

Interner Bericht
DESY F41-75/07
August 1975

DESY-Bibliothek

14. OKT. 1975

Messung des Photonenflusses monochromatisierter
Synchrotronstrahlung im Spektralbereich 20 eV bis 160 eV
und Bestimmung der absoluten photoelektrischen Ausbeute von
Edelgasatomen und Au, Al₂O₃, LiF und CsJ Aufdampfschichten

von

Wilfried Lenth

Messung des Photonenflusses monochromatisierter
Synchrotronstrahlung im Spektralbereich 20 eV bis 160 eV
und Bestimmung der absoluten photoelektrischen Ausbeute von
Edelgasatomen und Au, Al₂O₃, LiF und CsJ Aufdampfschichten

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Wilfried Lenth

Hamburg 1975

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Grundlagen für absolute Intensitätsmessungen	3
2.1. Absolute Detektoren für Photonen	3
2.2. Photoionisation von Gasen	5
2.3. Mehrfachphotoionisation von Edelgasen	8
2.4. Elektronenstoßionisation von Edelgasatomen	10
2.5. Neutralisation von Edelgasionen beim Auftreffen auf Metalloberflächen	12
2.6. Die Doppelionisationskammer	13
2.7. Die Druckabhängigkeitsmethode	19
3. Die Ionisationskammer	25
3.1. Voraussetzungen	25
3.1.1. Synchrotronstrahlung	25
3.1.2. Monochromator und Probenkammer	26
3.1.3. Abschätzung der Photonenintensität	27
3.2. Konstruktion der Ionisationskammer	29
3.2.1. Anforderungen an die Ionisationskammer	29
3.2.2. Aufbau und Eigenschaften der Doppelionisationskammer	31
3.2.3. Aufbau der Photodiode	34
3.3. Nachweiselektronik und experimentelle Vorbereitungen	34
3.3.1. Nachweiselektronik	34
3.3.2. Tests der Ionisationskammer	36
4. Messungen und Ergebnisse	38
4.1. Durchführung der Messungen und Auswertung	39
4.2. Die Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase He, Ne, Ar und Xe	40
4.3. Photonenintensität	42
4.4. Fehlerdiskussion	47
4.5. Die effektive Photoausbeute der Edelgase Ne, Ar und Xe	51
4.6. Elektronenstoßionisationsquerschnitte	55
4.7. Zusammenfassung der Ionisationsmessungen an Edelgasen	56

	<u>Seite</u>
5. Photoemission von Festkörpern	57
5.1. Zur Theorie der Photoemission	58
5.2. Photodioden als Sekundärstandard	64
5.3. Abschätzung von Photoausbeuten	66
5.4. Photoausbeutemessungen an Au, Al ₂ O ₃ , LiF und CsJ Proben	68
6. Zusammenfassung	77
7. Anhang	79
Eine weitere Anwendungsmöglichkeit der Druckabhängigkeitsmethode	79
Literaturverzeichnis	81
Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Bezeichnungen	84

1. Einleitung

Bei vielen spektroskopischen Untersuchungen ist eine Kenntnis der absoluten Intensität der verwendeten Lichtquelle von Interesse bzw. Voraussetzung. Sie ermöglicht zum Beispiel die Bestimmung der absoluten Ausbeuten bei Sekundärprozessen wie der Photoemission, der Lumineszenz und der Ionisation und Fragmentation von Molekülen. Verlässliche Abschätzungen über die Durchführbarkeit von optischen Experimenten und der dazu erforderlichen Empfindlichkeit der Nachweiselektronik sind nur bei bekannter Photonenintensität möglich.

Die absolute Intensität der Synchrotronstrahlung ist nach Gesetzen der Elektrodynamik in Einheiten Photonen pro Sekunde und eV berechenbar. Falls die Strahlung jedoch für ein Experiment monochromatisiert werden muß, wird ihre Intensität durch die optischen Elemente des Monochromators wesentlich verändert. Dieser Einfluß ist allenfalls in seiner Größenordnung abschätzbar, aber nicht exakt zu berechnen, da er empfindlich von der Oberflächenqualität der Spiegel und Gitter des Monochromators abhängt, die zeitlichen Schwankungen unterliegt. Die absolute Intensität von monochromatisierter Synchrotronstrahlung ist daher nur auf experimentellem Wege bestimmbar.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit war es, mit einer geeigneten Technik die absolute Intensität der Synchrotronstrahlung des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY hinter dem Austrittsspalt eines Monochromators im Spektralbereich 20 eV bis 160 eV zu messen. Je nach Photonenenergie unterscheiden sich die Methoden zur absoluten Intensitätsmessung. Bisher wurden derartige Messungen erst einmal am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY im Spektralbereich zwischen 12 eV und 30 eV durchgeführt.¹ Dazu wurde eine mit Edelgas gefüllte Doppelionisationskammer benutzt, die von J.A.R. Samson^{2,3} entwickelt wurde. Für Intensitätsmessungen bei höheren Photonenenergien sind Ionisationskammern nicht ohne weiteres verwendbar, doch läßt sich mit einer besonderen Meßmethode das erwünschte Ergebnis erzielen. Dieses Meßverfahren ermöglicht auch die Untersuchung von einigen physikalisch interessanten Fragestellungen, wie zum Beispiel der photoelektrischen Ausbeute von Edelgasatomen.

Intensitätsbestimmungen mit einer Ionisationskammer erfordern aufwendige Apparaturen und zeitraubende Messungen. Deshalb ist es wünschenswert einen einfachen Strahlungsdetektor zu besitzen, der absolute Intensitätsmessungen ohne großen Zeitaufwand gestattet. Ein einfacher Detektor ist die Photodiode, an der der von der Strahlung ausgelöste Photoemissionsstrom gemessen wird. Falls mit Hilfe von Intensitätsmessungen die absolute photoelektrische Ausbeute einer Photodiode bestimmt wird, bildet sie einen sogenannten Sekundärstandard, der wiederum absolute Messungen des Photonenflusses erlaubt. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war daher die Eichung einer geeigneten Photodiode mit Hilfe der vorher durchzuführenden absoluten Intensitätsmessungen. Da bisher nur wenige Daten über die absolute photoelektrische Ausbeute von Festkörpern im Spektralgebiet des extremen Vakuum Ultraviolett existieren, haben wir uns die Aufgabe gestellt, die Photoausbeute einiger Aufdampfschichten in absoluten Einheiten zu bestimmen.

Im ersten Teil der Arbeit werden zunächst verschiedene Meßmethoden zur Bestimmung von Photonenintensitäten behandelt, die die Photoionisation von Edelgasen ausnutzen. Danach folgt die Beschreibung einer besonderen Ionisationskammer, deren Aufbau sich aus den vorher diskutierten Verfahren ergibt. Im anschließenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Intensitätsmessungen zusammen mit einigen physikalisch interessanten Resultaten vorgestellt. Der letzte Teil der Arbeit befaßt sich mit der Photoemission an Festkörpern und der Eichung einer Photodiode.

2. Grundlagen für absolute Intensitätsmessungen

2.1. Absolute Detektoren für Photonen

Zum Nachweis elektromagnetischer Strahlung können die verschiedenen Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie ausgenutzt werden. Um die absolute Intensität von monochromatischem Licht zu messen, benötigt man einen Detektor, dessen Ansprechverhalten auf Strahlung in absoluten Einheiten bekannt ist. Dieser Detektor muß entweder mit einer Lichtquelle bekannter Intensität geeicht sein, oder er muß ein absoluter Detektor sein, dessen Verhalten berechenbar ist, oder nach einer Vorschrift reproduzierbar realisiert werden kann.

Die Empfindlichkeit der meisten Detektoren hängt von der Wellenlänge der nachzuweisenden Strahlung ab. Eine Ausnahme bilden thermische Detektoren, wie z.B. Thermosäulen², deren Ansprechverhalten auf Strahlung vom Infraroten bis zum weichen Röntgengebiet konstant ist. Daher können diese Detektoren mit einer Standardlichtquelle im sichtbaren Spektralgebiet geeicht werden und stehen dann in einem weiten Wellenlängenbereich für absolute Intensitätsmessungen zur Verfügung. Die Empfindlichkeit von thermischen Detektoren ist jedoch für die im Spektralgebiet des extremen Vakuum-Ultraviolett (EUV) üblichen Intensitäten zu gering.

Die Photoionisation von Gasen bietet die Möglichkeit absolute Detektoren für den Spektralbereich des EUV zu konstruieren. Mit diesen Detektoren werden die elektrischen Ladungsträger (Elektronen oder Ionen) nachgewiesen, die bei der Absorption von Photonen gebildet werden. Mit Hilfe eines elektrischen Feldes werden die Elektronen von den Ionen getrennt. In Ionisationskammern^{2,3}, die im allgemeinen bei niedrigem Gasdruck (etwa 10^{-3} Torr bis 10^{-1} Torr) und geringer Feldstärke (etwa $10 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$) betrieben werden, wird der Ionenstrom mit einem hochempfindlichen Gleichstromverstärker gemessen. Da die Photoionisation von Gasen dem Lambert-Beerschen Gesetz² gehorcht und damit quantitativ erfaßbar ist, kann auf diese Weise die absolute Intensität der einfallenden Strahlung bestimmt werden (siehe Kap. 2.2.). Ionisationskammern werden meist im Photonenenergiebereich zwischen 12 eV und 50 eV verwendet. Ihre Funktionsweise wird im Kapitel 2.6. ausführlich beschrieben.

Absolute Intensitätsmessungen von Röntgenstrahlung werden oft mit Zählrohren^{4,5} durchgeführt. Im Gegensatz zu Ionisationskammern erfordern Zählrohre einen relativ hohen Gasdruck (etwa 100 Torr) und hohe elektrische Feldstärken (etwa $10^4 \frac{V}{cm}$), um eine Vervielfachung der Ladungsträger zu erreichen. Von einem im Photoabsorptionsprozeß gebildeten, primären Photoelektron wird durch Stoßionisation eine Elektronenlawine ausgelöst, die von einem elektronischen Zähler als Impuls registriert wird. Das zeitliche Auflösungsvermögen von Zählrohren ist aufgrund ihrer Funktionsweise auf etwa 10^{-4} bis 10^{-5} Sekunden begrenzt. Die maximal meßbare Zahl von Photonen pro Sekunde kann nur mit aufwendigen elektronischen Hilfsmitteln vergrößert werden.^{4,5} Um ein Ausströmen des Füllgases zu verhindern, werden Zählrohre mit dünnen Fensterfolien verschlossen, durch die die Strahlung eintritt. Das Transmissionsvermögen dieser Folien muß bekannt sein und bildet eine zusätzliche Fehlerquelle für die Intensitätsmessungen. Im Gegensatz zum Röntgengebiet existieren im Spektralgebiet des EUV für Photonenenergien unterhalb von etwa 500 eV kaum geeignete Fenstermaterialien.

Bei Ionisationskammern reicht wegen des niedrigen Druckes des Füllgases ein als Druckstufe ausgebildeter Eintrittsspalt aus, um eine merkliche Absorption der Strahlung durch ausströmendes Gas vor der Kammer zu vermeiden. Die mit einer Ionisationskammer meßbare Photonenintensität ist keinen Beschränkungen unterworfen. Wir werden in den nächsten Abschnitten zeigen, daß speziell konstruierte Ionisationskammern für absolute Intensitätsmessungen im Spektralbereich 12 eV bis 200 eV Photonenenergie gut geeignet sind. Zur Entwicklung einer geeigneten Meßmethode müssen alle physikalischen Prozesse betrachtet werden, die zur Bildung von Ladungsträgern in der Ionisationskammer beitragen.

2.2. Photoionisation von Edelgasen

Die Absorption von Photonen durch Edelgasatome^{†)} kann, falls die Photonenenergie $\hbar\omega$ größer als die niedrigste Ionisationsenergie I_e des betreffenden Gases ist, dazu führen, daß ein Kontinuumsübergang unter Bildung eines Ions und eines freien Elektrons stattfindet. Diesen Vorgang nennt man Photoionisation⁶. Die kinetische Energie E_k des Photoelektrons ergibt sich aus der Differenz von Photonenenergie $\hbar\omega$ und Ionisationsenergie I_e , da nach Energie- und Impulssatz die Übertragung von kinetischer Energie auf das Ion vernachlässigt werden kann.

$$\hbar\omega = I_e + E_k \quad (1)$$

Bei ausreichender Energie des einfallenden Lichtes können auch Atomzustände A^* angeregt werden, die energetisch über der niedrigsten Ionisationsenergie I_e liegen. Durch Wechselwirkung mit dem Ionisationskontinuum können diese Zustände zerfallen und ebenfalls zur Emission eines Elektrons führen.



Dieser Prozeß heißt Autoionisation⁷ und bewirkt, daß dem Ionisationskontinuum der Edelgase diskrete Strukturen überlagert sind. Die bekanntesten und am besten untersuchten Autoionisationslinien sind die sogenannten Beutler-Linien⁸, die bei Photonenenergien unmittelbar oberhalb der Ionisationsgrenze der Edelgase Neon, Argon, Krypton und Xenon auftreten.

Als weiteres Beispiel für Autoionisationsübergänge nennen wir die Anregungen aus der 4d-Schale des Xe. Bei einer Photonenenergie von etwa 70 eV sind Anregungen der Art $4d^{10}5s^25p^6^1S_0 \rightarrow 4d^95s^25p^6mp^1P_1$ möglich, die gegen einen $^2D_{3/2}$ bzw. $^2D_{5/2}$ Zustand des Ions konvergieren. Die angeregten Atomzustände zerfallen durch Autoionisation, wobei in diesem Fall mehrere Ionisationskontinua für den Autoionisationsübergang zur Verfügung stehen. Für die angeregten Atomzustände gilt die jj-Kopplung⁹, und nur Übergänge mit $\Delta J = 1$ können optisch angeregt werden. Weitere

^{†)} Da Ionisationskammern im allgemeinen mit Edelgasen betrieben werden, beschränken wir uns bei den weiteren Ausführungen auf Edelgase.

Autoionisationslinien entstehen bei der simultanen Anregung von zwei Elektronen⁷, da diese doppelt angeregten Atomzustände energetisch über der niedrigsten Ionisationsenergie liegen. Diese Doppelanregungen sind z.B. bei dem Edelgas Helium nach der Art $1s^2 \rightarrow m'l \ m'l'$ zu beobachten.⁷

Um die Photoionisation von Gasen für absolute Intensitätsmessungen auszunutzen, muß die Wechselwirkung zwischen Photonen und Gasatomen quantitativ erfaßt werden. Das optische Absorptionsverhalten von Gasen gehorcht dem Lambert-Beerschen Gesetz^{2,10}, das den energieabhängigen totalen Photoabsorptionsquerschnitt σ_t definiert.

$$I(\hbar\omega) = I_0(\hbar\omega)e^{-\sigma_t(\hbar\omega)nL} \quad (3)$$

- $I_0(\hbar\omega)$ = Zahl der einfallenden Photonen
- $I(\hbar\omega)$ = Zahl der transmittierten Photonen
- n = Zahl der absorbierenden Atome pro cm^3
- L = Absorptionsstrecke in cm
- $\sigma_t(\hbar\omega)$ = totaler Photoabsorptionsquerschnitt

Der totale Photoabsorptionsquerschnitt läßt sich als Summe von partiellen Wirkungsquerschnitten darstellen.

$$\sigma_t(\hbar\omega) = \sigma_a(\hbar\omega) + \sigma_i(\hbar\omega) + \sigma_s(\hbar\omega) \quad (4)$$

- $\sigma_a(\hbar\omega)$ = Photoanregungsquerschnitt
- $\sigma_i(\hbar\omega)$ = Photoionisationsquerschnitt
- $\sigma_s(\hbar\omega)$ = Photonenstreuquerschnitt

Im Energiebereich unterhalb von $\hbar\omega = 1 \text{ keV}$ erfolgt die Absorption von Photonen durch Edelgasatome fast ausschließlich durch Anregung und Ionisation, so daß in diesem Fall der Photonenstreuquerschnitt σ_s gegenüber der Summe aus Photoanregungsquerschnitt σ_a und Photoionisationsquerschnitt σ_i vernachlässigt werden kann.¹⁰ Man bezeichnet die Summe $\sigma_a + \sigma_i$ dann einfach als Photoabsorptionsquerschnitt σ .

Die Zahl der pro absorbiertem Photon gebildeten Ionen wird

als Photoausbeute $\bar{\gamma}$ bezeichnet.

$$\bar{\gamma}(\hbar\omega) = \frac{\text{Zahl der gebildeten Ionen/sec}}{\text{Zahl der absorbierten Photonen/sec}} \quad (5)$$

Die Photoausbeute $\bar{\gamma}$ verknüpft den Photoionisationsquerschnitt σ_1 mit dem Photoabsorptionsquerschnitt σ .

$$\sigma_1 = \bar{\gamma}\sigma \quad (6)$$

Es soll an dieser Stelle betont werden, daß in die Definition der Photoausbeute $\bar{\gamma}$ die Zahl der gebildeten Ionen unabhängig von ihrer Ladung eingeht. Bei Edelgasen erfolgt die optische Absorption bei Photonenenergien oberhalb der Ionisationsgrenze nahezu ausschließlich durch Photoionisation, d.h. die Photoausbeute $\bar{\gamma}$ kann gleich 1 gesetzt werden, und es gilt $\sigma_1 = \sigma$.^{*)} Dies wurde von Watanabe et al.¹¹ und von Samson¹⁰ auch für Photonenenergien im Bereich der Autoionisationsübergänge experimentell nachgewiesen. Prinzipiell können Autoionisationszustände A^* auch durch einen strahlenden Übergang zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist jedoch um einen Faktor 10^5 geringer als für einen strahlungslosen Übergang unter Emission eines Elektrons.¹⁰ Für Photonenenergien oberhalb der Ionisationsenergie des Edelgases kann also im Lambert-Beerschen Gesetz (3) der totale Photoabsorptionsquerschnitt σ_t durch den Photoionisationsquerschnitt σ_1 ersetzt werden, falls der Photonenstreuquerschnitt σ_s vernachlässigbar klein ist (siehe oben).

Aus dem Lambert-Beerschen Gesetz (3) und der Definition der Photoausbeute $\bar{\gamma}$ (5) ergibt sich die Zahl N_1 der im Photoabsorptionsprozeß gebildeten Ionen zu:

$$N_1 = \bar{\gamma}(\hbar\omega) I_0(\hbar\omega) (1 - e^{-\sigma_1(\hbar\omega)nL}) \quad (7)$$

In Ionisationskammern wird im allgemeinen nicht die Zahl der Ionen unabhängig von ihrer Ladung, sondern die Zahl der positiven Ladungen nachgewiesen. Deshalb soll noch der Begriff

^{*)} Wir betrachten hier nur solche Photonenenergien, bei denen die Streuung von Photonen an Gasatomen vernachlässigt werden kann.

der effektiven Photoausbeute η eingeführt werden.

$$\eta(\hbar\omega) = \frac{\text{Zahl der gebildeten Ladungen/sec}}{\text{Zahl der absorbierten Photonen/sec}} \quad (8)$$

Mit Hilfe der effektiven Photoausbeute η läßt sich die für Ionisationskammermessungen wichtige Zahl N_G der im Photoabsorptionsprozeß gebildeten, elektrischen Ladungen darstellen.

$$N_G = \eta(\hbar\omega) I_0(\hbar\omega) (1 - e^{-\sigma_1(\hbar\omega)nL}) \quad (9)$$

Die Größe η , die im allgemeinen Fall verschieden von der Photoausbeute $\bar{\gamma}$ ist, bezieht sich auf die im Photoabsorptionsprozeß gebildeten Ladungen und berücksichtigt keine zusätzlichen, in Sekundärprozessen gebildeten Ladungsträger, die z.B. durch Stoßionisation von hochenergetischen Photoelektronen entstehen können. (siehe Kap. 2.4.)

2.3. Mehrfachphotoionisation von Edelgasen

Bei ausreichender Photonenenergie kann die Absorption eines Photons zu einem mehrfach geladenen Edelgasion und mehreren freien Elektronen führen. Die effektive Photoausbeute η ist in diesem Fall größer als 1. Die Ionisationsgrenzen für diese Mehrfachphotoionisationen erhält man durch Addition der Ionisationsenergie I_e des Atoms, der Ionisationsenergie I_e^+ des einfach geladenen Ions, der Ionisationsenergie I_e^{2+} des zweifach geladenen Ions usw. In der nachfolgenden Tabelle sind diese partiellen Ionisationsenergien der Edelgasatome und der Edelgasionen aufgeführt.¹²

Tabelle 1: Ionisationsenergien (in eV) einiger Edelgasatome und Edelgasionen^{1,2}

Element	Ordnungszahl	I_e	I_e^+	I_e^{2+}	I_e^{3+}
He	2	24.48	54.40		
Ne	10	21.56	41.07	63.5	97.02
Ar	18	15.76	27.62	40.9	59.79
Xe	54	12.13	21.2	31.3	42

Die Mehrfachphotoionisation der Edelgase ist in den letzten Jahren mit Hilfe von Ladungsspektrometrie¹³, Massenspektrometrie¹⁴ und Elektronenenergieverteilungsmessungen^{13,15} untersucht worden. Allerdings gibt es bisher nur wenige Angaben über die partiellen Wirkungsquerschnitte σ^{n+} für Einfach-, Zweifach-, Dreifach-, ... Photoionisation, deren Summe den gesamten Photoionisationsquerschnitt σ_1 ergibt.

$$\sigma_1 = \sum_n \sigma^{n+} = \sigma^+ + \sigma^{2+} + \sigma^{3+} + \dots \quad (10)$$

Diese Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Mehrfachphotoionisationen hängen mit der effektiven Photoausbeute η zusammen.

$$\eta = \sum_n n \frac{\sigma^{n+}}{\sigma_1} = \frac{\sigma^+}{\sigma_1} + 2 \frac{\sigma^{2+}}{\sigma_1} + 3 \frac{\sigma^{3+}}{\sigma_1} + \dots \quad (11)$$

Byron et al.¹⁶ und R.L.Brown¹⁷ haben Modellrechnungen für den Zweifachphotoionisationsquerschnitt $\sigma^{2+}(\hbar\omega)$ von Helium im Energiebereich von 75 eV bis 1000 eV durchgeführt. Sie beschreiben den Zweifachionisationsprozeß als gleichzeitige Ablösung der beiden Elektronen eines He-Atoms unter Einbeziehung der Wechselwirkung zwischen den Elektronen. Die berechneten Wirkungsquerschnitte stimmen bis auf geringe

Abweichungen von etwa 10% mit Ergebnissen überein, die von T.A. Carlson¹³ für Photonenenergien unterhalb von $\hbar\omega = 600$ eV auf experimentellem Wege bestimmt wurden.

Bei den schwereren Edelgasen können Augerübergänge und sogenannte "Electron-Shake-off"-Prozesse zu mehrfach geladenen Ionen führen, indem nach Anregung eines inneren Elektrons ins Ionisationskontinuum (ein) weitere(s) Elektronen das Atom verlassen.^{13,14,18} Die "Electron-Shake-off"-Prozesse können mit Hilfe von Einelektronenwellenfunktionen beschrieben werden. Sie entstehen bei der "plötzlichen" Änderung der effektiven Kernladung, die die äußeren Elektronen nach der Ablösung eines inneren Elektrons erfahren, wodurch ein solches äußeres Elektron ins Kontinuum übergehen kann.¹⁸

2.4. Elektronenstoßionisation von Edelgasatomen

Will man die Photoionisation von Gasen für absolute Intensitätsmessungen ausnutzen, so muß man alle physikalischen Prozesse berücksichtigen, die zur Bildung von Ladungsträgern beitragen. Wenn die Energie $\hbar\omega$ der einfallenden Strahlung größer ist als die doppelte Ionisationsenergie $2I_e$ der Gasatome, besitzen die durch Photoionisation gebildeten Photoelektronen nach Gleichung (1) genügend kinetische Energie E_k , um durch Stoßionisation¹⁹ zusätzliche Elektronen zu erzeugen. Die anfängliche Energie der Photoelektronen reduziert sich dabei durch inelastische Stöße mit den Gasatomen. Ein Photoelektron kann als "absorbiert" aufgefaßt werden, wenn seine kinetische Energie nicht mehr ausreicht, um Gasatome zu ionisieren.

Samson et al.²⁰ haben einen Weg beschrieben, diesen Sekundärprozeß, der sich an die Photoionisation anschließt, auf ähnliche Weise quantitativ zu erfassen, wie die Absorption von Photonen. Durchlaufen die Elektronen im Gas die Strecke l , so werden von N_0 primären Photoelektronen N Elektronen inelastisch gestreut.

$$N = N_0(1 - e^{-Q(E_k)nl}) \quad (12)$$

$Q(E_k)$ = totaler Elektronenstreuquerschnitt

Bezeichnet man mit Y die effektive Elektronenstoßionisationsausbeute, so erhält man durch Stoßionisation NY Sekundärelektronen.

$$NY(E_k) = N_0 Y(E_k) (1 - e^{-Q(E_k)nl}) \quad (13)$$

$Y(E_k)$ = effektive Elektronenstoßionisationsausbeute

$$Y(E_k) = \frac{\text{Zahl der gebildeten Ladungen/sec}}{\text{Zahl der "absorbierten" Elektronen/sec}}$$

Die Größen $Q(E_k)$ und $Y(E_k)$ sind Funktionen der Elektronenenergie. Bei einer festen Photonenenergie haben die gebildeten Photoelektronen nicht alle die gleiche Energie, da sie in verschiedenen Ionisationsprozessen entstanden sein können. (siehe Kap. 2.2. und 2.3.) Außerdem kann sich ihre kinetische Energie, bevor sie Stoßionisation verursachen, durch vorherige Wechselwirkungen mit Gasatomen verringert haben.⁺ Die energieabhängigen Größen $Q(E_k)$ und $Y(E_k)$ in der Gleichung (13) sind daher als Durchschnittswerte aufzufassen. Im Kapitel 2.7. wird deutlich werden, daß die Weglänge l in Gleichung (13) im allgemeinen ebenfalls ein Mittelwert ist.

Es soll an dieser Stelle erwähnt werden, daß das Produkt aus totalem Elektronenstreuquerschnitt $Q(E_k)$ und effektiver Elektronenstoßionisationsausbeute $Y(E_k)$ in der Literatur als totaler Elektronenstoßionisationsquerschnitt $\sigma_T(E_k)$ bezeichnet wird.¹⁹

Dieses sehr stark vereinfachte Modell der "Absorption" von Elektronen durch Gasatome hat sich als hilfreich für absolute Photonenintensitätsbestimmungen im Spektralbereich des EUV erwiesen.

⁺ Energieverluste der Elektronen sind z.B. durch Anregung von Gasatomen möglich. Hochenergetische Photoelektronen können in inelastischen Stößen mehrere Atome ionisieren.

2.5. Neutralisation von Edelgasionen beim Auftreffen auf Metalloberflächen

Im nächsten Kapitel wird eine Ionisationskammer beschrieben, mit deren Hilfe absolute Photonenintensitätsmessungen durchgeführt werden können. Zuvor soll jedoch ein Effekt diskutiert werden, der bei solchen Messungen zu zusätzlicher Elektronenemission führen kann.

Bei Photoionisationsexperimenten wird der Gasraum im allgemeinen von zwei Elektroden begrenzt, zwischen denen ein elektrisches Feld besteht, das zur Trennung der im Photoionisationsprozeß gebildeten Ionen und Elektronen dient. Die Gasionen treffen also mit einer feldstärkeabhängigen kinetischen Energie E_i auf die negative Elektrode, wo sie neutralisiert werden. Die Neutralisation kann von Auger-artigen Prozessen begleitet sein, die die Emission von Elektronen aus der Metalloberfläche verursachen. Diese Prozesse sind von zahlreichen Experimentatoren untersucht worden.^{21,22,23}

Hagstrum et al.²³ haben die Elektronenausbeute $\gamma_{\text{Ion}}(E_i)$ dieser Neutralisationsprozesse in Abhängigkeit von der Ionenenergie E_i gemessen. (γ_{Ion} = Zahl der emittierten Elektronen pro auftreffendem Ion) Beim Beschuß von Metalloberflächen mit Edelgasionen haben sie bei Ionenenergien von einigen eV je nach Metall- und Gasart Elektronenausbeuten zwischen 0.02 und 0.30 gefunden. Diese Ergebnisse beziehen sich allerdings auf extrem saubere Einkristallobersflächen. Der Druck in der Probenkammer betrug während der Messungen ca. 10^{-8} Torr. Hagstrum und Mitarbeiter²³ konnten zeigen, daß eine monoatomare Deckschicht von N_2 oder CO auf der Metallfläche die Elektronenausbeute drastisch verringert (um etwa 50%). Bei Photoionisationsexperimenten mit Edelgasen müssen diese Neutralisationsprozesse als mögliche Quelle von Sekundärelektronenemission in Betracht gezogen werden.

Samson und Haddad²⁴ haben geprüft, ob solche Neutralisations-

prozesse unter den besonderen Bedingungen von Ionisationskammermessungen die Emission von Elektronen bewirken. Beim Auftreffen von Edelgasionen (He^+ , Ne^+ , Ar^+ , Xe^+ , Xe^{2+}) mit Energien zwischen 0 eV und 200 eV auf Kupfer- und Edelmetallelektroden haben sie keine Elektronenemission beobachtet ($\gamma_{\text{Ion}} < 0.01$). Die Ionen wurden durch Photoionisation der jeweiligen Gasatome erzeugt und in einem elektrischen Feld beschleunigt. Der Druck des Füllgases in der Ionisationskammer betrug ca. 10^{-2} Torr. Die erreichten Ionenströme waren in der für Ionisationskammermessungen typischen Größenordnung von 10^{-10} A bis 10^{-12} A. Die Ursache für ihre Resultate, die von den Ergebnissen von Hagstrum et al.²³ stark abweichen, führen die Autoren auf nicht ideal saubere Metalloberflächen zurück. Bei hohen Ionenströmen von etwa 0.1 A, wie sie z.B. in Gasentladungsexperimenten auftreten, kann der Ionenbeschuss zu atomar reinen Oberflächen führen, was einen wesentlichen Anstieg der Elektronenausbeute γ_{Ion} zur Folge haben kann.²⁴

Aus unseren Meßergebnissen wird sich ein Hinweis ergeben, der die Untersuchungsergebnisse von Samson und Haddad²⁴ unterstützt.

2.6. Die Doppelionisationskammer

Nachdem die Photoionisation von Edelgasen und die damit verbundenen Sekundärprozesse diskutiert worden sind, soll dies für Messungen der absoluten Photonenintensität mit Hilfe von Ionisationskammern ausgenutzt werden.

Prinzipiell besteht eine Ionisationskammer aus zwei gegenüberliegenden Elektroden, zwischen denen sich das Füllgas befindet. An die eine Elektrode, die Ionenrückstoßplatte, wird eine positive Spannung gelegt. An der anderen Elektrode, der Ionensammelplatte, wird der durch die Photoionisation hervorgerufene Ionenstrom gemessen. Die angelegte Spannung muß so groß sein, daß alle Ionen,

aber keine Elektronen die Ionensammelplatte erreichen. Andererseits darf die Beschleunigung der Photoelektronen durch das elektrische Feld nicht so groß sein, daß diese Stoßionisation von Gasatomen verursachen. Denn im Gegensatz zu einem Zählrohr dient das elektrische Feld zwischen den Elektroden einer Ionisationskammer ausschließlich zur Trennung von Ionen und Elektronen, nicht aber zur Bildung von Ladungsträgern. (siehe Kap. 2.1.)

Eine spezielle Ausführung der Ionisationskammer ist die sogenannte Doppelionisationskammer, die zuerst von Weissler et al.^{2,5} für Messungen der Photoausbeute von Gasen eingesetzt wurde. Die Doppelionisationskammer, die hier beschrieben werden soll, ist eine von J.A.R.Samson^{2,3} modifizierte Ausführung des von G.L.Weissler entworfenen Gerätes.

Die Doppelionisationskammer besteht aus zwei hintereinanderliegenden, gleichgroßen Ionensammelplatten (Kollektoren) und einer Ionenrückstoßplatte (Repeller). Hinter den beiden Kollektoren ist eine kleine, geerdete Platte angeordnet, die für

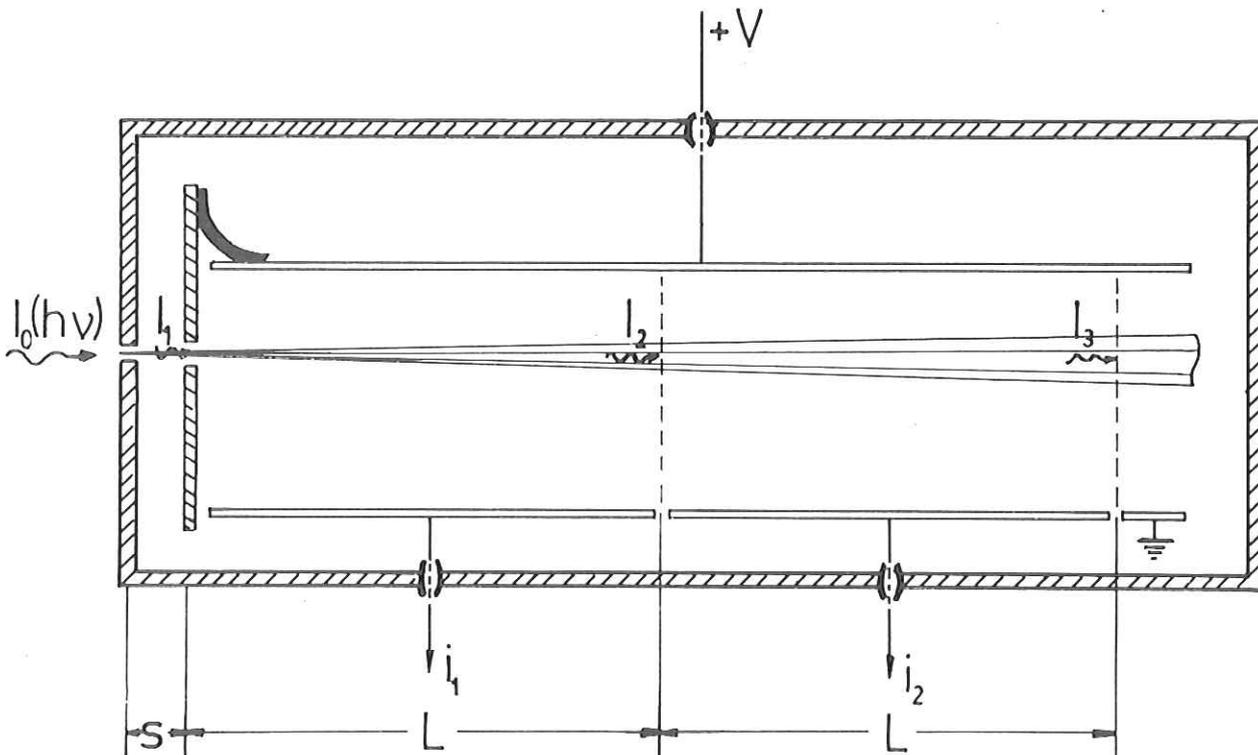


Abb.1: Die Doppelionisationskammer

ein ungestörtes elektrisches Feld am Ende des zweiten Kollektors sorgt. (siehe Abb.1) Der Eintrittsspalt der Kammer befindet sich auf demselben Potential wie der Repeller, damit alle in Spaltnähe gebildeten Ionen den ersten Kollektor erreichen. Die Eintrittsöffnung des Kammergehäuses ist im allgemeinen als Druckstufe ausgebildet, um zu verhindern, daß ein merklicher Teil der nachzuweisenden Strahlung von ausströmendem Gas vor der Kammer absorbiert wird. Die Druckstufe sorgt außerdem für einen konstanten Gasdruck in der Ionisationskammer ohne Druckgradienten.

Für die in Abb. 1 definierten Intensitäten I_0, I_1, I_2 und I_3 lautet das Lambert-Beersche Gesetz (3):

$$I_1 = I_0 e^{-\sigma ns}$$

$$I_2 = I_1 e^{-\sigma nL} = I_0 e^{-\sigma n(s+L)}$$

$$I_3 = I_2 e^{-\sigma nL} = I_0 e^{-\sigma n(s+2L)}$$

Berücksichtigt man nur die im Photoionisationsprozeß gebildeten Ladungsträger, so ergeben sich für die an den beiden Kollektoren zu messenden Ionenströme i_1 und i_2 nach Gleichung (9) folgende Beziehungen:

$$i_1/e = n(I_1 - I_2) = nI_0 e^{-\sigma ns} (1 - e^{-\sigma nL}) \quad (14a)$$

$$i_2/e = n(I_2 - I_3) = nI_0 e^{-\sigma n(s+L)} (1 - e^{-\sigma nL}) \quad (14b)$$

Die Division der Gleichungen (14a) und (14b) ergibt (für $i_2 \neq 0$):

$$\frac{i_1}{i_2} = e^{\sigma nL} \implies \sigma = \frac{1}{nL} \ln \frac{i_1}{i_2} \quad (15)$$

Einsetzen von Gleichung (15) in Gleichung (14a) liefert:

$$nI_0 = \frac{i_1/e}{e^{-\sigma ns} (1 - e^{-\sigma nL})} = \frac{i_1/e}{(i_2/i_1)^{s/L} (1 - i_2/i_1)}$$

Daraus folgt der wichtige Zusammenhang zwischen den beiden Ionenströmen i_1 und i_2 und der einfallenden Photonenintensität I_0 :

$$nI_0 = \frac{i_1^2/e}{(i_1 - i_2) i_2} \left(\frac{i_1}{i_2} \right) s/L \quad (16)$$

Die Gleichung (16) gilt allerdings nur dann, wenn die Photoionisation der Gasatome keine Sekundärprozesse zur Folge hat, die die Ionenströme i_1 und i_2 beeinflussen. Der Anwendungsbereich einer Doppelionisationskammer für absolute Intensitätsmessungen ist daher auf Photonenenergien unterhalb der doppelten Ionisationsenergie $2I_e$ des verwendeten Gases beschränkt. In diesem Fall können die gebildeten Photoelektronen keine Stoßionisation verursachen. (siehe Gl.(1)) Für Edelgase gilt bei Photonenenergien zwischen der Ionisationsenergie I_e und der Zweifachionisationsenergie $I_e + I_e^+$: effektive Photoausbeute $\eta =$ Photoausbeute $\bar{\gamma} = 1$, wobei zu beachten ist, daß $2I_e$ kleiner als $I_e + I_e^+$ ist. (siehe Tab.1) Mißt man bei konstantem Gasdruck in der Ionisationskammer die beiden Ionenströme i_1 und i_2 , so läßt sich mit Hilfe von Gleichung (16) die absolute Intensität I_0 der einfallenden Strahlung im Energiebereich $I_e < \hbar\omega < 2I_e$ bestimmen (I_e bezogen auf das verwendete Füllgas). Die Doppelionisationskammer ist daher für absolute Intensitätsmessungen im Spektralbereich 12 eV (entspricht I_e von Xe) bis 50 eV (entspricht $2I_e$ von He) geeignet.

Der Vorteil der Doppelionisationskammer besteht darin, daß die Photonenintensität I_0 nur mit Hilfe der Meßgrößen i_1, i_2, s und L ohne Kenntnis des Photoabsorptionsquerschnittes σ bestimmt werden kann. Messungen der beiden Ionenströme ermöglichen außerdem die Bestimmung des Photoabsorptionsquerschnittes σ des verwendeten Gases nach Gleichung (15). Im nächsten Kapitel wird ersichtlich, daß die Gleichung (15) unter bestimmten Voraussetzungen auch bei höheren Photonenenergien, wenn Stoßionisation der Photoelektronen auftritt, ihre Gültigkeit behält.

Die Gleichung (14a) beschreibt den Ionenstrom i in einer einfachen Ionisationskammer mit nur einem Kollektor der Länge L .

Zur Ermittlung der Photonenintensität I_0 werden als Meßgrößen der Ionenstrom i , die Absorptionsweglänge L und der Gasdruck p benötigt.⁺⁾ Der Photoabsorptionsquerschnitt σ des Gases muß aus der Literatur übernommen werden.

Wesentlich für die Gültigkeit der Gleichungen (15) und (16) ist ein konstanter Gasdruck in der Doppelionisationskammer ohne Druckgefälle, was durch die Druckstufe am Kammeranfang erreicht werden kann. Die Abmessungen der als Druckstufe dienenden Eintrittsöffnung müssen daher klein gegen die Dimensionen der Ionisationskammer sein. Der Gasdruck sollte nach J.A.R. Samson^{2,3} so gewählt werden, daß das Verhältnis der beiden Ionenströme etwa $i_1/i_2 = 3$ beträgt.

Das elektrische Feld zwischen den Elektroden soll verhindern, daß Photoelektronen die Ionensammelplatte erreichen. Andererseits dürfen die Elektronen durch das elektrische Feld nicht einen so großen Energiezuwachs erhalten, daß sie durch inelastische Stöße Gasatome ionisieren können. Das Licht fällt deshalb möglichst dicht am Repeller durch die Ionisationskammer (Abb. 1). Dadurch wird für die Photoelektronen ein hohes Bremspotential in Richtung zum Ionenkollektor bei gleichzeitig niedrigem Beschleunigungspotential in Richtung zum Repeller erreicht.

Die Abb. 2 zeigt schematisch die Abhängigkeit des Photostromes i am Kollektor von der angelegten Spannung V . Bei $V=0$ erreicht ein Teil der Photoelektronen und nur ein geringer Teil der Ionen, die kaum kinetische Energie besitzen, den Kollektor. Man erhält daher einen negativen Strom am Kollektor. Bei Steigerung der Spannung werden immer mehr Elektronen am Erreichen des Kollektors gehindert, bis bei einer Spannung V_0 alle Elektronen abgebremst werden. Schon bei sehr niedrigen Spannungen ($\ll V_0$) treffen alle gebildeten Ionen auf den Kollektor. Bis zu V_0 wird man also eine Überlagerung von negativem Elektronenstrom und

^{+) $n = \frac{p}{kT}$} , k = Boltzmannkonstante, T = Temperatur in $^{\circ}\text{K}$

positivem Ionenstrom messen. Übersteigt die angelegte Spannung einen kritischen Wert V_1 , so werden die Photoelektronen so stark beschleunigt, daß sie Stoßionisation verursachen. Die Spannung an der Ionenrückstoßplatte muß also so gewählt werden, daß sie im Spannungsplateau zwischen V_0 und V_1 liegt.

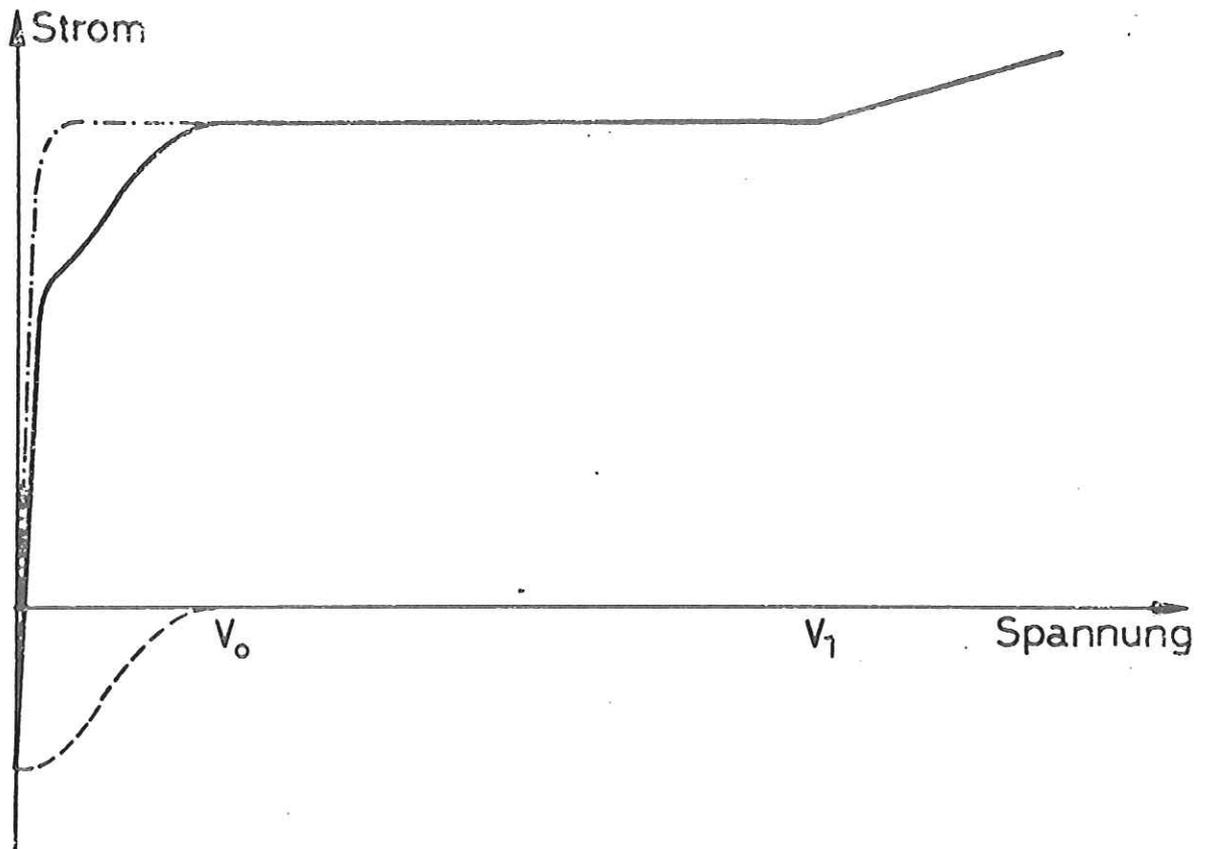


Abb.2: Qualitativer Verlauf von Ionenstrom (---), Elektronenstrom (-·-·-) und Gesamtstrom (—) in einer Ionisationskammer in Abhängigkeit von der Repellerspannung.

2.7. Die Druckabhängigkeitsmethode

Durch die bei hohen Photonenenergien mögliche Stoßionisation der Photoelektronen ist eine obere Grenze für den Einsatz einer Doppelionisationskammer für absolute Intensitätsmessungen im Spektralbereich des EUV gegeben. Samson et al.²⁰ haben ein Verfahren beschrieben, das mit einer besonderen Ionisationskammer absolute Intensitätsmessungen über diese Grenzenergie hinaus gestattet.

Wenn in einer Ionisationskammer die Photoelektronen zusätzliche Ladungsträger erzeugen, setzt sich der gemessene Ionenstrom i aus dem primären Photoionisationsstrom $i_{Ph.}$ und dem sekundären Stoßionisationsstrom $i_{El.}$ zusammen.

$$i = i_{Ph.} + i_{El.}$$

(17)

Nach Kapitel 2.2. gilt: $i_{Ph.} = nI_0 e(1 - e^{-\sigma nL})$ Will man die Überlegungen aus Kapitel 2.4. für die Darstellung von $i_{El.}$ ausnutzen, so muß man berücksichtigen, daß bei hohen Photonenenergien ein hohes Bremspotential für die Photoelektronen benötigt wird. Die Abb.3 zeigt eine geeignete geometrische Anordnung von Kollektor und Repeller, mit der ein maximales Bremspotential bei gleichzeitig minimalem Beschleunigungspotential erreicht wird. Der Energiezuwachs, den die Photoelektronen durch das elektrische Feld erhalten, kann in diesem Fall auch bei relativ hohen Retardierungsspannungen gegenüber ihrer kinetischen Anfangsenergie aufgrund des Photoionisationsprozesses vernachlässigt werden.

Das gestrichelte Rechteck in Abb.3 kennzeichnet den Strahlquerschnitt des einfallenden Lichtes, der im allgemeinen nicht "punktförmig" ist. Die Strecke l , die die Elektronen von ihrem Entstehungsort bis zum Repeller zurücklegen, ist daher nicht eindeutig festgelegt, zumal die Photoelektronen in verschiedene

^{+) Für eine Ionisationskammer der Länge L .}

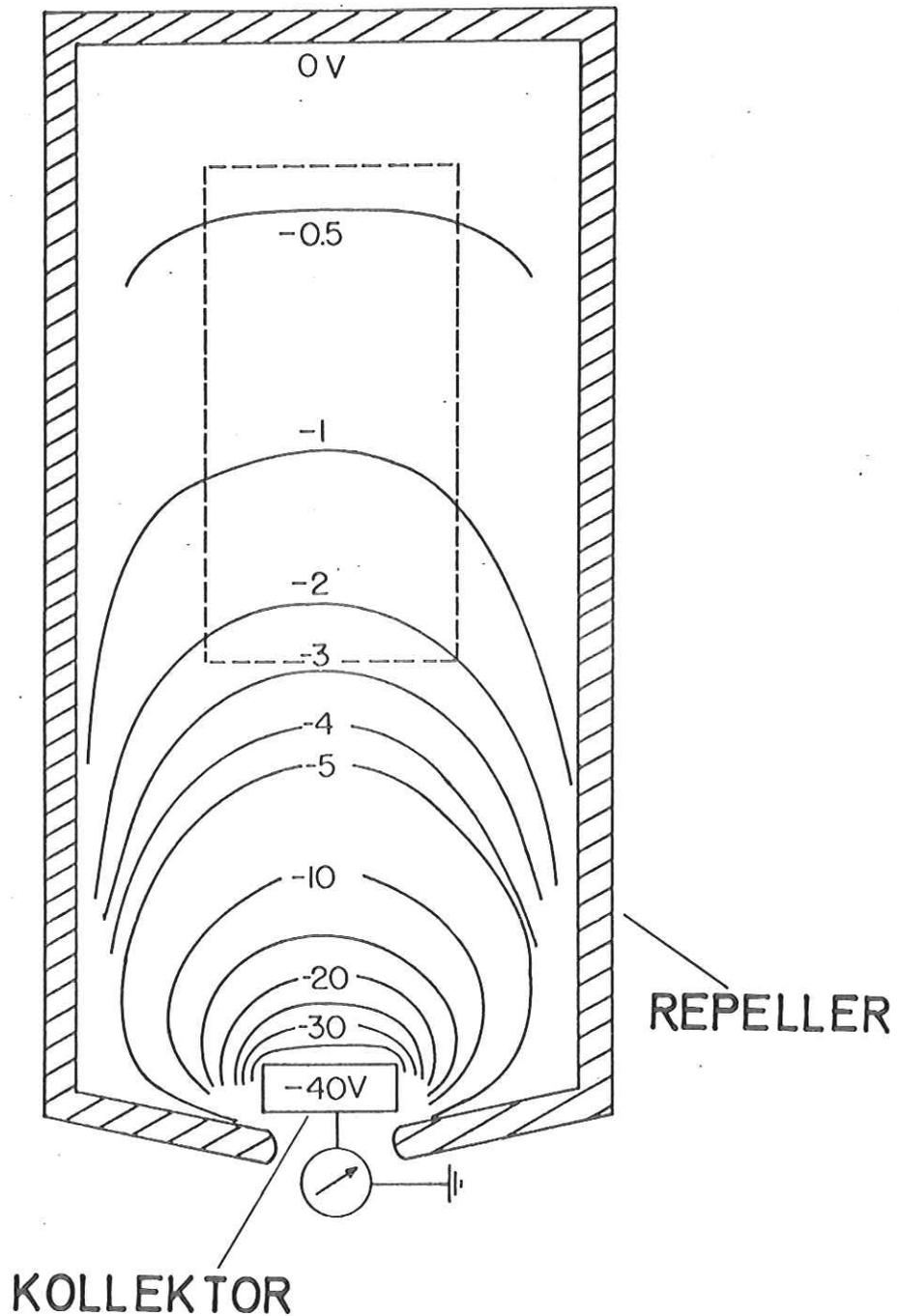


Abb. 3: Geeignete Anordnung von Kollektor und Repeller einer Ionisationskammer, um eine unerwünscht hohe Beschleunigung der Elektronen zu vermeiden. Das gestrichelte Rechteck deutet den Strahlquerschnitt des einfallenden Lichtes an. Die ausgezogenen Linien sind Äquipotentiallinien. Die eingezeichneten Spannungswerte kennzeichnen die Potentialverteilung, wenn an den Kollektor eine negative Spannung von -40 V gelegt wird. Bei realem Meßbetrieb wird an den Repeller eine positive Spannung gelegt. (die Abb. wurde von Samson et al.²⁰ übernommen)

Richtungen emittiert werden. Unter der Annahme, daß die Elektronen eine durchschnittliche Weglänge l im Gas zurücklegen, kann der Stoßionisationsstrom $i_{El.}$ mit Hilfe von Gleichung (13) dargestellt werden. Die primäre Anzahl N_0 von (Photo-)Elektronen ist durch den Photoionisationsprozeß gegeben.

$$N_0 = \frac{i_{Ph.}}{e} = nI_0(1 - e^{-\sigma nL}) \quad (18)$$

Nach Gleichung (13) erzeugen diese N_0 Photoelektronen durch Stoßionisation $N_0 Y(1 - e^{-Qnl})$ weitere Elektronen (und positive Ladungen) bis sie den Repeller erreichen. Der Stoßionisationsanteil am gesamten Ionenstrom i beträgt also:

$$i_{El.} = i_{Ph.} Y(1 - e^{-Qnl})$$

Mit Gleichung (17) folgt:

$$i = i_{Ph.} + i_{El.} = enI_0(1 - e^{-\sigma nL})\{1 + (1 - e^{-Qnl})Y\} \quad (19)$$

oder:

$$\frac{i/e}{I_0(1 - e^{-\sigma nL})} = n\{1 + (1 - e^{-Qnl})Y\} \quad (20)$$

Durch die linke Seite von Gleichung (20) wird eine "scheinbare" Photoausbeute $\eta_{sch.}$ unter Berücksichtigung der Stoßionisation von Photoelektronen definiert.

$$\eta_{sch.} = n\{1 + (1 - e^{-Qnl})Y\} \quad (21)$$

Bei niedrigem Gasdruck ($p \sim n$) kann die Größe $(1 - e^{-Qnl})Y$ durch $QnlY$ angenähert werden. Mißt man den Ionenstrom i in Abhängigkeit des Gasdruckes, so läßt sich die Größe $\frac{i/e}{1 - e^{-\sigma nL}} = I_0 \eta_{sch.}$ als Funktion der Teilchenzahldichte n darstellen. (Abb. 4) Bei kleinem Druck erwartet man eine Gerade mit der Steigung $I_0 n Q l Y$,

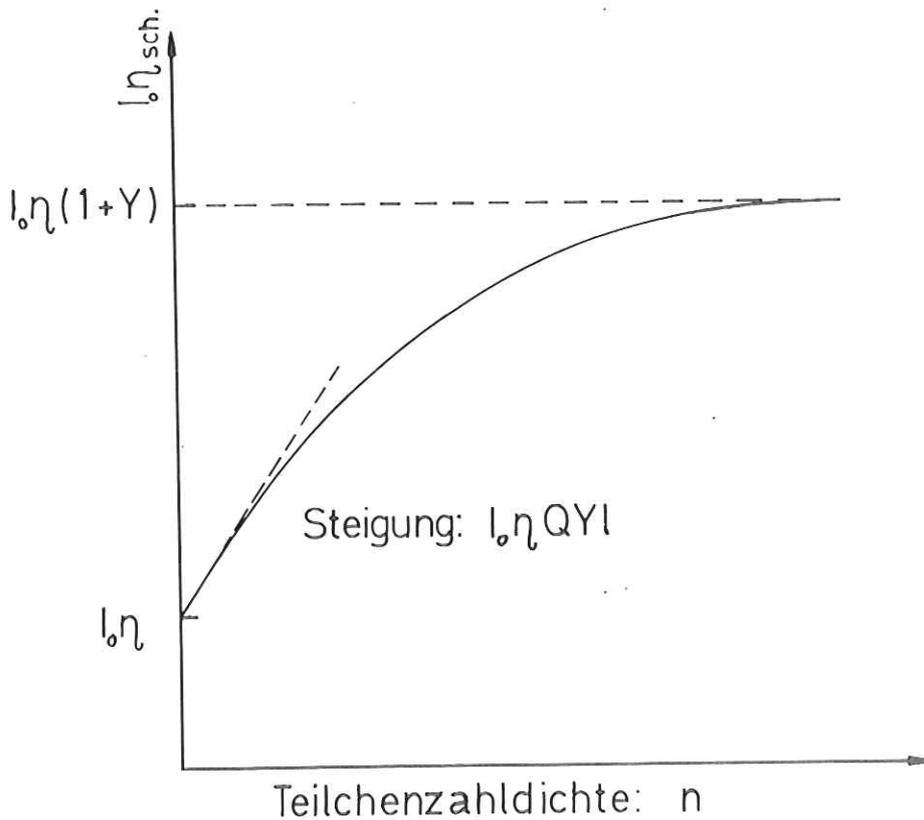


Abb. 4: $I_0 n_{sch} = I_0 n (1 + (1 - e^{-Qn})Y)$ als Funktion der Teilchenzahldichte n , (die angelegte Repellerspannung soll nicht zur Bildung von Ladungsträgern beitragen)

die auf Druck $p=0$ extrapoliert werden kann. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Ordinate bei $n=p=0$ liefert das Produkt $I_0 n$ aus einfallender Photonenintensität I_0 und effektiver Photoausbeute n des Gases. Mit wachsendem Gasdruck verlieren immer mehr Photoelektronen ihre kinetische Energie durch Stoßionisation von Gasatomen. Für $n \rightarrow \infty$ strebt die Größe $I_0 n_{sch}$ gegen den Sättigungswert $I_0 n(1+Y)$.

Ist die Energie der einfallenden Strahlung kleiner als die Zweifachionisationsenergie $I_e + I_e^+$ des Gases, so ist bei Verwendung von Edelgasen mit dem Produkt $I_0 n$ die absolute Photonenintensität I_0 bestimmt.⁺⁾ Bei höheren Photonenenergien muß für absolute Intensitätsangaben die effektive Photoausbeute $n(\hbar\omega)$ des benutzten Gases bekannt sein. T.A. Carlson¹³

^{+) Wir erinnern daran, daß für Edelgase im Spektralgebiet $I_e < \hbar\omega < I_e + I_e^+$ $n = \gamma = 1$ gilt. (siehe Kap. 2.3.)}

hat die effektive Photoausbeute von He im Energiebereich 25 eV bis 600 eV zu $1 < n < 1.03$ bestimmt. Die Druckabhängigkeitsmethode erlaubt deshalb in diesem Spektralgebiet die Bestimmung der absoluten Photonenintensität I_0 bis auf eine theoretische Ungenauigkeit von 3%. Dazu ist es erforderlich, den Ionenstrom in einer speziellen, mit He gefüllten Ionisationskammer in Abhängigkeit vom Gasdruck zu messen.

Das elektronenarme Edelgas He ist wegen seiner niedrigen effektiven Photoausbeute n besonders gut für Intensitätsmessungen geeignet. Zusätzlich sollte jedoch auch für andere Edelgase die Größe $I_0 n$ ermittelt werden. Mit Hilfe der aus den Messungen mit He bekannten Photonenintensität I_0 kann man auf diese Weise die effektive Photoausbeute n dieser Edelgase gewinnen. Ein Vergleich dieser n -Werte mit Literaturangaben^{13,14,26} ermöglicht eine Aussage über die Genauigkeit der Intensitätsmessungen.

Die von Samson et al.²⁰ entwickelte Druckabhängigkeitsmethode erlaubt theoretisch absolute Intensitätsmessungen bis zu sehr hohen Photonenenergien (~600 eV). Mit steigender Photonenenergie nimmt der Photoabsorptionsquerschnitt $\sigma(\hbar\omega)$ von He stark ab. Da die Messungen bei möglichst niedrigem Gasdruck durchgeführt werden müssen, sind bei hohen Photonenenergien die zu messenden Ionenströme sehr klein. Hierdurch ist meßtechnisch eine obere Grenze für die Anwendung der Druckabhängigkeitsmethode gegeben. Zusätzlich tritt bei hohen Photonenenergien eine weitere Schwierigkeit auf.

Mit steigender Photonenenergie wächst die notwendige Retardierungsspannung für die Photoelektronen. Bei Photonenenergien von einigen hundert eV ist es auch mit einer speziellen Anordnung von Kollektor und Repeller nicht mehr möglich, eine beträchtliche Beschleunigung der Elektronen zu verhindern. Das in Kapitel 2.4. beschriebene Modell zur quantitativen Erfassung der Elektronenstoßionisation muß für diesen Fall ab-

geändert werden. Denn neben der kinetischen Anfangsenergie der Photoelektronen gemäß Gleichung (1) muß der durch das elektrische Feld hervorgerufene Energiezuwachs berücksichtigt werden.

Samson et al.²⁰ haben eine Modifizierung der Druckabhängigkeitsmethode entwickelt, die besonders für Intensitätsmessungen im Spektralbereich oberhalb $h\nu = 200$ eV geeignet ist. Als Meßinstrument haben sie eine konventionelle Ionisationskammer mit plattenförmigen Elektroden verwendet. Zwischen Kollektor und Repeller besteht dann ein homogenes elektrisches Feld. Zur Trennung der durch Photoionisation gebildeten Ionen und Elektronen ist je nach Photonenenergie eine Spannung von einigen hundert Volt erforderlich. Der geometrische Aufbau entspricht den klassischen Gasentladungsexperimenten von J. Townsend.²⁷

Die anfängliche Zahl der durch Stoßionisation der Photoelektronen erzeugten Sekundärelektronen hängt stark von der Anfangsenergie der Photoelektronen und damit von der Photonenenergie ab. (siehe Gl.(1)) Nach den ersten Zusammenstößen mit Gasatomen bewegen sich Primär- und Sekundärelektronen mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit auf den Repeller zu. Dabei erzeugen sie eine bestimmte Anzahl von Sekundärelektronen (und -Ionen). Diese Vervielfachung der Ladungsträger ist von der elektrischen Feldstärke und dem Gasdruck p abhängig. Nach J. Townsend²⁷ erhält man einen totalen Ionenstrom i :

$$i = i_0 e^{\alpha d} = \{e I_0 n (1 - e^{-\alpha n L})\} e^{\alpha d} \quad (22)$$

d = Abstand zwischen Strahlachse und Repeller

α = 1. Townsend-Koeffizient

$$\alpha = C p e^{-B p}$$

C, B Gaskonstanten, B außerdem abhängig von elektr. Feld

Durch Umformung erhält man eine zu Gleichung (20) analoge Beziehung:

$$\frac{i/e}{(1 - e^{-\alpha n L})} = I_0 n e^{\alpha d} = I_0 n_{sch}. \quad (23)$$

Die scheinbare Photoausbeute $n_{sch.}$ ist jetzt durch

$$n_{sch.} = n e^{\alpha d}$$

gegeben. Mißt man den Ionenstrom i in Abhängigkeit vom Gasdruck in der Ionisationskammer, so kann die linke Seite der Gleichung (23) als Funktion der Teilchenzahldichte n dargestellt werden. Die Abb. 5 zeigt schematisch den zu erwartenden Kurvenverlauf. Durch Extrapolation der Kurve bis zum Druck $p=0$ ($n \rightarrow 0$) kann das Produkt $I_0 n$ ermittelt werden. Ein Vergleich der Abbildungen 4 und 5 läßt erkennen, daß man aus dem Verlauf der Funktion $I_0 n_{sch.}(n)$ ablesen kann, ob die angelegte Repellerspannung zu zusätzlicher Stoßionisation der Elektronen führt.

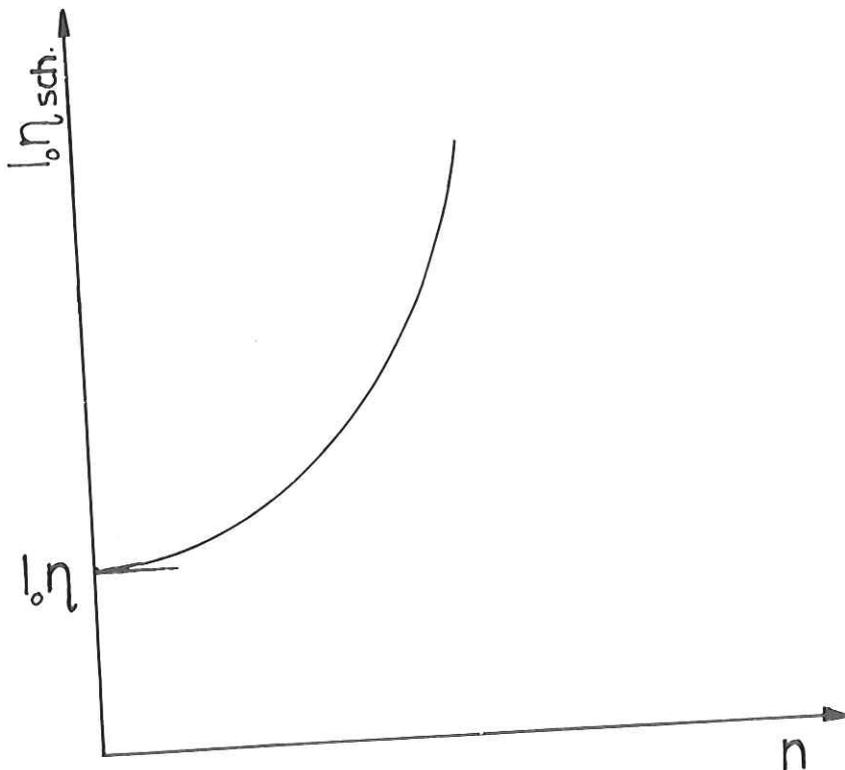


Abb. 5: $I_0 n_{sch.} = I_0 n e^{\alpha d}$ als Funktion der Teilchenzahldichte n ,
(Die angelegte Repellerspannung bewirkt eine Vervielfachung der Ladungsträger)

3. Die Ionisationskammer

3.1. Voraussetzungen

3.1.1. Synchrotronstrahlung

Zur Theorie der Synchrotronstrahlung-besonders der von DESY-existieren zahlreiche Arbeiten.^{28,29,30} Hier sollen daher nur einige Eigenschaften der Synchrotronstrahlung erwähnt werden, soweit sie für die Intensitätsmessungen von Bedeutung sind.

Die Synchrotronstrahlung entsteht bei der Ablenkung der umlaufenden Elektronen in den Bahnführungsmagneten des Synchrotrons als Folge der Radialbeschleunigung. Ihr Spektrum reicht bei DESY kontinuierlich vom Röntgengebiet bis ins Ultrarote. Die Strahlung ist in Tangentialrichtung zur Elektronenbahn sehr scharf gebündelt und in der Bahnebene vollständig polarisiert. (Abb.6) Die emittierte Intensität (in Photonen pro Sekunde und eV) ist proportional zum Elektronenstrom im Synchrotron und weiterhin von der Elektronenenergie und der jeweiligen Wellenlänge abhängig. Durch Integration über die gesamte Beschleunigungsdauer der Elektronen läßt sich die Intensität, die auf eine bestimmte Fläche im Abstand D vom Tangentialpunkt fällt, als Funktion der Wellenlänge berechnen.^{1,29} (siehe Abb.7) Intensitätsangaben von Synchrotronstrahlung beziehen sich also immer auf eine bestimmte Elektronenenergie und einen bestimmten Elektronenstrom im Synchrotron.

Die Beschleunigungsdauer der Elektronen beträgt bei DESY 10 msec bei einer Wiederholungsfrequenz von 50 Hz. Die Synchrotronstrahlung stellt also eine gepulste Lichtquelle dar. Mit Hilfe einer geschlitzten, rotierenden Scheibe im Strahlrohr kann jeder zweite Puls der Strahlung ausgeblendet werden. Bei den Intensitätsmessungen wurde diese Scheibe nicht verwendet.

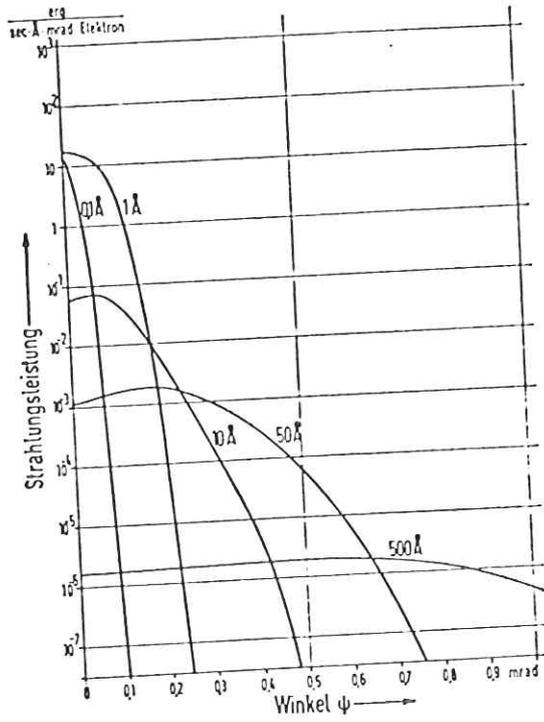


Abb.6: Über die Beschleunigungszeit gemittelte Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung eines auf $E = 6 \text{ GeV}$ beschleunigten Elektrons^m für verschiedene Wellenlängen.

Phot. $\frac{\text{Å} \cdot \text{sec}}{\text{Å}}$ (15 mA, Empfängerfläche 20 mm breit, 10 mm hoch, Dist. = 37,9 m)

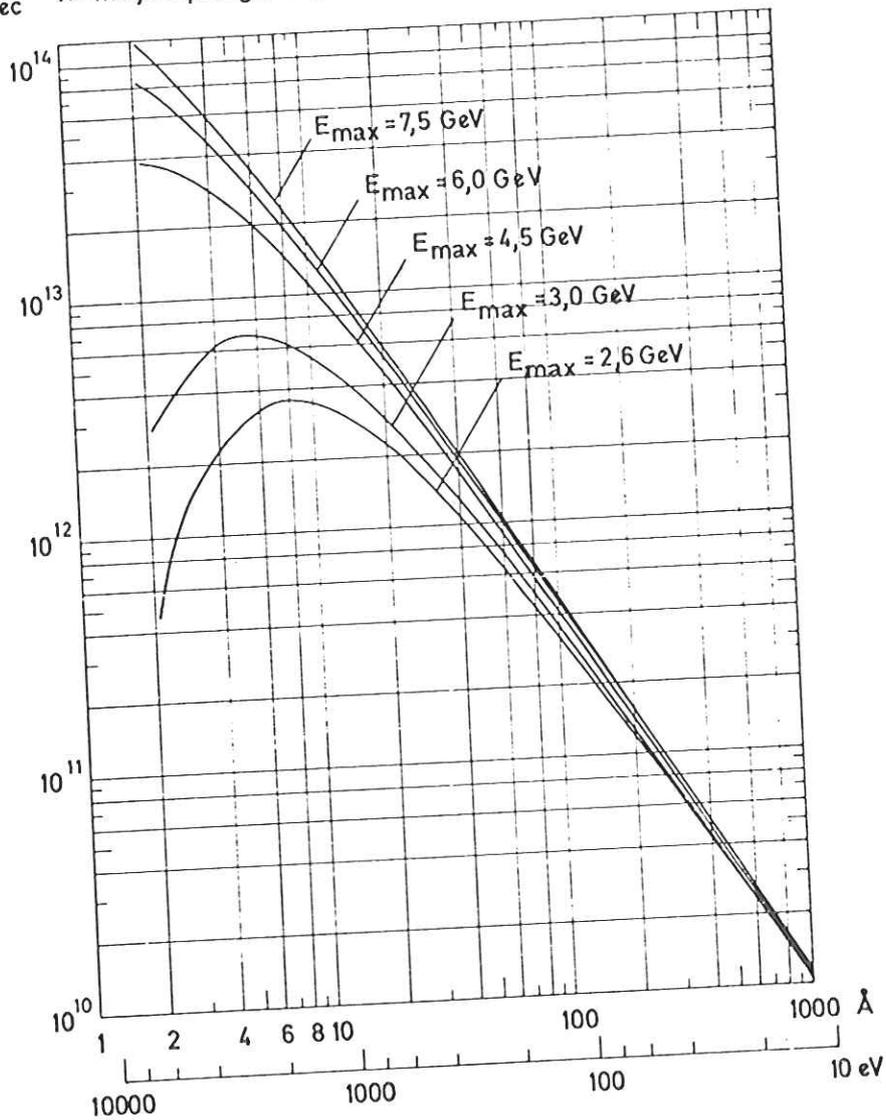


Abb.7: Intensität der Synchrotronstrahlung von DESY im Abstand $D = 37,9 \text{ m}$ vom Tangentialpunkt (Photonen/sec Å)

3.1.2. Monochromator und Probenkammer

Der Monochromator, hinter dessen Austrittsspalt die Intensität der monochromatisierten Synchrotronstrahlung gemessen werden sollte, ist an anderer Stelle ausführlich beschrieben worden.³¹ Das Gerät arbeitet mit ebenem Vorspiegel, ebenem Reflexionsgitter und einem Paraboloidspiegel, der das monochromatisierte Licht punktförmig auf den ortsfesten Austrittsspalt fokussiert. (siehe Abb. 8) Die spektrale Zerlegung erfolgt durch lineare Bewegung des Vorspiegels in der Strahlrichtung bei gleichzeitiger Drehung von Vorspiegel und Gitter um denselben Winkel. Der konstante Winkel Δ zwischen Gitter und Vorspiegel bestimmt den nutzbaren Spektralbereich und die optischen Eigenschaften dieses Gleitspiegelmonochromators.

Die meisten Messungen wurden mit einem Winkel $\Delta=1^{\circ}$ durchgeführt, was einem Photonenenergiebereich von etwa 20 eV bis 190 eV entspricht. Der Anteil an höheren Ordnungen hängt von der Photonenenergie und der durch die Bestrahlung verursachten Kohlenstoffbelegung der optischen Elemente ab. (siehe Kapitel 3.1.3.) In der $\Delta=1^{\circ}$ Gitterstellung ist er immer kleiner als 10% und das Spektrum enthält nahezu keinen Beitrag von Streulicht. Das relative Auflösungsvermögen ist über den gesamten Wellenlängenbereich konstant und beträgt bei dieser Betriebsbedingung etwa $E/\Delta E = 450$.

In einer zweiten Betriebsart wurde das Gitter um $\Delta=2.3^{\circ}$ gegen den Vorspiegel gedreht, wodurch Photonenenergien bis etwa $E_{\omega}=15$ eV erfaßt werden. Das Auflösungsvermögen $E/\Delta E$ liegt bei dieser Betriebsart in der Größenordnung von 800. Nachteilig wirkt sich bei der $\Delta=2.3^{\circ}$ Gitterstellung ein höherer Anteil von Streulicht und höheren Ordnungen am Spektrum aus.

Der Monochromator und die gesamte Strahlrohrverbindung zum Synchrotron sind bis auf etwa 10^{-6} Torr evakuiert.

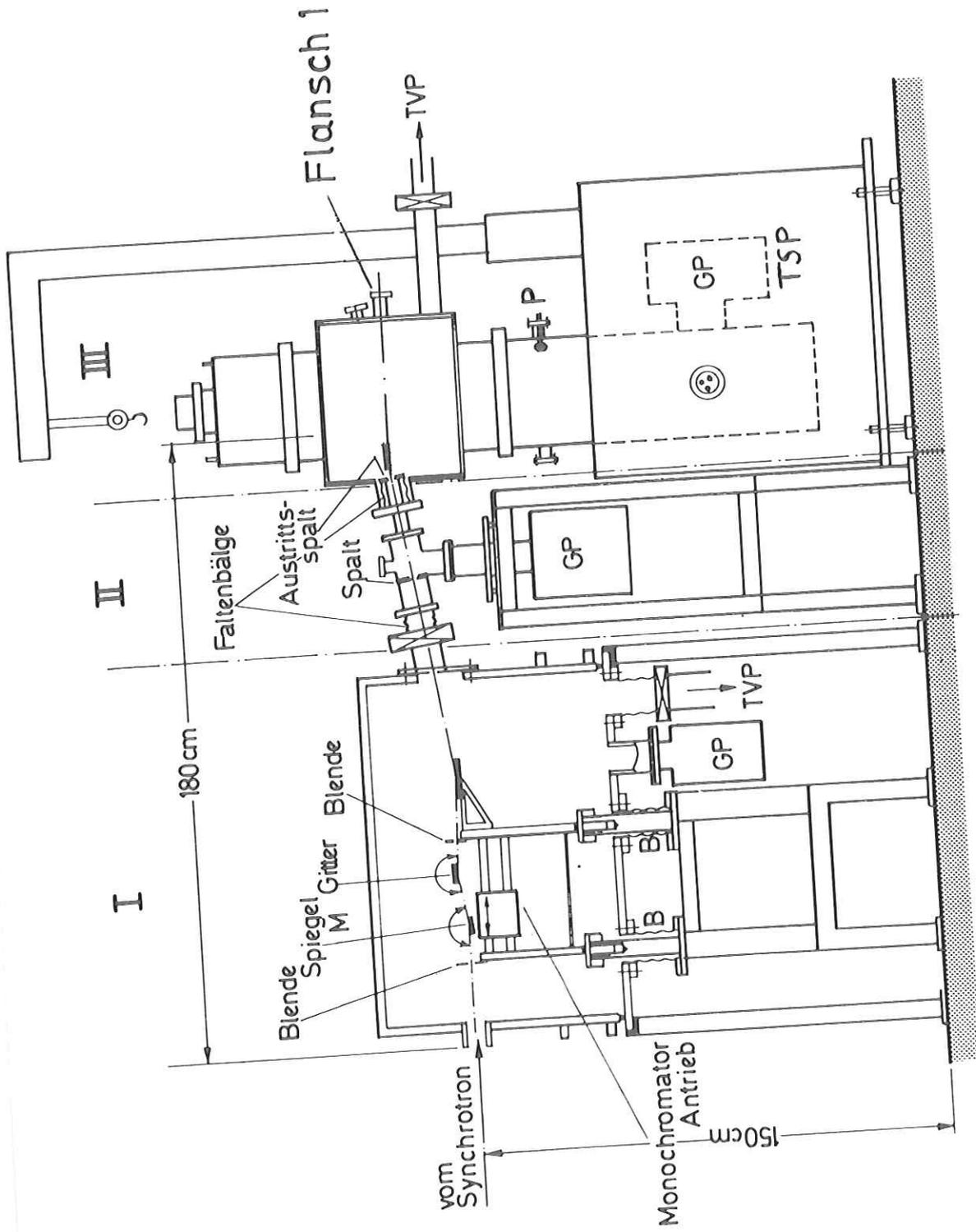


Abb. 3:
 Vakuumsystem des gesamten experimentellen Aufbaus.
 I Monochromatorbereich in Hochvakuumbauweise (10⁻⁶ Torr) (10⁻⁸ Torr)
 II Differentielles Pumpsystem in Ultrahochvakuumbauweise (10⁻⁸ Torr)
 III, Experimentierkammer in Ultrahochvakuumbauweise (10⁻⁸ Torr)
 GP - Getterpumpe TVP - Turbomolekularpumpe
 TSP - Titan-Sublimationspumpe P - Druckmeßröhre
 (die Abb. wurde der Arbeit von v. Gudat³² entnommen.)

Die Probenkammer wird hauptsächlich für Photoemissionsmessungen an Festkörpern benutzt, deren Ergebnisse empfindlich auf die Qualität der Probenoberfläche reagieren.³² Deshalb ist das System für Ultrahochvakuumbedingungen (UHV) ausgelegt. Mit den installierten Pumpen können Enddrücke bis zu 3×10^{-11} Torr erreicht werden. Um den großen Druckunterschied zum Hochvakuum (ca. 10^{-6} Torr) des Monochromators aufrechtzuerhalten, wurde die Verbindung zwischen Monochromator und Probenkammer mit einem sogenannten differentiellen Puppsystem hergestellt³² (Abb. 8) Der Austrittsspalt des Gleitspiegelmonochromators liegt in der Probenkammer und bildet eine Druckstufe.

Das monochromatisierte Licht tritt unter einem Winkel von $\alpha=8^\circ$ gegen die Horizontale in die Probenkammer ein. Direkt hinter dem Austrittsspalt wird der Lichtstrahl von einem mit Gold bedampften Spiegel in die Horizontale abgelenkt. Dieser Spiegel dient gleichzeitig als Photokathode eines Multipliers (Johnston, Typ MM 2), dessen Strom als (ungeeichtes) Referenzsignal verwendet werden kann. Hinter dem Austrittsspalt divergiert die Strahlung, so daß der Strahlquerschnitt 50 cm dahinter -am Ende der Probenkammer- 10×3 mm (b x h) beträgt.

Wegen des kurzwelligen Anteils der Synchrotronstrahlung darf aus Strahlenschutzgründen der Experimentierraum während der Messungen nicht betreten werden. Deshalb sind alle beweglichen Teile des experimentellen Aufbaus motorisch fernbedienbar. Das Einstufen von Proben im UHV-System muß aus den gleichen Gründen mit einem Justierlaser erfolgen.

3.1.3. Abschätzung der Photonenintensität

Mit einem von R.Klucker³³ geschriebenen Computerprogramm läßt sich die Intensität $I_{\text{Syn.}}(\hbar\omega)$ der Synchrotronstrahlung, die in den Monochromator gelangt, in Abhängigkeit von der Photonenenergie berechnen. Zur Bestimmung der Intensität $I_A(\hbar\omega)$ der

monochromatisierten Strahlung müssen die vier Reflexionen am Vorspiegel (V), am Gitter (G), am Paraboloidspiegel (P) und am Ablenkspiegel (A) in der Probenkammer, sowie der Wirkungsgrad W des Gitters berücksichtigt werden. Das Reflexionsvermögen R der optischen Komponenten ist von der Photonenenergie $h\omega$ und vom Einfallswinkel ϕ des Lichtes abhängig.

$$I_A(h\omega) = I_{\text{Syn.}}(h\omega) R_V(h\omega, \phi_V) R_G(h\omega, \phi_G) R_P(h\omega, \phi_P) R_A(h\omega, \phi_A) W$$

Die Einfallswinkel ϕ , unter denen Licht einer bestimmten Energie $h\omega$ auf die Spiegel und das Gitter fällt, können aus der Gittergleichung des Gleitspiegelmonochromators³¹ berechnet werden. Alle optischen Elemente sind mit Gold bedampft. Die entsprechenden Goldreflektivitäten wurden von W. Gudat³⁴ mit Hilfe der optischen Konstanten von Gold berechnet, die von Hagemann et al.³⁵ bestimmt wurden. Das Gitter wurde als reflektierender Spiegel angenommen und das entsprechende Reflexionsvermögen mit einem geschätzten Wirkungsgrad $W=0.05$ multipliziert. Mit Hilfe der obenstehenden Beziehung wurde auf diese Weise die Intensität $I_A(h\omega)$ abgeschätzt, die theoretisch hinter dem Austrittsspalt des Gleitspiegelmonochromators zur Verfügung steht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammen mit experimentell ermittelten Werten aufgeführt (in Einheiten Photonen pro Sekunde, pro Auflösungsintervall ΔE und pro mA Elektronenstrom im Synchrotron)

Die berechneten Intensitätswerte sind auf ideale, nicht verunreinigte Oberflächen der optischen Elemente bezogen, da die reinen Goldreflektivitäten zugrunde gelegt wurden. Mit zunehmender Bestrahlungsdauer bilden sich jedoch feinste Oberflächenbedeckungen, die die Reflektivitäten stark beeinflussen. Bei diesen Bedeckungen handelt es sich vermutlich um gekrackte Kohlenwasserstoffe, die in Spuren im Monochromator vorhanden sind. Die Intensitätsabschätzung gibt daher höchstens die richtige Größenordnung an. Die Abweichungen von den experimentell ermittelten Intensitätswerten werden im Kapitel 4.3. diskutiert.

Tabelle 2: Abschätzung der Photonenintensität $I_A(\hbar\omega)$ hinter dem Austrittsspalt des Gleitspiegelmonochromators

Bedingungen: Elektronenenergie im Synchrotron 7.3 GeV

Austrittsspalt 100 μ

(ohne rotierende Scheibe im Strahlrohr)

Die experimentell ermittelten Werte beziehen sich auf eine Elektronenenergie von 4.6 GeV im Synchrotron

1) $\Delta=1^\circ$ Gitterstellung

$\hbar\omega$	$I_A(\hbar\omega), \text{theor.}$	$I_A(\hbar\omega), \text{exp.}$
eV	$\frac{\text{Photonen}}{\text{sec } \Delta E \text{ mA}}$	$\frac{\text{Photonen}}{\text{sec } \Delta E \text{ mA}}$
40	9.7×10^6	1.6×10^6
60	1.5×10^7	7.3×10^6
80	2.9×10^7	1.4×10^7
100	4.9×10^7	1.1×10^7
125	6.3×10^7	6.8×10^6
175	3.9×10^7	—————

2) $\Delta=2.3^\circ$ Gitterstellung

$\hbar\omega$	$I_A(\hbar\omega), \text{theor.}$	$I_A(\hbar\omega), \text{exp.}$
eV	$\frac{\text{Photonen}}{\text{sec } \Delta E \text{ mA}}$	$\frac{\text{Photonen}}{\text{sec } \Delta E \text{ mA}}$
40	1.8×10^7	4.2×10^6

3.2. Konstruktion der Ionisationskammer

3.2.1. Anforderungen an die Ionisationskammer

Will man absolute Intensitätsmessungen im Photonenenergiebereich von 20 eV bis 160 eV mit einer Ionisationskammer durchführen, so ergeben sich aus den im Kapitel 2 beschriebenen Meßmethoden und den apparativen Voraussetzungen verschiedene Anforderungen an eine geeignete Ionisationskammer.

Die Druckabhängigkeitsmethode verlangt eine besondere Anordnung von Kollektor und Repeller (siehe Abb.3). Die in diesem Spektralbereich teilweise niedrigen Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase lassen sehr kleine Ionenströme erwarten, zumal bei möglichst niedrigem Gasdruck gemessen werden sollte.^{+) Die Ionisationskammer sollte daher möglichst lang sein. Weiterhin sind sehr hohe Isolationswiderstände zwischen den Kammerkomponenten erforderlich. Um genaue Intensitätsmessungen im niederenergetischen Spektralbereich und Messungen von Photoabsorptionsquerschnitten zu ermöglichen, sollte das Gerät als Doppelionisationskammer ausgelegt sein.}

Die Ionisationskammer benötigt eine enge, als Druckstufe dienende Eintrittsöffnung, da für den Spektralbereich des EUV keine geeigneten Fenstermaterialien existieren. Damit der Eintrittsspalt nicht einen Teil des divergierenden Lichtstrahls ausblendet, sollte die Ionisationskammer möglichst nahe am Austrittsspalt des Monochromators montiert werden.

Das UHV-System dient verschiedenen Experimenten als Probenkammer. Die Ionisationskammer sollte deshalb ein eigenständiges System sein, das einfach und schnell an die Probenkammer angebaut werden kann. Um spürbare Gasverunreinigungen auch bei niedrigem Druck des Füllgases zu verhindern, sollte die Kammer Ultrahochvakuum-Bedingungen genügen und ausheizbar sein.

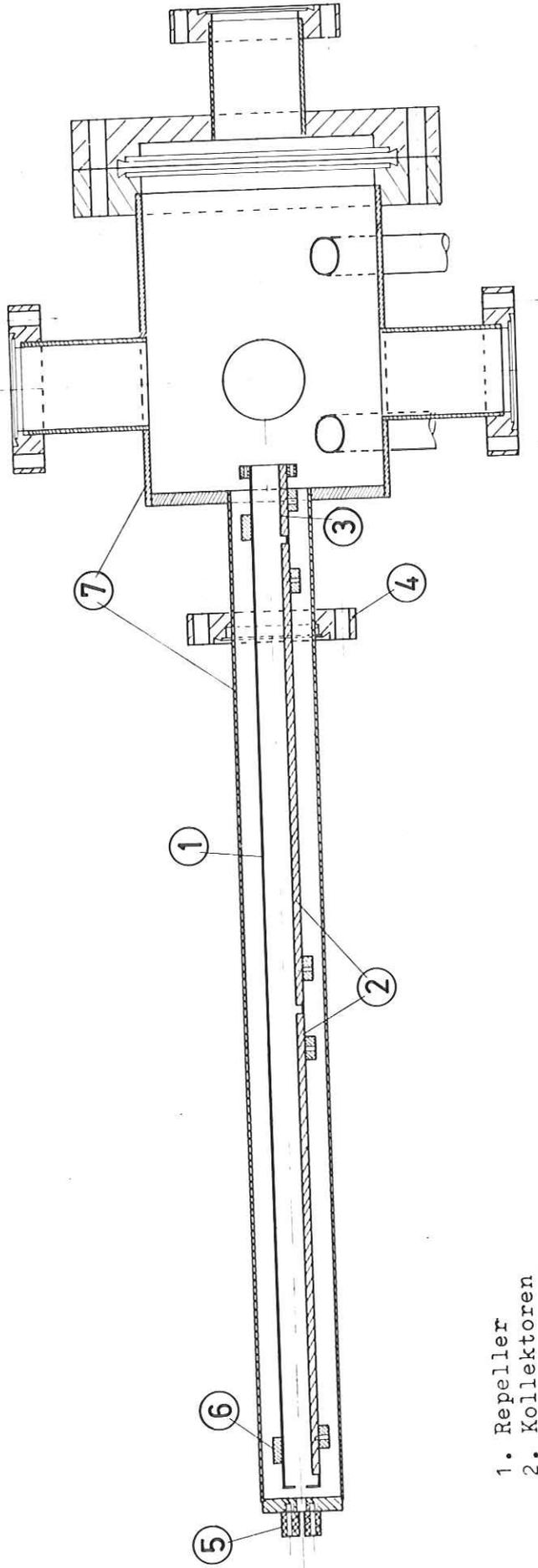
^{+) Mit Hilfe der Intensitätsabschätzungen wurde der zu erwartende Ionenstrom in einer Ionisationskammer von 20 cm Länge abgeschätzt. Für eine Photonenenergie von 100 eV erwartet man bei 10^{-1} Torr Helium in der Kammer einen Strom von ca. 10^{-13} A.}

Da im Labor eine Doppelionisationskammer (Fa. McPherson) vorhanden war, haben wir zunächst versucht, die Messungen mit diesem Instrument durchzuführen. Diese Ionisationskammer ist für Intensitätsmessungen im Photonenenergiebereich 12 eV bis 50 eV geeignet. Den schematischen Aufbau zeigt die Abb. 1 im Kapitel 2.6. Die beiden Kollektoren und der Repeller sind plattenförmig ausgebildet, so daß ein homogenes elektrisches Feld zwischen den Elektroden besteht. Für Intensitätsmessungen bei Photonenenergien oberhalb von $\hbar\omega = 50$ eV muß daher die modifizierte Druckabhängigkeitsmethode angewandt werden. (vergl. Kap. 2.7.) Die Doppelionisationskammer wurde an den hinteren Flansch 1 der Probenkammer montiert.^{+) Der Strahlquerschnitt des monochromatisierten Lichtes beträgt am Ende der Probenkammer 10 x 3 mm, so daß kein Spalt als Druckstufe zwischen Ionisationskammer und UHV-System verwendet werden konnte. Der Druckunterschied wurde mit Hilfe eines kollimierten Röhrchensystems (Fa. Brunswick) aufrechterhalten. Das optische Transmissionsvermögen dieser Druckstufe betrug 60%.}

Bei den Messungen traten große Schwierigkeiten auf. Wir haben an dem zweiten Kollektor einen größeren Ionenstrom gemessen als am ersten. Kontrollmessungen ergaben, daß bei den benutzten Repellerspannungen (40 V bis 180 V) Dunkelströme von ca. 10^{-13} A auftraten, die eine Ohmsche Abhängigkeit von der angelegten Spannung aufwiesen. Die gemessenen Photoionenströme lagen in der gleichen Größenordnung und waren daher stark verfälscht durch die Dunkelströme.

Diese Ionisationskammer ist bisher an einem anderen Monochromator für Intensitätsmessungen im Spektralbereich 12 eV bis 30 eV eingesetzt worden.¹ Dort standen höhere Photonenintensitäten zur Verfügung, weshalb der Einfluß des Isolationsstromes nicht so stark zur Geltung kam. Da diese Ionisationskammer in ihrer Bauweise nicht voll unseren Anforderungen entsprach, haben wir uns entschlossen, eine spezielle, geeignete Kammer zu bauen.

^{+) siehe Abb. 8}



1. Repeller
2. Kollektoren
3. Erdungsstück
4. Flansch zur Verbindung mit der Probenkammer
5. Eintrittsspalt
6. Keramikisolierung
7. Gehäuse

Abb. 9: Längsschnitt der Ionisationskammer (maßstabsgerecht)

3.2.2. Aufbau und Eigenschaften der Doppelionisationskammer

Die Abbildung 9 zeigt den Längsschnitt des aus rostfreiem Stahl gefertigten Gehäuses der Ionisationskammer. In dem vorderen, dünnen Rohr (Innendurchmesser $d=32\text{mm}$) befinden sich die beiden Kollektoren und der Repeller. Der Topf (Innendurchmesser $d=100\text{mm}$) trägt die Flansche für die elektrischen Anschlüsse, die Pumpleitung und das Gaseinlaßsystem. Alle Flanschverbindungen sind mit metallgedichteten Conflat-Normflanschen hergestellt. Das Gehäuserohr wird durch den hinteren Flansch 1 (Nennweite $d=35\text{mm}$) der Probenkammer gesteckt, so daß der Eintrittsspalt der Ionisationskammer nur 105 mm vom Austrittsspalt des Monochromators entfernt ist. (siehe Abb.10) Die Eintrittsöffnung von $4 \times 1\text{ mm}$ ($b \times h$) besteht aus zwei Backen, die einen 10 mm langen Kanal bilden. Der Strahlquerschnitt des monochromatisierten Lichtes beträgt an dieser Stelle $2 \times 0.6\text{ mm}$ ($b \times h$). Der Leitwert dieser Druckstufe zwischen Ionisationskammer und UHV-System wurde für Luft zu etwa $L = 10^{-1}\text{ l/sec}$ abgeschätzt.

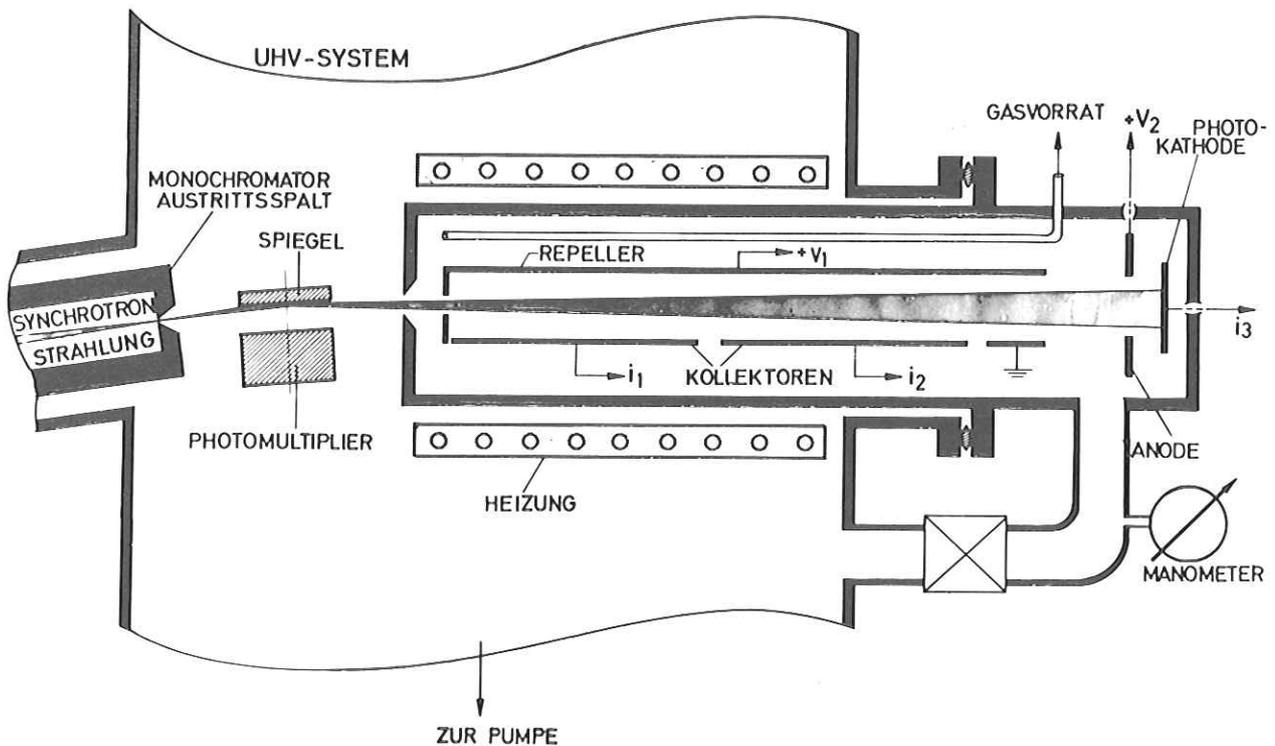
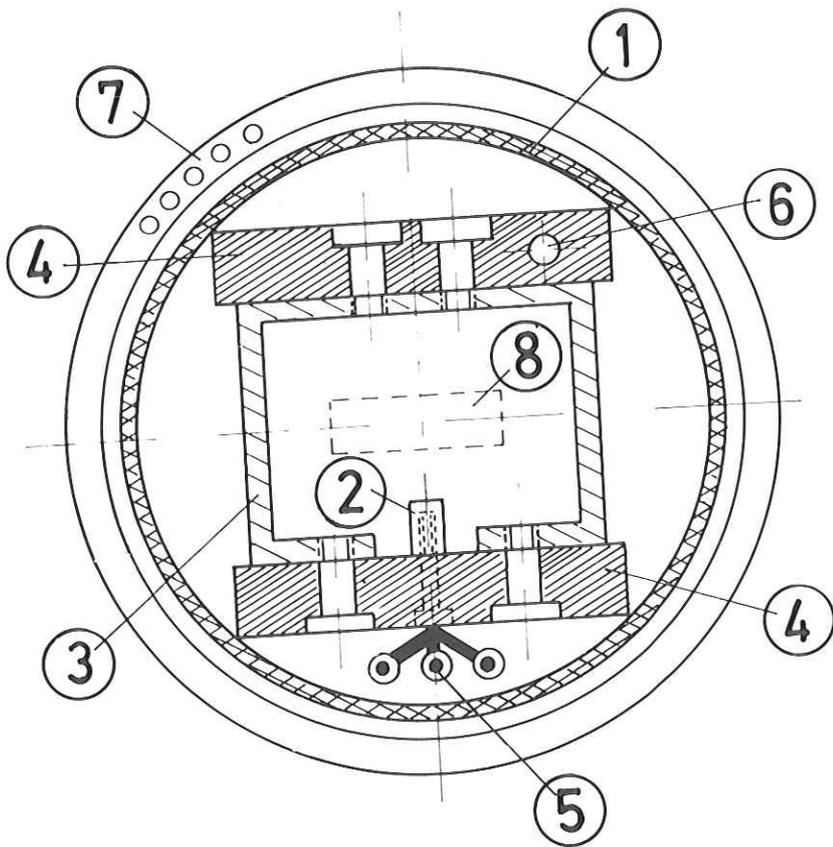


Abb. 10: Experimentelle Anordnung zur Messung der absoluten Photonenintensität

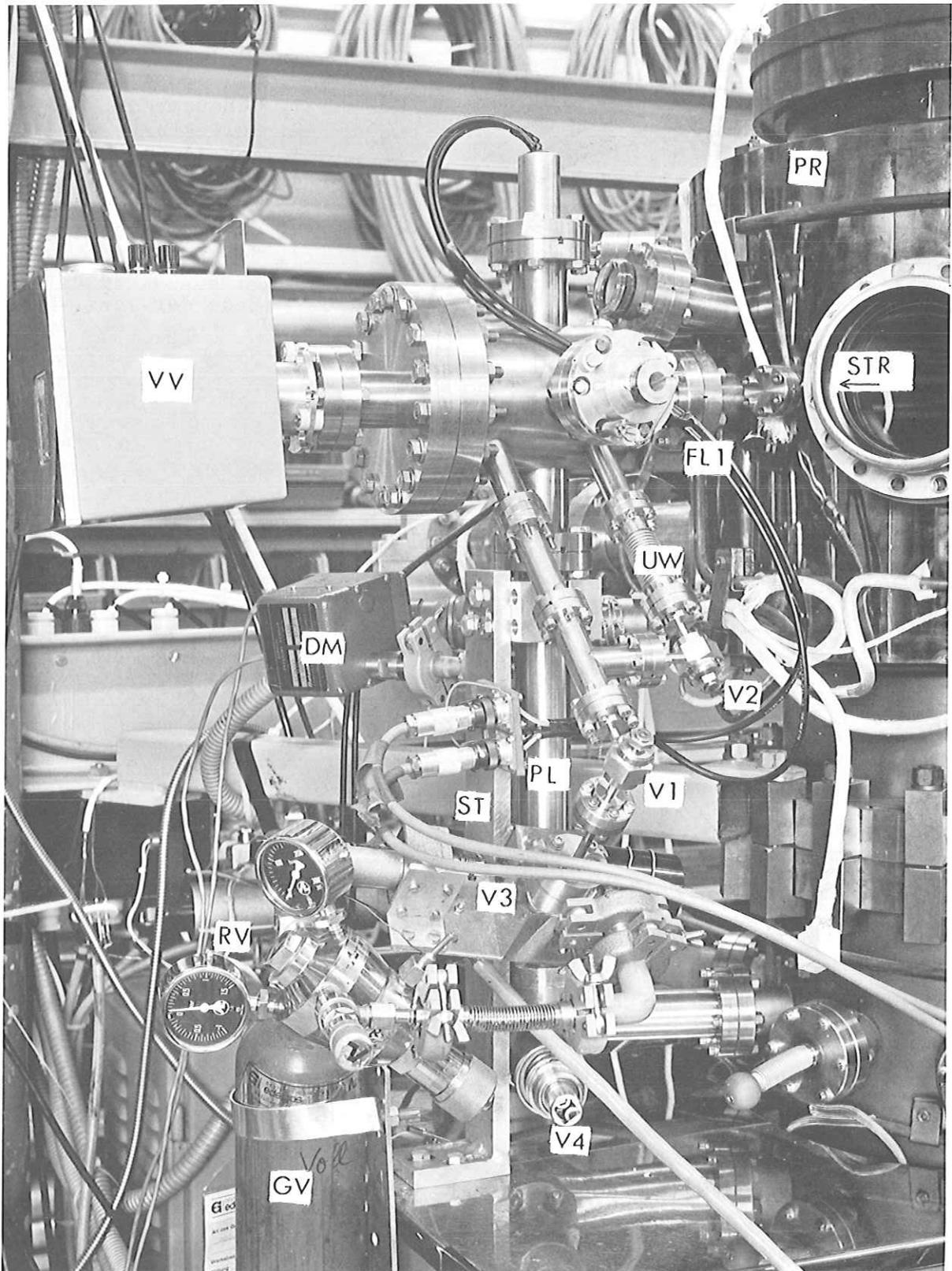


1. Gehäuserohr
2. Kollektor
3. Repeller
4. Keramikisolierung
5. elektr. Anschlüsse
6. Gaseinlaßröhrchen
7. Heizung
8. Strahlquerschnitt am Ende der Ioni.-Kammer

Abb. 11: Querschnitt der Ionisationskammer (halbschematisch)

In der Abbildung 11 ist der Querschnitt der Ionisationskammer dargestellt. Die Elektroden sind aus rostfreiem Stahl gefertigt. Die stabförmigen Kollektoren sind mit Hilfe von 4 mm starken Keramikplättchen (Al_2O_3 -Keramik) mit dem Repeller verschraubt. Auf diesen Keramikplättchen liegen die Kammerkomponenten im Gehäuserohr. Die beiden Kollektoren sind je 190 mm lang. Am Ende der Ionisationskammer besteht noch ein ausreichender Sicherheitsabstand von mindestens 3,5 mm zwischen dem Lichtstrahl und den Elektroden. (vergl. Abb. 11) Die Anordnung von Repeller und Kollektoren bewirkt eine für die Druckabhängigkeitsmethode geeignete Feldverteilung zwischen den Elektroden. Die schmale Auslegung der beiden Kollektoren verringert zudem die Wahrscheinlichkeit, daß sie ein hochenergetisches Photoelektron erreicht. Außerdem wird die Auslösung von Photoelektronen aus der Kollektoroberfläche unwahrscheinlich.

Die elektrischen Anschlüsse für die Kollektoren und das Erdungsteil verlaufen unterhalb der Kammerkomponenten in dünnen



PR: Probenkammer STR: Synchrotronstrahlung VV: Vorverstärker(Cary 401)
 DM: Druckmeßkopf FL1: Verbindungsflansch UW: Umwegleitung
 PL: Pumpleitung ST : Stütze GV: Gasvorrat
 RV: Reduzierventil V1,V2,V3,V4: Ventile (siehe Text)

Abb. 12: Die an die Probenkammer montierte Ionisationskammer

Keramikröhrchen. (siehe Abb.10 und Abb.11) Die Kollektorenan-
schlüsse werden mit zwei saphirisolierten, einpoligen Strom-
durchführungen (Fa. Riber, Mod. TCI) nach außen geführt. Die
elektrischen Verbindungen für den Repeller und das Erdungs-
teil werden mit Hilfe einer mehrpoligen Stromdurchführung
(Fa. Vacuum Generators, Mod. EFT5) hergestellt.

Der Gaseinlaß erfolgt über ein dünnes Röhrchen (Innendurchmes-
ser $\bar{c}=1.6$ mm) am Kammeranfang, wodurch ein konstanter Gasdruck
ohne Druckgradienten in der Ionisationskammer garantiert wird.
Das Gaseinlaßröhrchen ist über ein Eckventil (V_1) und ein mo-
torisch getriebenes Nadelventil (V_3 , Fa. Grandville Philips)
mit dem Gasvorrat (GV) verbunden. (siehe Abb.12) Die aus der
Eintrittsöffnung der Kammer strömende Gasmenge kann so aus der
Gasflasche ersetzt werden.

Die Ionisationskammer ist über eine Pumpleitung (PL) und ein
Eckventil (V_4) an die Probenkammer angeschlossen, so daß zum
Evakuieren keine eigene Pumpe benötigt wird. Das Evakuieren
des Gaseinlaßsystems erfolgt mittels einer Umwegleitung (UW)
über ein weiteres Eckventil (V_2). Der Absolutdruck in der Ioni-
sationskammer wird mit einem gasartunabhängigen Präzisions-
membranvakuummeter (Fa. Barocel Mod.1014) gemessen, dessen Meß-
kopf an der Pumpleitung (PL) montiert ist. (siehe Abb.12) An
anderen Stellen der Apparatur kann der Druck mit Ionisations-
manometern bestimmt werden.

An der Pumpleitung (PL) ist eine Stütze (ST) befestigt, die
Ionisationskammer trägt. (Abb.12) In der Probenkammer kann die
Ionisationskammer mit einer weiteren Stütze in der zum Licht-
strahl senkrechten Ebene einjustiert werden.

Über das Gehäuserohr ist in der Probenkammer ein Heizsystem
geschoben. (siehe Abb.11) Mit einem Thermoelement kann die
Temperatur während des Ausheizvorganges kontrolliert werden.

3.2.3. Aufbau der Photodiode

Mit Hilfe der mit der Ionisationskammer durchzuführenden Intensitätsmessungen sollte eine geeignete Photodiode zur Verwendung als Sekundärstandard eingeeicht werden. Dazu muß der Photoemissionsstrom dieser Diode in absoluten Einheiten gemessen werden, um die Photoausbeute γ = Zahl der emittierten Elektronen pro einfallendem Photon zu bestimmen.

Die Photodiode besteht aus einer Kathode, auf die das Probenmaterial aufgedampft wird, und einer Anode, die die emittierten Photoelektronen einfängt. Als Kathode dient eine polierte Edelstahl-scheibe von 20 mm Durchmesser, die direkt auf eine saphir-isolierte Stromdurchführung (Fa. Riber, Mod. TCI) am Ende der Ionisationskammer montiert ist. (siehe Abb.10) Die ringförmige Anode ist in Abstand von 20 mm vor der Kathode befestigt. Sie wird über die mehrpolige Stromdurchführung (Fa. Vacuum Generators, Mod. EFT5) der Ionisationskammer mit positiver Spannung versorgt. Das Licht fällt senkrecht auf die Kathode und leuchtet etwa 2/3 der Probenfläche aus.

3.3. Nachweiselektronik und experimentelle Vorbereitungen

3.3.1. Nachweiselektronik

In der Abbildung 13 ist schematisch die elektronische Meßanordnung dargestellt. Zur Verstärkung der Photoströme wurde ein Vibrating-Reed-Elektrometer (Cary 401) benutzt. Es besteht aus einem Haupt- und einem Vorverstärker, der an der Ionisationskammer befestigt wird. (vergl. Abb.12) Sein Eingang ist über eine Stromdurchführung (Fa. Riber, Mod. TCI) mechanisch stabil mit dem inneren Detektor (Kollektor bzw. Photokathode) verbunden. Dies ist notwendig, um eine Überlagerung der kleinen Photoströme durch kapazitive und piezoelektrische Ströme zu vermeiden. Als Eingangswiderstand des Gleichstromverstärkers wurde 10^{10} Ohm benutzt. Die bei Vollausschlag gemessene Spannung ließ sich in 10 Stufen von 1 mV bis 30 V variieren. (entspricht Strömen von

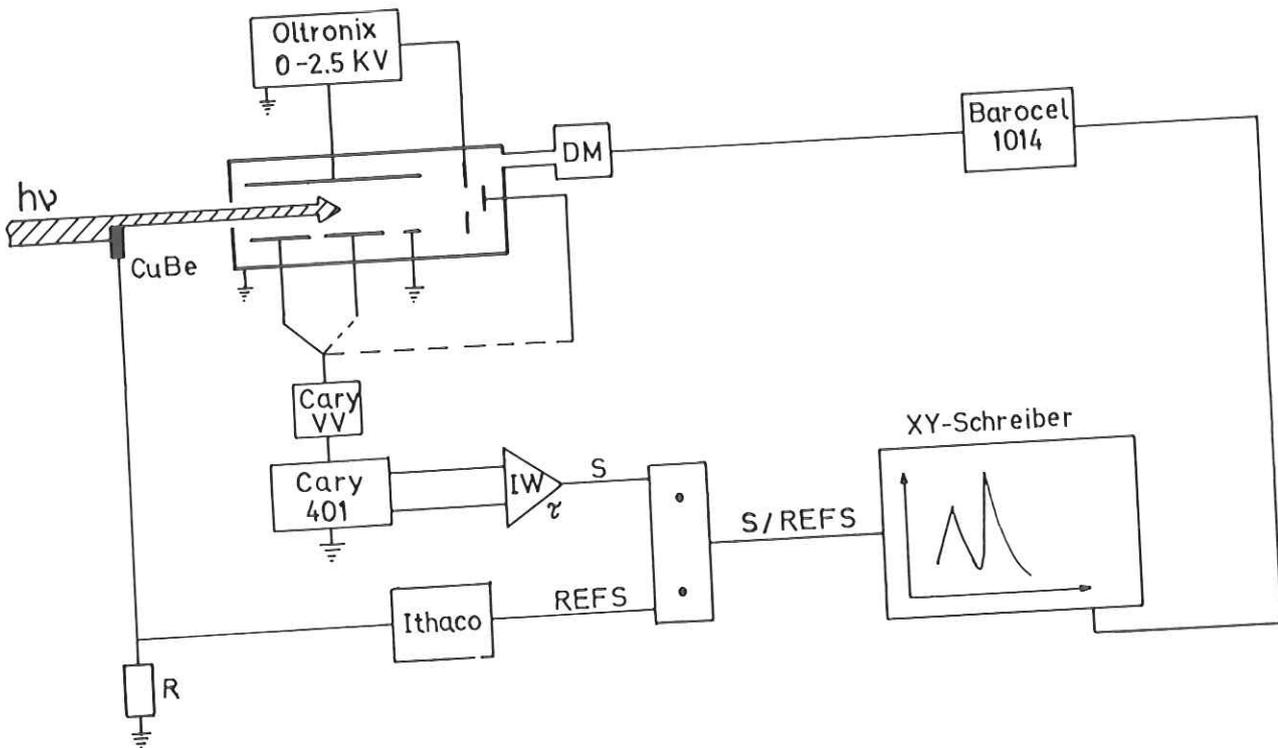


Abb. 13: Nachweiselektronik

10^{-13} A bis 3×10^{-9} A). Die Meßgenauigkeit des Gerätes wird von der Herstellerfirma mit $\pm 1\%$ angegeben. ⁺⁾

Um Elektronenstromschwankungen im Synchrotron auszugleichen, wurde das Meßsignal (S) durch ein Referenzsignal (REFS) elektronisch dividiert, das von einem CuBe - Blech vor dem Monochromator als Photoemissionsstrom abgegriffen wurde. Die Verstärkung des Referenzsignals erfolgte mit einem phasenempfindlichen Resonanzverstärker (Fa. Ithaco, Mod. 351), der entsprechend der Synchrotronfrequenz mit 50 Hz Signalen getriggert wurde. Zur Anpassung des Vibrating-Reed-Elektrometers an den Divisionsverstärker diente ein Impedanzwandler (IW). Mit Hilfe von RC - Gliedern konnte die Zeitkonstante des Signals verändert werden.

⁺⁾ Ein Vergleich des Vibrating-Reed-Elektrometers mit einem geeichten Picoamperemeter ergab eine Übereinstimmung bis auf $\pm 1\%$ bei einem Strom von 10^{-12} A.

Das dividierte Signal (S/REFS) wurde an den Y-Eingang eines XY-Schreibers (Fa. Hewlett Packard) gelegt und aufgezeichnet. Bei Druckabhängigkeitsmessungen wurde die X-Auslenkung des Schreibers von der Ausgangsspannung des Druckmeßgerätes gesteuert. Um die spektrale Abhängigkeit der Photoströme zu messen, wurde an den X-Eingang des Schreibers die Abgriffsspannung eines Potentiometers gelegt, das über die Monochromatorfunktion³¹ mit der Photonenenergie zusammenhing.

Der Repeller der Ionisationskammer und die Anode der Photodiode wurden von einem Hochspannungsnetzgerät (Fa. Oltronix) mit der notwendigen Spannung versorgt.

3.3.2. Tests der Ionisationskammer

A) Druckverhalten

Das Evakuieren der Ionisationskammer erfolgt über die Umwegleitung (UW) und das Eckventil (V_4) mit den Pumpen der Probenkammer. (vergl. Kap. 3.2.2.) Während des Abpumpvorgangs werden alle Ventile des Gaseinlaßsystems geöffnet, so daß das gesamte System bis unmittelbar zur Gasflasche mit der Probenkammer verbunden ist. Zunächst wurde mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe (Fa. Balzers) ein Vakuum von ca. 10^{-6} Torr erzeugt. Anschließend wurde die Ionisationskammer mit dem Heizsystem etwa 5 Stunden lang bei einer Temperatur von ca. 150° C ausgeheizt. Nach einer Abkühlzeit von einigen Stunden wurde mit der Turbomolekularpumpe und einer Getterpumpe ein Druck von 4×10^{-8} Torr erreicht. Dieser Enddruck wurde im Hinblick auf Gasverunreinigungen für ausreichend gehalten. Das Erreichen von niedrigeren Drucken hätte ein zeitraubendes Ausheizen der gesamten Probenkammer erfordert, das nach jedem Wechseln der Gasflasche hätte wiederholt werden müssen.⁺⁾ Wir haben deshalb darauf verzichtet.

Mit dem Eintrittsspalt der Ionisationskammer konnte eine befriedigende Druckdifferenz zur übrigen Apparatur aufrechterhalten

⁺⁾ Einschließlich Abkühlzeit dauert ein Ausheizvorgang der Probenkammer etwa 20 Stunden.

werden. Bei 0.7 Torr Argon in der Ionisationskammer betrug der Druck in der Probenkammer bei eingeschalteter Turbomolekularpumpe 7×10^{-3} Torr, im Monochromator stieg der Druck auf 1×10^{-5} Torr.

B) Isolationen

Mit Hilfe des Vibrating-Reed-Elektrometers wurden vor und nach dem Ausheizen die Isolationswiderstände zwischen den Elektroden der Ionisationskammer gemessen. Durch das Ausheizen verbesserten sich die Widerstände etwa um eine Größenordnung und lagen dann zwischen 10^{15} Ohm und 10^{16} Ohm.

C) Justierung

Das Justieren der Ionisationskammer muß aus Strahlenschutzgründen mit einem Justierlaser erfolgen, dessen Strahlverlauf dem der monochromatisierten Synchrotronstrahlung entspricht. Um eine Verfälschung der Messungen zu vermeiden, haben wir die Justierung mit der Synchrotronstrahlung überprüft.

Die Ionisationskammer muß so einjustiert werden, daß der Lichtstrahl die Kammer ungehindert passiert, ohne auf die Kammerkomponenten zu treffen. Außerdem darf ihr Eintrittsspalt nicht einen Teil der Strahlung ausblenden. Reflexionen des Strahls an den Kammerelementen würden auch bei evakuierter Ionisationskammer zur Emission von Photoelektronen aus den Metalloberflächen führen. Weder bei positiver noch bei negativer Spannung (300 V) am Repeller konnten bei einem Vakuum von 10^{-7} Torr in der Kammer Photoströme an den beiden Kollektoren nachgewiesen werden.

Vor dem Vorspiegel des Monochromators befindet sich eine horizontale Blende, die kontinuierlich geschlossen werden kann. (siehe Abb.8) In Abhängigkeit von der Blendenöffnung haben wir das Signal des Referenzmultipliers hinter dem Austrittsspalt des Monochromators und das Signal der Photodiode am Ende der Ionisationskammer gemessen. (vergl. Abb.10) Bei einer festen Wellenlänge haben wir beim kontinuierlichen Schließen der Blende ein konstantes Verhältnis der beiden Signale erhalten. Daraus haben wir geschlossen, daß der Eintrittsspalt keinen Teil der Strahlung ausblendet.

4. Messungen und Ergebnisse

Das primäre Ziel dieser Arbeit bestand darin, die absolute Intensität der monochromatisierten Synchrotronstrahlung hinter dem Austrittsspalt des Gleitspiegelmonochromators zu messen. Die Intensitätsmessungen wurden mit der dafür konstruierten Ionisationskammer für zwei verschiedene Betriebsarten des Monochromators durchgeführt.

Mit der $\Delta=1^0$ Gitterstellung überstreicht der Gleitspiegelmonochromator den Photonenenergiebereich von etwa 20 eV bis 190 eV. In dieser Betriebsart wurden mit Doppelkammermessungen (siehe Kap. 4.1.) die Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase He, Ne, Ar und Xe bestimmt. Die Doppelkammermessungen ermöglichten Intensitätsangaben für den niederenergetischen Teil des Spektralbereiches unterhalb von $\hbar\omega=50$ eV. (vergl. Kap. 2.6.) Zur Bestimmung der Photonenintensität bei Energien oberhalb von $\hbar\omega=50$ eV wurde die im Kapitel 2.7. beschriebene Druckabhängigkeitsmethode angewendet. Dazu wurden die Edelgase He, Ne, Ar und Xe benutzt. Das Verfahren liefert das Produkt aus Photonenintensität I_0 und effektiver Photoausbeute η des Gases. Deshalb wurde die Intensität I_0 zunächst aus Messungen mit He ermittelt, da im Falle von He mit dem Produkt $I_0\eta$ die Intensität I_0 bis auf eine theoretische Ungenauigkeit von 3% bestimmt ist.^{†)} Mit Hilfe der auf diese Weise bestimmten Photonenintensität konnten aus den anderen Gasmessungen die effektiven Photoausbeuten dieser Gase (Ne, Ar, Xe) ermittelt werden. (siehe Kap. 4.5.) Diese Ergebnisse wurden mit Literaturwerten verglichen und ermöglichten dadurch eine Überprüfung der im Kapitel 4.3. angegebenen Intensitätswerte.

Die $\Delta=2.3^0$ Gitterstellung des Monochromators wird im allgemeinen für Messungen im Photonenenergiebereich 15 eV bis 50 eV benutzt. In diesem Spektralgebiet haben wir Intensitätsmessungen mit der Doppelkammermethode unter Verwendung von He und Ar durchgeführt.

^{†)} In dem hier interessierenden Spektralgebiet beträgt die effektive Photoausbeute von He $1 \leq \eta < 1.03.1^3$

4.1. Durchführung der Messungen und Auswertung

Doppelkammermessungen:

Bei Doppelkammermessungen wurde bei konstantem Gasdruck in der Ionisationskammer die spektrale Abhängigkeit $i(h\nu)$ der Ionenströme an den beiden Kollektoren nacheinander gemessen. Um Veränderungen des Potentialverlaufes in der Kammer zu vermeiden, wurde der jeweils nicht gemessene Strom über einen hochohmigen Widerstand abgeleitet. Der Gasdruck wurde so gewählt, daß das Verhältnis der beiden Ionenströme über einen möglichst weiten Spektralbereich etwa $i_1/i_2 = 3$ betrug. (vergl. Kap. 2.6.) Je nach Art des Gases wurden Drucke zwischen 0.1 Torr und 1 Torr verwendet.

Für mehrere, über den gesamten Spektralbereich verteilte Photonenenergien wurde bei geeignetem Gasdruck (siehe oben) der Ionenstrom am vorderen Kollektor in Abhängigkeit von der Repellerspannung gemessen. Die Spannung, die bei den Doppelkammermessungen an den Repeller gelegt wurde, wurde so gewählt, daß sie im Plateau der Strom-Spannungs Kurve lag. (vergl. Abb. 2) Für den großen Photonenenergiebereich von 20 eV bis 160 eV konnte keine geeignete, einheitliche Repellerspannung gefunden werden. Für einzelne Energieabschnitte wurden deshalb unterschiedliche Spannungen benutzt. (60 V bis 100 V)

Druckabhängigkeitsmessungen:

Für Intensitätsmessungen mit Hilfe der Druckabhängigkeitsmethode wurde der Ionenstrom am vorderen Kollektor kontinuierlich in Abhängigkeit vom Gasdruck in der Ionisationskammer gemessen. Der Druckbereich, in dem gemessen wurde, wurde so gewählt, daß sich die Steigung der Strom-Druck Kurve $i(p)$ mit fallendem Druck nur wenig verringerte. Ein nahezu linearer Kurvenverlauf weist auf einen nur geringen Beitrag von Elektronenstoßionisation zum Ionenstrom hin. (vergl. Gl. (19) für $n \rightarrow 0$) Außerdem wurde darauf geachtet, daß die zu messenden Ionenströme nicht zu niedrig waren. ($> 10^{-14}$ A) Je nach Gasart und Photonenenergie wurde der Gasdruck zwischen 10^{-3} Torr bis 10^{-2} Torr, 3×10^{-3} Torr bis 10^{-2} Torr und 10^{-2} Torr bis 10^{-1} Torr variiert. Die jeweils

geeignete Repellerspannung (60 V bis 120 V) wurde bei einem mittleren Gasdruck aus dem gewählten Druckbereich bestimmt.

Vor Meßbeginn wurde die Apparatur und das Reduzierventil (RV) an der Gasflasche (siehe Abb.12) mehrmals mit dem Edelgas gespült, um Gasverunreinigungen durch Restluft zu vermeiden. Die verwendeten Edelgase der Firma L'Air-Liquide hatten einen Reinheitsgrad von 99.99% bis 99.999%.

Die Auswertung der Messungen erfolgte teilweise mit einem von U.Nielsen³⁶ entwickelten Datenverarbeitungssystem, das aus einer PDP 8/e Rechenmaschine mit direkter Verbindung zum DESY-Rechenzentrum (IBM 370/168) besteht. Ein Teil der Messungen wurde mit Hilfe eines programmierbaren Tischrechners (Hewlett Packard, Mod. 9001 A) ausgewertet.

4.2. Die Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase He, Ne, Ar, Xe

In dem hier untersuchten Spektralbereich von 20 eV bis 160 eV lassen sich die Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase nur dann aus Doppelkammermessungen bestimmen, wenn die Elektronenvervielfachung durch Stoßionisation in beiden Ionisationskammern gleich groß ist. (vergl. Kap. 2.7.[†]) Die Spannung, die bei den Messungen an den Repeller gelegt wurde, konnte so gewählt werden, daß das elektrische Feld zwischen den Elektroden nicht zu zusätzlicher Stoßionisation führte. Aus der Divergenz der monochromatisierten Synchrotronstrahlung ergibt sich in der vorderen Ionisationskammer ein mittlerer Strahlquerschnitt von 4.5 mm x 1.4 mm, in der hinteren von 8 mm x 2.4 mm. Vergleicht man diese Werte mit den Abmessungen der Ionisationskammer (17 mm x 12.5 mm), so kann man davon ausgehen, daß die Elektronenvervielfachung durch Stoßionisation der hochenergetischen Photoelektronen in beiden Kammern gleich groß ist. Die mittleren freien Weglängen der Elektronen im Gas betragen bei den von uns gewählten Drucken etwa $l = 1 \text{ mm.}$ ³⁷

[†]) Mit Hilfe von Gleichung (19) bzw. (22) lassen sich die beiden Ionenströme einer Doppelionisationskammer bei vorhandener Sekundärionisation darstellen. Falls die Elektronenvervielfachung durch Stoßionisation in beiden Kammern gleich groß ist, liefert die Gleichung (15) auch in diesem Fall den Photoabsorptionsquerschnitt, da die multiplikativen Stoßionisationsterme bei der Division der Ionenströme wegfallen.

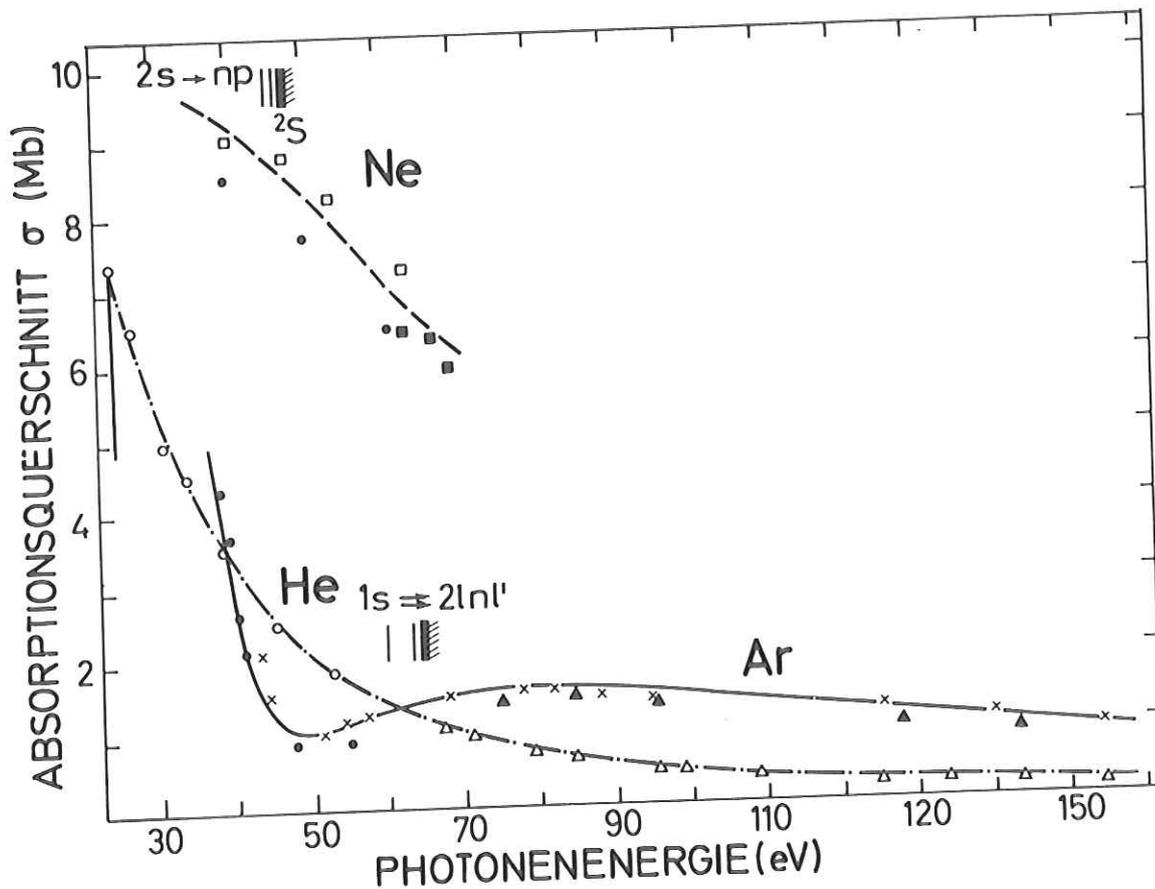


Abb. 14: Die gemessenen Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase He, Ne, und Ar, durch Autoionisation gebildete Strukturen in den Absorptionsspektren sind nur mit vertikalen Strichen gekennzeichnet (siehe Text) die den Autoionisationslinien entsprechenden Übergänge sind mitdargestellt

- He: - · - · - · - diese Arbeit
 o Samson 10
 Δ Watson 38
- Ne: - - - - diese Arbeit
 o Samson 10
 ■ Watson 38
 □ Ederer et al. 39
- Ar: — — — diese Arbeit
 o Samson 10
 ▲ Watson 38
 x Marr et al. 40

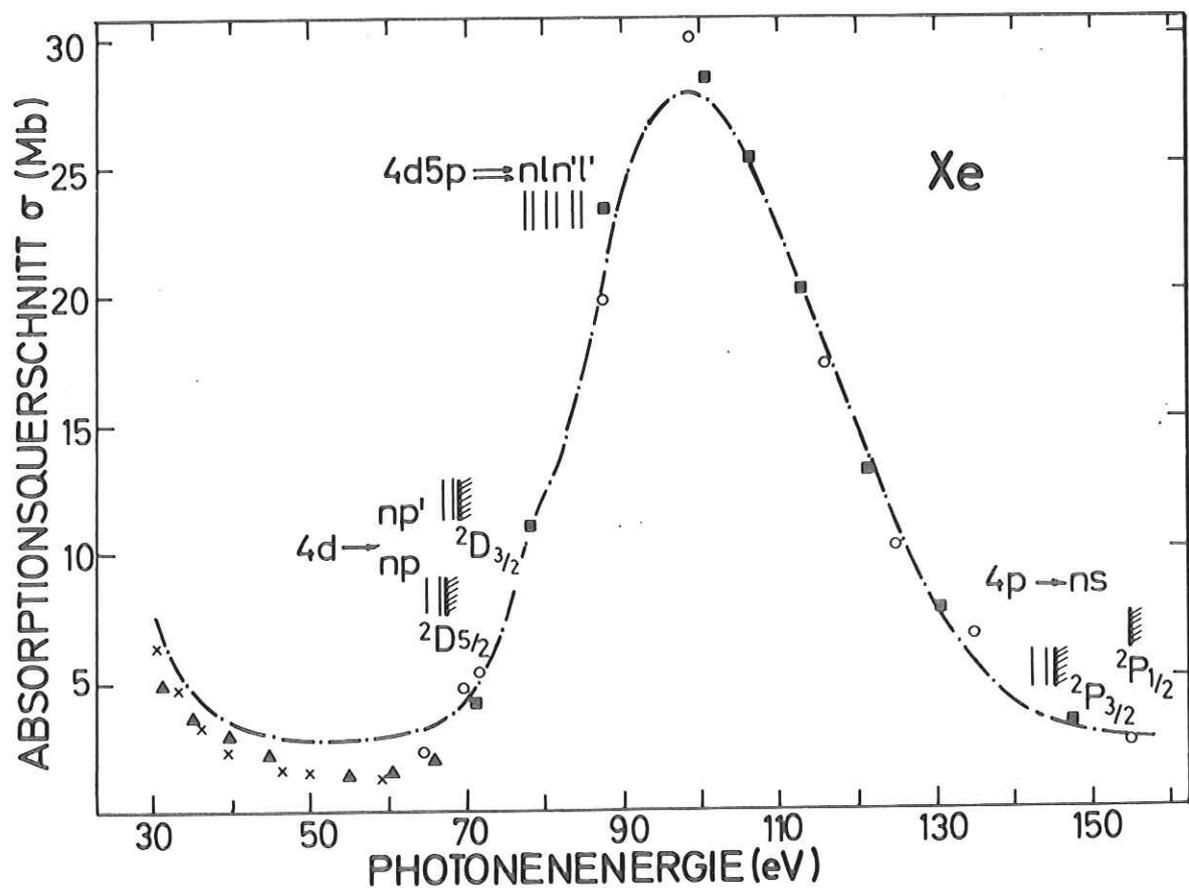


Abb. 15: Spektrale Abhängigkeit des Photoabsorptionsquerschnittes von Xe, durch Autoionisation gebildete Strukturen im Spektrum sind durch vertikale Markierungen gekennzeichnet, die entsprechenden Übergänge sind mitdargestellt

- diese Arbeit
- x Samson 10
- ▲ Cairns et al.¹⁴
- o Ederer 10,41
- Schreiber 42

Die Abbildungen 14 und 15 zeigen die gemessenen Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase He, Ne, Ar und Xe zusammen mit einigen Literaturwerten. Durch Autoionisation gebildete Strukturen sind bezüglich ihrer energetischen Lage zum Teil in den Abbildungen angedeutet. Mit Hilfe dieser Autoionisationslinien konnte die Wellenlängeneichung des Gleitspiegelmonochromators überprüft werden. Die Anzahl der aufgelösten Linien bestätigte das im Kapitel 3.1.2. angegebene Auflösungsvermögen von $E/\Delta E = 450$.

Die Genauigkeit der ermittelten Photoabsorptionsquerschnitte beträgt ca. $\pm 5\%$. Zur Bestimmung der Absorptionsquerschnitte wurden gemäß Gleichung (15) das Verhältnis i_1/i_2 der beiden Ionenströme und der Gasdruck benutzt. Strom- und Druckmeßgerät bilden kleinere Fehlerquellen; die Herstellerfirmen geben Meßgenauigkeiten von 1% bzw. 0.2% an. Der Hauptfehler der Ergebnisse ist auf Intensitätsschwankungen der Synchrotronstrahlung zurückzuführen, die durch Unregelmäßigkeiten beim Betrieb des Synchrotrons entstehen. (Elektronenstromschwankungen, Ausfall einzelner Elektronenpulse) Diese Schwankungen können nicht vollständig mit Hilfe des Referenzsignals kompensiert werden. Das Messen der beiden Ionenströme i_1 und i_2 über den ganzen Spektralbereich nimmt insgesamt einen Zeitraum von etwa 30 min. in Anspruch. Während dieser Zeit treten Schwankungen der Nachweisempfindlichkeit des Referenzdetektors auf, die aufgrund der Abweichungen verschiedener Messungen auf etwa $\pm 3\%$ geschätzt werden.

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die von uns ermittelten Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase mit den angegebenen Literaturwerten überein, die mit Fehlern von $\pm 3\%$ bis $\pm 10\%$ behaftet sind. Aus den Ergebnissen dieser Messungen wurden folgende Schlußfolgerungen gezogen:

1. Das Messen von sehr kleinen Photoströmen (10^{-13} A bis 10^{-10} A) ist mit zufriedenstellender Genauigkeit möglich.
2. Aufgrund der guten Vakuumbedingungen sind nur vernachlässigbare Gasverunreinigungen vorhanden. Die Druckmessung ist im Rahmen der Meßgenauigkeit zuverlässig.

3. Die Abweichungen des Absorptionsquerschnittes von Xe von den Literaturwerten im Spektralbereich 30 eV bis 65 eV (Abb.15) sind auf Beiträge höherer Ordnungen zum Spektrum zurückzuführen. Diese wurden mit Hilfe der genannten Abweichungen zu etwa $\frac{I(2\hbar\omega)}{I(\hbar\omega)} = 0.05$ für Photonenenergien unterhalb von $\hbar\omega = 65$ eV bestimmt. (Gültig für die $\Delta = 1^0$ Gitterstellung des Monochromators, Die Absorptionsquerschnitte der anderen Edelgase nehmen mit wachsender Photonenenergie ab, so daß die Messungen mit diesen Gasen unempfindlich gegenüber Beiträgen von Licht höherer Ordnung sind.)
4. Bei Photonenenergien unterhalb der He-Ionisationskante gingen die Ionenströme bei beiden Monochromatorbetriebsarten ($\Delta = 1^0$ und $\Delta = 2.3^0$ Gitterstellung) im Rahmen der Zeichengenauigkeit des XY-Schreibers auf 0 zurück. Also ist den Spektren kein kurzwelliges Streulicht überlagert.

Sofern zur Auswertung der weiteren Messungen die Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase benötigt wurden, haben wir die von uns bestimmten Werte benutzt. (Im Falle von Ne haben wir bei Photonenenergien oberhalb von $\hbar\omega = 70$ eV die von W. Watson³⁸ ermittelten Photoabsorptionsquerschnitte verwendet.)

4.3. Photonenintensität

A) $\Delta = 1^0$ Gitterstellung

Für Photonenenergien oberhalb von $\hbar\omega = 40$ eV wurde die absolute Photonenintensität mit Hilfe der Druckabhängigkeitsmethode unter Verwendung von He bestimmt. In Abständen von etwa 5 eV wurde zwischen 40 eV und 160 eV Photonenenergie der Ionenstrom am ersten Kollektor in Abhängigkeit vom Druck in der Ionisationskammer gemessen.

Die Abbildung 16 zeigt, daß bei der hohen Photonenenergie von $\hbar\omega = 130$ eV der Ionenstrom im Druckbereich zwischen 10^{-2} Torr und 10^{-1} Torr annähernd linear mit dem Gasdruck steigt. Nur ein geringer Teil der gebildeten Photoelektronen erzeugt Sekundärelektronen durch Stoßionisation von He-Atomen. Bei einem

$C = 3 \mu V$
 Ref: $5.5V \approx 11 \mu A$

12.1.74	Nr. 13	Prober: He
Kammer 1		
$\mu = +110V$		
Bem. Ref: 100 μV / 100 μR / 0.3 sec		

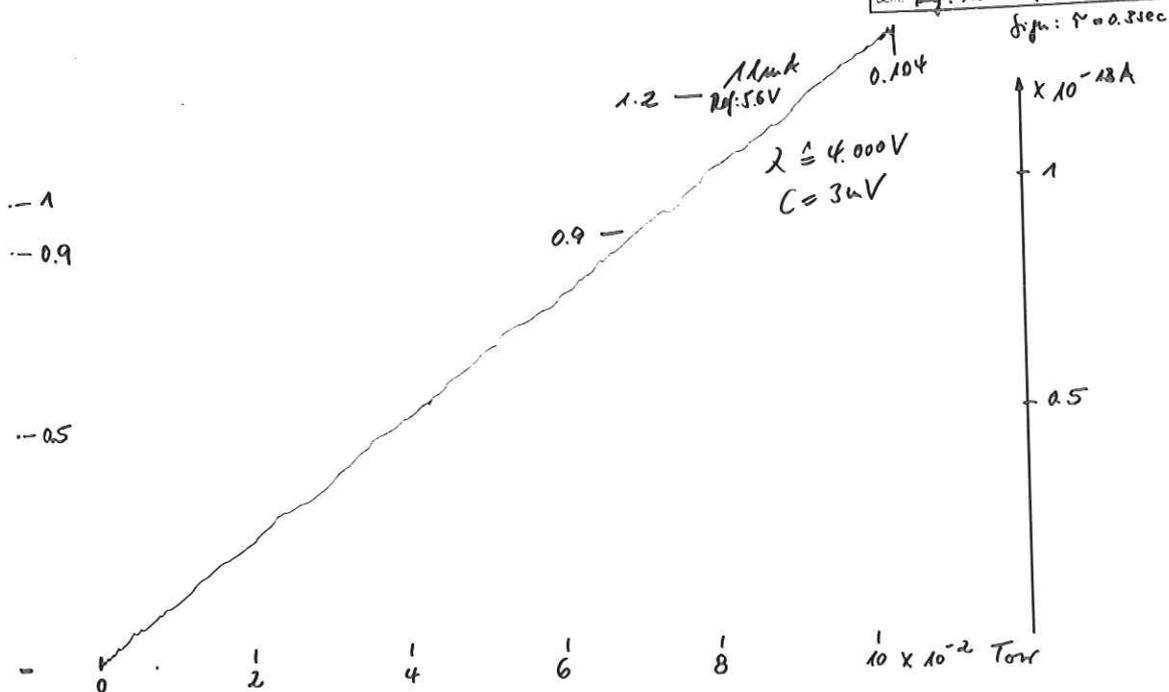


Abb. 16: Das Original einer Messung des Ionenstromes in Abhängigkeit des He-Druckes in der Ionisationskammer, Photonenenergie 130 eV, Repellerspannung 110 V, maximal gemessener Strom 1.3×10^{-13} A, Synchrotronbetrieb: 11 mA, 4.6 GeV.

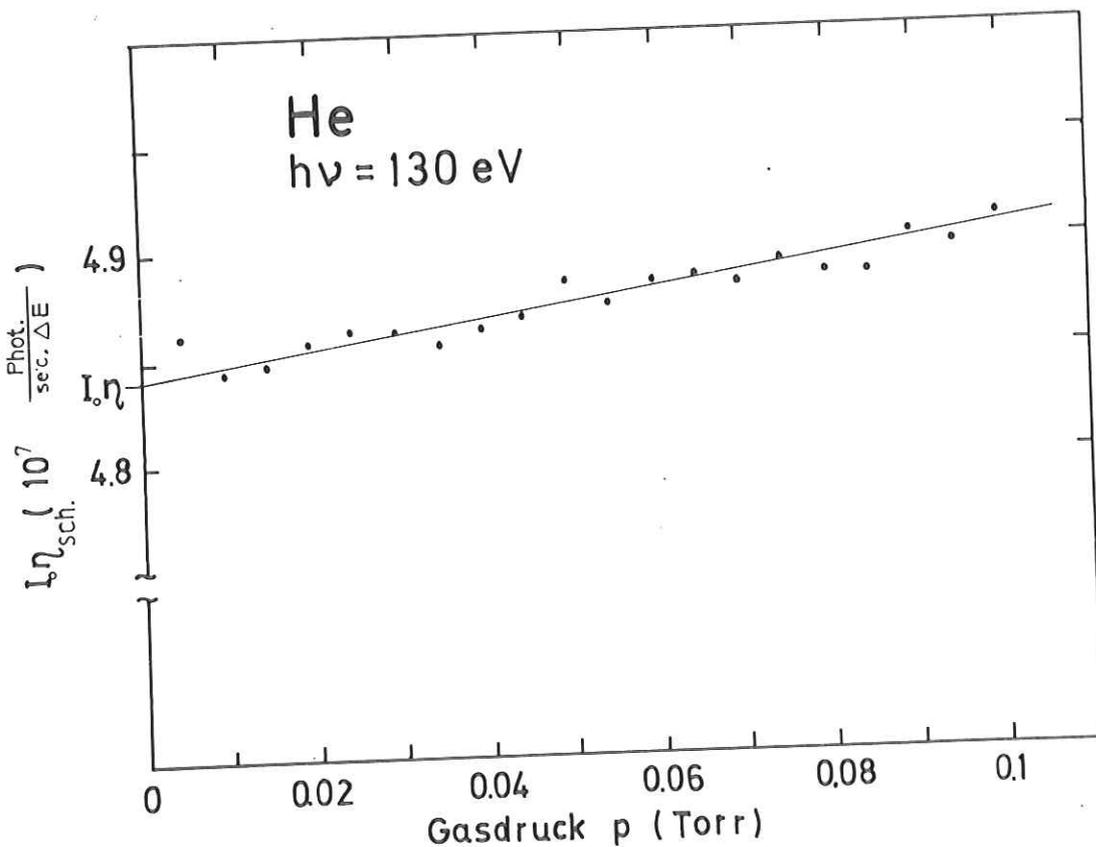


Abb. 17: Die aus der Meßkurve in Abb.16 berechnete Größe $I_0 \eta_{sch} = \frac{i/e}{1 - e^{-\sigma n L}}$ als Funktion des Gasdruckes

Druck von 10^{-2} Torr bis 10^{-1} Torr beträgt die mittlere freie Weglänge eines Elektrons in Helium etwa $l=75$ mm bis $l=7.5$ mm.³⁷ Vergleicht man diese mittleren freien Weglängen mit den Dimensionen der Ionisationskammer (17 mm x 12.5 mm), so wird verständlich, daß nur wenige Photoelektronen auf ihrem Weg zum Repeller Stoßionisation verursachen.

In Abbildung 17 ist die Größe $I_0 \eta_{sch.}$ in Abhängigkeit des Gasdruckes aufgetragen. (vergl. Kap. 2.7.) Die Werte wurden aus der Meßkurve (Abb. 16) nach Gleichung (20) berechnet. Entsprechend dem fast linearen Verlauf der Strom-Druck Kurve $i(p)$ erhält man eine Gerade mit sehr geringem Anstieg, die sehr einfach bis zum Druck $p=0$ extrapoliert werden kann. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Y-Achse liefert die absolute Intensität I_0 der einfallenden Strahlung; die effektive Photoausbeute η von He wurde gleich 1 gesetzt.

Die Genauigkeit der mit der Druckabhängigkeitsmethode bestimmten absoluten Intensitätswerte beträgt etwa $\pm 10\%$. Im nächsten Kapitel (4.4.) folgt eine ausführliche Fehlerdiskussion. Die in diesem Abschnitt angegebenen Fehler werden dort begründet.

Im niederenergetischen Spektralbereich unterhalb von $h\nu=50$ eV wurden Doppelkammermessungen mit Helium zur Bestimmung der Photonenintensität durchgeführt. Wegen des kleinen Photoabsorptionsquerschnittes von Helium mußte ein Druck von 1 Torr in der Ionisationskammer gewählt werden, um ein geeignetes Verhältnis der beiden Ionenströme von $i_1/i_2 > 2$ zu erhalten. Bei einem Druck von 1 Torr Helium in der Ionisationskammer stieg der Druck in der Probenkammer auf 0.12 Torr, im Monochromator auf 10^{-4} Torr. Dadurch gelangten nur ca. 60% bis 80% der Primärstrahlung in die Ionisationskammer. Der Anteil des Lichtes, der vor dem Eintrittsspalt der Ionisationskammer absorbiert wurde, konnte nicht genauer bestimmt werden, da das Druckprofil in dem aus der Kammer strömenden Gasstrahl nicht gemessen werden konnte. Die mit Hilfe dieser Doppelkammermessungen gewonnenen

Intensitätswerte sind daher mit großen Fehlern ($\pm 20\%$ bis $\pm 40\%$) behaftet.

Deshalb wurde der Ionenstrom am ersten Kollektor bei 0.1 Torr He in der Ionisationskammer in Abhängigkeit von der Photonenenergie gemessen.^{†)} In diesem Fall wird weniger als 1% der Strahlung durch ausströmendes Gas vor der Kammer absorbiert. Diese Messungen ermöglichen die Bestimmung der absoluten Photonenintensität mit Hilfe der Gleichung (14a). Die Messungen wurden jedoch während sehr unregelmäßigem Betrieb des Synchrotrons durchgeführt, so daß die Genauigkeit der Ergebnisse nur etwa $\pm 25\%$ beträgt. (siehe Kapitel 4.4.)

Die Abbildung 18 zeigt den spektralen Intensitätsverlauf der monochromatisierten Synchrotronstrahlung für die $\Delta=1^0$ Gitterstellung des Gleitspiegelmonochromators. Die Kurve 1 bezieht sich auf einen Elektronenstrom von 11 mA und eine Elektronenenergie von 4.6 GeV im Synchrotron. Die Intensitätskurve 2 wurde mit einem länger bestrahlten Vorspiegel ermittelt. (Betriebsbedingungen des Synchrotrons: 11 mA, 7.2 GeV) Die geringere Intensität und die leichte Verschiebung des Intensitätsmaximums zu höherer Photonenenergie sind vermutlich auf eine stärkere Kohlenstoffbelegung des Vorspiegels zurückzuführen, die seine Reflektivitätseigenschaften verändert. (vergl. Kap. 3.1.3.) Die beiden Kurven 1 und 2 beziehen sich zwar auf unterschiedliche Elektronenenergien im Synchrotron (4.6 GeV und 7.2 GeV), doch beeinflusst dies die Intensität der Synchrotronstrahlung in dem hier untersuchten Spektralbereich nur geringfügig. (vergl. Abb. 7) Die Kurve 3 zeigt eine mit dem Referenzmultiplifier aufgezeichnete Intensitätsverteilung, die im Maximum an die Intensitätskurve 1 angepaßt ist. Da die Intensitätsmessungen mit der Ionisationskammer im hochenergetischen Teil des Spektralbereiches (oberhalb $h\nu=50$ eV) nur bei diskreten Photonenenergien ausgeführt werden konnten, wurden die Strukturen der Intensitätskurve 1 mit Hilfe von Doppelkammermessungen in das Spektrum eingefügt.

^{†)} Bei 0.1 Torr He in der Ionisationskammer unterscheiden sich die Ionenströme an den beiden Kollektoren nur um etwa 20%, so daß eine Auswertung der Messungen nach der Doppelkammermethode zu großen Fehlern führt.

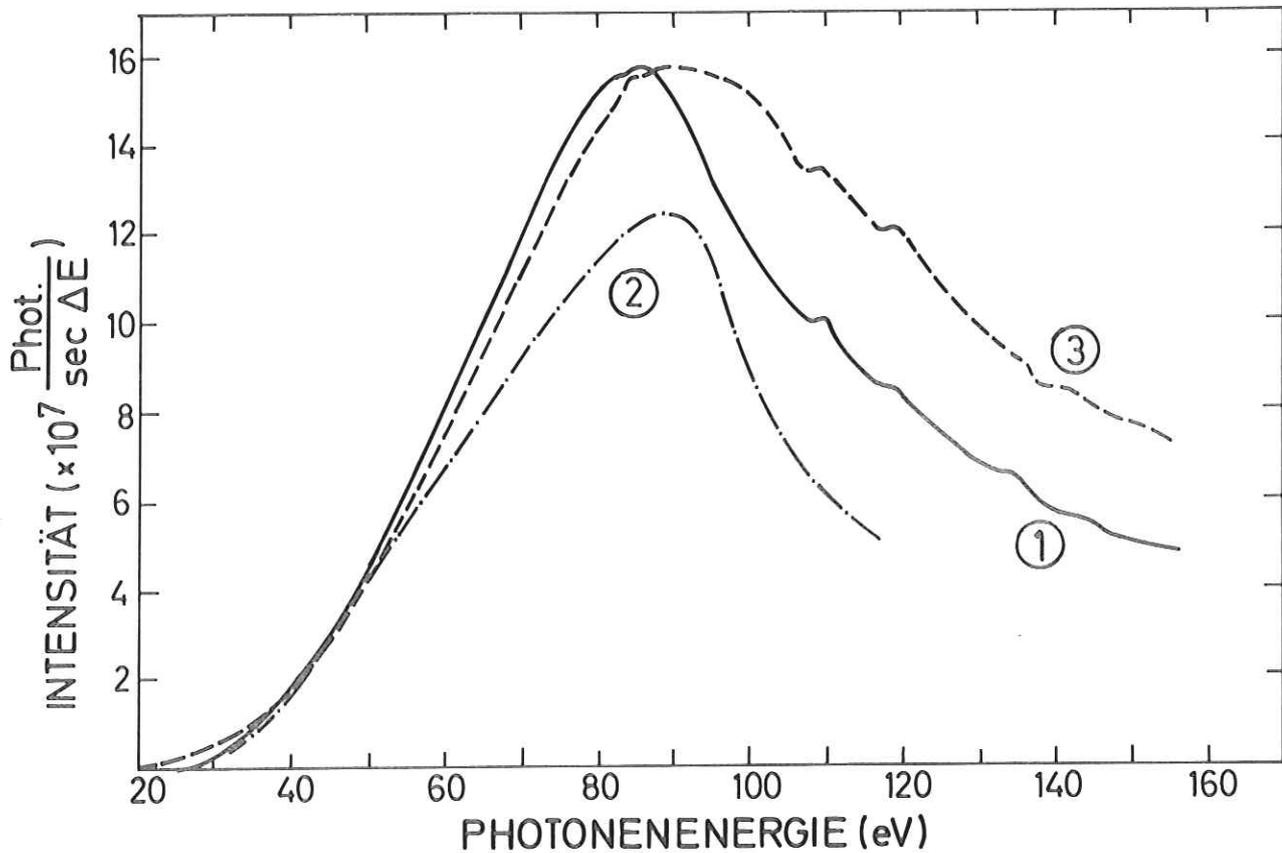


Abb.18: Die spektrale Intensitätsverteilung für die $\Delta=1^\circ$ Gitterstellung des Monochromators in absoluten Einheiten (Photonen/sec ΔE).

Die Kurve 1 bezieht sich auf einen Elektronenstrom von 11 mA und eine Elektronenenergie von 4.6 GeV im Synchrotron. Die Intensitätsmessungen für die Kurve 2 wurden mit einem länger bestrahlten Vorschirm des Monochromators ausgeführt. (Betriebsbedingungen des Synchrotrons: 11 mA, 7.2 GeV) Die Intensitätsverteilung 3 wurde mit dem Multiplier aufgezeichnet und im Maximum an die Intensitätskurve 1 angepaßt.

Die Intensitätsverteilung 2 wurde aus den ersten Messungen bestimmt, die mit der Ionisationskammer durchgeführt wurden. Bei diesen ersten Messungen traten Schwierigkeiten mit der Nachweiselektronik auf, die große Fehler für die Intensitätswerte verursachten. (ca. $\pm 25\%$) Diese Probleme konnten später beseitigt werden. Alle weiteren Messungen wurden mit dem neueren Vorspiegel ausgeführt, der bei der Intensitätsbestimmung für die Kurve 1 benutzt wurde. Bei unseren weiteren Betrachtungen (einschließlich der Fehlerdiskussion in Kap. 4.4.) beziehen wir uns daher auf die Intensitätsverteilung 1.

Bei einem Elektronenstrom von 11 mA und einer Elektronenenergie von 4.6 GeV im Synchrotron steht hinter dem Austrittsspalt des Gleitspiegelmonochromators im Intensitätsmaximum bei $\hbar\omega = 87$ eV eine Intensität von $I_0 = 1.55 \times 10^8$ Photonen pro Sekunde und Auflösungsintervall ΔE zur Verfügung. Dies entspricht bei einem Auflösungsvermögen von $E/\Delta E = 450$ einem Photonenfluß von 7×10^7 Photonen pro Sekunde und eV, bezogen auf 1 mA Elektronenstrom im Synchrotron.

$$I_0(\hbar\omega = 87 \text{ eV}, 4.6 \text{ GeV}) = 7 \times 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{sec eV mA}} \pm 10\%$$

Dem abgeschätzten Intensitätswert (vergl. Kap. 3.1.3.) bei $\hbar\omega = 100$ eV von $I_0(\hbar\omega = 100 \text{ eV}, 7.3 \text{ GeV}) = 4.9 \times 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{sec } \Delta E \text{ mA}}$ steht ein gemessener Wert von $I_0(\hbar\omega = 100 \text{ eV}, 4.6 \text{ GeV}) = 1.1 \times 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{sec } \Delta E \text{ mA}}$ gegenüber. Nach dem im Kapitel 3.1.3. Gesagten haben wir eine bessere Übereinstimmung von Abschätzung und Messung nicht erwartet. Die mit Hilfe der Reflektivität von Gold berechneten Photonenintensitäten zeigen das Intensitätsmaximum bei etwa $\hbar\omega = 125$ eV an. Die Verschiebung des Maximums um ca. 40 eV im gemessenen Intensitätsspektrum ist vermutlich auf Oberflächenbelegungen der optischen Elemente des Monochromators zurückzuführen. Das Gleiche gilt für die Abweichungen der absoluten Intensitätswerte aus Abschätzung und Messung.

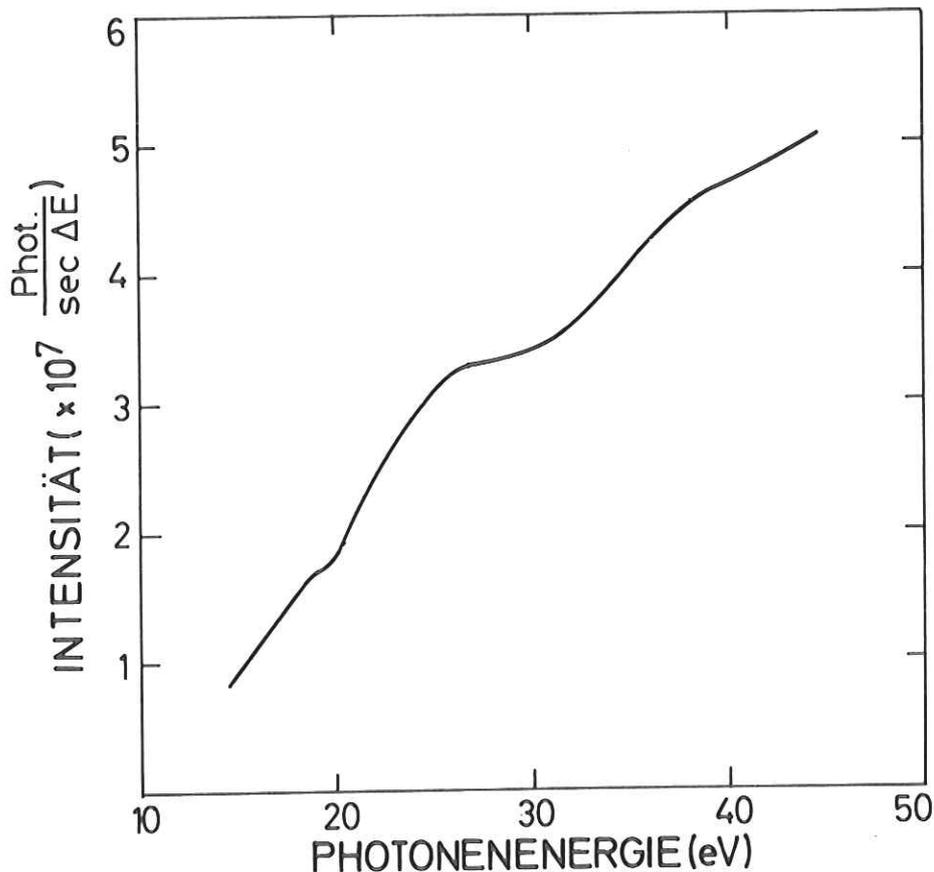


Abb. 19: Die spektrale Intensitätsverteilung für die $\Delta=2.3^\circ$ Gitterstellg. des Monochromators in absoluten Einheiten

B) $\Delta=2.3^\circ$ Gitterstellung

In der Abbildung 19 ist die spektrale Intensitätsverteilung für die $\Delta=2.3^\circ$ Gitterstellung des Monochromators dargestellt. Für Photonenergien zwischen 15 eV und 30 eV wurden die Ergebnisse aus Doppelkammermessungen unter Verwendung von Ar ermittelt.⁺⁾

Wegen des in diesem Spektralgebiet hohen Photoabsorptionsquerschnittes von Ar führt bereits ein Druck von 0.2 Torr in der Ionisationskammer zu einem geeigneten Verhältnis der beiden Ionenströme i_1 und i_2 von $i_1/i_2 > 2$. Der für das relativ schwere Edelgas Ar geringe Leitwert der Druckstufe am Kammeranfang erlaubt Intensitätsmessungen bei 0.2 Torr Ar ohne starke Absorption der Primärstrahlung vor der Ionisationskammer. (< 4%)

^{+) Die doppelte Ionisationsenergie von Ar beträgt $2I_e=31.52$ eV.}

Im Energiebereich 25 eV bis 50 eV wurde die spektrale Abhängigkeit des Ionenstromes am vorderen Kollektor bei 0.1 Torr He in der Ionisationskammer gemessen, so daß mit Hilfe von Gleichung (14a) die absolute Photonenintensität bestimmt werden konnte. Im überlappenden Spektralbereich zwischen 25 eV und 30 eV Photonenenergie stimmen diese Ergebnisse bis auf ca. 5% mit den Resultaten der Messungen mit Ar überein. (siehe oben)

Wir haben darauf verzichtet, die Intensität bei Photonenenergien oberhalb von $\hbar\omega=50$ eV mit der zeitraubenden Druckabhängigkeitsmethode zu bestimmen, da die $\Delta=2.3^0$ Gitterstellung für Messungen in diesem Spektralbereich im allgemeinen nicht benutzt wird.

Der Fehler für die Absolutwerte der Photonenintensität beträgt etwa $\pm 30\%$, da die Messungen unter sehr ungünstigen Betriebsbedingungen des Synchrotrons vorgenommen wurden. (siehe Kap. 4.4.) Bei einer Elektronenenergie von 4.6 GeV im Synchrotron haben wir bei einer Photonenenergie von $\hbar\omega=40$ eV den Photonenfluß zu $I_0(\hbar\omega=40 \text{ eV}, 4.6 \text{ GeV}) = 4.2 \times 10^6 \frac{\text{Photonen}}{\text{sec } \Delta E \text{ mA}}$ auf experimentellem Wege bestimmt. Die Intensitätsabschätzung im Kapitel 3.1.3. lieferte bei 7.3 GeV Elektronenenergie im Synchrotron einen Photonenfluß von $I_0(\hbar\omega=40 \text{ eV}, 7.3 \text{ GeV}) = 1.8 \times 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{sec } \Delta E \text{ mA}}$.

Der Anteil höherer Ordnungen am Spektrum ist sicher kleiner als 10%, da die starken He-Autoionisationslinien bei Photonenenergien um $\hbar\omega=65$ eV nicht in zweiter Ordnung beobachtet wurden.

4.4. Fehlerdiskussion

Messungen der absoluten Intensität von Synchrotronstrahlung sind schwierig, da im allgemeinen die Betriebsbedingungen der Lichtquelle nicht frei gewählt und optimiert werden können. Außer den Fehlern, die aus der angewendeten Meßmethode resultieren, treten daher weitere Fehler auf, die von der Betriebsweise des Synchrotrons abhängen. Im folgenden Abschnitt werden die einzelnen Fehler der Intensitätsmessungen und ihre Ursachen diskutiert.

- 1.) Zur Bestimmung der Photonenintensität wurden die gemessenen Ionenströme und der gemessene Gasdruck benutzt. Strom- und Druckmeßgerät bilden kleine Fehlerquellen. Die Hersteller geben eine Meßgenauigkeit von $\pm 1\%$ bzw. $\pm 0.2\%$ für die Geräte an. Die Meßgenauigkeit des Gleichstromverstärkers (Cary 401) von $\pm 1\%$ wurde mit Hilfe eines geeichten Picoamperemeters überprüft und bestätigt. Die Druckmessung ist nach den Ergebnissen der Absorptionsquerschnittsmessungen der Edelgase (siehe Kap.4.2.) zumindest im Rahmen der dort angegebenen Meßgenauigkeit zuverlässig. Der Divisionsverstärker (Fa. Burr Brown) und der Impedanzwandler (vergl.Kap.3.3.1.) wurden bezüglich Nullpunktsschwankungen und Linearität überprüft. Der von der gesamten Nachweiselektronik verursachte Fehler wird auf kleiner als 4% geschätzt.
- 2.) Bei beiden Monochromatorbetriebsarten wurden bei Messungen mit He bei Photonenenergien unterhalb der He-Ionisationskante keine Ionenströme nachgewiesen. Die Intensitätsangaben sind folglich nicht durch kurzwelliges Streulicht verfälscht. Beiträge höherer Ordnungen zum Spektrum sind in der $\Delta=1^0$ Gitterstellung kleiner als 5%, in der $\Delta=2.3^0$ Gitterstellung kleiner als 10%. Die Intensitätsmessungen in der $\Delta=1^0$ Gitterstellung wurden ausschließlich mit He durchgeführt. Da der Absorptionsquerschnitt von He mit steigender Photonenenergie stark abnimmt, kann der durch Anteile höherer Ordnungen verursachte Fehler vernachlässigt werden. Mit der $\Delta=2.3^0$ Gitterstellung wurden im niederenergetischen Spektralbereich Intensitätsmessungen mit Ar vorgenommen. Entsprechend dem spektralen Verlauf des Absorptionsquerschnittes von Ar sind die Ergebnisse dieser Messungen bis zu maximal 5% durch Einflüsse höherer Ordnungen verfälscht.
- 3.) Die Intensitätsbestimmung im Spektralbereich 50 eV bis 160 eV erfolgte mit Hilfe der Druckabhängigkeitsmethode, die das Produkt aus Photonenintensität I_0 und effektiver Photoausbeute η des verwendeten Gases liefert. Wir haben bei der Auswertung unserer Messungen die effektive Photoausbeute η von He gleich 1 gesetzt. Dies bewirkt nach den Photoausbeutemessungen von T.A.Carlson¹³ einen Fehler von weniger als 3% für die Intensitätsangaben in dem hier interessierenden Spektralgebiet.

- 4.) Bei allen mit He durchgeführten Messungen war der Gasdruck in der Ionisationskammer so klein, daß weniger als 1% der Strahlung von ausströmendem Gas vor der Kammer absorbiert wurde. Die für die $\Delta=1^{\circ}$ Gitterstellung ermittelten Photonenintensitäten sind aus diesem Grunde höchstens um 1% zu niedrig. Die Photoabsorption vor der Ionisationskammer verursachte bei den Messungen mit Ar ($\Delta=2.3^{\circ}$ Gitterstellung) einen Fehler von etwa 3% bis 4%.
- 5.) Zur Bestimmung der Photonenintensität nach der Druckabhängigkeitsmethode (vergl. Gl.(20)) und dem Einkammerverfahren (vergl. Gl. (14a)) wurden die von uns ermittelten Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase verwendet. Die Genauigkeit der Absorptionsquerschnitte beträgt ca. $\pm 5\%$.
- 6.) Der Hauptfehler bei den Intensitätsmessungen entstand durch Unregelmäßigkeiten beim Betrieb des Synchrotrons. Normalerweise wird DESY bei einer Impulslänge von 10 msec mit einer Frequenz von 50 Hz betrieben (siehe Kap.3.1.1.), wobei alle Elektronen auf die gleiche Endenergie beschleunigt werden. Unsere Intensitätsmessungen wurden teilweise während abgeändertem Beschleunigerbetrieb ausgeführt. Ein festgelegter Teil der Elektronen im Synchrotron wurde nur auf eine Energie von 1.5 GeV beschleunigt und in den Speicherring DORIS injiziert. Die übrigen Elektronen wurden dagegen auf eine höhere Endenergie von 4.6 GeV beschleunigt. Der Einfluß, den dieser Elektronenenergieunterschied auf die Intensität der Synchrotronstrahlung im Spektralbereich des EUV hat, ist aus Abb.7 abzulesen. Wenn der Speicherring DORIS aus technischen Gründen keine Elektronen aufnehmen konnte, wurden die eigentlich zur Injektion vorgesehenen Elektronen im Synchrotron bis auf eine Energie von 4.6 GeV weiterbeschleunigt. Der Anteil der Elektronen mit der Endenergie 1.5 GeV am Gesamtelektronenstrom war daher nicht konstant. Während einiger Messungen wurde ein Teil der Elektronenpulse im Synchrotron durch Positronenpulse (für DORIS) ersetzt, die keine Synchrotronstrahlung in Richtung unseres Labors lieferten. Diese Betriebsweise des Synchrotrons führte zu Intensitätsschwankungen der Synchrotronstrahlung, die nicht vollständig

mit Hilfe des Referenzsignals ausgeglichen werden konnten. Denn Änderungen der Endenergie eines Teils der Elektronen im Synchrotron beeinflussen das Meßsignal der Ionisationskammer auf andere Weise als den Photoemissionsstrom am CuBe-Blech, zu dem alle Wellenlängen des Kontinuums der Synchrotronstrahlung beitragen. (vergl. Abb. 7) Während solcher Betriebsbedingungen ist das Synchrotron eine gepulste Lichtquelle von unregelmäßiger Frequenz, so daß der phasenempfindliche Resonanzverstärker für das Referenzsignal nicht mehr mit entsprechenden Triggersignalen gesteuert werden kann. (siehe Kap. 3.3.1.)

Intensitätsmessungen, die bei solchem unregelmäßigen Betrieb des Synchrotrons durchgeführt wurden, wurden nachträglich für Normalbetrieb umgerechnet. Dazu wurden mit Hilfe der Abbildung 7 entwickelte Korrekturkurven benutzt.

Die Druckabhängigkeitsmessungen in der $\Delta=10^\circ$ Gitterstellung des Monochromators wurden während relativ günstiger Betriebsbedingungen des Synchrotrons ausgeführt. Nur jeder achte Elektronenpuls im Synchrotron war zum Einschub in den Speicherring DORIS vorgesehen, so daß die Intensitätsveränderungen der Synchrotronstrahlung relativ klein waren, wenn der Speicherring keine Elektronen aufnehmen konnte. Zur Umrechnung auf normale Betriebsbedingungen des Synchrotrons waren nur kleine Korrekturen erforderlich. Im Spektralbereich 40 eV bis 160 eV beträgt die Genauigkeit der absoluten Intensitätsangaben insgesamt ca. $\pm 10\%$. Ergebnisse, die aus verschiedenen Messungen ermittelt wurden, stimmen innerhalb dieser Fehlergrenzen überein.

Die Intensitätsmessungen im niederenergetischen Teil des Spektralbereiches wurden bei sehr unregelmäßiger Impulsfolge im Synchrotron ausgeführt, was große Intensitätsschwankungen der Synchrotronstrahlung hervorrief. Außerdem waren in diesem Fall zur Umrechnung der Ergebnisse für normalen Beschleunigerbetrieb große Korrekturen notwendig. Der Fehler für die Intensitätswerte zwischen 25 eV und 40 eV Photonenenergie wird daher auf etwa $\pm 25\%$ geschätzt.

Die Messungen mit der $\Delta=2.3^\circ$ Gitterstellung des Gleitspiegelmonochromators erfolgten ebenfalls während sehr ungünstiger

Synchrotronbetriebsbedingungen. Zusammen mit den oben aufgeführten Fehlerquellen (1. bis 3.) ergab sich für die Ergebnisse dieser Messungen ein Gesamtfehler von ca. $\pm 30\%$.

Es konnte jedoch gezeigt werden, daß man im Prinzip Messungen der absoluten Intensität der Synchrotronstrahlung mit einem Fehler von ca. $\pm 6\%$ durchführen kann, wenn die Messungen bei stabilen Betriebsbedingungen des Synchrotrons ausgeführt werden.

4.5. Die effektive Photoausbeute der Edelgase Ne, Ar und Xe

Bei bekannter Intensität der Lichtquelle kann mit Hilfe der Druckabhängigkeitsmethode die effektive Photoausbeute η von Gasen bestimmt werden. (vergl. Kap. 2.7.) Wir haben dementsprechende Messungen für die Edelgase Ne, Ar und Xe im Spektralbereich 30 eV bis 150 eV durchgeführt. Die Ergebnisse basieren auf den im Kapitel 4.3. angegebenen Photonenintensitäten, die aus den Ionisationsmessungen mit He gewonnen wurden.

Die Abbildung 20 zeigt die verschiedenen Ionenströme, die bei einer Photonenenergie von $h\nu = 49.7$ eV im Druckbereich 10^{-2} Torr bis 10^{-1} Torr bei Verwendung von Ar und He gemessen wurden. Im Fall von He ($I_e = 24.48$ eV) verursachen die Photoelektronen keine Stoßionisation, während im Fall von Ar ($I_e = 15.76$ eV) die Stoßionisation einen zunehmenden Anstieg des Stromes mit wachsendem Gasdruck bewirkt.

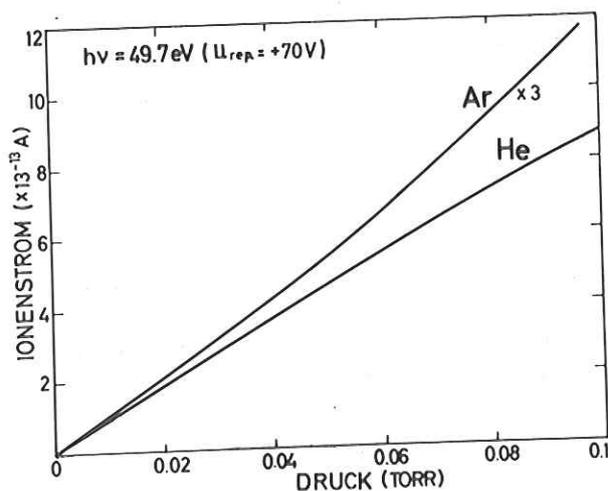


Abb. 20: Druckabhängigkeit des Ionenstromes bei Verwendung von He und Ar. Die Werte von Ar sind mit einem Faktor 3 multipliziert.

Bei einer Photonenenergie von $\hbar\omega=150$ eV war bei allen Gasen eine Spannung von 120 V am Repeller erforderlich, um die gebildeten Photoelektronen am Erreichen des Ionenkollektors zu hindern. Berechnet man für diese Bedingungen die Größe $I_0 n_{sch.}$ in Abhängigkeit des Gasdruckes (siehe Gl.(20), so erhält man einen Verlauf der Funktion $I_0 n_{sch.}(n)$, wie in Abbildung 4 schematisch dargestellt. Durch die spezielle Anordnung von Ionenrückstoßplatte und Ionensammelplatte wird also eine unerwünscht starke Beschleunigung der Elektronen, die zu zusätzlicher Stoßionisation führt, auch bei relativ hoher Spannung vermieden. Bei den verwendeten Gasdrücken lagen die mittleren freien Weglängen der Elektronen im Gas in der gleichen Größenordnung wie die Dimensionen der Ionisationskammer. Dies hat ebenfalls dazu beigetragen, daß nur wenige Elektronen in inelastischen Stößen Gasatome ionisiert haben.

Die Abbildungen 21, 22 und 23 zeigen die effektiven Photoausbeuten der Edelgase Ne, Ar und Xe in Abhängigkeit von der Photonenenergie.⁺⁾ Die entsprechenden Messungen wurden während derselben Betriebsbedingungen des Synchrotrons durchgeführt wie die Druckabhängigkeitsmessungen mit He. Der Fehler für die effektiven Photoausbeuten wird daher nach den Ausführungen im Kapitel 4.4. auf $\pm 10\%$ geschätzt.

Samson et al.²⁶ haben mit der von ihnen entwickelten Druckabhängigkeitsmethode die effektiven Photoausbeuten der Edelgase bestimmt. Sie geben für ihre Ergebnisse eine Genauigkeit von $\pm 6\%$ an. In den Abbildungen 21, 22 und 23 sind einige n -Werte mit dargestellt, die von T.A. Carlson¹³ und von Cairns et al.¹⁴ mittels Ladungsspektrometrie bzw. Massenspektrometrie ermittelt wurden. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen unsere Ergebnisse mit denen der anderen Experimentatoren überein. Diese Übereinstimmung stützt die im Kapitel 4.3. angegebenen Photonenintensitäten und die zugehörige Fehlerabschätzung.

Im Kapitel 2.5. ist die mögliche Emission von Elektronen beim Auftreffen der Gasionen auf die Kollektoroberfläche als eventuelle Fehlerquelle für Ionisationskammermessungen diskutiert worden.

⁺⁾ Bei der Auswertung der Messungen mit Xe wurde im Spektralbereich unterhalb von 65 eV der Einfluß höherer Ordnungen berücksichtigt.

Dieser Effekt hängt vermutlich empfindlich von der Art des Gases ab.²³ Die Ergebnisse unserer Photoausbeutemessungen, die mit den Resultaten anderer Autoren übereinstimmen, weisen daraufhin, daß in unserem Fall eine derartige Emission von Elektronen kaum stattfindet. Dies steht im Einklang mit den diesbezüglichen Untersuchungen von Samson und Haddad.²⁶ (vergl. Kap. 2.5.)

Senkrechte Pfeile markieren in den Abbildungen 21 bis 23 die energetische Lage der Mehrfachionisationsgrenzen der Edelgase. Bei Photonenenergien oberhalb der Dreifachionisationsgrenze steigt die effektive Photoausbeute von Ne kaum noch an. Dies steht im Einklang mit den Resultaten von T.A. Carlson¹³, der bei diesen Energien lediglich etwa 40/00 Ne³⁺ Ionen bezüglich Ne¹⁺ Ionen gefunden hat. Seine Meßmethode mittels Ladungsspektrometrie liefert das Verhältnis von mehrfach geladenen Ionen zu einfach geladenen Ionen, aus dem sich die effektive Photoausbeute η bestimmen läßt. (siehe Gl. (11)) Bei der Berechnung der η -Werte aus den Meßergebnissen von T.A. Carlson¹³ haben wir nur einfach und zweifach geladene Ionen berücksichtigt. Im Fall von Ne spielt dies keine Rolle, da der partielle Wirkungsquerschnitt σ^{3+} für die Dreifachionisation in dem hier interessierenden Spektralbereich vernachlässigbar klein ist.¹³ Für die Bildung von Ar³⁺ Ionen gibt T.A. Carlson¹³ keinen Wirkungsquerschnitt an.

Samson und Haddad²⁶ haben im Gegensatz zu uns bei Photonenenergien oberhalb der Dreifachionisationsgrenze von Ar noch einen starken Anstieg der effektiven Photoausbeute η gefunden. Da T.A. Carlson¹³ in diesem Energiebereich ein nahezu konstantes Verhältnis von Ar²⁺ Ionen zu Ar¹⁺ Ionen beobachtet hat, haben Samson und Haddad²⁶ diesen Anstieg mit der Bildung von dreifach geladenen Ar³⁺ Ionen erklärt.

Bei Xe findet man für Photonenenergien zwischen 40 eV und 67 eV (Ionisierungsenergie der Xe 4d-Elektronen beträgt 67 eV) ein Plateau der effektiven Photoausbeute $\eta(h\nu)$. Abweichend von unseren Ergebnissen und denen von Cairns et al.¹⁴ haben Samson und Haddad²⁶ ein weniger stark ausgeprägtes Plateau beobachtet.

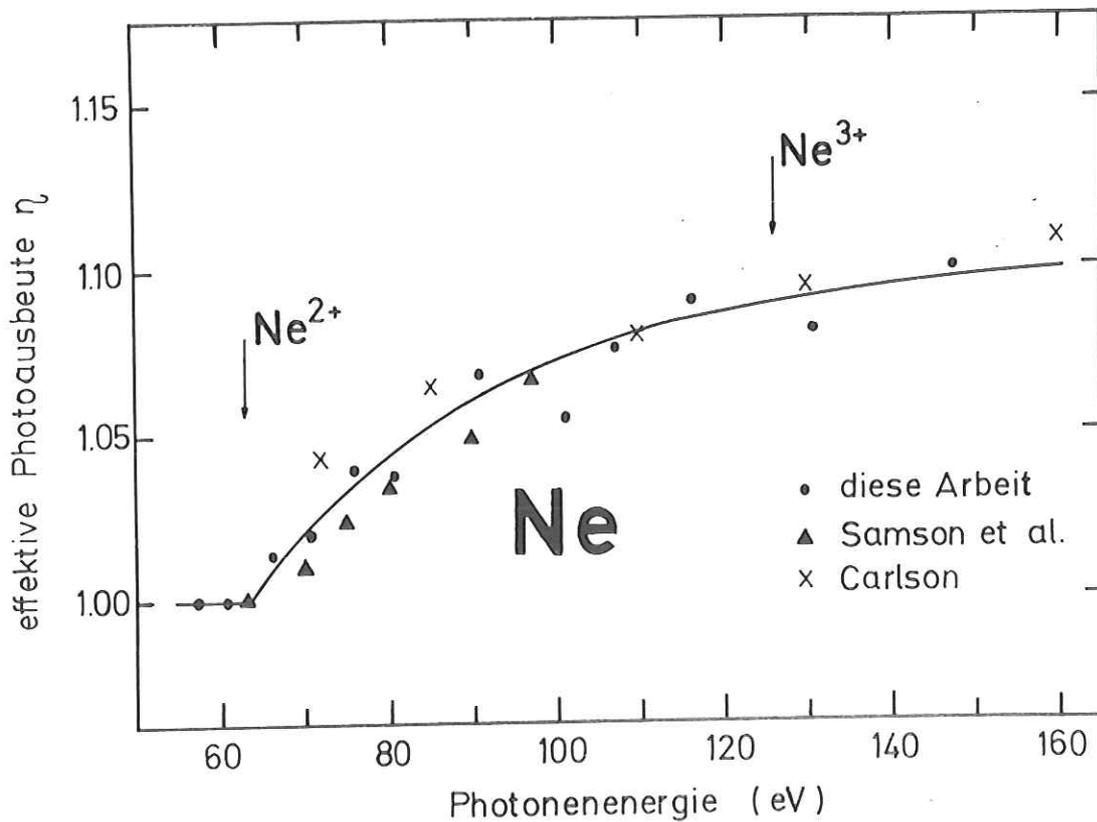


Abb. 21: Effektive Photoausbeute von Ne als Funktion der Photonenergie, (— ● diese Arbeit, ▲ Samson et al.²⁶, x T.A.Carlson¹³) Die vertikalen Pfeile markieren den Einsatz der einzelnen Mehrfachionisationen.

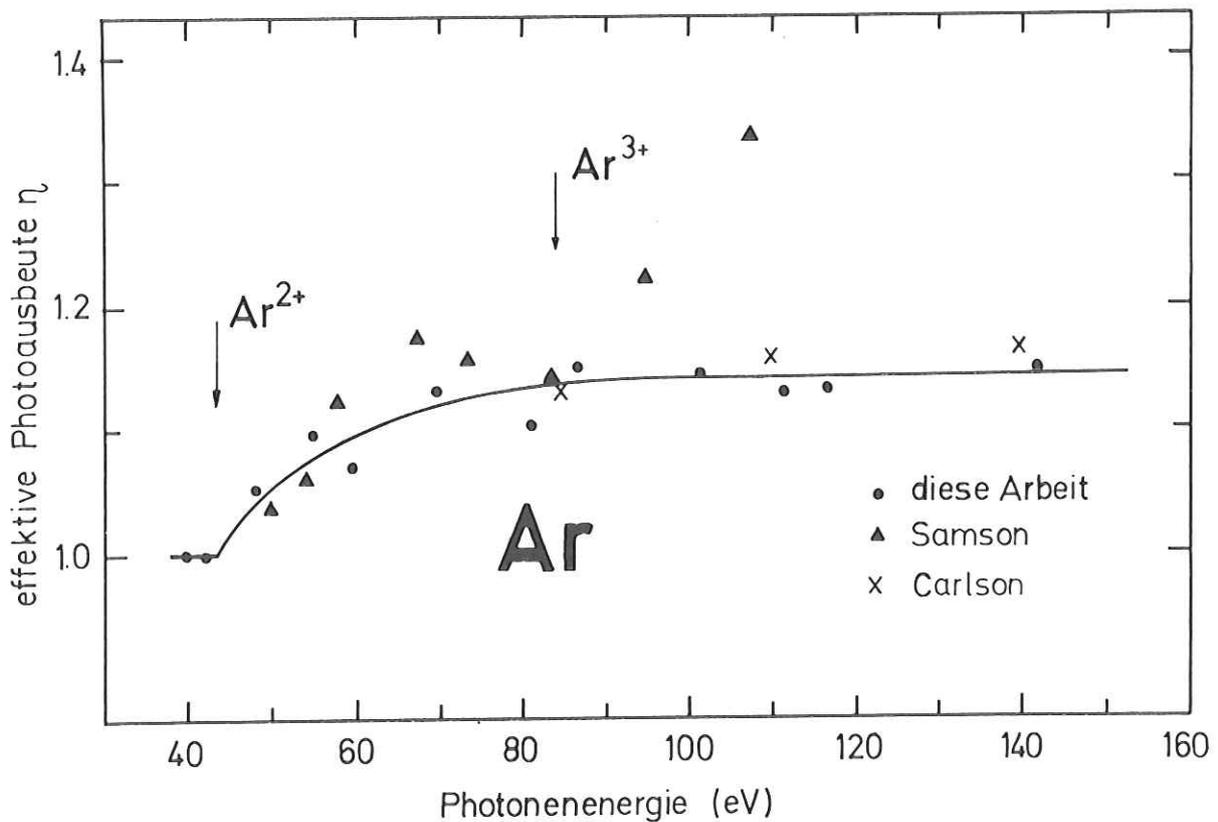


Abb.22: Effektive Photoausbeute von Ar als Funktion der Photonenergie, (— ● diese Arbeit, ▲ Samson et al.²⁶, x T.A.Carlson¹³) Die vertikalen Pfeile markieren den Einsatz der einzelnen Mehrfachionisationen.

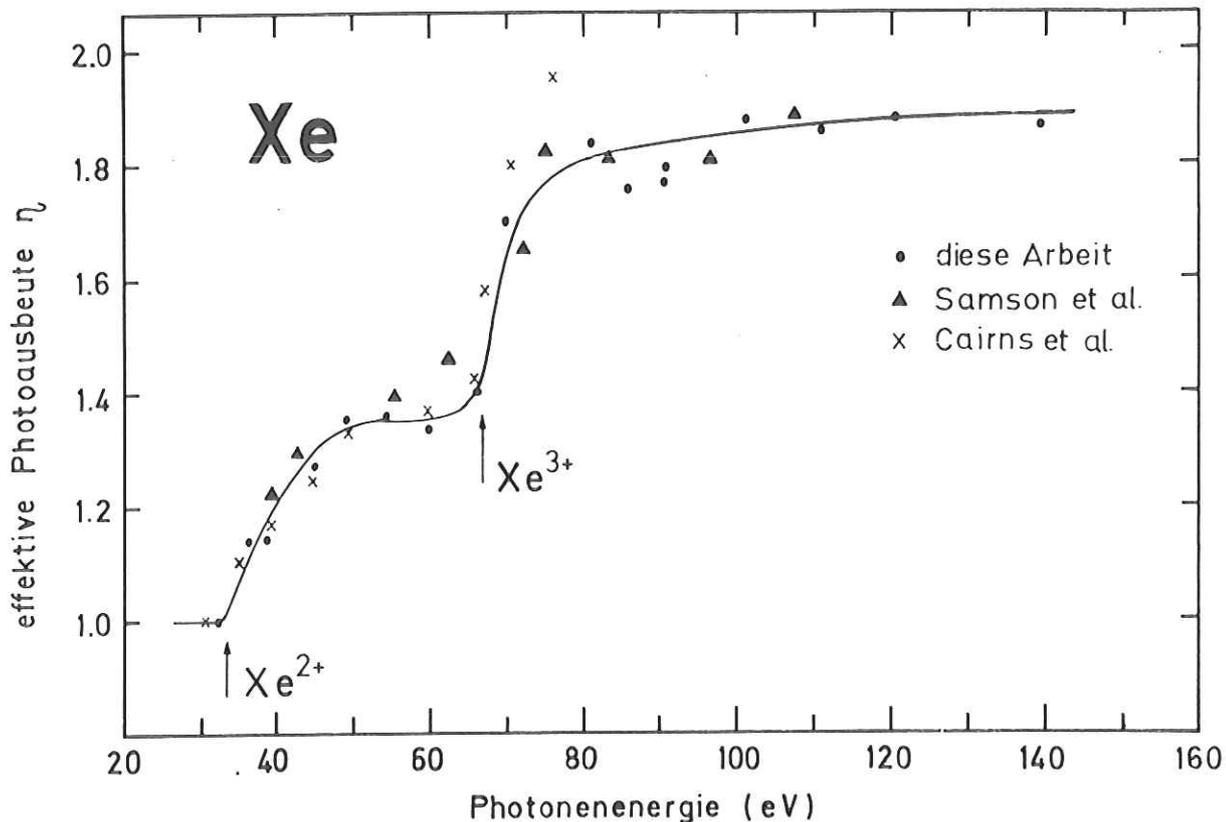


Abb. 23: Effektive Photoausbeute von Xe als Funktion der Photonenenergie, (—• diese Arbeit, ▲ Samson et al.²⁶, x Cairns et al.¹⁴) Die vertikalen Pfeile markieren den Einsatz der einzelnen Mehrfachionisationen.

Cairns und Mitarbeiter¹⁴ haben mit massenspektrometrischen Methoden die partiellen Wirkungsquerschnitte σ^{n+} für die Bildung von mehrfach geladenen Xe^{n+} Ionen bestimmt und eine ausführliche Interpretation ihrer Ergebnisse angegeben. Aus den partiellen Wirkungsquerschnitten σ^{n+} konnten wir mit Hilfe von Gleichung (11) die effektive Photoausbeute η berechnen. Bei Anregung mit Photonenenergien unterhalb von $\hbar\omega=67$ eV werden zweifach geladene Xe^{2+} Ionen durch simultane Emission von zwei Elektronen aus der 5s- und der 5p-Schale gebildet. Oberhalb $\hbar\omega=67$ eV führt die dann mögliche Ablösung eines 4d-Elektrons zu Auger-Prozessen, in denen sowohl Xe^{2+} Ionen als auch Xe^{3+} Ionen entstehen können. Da Kaskaden von Auger-Prozessen, von denen jeder einzelne zur Emission eines Elektrons führt, energetisch verboten sind, werden die dreifach geladenen Xe^{3+} Ionen wahrscheinlich in einem doppelten Auger-Prozeß gebildet, bei dem (außer dem primären Elektron) zwei Elektronen gleichzeitig ins Kontinuum übergehen.

4.6. Elektronenstoßionisationsquerschnitte

Die im Kapitel 2.7. beschriebene Druckabhängigkeitsmethode beruht darauf, daß neben der Photoionisation von Gasen die von den Photoelektronen verursachte Stoßionisation quantitativ erfaßt wird. Deshalb kann die für absolute Intensitätsmessungen entwickelte Methode dazu benutzt werden, Aussagen über Elektronenstoßwirkungsquerschnitte zu gewinnen.

Zur Auswertung der Ionisationsmessungen wurde nach Gleichung (20) die Größe $I_0 n_{sch.} = \frac{i/e}{1 - e^{-\sigma n L}}$ aus dem gemessenen Ionenstrom in Abhängigkeit des Gasdruckes berechnet. Aus dem Kurvenverlauf der Funktion $I_0 n_{sch.}(n)$ war zu erkennen, daß die verwendeten Repeller-
spannungen nicht zu starker Elektronenbeschleunigung und zusätzlicher Stoßionisation (aufgrund der Beschleunigung) führten. (vergl. auch die Abb. 4 und 5) Stellt man die Größe $I_0 n_{sch.}(n)$ in Abhängigkeit von der Teilchenzahlöichte n dar, so erhält man bei niedrigem Gasdruck ($p \sim n$) eine Gerade mit der Steigung $I_0 n Q Y l$. Da sich durch Extrapolation der Funktion bis zum Druck $p=0$ das Produkt $I_0 n$ bestimmen läßt, kann aus der Geradensteigung die Größe $Q Y l$ ermittelt werden, das Produkt aus Elektronenstreuquerschnitt Q , effektiver Elektronenstoßionisationsausbeute Y und durchschnittlicher Weglänge l der Elektronen im Gas. (siehe Kap. 2.7.) Bestimmt man das Produkt $Q Y l$ für zwei verschiedene Gase, so erlaubt dies eine Berechnung des Verhältnisses der Elektronenstoßionisationsquerschnitte $\sigma_T = Q Y$ dieser Gase. Wir wollen eine solche Berechnung an einem Beispiel demonstrieren.

Aus Druckabhängigkeitsmessungen bei einer Photonenenergie von $h\nu = 87.5$ eV haben wir das Verhältnis der Elektronenstoßionisationsquerschnitte von Ar und Ne bestimmt.

$$\frac{\sigma_T(\text{Ar})}{\sigma_T(\text{Ne})} = 4.5 \pm 20\%$$

Will man dieses Ergebnis mit Literaturwerten vergleichen, so muß berücksichtigt werden, daß nicht alle Photoelektronen, die Stoßionisation verursachen, die gleiche Energie $E_{kin.}$ besitzen.

Die Elektronenstoßionisationsquerschnitte sind natürlich von der kinetischen Energie $E_{kin.}$ der Elektronen abhängig. Bei einer Photonenenergie von $\hbar\omega=87.5$ eV bewirkt die Photoionisation von Ar Atomen vor allem die Emission von 3s- und 3p-Elektronen. Außerdem tritt jedoch Doppel- und Dreifachphotoionisation auf. (vergl. Kap. 4.5.) Für Ne gelten ähnliche Überlegungen. Legt man monoenergetische Photoelektronen der maximalen kinetischen Energie $E_{kin.} = \hbar\omega - I_e$ zugrunde, die zur Stoßionisation beitragen, so ergibt sich aus Literaturwerten¹⁹ von Elektronenstoßionisationsquerschnitten ein Verhältnis von $\frac{\sigma_T(Ar, E_{kin.}=71.7 \text{ eV})}{\sigma_T(Ne, E_{kin.}=65.9 \text{ eV})} = 7$. In dem hier interessierenden Elektronenenergiebereich nehmen die Stoßionisationsquerschnitte σ_T von Ne und Ar stark zu kleinen Elektronenenergien hin ab.¹⁹ Unter der Annahme, daß die Photoelektronen im Fall von Ne eine geringere Energiestreuung aufweisen als im Fall von Ar, wird verständlich, daß wir aus unseren Photoionisationsmessungen einen zu kleinen Wert $\frac{\sigma_T(Ar)}{\sigma_T(Ne)}$ erhalten haben.

4.7. Zusammenfassung der Ionisationsmessungen an Edelgasen

Mit einer speziell konstruierten Ionisationskammer wurde nach verschiedenen Meßverfahren die absolute Intensität der Synchrotronstrahlung bestimmt, die hinter dem Austrittsspalt des Gleitspiegelmonochromators zur Verfügung steht. Die gefundenen Unterschiede zwischen den erwarteten und den tatsächlich gemessenen Photonenintensitäten lassen sich auf Oberflächenbelegungen der optischen Elemente des Monochromators zurückführen. Die Genauigkeit der Intensitätsmessungen ist vor allem im Spektralbereich 40 eV bis 160 eV zufriedenstellend. Die Verwendung mehrerer Edelgase erlaubte die Bestimmung der effektiven Photoausbeuten von Ne, Ar und Xe. Diese Ergebnisse stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den Resultaten anderer Experimentatoren überein und bestätigen die angegebenen Photonenintensitäten. Die Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase He, Ne, Ar und Xe wurden im Energiebereich 30 eV bis 160 eV gemessen. Die von J.A.R. Samson entwickelte Druckabhängigkeitsmethode hat sich für absolute Intensitätsmessungen im Spektralgebiet des EUV bis zu einer Photonenenergie von $\hbar\omega=160$ eV bewährt. Samson et al.²⁰ haben diese Technik bisher nur bei den diskreten Photonenenergien $\hbar\omega=46.6$ eV und $\hbar\omega=76.5$ eV angewendet.

5. Photoemission von Festkörpern

In den letzten Jahren werden in wachsendem Umfang Untersuchungen der photoelektrischen Emission dazu verwendet, den elektronischen Aufbau von Festkörpern zu studieren. Für diese Untersuchungen ist der im allgemeinen geringe Anteil von emittierten Elektronen wichtig, die auf ihrem Weg vom Ort der Anregung in das Vakuum nicht inelastisch gestreut worden sind. Die langsamen, gestreuten Elektronen machen dagegen den Hauptteil der photoelektrischen Ausbeute aus.

Lukirskii und Mitarbeiter⁴³ haben bei Messungen der spektralen Abhängigkeit der photoelektrischen Ausbeute eine starke Ähnlichkeit der Strukturen in Ausbeute- und Absorptionsspektren beobachtet. Umfangreiche Ausbeutemessungen von W. Guzat und C. Kunz^{32,44} an Metallen, Halbleitern und Isolatoren bestätigten diesen Sachverhalt. Anhand eines theoretischen Modells konnte der Zusammenhang zwischen Photoemission und Photoabsorption beschrieben werden. (siehe dazu auch die Arbeiten von W. Spicer^{45,46}) Messungen der photoelektrischen Ausbeute bieten also die Möglichkeit, den spektralen Verlauf des Absorptionskoeffizienten von Festkörpern im Energiebereich des EUV zu bestimmen, ohne die Notwendigkeit dünne Schichten herstellen zu müssen, wie dies bei Transmissionsmessungen der Fall ist.

Ist die absolute Intensität der verwendeten Lichtquelle bekannt, so ist eine Bestimmung der Photoausbeute γ = Zahl der emittierten Elektronen pro einfallender Photon möglich, wenn man den Photoemissionsstrom in absoluten Einheiten mißt. Andererseits kann bei bekannter Photoausbeute γ die absolute Photonenintensität auf diese Weise gemessen werden. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß die Ausbeute des betreffenden Materials zeitlich stabil ist.

Im Anschluß an unsere Intensitätsmessungen haben wir die Photoausbeute γ einiger Festkörper bestimmt. Das Hauptziel dieser Messungen bestand darin, eine geeignete Photodiode zu eichen, um diese als sekundären Eichstandard für Intensitätsmessungen benutzen zu können. Mit Hilfe einer stark vereinfachten Theorie des komplizierten Photoemissionsprozesses haben wir versucht quantitative Aussagen

über die Photoausbeute zu gewinnen und einen Vergleich zwischen Theorie und Messung durchgeführt.

5.1. Zur Theorie der Photoemission

Trifft elektromagnetische Strahlung auf einen Festkörper, wird sie teilweise reflektiert und dringt zum Teil in den Kristall ein und wird absorbiert. Die Absorption von Photonen aus dem Spektralbereich des EUV geschieht vor allem durch Anregung von Atomelektronen in Zustände höherer Energie. Der Wechselwirkungsort zwischen Photon und Elektron ist dabei in den Atomen im Innern des Festkörpers lokalisiert. Sind am Photoabsorptionsprozeß Valenzelektronen beteiligt, so entstehen hochangeregte Elektronen im Leitungsband. Die optische Anregung von Rumpfelektronen führt dagegen zu schwächer angeregten primären Photoelektronen und zu stark gebundenen Rumpflöchern, so daß in Rekombinationsprozessen Augerelektronen und Elektronen aus Exzitonenzzerfallsmechanismen gebildet werden.⁴⁾

Die hochenergetischen Elektronen, die aus diesen Prozessen stammen, unterliegen verschiedenen Wechselwirkungen mit Atomen und Elektronen ihrer Umgebung. Inelastische Streuprozesse wie Elektron-Elektron Streuung und Elektron-Plasmon Streuung reduzieren die Energie der angeregten Elektronen und bewirken die Anregung von zusätzlichen Elektronen. Der Anregung von hochenergetischen Elektronen aufgrund der Absorption von Photonen folgt also eine Kaskade von Streuprozessen, die zu einer Elektronenmultiplikation führt. Anhand von Energieverteilungsmessungen der von einem Festkörper emittierten Photoelektronen ist zu erkennen, daß bei Photonenenergien von etwa $\hbar\omega = 100$ eV das Verhältnis von ungestreuten zu gestreuten Elektronen bei Metallen und Isolatoren kleiner als 0.01 ist. Solche Messungen zeigen auch, daß -unabhängig von der Photonenenergie- die Energie der in Streuprozessen gebildeten Elektronen bei Metallen etwa dem zwei- bis dreifachen der Austrittsarbeit entspricht. (bezogen auf die Leitungsbandunterkante) Bei Isolatoren können nach dem Pauli-Prinzip und aus energetischen Gründen angeregte

⁴⁾ Als Exziton bezeichnet man gebundene Elektron-Loch Paare, die durch Coulomb-Wechselwirkung zwischen angeregtem Elektron und zurückbleibendem Loch entstehen. ⁴⁷

Elektronen, deren Energie kleiner ist als der doppelte Abstand $2E_g$ zwischen Valenzbandoberkante und Leitungsbandunterkante, keine inelastischen Streuprozesse bewirken. Der überwiegende Teil der emittierten Elektronen hat daher eine Energie zwischen E_g und $2E_g$ (bezogen auf die Valenzbandoberkante).

Die Abbildung 24 zeigt schematisch die mittleren freien Weglängen l (Streuweglängen) von monoenergetischen Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie, wenn nur Elektron-Elektron Streuprozesse berücksichtigt werden. Die Streuweglänge L der langsamen Elektronen, die den überwiegenden Anteil der Photoausbeute ausmachen, ist wesentlich größer als die Streuweglänge l_p der hochenergetischen, optisch angeregten (primären) Elektronen. Diese mittlere freie Weglänge bestimmt bei Metallen die mittlere Austrittstiefe L für Elektronen, die dem Kaskadenprozeß unterliegen. Bei Metallen liegt diese mittlere Austrittstiefe L in der Größenordnung 20 \AA bis 30 \AA , wenn man für die durchschnittliche Elektronenenergie den zwei- bis dreifachen Wert der Austrittsarbeit ϕ annimmt.

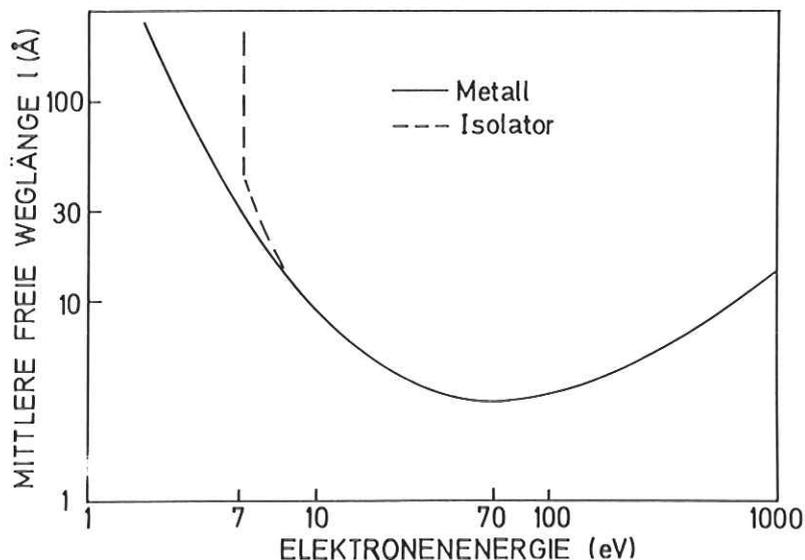


Abb.24: Mittlere freie Weglänge für Elektron-Elektron Streuung als Funktion der Elektronenenergie (schematisch) für Metalle (—) und Isolatoren (- - -). Die Elektronenenergie ist bei Metallen auf das Fermi-niveau, bei Isolatoren auf die Valenzbandoberkante bezogen.

Bei Isolatoren wird die Austrittstiefe L der in Streuprozessen gebildeten, langsamen Elektronen durch Elektron-Phonon Streuung und durch Wechselwirkungen der Elektronen mit Gitterfehlstellen begrenzt. Diese quasielastischen Streuprozesse verändern die Elektronenenergie kaum, bewirken aber eine starke Impulsänderung. Die mittlere Austrittstiefe L von langsamen Elektronen kann bei Isolatoren mehr als 100 \AA betragen.

Aus dem bisher Gesagten läßt sich ein Zusammenhang zwischen Photoabsorption und photoelektrischer Emission ableiten. Die Zahl der im Abstand z von der Kristalloberfläche erzeugten, primären Photoelektronen ist proportional zur dort absorbierten Photonenintensität. Diese primären Elektronen lösen durch Elektron-Elektron Streuung einen Kaskadenprozeß aus, der zu weiteren angeregten Elektronen führt. Die an Streuprozessen beteiligten Elektronen bilden bei hinreichend hoher Photonenenergie (abhängig vom elektronischen Aufbau des untersuchten Festkörpers) den Hauptteil der emittierten Photoelektronen. Unter der Voraussetzung, daß die Schichtdicke D der Probe viel größer ist als die reziproke Summe aus dem Absorptionskoeffizienten μ und dem Kehrwert der Austrittstiefe L dieser Elektronen, gilt folgende Beziehung bei senkrechtem Lichteinfall:

$$\gamma(\hbar\omega) \sim (1 - R(\hbar\omega)) \frac{\mu(\hbar\omega)}{\mu(\hbar\omega) + 1/L} M(\hbar\omega) \quad (24)$$

$R(\hbar\omega)$ = Reflektivität

Die Größe $\frac{\mu(\hbar\omega)}{\mu(\hbar\omega) + 1/L}$ wird als Transportfaktor bezeichnet und gibt den Anteil der Elektronen an, die so nahe an der Oberfläche erzeugt werden, daß sie den Kristall ungestreut verlassen können. Ist $\mu L \ll 1$, so kann der Transportfaktor durch das Produkt μL ersetzt werden. Der Faktor $M(\hbar\omega)$ berücksichtigt die Elektronenmultiplikation durch Streuprozesse und ist daher proportional zur Photonenenergie. Geht man von einer durchschnittlichen Energie ϵ_L der langsamen Elektronen aus, so kann der Multiplikationsfaktor $M(\hbar\omega)$ näherungsweise durch $M(\hbar\omega) = \frac{\hbar\omega}{\epsilon_L}$ dargestellt werden.

Bei nicht senkrechtem Lichteinfall auf die Probenoberfläche muß an Stelle des Absorptionskoeffizienten μ der effektive Absorptions-

koeffizient ν_{eff} verwendet werden.

$$\nu_{\text{eff}}(\alpha, \hbar\omega) = \frac{4\pi}{\lambda} \operatorname{Im} \{ (n + ik)^2 - \sin^2 \alpha \}^{1/2} \quad (25)$$

Bei nicht zu großem Einfallswinkel α und schwacher Absorption gilt im Spektralgebiet des EUV in guter Näherung $\nu_{\text{eff}} = \frac{\mu}{\cos \alpha}$.

Ein angeregtes Elektron, das sich in Richtung zur Kristalloberfläche bewegt und diese erreicht hat, kann nur dann ins Vakuum austreten, wenn seine Impulskomponente senkrecht zur Oberfläche einen kritischen Wert $|\vec{p}_{\text{kr}}|$ übersteigt. Da sich der Elektronenimpuls zu $|\vec{p}| = \sqrt{2m_e E}$ ergibt, muß ein Elektron also eine minimale Anregungsenergie E_{min} besitzen, um den Festkörper verlassen zu können. Bezeichnet man mit δ den Winkel, den die Bewegungsrichtung des Elektrons mit der Oberflächennormalen einschließt, so ergibt sich folgende Beziehung für den maximal auftretenden Winkel δ_{kr} , für den noch Elektronenemission möglich ist. (vergl. Abb. 25)

$$\cos \delta_{\text{kr}} = \sqrt{E_{\text{min}}/E} \quad (26)$$

Geht man von einer isotropen Winkelverteilung der angeregten Elek-

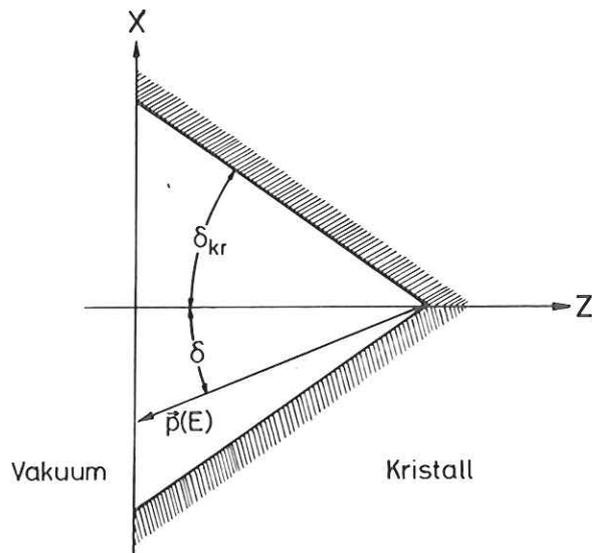


Abb. 25: Veranschaulichung des Austritts eines mit Impuls $\vec{p}(E)$ angeregten Photoelektrons aus der Kristalloberfläche. δ_{kr} bezeichnet den maximalen Austrittswinkel.

tronen aus, so kann in Anlehnung an die Arbeit von W. Gudat³² in grober Näherung folgende Abhängigkeit der Austrittswahrscheinlichkeit P_0 von der Elektronenenergie E angenommen werden.

$$P_0(E) = 1 - \sqrt{E_{\min}/E} \quad (27)$$

Im Modell des freien Elektronengases für Metalle kann ein Elektron nur dann zur Photoausbeute beitragen, wenn seine Anregungsenergie E bezogen auf die Leitungsunterkante größer ist als die Summe aus Fermienergie E_F und Austrittsarbeit ϕ . E_{\min} ergibt sich also zu $E_{\min} = E_F + \phi$. Bei Isolatoren wird für E_{\min} die Elektronenaffinität E_A eingesetzt und die Elektronenenergie E von Boden des Leitungsbandes gerechnet.

Der Hauptteil der emittierten Photoelektronen hat bei Isolatoren Energien von etwa 2 eV bis 3 eV bezogen auf die Leitungsbandunterkante.³² Da die Elektronenaffinitäten im allgemeinen kleiner als 1 eV sind, erwartet man bei Isolatoren Austrittswahrscheinlichkeiten P_0 zwischen 0.5 und 1 für solche Elektronen. Dies deckt sich mit Ergebnissen von Llacer und Garwin⁴⁸, die den Transport und die Austrittswahrscheinlichkeit von angeregten Elektronen in Alkali-halogeniden in einer umfassenden Theorie behandelt haben.

Mit Hilfe der Beziehung (24) und der Gleichung (27) läßt sich eine Abschätzung für die photoelektrische Ausbeute γ angeben.

$$\gamma(\alpha, \hbar\omega) = P_0(1 - R(\alpha, \hbar\omega)) \frac{\mu_{\text{eff}}(\alpha, \hbar\omega)}{\mu_{\text{eff}}(\alpha, \hbar\omega) + 1/L} \frac{\hbar\omega}{\epsilon_L} \quad (28)$$

Die Austrittswahrscheinlichkeit P_0 bezieht sich dabei auf die langsamen, an inelastischen Streuprozessen beteiligten Elektronen und wird als unabhängig von der Photonenenergie angenommen.

Bei senkrechtem Lichteinfall ist das Reflexionsvermögen der meisten Festkörper bei Photonenenergien oberhalb von $\hbar\omega = 40$ eV kleiner als 1%. In diesem Fall erwartet man für die Photoausbeute $\gamma(0^\circ, \hbar\omega)$ eine mit $\hbar\omega$ schwach ansteigende Funktion, die im wesentlichen proportional zum Absorptionskoeffizienten μ ist. Durch den Nenner

in Gleichung (28) wird eine Modifizierung dieses Zusammenhanges hervorgerufen, die umso schwächer ist, je kleiner das Produkt $\mu_{\text{eff}}L$ im Vergleich zu 1 wird.

Zur Beschreibung des komplizierten Photoemissionsprozesses in dem hier interessierenden Spektralbereich wurden mehrere Vereinfachungen angenommen. Die wichtigsten sollen abschließend noch einmal aufgeführt werden:

Der Hauptteil, der von einem Festkörper emittierten Photoelektronen besteht aus in Streuprozessen gebildeten Elektronen. Diese Elektronen haben eine niedrige durchschnittliche Energie ϵ_L , die weitgehend unabhängig von der Photonenenergie ist und hauptsächlich durch die Bandstruktur des Festkörpers festgelegt wird. Weiterhin ist die Gleichung (28) nur dann gültig, wenn die Schichtdicke D des Kristalls groß ist gegen die reziproke Summe aus dem Absorptionskoeffizienten μ und dem Kehrwert der Austrittstiefe L der Elektronen. Bei einer Photonenenergie von $\hbar\omega=100$ eV sind diese Annahmen im allgemeinen zulässig. Im Kapitel 5.2. haben wir daher eine Abschätzung der Photoausbeute einiger Festkörper bei dieser Photonenenergie durchgeführt und die abgeschätzten Werte mit experimentell ermittelten Daten verglichen.

5.2. Photodioden als Sekundärstandard

Der photoelektrische Effekt wird seit langer Zeit zum Nachweis von elektromagnetischer Strahlung ausgenutzt. Photodioden sind heute gebräuchliche Lichtdetektoren in verschiedenen Spektralbereichen. Im allgemeinen besteht eine Photodiode aus einer Kathode, an der von der einfallenden Strahlung Elektronen ausgelöst werden, und einer Anode, an die eine positive Spannung angelegt wird, um die emittierten Photoelektronen zu sammeln. An der Kathode wird ein positiver Photostrom gemessen, der proportional zu der eingestrahelten Photonenintensität ist.

Solche Detektoren bieten die Möglichkeit absolute Intensitätsmessungen durchzuführen, wenn die Photoausbeute γ des Kathodenmaterials in absoluten Einheiten bekannt ist. Bisher existieren im Spektralbereich des EUV kaum kalibrierte Photodioden, da keine zur Eichung notwendige Lichtquellen bekannter Intensität zur Verfügung stehen. Unser Ziel war es deshalb, im Anschluß an unsere absoluten Intensitätsmessungen der monochromatisierten Synchrotronstrahlung geeignete Photodioden zu eichen. Dazu muß die Zahl der von der Kathode emittierten Photoelektronen in absoluten Einheiten gemessen werden.

Als Kathodenmaterial eignen sich nur solche Substanzen, deren Photoausbeute weitgehend unempfindlich gegenüber Oberflächenverunreinigungen ist, damit keine Langzeitschwankungen der Nachweisesempfindlichkeit des Detektors auftreten. Madden und Mitarbeiter⁴⁹ haben die Photoausbeute verschiedener Metalle und von Al_2O_3 in Abhängigkeit von Oberflächenbelegungen bei $h\nu = 20.3$ eV untersucht. Alle Metalle zeigten eine drastische Änderung (etwa $\pm 50\%$) der Photoausbeute, wenn sie längere Zeit bei normalem Luftdruck - lediglich staubgeschützt - aufbewahrt wurden. Dies ist vermutlich auf die Ausbildung dünner Oxid- oder Adsorbatsschichten zurückzuführen. Die Abbildung 26 zeigt die zeitliche Änderung der Ausbeute einer 1000 \AA dicken Goldschicht, die normalem Luftdruck ausgesetzt ist. Nach ca. 100 Tagen erreicht die Ausbeute wieder einen konstanten Wert, der um etwa 50% größer ist als der der sauberen (frisch aufgedampften) Schicht. Es ist zu bemerken, daß die gealterte Goldschicht nach Heizen auf

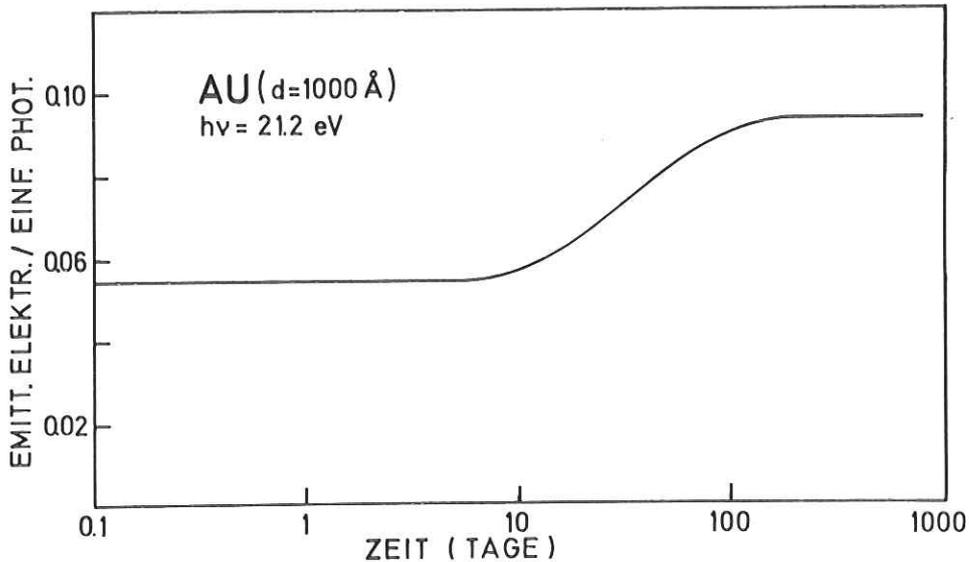


Abb.26: Photoelektrische Ausbeute einer aufgedampften Goldschicht von 1000 Å Dicke bei $h\nu=21.2$ eV in Abhängigkeit von der Zeit, während der die Probe normalem Luftdruck ausgesetzt ist.

200° C wieder die ursprüngliche Ausbeute der sauberen Probe aufwies.

Eine sehr stabile Photoausbeute hatte nach den Ergebnissen von Maden et al. ⁴⁹ eine 150 Å dicke Al_2O_3 -Schicht, die durch anodische Oxidation von Al hergestellt wurde. Die Probe wurde während eines Zeitraums von 4 Monaten lediglich staubgeschützt bei normalem Luftdruck aufbewahrt. Während dieser Zeit lagen die Schwankungen der Photoausbeute unter ±2%. Variiert man die Temperatur der im Vakuum befindlichen Probe zwischen 20° C und 200° C, so ändert sich die Ausbeute nur um ca. ±2%.

Diesen Ergebnissen zufolge ist Al_2O_3 ein geeignetes Kathodenmaterial für eine Photodiode. Die Photoausbeute ist bei $h\nu=20.3$ eV mit $\gamma = 0.13$ relativ hoch. Da Al_2O_3 ein guter Isolator ist, muß allerdings darauf geachtet werden, daß die Schichtdicke der Probe nicht so groß ist, daß bei der Bestrahlung Aufladungseffekte auftreten, die die photoelektrische Ausbeute beeinflussen.

5.3. Abschätzung von Photoausbeuten

An einigen Beispielen wollen wir jetzt eine quantitative Abschätzung der Photoausbeute anhand des im Kapitel 5.1. beschriebenen Modells durchführen. Mit Hilfe der Gleichung (28) haben wir die photoelektrische Ausbeute γ von CsJ, LiF, Au und Al_2O_3 berechnet, die bei einer Photonenenergie von 100 eV und senkrechtem Lichteinfall auf die Probe zu erwarten ist.

In der Tabelle 3 sind die abgeschätzten Photoausbeuten zusammen mit gemessenen Werten dargestellt. Die zur Abschätzung benötigten Größen wurden von verschiedenen Autoren übernommen. Für die Abschätzung der Austrittswahrscheinlichkeit P_0 der angeregten Elektronen haben wir im Kapitel 5.1. nur eine sehr grobe Näherung angegeben. Deshalb sind in der Tabelle 3 die Größen $\frac{\mu}{\mu + 1/L} \frac{\hbar\omega}{\epsilon_L}$ und P_0 gesondert aufgeführt, um den Einfluß der Austrittswahrscheinlichkeit P_0 auf die Photoausbeute γ deutlich zu machen. Wir wollen jetzt die Abschätzungen im einzelnen diskutieren. (Die Ausbeutemessungen werden im nächsten Kapitel ausführlich behandelt.)

CsJ und LiF:

Bei den Alkalihalogeniden CsJ und LiF haben wir eine durchschnittliche Energie der emittierten Elektronen von 2 eV bzw. 2.4 eV über dem Boden des Leitungsbandes angenommen. Im Fall von LiF wurde dieser Wert aus Energieverteilungsmessungen der Photoelektronen abgeschätzt, die von W. Guéat³² durchgeführt wurden. Die verwendeten Austrittstiefen L wurden von Mc Donald et al.⁵² übernommen, die diese Ergebnisse aus Photoelektronenspektren gewonnen haben. Da für LiF im allgemeinen eine negative Elektronenaffinität E_A angenommen wird^{3,2} haben wir die Austrittswahrscheinlichkeit P_0 für angeregte Elektronen, die die Kristalloberfläche erreicht haben, gleich 1 gesetzt. Bei CsJ erwartet man wegen der niedrigen Elektronenaffinität⁵⁴ ebenfalls eine relativ hohe Austrittswahrscheinlichkeit. Ein Vergleich der abgeschätzten Photoausbeuten mit den gemessenen Werten zeigt, daß unsere Abschätzung ein Ergebnis liefert, das in der richtigen Größenordnung liegt.

Tabelle 3: Abschätzung der photoelektrischen Ausbeute γ von CsJ, LiF, Al₂O₃ und Gold mit Hilfe von Gleichung (28) bei $\hbar\omega = 100$ eV für senkrechten Lichteinfall (der Einfluß der Reflektivität wurde vernachlässigt)

Substanz	μ	ϵ_L	L	$\frac{\mu}{\mu + 1/L} \frac{\hbar\omega}{\epsilon_L}$	E _g	E _A	P ₀	$\gamma_{\text{theor.}}$	$\gamma_{\text{exp.}}$	Schichtdicke der untersuchten Probe
	10 ⁵ cm ⁻¹	eV	Å		eV	eV		$\frac{\text{em. Elektr. einf. Phot.}}{\text{em. Elektr. einf. Phot.}}$		Å
CsJ	4.2 50	8	125 ⁵²	3.8	654	0.55 ⁴	0.5	1.9	2.2	2000
LiF	2.0 51	16	80 ⁵²	0.85	13.6 ³²	neg ³²	1	0.85	0.35	1800
Al ₂ O ₃	3.2 35	11	25 ³²	0.7	5.6 ³⁵	3.25 ⁵	0.2	0.14	0.06	150
					E _F	ϕ				
Au	4.5 35	10	15 ⁵³	0.65	6 ⁺)	512	0.17	0.11	0.04	2000

+) Die Fermienergie E_F von Gold wurde ausgehend vom Modell des freien Elektronengases theoretisch berechnet.⁴⁷

Al₂O₃:

Bei der für die Ausbeutemessungen verwendeten Al₂O₃ Schicht handelt es sich um eine 150 Å dicke amorphe Probe. (vergl. Kap. 5.4.) Dies bedeutet, daß eigentlich nicht von einer Bandstruktur im üblichen Sinne ausgegangen werden kann. Für den Isolator Al₂O₃ erwartet man eigentlich eine relativ große Austrittstiefe L der langsamen Elektronen in der Größenordnung von 100 Å. W. Gudat³² hat jedoch bei Photoausbeutemessungen an Al festgestellt, daß eine "natürliche" Oxidbedeckung von ca. 25 Å auf einer Al-Schicht ausreicht, um die starke L_{2/3}-Struktur des Metalls vollständig zu unterdrücken. Dies läßt auf eine extrem starke Elektronenstreuung in der amorphen Al₂O₃ Deckschicht schließen, so daß man bei einer amorphen Al₂O₃ Probe von einer kleinen Elektronenaustrittstiefe L ausgehen muß. Da Al₂O₃ eine große Elektronenaffinität von E_A = 3.2 eV⁵⁵ hat, ist die Austrittswahrscheinlichkeit P₀ der Photoelektronen kleiner als bei den meisten anderen Isolatoren. Wie im Fall von CsJ und LiF liegen der gemessene und der abgeschätzte Ausbeutewert in der gleichen Größenordnung.

Gold:

Für die Abschätzung der Photoausbeute von Gold haben wir eine durchschnittliche Energie der emittierten Elektronen zugrunde gelegt, die dem zweifachen Wert der Austrittsarbeit ϕ entspricht (bezogen auf das Fermi-niveau E_F). Gemäß der Streuweglänge l für angeregte Elektronen dieser Energie wurde nach Ergebnissen von B.L. Henke⁵³ eine Austrittstiefe von L = 15 Å für die Photoelektronen angenommen. Aus der Gleichung (27) ergibt sich eine Austrittswahrscheinlichkeit P₀ = 0.17 für angeregte Elektronen, die die Metalloberfläche erreicht haben. Bei dem Metall Gold übt die Austrittswahrscheinlichkeit also einen entscheidenden Einfluß auf die Photoausbeute aus.

Insgesamt kann aus den Ergebnissen der Schluß gezogen werden, daß das im Kapitel 5.1. beschriebene Modell des Photoemissionsprozesses die Möglichkeit bietet, die photoelektrische Ausbeute von Festkörpern zumindest auf eine Größenordnung genau abzuschätzen. Bei derartigen Abschätzungen sollte allerdings gewährleistet sein, daß die

bei der Entwicklung des Modells gemachten Vereinfachungen zulässig sind.

Anhand der Tabelle 3 ist zu erkennen, daß die Austrittstiefe L der langsamen Elektronen die Größe der Photoausbeute wesentlich beeinflußt. Im allgemeinen erwartet man deshalb bei Isolatoren eine höhere Ausbeute als bei Metallen, da in diesem Fall die Elektronenaustrittstiefen durch quasielastische Streuprozesse begrenzt werden. (siehe Kap.5.1.) Die Austrittstiefe L von angeregten Elektronen wird auch durch Gitterfehlstellen und Fremdatome beeinflusst. Daher läßt sich die von einem Autor für eine bestimmte Probe angegebene Elektronenaustrittstiefe nicht ohne weiteres verallgemeinern. Die von uns verwendeten Austrittstiefen sind daher höchstens bis auf einen Faktor 2 genau. Insgesamt kann mit Hilfe der Beziehung (28) die Photoausbeute von Festkörpern mit einer Unsicherheit von etwa einem Faktor 5 abgeschätzt werden.

5.4. Photoausbeutemessungen an Au, Al_2O_3 , LiF und CsJ Proben

Für die im Kapitel 3.2.3. beschriebene Photodiode haben wir fünf verschiedene Kathoden hergestellt. Alle Proben wurden durch Vakuumverdampfung von festen Ausgangssubstanzen in einer speziellen Aufdampfanlage präpariert und nachträglich in die Meßapparatur eingebaut. Die Schichtdicken wurden während des Aufdampfens mit Hilfe eines Schwingquarzes kontrolliert, bei dem die zur Massenbelegung proportionale Frequenzänderung beobachtet wird. Als Probenunterlage dienten polierte Edelstahlscheiben und in einem Fall ein Tantalblech. Folgende Kathoden wurden hergestellt:

Nr.	Substanz	Schichtdicke	Unterlage	Reinheit des Ausgangsmaterials
1	Al_2O_3	150 Å	Edelstahl	99.5%
2	Al_2O_3	200 Å	Tantal	99.5%
3	Au	2000 Å	Edelstahl	99.999%
4	LiF	1800 Å	Edelstahl	99.99%
5	CsJ	2000 Å	Edelstahl	99.99%

Tabelle 4: Verwendete Photokathoden

Die Al_2O_3 Schichten wurden durch Verdampfen reiner Al_2O_3 Keramik mit Hilfe einer Elektronenstrahlkanone hergestellt, im Gegensatz zu der sonst üblichen Präparationsmethode mittels anodischer Oxidation von Al.

Der von der Strahlung ausgelöste Photostrom dieser fünf Kathoden wurde zwischen 14 eV und 160 eV Photonenenergie mit Hilfe des Vibrating-Reed Elektrometers (Cary 401) in absoluten Einheiten gemessen. Die emittierten Photoelektronen wurden an der ringförmigen Anode (Abb.10) gesammelt, an die eine positive Spannung von 200 V gelegt wurde. Die Zugspannung an der Anode wurde zwischen 0 V und 400 V variiert, um ihren Einfluß auf den Photostrom zu studieren. Bei etwa 40 V Anodenspannung erreichte der Strom einen Sättigungswert. Die Photoausbeutemessungen wurden bei einem Vakuum von 10^{-7} Torr bis 10^{-6} Torr ausgeführt. Die gemessenen Photoströme wurden durch die Photonenintensität I_0 und die Elementarladung e dividiert. Auf diese Weise erhält man die photoelektrische Ausbeute γ in Einheiten: Zahl der emittierten Elektronen pro einfallendem Photon. Für die Auswertung der Messungen wurde das Datenverarbeitungssystem PDP 8/e - IBM 370/168 benutzt. (vergl. Kap.4.1.)

Für den Photonenenergiebereich unterhalb von $\hbar\omega=50$ eV wurde die $\Delta=2.3^\circ$ Gitterstellung des Monochromators für die Ausbeutemessungen verwendet. Im Energiebereich 25 eV bis 160 eV wurde mit der $\Delta=1^\circ$ Gitterstellung gemessen. Im überlappenden Spektralbereich stimmen

die Ausbeutewerte bis auf $\pm 6\%$ überein. Die Ausbeutemessungen wurden entweder vor oder nach Messungen der Photonenintensität bei den gleichen Betriebsbedingungen des Synchrotrons durchgeführt. Die Genauigkeit der ermittelten Photoausbeuten wird im wesentlichen durch die Fehler der Intensitätsmessungen bestimmt. (siehe auch Kap. 4.4.) Der Fehler für die Absolutwerte der photoelektrischen Ausbeute von Al_2O_3 , Au, CsJ und LiF beträgt daher für Photonenenergien oberhalb von $h\nu = 40$ eV ca. $\pm 10\%$ und im Energiebereich 15 eV bis 40 eV ca. $\pm 30\%$. Als Kathodenmaterial wurden drei Isolatoren verwendet. Ein Vergleich verschiedener Messungen der Photoströme jeder dieser Proben ergab in sich konsistente Meßergebnisse. Durch Aufladungseffekte traten keine von der Bestrahlungsdauer abhängige Schwankungen der Photoausbeute auf.

Die Abbildungen 27, 28, 29 und 30 zeigen die spektrale Abhängigkeit der Photoausbeute von Al_2O_3 , Au, CsJ und LiF zusammen mit den Ergebnissen anderer Experimentatoren. Alle Ausbeutewerte beziehen sich auf senkrechten Einfall des Lichtes auf die Proben. Lukirskii und Mitarbeiter⁵⁶ haben ihre Ausbeutemessungen mit einem Einfallswinkel von $\alpha = 70^\circ$ durchgeführt. Gegenüber senkrechtem Lichteinfall ändert sich die Photoausbeute mit dem secans des Einfallswinkels. (vergl. Kap. 5.1.) Mit Hilfe dieses Zusammenhanges haben wir die Ergebnisse von Lukirskii et al.⁵⁶ für senkrechten Lichteinfall umgerechnet und in die Abbildungen eingezeichnet.

Um den Zusammenhang zwischen Photoabsorption und Photoemission sichtbar zu machen, haben wir in den Abbildungen den spektralen Verlauf des Absorptionskoeffizienten mit dargestellt. Die Absorptionsspektren wurden von verschiedenen anderen Autoren übernommen. Mit Hilfe der Ausbeute- und der Absorptionsspektren haben wir die Größe $\gamma^{\mu} + 1/L$ berechnet, für die wir nach Gleichung (28) einen linearen Anstieg mit wachsender Photonenenergie erwarten. Die bis zu " $h\nu = 0$ eV" extrapolierte Gerade sollte die Energieachse bei 0 eV schneiden. Die mittlere Austrittstiefe L der langsamen Elektronen haben wir der Tabelle 3 entnommen. Die Berechnung erfolgte mit dem

Datenverarbeitungssystem PDP 8/e - IBM 370/168. Dazu wurden die Spektren mit einem Kurvenfolger digitalisiert und in die Rechenmaschine eingelesen. Beim Digitalisieren können leichte Verschiebungen der energetischen Lage von Strukturen in den Ausbeute- und den Absorptionsspektren entstehen. Dies führt bei der Berechnung von $\gamma \frac{\mu + 1/L}{\mu}$ zu starken "unechten" Strukturen dieser Funktion, die nur sehr schwer von echten Maxima und Minima zu unterscheiden sind. Deshalb haben wir in die Abbildungen 27 bis 30 nur den groben spektralen Verlauf der Funktion $\gamma(\hbar\omega) \frac{\mu(\hbar\omega) + 1/L}{\mu(\hbar\omega)}$ unter Verzicht auf diskrete Strukturen übernommen. (willkürliche Einheiten)

Wir wollen jetzt die Spektren im einzelnen diskutieren. Es soll an dieser Stelle auf die Arbeit von W.Gudat³² hingewiesen werden, die eine ausführliche Interpretation der energetischen Lage von Strukturen in den Ausbeute- und Absorptionsspektren enthält.

Al₂O₃:

Die Abbildung 27 zeigt den spektralen Verlauf der Photoausbeute der beiden Al₂O₃ Proben. Für die 200 Å dicke Schicht haben wir eine um etwa 10% bis 20% geringere Ausbeute gefunden als für die 150 Å dicke Probe. Die Ursache hierfür ist vermutlich auf Interferenzeffekte zurückzuführen, die besonders in der dünneren Schicht eine Erhöhung der Photoausbeute bewirken. Saloman et al.⁵⁷ haben im Energiebereich 20 eV bis 60 eV dieselbe Beobachtung gemacht. Dies widerspricht allerdings Ergebnissen von W.Pong⁵⁸, der die Schichtdickenabhängigkeit der Photoausbeute von Al₂O₃ bei $\hbar\omega=21.2$ eV untersucht hat. Für Probendicken zwischen 50 Å und 250 Å hat er eine mit der Schichtdicke steigende Ausbeute beobachtet. Es soll betont werden, daß sowohl W.Pong⁵⁸ als auch Saloman et al.⁵⁷ ihre Proben mittels anodischer Oxidation von Al hergestellt haben. Die in der Abb. 27 dargestellten Ergebnisse dieser Autoren beziehen sich auf 150 Å dicke Al₂O₃ Schichten.

Im Energiebereich zwischen 45 eV und 70 eV stimmen unsere Ergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen mit denen von Saloman et al.⁵⁷ überein, die für ihre Ausbeutewerte eine Genauigkeit von ±6% angeben. Im Gegensatz zu Saloman et al.⁵⁷ haben wir zwischen 30 eV und 45 eV eine breite Schulter im Ausbeutespektrum beobachtet und

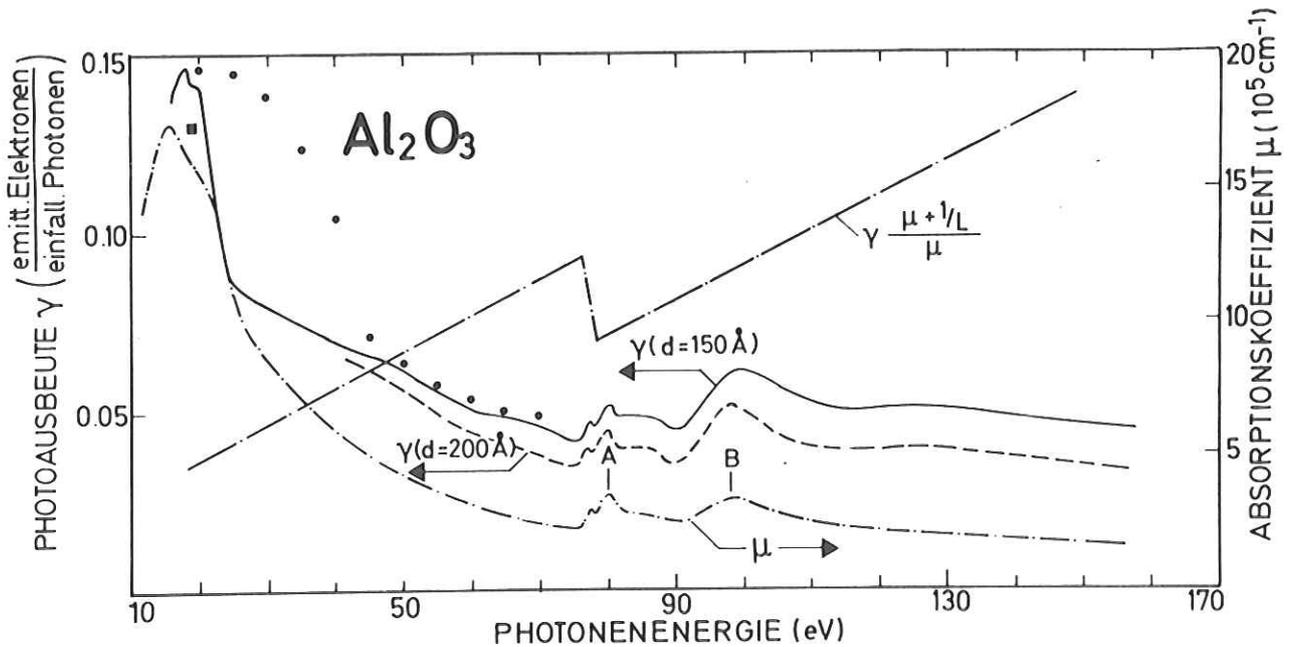


Abb.27: Absolute photoelektrische Ausbeute von zwei Al_2O_3 Schichten und Absorptionskoeffizient³⁵ μ von Al_2O_3 in Abhängigkeit der Photonenenergie. Die von W.Pong⁵⁸ (■) und von Saloman et al.⁵⁷ (●) gefundenen Ausbeutewerte beziehen sich auf 150 Å dicke Proben. Aus dem Ausbeutespektrum der 150 Å dicken Schicht und dem Absorptionsspektrum³⁵ wurde die Funktion $\gamma(\mu + 1/L)/\mu$ berechnet. (willk. Einh.)

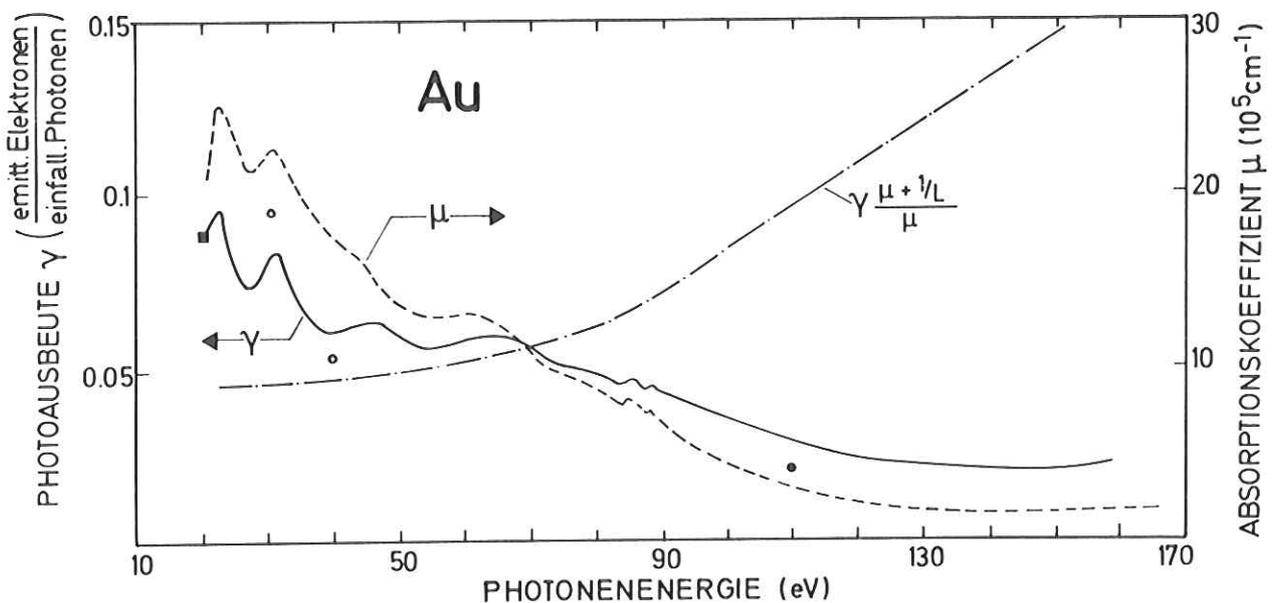


Abb.28: Absolute Photoausbeute γ einer 1000 Å dicken Goldschicht und Absorptionskoeffizient³⁵ μ von Gold als Funktion der Photonenenergie. Von Cairns et al.⁵⁹ (○), von Madden et al.⁴⁹ (■) und von Lukirskii et al.⁵⁶ (●) gemessene Ausbeutewerte sind mitdargestellt. Aus dem Absorptionsspektrum³⁵ und dem Ausbeutespektrum wurde die spektrale Abhängigkeit der Größe $\gamma(\mu + 1/L)/\mu$ bestimmt. (willkürliche Einheiten)

erst bei Photonenenergien unterhalb von 30 eV einen steilen Anstieg der Photoausbeute erhalten. Eventuell sind die unterschiedlichen Präparationsmethoden bei der Herstellung der Proben für diese Abweichungen verantwortlich.

Nach den Untersuchungen von Madden et al.⁴⁹ besitzt eine Al₂O₃-Schicht eine sehr stabile Photoausbeute. Aufgrund unserer Messungen stehen daher zwei kalibrierte Photodioden für absolute Photonenintensitätsmessungen im Spektralbereich 15 eV bis 160 eV zur Verfügung. Im Energiebereich oberhalb von $\hbar\omega=40$ eV erlauben diese Detektoren derartige Intensitätsbestimmungen mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$.

In der Abbildung 27 erkennt man eine starke Ähnlichkeit zwischen dem Ausbeutespektrum und dem Absorptionsspektrum von Al₂O₃. Erwähnenswert ist jedoch der unterschiedliche Verlauf der Spektren bei Photonenenergien oberhalb des Einsatzes der Al 2p-Anregungen bei $\hbar\omega=76.3$ eV. Das Maximum B ist im Vergleich zum Maximum A im Ausbeutespektrum stärker ausgebildet als im Absorptionsspektrum. Zu einem vollständigen Verständnis dieser Unterschiede sind genauere Untersuchungen unter Einbeziehung von Messungen der Elektronenenergieverteilung notwendig.

Der Grobverlauf der Funktion $\gamma(\hbar\omega) \frac{\mu(\hbar\omega) + 1/L}{\mu(\hbar\omega)}$ weist bei $\hbar\omega=76.3$ eV einen Sprung auf.⁺⁾ Oberhalb dieser Photonenenergie ist ein linearer Kurvenverlauf zu beobachten. Die zu niedrigeren Energien extrapolierte Gerade schneidet die Abzisse bei 0 eV. Im niederenergetischen Spektralbereich steigt die Funktion zwar ebenfalls mit wachsender Photonenenergie linear an, doch liegt der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Energieachse nicht bei 0 eV. Der spektrale Verlauf der mit Hilfe unserer Ausbeutemessungen berechneten Funktion $\gamma \frac{\mu + 1/L}{\mu}$ entspricht also nur im hochenergetischen Bereich unseren Erwartungen.

^{+) Zur Berechnung von $\gamma \frac{\mu + 1/L}{\mu}$ wurde das Ausbeutespektrum der 150 Å dicken Probe verwendet.}

Gold:

In der Abbildung 28 ist ein Vergleich des Ausbeutespektrums mit dem Absorptionsspektrum von Gold durchgeführt. Über den gesamten Energiebereich von 20 eV bis 160 eV besteht eine enge Korrespondenz im spektralen Verlauf der Photoausbeute und des Absorptionskoeffizienten von Gold. Bei niedrigen Photonenenergien sind allerdings einzelne Strukturen in den beiden Spektren unterschiedlich stark ausgeprägt.

Oberhalb von $\hbar\omega = 75$ eV zeigt die Funktion $\gamma \frac{\mu + 1/L}{\mu}$ den erwarteten linearen Anstieg mit zunehmender Photonenenergie, während im niederenergetischen Bereich eine Abflachung im Verlauf der Funktion zu beobachten ist. Die zu niedrigeren Energien extrapolierte Gerade hat ihren Schnittpunkt mit der Energieachse entgegen der Aussage von Gleichung (28) bei ca. $\hbar\omega = 40$ eV. Bei niedrigen Photonenenergien macht sich bemerkbar, daß die Eindringtiefe $1/\mu$ des Lichtes nicht mehr erheblich größer ist als die Austrittstiefe l_p der primär angeregten Elektronen. (vergl. Kap. 5.1.) In diesem Spektralbereich kann man deshalb nicht mehr ohne weiteres davon ausgehen, daß der Hauptteil der Photoelektronen mit einer von der Photonenenergie unabhängigen Energie ϵ_L ins Vakuum austritt. An die Stelle des in Kapitel 5.1. behandelten, stark vereinfachten Modells muß in diesem Fall eine umfassendere Theorie treten, um den Photoemissionsprozeß richtig zu beschreiben.

Im niederenergetischen Spektralbereich stimmen die von uns bestimmten Ausbeutewerte der 2000 Å dicken Goldschicht innerhalb der Fehlergrenzen mit Ergebnissen von Madden et al.⁴⁹ und von Cairns et al.⁵⁹ überein, die sich auf 1000 Å dicke Goldproben beziehen. Cairns et al.⁵⁹ geben für die Absolutwerte der Photoausbeute eine Genauigkeit von ±30% an. Der zum Vergleich herangezogene Ausbeutewert in Abbildung 28, der von Madden et al.⁴⁹ ermittelt wurde, gilt für deren gealterte Goldschicht (siehe Abb. 26). Unsere Probe wurde nach der Herstellung bis zum Zeitpunkt der Messung 30 Tage bei normalem Luftdruck aufbewahrt. Lukirskii und Mitarbeiter⁵⁶ haben bei $\hbar\omega = 110$ eV eine etwas geringere Photoausbeute von Gold gefunden als wir.

Wir haben in dem weiten Spektralbereich von 20 eV bis 160 eV die Absolutwerte der Photoausbeute einer 2000 Å dicken Goldschicht bestimmt. Da von vielen Experimentatoren mit Gold bedampfte Photokathoden als (ungeeichte) Strahlungsdetektoren verwendet werden, sind unsere Ergebnisse von praktischer Bedeutung. Allerdings muß darauf hingewiesen werden, daß die Photoausbeute von Gold bei weitem nicht so stabil ist wie die von Al_2O_3 . (vergl. die Arbeit von Madden et al.⁹)

CsJ:

In der Abbildung 29 ist neben dem Ausbeute- und dem Absorptionsspektrum von CsJ die spektrale Abhängigkeit der Größe $\gamma \frac{\mu + 1/L}{\mu}$ dargestellt. Das dominante Maximum um $\hbar\omega = 100$ eV ist im Ausbeutespektrum wesentlich breiter ausgebildet als im Absorptionsspektrum. Auffallend ist, daß im Spektralbereich 50 eV bis 100 eV die Funktion $\gamma \frac{\mu + 1/L}{\mu}$ mit zunehmender Photonenenergie abnimmt. Erst oberhalb von $\hbar\omega = 100$ eV weist die Funktion den nach Gleichung (28) erwarteten, linearen Anstieg mit wachsender Photonenenergie auf. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Energieachse ist entgegen der Aussage von Gleichung (28) zu etwa $\hbar\omega = 55$ eV verschoben. Zur Erklärung dieses Sachverhaltes ist eine umfassendere Theorie zur Beschreibung des Photoemissionsprozesses erforderlich. Es soll nur darauf hingewiesen werden, daß im Spektralbereich oberhalb von $\hbar\omega = 50$ eV die Einsätze zahlreicher Rumpfanregungen beim CsJ liegen. Da außerdem die relativ große Austrittstiefe L von langsamen Elektronen berücksichtigt werden muß, können ohne Energieverteilungsmessungen der emittierten Photoelektronen keine Aussagen über das Verhältnis von ungestreuten zu gestreuten Elektronen bei Photonenenergien im Bereich des breiten Maximums bei $\hbar\omega = 100$ eV gemacht werden.

Wir haben die Photoausbeute unserer CsJ Probe im Maximum bei $\hbar\omega = 100$ eV zu $\gamma = 2.2 \left(\frac{\text{emitt. Elektr.}}{\text{einf. Photonen}} \right)$ bestimmt. Die CsJ Schicht wurde nach der Präparation in der Aufcampfanlage bei einem Vakuum von ca. 10^{-6} Torr aufbewahrt, um Oberflächenverunreinigungen zu vermeiden. Während des Einbaus in die Meßapparatur war die Probe etwa 30 min. normalem Luftdruck ausgesetzt, bevor das System abgepumpt wurde. Lukirskii et al.⁵⁶ haben die Photoausbeute einer 5500 Å dicken CsJ Probe bei $\hbar\omega = 110$ eV unter einem Einfallswinkel von $\alpha = 70^\circ$ gemessen

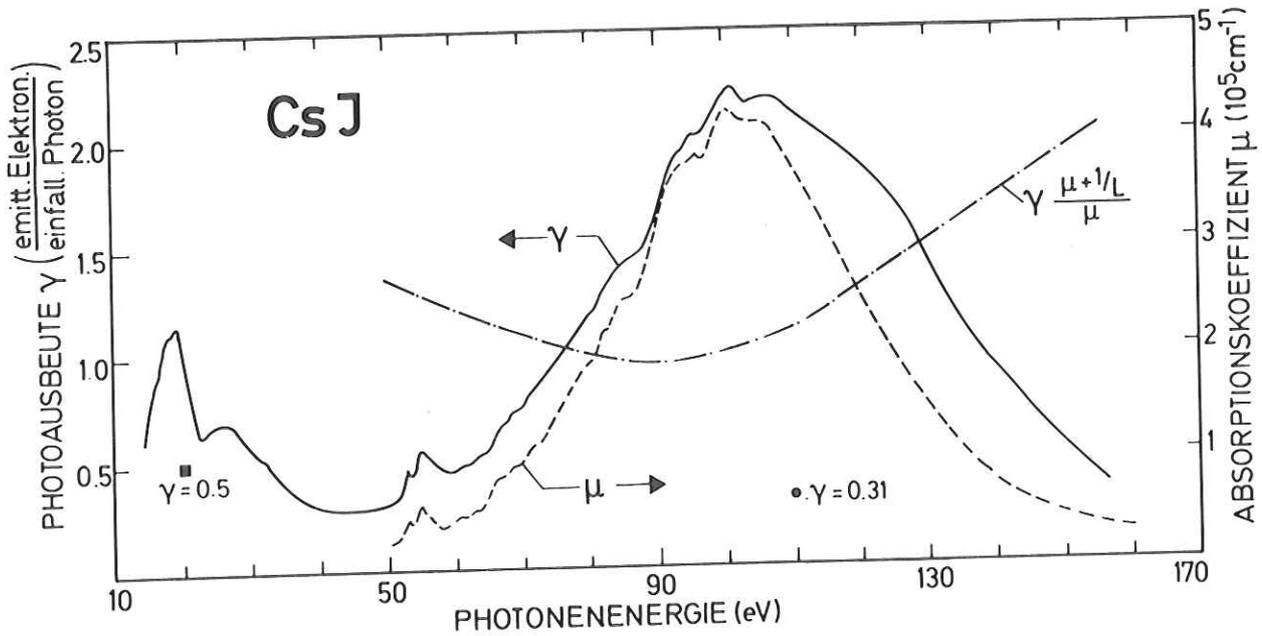


Abb.29: Spektrale Abhängigkeit der absoluten Photoausbeute γ einer 2000 Å dicken CsJ Schicht und des Absorptionskoeffizienten $^{50} \mu$ von CsJ. Zum Vergleich sind von P.H.Metzger⁶⁰ (■) und von Lukirskii et al.⁵⁶ (●) gefundene Ausbeutewerte eingezeichnet. Aus dem Ausbeute- und dem Absorptionsspektrum⁵⁰ wurde die Funktion $\gamma(\mu + 1/L)/\mu$ berechnet. (willkürliche Einheiten)

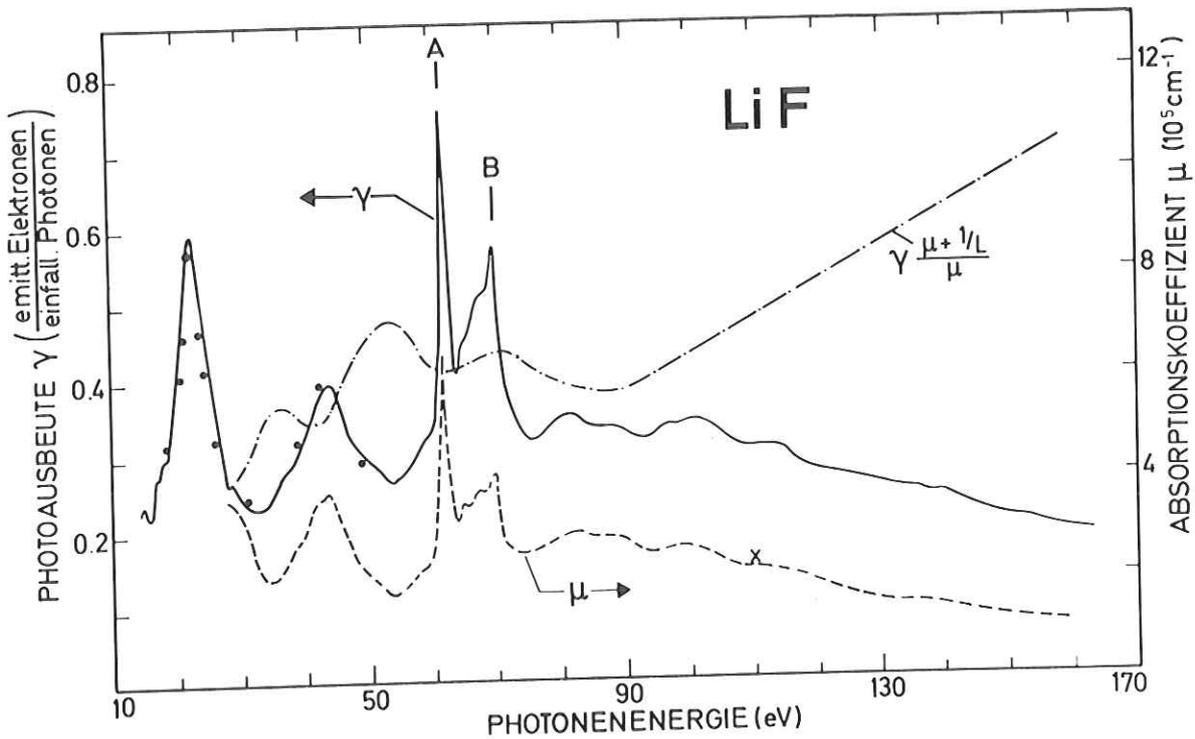


Abb.30: Absolute photoelektrische Ausbeute γ einer 1800 Å dicken LiF Schicht und Absorptionskoeffizient³² μ von LiF in Abhängigkeit von der Photonenergie. Von J.A.R.Samson² (●) und von Lukirskii et al.⁵⁶ (x) gemessene Ausbeutewerte sind mitdargestellt. Das Absorptionsspektrum wurde der Arbeit von W.Gudat³² entnommen. Es ist aus den Ergebnissen von G.Stephan⁶¹, von B.Sonntag⁶² und von Brown et al.⁵¹ zusammengesetzt. Aus dem Ausbeutespektrum und dem Absorptionsspektrum wurde die spektrale Abhängigkeit der Funktion $\gamma(\mu + 1/L)/\mu$ bestimmt. (willkürliche Einheiten)

und einen Ausbeutewert von $\gamma=0.91$ gefunden. (Fehler $\pm 15\%$) Daraus läßt sich die Ausbeute für senkrechten Lichteinfall zu $\gamma=0.31$ berechnen. (siehe oben) Wir haben für den Absolutwert der Photoausbeute einer 2000 \AA dicken CsJ Schicht bei $\hbar\omega=110 \text{ eV}$ $\gamma=2.1$ erhalten. Die starke Diskrepanz zwischen den beiden Ergebnissen ist eventuell auf Aufladungseffekte in der von Lukirskii et al.⁵⁶ untersuchten, 5500 \AA dicken Probe zurückzuführen.

P.H.Metzger⁶⁰ gibt die Photoausbeute von CsJ bei $\hbar\omega=20 \text{ eV}$ mit $\gamma=0.85$ an bezogen auf einen Einfallswinkel von $\alpha=45^\circ$ des Lichtes auf die Probe. Nach seinen Ergebnissen erwartet man bei senkrechtem Lichteinfall eine Ausbeute von $\gamma=0.5$. Dem gegenüber steht der von uns gemessene Wert von $\gamma=0.95$ bei einer Photonenenergie von 20 eV . Insgesamt haben unsere Messungen eine wesentlich höhere Photoausbeute von CsJ ergeben als die Untersuchungen von Lukirskii et al.⁵⁶ und von P.H.Metzger.⁶⁰ Die Ursache hierfür ist möglicherweise eine unterschiedliche Qualität der jeweils untersuchten Proben. Keiner der zitierten Experimentatoren hat seine Messungen unter Ultrahochvakuum Bedingungen durchgeführt. (Dies gilt auch für unsere Messungen.)

LiF:

Die Abbildung 30 zeigt den spektralen Verlauf der Photoausbeute einer 1800 \AA dicken LiF Schicht zusammen mit dem Absorptionsspektrum von LiF. Im niederenergetischen Bereich zwischen 15 eV und 50 eV ist eine gute Übereinstimmung unserer Ergebnisse mit den von Samson et al.² ermittelten Ausbeutewerten zu erkennen. Samson et al.² geben für die Absolutwerte der Photoausbeute einen Fehler von $\pm 30\%$ an. Lukirskii und Mitarbeiter⁵⁶ haben bei $\hbar\omega=110 \text{ eV}$ einen etwa halb so großen Ausbeutewert von LiF gefunden wie wir.

Ein Vergleich von Ausbeutespektrum und Absorptionsspektrum zeigt, daß alle Strukturen in den beiden Spektren bei der gleichen energetischen Lage auftreten. Bei Photonenenergien oberhalb des Einsatzes der $\text{Li}^+ 1s$ Anregungen bei $\hbar\omega=54 \text{ eV}$ ist zu beobachten, daß das Maximum B im Vergleich zum Maximum A im Ausbeutespektrum stärker ausgebildet ist als im Absorptionsspektrum.

Die Funktion $\gamma(\hbar\omega) \frac{\mu(\hbar\omega) + 1/L}{\mu(\hbar\omega)}$ weist im hochenergetischen Bereich den nach Gleichung (28) erwarteten spektralen Verlauf auf. Bei niedrigen Photonenenergien ist ein starker Abfall der Funktion zu beobachten. Auffällig sind weiterhin einige breite Strukturen. Hier muß beachtet werden, daß bei dem Isolator LiF erst bei Photonenenergien oberhalb von $28 \text{ eV} \hat{=} 2E_g$ inelastische Elektron-Elektron Streuprozesse auftreten können. (vergl. Kap. 5.1.) Im niederenergetischen Spektralgebiet können daher nur sehr schwer Aussagen über das Verhältnis von ungestreuten zu gestreuten Photoelektronen gemacht werden.

Abschließend soll festgehalten werden, daß bei allen Substanzen die erwartete, starke Ähnlichkeit zwischen dem Ausbeute- und dem Absorptionsspektrum über den gesamten, untersuchten Spektralbereich besteht. Bei Photonenenergien oberhalb des Einsatzes von Rumpfanregungen sind in einigen Fällen einzelne Strukturen in den beiden Spektren unterschiedlich stark ausgeprägt. Die aus den bekannten Absorptionsspektren und den gemessenen Ausbeutespektren berechnete Größe $\gamma \frac{\mu + 1/L}{\mu}$ weist im hochenergetischen Bereich den von Gleichung (28) vorhergesagten, linearen Anstieg mit wachsender Photonenenergie auf. Im Fall von Gold und von CsJ liegt der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Energieachse nicht bei Null eV. Bei niedrigen Photonenenergien zeigt die Funktion $\gamma(\hbar\omega) \frac{\mu(\hbar\omega) + 1/L}{\mu(\hbar\omega)}$ nicht mehr die spektrale Abhängigkeit, die nach dem im Kapitel 5.1. beschriebenen Modell erwartet würde. Da in diesem Spektralgebiet die bei der Entwicklung der Gleichung (28) getroffenen Vereinfachungen teilweise nicht zulässig sind, muß hier eine umfassendere Theorie herangezogen werden, um den Zusammenhang von Photoabsorption und Photoemission besser zu erklären.

Nach unseren Messungen sind die Absolutwerte der photoelektrischen Ausbeute von Al_2O_3 , Gold, CsJ und LiF über den weiten Spektralbereich von 15 eV bis 160 eV bekannt. Unsere Untersuchungen haben für die beiden Alkalihalogenide CsJ und LiF eine wesentlich höhere Photoausbeute γ ergeben als für die amorphen Al_2O_3 Schichten und das Edelmetall Gold. Dafür ist vor allem die relativ große Austrittstiefe der langsamen, an inelastischen Streuprozessen beteiligten Elektronen bei den Alkalihalogeniden verantwortlich. Wegen der Instabilität ihrer Photoausbeute sind CsJ und LiF keine geeigneten Kathodenmaterialien für Photodioden.

6. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die absolute Intensität der monochromatisierten Synchrotronstrahlung von DESY in dem weiten Spektralbereich von 15 eV bis 160 eV gemessen. Für die Messungen wurde eine spezielle Ionisationskammer entwickelt und in Betrieb genommen. Diese Kammer wurde hinter dem Austrittsspalt eines Gittermonochromators montiert, der bei streifendem Lichteinfall arbeitet. Die Ionisationskammer ermöglichte die Anwendung verschiedener Meßmethoden zur Bestimmung der absoluten Photonenintensität. Die meisten Intensitätsmessungen wurden mit der sogenannten Druckabhängigkeitsmethode ausgeführt, wobei der von der Strahlung ausgelöste Ionisationsstrom als Funktion des Gasdruckes in der Ionisationskammer gemessen wurde. Dieses Meßverfahren wurde zum erstenmal im Spektralbereich oberhalb von $h\nu = 76.5$ eV ausgenutzt.

Bei einem Elektronenstrom von 11 mA und einer Elektronenenergie von 4.6 GeV im Synchrotron haben wir einen maximalen Photonenfluß von 7.7×10^8 Photonen pro Sekunde und eV gemessen. Dieses Ergebnis liegt in der nach einer Intensitätsabschätzung erwarteten Größenordnung. Die erreichbare Meßgenauigkeit wurde durch eine ungünstige Betriebsweise des Synchrotrons verschlechtert. Für den größten Teil des untersuchten Spektralbereiches beträgt der Fehler der Intensitätsmessungen ca. $\pm 10\%$.

Im Zusammenhang mit der Intensitätsbestimmung wurden die Photoabsorptionsquerschnitte der Edelgase He, Ne, Ar und Xe im Spektralbereich 20 eV bis 160 eV gemessen. Die effektive Photoausbeute von gasförmigem Ne, Ar und Xe wurde im Energiebereich oberhalb des Einsatzes der Zweifachionisation untersucht. Diese Untersuchungen des optischen Verhaltens von Edelgasen lieferten Ergebnisse, die im Einklang mit den Resultaten anderer Experimentatoren stehen.

Nachdem die absolute Intensität der monochromatisierten Synchrotronstrahlung bekannt war, konnte die photoelektrische Ausbeute einiger Festkörper in absoluten Einheiten bestimmt werden. Mit Hilfe eines stark vereinfachten Modells, das die photoelektrische Emission als

Folgeprozeß der Photoabsorption beschreibt, wurde eine Abschätzung der Photoausbeute von drei Isolatoren und von einem Edelmetall vollzogen. Ein Vergleich der gemessenen Ausbeutespektren mit den bekannten Absorptionsspektren von Al_2O_3 , CsJ, LiF und Gold hat die erwartete Übereinstimmung im spektralen Verlauf der Photoausbeute und des Absorptionskoeffizienten bestätigt. Die gefundenen Absolutwerte der photoelektrischen Ausbeute stehen im Einklang mit der Abschätzung. Bei dem Alkalihalogenid CsJ haben wir eine sehr hohe Photoausbeute gefunden, die bei einer Photonenenergie von 100 eV mit $\gamma=2.2$ emitt. El./einf. Phot. wesentlich größer als 1 ist. Die Ursache hierfür liegt vor allem in der großen Austrittstiefe der langsamen Elektronen.

Die absolute Bestimmung der Photoausbeute im Energiebereich 15 eV bis 160 eV stellt eine wesentliche Ausweitung der bisher bekannten Daten dar. Aufgrund unserer Messungen stehen zwei geeichte, mit Al_2O_3 bedampfte Photodioden zur Verfügung, die wegen der Stabilität ihrer Photoausbeute zur Verwendung als sekundäre Eichstandards gut geeignet sind. Mit Hilfe dieser Detektoren kann routinemäßig und auf einfache Weise die absolute Photonenintensität im Spektralbereich 15 eV bis 160 eV gemessen werden.

7. Anhang

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit der Druckabhängigkeitsmethode

Will man die im Kapitel 2.7. beschriebene Druckabhängigkeitsmethode für absolute Intensitätsmessungen ausnutzen, so muß man den Ionenstrom als Funktion des Gasdruckes in der Ionisationskammer bei möglichst niedrigem Druck messen. Messungen bei relativ hohem Gasdruck liefern ein physikalisch interessantes Ergebnis.

Im Fall von nur geringfügiger Beschleunigung der Elektronen durch das elektrische Feld strebt die Größe $I_{0n_{sch.}}(n)$ mit wachsendem Gasdruck gegen den Sättigungswert $I_{0n}(1 + Y)$. (siehe Abb.4 im Kap.2.7.) Dieser Wert wird erreicht, wenn alle einfallenden Photonen in der Ionisationskammer absorbiert werden und alle gebildeten Elektronen durch Stoßionisation soviel Energie verlieren, daß ihre kinetische Energie $E_{kin.}$ beim Auftreffen auf den Repeller kleiner als die Ionisationsenergie I_e des Gases ist. Jedes Photoelektron erzeugt dann $N=Y$ Sekundärelektronen. (vergl. Kap.2.4.) Seine Anfangsenergie $E_{kin.} = h\nu - I_e$ wird also auf N Elektron-Ion Paare übertragen, von denen jedes die durchschnittliche Energie $W = E_{kin.}/N = E_{kin.}/Y$ besitzt.

Diese durchschnittliche Energie W eines Elektron-Ion Paares ist bei Elektronenstoßexperimenten mit Gasen bei hohen Elektronenenergien (einige keV) von großer Bedeutung.⁶³ Die W -Werte lassen sich mit der Druckabhängigkeitsmethode bestimmen, wenn man annimmt, daß alle Photoelektronen die gleiche kinetische Anfangsenergie (bei fester Photonenenergie) besitzen. Samson et al.⁶⁴ haben mit diesem Verfahren die W -Werte von Xe in Abhängigkeit von der Photonenenergie bzw. Elektronenenergie bestimmt.⁺ (Abb.31)

In der Nähe der Ionisationsgrenze steigt die durchschnittliche Energie W , die einem Elektron-Ion Paar bei seiner Erzeugung durch

⁺) Bei diesen Messungen ist ein relativ hoher Gasdruck in der Ionisationskammer erforderlich. Wir konnten in unserer Kammer keinen ausreichend hohen Gasdruck erreichen, ohne zu verhindern, daß die in die Kammer gelangende Photonenintensität eine starke Abhängigkeit vom Gasdruck aufwies. Der Druck in der übrigen Apparatur war so hoch, daß der größte Teil der Strahlung außerhalb der Ionisationskammer absorbiert wurde. Bei solchen Messungen sollte die Kammer mit einer Fensterfolie verschlossen werden. (an Stelle einer als Druckstufe dienenden Eintrittsöffnung)

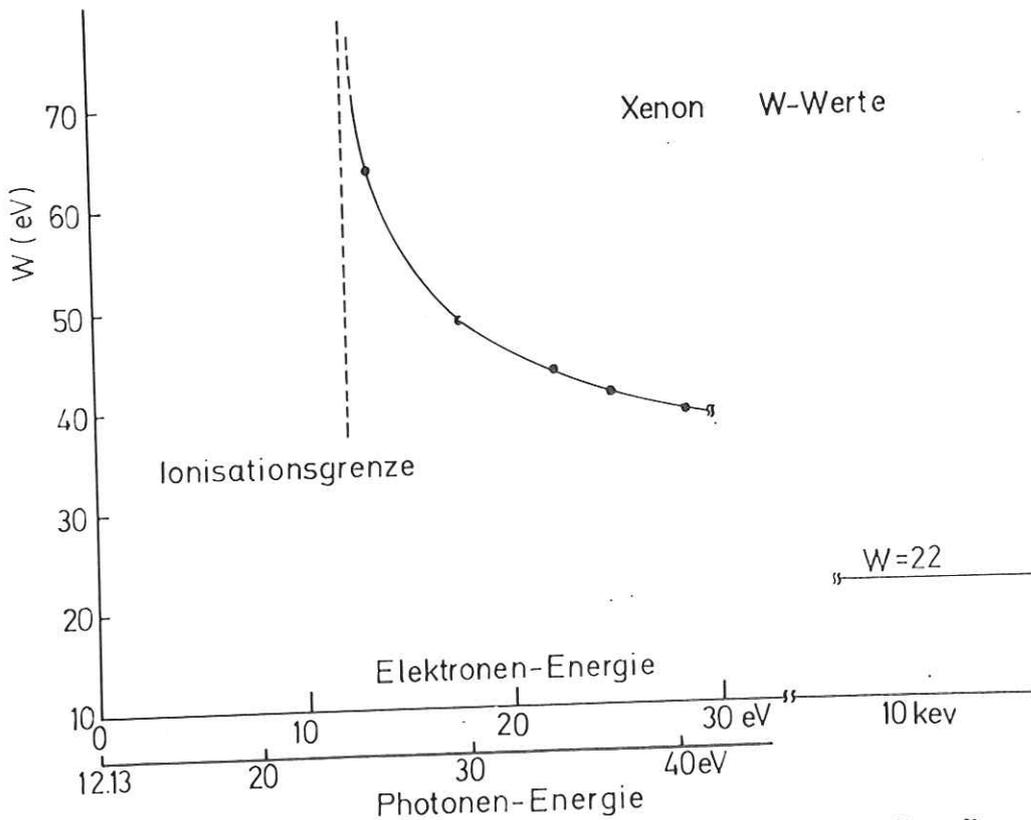


Abb. 31: Durchschnittliche Energie W (eV) pro Elektron-Ion Paar für Xe in Abhängigkeit von der Elektronen- bzw. Photonenenergie⁶⁴ Der W -Wert im hochenergetischen Bereich wurde der Arbeit von I.T. Myers⁶³ entnommen.

Stoßionisation übertragen wird, stark mit abnehmender Energie des stoßenden Elektrons an. Für hohe Elektronenenergien (1 keV) - und in unserem Fall Photonenenergien- sind die W -Werte unabhängig von der Energie konstant.⁶³ Die Zahl der von einem primären Elektron gebildeten Sekundärelektronen ist dann proportional zu seiner Energie. Dies ermöglicht Messungen der absoluten Photonenintensität mit einer Ionisationskammer, die bei sehr hohem Gasdruck mit Totalabsorption arbeitet.

Lyons et al.⁶⁵ haben eine derartige Ionisationskammer für absolute Intensitätsmessungen im Röntgengebiet (1.5 keV bis 10 keV) entwickelt. Wegen der hohen Energie der gebildeten Photoelektronen konnten sie zur Intensitätsbestimmung einen konstanten W -Wert benutzen. Will man mit einer solchen Ionisationskammer Intensitätsmessungen im Spektralbereich unterhalb von $\hbar\omega = 1$ keV durchführen, so ist eine Kenntnis der in diesem Fall energieabhängigen W -Werte erforderlich. Bisher existieren nur wenige Daten für energieabhängige W -Werte im Bereich niedriger Elektronenenergien.

Literaturverzeichnis

1. U. Backhaus, Diplomarbeit Universität Hamburg (1973),
Interner Bericht DESY F41-73/11
2. J.A.R. Samson, Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy,
John Wiley & Sons, New York (1967)
3. J.A.R. Samson, J.Opt.Soc.Am. 54, 6 (1964)
4. B.B. Rossi und H.H. Staub, Ionization Chambers and Counters,
McGraw Hill Book Company, New York (1949)
5. E. Fünfer und H. Neuert, Zählrohre und Szintillationszähler,
Verlag G. Braun, Karlsruhe (1959)
6. G.V. Marr, Photoionization Processes in Gases, Academic Press,
New York (1967)
7. R.P. Madden und K. Codling in Autoionization, Hrsg. A. Temkin,
Mono Book Corporation, Baltimore (1966)
8. H. Beutler, Z.Phys. 93, 177 (1935)
9. I.I. Sobel'man, Introduction to the Theory of Atomic Spectra,
Pergamon Press, Oxford (1972)
10. J.A.R. Samson in Advances in Atomic and Molecular Physics, Vol.II,
Hrsg. D.R. Bates und I. Estermann, Academic Press, New York (1966)
11. F.M. Matsunaga, R.S. Jackson und K. Watanabe, J.Quant.Spectr.
Radiation Transfer 5, 329 (1965)
12. Handbook of Chemistry and Physics, 52.Ausg., Hrsg. R.C. Weast,
The Chemical Rubber Co, Cleveland (1971)
13. T.A. Carlson, Phys.Rev. 156, 142 (1967)
14. R.B. Cairns, H. Harrison und R. Schoen, Phys.Rev. 183, 52 (1969)
15. F. Wuilleumier und M.O. Krause, Phys.Rev. A10, 242 (1974)
16. F.W. Byron, Jr. und C.J. Joachain, Phys.Rev. 164, 1 (1967)
17. R.L. Brown, Phys.Rev. A1, 587 (1970)
18. T.A. Carlson und M.O. Krause, Phys.Rev. 140, A1057 (1967)
19. L.J. Kiefer und G.H. Dunn, Rev.Mod.Phys. 38, 1 (1966)
20. J.A.R. Samson und G.N. Haddad, J.Opt.Soc.Am. 64, 47 (1974)

21. M. Kaminsky, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces, Struktur und Eigenschaften der Materie in Einzeldarstellungen, Vol. XXV, Hrsg. S. Flügge, Springer Verl. Berlin (1965)
22. G. Carter und J.S. Colligon, Ion Bombardment of Solids, Heinemann Educational Books Ltd., London (1968)
23. H.D. Hagstrum, Phys.Rev. 137, A641 (1965)
24. J.A.R. Samson und G.N. Haddad, private Mitteilung, wird veröffentlicht in J.Mass.Spectr. and Ion Phys. (1974)
25. N. Wainfan, W.C. Walker und G.L. Weissler, J.Appl.Phys. 24, 1318 (1953)
26. J.A.R. Samson und G.N. Haddad, Phys.Rev.Lett. 33, 875 (1974)
27. J.S. Townsend, Nature 62, 340 (1900) und Philos.Mag. 1, 198 (1901)
28. J. Schwinger, Phys.Rev. 75, 1912 (1949)
29. E.E. Koch und C. Kunz, Synchrotronstrahlung bei DESY, Hamburg (1974)
30. R.P. Godwin in Springer Tracts in Modern Physics, Hrsg. G. Höhler, Vol. 51 (1969)
31. H. Dietrich und C. Kunz, Rev.Sci.Instrum. 43, 434 (1972)
32. W. Gudat, Dissertation Universität Hamburg (1974), Interner Bericht DESY F41-74/10
33. R. Klucker, unveröffentlicht
34. W. Gudat, private Mitteilung
35. H.J. Hagemann, W.Gudat und C. Kunz, DESY Bericht SR-74/7 wird veröffentlicht
36. U. Nielsen, Proc.Int.Symp. Synchrotron Radiation Users Meeting, Daresbury (1973) S. 13
37. M.v. Ardenne, Tabellen der Elektronenphysik und Ionenphysik und Übermikroskopie II, VEB Verlag Deutscher Wissenschaften, Berlin (1956)
38. W.S. Watson, J.Phys. B5, 2292 (1972)
39. D.L. Ederer und D.H. Tomboulion, Phys.Rev. 133, A1525 (1964)
40. J.B. West, G.V. Marr, J. Hamley und K. Codling, Proc.4th.Int. Conf. on Vakuum Ultraviolet Radiation Physics, Hamburg (1974) F. Vieweg-Verlag, Braunschweig
41. D.L. Ederer, Phys.Rev.Lett. 13, 760 (1964)

42. P. Schreiber, Dissertation Universität Hamburg (1970),
Interner Bericht DESY F41-70/5
43. A.P. Lukirskii, O.A. Ershow, T.M. Zimkina und E.P. Savinov,
Sov.Phys.-Solid State 8, 1422 (1966)
44. W. Gudat und C. Kunz, Phys.Rev.Lett. 29, 169 (1972)
45. W. Spicer, Phys.Rev. 112, 114 (1958)
46. W. Spicer in Optical Properties of Solids, Hrsg. F. Abelès,
North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1972)
47. Ch. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, R. Oldenbourg
Verlag, München (1969)
48. J. Llacer und E.L. Garwin, J.Appl.Phys. 40, 2766 und 2776 (1969)
49. R.P. Madden in Calibration Methods in the Ultraviolet and X-Ray
Regions of the Spectrum, Int.Symp. München (1968)
50. M. Cardona, R. Haensel, D.W. Lynch und B. Sonntag, Phys.Rev. B2,
1117 (1970)
51. F.C. Brown, C. Gähwiller, A.B. Kunz und N.O. Lipari,
Phys.Rev.Lett. 25, 927 (1970)
52. I.R. McDonald, A.M. Lamki und C.F.G. Delaney, J.Phys. D:
Appl.Phys. 6, 87 (1973)
53. B.L. Henke, Phys.Rev. A6, 94 (1972)
54. V. Saile, Diplomarbeit Universität Hamburg (1973),
Interner Bericht DESY F41-73/12
55. V.A. Formichev, Sov.Phys.-Solid State 8, 2312 (1967)
56. A.P. Lukirskii, E.P. Savinov, I.A. Brytov und Yu.F. Shepelev,
Bull.Acad.Sci. USSR Phys.Ser. 28, 774 (1964)
57. E.B. Saloman, private Mitteilung
58. W. Pong, J.Appl.Phys. 40, 1733 (1969)
59. R.B. Cairns und J.A.R. Samson, J.Opt.Soc.Am. 56, 1568 (1966)
60. P.H. Metzger, J.Phys.Chem.Solids 26, 1879 (1965)
61. G. Stephan, Dissertation Universität Rennes (1970), unveröffentl.
62. B. Sonntag, Phys.Rev. B9, 3601 (1974)
63. I.T. Myers in Radiation and Dosimetry, Vol. II, Hrsg. F.H. Attix
und W.C. Roesch, Academic Press, New York (1968)
64. J.A.R. Samson, private Mitteilung
65. R.B. Lyons und J.A. Baran, Nuc.Instrum.and Methods 95, 571 (1971)

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Bezeichnungen

EUV	extremes Vakuum Ultraviolett
UHV	Ultrahochvakuum
I_e	Ionisationsenergie eines Atoms
I_e^{n+}	Ionisationsenergie eines n-fach geladenen Ions
σ_a	Photoanregungsquerschnitt
σ_i	Photoionisationsquerschnitt
σ_s	Photonenstreuquerschnitt
σ_t	totaler Photoabsorptionsquerschnitt
I_o	Photonenintensität, die hinter dem Austrittsspalt des Gleitspiegelmonochromators zur Verfügung steht
$\bar{\gamma}$	Photoausbeute von Gasen
η	effektive Photoausbeute
η_{sch}	scheinbare Photoausbeute
Y	effektive Elektronenstoßionisationsausbeute
Q	totaler Elektronenstreuquerschnitt
σ_T	Elektronenstoßionisationsquerschnitt
n	Teilchenzahldichte
p	Druck
μ	Absorptionskoeffizient
γ	photoelektrische Ausbeute
R	Reflektivität
L	Austrittstiefe eines langsamen, an inelastischen Streuprozessen beteiligten Elektrons
l_p	Austrittstiefe eines primären, optisch angeregten Elektr.
ϵ_L	durchschnittliche Energie der emittierten, langsamen Photoelektronen
P_o	Austrittswahrscheinlichkeit eines Photoelektrons

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der Abteilung Synchrotronstrahlung des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg und der Forschungsgruppe F41 am Deutschen Elektronen Synchrotron Hamburg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Privatdozent Dr. C. Kunz für die Betreuung der Arbeit. Seine Ratschläge bei der experimentellen Durchführung und der Interpretation der Meßergebnisse haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. W. Gudat gebührt Dank für die Unterstützung bei der Durchführung der Messungen und für anregende Diskussionen.

Allen Mitgliedern der Gruppe F41 möchte ich für ihre Zusammenarbeit danken.

Den Werkstätten des II. Instituts für Experimentalphysik und des Deutschen Elektronen Synchrotrons danke ich für ihre sorgfältige Arbeit beim Bau der Ionisationskammer.

Weiterhin gilt mein Dank Frau V. Fischer und Herrn W. Knaut für die Fertigstellung von Zeichnungen und Herrn J. Schmidt und Mitarbeiterinnen für die Anfertigung von Fotografien.

Ich versichere, diese Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt zu haben.

