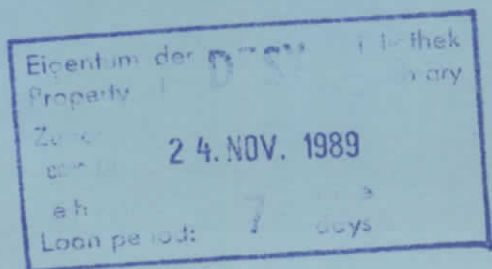


Interner Bericht
DESY F41
HASYLAB 89-06
JUNI 1989

Bestimmung der Eigenschaften eines
Zylinderspiegelanalysators
und eines nichtdispersiven Fluoreszenzdetektors

von
J. Rüder



Bestimmung der Eigenschaften eines
Zylinderspiegelanalysators
und eines nichtdispersiven Fluoreszenzdetektors

Experimentelle Diplomarbeit am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg
vorgelegt von

Jan Rüder

Hamburg 1989

Properties of a Cylindrical Mirror Analyser and a non-dispersive Fluorescence-Detector

by Jan Rüder

Abstract

The properties of a cylindrical mirror analyser (CMA) have been studied. The electron spectra of Xenon photo-excited above the $4d$ -threshold have been measured in order to determine the relative transmission of the spectrometer in the kinetic energy-range from 0 to 100 eV. The electrons entering the CMA could be retarded to different pass-energies.

To improve the design of the CMA, raytrace calculations have been performed with the result, that the transmission of the spectrometer can be optimized without impairing the relative resolution.

Futhermore, the fluorescence spectrum of Ne^+ has been obtained by means of a nondispersive fluorescence-detector. It has been shown, that the same detector can be used for measuring either electrons or photons.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	1
1 Einleitung	3
2 Theorie	4
2.1 Das N-Elektronenatom	4
2.2 Photoionisation	4
2.3 Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung	6
2.4 Der Autoionisationsprozeß	8
2.5 Die Winkelverteilung der Photoelektronen	9
3 Physik des Zylinderspiegelanalysator	11
3.1 Überblick über die in der Elektronenspektroskopie verwendeten Analysatoren	11
3.2 Charakteristika eines Analysators	13
3.3 Der Zylinderspiegelanalysator	14
3.4 Theoretische Beschreibung	16
3.4.1 Die Bahnkurve	16
3.4.2 Die Auflösung	16
3.4.3 Die Transmission	18
3.4.4 Die Wahl der Parameter	19
3.4.5 Die Retardierung	20
3.5 Rechnersimulation	22
3.6 Potentialberechnung	24
4 Das Experiment	26
4.1 Die Apparatur	26
4.2 Das Elektronenspektrometer	27
4.3 Die Nachweiselektronik	29
4.4 Der Einfluß der Instrumentenfunktionen auf die Messungen	31
4.5 Die Energiegleichung	32
4.6 Die Bestimmung der Auflösung	33
4.7 Bestimmung der integralen Transmission	38
5 Die Konstruktion eines Zylinderspiegelanalysators und einer Voroptik	45
5.1 Die Voroptik	45
5.2 Ein 180°-Analysator	52
5.3 Fazit	56

6 Die Fluoreszenz	58
6.1 Der experimentelle Aufbau	58
6.2 Angeregte Zustände des Neons	59
6.3 Die Messung	62
6.4 Meßergebnisse	65
7 Zusammenfassung	69

1 Einleitung

In der Atomphysik ermöglicht das Verfahren der Photoelektronenspektroskopie in Verbindung mit der Synchrotronstrahlung genaue Untersuchungen angeregter Atome. Es ist eine direkte Methode zur Bestimmung der elektronischen Energiezustände. Dabei können Prozesse zum Spektrum beitragen, die Rückschlüsse auf Wechselwirkungen zwischen den Elektronen in der Atomhülle zulassen.

Mit Hilfe spezieller Öfen, lichtstarker Monochromatoren und leistungsfähiger Spektrometer gelingt es, die Photoelektronenspektroskopie im Vakuum-UV-Bereich (*VUV*) auf Metaldämpfe auszudehnen. Eine wesentliche Voraussetzung für die Photoelektronenmessungen ist eine hinreichende Zählrate, um eine akzeptable Statistik zu ermöglichen.

Als Spektrometer, das neben einem guten Auflösungsvermögen auch eine hohe Luminosität besitzt, hat sich in unserer Arbeitsgruppe der Zylinderspiegelanalysator bewährt. Durch die Kombination von zwei Spektrometern ist es der Gruppe heute möglich, Mehrstufenprozesse an Edelgasen durch Elektron-Elektron-Koinzidenzmessungen (Rav 88a) zu untersuchen.

Ziel ist es, diese Messungen auch auf freie Metallatome auszudehnen. Eines der Spektrometer ist aber für Messungen zusammen mit dem Metaldampföfen nicht geeignet, da es für diesen keinen Platz bietet.

In dieser Arbeit soll festgestellt werden, ob dieses Problem mit einer Voroptik zu lösen ist, die Raum für den Ofen schafft, oder ob es günstiger ist, einen neuen Analysator zu konstruieren. Da bei Koinzidenzmessungen die Zählrate gegenüber Einfachmessungen noch um Größenordnungen sinkt, ist bei den Überlegungen besonders auf eine hohe Luminosität des Analysators zu achten. Für das Bauvorhaben ist es daher von großem Interesse, die Eigenschaften des Analysators bezüglich der Auflösung und der Transmission genau zu kennen. Hierzu wurden Messungen und Rechnungen durchgeführt.

Neben der Emission von Elektronen kann ein Zerfall von Rumpfelektronenanregungen auch über die Emission eines Fluoreszenzphotons erfolgen. Die wenigen bisherigen Untersuchungen des Fluoreszenzzerfalls an freien Atomen nach einer Photonenanregung im *VUV*-Bereich beschränken sich auf Messungen an Edelgasen (Wood 80).

In einem weiteren Teil der Arbeit werden Messungen dieser Art an einem neu entwickelten nichtdispersiven Fluoreszenzdetektor durchgeführt, um Erfahrungen für dessen Weiterentwicklung zu Messungen an Seltenen Erden zu sammeln.

2 Theorie

2.1 Das N-Elektronenatom

Die stationären Zustände eines Systems von N-Elektronen, die an einen positiven Kern gebunden sind, ergeben sich aus der zeitunabhängigen Schrödingergleichung (May 80)(Daw 81):

$$H\Psi(r_1, \dots, r_N, s_1, \dots, s_N) = E\Psi(r_1, \dots, r_N, s_1, \dots, s_N) \quad (1)$$

H ist der Hamiltonoperator, Ψ die Gesamtwellenfunktion, die das System der Elektronen beschreibt, und E die Gesamtenergie. r_i und s_i sind die Orts- und Spinvektoren der einzelnen Elektronen. Der Operator H setzt sich aus dem Operator der kinetischen Energie, den Operatoren für die Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen bzw. den Elektronen und dem Kern und dem Operator zur Beschreibung der Spin-Bahn-Wechselwirkung zusammen.

Unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist nur der Gesamtdrehimpuls \vec{J} des Systems eine Erhaltungsgröße. Die Kopplung der Bahndrehimpulse und der Spins der Elektronen kann näherungsweise durch die LS - und jj -Kopplung beschrieben werden. Die LS -Kopplung gibt das Verhalten bei schwacher Spin-Bahn-Kopplung wieder. Dieser Fall liegt bei Atomen mit niedriger Kernladungszahl vor. Dabei koppeln die Einzelbahndrehimpulse zu dem Gesamtbahndrehimpuls \vec{L} und die Einzelspins zum Gesamtspin \vec{S} . Der Gesamtdrehimpuls ergibt sich zu:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2)$$

Die Zustände werden durch $^{2S+1}L_J$ angegeben, wobei $(2S + 1)$ die Multiplizität des Zustandes ist. Bei Atomen mit hoher Kernladungszahl nimmt der Einfluß der Spin-Bahn-Wechselwirkung gegenüber der Coulomb-Wechselwirkung zu, sodaß die Bedingungen für die LS -Kopplung nicht mehr gegeben sind. Der Extremfall starker Spin-Bahn-Kopplung wird durch die jj -Kopplung beschrieben. Bei dieser Beschreibung koppeln zunächst die Einzelbahndrehimpulse und Einzelspins jeweils zu einem Einzeldrehimpuls \vec{j} und die Einzeldrehimpulse zu einem Gesamtdrehimpuls \vec{J} :

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i \quad (3)$$

2.2 Photoionisation

Durch Anregung des Atoms und der Beobachtung der darauf folgenden Reaktion gewinnt man Informationen über das physikalische Verhalten des Elektronensystems. Dabei wird das Verhalten oft mit Hilfe von Vielteilcheneffekten beschrieben, die in der Elektronenhülle ablaufen. Abbildung 1 zeigt eine Reihe von Zerfallsmöglichkeiten, die einer Anregung folgen können (Zerfallskanäle).

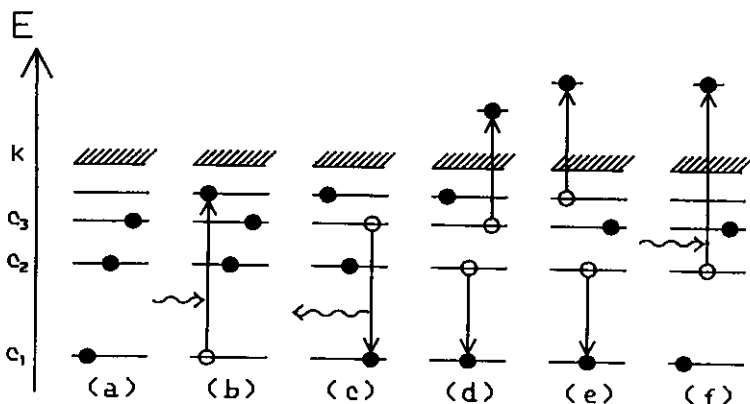


Abbildung 1: Schematische Darstellung möglicher Anregungs- und Zerfallskanäle: (a) Grundzustand, (b) Anregung, (c) Fluoreszenz, (d) Augerzerfall, (e) Autoionisation, (f) Ionisation

Nach der Anregung oder Emission eines Elektrons einer inneren Schale (b)(f) wird das entstandene Loch durch ein anderes Elektron wieder aufgefüllt. Geschieht dieses unter Abgabe eines Lichtquantens (c) ($h\nu = E_{c3} - E_{c1}$), so spricht man von Fluoreszenz. Die Energie kann aber auch auf ein weiteres Elektron der Hülle übertragen werden, welches dann emittiert werden kann (d). Diesen Prozeß nennt man Auger-Zerfall. Die Autoionisation (e) ist ein Spezialfall des Augerprozesses. Bei diesem Prozeß sind Anfangs- und Endzustand des Atoms mit dem Anfangs- und Endzustand der direkten Ionisation (f) identisch. Der Prozeß der direkten Ionisation und der diskreten Anregung mit anschließender Autoionisation können daher miteinander interferieren (1.4.).

Abbildung 2 zeigt ein Photoemissionsspektrum (EDC) (siehe 4.4.) von Xenon. Die Photolinien sind durch die Quantenzahlen des erzeugten Lochzustandes gekennzeichnet.

Die kinetische Energie ϵ der Photoelektronen, die Photonenergie $h\nu$ und die Ionisationsenergie E_i hängen über die 'Einsteinische Beziehung' für den Photoeffekt zusammen (Ein 05):

$$\epsilon = h\nu - E_i \quad (4)$$

Daraus ergibt sich z.B. für die 5s-Elektron des Xenon eine Bindungsenergie $E_i \approx 93.0\text{eV} - 70\text{eV} = 23\text{eV}$.

Neben den Photoemissionslinien der direkten Ionisation erkennt man zahlreiche

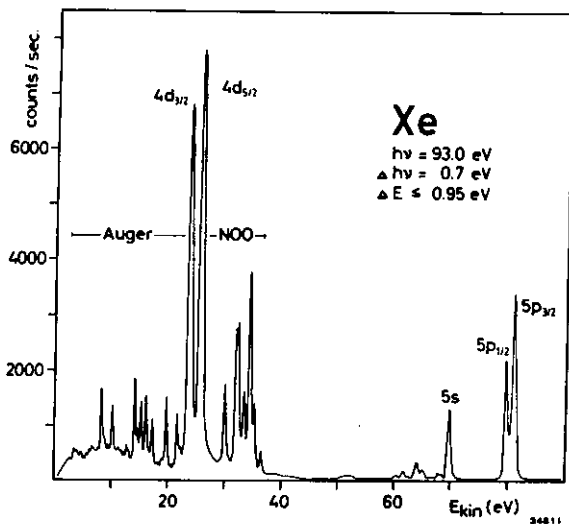


Abbildung 2: Photoelektronenspektrum (EDC) von Xe bei einer Photonenenergie von $h\nu = 93\text{eV}$ (Schrö 82)

Augerlinien. Sie werden durch Quantenzahlen der drei beteiligten Niveaus beschrieben. Man verwendet die Schreibweise K, L, M, N, O, \dots für die Hauptquantenzahlen 1, 2, 3, 4, 5, ... und die Indices 1, 2, 3, 4, 5, ... für die Beschreibung der Drehimpulszustände $s_{1/2}, p_{1/2}, p_{3/2}, d_{3/2}, d_{5/2}, \dots$.

Bei einem Augerprozeß ist die kinetische Energie des austretenden Elektrons durch die Energielage der beteiligten Energiezustände gegeben, d.h. die kinetische Energie des Augerelektrons ist unabhängig von der Photonenenergie. Nahe der Ionisationsschwelle des zum Augerprozeß gehörenden Photoelektrons läßt sich allerdings eine leichte Verschiebung in der Energielage der Augerlinie beobachten. Das langsamere Photoelektron wird von dem schnelleren Augerelektron überholt und schirmt es vor dem zurückbleibenden ionisierten Atom ab.

2.3 Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung

Die Wechselwirkung des Atoms mit elektromagnetischer Strahlung kann mit Hilfe der Störungstheorie 1.Ordnung (Daw 81) behandelt werden. Ist die Wellenlänge der anregenden Strahlung groß gegenüber der Ausdehnung des Atomes, gilt die Dipolnäherung. Seien Ψ_i und Ψ_f der Anfangs- bzw. der Endzustand des Systems, so

ergibt sich für den Photoionisationsquerschnitt:

$$\sigma(h\nu) = \frac{8\pi}{3\alpha} \frac{h\nu}{mc^2} \left| \langle \Psi_i | \sum r_n | \Psi_f \rangle \right|^2 \quad (5)$$

$\sum r_n$ ist der Dipoloperator, $\alpha = 1/137$ ist die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, m die Elektronenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Gleichung gibt Fermis 'Goldene Regel' wieder.

Gleichung (5) führt zu den Auswahlregeln für die Dipolstrahlung. Allgemein gilt (May 80):

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (J = 0) \rightarrow (J' = 0) \text{ verboten} \quad (6)$$

$$\Delta M_J = 0, \pm 1 \quad (M_J = 0) \rightarrow (M'_J = 0) \text{ verboten falls } \Delta J = 0 \quad (7)$$

Bei der LS -Kopplung gilt:

$$\Delta S = 0, \quad \Delta L = 0, \pm 1 \quad (8)$$

wobei der Übergang $(L = 0) \rightarrow (L' = 0)$ verboten ist.

Es kann häufig davon ausgegangen werden, daß bei dem Übergang eines Elektrons in einen angeregten Zustand die übrigen Elektronen unbeeinflusst bleiben. Für das übergehende Elektron gilt dann in LS -Kopplung:

$$\Delta l = 0, \pm 1, \quad \Delta m_l = 0 \quad (9)$$

Im Fall der jj -Kopplung gilt für das übergehende Elektron:

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad (10)$$

Hier ist der Übergang $(J = 0) \rightarrow (J' = 0)$ verboten (Wood 75).

Die gleichen Auswahlregeln gelten für einen Fluoreszenzzerfall.

Experimentell ist der Photoionisationsquerschnitt für einen Photoionisationsprozeß p durch die pro Zeiteinheit ionisierten Atome $\frac{dN_x}{dt}$ bezogen auf die Zahl der Atome N_{Atom} und die mittlere Photonenflußdichte \bar{g} gegeben:

$$\sigma_p = \frac{dN_p/dt}{N_{Atom}\bar{g}} \quad (11)$$

Dieses gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die Photonenflußdichte beim Durchtritt durch das Wechselwirkungsvolumen nahezu konstant bleibt.

Die Verteilung der Elektronen bezüglich ihrer kinetischen Energie ϵ läßt sich durch eine Spektralfunktion $S_p(h\nu, \epsilon)$ beschreiben, mit der Normierung:

$$\int_0^{-\infty} S_p(h\nu, \epsilon) d\epsilon = N_{El,p} \quad (12)$$

$N_{El,p}$ ist die Gesamtzahl der Elektronen, die beim Photoionisationsprozeß p emittiert werden.

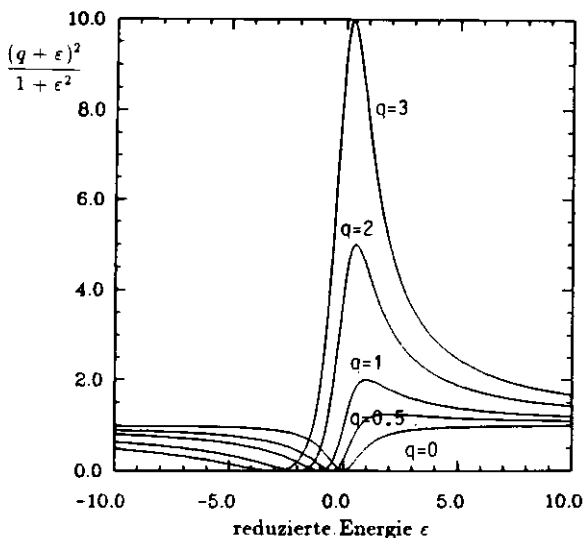


Abbildung 3: Fano-Profil für verschiedene Werte von q

2.4 Der Autoionisationsprozeß

Wie bereits erwähnt, kann der Prozeß der diskreten Anregung mit nachfolgender Autoionisation mit dem Prozeß der direkten Ionisation interferieren. Die Folge ist, daß der Wirkungsquerschnitt im Energiebereich einer diskreten Anregung ein asymmetrisches Profil aufweist. Zur Erklärung hat Fano (Fano 61)(Fano 65) Rechnungen zur Wechselwirkung eines diskreten Anregungszustandes Ψ_E mit einem angeregten Kontinuumszustand ϕ_E gleicher Energie durchgeführt. Ausgehend vom Grundzustand Ψ_0 kann der Kontinuumszustand entweder direkt oder über den diskreten Zustand Ψ_E erreicht werden.

Die Übergangswahrscheinlichkeit für den Autoionisationszerfall wird durch das Matrixelement V_E bestimmt:

$$V_E = \langle \phi_E | \frac{e^2}{r_{1,2}} | \Psi_E \rangle \quad (13)$$

Die Idee von Fano besteht darin, dem diskreten Zustand Kontinuumszustände im Energiebereich um E beizumischen und für diesen modifizierten 'diskreten' Zustand Φ_E den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Dabei wird die Stärke der Beimischung von der Übergangswahrscheinlichkeit für den Autoionisationszerfall bestimmt.

Für den Wirkungsquerschnitt des Überganges von Ψ_i in den Endzustand Φ_E gilt:

$$\sigma(E) = \sigma_a \frac{(q + \epsilon)^2}{1 + \epsilon^2} \quad (14)$$

mit dem Asymmetrieparameter q und der reduzierten Energie ϵ :

$$q = \frac{\langle \Phi_E | r | \Psi_i \rangle}{\pi V_E \langle \Phi_E | r | \Psi_i \rangle}, \quad \epsilon = \frac{E - E_R}{\pi |V_E|^2} = \frac{E - E_R}{\frac{1}{2}\Gamma}.$$

Γ ist die Halbwertbreite des Resonanzprofils, σ_a der Wirkungsquerschnitt für die Anregung in den Kontinuumszustand.

Abbildung 3 zeigt Fano-Profile für verschiedene q -Werte. Bei sehr großen q -Werten nähert sich das Profil einer Lorentzkurve. In diesem Fall ist der Anteil der Kontinuumsanregung gegenüber der diskreten Anregung vernachlässigbar.

Der Fall, daß ein diskreter Zustand mit mehreren Kontinua interferiert, führt auf:

$$\sigma(E) = \sigma_a \frac{(q + \epsilon)^2}{1 + \epsilon^2} + \sigma_b \quad (15)$$

σ_a und σ_b sind die Wirkungsquerschnitte der resonanten bzw. nichtresonanten, ungestörten Kontinuumsanregung.

2.5 Die Winkelverteilung der Photoelektronen

Die Elektronen, die bei der Ionisation durch Photonen emittiert werden, haben keine isotrope Winkelverteilung. In Dipolnäherung ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_p}{d\Omega}$ bei der Photoionisation mit linear polarisiertem Licht:

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = \frac{\sigma_p}{4\pi} \left(1 + \frac{\beta(\epsilon)}{2} (3 \cos^2 \Theta - 1)\right) \quad (16)$$

Θ ist der Winkel zwischen der Polarisationsachse des Lichtes und dem auslaufenden Elektron, $\beta(\epsilon)$ der Asymmetrieparameter und ϵ die kinetische Energie des Elektrons. β kann alle Werte zwischen -1 und 2 annehmen und legt die Winkelverteilung der Elektronen für den betrachteten Photoionisationsprozeß vollständig fest.

Ein Spezialfall ist der Winkel $\Theta = 54.74^\circ$. In diesem Fall wird $3 \cos^2 \Theta - 1 = 0$. Betrachtet man die Elektronen nur unter diesem speziellen Winkel, so lassen sich die partiellen Wirkungsquerschnitte bestimmen. Daher wird der Winkel $\Theta = 54.74^\circ$ auch magischer Winkel genannt.

Abbildung 4 zeigt die Winkelverteilung der Photoelektronen für verschiedene Werte von β . Deutlich ist zu erkennen, daß für den Winkel $\Theta = 54.74^\circ$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für alle dargestellten Werte von β gleich ist.

Bei einem Experiment mit Synchrotronstrahlung ist das Licht im allgemeinen elliptisch polarisiert. Spaltet man das Licht in zwei senkrecht zueinander stehende Anteile auf, so ergibt sich aus Gleichung (16) für die Winkelverteilung der Elektronen:

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = \frac{\sigma_p}{4\pi} \left(1 - \frac{\beta(\epsilon)}{4} ((1 - P)(3 \cos^2 \Theta_x - 1) + (1 - P)(3 \cos^2 \Theta_y - 1))\right) \quad (17)$$

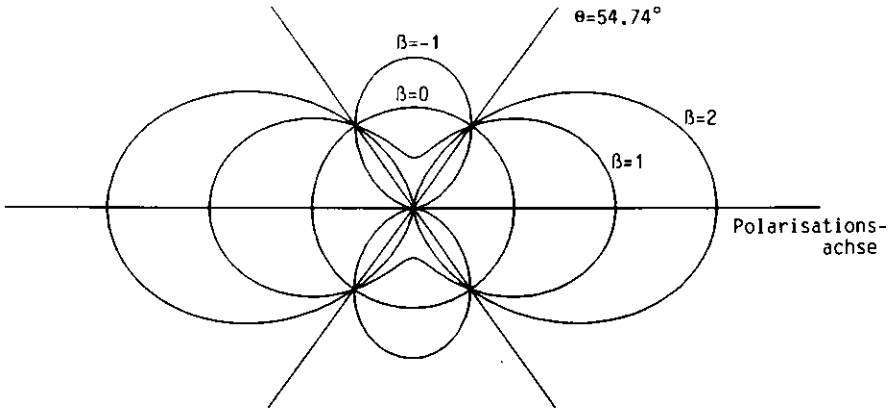


Abbildung 4: Winkelverteilung der Photoelektronen für $\beta = -1, 0, +1, +2$.

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} \quad (18)$$

Θ_x und Θ_y sind die Winkel zwischen dem Richtungsvektor des austretenden Elektrons und dem jeweiligen Polarisationsvektor. I_x und I_y sind die Lichtintensitäten zum jeweiligen Polarisationsanteil und P der Polarisationsgrad.

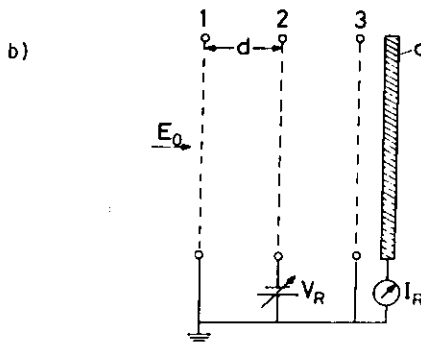
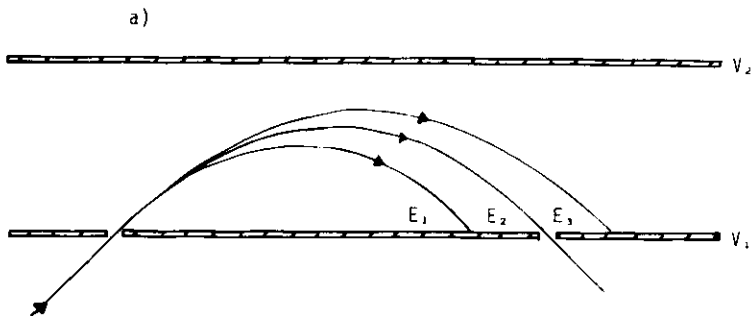
Rechnungen zeigen, daß der Einfluß der anisotropen Winkelverteilung ausgeschaltet werden kann, wenn die Elektronen über einen Kegelmantel akzeptiert werden, der mit seiner Symmetrieachse einen Winkel von 54.74° einschließt. Dabei muß die Symmetrieachse mit einer Polarisationsachse zusammenfallen. Unter gewissen Bedingungen muß der Kegelmantel nicht über 360° sondern nur über einen Azimutwinkel von 180° ausgebildet sein (Schrö 82).

3 Physik des Zylinderspiegelanalysator

3.1 Überblick über die in der Elektronenspektroskopie verwendeten Analysatoren

Die in der Photoelektronenspektroskopie zumeist verwendeten Analysatoren kann man in drei Gruppen einteilen.

- 1) Die Gruppe der dispersiven Analysatoren.
- 2) Die Gruppe der retardierenden Analysatoren.
- 3) Die Flugzeitanalysatoren.



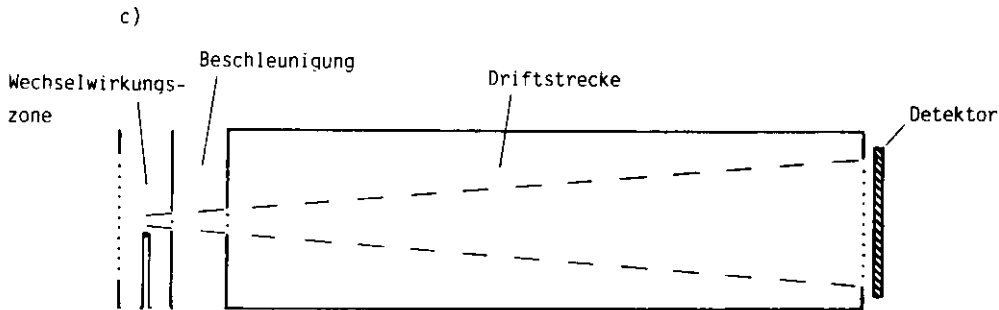


Abbildung 5: (a) Beispiel für einen dispersiven Analysator (Gra 83). Die drei Kurven geben die Flugbahnen von Teilchen verschiedener Energien wieder. (b) Beispiel für einen retardierenden Plattenanalysator mit Netzen (Gra 83). (c) Schema eines Flugzeitanalysators (Hei 86).

Bei den dispersiven Analysatoren werden die Elektronen in einem statischen elektrischen (oder magnetischen) Feld abhängig von ihrer kinetischen Energie abgelenkt. Abbildung 5a zeigt einen Plattenanalysator. Zwischen den Platten ist ein elektrisches Feld angelegt. Nur Elektronen mit der Energie E_2 können den Analysator wieder verlassen.

In Abbildung 5b ist ein retardierender Plattenkondensator dargestellt. Die Elektronen können das Netz 2 nur dann passieren, wenn ihre kinetische Energie größer ist als eV_R . Die Netze 1 und 3 dienen dazu, ein homogenes Feld aufzubauen.

Bei einem Flugzeitanalysator (Whi 79) (Abbildung 5c) werden die Elektronen beschleunigt, nachdem sie das Quellvolumen verlassen haben. Hinter der Beschleunigungsstrecke schließt sich eine Driftstrecke an, in der ein konstantes Potential herrscht. Es wird die Zeit gemessen, die Elektronen unterschiedlicher kinetischer Energie zum Durchlaufen der Driftstrecke benötigen. Aus der Flugzeit bestimmt man dann die ursprüngliche Energie der Elektronen.

3.2 Charakteristika eines Analysators

Es gibt mehrere Größen, die die physikalischen Eigenschaften eines Analysators beschreiben und ihn charakterisieren. Im Folgenden stelle ich einige der Größen vor, die aber nicht für alle der oben genannten Analysatortypen geeignet sind.

1) Die absolute Auflösung ΔE :

ΔE ist ein Maß für die Differenz der kinetischen Energien zweier Elektronen, die ein Analysator zu trennen vermag. Bei einem dispersiven Analysator bezeichnet es das Energieintervall, in dem Elektronen den Analysator, der auf einen festen Energiewert E_A (Analysatorenergie) eingestellt ist, passieren können. Man unterscheidet zumeist zwischen der gesamten Energiebreite auf halber Höhe ΔE_{fwhm} und der Basisbreite ΔE_{bw} .

2) Die relative Auflösung $\Delta E/E_A$.

(Im Folgenden bezeichne ich $\Delta E_{fwhm}/E_A$ als 'Auflösung' und $R = \Delta E_{bw}/E_A$ als 'Basisauflösung'.)

3) Die relative Auflösung $\Delta E/\epsilon$:

ϵ ist die kinetische Energie, mit der die Elektronen aus dem Quellvolumen treten.

4) Das Auflösungsvermögen $E/\Delta E$.

5) Die Transmission eines Analysators T :

Die Transmission ist der Anteil der von einer Punktquelle isotrop mit der kinetischen Energie $\epsilon = E_A$ emittierten Elektronen, der den Detektor erreicht (Wan 74). Im einfachsten Fall ist die Transmission gleich dem relativen Raumwinkel $T = \Omega/4\pi$, den der Analysator erfaßt. (Im Folgenden werde ich den Begriff der Transmission erweitern. (Abschnitt 3.4.3.))

6) Die étendue ϵ :

Sie ist das Integral des akzeptierten Raumwinkels über die Fläche A des Eintrittspaltes. Näherungsweise gilt: $\epsilon = \Omega \cdot A$.

7) Die Luminosität L :

Sie ist definiert als das Produkt aus étendue und Transmission (Gra 83): $L = T \cdot \epsilon$.

8) Die Analysatorfunktion $A_{(E_A, \epsilon)}$:

Diese Größe wird auch spektrale Transmission des Analysators genannt. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein aus dem Quellvolumen austretendes Elektron mit der kinetischen Energie ϵ den auf die Energie E_A eingestellten Analysator passiert.

3.3 Der Zylinderspiegelanalysator

Der Zylinderspiegelanalysator (Abb.6) wird von N.V.Smith und S.D.Kevan(Smi 82) als das 'Arbeitstier' der Photoelektronenspektroskopie bezeichnet. Er gehört zur Gruppe der dispersiven Analysatoren und wurde zum ersten Mal 1957 zur Bestimmung der Energieverteilung der von Protonen ausgelösten Sekundärelektronen (Bla 57) verwendet.

Das ablenkende elektrische Feld wird durch zwei konzentrische Zylinder mit den Radien r_1 und r_2 , die auf den Potentialen $V_1 = 0$ Volt und $V_2 = U$ liegen, aufgebaut. Elektronen, die von der Quelle emittiert werden, treten durch die Eintrittsspalte in den Analysator ein. Nachdem sie den feldfreien Raum innerhalb des inneren Zylinders passiert haben, gelangen sie unter dem Winkel Θ zur Symmetrieachse durch einen Spalt im Zylinder in das elektrische Feld. Sie werden 'gespiegelt' und treten durch einen zweiten Spalt im inneren Zylinder unter dem Winkel $-\Theta$ wieder in den feldfreien Raum. Der Detektor befindet sich meistens hinter einem Austrittsspalt w_B . Da die Elektronen bei einem Zylinderspiegelanalysator koaxial fokussiert werden, ist es möglich, den gesamten Azimutwinkel von 2π zu nutzen. Der daraus resultierende relative Raumwinkel, unter dem der Analysator das Quellvolumen betrachtet, beträgt $\sim 1 - 4\%$. Er ist z.B. größer, als der eines Kugelanalysators (Gra 83) ($\sim 0.03\%$), der neben dem Zylinderspiegelanalysator auch häufig in der Elektronenspektroskopie Verwendung findet.

In manchen Fällen wird der Zylinderspiegelanalysator auch als Doppelanalysator (Var 82)(Bri 84) ausgelegt, was in erster Linie aus dem Grund geschieht, die Wahrscheinlichkeit für den Eintritt gestreuter Elektronen in den Detektor zu verringern. Außerdem läßt sich mit einer Lochblende zwischen den Analysatoren das Volumen, aus dem der Analysator Elektronen analysiert, sehr gut definieren.

Da, wie später gezeigt wird, die absolute Auflösung ΔE eines Zylinderspiegelanalysators proportional zur Analysatorenergie E_A ist, werden in manchen Fällen die Elektronen vor Eintritt in das Feld retardiert, um so die Auflösung $\Delta E/\epsilon$ zu verringern. Dieses geschieht mit Hilfe von Retardierungsblenden, oft als Kugelschalen ausgebildet, zwischen denen eine Spannung U_r angelegt ist. Wird ein Photoelektronenspektrum aufgenommen, so gibt es zwei Möglichkeiten: Entweder verändert man das Potential des äußeren Zylinders, oder man ändert die Potentialdifferenz zwischen den Retardierungsblenden und läßt die Potentialdifferenz zwischen den Zylindern konstant.

In dem zuletzt genannten Fall ist die Auflösung nahezu unabhängig von der kinetischen Energie der Elektronen, da E_A konstant gehalten wird.

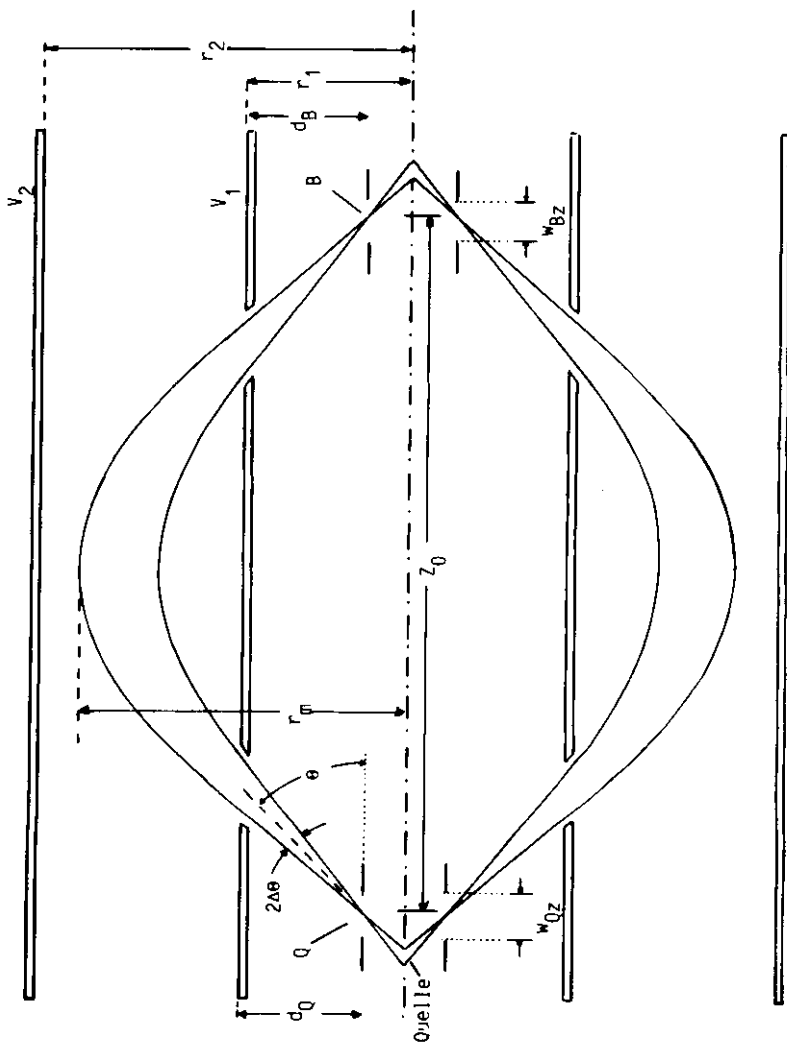


Abbildung 6: Schnitt durch einen Zylinderspiegelanalysator (Gra 83): r_1 Radius des inneren Zylinders, r_2 Radius des äußeren Zylinders, Q virtueller Quellpunkt, d_Q Abstand von Q zum inneren Zylinder, B Bildpunkt, d_B Abstand von B zum inneren Zylinder, Θ Eintrittswinkel zur Symmetrieachse, $\Delta\Theta$ Öffnungswinkel.

3.4 Theoretische Beschreibung

3.4.1 Die Bahnkurve

Die Bewegungsgleichung für Elektronen in einem Zylinderkondensator, deren Flugbahnen die Symmetrieachse schneiden, lautet:

$$m \cdot \ddot{r} = \frac{q \cdot U}{r \ln(r_2/r_1)} \quad (19)$$

r ist der radiale Abstand von der z -Achse.

Der Zylinderspiegelanalysator besitzt eine fokussierende Eigenschaft, d.h. ein virtueller Quellpunkt Q wird im Bildpunkt B abgebildet. Außer im Fall der Fokussierung auf die Symmetrieachse haben virtueller Quell- und Bildpunkt wegen der Zylindersymmetrie die Form von Kreisringen. Für die Länge der Strecke $Z_0 = \overline{QB}$, die die Elektronen mit der Energie E durchlaufen, gilt (Aks 70)(Ris 72) (Sar 67):

$$\frac{Z_0}{r_1} = n \cot \theta + 4\pi k \cos \Theta \exp(k \sin^2 \Theta) \operatorname{erf}(\sqrt{k} \sin \Theta) \quad (20)$$

Dabei ist

$$n = (d_Q + d_B)/r_1 \quad (21)$$

d_Q und d_B sind die Abstände von Q und B zum inneren Zylinder.

$$k = \frac{E}{q \cdot U} \ln(r_2/r_1) \quad (22)$$

und

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (23)$$

Der maximale Bahnradius zur Symmetrieachse ergibt sich zu:

$$r_m = r_1 \exp(k \sin^2 \Theta) \quad (24)$$

3.4.2 Die Auflösung

Die Auflösung wird analytisch durch die Basisauflösung beschrieben. Dabei wird ΔE_{kin} indirekt über die Längenänderung der Flugbahn längs der Symmetrieachse ΔZ beschrieben:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\partial E}{\partial Z} \frac{\Delta Z}{E} = \frac{\Delta Z}{D} \quad (25)$$

$D = \partial Z / \partial E \cdot E$ bezeichnet man Dispersion. Mit ihr berechnet man aus der Differenz in der Länge der Flugbahn die Differenz in der kinetischen Energie der Elektronen.

Nach Risley (Ris 72) bestimmen drei Effekte die Auflösung:

1) Die Größe der Spalte.

2) Der endliche Öffnungswinkel, unter dem die Elektronen in den Analysator treten.

3) Die endliche Ausdehnung des Quellvolumens.

Für die Basisauflösung gilt (Ris 72):

$$R = \frac{\Delta E_{bw}}{E_A} = \frac{w_{Qz} + w_{Bz}}{D} + \frac{\Delta Z(+\Delta\Theta, -\Delta\Theta)}{D} + \left(\frac{r_c}{r_1}\right)^2 \quad (26)$$

Berechnet man die Dispersion D aus Gleichung(20) so ergibt sich, daß D unabhängig von der eingestellten Analysatorenergie E_A ist. Damit ist auch die Basisauflösung unabhängig von E_A .

Im folgenden werde ich die einzelnen Terme erläutern.

Um den Einfluß des Öffnungswinkels zu bestimmen, entwickelt man die Strecke Z in einer Taylorreihe:

$$\Delta Z = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\partial^i Z}{\partial \Theta^i} \Big|_{z_0} (\Delta\Theta)^i \quad (27)$$

Bei der Bestimmung von ΔZ ist die positive und negative Abweichung von Θ zu berücksichtigen.

Für den Fall, daß $\Delta Z(-\Delta\Theta)$ und $\Delta Z(+\Delta\Theta)$ das gleiche Vorzeichen besitzen, gilt:

$$\Delta Z(\pm\Delta\Theta) = |\max.(\Delta Z(-\Delta\Theta), \Delta Z(+\Delta\Theta))| \quad (28)$$

Für Fall unterschiedlicher Vorzeichen von $\Delta Z(-\Delta\Theta)$ und $\Delta Z(+\Delta\Theta)$:

$$\Delta Z(\pm\Delta\Theta) = |\Delta Z(-\Delta\Theta)| + |\Delta Z(+\Delta\Theta)| \quad (29)$$

Der Einfluß der endlichen Größe des Austrittsspalt auf ΔZ ist gleich seiner Breite in z -Richtung.

$$\Delta Z = w_{Bz} \quad (30)$$

Das Gleiche gilt für den Einfluß der endlichen Ausdehnung des Quellvolumens in z -Richtung.

$$\Delta Z = w_{Qz} \quad (31)$$

Um den Einfluß der Ausdehnung des Quellvolumens in x - und y - Richtung bestimmen zu können, betrachtet Risley (Ris 72) ein Elektron, das die Symmetrieachse im Abstand r_c passiert. Er nimmt an, daß das Elektron neben den achsialen und radialen Komponenten der Geschwindigkeit auch einen nichtradialen Anteil besitzt. Da nur der radiale Anteil der kinetischen Energie analysiert wird, ist die Flugbahn

im Vergleich zu einem Elektron mit gleicher kinetischer Energie, welches die Symmetrieachse schneidet, kürzer. Der radiale Anteil der Energie ergibt sich zu:

$$E_r = \left(1 - \left(\frac{r_c}{r_1}\right)^2\right) E \sin^2 \theta \quad (32)$$

Daraus folgt, daß der Anteil dieses Effektes an der Auflösung

$$R(r_c) = \frac{\Delta E_{bu}}{E_A} \Big|_{(r_c)} = \left(\frac{r_c}{r_1}\right)^2 \quad (33)$$

ist.

3.4.3 Die Transmission

Die Analysatorfunktion $A(E_A, \epsilon)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der Elektronen mit der kinetischen Energie ϵ bei eingestellter Analysatorenergie E_A durch den Analysator gelangen. Sie läßt sich beschreiben als Integral über die Funktion G :

$$A(E_A, \epsilon) = \frac{1}{V_Q \cdot 4\pi} \int_{Q_{Quelle}} G(E_A, \epsilon, V, \Omega) dV d\Omega \quad (34)$$

Die Funktion $G(E_A, \epsilon, V, \Omega)$ enthält alle Eigenschaften des Analysators, die die Auswahl der Elektronen bestimmen. Sie hat den Wert 0 oder 1.

Betrachten wir zuerst eine punktförmige Quelle. Das Maximum von A ist für einen idealen Analysator in diesem Fall gleich dem vom Analysator eingeschenehen relativen Raumwinkel. Es liegt im allgemeinen an der Stelle $\epsilon = E_A$:

$$A(E_A, E_A) = F = \frac{\int d\Omega}{4 \cdot \pi} \quad (35)$$

Damit läßt sich $A(E_A, \epsilon)$ als das Produkt von F und einer auf 1 normierten Spektralfunktion $D(E_A, \epsilon)$ beschreiben:

$$A(E_A, \epsilon) = F \cdot D(E_A, \epsilon) \quad (36)$$

Wenn man diese Beziehung für ein ausgedehntes Quellvolumen erhalten möchte, geht dieses nur unter der Annahme, daß sich die Funktion G faktorisieren läßt:

$$G(E_A, \epsilon, V, \Omega) = D(E_A, \epsilon) \cdot S(V, \Omega) \quad (37)$$

Der Geometriefaktor ist dann:

$$F = \frac{1}{V_Q \cdot 4\pi} \int_{Q_{Quelle}} \int S(V, \Omega) dV d\Omega \quad (38)$$

Diese Näherung gilt wegen der gemachten Annahme nur bei kleinen Quellvolumina.

Die Analysatorfunktion gibt die Auflösung des Analysators wieder. Aus ihr läßt sich ΔE_{whm} ablesen. Die Basisbreite von A ist in 1. Näherung gleich $R \cdot E_A$. Die Geometriefunktion F gibt das Maximum A an.

Der Verlauf der Analysatorfunktion in Abhängigkeit von ϵ läßt sich analytisch nicht angeben. Nach M.O Krause (Kra 76) besitzt sie näherungsweise die Form einer Gaußfunktion mit dem Maximum an der Stelle ϵ gleich E_A . Rechnungen von S.Aksela (Aks 71) und C.F.Eagen/E.N.Sickfus (Eag 77) haben aber gezeigt, daß diese Annahme nur bedingt richtig ist. Allerdings ist die Breite von A proportional zu E_A (Gleichung(26)).

Eine weitere wichtige Größe ist die integrale Transmission $T(E_A)$. Sie ist das Integral der Analysatorfunktion A über ϵ . Da das Maximum der Analysatorfunktion $A(E_A, E_A) = F$ nahezu konstant ist, und die Breite von $A(E_A, \epsilon)$ sich proportional zu E_A verhält, gilt:

$$T(E_A) = \int_0^{+\infty} A(E_A, \epsilon) d\epsilon = \text{const.} \cdot E_A \quad (39)$$

Die integrale Transmission ist also proportional zu E_A .

3.4.4 Die Wahl der Parameter

Die Parameter, die einen Zylinderspiegelanalysator bestimmen, sind der Einfallswinkel Θ , die Summe der relativen Abstände von virtuellem Quellpunkt und Bildpunkt zum inneren Zylinder n und der Parameter k (Gleichung (21) und (22)). Alle Größen lassen sich in relativen Einheiten normiert auf den Radius des inneren Zylinders angeben.

Ziel ist es, für ein gegebenes Problem die Parameter optimal zu wählen. Die Anwendungen des Zylinderspiegelanalysators sind aber zu vielfältig, um ein Rezept geben zu können. Ich beschränke mich deshalb darauf, die Zusammenhänge zu erläutern.

Im allgemeinen ist es das Ziel, eine kleine Auflösung bei hoher Transmission zu erreichen. Der Raumwinkel und damit $\Delta\Theta$ soll also groß sein, gleichzeitig muß der Einfluß von $\Delta\Theta$ auf die Auflösung und damit auf die Flugbahnlänge klein sein. Dieses erreicht man unter Einhaltung der Fokussierbedingung 1.Ordnung

$$\frac{\partial Z}{\partial \Theta} \Big|_{z_0} = 0, \quad (40)$$

und wenn man alle Parameter frei wählen kann, durch die Erfüllung der Fokussierbedingung 2.Ordnung

$$\frac{\partial Z}{\partial \Theta} \Big|_{z_0} = \frac{\partial^2 Z}{\partial \Theta^2} \Big|_{z_0} = 0. \quad (41)$$

Im Fall der Fokussierung 2.Ordnung sind die Parameter untereinander festgelegt (Ris 72). Die Wahl der Bedingung 2.Ordnung ist nur für einen Winkel Θ von 30° bis 45°

sinnvoll. Deswegen ist es bei Vorgabe des Winkels Θ in manchen Fällen nötig, sich auf die Fokussierbedingung 1.Ordnung zu beschränken.

In diesem Fall muß man zunächst entscheiden, unter welchem Winkel die Elektronen in den Analysator eintreten sollen und welche Wahl für die Lage des Bild- und Quellpunktes sinnvoll erscheint. Der Parameter k folgt aus der Fokussierbedingung 1.Ordnung. Z_0/r_1 läßt sich dann aus Gleichung (20) berechnen.

3.4.5 Die Retardierung

Neben dem Einbau von variablen Spalten ist die Retardierung der Elektronen eine Möglichkeit, das Auflösungsvermögen des Analysators zu erhöhen. Meistens werden zwei konzentrische Kugelschalen mit Spalten oder Kugelschalen aus Netzen verwendet, die auf das Quellvolumen zentriert sind. Die innere Schale wird auf dem Potential $V_0 = 0V$ gehalten, während die äußere Kugelschale zusammen mit dem inneren Zylinder des Analysators auf das Potential $V_1 = U_0$ und der äußere Zylinder auf das Potential $V_2 = U - U_0$ gelegt wird.

Mit der gleichen experimentellen Anordnung lassen sich langsame Elektronen beschleunigen und damit die Transmission erhöhen.

Geht man von einer Punktquelle aus, so besitzen die Elektronen bezüglich des retardierenden Feldes nur eine radiale Komponente. Sie ändern nur ihre kinetische Energie um den Betrag ϵU_0 , aber nicht ihre Richtung. Damit ist die Analysatorfunktion A unabhängig von U_0 , und es gilt:

$$A(E_A, \epsilon, U_0) = A(E_A + \epsilon U_0, \epsilon + \epsilon U_0) \quad (42)$$

Für Elektronen, die von einem ausgedehnten Quellvolumen emittiert werden, muß man dieses Bild korrigieren. Die Geschwindigkeit der Elektronen besitzt nun auch eine nicht-radiale Komponente zum elektrischen Feld. Da aber nur die radiale Komponente retardiert wird, erfahren die Elektronen eine Ablenkung. P.W.Palmberg (Pal 74)(Pal 75) und R.L.Gerlach (Ger 73) haben dieses Problem für eine ebene feste Probe behandelt.

Ausgehend von einem Elektron, welches unter dem Winkel α_0 im Abstand x_0 mit der Energie ϵ_0 emittiert wird, erhält man die Beziehung:

$$\frac{\alpha_0}{\alpha'} = \frac{x_0}{x'} = \sqrt{\frac{j\epsilon_0 + \epsilon U_0}{\epsilon_0}} \quad (43)$$

Die Fläche (bzw. das Volumen), die der Analysator akzeptiert, kann also größer oder kleiner sein als die durch die Blendengeometrie vorgegebene Fläche, je nachdem, ob die Elektronen beschleunigt oder abgebremst werden. Nach Palmberg (Pal 74) (Pal 75) ändert sich die Fläche proportional zum Verhältnis zwischen ϵ_0 und $\epsilon_0 + \epsilon U_0$. Daraus folgt für die integrale Transmission, daß sich das Verhältnis von $T(E_A)$ bei der Beschleunigung der Elektronen zu $T_0(E_A)$ verhält wie (Pal 74)(Bar 82):

$$\frac{T(E_A)}{T_0(E_A)} = \frac{E_A}{\epsilon} \quad (44)$$

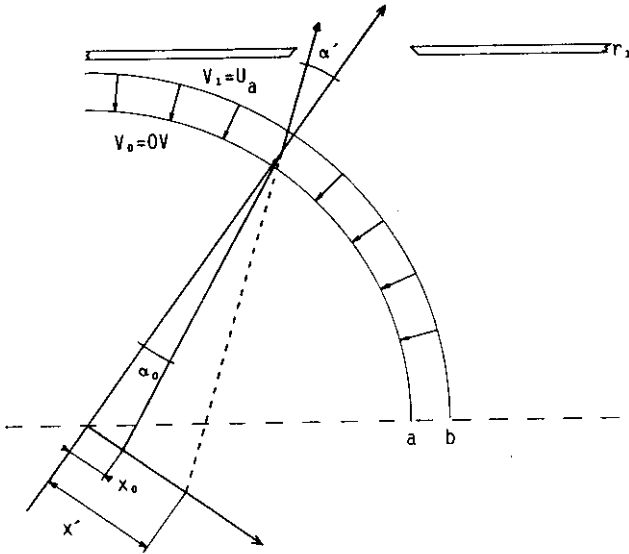


Abbildung 7: Schemazeichnung der Retardierungsschalen

Inwieweit diese Beziehung auf einen realen Analysator zutrifft, ist theoretisch nicht zu bestimmen. Im Fall der Abbremsung der Elektronen vergrößert sich jedenfalls der Öffnungswinkel (Abb.7). Dieses hat zur Folge, daß weniger Elektronen in den inneren Zylinder eintreten können, da sie durch den Eintrittspalt zurückgehalten werden. In diesem Fall ist für das Maximum der Analysatorfunktion zu erwarten, daß $A(E_A, \epsilon = E_A, U_a) \leq A(E_A - eU_a, E_A + eU_a)$ ist. Bei Beschleunigung gilt die entsprechende Betrachtungsweise.

Außerdem ist zu berücksichtigen, ob das theoretisch vom Analysator akzeptierte Volumen dem wahren Quellvolumen entspricht. Ist das Quellvolumen kleiner als das vom Analysator einsehbare, so ändert sich die Analysatorfunktion bei Beschleunigung der Elektronen nur wenig. Der Analysator leuchtet in jedem Fall das vorhandene Quellvolumen aus. Je kleiner das Quellvolumen ist, desto kleiner ist der Einfluß der Retardierung auf die Transmission. Der Einfluß auf die Analysatorfunktion läßt sich durch die Einführung eines scheinbaren Quellvolumens $V' = (x', y', z')$ und den Übergang zu $E'_A = E_A + eU_a$ und $\epsilon' = \epsilon + eU_a$ beschreiben:

$$A(E_A, \epsilon, U_a) = A'(E'_A, \epsilon') = A(E'_A, \epsilon') \cdot \int_{Q_{Quelle}} \int dV' d\Omega S(V', \Omega) \quad (45)$$

Der Einfluß der Retardierung auf die Basisbreite von A ist in 1. Näherung durch die Berücksichtigung des scheinbaren Quellvolumens in Gleichung (26) gegeben. In

Anlehnung an Gerlach (Ger 73) gilt:

$$R = \frac{w_{Qz} \sqrt{\frac{z}{E_A}} + w_{Bz}}{D} + \left(\frac{R_s \sqrt{\frac{z}{E_A}}}{r_1} \right)^2 + \frac{\Delta Z (-\Delta\Theta, +\Delta\Theta)}{D} \quad (46)$$

Der Einfluß der Retardierung auf den Öffnungswinkel $\Delta\Theta$ kann für den Fall vernachlässigt werden, daß Θ durch die Geometrie der Austrittsspalte bestimmt wird. Da die Geometrie der Eintritts- und Austrittsblenden in der Regel aufeinander abgestimmt wird, gilt diese Annahme fast immer.

3.5 Rechnersimulation

Eine andere Methode, die Eigenschaften eines Zylinderspiegelanalysators zu bestimmen, ist die Rechnersimulation. Es sind damit Vorhersagen über kompliziertere Analysatoren zu erhalten, z.B. über den Einfluß von Lage und Breite verschiedener Spalte.

Aus diesem Grund wurde ein Rechenprogramm von J. Feldhaus vom Fritz-Haber-Institut aus Berlin übernommen. Es wurde in einigen Teilen verändert und erweitert. Grundlage des Programmes ist die Lösung der Bewegungsgleichung für Elektronen im elektrischen Zylinderfeld:

$$m \cdot \frac{\partial^2(x, y, z)}{\partial t^2} = \frac{U}{\sqrt{x^2 + y^2} \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (47)$$

Aus dieser Differentialgleichung 2. Ordnung läßt sich ein Differentialgleichungssystem 1. Ordnung bilden. Mit den Anfangswerten des Ortes (x, y, z) und der Geschwindigkeit (v_x, v_y, v_z) bei Eintritt des Elektrons in das elektrische Feld wird das Gleichungssystem numerisch gelöst.

Zur Lösung wurde von J. Feldhaus ein Extrapolationsverfahren von Bulirsch und Stoer (Bul 66)(Sto 72)(Sto 73) gewählt. Ein Extrapolationsverfahren bietet sich deswegen an, weil die Lösung der Differentialgleichung ein asymptotisches Verhalten zeigt. Es hat gegenüber dem Runge-Kutta-Verfahren den Vorteil, daß bei gleicher Genauigkeit weniger Rechenoperationen nötig sind.

Die Rechnung geht von einem simulierten Quellvolumen aus, welches Elektronen emittiert. Dabei sind Ort und Impuls der emittierten Elektronen statistisch verteilt. Zunächst wird berechnet, ob das Elektron durch die Eintrittsblenden in das elektrische Feld gelangt. Daraufhin erfolgt die Bahnberechnung nach dem Extrapolationsverfahren. Das Feld ist analytisch vorgegeben und entspricht dem Feld zwischen zwei unendlich langen Zylindern. Feldverzerrungen z.B. durch Spalte oder die endliche Länge der Zylinder werden vernachlässigt.

Am Ende wird überprüft, ob das Elektron durch die Austrittsspalte gelangt.

Die Veränderung des Programmes besteht darin, weitere Blenden in die Rechnung einzufügen. So kann bei Rechnungen die Blendengeometrie sehr frei variiert werden.

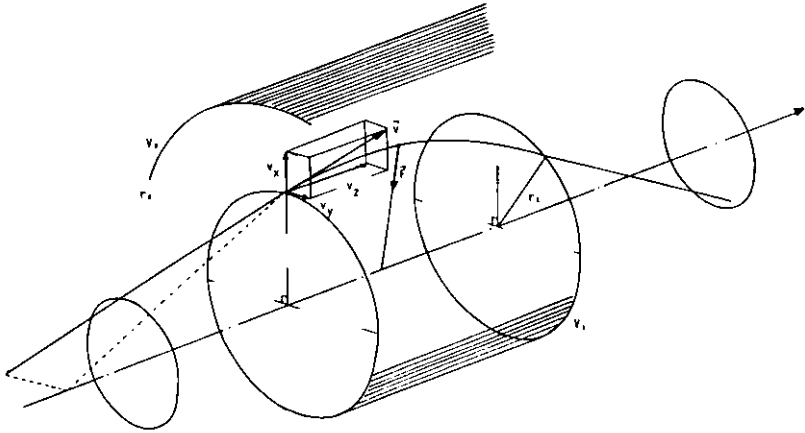


Abbildung 8: Schemazeichnung der Flugbahn durch einen Zylinderspiegelanalysator

Diese Prozedur wird für viele Elektronen wiederholt. So erhält man Aufschluß über die Verteilung der Elektronen am Austrittsspalt bezüglich ihres Impulses. Das Programm zeigt auch an, wieviele der Elektronen an den einzelnen Spalten zurückgehalten werden, sodaß man Aussagen über die Transmission des Analysators treffen kann.

Ich habe das Programm durch die Simulation einer Retardierung erweitert und dabei auf die gleichen Näherungsverfahren zurückgegriffen. Die Elektronen durchlaufen dabei ein kugelsymmetrisches Feld zwischen zwei Kugelschalen. Die Feldgleichung lautet:

$$E(r) = \frac{U_0}{\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right)} \cdot \frac{1}{r^2} \quad (48)$$

a und b sind die Radien der inneren und der äußeren Kugelschalen.

Die Abbruchskriterien der Iteration mußten auf das Problem zugeschnitten werden. Die Genauigkeit der Iteration läßt sich durch die Beziehung $\epsilon = \epsilon' - \epsilon U_0$ bestimmen. Sie beträgt weniger als 0.1%. Das Programm bestätigt auch die Beziehung zwischen der Richtungsänderung in der Flugbahn und der angelegten Spannung (Gleichung(43)). Feldverzerrungen durch Spaltöffnungen oder Netze werden auch hier nicht berücksichtigt.

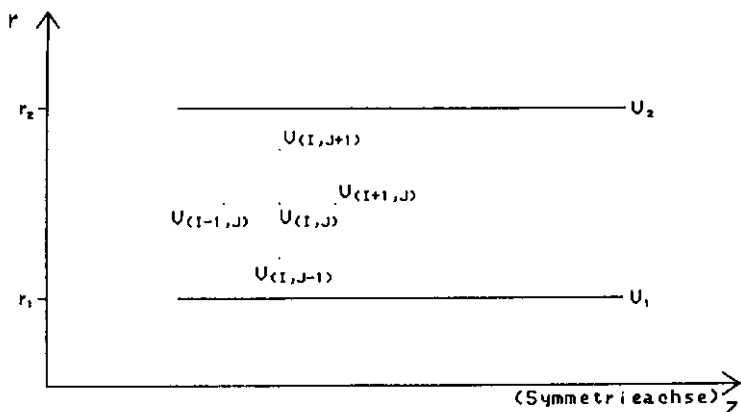


Abbildung 9: Schema für die Berechnung des Potentialverlaufs zwischen zwei Zylindern

3.6 Potentialberechnung

Ausgehend von einem Artikel von Varga (Var 84) wurden Potentialberechnungen für einen Zylinderspiegelanalysator durchgeführt. Für Potentialberechnungen muß die Laplace-Gleichung gelöst werden. Dabei liegen die Zylinder auf den Potentialen V_1 und V_2 . Im Fall der Zylindersymmetrie reduziert sich diese Gleichung in Zylinderkoordinaten auf zwei Dimensionen:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0. \quad (49)$$

Da die Gleichung auch in dieser Form nur für Sonderfälle analytisch zu lösen ist, wurde eine Relaxationsmethode nach O.Klemperer (Kle 71) angewendet. Das Feld wird für ein Netz von Punkten berechnet, die über das Feld verteilt sind.

Es läßt sich das Potential $V_{(I,J)}$ näherungsweise aus den Nachbarpotentialen berechnen läßt:

$$V_{(I,J)} = \frac{V_{(I+1,J)} + V_{(I-1,J)} + V_{(I,J+1)} \left(1 + \frac{g}{2r_0}\right) + V_{(I,J-1)} \left(1 - \frac{g}{2r_0}\right)}{4} \quad (50)$$

wobei g den Abstand zwischen den Punkten bezeichnet. Die damit durchgeführte Iteration konvergiert.

Für die Lösung zweier unendlich langer Zylinder ergibt sich bei einem Abbruchkriterium von $\Delta V/V_{max} = 1 \cdot 10^{-4}$ eine Genauigkeit $\Delta V/V$ von 0.2 %.

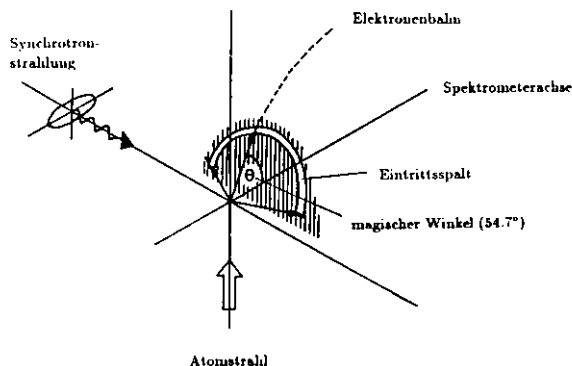


Abbildung 10: Schemazeichnung des Photoionisationsexperimentes (Schrö 82)

4 Das Experiment

Meine Messungen dienten dazu, einen neu konstruierten Zylinderspiegelanalysator zu charakterisieren und Erfahrungen für die Konstruktion eines weiteren Analysators zu sammeln.

4.1 Die Apparatur

Die Apparatur, an der die Messungen durchgeführt wurden, besteht aus zwei Teilen, dem Toroidgittermonochromator (TGM), durch den die Synchrotronstrahlung des 'Doris'-Ringes monochromatisiert wird, und der Photoionisationskammer, in deren Wechselwirkungszone der monochromatisierte Photonenstrahl auf den Atomstrahl trifft. Bild (10) zeigt das Prinzip des Photoionisationsexperimentes, in dem die Energieverteilung der von den Atomen emittierten Photo- und Augerelektronen mit Hilfe des Zylinderspiegelanalysators gemessen wird.

Abbildung 11 zeigt das Schema der Strahlführungsoptik. Eine Vorspiegeloptik bildet die weiße Synchrotronstrahlungsquelle in den Eintrittsspalt des TGM ab. Am Toroidgitter erfolgt die Energiedispersion des Lichtes. Außerdem bildet das Toroidgitter den Eintrittsspalt auf den Austrittsspalt ab. Hinter dem Austrittsspalt befindet sich ein weiterer Spiegel, der das monochromatisierte Licht in die Wechselwirkungszone fokussiert.

Zur Zeit stehen drei austauschbare Toroidgitter zur Verfügung, die einen Energiebereich von 30 bis 180 eV abdecken.

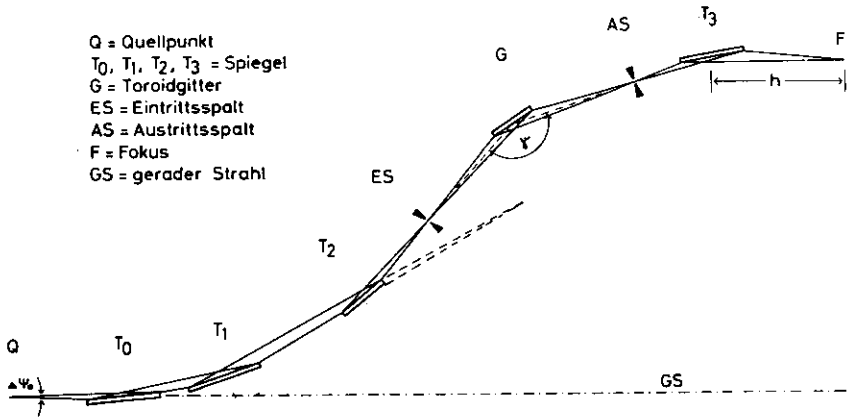


Abbildung 11: Schemazeichnung der Strahlführungssystems (Schrö 82)

Der Druck im Bereich der Spiegel und des Monochromators beträgt $10^{-7} Pa$ und wird durch Ionengerätepumpen aufrecht erhalten. In der Photoionisationskammer herrscht während des Experimentes ein Druck von 10^{-3} bis $10^{-2} Pa$. Turbomolekularpumpen evakuieren die Kammer. Eine differentiell gepumpte Druckstufe hält das Druckgefälle zwischen dem Strahlführungssystem und der Wechselwirkungskammer aufrecht.

4.2 Das Elektronenspektrometer

Abbildung 12 zeigt einen Schnitt durch den verwendeten Zylinderspiegelanalysator (Mey 88). Im Gegensatz zu dem von H. Schröder für Metaldampfmessungen entwickelten Analysator (Schrö 82) besitzt er volle Zylindersymmetrie. Die volle Zylindersymmetrie wurde gewählt, um eine möglichst hohe Transmission und damit eine hohe Zählrate zu erreichen. Außerdem treten keine Feldverzerrungen auf, die bei Zylindersegmenten korrigiert werden müssten. Wegen der vollen Zylindersymmetrie ist es allerdings schwierig, ihn bei Metaldampfmessungen einzusetzen, da der Metaldampf einen gewissen Platzbedarf hat (Wet 87).

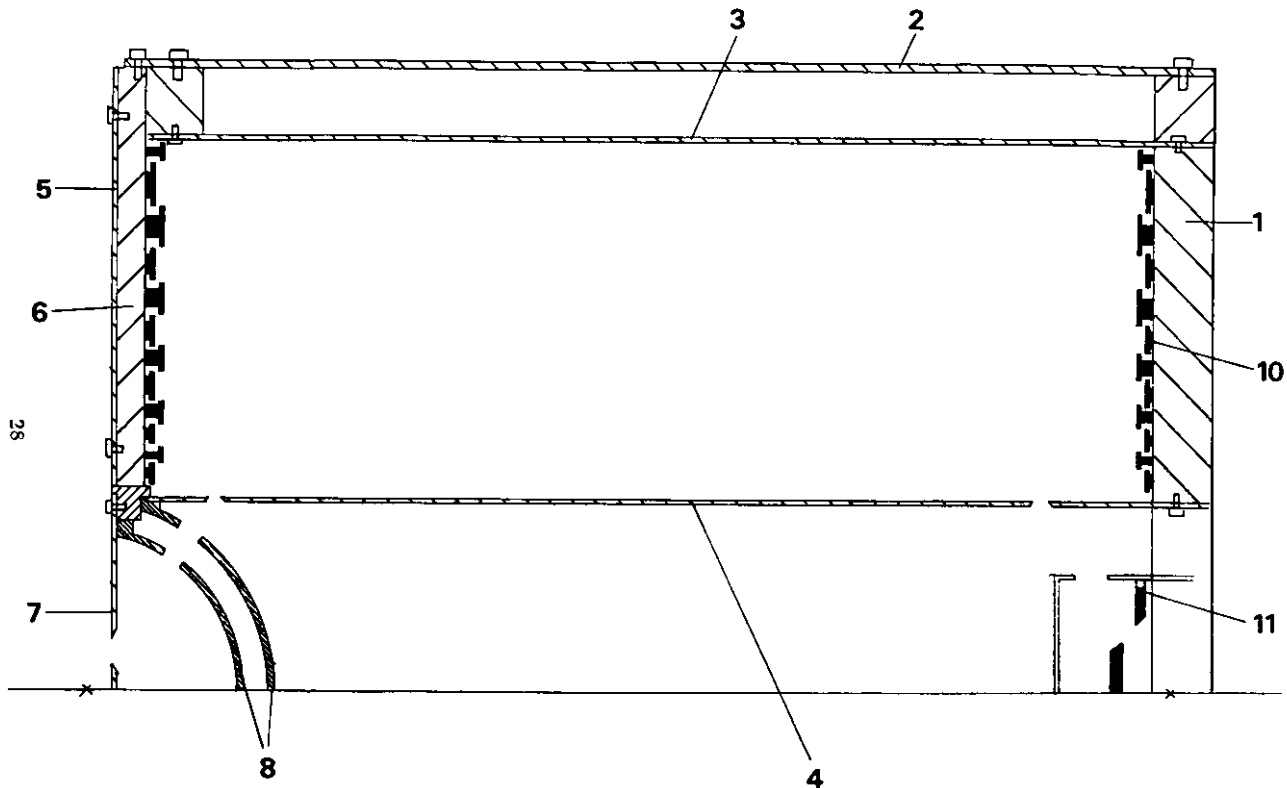


Abbildung 12: Schnitt durch den Zylinderspiegelanalysator 1 Grundplatte (Macor), 2 äußerster Zylinder, 3 äußerer Zylinder, 4 innerer Zylinder, 5 Frontplatte, 6 Macorstege, 7 Eintrittsblende, 8 Retardierungsschalen, 10 Ringe zur Feldkorrektur, 11 Chaneltronkapsel mit Blende (Mey 88)

Der Winkel Θ zur Symmetrieachse beträgt 54.74° . Der Einfluß der anisotropen Winkelverteilung bei Photo- und Augerelektronen ist unter diesem Winkel ausgeschaltet (Abschnitt 1.4.) und eine korrekte Messung relativer Wirkungsquerschnitte möglich.

Die Parameter sind nach den Gleichungen von Risley (Ris 72) festgelegt worden. Dabei wurden die Parameter so lange variiert, bis nach den Gleichungen ein Optimum erreicht war. Der Analysator erfüllt die Fokussierbedingung 1. Ordnung (siehe Abschnitt 3.4.4). Der Bau eines Analysators unter Erfüllung der Fokussierbedingung 2. Ordnung war wegen der Größe von Θ nicht möglich. In diesem Fall wäre der Parameter n größer als 2. Dieses hätte bedeutet, daß der Fokus sehr weit hinter dem Channeltron gelegen hätte.

Auch die Blendengeometrie wurde nach Risley (Ris 72) gewählt. Dabei werden der Bild- und der virtuelle Quellpunkt durch den Schnittpunkt der Maximalbahnen, die die beiden Eintritts- bzw. Austrittsblenden zulassen, vorgegeben (siehe auch Abbildung 27).

Um Feldverzerrungen an den Enden der Zylinder zu vermeiden, befinden sich dort Potentialringe, die über eine Widerstandskette miteinander verbunden sind. Die Ringe erreichen eine Potentialverteilung, die dem idealen logarithmischen Potentialverlauf nahe kommt.

Die Spalte im inneren Zylinder sind im Vergleich zu den Abmessungen des Analysators klein ($w_s/r_1 = 0.064$). Feldverzerrungen, die an den Spalten auftreten, sind daher wegen der kleinen Ausmaße nicht korrigiert. Eine Korrektur könnte z.B. durch Netze erfolgen. Netze erniedrigen aber die Transmission durch die Spalte. Außerdem werden durch die Streuung der Elektronen an den Netzen Sekundärelektronen freigesetzt, die einen erhöhten Untergrund im Spektrum erzeugen können.

Die Retardierung der Elektronen erfolgt mit Hilfe von Kugelschalen, in die Spalte eingearbeitet sind. Auch hier bestände die Möglichkeit Netze zu verwenden (Tay 88).

Hinter dem Austrittsspalt sitzt das Channeltron in einer herausnehmbaren Kapsel. In der Kapsel befindet sich eine isolierte Blende, die negativ vorgespannt werden kann. Damit sollen Streuelektronen, die an den Austrittsspalten entstehen, zurückgehalten werden.

Um den übrigen Raum der Ionisationskammer, insbesondere das Wechselwirkungsvolumen, vor elektrischen Feldern, die durch den Analysator hervorgerufen werden, abzuschirmen, ist dieser von einem 'Metallmantel' eingefaßt, der auf Erdpotential liegt.

Die Metallteile des Analysators bestehen aus versilbertem Kupfer. Die Oberfläche ist dann beständiger. Das verwendete Isolatormaterial ist Macor.

4.3 Die Nachweiselektronik

Abbildung 13 zeigt ein Schaltbild der Nachweiselektronik.

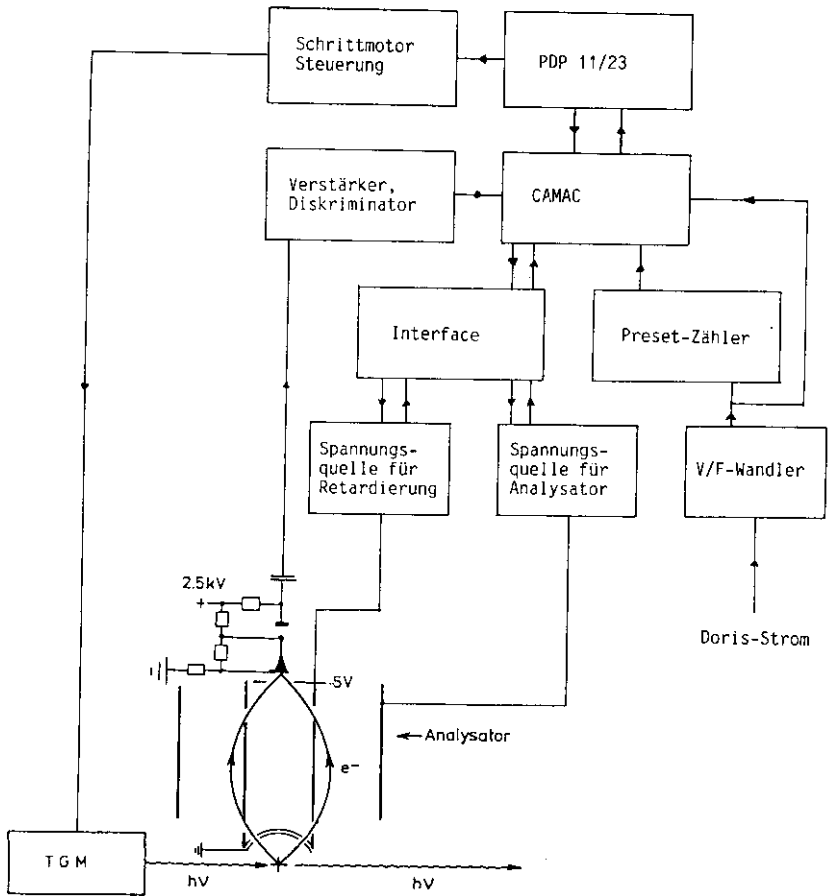


Abbildung 13: Schaltbild der Nachweiselektronik

Ein PDP-11/23-Rechner übernimmt die Ansteuerung des Monochromators und des Analysators sowie die Datenaufnahme der Messungen. Die Steuerung des Analysators erfolgt über zwei digitale Spannungsquellen, welche die für die Aufnahme eines Spektrums nötigen Spannungen zwischen den Zylindern bzw. den Retardierungsschalen liefern. Das für eine Messung vorgegebene Energieintervall wird schrittweise durchfahren. An jedem Meßpunkt nimmt ein CAMAC (Computer-Automated-Measurement-and-Control) die Signale des Channeltrons auf. Die Presetzahl und die Größe des Dorisstromes bestimmen die Dauer der Aufnahme von Impulsen. Zusammen mit der eingestellten Energie wird die Zahl der in dieser Zeit gemessenen Impulse vom Rechner abgespeichert, bevor der Rechner erneut die Spannungsquellen ansteuert, um einen neuen Energiewert einzustellen.

4.4 Der Einfluß der Instrumentenfunktionen auf die Messungen

Nimmt man ein Photoelektronenspektrum auf, so gehen in dieses Spektrum auch die Eigenschaften des Monochromators und des Analysators ein. Um ein Spektrum richtig interpretieren zu können, muß man die instrumentellen Einflüsse der Apparatur kennen.

Wie der Zylinderspiegelanalysator (siehe Abschnitt 3.4.2), so besitzt auch der Monochromator ein endliches Auflösungsvermögen. Die Monochromatorfunktion $M(E_M, h\nu)$ beschreibt die Verteilung der Photonen mit der Energie $h\nu$ bei eingestellter Monochromatorenergie E_M . Die Funktion ist auf die mittlere Photonenflußdichte in der Wechselwirkungszone $\bar{g}(E_M)$ normiert:

$$\int_0^{+\infty} M(E_M, h\nu) dh\nu = \bar{g}(E_M) \quad (51)$$

Betrachten wir einen Photoionisationsprozeß. Die Photoionisationsrate R_p für den Photoionisationsprozeß p im Energieintervall $[h\nu, h\nu + dh\nu]$ beträgt:

$$R_p(h\nu)dh\nu = N_{Atom} \sigma_p(h\nu) M(E_M, h\nu) dh\nu \quad (52)$$

Die Elektronenemissionsrate $R(\epsilon, h\nu)$ im Intervall $[\epsilon, \epsilon + d\epsilon]$ ist dann:

$$R(\epsilon, h\nu)dh\nu d\epsilon = N_{Atom} \sigma_p(h\nu) S_p(h\nu, \epsilon) M(E_M, h\nu) dh\nu d\epsilon \quad (53)$$

$S_p(h\nu, \epsilon)$ ist die Spektralfunktion des Photoionisationsprozesses p . Im einfachsten Fall hat die Spektralfunktion für einen Photoionisationsprozeß ein Lorentz-förmiges Linienprofil mit einer natürlichen Halbwertsbreite Γ .

Ändert sich der Wirkungsquerschnitt σ im Intervall $[h\nu - d\nu, h\nu + dh\nu]$ nur wenig, so erhält man für die Verteilung $R_{E|}(E_M, \epsilon)$ der Elektronen, die aus dem Quellvolumen austreten:

$$R_{E|}(E_M, \epsilon) d\epsilon = N_{Atom} \sigma_p(h\nu) \int S_p(h\nu', \epsilon) M(E_M, h\nu') dh\nu' d\epsilon \quad (54)$$

Die Spektralfunktion wird mit der Monochromatorfunktion gefaltet.

Für die Zählrate im Channeltron $R_{Ch,p}(E_M, E_A)$ durch den Photoionisationsprozeß p bei eingestellter Monochromator- und Analysatorenergie E_M und E_A erhält man:

$$R_{Ch,p}(E_M, E_A) = \int \int \eta N_{Atom} \sigma_p(h\nu) S_p(h\nu, \epsilon) M(E_M, h\nu) A(E_A, \epsilon) dh\nu d\epsilon \\ = \eta \int R_{El}(E_M, \epsilon) A(E_A, \epsilon) d\epsilon \quad (55)$$

η ist ein Korrekturfaktor, in den z.B. der Wirkungsgrad des Channeltrons eingeht.

Die Energieverteilung R_{El} der Elektronen wird mit der Analysatorfunktion gefaltet. Für ein Spektrum einer Photolinie bedeutet dieses, daß ihr Profil zunächst mit der Monochromatorfunktion gefaltet und das Resultat dieser Faltung mit der Analysatorfunktion gefaltet wird.

Die Apparatur ermöglicht verschiedene Meßverfahren zur Untersuchung der Ionisationsprozesse (Ric 88). Meine Messungen habe ich bei jeweils konstanter Monochromatorenergie $E_M = E_{M_0}$ durchgeführt. Ein solches Spektrum, bei dem die Analysatorenergie schrittweise verändert wird, nennt man Photoelektronenspektrum oder Energy-Distribution-Curve (EDC). Für die Zählrate einer EDC gilt:

$$EDC(E_{M_0}, E_A) = \sum_p R_{Ch,p}(E_{M_0}, E_A) \\ = \eta N_{Atom} \int \left(\sum_p \sigma_p(h\nu) S_p(h\nu, \epsilon) \right) M(E_{M_0}, E_A) A(E_A, \epsilon) dh\nu d\epsilon \quad (56)$$

Dabei wird über alle angeregten Photoionisationsprozesse summiert.

4.5 Die Energieeichung

Der Zusammenhang zwischen der angelegten Spannung an den Zylindern und der kinetischen Energie der Elektronen, die den Analysator passieren, wird durch Gleichung (22) beschrieben.

Es ergibt sich eine Konstante, die sich experimentell unter Ausnutzung des Anteils 2. Ordnung an monochromatisiertem Licht bestimmen läßt. Nimmt man eine Photolinie mit einem Gitter auf, bei dem die höheren Ordnungen nicht unterdrückt sind, so erscheint die Photolinie nicht nur an der Stelle $\epsilon = h\nu - E_1$, sondern auch an den Stellen $\epsilon = n \cdot h\nu - E_1$.

Ist die Photonenenergie bekannt, so läßt sich bei gleichzeitiger Messung der Photolinie in 1. und 2. Ordnung aus den jeweils angelegten Spannungen U_1 und U_2 die Analysatorkonstante ANL berechnen.

$$ANL = \frac{k}{\ln(r_2/r_1)} \cdot \frac{h\nu}{q(U_1 - U_2)} \quad (57)$$

Um die Photonenenergie zu bestimmen, ist eine Eichung des Monochromators erforderlich. Dieses kann an einer resonanten Anregung erfolgen, deren Zerfallsprozeß aufgenommen wird.

Bei diesem Verfahren werden auch mögliche Linienverschiebungen, die durch den Aufbau einer Kontaktspannung Φ an der Eintrittsblende verursacht werden können, eliminiert. Der Monochromator wurde an der $Xe\ 4d_{3/2}^{-1}\ 6p$ -Resonanz von $65.11 \pm 0.01\text{eV}$ (Kin 77) geeicht. Die Bestimmung wurde mit Gitter II durchgeführt, bei dem der Anteil der 2. Ordnung in diesem Bereich um 50% liegt (Hey 87). Als Photolinie diente $Ne\ 2p^2\ P$.

Die Analysatorkonstante ergibt sich zu :

$$ANL = 1.2372 \pm 0.0005$$

4.6 Die Bestimmung der Auflösung

Für die Bestimmung der Auflösung des Analysators eignen sich besonders gut Linien, die hinsichtlich ihrer Breite von der Monochromatorfunktion $M(E_M, h\nu)$ unabhängig sind. Eine Augerlinie besitzt diese Eigenschaften.

Nimmt man eine EDC einer Augerlinie auf, deren Spektralfunktion im Idealfall eine Lorentzfunktion $L(\epsilon - \epsilon_{Au})$ ist, erhält man:

$$EDC(E_{M_0}, E_A) = \int_0^{+\infty} L(\epsilon - \epsilon_{Au}) A(E_A, \epsilon) d\epsilon \quad (58)$$

Ist die Linienbreite der Augerlinie bekannt, so läßt sich durch Entfaltung der EDC die Analysatorfunktion bestimmen. Dieses setzt aber die genaue Kenntnis der Breite der Augerlinie voraus.

Nimmt man an, daß die Analysatorfunktion annähernd einer Gaußfunktion entspricht, so läßt sich die Auflösung in guter Näherung bestimmen. Man paßt ein Voigtprofil an die aufgenommene Augerlinie an, und erhält so über die ermittelte Gaußbreite die Auflösung.

Bild 14 zeigt für den Zylinderspiegelanalysator eine durch Simulation (Abschnitt 3.5) gewonnene Analysatorfunktion. Sie ist zusammen mit einer angepaßten Gaußfunktion dargestellt. Das Quellvolumen wurde als elliptisch angenommen und hat ungefähr die Ausmaße von $2 \cdot 1.5 \cdot 1\text{mm}^3$. Man sieht deutlich, daß die Analysatorfunktion gegenüber der Gaußfunktion ein breiter ausgebildetes Maximum besitzt. An den Rändern fällt sie stärker zu Null hin ab. Trotzdem gibt die Gaußfunktion die Analysatorfunktion in ausreichender Näherung wieder.

Für die Anpassung eines Voigtprofils stand ein Programm von W. Niemann zur Verfügung.

Zur Bestimmung der Auflösung eignen sich die Gruppe der $M_{4,5}N_{2,3}N_{2,3}$ -Augerlinien des Kryptons oberhalb einer Anregungsenergie von $h\nu \geq 93,8\text{eV}$ und die $N_{2,3}O_{2,3}O_{2,3}(S_0)$ -Augerlinie des Xenons ($h\nu \geq 67,55\text{eV}$).

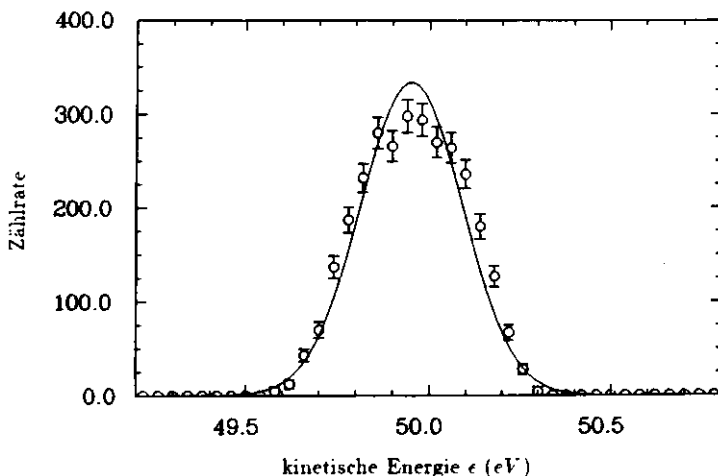


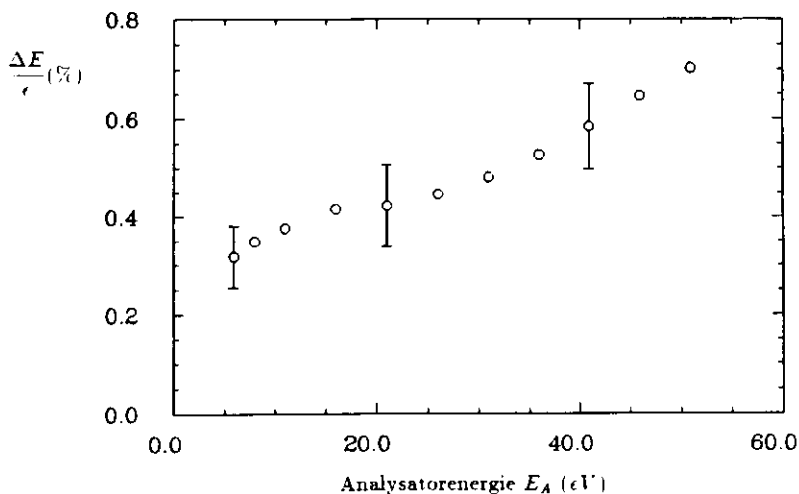
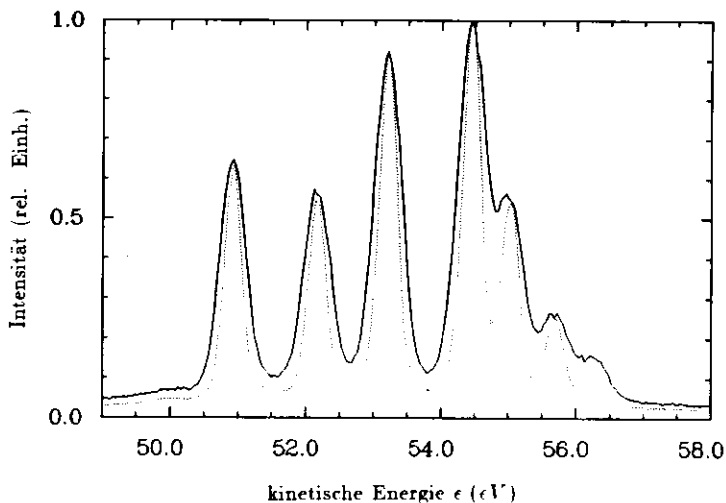
Abbildung 14: Durch Simulationsrechnung gewonnene Analysatorfunktion, Gaußfunktion(—)

Bild 15 zeigt die Gruppe der Krypton-Augerlinien zum einen im unretardierten Fall (durchgezogenes Spektrum) und zum anderen bei einer festen Retardierung um 30eV . Deutlich ist die Abnahme der Linienbreite beim retardierten Spektrum zu erkennen.

Aus den Arbeiten von Werne (Wer 72) und Ohtani (Oht 76) lassen sich die natürlichen Breiten für die Gruppe der $M_{4,2}N_{2,3}N_{2,3}$ -Augerlinien des Kryptons und der $N_{3}O_{2,3}O_{2,3}(^1S_0)$ -Augerlinie des Xenons entnehmen. Unter Berücksichtigung des hohen Auflösungsvermögens der verwendeten Spektrometer erhält man die natürliche Linienbreite der Krypton-Augerlinie von $\sim 0.10 - 0.15\text{eV}$ und der Xenon-Augerlinie von $\sim 0.16 - 0.15\text{eV}$.

Daraus ergibt sich eine Auflösung des Spektrometers von $0.7 \pm 0.1\%$. Nach Risley (Ris 72) sollte die Auflösung unter der Annahme, daß $\Delta E_{bu} = \Delta E_{juhm}/2$ ist, bei einem Wert von 0.87% liegen. Die theoretisch erwartete Auflösung wird vom Zylinderpiegelanalysator also gut erreicht. Die Abweichung ist vielleicht durch das Gasinlaßsystem zu erklären, das das Quellvolumen sehr gut definiert. Bei einem größerem Quellvolumen ist mit einer schlechteren Auflösung zu rechnen.

In Bild 16 ist das Verhalten der Auflösung $\Delta E/\epsilon$ als Funktion der Analysatorenergie E_A dargestellt. Die kinetische Energie ϵ des ausgewerteten Augerelektrons beträgt 50.85eV . Der Wert von Werne liegt bei 51.15eV (Wer 72). Die Differenz ist auf die Kontaktspannung Φ zurückzuführen, die sich an der Eintrittsblende aufbaut. Durch sie werden die Elektronen um den Betrag $\epsilon\Phi$ retardiert. Entstehen kann solch ein Kontaktpotential durch Metallschichten, die sich auf der Blende niedergeschlagen



haben.

Die Kreise geben die Ergebnisse aus den Messungen wieder. Man sieht, daß die Auflösung zu kleinen Analysatorenergien hin zunächst abnimmt, daß aber unterhalb von 20 eV sich die Auflösung nur noch wenig verbessert.

Trägt man $\Delta E/E_A$ als Funktion von E_A/ϵ auf, so entspricht das geschilderte Verhalten einer deutlichen Zunahme unterhalb von 0,4. In Bild 17 ist dieses Verhalten gut zu erkennen.

Neben den Meßergebnissen vom Krypton sind auch die Ergebnisse der Messung an der $N_5 O_{2,3} O_{2,3} (^1S_0)$ -Augerlinie aufgetragen ($\epsilon_{kin} = 29,45 eV$) (29.73 eV (Wer 72)). Die Elektronen dieser Linie wurden auch beschleunigt, um das Verhalten der Elektronen unter diesen Bedingungen zu studieren.

Bei der Retardierung zeigen die Meßwerte den gleichen Verlauf wie die Meßergebnisse für die Auflösung aus den Kryptonspektren. Da die Auflösung $\Delta E/E_A$ bei verschiedenen kinetischen Energien bestimmt wurde, hängt sie bei der Retardierung folglich nur von dem Verhältnis der Analysatorenergie E_A und der kinetischen Energie ϵ des analysierten Elektrons ab.

Der Anstieg der relativen Auflösung für kleine Werte E_A/ϵ wird durch die Theorie nach Gleichung (46) bestätigt. Unter der Annahme, daß bei der Analysatorfunktion die volle Halbwertsbreite auf halber Höhe gerade der halben Basisbreite entspricht, ergibt sich für den Analysator die Abschätzung:

$$\frac{\Delta E}{E_A} = (0.36 \pm 0.05)\% \left(\frac{E_A}{\epsilon}\right)^{-0.5} + (0.36 \pm 0.05)\% + (0.12 \pm 0.05)\% \left(\frac{E_A}{\epsilon}\right)^{-1.0} + (0.035 \pm 0.02)\% \quad (59)$$

Der Fehler in den beiden letzten Termen ist eine Folge der Ungewißheit über die Größe des Quellvolumens.

Die durchgezogene Linie in Bild 17 gibt Gleichung (59) wieder.

Versucht man Gleichung (46) den Meßergebnissen besser anzupassen, so verschwindet der wurzelabhängige Term völlig (gepunktete Kurve). Es ergibt sich:

$$\Delta E/E_A = 0.47 - 0.27 \cdot (E_A/\epsilon)^{-1\%}$$

Ist Gleichung (46) grundsätzlich richtig, so führt die Auswertung zu einem r_c von $\sim 3 mm$, d.h. das Quellvolumen muß eine Ausdehnung von $\sim 6 mm$ besitzen. Dieser Wert erscheint angesichts des dünnen Gaseinlasses etwas hoch. Man könnte allerdings vermuten, daß die Retardierung auch auf den winkelabhängigen Teil der Auflösung wirkt. Unter Erfüllung der Fokussierbedingung 1. Ordnung ist $\Delta Z(\Delta\theta)$ in 1. Näherung gerade proportional zu $\Delta\theta^2$ und damit nach Gleichung (46) proportional zu $(\frac{E_A}{\epsilon})^{-1.0}$. Da aber die Winkelakzeptanz sowohl durch die Austritts- wie durch die Eintrittsspalte festgelegt wird, dürfte dieser Einfluß gering sein.

Weitere Effekte, die sich auf die Auflösung des Analysators auswirken können, sind Feldverzerrungen und Störfelder, die an den Retardierungsblenden und anderswo auftreten. Außerdem kann man vermuten, daß bei der Retardierung mit Kugelschalen,

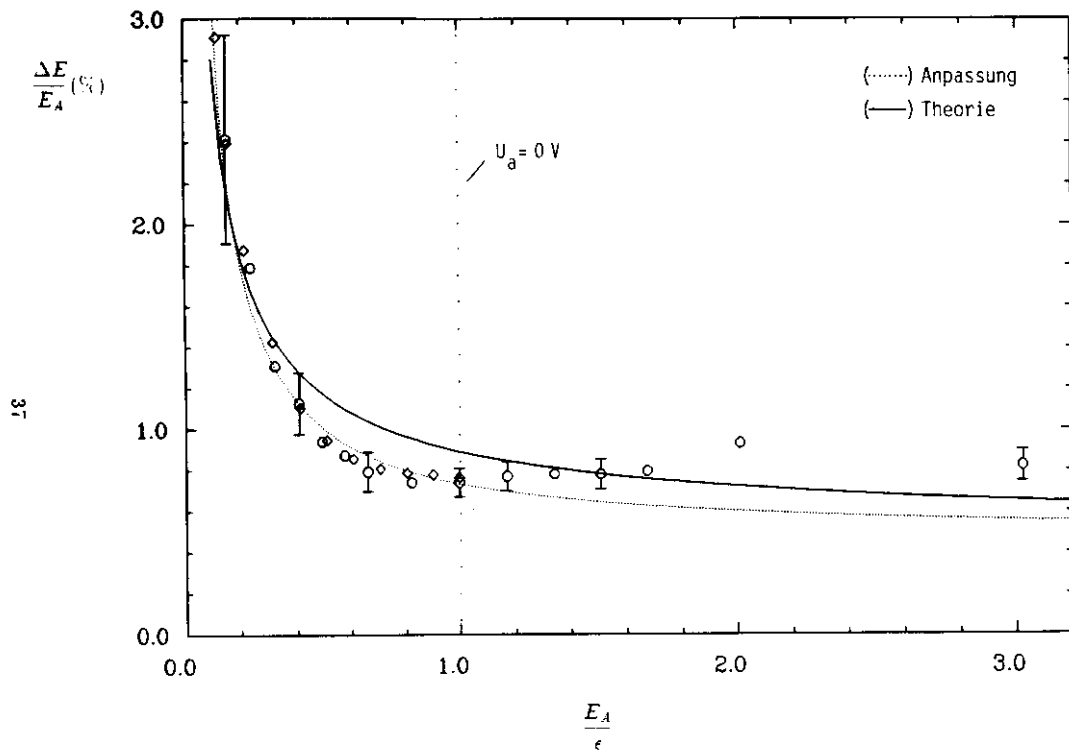


Abbildung 17: Auflösung $\Delta E/E_A$ als Funktion von E_A/ϵ , Krypton $M_5 N_{2,3} N_{2,3}$ (1S_0)-Augerlinie ($\diamond \diamond \diamond$), Xenon $N_5 O_{2,3} O_{2,3}$ (1S_0)-Augerlinie ($\circ \circ \circ$)

die in die Spalte eingearbeitet sind, diese wie Linsen wirken (Gla 52). Allerdings ist eine Vorhersage dieser Einflüsse schwerer.

Bei der Beschleunigung der Elektronen hat die Ablenkung der Elektronen durch das elektrische Feld dagegen keinen Einfluß auf die Auflösung. Nach den Messungen bleibt sie nahezu konstant. Anscheinend wird in diesem Fall die Auflösung durch die Abmessungen des Analysators, z.B. Spaltbreiten, bestimmt.

4.7 Bestimmung der integralen Transmission

Es gibt verschiedene Verfahren die Transmission zu bestimmen (Poo 72)(Gar 73)(Gar 74). Eine Möglichkeit ist, sie über die Kenntnis des Wirkungsquerschnittes eines Photoionisationsprozesses aus der Linienflächenauswertung einer Photolinie zu berechnen. Es gilt:

$$\int_{E_a}^{E_b} EDC(E_{M_0}, E'_A) dE_A = \eta N_{Atom} T \left(\frac{E_a + E_b}{2} \right) \bar{g}(E_{M_0}) \sigma_p(\hbar\nu) \quad (60)$$

Dieses gilt wiederum unter der Voraussetzung, daß σ innerhalb der Breite der Monochromatorfunktion konstant ist. Die Grenzen der Integration E_a und E_b richten sich nach der Breite und der Lage der Photolinie.

Wenn man bis auf die Transmission alle Größen auf der rechten Seite der Gleichung (60) kennt, läßt sich die integrale Transmission ermitteln (Gar 74). Da die Zahl der Atome im Wechselwirkungsvolumen, die Größe η und der mittlere Photonenfluß aber nur schwer abzuschätzen sind, ist dieses Verfahren nicht direkt anwendbar.

Die Größen lassen sich aber eliminieren, wenn man eine Linie findet, die eine geeignete Referenz bei der Transmissionsmessung darstellt.

Ein System, für solche relativen Transmissions-Messungen ist eine Photolinie mit einer dazugehörigen Augerlinie (Ric 88). Unter der Annahme, daß das Intensitätsverhältnis von Photo- und Augerlinie unabhängig von der Photoenergie der Anregung ist, kürzen sich neben den Größen N_{Atom} , η und \bar{g} auch der Wirkungsquerschnitt heraus. Eine Augerlinie eignet sich auch deshalb als Referenz für die Transmissionsmessung, da im Idealfall die kinetische Energie der Elektronen unabhängig von der Photonenenergie der Anregung ist.

Es ergibt sich mit $E_a = E'_A = E_A$:

$$\frac{T(E_A)}{T(E'_A)} = \frac{\int_{E_a}^{E_b} EDC(E_{M_0}, E_A) dE_A}{\int_{E_a}^{E_b} EDC(E_{M_0}, E'_A) dE'_A} \cdot \chi \quad (61)$$

Der Quotient gibt die integrale Transmission relativ zur integralen Transmission an der Stelle $E'_A = E_A$ wieder.

χ ist das Intensitätsverhältnis von Auger- zu Photolinie.

Eine Abschätzung der absoluten Transmission erhält man aus der Kenntnis der Auflösung und damit der Breite der Analysatorfunktion. Geht man von einer punktförmigen Quelle aus und nimmt an, daß die Analysatorfunktion ein Gaußprofil besitzt, erhält man aus Gleichung (39) für den Analysator:

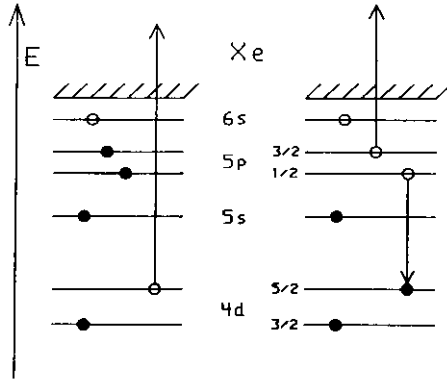


Abbildung 18: Schema der $4d_{5/2}$ -Photoionisation und einem anschließenden Augerprozeß

$$T(E_A) = 0.013\% \cdot E_A$$

Die kinetischen Energien der Elektronen, die mit dem Spektrometer gemessen wurden, liegen in einem Bereich von 0 bis 100eV. Als System von Photo- und Augerlinie bietet sich Xenon mit der $4d_{5/2}$ -Photolinie und der $N_5O_{2,3}O_{2,3}(^1S_0)$ -Augerlinie an. Da die benachbarten Augerlinien gut 2eV von der $N_5O_{2,3}O_{2,3}(^1S_0)$ -Augerlinie entfernt liegen, ist diese Linie für eine Flächenauswertung gut geeignet.

Der Fehler des Verfahrens liegt zwischen 5 und 15 %. Die Flächenauswertung trägt den größten Anteil am Fehler. Die Unsicherheit liegt in der Bestimmung des Untergrundes. Sie macht sich besonders bei den Messungen an der Ionisationsschwelle bemerkbar. Zum einen ist hier der Photoionisationsquerschnitt sehr klein und zum anderen nähert sich auch die Transmission sehr kleinen Werten. Eine sehr geringe Zählrate ist die Folge. Außerdem können sich in vielen Fällen Linien überlappen.

Ein weiterer Fehler tritt durch die Korrektur auf, die nötig ist, um die Transmissionsmessungen im Fall unterschiedlicher Beschleunigung untereinander vergleichen zu können. Bei der Beschleunigung der Elektronen ändert sich ja auch die Transmission für die Referenzlinie. Diese Änderung muß bei der Auswertung berücksichtigt werden.

Für künftige Transmissionsmessungen schlage ich vor, das Meßprogramm derart zu verändern, daß man Teile des Spektrums separat mit beschleunigten und unbeschleunigten Elektronen aufnehmen kann. So ist es möglich, die Transmission immer relativ zu einer unbeschleunigten Linie zu bestimmen.

Bild 19 zeigt das Ergebnis der Transmissionsmessung für den Fall, daß die Elek-

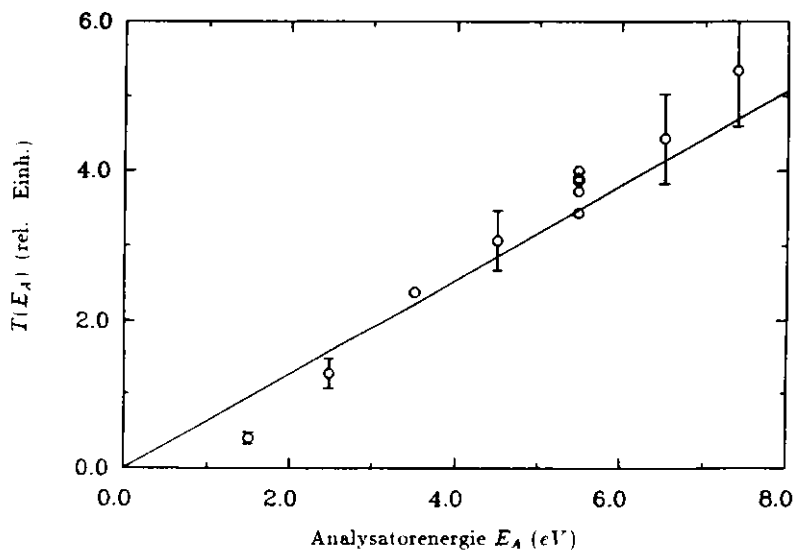
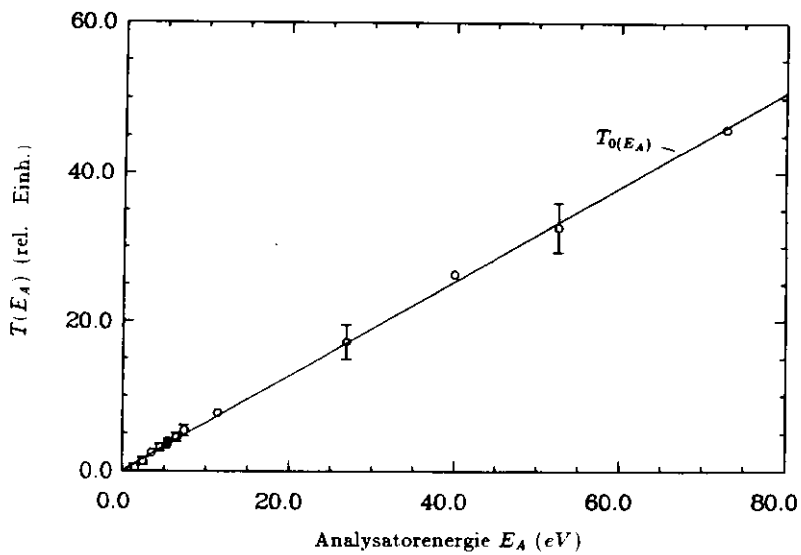


Abbildung 19: Transmission als Funktion von $E_A, U_0 = 0V$

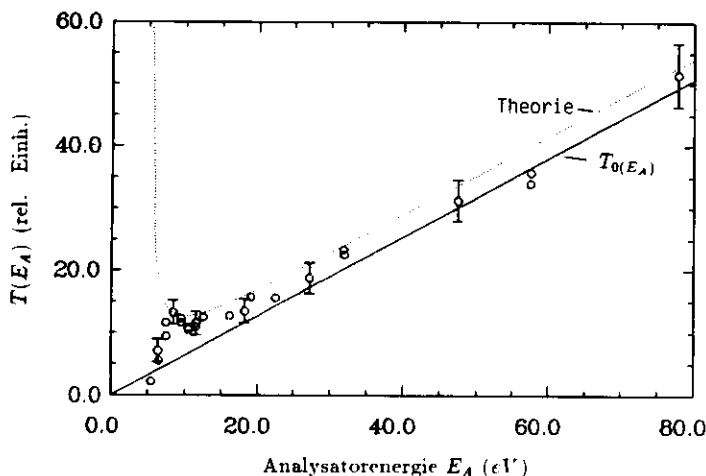


Abbildung 20: Transmission als Funktion von E_A , $U_a = -5V$

tronen vor dem Eintritt in das zylindersymmetrische Feld nicht beschleunigt oder abgebremst werden ($U_a = 0V$). Dargestellt ist die Transmission in relativen Einheiten gegenüber der Analytorenergie E_A . Die lineare Abhängigkeit der Transmission von der Analytorenergie (Gleichung(39)) ist gut zu erkennen. Die durchgezogene Linie $T_0(E_A)$ ist eine Anpassung an die Meßpunkte.

Im Bereich kleiner Analytorenergien (Bild 19) fällt die Transmission zu kleinen Werten hin stärker ab. Hier gewinnen kleine Störfelder an Einfluß. Langsame Elektronen werden aus ihrer Bahn gelenkt und gehen der Messung verloren. Störfelder können sowohl im Analysator selbst, als auch schon im Bereich des Quellvolumens auftreten.

Entscheidend für den Verlauf der Transmissionsabnahme ist auch, welche Spannung an der Blende vor dem Channeltron (siehe Abb.12) anliegt, die ja langsame Elektronen zurückhalten soll.

Bild 20 zeigt die Ergebnisse der Transmissionsmessung im Fall der Beschleunigung der Elektronen um $5eV$. Die durchgezogene Gerade ist die Transmission $T_0(E_A)$. Die Transmission ist bei niedrigen Analytorenergien deutlich größer als im unbeschleunigten Fall. Zu höheren Energien hin nähern sich die Meßpunkte immer mehr $T_0(E_A)$.

Die gepunktete Kurve gibt den Transmissionsverlauf nach Palmberg (Pal 74) (Gleichung (44)) wieder. Für $E_A \rightarrow \infty$ konvergiert die Kurve gegen die Gerade der Transmission $T_0(E_A)$. An der Stelle $E_A = 5eV$ entsprechend $\epsilon = 0eV$ besitzt sie eine Unendlichkeitsstelle. Die gemessene Transmission streift dagegen an dieser Stelle gegen Null. Es ist auch nicht zu erwarten, daß die Transmission ins Unendliche

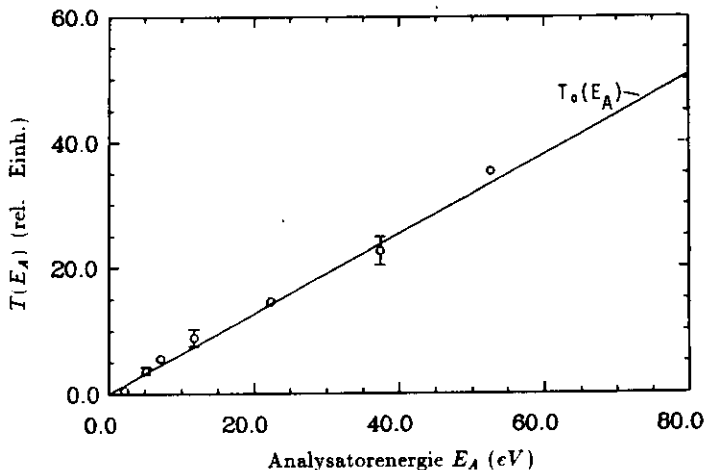


Abbildung 21: Transmission als Funktion von E_A , $U_a = -15V$

ansteigt.

In Abbildung 21 ist die Transmission für den Fall $U_a = -15V$ zusammen mit $T_0(E_A)$ dargestellt. Anscheinend beeinflusst die Retardierung den linearen Verlauf der Transmission nicht.

Deutlicher wird der Einfluß der Beschleunigung der Elektronen auf die Transmission, wenn man das Verhältnis $T(E_A)/T_0(E_A)$ als Funktion von E_A/ϵ aufträgt (Abbildung 22). $E_A/\epsilon = 1$ bedeutet, daß die Elektronen abgebremst werden, $E_A/\epsilon > 1$, daß ihre kinetische Energie vor Eintritt in das zylindersymmetrische Feld erhöht wird. Die durchgezogene Gerade gibt den Verlauf der relativen Transmission nach der Gleichung von Palmberg wieder.

Im Fall der Beschleunigung orientieren sich die Meßpunkte an der Geraden. Nur für große Werte von E_A/ϵ weichen sie deutlich nach unten hin ab. Diese Abweichungen lassen sich aber im Einzelfall erklären.

Die Abweichung der vier Punkte für $E_A/\epsilon > 3$ erklärt sich damit, daß die Meßpunkte jeweils in einem Bereich liegen, in dem die kinetische Energie der Elektronen nahe 0 eV liegt. Feldverzerrungen erniedrigen die Transmission.

Im Fall der Retardierung sieht das Ergebnis völlig anders aus. Die Werte für die relative Transmission liegen in Nähe von 1 unabhängig von dem Verhältnis E_A/ϵ .

Um dieses Verhalten zu verstehen, muß man das Ergebnis der Auflösungsbestimmung zu Hilfe nehmen. In Bild (22) ist das Integral über die Analysatorfunktion dargestellt. Die relative Auflösung (Abb.17) gibt dagegen die Breite der Funktion wieder. Während nun im Fall der Beschleunigung die Auflösung und damit die Breite von $A(E_A, \epsilon)$ relativ zur eingestellten Analytorenergie konstant bleibt, nimmt sie bei

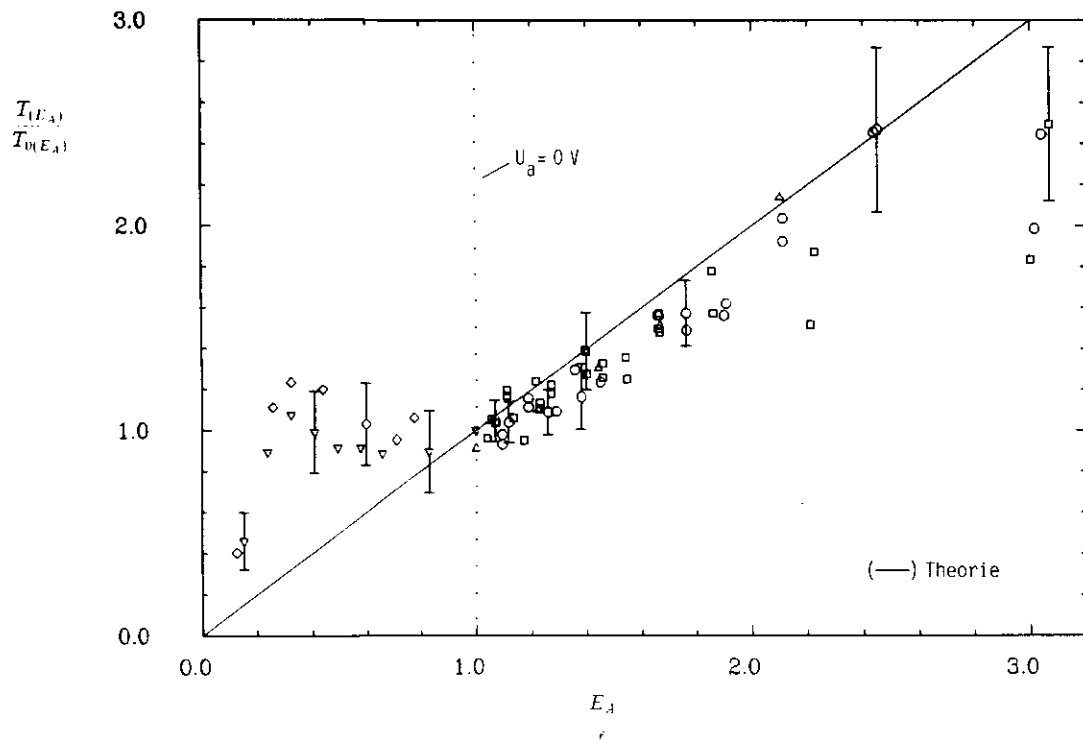


Abbildung 22: Die relative Transmission als Funktion von $E_A \cdot \epsilon$. $U_a = -3\text{V}$ (□□□), $U_a = -5\text{V}$ (○ ○ ○), $U_a = -15\text{V}$ (◇◇◇◇), $\epsilon = 4.54\epsilon_0$ (△ △ △ △), $\epsilon = 29.52\epsilon_0$ (▽ ▽ ▽ ▽)

der Retardierung stark zu. Damit wird die zu erwartende Abnahme der Transmission kompensiert.

Für die Beschleunigung findet diese Kompensation dagegen nicht statt. Die relative Transmission nimmt proportional zu E_A/ϵ zu.

5 Die Konstruktion eines Zylinderspiegelanalysators und einer Voroptik

Wird die Photoelektronenspektroskopie auch an Metaldämpfen (Wet 87)(Ric 88)(Pre 88) durchgeführt, ist für diese Messungen ein Metallverdampfungssofen erforderlich. Dieser muß mit seiner Öffnung bis an das Quellvolumen reichen, um eine möglichst hohe Teilchendichte in der Wechselwirkungszone zu erzielen. Wegen des Platzbedarfes für den Ofen (Wet 87) ist es bei der hier verwendeten experimentellen Anordnung unmöglich, einen voll ausgebildeten Zylinderspiegelanalysator zu verwenden. Deshalb ist der von H.Schröder entwickelte Analysator nur als Zylindersegment über einen Azimutwinkel von 240° ausgebildet. Die Elektronen werden über einen Azimutwinkel von 180° akzeptiert.

Mit den beiden bis jetzt vorhandenen Zylinderspiegelanalysatoren sind Koinzidenzmessungen an Edelgasen durchgeführt worden (Rav 88a). Ziel war es, nun einen neuen Zylinderspiegelanalysator zu konstruieren, mit dem Koinzidenzmessungen in Verbindung mit dem Metaldampfsofen möglich sind. Dabei sollte die experimentelle Anordnung zur Messung von relativen Wirkungsquerschnitten erhalten bleiben. Es boten sich zwei Alternativen an:

- 1) Eine Voroptik für den vorhandenen 360° -Analysator.
- 2) Ein zweiter 180° -Analysator.

5.1 Die Voroptik

Aus den experimentellen Vorgaben ergeben sich für eine Voroptik folgende Bedingungen:

Die Voroptik muß die Elektronen unter einem Winkel von 54.74° zur Polarisationsachse des Synchrotronlichtes akzeptieren und sie auch unter diesem Winkel in den 360° - Analysator abbilden. Dieses ist am einfachsten mit einem Zylinderkondensator zu erreichen. Allerdings darf er nur eine Länge von $100 - 120\text{cm}$ besitzen, da nicht mehr Platz in der Kammer zur Verfügung steht.

Analog zum Analysator von H.Schröder kann die Voroptik nicht über einen Azimutwinkel von 360° ausgebildet sein. Da man den Einfluß der anisotropen Winkelverteilung ausschalten möchte, dürfen die Elektronen nur über einen Azimutwinkel von 180° in die Voroptik eintreten.

Der Abstand des Quellvolumens zur Eintrittsblende sollte nicht weniger als 5mm betragen. Dieser Platz ist erforderlich, um den Atomstrahl und den Lichtstrahl vor dem Analysator vorbeizuführen.

Um die Messungen nicht negativ zu beeinflussen, müssen der Raum in der Vakuum-

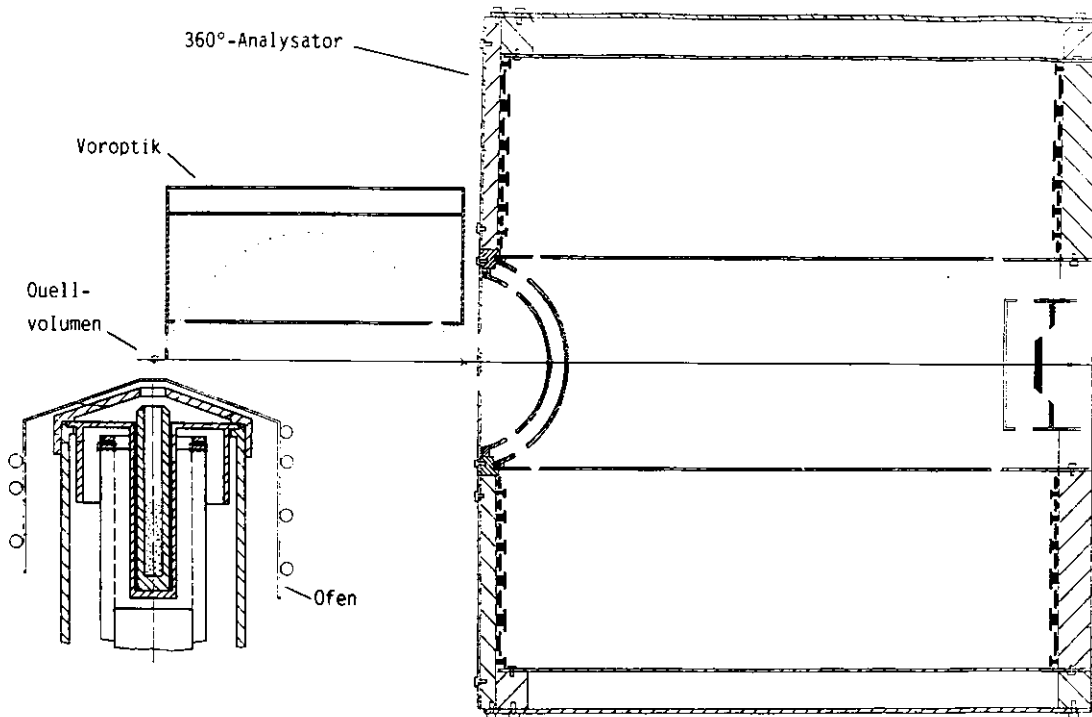


Abbildung 23: Schnitt durch den Zylinderspiegelanalysator und die Voroptik zusammen mit dem Metalldampfofen (Wet 87)

kammer und insbesondere das Quellvolumen vor den elektrischen Feldern der Voroptik abgeschirmt sein.

Das System muß außerdem vakuumtauglich sein. Dieses ist in erster Linie wegen des Channeltrons erforderlich, das nur bei einem Druck von $< 10^{-4} Pa$ betrieben werden kann.

Die verwendeten Materialien müssen einer Temperatur von $\sim 600K$ standhalten können, die während eines Experimentes am Analysator auftreten kann.

Abb.23 zeigt einen Schnitt durch die Voroptik und den 360° -Analysator längs der Symmetrieachse. Eine ähnliche Anordnung einer Voroptik findet man bei (Var 78).

Bei der Konstruktion einer Voroptik müssen zunächst die Abbildungseigenschaften festgelegt werden. Sie müssen auf den nachfolgenden 360° -Analysator abgestimmt sein. Bei einem Zylinderspiegelanalysator werden die Abbildungseigenschaften hauptsächlich durch den Parameter n (Abschnitt 3.2., Gleichung (21)) beschrieben. Ziel ist es, möglichst viele Elektronen durch die Voroptik in die Eintrittsblenden des Analysators abzubilden.

Wegen des großen Winkels Θ zur Symmetrieachse ist es bei der Voroptik nicht geeignet, die Parameter so zu wählen, daß die Fokussierbedingung 2. Ordnung erfüllt wird. n wäre in diesem Fall ~ 38 , womit die fokussierenden Eigenschaften des Zylinderkondensators nicht ausgenutzt würden.

Bei der Erfüllung der Fokussierung 1. Ordnung ist der Parameter n frei wählbar. Es ist zu erwägen, das Quellvolumen in den virtuellen Quellpunkt Q des 360° -Analysators abzubilden. Dieses hätte ein $n > 4$ zur Folge. Bei fester Länge der Voroptik wird aber beim Übergang zu großen n der Radius des inneren Zylinders für die Voroptik immer kleiner. Damit rückt der Eintrittsspalt im inneren Zylinder immer näher an das Ende der Zylinder und damit in einen Bereich, wo Feldverzerrungen gegenüber dem idealen logarithmischen Feldverlauf immer stärker hervortreten.

Die folgende Tabelle macht dieses Verhalten deutlich. z_2 ist der Abstand vom Quellvolumen bis zum Eintrittsspalt des inneren Zylinders längs der Symmetrieachse:

n	$r_1 [mm]$	$z_2 [mm]$
0.0	26.2	18.6
1.0	18.1	12.8
1.21	17.2	12.2
2.0	14.8	10.5
3.4	12.2	8.7
4.73	10.8	7.7

Tabelle: Das Verhalten von r_1 in Abhängigkeit von n , $L = 120mm$

Da der Abstand des Quellvolumens zum Eintrittsspalt $5mm$ betragen soll, bleibt zwischen Eintrittsspalt und Ende des Zylinders für $n = 4.7$ in diesem Fall nur ein Abstand von $\sim 3mm$.

Es wäre daher gut, wenn man n klein wählen könnte. Simulationsrechnungen (Abb.24) zeigen aber, daß bei Voroptiken mit kleinem n die Elektronen schlechter in den 360° -Analysator fokussiert werden.

$n = 2$ stellt einen Kompromiß zwischen einer guten Fokussierung der Elektronen und einem großen Radius des inneren Zylinders dar. $n = 2$ bedeutet, daß ein Punkt auf der Symmetrieachse wieder auf dieser abgebildet wird. Somit wird das Quellvolumen dahin abgebildet, wo sonst das Quellvolumens des 360° -Analysators liegt. Es ergibt sich für $n = 2$:

$$r_1 = 15mm, z_2 = 10.6mm, L = 121.2mm.$$

Abbildung 25 zeigt die Frontansicht auf die Voroptik bei abmontierten Frontplatten. Die Zylindersegmente sind auf einer $1mm$ dicken V2A-Stahlplatte befestigt. Der äußere Zylinder ist gegenüber der Grundplatte isoliert.

Die Abmessungen der Voroptik machen sowohl am Ende der Zylinder als auch an den Seiten der Zylindersegmente eine Feldkorrektur notwendig. Diese muß wegen des geringen Raumangebots möglichst einfach und flach ausfallen.

Es wurde erwogen, eine Konstruktion von Varga et al. (Var 84) zu übernehmen und den Zylinder mit zwei koaxialen Platten abzuschließen, die jeweils auf dem Potential des inneren bzw. des äußeren Zylinders liegen (Abb.26). Die Feldverzerrungen gegenüber dem logarithmischen Verlauf sind aber im Bereich des Eintrittspaltes sehr

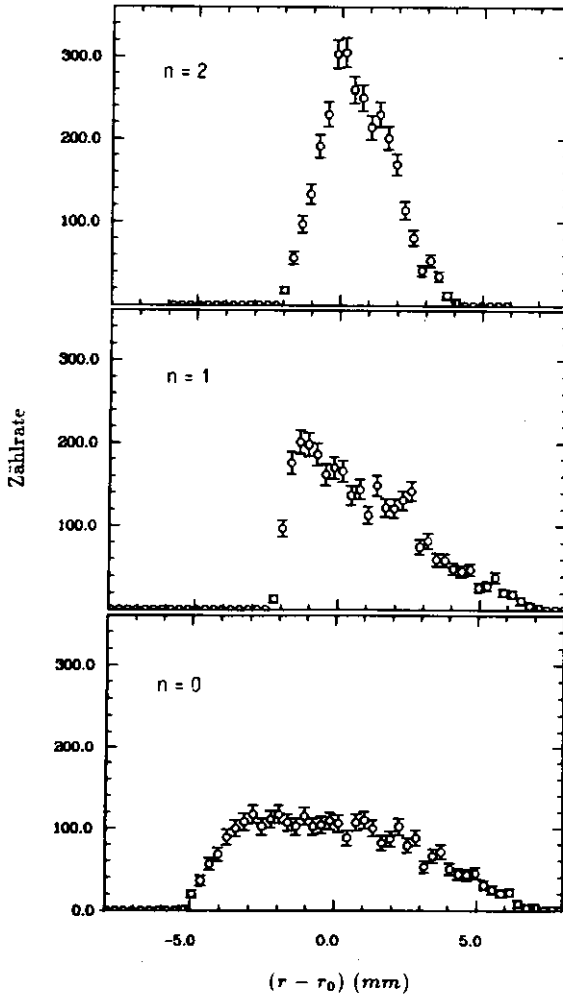


Abbildung 24: Simulationsrechnung für die Voroptik: Elektronenverteilung in der Eintrittsblende des 360°-Analytors, $r_0 = 7$ mm

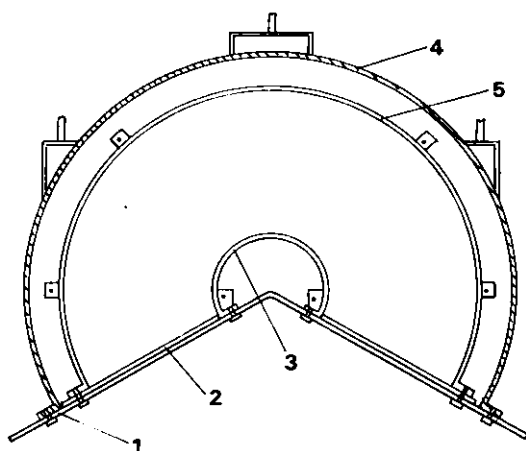


Abbildung 25: Aufsicht auf die Voroptik: 1 Grundplatte, 2 Macorplatte mit Leiterbahnen, 3 innerer Zylinder, 4 äußerster Zylinder, 5 äußerer Zylinder

erheblich. Dieses liegt an dem steilen Einfallswinkel Θ und dem geforderten Abstand des Quellvolumens zur Frontplatte. Daher ist eine bessere Feldkorrektur erforderlich.

Die Potentialringe auf der Frontplatte dürfen nur wenig in den Zylinder hineinreichen. Es wurde erwogen, als Frontplatte einen Isolator zu verwenden, auf den Leiterbahnen aufgebracht sind. Es böte sich an, Leiterbahnen zu ätzen. Doch ist das hierbei verwendete Material, Epoxidglasgewebe, nicht vakuumtauglich.

Ein Isolatormaterial, das sich im Vakuum als geeignet erwiesen hat, ist Macor. Hierbei handelt es sich um eine Glaskeramik, die nach Angaben des Herstellers auch Temperaturen bis zu 900°C ausgesetzt werden kann. Versuchsweise wurde ein Stück Macor mit einer 1000\AA dicken Leiterbahn aus Silber bedampft. Das Aufdampfen der Leiterbahnen erfolgte mit Hilfe einer Maske. Es zeigt sich, daß das Silber ausreichend gut auf der Macoroberfläche haftet und auch einer mechanischen Reinigung standhält. Der Widerstand der 7cm langen Leiterbahn betrug 26.7Ω und stieg bei der Reinigung um 0.5Ω . Dieses entspricht einem Abrieb von $\sim 20\text{\AA}$. Der Widerstand liegt allerdings deutlich über dem erwarteten Wert von $\sim 10\Omega$, was auf die Rauigkeit von Makor zurückzuführen ist. Bei einer zum Vergleich bedampften Glasplatte hatte der Widerstand der Leiterbahn den Wert, der sich aus dem spezifischen Widerstand des Silbers ergibt.

Trotz des platzsparenden Verfahrens für die Potentialringe sollte die Frontplatte nicht dicker als $1.5-2.0\text{mm}$ sein. Eine Frontplatte dieser Dicke aus Macor ist gegenüber mechanischen Einwirkungen sehr empfindlich. Zu bedenken ist dabei auch, daß sich

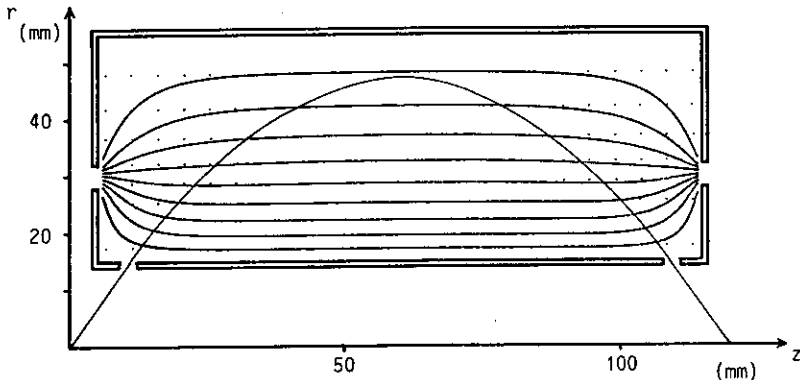


Abbildung 26: Potentialverlauf in der Voroptik (Var 84)

während des Experimentes leicht Metallschichten auf der Frontplatte bilden können. Die Frontplatte sollte deshalb leicht zu reinigen sein. Beobachtungen bei anderen Messungen haben gezeigt, daß auch die Innenseite der Frontplatte bedampft werden könnte. Ungewollter elektrischer Kontakt zwischen den Potentialringen wäre zu befürchten.

Um das Quellvolumen vor den elektrischen Feldern in der Voroptik abzuschirmen, muß die Vorderseite der Frontplatte metallisch beschichtet oder mindestens mit einem Metallnetz versehen sein.

Auf der Rückseite der Voroptik steht mehr Platz zur Verfügung.

Die Voroptik muß gegenüber dem 360° -Analysator genau zu justieren sein. Da die Abbildung in die Spalte erfolgt, deren Breite $\sim 3\text{mm}$ beträgt, wobei der Winkel von 54.74° eingehalten werden muß, ist das System auf Fehler in der Position der einzelnen Komponenten zueinander sehr empfindlich. Neben dem zu erwartenden Verlust in der Transmission ergibt sich bei der Verkippung der zwei Bauteile zueinander ein Fehler in der Bestimmung der relativen Wirkungsquerschnitte. Der Fehler beträgt entsprechend der Abschätzung von H.Schröder $\sim 2.5\%$ pro Grad.

Die Voroptik läßt sich nicht direkt an die Eintrittsblende des 360° -Analysators fixieren. Deshalb ist eine relativ aufwendige Aufhängung erforderlich. Sie muß neben der Bewegung in die drei Raumrichtungen auch eine leichte Drehung um drei Raumachsen ermöglichen.

5.2 Ein 180°-Analysator

Bei der Konstruktion eines 180°-Analysators läßt sich auf längere Erfahrungen zurückgreifen. Ich gehe deshalb nur auf die Punkte ein, die sich im Rahmen meiner Diplomarbeit als wichtig für die Funktion des Zylinderspiegelanalysators herausgestellt haben.

Die Parameter und Größen des Analysators liegen von vornherein nahezu fest. Ziel ist es, einen Analysator zu konstruieren, der etwa die gleichen Eigenschaften besitzt, wie die schon existierenden Analysatoren, eine hohe Transmission bei gleicher Auflösung.

$$1) T(E_A) = 0.007\% \cdot E_A$$

$$2) \frac{\Delta E}{E_A} = 0.8\%$$

Nach Gleichung (26) bestimmt die Ausdehnung des Eintrittspaltes w_Q und des Austrittspaltes w_B im wesentlichen die Auflösung der hier verwendeten Analysatoren. Außerdem spielt die Wahl des Bild- und des virtuellen Quellpunktes eine gewisse Rolle.

Bei einer diffusen Elektronenquelle wird die Ausdehnung des Quellvolumens, aus dem die Elektronen detektiert werden, durch die Eintrittsblenden definiert. Die Konstruktion, wie sie Risley (Ris 72) (Abbildung 27) beschreibt, legt den Quellpunkt Q in den Schnittpunkt der Maximalbahnen, auf denen ein Elektron in den Analysator eintreten kann. An dieser Stelle ist die räumliche Verteilung der Elektronen nicht gleichmäßig, sondern zum Schnittpunkt hin konzentriert. Eine Simulationrechnung, bei der ein Elektronenstrahl durch die Eintrittsblenden geführt wurde, bestätigt diese Annahme. Die räumliche Verteilung der Elektronen ist im Schnittpunkt auf die Mitte des Strahles hin konzentriert (Abbildung 27). Es ist daher für eine gute Auflösung sinnvoll, den virtuellen Quellpunkt Q an diese Stelle zu legen.

Die Wirkung dieser Anordnung nimmt mit der Ausdehnung des Quellvolumens zu. Hat man ein wohl definiertes kleines Quellvolumen, sollte der virtuelle Quellpunkt in diesem liegen.

Die Auflösung wird neben der Ausdehnung des Elektronenstrahles im virtuellen Quellpunkt durch die Breite des Spaltes oder der Spalte bestimmt, durch die die Elektronen vor Erreichen des Detektors treten. Ebenso bestimmt diese Breite die Transmission. Je kleiner die für die Auflösung bestimmenden Spalte sind, desto besser ist die Auflösung, desto niedriger ist aber auch die Transmission.

Entscheidend für die Auflösung ist auch die Lage des Bildpunktes B relativ zu den Austrittsspalten. Simulationsrechnungen zeigen, daß der Bildpunkt in einem Spalt liegen sollte.

Das ist folgendermaßen zu verstehen: Betrachtet man ein ausgedehntes Quellvolumen, von dem Elektronen emittiert werden, deren kinetische Energie ϵ gleich der Analysatorenergie E_A ist, so ist die Ausdehnung des Strahles, den die Elektronen am

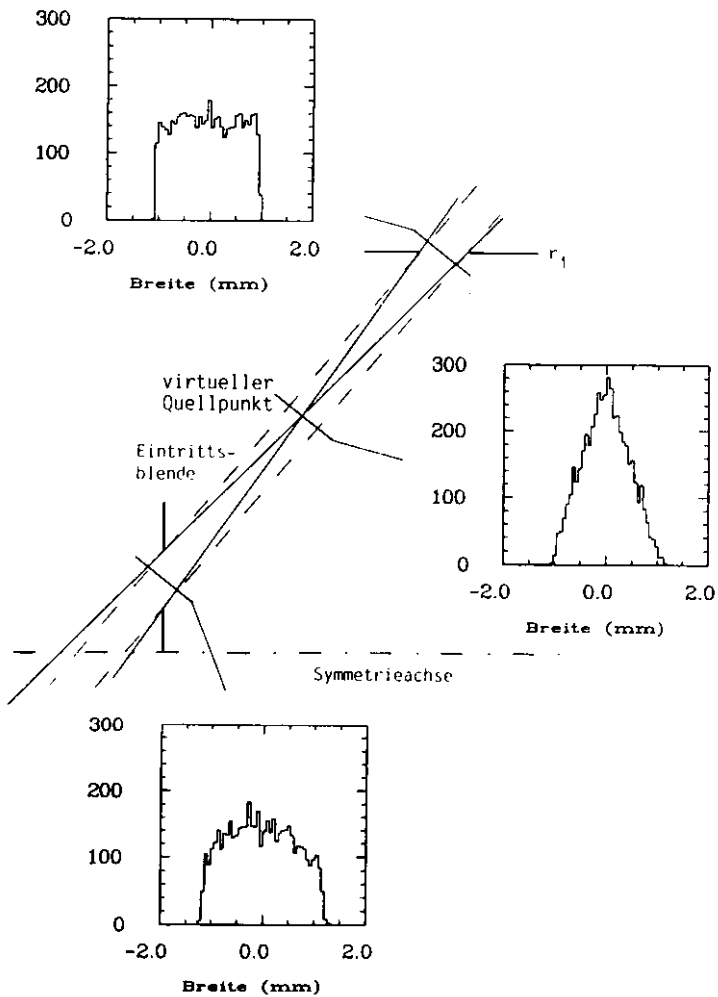


Abbildung 27: Schema der Eintrittspalte mit den Ergebnissen der räumlichen Verteilung der Elektronen, die in den Analysator treten

Austritt des Analysators erzeugen, im Bildpunkt am geringsten. Folglich kann ein Spalt an dieser Stelle klein gewählt werden, was für eine gute Auflösung wichtig ist. Dagegen hat der Strahl vor oder hinter dem Bildpunkt eine größere Ausdehnung. Ein Spalt an dieser Stelle muß breiter sein, wenn alle Elektronen durch ihn hindurchtreten sollen. Nur im Bildpunkt ist die Fokussierbedingung in Bezug auf den virtuellen Quellpunkt erfüllt. Dieses bedeutet auch, daß gerade im Bereich des Bildpunktes die örtliche Separation der Elektronen unterschiedlicher kinetischer Energie am besten ist.

Neben der Ausdehnung der Spalte beeinflusst der endliche Öffnungswinkel $\Delta\Theta$ (Abb. 6), unter dem die Elektronen in den Analysator eintreten können, die Auflösung und die Transmission. $\Delta\Theta$ trägt bei den hier verwendeten Analysatoren $\sim 4\%$ zur Gesamtauflösung (Gleichung (26)) bei. Der Einfluß auf die Transmission ist größer (Gleichung (35)). Es ist daher zu erwägen, den Öffnungswinkel groß zu wählen, um eine möglichst hohe Transmission des Analysators zu erreichen, ohne dabei die Auflösung merklich zu verschlechtern.

Zu berücksichtigen ist dabei der magische Winkel Θ , unter dem die Elektronen in den Analysator eintreten müssen, will man die Anisotropie in der Winkelverteilung der Elektronen eliminieren.

Ich untersuche zunächst den Einfluß des endlichen Öffnungswinkels $\Delta\Theta$ auf die Bestimmung der relativen Wirkungsquerschnitte. Betrachtet man die Winkelverteilung der Elektronen bei Anregung durch linear polarisiertes Licht, so muß Gleichung (16) über das Intervall $[\Theta + \Delta\Theta, \Theta - \Delta\Theta]$ integriert werden. Dieses führt zu:

$$\int_{\Theta - \Delta\Theta}^{\Theta + \Delta\Theta} (3 \cos^2 \Theta - 1) d\Theta = \frac{1}{2} \Theta + \frac{3}{4} \sin 2\Theta \Big|_{\Theta - \Delta\Theta}^{\Theta + \Delta\Theta} \quad (62)$$

Daraus ergibt sich bei einem maximalen β von 2 ein Fehler in der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta\Theta + \frac{3}{4} \{ \sin 2(\Theta + \Delta\Theta) - \sin 2(\Theta - \Delta\Theta) \}}{2\Delta\Theta} \quad (63)$$

Bei einem Öffnungswinkel von $\Delta\Theta = 4^\circ$ ergibt sich ein Fehler von $\sim 0.1\%$. Der Öffnungswinkel könnte von daher also groß gewählt werden.

Ein großer Öffnungswinkel für die Elektronen birgt aber die Gefahr in sich, daß bei schlechter Justierung des Analysators zum Quellvolumen der mittlere Winkel Θ zur Symmetrieachse von den 54.74° abweicht. Dieses hat bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte einen weitaus größeren Fehler zur Folge. Er macht für $\Theta \sim 2.5\%$ pro Grad aus (vergleiche auch (Schrö 82)).

In der nachfolgenden Tabelle sind die Ergebnisse der Simulationrechnungen verschiedener Analysatoren aufgelistet. (1) stellt das Ergebnis für den 180° -Analysator

(Schrö 82) dar, während (2) das Ergebnis der Simulationsrechnung für den vorhandenen 360°-Analysator (Mey 88) wiedergibt. Die Transmission ist jeweils auf den entsprechenden 360°-Analysator bezogen und auf (2) normiert. In die Berechnung ist für alle Analysatoren die Blende in der Channeltronkapsel (Abbildung 12) mit berücksichtigt, die eine Breite von $\sim 4.3\text{mm}$ besitzt. Nur so ergibt die Simulation von (2) für die Auflösung den mit dem Experiment übereinstimmenden Wert von 0.84%.

Das durch die Simulationsrechnung gewonnene Ergebnis für die Auflösung des Analysators (1) von $\sim 0.6\%$ wird experimentell nicht erreicht ($\sim 0.8\%$). Das Verhältnis in der Transmission der beiden Analysatoren zueinander entspricht allerdings dem des Experimentes (0.22 - 0.28%). Bei der Konstruktion eines neuen 180°-Analysator sollte also besonders auf die Transmission geachtet werden.

Die folgenden Rechnungen von (3) bis (8) stellen Ergebnisse für mögliche neue Analysatoren dar. Dabei wurde von dem 360°-Analysator ausgegangen und ein Radius von $r_1 = 40\text{mm}$ beibehalten. Mit Rücksicht auf die Channeltronkapsel liegt der Bildpunkt auf einem Radius von 25mm . w_2 und w_3 sind die Breiten des Ein- und Austrittspaltes im inneren Zylinder, w_4 die Breite des Spaltes im Bildpunkt.

n	w_2/w_3	w_3 [mm]	w_4 [mm]	$\frac{\Delta E}{E_A}$ [%]	T
(1)	0.744	3.0	2.0	0.58	0.48(0.24)
(2)	0.59	2.5	8.0	0.84	1.0
(3)	0.76	2.5	2.5	0.69	0.8
(4)	0.80	3.0	2.2	0.69	0.93
(5)	0.80	3.0	2.5	0.74	1.03
(6)	0.80	3.0/4.5	2.5	0.79	1.1
(7)	0.80	3.0/4.5	2.6	0.81	1.15
(8)	0.80	3.0/4.5	2.7	0.83	1.2

Tabelle: Ergebnisse der Simulationsrechnungen für verschiedene Analysatoren

Vergleicht man (2) und (5), so ergibt sich, daß bei (5) der Analysator bei gleicher Transmission eine um $\sim 10\%$ bessere Auflösung besitzt. Betrachtet man die Analysatorfunktion, so weist sie für (5) allerdings eine leichte Asymmetrie auf. Dieser Effekt verstärkt sich, wenn man w_4 weiter öffnet.

Stimmt man die Geometrie der Austrittspalte dahin ab, daß durch sie der gleiche Öffnungswinkel $\Delta\Theta$ akzeptiert wird, wie durch die Eintrittsblenden zugelassen ist.

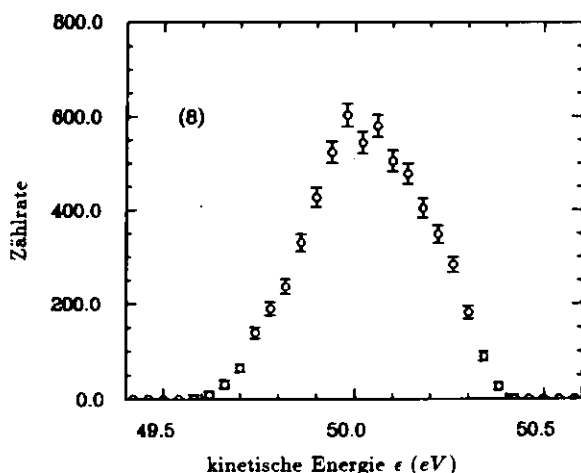


Abbildung 28: Analysatorfunktionen von (8)

und vergrößert w_3 im inneren Zylinder, so ist eine weitere Zunahme in der Transmission zu erreichen. Dieses geht allerdings zu Lasten der Auflösung.

Bei (8) entspricht die Auflösung etwa der von (2). Die Transmission ist dabei um $\sim 20\%$ höher.

Ein weiterer Punkt, auf den bei der Konstruktion zu achten ist, sind die Schalen zum Beschleunigen der Elektronen (siehe Abbildung 12). Sinnvoll ist es, die Schalen so groß wie möglich zu wählen, um den Einfluß der Ablenkung der Elektronen auf die Transmission klein zu halten.

Verwendet man Kugelschalen, so ist darauf zu achten, daß die beiden Schalen zentrisch zueinander justiert sind. Eine kleine Verschiebung der Kugelschalen zueinander verändert die durch die Elektronen beschriebene Bahn (Fel 88).

5.3 Fazit

Vergleicht man die Überlegungen zum Bau einer Voroptik für den 360° -Analysator mit denen zum Bau eines 180° Analysators, so zeigen sich deutlich die Vorteile für den Neubau des Analysators.

Ein einzelner Zylinderspiegelanalysator ist weniger empfindlich als ein mit einer Voroptik versehener Analysator. Dieses liegt allein schon an der geringen Größe der Voroptik. Es ist auch zu erwarten, daß der 180° -Analysator unempfindlicher gegen die Metaldämpfe ist, die sich während des Experimentes an ihm niederschlagen. Feldkorrektur und Abschirmung des Quellvolumens vor den Feldern des Analysators

lassen sich bei einem großen Analysator leichter bewerkstelligen. Außerdem läßt sich ein einzelner Analysator leichter justieren.

Die Transmission der Voroptik in Verbindung mit dem 360° -Analysator ist mit der eines 180° -Analysators vergleichbar. Dabei ist allerdings nicht berücksichtigt, daß Feldverzerrungen in der Voroptik zu einer falschen Abbildung des Quellvolumens führen können. Gerade bei Koinzidenzmessungen sind aber in erster Linie hohe Zählraten und damit eine hohe Transmission der Analysatoren erforderlich. Eine Verbesserung in der Transmission relativ zum vorhandenen 360° -Analysator ist aber nur mit einer Neukonstruktion zu erreichen.

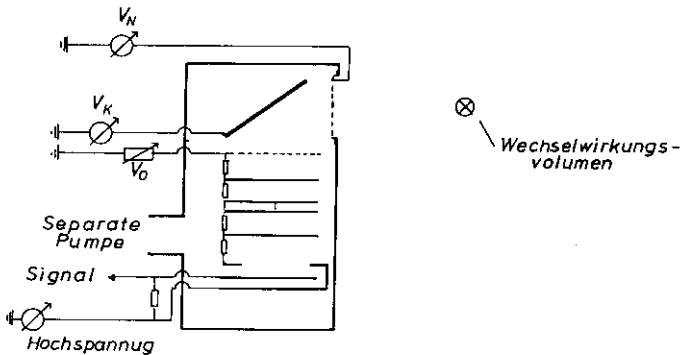


Abbildung 29: Der Fluoreszenzdetektor

6 Die Fluoreszenz

Neben der Photoelektronenspektroskopie, ist die Messung der Fluoreszenz ein wichtiges Verfahren zur Untersuchung angeregter Atome. Sie eröffnet die Möglichkeit, weitere Zerfallskanäle der Atome zu messen, die mit der Anwendung der Photoelektronenspektroskopie verborgen bleiben (Abschnitt 1.2.).

Ein Detektor, der bei Messungen an laserangeregtem Lithium (Pre 88) verwendet worden war, wurde für die Messungen leicht modifiziert. Die Messungen erfolgten an Helium (Mey 89) und Neon und dienen dazu, Erfahrungen für die Weiterentwicklung einer Apparatur zu sammeln, mit der auch die Fluoreszenz an atomaren Seltenen Erden beobachtet werden kann.

6.1 Der experimentelle Aufbau

Der Aufbau zur Fluoreszenzmessung ist dem zu Photoelektronenmessungen analog. Die Änderungen betreffen die Vakuumkammer, die gegen ein Vakuumkreuz von 100mm Durchmesser ausgetauscht wurde. Dieses Kreuz wird von der rückwärtigen Seite mit einem Pumpstand auf einen Druck von $\sim 10^{-2} Pa$ gehalten. Senkrecht zur Synchrotronstrahlrichtung sind der Fluoreszenzdetektor und gegenüberliegend der Gaseinlaß angebracht. Der Gaseinlaß endet 1 cm unterhalb des Wechselwirkungsvolumens.

Bei dem Detektor handelt es sich um einen offenen Elektronenvervielfacher vom Typ Johnston MM1 und einer *CsJ*-Kathode in einem Edelstahlgehäuse (Abbildung 29). Ein Fenster vor der Kathode ist mit einem Kupfernetz abgeschlossen, das mit einer $\sim 1000\text{\AA}$ dicken Aluminiumschicht belegt ist. Sowohl das Netz wie die Kathode sind isoliert und können von außen auf unterschiedliche Potentiale gelegt werden. Der Detektor erfaßt $\sim 4\%$ des Raumwinkels vom Quellvolumen.

Die Fluoreszenzstrahlung gelangt durch das Aluminiumfenster, dessen Durchlässigkeit für Photonen im Bereich von 16eV bis zur $Al_{II,III}$ -Kante ($\sim 72.5\text{eV}$) bei einer Schichtdicke von 1000\AA ungefähr $60 - 80\%$ beträgt (Hag 74), auf die *CsJ*-Kathode. Dort werden die Photonen mit einer Effizienz von $\sim 0.3 - 0.4$ Elektronen pro einfallendes Photon konvertiert (Car 70)(Len 74). Das Aluminiumfenster dient dazu, einfallendes Streulicht oberhalb der $Al_{II,III}$ -Kante, Elektronen und Ionen zu unterdrücken. Allerdings war das Fenster an einigen Stellen beschädigt, sodaß auch geladene Teilchen in den Detektor gelangen konnten, sofern sie nicht mit einer an das Netz angelegten Spannung zurückgehalten wurden.

Die an der Kathode erzeugten Elektronen werden auf die 1. Dynode des Elektronenvervielfachers beschleunigt. Sie lösen dort einen Kaskadenprozeß aus, bei dem ihr Signal an den *CuBe*-Dynoden verstärkt wird. Der Spannungspuls, der dadurch an der Abschlußplatte des Elektronenvervielfachers erzeugt wird, wird über einen Kondensator ausgekoppelt. Die weitere Verarbeitung des Signals erfolgt analog zum Channeltronpuls (4.3.) bei der Photoelektronenspektroskopie.

Als Normierung der Meßzeit für einen Meßpunkt diene allerdings nicht der 'Doris'-Strom sondern die an einem Strahlmonitor (Pah 87) abgegriffene Spannung. Der Strahlmonitor befindet sich hinter dem Monochromator.

Die Verstärkung des Elektronenvervielfachers liegt nach Angaben des Herstellers bei $10^4 - 10^5$ bei einer angelegten Spannung von 2.5kV .

Dieser Verstärkungsfaktor wurde bei dem Experiment allerdings nicht erreicht, was auf die lange Lagerung des Detektors an Luft zurückzuführen ist.

Es erfolgte eine 'Regeneration' des Elektronenvervielfachers nach einem Verfahren von Howoldt (How 83): Der Detektor wird in einer $10 - 20\%$ igen *RBS-50*-Lösung gekocht. So werden Rückstände auf den Dynoden entfernt.

Nach der Behandlung lag der Verstärkungsfaktor etwa um den Faktor 5 niedriger als bei einem neuwertigen Detektor.

6.2 Angeregte Zustände des Neons

Die Zustände des Neons, die bei der Anregung im *VUV*-Bereich unter Abgabe eines Photons zerfallen können, sind angeregte Zustände des Ne^+ (*NeII*). Ein Teil der

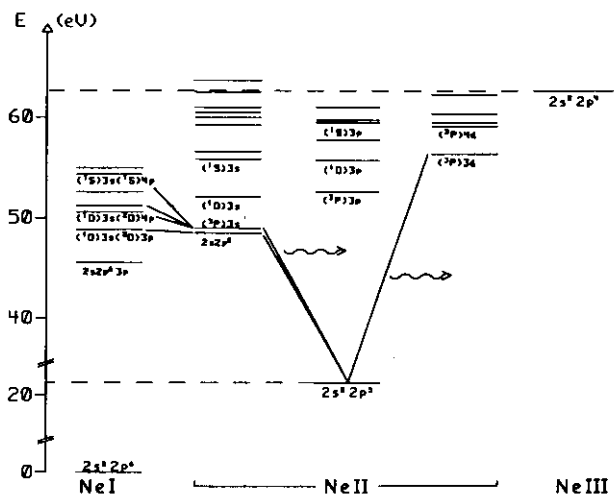


Abbildung 30: vereinfachtes Energieniveauschema von Neon. Die $2s^2 2p^4$ -Zustände sind durch ihre Terme (1S) (1D) und (3P) beschrieben. Einige Zerfallskanäle sind angedeutet.

Fluoreszenzkanäle des $NeII$ sind:

$$Ne^+(2s^2 2p^6) \rightarrow Ne^+(2s^2 2p^5) + h\nu \quad (64)$$

$$Ne^+(2s^2 2p^4 ns) \rightarrow Ne^+(2s^2 2p^5) + h\nu \quad (65)$$

$$Ne^+(2s^2 2p^4 nd) \rightarrow Ne^+(2s^2 2p^5) + h\nu \quad (66)$$

Die Fluoreszenz setzt bei der Schwelle für die Anregung in das $2s^2 2p^6$ -Kontinuum bei 48.47eV ein. Die Anregung kann durch direkte Ionisation oder über die Anregung in einen oberhalb der Schwelle liegenden Zustand des NeI erfolgen. Da der Detektor das Fluoreszenzlicht nicht energieaufgelöst mißt, lassen sich die einzelnen Fluoreszenzkanäle allerdings nicht unterscheiden. Man beobachtet vielmehr das Anregungsspektrum der Fluoreszenz.

Bei den diskreten Anregungen handelt es sich hauptsächlich um Zwei-Elektronen-Prozesse. An Neon wurden die Zwei-Elektronen-Anregungen 1967 von K.Codling, R.P.Madden und D.L.Ederer (Cod 67) in Absorption gemessen. Die Zustände haben die Konfiguration $2s^2 2p^4 n l n' l'$. Ausgehend von den $2s^2 2p^4 (^1S^1 D^3 P)$ -Termen lassen sich die Terme der Endzustände durch Hinzufügen der beiden verbleibenden Elektronen ermitteln.

Die Anregungen, die sich daraus unter anderem ergeben, sind:

$$3s \begin{pmatrix} {}^2P \\ {}^2D \\ {}^2S \end{pmatrix} np \quad {}^1P_1 \quad (67)$$

$$2s^2 2p^6 \quad {}^1S_0 + h\nu \rightarrow 2s^2 2p^4 \begin{pmatrix} {}^3P \\ {}^1D \\ {}^1S \end{pmatrix} 3p \begin{pmatrix} {}^2P \\ {}^2P \\ {}^2P \end{pmatrix} ns \quad {}^1P_1 \quad (68)$$

$$3p \begin{pmatrix} {}^2P, {}^2D \\ {}^2P, {}^2D, {}^2F \\ {}^2P \end{pmatrix} nd \quad {}^1P_1 \quad (69)$$

Diese Zustände können oberhalb der $2s2p^6$ -Schwelle in einen angeregten Zustand des Ne^+ autoionisieren. Ein möglicher Prozeß ist:

$$Ne(2s^2 2p^6 \quad {}^1S_0) + h\nu \rightarrow Ne(2s^2 2p^4 ({}^1S) 3s ({}^2S) 3p \quad {}^1P_1) \quad (\text{Anregung})$$

$$Ne(2s^2 2p^4 ({}^1S) 3s ({}^2S) 3p \quad {}^1P_1) \rightarrow Ne^+(2s^2 2p^4 ({}^3P) 3s \quad {}^2P) + e p \quad (\text{Autoionisation})$$

$$Ne^+(2s^2 2p^4 ({}^3P) 3s \quad {}^2P) \rightarrow Ne^+(2s^2 2p^5 \quad {}^2P) + h\nu' \quad (\text{Fluoreszenz})$$

Da der Prozeß über die diskrete Anregung mit dem der direkten Ionisation interferieren kann (Abschnitt 2.4), können die aufgenommenen Linien ein Fanoprofil besitzen.

In einem Photoelektronenspektrum zeigen sich die Zwei-Elektronen-Prozesse als sogenannte Satellitenlinien, die bei Neon neben der $2p$ -Hauptlinie auftreten:

$$Ne(2s^2 2p^6) + h\nu \rightarrow Ne^+(2s^2 2p^4 nl) + e \quad (70)$$

Die Schwelle für das Auftreten einer Satellitenlinie im Photoelektronenspektrum ist dabei die Ionisationsschwelle der dazugehörigen Rydbergserie für die Doppelanregung des NeI .

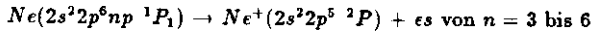
Messungen der Photoelektronen-Satelliten findet man bei bei F.Wuilleumier und M.O.Krause (Wui 74). P.A.Heimann et al. (Hei 85)(Hei 86) haben das Verhalten der Satelliten nahe ihrer Schwelle untersucht.

6.3 Die Messung

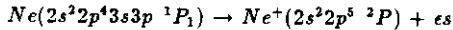
Durch unterschiedliche Wahl der Spannungen an dem Netz, der Kathode und der 1. Dynode des Elektronenvervielfachers lassen sich Photonen, Elektronen und Ionen nahezu separat voneinander messen.

In Abbildung 31 sind zwei verschiedene Kombinationen für die Spannungen dargestellt, optimiert auf den Nachweis von Elektronen oder zum ausschließlichen Nachweis von Photonen.

Mit der 1. Einstellung, bei der eine positive Spannung an die 1. Dynode angelegt ist, ließen sich die Zerfälle



und



nachweisen. Da bis zu einer Anregungsenergie von $\sim 71eV$ keine Anregung in einen metastabilen Zustand des $NeII$ erfolgen kann, also keine metastabilen Ionen auftreten, ist zu vermuten, daß das Signal von Elektronen erzeugt wird. Die Ionen besitzen eine zu geringe kinetische Energie, um durch den Detektor nachgewiesen zu werden. Die kinetische Energie der emittierten Elektronen beträgt $\sim 25eV$. Sie gelangen zur Aluminiumfolie, treten durch sie hindurch oder erzeugen dort Sekundärelektronen, die auf die 1. Dynode beschleunigt werden.

Abbildung 32 zeigt die $2s2p^6 3p$ und $2s^2 2p^4 3s 3p$ -Anregungen. Die Kenntnis der Energielage der Resonanzen (Cod 67) erlaubt die Eichung des Monochromators. Für die Messung der Fluoreszenz wurde nach einer Einstellung gesucht, bei der die zur Eichung verwendeten Linien unterdrückt werden. Da ihre Intensität ungefähr um das 5 - 10fache höher ist als die Intensität der Anregungen oberhalb der $2s2p^5$ -Schwelle, ist das Verschwinden dieser Linie ein Indiz dafür, daß Elektronen nicht mehr detektiert werden.

Gleichzeitig mit der Unterdrückung dieser Linie erhebt sich eine Struktur aus dem Untergrund, die bei der vorherigen Einstellung nicht zu beobachten ist. Charakteristisch für dieses Spektrum ist die Stufe an der $2s2p^5$ -Schwelle.

Dieses Spektrum, das ich im nächsten Abschnitt genauer vorstellen werde, konnte bei verschiedenen Einstellungen der Spannungen am Netz (V_N), an der Kathode (V_K) und an der 1. Dynode (V_D) beobachtet werden:

$$1) V_N = -170V, V_K = -44V, V_D = 0V$$

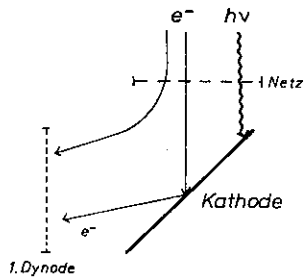
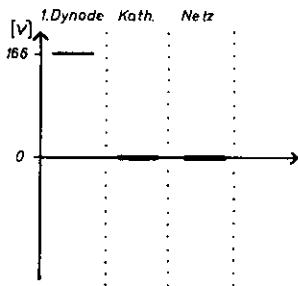
$$2) V_N = -72V, V_K = -264V, V_D = +163V$$

$$3) V_N = -160V, V_K = 0V, V_D = 0V$$

$$4) V_N = 0V, V_K = -124V, V_D = 0V$$

Die ersten drei Einstellungen haben gemeinsam, daß bei ihnen die Ionen durch die Spannung am Netz zurückgehalten, während die Elektronen auf das Netz beschleunigt werden.

Elektronennachweis



Fluoreszenznachweis

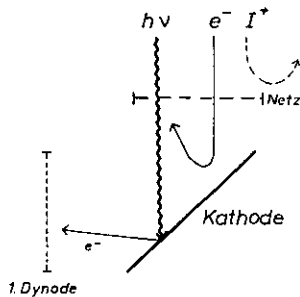
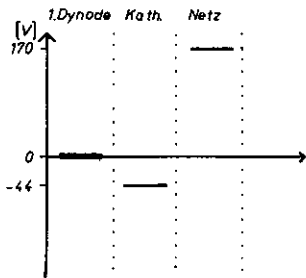


Abbildung 31: Schemazeichnung der Spannungswerte an dem Netz, der Kathode und der 1. Dynode: a) Elektronennachweis, b) Fluoreszenznachweis.

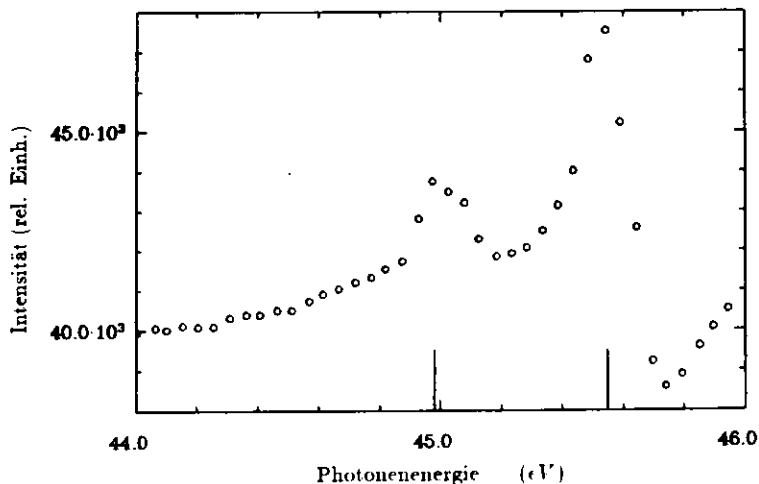


Abbildung 32: $2s^22p^43s3p$ und $2s2p^63p$ -Anregungen des NeI bei 44.98 bzw. 45.55eV (Cod 67)

Die unter 1) aufgeführten Spannungswerte sind günstig für den Nachweis von Photonen (Abbildung 31b). Die Elektronen, die auf das Netz beschleunigt werden, lösen dort Sekundärelektronen aus oder treten selbst durch die Aluminiumfolie in den Detektor ein. An der Kathode liegt eine negative Spannung, und die 1. Dynode ist geerdet. Dadurch können die Elektronen nicht zur Kathode gelangen. Außerdem schirmt sie die 1. Dynode vor den Elektronen ab. Elektronen allerdings, die durch den Photoeffekt an der Kathode entstehen, werden auf die 1. Dynode beschleunigt. Die unter 2) aufgeführten Spannungen wirken ähnlich.

Das Spektrum wird auch bei den Einstellungen 3) und 4) beobachtet. Bei ihnen ist die Argumentation für den alleinigen Nachweis von Photonen jedoch nicht so eindeutig zu führen.

Ein weiteres Indiz für den Nachweis von Fluoreszenz ist die zeitliche Korrelation zwischen der gepulsten Synchrotronstrahlung und den Signalpulsen. Mit einer von E.v.Raven entwickelten Elektronik (Rav 88b) war es möglich, diese zeitliche Verteilung der Pulse aufzunehmen. Es zeigte sich dabei, daß die Verteilung nur dann eine scharfe Linie aufweist, wenn durch die oben beschriebene geeignete Wahl der Spannungen das Signal von Elektronen oder Ionen unterdrückt wird. Ist die Einstellung so gewählt, daß Elektronen nachgewiesen werden, hat das Zeitspektrum einen breiten

Verlauf.

Beim Nachweis von Elektronen besitzen die Teilchen eine sehr unterschiedliche Flugzeit bis zur 1. Dynode. Im Gegensatz dazu ist die Flugzeit zum Nachweis der Photonen in erster Näherung durch die Flugzeit bestimmt, die die Photoelektronen von der Kathode bis zur 1. Dynode benötigen. Da der Abstand zwischen Kathode und Dynode aber sehr klein ist, ist hier eine scharfe Linie im Zeitspektrum zu erwarten.

6.4 Meßergebnisse

Abbildung 33 zeigt das Anregungsspektrum der Fluoreszenz im Bereich der Photonenenergie von 45 – 60 eV. Das Spektrum wurde bei den Spannungswerten $V_N = +160V$, $V_K = -44V$ und $V_D = 0V$ aufgenommen. Es wurde kein Untergrund abgezogen.

Deutlich ist die $Ne^+(2s2p^6)$ -Schwelle bei $\sim 48.5eV$ zu erkennen, bei der die Fluoreszenz einsetzt. Im weiteren Verlauf des Spektrums ist ein allgemeiner Anstieg der Intensität festzustellen, der bis $\sim 70eV$ anhält (Abbildung 35).

Dieser Anstieg kann daherrühren, daß mit Zunahme der Photonenenergie immer mehr Fluoreszenzkanäle eröffnet werden. Genaue Angaben darüber können aber erst bei energieaufgelösten Messungen der Fluoreszenz erfolgen. Es ist außerdem möglich, daß ein Teil des Anstieges durch Streulicht verursacht wird, da die Photonenenergie der Anregung innerhalb des Bereiches liegt, für den das Aluminiumfenster durchlässig ist. Allerdings zeigen Leerspektren ohne Gas einen konstanten Untergrund und nicht das Transmissionsspektrums des Aluminiums.

Oberhalb der Schwelle sind Linien zu erkennen, die man den Resonanzen des NeI zuordnen kann. Die Energielagen der wichtigsten Doppel-Elektronen-Anregungen sind eingezeichnet. Die Energiewerte wurden der Messung von Codling et al. (Cod 67) entnommen. Die Lagen der Seriegrenzen stammen von P.A.Heimann et al. (Hei 85) und W.Persson (Per 71). Zusätzlich sind am unteren Rand die Energielagen und Intensitäten der von Codling et al. bestimmten Linien aufgetragen.

Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung in den Energielagen. Allerdings ist die Auflösung bei Codling et al. von $\sim 0.03\%$ um ungefähr eine Zehnerpotenz besser als bei unseren Messungen.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 34 den von U.Becker et al. (Bec 86) gemessenen partiellen Photoionisationsquerschnitt des $Ne^+(2s^22p^4(^3P)3s^2P)$ -Satelliten. Die Spektren zeigen im Energiebereich von 50 – $\sim 53eV$ die gleichen Strukturen. Mit einer energieselektiven Fluoreszenzmessung wäre es wahrscheinlich möglich, den Fluoreszenzzerfall des $Ne^+(2s^22p^4(^3P)3s^2P)$ allein zu messen.

Abbildung 35 zeigt den Verlauf des Spektrums zusammen mit dem totalen Ab-

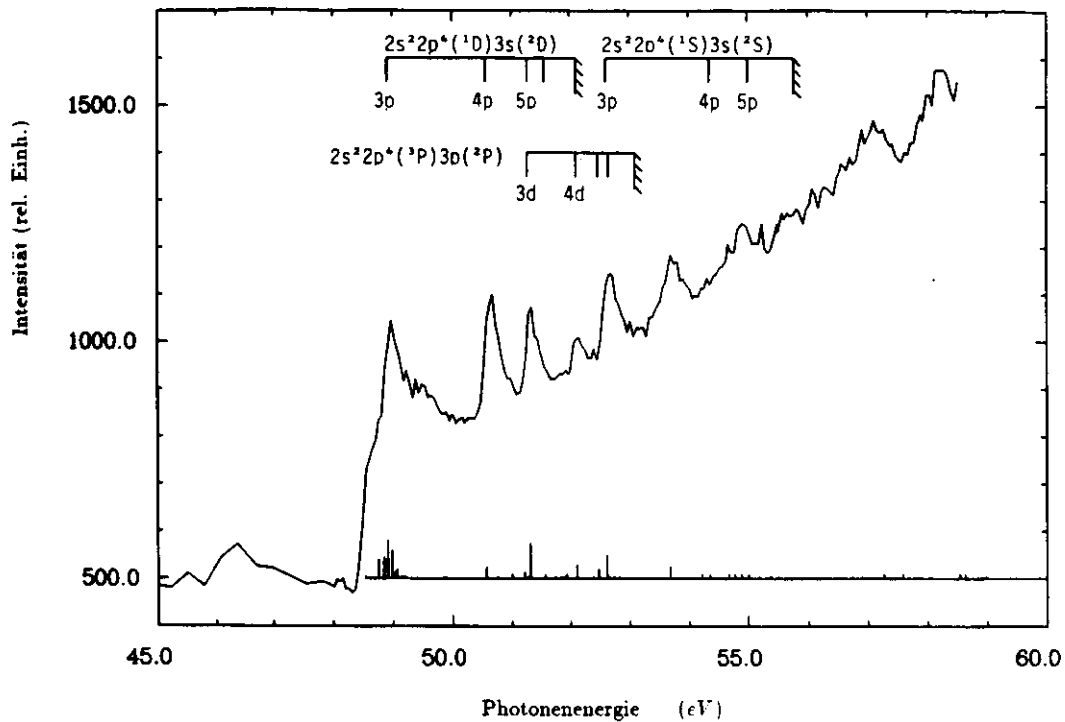


Abbildung 33: Anregungsspektrum der Fluoreszenz von Neon im Bereich von $45 - 60\text{eV}$

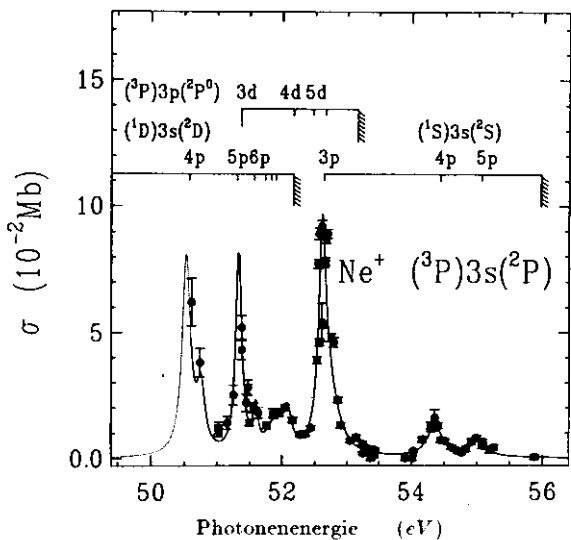


Abbildung 34: Partieller Wirkungsquerschnitt des $Ne^+((^3P)3s\ ^2P)$ -Satelliten (Bec 86).

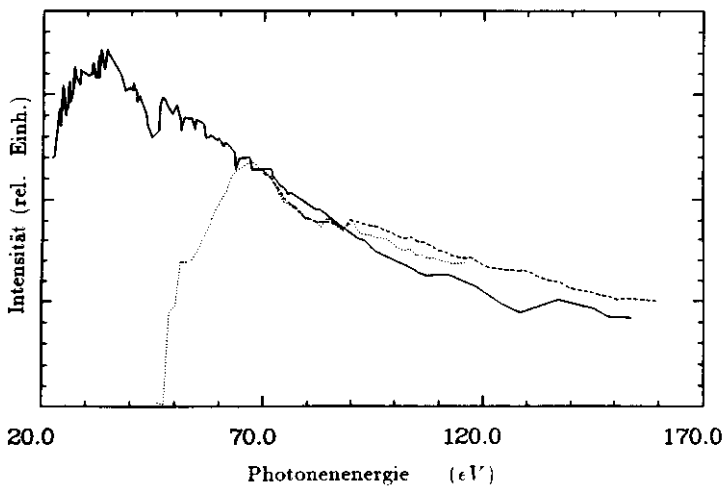


Abbildung 35: Totaler Absorptionsquerschnitt (Ede 63) (—) zusammen mit zwei Anregungsspektren der Fluoreszenz: 46 – 116eV (···), 70 – 160eV (---)

sorptionsquerschnitt von Neon (Ede 63). Ab $\sim 70\text{eV}$ zeigen beide Spektren qualitativ den gleichen Verlauf.

7 Zusammenfassung

Der zentrale Teil dieser Arbeit besteht darin, Erfahrungen in der Photoelektronenspektroskopie mit Hilfe eines Zylinderspiegelanalysators zu gewinnen. Daneben wurde ein Fluoreszenz-Detektor getestet und dabei die Zwei-Elektronen-Anregungen an Neon untersucht.

Die Messungen erfolgten am TGM des Hamburger Synchrotronstrahlungslabors.

Um das Verhalten des Elektronenspektrometers zu studieren, wurden Messungen an Xenon oberhalb der $4d$ -Schwelle durchgeführt, die es ermöglichten, die relative Transmission des Spektrometers zu bestimmen. Besonderes Interesse galt dabei dem Einfluß der Beschleunigung der Elektronen vor Eintritt in den Zylinderkondensator auf Auflösung und Transmission. Die Ergebnisse wurden mit theoretischen Überlegungen verglichen.

Es zeigt sich, daß bei der Abbremsung der Elektronen die Transmission des Spektrometers nahezu konstant bleibt, während das Auflösungsvermögen des Spektrometers sinkt. Im Gegensatz dazu erhöht die Beschleunigung der Elektronen die Transmission. Das Auflösungsvermögen bleibt dagegen nahezu unbeeinflusst.

Zur Weiterentwicklung der Spektrometer wurden Simulationsrechnungen durchgeführt. Die Ergebnisse legen nahe, einen neuen Analysatoren zu bauen, der gegenüber den vorhandenen Analysatoren eine höhere Transmission aufweist.

Die Funktionstüchtigkeit eines Fluoreszenzdetektors wurde durch Messung von Neon-Fluoreszenzübergängen im *VUV*-Bereich getestet. Dabei wurden verschiedene Einstellungen für den Detektor gefunden, die es ermöglichen, selektiv Elektronen oder Photonen zu beobachten.

Die experimentellen Daten zeigen die Zwei-Elektronen-Anregungen des Neons, die über Autoionisation in angeregte einfach-ionische Zustände zerfallen. Diese zerfallen wiederum unter Emission eines Photons in den ionischen Endzustand.

Der Arbeit ist das Simulationsprogramm von Dr.J.Feldhaus vom Fritz-Haber-Institut Berlin begefügt, mit dem sich die Bahnen geladener Teilchen durch einen Zylinderspiegelanalysator berechnen lassen. Bei dem Programm handelt es sich um eine erweiterte Version.

Literaturverzeichnis

- (Aks 70) S.Aksela, M.Karras, M.Pessa, E.Souninen, Rev. Sci. Instrum. 41, 351 (1970)
- (Aks 71) S.Aksela, Rev. Sci. Instrum. 42, 351 (1971)
- (Bar 82) J.Barth, Dissertation Universität Hamburg 1982
- (Bla 57) E.Blauth, Z. Phys. 147, 228 (1957)
- (Bec 86) U.Becker, H.G.Kerkhoff, B.Langer, D.Szostak, R.Wehlitz, Phys. Rev. Let. 56, 1120 (1986)
- (Bri 84) Nuc. Instrum. Meth. Phys. Res. 221, 810(1984)
- (Bul 66) R.Bulirsch, J.Stoer, Num. Math. 8, 1 (1966)
- (Car 70) M.Cardona, R.Haensel, D.W.Lynch, B.Sonntag, Phys. Rev. B 2, 1117 (1970)
- (Cod 67) K.Codling, R.P.Madden, D.L.Ederer, Phys. Rev. 133, 26 (1967)
- (Daw 81) A.S.Dawydow, Quantenmechanik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin 1981
- (Eag 77) C.F.Eagen, E.N.Sickafus, Rev. Sci. Instrum. 48, 1269 (1977)
- (Ede 63) D.L.Ederer, D.H.Tomboulion, Phys. Rev. 133, A1525 (1963)
- (Ein 05) A.Einstein Ann. d. Phys. 17 32 (1905)
- (Fano 61) U.Fano, Phys. Rev. 124, 1866 (1961)
- (Fano 65) U.Fano, J.W.Cooper, Phys. Rev. 137, A1364 (1965)
- (Fel 88) J.Feldhaus, persönliche Mitteilung
- (Gar 73) J.L.Gardner, A.R.Samson, J. Ele. Spec. Rel. Pheno. 2, 267 (1973)
- (Gar 75) J.L.Gardner, A.R.Samson, J. Ele. Spec. Rel. Pheno. 6, 53 (1975)
- (Ger 73) R.L.Gerlach, J. Vac. Sci. Technol. 10, 122 (1973)
- (Gla 52) W.Glaser, Grundlagen der Elektronenoptik, Springer Verlag Wien 1952
- (Gra 83) E.H.A.Granneman, M.J.van der Wiel, in Handbook on Synchrotron Radiation (Herausgeber: E.E.Koch), North-Holland (1983)
- (Hag 74) H.-J.Hagemann, W.Gudat, C.Kunz, Deutsches Elektronen Synchrotron DESY Hamburg 1974, DESY SR-74/7, (1974)
- (Hei 85) P.A.Heimann, U.Becker, H.G.Kerkhoff, C.M.Truesdale, C.C.Bahr, D.W.Lindle, T.A.Ferrett, D.A.Shirley, W.D.Brewer, Phys. Rev. A 31, 2260 (1985)
- (Hei 86) P.A.Heimann, U.Becker, H.G.Kerkhoff, B.Langer, D.Szostak, R.Wehlitz, D.W.Lindle, T.A.Ferrett, D.A.Shirley, Phys. Rev. A 34, 3782 (1986)

- (Hey 87) M.Heymann, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1987, Interner Bericht DESY F41-88/01, (1988)
- (How 83) Howoldt, Staatsexamensarbeit Universität Hamburg 1983, unveröffentlicht
- (Kin 77) C.King, M.Tronc, F.H.Read, R.C.Bradford, J. Phys. B 10, 2479 (1977)
- (Kle 71) O.Klemperer, Electron Optics, Cambridge, University Press (1971)
- (Kra 76) M.O.Krause, in Photoionisation and other Probes of Many-Electron Interactions (Herausgeber: F.Wuilleumier), Plenum Press, New-York-London, 133 (1977)
- (Len 74) Lenth, Diplomarbeit Universität Hamburg 1974, Interner Bericht DESY F41-74/10, Hamburg (1974)
- (May 80) T.Mayer-Kuckuck, Atomphysik, B.G. Teubner, Stuttgart (1980)
- (Mey 88) M. Meyer, bisher unveröffentlichte Konstruktion
- (Mey 89) J.Meyer, Diplomarbeit Universität Hamburg 1989
- (Oht 76) S.Ohtani, H.Nishimura, H.Suzuki, K.Wakiya, Phys. Rev. Lett. 36, 863 (1976)
- (Pah 87) M.Pahler, Diplomarbeit Universität Hamburg 1987
- (Pal 74) P.W.Palmberg, J. Elec. Spec. rel. Pheno. 5, 691 (1974)
- (Pal 75) P.W.Palmberg, J. Vac. Sci. Technol. 12, 379 (1975)
- (Per 71) W.Persson, Physica Scripta. 3,133 (1971)
- (Poo 72) R.T.Poole, R.C.G.Leckey, J.Liesegang, J.G.Jenkin, J. Phys. E., Sci. Instrum. 6, 226 (1973)
- (Pre 88) T.Prescher, Dissertation Universität Hamburg 1988, Interner Bericht DESY F41-88/04, Hamburg (1988)
- (Rav 88a) E.v.Raven, M.Meyer, J.Meyer, S.Nienburg, M.Pahler, M.Richter, J.Rüder, B.Sonntag, Hasyllab Jahresbericht 1988, S.103
- (Rav 88b) E.v.Raven, bisher unveröffentlichte Entwicklung
- (Ric 88) M.Richter, Dissertation Universität Hamburg 1988, Interner Bericht DESY F41-88/05, Hamburg (1988)
- (Ris 72) J.S.Risley, Rev. Sci. Instrum. 43, 95 (1972)
- (Sar 67) H.Z.Sar-El, Rev. Sci. Instrum. 38, 1210 (1967)
- (Schrö 82) H.Schröder, Dissertation Universität Hamburg 1982, Interner Bericht DESY F41-83/05, Hamburg (1983)

- (Smi 82) N.V.Smith, S.D.Kevan, Nuc. Instrum. Meth. , 309 (1982)
- (Sto 72) J.Stoer, R.Bulirsch, Einführung in die numerische Mathematik I, Springer Verlag (1972)
- (Sto 73) J.Stoer, R.Bulirsch, Einführung in die numerische Mathematik II, Springer Verlag (1973)
- (Tay 88) A.Taylor, J. Vac. Sci. Technol. A6(4), 2583 (1988)
- (Var 78) D.Varga, I.Kádár, Á.Kövér, L.Kövér, G.Mórik, Nuc Instrum. Meth. 154, 154 (1978)
- (Var 82) D.Varga et al., Nuc. Instrum. Meth. 192, 277 (1982)
- (Var 84) D.Varga et al., Nuc. Instrum. Meth. Phys. Res. A 238, 393 (1984)
- (Wan 74) B.Wannberg, U.Gelius, K.Siegbahn, J. Phys. E 7, 149 (1974)
- (Wer 72) L.O.Werme, T.Bergmark, K.Siegbahn, Phys. Scr. 6, 141 (1972)
- (Wet 87) H.-E.Wetzel, Dissertation, Universität Hamburg 1987 Interner Bericht DESY F41-87/04, Hamburg (1987)
- (Whi 79) M.G.White, R.A.Rosenberg, G.Gabor, E.D.Poliakoff, G.Thornton, S.H.Southworth, D.A.Shirley, Rev. Sci. Instrum. 50, 1268 (1979)
- (Wood 75) G.K.Woodgate, R.Oldenbourg Verlag München Wien 1975.
- (Wood 80) P.R.Woodruff, J.A.R.Samson, Phys. Rev. Lett. 45, 110 (1980)
- (Wui 74) F.Wuilleumier, M.O.Krause, Phys. Rev. A 10, 26 (1974)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand am II. Institut für Experimentalphysik im Hamburger Synchrotronstrahlungslabor (Hasylab) des Deutschen Elektronensynchrotrons (Desy).

Ich bedanke mich für die tatkräftige Unterstützung herzlich bei:

Prof.Dr.B.Sonntag für das interessante Thema, die intensive Betreuung und viele Denkanstöße,

Dr.J.Feldhaus, der sein Computerprogramm und damit den Grundstein dieser Arbeit zur Verfügung gestellt hat,

Michael Meyer, Markus Pähler, Ertmar von Raven, Dr.Thomas Prescher und Dr.Mathias Richter für gute Betreuung und viele physikalische Diskussionen,

Jörg Meyer für die freundschaftliche Zusammenarbeit,

Uwe Arp und Sönke Nienburg,

allen Mitarbeitern von Hasylab und des II. Institut für Experimentalphysik, die mir stets bei der Bewältigung von Problemen geholfen haben.

