

Hochaufgelöste Laserspektroskopie am
Rydberg-Wasserstoffatom
in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern

von
Stefan Freund

Angefertigt an der
Fakultät für Physik
der Universität Bielefeld
2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Hamilton-Funktion	3
2.2	Reguläre und chaotische Bewegung	4
2.3	Das Wasserstoffatom in äußeren Feldern	6
3	Experiment	11
3.1	Lasersystem	15
3.2	$2p$ -Zwischenzustand	16
3.3	Das spektrale Auflösungsvermögen	17
3.4	Signalentstehung und Verarbeitung	20
3.5	Kontrolle der Feldparameter	23
4	Messergebnisse und deren Auswertung	25
4.1	Spektrum bei $B = 6T$, $F = 1kV/cm$	25
4.1.1	Lebensdauerermessungen / Stabilitäten	30
4.1.1.1	Linienzuordnungen und Stabilitätswechsel für Zustände mit $n = 26, 27, 28$ und 29	33
4.1.1.2	Vergleiche von ionisierenden zu nicht-ionisierenden Resonanzen	40
4.1.2	Fourier-Transformationen	41
4.2	Spektren bei $B = 6T$, $F = variabel$	46
4.2.1	Photoabsorptionsspektren	46
4.2.2	Kontinuumsstufe	53
4.2.3	Fourier-Transformationen	56
4.2.3.1	$F = 1000V/cm$	57
4.2.3.2	$F = 950V/cm$	59
4.2.3.3	$F = 900V/cm$	61
4.2.3.4	$F = 850V/cm$	63
4.2.3.5	$F = 800V/cm$	65
4.2.3.6	$F = 750V/cm$	67
4.2.3.7	Gemischte Evolutionsspektren	69
4.3	Vergleich mit quantenmechanischen Berechnungen	73
5	Zusammenfassung und Ausblick	75

6	Anhang	79
6.1	Atomare Einheiten	79
6.2	Hamilton-Funktion des Wasserstoffatoms	80
6.3	Experimentelles Auflösungsvermögen	82
6.3.1	Natürliche Linienbreite	82
6.3.2	Dopplerbreite	82

Abbildungsverzeichnis

2.1	2-dim Torus im Phasenraum	4
2.2	Durchstoßpunkte einer Bahn auf einer Poincaré-Ebene	5
2.3	Wellenfunktion in der Closed-Orbit-Theory	7
2.4	Gechirpte Welle	8
3.1	Schema der 2-Photonen-Anregung	12
3.2	Prinzipskizze des Experiments	12
3.3	Experimentsteuerung und Signalverarbeitung	13
3.4	Experimenteller Aufbau der Vakuumkammer	14
3.5	Aufbau des Lasersystems	15
3.6	$1s$ - $2p$ -Aufspaltung	16
3.7	Zeitlicher Verlauf des Excimerlaserpulses	18
3.8	Zeitlicher Verlauf der gepulsten Nachverstärkung	19
3.9	Zeitlicher Verlauf der frequenzverdoppelten Laserstrahlung	19
3.10	Spektrales Auflösungsvermögen des Lasersystem	20
3.11	Innerer Aufbau der Vakuumapparatur	21
3.12	Zeitlicher Verlauf des Meßsignals	21
3.13	Stark-Spektrum zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke	23
4.1	$6T, 1kV$ -Spektrum	27
4.2	Vergleich zur Auflösung früherer Messungen anhand von schmalen Resonanzen	28
4.3	Breite Resonanzen	28
4.4	Kontinuumsstufe bei $F = 1000V/cm$	29
4.5	Breite Strukturen mit scharfen Resonanzen	29
4.6	Breite Strukturen des ionisierenden Signalanteils	31
4.7	Breiten des ionisierenden Signals	32
4.8	Breiten des ionisierenden Signals gemittelt	32
4.9	Stabile und instabile Zustände nach Berechnungen von E. Flöthmann	34
4.10	Vergleich berechneter Liapunov-Exponenten mit gemessenen Breiten	39
4.11	Gleichzeitiges Auftreten von ionisierendem und nicht-ionisierendem Signal	40
4.12	Starke nicht-ionisierende Resonanz ohne Resonanz im ionisierenden Teil	41
4.13	Evolutions-Fourier-Transformation des $1kV$ -Spektrums (nicht-ionisierendes Signal)	42
4.14	Evolutions-Fourier-Transformation des $1kV$ -Spektrums (ionisierendes Signal)	43
4.15	Evolutions-Fourier-Transformation des $1kV$ -Spektrums (Gesamt-Signal)	44
4.16	Chirped-Fourier-Transformation für das gemessene Spektrum	45
4.17	Chirped-Fourier-Transformation für das berechnete Spektrum	45

4.18	Photoabsorptionsspektren des gesamten Signals für elektrische Felder zwischen 1000 und $900V/cm$	47
4.19	Photoabsorptionsspektren des ionisierenden Signalanteils für elektrische Felder zwischen 1000 und $900V/cm$	48
4.20	Photoabsorptionsspektren des nicht-ionisierenden Signalanteils für elektrische Felder zwischen 1000 und $900V/cm$	49
4.21	Photoabsorptionsspektren des gesamten Signals für elektrische Felder zwischen 850 und $750V/cm$	50
4.22	Photoabsorptionsspektren des ionisierenden Signalanteils für elektrische Felder zwischen 850 und $750V/cm$	51
4.23	Photoabsorptionsspektren des nicht-ionisierenden Signalanteils für elektrische Felder zwischen 850 und $750V/cm$	52
4.24	Ionisationszeit gegen Startwinkel	54
4.25	Poincare-Schnitte $1000V/cm$	55
4.26	Evolutionspektrum für $F = 1000V/cm$	58
4.27	Evolutionspektrum für $F = 950V/cm$	60
4.28	Evolutionspektrum für $F = 900V/cm$	62
4.29	Evolutionspektrum für $F = 850V/cm$	64
4.30	Evolutionspektrum für $F = 800V/cm$	66
4.31	Evolutionspektrum für $F = 750V/cm$	68
4.32	Fourierspektren bei mittlerer Energie von $-129.5cm^{-1}$, $-124.5cm^{-1}$ und $-119.5cm^{-1}$ für alle gemessenen Feldstärken, Gesamtsignal	70
4.33	Fourierspektren bei mittlerer Energie von $-129.5cm^{-1}$, $-124.5cm^{-1}$ und $-119.5cm^{-1}$ für alle gemessenen Feldstärken, ionisierender Signalanteil	71
4.34	Fourierspektren bei mittlerer Energie von $-129.5cm^{-1}$, $-124.5cm^{-1}$ und $-119.5cm^{-1}$ für alle gemessenen Feldstärken, nicht-ionisierender Signalanteil	72
4.35	Spektren mit hoher Auflösung im Vergleich zu einer quantenmechanischen Berechnung	73
4.36	Spektren mit niedriger Auflösung im Vergleich zu einer quantenmechanischen Berechnung	73
6.1	Skizze der Atomstrahlanordnung	83

Kapitel 1

Einleitung

Betrachtet man das Wasserstoffatom isoliert, gehört es aufgrund seiner einfachen Struktur zu einem der am besten verstandenen Systeme in der Atomphysik.

Herrschen allerdings Zustände wie zum Beispiel in der Nähe von Neutronensternen, ändert sich dies grundlegend. Dort sind die äußeren Kräfte vergleichbar mit den inneratomaren Coulombkräften. In diesen Bereichen wirft die Physik des Wasserstoffatoms immer noch viele Fragen auf.

Um obige Zustände im Labor zu erreichen, bedient man sich der Methode, die Atome mit Hilfe von Laseranregung in hohe Rydbergzustände anzuregen. In diesen Zuständen ist mit den im experimentellen Maßstab erzeugbaren elektrischen und magnetischen Feldern die Möglichkeit gegeben, äußere und innere Kräfte von vergleichbarer Größe zu erzielen. Bei unseren Messungen sind dies elektrische und magnetische Felder in der Größenordnung von kV/cm beziehungsweise *Tesla*.

W.R.S. Garton und F.S. Tomkins waren die ersten, die Messungen an hoch angeregten Bariumatomen im reinen Magnetfeld durchgeführt haben [Gar 69]. Aus diesen Messungen rührt die bekannte Garton-Tomkins Resonanz her, die im Fourier-Spektrum eine Modulation mit dem 1.5-fachen Energieabstand der Landau-Quantisierung des freien Elektrons darstellt ($1.5\hbar\omega_c$ mit der Zyklotron-Frequenz $\omega_c = eB/m_e$).

Danach wurden Messungen unter anderem von K. Lu und H. Crosswhite an Lithiumatomen im reinen Magnetfeld ([Lu 78], [Cro 79]), der Gruppe von D. Kleppner ebenfalls an Lithiumatomen im reinen Magnetfeld [Iu 89] sowie in parallelen Felder [Jia 96], als auch von G. Raihtel et al. an Rubidium in gekreuzten Feldern ([Rai 91], [Rai 94]) durchgeführt.

Die Arbeitsgruppe von K.H. Welge († 2001) untersuchte schon seit einiger Zeit Wasserstoff in äußeren Feldern. Dabei ist vor allen Dingen die Anregung vom $1s$ - in den $2p$ -Zustand mit VUV- und danach in Rydbergzustände mit UV-Strahlung hervorzuheben.

Zuerst wurden Messungen in reinem elektrischen Feld durchgeführt [Hol 86a], bei denen neben der Garton-Tomkins Resonanz eine Vielzahl von weiteren periodischen Strukturen nachgewiesen werden konnten. Danach gab es erste Messungen in gekreuzten Feldern [Wie 89a] und zuletzt solche, bei denen die Skalierungsbedingungen für die Energie konstant gehalten wurden ([Ube 95], [Neu 96]).

Bei dieser Methode liegt der große Vorteil darin, daß die Dynamik des Systems in den skalierten Koordinaten gleich bleibt. So kann man sehr gut Elektronenbahnen (closed orbits, [Du 87, Du 88a, Du 88b]) sowie deren Evolution bei Veränderung der äußeren

Felder untersuchen und interpretieren.¹

Das Augenmerk bei der vorliegenden Arbeit lag auf Messungen des reinen Energiespektrums, ohne die Methode der skalierten Spektroskopie einzusetzen.

Dabei interessierte uns allgemein die Entwicklung des Spektrums im gekreuzten Feld oberhalb des Stark-Sattelpunktes bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken. In diesem Bereich beginnen die Atome im reinen elektrischen Feld zu ionisieren.

Messungen bei einer elektrischen Feldstärke von $F = 1000V/cm$ wurden schon von R. Ubert [Ube 95] durchgeführt. Dies geschah allerdings mit einer 10-fach geringeren Auflösung, so daß wir uns neue, genauere Aufschlüsse über das Spektrum erhofften; so zum Beispiel über die Linienbreiten und damit Lebensdauern von Zuständen, die von uns aufzulösen waren.

Wir haben zusätzlich Spektren bei verschiedenen Feldstärken gemessen, anhand derer wir untersuchten, wie sich die sogenannte Kontinuumsstufe für unterschiedliche elektrische Felder entwickelt.

Desweiteren war interessant, welche Resonanzen in den unterschiedlichen Fourier-Spektren auftreten, wie sie sich mit der Energie entwickeln und wie sie sich möglicherweise bei unterschiedlicher elektrischer Feldstärke verändern.

¹Die Hamilton-Funktion für Wasserstoff zeichnet sich durch eine Skalierungseigenschaft aus, die aus der Invarianz gegenüber bestimmten Transformationen herrührt. Dies führt zu den skalierten Größen Energie, elektrische Feldstärke und Wirkung; die Parameter Energie und magnetische Feldstärke auf der einen Seite sowie magnetische und elektrische Feldstärke auf der anderen sind nicht voneinander unabhängig. Damit ist die Bewegung des Systems für alle Energien sowie elektrische und magnetische Feldstärken, die die Skalierungsbedingungen für die skalierte Energie und Feldstärke erfüllen, äquivalent.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Hamilton-Funktion

Man kann das System aus Atomkern und Elektron klassisch mit Hilfe der Hamilton-Funktion beschreiben. Erweitert man die feldfreie Hamilton-Funktion des Systems in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern, vernachlässigt relativistische Effekte und berücksichtigt, daß sich die Atome entlang der Magnetfeldachse bewegen, so erhält man den folgenden Zusammenhang (Herleitung siehe Anhang):

$$H(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{2\mu} \vec{p}^2 + \frac{e}{2\mu c} \vec{B} \cdot (\vec{r} \times \vec{p}) + \frac{e^2}{8\mu c^2} (\vec{B} \times \vec{r})^2 + e\vec{F} \cdot \vec{r} - \frac{e^2}{r}. \quad (2.1)$$

Wählt man die Magnetfeldrichtung als \hat{z} und die Richtung des elektrischen Feldes senkrecht dazu als \hat{x} , so lautet Gleichung 2.1 in atomaren Einheiten (Herleitung siehe Anhang)

$$\underbrace{H}_{\text{Gesamtenergie}} = \underbrace{\frac{1}{2} p^2}_{\text{kinetische Energie}} - \underbrace{\frac{1}{r}}_{\text{Coulombenergie}} + \underbrace{\frac{1}{2} L_z B}_{\text{paramagnetischer Term}} + \underbrace{\frac{1}{8} (x^2 + y^2) B^2}_{\text{diamagnetischer Term}} + \underbrace{Fx}_{\text{Einfluß des elektrischen Feldes}}. \quad (2.2)$$

Betrachtet man das „diamagnetische Wasserstoffatom“, d.h. elektrisches Feld $F = 0V/cm$, erkennt man, daß nur die Bewegung um die z -Achse separabel ist (Winkel ϕ in Zylinderkoordinaten), nicht aber die Bewegung in den übrigen zwei Freiheitsgraden (ρ und z). Dies ermöglicht ein „klassisch“ chaotisches Verhalten des Systems.

Neben der Energie bleibt nur die Drehimpulskomponente L_z erhalten, was dazu führt, daß die ϕ -Bewegung entartet ist und man anschaulich ein System erhält, bei dem jede Startbedingung der Bewegung eine Art „Ballon“ von Bahnen um die z -Achse aufspannt. Im diamagnetischen Fall sind die Bahnen demnach alle gleichwertig.

Dies ändert sich bei Einschalten eines zusätzlichen elektrischen Feldes. Dadurch wird die ϕ -Symmetrie gebrochen und die L_z -Erhaltung geht verloren. Bahnen mit gleichen Startbedingungen aber unterschiedlichem Startwinkel sind nicht mehr gleichwertig; keiner der drei Freiheitsgrade ist separabel.

Als einzige Erhaltungsgrößen verbleiben die Energie, die z -Parität sowie die y -Parität, womit sich $z = 0$ als Symmetrieebene ergibt.

Zusätzlich senkt das elektrische Feld die Ionisationsschwelle, die ab der sogenannten Stark-Sattelpunktenergie $E_{sp} = -2\sqrt{F}$ einsetzt.

2.2 Reguläre und chaotische Bewegung

Setzt man das Wasserstoffatom äußeren Feldern aus, die von vergleichbarer Größe mit den inneren Kräften des Atoms sind, vollzieht sich ein Übergang von regulärer zu irregulärer Dynamik, welche auch als Chaos bezeichnet wird. Um dies zu verstehen, betrachtet man die Stabilität von klassischen Bahnen genauer.

Ihre Bewegung ist durch eine Bewegungsgleichung und Anfangsbedingungen bestimmt. Ist ein System separabel, kann man die Hamilton-Funktion in Ortskoordinaten transformieren, die nicht mehr von H abhängig sind. Die zugehörigen Impulse sind Erhaltungsgrößen und man kann das Integral der Bewegungsgleichung einfach bilden.

Anschaulich verläuft die Bewegung auf einem Torus. Jeder Freiheitsgrad (in Abbildung 2.1 dargestellt durch C_1 und C_2) besitzt eine bestimmte Bewegungsfrequenz. Stehen diese Frequenzen in einem rationalen Verhältnis zueinander, ist die Bewegung periodisch. Eine stabile Bahn zeichnet sich dadurch aus, daß sich bei leicht veränderten

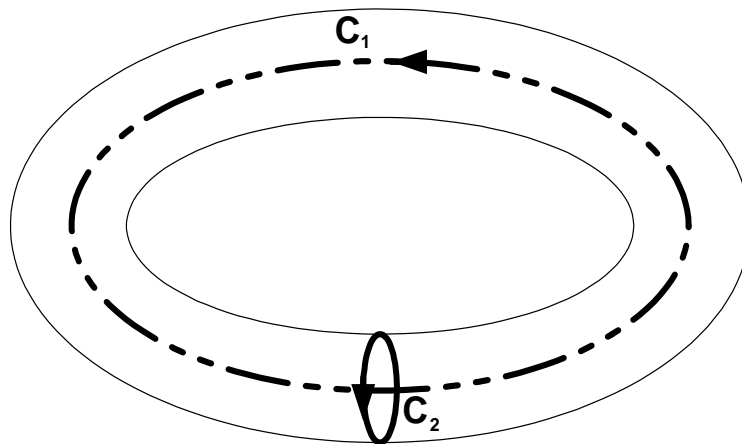


Abbildung 2.1: 2-dim Torus im Phasenraum

Anfangsbedingungen der Abstand der Koordinaten nicht mehr als polynomial mit der Zeit vergrößert.

Im Gegensatz zum zeitlichen Verlauf einer stabilen Bahn hängt der einer instabilen Bahn sehr sensitiv von den Anfangsbedingungen ab. Schon kleinste Änderungen haben zur Folge, daß die Bewegung über längere Zeiträume nicht mehr vorhersagbar ist.

Die Untersuchungen von H. Poincare [Poi 92] haben zu einem besseren Verständnis und einer anschaulichen Darstellung möglicher Bewegungen geführt.

Betrachtet man zwei Bahnen mit leicht unterschiedlichen Anfangsbedingungen, so läßt sich deren zeitliche Separation $d(t)$ und damit die Stabilität durch den sogenannten Liapunov-Exponenten λ_L [Lia 47] beschreiben

$$d(t) \sim e^{\lambda_L t} d(0). \quad (2.3)$$

Dabei beschreibt $d(0)$ die Unkenntnis der Anfangsbedingung des Systems. Wie man leicht erkennen kann, steht $\lambda_L = 0$ für eine stabile, $\lambda_L > 0$ für eine instabile Bewegung. In letzterem Fall kann man die Bewegung nicht länger als $t_{max} \approx 1/\lambda_L$ voraussagen, da die Anfangsbedingungen nie unendlich genau bekannt sind. Man bezeichnet diesen Fall auch als Chaos.

Betrachtet man die Entwicklung der Bahnen auf oben beschriebenen Tori im Phasenraum, besteht dieser für das diamagnetische Wasserstoffatom in vier Dimensionen; in gekreuzten Feldern ist der Phasenraum sogar 6-dimensional, was die anschauliche Darstellung erschwert.

Beschränkt man sich aber wie Poincaré auf zweidimensionale Schnittebenen im Phasenraum, kann man die Durchstoßpunkte der Bahnen durch diese Ebene auftragen. Daraus erhält man sogenannte Poincaré-Schnitte, welche die Phasenraumdynamik veranschaulichen. Diese Schnitte werden aufgrund der vorhandenen Coulombsingularität vorteilhafterweise in regularisierten Koordinaten u_1 und u_2 dargestellt. Mit den kartesischen Koordinaten sind sie verknüpft über

$$\begin{aligned} x &= u_1 u_2 \\ y &= u_1^2 - u_2^2 \\ p_x &= (u_1 p_{u_1} - u_2 p_{u_2})/r \\ p_y &= (u_1 p_{u_1} + u_2 p_{u_2})/r. \end{aligned}$$

Beispielhaft soll die folgende Abbildung aufzeigen, was in den Poincaré-Schnitten dargestellt wird.

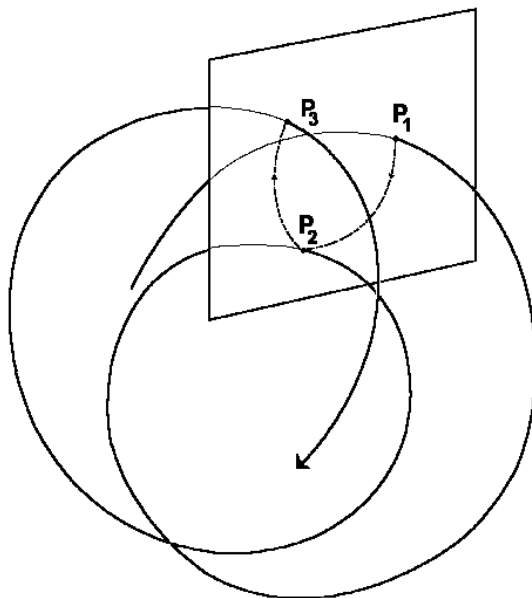


Abbildung 2.2: Durchstoßpunkte einer Bahn auf einer Poincaré-Ebene

- Eine periodische Bahn ist nach endlich vielen Umläufen auf dem Torus wieder geschlossen, sie erzeugt also auch nur eine endliche Anzahl von Durchstoßpunkten durch die Ebene.
- Im Spezialfall, daß Bahnen nach einem Umlauf wieder geschlossen sind und somit nur einen Durchstoßpunkt durch die Ebene erzeugen, spricht man von elementaren periodischen Bahnen.
- Quasiperiodische Bahnen füllen mit der Zeit eine vollständige Ellipse auf dieser Schnittebene.
- Bei nicht-integrabler, chaotischer Dynamik ist die Bewegung nicht mehr auf den Torus lokalisiert, und die Durchstoßpunkte liegen wahllos auf der Ebene des Poincaré-Schnittes.

Bezüglich der Berechnung der Trajektorien wird an dieser Stelle auf die vorangegangenen Arbeiten und Veröffentlichungen von J. Main, T. Ellerbrock, E. Flöthmann und der Gruppe um J.B. Delos hingewiesen (z.B. [Mai 91], [Ell 91], etc.)

Auf die Bedeutung der einzelnen Bereiche innerhalb eines Poincaré-Schnittes wird in der Auswertung anhand von gemessenen Spektren und berechneten Poincaré-Schnitten für diese Fälle eingegangen.

2.3 Das Wasserstoffatom in äußeren Feldern

Die oben beschriebenen periodischen Bahnen sind das Bindeglied zwischen klassisch chaotischem Verhalten und Quantenmechanik. Bei unseren Experimenten haben wir Photoabsorptionsspektren gemessen. Als Problem bzw. Fragestellung ergeben sich folgende Punkte.

- Wie verhält sich ein quantenmechanisches System, das nach klassischer Beschreibung chaotisch ist?
- Kann man dieses System mit Hilfe von semiklassischen Theorien beschreiben?

Als mögliche Antwort zu diesen Fragen wurde von M.L. Du und J.B. Delos [Du 87] die sogenannte Closed-Orbit-Theory (COT) entwickelt. Aufbauend auf M.C. Gutzwillers Periodic-Orbit-Theory (POT) („jede periodische Bahn erzeugt eine sinusartige Modulation in der Energieniveaudichte“ [Gutzwiller]) beschreibt die COT die Anregung eines Atoms in Rydbergzustände mit Hilfe einer ein- und auslaufenden Coulombwelle.

Dazu eine Erläuterung anhand von Abbildung 2.3:

Wird das Atom durch ein Laserfeld in Rydbergzustände angeregt, kann man die Wellenfunktion in Kernnähe als auslaufende Coulomb-Welle betrachten (1). Sie entfernt sich vom Kern (2), und in ausreichendem Abstand (mehrere tausend Bohr'sche Radien) bewegt sie sich entsprechend der semiklassischen Quantenmechanik entlang klassischer Trajektorien des Elektrons, die vom Ursprung starten (3). Dabei stehen die Wellenfronten senkrecht zu den Trajektorien. Es existieren Bahnen entlang bestimmter Trajektorien, die zum Kern zurückkehren (4).

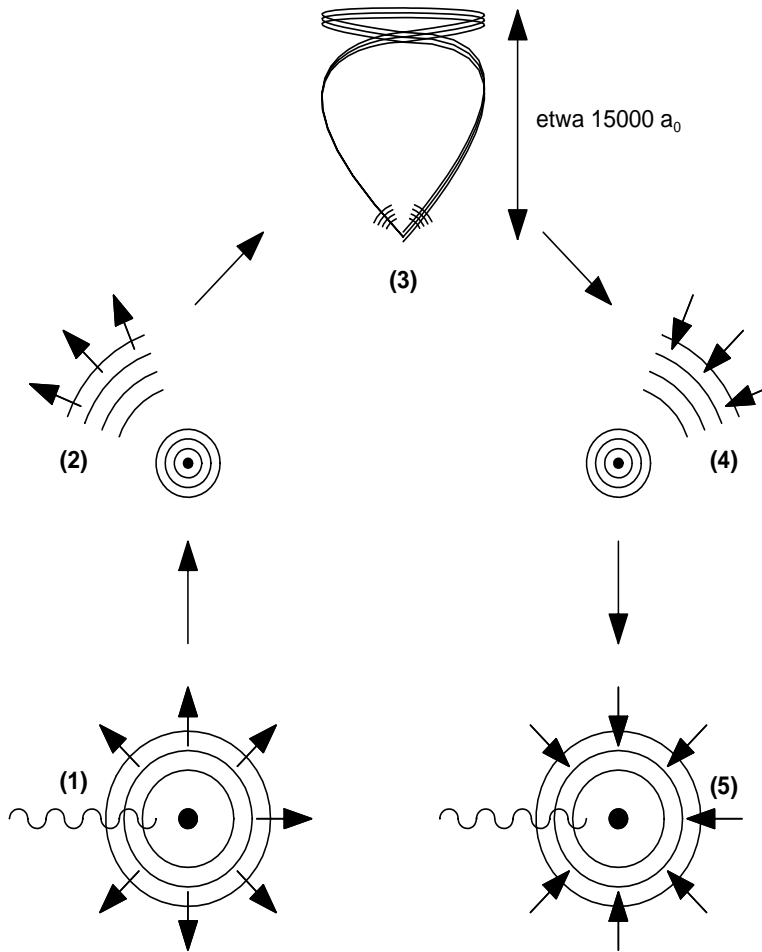


Abbildung 2.3: Wellenfunktion in der Closed-Orbit-Theory [Du 87]

Die Wellenfunktionen dieser zurückkehrenden Bahnen überlagern sich mit der vom Kern ausgehenden Coulomb-Welle und tragen als sinusförmige Oszillation zum Absorptionsprozeß bei (5). Wendet man auf die gemessenen Photoabsorptionsspektren eine Fouriertransformation an, erhält man die Rückkehrzeiten dieser Oszillationen und die als „recurrence spectra“ bekannten Spektren.

Auch wenn ein überwiegender Teil der Elektronen sich aufgrund chaotischer Bewegung nicht entlang der zurückkehrenden Bahnen bewegt, reicht der Anteil in den meisten Fällen aus, um aussagekräftige Fourier-Spektren zu erhalten.

Dieser Ansatz kann dazu genutzt werden, das Quantenspektrum des Wasserstoffatoms in äußeren Feldern im klassisch chaotischen Bereich semiklassisch zu beschreiben.

Der COT nach ist das Photoabsorptionsspektrum gegeben durch einen sich wenig verändernden Untergrund plus der Summe von sinusförmigen Oszillationen der Form

$$Df_{osc}(E) = \sum_j C_j(E) \sin(S_j(E)/\hbar - \pi\mu_j/2). \quad (2.4)$$

Dabei werden mit j die geschlossenen Bahnen und ihre Wiederholungen bezeichnet. μ_j ist der Maslov Index, der für die Anzahl der Singularitäten steht, die die Bahn durchläuft. $C_j(E)$ ist die Oszillationsamplitude der jeweiligen Bahn. Sie enthält Information über die Stabilität der Bahn, deren Start- und Endwinkel sowie den Dipolopera-

tor zwischen Start- und Endzustands-Coulombwelle. $S_j(E)$ ist die klassische Wirkung. Sie erfüllt

$$\partial S_j(E)/\partial E = T_j(E), \quad (2.5)$$

wobei $T_j(E)$ die Rückkehrzeit der Bahn ist. Falls diese über der Bereich der Messung so gut wie unabhängig von E ist, ergibt Gleichung 2.4 eine sinusförmige Oszillation mit einer Wellenlänge $2\pi\hbar/T_j$; die Fouriertransformation zeigt dann eine Resonanz bei $T = T_j$.

Bei unseren Messungen in gekreuzten Feldern ergibt sich eine andere Situation als bei Messungen am diamagnetischen Wasserstoff oder bei Messungen mit skalierten Feldern.

- Die Oszillationsamplitude in gekreuzten Feldern ist deutlich kleiner, da das Elektron nur noch zum Kern zurückkehrt, wenn Polar- und Azimuthal-Winkel des aus- und einlaufenden Elektrons übereinstimmen. Dies hat seinen Grund in dem weiter oben beschriebenen Symmetriebruch.
- Im Gegensatz zu skalierten Messungen variiert bei uns die Energie und damit auch die Rückkehrzeit, so daß die zugehörigen Resonanzen in der Fouriertransformation schwächer und verbreitert sind.

Aufgrund unserer Messungen hat die Gruppe um J.B. Delos die sogenannte Chirped-Fourier-Transform (CFT) entwickelt (siehe auch [Fre 02]). Nach dieser Idee betrachtet man eine gedämpfte Oszillation und entwickelt eine Taylor-Reihe um $(E - E_0)$, die nach dem dritten Glied abgebrochen wird.

Zur Veranschaulichung soll Abbildung 2.4 herangezogen werden.

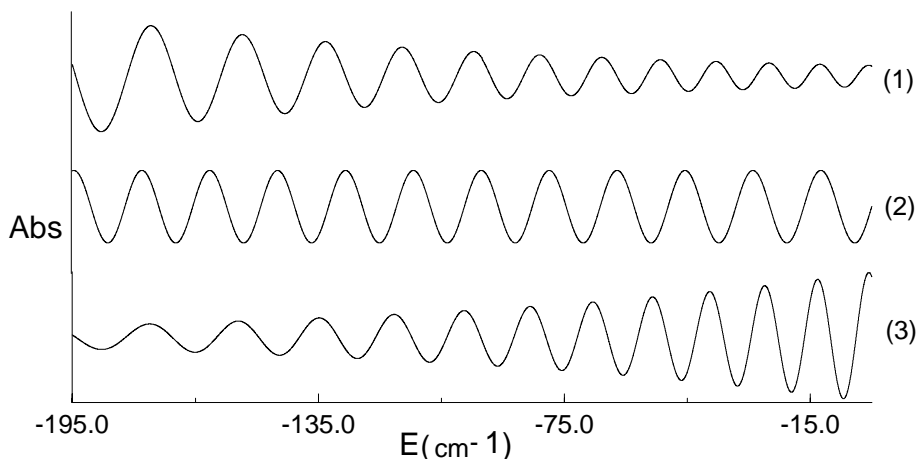


Abbildung 2.4: (1) Theoretisch berechnete Absorption vs. Energie für die kürzeste Bahn; (2) $\sin(TE)$; (3) $\exp(\gamma(E - E_0))\sin(T(E - E_0) + \alpha(E - E_0)^2 + \beta(E - E_0)^3)$ [Fre 02].

Unter (1) ist eine *gechirpte* Sinuswelle dargestellt. Als Funktion der Energie wird die Amplitude immer kleiner, während die Rückkehrzeit kürzer wird. Würde man eine *normale* Fouriertransformation berechnen, multipliziert man diese Welle mit einer exakten Sinuswelle (2) und bildet das Integral. Über den gesamten zu integrierenden Bereich sind die beiden Wellen (1) und (2) außer Phase und man erhält eine breite, flache Resonanz. Multipliziert man Welle (1) mit einer weiteren *gechirpten* Welle (3), die die gleiche Änderung in der Phase aber eine entgegengesetzte Änderung in der Amplitude besitzt, und integriert das Produkt, erhält man eine scharfe Resonanz im Fourierpektrum.

Dies ist der Grundgedanke der CFT, mit der man ein neues Werkzeug zur Untersuchung von nicht-skalierten Spektren hat.

Man betrachte dazu die Rückkehrzeit einer geschlossenen Bahn als eine Taylor-Reihe in der Energie, bricht diese nach dem dritten Glied ab

$$T_j(E) = T_j(E_0) + 2\alpha_j(E - E_0) + 3\beta_j(E - E_0)^2 \quad (2.6)$$

und nähert die Amplitude $C_j(E)$ mit einer Exponentialfunktion

$$C_j(E) = C_j(E_0) \exp[-\gamma_j(E - E_0)/\hbar]. \quad (2.7)$$

Die zugehörige Chirped-Fourier-Transformation ist dann definiert als

$$\widetilde{Df}(T; \alpha, \beta; \gamma) = \int_{E_1}^{E_2} Df(E) e^{-i[T(E-E_0) + \alpha(E-E_0)^2 + \beta(E-E_0)^3]/\hbar + \gamma(E-E_0)/\hbar} dE. \quad (2.8)$$

Dabei ist E_0 ein Wert in der Mitte des betrachteten Energiebereiches, und α, β, γ sind drei unabhängige Parameter.

Ausgehend von einer theoretisch berechneten Resonanz (geschlossenen Bahn), deren Position sich über den gesamten Energiebereich unwesentlich ändert, variiert man die Parameter nacheinander, bis die Resonanz maximal wird.

(Man startet für alle Werte bei 0, variiert den ersten, bis an der gesuchten Position eine maximale Resonanz erscheint, variiert dann den zweiten, bis die Resonanz ein erneutes Maximum erreicht usw.)

Dies wird in Kapitel 4.1.2 anhand der drei kürzesten geschlossenen Bahnen des Wasserstoffs in gekreuzten Feldern anschaulich verdeutlicht.

Mit dieser Methode hat man einen neuen Weg gefunden, Informationen über das Verhalten des Atoms direkt aus einem Quanten-Spektrum zu erhalten.

Kapitel 3

Experiment

Eine der Voraussetzungen für dieses Experiment ist, daß die äußeren Kräfte von etwa gleicher Größe wie die inneren Kräfte des Wasserstoffatoms sind. Um dies im Labormaßstab mit den verfügbaren Apparaturen zu erreichen, regt man die Atome in hohe Rydbergzustände an; erst dort sind die angelegten äußeren Felder von der Größe her mit den inneratomaren Coulombkräften vergleichbar.

Dazu haben wir den apparativen Aufbau der Experimente von R. Ubert und C. Neumann ([Ube 95], [Neu 96]) übernommen. Er wurde allerdings modifiziert bzw. erweitert. Zum einen wurde zur Verringerung der Laserbandbreite eine schmalbandigere Laseranregung verwendet (siehe Kapitel 3.1). Zum anderen wurde die Wasserstoffdüse zur Verringerung der Dopplerbreite weiter vom Anregungsvolumen entfernt (siehe Kapitel 3.3).

Im Gegensatz zum Titel dieser Arbeit haben wir bei dem Experiment das Wasserstoff-Isotop Deuterium verwendet. Für Wasserstoff wie für Deuterium gilt aufgrund des Atomaufbaus die gleiche Theorie, aber Deuterium besitzt aufgrund seiner fast doppelt so großen Masse den experimentellen Vorteil, daß seine thermische Geschwindigkeit um einen Faktor $\sqrt{2}$ niedriger liegt. Somit läßt sich die Dopplerverbreiterung im zweiten Anregungsschritt verringern, was die Auflösung des Experiments verbessert.

Wasserstoff und Deuterium werden deshalb in dieser Arbeit synonym benutzt.

Zu Beginn dieses Kapitels wird zum besseren Verständnis ein Überblick über den Ablauf des Experiments gegeben. In den folgenden Kapiteln wird dann auf die Details eingegangen.

- Wasserstoffatome werden durch Dissoziation von Wasserstoffmolekülen in einer Mikrowellenentladung erzeugt und treten mit thermischer Geschwindigkeit durch eine Düse.
- Der Atomstrahl (wenig divergent) entsteht, indem die Atome nach ca. 7cm durch einen Skimmer gelangen.
- Das Anregungsvolumen liegt im Zentrum eines supraleitenden Magneten. Dort werden die Atome mittels resonanter 2-Photonen-Absorption in hohe Rydbergzustände angeregt.
- Die Anregung erfolgt in zwei Schritten: zuerst werden die Atome durch VUV-Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 121.6\text{nm}$ vom $1s$ - in den $2p$ -Zustand (Lyman- α) und anschließend von dazu antiparallel verlaufender, durchstimmbarer UV-

Laserstrahlung im Wellenlängenbereich um $\lambda = 365\text{nm}$ in hohe Rydbergzustände angeregt.

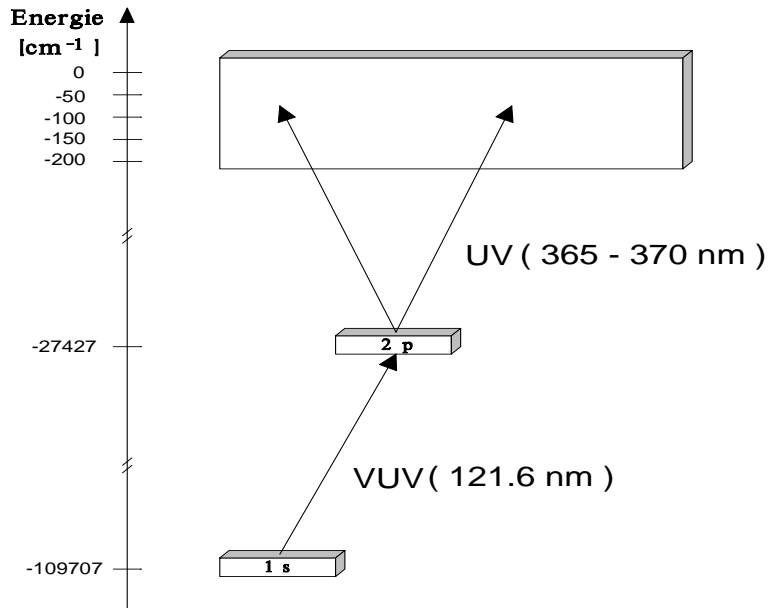
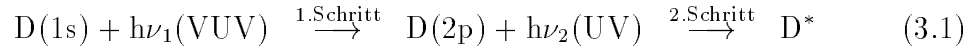


Abbildung 3.1: Schema der 2-Photonen-Anregung [Ube 95]

- Im Anregungsvolumen bewegen sich die Atome nahezu parallel zu einem Magnetfeld von $B = 6T$ und einem dazu senkrechten, von der Feldstärke her variablen, elektrischen Feld (Ausrichtung siehe Abbildung 3.2).

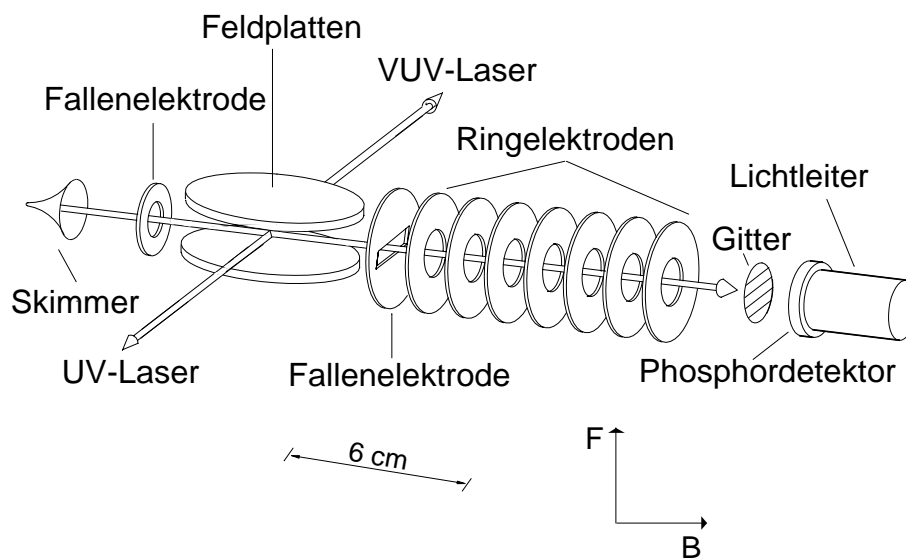


Abbildung 3.2: Prinzipskizze des Experiments [Neu 96]

- Hochangeregt und in der Bewegung vom Feld unbeeinflusst, bewegen sich die Rydberg-Atome weiter in Richtung Detektor und werden außerhalb des Anregungsvolumens in einem starken elektrischen Feld ionisiert; die dabei entstehenden „Signal-“Elektronen erzeugen auf einer Phosphorscheibe Lichtblitze, die über einen Plexiglasstab zu einem Photomultiplier geleitet werden. Der Photomultiplier liegt weit außerhalb des magnetischen Feldes, um nicht von letzterem beeinflusst zu werden.
- Das Photomultipliersignal wird über ein RC -Glied geglättet und mit Hilfe eines Speicheroszilloskops ausgelesen. Dabei haben wir einen Widerstand von $R = 1.5k\Omega$ und einen Kondensator von $C = 100pF$ benutzt.

Aus den Abbildungen 3.3 und 3.4 erhält man einen Überblick über das gesamte Experiment und dessen Steuerung. Die einzelnen Elemente des Aufbaus werden in den folgenden Kapiteln näher erläutert.

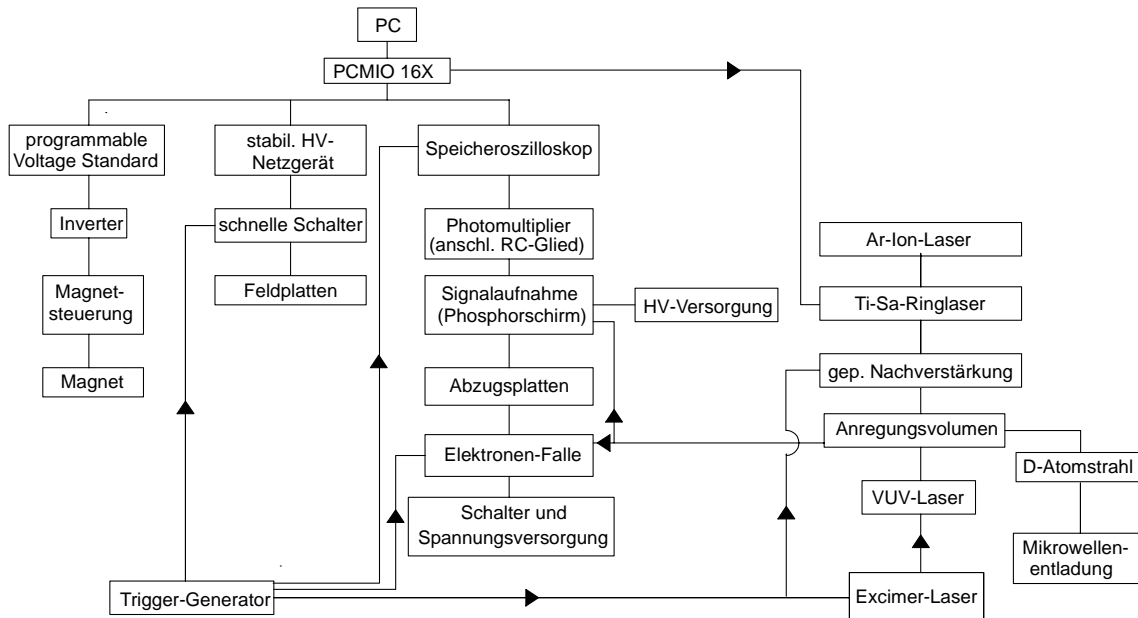


Abbildung 3.3: Experimentsteuerung und Signalverarbeitung

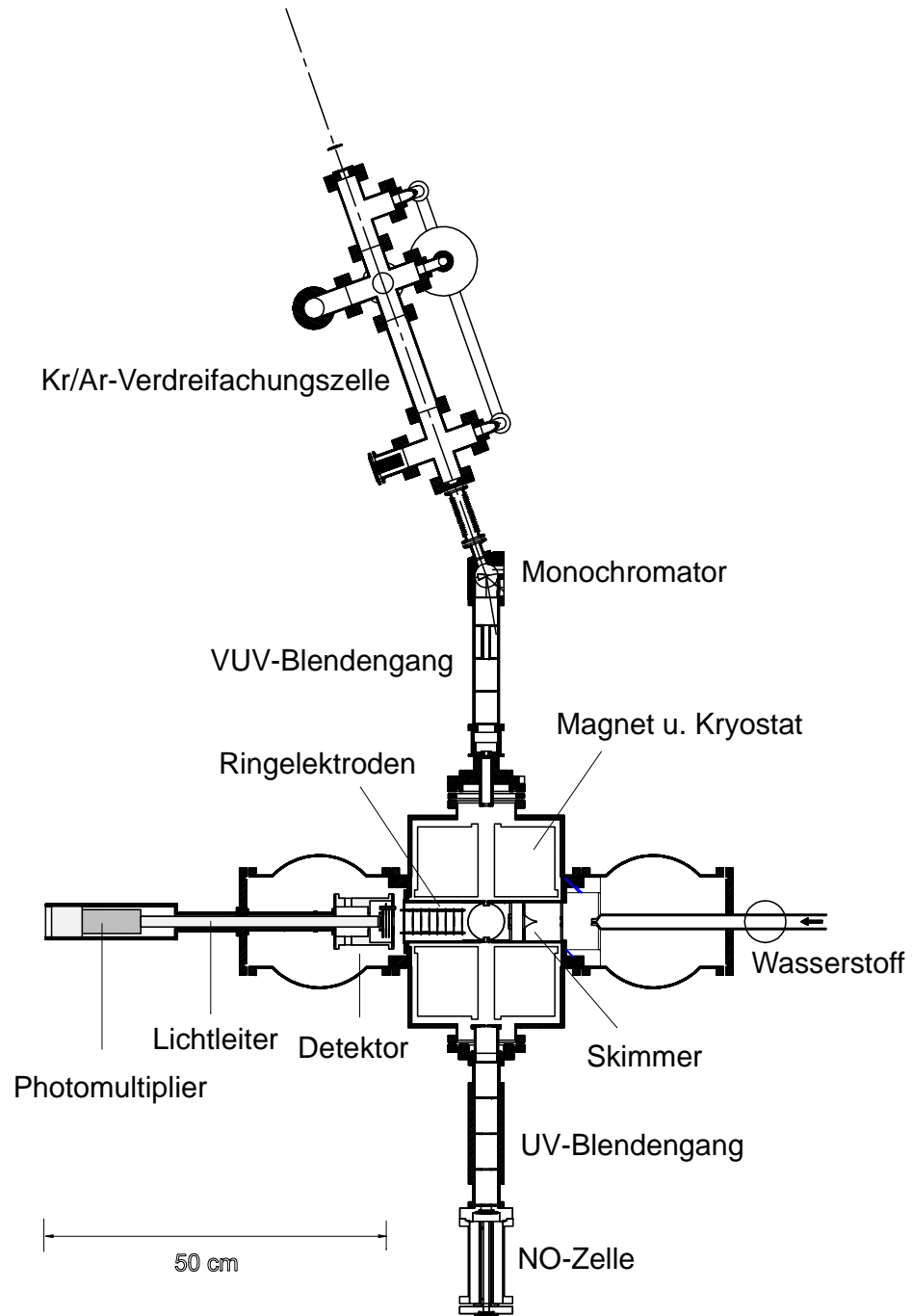


Abbildung 3.4: Experimenteller Aufbau der Vakuumkammer [Neu 96]

3.1 Lasersystem

Die Strahlung eines Xe-Cl-Excimerlasers ($\lambda = 308nm$) wird auf beiden Seiten der Entladungsröhre im Verhältnis 2:7 ausgekoppelt. Dieses Leistungsverhältnis ist so gewählt, daß auf beiden Seiten ausreichend Leistungsspielraum für die Anregung vorhanden ist. Mit dem größeren Leistungsanteil wird ein Farbstofflaser (Farbstoff DMQ) zur Erzeugung der UV-Strahlung von $\lambda \approx 365nm$ gepumpt. Diese Strahlung wird in einer Kr-Ar-Frequenzverdreifungszelle ([Bor 93], [Neu 96]) zur Lyman- α -Wellenlänge im VUV-Bereich umgewandelt. Der verbliebene UV-Anteil wird im Monochromator durch ein MgF_2 -Prisma vom VUV-Anteil getrennt, welcher mit Hilfe der Linsenanordnung als paralleler Strahl ($d \approx 0.7mm$) durch das Blendensystem und das Anregungsvolumen gelangt. Die NO-Zelle dient danach als Monitor für die VUV-Intensität.

Gleichzeitig pumpt der Excimerlaser eine dreistufige, gepulste Nachverstärkerkette (Farbstoff Rhodamin 700), die von einem Titan-Saphir-Ringlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda \approx 730nm$ geseedet wird. Nach Frequenzverdopplung durch einen KDP-Kristall erhält man die gewünschte UV-Strahlung im Bereich von $\lambda = 365nm$, um vom $2p$ -Zustand in die Rydbergzustände anzuregen.

An dieser Stelle sei auf die Dissertation von C. Neumann [Neu 96] und die Diplomarbeit von C. Coenen [Coe 98] verwiesen, in denen sich eine detaillierte Beschreibung des kompletten Lasersystems befindet.

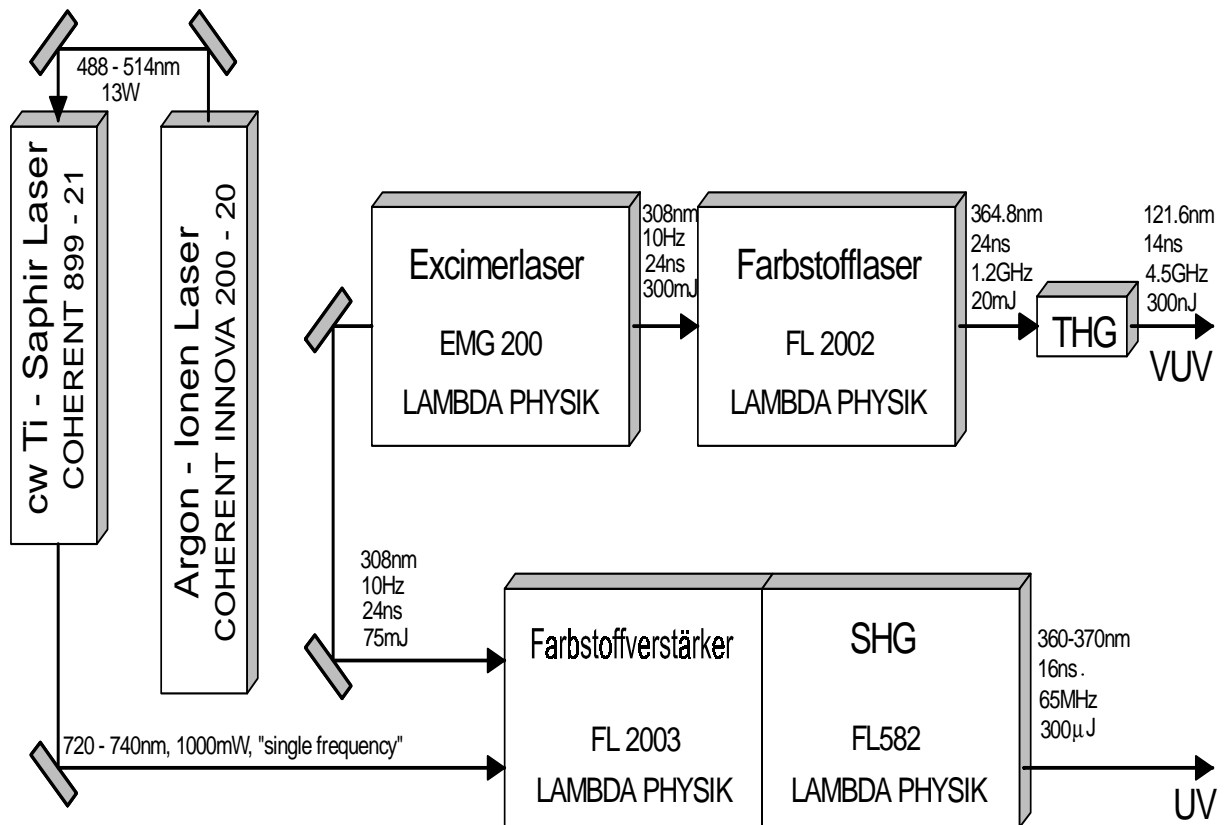


Abbildung 3.5: Aufbau des Lasersystems [Ube 95][Coe 98]

3.2 $2p$ -Zwischenzustand

Aufgrund der äußeren Felder, insbesondere des Magnetfeldes von $B = 6T$, spaltet der $2p$ -Zustand in mehrere Unterzustände auf, deren Kenntnis für die resonante Anregung und die damit verbundene Messung von großer Bedeutung ist.

Ohne Magnetfeld ist der $2p$ -Zustand in Unterzustände der Gesamtdrehimpulsquantenzahl $j = 3/2$ (4-fach entartet) und $j = 1/2$ (2-fach entartet) aufgespalten, wobei der Abstand zwischen den beiden Niveaus $\Delta E = 0.365\text{cm}^{-1} \hat{=} 11\text{GHz}$ beträgt.

Bei angelegtem Magnetfeld wird die Entartung aufgehoben (siehe Abbildung 3.6), und man kann durch geeignete Wahl von Anregungsenergie und Laserpolarisation einzelne Unterzustände anregen. Mit linearer Polarisation (π), die bei unserem Aufbau in Richtung des Magnetfeldes liegt, regt man Übergänge mit $\Delta m_l = 0$ an, mit senkrechter Polarisation (σ) Übergänge mit $\Delta m_l = \pm 1$.

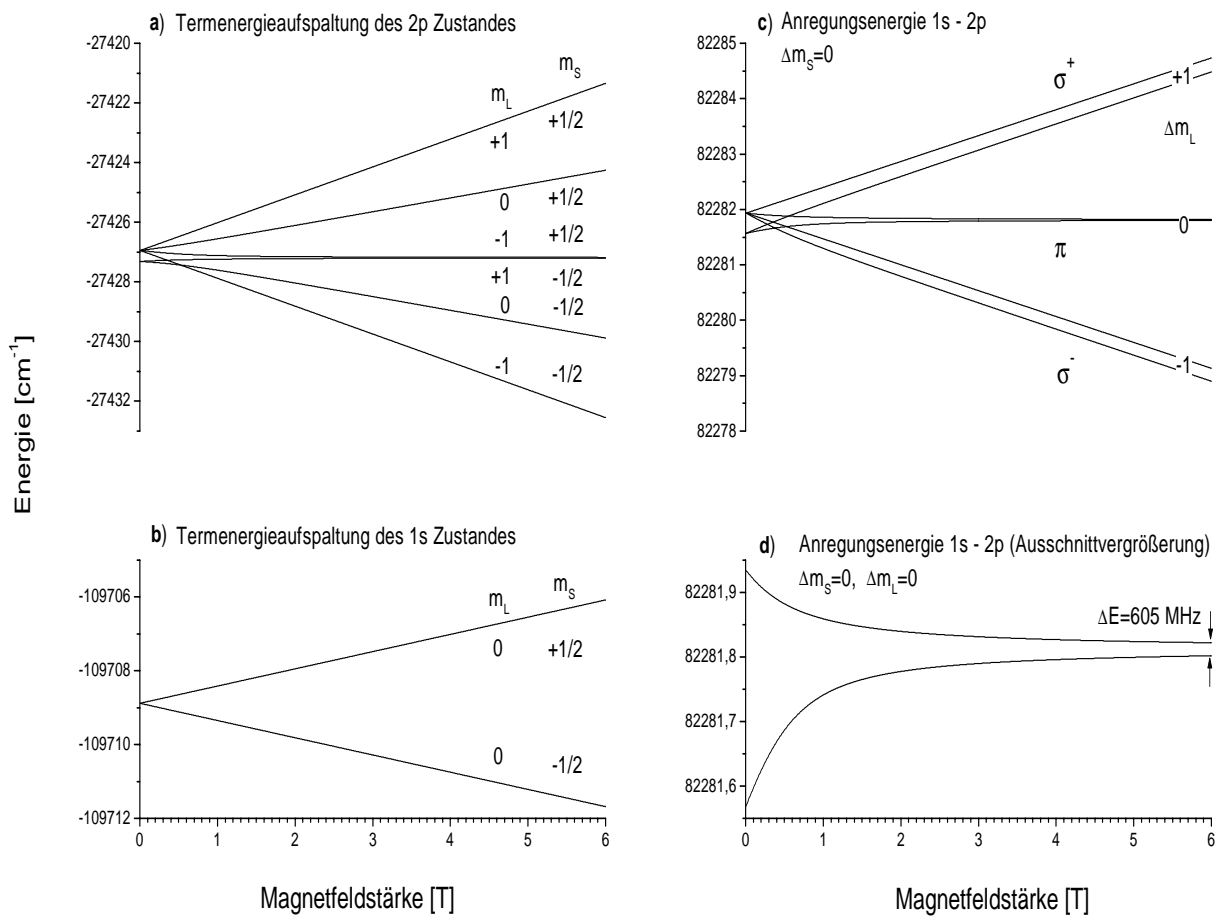


Abbildung 3.6: $1s$ - $2p$ -Aufspaltung [Ube 95]

Im Gegensatz zu den Arbeiten von R. Ubert [Ube 95] und C. Neumann [Neu 96] wurde bei unserem Experiment nur mit konstantem Magnetfeld von $B = 6T$ gemessen. Deshalb mußte nicht darauf geachtet werden, ob und wie stark sich die Energie-Zustände bei steigendem Magnetfeld ändern.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit π -Polarisation durchgeführt. Aufgrund der Bandbreite des VUV-Lasers, die bei etwa $\Delta\nu = 1.8\text{GHz}$ liegt, regt

man beide π -Zustände aus Abbildung 3.6 an. Wegen des hohen spektralen Auflösungsvermögens (siehe Kapitel 3.3) macht sich die Anregung beider Zustände in Form einer Doppellinien-Struktur im Absorptionsspektrum bemerkbar.

Was auf den ersten Blick störend erscheint, erweist sich als Vorteil, da man sowohl eine Kontrolle über die korrekte Laserscangeschwindigkeit hat, als auch unübersichtliche Strukturen im Spektrum besser anpassen kann (siehe Kapitel 4). Man weiß, daß sich unter einer Resonanz immer $2n$ ($n=1, 2, 3, 4, \dots$) Linien mit einem festen Abstand von $\Delta\nu = 605\text{MHz}$ befinden.

Die von uns verwendeten Feldstärken von maximal $F = 1000\text{V/cm}$ können für den $2p$ -Zustand als vernachlässigbare Störung betrachtet werden [Neu 96] und werden von uns nicht weiter berücksichtigt.

3.3 Das spektrale Auflösungsvermögen

Das spektrale Auflösungsvermögen setzt sich bei unserem Experiment aus drei verschiedenen Anteilen zusammen:

- Natürliche Linienbreite $\Delta\nu_\tau$ des $2p$ -Zwischenzustands
- Dopplerbreite $\Delta\nu_D$
- Laserbandbreite $\Delta\nu_L$

Eine ausführliche Beschreibung zur Berechnung der einzelnen Breiten findet sich im Anhang und in [Coe 98].

Die **natürliche Lebensdauer** des $2p$ -Zustands beträgt $1.6 \cdot 10^{-9}\text{s}$, was über die Abschätzung $\Delta E \cdot \Delta\tau = \hbar$ zu einer minimalen Linienbreite von $\Delta\nu_\tau = 100\text{MHz}$ führt.

Die **Dopplerbreite** ergibt sich aus der senkrechten Bewegung des thermischen Atomstrahls zur Ausbreitungsrichtung des Anregungslasers. Zu ihrer Minimierung wurde die Düse in größerer Entfernung vom Skimmer angebracht. Bei früheren Messungen spielte die Dopplerbreite aufgrund der dort bestimmenden Laserbandbreite eine vernachlässigbare Rolle.

Mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung $v_w = \sqrt{2kT/m}$ und der Formel für die spektrale Halbwertsbreite

$$\begin{aligned} \Delta\omega_D &= \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}} \quad , \\ \Delta\nu_D &= \frac{\omega_0}{2\pi c} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}} \quad , \end{aligned} \tag{3.2}$$

berechnet man eine Doppler-Verbreiterung von $\Delta\nu_D^* \approx 100\text{MHz}$. Sie ließe sich noch durch eine weitere Verschiebung des Wasserstoff-Atomstrahlrohrs weg vom Skimmer erreichen, was dazu führen würde, daß nur noch sehr wenige Atome das Anregungsvolumen erreichten. Die dann erhaltene Signalstärke wäre zu klein, um aussagekräftige Messungen durchzuführen.

Die **Laserbandbreite** haben wir auf mehrere Arten bestimmt. Zum einen wurde das Lasersignal des zweiten Anregungsschrittes (gepulste Nachverstärkung) mit

einem Spektrum-Analysator aufgenommen. Mit Hilfe des eingebauten Fabry-Perot-Interferometers (FPI) kann man bei durchgestimmten Laser eine wandernde Modenstruktur aufnehmen und mit Hilfe der technischen (optischen) Daten die Laserbandbreite bestimmen (Halbwertsbreite der Moden/Abstand der Moden). Dabei erhielten wir eine Breite von $\Delta\nu_L = (65 \pm 5) MHz$.

Eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung der Laserbandbreite besteht darin, mit einer schnellen Photodiode die zeitlichen Verläufe der Laserpulse aufzunehmen. Berechnet man die Fouriertransformation der Pulsverläufe, kann man über deren Halbwertsbreite ebenfalls die Laserbandbreite abschätzen. Im folgenden wurde das für die an der UV-Erzeugung beteiligten Pulse durchgeführt. So kann man z.B. aus Abbildung 3.7 den zeitlichen Verlauf eines Excimerlaserpulses und die dazugehörige Fourier-Transformation entnehmen.

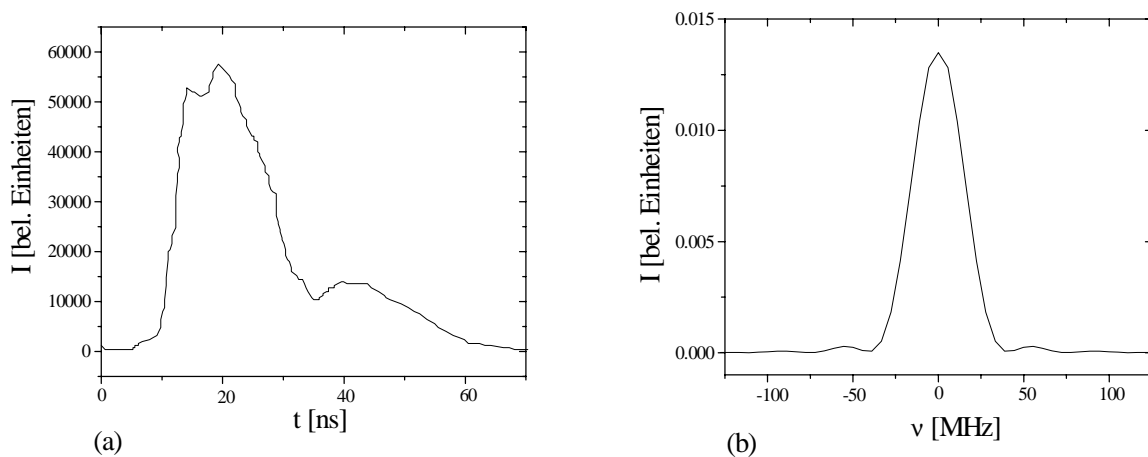


Abbildung 3.7: (a) Zeitlicher Verlauf des Excimerlaserpulses; (b) die dazugehörige spektrale Breite [Coe 98]

Für die Excimerlaserpulse berechnet man eine Breite von $\Delta\nu = 38 MHz$.

Verwendet man die Beziehung

$$I(2\omega) \propto I^2(\omega) = I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right), \quad (3.3)$$

erhält man für die spektrale Laserbandbreite bei 365 nm

$$\Delta\nu_{UV} = \sqrt{2} \Delta\nu_{rot} \quad (3.4)$$

[Lok 87] und es errechnet sich ein Wert von etwa $\Delta\nu_L = 54 MHz$.

Vergleichbare Aufnahmen und Berechnungen wurden für die gepulste Nachverstärkung sowie den frequenzverdoppelten Puls durchgeführt (Abbildungen 3.8 und 3.9).

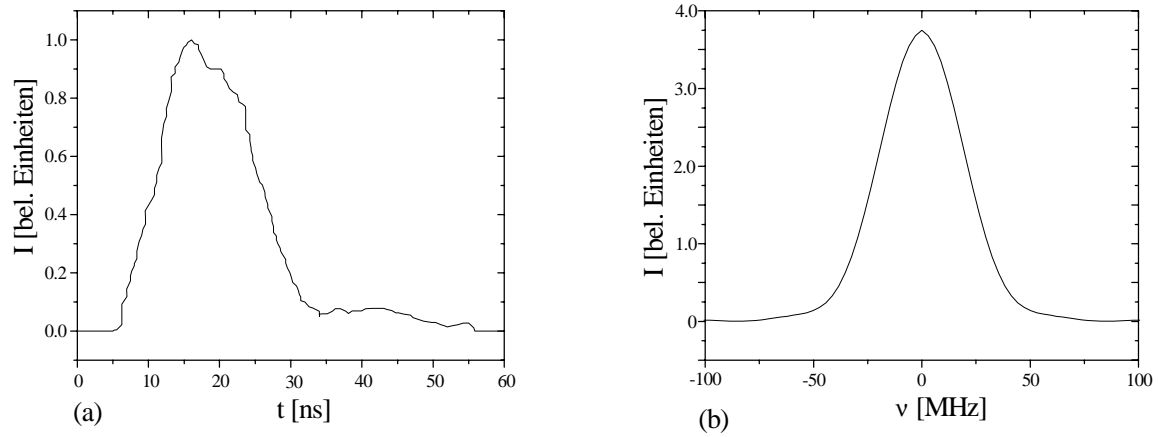


Abbildung 3.8: (a) Zeitlicher Verlauf der gepulsten Nachverstärkung und (b) die dazugehörige spektrale Breite [Coe 98]

Für den UV-Puls erhält man aus der Linienform eine spektrale Halbwertsbreite von $\Delta\nu_L = 64\text{MHz}$, was sehr gut mit dem aus den FPI-Werten bestimmten Wert übereinstimmt.

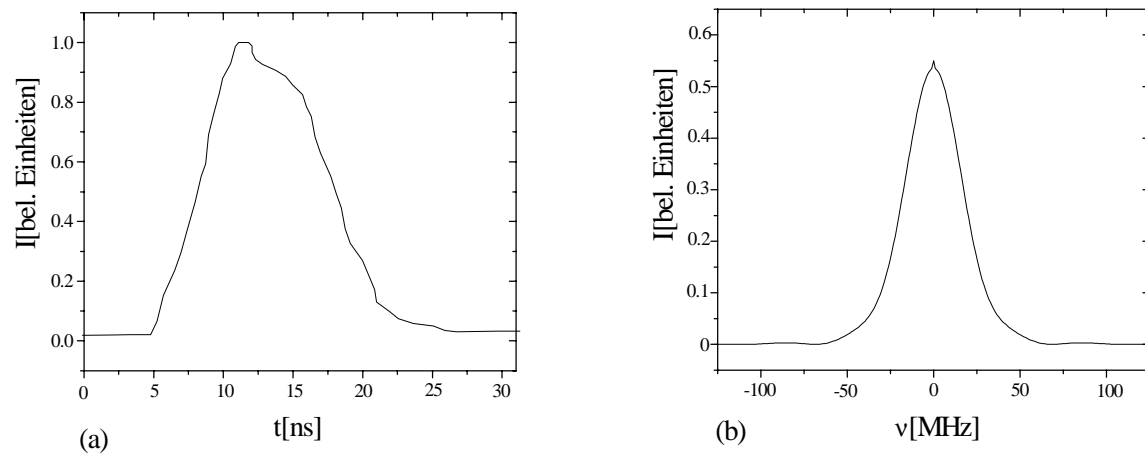


Abbildung 3.9: (a) Zeitlicher Verlauf der frequenzverdoppelten Laserstrahlung; (b) die dazugehörige spektrale Breite [Coe 98]

Das gesamte Auflösungsvermögen $\Delta\nu$ erhält man über die Abschätzung

$$\Delta\nu = \sqrt{\Delta\nu_\tau^2 + \Delta\nu_D^2 + \Delta\nu_L^2}. \quad (3.5)$$

Mit den ermittelten Werten für die drei zu berücksichtigenden Breiten ergibt sich ein Auflösungsvermögen von $\Delta\nu = 155\text{MHz}$.

Der Vergleich mit den schmalsten Linien eines Spektrums (Abbildung 3.10), welche die minimale Breite des Experiments besitzen, zeigt eine gute Übereinstimmung mit den oben bestimmten Werten.

Zur Bestimmung der gemessenen Breite wurde eine beispielhafte, gemessene Resonanz mit einer Lorentzfunktion angepaßt.

Die Halbwertsbreite erhält man aus

$$\begin{aligned} I(\omega) &= I_0 + \frac{2A}{\pi} \frac{\Delta\omega}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\omega^2} \\ &= 170 \text{ MHz}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

(A: Fläche unterhalb der Kurve, ν_0 : Frequenz des Peaks, $\Delta\omega$: Halbwertsbreite, I_0 : Offset)

Die Meßschritte waren mit $\Delta\nu = 44 \text{ MHz}$ durch die Steuerung des Ti-Sa-Lasers gegeben. Geht man davon aus, daß wir maximal einen Schritt als Fehlerbereich annehmen können, so liegen die obige Abschätzung und die gemessene Resonanz sehr gut im Einklang.

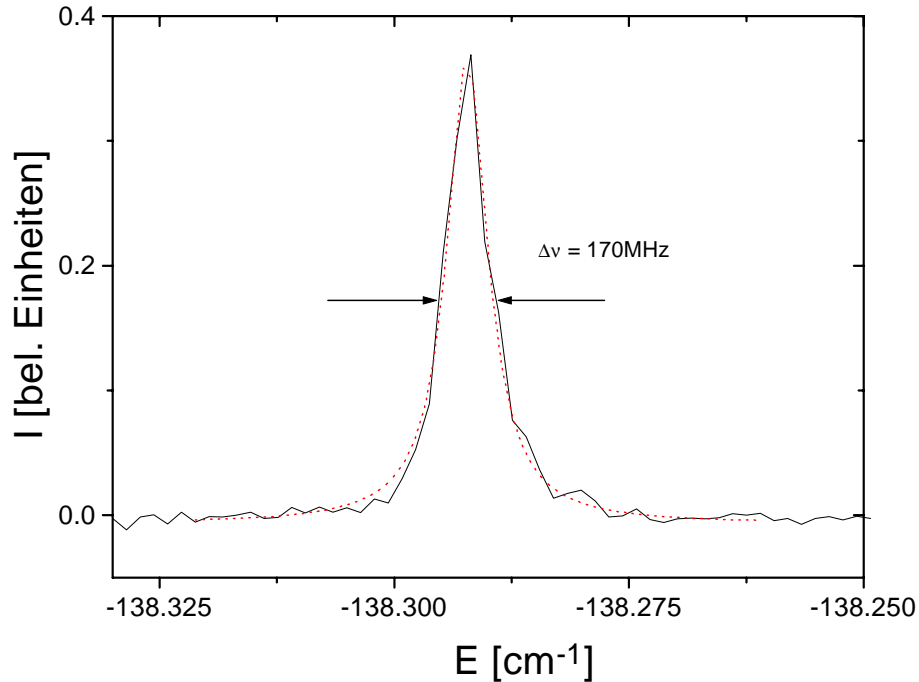


Abbildung 3.10: Spektrales Auflösungsvermögen des Lasersystem

3.4 Signalentstehung und Verarbeitung

Zur Erzeugung von Wasserstoffatomen für den Atomstrahl werden in einem Entladungsrohr aus Pyrexglas mit Hilfe einer Mikrowellenentladung ($P = 150 \text{ W}$) Wasserstoffmoleküle dissoziiert. Zur Vermeidung von Rekombination haben wir das Entladungsrohr auf der Innenseite mit Orthophosphorsäure (H_3PO_4) beschichtet. Nach der Dissoziation bewegen sich die Atome mit thermischer Geschwindigkeit zunächst durch eine 1 mm -Kapillare am Ende des Rohres in die differentielle Pumpstufe. Vor dem Anregungsvolumen passieren sie einen Skimmer (Durchmesser = 1 mm), um einen möglichst parallelen Atomstrahl zu erzeugen.

Das Anregungsvolumen wird im Zentrum eines supraleitenden Magneten ($B_{max} = 6 \text{ T}$) durch den Überlapp der beiden antiparallelen Laserstrahlen mit dem Atomstrahl gebildet (siehe Abbildungen 3.2 und 3.11).

Bei der Signalaufnahme tritt ein wichtiger Effekt auf, der auch in der Auswertung eine große Rolle spielt.

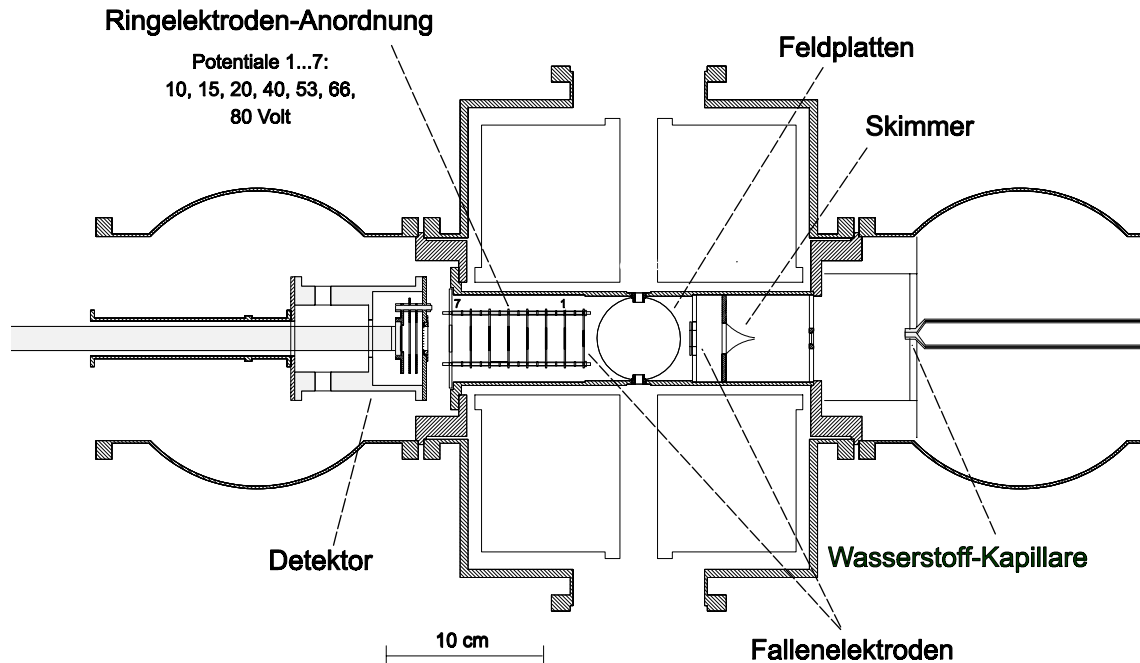


Abbildung 3.11: Innerer Aufbau der Vakuumanlage

Nach der Anregung in hohe Rydberg-Zustände muß man zwischen neutralen Atomen, die sich weiter mit thermischer Geschwindigkeit in Richtung Detektor bewegen, und solchen, die schon direkt nach der Anregung ionisieren, unterscheiden.

Im weiteren Verlauf der Arbeit nennen wir den langen, langsamen Signalanteil *nicht-ionisierend* und den kurzen, schnellen Anteil *ionisierend*.

In Abbildung 3.12 ist der zeitliche Verlauf des gesamten Meßsignals dargestellt, an dem man die Trennung in die beiden Signalanteile sehr gut erkennen kann.

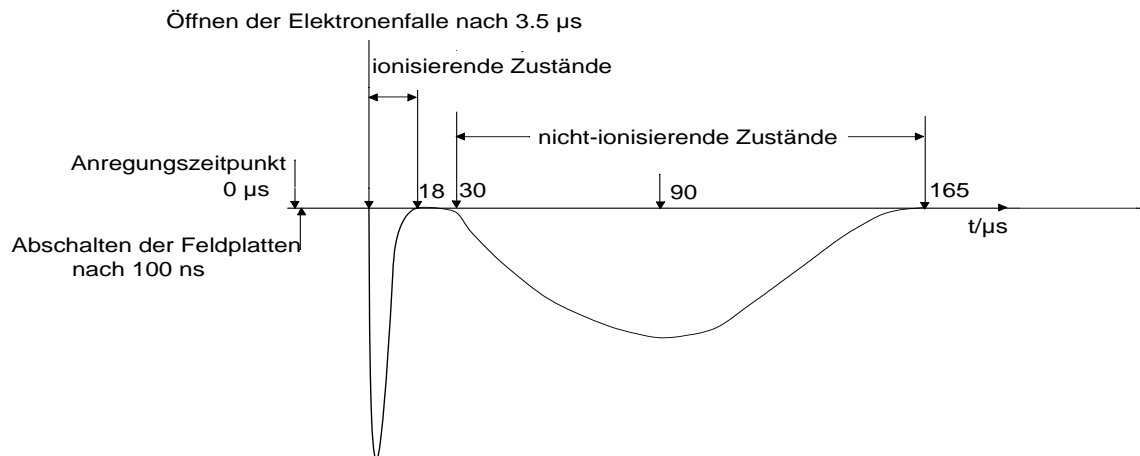


Abbildung 3.12: Zeitlicher Verlauf des Meßsignals

Der langsame, nicht-ionisierende Signalanteil entsteht durch Atome in langlebigen Rydberg-Zuständen, die sich weiter mit thermischer Geschwindigkeit auf der Magnetfeldachse durch das Anregungsvolumen in Richtung Detektor bewegen und vor dem Detektor in einem starken elektrischen Feld feldionisiert werden. Die so entstehenden Elektronen werden auf den Detektor beschleunigt und nachgewiesen.

Um den ionisierenden Signalanteil detektieren zu können, ist eine spezielle Elektrodennmimik notwendig, die von C. Neumann konstruiert wurde. Die Fallenelektroden kamen zum ersten Mal bei R. Ubert [Ube 95], die Ringelektroden der Abzugsmimik bei C. Neumann [Neu 96] zum Einsatz. Auf diese Weise werden die Elektronen in einer Falle festgehalten und zu einem definierten Zeitpunkt mit Hilfe eines Feldgradienten zum Detektor geleitet. Ohne die an die Falle anschließende Mimik besäße der Potentialverlauf auf der Strecke zum Detektor ein Minimum und die Elektronen würden in dieser zweiten „Falle“ festgehalten. Damit ginge dieser Signalanteil verloren.

Der ionisierende Signalanteil entsteht durch Atome, die schon im Anregungsvolumen ionisieren. Theoretisch kann dies durch Tunneln der Elektronen oder Kollisionen (Stoßionisation) geschehen. Auch der Umstand, daß man sich oberhalb des Stark-Sattelpunktes befindet sowie das Abschalten des senkrechten elektrischen Feldes von $1000V/cm$ auf $0V/cm$ - was kurzfristig zu einem inhomogenen Feld führt - können Gründe für die Ionisation sein.

Um die $F \times B$ -Drift der geladenen Teilchen senkrecht zur Atomstrahl- und Nachweisachse zu minimieren, wird das senkrechte elektrische Feld sehr schnell abgeschaltet ($t = 100ns$, $F = 0V/cm$ nach ca. $160ns$). So ist die Drift auf der Strecke bis zum Phosphorschirm bei den in diesem Experiment verwendeten Feldstärken kleiner als $\delta s \leq 1mm$, was bei einer Größe des Schirmes von $1cm$ Durchmesser keine Probleme bereitet.

Um die schon im Anregungsvolumen entstehenden Elektronen nachweisen zu können, werden sie von zwei Ringelektroden, die auf den Potentialen $U = -1V$ liegen, im Bereich des Anregungsvolumens festgehalten. Zu einem gegebenen Zeitpunkt ($t = 3.5 \mu s$) wird die detektorseitige Ringelektrode auf $U = +5V$ umgeschaltet und die Elektronen durch einen ansteigenden Feldgradienten in Richtung Detektor beschleunigt. Der lineare Feldgradient wird durch die oben beschriebene Elektrodennmimik erzeugt.

Die einfallenden Elektronen erzeugen auf dem Phosphorschirm-Detektor - welcher in Sättigung ($U = 10kV$) betrieben wird - Photonen, deren Anzahl proportional zum Absorbtionsquerschnitt ist. Die Photonen werden über einen Lichtleiter zum Photomultiplier (Hamamatsu R980) geleitet, der sich außerhalb des sonst störenden starken Magnetfeldes befindet.

Dieses Ausgangssignal wird anschließend über ein RC -Glied geglättet ($R = 1.5k\Omega$, $C = 100pF$), von einem Speicheroszilloskop aufgenommen (LeCroy 9450), digitalisiert und an einen PC weitergegeben.

Festhalten kann man, daß die ionisierenden Zustände eine Lebensdauer $\tau < 160ns$ haben, die nicht-ionisierenden eine von $\tau \geq 160ns$.

Genauere Untersuchungen dazu finden sich unter anderem in unserer Veröffentlichung [Fre 02].

3.5 Kontrolle der Feldparameter

Das Magnetfeld kann sehr genau mit einer Spannungsrampe über ein hochstabiles, programmierbares Spannungsnormale (Electronic Development Corporation) eingestellt werden. Da der Magnet sich während der Messungen auf dem konstanten Wert von $B = 6T$ befindet, können keine Effekte wie Selbstinduktion beim Verändern der Magnetfeldstärke oder sonstige Einstellungsungenauigkeiten auftreten.

Vergleiche mit quantenmechanischen wie auch semiklassischen Berechnungen zeigen gute Übereinstimmungen zwischen gemessenen und theoretischen Spektren [Mai 91]. Die Senkrechtstellung von magnetischem zu elektrischem Feld wurde über die z -Paritätsauswahlregel kontrolliert. Das bedeutet, daß die z -Parität keine Erhaltungsgröße mehr ist, falls beide Felder nicht senkrecht aufeinander stehen; dies wiederum macht sich in der Verdopplung von Linien im Spektrum bemerkbar.

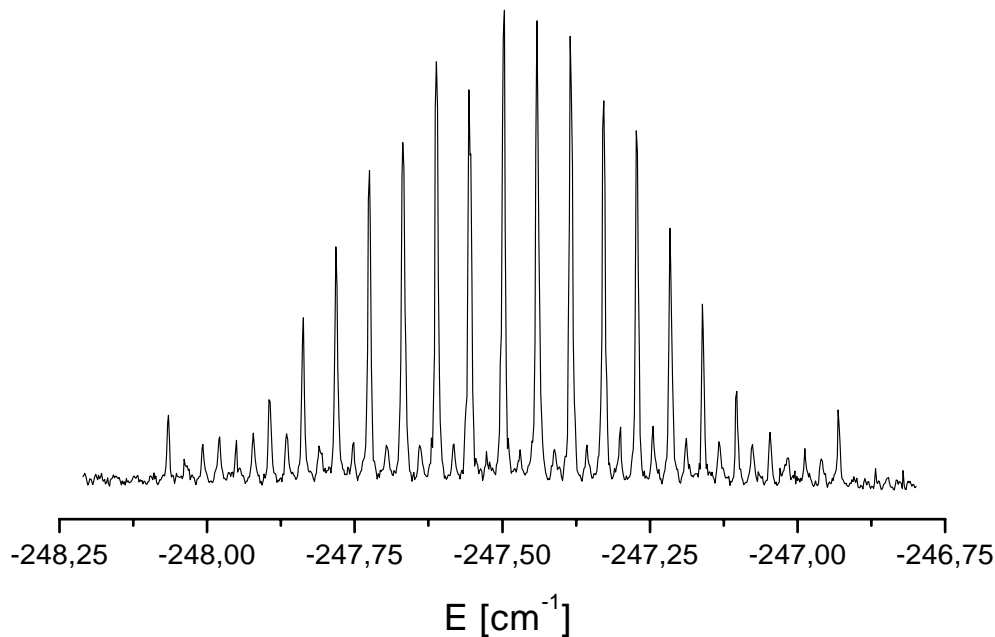


Abbildung 3.13: Stark-Spektrum zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke, $n = 21$, $F = 20V/cm$

Die zueinander parallel befestigten, elektrischen Feldplatten können über eine Justiereinheit von außen in die senkrechte Position zum Magnetfeld gebracht werden. Dies geschah mit einer Auflösung von 0.05° (siehe auch Abbildungen in [Neu 96])

Eine Kontrolle über das tatsächlich angelegte elektrische Feld ergibt sich aus der Stark-Aufspaltung von einzelnen Zuständen (siehe Abbildung 3.13).

Für die Linien eines Stark-Spektrums gilt

$$E_{nq} = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2}nqF \quad (3.7)$$

Daraus folgt für den Abstand einzelner aufgespaltener Linien (in atomaren Einheiten; siehe Anhang)

$$\Delta E_{min} = 3n F \frac{E_0}{F_0} . \quad (3.8)$$

Aus den im Anhang berechneten Werten für E_0 und F_0 , der sehr genau bekannten Spannung U und den Abständen der Linien aus der Stark-Aufspaltung für ein bestimmtes n (siehe Abbildung 3.13) kann man den Abstand der Feldplatten auf $d = 14.1mm$ bestimmen.

Kapitel 4

Messergebnisse und deren Auswertung

Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen (wie z.B. [Ube 95]) lag das Augenmerk dieser Arbeit in der Messung des Photoabsorptionsspektrums von Wasserstoff in gekreuzten magnetischen und elektrischen Feldern mit einer hohen Auflösung von $\Delta\nu = 170\text{MHz}$. Wir haben uns auf den Bereich oberhalb des Stark-Sattelpunktes, der bekannten Feldionisationsschwelle bei reinem elektrischen Feld, beschränkt.

Ziel der Messungen war die Untersuchung

- von „ionisierendem“ und „nicht-ionisierendem“ Signal (die Beschreibung der Signalanteile findet sich in Kapitel 3.4),
- von Unterschieden zwischen niedrig und hochaufgelösten Spektren,
- der Entwicklung der sogenannten Kontinuumsstufe bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken,
- von Lebensdauern hochangeregter Wasserstoffatome in äußeren Feldern,
- und - als Hauptaspekt - der Entwicklung von geschlossenen Elektronen-Bahnen bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken.

Als Kontinuumsstufe bezeichnen wir die Stelle im Absorptionsspektrum oberhalb des Stark-Sattelpunktes, ab der ein kontinuierlicher Signalanteil unter dem noch aufzulösenden Spektrum auftritt; d.h. das Signal zwischen zwei Resonanzen geht nicht mehr auf Null zurück. Detaillierter wird auf diesen Aspekt in Kapitel 4.2.2 eingegangen.

4.1 Spektrum bei $B = 6T$, $F = 1\text{kV/cm}$

Das komplette Spektrum, welches wir bei einer Magnetfeldstärke von $B = 6T$ und einer elektrischen Feldstärke von $F = 1\text{kV/cm}$ im Energiebereich -190cm^{-1} bis -70cm^{-1} aufgenommen haben, ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Der Ti-Sa-Laser, den wir zum Seeden der gepulsten Nachverstärkung für den zweiten Anregungsschritt in die Rydbergzustände benutzten, besitzt herstellerbedingt eine Scanweite von maximal 30GHz . Dies entspricht einem Energiebereich ΔE von etwa

1.7cm^{-1} und zeigt, daß zur Erstellung eines in Abbildung 4.1 dargestellten Spektrums eine enorme Anzahl von einzelnen Scans (ca. 120) benötigt wurde. Sie wurden mit großem Überlapp aneinandergesetzt. So ist sichergestellt, daß die experimentellen Bedingungen (z.B. Laserintensität) beibehalten wurden. Auch konnten wir mögliche Schwankungen der elektronisch gesteuerten Scangeschwindigkeit in den Anfangs- und Endbereichen eines Einzelscans kontrollieren und ausschließen.

Vorteil früherer Messungen mit niedriger Auflösung ist ohne Frage, daß der Laser für den zweiten Anregungsschritt über einen großen Wellenlängenbereich durchstimmbar ist. Damit können größere Energiebereiche in weitaus kürzerer Zeit abgedeckt werden. Nachteil ist eine etwa 10-fach größere Linienbreite, mit der Strukturen, die unterhalb der experimentellen Breite von etwa 1.8GHz liegen, nicht aufgelöst werden.

Abbildung 4.2 verdeutlicht die Unterschiede der beiden Auflösungen. Es zeigt sich, daß mit der hohen Auflösung nicht nur die Breiten an sich genauer vermessen werden können, sondern auch Resonanzen aufgelöst werden, die innerhalb der grossen Breite bei niedriger Auflösung verschwinden.

Betrachtet man das hochaufgelöste „ 1kV -Spektrum“ genauer, erkennt man sehr gut

- die einzelnen scharfen Resonanzen oberhalb des Stark-Sattelpunktes ($E = -193.57\text{cm}^{-1}$ bei $F = 1\text{kV/cm}$) im Energiebereich $-190\text{cm}^{-1} \leq E \leq -150\text{cm}^{-1}$, die alle zum nicht-ionisierenden Signal gehören (Abbildung 4.2),
- die dichter und breiter werdenden Strukturen im Bereich vor der Kontinuumsstufe (Abbildung 4.3),
- den Beginn des Kontinuums im Bereich von $E \approx -137\text{cm}^{-1}$. (Abbildung 4.4)
- und den Kontinuumsuntergrund im Energiebereich $E \geq -137\text{cm}^{-1}$ mit dem vermehrten Auftreten von breiteren Strukturen, die noch von scharfen Resonanzen überlagert werden (Abbildung 4.5).

Desweiteren erkennt man, daß das Kontinuum komplett dem ionisierenden Signalanteil entstammt.

Der Aspekt, wo und warum die Stufe erscheint, wird in Kapitel 4.2.2 näher erläutert und theoretisch untersucht, nachdem auch die Spektren für andere elektrische Feldstärken außer $F = 1\text{kV/cm}$ untersucht sind.

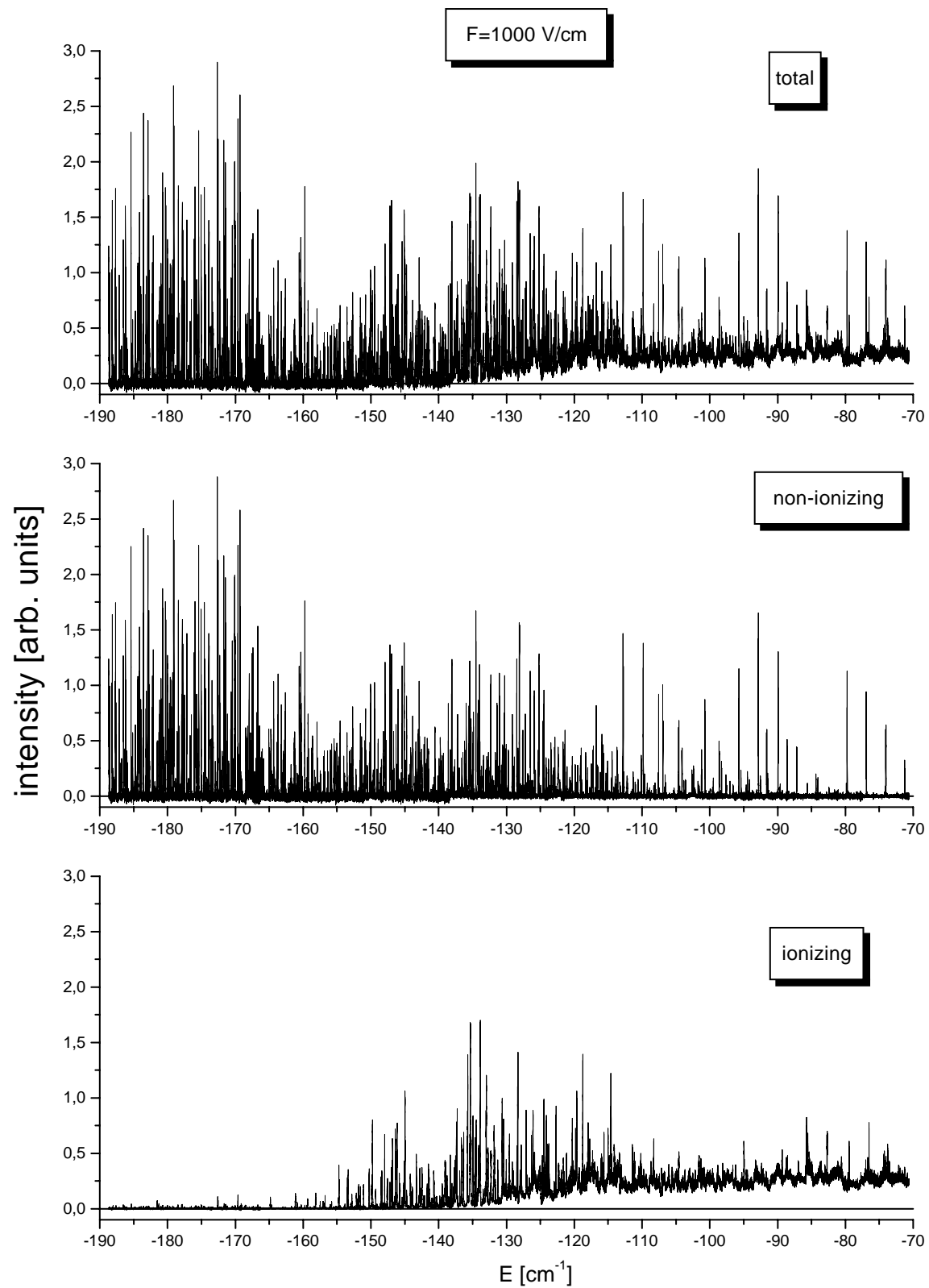


Abbildung 4.1: $6T$, $1kV$ -Spektrum, Energie in Einheiten cm^{-1} unterhalb der feldfreien Ionisationsschwelle

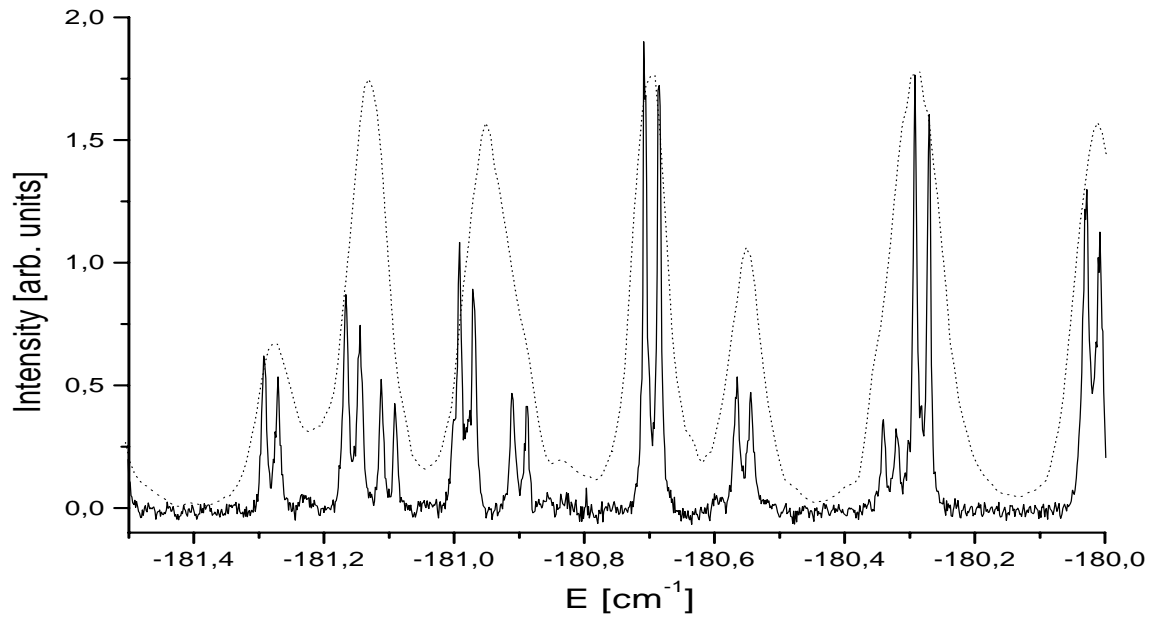


Abbildung 4.2: Vergleich zur Auflösung früherer Messungen anhand von schmalen Resonanzen (Wie in Kapitel 3.2 erläutert, entsteht die Doppel-Linienstruktur dadurch, daß wir beide π -Zustände der $1s - 2p$ -Aufspaltung des Wasserstoffs im Magnetfeld anregen und aufgrund der geringen Breite des Lasers für die Rydberg-Anregung auflösen.)

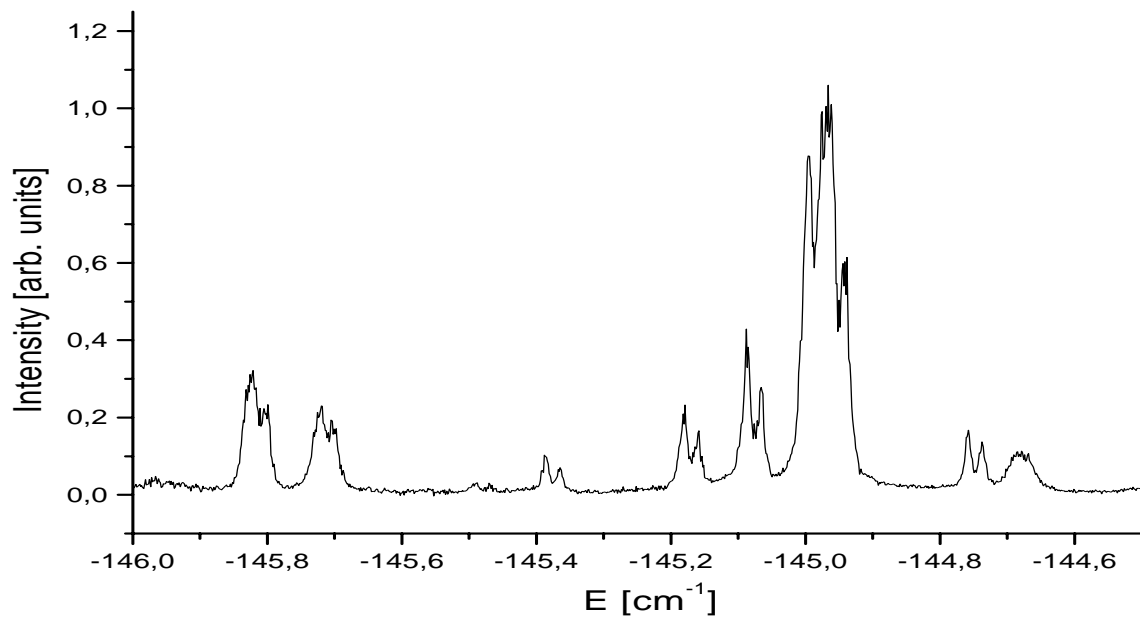


Abbildung 4.3: Breite Resonanzen

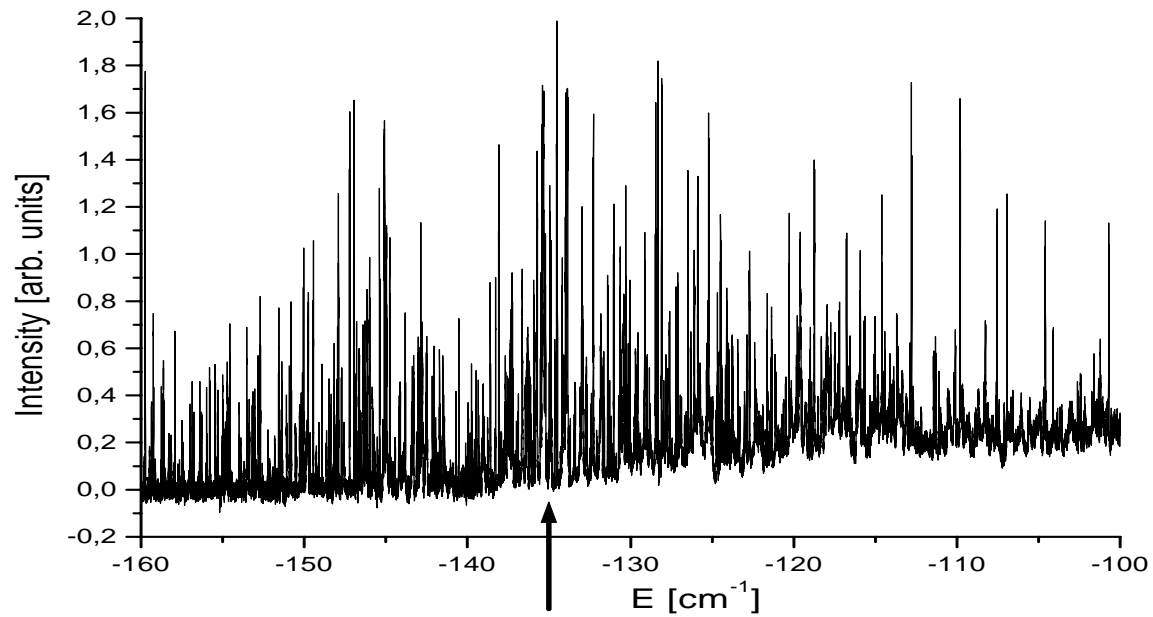
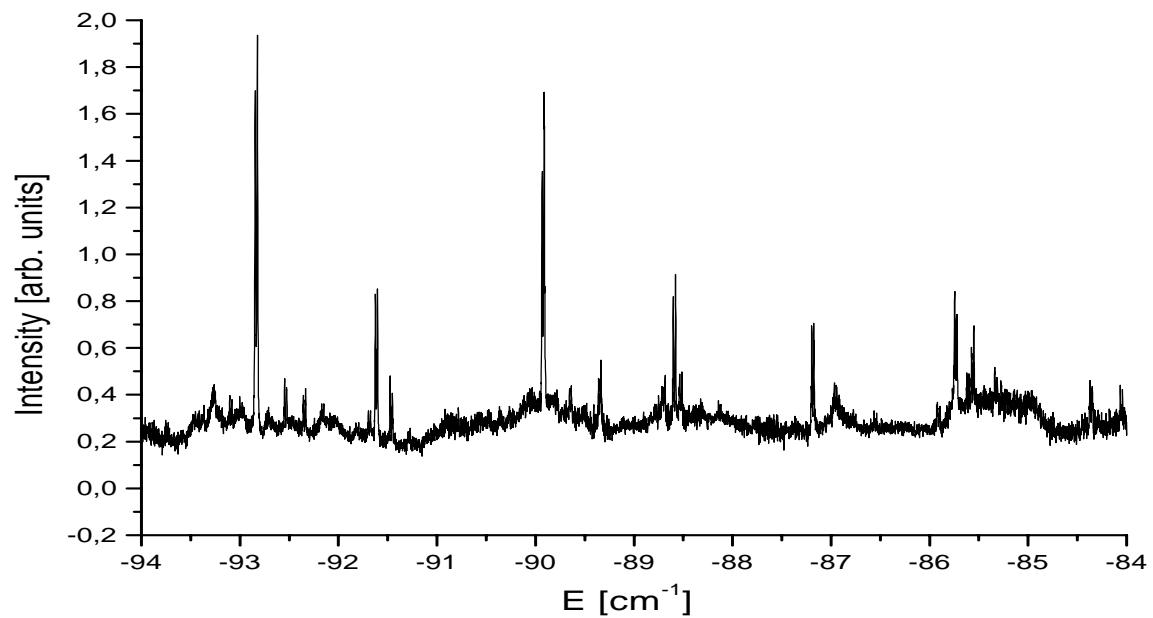
Abbildung 4.4: Kontinuumsstufe bei $F = 1000V/cm$ 

Abbildung 4.5: Breite Strukturen mit scharfen Resonanzen

4.1.1 Lebensdauermessungen / Stabilitäten

Im unteren Energiebereich unserer Messungen wird das Signal rein aus nicht-ionisierendem Anteil gebildet, welches sich durch schmale, scharfe Resonanzen auszeichnet. Sie liegen zu Beginn sehr dicht zusammen und sind von hoher Intensität.

Je näher man der Kontinuumsstufe kommt, desto geringer wird ihre Intensität und die Resonanzen erscheinen weniger dicht.

Alle Resonanzen des nicht-ionisierenden Signals haben im Rahmen der Meßgenauigkeit die Experimentbreite von etwa 170MHz . Sie sind alle *langlebig*, da sie als hochangeregte Rydbergatome die Strecke zum Detektor mit der thermischen Geschwindigkeit von etwa $v_{th} \approx 1500\text{m/s}$ zurücklegen und nicht schon vorher ionisieren.

Aus der minimalen Linienbreite ergibt sich über $\delta E \delta t = 1$ für diese Zustände eine Lebensdauer von $\delta t \geq 5.9\text{ns}$.

Weitere Aussagen über sich verändernde Lebensdauern des nicht-ionisierenden Signals können wir daher nicht machen. Dazu sind Messungen mit höherer Auflösung notwendig, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden konnten.

Scharfe Resonanzen des nicht-ionisierenden Signalanteils treten aber auch weit oberhalb der Kontinuumsstufe auf. Betrachtet man sie als Gesamtheit näher und konzentriert sich nicht auf die Struktur einzelner Resonanzen, erkennt man eine Periodizität in ihrem Auftreten, die durch theoretische Berechnungen bestätigt wird. Sie gehören zu mehreren Sequenzen und jede Sequenz unterscheidet sich durch die Haupt-Quantenzahl n . Die einzelnen Zustände einer Sequenz unterscheiden sich durch ihre Winkel-Quantenzahl n_ϕ (siehe auch Abbildung 4.9).

Es handelt sich dabei um Resonanzen, die regulären Tori nahe der x-y-Ebene entsprechen und um den stabilen „periodic orbit“ S_+ oszillieren [Flo 94].

Die obigen Quantenzahlen entstammen den semiklassischen Betrachtungen mit Hilfe der EBK-Quantisierung im Zusammenhang mit den Quantisierungsbedingungen der Wirkungsvariablen.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels und detaillierter in unserer Veröffentlichung mit J.B. Delos [Fre 02] wird noch auf diesen Aspekt eingegangen.

Im Gegensatz zum nicht-ionisierenden Signal, findet sich im Bereich der Stark-Sattelpunktenergie überhaupt kein Anteil von ionisierendem Signal. Dieses tritt erst ab einer Energie von circa -155cm^{-1} auf.

Es zeichnet sich dadurch aus, daß seine Resonanzen -soweit man sie über dem Untergrund auflösen kann- zumeist deutlich breiter sind als die des nicht-ionisierenden Anteils. (Letzterer besitzt wie schon weiter oben festgestellt durchgehend die experimentelle Breite von etwa 170MHz .)

Desweiteren treten im gesamten Bereich des ionisierenden Anteils Strukturen auf, die weder dem konstanten Untergrund oberhalb der Schwelle noch den aufzulösenden Resonanzen zuzuordnen sind (siehe Abbildung 4.6). Dabei kann es sich um sehr dicht liegende schmale Resonanzen oder um Modulationen des Untergrunds handeln.

Diese Fragestellung kann im Rahmen der Arbeit nicht gelöst werden und bedarf zukünftiger experimenteller und theoretischer Klärung (z.B. Messungen mit noch größerer Auflösung, die mögliche schmalere Strukturen sichtbar machen könnten oder theoretisch berechnete Stufen bzw. Modulationen) .

Daneben gibt es, wenn auch in verschwindend geringer Anzahl, einige Zustände, die dem ionisierenden Signalanteil entstammen und ebenso wie das nicht-ionisierende Signal

eine sehr geringe Breite besitzen; sie geht bis zur experimentellen Auflösung von $\nu = 170MHz$ herunter.

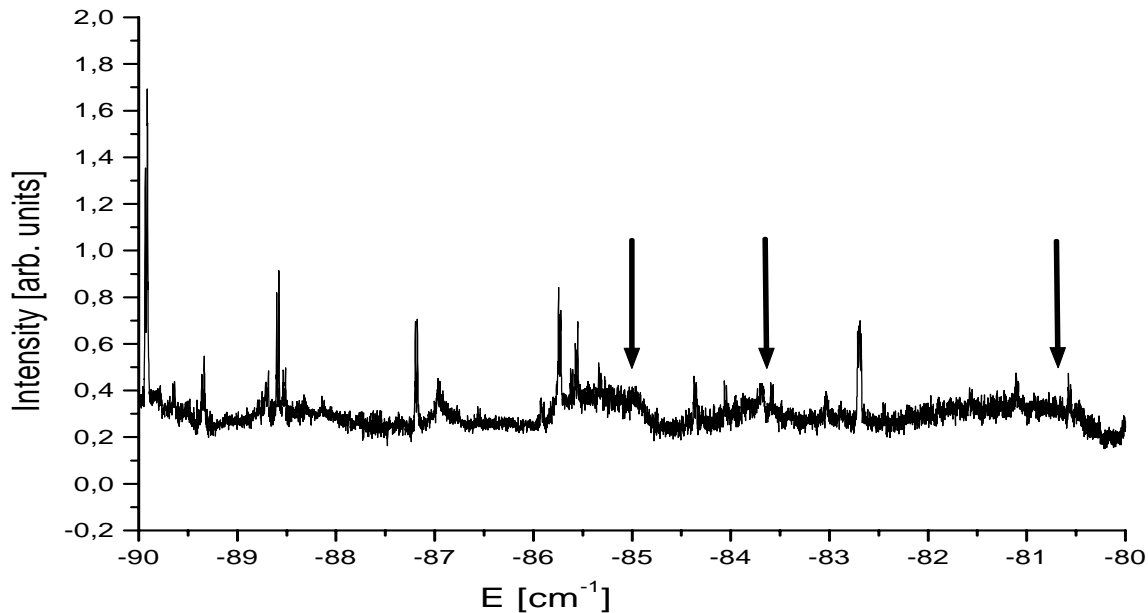


Abbildung 4.6: Breite Strukturen des ionisierenden Signalanteils

Für die Linienbreiten- und damit auch Lebensdauerbestimmung kann man sich beim Anpassen von unübersichtlichen Strukturen mit dem zuvor schon beschriebenen Effekt der Doppellinienstruktur (Kapitel 3.2) behelfen. Strukturen, die wir selbst mit Hilfe der Doppellinienstruktur und unserem Auswertungsprogramm nicht mehr eindeutig als einzelne Linien anpassen konnten, sind in der Auswertung nicht berücksichtigt worden, da wir zu ihnen keine eindeutigen Aussagen machen können.

Bei den Zuständen, die eindeutig aufgelöst werden können, haben wir die Entwicklung der Lebensdauer mit steigender Energie untersucht.

Dazu wird mit Hilfe der Abbildungen 4.7 und 4.8 versucht, graphisch einen Eindruck zu vermitteln, wie die Breiten der ionisierenden Zustände sich mit steigender Energie verändern.

Man könnte eine zunehmende Verbreiterung der Linien bzw. eine abnehmende Lebensdauer der Zustände hin zu größeren Energien erwarten, wenn man davon ausgeht, daß bei Annäherung an die feldfreie Ionisationsschwelle auch die Ionisationswahrscheinlichkeit dieser Zustände größer wird.

Die Darstellung aus Abbildung 4.7 bestätigt diese Überlegung allerdings nicht; man kann keine eindeutige Tendenz oder Struktur erkennen.

Mittelt man die Werte über einen Energiebereich von $\Delta E = 10cm^{-1}$ wie in Abbildung 4.8 geschehen, kristallisiert sich heraus, daß die Breiten der Resonanzen eindeutig zu höheren Energien abnehmen bzw. die Lebensdauern zunehmen. Dies steht im Gegensatz zu der anfänglich geäußerten Annahme; zum jetzigen Zeitpunkt haben wir dafür noch keine Erklärung.

Desweiteren kann man Abbildung 4.7 entnehmen, daß mit steigender Energie auch die Anzahl der Resonanzen abnimmt. Dies kann man so deuten, daß die breiten, kurzlebigen Zustände schneller aussterben und nur einige sehr stabile Zustände „überleben“. Dazu gibt es im folgenden Kapitel eine genauere Untersuchung.

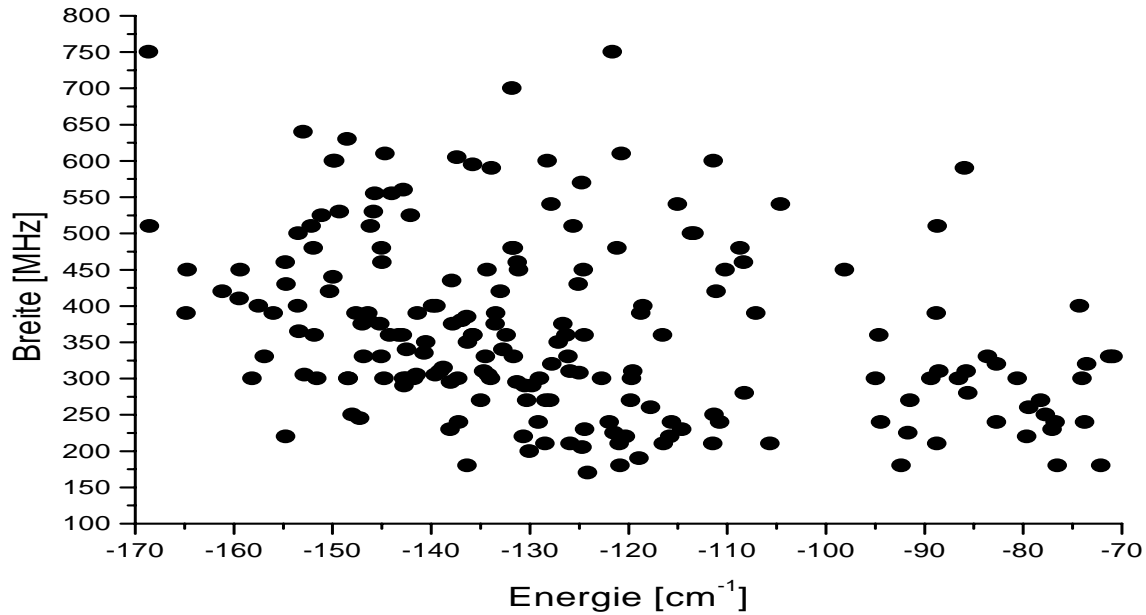


Abbildung 4.7: Breiten des ionisierenden Signals

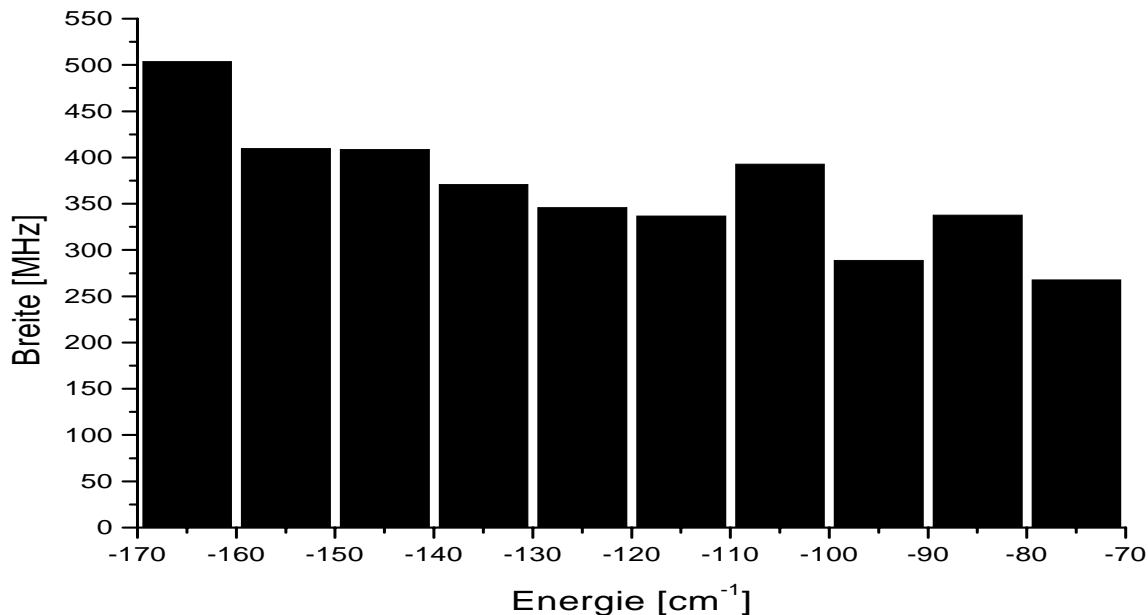


Abbildung 4.8: Breiten des ionisierenden Signals gemittelt über 10cm^{-1}

Insgesamt zeigt diese Auswertung ein sehr schönes Ergebnis, ist aber aufgrund der offenen Fragen noch nicht zufriedenstellend; so müssen wir auch hier auf zukünftige theoretische Methoden und deren Erklärungen warten.

4.1.1.1 Linienzuordnungen und Stabilitätswechsel für Zustände mit $n = 26$, 27 , 28 und 29

Wir wollen im folgenden Abschnitt auf einige theoretische Besonderheiten im Energiebereich $-110cm^{-1} \leq E \leq -70cm^{-1}$ eingehen.

Aus E. Flöthmanns semiklassischen Berechnungen mit Hilfe der erweiterten EBK-Theorie ([Flo 94]) geht hervor, daß sich bestimmte Quantenzustände abhängig von Energie und dem Torus-Umlaufverhältnis α in stabilen bzw. instabilen Bereichen des Phasenraumes befinden. Berechnungen dazu sind in den Abbildungen 4.9 grafisch dargestellt und von J.B. Delos [Fre 02] bestätigt bzw. leicht korrigiert worden. Demgegenüber stehen die gemessenen Spektren.

Rechnerisch findet ein Stabilitätswechsel statt, indem der früher schon erwähnte Liapunov-Exponent von einem endlichen Wert (instabil) auf null (stabil) beziehungsweise umgekehrt wechselt.

An den Messungen erkennt man dies daran, daß die Resonanzen die experimentelle Breite (stabil), bzw. eine deutlich größere Breite besitzen (instabil).

Für den hier betrachteten Energiebereich gibt es Rechnungen, die die Quantenzustände $n = 26, 27, 28$ und 29 in der Nähe eines solchen Stabilitätswechsels zeigen. Dabei befinden sich die Unterzustände von $n = 26$ durchweg im stabilen Bereich wohingegen diejenigen für $n = 27, 28$ und 29 bei größer werdender Energie die Bereiche von stabil zu instabil bzw. umgekehrt wechseln. Dabei unterscheiden sich die Unterzustände der einzelnen Serien -wie zuvor erwähnt- durch ihre Winkel-Quantenzahl n_ϕ .

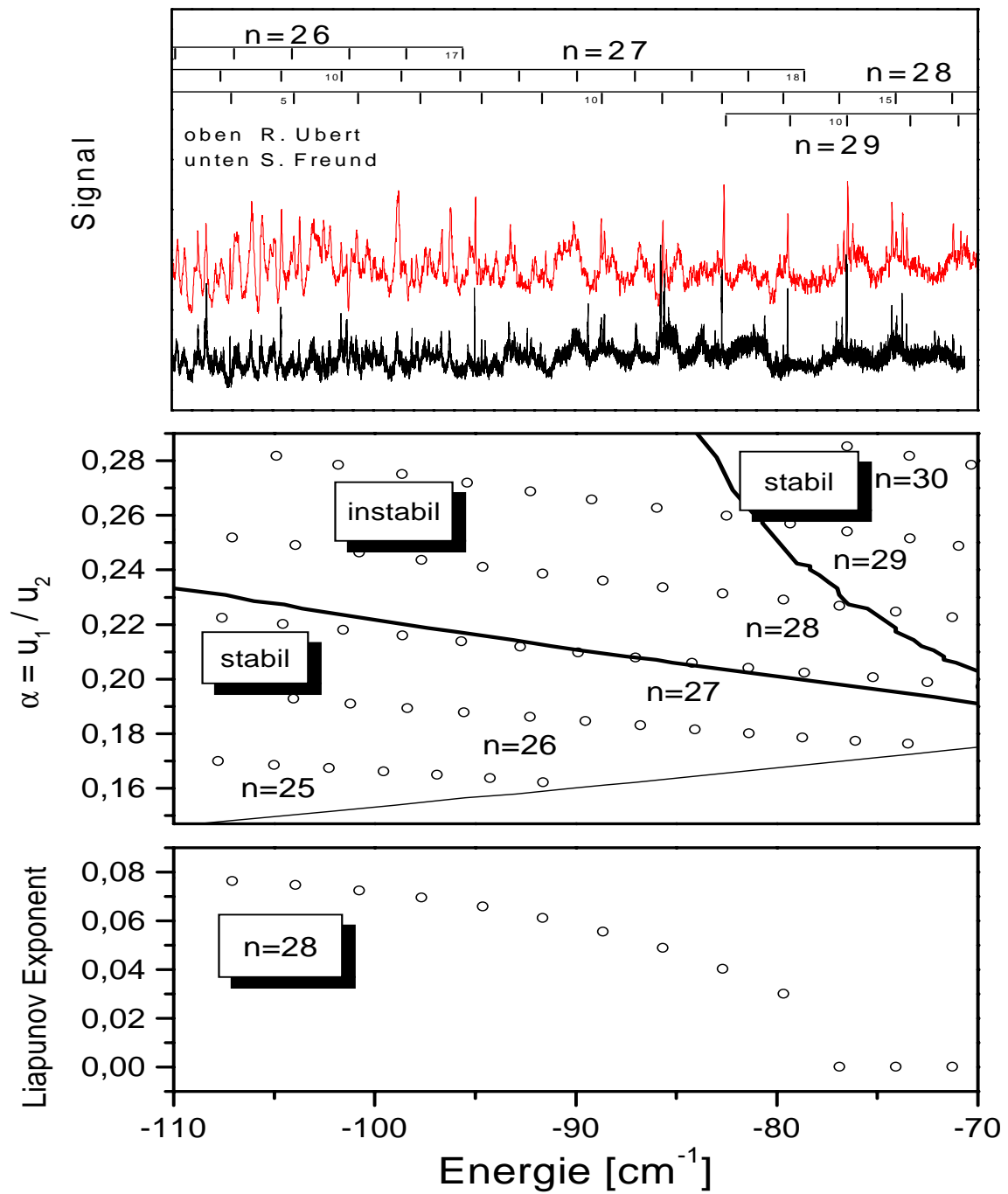


Abbildung 4.9: Stabile und instabile Zustände nach Berechnungen von E. Flöthmann

In den folgenden Tabellen 4.1 und 4.2 sind die gemessenen Resonanzen inklusive ihrer Linienbreite den semiklassisch Berechneten gegenüber gestellt. Sie sind einmal nach Energie und das andere Mal nach Quantenzahl geordnet. Der Kommentar beschreibt jeweils aus welchem Signalanteil die Resonanz stammt (ionisierend, nicht-ionisierend bzw. in beiden vorhanden) sowie Auffälligkeiten, die z.B. eine genaue Breitenzuordnung unmöglich machen.

Man kann ihnen entnehmen, daß für den Zustand $n = 26$ die gemessene Linienbreite relativ konstant bleibt. Sie liegt nicht im Bereich der experimentellen Linienbreite von $\nu = 170MHz$, aber im Rahmen der Fehlerbreite auch nicht signifikant darüber. Das bedeutet, daß man diesen Zustand durchaus als stabil bezeichnen kann. Leider konnten wir diesen Zuständen nur bis knapp unter $E = -90cm^{-1}$ Resonanzen aus dem Spektrum eindeutig zuordnen.

Semiklassische Berechnungen für $n = 26$ zeigen ein ähnliches Bild. Die Serie von Zuständen für $n = 26$ besitzt in dem betrachteten Energiebereich einen Liapunov-Exponenten von null und liegt damit durchweg in einer stabilen Zone. Man erkennt dies sehr gut in Abbildung 4.9.

In Abbildung 4.10 sind die berechneten und die gemessenen Werte zum besseren Vergleich gegenüber gestellt. Wie schon erwähnt, besitzt der Liapunov-Exponent für $n = 26$ in diesem Bereich den konstanten Wert null und auch die Breiten der zugeordneten Resonanzen sind relativ konstant. Dies verdeutlicht auch die Mittelungskurve. Sie ist jeweils über 5 Werte gemittelt, was bedeutet, daß sie nur noch eine Tendenz zeigen.

Ähnliches gilt für die anderen Werte, die im folgenden genauer betrachtet werden.

Für die Zustände mit $n = 27$ gibt es im betrachteten Energiebereich von theoretischer Seite her einen Stabilitätswechsel. Zuerst sind die Zustände stabil und wechseln bei etwa $-90cm^{-1}$ in den instabilen Bereich, wobei der Liapunov-Exponent bei ca. $-80cm^{-1}$ einen maximalen aber kleinen Wert hat. Dem Kurvenverlauf nach können wir abschätzen, daß bei einer Energie oberhalb $-70cm^{-1}$ wieder ein stabiler Bereich mit einem Liapunov-Exponenten gleich Null beginnt.

Das gemessene Spektrum zeigt dies nicht ganz so deutlich. Die Resonanzen, denen wir eindeutig Quantenzustände zuordnen konnten, werden bei ca. $-100cm^{-1}$ instabil, d.h. sie werden deutlich breiter. Leider können wir für $n = 27$ die Zustände nur bis $-84cm^{-1}$ zuordnen, so daß es schwer ist, den aus der Messung bestimmten Werten einen ähnlichen Verlauf wie den theoretisch Berechneten zuzuweisen.

Eine deutlich bessere Übereinstimmung erhält man, wenn die Werte für $n = 28$ verglichen werden. So wechseln die Stabilitätsbereiche für $-110cm^{-1} \leq E \leq -70cm^{-1}$ von instabil auf stabil. Dies zeigt der Liapunov-Exponent, der ab dem Unterzustand $n_\phi = 13$ den Wert null annimmt.

Betrachtet man die Breiten der gemessenen Resonanzen, werden die Berechnungen bis auf wenige „Ausreißer“ bestätigt. Allerdings erkennt man auch hier deutlich einen Unterschied zwischen theoretisch berechneten und aus dem Spektrum bestimmten Stabilitätsbereichen. Theoretisch fängt der stabile Bereich bei etwa $E = -77cm^{-1}$ an, die Meßergebnisse weisen je nachdem, was man als Ausreißer betrachtet, den stabilen Bereich schon zwischen $-100cm^{-1}$ und $-90cm^{-1}$ auf.

Für den Wert $n = 29$ zeigen die berechneten Werte einen ähnlichen Verlauf wie für $n = 28$ mit dem Unterschied, daß der stabile Bereich bei etwas niedrigeren Energien beginnt. Aus dem gemessenen Spektrum konnten wir nur wenige Resonanzen eindeutig zuordnen, so daß wir hierfür keine genaueren Aussagen treffen können.

Für die Tatsache, warum bei den Werten $n = 27$ und $n = 28$ die Stabilitätsbereiche von theoretischer und experimenteller Seite so deutlich verschoben sind, haben wir momentan keine eindeutige Erklärung.

Abschließend kann man sagen, daß das Experiment und obige Betrachtung eine substantielle Übereinstimmung mit den von E. Flöthmann aufgestellten Berechnungen zeigen; qualitativ sehr gut, quantitativ weniger gut. Bis auf den Energiebereich konnten wir die Art und Weise des Stabilitätswechsels bestätigen, was bedeutet, daß die semiklassischen Annahmen die Realität nicht genau genug beschreiben. Für die Zukunft wären auf der einen Seite Messungen gerade in diesem Energiebereich sinnvoll, um noch einmal die Breiten zu bestätigen bzw. die „Ausreißer“ zu eliminieren.

Dazu muß ergänzt werden, daß es „Ausreißer“ auch durch gemischte Zustände geben kann. Das bedeutet, daß in einem bestimmten Bereich stabile und instabile bzw. ionisierende und nicht-ionisierende Zustände so nah beieinander liegen, daß es bei gleicher Energie Signal auf beiden Kanälen geben kann.

Auf der anderen Seite halten wir auch neue Berechnungen aufgrund der in den letzten Jahren deutlich verbesserten semiklassischen Theorien für sinnvoll, um eine mögliche Annäherung der unterschiedlichen Ergebnisse zu erreichen.

Anmerkung:

Nicht alle Resonanzen des nicht-ionisierenden Signals sind 170MHz breit, wie es eigentlich sein sollte. Das liegt unter anderem daran, daß wir bei den Messungen aufgrund der Lasersteuerung von einem Motorschritt als Fehler ausgehen müssen (siehe Kapitel 3; Steuerung des Lasers). Dies bedeutet ein Δ in der Breite von $\pm 44\text{MHz}$. So sind die Abweichungen von der mittleren, experimentellen Breite zu erklären. Trotzdem sei vermerkt, daß die Resonanzen des ionisierenden Signals zum größten Teil deutlich breiter sind (siehe Tabelle und Abbildung), was sie von dem nicht-ionisierenden Anteil unterscheidet.

$E_{exp}(cm^{-1})$	$E_{semi}(cm^{-1})$	n	n_{ϕ}	Breite (MHz)	Kommentar / Signalanteil
-109,81	-109,83	26	12	200	nicht-ionisierend
-107,54	-107,59	27	8	180	nicht-ionisierend
-107,09	-107,06	28	4	330	ionisierend
-106,92	-106,96	26	13	210	hat Neben-Resonanz
-104,59	-104,57	27	9	200	auch ionisierend
-104,105	-104,09	26	14	240	nicht-ionisierend
-103,85	-103,92	28	5	300	nicht-ionisierend
-101,72	-101,78	29	2	00	nicht-ionisierend
-101,59	-101,5	27	10	250	nicht-ionisierend
-101,2	-101,23	26	15	230	nicht-ionisierend
-100,695	-100,76	28	6	200	nicht-ionisierend
-98,61	-98,62	27,29	11,3	215	nicht-ionisierend
-98,26	-98,26	26	16	220	nicht-ionisierend
-97,62	-97,65	28	7	180	nicht-ionisierend
-95,71	-95,66	27	12	200	nicht-ionisierend
-95,39	-95,34	26,29	17,4	-	Doppelstruktur, nicht auflösbar
-94,61	-94,6	28	8	250	ionisierend, gleiche Position wie Resonanz zuvor
-92,83	-92,8	27	13	270	nicht-ionisierend
-92,54	-92,54	26	18	245	nicht-ionisierend
-91,615	-91,62	28	9	190	nicht-ionisierend
-89,92	-89,96	26	19	250	nicht-ionisierend, sehr groß, aber kein ionisierend
-89,645	-89,72	27	14	260	nicht-ionisierend
-88,59	-88,64	28	10	180	nicht-ionisierend/ionisierend
-87,185	-87,07	27	15	230	nicht-ionisierend
-85,9	-85,94	29	7	-	sehr breite Struktur in ionisierend
-85,61	-85,66	28	11	180	nicht-ionisierend
-84,36	-84,27	27	16	230	nicht-ionisierend
-82,806	-82,7	29	8	170	sehr klein
-82,7	-82,68	28	12	200	ionisierend
-79,84	-79,63	29	9	190	nicht-ionisierend
-79,73	-79,66	28	13	200	nicht-ionisierend, groß, kein ionisierend
-76,92	-76,87	28	14	180	nicht-ionisierend, groß, kein ionisierend
-76,72	-76,89	29	10	260	ionisierend
-74,135	-74,07	28	15	180	nicht-ionisierend
-73,745	-73,86	29	11	-	ionisierend, nicht auflösbar
-71,22	-71,27	28	16	210	nicht-ionisierend; auch ionisierend (nicht auflösbar)

Tabelle 4.1: Liste 1 der gemessenen Energie-Eigenzustände und ihrer Breiten im Vergleich zu theoretischen Berechnungen; geordnet nach Energieposition.

n	n_ϕ	$E_{exp}(cm^{-1})$	$E_{semi}(cm^{-1})$	Breite (MHz)	Kommentar / Signalanteil
26	12	-109,81	-109,83	200	nicht-ionisierend
26	13	-106,92	-106,96	210	hat Neben-Resonanz
26	14	-104,105	-104,09	240	nicht-ionisierend
26	15	-101,2	-101,23	230	nicht-ionisierend
26	16	-98,26	-98,26	220	nicht-ionisierend
26,29	17,4	-95,39	-95,34	-	Doppelstruktur, nicht auflösbar
26	18	-92,54	-92,54	245	nicht-ionisierend
26	19	-89,92	-89,96	250	nicht-ionisierend, sehr groß, aber kein ionisierend
27	8	-107,54	-107,59	180	nicht-ionisierend
27	9	-104,59	-104,57	200	auch ionisierend
27	10	-101,59	-101,5	250	nicht-ionisierend (siehe auch nächste Resonanz)
27,29	11,3	-98,61	-98,62	215	nicht-ionisierend
27	12	-95,71	-95,66	200	nicht-ionisierend
27	13	-92,83	-92,8	270	nicht-ionisierend
27	14	-89,645	-89,72	260	nicht-ionisierend
27	15	-87,185	-87,07	230	nicht-ionisierend
27	16	-84,36	-84,27	230	nicht-ionisierend
28	4	-107,09	-107,06	330	ionisierend
28	5	-103,85	-103,92	300	nicht-ionisierend
28	6	-100,695	-100,76	200	nicht-ionisierend
28	7	-97,62	-97,65	180	nicht-ionisierend
28	8	-94,61	-94,6	250	ionisierend, gleiche Position wie Resonanz zuvor
28	9	-91,615	-91,62	190	nicht-ionisierend
28	10	-88,59	-88,64	180	nicht-ionisierend
28	11	-85,61	-85,66	180	nicht-ionisierend
28	12	-82,7	-82,68	200	ionisierend
28	13	-79,73	-79,66	200	nicht-ionisierend, groß, kein ionisierend
28	14	-76,92	-76,87	180	nicht-ionisierend, groß, kein ionisierend
28	15	-74,135	-74,07	180	nicht-ionisierend
28	16	-71,22	-71,27	210	nicht-ionisierend; auch ionisierend (nicht auflösbar)
29	2	-101,72	-101,78	200	nicht-ionisierend
29	7	-85,9	-85,94	-	sehr breite Struktur in ionisierend
29	8	-82,806	-82,7	170	sehr klein
29	9	-79,84	-79,63	190	nicht-ionisierend
29	10	-76,72	-76,89	260	ionisierend
29	11	-73,745	-73,86	-	ionisierend, nicht auflösbar

Tabelle 4.2: Liste 2 der gemessenen Energie-Eigenzustände und ihrer Breiten im Vergleich zu theoretischen Berechnungen; geordnet nach Quantenzahl n .

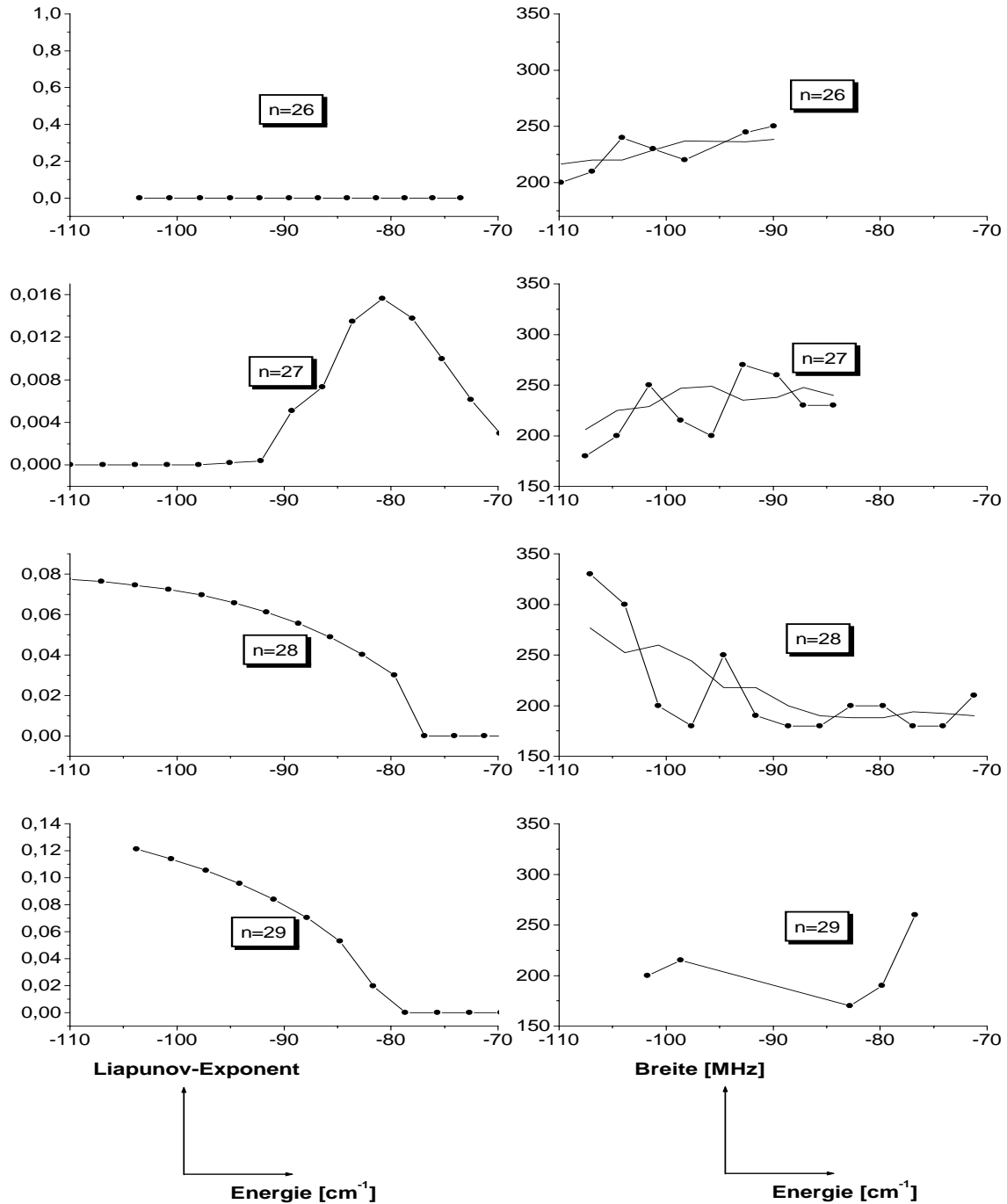


Abbildung 4.10: Vergleich berechneter Liapunov-Exponenten mit gemessenen Breiten für die angegebenen Hauptquantenzahlen; links die mit Hilfe der EBK-Theorie berechneten Exponenten; rechts die gemessenen Breiten mit Mittelungskurven.

4.1.1.2 Vergleiche von ionisierenden zu nicht-ionisierenden Resonanzen

Ein weiterer Untersuchungspunkt ist das Auftreten von ionisierendem sowie nicht-ionisierendem Signal.

Dabei ist folgende, interessante Tatsache festzustellen: es gibt Resonanzen, die nur in einem der Nachweiskanäle auftreten, aber auch solche, die Signal auf beiden Kanälen erzeugen.

In den beiden Abbildungen 4.11 und 4.12 sind zwei nah aneinanderliegende Ausschnitte des Photoabsorptionsspektrums gezeigt in denen jeweils eine starke Resonanz aus dem nicht-ionisierenden Signal auftritt, aber nur in einem Fall an gleicher Stelle eine Resonanz im ionisierenden Anteil.

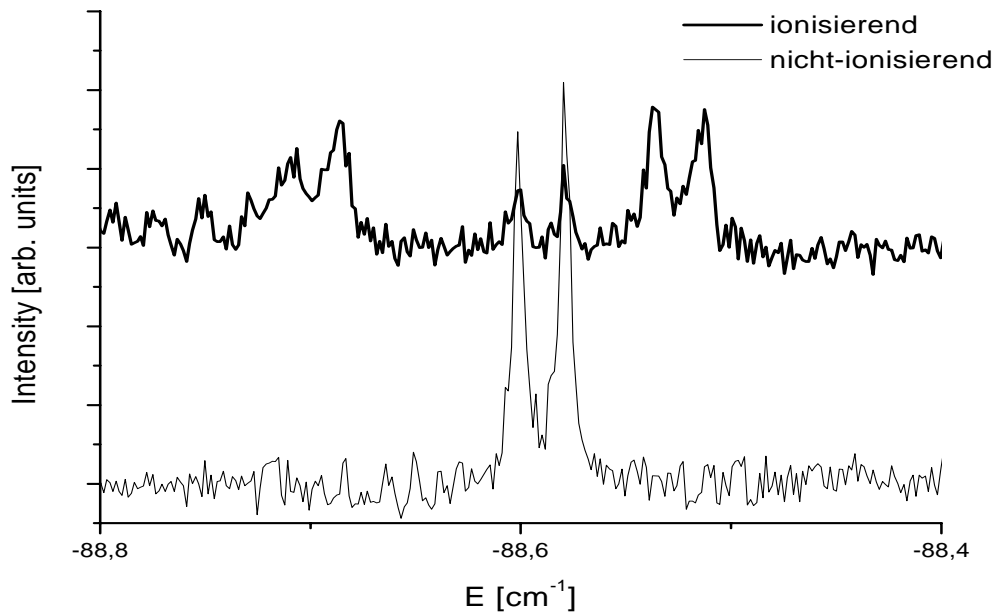


Abbildung 4.11: Gleichzeitiges Auftreten von ionisierendem (oben) und nicht-ionisierendem Signal (unten)

Dies zeigt, daß es sich bei dem gleichzeitigen Auftreten beider Signalanteile bei einer Energie nicht um Fehler in der Messung handeln kann (z.B. Übersteuern der Kanäle).

Im Moment bleiben uns nur die folgenden Erklärungsmöglichkeiten:

- es treten sogenannte gemischte Zustände auf; d.h. daß bei gleicher Energie sowohl Zustände vorhanden sind, die sehr schnell zerfallen, als auch solche, die länger stabil bleiben. (Es gibt theoretische Berechnungen, die zeigen, daß bei gleicher Energie, die Zerfallswahrscheinlichkeit bei nahe aneinander liegenden Startwinkeln der Elektronen sehr stark variieren kann. [Flo 94])
- durch den Abschaltvorgang des elektrischen Feldes wird doch ein Teil der eigentlich langlebigen Zustände ionisiert und trägt auf diesem Kanal zu einem Signal bei.

Festzuhalten ist, daß es Zustände gibt, die für unsere Verhältnisse langlebig sind (nicht-ionisierend), welche die kurzlebig sind (ionisierend), als auch solche, die zu beiden Signalanteilen beitragen.

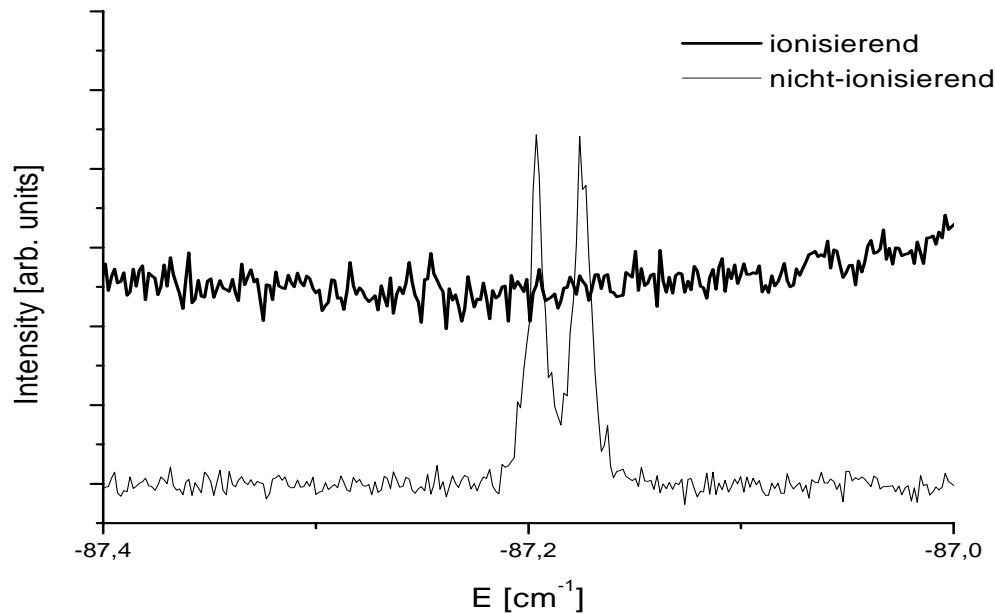


Abbildung 4.12: Starke nicht-ionisierende Resonanz (unten) ohne Resonanz im ionisierenden Teil (oben)

4.1.2 Fourier-Transformationen

Mit der Fourier-Transformation hat man ein Werkzeug zur Hand, mit dem man Modulationen, die sich innerhalb eines Spektrums überlagern, *herausfiltern* kann. Wendet man diese Transformation auf unsere Photoabsorptionsspektren an, kann man an ihnen mögliche Resonanzen geschlossener Elektronenbahnen erkennen, die sich auch aus der *Closed Orbit Theory (COT)* ergeben. Ein sehr gutes Beispiel dafür ist die Garton-Tomkins Resonanz, die z.B. bei früheren Experimenten der Gruppe um K.H. Welge gemessen und bestätigt wurden [Hol 86b].

Bei Verwendung der Fourier-Transformation ergibt sich für uns das Problem, daß neben der Energie auch die skalierte Energie während der Messung nicht konstant gehalten wurde. Am Besten eignen sich für Auswertungen mit Hilfe der Fourier-Transformation solche Messungen, bei denen die sogenannte skalierte Energie durch eine Variation der elektrischen und magnetischen Feldstärke konstant gehalten werden. Diese Art von Messung wurde unter anderem von K.H. Welge [Hol 88] mit entwickelt und zuletzt sehr erfolgreich von C. Neumann [Neu 96] eingesetzt.

Je größer der Energiebereich ist, über den man die Fourier-Transformation durchführt, umso ungenauer und unverlässlicher werden die Ergebnisse bezüglich der Energie. Auf der anderen Seite ist man aber bestrebt, eine Fourier-Transformation über einen möglichst großen Energiebereich durchzuführen, da damit die Breiten der Resonanz schmaler (exakter) werden.

Wir sind einen Mittelweg begangen, indem wir Energiefenster von $\delta E = 20\text{cm}^{-1}$ in Schritten von $\delta E = 2\text{cm}^{-1}$ über das komplette Spektrum gelegt und über diese einzelnen Energiebereiche Fouriertransformationen durchgeführt haben. Dieser relativ schmale Energiebereich führt zu einer geringeren Auflösung des Fourier-Spektrums, aber man kann Resonanzen energieabhängiger Bahnen verfolgen. Die dabei entstandenen Evolutionsspektren für die beiden Signalanteile sind in den Abbildungen 4.13 und 4.14 dargestellt.

In den Abbildungen sind jeweils die Intensitäten der Resonanzen gegenüber T/T_c aufgetragen; d.h. die Rückkehrzeit T ist in Einheiten der Zyklotron-Zeit des freien Elektrons in einem Magnetfeld von $B = 6\text{Tesla}$ gegeben. Sie beträgt in diesem Fall $T_c = 5.95\text{ps}$. In beiden Anteilen gibt es deutliche Strukturen zu erkennen.

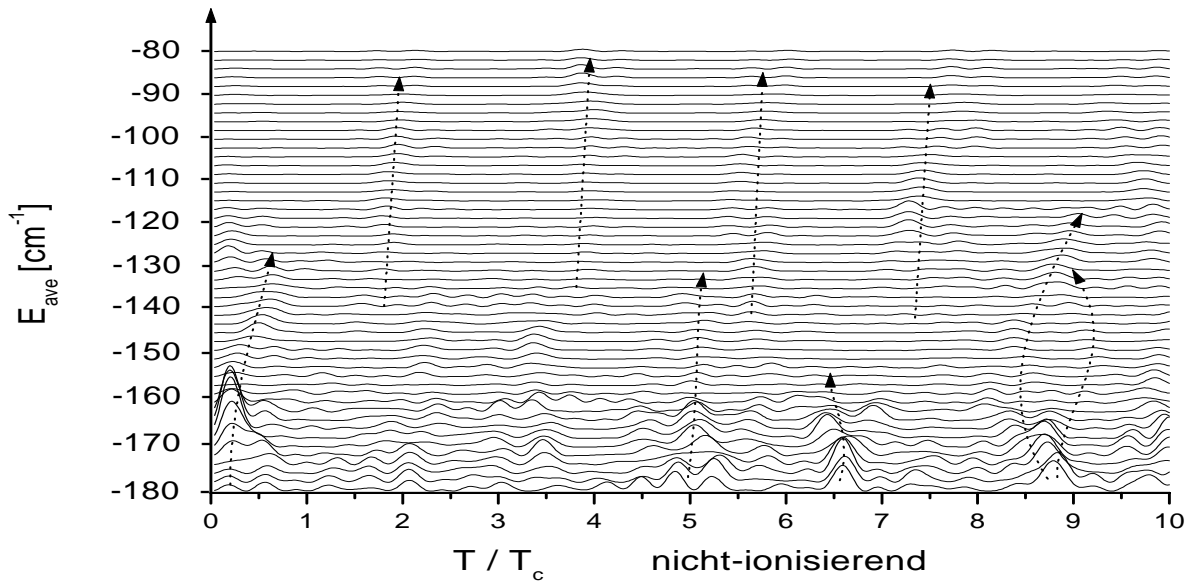


Abbildung 4.13: Evolutions-Fourier-Transformation des 1kV -Spektrums (nicht-ionisierendes Signal)

Bei den Transformationen des nicht-ionisierenden Signals fallen Resonanzen im unteren Energiebereich auf ($-180\text{cm}^{-1} \leq E_{ave} \leq -160\text{cm}^{-1}$). Dabei möchte ich vier Resonanzen hervorheben, die aufgrund ihrer Abstände zueinander keine Vielfachen voneinander sein können. Sie liegen bei $T/T_c = 0.2$, im Bereich von 5, 6.5 und 8.75.

Wir können ausschließen, daß es sich bei der Bahn bei $T/T_c = 0.2$ um eine „virtuelle“ Resonanz handelt, die zum Beispiel durch das berücksichtigte Energie-Intervall von $\delta E = 20\text{cm}^{-1}$ entsteht. Zum einen zeigt die Berechnung dies, zum anderen müßten auch bei allen anderen Transformationen diese Resonanzen auftreten. Dies ist aber nicht der Fall.

Theoretische Bahn-Berechnungen stehen uns bis jetzt nur in geringem Umfang zur Verfügung. Dies liegt daran, daß wir bei unserem Experiment keine skalierten Messungen durchgeführt haben. Somit muß man die sich verändernde Energie mit in die Rechnungen einbeziehen, was sehr großen Aufwand erfordert.

Des weiteren gibt es eine periodische Struktur, schwach aber eindeutig erkennbar, die ihre Resonanzen bei etwa $T/T_c = 1.8, 3.6, 5.4, 7.2, \dots$, also immer Vielfachen von $T/T_c = 1.8$, besitzt.

Auffällig ist, daß die Fourier-Transformationen des nicht-ionisierenden Signals im Energiebereich $E_{ave} \leq -160cm^{-1}$ deutliche Strukturen besitzen und dann fast verschwinden. Im Photoabsorptionsspektrum gibt es weiterhin Signal, was aber anscheinend nur einen sehr geringen Anteil zum Fourier-Spektrum beiträgt.

Das ionisierende Signal verhält sich fast umgekehrt. Bis ca. $E_{ave} = -160cm^{-1}$ gibt es keine Strukturen im Fourier-Spektrum, was dadurch herührt, daß auch im Photoabsorptionsspektrum erste Resonanzen erst ab dieser Energie vorhanden sind.

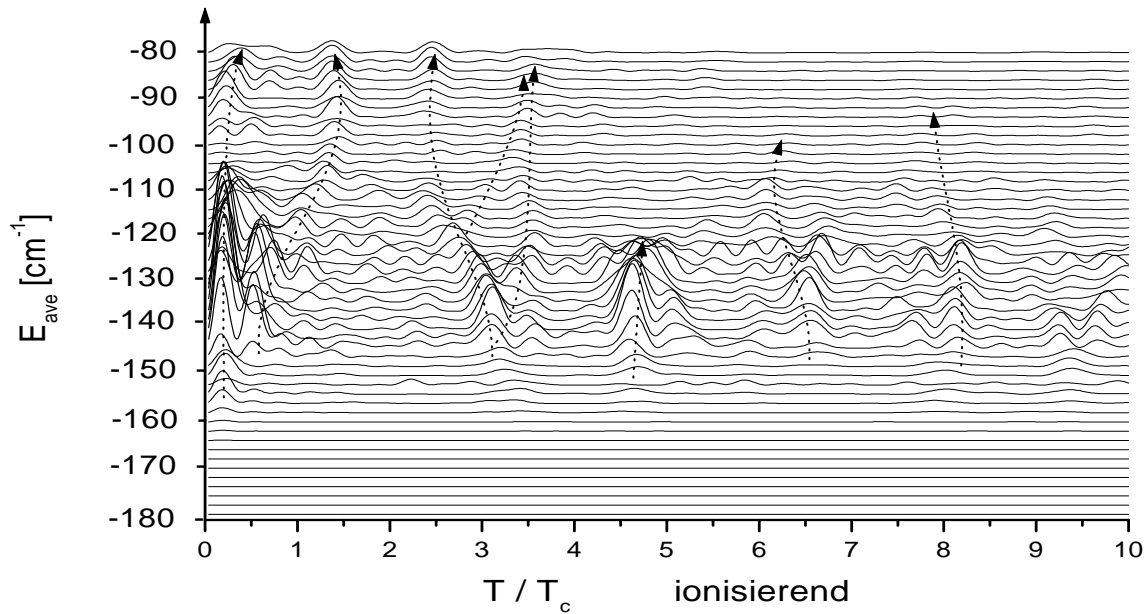


Abbildung 4.14: Evolutions-Fourier-Transformation des $1kV$ -Spektrums (ionisierendes Signal)

Hier treten vor allen Dingen im Energiebereich $-150cm^{-1} \leq E_{ave} \leq -120cm^{-1}$ Resonanzen auf. Erwähnt werden sollen die bei $T/T_c = 0.25$ und 0.55 sowie bei $3.1, 4.6, 6.5$ und 8.2 .

Auch in diesem Signalanteil gibt es im oberen Energiebereich eine periodische Struktur. Sie tritt bei etwa $T/T_c = 1.3, 2.4$ und 3.5 zum Vorschein.

Der Vollständigkeit halber ist in Abbildung 4.15 die Evolution des Gesamtsignals angefügt. Wie nicht anders zu erwarten -aber dennoch bestätigt- entspricht es in etwa der Summe der Teilsignale.

Im folgenden soll kurz darauf eingegangen werden, wie der Nachteil, nicht unter skalierten Bedingungen zu messen, umgangen werden kann.

Leider ist es nicht möglich gewesen, diese Methode auf alle unsere Messungen anzuwenden. Dies soll im Rahmen von zukünftigen Veröffentlichungen geschehen.

Wie in Kapitel 2 angedeutet, zeigen neueste Rechenmethoden und Ergebnisse der Gruppe um J.B. Delos (College of William & Mary, Williamsburg, VA), wie von theoretischer

Seite mit Hilfe der *Chirped-Fourier-Transformation (CFT)* bei nicht-skalierten Spektren die Resonanzen der geschlossenen Elektronenbahnen berechnet werden können. Am Beispiel des $1kV$ -Spektrums, welches von R. Ubert [Ube 95] in niedriger und von uns in hoher Auflösung gemessen wurde, wird in Stichpunkten dargestellt, wie man die CFT anwendet.

Benutzt man Gleichung 2.8 aus Kapitel 2

$$\widetilde{Df}(T; \alpha, \beta; \gamma) = \int_{E_1}^{E_2} Df(E) e^{-i[T(E-E_0) + \alpha(E-E_0)^2 + \beta(E-E_0)^3]/\hbar + \gamma(E-E_0)/\hbar} dE, \quad (4.1)$$

und setzt alle Parameter α, β, γ auf null erhält man die untersten Graphen der Fourier-Transformationen aus Abbildung 4.16. Vergleicht man diese mit den Positionen der drei kürzesten closed orbits, die man mit Hilfe von Trajektorienberechnung erhalten hat, findet man wenig Übereinstimmung (siehe gestrichelte, senkrechte Linien). Man variiert Parameter α , bis man an dieser Position ein Maximum erhält. Darauf wird der zweite Parameter verändert bis man das Maximum erreicht hat und daraufhin der dritte Parameter. Schlußendlich ergibt sich für ein festes Werte-Tripel ein eindeutiges Maximum. Genau das gleiche macht man für die zwei nächsten closed orbits.

Übernimmt man die gleichen Werte, die man aus dem theoretischen Spektrum erhalten hat für das gemessene, ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

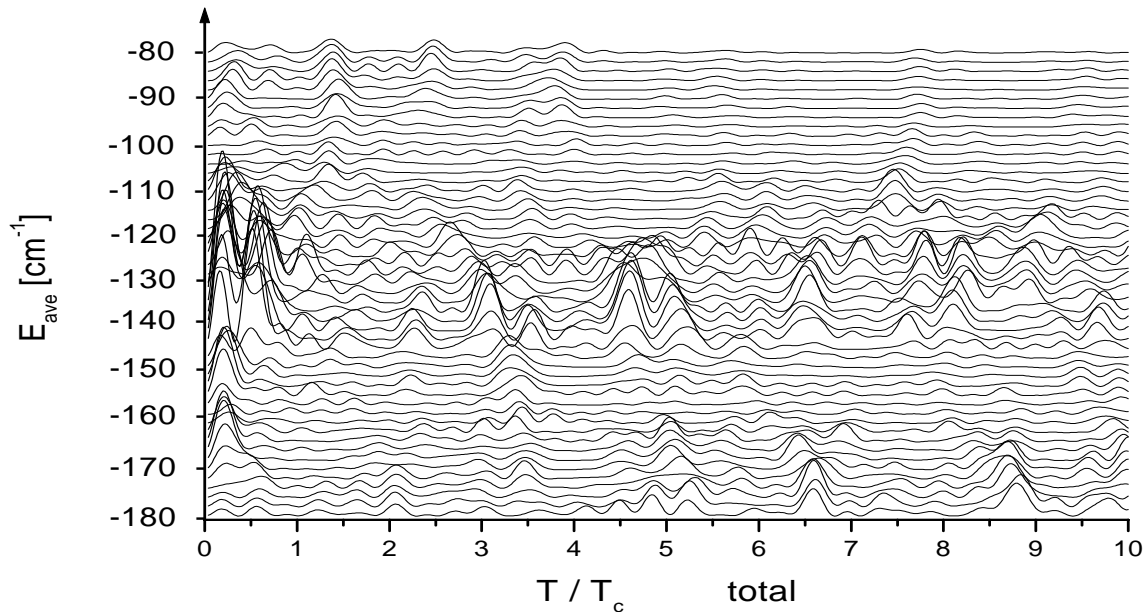


Abbildung 4.15: Evolutios-Fourier-Transformation des $1kV$ -Spektrums (Gesamt-Signal)

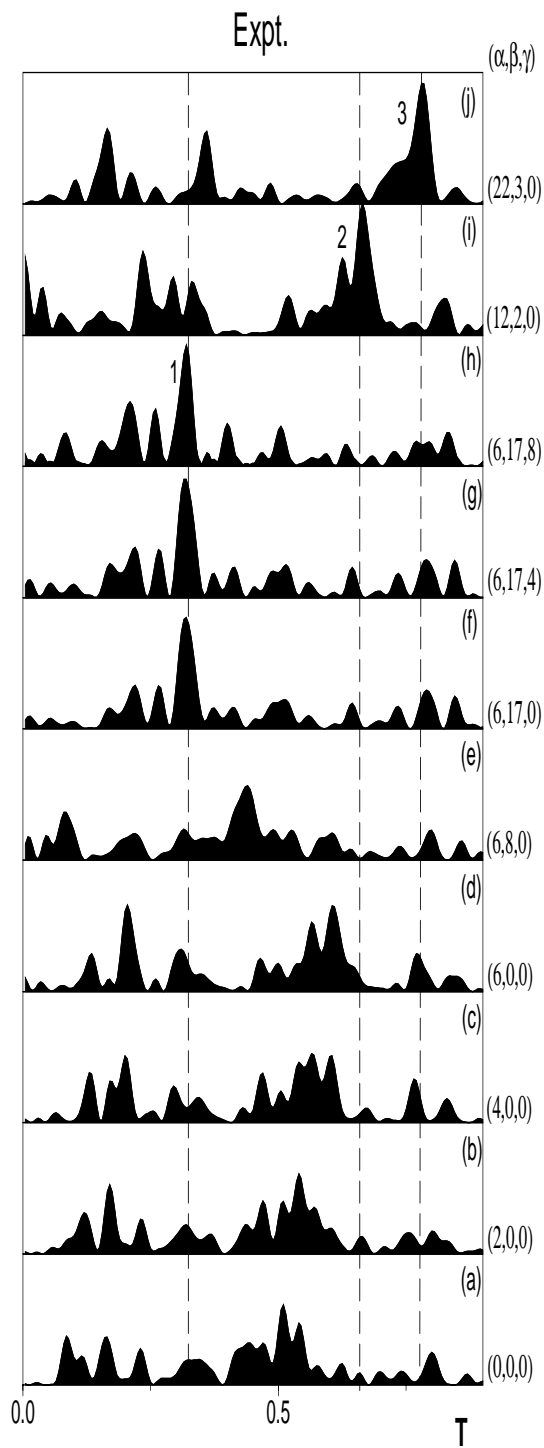


Abbildung 4.16: Chirped-Fourier-Transformation für das gemessene Spektrum [Fre 02]

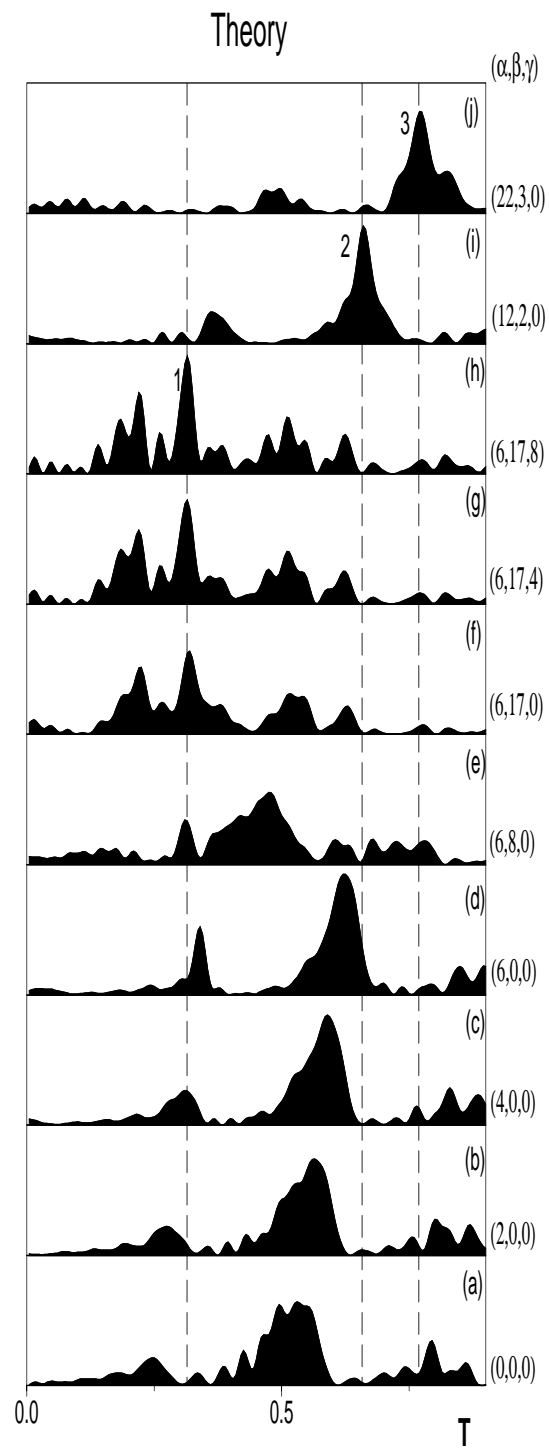


Abbildung 4.17: Chirped-Fourier-Transformation für das berechnete Spektrum [Fre 02]

Die Abbildungen 4.16 und 4.17 zeigen die gemessenen und berechneten Fourier-Spektren für $B = 6T$, $F = 1kV/cm$.

- Die Zeit ist angegeben in Zeiteinheiten der Zyklotronzeit T_c bei $6T$ esla ($T_c = 5.95 \times 10^{-12}s$).
- Die gestrichelten Linien geben die Rückkehrzeiten der drei kürzesten geschlossenen Bahnen an.
- α, β, γ sind die Koeffizienten in der Chirped-Fourier-Transformation. Sie sind angegeben in Einheiten $1/cm^{-1}$, $Zyklotronzeit/cm^{-1}$, $Zyklotronzeit/cm^{-2}$.
- α, β , und γ müssen mit 10^{-4} , 10^{-6} , beziehungsweise 10^{-3} multipliziert werden;

so besitzt z.B. das berechnete und gemessene α_1 den Wert 6×10^{-4} .

4.2 Spektren bei $B = 6T$, $F = variabel$

Nachdem das „1kV-Spektrum“ in Erweiterung zu den Messungen von R. Ubert [Ube 95] mit unserem Aufbau auch in hoher Auflösung über einen weiten Energiebereich aufgenommen, bestätigt und weitere Effekte nachgewiesen wurden, ergab sich die Frage, inwiefern eine Variation der elektrischen Feldstärke Auswirkungen auf Spektrum, Resonanzen und Lebensdauern haben könnte. Dabei ist der Bereich zu niedrigeren Feldern interessanter, da man sich dem diamagnetischen Wasserstoff und damit dem Symmetriebruch nähert.

Dieser Symmetriebruch von rein diamagnetischem Wasserstoffatom hin zum Atom in gekreuzten Feldern wurde unter anderem von C. Neumann in früheren Messungen untersucht; in diesem Fall wurden Messungen bei sehr geringen elektrischen Feldern durchgeführt und es konnten wichtige Aspekte zur Symmetriebrechung aufgezeigt beziehungsweise bestätigt werden ([Neu 96], [Neu 97]).

Ziel unserer Messungen war es, bei elektrischen Feldstärken von $F = 950, 900, 850, 800$, und $750V/cm$ qualitativ die Verschiebung der Kontinuumsstufe zu bestimmen und eine mögliche Evolution der geschlossenen Bahnen zu erkennen.

4.2.1 Photoabsorptionsspektren

In den folgenden Abbildungen werden die Spektren für die oben erwähnten elektrischen Feldstärken gegenübergestellt, wobei nach Gesamtsignal, ionisierendem und nicht-ionisierendem Signalanteil unterschieden wird.

Bei der Betrachtung der Spektren fallen auf den ersten Blick zwei Punkte auf:

- die Verschiebung des Kontinuum-Untergrundes zu höheren Energien je geringer die elektrische Feldstärke ist (Kapitel 4.2.2).
- ein „Ausdünnen“ des ionisierenden Signalanteiles besonders bei den kleineren Feldstärken im oberen betrachteten Energiebereich.

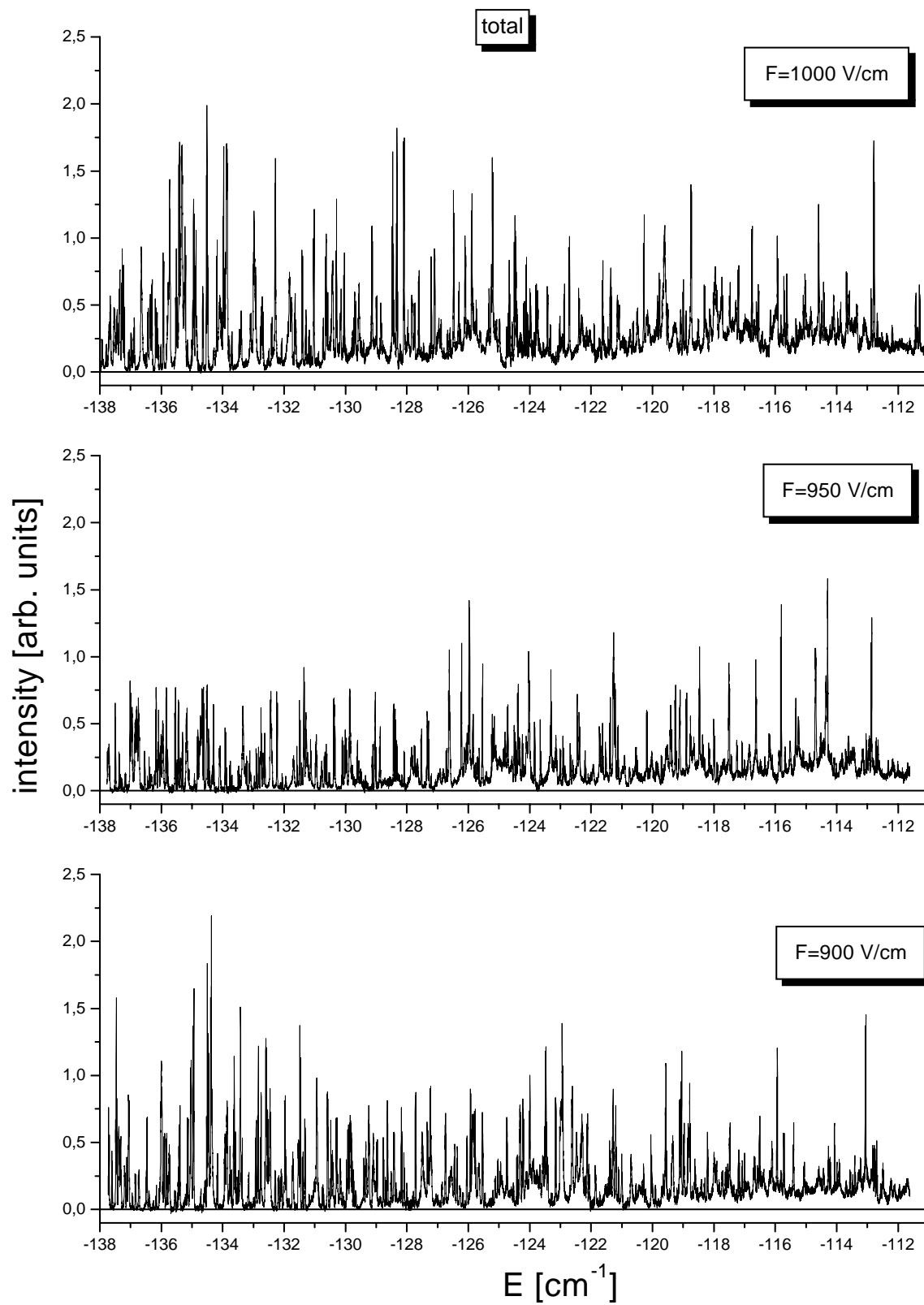


Abbildung 4.18: Photoabsorptionsspektren des gesamten Signals für elektrische Felder zwischen 1000 und 900 V/cm

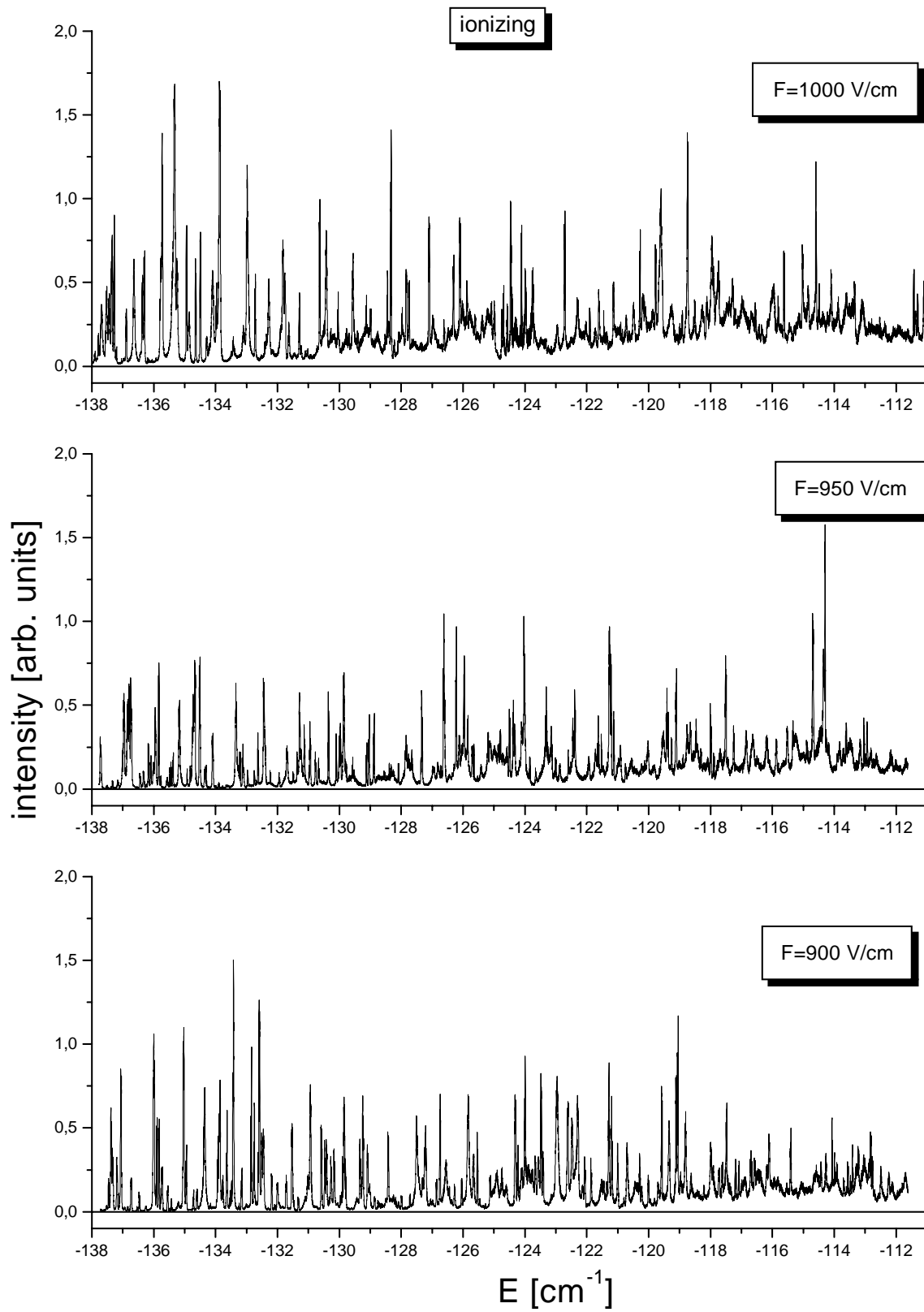


Abbildung 4.19: Photoabsorptionsspektren des ionisierenden Signalanteils für elektrische Felder zwischen 1000 und 900 V/cm

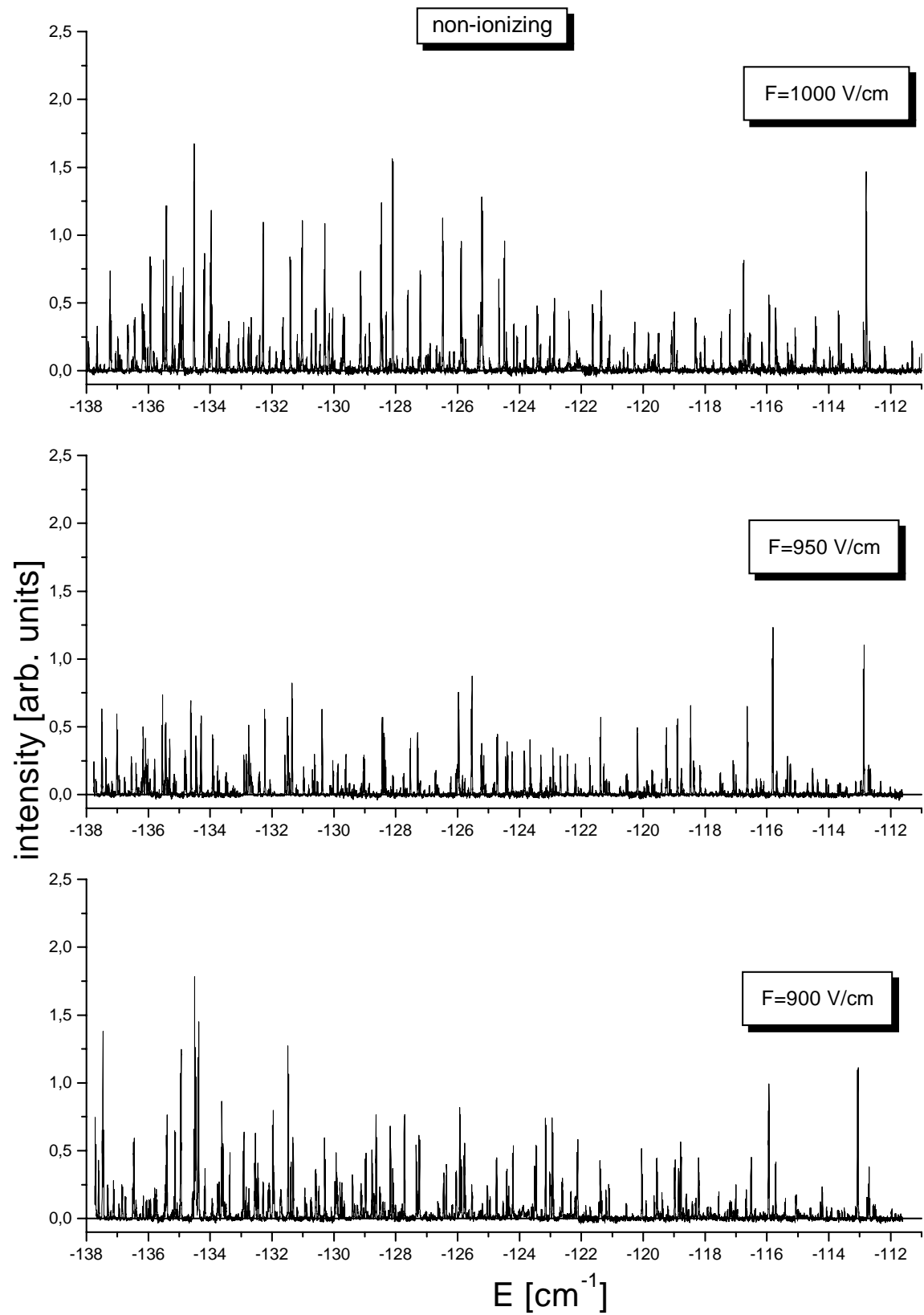


Abbildung 4.20: Photoabsorptionsspektren des nicht-ionisierenden Signalanteils für elektrische Felder zwischen 1000 und 900V/cm

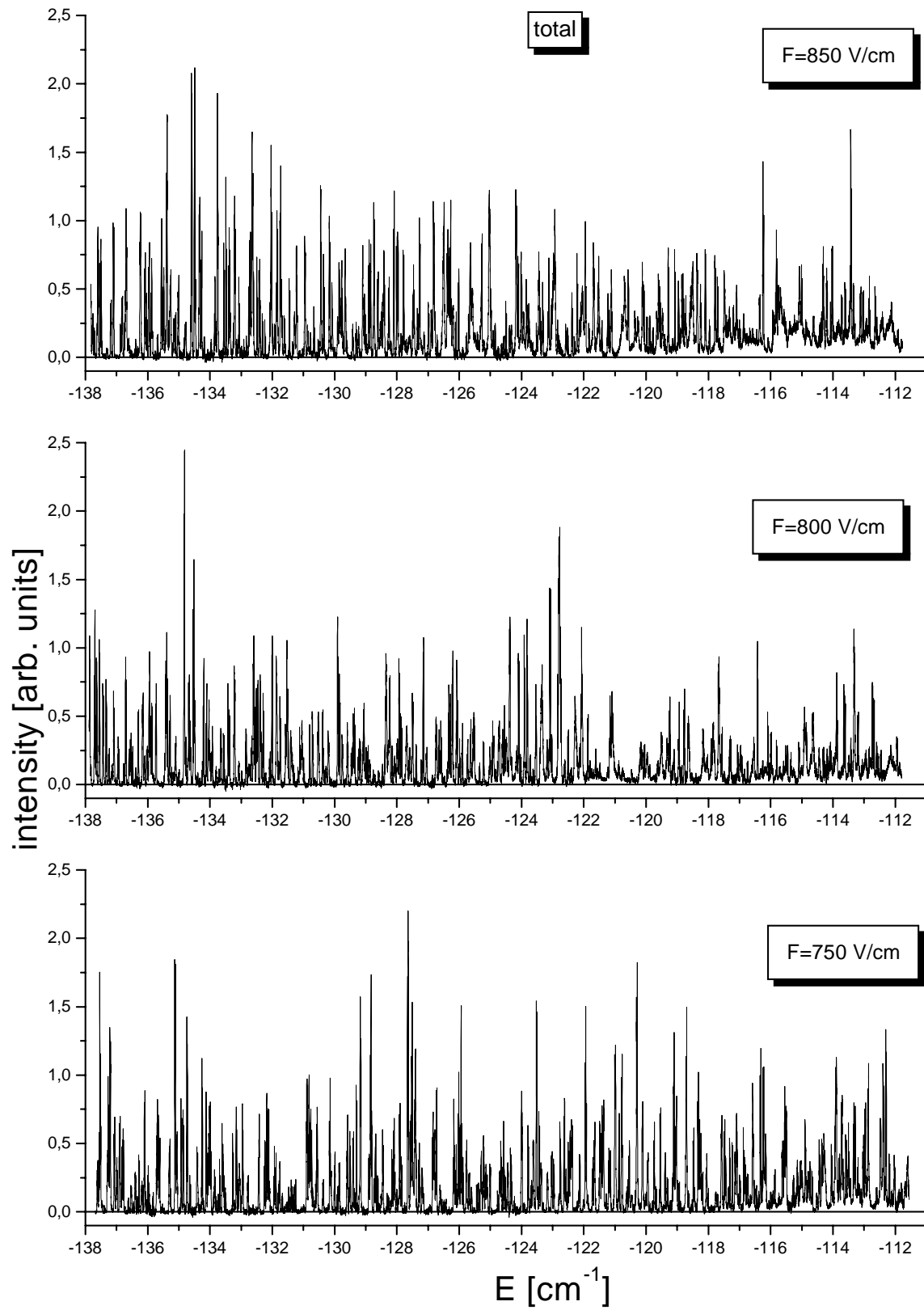


Abbildung 4.21: Photoabsorptionsspektren des gesamten Signals für elektrische Felder zwischen 850 und 750 V/cm

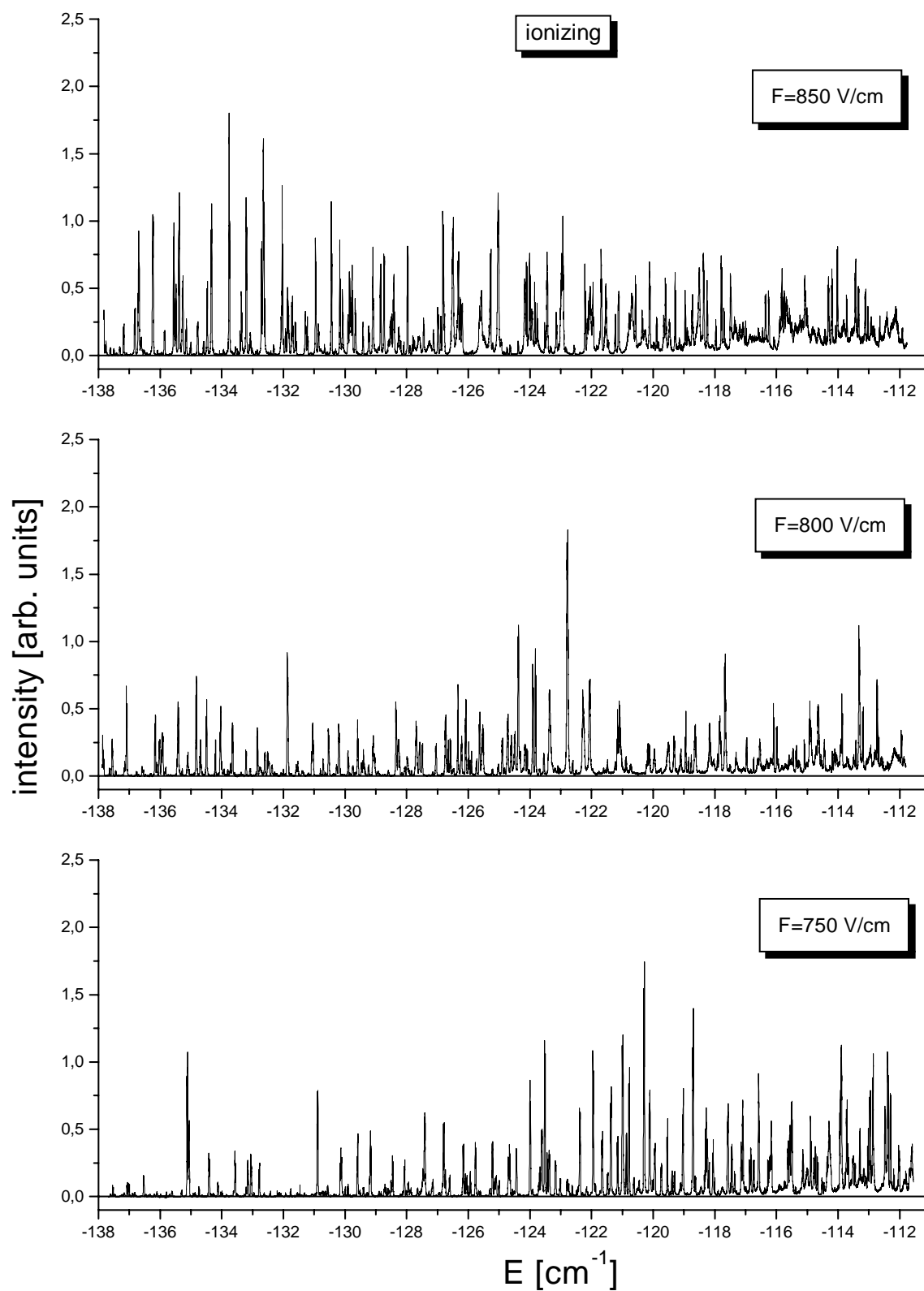


Abbildung 4.22: Photoabsorptionsspektren des ionisierenden Signalanteils für elektrische Felder zwischen 850 und 750V/cm

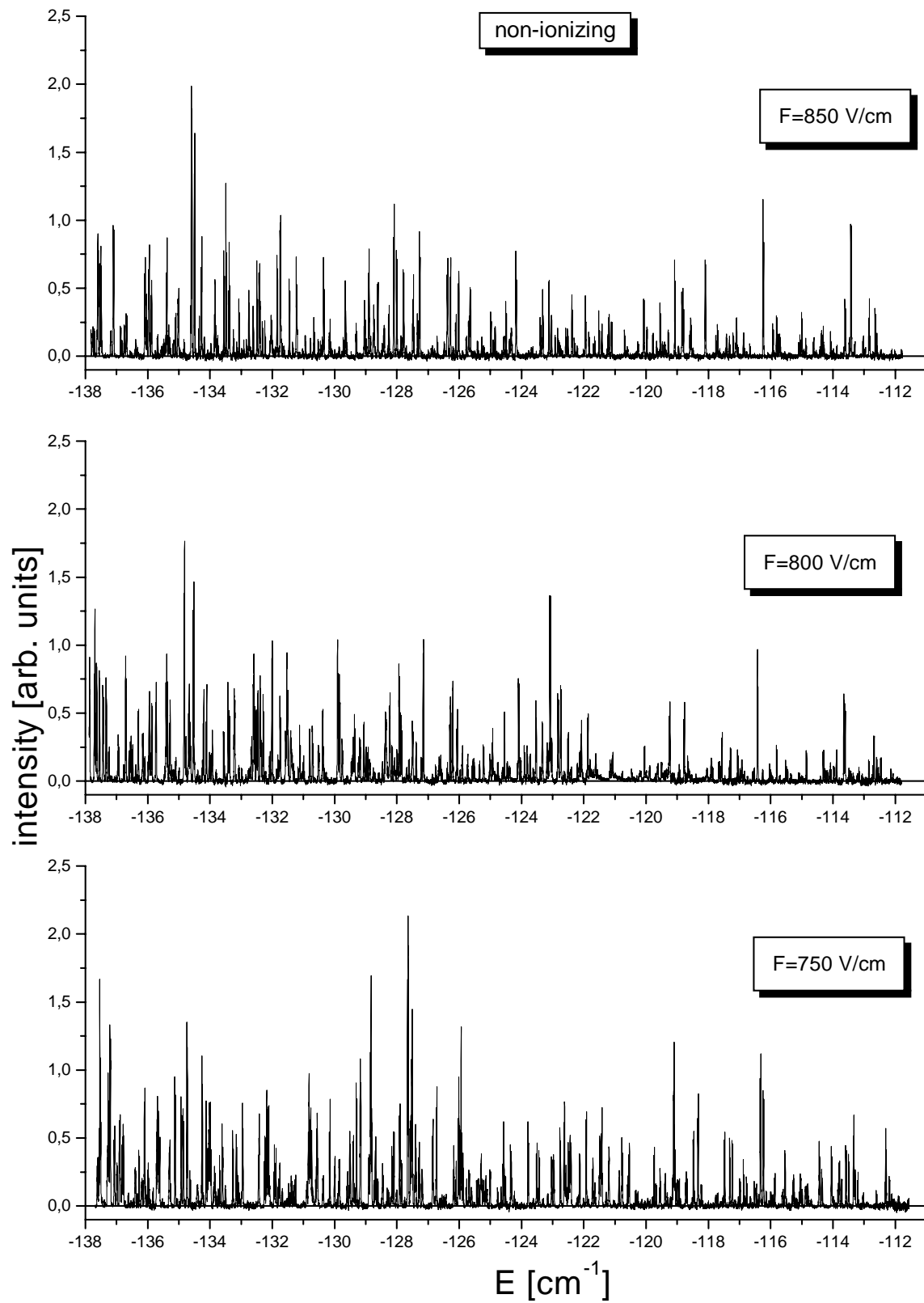


Abbildung 4.23: Photoabsorptionsspektren des nicht-ionisierenden Signalanteils für elektrische Felder zwischen 850 und 750 V/cm

4.2.2 Kontinuumsstufe

Wie man den gezeigten Abbildungen für den ionisierenden Anteil entnehmen kann, bewegt sich die Kontinuumsstufe mit abnehmender elektrischer Feldstärke in Richtung der feldfreien Ionisationsschwelle.

Den Beginn der Kontinuumsstufe haben wir so definiert, daß das gemessene Signal eindeutig nicht mehr auf null zurückgeht. Dies hat sich allerdings als schwierig erwiesen, weshalb in der folgenden Tabelle keine exakten Werte sondern Bereiche angegeben sind. Aus diesem Grund sind auch in den Abbildungen keine exakten Energiewerte markiert. Auf die Ursache wird zu einem späteren Zeitpunkt eingegangen, wenn die genauere, theoretische Erklärung für die Entstehung der Stufe besprochen wird.

An dieser Stelle soll auf zwei Punkte bezüglich der Kontinuumsstufe genauer eingegangen werden:

- auf die gemessenen Energiewerte für den Beginn des Kontinuums im Vergleich zur Stark-Sattelpunktenergie,
- auf eine theoretische Erklärung für die Struktur und die Lage der Kontinuumsstufe.

Die Stark-Sattelpunktenergie berechnet sich nach der Formel $E = -2\sqrt{F}$. In Tabelle 4.3 haben wir die berechneten Werte der Stark-Sattelpunktenergie denen der gemessenen Kontinuumschwelle gegenübergestellt. Die Kontinuumschwelle liegt grundsätzlich bei höheren Energien, da das Magnetfeld, welches bei den Messungen eingeschaltet war, die klassische Bewegung stabilisiert.

F (V/cm)	Den Poincare-Schnitten sowie den Photoabsorptionsspektren entnommene Kontinuumsstufe (cm^{-1})	Verhältnis Kontinuumsstufe zu angelegter elektrischer Feldstärke ($1/V$)	Stark-Sattelpunkt (cm^{-1})	Verhältnis Stark-Sattelpunkt zu Kontinuumsstufe
750	-116 ~ -114	≈ -0.153	-167.64	1.45
800	-119 ~ -117	≈ -0.148	-173.14	1.47
850	-122 ~ -120	≈ -0.142	-178.47	1.47
900	-125 ~ -120	≈ -0.136	-183.64	1.48
950	-134 ~ -130	≈ -0.139	-188.67	1.42
1000	-140 ~ -135	≈ -0.138	-193.57	1.41

Tabelle 4.3: Kontinuumsstufe und Sattelpunktenergie

Betrachtet man die Verhältnisse zwischen Energieposition der gemessenen Kontinuumschwelle zu elektrischer Feldstärke sowie Stark-Sattelpunktenergie zu gemessener Kontinuumschwelle, ergeben sich zwei Betrachtungsweisen. Zum einen kann man sagen, daß die Verhältnisse von der Gesamttendenz kleiner werden. Zum anderen, und das wird von unserer Seite befürwortet, ergeben sich als Verhältnisse konstante Werte mit relativ kleinem Fehlerbereich. Für Ersteres ein Wert von $-0.145 \pm 7\%$. Für das

Verhältnis Stark-Sattelpunktenergie zu gemessener Kontinuumsschwelle ein Quotient von $1.45 \pm 2\%$.

Eine Bestätigung von theoretischer Seite für dieses sehr interessante Ergebnis fehlt allerdings noch.

Diese Messungen bei unterschiedlichen elektrischen Feldern über die Kontinuumsstufe hinaus haben zu weiteren theoretischen Betrachtungen geführt.

Von V. Kondratovich und J.B. Delos [Kon 98] wurde angelehnt an die Messungen von H. Rottke und K.H. Welge [Rot 86] die Kontinuumsschwelle für Wasserstoff in einem rein elektrischen Feld berechnet. Zwischen Sattelpunkt- und Null-Energie hat das klassische Elektron des Wasserstoffatoms gebundene und freie Zustände. Zwischen beiden gibt es eine scharfe Grenze, die durch einen kritischen Winkel $\cos\theta_c = 1 - E^2/2F$ definiert wird. Der Bereich mit einem Startwinkel zwischen θ_c und π wird Flucht-Sektor genannt, der Bereich zwischen 0 und θ_c gebundener Sektor.

J.B. Delos beschreibt es so, daß Bahnen, die den Kern eher in einer „bergauf“ Bewegung verlassen, gebunden bleiben. Solche, die eher „bergab“ den Kern verlassen, überwinden die Schwelle des Sattelpunktes und kehren nicht zurück. Je größer die Energie wird, umso mehr bewegt sich der kritische Winkel in Richtung „bergauf“ bis schließlich bei Null-Energie keine gebundenen Zustände mehr vorhanden sind.

Dieses Verhalten findet man auch in den gemessenen Spektren wieder. Der Stark-Sattelpunkt definiert die Kontinuumsstufe, ab der ein Untergrund vorhanden ist.

Ab dieser Energie verbreitern sich die scharfen Resonanzen, bis sie schließlich ein Teil des Kontinuums werden (siehe [Kon 98]).

Schaltet man jetzt wie bei uns ein Magnetfeld hinzu, verschiebt sich diese Grenze, und sie wird unschärfer. Dies wird deutlich, wenn man sich theoretische Berechnungen betrachtet.

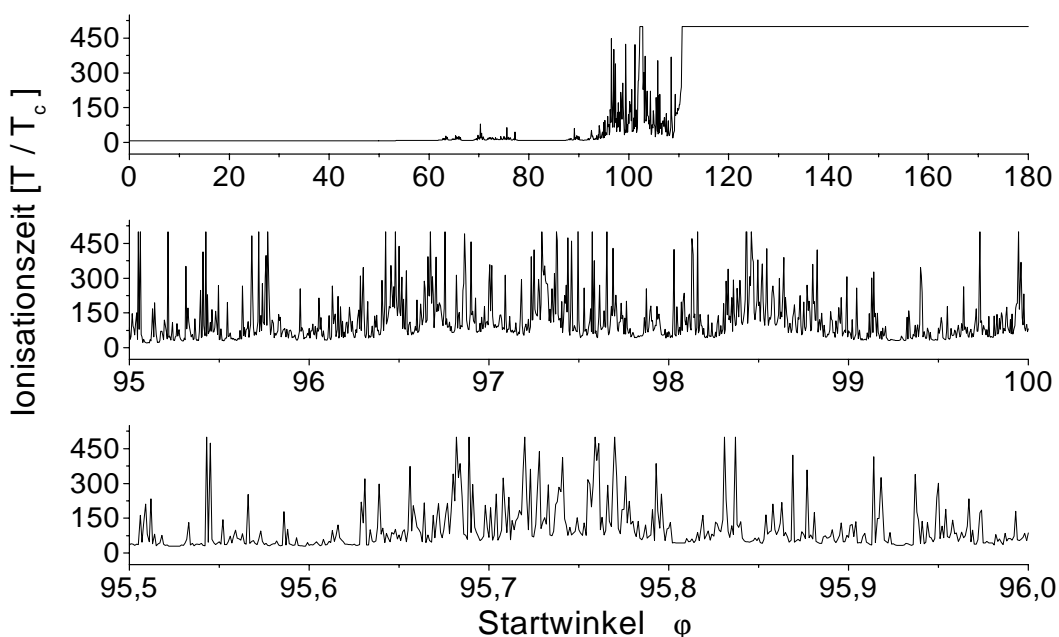


Abbildung 4.24: Ionisationszeit gegen Startwinkel

Abbildung 4.24 zeigt eine semiklassische Berechnung wie sie E. Flöthmann [Flo 94] und J.B. Delos [Fre 02] durchgeführt haben. Hieran erkennt man sehr gut ein fraktales Verhalten. Dies bedeutet, daß das Elektron sich in diesem Bereich chaotisch verhält. Zum einen sieht die Struktur des Übergangsbereichs vergleichbar aus, egal in welchem Maßstab man es betrachtet; zum anderen gibt es direkt aneinander liegende Bereiche, die völlig unterschiedliches Verhalten zeigen.

Dies erklärt, warum die eindeutige Festlegung des Beginns der Kontinuumsstufe erschwert ist.

Wir betrachten bei unseren Messungen die Bewegungen in der Ebene senkrecht zum elektrischen Feld. Anhand von Poincare-Schnitten mit semiparabolischen Koordinaten (siehe [Flo 94], [Ube 95] und [Fre 02]) kann man die Entstehung der Kontinuumsstufe schön veranschaulichen.

Dazu haben wir für alle elektrischen Feldstärken Poincare-Schnitte berechnet. Anhand der Ergebnisse für $F = 1000V/cm$ soll näher erläutert werden, welche Entwicklung zu erkennen ist.

Betrachtet man die Poincare-Schnitte in Abbildung 4.25, erkennt man drei unterschiedliche Zonen.

(1) Eine „reguläre“ Zone überwiegend im 1. und 4. Quadranten des Graphen, in der sich die Elektronen auf geschlossenen Bahnen bewegen; die Durchstoßpunkte in der Ebene bilden mit der Zeit Ellipsen.

(2) Eine „chaotische“ Zone bei negativen u -Werten, die durch einzelne, wahllos verteilt liegende Durchstoßpunkte gekennzeichnet ist; hier verweilen die Elektronen nur kurze Zeit in der Nähe des Kerns bevor sie entkommen.

(3) Ein „weißes Loch“ in der Mitte der „chaotischen“ Zone, welches die schnell entkommenden Elektronen repräsentiert.

Die letzteren beiden Zonen nehmen ab Überschreiten des Stark-Sattelpunktes einen deutlich zu erkennenden Bereich in den Poincare-Schnitten ein.

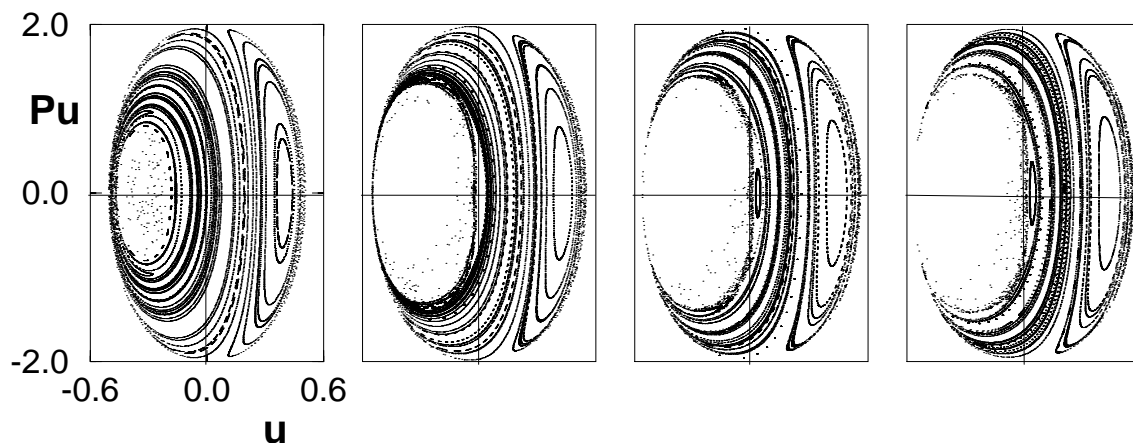


Abbildung 4.25: Poincare-Schnitte bei $B = 6T$ und $F = 1000V/cm$; von links nach rechts: $E = -193cm^{-1}$ (Stark-Sattelpunkts-Energie); $E = -150cm^{-1}$; $E = -140cm^{-1}$; $E = -135cm^{-1}$.

Zu Beginn, bei niedrigen Energien, bleiben Elektronen, die vom Kern aus starten ($u = 0$), auf regulären, gebundenen Bahnen. Erhöht man die Energie (siehe Abbildung 4.25 von links nach rechts), erreichen die Zonen (2) und (3) den Ursprung bei $u = 0$. Tritt

dieser Fall ein, können die Elektronen relativ einfach vom Kern entfliehen. Erhöht man die Energie weiter, verlaufen viele Elektronenbahnen in einen „ungebundenen“ Bereich hinein; die Bahnen, die vom Kern aus gestartet werden, bewegen sich nach kurzer Zeit in Richtung „unendlich“, d.h. die Atome ionisieren.

Im Energiebereich, in dem die „chaotische“ Zone den Ursprung erreicht, haben wir für alle Feldstärken die Kontinuumsstufe gemessen. Die von uns gemessenen und von J.B. Delos berechneten Werte [Fre 02] stimmen sehr gut überein, so daß wir von der Richtigkeit unserer theoretischen Erklärung für die Entstehung der Stufe in gekreuzten Feldern ausgehen können.

4.2.3 Fourier-Transformationen

Vergleichbar zu Kapitel 4.1.2 haben wir auch für die Energiespektren der anderen Feldstärken Fourier-Transformationen durchgeführt. Anhand der folgenden Abbildungen soll zum einen die Evolution von Resonanzen bei einer festen Feldstärke und sich verändernder Energie untersucht werden. Desweiteren erscheint es uns auch interessant, zu verfolgen, inwiefern sich bestimmte Resonanzen auch bei anderen Feldstärken wieder finden.

Um die Evolutionsspektren bezogen auf eine feste Feldstärke zu erhalten, haben wir die Spektren im Abstand von -1cm^{-1} in Intervalle von $\delta E = 15\text{cm}^{-1}$ unterteilt und dann jeweils eine Fourier-Transformation durchgeführt ($-137\text{cm}^{-1} \leq E_1 \leq -122\text{cm}^{-1}$, $-136\text{cm}^{-1} \leq E_2 \leq -121\text{cm}^{-1}$, ..., $-127\text{cm}^{-1} \leq E_{11} \leq -112\text{cm}^{-1}$).

In den Abbildungen wird wie in Kapitel 4.1.2 die Intensität gegen die Rückkehrzeit T in Einheiten der Zyklotron-Zeit des freien Elektrons in einem Magnetfeld von $B = 6\text{T esla}$ gegeben ($T_c = 5.95\text{ps}$).

Interpretierbar ist die Fourier-Transformation des Photoabsorptionsspektrums theoretisch bis zur Grenze, die durch die spektrale Auflösung des Experimentes gegeben ist; in unserem Fall $\Delta E = 170\text{MHz}$.

$$T = \frac{2\pi\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar\omega_c}{\Delta E} T_c \quad (4.2)$$

Daraus ergibt sich eine Grenze von $T = 991T_c$. Da eine direkte Zuordnung zu geschlossenen Bahnen nur für kleine T möglich ist (bei großen T wird die Resonanzdichte sehr groß), beschränken wir uns auf eine Betrachtung bis $T = 20T_c$.

Den Abbildungen 4.26 bis 4.31 kann man deutliche Strukturen entnehmen, die auf geschlossene Bahnen hindeuten. Auch hier muß wie schon beim 1kV -Spektrum darauf hingewiesen werden, daß es bei unserer relativ einfachen Anwendung der Fourier-Transformation Schwierigkeiten gibt, die Resonanzen den jeweiligen theoretisch berechneten geschlossenen Bahnen zuzuordnen. Dies liegt daran, daß die Energie im Gegensatz zu skalierten Messungen nicht konstant bleibt.

Trotzdem kann man deutliche, sich verändernde und auch von Feldstärke zu Feldstärke verschiedene Strukturen erkennen.

Es folgt eine beschreibende Auswertung, deren theoretische Erklärung möglicherweise in späteren Veröffentlichungen folgt, nachdem verschiedene, schon in vorherigen Kapiteln aufgetretene Fragen gelöst sind.

Man stellt fest, daß es einen gravierenden Unterschied zwischen den unterschiedlichen Signalanteilen gibt. So rühren fast alle großen Resonanzen in diesem Energiebereich

von dem ionisierenden Signalanteil her. Bei den Messungen mit unterschiedlichen elektrischen Feldstärken haben wir uns im Bereich der Kontinuumsstufe, beziehungsweise leicht darunter und darüber befunden. In diesem Bereich gibt es nur wenig nicht-ionisierenden Signalanteil. Wie bei der Auswertung zum $1kV$ -Spektrum gesehen, liegt der Großteil weit vor der Kontinuumsstufe.

Dieser Tatbestand ist auch schon bei [Ube 95] gemessen worden, so daß es sich hier nicht um ein neues Phänomen handelt.

4.2.3.1 $F = 1000V/cm$

In dieser und den folgenden Beschreibungen der Fourierspektren werden die Rückkehrzeiten T der Resonanzen grundsätzlich in Einheiten von T_c angegeben.

Bei $F = 1000V/cm$ hat der nicht-ionisierende Anteil einige niedrige, aber doch deutlich auszumachende Resonanzen bei $T/T_c = 0.3, 0.6, 1.9, 5.7$, einen „Block“ zwischen 7 und 10 sowie bei 17.5. Letztere interpretieren wir als Wiederkehrende der Resonanz bei etwa 8.75, so daß wir sie nicht weiter extra brücksichtigen.

Insbesondere die Resonanzen bei 5.7 und diejenigen zwischen 7 und 10 (inklusive bei 8.75) scheinen sich zu höheren Energien hin in zwei beziehungsweise mehrere verschiedene aufzuteilen.

Dieses Phänomen ist bei den skalierten Messungen von [Neu 96] sowie früheren Messungen und theoretischen Abhandlungen der Gruppe von K.H. Welge untersucht und unter dem Begriff *Bifurkation* ausführlich behandelt worden.

In dieser Arbeit soll darauf nicht genauer eingegangen werden, sondern nur festgestellt werden, daß Resonanzen erscheinen und an welchen Positionen sie erscheinen.

Betrachtet man auf der folgenden Seite die Rückkehrzeiten des ionisierenden Signalanteils sowie des Gesamtsignals, fällt für die Messungen bei $F = 1000V/cm$ eine gewisse Unordnung auf. Diese rührt unter anderem daher, daß durch die gleiche Skalierung des Graphen die Resonanzen sehr groß sind und teilweise ineinander überlaufen. Zusätzlich zu den Peaks die schon im nicht-ionisierenden Anteil sichtbar sind erkennt man welche bei 3.0, bei 4.8, ein entstehender Peak bei 12.0 und ein verschwindender bei 14.5.

Auffällig wird in den folgenden Abschnitten zu sehen sein, daß im Gegensatz zu $F = 1000V/cm$ die Messungen bei anderen Feldstärken deutlich geordnetere Fourierspektren zeigen.

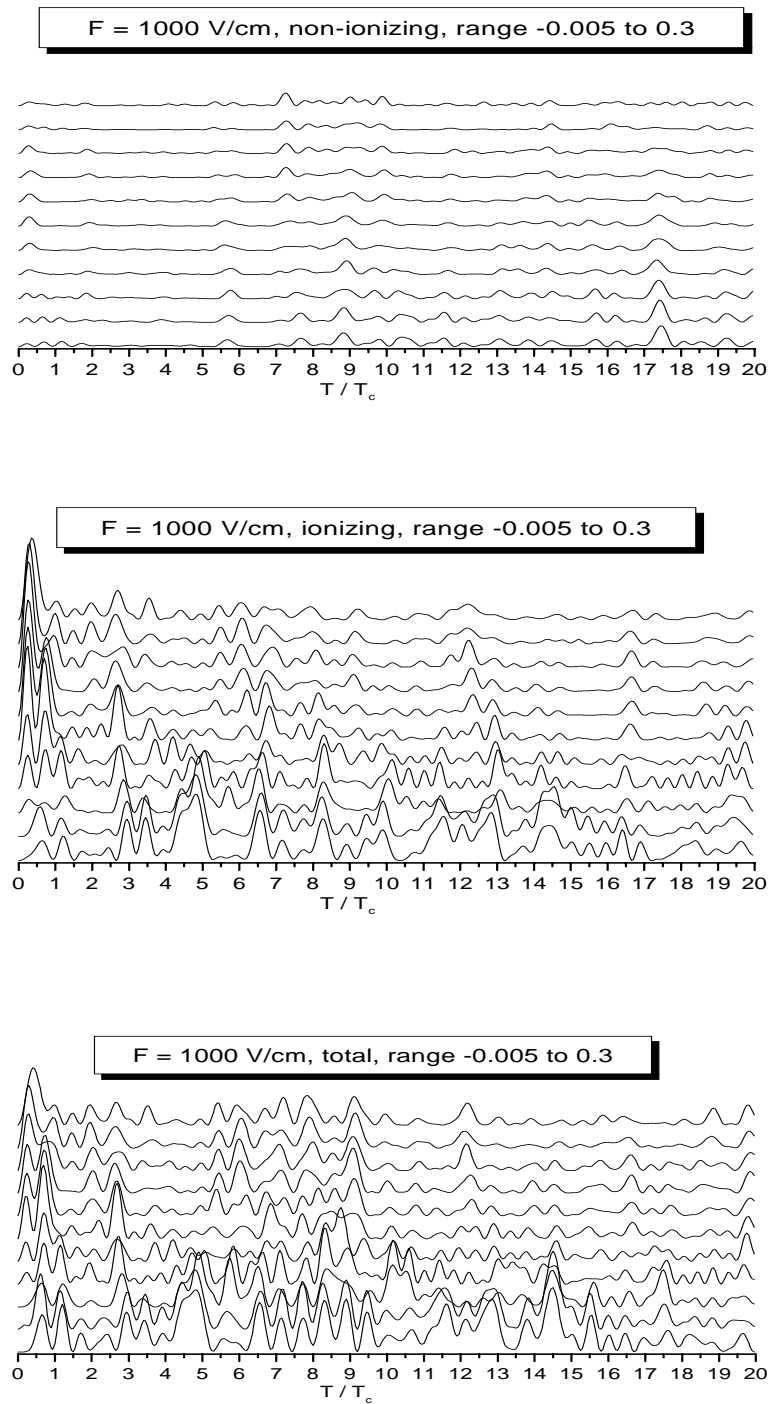


Abbildung 4.26: Evolutionspektrum für $F = 1000 \text{ V/cm}$; im Bereich einer mittleren Energie von -129.5 bis -119.5 cm^{-1}

4.2.3.2 $F = 950\text{V/cm}$

Bei 950V/cm gibt es vom nicht-ionisierenden Signalanteil nur sehr schwache Resonanzen. Eindeutig identifizierbar sind aber welche bei $T/T_c = 1.7, 4.0, 7.2, 9.4$ sowie eine Gruppe von Resonanzen im Bereich zwischen 12 und 15. Dabei sind auch mögliche Bifurkationen sichtbar.

Dahingegen kann man im ionisierende Anteil und auch im Gesamtsignal deutliche Bahnverläufe über den gesamten, gemessenen Energiebereich erkennen.

Ich möchte mich hier auf die Werte bis $T/T_c = 10$ beschränken, da man davon ausgehen kann, daß höhere Werte meist Wiederholungen sind. Zum Beispiel ähnelt der Bereich zwischen 13 und 18 sehr stark dem Bereich zwischen 6.5 und 9, so daß man hier davon ausgehen kann, daß obige Aussage richtig ist.

Weiter soll nicht auf Details eingegangen werden. Man kann den Spektren mehrere Evolutionen einzelner Bahnen und Bahn-Gruppen entnehmen, Resonanzen verschwinden oder entstehen über den Energiebereich.

Detailliertere Zuordnungen lassen sich nur mit Hilfe theoretischer Berechnungen, welche bislang ausstehen, treffen.

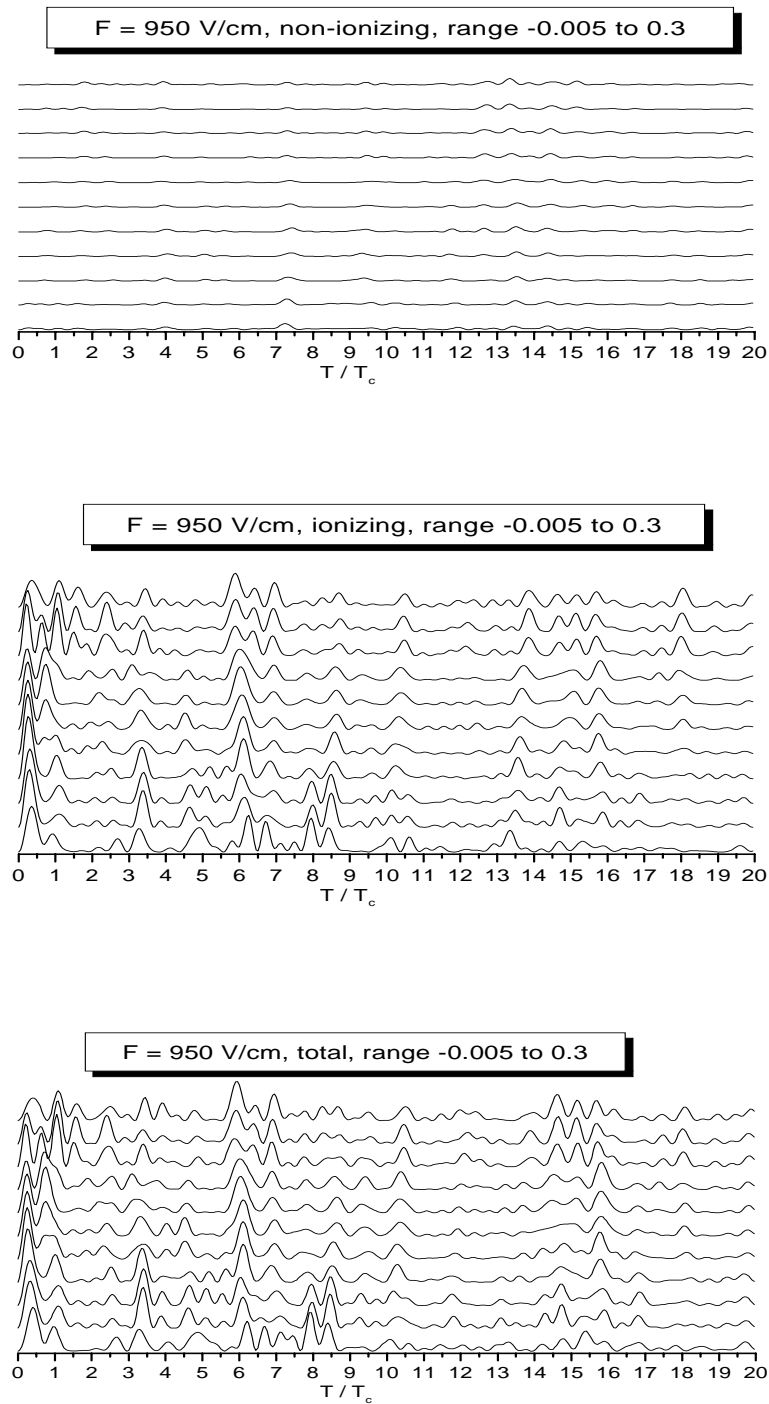


Abbildung 4.27: Evolutionspektrum für $F = 950V/cm$; im Bereich einer mittleren Energie von -129.5 bis $-119.5cm^{-1}$

4.2.3.3 $F = 900V/cm$

Im Fourier-Spektrum bei einer elektrischen Feldstärke von $900V/cm$ kann man ebenfalls viele, sich entwickelnde Resonanzen erkennen. Im rein nicht-ionisierenden Signalanteil liegen diese bei 2.0, 4.0, 7.4, 8.0 und 13.3. Letzterer fällt dabei zusätzlich auf, weil er zu höheren Energien bifurkiert.

Im ionisierenden Anteil gibt es eine Resonanz bei 3.3 und deren Vielfache bei 6.6 (dieser bifurkiert bei höheren Energien) und 9.9. Interessant erscheinen auch die beiden Resonanzen um 5.0, die sich im Rahmen der Auflösung zu höheren Energien hin vereinen. Dann gibt es noch eine Gruppe zwischen 10 und 14, die aber relativ schnell ausdünnt und schwächer wird sowie eine zwischen 16 und 18, die sich zu höheren Energien auf einen Peak bei 17.0 beschränkt.

Insgesamt werden bis auf die Resonanzen bei 3.3 und 17.0 alle Resonanzen zu höheren Energien kleiner.

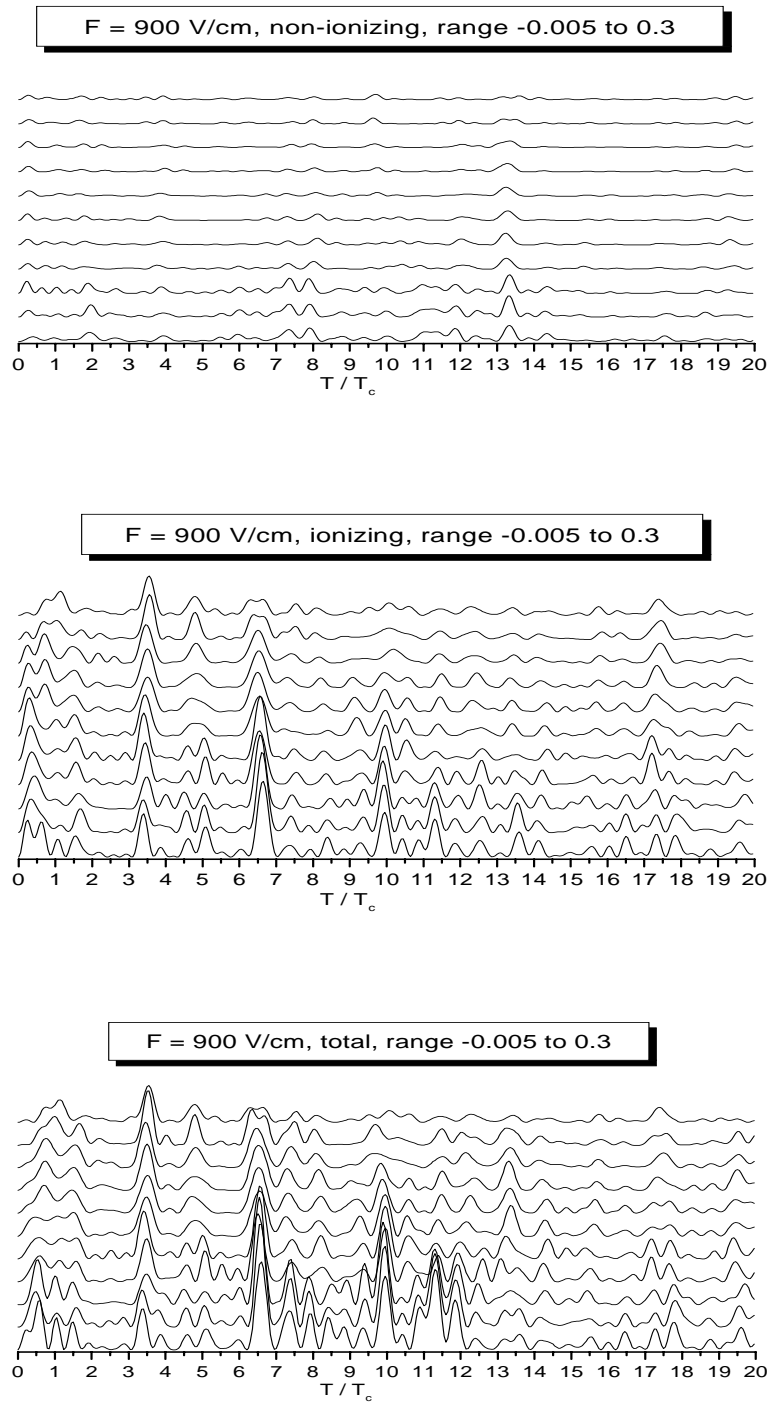


Abbildung 4.28: Evolutionspektrum für $F = 900V/cm$; im Bereich einer mittleren Energie von -129.5 bis $-119.5cm^{-1}$

4.2.3.4 $F = 850V/cm$

Bei $F = 850V/cm$ gibt es den Effekt, daß zu Beginn, bei niedrigen Energien noch einige Resonanzen vorhanden sind, die aber zu höheren Energien deutlich an Intensität nachlassen. So bei 0.2, 0.8, 4.0, 6.2, 7.2, 10.3 und zwischen 13 und 16.

Im Bereich von kleinen Rückkehrzeiten, deutlich zu erkennen bei 0.2 und 0.8, findet ein Übergang von nicht-ionisierendem zu ionisierendem Signalanteil statt. Sie sind in ersterem vorhanden, werden dort schwächer, während sie gleichzeitig in letzterem stärker werden.

Dies liegt daran, daß sich bei niedrigerer elektrischer Feldstärke die Kontinuumsstufe und damit der Anteil nicht-ionisierenden Signals zu höheren Energien verschiebt. Hier ist man in einem Bereich, indem zuerst noch viel nicht-ionisierendes Signal vorhanden ist, dies dann aber zugunsten von ionisierendem Signal schwächer wird.

Auf der einen Seite sterben Bahnen aus, auf der anderen Seite entstehen neue, da sich die Potentialbedingungen ändern; außerdem müssen wir immer berücksichtigen, daß wir nicht skaliert messen, wie bei den Experimenten unserer Vorgänger. Damit ändert man auch bei jeder Fourier-Transformation die Anfangsbedingungen.

Beim ionisierenden Signal ist als nächste Resonanz die von den anderen Feldstärken schon bekannte bei 3.3 zu erkennen. Danach gibt es einen Bereich zwischen 5 und 16, innerhalb dessen sehr viele Resonanzen auftreten. Dabei stechen diejenigen bei 5.0, 8.2, 9.9, 11.6 und 15 heraus.

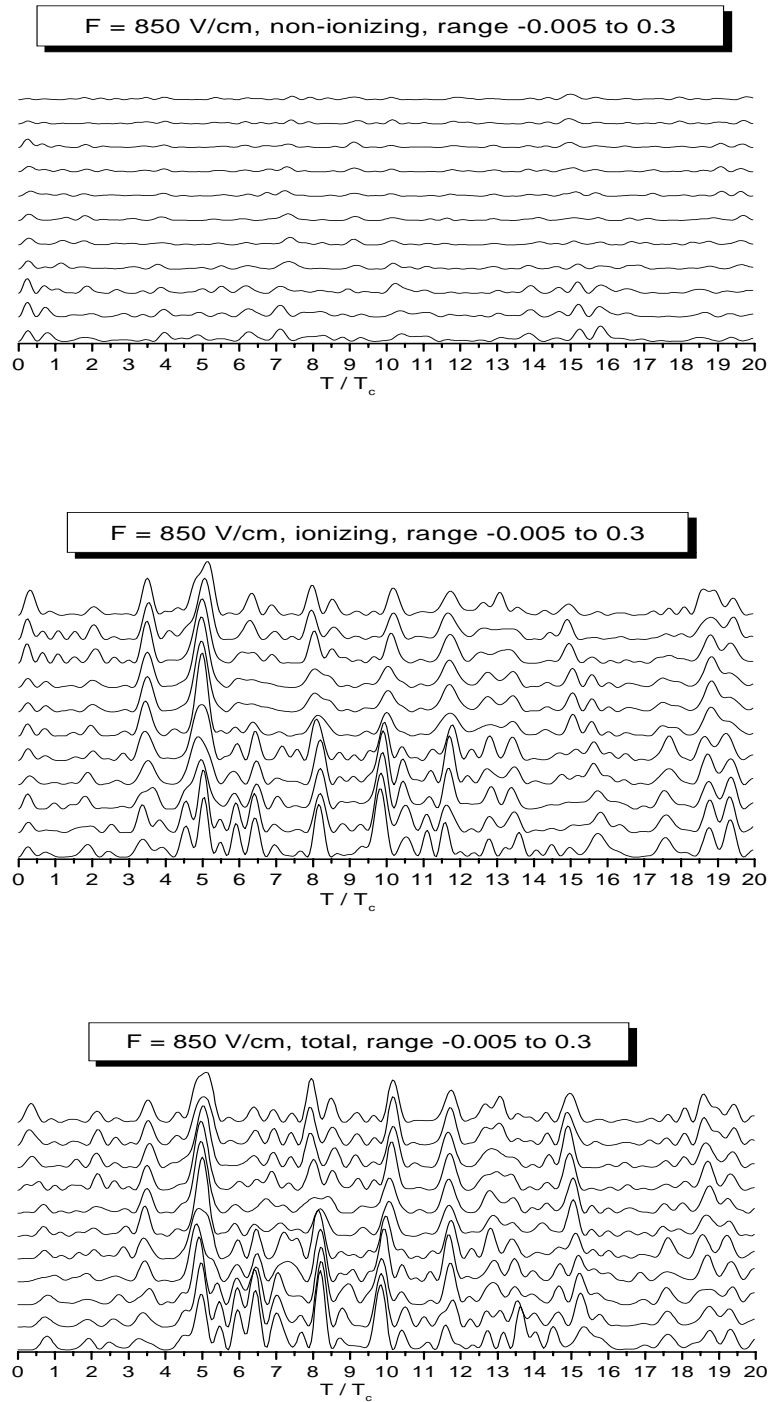


Abbildung 4.29: Evolutionspektrum für $F = 850 \text{ V/cm}$; im Bereich einer mittleren Energie von -129.5 bis -119.5 cm^{-1}

4.2.3.5 $F = 800V/cm$

Bei einer elektrischen Feldstärke von $800V/cm$ betätigt sich die vorher aufgestellte Begründung, daß durch das Wandern der Kontinuumsstufe und damit der Ionisation zu höheren Energien gerade in unseren gemessenen Photoabsorptionsspektren nicht-ionisierender Signalanteil vorhanden ist. Das führt dazu, daß die dazugehörigen Fourier-Spektren deutlichere Resonanzen enthalten als bei größeren elektrischen Feldstärken.

Betrachtet man das Fourier-Spektrum des nicht-ionisierenden Anteils bei $800V/cm$, erkennt man Resonanzen bei 0.3, 3.3, 5.4, 6.6, 8.3, 10.6, 12.6, 14.4, 17.8 und 18.4.

Einige davon kennen wir von anderen Feldstärken. Insbesondere die Resonanz bei 3.3 und ihre Vielfachen.

Beim ionisierenden Anteil sind deutliche Resonanzen bei 0.3 und 1.2 zu erkennen, der Peak bei 3.3 ist ebenfalls vorhanden, es gibt einen „Block“ zwischen 5 und 11, wobei 6.4, 8.0 und 10.2 herausstechen, eine deutliche Resonanz bei 14.3 und bei 17.4.

Schön erkennt man den Übergang der Resonanz bei 3.3 vom nicht-ionisierenden in den ionisierenden Anteil.

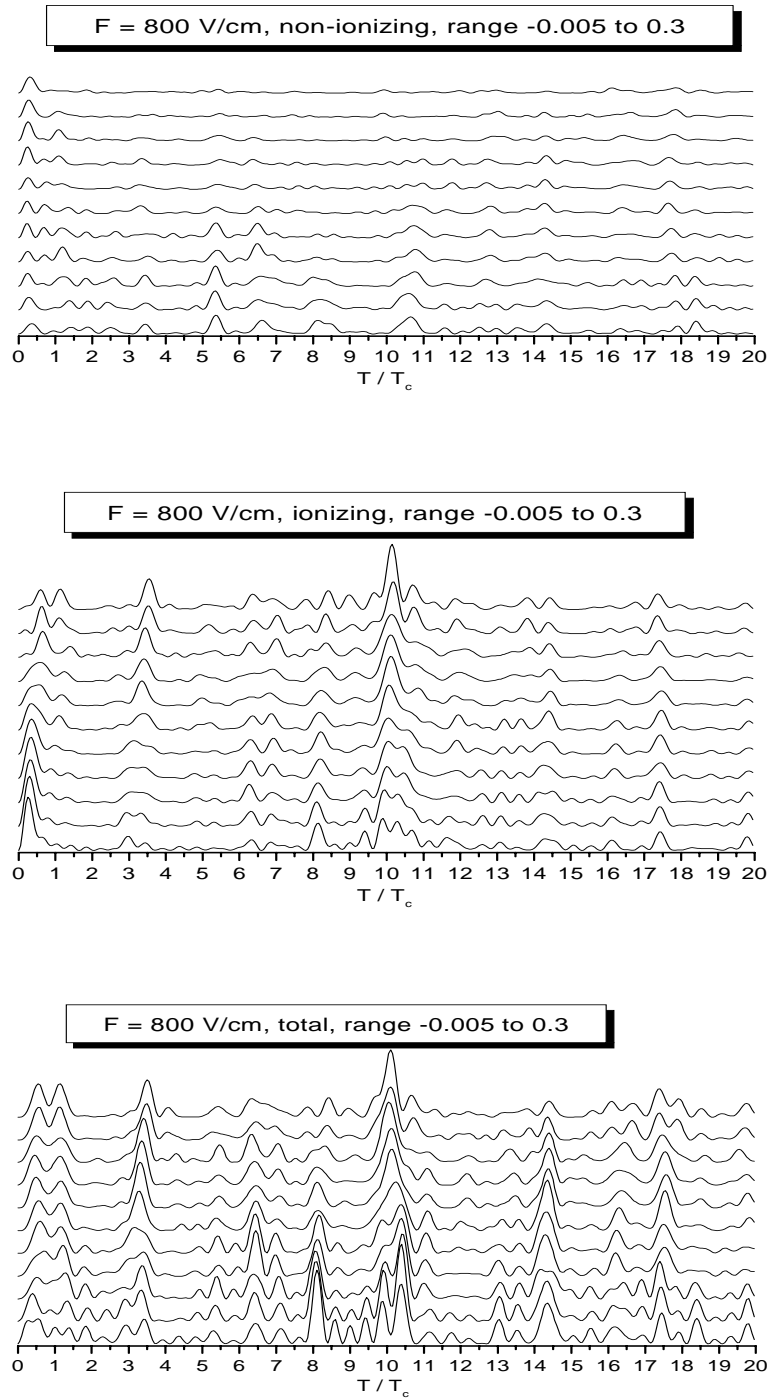


Abbildung 4.30: Evolutionspektrum für $F = 800V/cm$; im Bereich einer mittleren Energie von -129.5 bis $-119.5cm^{-1}$

4.2.3.6 $F = 750V/cm$

Das Fourier-Spektrum bei $F = 750V/cm$ ähnelt stark demjenigen bei $800V/cm$. Dies ist bei Vergleichen anderer Feldstärken nicht so erkennbar gewesen.

Noch deutlicher wird hier, daß mehr nicht-ionisierender Anteil in dem von uns gemessenen Energiespektrum vorhanden ist, und es sind deutlich mehr Strukturen zu erkennen. So wächst die Resonanz bei 0.3, bei 0.8 fällt sie zu höheren Energien. Bei 3.4, 5.5, 7.0, 8.3, 10.0, 14.0, 14.7 und 17.5 sind die Resonanzen relativ stabil oder fallen ein wenig ab. Schön zu erkennen ist eine Bifurkation der Resonanz bei 3.4 zu höheren Energien hin.

Betrachtet man den ionisierenden Signalanteil ist die Resonanz bei 3.3, die bei allen anderen elektrischen Feldstärken so deutlich war, deutlich schlechter auflösbar. Hier treten bei 8, 10.5, 14.0, 16.5 und 17.4 Resonanzen auf.

Bei dieser Feldstärke fällt bei Betrachtung des Gesamtsignales der Bereich zwischen 6 und 9 auf. Die anderen Resonanzen haben mehr oder weniger feste Umlaufzeiten. Hier aber fächern diejenigen, die bei niedrigen Energien bei 7 und 8.3 liegen, über einen weiteren Bereich auf und man kann sehr gut verfolgen wie insbesondere diese beiden Resonanzen bifurkieren.

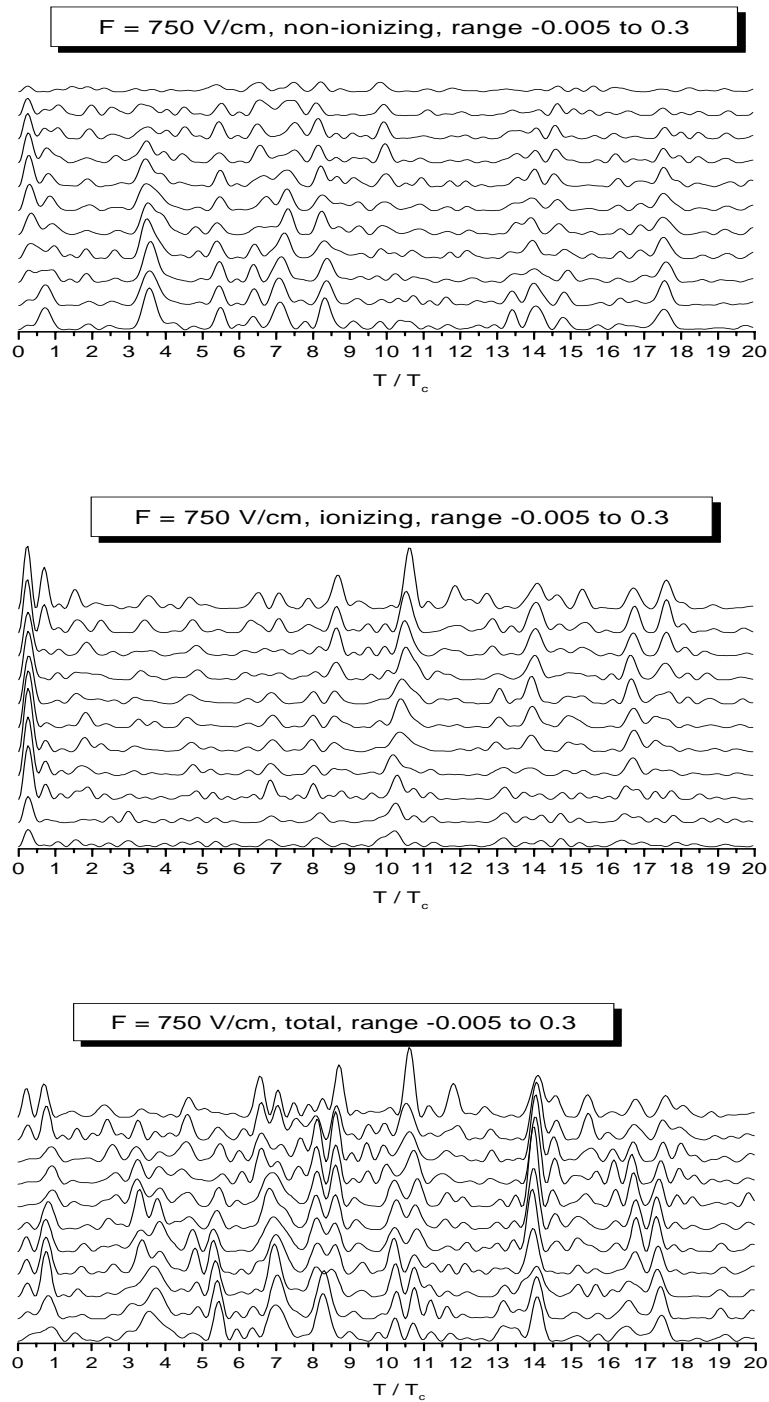


Abbildung 4.31: Evolutionspektrum für $F = 750V/cm$; im Bereich einer mittleren Energie von -129.5 bis $-119.5cm^{-1}$

4.2.3.7 Gemischte Evolutionsspektren

Abschließend zu der Reihe der Fourier-Evolutionsspektren haben wir einen Energiebereich, der bei allen elektrischen Feldstärken gemessen wurde, fourier-transformiert und ihn von Feldstärke zu Feldstärke verglichen.

Dazu haben wir für jede im Experiment verwendete elektrische Feldstärke jeweils die Energiebereiche $-137\text{cm}^{-1} \leq E_1 \leq -122\text{cm}^{-1}$, $-132\text{cm}^{-1} \leq E_1 \leq -117\text{cm}^{-1}$ und $-127\text{cm}^{-1} \leq E_1 \leq -112\text{cm}^{-1}$ fourier-transformiert und in einem Graphen zusammengestellt.

Dabei fällt auf, daß es sehr schwer möglich ist, Evolutionen der einen oder anderen Bahn erkennen zu können. Bessere Aussagen können gemacht werden, wenn man -wie im vorherigen Kapitel geschehen- die Verläufe einzelner Bahnen sowohl innerhalb einer elektrischen Feldstärke betrachtet als auch diese bei anderen Feldstärken an gleicher Position wiederfindet.

Möglicherweise kann man durch Messungen bei näher aneinanderliegenden elektrischen Feldstärken deutlichere Evolutionen erkennen. Dieser Aspekt kann aber nur in weiteren Experimenten untersucht werden.

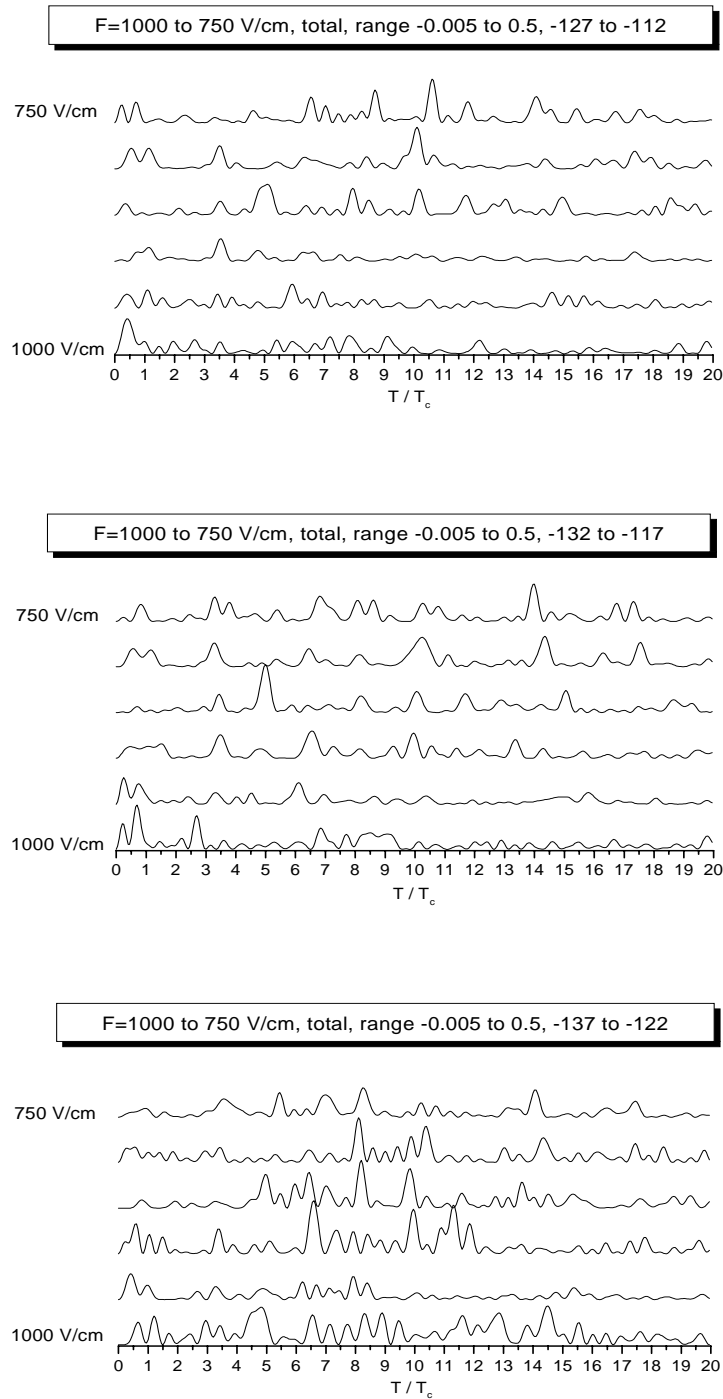


Abbildung 4.32: Fourierspektren bei mittlerer Energie von -129.5cm^{-1} , -124.5cm^{-1} und -119.5cm^{-1} für alle gemessenen Feldstärken, Gesamtsignal

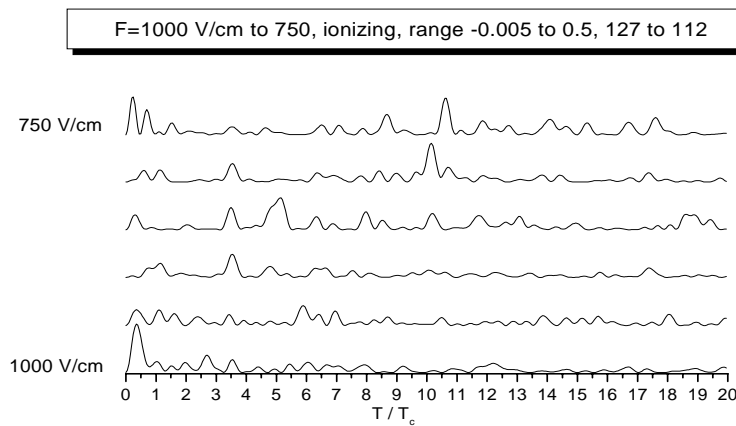
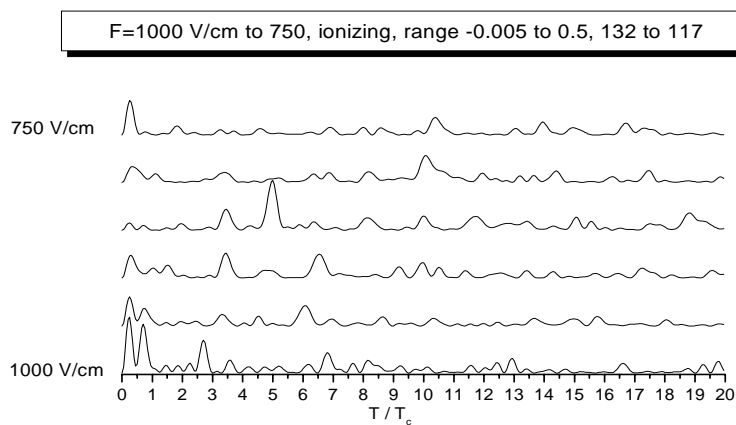
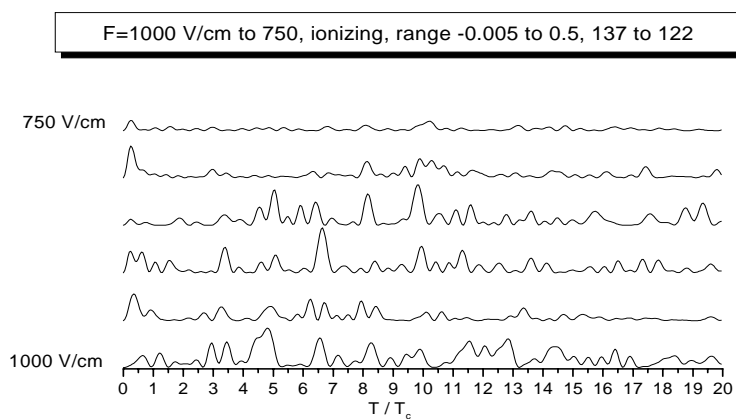


Abbildung 4.33: Fourierspektren bei mittlerer Energie von -129.5cm^{-1} , -124.5cm^{-1} und -119.5cm^{-1} für alle gemessenen Feldstärken, ionisierender Signalanteil

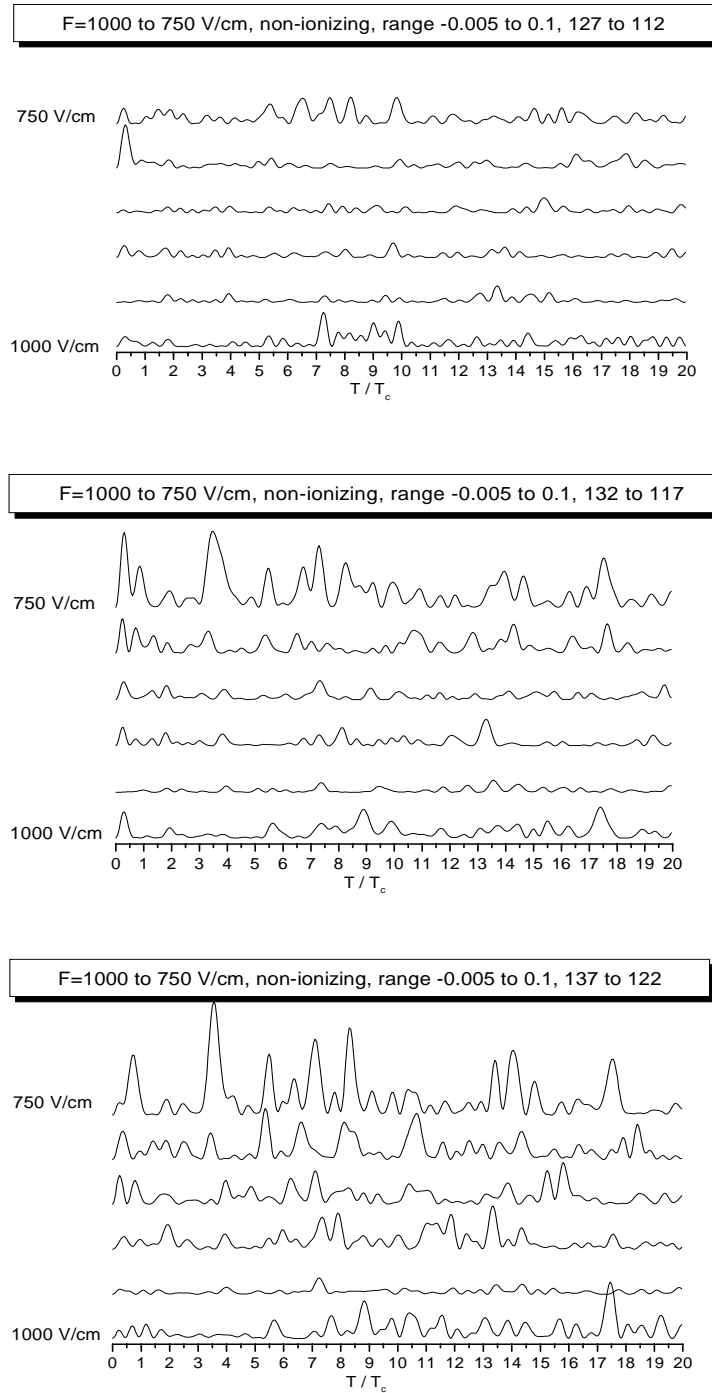


Abbildung 4.34: Fourierspektren bei mittlerer Energie von -129.5 cm^{-1} , -124.5 cm^{-1} und -119.5 cm^{-1} für alle gemessenen Feldstärken, nicht-ionisierender Signalanteil

4.3 Vergleich mit quantenmechanischen Berechnungen

In diesem Abschnitt wird darauf eingegangen, inwiefern berechnete Photoabsorptionsspektren die gemessenen Spektren wiedergeben können.

Dazu haben wir für das Wasserstoff im gekreuzten Feld bei $B = 6T$ und $F = 1000V/cm$ Messungen bei hoher sowie niedriger Auflösung mit Ergebnissen verglichen, die mit Hilfe eines quantenmechanischen Ansatzes berechnet wurden.

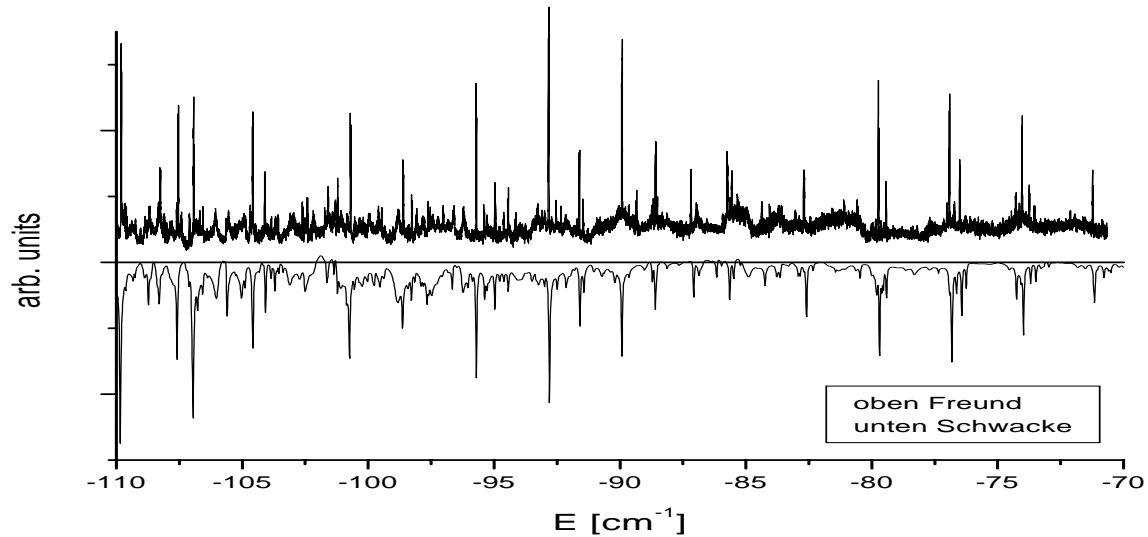


Abbildung 4.35: Spektren mit hoher Auflösung im Vergleich zu einer quantenmechanischen Berechnung; $B = 6T$ und $F = 1000V/cm$

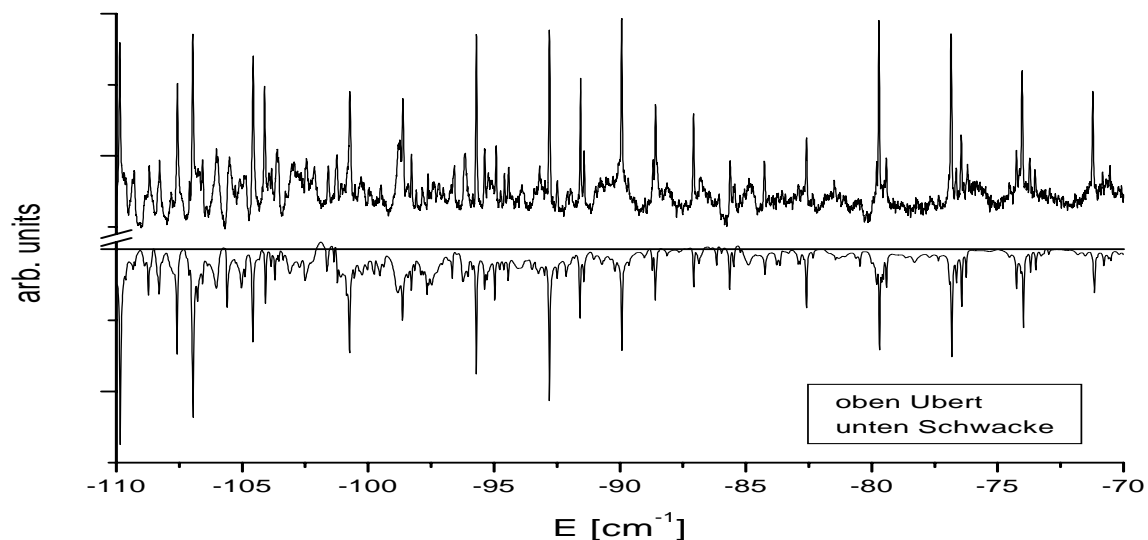


Abbildung 4.36: Spektren mit niedriger Auflösung im Vergleich zu einer quantenmechanischen Berechnung; $B = 6T$ und $F = 1000V/cm$

Die Abbildungen 4.35 und 4.36 zeigen die beiden experimentellen Spektren - unseres in hoher Auflösung sowie das mit niedriger Auflösung aus [Ube 95] - jeweils der quan-

tenmechanischen Berechnung von M. Schwacke ([Sch 98]) gegenübergestellt. Sie zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen allen drei Spektren. Für den Vergleich der beiden experimentellen Spektren haben wir dies in gewisser Weise erwartet, auch wenn der Aufbau etwas modifiziert worden ist. Daß die Resonanzen im quantenmechanischen Spektrum sowohl von der Energieposition als auch von der Intensität ebenfalls so gut übereinstimmen, haben wir nicht erwartet. Dies zeigt, daß theoretische Berechnungen mittlerweile sehr viele Aspekte aufwendiger Messungen wiedergeben können.

Was unter anderem mit dem quantenmechanischem Ansatz zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht möglich erscheint, ist die Berechnung der Kontinuumsstufe und des dazugehörigen Kontinuums.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Hauptziel dieser Arbeit war es, das Wasserstoffatom in starken äußeren elektrischen und magnetischen Feldern mit hoher Auflösung zu untersuchen. Dabei standen die folgenden Aspekte im Vordergrund:

- Verbesserung der Auflösung früherer Experimente.

Indem wir die Wasserstoffdüse weiter vom Anregungsort im Zentrum des Magneten entfernten, konnte mit der gleichen Ausrüstung die Auflösung der Photoabsorptionsresonanzen von 1800MHz beziehungsweise 220MHz ([Ube 95], [Neu 96]) auf 170MHz verringert werden.

- Messung des 1kV -Spektrums mit hoher Auflösung.

Wir haben das aus [Ube 95] bekannte 1kV -Spektrum mit einer Auflösung von 170MHz im Energiebereich -190cm^{-1} bis -70cm^{-1} vermessen, und dabei sowohl die einzelnen Resonanzen des Photoabsorptionsspektrums als auch den Beginn der Kontinuumsstufe zwischen -140cm^{-1} und -135cm^{-1} bestätigt.

- Lebensdauern der einzelnen Resonanzen.

Aus den gemessenen Resonanzbreiten haben wir die Lebensdauer der einzelnen Zustände berechnet. Wir sind davon ausgegangen, daß die Breiten mit größer werdender Energie auch größer und damit die Lebensdauern kürzer werden. Dies ließ sich auf den ersten Blick nicht bestätigen. Wenn man statistisch die Resonanzen über einen definierten Energiebereich zusammenfaßt ergibt sich sogar das Bild, daß die Lebensdauern zu höheren Energien hin größer werden. Dieser Sachverhalt ist im Moment nicht erklärbar. Zusätzlich nimmt mit steigender Energie auch die Anzahl der Resonanzen ab, was darauf hindeutet, daß breite, kurzlebige Zustände schnell aussterben, und spezielle, sehr stabile Zustände länger überleben.

- Untersuchung von Stabilitätswechseln.

Aus semiklassischen Berechnungen von E. Flöthmann folgte, daß sich für verschiedene Quanten-Serien Stabilitätswechsel ergeben; das heißt, daß der Liapunov-Exponent von endlich auf null oder umgekehrt wechselt beziehungsweise die Zustände einer Serie von stabil auf instabil oder umgekehrt. Wir konnten diese Wechsel für verschiedene Serien mit unseren Messungen prinzipiell bestätigen; d.h. qualitativ aber nicht quantitativ. Die Wechsel von stabil zu instabil bzw. umgekehrt liegen in anderen Energiebereichen. Hier besteht noch Klärungsbedarf, der aber nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit gelöst werden kann.

- Beschreibung von Resonanzen im Fourier-Spektrum mit Hilfe der Chirped-Fourier-Transformation (CFT).

Theoretische Bahnrechnungen mit Hilfe von Fourier-Spektren zur Bestätigung der Messungen stehen vor dem Problem, daß wir Photoabsorptionsspektren mit ständig sich ändernder skaliertes Energie aufgenommen haben. Frühere Messungen unserer Arbeitsgruppe haben skalierte Spektren aufgenommen, das heißt, die skalierte Energie wurde konstant gehalten und hat nicht zu Schwierigkeiten geführt. Durch unsere Messungen wurden neue theoretische Ansätze mit gechirpten Sinuswellen und deren Taylor-Entwicklung verfolgt, welche zur sogenannten Chirped-Fourier-Transformation (CFT) geführt haben. Mit dieser wiederum hat man ein Werkzeug zur Hand, mit dem man einen besseren Zugang zu nicht-skalierten Messungen hat.

- Beschreibung der Kontinuumsstufe mit Hilfe von semiklassischen Berechnungen.

Die Messungen bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken haben außerdem gezeigt, wie die Kontinuumsstufe zu höheren Energien wandert. Poincare-Schnitte senkrecht zum elektrischen Feld können diese Stufe sehr schön veranschaulichen. Nähert sich der chaotische Bereich den Ursprung, beginnt auch der Bereich, ab dem ein Kontinuumsuntergrund auftritt. Dieses Ergebnis konnte für alle von uns verwendeten elektrischen Feldstärken bestätigt werden.

- Messungen bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken.

Um zu sehen, ob und wie sich Bahnen von Feldstärke zu Feldstärke entwickeln, haben wir das Photoabsorptionsspektrum im Energiebereich -140cm^{-1} bis -110cm^{-1} bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken gemessen ($1000\text{V/cm} \leq F \leq 750\text{V/cm}$). Innerhalb der einzelnen Feldstärke kann man den Fourier-Spektren sehr schöne Bahn-Evolutionen entnehmen; es treten Bifurkationen auf, und man kann gleiche Bahnen in unterschiedlichen Signalanteilen erkennen. Wir haben uns allerdings auf eine beschreibende Auswertung beschränkt, da wir leider keine theoretischen Berechnungen erhalten konnten. Dies folgt möglicherweise in späteren Veröffentlichungen, nachdem verschiedene, im Rahmen dieser Arbeit aufgetretenen Fragen gelöst sind.

Von Feldstärke zu Feldstärke kann man den Spektren keine deutlichen Evolutionen entnehmen, so daß hier für die Zukunft entweder Messungen mit noch höherer Auflösung oder mit kleinerer Änderung der elektrischen Feldstärke ratsam sind.

- Vergleich zu quantenmechanischen Berechnungen.

Zuletzt haben wir noch unsere Messungen und die von R. Ubert mit quantenmechanischen Berechnungen verglichen. Dabei stellte sich heraus, daß die Berechnungen in sehr genauem Maße die Messungen abbilden. Was mit den Berechnungen, die uns zur Verfügung standen noch nicht abgebildet werden konnte, war die Kontinuumsstufe und der Kontinuumsuntergrund.

Mit Hilfe dieses Experiments ist es gelungen, Zugang zu einigen wichtigen offenen Fragen bezüglich des Wasserstoffs in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern zu

bekommen; dies sind zum Beispiel die Entstehung der Kontinuumsstufe sowie die Beschreibung von Resonanzen in nicht-skalierten Spektren mit Hilfe der Chirped-Fourier-Transformation.

Zusätzlich sind einige Resultate und damit zusammenhängende Fragen zu Tage getreten, die genauere Untersuchungen benötigen. Dazu gehört die steigende Lebensdauer der Resonanzzustände hin zu höheren Energien wie auch die Menge der verschiedenen Evolutionen von Resonanzen in den Fourier-Spektren.

Von experimenteller Seite her sind Messungen bei verschiedenen Feldstärken, die näher beieinander liegen (z.B. in $10V/cm$ Abständen) sowie Messungen bei niedrigeren elektrischen Feldstärken als bei uns (z.B. $500V/cm$ und niedriger) von Interesse.

Von theoretischer Seite wären insbesondere neuere, exaktere quantenmechanische Berechnungen von Interesse, die daß Wasserstoff-Spektrum in gekreuzten Feldern inklusive des Kontinuumsuntergrunds beschreiben. Zum anderen auch Bahn-Berechnungen mit oder ohne Chirped-Fourier-Transformation, die zu einem besseren Verständnis der Evolutions-Spektren führen.

Kapitel 6

Anhang

6.1 Atomare Einheiten

Indem man Naturkonstanten als Grundeinheiten verwendet - man setze \hbar (Wirkungsquantum), a_0 (Bohrscher Radius), e (Elementarladung) und μ (reduzierte Masse des Deuteriumatoms) gleich eins - erhält man die in dieser Arbeit verwendeten atomaren Einheiten.

Es ergeben sich die folgenden Basiseinheiten:

Wirkung	:	$\hbar = 1.0546 \cdot 10^{-34}$	J_s
Ladung	:	$e = 1.6022 \cdot 10^{-19}$	C
Länge	:	$a_0 = 5.2918 \cdot 10^{-11}$	m
Masse	:	$\mu = 9.1070 \cdot 10^{-31}$	kg
Geschwindigkeit	:	$v_0 = 2.1877 \cdot 10^6$	m/s
Zeit	:	$t_0 = 2.4189 \cdot 10^{-17}$	s
elektrische Feldstärke	:	$F_0 = 5.1392 \cdot 10^9$	V/cm
magnetische Feldstärke	:	$B_0 = 2.3492 \cdot 10^5$	T
Energie	:	$E_0 = 4.3586 \cdot 10^{-18}$	J
		$= 27.2014$	eV
		$= 21914.84$	cm^{-1}

6.2 Hamilton-Funktion des Wasserstoffatoms in gekreuzten Feldern

Für das hier vorliegende System ergibt sich die nicht-relativistische Hamilton-Funktion unter Berücksichtigung der Wirkung der einzelnen Felder auf den Atomkern und das Elektron.

Das Magnetfeld wirkt über die Substitution [Gol 85]

$$\vec{p} \longrightarrow \vec{p} + \frac{q}{c} \vec{A} \quad (6.1)$$

auf die Ladung $q = -e$.

\vec{A} ist das Vektorpotential aus der bekannten Maxwell-Gleichung $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$.

Das elektrische Feld wirkt über die Beziehung

$$q \cdot \vec{A} \cdot \vec{r}. \quad (6.2)$$

Durch Einführung von Schwerpunkts- und Relativkoordinaten

$$\begin{aligned} M &= m_e + m_k \\ \vec{R} &= \frac{1}{M} (m_e \vec{r}_e + m_k \vec{r}_k) \end{aligned} \quad (6.3)$$

bzw.

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{m_e m_k}{m_e + m_k} \\ \vec{r} &= \vec{r}_e - \vec{r}_k \end{aligned} \quad (6.4)$$

erhält man die folgende Hamiltonfunktion des vorliegenden Zwei-Teilchen Systems aus Atomkern und Elektron

$$\begin{aligned} H(\vec{R}, \vec{r}, \vec{P}, \vec{p}) &= \frac{1}{M} \left(\vec{P} + \frac{e}{2c} \vec{B} \times \vec{r} \right)^2 \\ &+ \frac{1}{2\mu} \left(\vec{p} - \frac{e}{2c} \vec{B} \times \vec{R} + \frac{e}{2c} \frac{m_k - m_e}{M} \vec{B} \times \vec{r} \right)^2 \\ &+ e \vec{F} \vec{r} - \frac{e^2}{r}, \end{aligned} \quad (6.5)$$

(Dabei gilt die symmetrische Eichung $\vec{A} = \frac{1}{2} \vec{B} \times \vec{r}$.)

Mit der Näherung

$$\frac{m_k - m_e}{M} \approx 1 \quad (6.6)$$

und der kanonischen Transformation

$$\begin{aligned} \vec{P}_T &= \vec{P} - \frac{e}{2c} \vec{B} \times \vec{r} \\ \vec{p}_T &= \vec{p} + \frac{e}{2c} \vec{B} \times \vec{R} \end{aligned} \quad (6.7)$$

geht die Hamiltonfunktion über in:

$$\begin{aligned}
 H(\vec{R}, \vec{r}, \vec{P}_T, \vec{p}_T) &= \underbrace{\frac{1}{M} \vec{P}_T^2}_{\text{Schwerpunktsbewegung}} \quad (6.8) \\
 &+ \underbrace{\frac{1}{2\mu} \vec{p}_T + \frac{e}{2\mu c} \vec{B} \cdot (\vec{r} \times \vec{p}_T) + \frac{e^2}{8\mu c^2} \cdot (\vec{B} \times \vec{r})^2 + e \vec{F} \cdot \vec{r} - \frac{e^2}{r}}_{\text{Relativbewegung}} \\
 &+ \underbrace{\frac{e}{cM} (\vec{P}_T \times \vec{B}) \cdot \vec{r}}_{\text{Kopplungsterm}} \\
 &= \underbrace{H(\vec{P}_T)}_{\text{Schwerpunktsbewegung}} + \underbrace{H(\vec{r}, \vec{p}_T)}_{\text{Relativbewegung}} + \underbrace{H(\vec{r}, \vec{P}_T)}_{\text{Kopplungsterm}}
 \end{aligned}$$

Der Kopplungsterm beschreibt den Bewegungs-Stark-Effekt. Bei unserem Experiment verläuft die Bewegung parallel zur Magnetfeldachse, und somit fällt dieser Term aufgrund des verschwindenden Kreuzproduktes weg.

Die Driftbewegung senkrecht zu \vec{F} und \vec{B} , welche aus der Kopplung von Schwerpunkts- und Relativbewegung über die transformierten Impulse aus Gleichung 6.8 herrührt, ist für gebundene Zustände vernachlässigbar [Wie 89b]. Es gilt $\vec{p}_T \approx \vec{p}$ und als Hamiltonfunktion der Relativbewegung von Atomkern und Elektron erhält man

$$H(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{2\mu} \vec{p}^2 + \frac{e}{2\mu c} \vec{B} \cdot (\vec{r} \times \vec{p}) + \frac{e^2}{8\mu c^2} (\vec{B} \times \vec{r})^2 + e \vec{F} \cdot \vec{r} - \frac{e^2}{r}. \quad (6.9)$$

Wir wählen als Magnetfeldrichtung \hat{z} und die dazu senkrechte Richtung des elektrischen Feldes als \hat{x} und erhalten in atomaren Einheiten

$$\begin{aligned}
 \underbrace{H}_{\text{Gesamtenergie}} &= \underbrace{\frac{1}{2} p^2}_{\text{kinetische Energie}} - \underbrace{\frac{1}{r}}_{\text{Coulombenergie}} + \underbrace{\frac{1}{2} L_z B}_{\text{paramagnetischer Term}} + \quad (6.10) \\
 &\underbrace{\frac{1}{8} (x^2 + y^2) B^2}_{\text{diamagnetischer Term}} + \underbrace{F x}_{\text{Einfluß des elektrischen Feldes}}.
 \end{aligned}$$

6.3 Experimentelles Auflösungsvermögen

6.3.1 Natürliche Linienbreite

Die Unschärfe der Frequenz ν einer Spektrallinie beträgt

$$\Delta\nu_\tau = \frac{\Delta E}{h} = \frac{1}{2\pi\tau_i} \quad . \quad (6.11)$$

Beim Übergang $E_i \rightarrow E_f$ zwischen zwei angeregten Niveaus E_i und E_f , addieren sich deren Energieunschärfen:

$$\Delta E = \Delta E_i + \Delta E_f \implies \Delta\nu_\tau = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_f} \right) \quad (6.12)$$

Für den Lyman- α -Übergang $E_{1s} \rightarrow E_{2p}$ des Wasserstoffatoms erhält man mit $\tau_{1s} = \infty$ und $\tau_{2p} = 0.16 \cdot 10^{-8} s$ für die natürliche Linienbreite einen Wert von $\Delta\nu_\tau \approx 100 MHz$.

6.3.2 Dopplerbreite

Dieser Abschnitt ist der Arbeit von C. Coenen [Coe 98] entnommen, der im Rahmen seiner Diplom-Arbeit an diesem Experiment mitgearbeitet hat.

Die Absorptionsfrequenz ω eines Atoms ist verschoben, wenn es sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} gegen eine ebene Welle mit dem Wellenvektor \vec{K} und der Kreisfrequenz ω_L bewegt. Bei unserem Experiment tritt dieser Effekt auf, da sich die Wasserstoffatome mit thermischer Geschwindigkeit senkrecht zum Laserstrahl bewegen. Die Frequenz ω_L im Laborsystem erscheint im System des bewegten Atoms als $\omega' = \omega_L - \vec{K}\vec{v}$. Im Falle einer in z-Richtung einfallenden Lichtwelle absorbiert das Atom genau dann auf seiner Eigenfrequenz, wenn die Lichtfrequenz ω_L die Bedingung

$$\omega = \omega_0 + K_z v_z = \omega_0 \left(1 + \frac{v_z}{c} \right) \quad (6.13)$$

erfüllt, wobei $v_z \ll c$ ist.

Die Dichte $n_i(v_z)$ der Licht absorbierenden Atome im Zustand E_i mit der Geschwindigkeitskomponente v_z innerhalb des Intervalls $[v_z, v_z + dv_z]$ ergibt sich für eine feste Temperatur T aus der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung. Mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $v_w = \sqrt{2kT/m}$ gilt

$$n_i(v_z)dv_z = \frac{N_i}{v_w\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v_z^2}{v_w^2}\right) dv_z \quad , \quad (6.14)$$

wobei N_i die Gesamtzahl aller Atome im Zustand E_i pro Volumeneinheit, k die Boltzmann-Konstante und m die Atommasse ist. Die Anzahl der Atome, deren Absorption in das Frequenzintervall $[v_z, v_z + dv_z]$ fällt, gewinnt man aus

$$n_i(\omega) = N_i \frac{c}{v_w} \omega_0 \sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 v_w}\right)^2 \quad . \quad (6.15)$$

Da die absorbierte Intensität $I(\omega)$ proportional zu $n_i(\omega)$ ist, ergibt sich das Intensitätsprofil der Doppler-verbreiterten Spektrallinie aus

$$I(\omega) = I(\omega_0) \exp\left(-\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 v_w}\right)^2 . \quad (6.16)$$

Für die spektrale Halbwertsbreite folgt somit

$$\begin{aligned} \Delta\omega_D &= \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8 k t \ln 2}{m}} \\ \Delta\nu_D &= \frac{\omega_0}{2\pi c} \sqrt{\frac{8 k t \ln 2}{m}} , \end{aligned} \quad (6.17)$$

wobei $v_w = \sqrt{2kt/m}$ verwendet wurde.

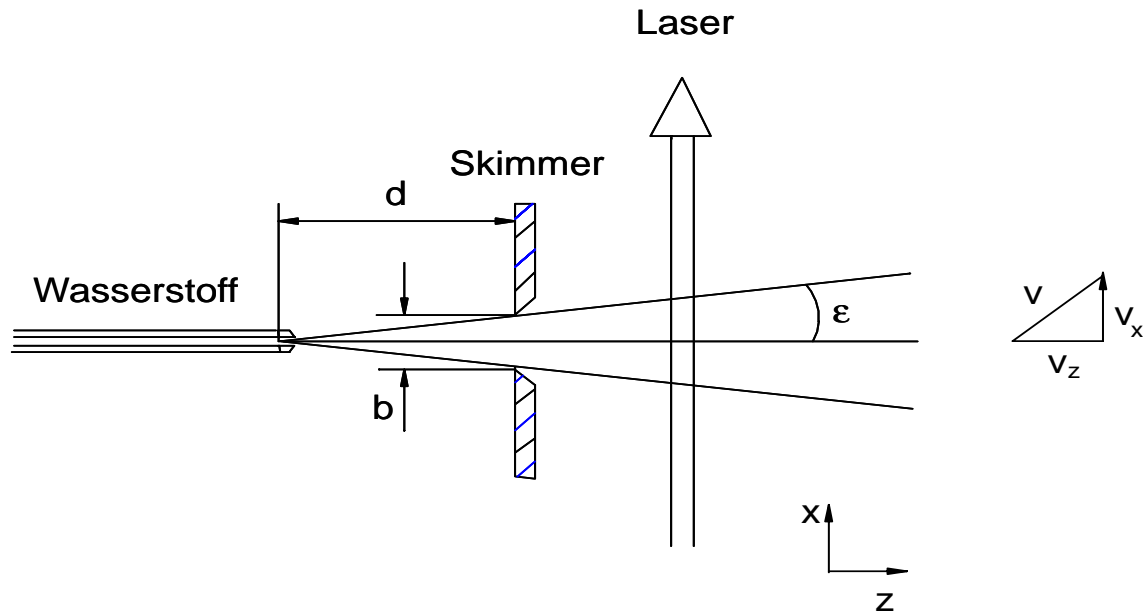


Abbildung 6.1: Skizze der Atomstrahlanordnung

Abb. 6.1 zeigt eine schematische Darstellung der in diesem Experiment benutzten Wasserstoffquelle. Es gelangen nur Atome in das Anregungsvolumen, welche die Öffnung des Skimmers (Breite b) passieren. Es können damit nur solche Atome die Strahlung absorbieren, deren Geschwindigkeitskomponente die Bedingung

$$\frac{v_x}{v_z} \leq \frac{b}{2d} = \sin \epsilon \quad (6.18)$$

erfüllen. Die Doppler-Breite verringert sich gegenüber dem oben beschriebenen Fall der Absorption der Atome im Bereich aller Geschwindigkeitskomponenten. Für die spektrale Intensitätsverteilung erhält man [Dem 93]

$$I(\omega) = I(\omega_0) \exp\left(-\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 v_w 2 \sin \epsilon}\right)^2 , \quad (6.19)$$

d.h. die Doppler-Breite wird um den Faktor $2 \sin \epsilon$ gegenüber $\Delta\nu_D$ verringert:

$$\Delta\nu_D^* = 2 \Delta\nu \sin \epsilon. \quad (6.20)$$

Im Rahmen dieser Arbeit ist –gegenüber früheren experimentellen Aufbauten– die Dopplerbreite durch Vergrößerung des Abstandes d zwischen Atomstrahlquelle und Skimmer verringert worden. Bei einer Skimmeröffnung $b = 1\text{mm}$, einem Abstand $d = 7\text{cm}$ und einer Frequenz $\nu_0 = 8.22 \cdot 10^{14}\text{Hz}$ bei $\lambda \approx 365\text{nm}$ erhält man eine Dopplerbreite von $\Delta\nu_D^* \approx 100\text{MHz}$.

Literaturverzeichnis

- [Bor 93] J. Borkowski – *Erzeugung intensiver abstimmbarer gepulster Laserstrahlung im VUV*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1993)
- [Coe 98] C. Coenen – *Laserspektroskopie an hochangeregten Wasserstoffatomen in starken äußeren Feldern*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1998)
- [Cro 79] H. Crosswhite, U. Fano, K.T. Lu, A.R.P. Ru – *Phys. Rev. Lett.* **42**, 963 (1979)
- [Dem 93] W. Demtröder – *Laser-Spektroskopie*, Springer-Verlag, Berlin (1993)
- [Du 87] M.L. Du, J.B. Delos, – *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1731, (1987)
- [Du 88a] M.L. Du, J.B. Delos, – *Phys. Rev. A* **38**, 1896, (1988)
- [Du 88b] M.L. Du, J.B. Delos, – *Phys. Rev. A* **38**, 1913, (1988)
- [Ell 91] T. Ellebrock – *Der Zusammenhang zwischen klassischen Trajektorien und dem Photoabsorptionsspektrum des hochangeregten Wasserstoffatoms in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1991)
- [Flo 94] E. Flöthmann – *Das Wasserstoffatom in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern*, Dissertation, Universität Bielefeld (1994)
- [Fre 02] S. Freund, R. Ubert, E. Flöthmann, K.H. Welge, D. Wang, J.B. Delos – *Absorption and recurrence spectra of Hydrogen in crossed electric and magnetic fields*, to be published in *Phys. Rev. A* (2002)
- [Gar 69] W.R.S. Garton, F.S. Tomkins – *Diamagnetic Zeeman Effect and Magnetic Configuration Mixing in Long Spectral Series of Ba*, *Astrophys. J.* **158**, 839 (1969)
- [Gol 85] H. Goldstein – *Klassische Mechanik*, AULA-Verlag, Wiesbaden (1985)
- [Gutzwiller] M.C. Gutzwiller – *J. Math. Phys* **12**, 343 (1971) und *Chaos in Classical and Quantum Mechanics*, New York (1990)
- [Hol 86a] A. Holle, G. Wiebusch, J. Main, B. Hager, H. Rottke, K.H. Welge – *Diamagnetism of Hydrogen Atom in the Quasi-Landau Regime*, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2594 (1986)
- [Hol 86b] A. Holle – *Das hochangeregte Wasserstoffatom in starken Magnetfeldern*, Dissertation, Universität Bielefeld (1986)
- [Hol 88] A. Holle, J. Main, G. Wiebusch, K.H. Welge – *Quasi-Landau Spectrum of the Chaotic Diamagnetic Hydrogen Atom*, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 161 (1988)

- [Isi 95] G. Ising – *Computergestützte Steuerung eines Experiments zur Spektroskopie von Rydbergatomen in starken Feldern*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1995)
- [Iu 89] C.Iu, G.R. Welch, M.M. Kash, L. Hsu, D. Kleppner – *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1133 (1989)
- [Jia 96] H. Jiao, Dissertation, Cambridge (1996)
- [Kon 98] V. Kondratovich, J.B. Delos – *Phys. Rev. A* **57**, 4654, (1998)
- [Lia 47] A.M. Liapunov – *Ann. Math. Studies*, **17**, 1907 (1947)
- [Lok 87] P. Lokai *et al.* – *Typ-I-Frequenzverdopplung und Frequenzmischung in β -BaB₂O₄*, *Laser und Optoelektronik* **3**, 296 (1987)
- [Lu 78] K.T. Lu, F.S. Tomkins, H.M. Crosswhite, H. Crosswhite – *Absorption Spectrum of Atomic Lithium in High Magnetic Fields*, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1034 (1978)
- [Mai 91] J. Main – *Das hochangeregte Wasserstoffatom im Magnetfeld und in gekreuzten magnetischen und elektrischen Feldern*, Dissertation, Universität Bielefeld (1991)
- [Neu 96] C. Neumann – *Skalierte Spektroskopie am Wasserstoffatom im Magnetfeld und in senkrechten elektrischen und magnetischen Feldern*, Dissertation, Universität Bielefeld (1996)
- [Neu 97] C. Neumann, S. Freund, R. Ubert, E. Flöthmann, K.H. Welge, M. Haggerty, J.B. Delos – *Symmetry breaking of Hydrogen in crossed electric and magnetic fields*, *Phys. Rev. Lett.* (1997)
- [Poi 92] H. Poincaré – *Les Methodes Nouvelles de la Méchanique Céleste*, Paris (1892, 1893, 1899)
- [Rai 91] G. Raithel, M. Fauth, H. Walther – *Phys. Rev. A* **44**, 1898 (1991)
- [Rai 94] G. Raithel, H. Walther – *Phys. Rev. A* **49**, 1646 (1994)
- [Rot 86] H. Rottke – *Laserspektroskopische Untersuchungen an hochangeregten Rydbergzuständen des atomaren und molekularen Wasserstoffs*, Dissertation, Universität Bielefeld (1986)
- [Sch 98] M. Schwacke (Ruhr-Universität Bochum) – persönliche Mitteilung (1998)
- [Ube 95] R. Ubert – *Laserspektroskopie am Rydberg-Wasserstoffatom in starken äußeren Feldern*, Dissertation, Universität Bielefeld (1995)
- [Wie 89a] G. Wiebusch, J. Main, K. Krüger, H. Rottke, A. Holle und K.H. Welge – *Hydrogen Atom in Crossed Magnetic and Electric Fields*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2821 (1989)

- [Wie 89b] G. Wiebusch – *Laserspektroskopische Untersuchungen des hochanregten Wasserstoffatoms in starken magnetischen und elektrischen Feldern*, Dissertation, Universität Bielefeld (1989)
-

Die folgenden Nachschlagwerke werden in dieser Arbeit nicht explizit erwähnt. Sie sollen trotzdem aufgelistet sein, da sie zum einen in den explizit erwähnten Arbeiten als Referenzen dienen und zum anderen mit dem Aufbau der Laser zu tun haben:

- [Akh 92] S.A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, A.S. Chirkin – *Optics of Femtosecond Laser Pulses*, American Institute of Physics, New York (1992)
- [Bet 57] H.A. Bethe, E.E. Salpeter – *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Springer-Verlag, Berlin (1957)
- [Ber 78] L. Bergmann, C. Schäfer – *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III, Optik*, Walter de Gruyter Verlag, Berlin (1978)
- [Blo 74] A.L. Bloom – *Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates*, J. Opt. Soc. Am. **64**, 447 (1974)
- [Gas 78] J.D. Gaskill – *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics*, John Wiley & Sons, New York (1978)
- [Hag 86] B. Hager – Diplomarbeit, Universität Bielefeld, (1986)
- [Hak 87] H. Haken, H.C. Wolf – *Atom- und Quantenphysik*, Springer-Verlag, Berlin (1987)
- [Her 69] M. Hercher – *Tunable single mode operation of gas lasers using intracavity tilted etalons*, Appl. Opt. **8**, 1103 (1969)
- [Her 97] T. Hermann – *Frequenzkonversion und Analytik ultrakurzer Laserpulse*, Diplomarbeit, Universität Bielefeld (1997)
- [Kne 88] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist – *Laser*, Teubner-Studienbücher, Stuttgart (1988)
- [Lam 82] Lambda Physik – *FL 2002 Operator's Manual*, Göttingen, (1982)
- [Las 90] The Coherent 899-21 Laser Course – *Theoretical Aspects of Operation*, (1990)
- [Lom 70] Bausch & Lomb Diffraction Grating Research Laboratory – *Diffraction Grating Handbook*, Rochester, New York (1970)
- [Man 90] – *The Coherent Innova 200 Series Ion Laser - Operator's Manual*, (1990)
- [Mai 92] J. Main, G. Wunner – Phys. Rev. Lett. **69**, 586 (1992)

- [Mai 94] J. Main, G. Wiebusch, K.H. Welge, J. Shaw, J.B. Delos – Phys. Rev. A **49**, 847 (1994)
- [May 94] T. Mayer-Kuckuk – *Atomphysik*, Teubner-Studienbücher, Stuttgart (1994)
- [Mou 86] P.F. Moulton – *Spectroscopy and laser characteristics of Ti : Al₂O₃*, J. Opt. Soc. Am. **B3**, 125 (1986)
- [Pau 26] W. Pauli – *Z. Physik* **46**, 335 (1926)
- [Sta 13] J. Stark – *Anal. d. Physik* **43**, 965 (1913)
- [Ste 91] H. Steuwe – Diplomarbeit, Universität Bielefeld, (1991)
- [Yar 83] A. Yariv, P. Yeh – *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons, (1983)
- [Zee 97] P. Zeeman – *Phil. Mag.* **5**, 43 (1897)

Lebenslauf

Name: Stefan Freund

Geboren: 30.07.1967 in Winz-Niederwenigern, jetzt Hattingen

Eltern: Ursula Freund, geb. Jung
Dr. Friedrich Freund

Familienstand: Verheiratet mit Ceylin Freund, geb. Aydınçer

Schulbildung: 08/1973 - 05/1975 Grundschule Blankenstein, Hattingen
05/1975 - 07/1977 Grundschule Durchholz, Witten
07/1977 - 06/1986 Gymnasium Hardenstein, Witten,
Abschluß Abitur

Hochschulbildung: 10/1988 - 09/1994 Studium der Physik, Ruhr-Universität Bochum,
Abschluß Diplom
05/1995 - jetzt Promotionsstudium der Physik, Universität Bielefeld

Berufstätigkeit: 10/1998 - jetzt Systemadministrator bei Océ Printing Systems, Poing

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Karl-Heinz Welge († 02.05.2001), der diesen Dank leider nicht mehr persönlich entgegen nehmen kann. Er hat mir vom ersten Tag an in Bielefeld ein sehr gutes Gefühl gegeben und hat mich immer unterstützt.

Prof. Dirk Feldmann danke ich dafür, daß er mich nach dem Tod von Prof. Welge ohne Zögern während der Fertigstellung der Arbeit weiter betreut hat.

Dr. Cornelius Neumann, der mir von Anfang an ein guter Freund und sehr kompetenter Kollege war und der mir auch nach seinem Weggang von der Universität Bielefeld mit gutem Rat zur Seite stand, bin ich sehr zu Dank verbunden.

Ich danke Prof. J.B. Delos und seiner Gruppe für die theoretischen Ansätze und Berechnungen.

Desweiteren danke ich Dr. Rudolf Boettner, Dr. Ralf Ubert, Dipl.-Phys. Christian Coenen und anderen aktuellen bzw. ehemaligen Mitarbeitern von D3, die mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben.

Meinen Eltern danke ich dafür, daß sie mich immer darin unterstützt haben, was ich gemacht habe.

Meiner Frau Ceylin danke ich für ihre unendliche Geduld und für die Wärme, die sie in mein Leben gebracht hat.

Ich versichere hiermit, diese Arbeit selbständig und nur mit den von mir zitierten Hilfsmitteln angefertigt zu haben.

Stefan Freund