen. Neben dem Übergang in den Helium-Grundzustand ($\lambda=58,43$ nm)

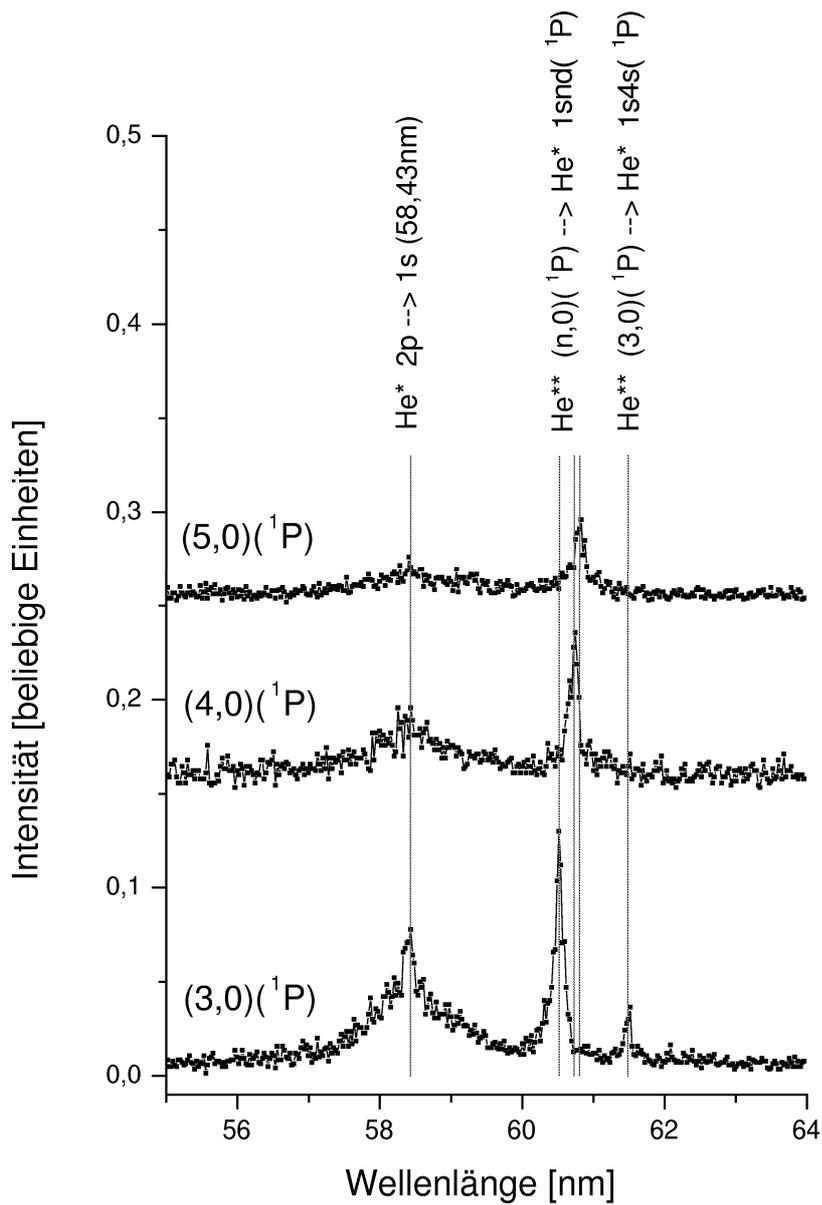
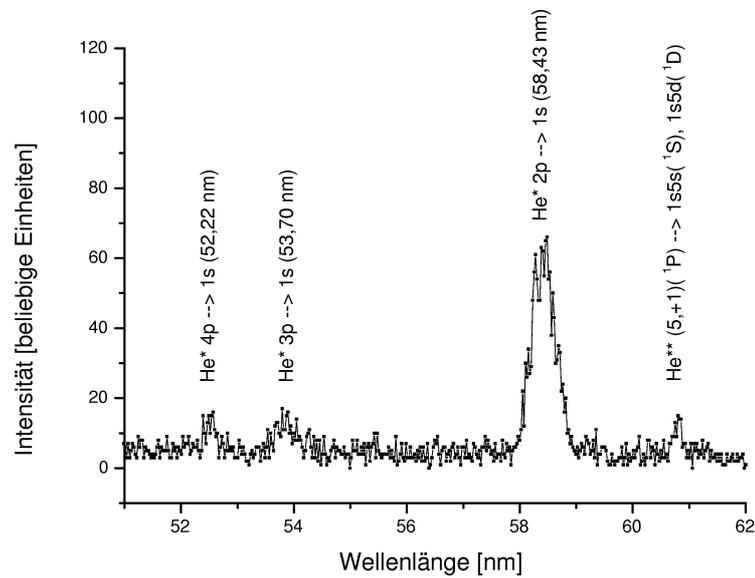
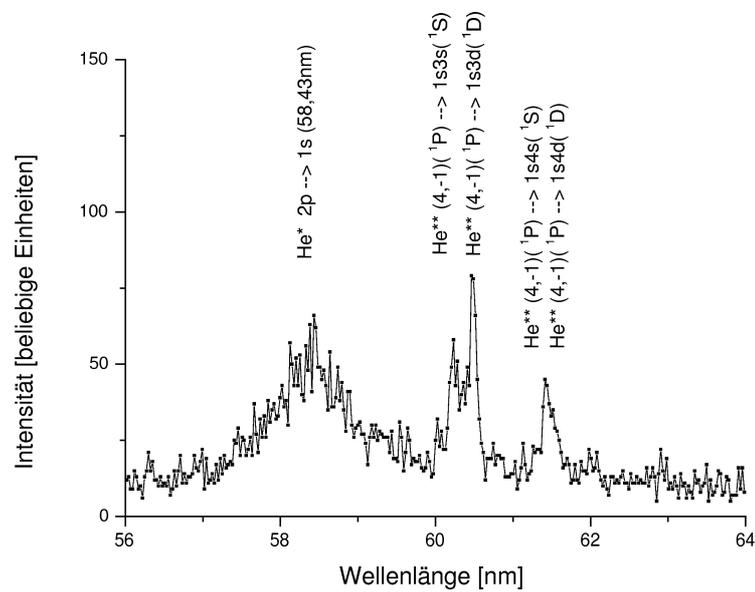


Abbildung 6.1:
VUV-Spektren auf den $(n,0)({}^1P)$ Resonanzen für $n=3,4$ und 5.

Abbildung 6.2: VUV-Spektren auf den $(5, +1)(^1P)$ Resonanz.Abbildung 6.3: VUV-Spektren auf den $(4, -1)(^1P)$ Resonanz.

sind zwei Linienpaare, die dem Zerfall des doppelt angeregten Zustands in die einfach angeregten Zustände $1sm(s, d)(^1P)$ für $m=3$ und 4 zugeordnet sind, zu erkennen.

An dieser Stelle werden die Schwierigkeiten ersichtlich, die beim Ableiten von absoluten Wirkungsquerschnitten aus den VUV-Linienintensitäten entstehen. Da die Übergänge in zweiter Ordnung beobachtet werden, sind die Fluoreszenz-Intensitäten entsprechend gering. Zwar können energetisch benachbarte Resonanzen über die Energieabhängigkeit des Fluoreszenz-Signals unterschieden werden (Abb.6.4), doch ist es nicht immer möglich aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens des VUV-Spektrometers (Tab.3.1), für gleiches m zwischen Übergängen der doppelt angeregten in die einfach angeregten $1sms(^1S)$ und $1smd(^1P)$ Zustände zu unterscheiden. Beispielsweise kann in Abbildung 6.2 nicht zwischen den Übergängen $(5, +1)(^1P) \rightarrow 1s5s(^1S)$ und $(5, +1)(^1P) \rightarrow 1s5d(^1D)$ unterschieden werden. In Abbildung 6.3 können die Spektrallinien der Übergänge $(4, -1)(^1P) \rightarrow 1s4s(^1S)$

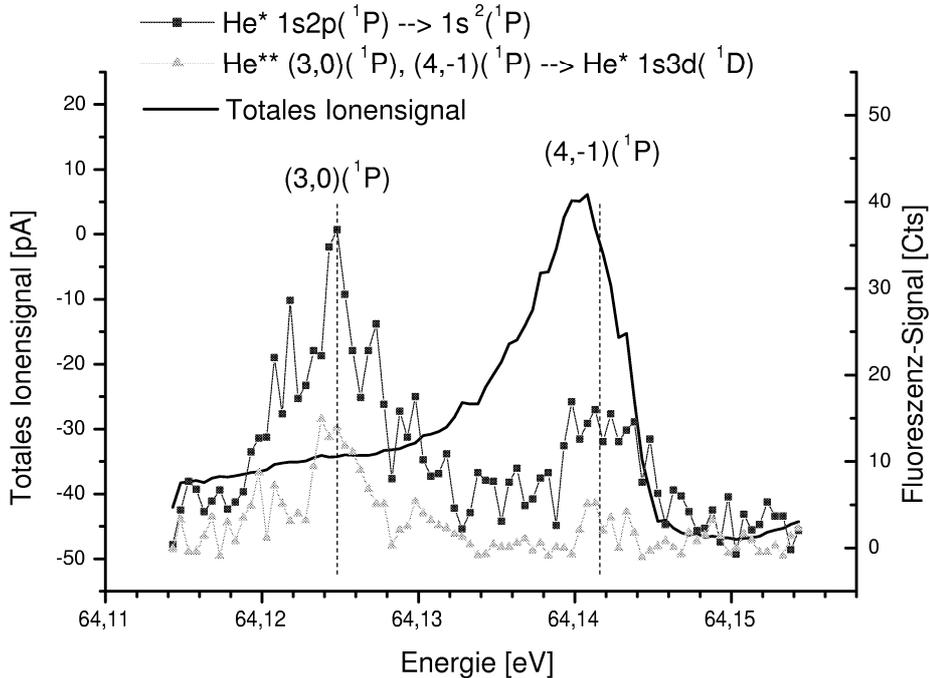


Abbildung 6.4: *Totales Ionensignal und Fluoreszenz-Signal als Funktion der Energie im Bereich der $(3, 0)(^1P)$ und der $(4, -1)(^1P)$ -Resonanz.*

und $(4, -1)(^1P) \rightarrow 1s4d(^1D)$ nicht eindeutig aufgelöst werden. Nur für die $(n, 0)(^1P)$ -Zustände kann eine eindeutige Zuordnung getroffen werden, da der Zerfall in die $1snd(^1P)$ dominiert.

6.2 Spektren im sichtbaren Spektralbereich

Die Analyse der Fluoreszenz, die beim zweiten Schritt in der Zerfallskaskade emittiert wird, beschreibt einen alternativen Weg bei der Ableitung von absoluten Wirkungsquerschnitten für den Zerfall der doppelt angeregten Zustände in die einfach angeregten Helium-Zustände (Kap.4.2). Auf allen drei Singulett-Resonanzen, $(n,+1)$, $(n,-1)$ und $(n,0)$, wurden die Übergänge der Zustände $1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$ in den $1s2p(^1P)$ Zustand beobachtet.

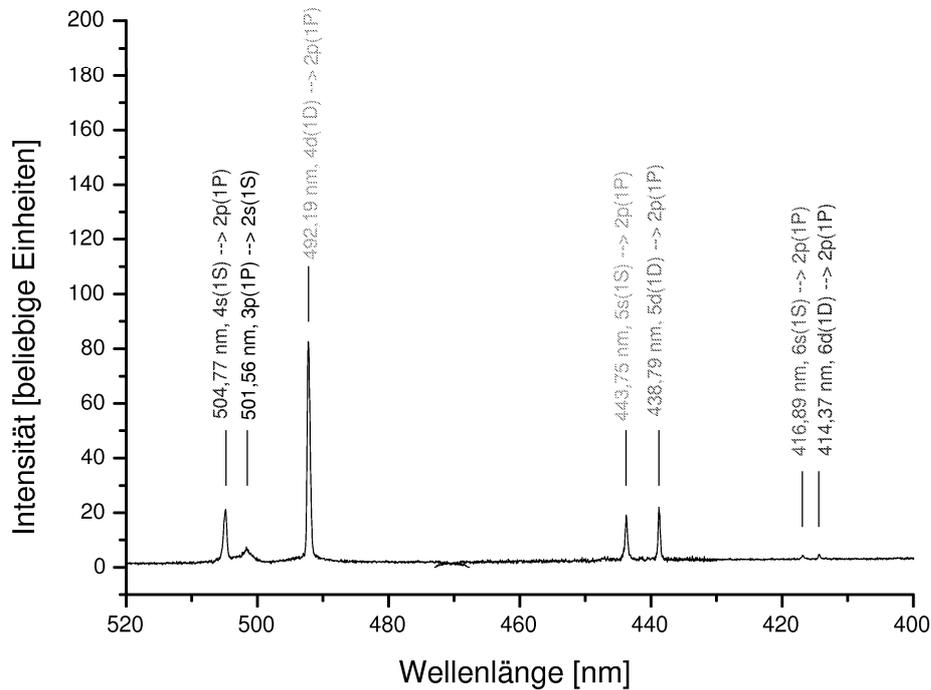


Abbildung 6.5: *Spektrum im sichtbaren Spektralbereich auf der $(5, -1)(^1P)$ Resonanz*

Das Spektrum in Abbildung 6.5 setzt sich aus drei Spektren zusammen. Die drei Spektren wurden auf der $(5, -1)^{(1P)}$ Resonanz aufgenommen. Man kann die Spektrallinienpaare der Übergänge $1sms(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$ und $1smd(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P)$ für $m=4, 5$ und 6 erkennen. Die Spektrallinie bei 501,6 nm ist dem in der Zerfallskaskade möglichen Übergang in den metastabilen Zustand $1s3p(^1P) \rightarrow 1s2s(^1S)$ zugeordnet. Die Linienform ist verbreitert, da der $1s3p(^1P)$ -Zustand über Resonanzeinfang besetzt werden kann. Das Spektrum bestätigt das breite Zerfallsschema der $(n,-1)$ Resonanzen. Die dabei beobachteten geringen Fluoreszenzintensitäten der Übergänge $1s6(s, d)^{(1(S, D))} \rightarrow 1s2p(^1P)$ können von dem Detektorsystem gerade noch nachgewiesen werden. Laut Theorie liegt der Wirkungsquerschnitt für den Übergang $1s6s(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$ im Bereich von 0,3 kbarn.

In Abbildung 6.6 ist beispielhaft für die durchgeführten Messungen im Scan-Modus der Wirkungsquerschnitt für den Übergang $1s5s(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$

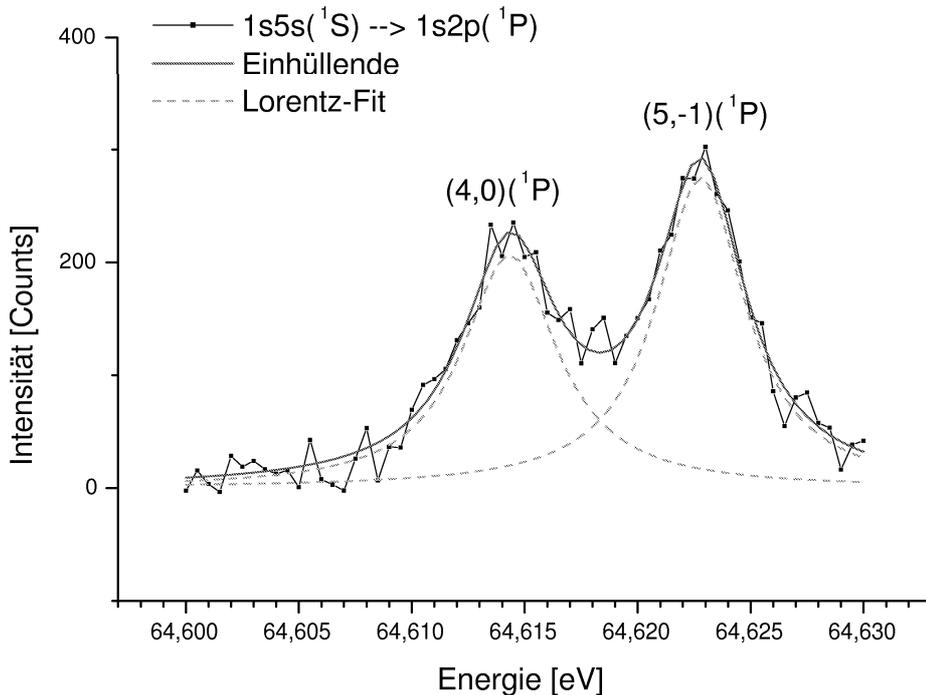


Abbildung 6.6: *Energieabhängigkeit des Fluoreszenz-Signals $1s5s(^1S) \rightarrow 1s2p(^1P)$ im Bereich der $(4,0)^{(1P)}$ und $(5,-1)^{(1P)}$ Resonanzen.*

$1s2p(^1P)$ im Energiebereich der $(4, 0)(^1P)$ und $(5, -1)(^1P)$ Resonanz dargestellt.

Ebenfalls im Scan-Modus und anhand des Fluoreszenz-Signals im sichtbaren Spektralbereich konnten Übergänge im Triplett-System beobachtet und Resonanzen identifiziert werden (Kap.6.5).

6.3 Wirkungsquerschnitte

Absolute Wirkungsquerschnitte in Kombination von Anregungsquerschnitt und Fluoreszenzausbeute für den Zerfall der doppelt angeregten in die einfach angeregten Helium-Zustände wurden sowohl aus Messungen im VUV als auch im sichtbaren (VI) Spektralbereich abgeleitet. Im VUV wurde vornehmlich auf den $(n, 0)(^1P)$ Resonanzen gemessen, weil hier aufgrund des durch die geringen Zählraten begrenzten Auflösungsvermögens eine eindeutige Zuordnung zwischen Spektrallinie und entsprechendem Übergang am einfachsten gelingt (Kap.6.1). Der Schwerpunkt der Messungen liegt in der Beobachtung der sekundären Fluoreszenz im sichtbaren Spektralbereich. Vorab dient ein Vergleich zwischen experimentellen Daten aus VUV- und VI-Messungen der gegenseitigen Überprüfung, bevor die Daten, die sich aus den sichtbaren Spektren ableiten, den theoretischen Berechnungen gegenübergestellt werden.

In Tabelle 6.1 sind die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte für den dominierenden Übergang der doppelt angeregten Zustände $(n, 0)^1P$ in die einfach angeregte Zustände $1snd(^1D)$ für $n=3,4$ und 5 aufgeführt.

Übergang $He^{**} \rightarrow He^*$	Wirkungsquerschnitt [kbarn]	
	VUV	VI
$(3, 0)^1P \rightarrow 3d$	$31,6 \pm 5,9$	$43,0 \pm 26,3$
$(4, 0)^1P \rightarrow 4d$	$14,4 \pm 1,9$	$30,0 \pm 16,9$
$(5, 0)^1P \rightarrow 5d$	$13,0 \pm 1,5$	$19,3 \pm 11,5$

Tabelle 6.1: *Experimentelle Wirkungsquerschnitte abgeleitet aus Linienintensitäten im VUV und im sichtbaren Spektralbereich.*

Die zur Ableitung der in Tabelle 6.1 aufgeführten Wirkungsquerschnitte herangezogenen Linienspektren im VUV und im sichtbaren Spektralbereich

wurden simultan und damit unter vergleichbaren experimentellen Bedingungen aufgenommen. Es fällt auf, dass die Wirkungsquerschnitte, die sich aus dem Übergang im einfach angeregten Helium-Atom bestimmen lassen, um 30-50 Prozent größer sind als die, die sich aus den VUV-Spektren ableiten lassen. Innerhalb der Fehlergrenzen kann von einer Übereinstimmung gesprochen werden. Der relative Fehler der Wirkungsquerschnitte liegt für die Messungen im VUV bei ca. 20 Prozent während er bei den VI-Messungen bei ca. 50 Prozent liegt. Der Unterschied kommt entsprechend der Fehlerfortpflanzung durch die Berücksichtigung der Nachweisempfindlichkeit des Detektionssystems im sichtbaren Spektralbereich zustande. In diesem Fall beträgt allein der relative Fehler $\frac{\Delta Q}{Q}$ der relativen Quanteneffizienz Q ca. 20 Prozent.

In Kapitel 2.4.2 wurden beispielhaft für $n=5$ die berechneten Zerfallsschemata auf den drei Singulett-Resonanzen $(5, +1)^1P$, $(5, -1)^1P$ und $(5, 0)^1P$ in einem Balkendiagramm graphisch dargestellt. In Anlehnung daran sind ebenfalls für $n=5$ in Abbildung 6.7 die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte für den strahlenden Zerfall der 1P Zustände in die einfach angeregten $1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$ Zustände denen aus der Theorie gegenübergestellt.

Das Experiment bestätigt die von der Theorie vorhergesagten für die drei Singulett-Serien charakteristischen Zerfallsschemata. Die stärksten Zerfallskanäle stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Berechnungen überein. Der relative Fehler $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ der experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte σ liegt bei ca. 50 Prozent. Bei der Gegenüberstellung vernachlässigt wird die Unsicherheit der nach Gleichung 2.22 abgeleiteten theoretischen Wirkungsquerschnitte. Hier geht die Bandbreite der anregenden Strahlung $\Gamma^{app} = (4 \pm 0, 5)$ meV ein.

Auffällig ist, dass in der Regel der Wirkungsquerschnitt für die schwächeren Zerfallskanäle auf allen drei Resonanzen größer als der berechnete Wert gemessen wurde. In diesem Zusammenhang wird auf die deutliche Abweichung beim Zerfall der $(n, +1)^1P$ Zustände in die $1smd(^1D)$ Zustände mit $m=n-1$ hingewiesen. In Abbildung 6.7 ist der gemessene Wirkungsquerschnitt für den Zerfall $(5, +1)^1P \rightarrow 1s4d(^1D)$ ca. 50 mal größer als der berechnete.

Desweiteren konnte auf der $(5, +1)^1P$ Resonanz der dominante Zerfall in den $1s5s(^1S)$ Zustand beobachtet werden. Die Wahrscheinlichkeit, das höher angeregte Elektron im $1s5s(^1S)$ Zustand anzutreffen, ist am größten. Erinnert man sich an die Bezeichnung der +1 Serie mit $(2p5s+)$, ist vereinfacht ein Elektron im 2p und das zweite im 5s Zustand anzunehmen. Die dazu im

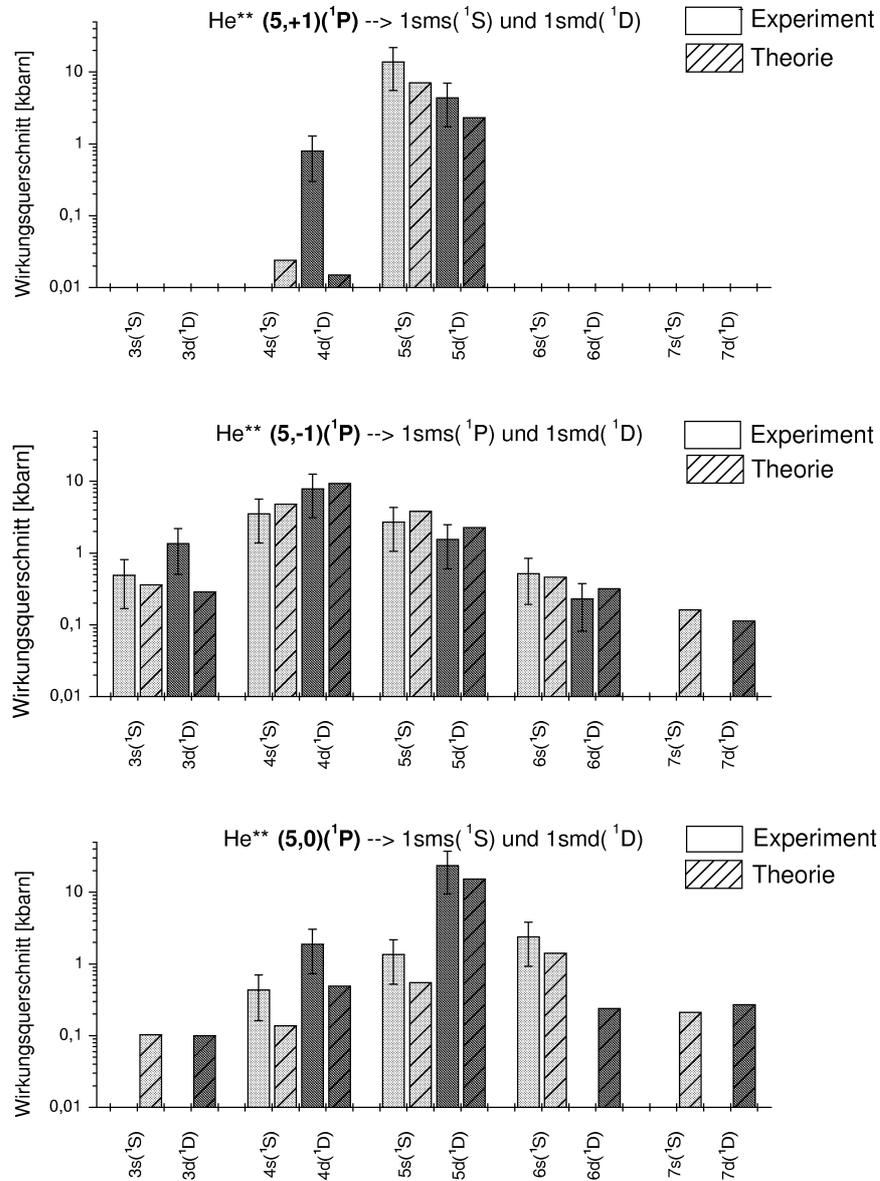


Abbildung 6.7: Gegenüberstellung der berechneten Wirkungsquerschnitte für den strahlenden Zerfall der $(5, +1)^1P$, $(5, -1)^1P$ und $(5, 0)^1P$ Zustände mit den experimentellen Daten. Die experimentellen Daten werden durch die Balken ohne Muster dargestellt, während die theoretischen Daten durch die schraffierten Balken dargestellt sind.

Verhältnis immer noch starke Besetzung des $1s5d(^1D)$ Zustands spricht gegen diese Vereinfachung.

Entsprechendes gilt für die 2pnd-Serie bzw. den $(5, 0)^1P$ Zustand. Hier dominiert der Zerfall in den $1s5d(^1D)$ Zustand. In der einfachen Anschauung geht das 2p Elektron im ersten Schritt der Zerfallskaskade in den Grundzustand über, während das zweite Elektron im 5d Zustand sitzen bleibt.

Das breite und komplexe Zerfallsschema der $(n, -1)^1P$ Zustände ist weniger leicht zu interpretieren. Es bleibt festzuhalten, dass das Maximum bei den Übergängen in die $1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$ Zustände für $m=n-1$ liegt. Diese Regelmäßigkeit ist in Abbildung 6.8 gut zu erkennen. In relativen Einheiten und mit linearer Skala wird das Zerfallsschema für $n=3,4$ und 5 gezeigt.

He^{**}	He^*									
	3s	3d	4s	4d	5s	5d	6s	6d	7s	7d
$(3, 0)^1P$	2,3 (1,1)	47,3 (33,7)	9,2 (3,7)	0,1 (0,0)	0,9 (0,5)	- (0,0)	0,3 (0,2)	- (0,0)	- (0,1)	- (0,0)
$(4, 0)^1P$	0,8 (0,3)	2,1 (0,6)	0,6 (0,7)	24,6 (24,8)	2,6 (2,4)	- (0,2)	- (0,3)	0,5 (0,0)	- (0,1)	- (0,0)
$(5, 0)^1P$	- (0,1)	2,2 (0,1)	0,4 (0,1)	1,9 (0,5)	1,3 (0,5)	23,4 (15,3)	2,4 (1,4)	- (0,2)	- (0,2)	- (0,0)
$(4, -1)^1P$	6,8 (4,8)	9,1 (9,1)	2,4 (3,7)	1,6 (2,0)	0,3 (0,4)	0,2 (0,2)	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)	- (0,1)	- (0,0)
$(5, -1)^1P$	0,5 (0,4)	1,3 (0,3)	3,5 (4,8)	7,8 (9,3)	2,7 (3,8)	1,6 (2,3)	0,5 (0,5)	0,2 (0,3)	- (0,2)	- (0,1)
$(6, -1)^1P$	- (0,1)	1,5 (0,1)	0,7 (0,3)	1,6 (0,3)	7,4 (4,5)	15,4 (8,9)	4,7 (3,5)	2,1 (2,1)	1,6 (0,4)	0,5 (0,3)
$(3, +1)^1P$	5,2 (3,8)	1,3 (1,0)	1,0 (0,0)	1,1 (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)
$(4, +1)^1P$	- (0,3)	- (0,0)	9,9 (5,7)	4,1 (1,8)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)
$(5, +1)^1P$	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	0,8 (0,0)	13,7 (7,0)	4,4 (2,3)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)
$(6, +1)^1P$	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	0,3 (0,0)	0,6 (0,0)	12,3 (7,9)	3,6 (2,6)	- (0,0)	- (0,0)
$(7, +1)^1P$	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	- (0,0)	10,7 (8,0)	3,0 (2,6)

Tabelle 6.2: Gegenüberstellung berechneter und experimentell ermittelter Wirkungsquerschnitte in [kbarn] für den Zerfall $He^{**} \rightarrow He^*$. Die Unsicherheit der experimentellen Werte liegt bei 50 Prozent. Die berechneten Werte stehen in Klammern. Berechnete Wirkungsquerschnitte kleiner als 0,05 kbarn sind mit (0,0) markiert. Wirkungsquerschnitte für schwache Übergänge, deren Linien im Spektrum nicht beobachtet werden konnten, sind mit einem „-“ gekennzeichnet.

Eine abschließende und zusammenfassende Aufstellung der experimentellen Ergebnisse im Vergleich zur Theorie ist in Tabelle 6.2 gegeben. Die Wirkungsquerschnitte für den Zerfall der doppelt angeregten Helium-Zustände

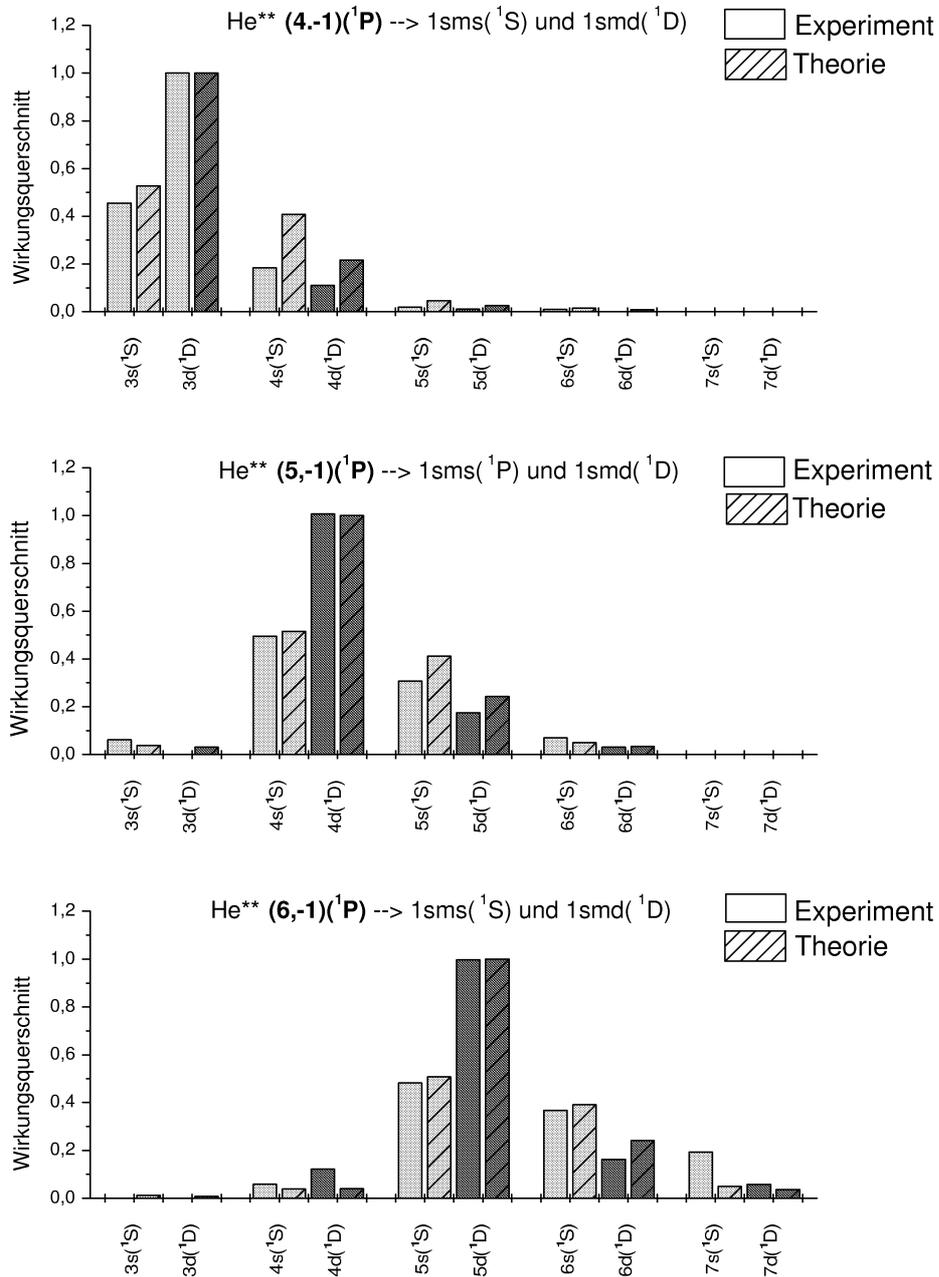


Abbildung 6.8: Normierte Darstellung der Zerfallsschemata der $(n, -1)^1P$ Zustände für $n=4, 5$ und 6 .

$He^{**} (n, 0)^1P$ für $n=3,4$ und 5 , $(n, -1)^1P$ für $n=4,5$ und 6 und $(n, +1)^1P$ für $n=3,4,5,6$ und 7 in die einfach angeregten Helium-Zustände $He^* 1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$ für $m=3,4,5,6$ und 7 sind aufgelistet. Aus der Tabelle lassen sich die oben beschriebenen Regelmäßigkeiten und n -Abhängigkeiten ablesen.

6.4 Winkelverteilung

Die Fluoreszenz, die im zweiten Schritt des Kaskadenzerfalls der doppelt angeregten Helium-Zustände im Singulett-System im sichtbaren Spektralbereich emittiert wird, wurde Polarisations-empfindlich sowohl mit Hilfe eines Wollaston-Prismas als auch durch den Aufbau eines Detektionszweiges mit einer rotierender Polarisationsfolie in Abhängigkeit von der Wellenlänge nachgewiesen.

Die Polarisations-empfindliche Analyse mit dem in Kapitel 3.2 beschriebenen und unter einem Winkel von 54° bezüglich der Ausbreitungsrichtung des Synchrotron-Strahls aufgebauten Detektionszweigs kam erfolgreich bei Untersuchungen am Krypton zur Anwendung und wird zu präzisen Messungen des Alignment- A_{20} und Orientierungsparameters O_{10} genutzt [Schill 2004].

Dieser Detektionszweig besteht aus mehreren optischen Komponenten (Abb.3.4). Deren additives Transmissionsverhalten beschränkt die Anwendung dieser Methode bei den hier vorgestellten Messungen aufgrund der im Gegensatz zum Krypton niedrigen Fluoreszenzausbeuten im Helium auf die stärksten Zerfallskanäle beim strahlenden Zerfall der doppelt angeregten Zustände. Mit ausreichender Statistik konnte nur auf der $(4, 0)^1P$ Resonanz die Winkelverteilung der Photonen, die dem Übergang $1s4d(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P)$ zugeordnet sind, gemessen werden, da für andere starke Übergänge kein geeigneter Interferenzfilter mit gutem Transmissionsverhalten vorhanden war. Der mit dieser Methode ermittelte Asymmetrie-Parameter β bestätigt den mit Hilfe des Wollaston-Prismas abgeleiteten β -Parameter.

In Tabelle 6.3 sind die mit Hilfe des Wollaston-Prismas abgeleiteten β -Parameter in Abhängigkeit von den doppelt angeregten Helium-Zuständen und dem Übergang innerhalb des Kaskadenzerfalls dargestellt. Die experimentellen Daten stimmen mit dem berechneten Wert $\beta = -0,35$ (Kap.2.5) innerhalb der Fehlergrenzen überein. Eine Ausnahme bildet der β -Parameter, der auf der $(6, -1)^1P$ Resonanz für den Übergang $1s6d(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P)$ gemessen wurde. Im Linienspektrum, das zur Auswertung herangezogen wurde,

liegt die Spektrallinie dieses Übergangs am kurzwelligen Rand der aktiven Detektorfläche. Es wird vermutet, dass es aus diesem Grund zu Verfälschungen in den Linienintensitäten gekommen ist.

Resonanz	Übergang $1smd(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P)$		Asymmetrie- Parameter β
	m	λ [nm]	
$(4, 0)^1P$	4	499,2	$-0,37 \pm 0,03$
$(5, 0)^1P$	5	438,8	$-0,33 \pm 0,04$
$(5, -1)^1P$	4	499,2	$-0,32 \pm 0,02$
	5	438,8	$-0,34 \pm 0,03$
$(6, -1)^1P$	5	438,8	$-0,35 \pm 0,04$
	6	414,4	$-0,24 \pm 0,04$

Tabelle 6.3: *Asymmetrie-Parameter β .*

6.5 Triplett-Zustände

Anhand des Fluoreszenz-Signals konnten die Triplett-Resonanzen $(n, 0)^3P$ für $n=5$ und 6 identifiziert werden (Abb.6.9, Abb.6.10). Das Ionensignal wird von den starken $(n, +1)^1P$ Resonanzen dominiert. Eine Zuordnung der Triplett-Resonanzen ist darüber nicht möglich.

Das energieabhängige Fluoreszenz-Signal in Abbildung 6.9 ist dem Übergang $1s5d(^3D_{0,1,2}) \rightarrow 1s2p(^3P_{0,1,2})$ zugeordnet. Eine dem Übergang entsprechende Linie wird bei $\lambda=402,6$ nm beobachtet. Eine weitere Möglichkeit für den Zerfall des $1s5d(^3D_{0,1,2})$ Zustandes ist der in den $1s3p(^3P_{0,1,2})$ Zustand. Die Spektrallinie bei 388,9 nm wird dem Folgezerfall $1s3p(^3P_{0,1,2}) \rightarrow 1s2s(^3S_1)$ zugeordnet. Mit einer Linie bei 396,5 nm wird der $1s4p(^1P) \rightarrow 1s2s(^1S_0)$ Übergang im Singulett-System beobachtet. Der $1s4p(^1P)$ Zustand kann in einer Kaskade ausgehend von der $(5, +1)^1P$ Resonanz über den Zerfall der einfach angeregten Zustände $1s5s(^1S)$ und $1s5d(^1D)$ besetzt werden.

Wie erwartet und in Abbildung 6.10 zu sehen, kann auf der $(6, 0)^3D$ Resonanz die Besetzung des $1s6d(^3D_{0,1,2})$ Zustandes über dessen Zerfall in den $1s2p(^3P_{0,1,2})$ Zustand nachgewiesen werden ($\lambda=382,9$ nm). Desweiteren ist wie zuvor auf der $(5, 0)^3D$ Resonanz der Übergang $1s3p(^3P_{0,1,2}) \rightarrow 1s2s(^3S_1)$ ($\lambda=388,9$ nm) im Linienspektrum zu erkennen. Der $1s3p(^3P_{0,1,2})$

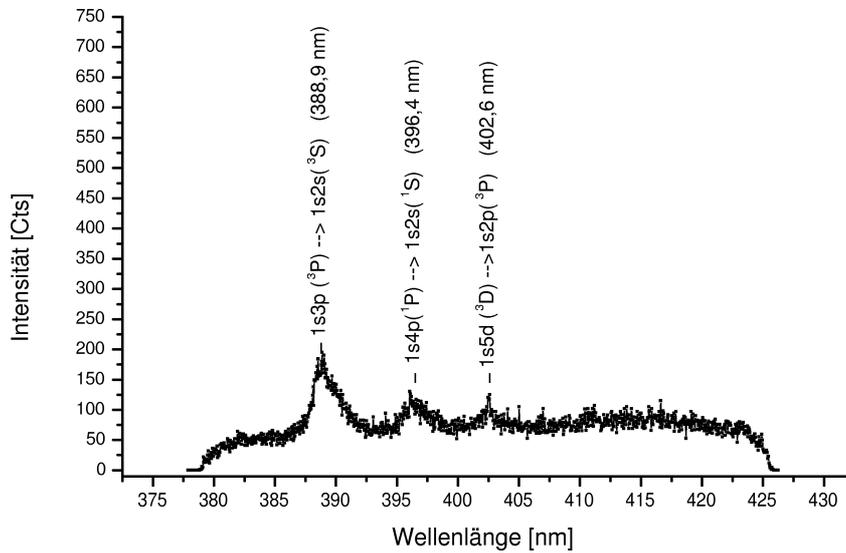
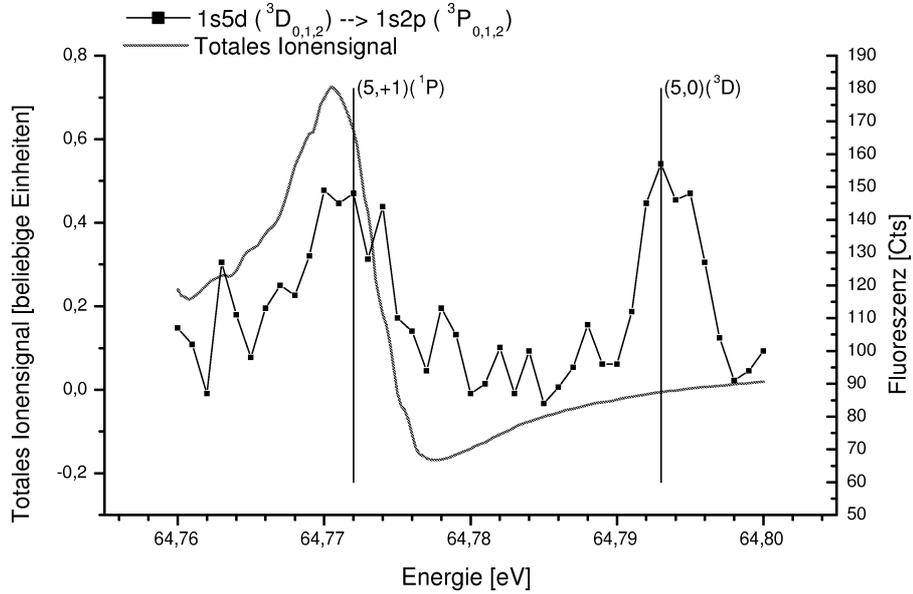


Abbildung 6.9: *Spektrum im sichtbaren Spektralbereich und Fluoreszenz-Signal auf der (5,+1) (1P) und (5,0) (3D) Resonanz.*

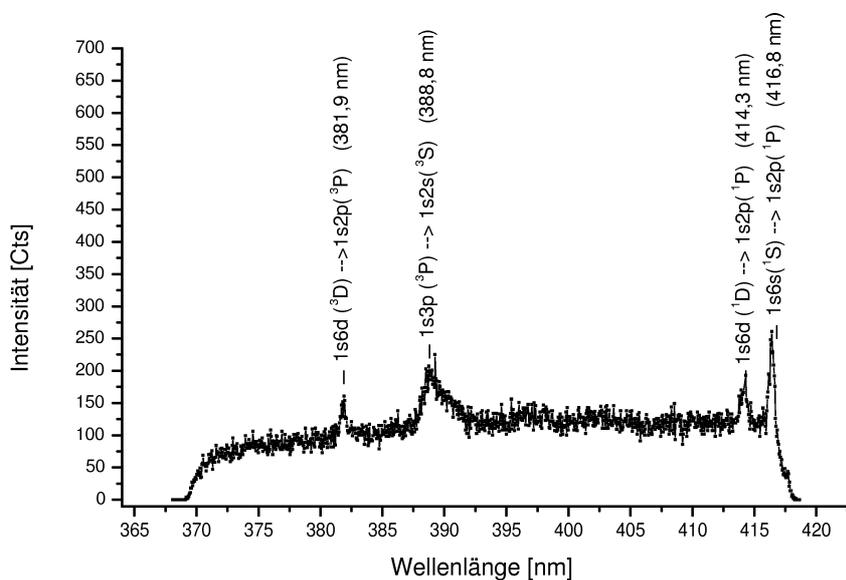
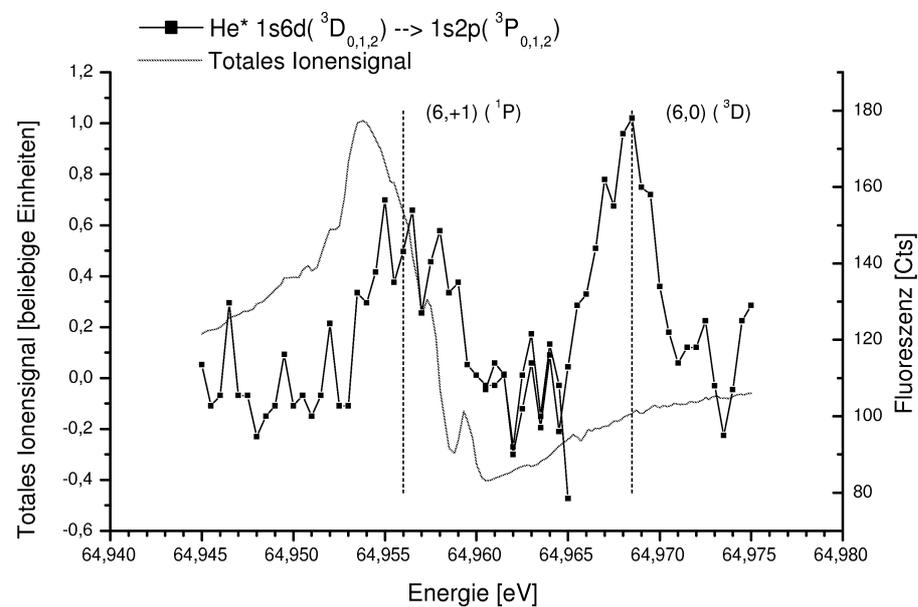


Abbildung 6.10: Spektrum im sichtbaren Spektralbereich und Fluoreszenz-Signal auf der (6,+1)(1P) und (6,0)(3D) Resonanz.

Zustand kann über den Zerfall des $1s5d(^3D_{0,1,2})$ Zustands besetzt werden. Die beiden Linien bei 401,7 nm und 414,4 nm markieren Übergänge des Kaskadenzerfalls auf der $(6,+1)$ Singulett-Resonanz.

In beiden Spektren ist die Linienform des Übergangs $1s3p(^3P) \rightarrow 1s2s(^3S)$ bei 388,9 nm auffällig. Sie ist im Vergleich mit der Linienform der Übergänge $1s6d(^3D) \rightarrow 1s2p(^3D)$, $1s6d(^3D) \rightarrow 1s2p(^3D)$ und $1s6d(^3D) \rightarrow 1s2p(^3D)$ in Abbildung 6.10 asymmetrisch und verbreitert. Es wird eine Abhängigkeit der Linienform vom Helium-Druck in der Targetzelle vermutet. Eine Überprüfung der Annahme konnte aufgrund der geringen Fluoreszenz-Intensitäten im Triplett-System nicht durchgeführt werden.

Sowohl auf der $(5,+1)^1P$ als auch auf der $(6,+1)^1P$ Resonanz wird die Besetzung des Triplett-Zustands $1snd(^3D_{0,1,2})$ für $n=5$ bzw. $n=6$ beobachtet (Abb.6.9, Abb.6.10). Die Besetzung von Triplett-Zuständen durch Ein-Photonen-Prozesse wird in der Theorie mit Hilfe der Konfigurationswechselwirkung mit Singulett-Zuständen beschrieben. Danach müssen auch Singulett-Zustände geringe Beimischungen von Triplett-Zuständen besitzen, die sich durch Übergänge im Triplett-System bemerkbar machen. Diese Folgerung lässt sich nicht durch den Nachweis metastabiler Atome, die sowohl im Singulett-System als auch im Triplett-System auftreten, überprüfen, sondern verlangt die hier durchgeführte spektrale Analyse der Fluoreszenz. Das Experiment bestätigt die Triplett-Beimischung der 1P -Zustände.

7 Zusammenfassung

Helium im Sinne eines Drei-Körper-Coulomb-Systems ist und bleibt weiterhin aktuell für grundlegende Untersuchungen auf theoretischer und experimenteller Seite. Mit der Entdeckung der doppelt angeregten resonanten Helium-Zustände in Absorptionsmessungen zu Beginn der sechziger Jahre [Madden und Codling 1963] begann die Ausarbeitung moderner quantenmechanischer Konzepte, die eine Beschreibung des Helium-Atoms unter Berücksichtigung sowohl der Coulombwechselwirkung als auch der magnetischen Elektron-Elektron-Wechselwirkung ermöglichen. Die Überprüfung der theoretischen Vorhersagen durch Anwendung moderner experimenteller Methoden führte zu einer ständigen Weiterentwicklung der theoretischen Konzepte. So wurden erst in letzter Zeit aufgrund der erstmaligen Beobachtung des strahlenden Zerfalls der doppelt angeregten Helium-Zustände [Rubenson u. a. 1999, Odling-Smee u. a. 2000, Penent u. a. 2001] aktuelle theoretische Beschreibungen veröffentlicht, die den strahlenden Zerfall der Zustände konkurrierend zur Autoionisation berücksichtigen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals absolute Wirkungsquerschnitte in Kombination von Anregungsquerschnitt und Fluoreszenzausbeute für den strahlenden Zerfall der doppelt angeregten in die einfach angeregten Helium-Zustände gemessen. Die Messungen wurden am Berliner Elektronenspeicherring für Synchrotronstrahlung BESSY II durchgeführt. Es kam die Methode der Photonen induzierten Fluoreszenzspektroskopie (PIFS) zur Anwendung.

Im Unterschied zu bisherigen Publikationen anderer Arbeitsgruppen, die im Wesentlichen über die Detektion von metastabilen Helium-Atomen und undispergierter Fluoreszenz den strahlenden Zerfall der doppelt angeregten Zustände untersuchten und eine Überprüfung der berechneten energetischen Lagen der doppelt angeregten Zustände sowie der relativen Ausbeuten von metastabilen Atomen und von undispergierter Fluoreszenz als Funktion der Quantenzahl des äußeren Elektrons zuließen, konnte über die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte spektrale Analyse der beim Kaskadenzerfall der doppelt angeregten Zustände emittierten Fluoreszenz eine Überprüfung der theoretischen Vorhersagen [Žitnik u. a. 2002] auf absoluter Basis durchgeführt werden. Die Ableitung der Wirkungsquerschnitte gelang durch Dispersion der emittierten Fluoreszenz sowohl im sichtbaren (VI) als auch im Vakuum-ultravioletten (VUV) Spektralbereich aus den Linienintensitäten der beobachteten Übergänge innerhalb des Kaskadenzerfalls. Damit

standen auf experimenteller Seite zwei voneinander unabhängige Verfahren zur Ableitung der absoluten Wirkungsquerschnitte zur Verfügung. Eine Gegenüberstellung der aus den VUV-Spektren mit den aus den VI-Spektren abgeleiteten experimentellen Daten lieferte eine gute Übereinstimmung und diente der gegenseitigen Überprüfung beider experimenteller Methoden.

Für eine Auswahl von Zuständen, die zu den drei Singulett-Serien $(sp, 2n+)^{(1P)}$, $(sp, 2n-)^{(1P)}$ und $(pd, 2n)^{(1P)}$ gehören, wurde erstmals ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte zu den theoretischen Vorhersagen [Žitnik u. a. 2002] auf quantitativer Ebene gezogen. Es konnte eine Übereinstimmung der theoretischen Vorhersagen innerhalb der Fehlergrenzen mit den experimentellen Daten gezeigt werden. Die für die Resonanzen charakteristischen Zerfallsschemata für den Zerfall der doppelt in die einfach angeregten Helium-Zustände wurden in Abhängigkeit der Hauptquantenzahl n des äußeren Elektrons bestätigt. Eine sehr gute Übereinstimmung wurde auf den stärksten Zerfallskanälen erzielt. Auf den $(n, +1)^{1P}$ Resonanzen sind dies der Zerfall in die $1sns(^1P)$ und $1snd(^1D)$ Zustände, auf den $(n, -1)^{1P}$ Resonanzen der Zerfall in die $1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$ Zustände für $m=n-1$ und auf den $(n, 0)^{1P}$ Resonanzen der Zerfall in den $1snd(^1D)$ Zustand. Die Wirkungsquerschnitte liegen hier im Bereich von 10 bis 30 kbarn.

Desweiteren konnten Übergänge im Triplett-System beobachtet werden. Die Anregung von Triplett-Zuständen ist durch Verletzung der LS-Kopplung möglich und wird in der Theorie durch Konfigurationswechselwirkungen zwischen Singulett- und Triplett-Zuständen beschrieben. Der Nachweis strahlender Übergänge im Triplett-System auf den starken Resonanzen mit dominierendem Singulett-Charakter bestätigt diese Annahme. Energieabhängig konnte im Bereich der starken $(n, +1)^{1P}$ Resonanzen für $n=5$ und 6 der Übergang $1snd(^3D_{0,1,2}) \rightarrow 1s2p(^3P_{0,1,2})$ für $n=5$ bzw. 6 beobachtet werden.

Ferner wurde die Winkelverteilung der beim zweiten Schritt in der Zerfallskaskade der doppelt angeregten Zustände emittierten Photonen im sichtbaren Spektralbereich gemessen. Dabei kamen zwei voneinander unabhängige Methode zur Anwendung. Der aus der Theorie abgeleitete Asymmetrie-Parameter $\beta = -0,35$ [Žitnik u. a. 2002] wurde experimentell sowohl durch Polarisations-empfindliche Spektroskopie mit Hilfe eines Wollaston-Prismas als auch durch Aufbau eines Detektionszweiges mit einer rotierender Polarisationsfolie bestätigt.

Bei der Durchführung Polarisations-empfindlichen Messungen eröffneten sich neue Fragestellungen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht umfassend behandelt werden konnten, sondern ausblickend an dieser Stelle erwähnt werden. So stellt sich die Frage nach dem Einfluss von Magnetfeldern auf die

Winkelverteilung bzw. den Alignmentparameter A_{20} und den Orientierungsparameter O_{10} , die mit Hilfe der PIFS-Methode bestimmt werden können. Der Alignmentparameter A_{20} lässt sich aus dem Asymmetrie-Parameter β ableiten. Zur Bestimmung des Orientierungsparameters O_{10} benötigt man zirkular polarisierte anregende Strahlung. Im Energiebereich der doppelt angeregten Zustände, die gegen die Ionisationsschwelle mit $N=2$ im Helium-Ion um 65 eV konvergieren, steht bei BESSY II keine Undulatorbeamline, die zirkular polarisierte Strahlung erzeugt, zur Verfügung.

Literaturverzeichnis

- [Bashkin und J.O. Stoner, Jr. 1975] BASHKIN, S. ; J.O. STONER, JR.: *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams*. North-Holland Publishing Company - Amsterdam.Oxford; American Elsevier Publishing Company, Inc. - New York, 1975
- [van den Bos 1967] Kap. IV In: BOS, J. van d.: *EXCITATION OF HELIUM BY HYDROGEN IONS IN THE 1-150 keV REGION*. "Bronder-Offset-Rotterdam, 1967
- [Brauckhoff 1995] BRAUCKHOFF, Jens: *Ein zweidimensional ortsempfindlicher Mikrokanalplattendetektor mit Keil- und Streifen- Anoden für die optische Spektroskopie*, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, Diplomarbeit, 1995
- [Cocke 2004] COCKE, C.L.: Momentum Imaging in Atomic Collisions. In: *Physica Scripta T110* (2004), S. 9
- [Cooper u. a. 1963] COOPER, J.W. ; FANO, U. ; PRATS, F.: CLASSIFICATION OF TWO-ELECTRON LEVELS OF HELIUM. In: *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963), Nr. 12, S. 518
- [Domke u. a. 1996] DOMKE, M. ; SCHULZ, K. ; REMMERS, G. ; KAINDL, G. ; WINTGEN, D.: High-resolution study of $^1P^0$ double-excitation states in helium. In: *Phys. Rev. A* 53 (1996), Nr. 3, S. 1424
- [Fano 1961] FANO, U.: Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts. In: *Phys. Rev.* 124 (1961), S. 1866
- [Heckmann und Träbert 1989] Kap. 11. In: HECKMANN, P.H. ; TRÄBERT, E.: *Introduction to the Spectroscopy of Atoms*. North-Holland Physics, 1989
- [Herrick 1983] HERRICK, D.R.: New Symmetry Properties Of Atoms And Molecules. In: *Adv. Chem. Phys.* 52 (1983), S. 1
- [Jiménez-Mier u. a. 1986] JIMÉNEZ-MIER, J. ; CALDWELL, C.D. ; EDERER, D.L.: Angular Distribution of Fluorescence from Photoionization-Produced $He^+(n=2)$. In: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986), Nr. 18, S. 2260
- [Kammer 2004] KAMMER, Sven: *Resonanzen bei photoneninduzierter schwellennaher Ar^+ $4s$ -Satelliten Produktion*, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, Diss., 2004

- [Kraus 1991] KRAUS, Bernhard: *Entwicklung eines zweidimensional positionsempfindlichen Detektorsystems und sein Einsatz in der Spektroskopie von Wenigelektronensystemen*, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, Diss., 1991
- [Langer 1992] Kap. 4.3.4. In: LANGER, B.: *Zur Energieabhängigkeit von Photoelektronen*. AMS Press, Inc., 1992
- [Lin 1983] LIN, C.D.: Classification of Doubly Excited States of Two-Electron Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983), Nr. 15, S. 1348
- [Liu u. a. 2001] LIU, Chien-Nan ; CHEN, Ming-Keh ; C.D.LIN: Radiative decay of helium doubly excited states. In: *Phys. Rev. A* 64 (2001), S. 010501(R)
- [Madden und Codling 1963] MADDEN, R.P. ; CODLING, K.: New Autoionizing Atomic Energy Levels in He, Ne And Ar. In: *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963), Nr. 12, S. 516
- [Odling-Smee u. a. 2000] ODLING-SMEE, M.K. ; SOKELL, E. ; HAMMOND, P. ; MACDONALD, M.A.: Radiative Decay of Doubly Excited States in Helium below the He+ (N=2) Ionization Threshold. In: *Phys Rev. Lett.* 84 (2000), Nr. 12, S. 2598
- [Penent u. a. 2001] PENENT, F. ; LABLANIQUE, P. ; HALL, R.I. ; ŽITNIK, M. ; BUČAR, K. ; STRANGES, S. ; RICHTER, R. ; ALAGIA, M. ; HAMMOND, P. ; LAMBOURNE, J.G.: Observation of Triplet Doubly Excited States in Single Photon Excitation from Ground State Helium. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), Nr. 13, S. 2758
- [Reader u. a. 1996] READER, J. ; SANSONETTI, C.J. ; BRIDGES, J.M.: Irradiances of spectral lines in mercury pencil lamps. In: *Appl. Opt.* 35 (1996), Nr. 1, S. 78
- [Rubenson u. a. 1999] RUBENSON, J.-E. ; SÅTHE, C. ; CRAMM, S. ; KESLER, B. ; STRANGES, S. ; RICHTER, R. ; ALAGIA, M. ; CORENO, M.: Influence of the Radiative Decay on the Cross Section for Double Excitations in Helium. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), Nr. 5, S. 947
- [Schartner u. a. 2001] SCHARTNER, K.-H. ; ZIMMERMANN, B. ; KAMMER, S. ; MICKAT, S. ; SCHMORANZER, H. ; EHRESMANN, A. ; LIEBEL, H. ; FOLLATH, R. ; REICHARDT, G.: Radiative cascades from doubly excited He states. In: *Phys. Rev. A* 64 (2001), S. 040501(R)

- [Schill 2004] SCHILL, Rüdiger: *Elektronen-Partialwellenanalyse von KrI 3d⁹ 5p/6p-Resonanzen des resonanten Raman-Auger-Effekts mit Bestimmung von Alignment und Orientierung durch Fluoreszenzpolarimetrie*, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, Diss., 2004
- [Staude 1994] STAUDE, Uwe: *ENTWICKLUNG UND ANWENDUNG EINER MODULAREN PROGRAMMS ZUR ZWEIDIMENSIONALEN SPEKTRENAUFNAHME UND SPEKTRENANALYSE*, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, Diplomarbeit, 1994
- [Staude 1998] STAUDE, Uwe: *Grazing - Incidence - Präzisionsspektroskopie am Strahl schneller hochgeladener Schwerionen*, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt, Diss., 1998
- [Striganov und Sventitskii 1968] STRIGANOV, A.R. ; SVENTITSKII, N.S.: *TABLES OF SPECTRAL LINES OF NEUTRAL AND IONIZED ATOMS*. IFI/PLENUM NEW YORK-WASHINGTON, 1968
- [Sukhurukov 2003] SUKHURUKOV, V.L.: *About the cross sections for 2p → 1s fluorescence in the 2p3d doubly-excited states of He*. 2003. – private communication
- [Tanner u. a. 2000] TANNER, Gregor ; RICHTER, Klaus ; ROST, Jan-Michael: The Theory of two electron atoms: between ground state and complete fragmentation. In: *Rev. Mod. Phys.* 72 (2000), Nr. 2, S. 497
- [Werner 1993] WERNER, A.: *Spektroskopische Untersuchungen am Effusionsstrahl einer Stickstoff- und Sauerstoffgasentladung*, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, Diplomarbeit, 1993
- [Wille 1992] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner, 1992
- [Woodruff und Samson 1982] WOODRUFF, P.R. ; SAMSON, J.A.R.: Measurements of partial cross sections and autoionization in the photoionization of helium to He⁺(N=2). In: *Phys. Rev. A* 25 (1982), Nr. 2, S. 848
- [Zimmermann u. a. 2004] ZIMMERMANN, B. ; SCHATNER, K.-H. ; WILHELM, O. ; KAMMER, S. ; LIEBEL, H. ; EHRESMANN, A. ; SCHMORANZER, H.: Experimental high resolution study of the photoproduction of Ne⁺ 3p satellites in the threshold energy range. In: *J.Phys.B* 37 (2004), Nr. 2, S. 511

-
- [Zimmermann 2003] ZIMMERMANN, Bernd: *Dynamische Prozess bei der Photoneninduzierten Ne^+ - Satellitenproduktion: Direkte Besetzung und Autoionisation doppelt angeregter Zustände.*, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität, Diss., 2003
- [Žitnik u. a. 2002] ŽITNIK, M. ; BUČAR, K. ; ŠTUHEC, M. ; PENENT, F. ; HALL, R.I. ; LABLANIQUE, P.: Fluorescence of low-lying photo-excited states in helium. In: *Phys Rev. A* 65 (2002), S. 032520
- [van Zyl u. a. 1980] ZYL, B. van ; DUNN, G.H. ; CHAMBERLAIN, G. ; HEDDLE, D.W.O.: Benchmark cross section for electron-impact excitation of n^1S levels of He. In: *Phys. Rev. A* 22 (1980), Nr. 5, S. 1916

Anhang

A Verzweigungsverhältnisse

Die im Rahmen dieser Arbeit verwandten Verzweigungsverhältnisse V für die Übergänge im einfach angeregten Helium-Atom $1sms(^1S), 1smd(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P)$ berechnen sich aus den Lebensdauern $\tau_{s,d}$ der Ausgangszustände $1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$ und den Wahrscheinlichkeiten A_{2p} für deren Zerfall in den $1s2p(^1P)$ Zustand. Beide Größen sind aus der Literatur bekannt [van den Bos 1967] und in Abbildung A.1 für eine Auswahl von Helium-Zuständen zusammenfassend dargestellt. Nach Gleichung 4.4 berechnet sich die relative Besetzung $I_{s,d}$ der Ausgangszustände $1sms(^1S)$ und $1smd(^1D)$ aus den gemessenen Linienintensitäten I des Übergangs $1sms(^1S), 1smd(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P)$.

$$I_{s,d} = \frac{1}{V} I \quad \text{mit} \quad V = \tau_{s,d} \cdot A_{2p} \quad (\text{A.1})$$

		2^1P	3^1P	4^1P	5^1P	6^1P	7^1P	8^1P
	τ	0.00561	0.0171	0.0393	0.0755	0.129	0.204	0.305
1^1S	∞	1780	571	246	127	74.0	46.6	31.0
2^1S	∞	1.97	13.4	6.81	3.85	2.56	1.60	1.07
3^1S	0.531	18.8	0.25	1.47	0.94	0.57	0.43	0.26
4^1S	0.898	6.60	4.54	0.06	0.30	0.25	0.19	0.14
5^1S	1.51	3.12	2.01	1.49	0.02	0.08	0.07	0.07
6^1S	2.40	1.76	1.07	0.72	0.61	0.01	0.03	0.05
7^1S	3.56	1.21	0.62	0.42	0.30	0.26	0	0.04
8^1S	5.21	0.74	0.41	0.27	0.21	0.15	0.14	0
3^1D	0.154	65.1	0	0.29	0.13	0.09	0.08	0.07
4^1D	0.378	19.3	7.14	0	0.16	0.08	0.05	0.03
5^1D	0.727	8.89	3.28	1.52	0	0.08	0.04	0.03
6^1D	1.23	4.94	1.80	0.84	0.47	0	0.04	0.02
7^1D	2.07	2.63	1.17	0.52	0.29	0.18	0	0.02
8^1D	2.97	1.82	0.66	0.38	0.22	0.15	0.14	0
		2^3P	3^3P	4^3P	5^3P	6^3P	7^3P	8^3P
	τ	0.980	0.966	1.38	2.25	3.50	5.26	7.14
2^3S	∞	10.2	9.28	5.67	3.08	1.87	1.15	0.79
3^3S	0.364	27.5	1.07	0.71	0.60	0.41	0.29	0.21
4^3S	0.638	9.26	6.42	0.22	0.12	0.14	0.17	0.18
5^3S	1.10	4.33	2.68	2.05	0.06	0.03	0.05	0.07
6^3S	1.83	2.40	1.40	0.90	0.76	0.03	0.01	0.02
7^3S	2.60	1.75	0.86	0.51	0.37	0.36	0.01	0.01
8^3S	3.72	1.18	0.60	0.34	0.25	0.17	0.15	0.01
3^3D	0.139	71.7	0	0.65	0.27	0.06	0.01	0
4^3D	0.322	24.4	6.65	0	0.32	0.16	0.03	0.01
5^3D	0.602	11.9	3.38	1.26	0	0.16	0.09	0.02
6^3D	1.07	5.87	1.99	1.05	0.35	0	0.09	0.05
7^3D	1.45	4.53	1.33	0.60	0.26	0.13	0	0.03
8^3D	2.07	3.03	0.98	0.43	0.22	0.10	0.06	0

Abbildung A.1:

Lebensdauer τ in $[10^{-7}s]$ und Übergangswahrscheinlichkeiten A in $[10^6 \frac{1}{s}]$ im Helium-Atom [van den Bos 1967].

B He^{**} und He^* Zustände

In Abbildung B.1 sind die energetischen Lagen einer Auswahl von doppelt und einfach angeregten Helium-Zuständen He^{**} bzw. He^* und deren Energiedifferenzen in [eV] aufgelistet. Die Energiedifferenz zwischen doppelt und einfach angeregtem Zustand ist gleich der Energie des Photons, das beim Übergang der doppelt in die einfach angeregten Zustände emittiert wird. Die der Photonenenergie entsprechende Wellenlänge ist in runden Klammern in [nm] angegeben. Die energetischen Lagen sowohl der doppelt als auch der einfach angeregten Helium-Zustände sind aus der Literatur bekannt [Žitnik u. a. 2002, Striganov und Sventitskii 1968].

He**	He* Energie [eV]	3s		3d		4s		4d		5s		5d		6s		6d		7s		7d	
		Energie [eV]	(nm)																		
(3,+1)	63,6862	40,766 (30,438)	40,616 (30,55)	40,016 (31,008)	39,946 (31,062)	39,676 (31,274)	39,646 (31,297)	39,496 (31,416)	39,476 (31,432)	39,386 (31,504)	39,376 (31,512)										
(3,0)	64,1248	41,205 (30,114)	41,055 (30,224)	40,455 (30,672)	40,385 (30,725)	40,115 (30,932)	40,085 (30,955)	39,935 (31,071)	39,915 (31,087)	39,825 (31,157)	39,815 (31,165)										
(4,-1)	64,1416	41,222 (30,101)	41,072 (30,211)	40,472 (30,659)	40,402 (30,712)	40,132 (30,919)	40,102 (30,942)	39,952 (31,058)	39,932 (31,074)	39,842 (31,144)	39,832 (31,152)										
(4,+1)	64,4776	41,558 (29,858)	41,408 (29,966)	40,808 (30,407)	40,738 (30,459)	40,468 (30,662)	40,438 (30,685)	40,288 (30,799)	40,268 (30,814)	40,178 (30,883)	40,168 (30,891)										
(4,0)	64,6518	41,732 (29,733)	41,582 (29,841)	40,982 (30,277)	40,912 (30,329)	40,642 (30,531)	40,612 (30,553)	40,462 (30,667)	40,442 (30,682)	40,352 (30,75)	40,342 (30,758)										
(5,-1)	64,6609	41,741 (29,727)	41,591 (29,834)	40,991 (30,271)	40,921 (30,322)	40,651 (30,524)	40,621 (30,546)	40,471 (30,66)	40,451 (30,675)	40,361 (30,743)	40,351 (30,751)										
(5,+1)	64,8210	41,901 (29,613)	41,751 (29,72)	41,151 (30,153)	41,081 (30,204)	40,811 (30,404)	40,781 (30,427)	40,631 (30,539)	40,611 (30,554)	40,521 (30,622)	40,511 (30,629)										
(5,0)	64,9087	41,989 (29,551)	41,839 (29,657)	41,239 (30,089)	41,169 (30,14)	40,899 (30,339)	40,869 (30,361)	40,719 (30,473)	40,699 (30,488)	40,609 (30,556)	40,599 (30,563)										
(6,-1)	64,9139	41,994 (29,548)	41,844 (29,654)	41,244 (30,085)	41,174 (30,136)	40,904 (30,335)	40,874 (30,357)	40,724 (30,469)	40,704 (30,484)	40,614 (30,552)	40,604 (30,559)										
(6,+1)	65,0025	42,083 (29,486)	41,933 (29,591)	41,333 (30,021)	41,263 (30,071)	40,993 (30,27)	40,963 (30,292)	40,813 (30,403)	40,793 (30,418)	40,703 (30,485)	40,693 (30,493)										
(6,0)	65,0528	42,133 (29,45)	41,983 (29,556)	41,383 (29,984)	41,313 (30,035)	41,043 (30,232)	41,013 (30,255)	40,863 (30,366)	40,843 (30,38)	40,753 (30,448)	40,743 (30,455)										
(7,-1)	65,0560	42,136 (29,448)	41,986 (29,553)	41,386 (29,982)	41,316 (30,033)	41,046 (30,23)	41,016 (30,252)	40,866 (30,363)	40,846 (30,378)	40,756 (30,445)	40,746 (30,453)										
(7,+1)	65,1101	42,190 (29,41)	42,040 (29,515)	41,440 (29,943)	41,370 (29,993)	41,100 (30,19)	41,070 (30,212)	40,920 (30,323)	40,900 (30,338)	40,810 (30,405)	40,800 (30,412)										

Abbildung B.1:
 Energetische Lagen der doppelt He** und einfach He* angeregten Helium-
 Zustände und deren Energiedifferenzen in [eV]. In Klammern stehen die den
 Energiedifferenzen entsprechenden Wellenlängen in [nm].

C He I und He II Termschema

Termschema des Helium-Atoms He I und des Helium-Ions He II nach Grotrian [Bashkin und J.O. Stoner, Jr. 1975].

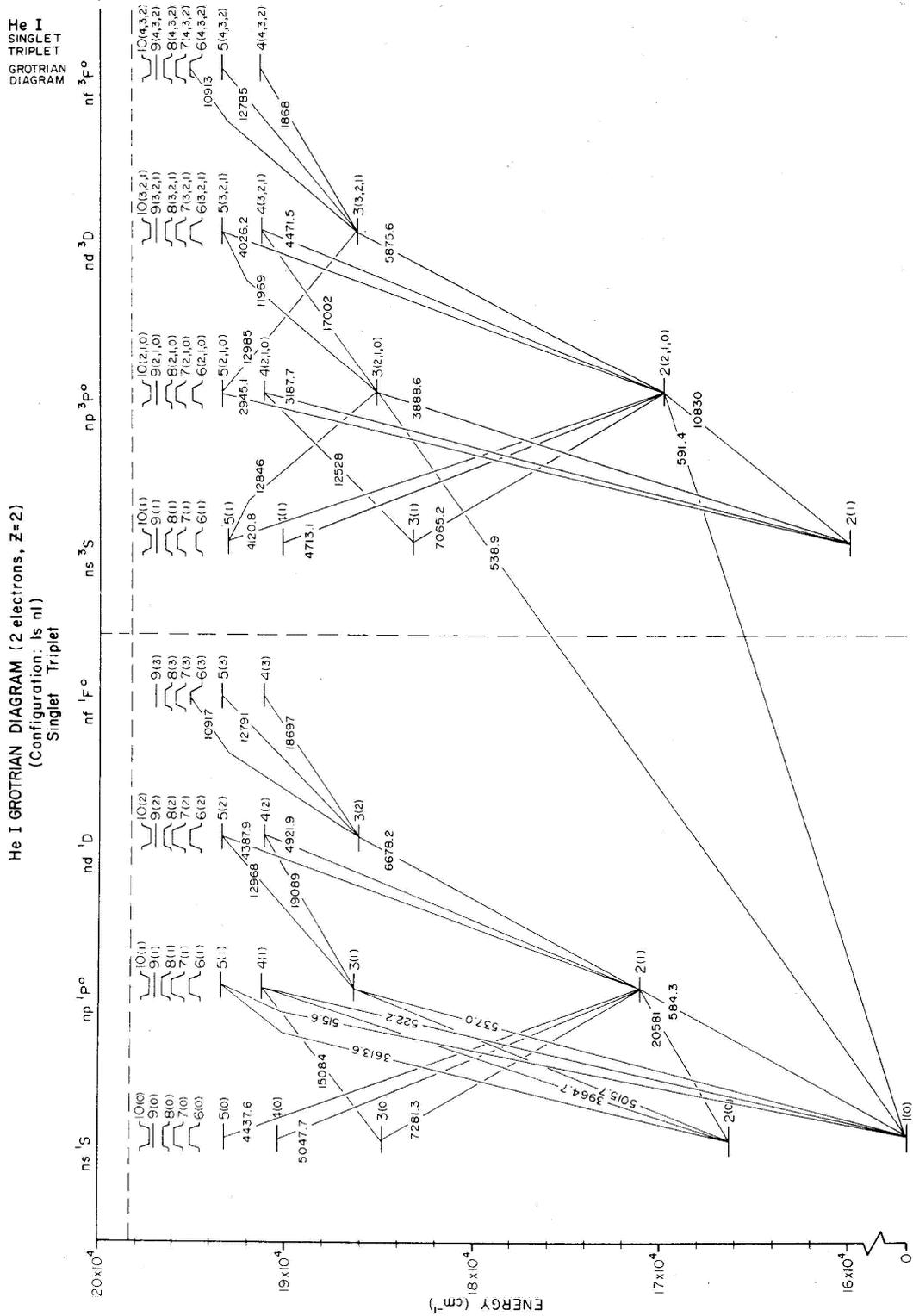


Abbildung C.1: Termschema des Helium-Atoms He I nach Grotrian [Bashkin und J.O. Stoner, Jr. 1975].

He II
DOUBLET
GROTRIAN
DIAGRAM

He II GROTRIAN DIAGRAM (1 electron, Z=2)
(HI sequence, Configuration: nl)

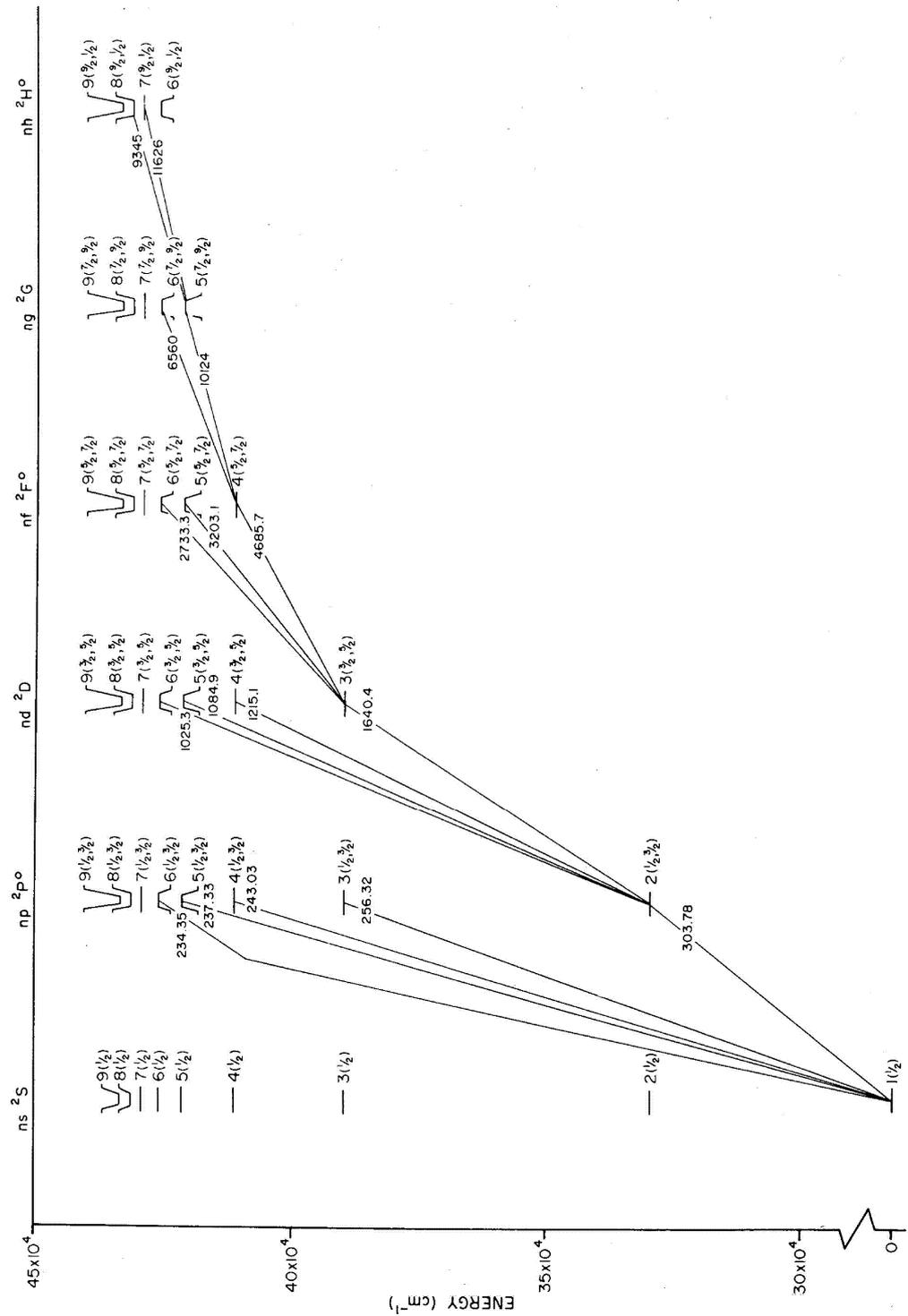


Abbildung C.2: Termschema des Helium-Ions He II nach Grotrian [Bashkin und J.O. Stoner, Jr. 1975].

D Übergänge in He I und He II

Die folgenden Tabellen sind Kopien aus der Literatur [Striganov und Sventitskii 1968]. Aufgelistet sind sowohl bekannte Übergänge im Helium-Atom He I als auch im Helium-Ion He II.

HELIUM, Z = 2

He I, ground state $1s^2 \ ^1S_0$

Ionization potential 198310,8 cm⁻¹; 24,586 eV

λ , Å	<i>I</i>	E_{II} , eV	E_{H^+} , eV	Transition	<i>J</i>
24132,04	40	23,09	23,67	$3p \ ^1P^\circ - 4s \ ^1S$	1-0
24121,31	150	23,01	23,59	$3p \ ^3P^\circ - 4s \ ^3S$	0-1
24120,04	150	23,01	23,59	$3p \ ^3D^\circ - 4s \ ^3S$	2, 1-1
20581,30	10 000	20,61	21,22	$2s \ ^1S - 2p \ ^1P^\circ$	0-1
19543,13	65	23,07	23,71	$3d \ ^3D - 4p \ ^3P^\circ$	3, 2, 1-2, 1, 0
19089,37	550	23,09	23,74	$3p \ ^1P^\circ - 4d \ ^1D$	1-2
18696,94	1500	23,07	23,74	$3d \ ^1D - 4f \ ^1F^\circ$	2-3
18685,96	3600	23,07	23,74	$3d \ ^3D - 4f \ ^3F^\circ$	3, 2, 1-4, 3, 2
18555,55	6	23,07	23,74	$3d \ ^1D - 4p \ ^1P^\circ$	2-1
17003,15	200	23,01	23,73	$3p \ ^3P^\circ - 4d \ ^3D$	0-1
17002,38	1800	23,01	23,73	$3p \ ^3P^\circ - 4d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
15083,66	60	22,92	23,74	$3s \ ^1S - 4p \ ^1P^\circ$	0-1
12968,44	50	23,09	24,04	$3p \ ^1P^\circ - 5d \ ^1D$	1-2
12845,95	30	23,01	23,97	$3p \ ^3P^\circ - 5s \ ^3S$	2, 1, 0-1
12790,27	125	23,07	24,04	$3d \ ^1D - 5f \ ^1F^\circ$	2-3
12784,79	400	23,07	24,04	$3d \ ^3D - 5f \ ^3F^\circ$	3, 2, 1-4, 3, 2
12527,51	100	22,72	23,71	$3s \ ^3S - 4p \ ^3P^\circ$	1-2, 1, 0
11969,48	—	23,01	24,04	$3p \ ^3P^\circ - 3d \ ^3D$	0-1
11969,07	220	23,01	24,04	$3p \ ^3P^\circ - 5d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
11225,90	—	23,09	24,19	$3p \ ^1P^\circ - 6s \ ^1S$	1-0
11045,00	8	23,09	24,21	$3p \ ^1P^\circ - 6d \ ^1D$	1-2
11013,07	8	22,92	24,04	$3s \ ^1S - 5p \ ^1P^\circ$	0-1
10996,56	3	23,07	24,20	$3d \ ^3D - 6p \ ^3P^\circ$	3, 2, 1-2, 1, 0
10916,98	25	23,07	24,21	$3d \ ^1D - 6f \ ^1F^\circ$	2-3
10912,92	60	23,07	24,21	$3d \ ^3D - 6f \ ^3F^\circ$	3, 2, 1-4, 3, 2
10902,16	1	23,07	24,21	$3d \ ^1D - 6p \ ^1P^\circ$	2-1
10830,337	25 000	19,82	20,96	$2s \ ^3S - 2p \ ^3P^\circ$	1-2
10830,248	15 000	19,82	20,96	$2s \ ^3S - 2p \ ^3P^\circ$	1-1
10829,088	5000	19,82	20,96	$2s \ ^3S - 2p \ ^3P^\circ$	1-0
10667,65	15	23,01	24,17	$3p \ ^3P^\circ - 6s \ ^3S$	2, 1, 0-1
10311,54	7	23,01	24,21	$3p \ ^3P^\circ - 6d \ ^3D$	0-1
10311,23	50	23,01	24,21	$3p \ ^3P^\circ - 6d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
10233,06	2	23,09	24,30	$3p \ ^1P^\circ - 7s \ ^1S$	1-0
10138,50	5	23,09	24,31	$3p \ ^1P^\circ - 7d \ ^1D$	1-2
10072,04	3	23,07	24,30	$3d \ ^3D - 7p \ ^3P^\circ$	3, 2, 1-2, 1, 0
10031,16	10	23,07	24,31	$3d \ ^1D - 7f \ ^1F^\circ$	2-3
10027,73	30	23,07	24,31	$3d \ ^3D - 7f \ ^3F^\circ$	3, 2, 1-4, 3, 2
9702,60	15	23,01	24,28	$3p \ ^3P^\circ - 7s \ ^3S$	2, 1, 0-1
9682,19	1	23,09	24,37	$3p \ ^1P^\circ - 8s \ ^1S$	1-0
9625,64	3	23,09	24,37	$3p \ ^1P^\circ - 8d \ ^1D$	1-2
9603,42	5	22,92	24,21	$3s \ ^1S - 6p \ ^1P^\circ$	0-1
9552,89	2	23,07	24,37	$3d \ ^3D - 8p \ ^3P^\circ$	3, 2, 1-2, 1, 0
9529,27	5	23,07	24,37	$3d \ ^1D - 8f \ ^1F^\circ$	2-3
9526,17	15	23,07	24,37	$3d \ ^3D - 8f \ ^3F^\circ$	3, 2, 1-4, 3, 2
9516,87	3	23,01	24,31	$3p \ ^3P^\circ - 7d \ ^3D$	0-1
9516,60	20	23,01	24,31	$3p \ ^3P^\circ - 7d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
9463,61	50	22,72	24,03	$3s \ ^3S - 5p \ ^3P^\circ$	1-2, 1, 0
9210,337	10	23,07	24,42	$3d \ ^3D - 9f \ ^3F^\circ$	3, 2, 1-4, 3, 2
9174,52	2	23,01	24,37	$3p \ ^3P^\circ - 8s \ ^3S$	2, 1, 0-1
9063,27	6	23,01	24,37	$3p \ ^3P^\circ - 8d \ ^3D$	2, 1, 0-3, 2, 1
8996,978	2	23,07	24,45	$3d \ ^3D - 10f \ ^3F^\circ$	3, 2, 1-4, 3, 2
8914,74	2	22,92	24,31	$3s \ ^1S - 7p \ ^1P^\circ$	0-1

$\lambda, \text{Å}$	I	K_{H^+}, eV	K_B, eV	Transition	J
8776,74	2	23,01	24,42	$3p \ ^3P^o - 9d \ ^3D$	2, 1, 0-3, 2, 1
8361,69	10	22,72	24,20	$3s \ ^3S - 6p \ ^3P^o$	1-2, 1, 0
7816,15	5	22,72	24,30	$3s \ ^3S - 7p \ ^3P^o$	1-2, 1, 0
7281,349	500	21,22	22,92	$2p \ ^1P^o - 3s \ ^1S$	1-0
7065,707	300	20,96	22,72	$2p \ ^3P^o - 3s \ ^3S$	0-1
7065,190	2500	20,96	22,72	$2p \ ^3P^o - 3s \ ^3S$	2, 1-1
6678,151	1000	21,22	23,07	$2p \ ^1P^o - 3d \ ^1D$	1-2
5875,966	1000	20,96	23,07	$2p \ ^3P^o - 3d \ ^3D$	0-1
5875,621	7500	20,96	23,07	$2p \ ^3P^o - 3d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
5047,738	50	21,22	23,67	$2p \ ^1P^o - 4s \ ^1S$	1-0
5015,6779	500	20,61	23,09	$2s \ ^1S - 3p \ ^1P^o$	0-1
4921,9310	100	21,22	23,74	$2p \ ^1P^o - 4d \ ^1D$	1-2
4713,376	20	20,96	23,59	$2p \ ^3P^o - 4s \ ^3S$	0-1
4713,1455	150	20,96	23,59	$2p \ ^3P^o - 4s \ ^3S$	2, 1-1
4471,682	120	20,96	23,73	$2p \ ^3P^o - 4d \ ^3D$	0-1
4471,479	1000	20,96	23,73	$2p \ ^3P^o - 4d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
4437,551	15	21,22	24,01	$2p \ ^1P^o - 5s \ ^1S$	1-0
4387,9294	50	21,22	24,04	$2p \ ^1P^o - 5d \ ^1D$	1-2
4168,967	3	21,22	24,19	$2p \ ^1P^o - 6s \ ^1S$	1-0
4143,761	10	21,22	24,21	$2p \ ^1P^o - 6d \ ^1D$	1-2
4120,992	7	20,96	23,97	$2p \ ^3P^o - 5s \ ^3S$	0-1
4120,815	60	20,96	23,97	$2p \ ^3P^o - 5s \ ^3S$	2, 1-1
4026,359	25	20,96	24,04	$2p \ ^3P^o - 5d \ ^3D$	0-1
4026,1912	250	20,96	24,04	$2p \ ^3P^o - 5d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
4023,973	2	21,22	24,30	$2p \ ^1P^o - 7s \ ^1S$	1-0
4009,268	5	21,22	24,31	$2p \ ^1P^o - 7d \ ^1D$	1-2
3964,7289	100	20,61	23,74	$2s \ ^1S - 4p \ ^1P^o$	0-1
3935,912	2	21,22	24,37	$2p \ ^1P^o - 8s \ ^1S$	1-0
3926,534	7	21,22	24,37	$2p \ ^1P^o - 8d \ ^1D$	1-2
3888,648	5000	19,82	23,01	$2s \ ^3S - 3p \ ^3P^o$	1-2, 1, 0
3878,181	3	21,22	24,41	$2p \ ^1P^o - 9s \ ^1S$	1-0
3871,791	5	21,22	24,42	$2p \ ^1P^o - 9d \ ^1D$	1-2
3867,630	5	20,96	24,17	$2p \ ^3P^o - 6s \ ^3S$	0-1
3867,475	30	20,96	24,17	$2p \ ^3P^o - 6s \ ^3S$	2, 1-1
3838,100	2	21,22	24,45	$2p \ ^1P^o - 10s \ ^1S$	1-0
3833,554	4	21,22	24,45	$2p \ ^1P^o - 10d \ ^1D$	1-2
3819,758	10	20,96	24,21	$2p \ ^3P^o - 6d \ ^3D$	0-1
3819,6072	100	20,96	24,21	$2p \ ^3P^o - 6d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
3805,740	3	21,22	24,47	$2p \ ^1P^o - 11d \ ^1D$	1-2
3784,862	2	21,22	24,49	$2p \ ^1P^o - 12d \ ^1D$	1-2
3768,784	2	21,22	24,51	$2p \ ^1P^o - 13d \ ^1D$	1-2
3756,107	1	21,22	24,52	$2p \ ^1P^o - 14d \ ^1D$	1-2
3733,010	3	20,96	24,28	$2p \ ^3P^o - 7s \ ^3S$	0-1
3732,865	10	20,96	24,28	$2p \ ^3P^o - 7s \ ^3S$	2, 1-1
3705,148	3	20,96	24,31	$2p \ ^3P^o - 7d \ ^3D$	0-1
3705,005	30	20,96	24,31	$2p \ ^3P^o - 7d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
3652,130	2	20,96	24,36	$2p \ ^3P^o - 8s \ ^3S$	0-1
3651,990	7	20,96	24,36	$2p \ ^3P^o - 8s \ ^3S$	2, 1-1
3634,369	2	20,96	24,37	$2p \ ^3P^o - 8d \ ^3D$	0-1
3634,232	15	20,96	24,37	$2p \ ^3P^o - 8d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
3613,643	30	20,61	24,04	$2s \ ^1S - 5p \ ^1P^o$	0-1
3599,448	2	20,96	24,41	$2p \ ^3P^o - 9s \ ^3S$	0-1
3599,314	5	20,96	24,41	$2p \ ^3P^o - 9s \ ^3S$	2, 1-1
3587,405	2	20,96	24,42	$2p \ ^3P^o - 9d \ ^3D$	0-1
3587,270	10	20,96	24,42	$2p \ ^3P^o - 9d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1
3562,979	4	20,96	24,44	$2p \ ^3P^o - 10s \ ^3S$	2, 1, 0-1
3554,547	1	20,96	24,45	$2p \ ^3P^o - 10d \ ^3D$	0-1
3554,415	7	20,96	24,45	$2p \ ^3P^o - 10d \ ^3D$	2, 1-3, 2, 1

$\lambda, \text{Å}$	I	E_{II}, eV	E_{I}, eV	Transition	J
3536,809	3	20,96	24,47	$2p\ ^3P^{\circ}-11d\ ^3S$	2, 1, 0-1
3530,491	5	20,96	24,47	$2p\ ^3P^{\circ}-11d\ ^3D$	2, 1, 0-3, 2, 1
3517,317	2	20,96	24,49	$2p\ ^3P^{\circ}-12d\ ^3S$	2, 1, 0-1
3512,512	4	20,96	24,49	$2p\ ^3P^{\circ}-12d\ ^3D$	2, 1, 0-3, 2, 1
3502,379	2	20,96	24,50	$2p\ ^3P^{\circ}-13s\ ^3S$	2, 1, 0-1
3498,645	3	20,96	24,51	$2p\ ^3P^{\circ}-13d\ ^3D$	2, 1, 0-3, 2, 1
3490,685	2	20,96	24,51	$2p\ ^3P^{\circ}-14s\ ^3S$	2, 1, 0-1
3487,723	2	20,96	24,52	$2p\ ^3P^{\circ}-14d\ ^3D$	2, 1, 0-3, 2, 1
3478,957	2	20,96	24,53	$2p\ ^3P^{\circ}-15d\ ^3D$	2, 1, 0-3, 2, 1
3471,818	1	20,96	24,53	$2p\ ^3P^{\circ}-16d\ ^3D$	2, 1, 0-3, 2, 1
3447,586	15	20,61	24,21	$2s\ ^1S-6p\ ^1P^{\circ}$	0-1
3354,550	10	20,61	24,31	$2s\ ^1S-7p\ ^1P^{\circ}$	0-1
3296,773	7	20,61	24,37	$2s\ ^1S-8p\ ^1P^{\circ}$	0-1
3258,275	5	20,61	24,42	$2s\ ^1S-9p\ ^1P^{\circ}$	0-1
3231,266	3	20,61	24,45	$2s\ ^1S-10p\ ^1P^{\circ}$	0-1
3211,568	2	20,61	24,47	$2s\ ^1S-11p\ ^1P^{\circ}$	0-1
3196,742	2	20,61	24,49	$2s\ ^1S-12p\ ^1P^{\circ}$	0-1
3187,745	200	19,82	23,71	$2s\ ^3S-4p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2945,106	100	19,82	24,03	$2s\ ^3S-5p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2829,076	40	19,82	24,20	$2s\ ^3S-6p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2763,804	20	19,82	24,30	$2s\ ^3S-7p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2723,191	10	19,82	24,37	$2s\ ^3S-8p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2696,419	7	19,82	24,42	$2s\ ^3S-9p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2677,135	5	19,82	24,45	$2s\ ^3S-10p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2663,271	4	19,82	24,47	$2s\ ^3S-11p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2652,848	3	19,82	24,49	$2s\ ^3S-12p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
2644,802	2	19,82	24,50	$2s\ ^3S-13p\ ^3P^{\circ}$	1-2, 1, 0
601,4041	5	0,00	20,61	$1s^2\ ^1S-2s\ ^1S$	0-0
591,4117	20	0,00	20,96	$1s^2\ ^1S-2p\ ^3P^{\circ}$	0-1
584,3340	500	0,00	21,22	$1s\ ^1S-2p\ ^1P^{\circ}$	0-1
537,0296	200	0,00	23,09	$1s^2\ ^1S-3p\ ^1P^{\circ}$	0-1
522,2128	80	0,00	23,74	$1s^2\ ^1S-4p\ ^1P^{\circ}$	0-1
515,6165	50	0,00	24,04	$1s^2\ ^1S-5p\ ^1P^{\circ}$	0-1
512,0982	35	0,00	24,21	$1s^2\ ^1S-6p\ ^1P^{\circ}$	0-1
509,9979	25	0,00	24,31	$1s^2\ ^1S-7p\ ^1P^{\circ}$	0-1
508,6431	20	0,00	24,37	$1s^2\ ^1S-8p\ ^1P^{\circ}$	0-1
507,7178	15	0,00	24,42	$1s^2\ ^1S-9p\ ^1P^{\circ}$	0-1
507,0576	10	0,00	24,45	$1s^2\ ^1S-10p\ ^1P^{\circ}$	0-1
506,5702	7	0,00	24,47	$1s^2\ ^1S-11p\ ^1P^{\circ}$	0-1
506,2000	5	0,00	24,49	$1s^2\ ^1S-12p\ ^1P^{\circ}$	0-1
505,9122	4	0,00	24,51	$1s^2\ ^1S-13p\ ^1P^{\circ}$	0-1
505,6840	3	0,00	24,52	$1s\ ^1S-14p\ ^1P^{\circ}$	0-1
320,392	10	20,96	59,66	$1s2p\ ^3P^{\circ}-2p^2\ ^3P$	2, 1, 0-2, 1, 0

He II, ground state $1s\ ^2S_{1/2}$
 Ionization potential $438908,670\ \text{cm}^{-1}; 54,414\ \text{eV}$

$\lambda, \text{Å}$	I	E_{II}, eV	E_{I}, eV	Transition	J
11626,40	—	52,24	53,30	$5g\ ^2G-7h\ ^2H^{\circ}$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
10123,61	—	51,01	52,24	$4f\ ^2F^{\circ}-5g\ ^2G$ etc.	$7/2, 5/2-9/2, 7/2$
9344,93	—	52,24	53,56	$5g\ ^2G-8h\ ^2H^{\circ}$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
8236,77	—	52,24	53,74	$5g\ ^2G-9h\ ^2H^{\circ}$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
7592,74	—	52,24	53,87	$5g\ ^2G-10h\ ^2H^{\circ}$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$

$\lambda, \text{Å}$	l	E_H, eV	E_H, eV	Transition	J
7177,50	—	52,24	53,96	$5g \ ^2G-11h \ ^2H^\circ$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
6890,88	—	52,24	54,04	$5g \ ^2G-12h \ ^2H^\circ$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
6683,26	—	52,24	54,09	$5g \ ^2G-13h \ ^2H^\circ$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
6560,099	100	51,01	52,90	$4f \ ^2F^\circ-6g \ ^2G$ etc.	$7/2, 5/2-9/2, 7/2$
6527,16	—	52,24	54,14	$5g \ ^2G-14h \ ^2H^\circ$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
6406,44	—	52,24	54,17	$5g \ ^2G-15h \ ^2H^\circ$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
6310,8	—	52,24	54,20	$5g \ ^2G-16h \ ^2H^\circ$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
6233,8	—	52,24	54,23	$5g \ ^2G-17h \ ^2H^\circ$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
6170,6	—	52,24	54,25	$5g \ ^2G-18h \ ^2H^\circ$ etc.	$9/2, 7/2-11/2, 9/2$
5694,46	—	52,24	54,41	Limit of series	
5441,524	50	51,01	53,30	$4f \ ^2F^\circ-7g \ ^2G$ etc.	$7/2, 5/2-9/2, 7/2$
4859,323	7	51,01	53,56	$4f \ ^2F^\circ-8g \ ^2G$ etc.	$7/2, 5/2-9/2, 7/2$
4685,682	300	48,37	51,01	$3d \ ^2D-4f \ ^2F^\circ$ etc.	$5/2, 3/2-7/2, 5/2$
4541,59	5	51,01	53,74	$4f \ ^2F^\circ-9g \ ^2G$ etc.	For all the transitions indicated of this series
4338,67	3	51,01	53,87	$4f \ ^2F^\circ-10g \ ^2G$ etc.	
4199,87	2	51,01	53,96	$4f \ ^2F^\circ-11g \ ^2G$ etc.	$7/2, 5/2-9/2, 7/2$
4100,04	2	51,01	54,04	$4f \ ^2F^\circ-12g \ ^2G$ etc.	
4025,60	—	51,01	54,09	$4f \ ^2F^\circ-13g \ ^2G$ etc.	
3968,43	—	51,01	54,14	$4f \ ^2F^\circ-14g \ ^2G$ etc.	
3644,47	—	51,01	54,41	Limit of series	
3203,104	200	48,37	52,24	$3d \ ^2D-5f \ ^2F^\circ$ etc.	For all the transitions indicated of this series
2733,32	100	48,37	52,90	$3d \ ^2D-6f \ ^2F^\circ$ etc.	
2511,22	50	48,37	53,30	$3d \ ^2D-7f \ ^2F^\circ$ etc.	$5/2, 3/2-7/2, 5/2$
2385,42	30	48,37	53,56	$3d \ ^2D-8f \ ^2F^\circ$ etc.	
2306,22	20	48,37	53,74	$3d \ ^2D-9f \ ^2F^\circ$ etc.	
2252,71	10	48,37	53,87	$3d \ ^2D-10f \ ^2F^\circ$ etc.	
2214,67	6	48,37	53,96	$3d \ ^2D-11f \ ^2F^\circ$ etc.	
2186,61	4	48,37	54,04	$3d \ ^2D-12f \ ^2F^\circ$ etc.	
2165,24	2	48,37	54,09	$3d \ ^2D-13f \ ^2F^\circ$ etc.	
2049,94	—	48,37	54,41	Limit of series	
1640,490	1	40,81	48,37	$2p \ ^2P^\circ-3d \ ^2D$ etc.	$3/2-5/2$
1640,474	10	40,81	48,37	$2p \ ^2P^\circ-3d \ ^2D$ etc.	$3/2-5/2$
1640,332	5	40,81	48,37	$2p \ ^2P^\circ-3d \ ^2D$ etc.	$1/2-3/2$
1215,171	5	40,81	51,01	$2p \ ^2P^\circ-4d \ ^2D$ etc.	$3/2-5/2, 3/2$
1215,088	2	40,81	51,01	$2p \ ^2P^\circ-4d \ ^2D$ etc.	$1/2-3/2$
1084,951	3	40,81	52,24	$2p \ ^2P^\circ-5d \ ^2D$ etc.	For all the transitions indicated of this series
1025,280	2	40,81	52,90	$2p \ ^2P^\circ-6d \ ^2D$ etc.	
992,370	1	40,81	53,30	$2p \ ^2P^\circ-7d \ ^2D$ etc.	$3/2, 1/2-5/2, 3/2$
972,118	0,7	40,81	53,56	$2p \ ^2P^\circ-8d \ ^2D$ etc.	
958,705	0,5	40,81	53,74	$2p \ ^2P^\circ-9d \ ^2D$ etc.	
949,335	0,3	40,81	53,87	$2p \ ^2P^\circ-10d \ ^2D$ etc.	
942,52	0,2	40,81	53,96	$2p \ ^2P^\circ-11d \ ^2D$ etc.	
937,40	—	40,81	54,04	$2p \ ^2P^\circ-12d \ ^2D$ etc.	
933,46	—	40,81	54,09	$2p \ ^2P^\circ-13d \ ^2D$ etc.	
911,37	—	40,81	54,41	Limit of series	
303,783	500	0,00	40,81	$1s \ ^2S-2p \ ^2P^\circ$	For all the transitions of this series $1/2-3/2, 1/2$
256,317	150	0,00	48,37	$1s \ ^2S-3p \ ^2P^\circ$	
243,027	70	0,00	51,01	$1s \ ^2S-4p \ ^2P^\circ$	
237,331	35	0,00	52,24	$1s \ ^2S-5p \ ^2P^\circ$	
234,347	20	0,00	52,90	$1s \ ^2S-6p \ ^2P^\circ$	
232,584	13	0,00	53,30	$1s \ ^2S-7p \ ^2P^\circ$	
231,454	8	0,00	53,56	$1s \ ^2S-8p \ ^2P^\circ$	
230,686	5	0,00	53,74	$1s \ ^2S-9p \ ^2P^\circ$	
230,139	4	0,00	53,87	$1s \ ^2S-10p \ ^2P^\circ$	
229,736	3	0,00	53,96	$1s \ ^2S-11p \ ^2P^\circ$	
229,431	2	0,00	54,04	$1s \ ^2S-12p \ ^2P^\circ$	
227,83	—	0,00	54,41	Limit of series	

E Konfiguration von PAFORDOS

Im Folgenden ist es das Ziel in Ergänzung zur eigentlichen Dokumentation [Stade 1994, Stade 1998], die Konfiguration von PAFORDOS für unterschiedliche Betriebsmodi und Anwendungsbereiche knapp zu skizzieren, um eine schnelle Betriebsbereitschaft der Messelektronik zur Datenaufnahme zu gewährleisten.

E.1 VUV- und VI-Detektoren

E.1.1 Scan-Modus

IO-Parameter		Spec-Parameter		Parameter im Menü SPEKTRUM	
ANOD	WSA/XY	TYP	SPC	TYP	SPC
LIST	ON_0	MODE	ON	MODE	ON
NORM	EXT	SWIT	OFF	SWIT	OFF
MODE	ON				
PULS	FRAM				

Tabelle E.1: Konfigurationseinstellungen für den Scan-Modus.

E.1.2 Ladungsnormierte Messung

IO-Parameter		Spec-Parameter		Parameter im Menü SPEKTRUM	
ANOD	WSA/XY	TYP	SPC	TYP	SPC
NORM	Q	MODE	ON	MODE	ON
MODE	AUTO				

Tabelle E.2: Konfigurationseinstellungen für Ladungs-normierte Messungen.

E.2 PSEV und Schrittmotor

IO-Parameter		Spec-Parameter		Parameter im Menü SPEKTRUM	
NORM	Q	TYP	SCA	TYP	SCA
MODE	AUTO	MODE	ON	MODE	ON
PULS	ON				
SRES	AUTO				

Tabelle E.3: Konfigurationseinstellungen für Polarisations-empfindliche Messungen.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen in der Arbeitsgruppe Plasma- und Atomstoßphysik und am Berliner Elektronenspeicherring für Synchrotronstrahlung (BESSY II) angefertigt.

An erster Stelle gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. Dr. Karl-Heinz Scharner. Er hat mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und über meine Diplomarbeit bis hin zum Abschluss dieser Arbeit fachlich geführt. Dabei hat er es verstanden genügend Freiräume zu lassen, die mir ein selbstständiges Arbeiten mit und im Kreise meiner Kollegen ermöglichten. Die höchst hilfreichen und verständnisfördernden Diskussionen, die auf angenehm gleichberechtigte Art und Weise geführt wurden, trugen nicht nur zum Gelingen dieser Arbeit bei. Sein weitreichendes Engagement ermöglichte es mir, meine Ergebnisse immer wieder auf nationalen und internationalen Konferenzen zu präsentieren und Wissen über die Grenzen von Gießen hinaus auszutauschen und zu sammeln.

Ich danke allen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit, die Unterstützung mit Rat und Tat und für das angenehme Arbeitsklima. Herausheben möchte ich dabei Herrn Dr. Sven Kammer. Er war stets die treibende Kraft bei der Weiterentwicklung der Messapparatur und gewährleistete dadurch überhaupt erst einen erfolgreichen Messbetrieb bei BESSY II. In Teamarbeit haben wir uns die oben erwähnten Freiräume durch Zuverlässigkeit und Ausdauer erarbeitet. In diesem Zusammenhang darf Herr Dr. Rüdiger Hapunkt Schill nicht vergessen werden. Ich bedanke mich bei Herrn Dr. Bernd Zimmermann, der mich in der Anfangsphase und darüber hinaus immer hilfreich unterstützt hat und erinnere mich gerne an Herrn Dipl. Phys. Uwe Bursik, Herrn Markus Ketter und Herrn Dipl. Phys. Udo Weber. Unersetzlich für die Arbeitsgruppe ist unser Techniker Herr Günther Trylat, der mit seinem technischen Verständnis und seiner praktischen Vorgehensweise so manche Messzeit bei BESSY II und vieles mehr gerettet hat. Ein Dank geht auch an unsere Sekretärin Frau Helga Walbott, die uns während der Messzeiten ab und zu mit kleinen Aufmerksamkeiten aus der Heimat bedacht hat. Herrn Prof. Dr. Dietmar Hasselkamp danke ich für seine mitdenkende Hilfsbereitschaft.

Ganz herzlich geht ein Gruß an die kooperierende Arbeitsgruppe aus Kaiserslautern. Namentlich danke ich Herrn Priv. Doz. Dr. Arno Ehresmann,

der es in Gesprächen immer wieder verstanden hat physikalische Sachverhalte anschaulich zu vermitteln. Für das Aufrechterhalten des Messbetriebs bei BESSY II sowohl am Tag als auch in der Nacht und die über das Fachliche hinausgehenden Verständnis-fördernden Diskussionen bedanke ich mich bei den Herren Dipl. Phys. Lutz Werner, Dipl. Phys. Stephan Klumpp und Sebastian Lucht. Mir in erster Linie durch die Kooperation mit der Arbeitsgruppe aus Kaiserlautern bekannt, möchte ich die Herren Yuri Shutov und Dipl. Phys. Michael Schlüter, beiden bin ich freundschaftlich verbunden, sowie Herr Prof. Dr. Viktor L. Sukhorukov nicht unerwähnt lassen.

Dem Leiter der Elektronikwerkstatt Herrn Thomas Nimmerfroh, dem Leiter der Mechanikwerkstatt Herrn Werner Kuhl, seinem Vorgänger Herrn Hermann Hausner, und deren Mitarbeiter sei für ihre Beratung und die Ausführung technischer Aufträge gedankt.

Ein Dank geht an die gesamte Belegschaft von BESSY II, die einen reibungslosen Messbetrieb ermöglichte, insbesondere an Dr. Gerd Reichardt, Dr. Rolf Follath, Herrn Helmut Pfau und der charmanten Nutzerbetreuung, Frau Maha Dürr und Frau Daniela Baum. An dieser Stelle möchte ich die Wachmannschaft von BESSY II einbeziehen. Die Wachfrauen und -männer haben sich trotz ihrer langen 12h-Schichten ihre umgängliche und freundliche Art erhalten.

Ein Gruß geht an die Herren und die eine Frau Dipl. Phys. Ralf Gregor, Daniel Pfisterer, David Trnka, Diego Rybski, Jörg Jacobi, Stefan Merita und Natalia Felde, die wir uns von Anfang unseres Studiums bis jetzt nicht aus den Augen verloren haben.

Ich bedanke mich für die orthographische PÜ-nterstützung bei Frau Christiane Trieschmann. Sie kann durch keine programmierte Rechtschreibprüfung ersetzt werden und ist auch sonst nicht zu ersetzen ;-).

An dieser Stelle möchte ich mich bei denen bedanken, die außerhalb physikalischer Fragestellungen zu meinem körperlichen und geistigen Wohl beigetragen haben: Kathrin G. (nur für DICH: UNSer Lächeln), Oliver R., Daniel W., Nicole S., das WT-Team Frank Durst, Marina F., Benny B., Sandra S. und alle die ich vergessen habe oder die sich vergessen fühlen.

Am Ende bedanke mich bei den Menschen, die bei mir am Anfang stehen und mir immer ermöglicht haben das zu sein, was ich bin: meinen Eltern, Birgitt und Fritz Mickat. Diesen dankenden Gedanken leite ich weiter an meine Schwester Daniela Wolf, den beiden gar nicht mehr so Kleinen, Saskia und Sabrina, und Tobias Wolf.