



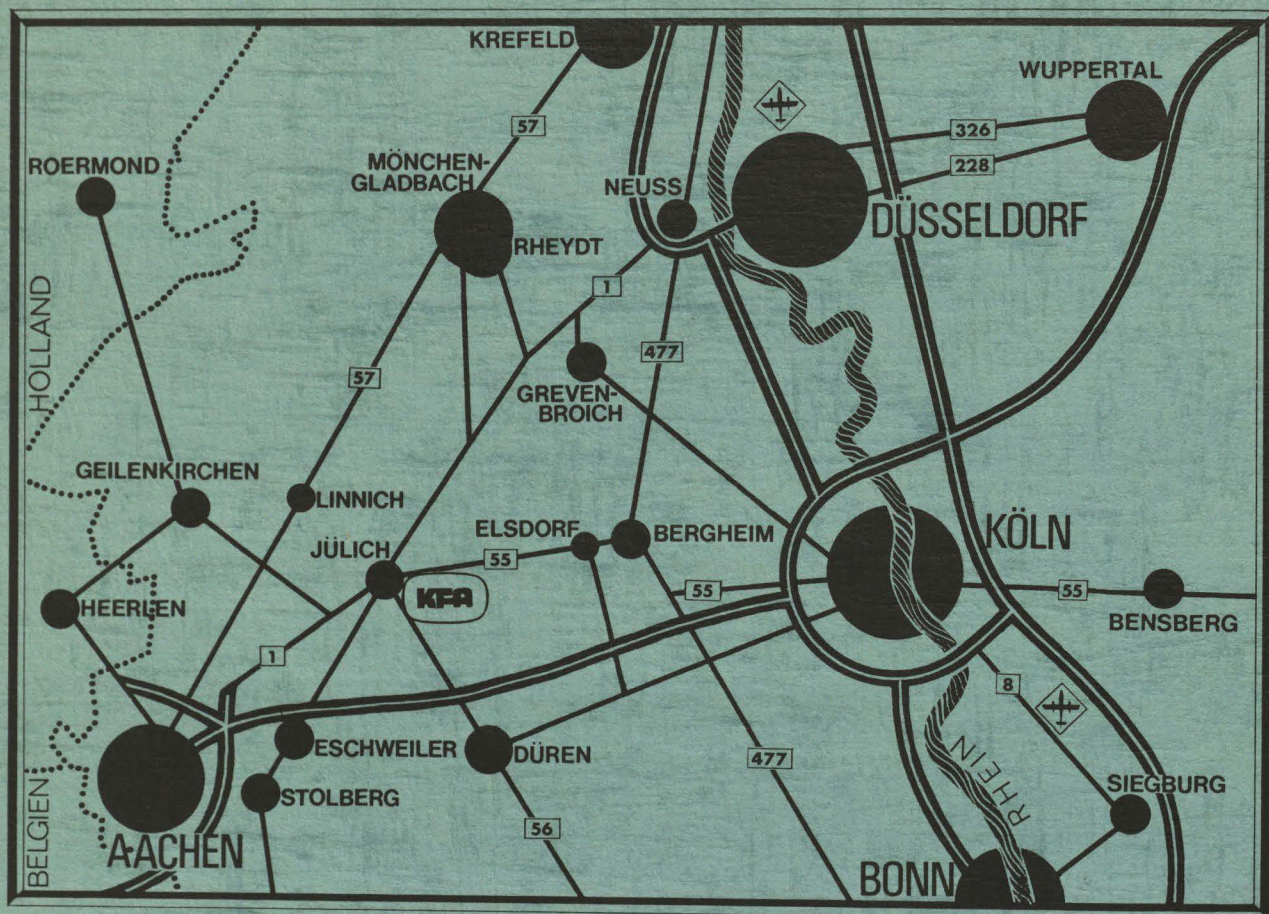
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Kernphysik

**Ion-Photon-Koinzidenzexperimente
zur Untersuchung der K-Schalen-Anregung
in Ne^+ -Ne-Stößen im Energiebereich
von einigen hundert keV**

von
S. Sackmann

**JüI - 1154
Januar 1975**

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1154
 Institut für Kernphysik Jül - 1154

Dok.: Ion Photon Coincidence Experiment
 K Shell Excitation - Ne^+ Ne Collision
 Ne^+ Ne Collision - K Shell Excitation

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Ion-Photon-Koinzidenzexperimente
zur Untersuchung der K-Schalen-Anregung
in Ne^+ -Ne-Stößen im Energiebereich
von einigen hundert keV**

von

S. Sackmann

D 38 (Diss. Uni. Köln)

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	2
2. Innerschalen-Lochproduktion in fast-adiabatischen Schwerionenstößen	11
2.1 Allgemeines	11
2.2 Die K-Schalen-Lochproduktion in Ne^+ -Ne-Stößen ..	19
3. Prinzipielle Methode des experimentellen Vorgehens ..	29
3.1 Definition der wichtigsten Begriffe	30
3.2 Berechnung des Stoßparameters g aus dem Labor- streuwinkel ϑ	31
3.3 Messung der relativen differentiellen Röntgen- produktion	33
3.4 Bestimmung der differentiellen Röntgenproduk- tionswahrscheinlichkeit $\bar{P}_x$	36
4. Experimenteller Aufbau	37
4.1 Der Beschleuniger	37
4.2 Die Versuchsanordnung	39
4.2.1 Schematische Darstellung	39
4.2.2 Die Ionendetektoren	40
4.2.3 Das Röntgenzählrohr	43
4.2.4 Die Breite des Winkelintervalls um den Streuwinkel ϑ	44
4.3 Elektronik und Datenerfassung	46
5. Auswertung der Meßergebnisse	50
5.1 Zusammenfassung der durchgeführten Experimente	50

	Seite
5.2 Bestimmung der totalen Röntgenproduktionsquer- schnitte	50
5.3 Die Resultate für die differentielle Röntgen- produktionswahrscheinlichkeit $\bar{P}_x$	53
5.4 Kritische Bewertung der Meßmethode	58
5.5 Vergleich der experimentellen Resultate mit den theoretischen Ergebnissen und Schlußfol- gerungen	62
6. Literaturverzeichnis	68

Zusammenfassung

Ne^+ -Ionen mit Laborenergien von 235 und 363 keV wurden an einem Ne-Gastarget gestreut. Die nach diesen Zusammenstößen emittierte Ne-K-Röntgenstrahlung wurde in Koinzidenz mit den unter Laborwinkeln von 3° bis 36° gestreuten Ionen gemessen. Aus den Meßdaten wurde mit einem exponentiell abgeschirmten Coulombpotential die Stoßparameterabhängigkeit der K-Schalen-Anregung berechnet und mit der Theorie von Briggs und Macek¹⁾ verglichen. Die von der Theorie geforderte charakteristische Änderung des Kurvenverlaufs mit der Energie wird von den experimentellen Ergebnissen sehr gut wiedergegeben.

1. Einleitung

Beschießt man Atome mit Ionen ausreichender Energie, so durchdringen sich die Elektronenhüllen der beiden Reaktionspartner. Hierbei kann ein Teil der kinetischen Energie des Geschoßteilchens auf ein in einer inneren Schale gebundenes Elektron übertragen werden, das dadurch auf ein höhergelegenes Energieniveau oder ins Kontinuum angehoben wird. Das bei diesem Vorgang in der inneren Schale erzeugte Loch wird durch den Übergang eines Elektrons aus einer höheren Schale wiederaufgefüllt, wobei entweder ein charakteristisches Röntgenquant oder ein Augerelektron emittiert wird.

Schon in den Jahren 1912 bis 1914 beobachtete Chadwick beim Beschuß verschiedener Elemente mit α -Teilchen die auftretende kurzwellige elektromagnetische Strahlung und konnte darin die charakteristischen Röntgenquanten des Targetelementes identifizieren^{2,3,4)}.

Bald nachdem es Beschleuniger gab, die schwere Ionen mit Energien von einigen MeV liefern konnten, führte Coates⁵⁾ 1934 die erste qualitative Untersuchung der Innerschalen-Anregung in Schwerionen-Atomstößen durch. Er beschoß Targets verschiedener Elemente mit Quecksilberionen und beobachtete die charakteristische Röntgenstrahlung. Coates äußerte bei der Analyse seiner Meßdaten die Vermutung, daß Ion und Targetatom zeitweilig ein Quasimolekül bilden.

Erst ungefähr dreißig Jahre später untersuchte Specht⁶⁾ systematisch die totalen Wirkungsquerschnitte der L-Schalen-Ionisation für die verschiedensten Ion-Atom-Kombinationen. Er führte dabei Experimente von Armbruster⁷⁾ fort, der als erster die bei der Uranspaltung in Kernreaktoren entstehenden schnellen Spaltprodukte als Projektile für die Innerschalen-Anregung verwendete.

Seither sind eine große Anzahl derartiger Untersuchungen durchgeführt worden (vgl. z.B. Ref. 17,18). Dabei zeigte

sich, daß für schnelle Protonen und α -Teilchen die Inner-schalen-Lochproduktion entweder mit der ersten Born'schen Näherung^{8,9)} oder einer semiklassischen Störungsrechnung^{10,11)} erfolgreich behandelt werden kann. Diese Verfahren sind dadurch gekennzeichnet, daß in ihnen der Gesamtzustand des Systems nach den atomaren Wellenfunktionen entwickelt wird. Die direkte Coulombwechselwirkung zwischen dem einfallenden Teilchen und einem der gebundenen Elektronen verursacht die Lochproduktion, während alle anderen Elektronen in ihrem Anfangszustand bleiben.

Im Gegensatz zu Elektron-Atomstößen kann jedoch bei Ion-Atomstößen eine Anregung oder Ionisation im allgemeinen auch im fast-adiabatischen Geschwindigkeitsbereich erfolgen. Als fast-adiabatisch bezeichnet man Stöße, in denen die Relativgeschwindigkeit der beiden Reaktionspartner kleiner ist als die klassische Umlaufgeschwindigkeit der Elektronen in der Schale, in der das Loch erzeugt wird.

Hier ist die Störung der atomaren Elektronenwellenfunktion durch das Projektil nur noch dann gering, wenn die Ladung des Geschoßteilchens viel kleiner ist als die des Targetteilchens. Für den allgemeineren Fall ungefähr gleicher Kernladungen sind im fast-adiabatischen Geschwindigkeitsbereich die Bedingungen für die Gültigkeit der Born'schen Näherung nicht mehr erfüllt. Eine rein schematische Anwendung dieser Näherung führt zu Wirkungsquerschnitten, die um Größenordnungen kleiner sind, als die experimentell ermittelten Werte^{6,12,13,14)}, obwohl die Born'sche Näherung bei zu kleinen Geschwindigkeiten bekannterweise die Wirkungsquerschnitte überschätzt.

Diese großen Wirkungsquerschnitte, die bei schweren Ionen für die Lochproduktion im fast-adiabatischen Geschwindigkeitsbereich charakteristisch sind, hängen außerdem stark von der jeweiligen Stoßpartnerkombination ab. Maximalwerte können immer dann beobachtet werden, wenn die Bindungsenergie des aus der inneren Schale angehobenen Elektrons mit der Bindungsenergie irgendeiner Schale des Reaktions-

partners übereinstimmt⁶⁾.

Zur Interpretation dieser Fakten haben Fano und Lichten bekannte Vorstellungen aus der Molekülphysik aufgegriffen¹⁵⁾. Sie betrachteten die Energie der verschiedenen Elektronenzustände bei einem Ion-Atomstoß als Funktion des Kernabstandes R . Abb. 1 zeigt ein solches qualitatives Korrelationsdiagramm für das Argon-Argon-System.

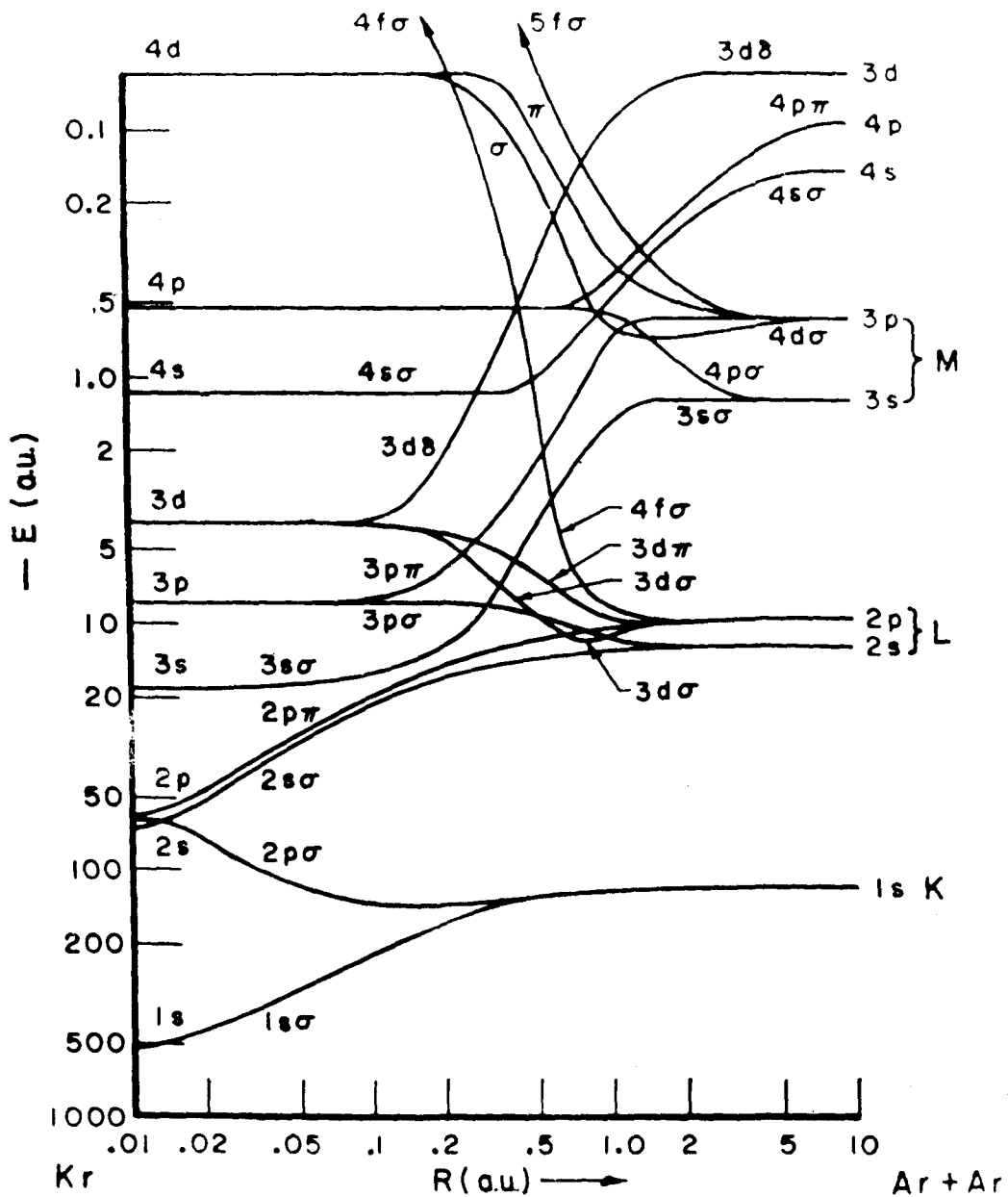


Abb. 1: Das Argon-Argon-Korrelationsdiagramm¹⁵⁾.

Für die Erklärung der Lochproduktion in inneren Schalen sind die Schnittpunkte von besetzten Elektronenniveaus innerer Schalen mit unbesetzten Niveaus äußerer Schalen von besonderer Bedeutung. Denn an diesen Stellen besteht eine von der Wechselwirkung zwischen diesen beiden Niveaus abhängige Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron sein Niveau verläßt und beim Auseinanderfliegen der beiden Kerne in dem Niveau verbleibt, in das es hinübergewechselt ist. Nach diesem Prozeß ist dann ein Loch in der inneren Schale vorhanden. Als einfaches Modell für die Berechnung derartiger Übergangswahrscheinlichkeiten kann die nach Landau und Zener¹⁶⁾ benannte Theorie für das Kreuzen von Potentialkurven angesehen werden.

Das Fano-Lichten-Modell des Quasi-(d.h. nur während der Stoßzeit existierenden)-Moleküls hat für das Verständnis von Anregungsvorgängen in inneren Schalen ganz entscheidende Fortschritte gebracht. Es konnte - zunächst allerdings nur qualitativ - viele neue Effekte erklären¹⁷⁾.

Eine quantitative theoretische Behandlung wird oftmals dadurch stark erschwert, daß für die promovierten Inner-schalen-Elektronen eine Vielzahl von Übergangsmöglichkeiten in unbesetzte Niveaus besteht. Die allein meßbare Gesamtübergangswahrscheinlichkeit setzt sich also in experimentell nicht bestimmbarer Weise aus einer Summe von Einzelübergangswahrscheinlichkeiten zusammen. Das bekannteste Beispiel hierfür ist wohl die Elektronenpromotion über das 4f_g-Niveau (vgl. Abb. 1), das qualitativ sehr eingehend untersucht worden ist¹⁷⁾. Für das quantitative Verständnis des Anregungsmechanismus ist aber die Bestimmung von Elektronenübergangswahrscheinlichkeiten zwischen genau definierten Niveaus ganz entscheidend.

Wir haben uns deshalb das Ziel gesteckt, den differentiellen Anregungsquerschnitt für einen Stoßprozeß zu untersuchen, bei dem im Fano-Lichten-Modell nur eine einzige Übergangsmöglichkeit für das betrachtete Elektron vorhanden ist. Wie ein Blick auf Abb. 1 zeigt, erfüllt der $2p\sigma - 2p\pi$ Übergang in einem symmetrischen System diese Bedingung.

Das Korrelationsdiagramm läßt vermuten, daß wegen der starken Abhängigkeit der Niveauenergie von der Entfernung zwischen den beiden Atomkernen diese Übergangswahrscheinlichkeit oftmals in komplizierter Weise vom Abstand der nächsten Annäherung bzw. dem Stoßparameter beeinflusst wird. Durch die Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte erhält man dann nur wenig aussagekräftige Ergebnisse, da bei einer solchen Messung nur die über alle Stoßparameter integrierte Lochproduktion ermittelt wird. In einem solchen Fall muß der differentielle Querschnitt gemessen, d.h. die Stoßparameterabhängigkeit der Lochproduktion bestimmt werden.

Die differentielle Lochproduktion läßt sich auf verschiedene Weise ermitteln.

Die älteste Methode ist der koinzidente Nachweis von Target- und Geschossteilchen. Sie wurde vor ungefähr zehn Jahren nahezu gleichzeitig in Leningrad (Afrosimov und Mitarbeiter) und an der Universität von Connecticut (Everhart und Mitarbeiter) entwickelt¹⁸⁾.

Andere Möglichkeiten bilden die gleichzeitige Messung von Streuwinkel und Energie entweder des Target- oder des Geschossteilchens. Fastrup, Hermann und Smith¹⁹⁾ haben diese drei Methoden gegeneinander abgewogen und empfehlen, Streuwinkel und Energie des eingeschossenen Ions zu messen, weil hierbei die Spektren des inelastischen Energieverlustes Q am wenigsten durch die thermische Bewegung des Targets verbreitert werden.

1969 wiesen Afrosimov und Mitarbeiter²⁰⁾ streuendes und gestreutes Teilchen nicht nur in Koinzidenz nach, sondern bestimmten zusätzlich die Energie und den Ladungszustand beider Teilchen.

Ein Nachteil all dieser Methoden ist darin zu sehen, daß oft keine eindeutige Bestimmung des Ausgangskanals möglich ist. Denn der gleiche inelastische Energieverlust, bzw. der gleiche Ladungszustand, kann unter Umständen sowohl aus einer Lochproduktion in der L-Schale als auch aus mehreren derartigen Prozessen in der M-Schale erklärt werden. So beobachtete Kessel bei seinen Jod-Xenon-Stoßexperimenten²¹⁾, daß der mittlere Ladungszustand bei einem Abstand der nächsten Annäherung stark ansteigt, der dem Durchmesser der L-Schale entspricht. Da bei diesen Experimenten auch Jod- bzw. Xenon-L-Strahlung beobachtet werden konnte, vermutete er, daß die Ursache für den Anstieg des mittleren Ladungszustandes eine Lochproduktion in der L-Schale ist.

Dieser Schluß stimmt jedoch nicht mit den Ergebnissen überein, die Stein und Mitarbeiter bei der Untersuchung der Stoßparameterabhängigkeit der L-Schalen-Ionisation des quasisymmetrischen Systems Jod-Tellur erhielten²²⁾. Danach gibt es bei diesen großen Abständen noch keine Anregung in der L-Schale. Im Gegensatz zu Kessel wandten sie aber eine Methode an, die eine eindeutige Identifikation des Ausgangskanals ermöglichte. In ihren Experimenten wurde nämlich das Röntgenquant, das beim Wiederauffüllen des in der inneren Schale produzierten Loches emittiert wird, in Koinzidenz mit dem gestreuten Teilchen nachgewiesen.

Wegen ihrer Eindeutigkeit entschieden auch wir uns für diese Meßmethode.

Ein Resultat der Arbeit von Stein und Mitarbeitern ist die Vermutung, daß der Hauptbeitrag zur Ionisation ähnlich wie bei Argon-Argon-Stößen^{17,18)} von den beiden promovierten 4f~~5~~-Elektronen herrührt. Dieses Niveau kreuzt aber eine Vielzahl unbesetzter Niveaus in einem Bereich, in dem sich der Kernabstand kaum ändert. Die Gesamtübergangswahrscheinlichkeit setzt sich also zusammen aus einer Summe von Einzelübergangswahrscheinlichkeiten zu jeweils einem der Niveaus, denen sich der 4f~~5~~-Term nähert. Hier machte die große Zahl möglicher Übergänge bis heute eine theoretische Behandlung der Lochproduktion für dieses Experiment unmöglich.

Um derartige Interpretationsschwierigkeiten bei der Analyse der Ergebnisse zu vermeiden, haben wir uns, wie schon erwähnt, für ein System entschieden, bei dem im Fano-Lichten-Modell der Übergang zu nur einem ganz bestimmten Niveau möglich war.

Wir haben uns mit dem Ne⁺-Ne-Experiment das symmetrische System mit dem größten Z-Wert herausgesucht, in dem bei einfach geladenen Ionen noch eine Leerstelle im 2p π -Orbital vorkommen kann. Folgende Gründe waren dafür ausschlaggebend:

- 1) In einem symmetrischen System ist die Wahrscheinlichkeit für eine Lochproduktion besonders groß.
- 2) Aus mehreren Gründen mußte ein Gastarget verwendet werden. Festkörpertargets hätten in dem zu untersuchenden Energiebereich selbst bei Dicken von 1 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ durch aufeinanderfolgende Kleinwinkelstreuprozesse, die zu einer Änderung des Ladungszustandes geführt hätten, sowie durch Mehrfachstreuungen die Meßergebnisse zu sehr verfälscht. Zudem wären derartig dünne Folien vom einfallenden Schwerionenstrahl selbst bei einem rotierenden Target zerstört worden.

3) Bei mehratomigen Gasen kann die Anregungswahrscheinlichkeit von der molekularen Struktur des Targets abhängen²³⁾. Mit einem monoatomaren Targetgas wie Neon kann es auch nicht zu korrelierten Doppelstößen mit zwei Atomen eines Targetmoleküls kommen.

4) Am günstigsten ist ein System aus Partnern mit möglichst großer Kernladung, weil die Wahrscheinlichkeit ω , daß beim Wiederauffüllen der in den inneren Schalen produzierten Löcher Röntgenquanten anstelle von Augerelektronen emittiert werden, mit wachsendem Z ansteigt. Ein großes ω verkürzt die Meßzeit, da, ähnlich wie in früheren Experimenten²²⁾, die Lochproduktion über die nach dem Stoß emittierten Röntgenquanten ermittelt wurde.

5) Außerdem wächst die Quantenausbeute des Röntgendetektors in dem hier interessierenden Bereich mit der Energie des Photons²⁴⁾, was ebenfalls für ein möglichst großes Z der Stoßpartner spricht.

Das schwerste einfach geladene Ion mit einer Leerstelle in der 2p-Schale ist aber das Ne^+ -Ion.

Obwohl wir die günstigste Stoßpartnerkombination ausgewählt hatten, ergaben sich dennoch sehr lange Meßzeiten.

Während unsere ersten Testmessungen anliefen, veröffentlichten Briggs und Macek eine detaillierte Rechnung für den $2p\sigma - 2p\pi$ Übergang¹⁾. Auf der Basis des Fano-Lichten-Modells gelang es ihnen, das Problem der K-Schalen-Anregung quantitativ zu erfassen und auf die Reaktionspartner $\text{Ne}^+ - \text{Ne}$ anzuwenden. Dieses System ist damit das erste quantitativ durchgerechnete Problem der Innerschalen-Anregung komplexer Atome. Die danach berechneten totalen Wirkungsquerschnitte entsprechen annähernd den experimen-

tellen Ergebnissen von Cacak²⁵⁾. Allerdings lag die typische Fehlergrenze bei diesen Messungen in der Größenordnung von $\pm 35\%$.

Auch aus Energieverlustmessungen von Fastrup, Hermann und Kessel²⁶⁾ gewonnene Daten für den differentiellen Anregungsquerschnitt stimmen ihrem Verlauf nach grob mit der erwähnten Theorie überein. Der maximale Streuwinkel im Laborsystem betrug bei diesen Experimenten jedoch nur 15° .

Charakteristisch für die von Briggs und Macek behandelte Theorie einer Rotationskopplung zwischen den $2p\sigma$ - und $2p\pi$ -Orbitalen ist aber gerade die Vorhersage eines Maximums der Übergangswahrscheinlichkeit für einen Streuwinkel von 90° im Schwerpunkt-, d.h. 45° im Laborsystem. Unser Ziel war es darum, die Theorie gerade in diesem Bereich zu verifizieren oder zu widerlegen. Im Stoßparameterbild ist die Erklärung für dieses kinematische Maximum, daß sich bei diesen Stößen die Kernverbindungsline am schnellsten dreht. Im Abschnitt 2.2 wird auf diesen Effekt näher eingegangen.

2. Innerschalen-Lochproduktion in fast-adiabatischen Schwerionenstößen

2.1 Allgemeines

Wie schon in der Einleitung erwähnt, liefert die Born'sche Näherung oder eine äquivalente semiklassische Störungsrechnung im allgemeinen dann eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment, wenn die Relativgeschwindigkeit hoch und die Kernladung des Targetteilchens nicht zu klein gegenüber der des Ions ist.

In ihrer ausführlichen Darstellung von experimentellen und theoretischen Ergebnissen bei der Lochproduktion in Ion-Atomstößen haben Garcia, Fortner und Kavanagh¹⁸⁾ die Daten für Stoßprozesse mit schnellen Protonen und α -Teilchen zusammengefaßt. Diese Resultate unterstreichen, daß die experimentell beobachteten Phänomene eine befriedigende theoretische Erklärung finden.

Bei Schwerionenstoßprozessen im fast-adiabatischen Geschwindigkeitsbereich jedoch kann die Reaktion nur unzureichend durch eine direkte Coulombwechselwirkung zwischen Ion und atomaren Elektronen beschrieben werden. Da die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner kleiner ist als die Umlaufgeschwindigkeit der Elektronen, ändern sich die Zustandsfunktionen aller Elektronen mit kleiner werdendem internuklearem Abstand, da sie genügend Zeit haben, sich der langsamen Änderung des Coulombfeldes anzupassen. Eine Entwicklung des Gesamtzustandes nach atomaren Wellenfunktionen läuft in diesem Fall auf eine schlechte Näherung hinaus.

Fano und Lichten¹⁵⁾ haben zur Interpretation derartiger Vorgänge erfolgreich das Modell des Quasimoleküls herangezogen.

Die Gesamtwellenfunktion wird dabei als ein Produkt aus einem Kernanteil und einem elektronischen Anteil angesetzt - sog. Born-Oppenheimer Näherung:

$$\Psi = \chi_k(R) \psi_e(R, \underline{r})$$

Hierbei bezeichnet R den Abstand der beiden Kerne, während $\underline{r}$ die Koordinaten der Elektronen beschreibt.

Man kann dann die Energie der verschiedenen Elektronenzustände als Funktion des Kernabstandes R betrachten. Im Grenzfall $R \rightarrow 0$ müssen dabei die Elektronenniveaus der beiden Stoßpartner mit den Kernladungen Z_1 und Z_2 in die Energieterme eines "vereinigten" Atoms mit der Kernladung $Z_1 + Z_2$ übergehen.

Die Gesetze, die bestimmen, von welchen Elektronen der zunächst separierten Reaktionspartner die Atomenergieniveaus des vereinigten Atoms besetzt werden, lassen sich für symmetrische Systeme sehr einfach angeben¹⁸⁾.

1) Die natürliche Quantisierungsrichtung des Stoßsystems ist die Richtung der Kernverbindungsline. Daher bleibt die magnetische Quantenzahl m , das ist die Projektion des Bahndrehimpulses l auf diese Verbindungsachse, erhalten.

2) Ebensowenig ändert sich die radiale Quantenzahl, die definiert ist durch $n_r = n - l - 1$, wobei mit n die Hauptquantenzahl bezeichnet wird.

Man beginnt mit den am stärksten gebundenen Elektronen von Geschoß- und Targetteilchen und verbindet sie mit den untersten Energieniveaus des vereinigten Atoms, welche die oben angeführten Bedingungen erfüllen.

Beispiel: Die vier 1s Elektronen gehen über in die 1s und 2p, $m = 0$, Niveaus des vereinigten Atoms über die sog. Molekülorbitale $1s_g$ und $2p_g$, die vier 2s Elektronen in die 2s und 3p, $m = 0$, Niveaus über die $2s_g$ und $3p_g$ Molekülorbitale usw. Ein derartiges Schema nennt man Korrelationsdiagramm.

Diese Beziehungen wurden entwickelt aus dem Korrelationsschema eines einzelnen Elektrons im Coulombfeld zweier identischer Kerne. Das einfachste Beispiel für ein solches System ist das Wasserstoffmolekülion H_2^+ ¹⁵⁾.

Abb. 1 zeigt ein derartiges Diagramm für das Argon-Argon-Molekül. Dieses Korrelationsschema stimmt nicht mit den allgemein in der Molekülphysik benutzten Regeln für den Aufbau von Energieniveaus diatomarer Moleküle überein ²⁸⁾. Es verletzt nämlich das von Neumann und Wigner entdeckte Verbot, daß sich Niveaus gleicher Symmetrie, d.h. gleicher magnetischer Quantenzahl m und gleicher Parität, nicht kreuzen dürfen ²⁹⁾. Im Gegensatz zu den adiabatischen Korrelationsdiagrammen der Molekülphysik werden die Schemata des Fano-Lichten-Modells deshalb als diabatisch bezeichnet. Das diabatische Korrelationsdiagramm erweist sich für den Fall von Ion-Atomstößen als die zweckmäßigere Darstellung. So entspricht z.B. die Promotionsenergie der $4f_g$ -Elektronen im Ar-Ar-System ungefähr 10 atomaren Einheiten (vgl. Abb. 1). Die Wechselwirkungsenergie zwischen den $4f_g$ - und $4p_g$ -Orbitalen dagegen, die das Kreuzen von diesen Niveaus gleicher Symme-

trie verhindern könnte, ist jedoch eine Zehnerpotenz kleiner; denn sie läßt sich mit der Energiedifferenz zwischen den 4p- und 4f-Unterschalen des vereinigten Atoms Krypton vergleichen, die nur in der Größenordnung von 0.5 atomaren Einheiten liegt¹⁵⁾.

In Abb. 1 ist auch deutlich erkennbar, wie viele entartete Niveaus der einzelnen Atome bei einer Verringerung des internuklearen Abstandes in zwei oder mehr Molekülterme aufspalten. Übergänge, die zur Bildung eines Loches in einer inneren Schale führen können, sind dort möglich, wo sich besetzte Elektronenniveaus innerer Schalen und unbesetzte Niveaus äußerer Schalen genügend nahekommen oder kreuzen. Dort kann das promovierte Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, die von den Parametern des Stoßvorganges und der Wechselwirkung zwischen diesen beiden Niveaus abhängt, in das leere Niveau hinüberwechseln. Wenn im weiteren Verlauf des Stoßprozesses das ursprüngliche Niveau nicht wieder besetzt wird, ist nach dem Auseinanderfliegen der beiden Reaktionspartner ein Loch in der inneren Schale entstanden.

Bei den untersuchten Stoßprozessen können die Teilchenbahnen klassisch beschrieben werden. Das Wechselwirkungspotential zwischen den beiden Kernen läßt sich bei nicht zu großen Kernabständen mit ausreichender Genauigkeit durch ein Coulombpotential mit exponentieller Abschirmung annähern. Dann lauten die Kriterien für die Gültigkeit des klassischen Bildes²⁷⁾:

1) Die de-Broglie-Wellenlänge des energetischen Ions muß viel kleiner sein als a) die Abschirmlänge des Potentials und b) der Minimalabstand bei einer Rückwärtsstreuung unter 180° .

2) Die Beschreibung des Stoßprozesses wird durch die Heisenberg'sche Unschärferelation nicht beeinträchtigt.

Diese Bedingungen sind aber in dem Bereich erfüllt, für den das Fano-Lichten-Modell konzipiert wurde.

Zum Verständnis des Übergangsmechanismus weist Lichten auf die alte Landau-Zener Theorie hin, die den ersten grundlegenden Versuch darstellt, die Übergangswahrscheinlichkeit an Kreuzungspunkten zweier diabatischer Potentialkurven zu berechnen¹⁶⁾. Wegen ihrer klaren Grundvoraussetzungen wird sie gelegentlich schon in Lehrbüchern der Quantenmechanik behandelt³⁰⁾.

Wenn der Abstand r_0 der nächsten Annäherung während eines Stoßes wesentlich kleiner als die Entfernung ist, an der sich die beiden Potentialkurven kreuzen, ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit, daß man das Elektron nach dem Streuprozess in dem vorher unbesetzten Niveau findet:

$$P = 2p (1 - p)$$

mit

$$p = \exp \left(- \frac{2\pi V_{12}^2}{\hbar v_{\text{rad}} |F_1 - F_2|} \right)$$

Das Matrixelement V_{12} beschreibt die Kopplung zwischen den beiden Niveaus, v_{rad} ist die Radialgeschwindigkeit der Kernbewegung. F_1 und F_2 geben die Steigung der Niveaus im Falle fehlender Wechselwirkung an, sind damit also ein Maß für die Breite des Wechselwirkungsbereichs. Dabei ist jeweils der Wert einzusetzen, den diese Parameter in dem Punkt haben, an dem sich die ungestörten Potentialkurven kreuzen würden.

Der Ausdruck $2p(1 - p)$ für die Gesamtübergangswahrscheinlichkeit kommt zustande, weil der Kreuzungspunkt bei dem Stoßprozeß zweimal durchlaufen wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Übergang stattgefunden hat, wenn die Stoßpartner bis auf den Abstand der nächsten Annäherung aufeinander zugeflogen sind, ist p . Daraus ergibt sich der Wert $p(1 - p)$ für die Wahrscheinlichkeit, daß ein derartiges Elektron in seinem neuen Niveau bleibt, während die Teilchen sich wieder trennen. Hinzu kommt die Wahrscheinlichkeit $(1 - p)p$, daß ein Elektron erst beim Auseinanderfliegen auf das unbesetzte Niveau hinüberwechselt.

Besonders Bates hat aber darauf hingewiesen, daß die Voraussetzungen, die man zur Ableitung der Landau-Zener Formel braucht, deren Anwendungsmöglichkeit auf atomare Stoßprozesse stark einschränkt³¹⁾.

Aus der Theorie kann eine effektive Breite $2D$ des Wechselwirkungsbereichs ermittelt werden. Unbrauchbar wird die Näherung, wenn der Umkehrpunkt des Stoßprozesses in diesem Bereich liegt. Außerdem muß der Kreuzungspunkt isoliert sein, d.h., innerhalb des Bereiches D darf keine Übergangsmöglichkeit zu anderen Niveaus bestehen, da die Landau-Zener Formel eine Zwei-Zustands-Näherung ist. Im Gebiet um den Kreuzungspunkt muß das Matrixelement V_{12} konstant sein, und die Energiedifferenzen zwischen den beiden Termen müssen linear mit der Zeit anwachsen. Auch die Relativgeschwindigkeit darf sich nicht ändern.

Diese Voraussetzungen sind bei einer Vielzahl von Schwerionen-Atomstoßproblemen nicht erfüllt. Da eine exakte Theorie nicht existiert, hat man versucht, mit einfachen empirischen Modellen die experimentellen Daten zu erklären. Besonders Kessel hat Überlegungen entwickelt, die einige Meßergebnisse verständlich machen können¹⁷⁾.

Im Korrelationsdiagramm des Argon-Argon-Systems (Abb. 1) sieht man, wie die aus der 2p-Schale promovierten 4f~~g~~-Elektronen in einem Bereich, in dem sich der internukleare Abstand nur wenig ändert, mehrere unbesetzte Niveaus kreuzen. Man nimmt dann an, daß diese Elektronen immer in irgendeine dieser Leerstellen übergehen und dort verbleiben. Anschließend prüft man, ob die daraus ableitbaren Folgerungen mit den gemessenen Resultaten übereinstimmen.

Man behauptet also: die Übergangswahrscheinlichkeit für ein Elektron ist null, solange der Minimalabstand der beiden Kerne während des Stoßprozesses größer als ein fester Wert $\bar{r}_0$ bleibt, und wird eins, wenn der Minimalabstand den Wert $\bar{r}_0$ unterschreitet.

Für das Wechselwirkungspotential zwischen den beiden Kernen kann man ein abgeschirmtes Coulombpotential benutzen. Hiermit läßt sich für jede Energie E der Stoßparameter $g(\bar{r}_0, E)$ berechnen, für den der minimale Abstand gerade $\bar{r}_0$ wird. Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Lochproduktion gilt dann:

$$G_{\text{tot}} = \pi g^2(\bar{r}_0, E)$$

Es stellt sich heraus, daß mit diesem ganz simplen Modell die Daten ausgezeichnet wiedergegeben werden können¹⁷⁾, die Cacak im Energiebereich bis 300 keV für die totale Augerelektronenemission in Argon-Argon-Stößen gemessen hat²⁵⁾.

Mit der relativ einfachen Methode der Messung totaler Wirkungsquerschnitte erhält man in diesem Modell schon Kenntnis von dem hier allein interessierenden Parameter $\bar{r}_0$. Das gilt auch noch, wenn die Übergangswahrscheinlichkeit $P(g)$ einen bekannten konstanten Wert ungleich eins annimmt, sobald der Abstand der beiden Kerne kleiner als $\bar{r}_0$ wird.

Im allgemeinen jedoch wird die Übergangswahrscheinlichkeit P in komplizierterer Weise vom Stoßparameter g abhängen. Dann gilt:

$$G_{tot} = \int_0^{\infty} \frac{dG}{dg} dg = 2\pi \int_0^{\infty} g P(g) dg$$

Hier kann man aus den Messungen totaler Wirkungsquerschnitte nicht mehr die Stoßparameterabhängigkeit der Lochproduktion ableiten. In diesen Fällen muß der differentieller Querschnitt untersucht werden, wenn man die Details des Anregungsprozesses kennenlernen will.

Obwohl schon eine Vielzahl von Experimenten auf dem Gebiet der Innerschalen-Anregung in Ionenstößen durchgeführt wurde, ist noch nicht absehbar, wann es eine umfassende Theorie geben wird, die alle Meßresultate quantitativ befriedigend erklären kann. Auf einem Teilgebiet jedoch, dem Problem der K-Schalen-Anregung durch $2p\sigma - 2p\pi$ Übergänge, haben Briggs und Macek Erfolg gehabt¹⁾. Die Kopplung dieser Orbitale wird durch die Rotation der Kernverbindungsline zwischen den Stoßpartnern in dem Bereich hervorgerufen, wo sich Geschoß- und Targetteilchen am nächsten kommen. Briggs und Macek gelang es, die Ergebnisse zu verallgemeinern, die Bates und Williams bei der entsprechenden Behandlung der Protonen-Wasserstoffstreuung erhalten hatten³²⁾.

Auch in der Theorie von Briggs und Macek wurde eine Reihe von Vereinfachungen gemacht, um die mathematischen Probleme beherrschen zu können. Ziel der vorliegenden Arbeit war es darum, zu überprüfen, ob sich die wesentlichen Punkte des physikalischen Geschehens mit diesen Näherungen noch erfassen lassen. Weil die später beschriebenen Experimente, soweit es technisch und zeitlich möglich war, auf diese Theorie hin orientiert wurden, sollen die Grundüberlegungen von Briggs und Macek im nächsten Abschnitt dargestellt werden.

2.2 Die K-Schalen-Lochproduktion in Ne^+ -Ne-Stößen

Die Maximalenergie der Ne^+ -Ionen, mit denen wir unsere Stoßexperimente durchführten, betrug 363 keV im Laborsystem. Ein Elektron mit der gleichen Geschwindigkeit wie diese Geschoßteilchen hätte wegen seiner geringen Masse nur eine kinetische Energie von $\frac{363.000}{20 \times 1823} \approx 10$ eV. Die Bindungsenergie eines Elektrons in der K-Schale des Neons beträgt dagegen 874 eV. Aus diesem Grunde kann man bei den von uns untersuchten Reaktionen in nullter Näherung annehmen, daß die Kerne ruhen. Die kinetische Energie der Relativbewegung wird dann in den höheren Näherungen als Störung berücksichtigt, die Übergänge zwischen verschiedenen Energieniveaus ermöglicht. Dieses Verfahren wird in der Literatur als adiabatische Näherung oder als Methode der gestörten stationären Zustände bezeichnet.

Wenn mit r_i die Koordinaten der Elektronen im körperfesten System des Massenmittelpunktes und der Kernverbindungsline charakterisiert werden und mit R der Kernabstand der beiden Stoßpartner, so gilt für den Hamilton-Operator des Systems:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial R^2} - \frac{\hbar^2}{2m_e} \sum_i \frac{\partial^2}{\partial r_i^2} + V(\underline{r}, R) \equiv T_K + T_e + V(\underline{r}, R) \quad (2.1)$$

μ ist hierbei die reduzierte Masse der beiden Kerne, m_e die Masse eines Elektrons und $V(\underline{r}, R)$ der Operator für das Wechselwirkungspotential aller Teilchen.

Da der Operator für die kinetische Energie der beiden Atomkerne als Störterm behandelt werden soll, wird der Gesamt-Hamilton-Operator entsprechend aufgespalten.

$$H = H_0 + T_K \quad \text{wobei} \quad H_0 = T_e + V(\underline{r}, R)$$

Die ungestörten Lösungen der Schrödinger-Gleichung sind dann gegeben durch:

$$H_0 \varphi_n(R, \underline{r}) = \varepsilon_n(R) \varphi_n(R, \underline{r}) \quad (2.2)$$

In jede Wellenfunktion φ_n und in jeden Energieeigenwert ε_n geht also der internukleare Abstand R als Parameter ein.

Wir entwickeln dann die Eigenfunktionen $\Phi(\underline{R}, \underline{r})$ des vollständigen Hamilton-Operators

$$H \Phi(\underline{R}, \underline{r}) = E \Phi(\underline{R}, \underline{r}) \quad (2.3)$$

nach den Eigenfunktionen des oben eingeführten reduzierten Hamilton-Operators H_0 :

$$\Phi(\underline{R}, \underline{r}) = \sum_n \beta_n(R) \varphi_n(R, \underline{r}) \quad (2.4)$$

Wenn man in der üblichen Weise die Gleichung (2.3) mit $\varphi_m^*(\underline{R}, \underline{r})$ von links multipliziert und über alle Koordinaten der Elektronen integriert, erhält man³³⁾:

$$\begin{aligned} (T_K + \varepsilon_m(R) - E) \beta_m(R) &= \sum_n \frac{\hbar^2}{\mu} \int \varphi_m^*(\underline{R}, \underline{r}) \frac{\partial \varphi_n(\underline{R}, \underline{r})}{\partial \underline{R}} \frac{\partial \beta_n(R)}{\partial R} d\underline{r}_i^{3i} \\ &+ \sum_n \int \varphi_m^*(\underline{R}, \underline{r}) \beta_n(R) T_K \varphi_n(\underline{R}, \underline{r}) d\underline{r}_i^{3i} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Gleichung (2.5) gilt noch exakt. Die Terme auf der rechten Seite dieser Gleichung beschreiben die Wechselwirkung zwischen der Kernbewegung und den Elektronenzuständen. Wenn man diese Glieder vernachlässigen kann - die Bedingungen hierfür werden in den Lehrbüchern der Quantenmechanik, so z.B. bei Dawydow³³⁾, ausführlich diskutiert - werden die Differentialgleichungen (2.5) ent-

koppelt, und für die verschiedenen Wellenfunktionen des Gesamtsystems ergeben sich einfache Produkte der Form:

$$\Phi_{mk}^{\circ} = \beta_{mk}^{\circ}(R) y_m(R, \underline{r}) \quad (2.6)$$

Um die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen dem $2p\sigma$ - und dem $2p\pi$ -Orbital während des Stoßprozesses zu erhalten, macht man für den interessierenden Gesamtzustand des gebildeten Quasimoleküls eine Zwei-Zustands-Näherung.

Ein derartiges Verfahren wird nur dann zu vernünftigen Resultaten führen, wenn die Kopplung zu anderen Zuständen vergleichsweise klein ist. Im Korrelationsdiagramm des Argon-Argon-Systems (Abb. 1) erkennt man, daß bei kleinem internuklearen Abstand nur noch das $2s\sigma$ -Niveau nicht durch eine große Energielücke von den $2p\sigma$ - und $2p\pi$ -Orbitalen getrennt ist. Übergänge zu diesem Niveau sind jedoch aus Paritätsgründen verboten. Für den Gesamtzustand macht man folglich den Ansatz:

$$\begin{aligned} \psi(t) = & c_{\sigma}(t) y_{\sigma}(R, \underline{r}) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t \epsilon_{\sigma} d\tau\right) \\ & + c_{\pi}(t) y_{\pi}(R, \underline{r}) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t \epsilon_{\pi} d\tau\right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

c_{σ} und c_{π} sind hierbei die zeitabhängigen Amplituden der Eigenfunktion des reduzierten Hamilton-Operators H_0 zu den Zuständen $2p\sigma$ und $2p\pi$, für die in unserem Fall die Anfangsbedingungen

$$|c_{\sigma}(-\infty)| = 1, \quad |c_{\pi}(-\infty)| = 0$$

gelten.

Für die gesuchte Übergangswahrscheinlichkeit, die hier als Funktion des Stoßparameters g betrachtet werden soll, folgt daraus:

$$P(g) = |c_{\pi}(+\infty)|^2 \quad (2.8)$$

$P(g)$ gibt somit die Wahrscheinlichkeit an, mit der man nach dem Stoß das Atom im angeregten Zustand finden kann.

Der zeitliche Ablauf des Stoßprozesses und damit auch der Stoßparameter g sind über den internuklearen Abstand R implizit in der Gleichung (2.7) enthalten.

Da in der Zwei-Zustands-Näherung Beimischungen anderer Zustände zum Gesamtzustand ψ ausgeschlossen werden, gilt die zeitabhängige Schrödingergleichung nicht, d.h.

$$i.\alpha \quad (H_0 - i\hbar \frac{\partial}{\partial t})\psi \neq 0$$

Für die Zustände ψ wird vielmehr im Rahmen der Zwei-Zustands-Näherung nur gefordert³⁴⁾:

$$\langle \varphi_G | H_0 - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} | \psi \rangle = 0 = \langle \varphi_{\pi} | H_0 - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} | \psi \rangle \quad (2.9)$$

Da die Funktionen φ_G und φ_{π} , wie schon dargelegt, Eigenfunktionen des reduzierten Hamilton-Operators H_0 sind, erhält man durch Einsetzen von (2.7) in (2.9) die beiden gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} (\dot{c}_G + c_G \langle \varphi_G | \dot{\varphi}_G \rangle) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t \epsilon_G d\tau\right) + c_{\pi} \langle \varphi_G | \dot{\varphi}_{\pi} \rangle \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t \epsilon_{\pi} d\tau\right) &= 0 \\ (c_{\pi} + c_{\pi} \langle \varphi_{\pi} | \dot{\varphi}_{\pi} \rangle) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t \epsilon_{\pi} d\tau\right) + c_G \langle \varphi_{\pi} | \dot{\varphi}_G \rangle \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t \epsilon_G d\tau\right) &= 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Als normierte Eigenfunktionen des reduzierten Hamilton-Operators H_0 zu festem internuklearen Abstand R hängen die φ_i ($i = G, \pi$) nicht explizit von der Zeit ab. Daraus folgt:

$$\langle \varphi_i | \dot{\varphi}_i \rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \langle \varphi_i | \varphi_i \rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} 1 = 0 \quad (i = G, \pi)$$

Zur Bestimmung der Überlappintegrale $\langle \varphi_i | \varphi_j \rangle$ ($i \neq j$) gehen wir davon aus, daß die Koordinaten der Elektronen im körperfesten System der internuklearen Verbindungslinie angegeben werden, die während des Stoßprozesses rotiert. Dann gilt, wie Bates gezeigt hat³⁵⁾, für die zeitliche Ableitung der Wellenfunktion:

$$\dot{\varphi}_i = \dot{R} \frac{\partial \varphi_i}{\partial R} + i \frac{\dot{\Theta}}{\hbar} L_{\perp} \varphi_i \quad (i = G, \pi) \quad (2.11)$$

$\dot{R}$ ist hierbei die Relativgeschwindigkeit der beiden Kerne, $\dot{\Theta}$ die Winkelgeschwindigkeit, mit der sich die Kernverbindungsline dreht, und $L_{\perp}$ ist die Komponente des Drehimpulsoperators für die Elektronen, die senkrecht zu der Streuebene steht.

Die durch den ersten Term in Gleichung (2.11) verursachte Kopplung zwischen zwei Zuständen wird als radiale Kopplung bezeichnet, während der Term mit dem Operator $L_{\perp}$ die Rotationskopplung bewirkt.

Ein Überlappintegral ist nur dann von Null verschieden, wenn die beiden Zustandsfunktionen, über die integriert wird, dieselbe Symmetrie besitzen, oder, in der Sprache der Gruppentheorie ausgedrückt, zu derselben irreduziblen Darstellung der Gruppe gehören. Weil der Differentialoperator $\frac{\partial}{\partial R}$ die Symmetrieeigenschaften der Funktionen φ_i ($i = G, \pi$) nicht ändert, gibt es deshalb zwischen den beiden Zuständen verschiedener Symmetrie $2pG$ und $2p\pi$ keine radiale Kopplung.

Eine Rotationskopplung zwischen G und π Zuständen ist jedoch möglich, wie man mit folgenden Überlegungen begründen kann. Wenn der Streuprozeß in der x-z Ebene des Raumes stattfindet und z' die Kernverbindungsline im körperfesten Koordinatensystem ist, dann entspricht $L_{\perp}$ der y' Komponente des Drehimpulses im körperfesten

Koordinatensystem, und es gilt³⁴⁾:

$$L_{\pm} = L_{y'} = [(L_{x'} + i L_{y'}) - (L_{x'} - i L_{y'})]/2i = (L_{+} - L_{-})/2i \quad (2.12)$$

In dieser Darstellung des Drehimpulsoperators durch Auf- und Absteigeoperatoren sieht man sofort, daß Rotationsübergänge nur zwischen Zuständen verschiedener Symmetrie stattfinden können.

Diesen Prozeß kann man sich für Streuwinkel von 90° leicht mit folgendem simplen Bild veranschaulichen. Wenn der eigentliche Streuvorgang so schnell abläuft, daß sich die Orientierung des Bahndrehimpulses im Raum nicht ändert, gilt: zeigt der Bahndrehimpuls vor dem Stoß in die Richtung der Kernverbindungsline, dann steht er nach der Streuung senkrecht dazu, da die Kernverbindungsline inzwischen eine Rotation um 90° durchgeführt hat. Aus einem π -Zustand ist also ein σ -Zustand geworden.

Das System zweier gekoppelter Differentialgleichungen (2.10), das wir berechnen müssen, um die gesuchte Übergangswahrscheinlichkeit zu bestimmen, vereinfacht sich damit zu:

$$\dot{c}_{\sigma} + \frac{i}{\hbar} \hat{O} c_{\pi} \langle \varphi_{\sigma} | L_{\pm} | \varphi_{\pi} \rangle \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t (\epsilon_{\pi} - \epsilon_{\sigma}) d\tau \right] = 0 \quad (2.13.1)$$

$$\dot{c}_{\pi} + \frac{i}{\hbar} \hat{O} c_{\sigma} \langle \varphi_{\pi} | L_{\pm} | \varphi_{\sigma} \rangle \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t (\epsilon_{\sigma} - \epsilon_{\pi}) d\tau \right] = 0 \quad (2.13.2)$$

Dieses Gleichungssystem gilt ganz allgemein für einen $2p\sigma - 2p\pi$ Übergang, da in den dargestellten Überlegungen keinerlei Bezug auf ein spezielles Stoßsystem genommen wird. So haben Bates und Sprevak mit diesen Gleichungen die theoretische Übergangswahrscheinlichkeit für das System des Wasserstoffmolekülions H_2^{+} bestimmt³⁶⁾.

Für die Wellenfunktionen der Zustände $|g_g\rangle$ und $|g_\pi\rangle$ benutzten sie Näherungen³²⁾, die mit einem Rayleigh-Ritz'schen Variationsverfahren erhalten wurden. Diese geben die exakten Eigenfunktionen gut wieder und haben den Vorteil, daß mit ihnen die Übergangsmatrixelemente für den Rotationsübergang analytisch berechnet werden konnten. Bei den Energiedifferenzen ($\epsilon_g - \epsilon_\pi$) übernahmen sie die exakten Werte, die Bates, Ledsham und Stewart bereits 1953 ermittelt hatten³⁷⁾.

Mit den Anfangsbedingungen $|c_g(-\infty)| = 1$ und $|c_\pi(-\infty)| = 0$ kann das Gleichungssystem (2.13) dann durch numerische Integration gelöst werden.

Für das Neon-Neon-System, das wir untersuchten, hat Larkins die Energien und damit auch die Energiedifferenzen für die $2p_g$ - und $2p_\pi$ -Orbitale als Funktion des internuklearen Abstandes R mit einer Hartree-Fock-Näherung bestimmt³⁸⁾. (Abb. 2)

Vergleicht man die Ergebnisse von Larkins mit den exakt berechneten Energiedifferenzen von Bates, Ledsham und Stewart, so kann man folgende Beziehung entdecken: für alle internuklearen Abstände, die größer als 0,1 atomare Einheit sind (1 atomare Einheit $\hat{=} 0,53 \text{ \AA}$), gilt mit einer Ungenauigkeit von nur wenigen Prozenten:

$$\left[\epsilon_g(R) - \epsilon_\pi(R) \right]_{N_{e_2}} = Z_s^2 \left[\epsilon_g(R) - \epsilon_\pi(R) \right]_{H_2^+} \quad (2.14)$$

wobei man für Z_s den Wert 9,5 einsetzen muß. Durch die Abweichung zwischen Z_s und Z wird berücksichtigt, daß die übrigen $(Z-1)$ Elektronen die Kernladung etwas abschirmen. Für $R = \infty$, d.h. für die Energiedifferenz des 1s- und des 2p-Zustandes eines Atomes A mit der Kernladungszahl Z ist ein Zusammenhang mit der entsprechenden Ener-

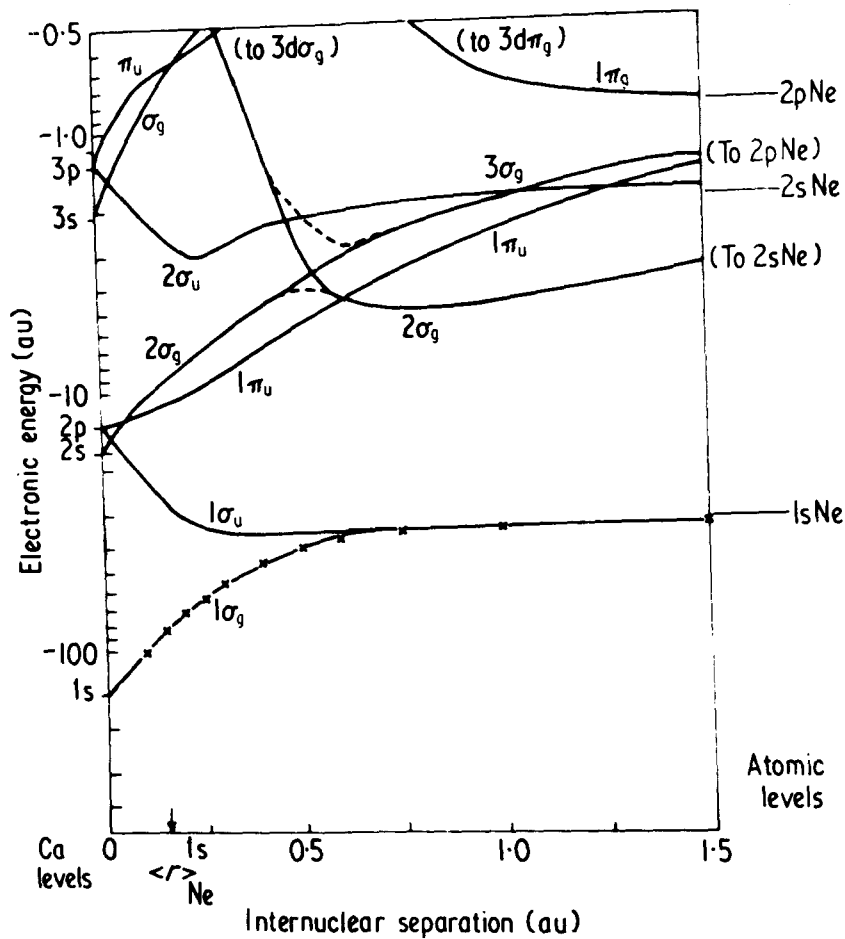


Abb. 2: Das von Larkins berechnete Korrelationsdiagramm für das Neon-Neon-System³⁸⁾. (Üblich ist die Benennung der Orbitale des Quasimoleküls nach den Niveautermen des vereinigten Atoms und der Projektion des Bahndrehimpulses auf die internukleare Achse (vgl. Abb. 1). Larkins hingegen klassifiziert nach der Projektion des Bahndrehimpulses und der Parität und numeriert Orbitale gleicher Projektion und gleicher Parität nach ihrer Bindungsenergie. Folgende Bezeichnungen entsprechen einander:

$$1\sigma_g \hat{=} 1G_g ; 2\sigma_g \hat{=} 2G_g , 2p\sigma \hat{=} 1G_u$$

$$2p\pi \hat{=} 1\pi_u \text{ usw.})$$

Energiedifferenz des Wasserstoffs schon länger bekannt gewesen. Denn hier gilt allgemein:

$$[\epsilon_{1s} - \epsilon_{2p}]_A = Z_s^2 [\epsilon_{1s} - \epsilon_{2p}]_H$$

wobei $Z - \frac{1}{2} > Z_s > Z - 1$ ist¹⁾. Es konnte aber noch nicht verständlich gemacht werden, warum der Z_s -Wert des isolierten Atoms die Energiedifferenzen $(\epsilon_g - \epsilon_\pi)$ des Quasimoleküls für alle internuklearen Abstände mit dem Problem des Wasserstoffmoleküls verbindet. Diese Beziehung gilt nämlich nur für die Energiedifferenzen und keineswegs für die Energien selbst.

Es wurde auch bereits überprüft, daß die Beziehung (2.14) nicht nur im Neon-Neon-System erfüllt ist. So haben Briggs und Hayns die Orbitalenergien für das Stickstoffmolekül bestimmt³⁹⁾. Auch die Energiedifferenzen, die sich aus diesen Rechnungen ergeben, stimmen für alle internuklearen Abstände ausgezeichnet überein mit den Z_s -normierten Daten des Wasserstoffmoleküls⁴⁰⁾.

Diese Normierungsmöglichkeit für die Energiedifferenzen hat Briggs und Macek veranlaßt, auch die Übergangsmatrixelemente $\langle g_s | L | g_r \rangle$ entsprechend umzueichen. Für das Übergangsmatrixelement setzen sie im Neon-Neon-System für den internuklearen Abstand R den gleichen Wert ein, den Bates und Sprevak bei dem Abstand $\frac{R}{Z_s}$ für das Wasserstoffmolekülion H_2^+ erhalten hatten. Gerechtfertigt ist diese auf den ersten Blick sehr grob erscheinende Näherung durch die Tatsache, daß die Übergangswahrscheinlichkeit $P(g)$ nur wenig von der Form des Übergangsmatrixelementes abhängt.

Dieser Zusammenhang läßt sich gut verständlich machen. Ein Blick auf das Korrelationsdiagramm der Abb. 2 zeigt, daß für $R = 0$ die beiden betrachteten Orbitale zusammen-

fallen, der Wert des Übergangsmatrixelementes also 1 ist. Wenn die Energiedifferenzen zwischen den beiden Niveaus nun mit zunehmendem internuklearem Abstand R rasch anwachsen, wird der Exponentialterm in der Differentialgleichung (2.13) zu einer schnell oszillierenden Funktion. Dann kann man sich vorstellen, daß der Hauptbeitrag zur Übergangswahrscheinlichkeit bei einer Integration der Differentialgleichung (2.13.2) aus dem Bereich kommt, der vor der ersten Nullstelle des Exponentialterms liegt. Alle weiteren Beiträge der Integration heben sich nahezu auf, wenn sich in einem Gebiet, in dem der Exponentialterm mehrere Oszillationen ausführt, das Übergangsmatrixelement immer nur wenig ändert.

Kontrollrechnungen von Briggs und Macek haben folgendes gezeigt: wenn man für $\langle \varphi_0 | L_\perp | \varphi_r \rangle$ überall den größtmöglichen Wert von 1 einsetzt, weichen die Ergebnisse für die Übergangswahrscheinlichkeit nur maximal um 10 % von den Resultaten ab, die sie mit der oben dargelegten Näherung erhielten¹⁾.

Da in unserem Stoßproblem die Rotation der Kernverbindungsline die Übergänge bewirkt, wird verständlich, daß die differentielle Übergangswahrscheinlichkeit $P(q)$ empfindlich von der Bahnkurve abhängt, die das eingeschossene Ion durchläuft. So haben Briggs und Macek nachgewiesen, daß man zu stark abweichenden Resultaten kommt, wenn man die Coulombabstoßung hierbei vernachlässigt¹⁾.

3. Prinzipielle Methode des experimentellen Vorgehens

In Abb. 3 ist das Schema des durchgeführten Koinzidenzexperimentes dargestellt. Stoßprozesse im Gastarget können ein Elektron aus der K-Schale eines der beiden Reaktionspartner auf ein höhergelegenes Energieniveau oder ins Kontinuum anheben. Beim Zerfall des in der K-Schale erzeugten Loches wird entweder ein charakteristisches Röntgenquant oder ein Augerelektron emittiert. In unseren Messungen wurden Koinzidenzen zwischen den Röntgenquanten und den unter dem Winkel ϑ gestreuten Ionen registriert.

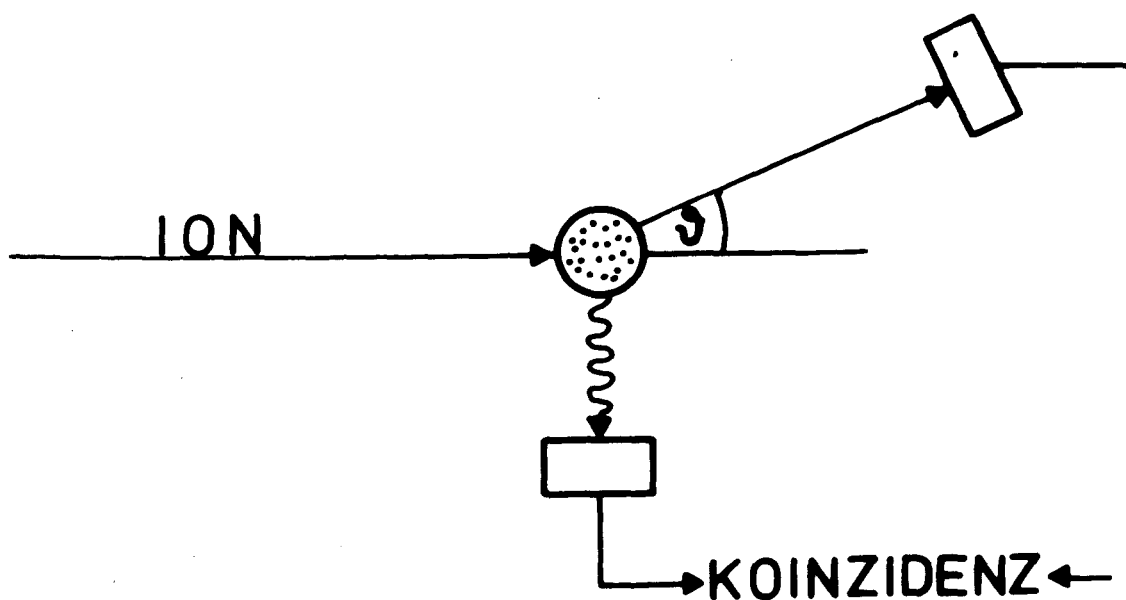


Abb. 3: Schema des Koinzidenzexperimentes

Auf den folgenden Seiten werden Begriffe präzisiert, die im weiteren Verlauf des Berichts häufig vorkommen. Außerdem werden die Überlegungen verdeutlicht, mit der man aus den direkt bestimmten Koinzidenzen die absolut differentiellen Röntgenproduktionsquerschnitte erhält

3.1 Definition der wichtigsten Begriffe

In Abschnitt 2.1 wurde darauf hingewiesen, daß es bei den von uns untersuchten Stoßprozessen erlaubt ist, den Verlauf der Teilchenbewegung wie in Abb. 4 durch klassische Bahnen darzustellen.

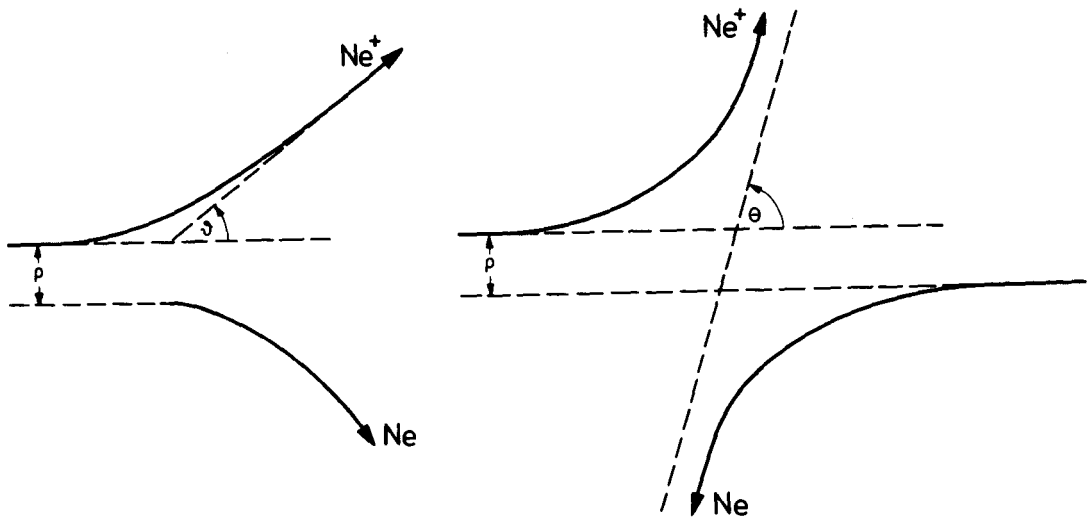


Abb. 4: Klassische Darstellung des Bahnverlaufs von Geschoß- (Ne^+) und Targeeteilchen (Ne) in einem Coulombpotentialfeld. Streuwinkel im Laborsystem ψ , bzw. Streuwinkel im Schwerpunktsystem Θ und Stoßparameter g sind eingezeichnet. Im Fall gleicher Massen von Geschoß- und Targeeteilchen gilt: $\Theta = 2\psi$

Der Stoßparameter g gibt den Minimalabstand von Targe- und Geschoßteilchen bei fehlender Wechselwirkung an.

Untersucht man bei Stoßprozessen die Röntgenausbeute, so gilt für den differentiellen Röntgenproduktionsquerschnitt:

$$d\epsilon/dg = 2\pi P_x(g) g \quad (3.1)$$

$P_x(g)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß nach einem Streuvorgang, dessen Stoßparameter g ist, ein Röntgenquant emittiert wird.

Durch Integration über alle Stoßparameter erhält man dann den totalen Röntgenproduktionsquerschnitt:

$$G_{\text{tot}} = 2\pi \int_0^{\infty} P_x(g) g dg \approx 2\pi \int_0^{g_{\text{max}}} P_x(g) g dg \quad (3.2)$$

g_{max} ist definiert als der größte Stoßparameter, bei dem $P_x(g)$ noch meßbar von Null verschieden ist.

3.2 Berechnung des Stoßparameters g aus dem Laborstreuungswinkel ϑ

Im Experiment messen wir direkt nicht den Stoßparameter g , sondern den Laborstreuungswinkel ϑ . Obwohl inelastische Stoßprozesse untersucht wurden, konnten die Gesetze der elastischen Streuung benutzt werden, um aus dem gemessenen Winkel ϑ den zugehörigen Stoßparameter g zu berechnen. Denn der gesamte inelastische Energieverlust, der in der Größenordnung von einem keV lag, war sehr klein im Vergleich zur Geschoßenergie, die einige hundert keV betrug.

Zwischen dem Schwerpunktswinkel Θ , der in diesen Gesetzen auftritt, und dem Laborwinkel ϑ gilt die Beziehungsgleichung⁴¹⁾

$$\cot \vartheta = \frac{(M_1/M_2) + \cos \Theta}{\sin \Theta} \quad (3.3)$$

M_1 bezeichnet die Masse des Geschoß- und M_2 die des Targetteilchens.

Für das Neon-Neon-System vereinfacht sich diese Beziehung zu

$$\vartheta = \frac{\Theta}{2} ,$$

weil $M_1 = M_2$ ist.

Der Zusammenhang zwischen Schwerpunktsstreuwinkel Θ und Stoßparameter g lautet dann²⁷⁾:

$$\Theta = \pi - \int_{r_0}^{\infty} \frac{2g \, dr}{r \sqrt{\left(1 - \frac{V(r)}{E}\right) r^2 - g^2}} \quad (3.4)$$

In diesem Ausdruck beschreibt $V(r)$ das Wechselwirkungspotential zwischen den beiden Reaktionspartnern, E die Relativenergie des Systems $E = E_0 \frac{M_2}{M_1 + M_2}$.

Hierbei ist E_0 die kinetische Energie des Geschossteilchens im Laborsystem. r_0 gibt den geringsten Abstand zwischen Target- und Geschossteilchen während des Stoßes an.

Bei den vorliegenden Energien ist es zweckmäßig, das Wechselwirkungspotential durch ein exponentiell abgeschirmtes Coulombpotential zu beschreiben.

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right)$$

Der Faktor $\exp\left(-\frac{r}{a}\right)$, der zu dem reinen Coulombpotentialterm $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ hinzutritt, berücksichtigt die Abschirmung durch die Hüllenelektronen. Für den Abschirmradius a wurde nach Bohr

$$a = \frac{a_0}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \quad \text{angenommen}^{42)} .$$

a_0 symbolisiert den Bohr'schen Radius, d.h. den Radius der innersten Wasserstoffbahn, der identisch ist mit der Längeneinheit des atomaren Maßsystems ($a_0 \hat{=} 0,53 \text{ \AA}$).

Das Integral der Gleichung (3.4) kann man zwar mit diesem Potential analytisch nicht berechnen, jedoch gibt es heute numerische Verfahren, die es mit Hilfe von elektronischen Datenverarbeitungsanlagen ermöglichen, die Abhängigkeit des Stoßparameters ϱ vom Laborstreuungswinkel ϑ mit sehr guter Genauigkeit anzugeben. Wir übernahmen diese Daten aus einer numerischen Integration des Streuintegrals, die Scharfer durchführte⁴³⁾. Diese Rechnungen basieren auf einem Verfahren, das Bingham entwickelt hat⁴⁴⁾.

3.3 Messung der relativen differentiellen Röntgenproduktion

Ein entscheidender Nachteil eines Gastargets gegenüber einem Festkörpertarget ist darin zu sehen, daß es schwerer zu lokalisieren ist. Die Methode, das Gasvolumen durch dünne Folien zu begrenzen, schied aus, da bei den relativ niederenergetischen schweren Ionen, mit denen wir unsere Messungen durchführten, schon Foliendicken unter $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ die Meßergebnisse durch Vielfachstreuungen zu stark verfälscht hätten. Außerdem wären derartig dünne Folien relativ schnell von den einfallenden Ne^+ -Ionen zerstört worden.

Bei Festkörpertargets kann man ohne große Schwierigkeiten Blenden so vor den Ionendetektoren aufstellen, daß nur Ionen auf diese Detektoren treffen können, die in einem Bereich gestreut werden, den auch das Röntgenzählrohr sieht. In diesem Fall ist die absolute Röntgenproduktionswahrscheinlichkeit direkt proportional zu dem Wert, der sich ergibt, wenn man die Zahl der echten Koinzidenzen N_K durch die Zahl der gestreuten Ionen N_I dividiert. Die Blenden lassen sich bei Festkörpertargets ohne weiteres so konstruieren, daß die Stellung der

Ionendetektoren variiert werden kann, um die Röntgenanregungswahrscheinlichkeit unter verschiedenen Streuwinkeln zu bestimmen. Bei einem nicht lokalisierten Gastarget hingegen treten bei einem derartigen Blendensystem sehr große Fertigungsprobleme und Justierschwierigkeiten auf.

Wir entschieden uns daher für einen anderen Weg. Blenden vor dem Röntgendetektor sorgten dafür, daß alle Ionen, die in dem Bereich gestreut wurden, den das Zählrohr erfaßte, auch die Ionendetektoren erreichen konnten. Da der Röntgendetektor während der Experimente nicht verschoben wurde, war die mechanische Verwirklichung einfacher.

Bei dieser Anordnung müssen die echten Koinzidenzen N_K auf die Gesamtzahl aller im Target erzeugten Röntgenquanten S_x normiert und durch den differentiellen Streuquerschnitt für ein exponentiell abgeschirmtes Coulombpotential dividiert werden.

$$c \cdot \frac{N_K}{S_x} = P_x G \quad (3.5a)$$

c ist eine Normierungskonstante.

Diese Beziehung beschreibt jedoch das Experiment nicht vollständig. Denn bei jedem Winkel ϑ werden in den Ionenzählern auch die Rückstoßteilchen von Stoßprozessen nachgewiesen, bei denen das Ne^+ -Ion in den Laborwinkel $\pi/2 - \vartheta$ gestreut wurde.

Bei einem symmetrischen System kann man diese beiden Anteile prinzipiell nicht unterscheiden. So gilt für die gemessenen Koinzidenzen in Abwandlung von (3.5a):

$$c \cdot \frac{N_K}{S_x} = P_{x,1} G_1 + P_{x,2} G_2 \quad (3.5b)$$

Der Index 1 symbolisiert Prozesse mit dem Streuwinkel ϑ , der Index 2 solche mit dem Streuwinkel $\pi/2 - \vartheta$

G_1 und G_2 sind die zugehörigen differentiellen Streuquerschnitte.

Eine relative, gemittelte Röntgenproduktion $\bar{N}_x$ erhält man durch

$$\bar{N}_x = \frac{N_k}{S_x (G_1 + G_2)}$$

$\bar{N}_x$ stellt also eine mit den Streuquerschnitten gewichtete Mittelung über die beiden Stoßparameter dar, die zu den Streuwinkeln ϑ bzw. $\pi/2 - \vartheta$ gehören.

Eine weitergehende Aussage kann man aus den experimentellen Daten nicht gewinnen. Über die Theorie erhält man direkt die ungemittelten Röntgenanregungswahrscheinlichkeiten $P_{x,1}$ und $P_{x,2}$. Zu einem Vergleich mit dem Experiment lassen sich daraus die gemittelten Wahrscheinlichkeiten errechnen.

Der Beitrag der rückgestreuten Teilchen zur Koinzidenzrate ist bei einem Streuwinkel von 45° im Laborsystem genauso groß wie der Anteil der gestreuten Teilchen, fällt bei kleineren Winkeln aber rasch ab und beträgt bei einem Streuwinkel von 30° nur noch etwa 10 %.

Für kleinere Streuwinkel gilt folglich:

$$\bar{P}_x = c \bar{N}_x \approx P_{x,1}$$

Aus diesen Überlegungen folgt übrigens, daß man wegen der Symmetrie des Systems für größere Streuwinkel als 45° im Laborsystem keine neuen Werte mehr erhält. Denn für einen Winkel $\pi/2 - \vartheta$ ist die Summe von direkt gestreuten und rückgestreuten Teilchen identisch mit der für den Winkel ϑ .

3.4 Bestimmung der differentiellen Röntgenproduktionswahrscheinlichkeit $\bar{P}_x$

Um die absolute Röntgenproduktionswahrscheinlichkeit $\bar{P}_x$ zu erhalten, muß jetzt noch ein Verfahren angegeben werden, mit dem die Normierungskonstante c der Gleichung (3.5b) bestimmt werden kann.

Man kann dazu die Beziehung zwischen differentiellem und totalem Reaktionsquerschnitt (3.2) benutzen

$$G_{x_{\text{tot}}} = 2\pi \int \bar{P}_x(g) g dg \equiv 2\pi \int c \bar{N}_x(g) g dg \quad (3.6)$$

Die Verwendung des Wertes $\bar{P}_x$ ist erlaubt, da $\bar{P}_x$ nur bei sehr kleinen Stoßparametern von dem korrekten Wert $P_{x,1}$ abweicht (s.o.). Diese kleinen Stoßparameter tragen aber wegen des Faktors g nur wenig zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei.

Aus den vorangehenden Überlegungen folgt, daß in einem gesonderten Experiment auch der totale Röntgenproduktionsquerschnitt $G_{x_{\text{tot}}}$ bestimmt werden muß, denn dann erhält man aus der Gleichung (3.6) bei bekanntem $\bar{N}_x(g)$ die Normierungskonstante c und damit die gesuchte differentielle Röntgenproduktionswahrscheinlichkeit $\bar{P}_x$.

4. Experimenteller Aufbau

4.1 Der Beschleuniger

Abb. 5 zeigt eine schematische Darstellung des 400 kV-Beschleunigers der Kernforschungsanlage Jülich⁺. In der von CERN verbesserten Nielsen-Ionenquelle können sowohl gasförmige als auch feste Stoffe ionisiert werden. Aus der Ionenquelle austretende neutrale Gasatome werden von zwei Diffusionspumpen, die direkt hinter der Ionenquelle installiert sind, abgepumpt. Dadurch ist es möglich, im ganzen System ein Vakuum zu erreichen, daß besser als 10^{-5} Torr ist. Da der als Massenseparator dienende 90° -Analysiermagnet vor der Beschleunigungsstrecke eingebaut ist, werden nur die Ionen nachbeschleunigt, mit denen man auch experimentieren will. Außerdem kann man so die Energie dieser Teilchen variieren, ohne die Feldstärke im Analysiermagneten zu ändern.

⁺Lieferfirma: Nucletec S.A., Genf, Schweiz

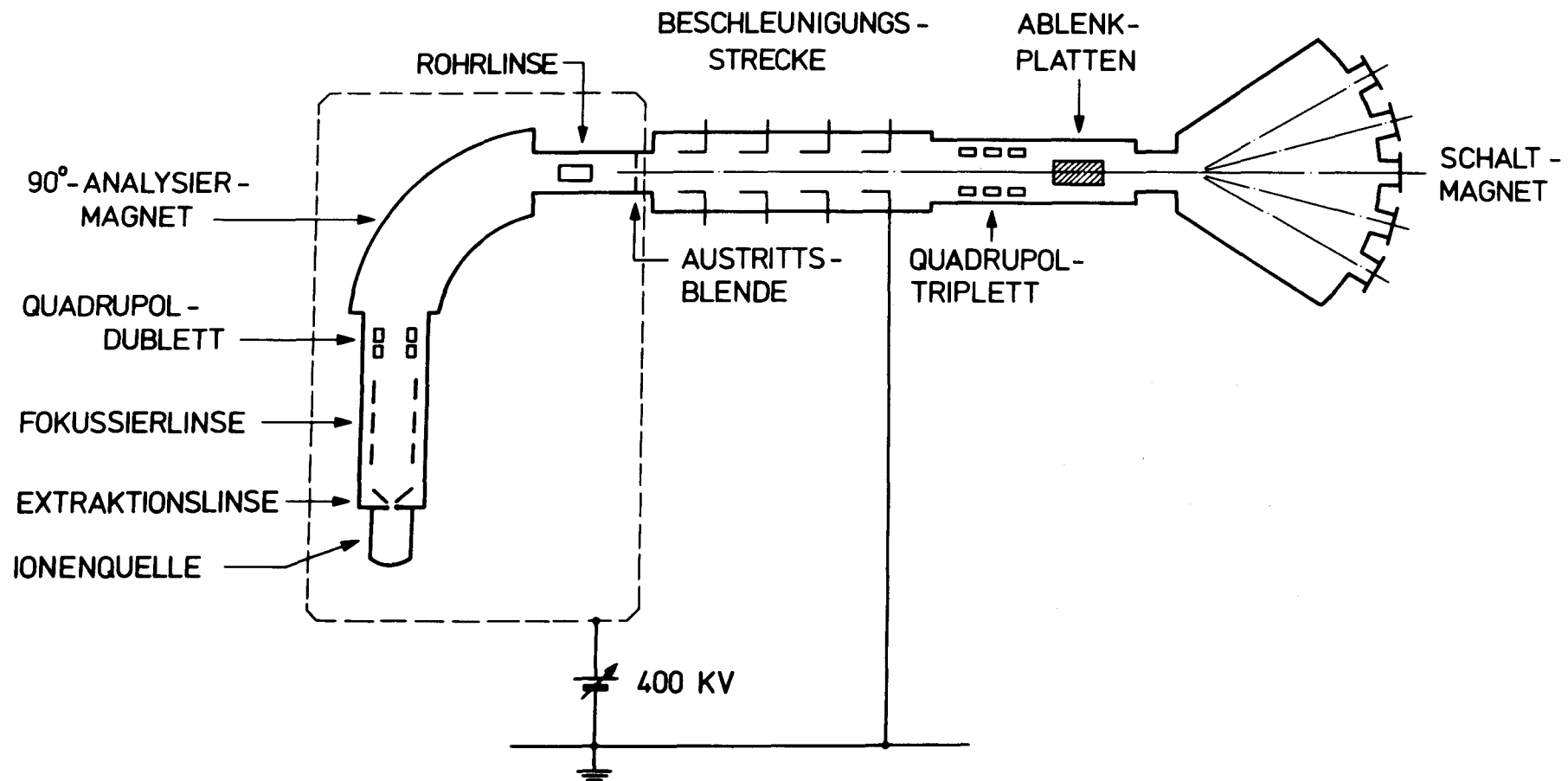


Abb. 5: Schematische Darstellung des 400 kV-Ionenbeschleunigers

4.2 Die Versuchsanordnung

4.2.1 Schematische Darstellung

In Abb. 6 wird schematisch der Versuchsaufbau gezeigt⁴⁵⁾. Die Konstruktion dieser Meßapparatur wurde wesentlich erleichtert durch die Erfahrungen und Verbesserungsvorschläge, die Stein und Mitarbeiter²²⁾ machten, da sie sich bei ihren Experimenten in vielen Punkten mit gleichartigen Schwierigkeiten auseinanderzusetzen hatten.

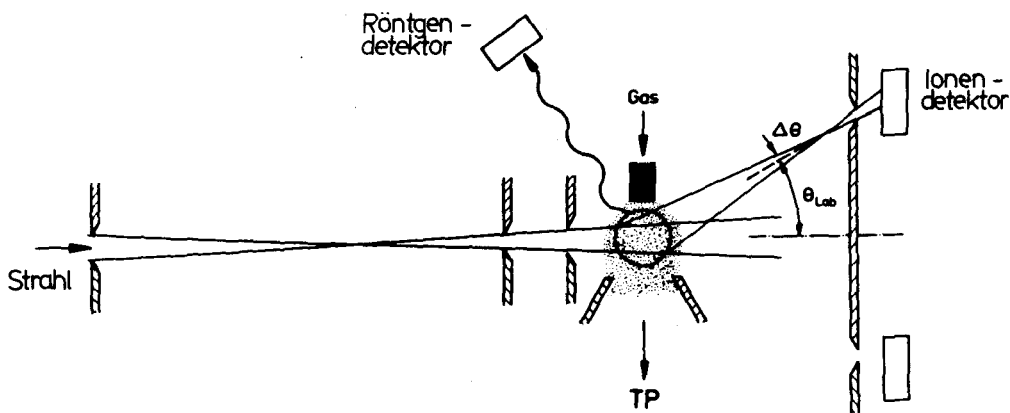


Abb. 6: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

Ein Ne^+ -Ionenstrahl mit einer Winkeldivergenz von ungefähr 0.1° trifft auf ein Gastarget. Durch sorgfältig justierte Streu- und Antistreibblenden konnte die Schlitzstreuung, die bei Experimenten mit schweren Ionen häufig die Messungen stark behindert, fast ganz unterdrückt werden.

Um eine gewisse Richtwirkung und damit eine bessere Lokalisierung des Targets zu erreichen, wurde das Gas durch ein kapillares System eingelassen. Dieses bestand aus 5550 Bohrungen mit einem Durchmesser von je 50μ und einer Länge von 3 mm, die durch einen

Edelstahlzylinder von 6,3 mm Durchmesser führten⁴⁶⁾. Im Stoßbereich, der etwa 2 mm unter den Kapillaren lag, herrschte nach unseren Abschätzungen ein Druck von einigen 10^{-4} Torr. Mit zwei Turbomolekularpumpen, von denen eine dem Gaseinlaß direkt gegenüberstand, wurde außerhalb der eigentlichen Targetregion ein Druck erreicht, der besser als 10^{-5} Torr war.

4.2.2 Die Ionendetektoren

Das Ionendetektorsystem sollte einen möglichst großen Raumwinkel erfassen. Um dies zu verwirklichen, wurde die Tatsache ausgenutzt, daß die Ionen symmetrisch zur Strahlachse gestreut werden.

Die Ionendetektoren sind deshalb, wie Abb. 7 verdeutlicht, hinter einer Ringblende angebracht worden, die symmetrisch zur Strahlachse justiert war. Bei unserer Apparatur kann der Laborstreuwinkel zwischen 2° und 45° variiert werden, indem man das auf einem justierten Schlitten montierte Ringzählersystem parallel zur Strahlachse verschiebt. Hierdurch wird erreicht, daß die Winkelunschärfe $\Delta\vartheta$ mit kleiner werdendem Streuwinkel ϑ ebenfalls abnimmt, ohne daß man den Durchmesser der Blendenöffnung zu ändern braucht.

Zum Nachweis der schweren Ionen haben wir Oberflächen-sperrschichtzähler (Ortec heavy-ion detectors) eingesetzt, deren aktive Flächen 100 mm^2 waren. Die Signale der einzelnen Zähler wurden in ladungsempfindlichen Vorverstärkern verstärkt und dann auf eine gemeinsame Summenstufe gegeben. Die schon relativ niederenergetischen schweren Ionen, mit denen wir unsere Messungen durchführten, verloren in den Tot-

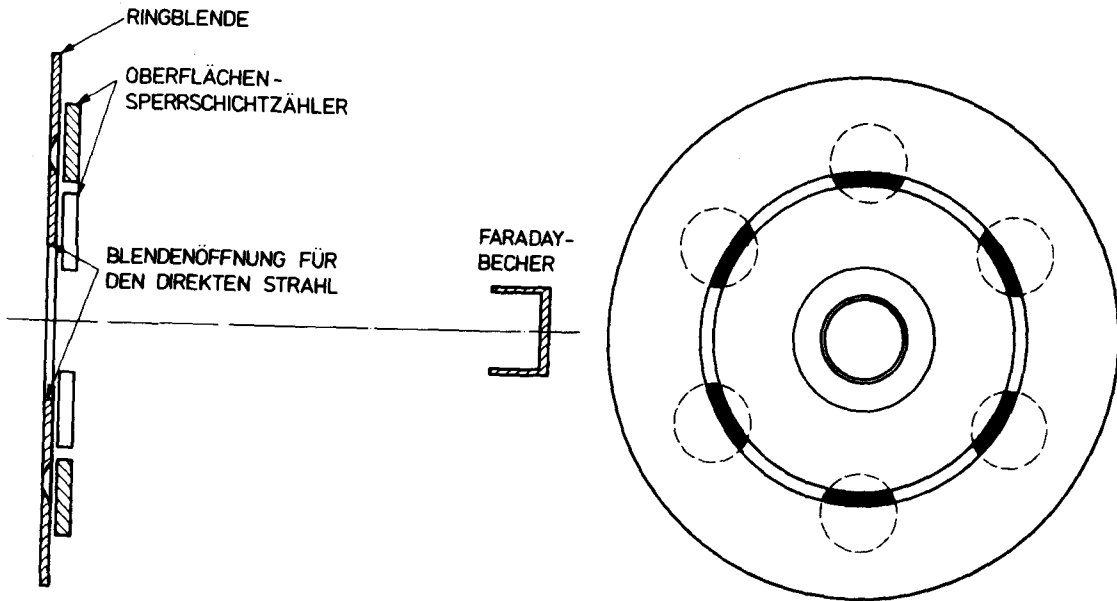


Abb. 7: Anordnung der Schwerionendetektoren. Das geschwärzte Gebiet der Oberflächensperrschichtzähler charakterisiert den aktiven Bereich der Detektoren für eine Streuung unter 0° , d.h. bei unendlichem Abstand des Ringblendensystems vom Target. Für alle größeren Streuwinkel ϑ verschiebt sich die aktive Fläche nach außen.

schichten der Sperrschichtzähler noch einen Teil ihrer Energie. Deshalb konnte bei unseren Experimenten nie die maximal mögliche Anzahl von sechs Zählern gleichzeitig eingesetzt werden, da sonst die Ionenimpulse am Ausgang der Summenstufe im Rauschuntergrund verschwunden wären.

Da die Zähler auf einem Schlitten angebracht waren, der im Hochvakuum eine Strecke von mehr als 1 m ver-

schoben werden konnte, mußten sämtliche Verbindungsleitungen flexibel und relativ lang sein. Das war der Hauptgrund, warum wir nicht versucht haben, die Zähler zu kühlen, um das Rauschen zu verkleinern.

Eine weitere Verschlechterung des Auflösungsvermögens trat durch den fortwährenden Beschuß mit schweren Ionen auf. Die Garantie für das Auflösungsvermögen durch die Lieferfirma erlischt z.B. bereits, wenn die Detektoren mit mehr als 10^8 Teilchen/cm² bestrahlt worden sind. Bei den von uns verwendeten Ne⁺-Ionen im Energiebereich von einigen 100 keV konnte eine merkbare Verschlechterung des Auflösungsvermögens allerdings erst bei einer um den Faktor 10 höheren Beschußdosis festgestellt werden. Derartige Strahlendosen wurden jedoch bei einer Intensität des Primärstrahls zwischen 10 und einigen 100 nA wegen der langen Meßzeiten - zwischen 11 und 48 Stunden pro Meßpunkt - leicht erreicht. Diese Intensität wurde aus Totzeitgründen so eingestellt, daß die Zählrate der nachgewiesenen gestreuten Ionen unter 6 KHz blieb.

Wir erprobten deshalb folgendes Verfahren: mit neuen Zählern haben wir immer bei großen Streuwinkeln begonnen und sind dann zu kleineren übergegangen. Dadurch wurde erreicht, daß mit zunehmendem Rauschen auch die Energie anstieg, die das gestreute Teilchen an den Oberflächensperrschichtzähler abgeben konnte; denn die kinetische Energie des unter dem Winkel ϑ gestreuten Ne⁺-Ions ist um den Faktor $\sin^2 \vartheta$ geringer, als sie vor dem Stoß war.

4.2.3 Das Röntgenzählrohr

Die Röntgenquanten wurden in einem von der Firma Siemens gelieferten Durchfluß-Proportionalzählrohr registriert, das mit einer Mischung von 90 % Argon und 10 % Methan betrieben wurde. Die Röntgenstrahlung kann durch zwei gegenüberliegende Fenster eintreten, die nur durch dünne Kunststoffolien verschlossen sind. Die Innenseite dieser Folien ist durch eine aufgedampfte Aluminiumschicht leitfähig gemacht worden, um den Feldlinienverlauf so wenig wie möglich zu beeinflussen.

Das Zählrohr kann nur im Durchflußbetrieb benutzt werden, da die Fensterfolien, die ja so wenig wie möglich von der zu untersuchenden weichen Röntgenstrahlung absorbieren sollen, zu dünn sind, um für das Zählrohrgas vollkommen undurchlässig zu sein. Wir wollten verhindern, daß Teilchen des Zählrohrgases, die durch das 2 μ Makrofol-Fenster hindurchdiffundierten, in den Bereich gelangen konnten, in dem die untersuchten Streuprozesse stattfanden. Deshalb wurde zwischen Zählrohr und Gastarget noch ein dünnes Kollodiumfenster eingebaut und der Zwischenraum mit einer Vorpumpe evakuiert.

Die Röntgenquanten wurden senkrecht zur Richtung des Ionenstrahls nachgewiesen. Dabei war das Zählrohr so eingebaut, daß Röntgenquanten, die beim Abbremsen der schweren Ionen in den Ionenzählern entstanden, nicht auf direktem Wege in das Zählrohr gelangen konnten. Andernfalls hätten derartige Ereignisse Koinzidenzen ergeben, die das Meßergebnis total verfälscht hätten.

Der Raumwinkel, den das Zählrohr erfaßte, betrug bei einem Stoßprozeß im Targetmittelpunkt ungefähr 2,8 %.

4.2.4 Die Breite des Winkelintervalls um des Streuwinkel $\mathcal{J}$

Die Breite des Winkelintervalls $\Delta \mathcal{J}$ um den Streuwinkel $\mathcal{J}$ wird von folgenden Faktoren bestimmt (vgl. Abb.6):

- 1) von der Winkeldivergenz des Primärstrahles
- 2) von der räumlichen Ausdehnung des Primärstrahles am Targetort
- 3) von der Länge der Stoßregion, die das Zählrohr sieht
- 4) von der Blendenöffnung der Ringblende, hinter der die Ionendetektoren stehen.

Damit läßt sich ein maximales $\Delta \mathcal{J}$ angeben:

$$\Delta \mathcal{J} = (\mathcal{J}_{\max} - \mathcal{J}_{\min})/2$$

Für einen Streuwinkel von $\mathcal{J} = 36^\circ$ war bei unseren Messungen $\Delta \mathcal{J}/\mathcal{J} \approx 9\%$, sank bis 10° dann auf etwa 7.5% ab und wuchs bis 3° wieder auf $8,5\%$. Der Anstieg bei kleinen Winkeln wird durch die Strahldivergenz verursacht, deren an sich geringer absoluter Wert bei diesen Winkeln doch langsam den dominierenden Einfluß gewinnt.

Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß bei großen Streuwinkeln der Hauptbeitrag zu $\Delta \mathcal{J}$ von der Ausdehnung des Targets in Strahlrichtung kommt. Bei dünnen Festkörpertargets wäre diese geringer als 1μ und damit vernachlässigbar. Dieser Anteil an $\Delta \mathcal{J}$ wird bestimmt von der Blendenanordnung vor dem Röntgenzählrohr. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Röntgenquant aus dem Bereich, den das Zählrohr sieht, im Zählrohr auch einen Impuls auslöst, hängt sehr stark vom Ort ab. Abb. 8 veranschaulicht diese Abhängigkeit am eindimensionalen Fall.

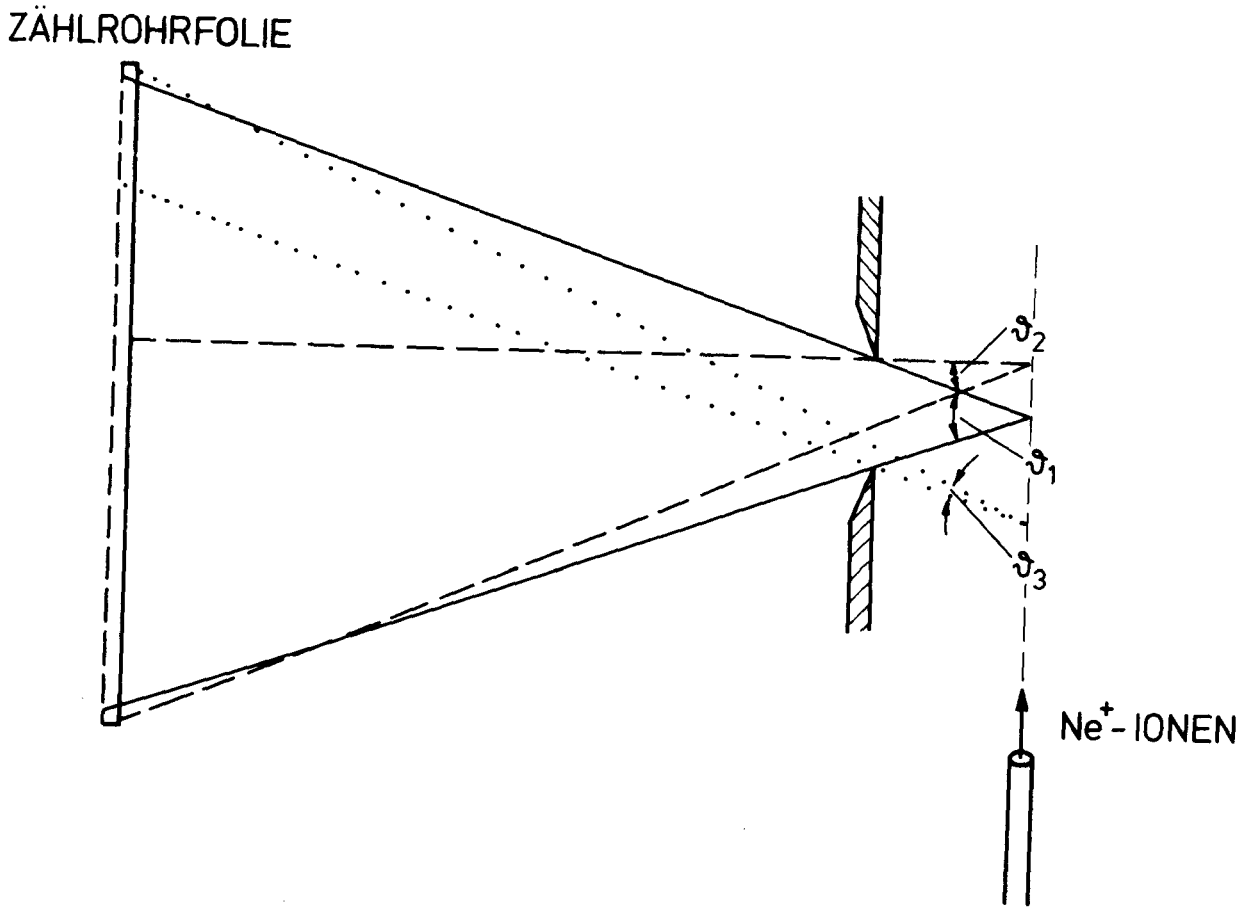


Abb. 8: Erläuterung der Abhängigkeit des Raumwinkels vom Ort des Stoßprozesses für das Proportionalzählrohr.

Unter dem vollen Raumwinkel sieht das Zählrohr nur die Streuprozesse, die in unmittelbarer Nähe des Targetmittelpunktes stattfinden. Mit wachsender Entfernung vom Mittelpunkt wird der effektive Raumwinkel rasch kleiner, so daß in der Umgebung des Targetmittelpunktes stattfindende Streuprozesse am stärksten zur Koinzidenzrate beitragen. Eine weitere Bevorzugung des Targetmittelpunktes wird durch die Verwendung des kapillaren Einlaßsystems erreicht, dessen Richtwirkung auf das einströmende Gas bewirkt, daß dessen Dichte dort am größten ist. Die vorhin angegebenen Werte für $\Delta\vartheta/\vartheta$ stellen daher eine obere Grenze dar.

Wird die Targetausdehnung in Strahlrichtung vernachlässigt, beträgt $\Delta\mathcal{J}/\mathcal{J}$ für einen Streuwinkel von $\mathcal{J} = 36^\circ$ nur noch ungefähr 4 %, liegt bei 10° knapp unter 6 % und erreicht bei 3° fast 8 %.

4.3 Elektronik und Datenerfassung

Die verwendete Meßelektronik ist in Abb. 9 schematisch dargestellt. Die Ausgangssignale der einzelnen Detektoren wurden in ladungsempfindlichen Vorverstärkern verstärkt und dann im Röntgenzweig unmittelbar auf einen Hauptverstärker geleitet, während sie im Ionenzweig erst auf eine Summenstufe gegeben wurden. Der Nullpunktsdurchgang der bipolaren Ausgangssignale der Hauptverstärker wurde in Fensterdiskriminatoren abgefragt. Er lieferte die Zeitmarke für die Koinzidenzmessung zwischen emittiertem Röntgenquant und gestreutem Ion. Mit diesen Zeitsignalen wurden auch die linearen Tore geöffnet, um die entsprechend verzögerten unipolaren Ausgangssignale der Hauptverstärker zu den Analog-Digital-Konvertern durchzulassen. Die Häufigkeit der Zeitsignale wurde ständig mit Zählratenmeßgeräten kontrolliert und in Zählgeräten registriert.

Die koinzidenten Ereignisse wurden mit einem Zeit-Amplituden-Konverter festgestellt. Die Zählraten des Proportionalzählrohres waren bedeutend kleiner als die der Ionendetektoren. Deshalb wurde die Rampe des Zeit-Amplituden-Konverters mit dem Zeitsignal des Röntgenzweiges gestartet. Da der zeitliche Abstand zwischen nicht koinzidenten Detektorereignissen natürlich unkorreliert ist, kann mit dieser Methode der Untergrund an zufälligen Koinzidenzen relativ einfach bestimmt werden.

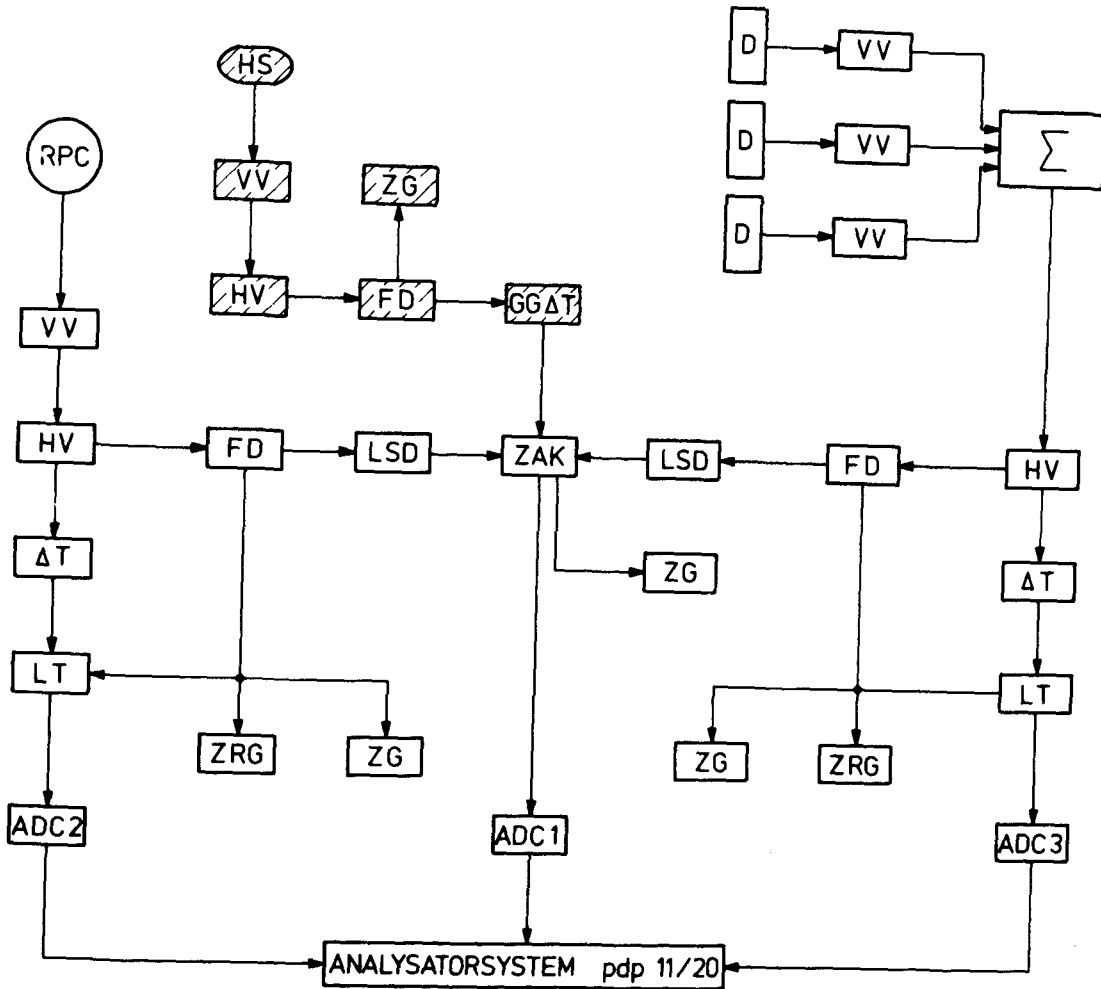


Abb. 9: Blockschaltbild der Meßelektronik. Die Einheiten des Antikoinzidenzzweiges sind gestrichelt eingezeichnet.
D = Schwerionendetektor, VV = Vorverstärker, Σ = Summenstufe, HV = Hauptverstärker, FD = Fensterdiskriminator, LSD = Elektronische Verzögerung mit einer Anstiegszeit von ungefähr 0,5 nsec (Logic-Shaper and Delay), ZAK = Zeitamplitudenkonverter, RPC = Röntgenproportionalzählrohr, ΔT = Verzögerungsstufe, LT = Lineares Tor, ZG = Zählgerät, ZRG = Zählratenmeßgerät, ADC = Analog-Digital-Konverter, HS = Hochspannungsübergangskabel, GG ΔT = Gate-Generator mit Verzögerungsstufe.

Auch die Ausgangssignale des Zeit-Amplituden-Konverters wurden auf einen Analog-Digital-Konverter gegeben. Die Analog-Digital-Konverter der einzelnen Zweige waren über ein Camac-Interface-System an einen pdp 11/20 Rechner angeschlossen.

Die schraffierten Bausteine in Fig. 9 symbolisieren die Komponenten des sog. Antikoinzidenzzweiges, der vor allem Kontrollzwecken diente. Bei den ersten Testmessungen konnte man nämlich im Spektrum des Zeit-Amplituden-Konverters auch dann einwandfrei eine Koinzidenzlinie beobachten, wenn der Strahlstrom schon vor dem Gastarget gestoppt wurde. Ursache hiervon waren Erdschleifen, Hochfrequenzeinkopplungen und ähnliche Störeffekte.

Um die entsprechenden Impulse beobachten und registrieren zu können, wurde ein Parallelzweig aufgebaut, dessen Elemente vom Hochspannungsübergangskabel zum Proportionalzählrohr bis zum Fensterdiskriminator genau denen des Röntgenzweiges entsprachen und auch räumlich parallel zu ihm lagen. Der folgende Gate-Generator mit Verzögerungsstufe dient dazu, den unerwünschten Untergrund zu beseitigen. Dazu muß er so justiert sein, daß er einen Gate-Impuls an den Antikoinzidenzeingang des Zeit-Amplituden-Konverters liefert, der ein gleichzeitig ankommendes Startsignal aus dem Röntgenzweig unterdrückt. Eine derartige Justierung läßt sich für Testimpulse erreichen. Es ist aber keineswegs sicher, daß für Störimpulse, die etwa bei Überschlägen an der Beschleunigungsrohre entstehen, in beiden Zweigen der gleiche Zeitfahrplan wie für Testimpulse eingehalten wird.

Wir versuchten daher, die Störimpulse selbst zu unterdrücken. Viel Mühe wurde darauf verwendet, alle Erdschleifen zu beseitigen. Anfänglich war bei den Im-

pulskabeln an den Lötstellen zur Hochvakuumdurchführung die Abschirmung für einige Zentimeter unterbrochen. Dies rief jedoch ganz drastische Störungen durch Hochfrequenzeinkopplung hervor, die aber nach einer sorgfältigen Abschirmung nicht mehr auftraten.

Insgesamt war unser Vorgehen so erfolgreich, daß wir es uns leisten konnten, in den wenigen Fällen, in denen vom Antikoinzidenzzweig plötzlich mehrere Störimpulse signalisiert wurden, die entsprechende Messung ganz zu verwerfen. Natürlich wurden trotzdem an jedem Meßtag mehrmals Untergrundmessungen durchgeführt, bei denen entweder der Strahl vor dem Gastarget gestoppt oder durch die Meßapparatur hindurchgeschossen wurde, während kein Targetgas einströmte.

Sie zeigten, daß keine Linie scheinbar echter Ionen-Röntgen-Koinzidenzereignisse im Spektrum des Zeit-Amplituden-Konverters auftrat.

5. Auswertung der Meßergebnisse

5.1 Zusammenfassung der durchgeführten Experimente

Die differentiellen Produktionswahrscheinlichkeiten für die Neon-K-Röntgenstrahlung wurde bei Ne^+ -Ne-Stößen gemessen. Die Laborenergien der auf ein Gas-target geschossenen Ne^+ -Ionen betrugen hierbei 235 und 363 keV.

Der Streuwinkel im Laborsystem wurde bei der Energie von 235 keV zwischen $5,4^\circ$ und 24° und bei der Energie von 363 keV zwischen 3° und 36° variiert. Das entspricht Stoßparametern zwischen 0,108 und 0,025 atomaren Einheiten bei der Laborenergie von 235 keV bzw. zwischen 0,124 und 0,01 atomaren Einheiten bei der Laborenergie von 363 keV (1 atomare Einheit $\hat{=} 0,53 \text{ \AA}$).

Der Einfluß des Drucks im Gastarget wurde bei der Energie von 235 keV und einem Streuwinkel von $7,6^\circ$ untersucht.

Zusätzlich wurde die Energieabhängigkeit der totalen Röntgenemission im Bereich von 100 keV bis 350 keV in Schrittweiten von ungefähr 50 keV bestimmt.

5.2 Bestimmung der totalen Röntgenproduktionsquerschnitte

Im dritten Kapitel wurde dargelegt, daß in unserem Fall zur absoluten Normierung der differentiellen Röntgenproduktionswahrscheinlichkeiten die totalen Querschnitte für die Röntgenanregung bei den Energien bekannt sein müssen, bei denen die Koinzidenzexperimente durchgeführt wurden. In der zur Verfügung stehenden Apparatur war eine direkte Messung der Targetdicke, d.h. eine solche

absolute Messung, nicht möglich. Deshalb wurde im Energiebereich zwischen 100 keV und 350 keV zunächst die Energieabhängigkeit des totalen Röntgenproduktionsquerschnittes untersucht. Zu diesem Zweck wurde bei verschiedenen Ionenenergien und unverändertem Gasdruck die Zahl der auf den Strahlstrom normierten Röntgenquanten bestimmt, die im Proportionalzählrohr nachgewiesen wurde. Da Saris und Onderdelinden bereits die absoluten Röntgenproduktionsquerschnitte im Energiebereich von 45 keV bis 100 keV gemessen hatten⁴⁷⁾, war unsere ursprüngliche Absicht, das bei 100 keV gewonnene Resultat auf den absoluten Wert zu normieren, den Saris und Onderdelinden bei dieser Energie angegeben hatten. Mit dieser Normierung hätten sich die benötigten totalen Röntgenproduktionsquerschnitte bei 235 keV und 363 keV ergeben.

Inzwischen hatten aber Schartner und Mitarbeiter auch Messungen des Emissionsquerschnittes im Energiebereich von 100 keV bis 1,2 MeV durchgeführt⁴⁸⁾. Abb. 10 zeigt die Ergebnisse beider Experimente^{47,48)}, sowie unsere angepaßten Werte. Die Energieabhängigkeit, welche die Gruppe Schartner erhielt, stimmt gut mit unseren Daten überein.

Der absolute Fehler in der Bestimmung der totalen Röntgenemissionsquerschnitte wird von beiden Gruppen mit ungefähr 25 % angegeben.

In noch nicht veröffentlichten Messungen von Stolterfoht und Mitarbeitern, deren Werte um weniger als 10 % von den Ergebnissen der Gruppe Schartner abweichen, wird der Absolutfehler allerdings nur noch auf etwa 15 % abgeschätzt⁴⁹⁾.

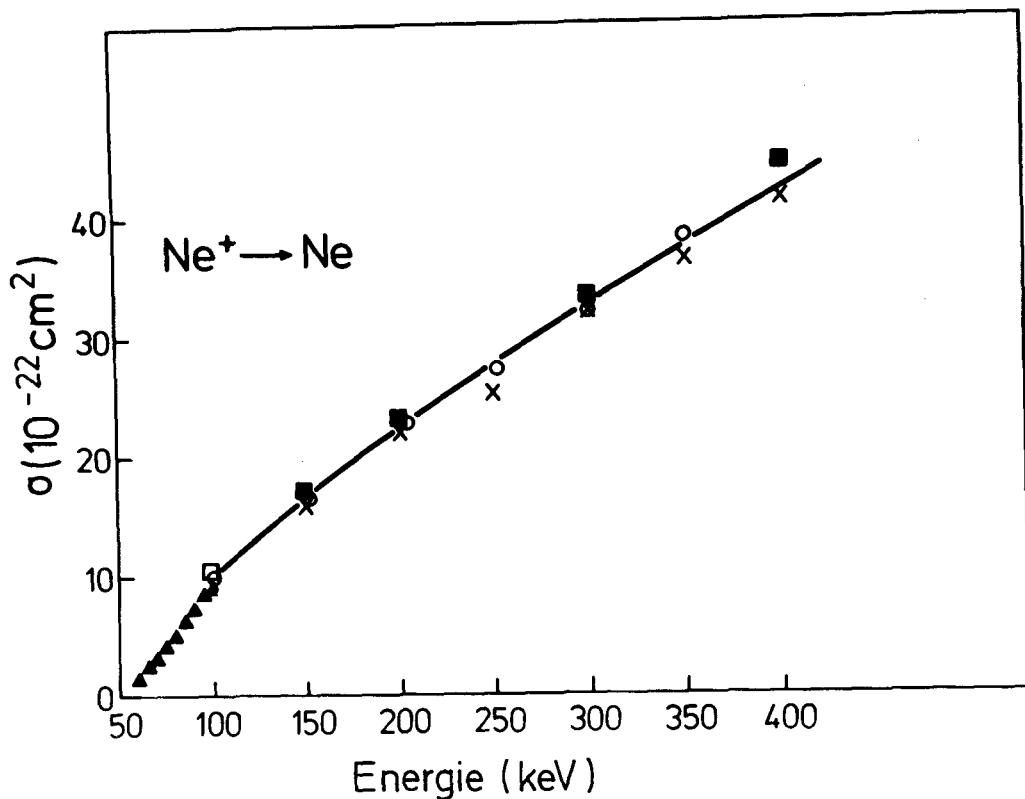


Abb. 10: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Ne-K-Röntgenstrahlung beim Beschuß eines Ne-Gas-targets mit Ne^+ -Ionen;

- unsere Meßergebnisse, angepaßt an die Daten von Schartner und Mitarbeitern⁴⁸⁾;
- Daten mit einem 2 μ Makrofol-Fenster;
- x Daten mit einem 6 μ Hostaphan-Fenster

Der Unterschied zwischen den Ergebnissen für die beiden Fensterdicken ist noch zu klein, um Aussagen darüber machen zu können, ob eine systematische Abweichung vorliegt.

- ▲ die so gekennzeichneten Resultate sind der Arbeit von Saris und Onderdelinden entnommen⁴⁷⁾.

5.3 Resultate für die differentielle Röntgenproduktionswahrscheinlichkeit $\bar{P}_x$

Mit Hilfe der Gleichung (3.6) erhält man, wie im dritten Kapitel aufgezeigt wurde, die absoluten Werte für $\bar{P}_x$, die zu bestimmen Ziel dieser Arbeit war. In Abb. 11 sind die Ergebnisse für die differentielle Röntgenproduktionswahrscheinlichkeit graphisch dargestellt⁵⁰⁾ (linke Ordinatenkala). Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den statistischen Meßfehlern.

Geprüft werden sollte, ob die Stoßparameterabhängigkeit von der Theorie von Briggs und Macek reproduziert wird. In der Zeichnung wurde deshalb der absolute Fehler in der Bestimmung des totalen Röntgenemissionsquerschnitts nicht berücksichtigt, da er ja den Verlauf der Meßwerte nicht ändert. Er bewirkt vielmehr, daß der angegebene Wert der linken Skala noch um einen unbekannten konstanten Faktor verschoben werden muß. Dieser Faktor liegt etwa zwischen 0,85 und 1,15, wenn man von dem Absolutfehler ausgeht, den Stolterfoht und Mitarbeiter für ihre Untersuchungen angeben⁴⁹⁾.

Die in Abb. 11 eingezeichneten theoretischen Kurven, zu denen die Ordinatenkala der rechten Seite gehört, basieren auf der Theorie von Briggs und Macek, deren Grundzüge in Kap. 2.2 dargelegt wurden.

Während sie sich in ihrer Veröffentlichung auf ein reines Coulombpotential beschränkten, hat Dr. Briggs uns auch die Übergangswahrscheinlichkeiten für Bahnkurven in einem exponentiell abgeschirmten Coulombpotential angegeben. Dadurch sollte vor allem bei größeren Stoßparametern eine verbesserte Genauigkeit erzielt werden.

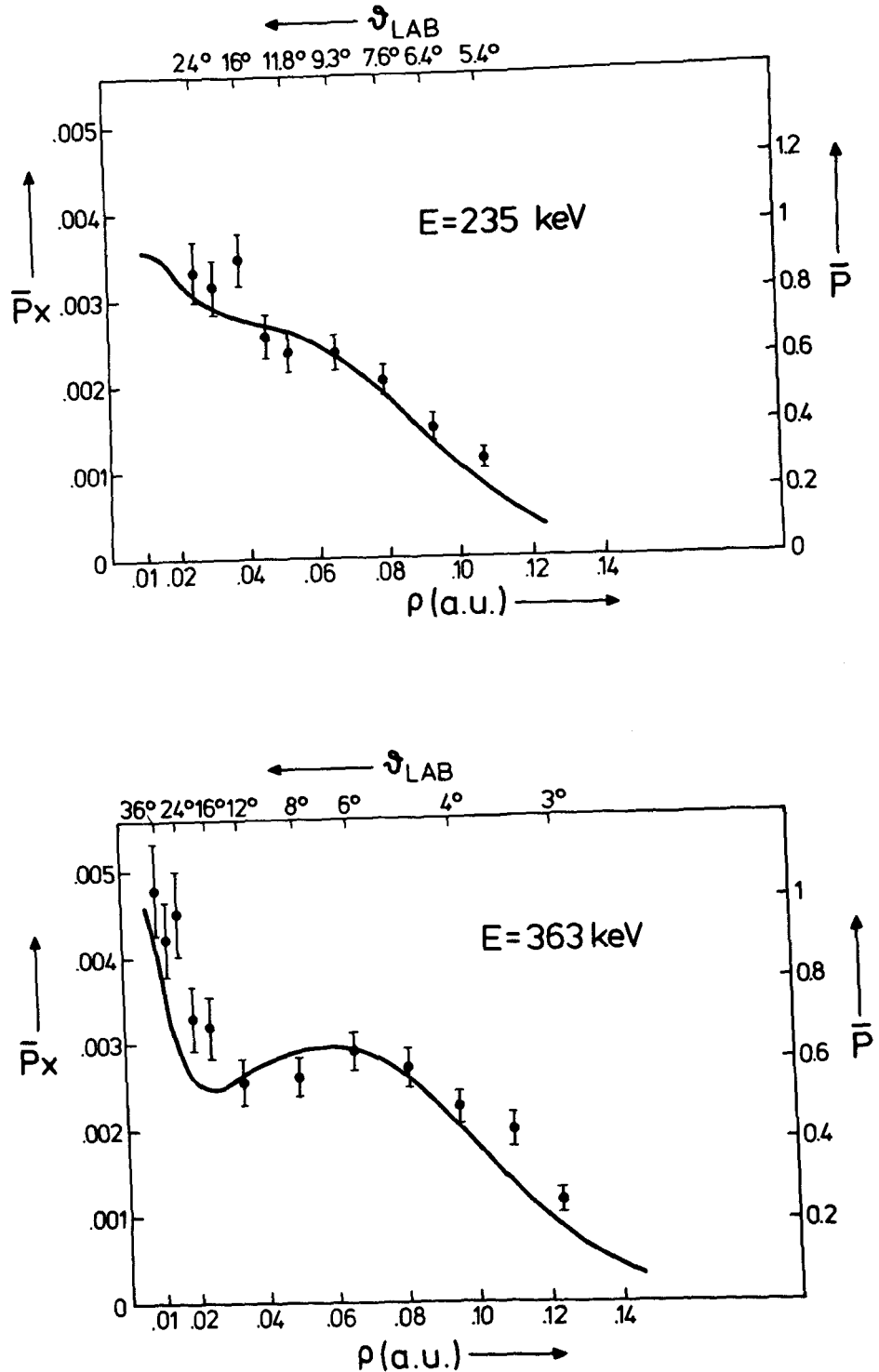


Abb. 11: Experimentell ermittelte Röntgenproduktionsquerschnitte - linke Ordinatenkala - und theoretische Lochproduktionswahrscheinlichkeit - ausgezogene Kurve, rechte Ordinatenkala - in Ne^+ -Ne-Stößen als Funktion des Stoßparameters g für Ionenenergien von 235 keV und 363 keV. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern der Messungen des differentiellen Anregungsquerschnitts.

Für die Umrechnung der Streuwinkelabhängigkeit $P_x(\mathcal{J})$ in die Stoßparameterabhängigkeit $P_x(\mathcal{g})$, die Bestimmung der differentiellen Streuquerschnitte $\mathcal{G}$ und der Bahnkurve wurde also genau das gleiche Potential benutzt.

Dr. Briggs verdanken wir auch die in Abb. 11 eingezeichneten theoretischen Kurven für exakt die Energien, bei denen wir unsere Messungen durchgeführt haben. Dabei hat er auch den in Kap. 3.3 diskutierten Anteil der Rückstoßteilchen in seine Rechnungen einbezogen. Wie sich zeigt, verändert diese Korrektur die Kurven kaum, da die theoretische Anregungswahrscheinlichkeit annähernd symmetrisch um den Laborstreuwinkel von 45° ist.

Da sich die experimentell ermittelten Daten auf andere Ordinatenskalen beziehen als die theoretischen Kurven, lassen sich nur durch Wahl geeigneter Skalenfaktoren die theoretischen Kurven den Meßwerten so gut angleichen wie in Abb. 11. Im Abschnitt 5 dieses Kapitels wird die Wahl und vor allem die Interpretation dieser Faktoren ausführlich diskutiert werden.

Auf den folgenden Seiten sind die wichtigsten Größen für die Auswertung der durchgeführten Stoßexperimente tabellarisch zusammengestellt worden. Tabelle 1 enthält von allen Meßpunkten die zugehörigen Werte für den Streuwinkel im Laborsystem $\mathcal{J}$, den Stoßparameter $\mathcal{g}$ und die differentiellen Streuquerschnitte für ein Coulomb- und ein Bohrpotential. Tabelle 2 vergleicht die theoretischen Übergangswahrscheinlichkeiten P_1 mit den experimentell nur meßbaren gemittelten Übergangswahrscheinlichkeiten $\bar{P}$ (vgl. Kap. 3.3).

$\mathcal{J}_{\text{LAB}}$	g (10^{-10} cm)	g (a.u.)	$d\sigma_B/d\omega$ (10^{-20} cm ² /sr)	$d\sigma_R/d\omega$ (10^{-20} cm ² /sr)	$\frac{d\sigma_B}{d\sigma_R}$
$E_{\text{LAB}} = 363$ keV					
36°	0,533	0,0101	1,03	1,07	0,963
29°	0,698	0,0132	2,39	2,49	0,960
24°	0,868	0,0164	4,99	5,25	0,950
20°	1,06	0,0200	10,2	10,80	0,944
16°	1,34	0,0253	24,5	26,2	0,935
12°	1,80	0,0340	75,2	82,4	0,913
8°	2,68	0,0507	360	415	0,867
6°	3,53	0,0667	1070	1310	0,817
4,77°	4,36	0,0824	2510	3280	0,765
4°	5,11	0,0966	4780	6630	0,721
3,4°	5,90	0,1115	8560	12700	0,674
3°	6,56	0,1240	13300	20900	0,636
$E_{\text{LAB}} = 235$ keV					
24°	1,32	0,0250	11,4	12,5	0,912
20°	1,61	0,0304	23,1	25,8	0,895
16°	2,03	0,0384	55,0	62,5	0,880
13,5°	2,41	0,0456	106	123	0,862
11,8°	2,75	0,0520	177	210	0,843
9,3°	3,46	0,0654	437	543	0,805
7,6°	4,19	0,0792	925	1220	0,758
6,4°	4,90	0,0926	1740	2420	0,719
5,4°	5,70	0,1078	3220	4770	0,675

Tabelle 1: Zusammenhang zwischen Streuwinkel im Laborsystem $\mathcal{J}$, Stoßparameter g , dem differentiellen Rutherfordstreuquerschnitt und dem differentiellen Streuquerschnitt für ein Bohr- (abgeschirmtes Coulomb-) potential für die Laborenergien von 363 und 235 keV. Außerdem ist das Verhältnis von Bohr- und Rutherfordquerschnitt angegeben. Für die Daten in dieser Tabelle bin ich Herrn Udo Scharfer vom Institut für Kernphysik der Universität Köln zu Dank verpflichtet.

g (a.u)	P_1	P_2	$\bar{P} = \frac{P_1 G_1 + P_2 G_2}{G_1 + G_2}$	$P_1/\bar{P}$
$E_{\text{LAB}} = 363 \text{ keV}$				
0,007	0,9912	0,9935	0,9923	0,999
0,008	0,9614	0,9718	0,9650	0,996
0,010	0,8727	0,8618	0,8722	1,001
0,0125	0,7567	0,7116	0,7531	1,005
0,015	0,6628	0,5736	0,6592	1,005
0,020	0,5765	0,3783	0,5740	1,004
0,028	0,5511	0,2158	0,5499	1,002
$E_{\text{LAB}} = 235 \text{ keV}$				
0,0110	0,9597	0,9332	0,9478	1,013
0,0125	0,9733	0,8827	0,9435	1,032
0,0150	0,9579	0,7810	0,9242	1,036
0,0175	0,9222	0,6741	0,8941	1,031
0,0200	0,8825	0,5785	0,8614	1,024
0,0250	0,8157	0,4271	0,8041	1,014
0,0300	0,7714	0,3222	0,7649	1,008

Tabelle 2: Angegeben sind die Übergangswahrscheinlichkeiten P_1 , P_2 , $\bar{P}$ sowie das Verhältnis $P_1/\bar{P}$ (vgl. Kap. 3.3) als Funktion des Stoßparameters g für die Ionenenergien von 363 keV und 235 keV. Dr. John Briggs, Theoretical Physics Division, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England, hat diese Daten für unsere Veröffentlichung⁵⁰⁾ berechnet.

5.4 Kritische Bewertung der Meßmethode

Wie im dritten Kapitel dargelegt und begründet wurde, haben wir die Röntgenproduktionswahrscheinlichkeit $P_x(\vartheta)$ nicht direkt bestimmen können, da unser Gastarget nicht genügend gut lokalisiert war. Bei derartigen direkten Messungen gilt für die absolute Röntgenemissionswahrscheinlichkeit (vgl. z.B. Literaturangabe 22):

$$P_x(\vartheta) = \frac{N_K(\vartheta)}{N_S(\vartheta) \eta e a \Omega / 4\pi}$$

Hierbei bedeutet N_K die Zahl der echten Koinzidenzimpulse und $N_S(\vartheta)$ die Anzahl der zugehörigen gestreuten Ionen. Mit η wird die Nachweiswahrscheinlichkeit, mit e die Escape-Korrektur und mit $\Omega/4\pi$ der Raumwinkel des Röntgendetektors bezeichnet, während a die Absorption der Röntgenstrahlung im Target charakterisiert.

Vergleicht man die in diesem Meßverfahren auftretenden Fehlerquellen mit denjenigen, die wir bei unserer Methode erhielten, kommt man zu folgenden Aussagen: die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Anzahl der echten Koinzidenzen ist unabhängig vom Meßverfahren. Die Anzahl aller im Röntgendetektor registrierten Quanten, die in unserem Fall zur Normierung gebraucht wurde, ist wie die im direkten Meßprozeß benötigte Anzahl der gestreuten Ionen mit sehr hoher Genauigkeit bestimmbar.

Beim direkten Verfahren muß der Raumwinkel, den das Ionendetektorsystem sieht, nicht berücksichtigt werden, da eine Vergrößerung des Raumwinkels die Anzahl der nachgewiesenen gestreuten Ionen im gleichen Verhältnis ansteigen läßt wie die Zahl der echten Koinzidenzen. Bei unserer Methode hingegen bleibt in einem solchen Fall die Zahl der registrierten Röntgenquanten konstant, so daß wir die geometrischen Faktoren mit

all ihren Fehlerquellen bestimmen müssen, die den Raumwinkel der Schwerionenzähler beeinflussen. Im Gegensatz dazu brauchen wir uns aber um den Raumwinkel des Röntgenzählrohres nicht zu kümmern, da die Zahl der koinzidenten Röntgensignale von ihm in gleicher Weise abhängt wie die Gesamtzahl der registrierten Quanten.

Selbst wenn die in Kap. 3.3 erwähnten Fertigungsprobleme eines entsprechenden Blendensystems erfolgreich überwunden worden wären, hätte die Bestimmung dieses Raumwinkels eine direkte Messung in unserem Fall immer noch fragwürdig gemacht. Denn anders als bei einem Festkörpertarget muß ja bei einem nicht lokalisierten Gastarget die räumliche Ausdehnung in Strahlrichtung berücksichtigt werden. Der Raumwinkel wird eine Funktion des Targetortes, wie in Kap. 4.2.4 ausführlich dargestellt wurde. Bei einer gleichmäßigen Massenbelegung hätte für dieses Problem mit einigem Rechenaufwand noch ein mittlerer Raumwinkel angegeben werden können. Ein derartiges Vorgehen hätte uns jedoch nicht weitergebracht, denn durch die Richtwirkung des kapillaren Einlaßsystems war die Gasdichte ortsabhängig, und diese Ortsabhängigkeit konnte weder exakt bestimmt noch konnte überhaupt nachgewiesen werden, ob sich das Gastarget in einem stabilen Zustand befand oder ob zeitliche Fluktuationen in der räumlichen Gasdichte auftraten.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit η des Röntgendetektors für die koinzidenten Röntgenquanten ist die gleiche wie für die nicht koinzidenten; daher muß dieser je nach den Umständen mit einem beträchtlichen Fehler behaftete Faktor nur bei der direkten Methode bestimmt werden. Das erfordert dort zusätzlichen apparativen

und zeitlichen Aufwand⁵¹⁾, zumal die Nachweiswahrscheinlichkeit sich bei jedem Folienwechsel ändern kann. Auch die Escape-Korrektur und die Targetabsorption müssen aus den gleichen Gründen nur bei der direkten Methode berücksichtigt werden. Da bei Ion-Atomstößen mit zunehmender Ionisation in den äußeren Schalen eine Verhärtung der emittierten Röntgenstrahlung auftritt⁵²⁾, kann nicht einfach der Massenabsorptionskoeffizient der charakteristischen Röntgenstrahlung eingesetzt werden, die z.B. bei Elektronenstößen in Röntgenröhren entsteht.

Bei unserem Verfahren müssen wir dagegen durch den differentiellen Streuquerschnitt dividieren, d.h., eine Aussage über das Wechselwirkungspotential zwischen Target- und Geschoßteilchen machen. Ein fehlerhaftes Streupotential würde in diesem Fall den Absolutwert für die Röntgenproduktion, d.h. den Ordinatenwert, ändern.

Will man darüber hinaus die ermittelte Streuwinkelabhängigkeit $P_x(\theta)$ in die Stoßparameterabhängigkeit $P_x(g)$ umrechnen, muß man auch bei der direkten Messung das Streupotential vorgeben. Hierbei führt eine Abweichung vom richtigen Potential zu einer Verschiebung der Abszissenskala.

Bei unserer Experimentierweise tritt eine zusätzliche Fehlerquelle auf, da zur absoluten Normierung der Daten das Integral

$$\int \bar{P}_x(g) g dg = c \int \bar{N}_x(g) g dg$$

(s. Gleichung (3.6)) bestimmt werden muß. Da die Werte für $\bar{N}_x$ selbst nur auf ungefähr 10 % genau bekannt waren, ist dieser Fehler von der gleichen Größenordnung.

Außerdem muß noch die schon erwähnte Ungenauigkeit berücksichtigt werden, mit der man den totalen Röntgenproduktionsquerschnitt G_{xtot} erhält.

Unabhängig vom Meßverfahren kann man natürlich nur dann sinnvolle Aussagen über die Stoßparameterabhängigkeit $P_x(\vartheta)$ machen, wenn während der Experimente die Ionenstreuungen durch Einzelstöße verursacht wurden. Deshalb haben wir eine Kontrollmessung durchgeführt, bei der die Röntgenproduktionswahrscheinlichkeit als Funktion des Gasdruckes vor dem kapillaren Einlaßsystem bestimmt wurde. Das Ergebnis ist in Abb. 12 dargestellt. Dieser Test wurde mit 235 keV Ne^+ -Ionen durchgeführt, da Mehrfachstreuungsprozesse unter sonst gleichen Bedingungen bei der geringeren Geschoßenergie wahrscheinlicher sind.

Ein abweichendes Ergebnis unserer Kontrollmessung hätte auch in eklatantem Widerspruch zu den Experimenten von Saris und Onderdelinden gestanden⁴⁷⁾. Deren Resultate besagen, daß selbst für Ne^+ -Ionen mit Energien unter 100 keV bei einem mittleren Gasdruck von 5×10^{-4} Torr und einer Targetlänge von 26 cm Mehrfachstreuungsprozesse sich nicht bemerkbar machen. Aus den Messungen des totalen Röntgenproduktionsquerschnitts können wir die Targetdicke abschätzen. Dabei erhalten wir aber nicht einmal im Bereich von etwa 7 mm um den Targetmittelpunkt einen Gasdruck von 5×10^{-4} Torr, auch wenn wir bei allen möglichen Ungenauigkeiten den Wert einsetzen, der zur größten Gasdichte führt. Schon weniger als 26 cm vom Target entfernt jedoch wurde bereits ein Druck gemessen, der kleiner als 10^{-5} Torr war.

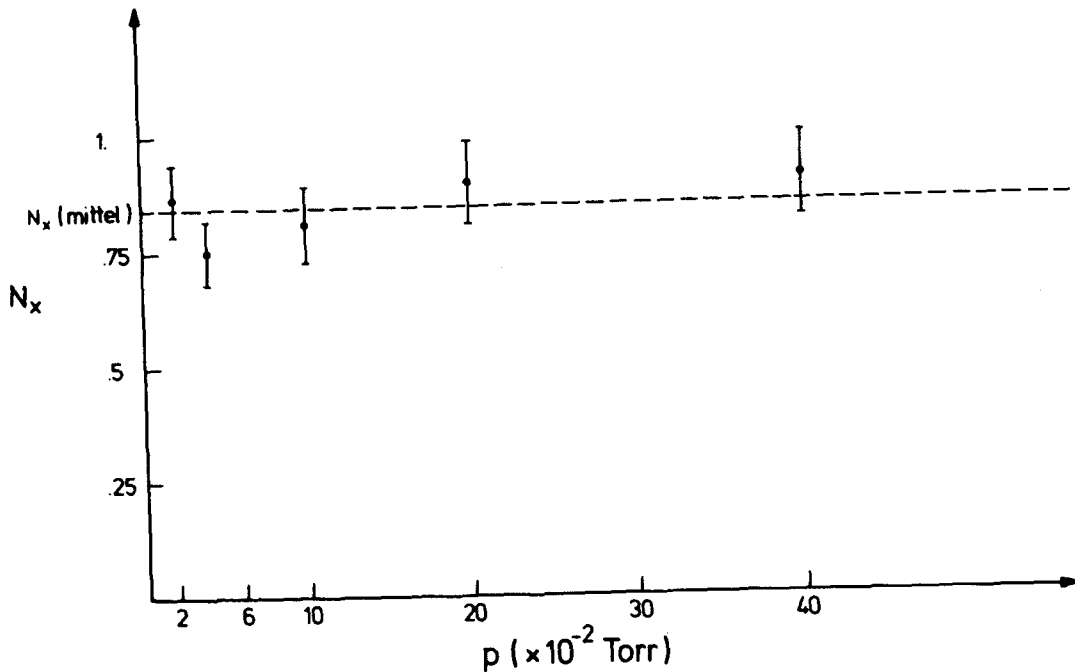


Abb. 12: Die Abhängigkeit der relativen Röntgenemission N_x vom Gasdruck vor dem kapillaren Einlaßsystem. $E_{\text{LAB}} = 235 \text{ keV}$, $\vartheta_{\text{LAB}} = 7,6^\circ$.

Außer bei diesen Kontrollmessungen war bei allen Experimenten der Druck vor dem kapillaren Einlaßsystem kleiner als $5 \times 10^{-2} \text{ Torr}$.

5.5 Vergleich der experimentellen Resultate mit den theoretischen Ergebnissen und Schlußfolgerungen

Die Theorie von Briggs und Macek enthält Angaben für die Übergangswahrscheinlichkeit, die man im $\text{Ne}^+ - \text{Ne}$ -System bei einer Leerstelle in dem $2p\pi$ -Orbital erhält, von dem aus ein Rotationsübergang zum $2p\sigma$ -Orbital erfolgen kann. In unseren Versuchen haben wir dagegen die Wahrscheinlichkeit bestimmt, daß nach einem $\text{Ne}^+ - \text{Ne}$ -Stoß ein Ne-K-Röntgenquant emittiert wird. Die beiden Faktoren, um die sich Experiment und Theorie un-

terscheiden, sind also:

- 1) die Wahrscheinlichkeit n , daß ein Loch in der 2p-Schale des Geschoßteilchens beim Stoß in diejenige 2p π -Unterschale des gebildeten Quasimoleküls transferiert wird, von der aus eine Rotationskopplung mit dem 2p σ -Niveau möglich ist;
- 2) die Fluoreszenzausbeute ω_K , definiert als Verzweigungsverhältnis für den radiativen Übergang, d.h. als die Wahrscheinlichkeit, daß beim Wiederauffüllen eines in der Neon-K-Schale erzeugten Loches ein Röntgenquant emittiert wird.

Wenn sich die Leerstellen des getrennten Systems statistisch auf alle zugehörigen Molekülorbitale verteilen, kann die Wahrscheinlichkeit n für die verschiedensten Elektronenkonfigurationen von Geschoß- und Targetteilchen angegeben werden^{1,53)}. Unter dieser Voraussetzung nimmt n für unser Stoßsystem den Wert 1/6 an. Es liegen keine experimentellen Daten vor, aus denen man Anhaltspunkte gewinnen kann, ob eine Abweichung von einer rein statistischen Verteilung auftritt. Es gibt auch keine verlässlichen theoretischen Aussagen darüber, mit welcher Wahrscheinlichkeit es durch den Stoß zu charakteristischen Umformungen der Elektronenkonfiguration in den äußeren Schalen kommt, die zu ungleichen Besetzungszahlen für die magnetischen Unterzustände führen könnten.

Bei ihrer Messung der totalen Röntgenproduktionsquerschnitte gelangten Saris und Onderdelinden zu dem Ergebnis, daß sich die Fluoreszenzausbeute ω_K bei Ne^+ -Ne-Stößen mit der Geschoßenergie ändert⁴⁷⁾. ω_K hängt von der Elektronenkonfiguration zu dem Zeitpunkt ab, in dem das Loch in der K-Schale wiederaufgefüllt wird. Deshalb werden die Werte davon beeinflusst, ob die Löcher z.B. durch Schwerionenstoß oder durch Photoionisation

sation entstanden sind. Es kann nicht vollständig ausgeschlossen werden, daß die Fluoreszenzausbeute auch noch vom Stoßparameter abhängt. Da aber ω_K vor allem von der Elektronenkonfiguration in der L-Schale beeinflusst wird, halten wir das bei unserem Stoßsystem für unwahrscheinlich; denn die Stoßparameter, bei denen der $2p\sigma-2p\pi$ -Übergang gemessen wurde, sind viel kleiner als die mittleren L-Schalen-Radien.

Wenn wir für n den statistischen Wert von $1/6$ einsetzen und annehmen, daß die Fluoreszenzausbeute nicht vom Stoßparameter abhängt, erhalten wir durch einen Vergleich der beiden Skalen in Abb. 11 für die Geschosenergien von 235 keV und 363 keV eine Fluoreszenzausbeute von 0,0228 bzw. 0,0276.

Bhalla und Hein haben ω_K für verschiedene Elektronenzustände des Neons berechnet⁵⁴⁾. Die Elektronenkonfigurationen in unseren Stoßexperimenten sind nicht bekannt; wir können jedoch feststellen, daß die von uns ermittelten Fluoreszenzausbeuten in dem Bereich liegen, der von den theoretischen Werten überstrichen wird.

Nach der Bekanntgabe unserer Ergebnisse^{50,55)} haben Stolterfoht und Mitarbeiter die absoluten totalen Wirkungsquerschnitte für Röntgen-K- und Augerelektronenemission in Ne^+-Ne -Stößen im Energiebereich von 50 bis 600 keV gemessen und dadurch die Fluoreszenzausbeute ω_K direkt bestimmt⁴⁹⁾. Sie geben für Ionenenergien von 235 keV und 363 keV eine Fluoreszenzausbeute von 0,0275 bzw. 0,029 an. Die Unsicherheit in der Bestimmung der absoluten totalen Wirkungsquerschnitte für die Röntgen-K- und die Augerelektronenemission betrug dabei jeweils ungefähr 15 %. Im Rahmen der Fehlergrenzen sind diese Resultate in guter Übereinstimmung mit unseren Werten.

In der genauen Form der Angleichung zwischen den experimentellen Daten und den theoretischen Kurven in der Abb. 11, aus der sich dann die Skalenfaktoren ergeben, steckt noch eine gewisse Willkür. Nach vielen Überlegungen haben wir uns entschieden, die Skalenfaktoren so zu wählen, daß Theorie und Experiment bei einem mittelgroßen Stoßparameter - 0,07 a.u. - aneinander angepaßt werden. Zwei Gründe waren dafür ausschlaggebend.

Am ehesten zu erwarten ist eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bei mittleren Stoßparametern. Zusätzliche Übergänge zu höheren unbesetzten Niveaus sollten sich nämlich vor allem bei kleinen Stoßparametern bemerkbar machen, während es bei zu großen Stoßparametern fraglich ist, ob ein abgeschirmtes Coulombpotential noch eine gute Näherung für das wirkliche Potential darstellt.

Nachdem wir aufgrund dieser Überlegungen zunächst versuchsweise eine Anpassung bei einem mittleren Stoßparameter durchgeführt hatten, stellte sich heraus, daß dann bei allen mittleren und großen Stoßparametern nur geringe Abweichungen zwischen theoretischen Kurven und experimentellen Daten auftraten. Dadurch wird aber sofort die zusätzliche Bedingung erfüllt, daß sich mit dem gleichen Skalenfaktor eine ähnlich gute Übereinstimmung sowohl zwischen den differentiellen als auch zwischen den totalen Anregungsquerschnitten ergibt; denn wegen des Faktors g in der Formel (3.2) kommt der Hauptbeitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt von diesen Stoßparametern.

Obwohl die Theorie nur eine einfache Zwei-Zustands-Näherung ist, wird die charakteristische Änderung des Kurvenverlaufs mit der Energie auffallend gut reprodu-

ziert. Bei der höheren Energie liegt das flache adiabatische Maximum bei mittelgroßen Stoßparametern und ist deutlich vom scharfen kinematischen Maximum getrennt, während bei der kleineren Ionenenergie die beiden Maxima ineinander übergehen. Das zeigt, wie notwendig es in der Theorie ist, in der Bahn des Geschoßteilchens die Ablenkung im Coulombfeld der beiden Stoßpartner zu berücksichtigen. Auf die drastische Abhängigkeit der theoretischen Anregungswahrscheinlichkeit von der angenommenen Bahnkurve haben schon Briggs und Macek hingewiesen¹⁾; denn bei einer geraden Flugbahn tritt ein kinematisches Maximum nicht auf.

In Abb. 11 könnte man eine noch bessere Angleichung zwischen Theorie und Experiment erzielen, wenn man die experimentellen Meßpunkte zu kleineren Stoßparametern verschieben würde. Dazu muß aber betont werden, daß mit genau dem gleichen Potential, das in der Theorie verwendet wurde, auch die Berechnung der Stoßparameter aus den Laborstreuwinkeln erfolgte. Außerdem wäre besonders bei kleinen Stoßparametern eine sehr große Änderung des gerade dort sehr genau bekannten Potentials notwendig, um eine bessere Anpassung zu erreichen.

Man muß in diese Überlegungen auch einbeziehen, daß sich die Theorie auf eine einfache Zwei-Zustands-Näherung beschränkt. Die dadurch verursachte Ungenauigkeit kann so groß sein, daß man selbst aus einer genaueren Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, die sich vielleicht durch Einsetzen eines etwas anderen Wechselwirkungspotentials erzielen ließe, keine neuen physikalischen Erkenntnisse mehr ableiten kann.

Die theoretischen Schwierigkeiten, das Problem exakt zu lösen, sind überaus groß, da noch eine Vielzahl von Übergängen zu höheren unbesetzten Niveaus möglich ist. Die

Kopplung zwischen dem $2p\sigma$ -Niveau und irgendeinem dieser höheren unbesetzten Niveaus ist im Vergleich zur $2p\sigma$ - $2p\pi$ Kopplung gering. Die Summe aller Übergangswahrscheinlichkeiten zu derartigen Orbitalen wird man aber zumindest bei höheren Geschoßenergien nicht mehr vernachlässigen können.

Um Licht in diese Unklarheit zu bringen, werden wir in einem Folgeexperiment Na^+ -Ionen auf das Neon-Gas-target schießen und die emittierte K-Strahlung in Koinzidenz mit den gestreuten Ionen nachweisen. Die Elektronenkonfiguration des einfach ionisierten Natriumatoms ähnelt der des neutralen Neonatoms. Deshalb sollten die Kopplungen mit allen anderen Niveaus vergleichbar sein, während der nach dem Fano-Lichten-Modell im Ne^+ -Ne-System dominierende $2p\sigma$ - $2p\pi$ -Übergang unterdrückt wird, da keiner der beiden Reaktionspartner vor dem Stoß ein Loch in der 2p-Schale hat.

Literaturverzeichnis

- 1) J.S. Briggs und J. Macek,
J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 5, 579 (1972)
- 2) J. Chadwick,
Phil. Mag. 24, 594 (1912)
- 3) J. Chadwick,
Phil. Mag. 25, 193 (1913)
- 4) A.S. Russell und J. Chadwick,
Phil. Mag. 27, 112 (1914)
- 5) W.M. Coates,
Phys. Rev. 46, 542 (1934)
- 6) H.J. Specht,
Z. Phys. 185, 301 (1965)
- 7) P. Armbruster,
Z. Phys. 166, 341 (1962)
- 8) W. Henneberg,
Z. Phys. 86, 592 (1933)
- 9) E. Merzbacher und H.W. Lewis,
Handbuch der Physik 34, 166 (1958) (Springer, Berlin)
- 10) J.D. Garcia,
Phys. Rev. A1, 280 (1970)
- 11) J. Bang und J.M. Hansteen,
Mat.-Fys. Medd. 31, 13 (1959)
J.M. Hansteen und O.P. Mosebekk,
Z. Phys. 234, 280 (1970)

- 12) R.C. Der, T.M. Kavanagh, J.M. Khan, B.P. Curry
und R.J. Fortner,
Phys. Rev. Lett. 21, 1731 (1968)
- 13) H.J. Stein, H.O. Lutz, P.H. Mokler, K. Sistemich
und P. Armbruster,
Phys. Rev. Lett. 24, 701 (1970)
- 14) W. Brandt und R. Laubert,
Phys. Rev. Lett. 24, 1037 (1970)
- 15) U. Fano und W. Lichten,
Phys. Rev. Lett. 14, 627 (1965)
W. Lichten,
Phys. Rev. 164, 131 (1967)
- 16) C. Zener,
Proc. Roy. Soc., A137, 696 (1932)
- 17) Q.C. Kessel und B. Fastrup,
Case Studies in Atomic Physics, 3, 137 (1973)
- 18) J.D. Garcia, R.J. Fortner und T.M. Kavanagh,
Rev. Mod. Phys. 45, 111 (1973)
- 19) B. Fastrup, G. Hermann und K.J. Smith,
Phys. Rev. A3, 1591 (1971)
- 20) V.V. Afrosimov, Yu.S. Gordeev, A.M. Polyanskii
und A.P. Shergin,
Sov. Phys. JETP, 30, 441 (1970)
- 21) Q.C. Kessel,
Phys. Rev. A2, 1881 (1970)

- 22) H.J. Stein,
KFA Jülich Report Nr. JÜL-799-NP (1971)
H.J. Stein, H.O. Lutz, P.H. Mokler und P. Armbruster,
Phys. Rev. A5, 2126 (1972)
- 23) B. Fastrup und A. Crone,
Phys. Rev. Lett. 29, 825 (1972)
- 24) Datenblatt der Firma Siemens für Durchflußzählrohr
Typ F, Eg 4 A 200/2d, Bereich Meß- und Prozeßtechnik,
Karlsruhe (1971)
- 25) R.K. Cacak und T. Jorgensen Jr.,
Phys. Rev. A2, 1322 (1970)
R.K. Cacak, Q.C. Kessel und M.E. Rudd,
Phys. Rev. A2, 1327 (1970)
- 26) B. Fastrup, G. Hermann und Q.C. Kessel,
Phys. Rev. Lett. 27, 771 (1971)
- 27) N.F. Mott und H.S.W. Massey,
The Theory of Atomic Collisions, Oxford U.P., Lon-
don, 3. Auflage (1965)
- 28) G. Herzberg,
Molecular Spectra and Molecular Structure,
Bd.1, Spectra of Diatomic Molecules, van Nostrand,
New York, 2. Auflage (1950)
- 29) J.v. Neumann und E. Wigner,
Phys. Z. 30, 467 (1929)
- 30) L.D. Landau und E.M. Lifschitz,
Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. III, Quanten-
mechanik, Akademie-Verlag, Berlin (1965)
- 31) D.R. Bates,
Proc. Roy. Soc. A257, 22 (1960)

- 32) D.R. Bates und D.A. Williams,
Proc. Phys. Soc. 83, 425 (1964)

- 33) A.S. Dawydow,
Quantenmechanik, VEB Deutscher Verlag der Wissen-
schaften, Berlin (1967)

- 34) A. Russek,
Phys. Rev. A4, 1918 (1971)

- 35) D.R. Bates,
Proc. Roy. Soc. A243, 15 (1957)

- 36) D.R. Bates und D. Sprevak,
J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 4, L47 (1971)

- 37) D.R. Bates, K. Ledsham und A.L. Stewart,
Phil. Trans. Roy. Soc. 246, 215 (1953)

- 38) F.P. Larkins,
J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 5, 571 (1972)

- 39) J.S. Briggs und M.R. Hayns,
J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 6, 514 (1973)

- 40) J.S. Briggs und J.H. Macek,
J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 6, 982 (1973)

- 41) R.D. Evans,
The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York (1955)

- 42) N. Bohr,
Mat.-Fys. Medd. 18, 8 (1948)

- 43) U. Scharfer,
Universität Köln, private Mitteilung

- 44) F.W. Bingham,
SG-RR-66-506, Nucl. Sc. Abstr. 20: 46296 (1966)
- 45) H.O. Lutz, R. Ambros und S. Sackmann
GSI-Tagung Darmstadt, GSI 73-11 (1973)
- 46) Brunswick Corporation, "Collimated Hole Structures",
Development Report, Technical Products Division,
Chicago
- 47) F.W. Saris und D. Onderdelinden,
Physica 49, 441 (1970)
- 48) K.-H. Schartner, H. Schäfer und R. Hippler,
Phys. Lett. 46A, 31 (1973)
- 49) N. Stolterfoht,
Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin,
private Mitteilung
- 50) S. Sackmann, H.O. Lutz und J. Briggs,
Phys. Rev. Lett. 32, 805 (1974)
- 51) R. Ambros,
KFA Jülich Report Nr. JÜL-1047-KP (1974)
- 52) M.E. Rudd und J.H. Macek,
Case Studies in Atomic Physics 3, 47 (1972)
- 53) J.H. Macek und J.S. Briggs,
J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 6, 841 (1973)
- 54) C.P. Bhalla und M. Hein,
Phys. Rev. Lett. 30, 39 (1973)
- 55) H.O. Lutz und S. Sackmann,
Frühjahrstagung 1974 DPG, Stuttgart
Verhandl. DPG (VI) 9, 406 (1974)

Herrn Prof. Dr. K.H. Lauterjung danke ich für die guten Arbeitsbedingungen und die bereitwillige Unterstützung, die ich während der Durchführung dieser Arbeit in seinem Institut erhielt.

Herrn Prof. Dr. C. Mayer-Böricke bin ich für den Arbeitsplatz im Institut für Kernphysik der KFA Jülich und für seine großzügige Förderung zu Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. H.O. Lutz gilt mein Dank für die Anregung zu dieser Arbeit und für zahlreiche sehr fruchtbare Diskussionen. Eine große Hilfe war mir seine stetige Bereitschaft, mich bei den Schwierigkeiten, die im Verlauf dieser Arbeit auftraten, mit wertvollen Ratschlägen und Hilfen zu unterstützen.

Außerdem danke ich:

Herrn Dr. J. Briggs für die Zusammenarbeit beim Vergleich der experimentellen Daten mit den theoretischen Ergebnissen.

Herrn Priv. Doz. Dr. P.H. Mokler und Herrn Dr. J. Stein, weil sie mir ihre Konstruktionszeichnungen überließen, ihre Erfahrungen bereitwillig an mich weitergaben und mich mit zahlreichen Hinweisen unterstützten.

Herrn Dr. R. Ambros für seine ständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft.

Herrn Dipl.-Phys. U. Scharfer für die Berechnung der differentiellen Streuquerschnitte für ein abgeschirmtes Coulombpotential.

Herrn Dipl.-Phys. N. Luz und Herrn W. Evers für ihre Unterstützung bei den Messungen am Nucletec-Beschleuniger.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitarbeitern in Köln und Jülich, insbesondere bei Herrn K. Bürger und Fr1. A. Esser, für ihre wertvolle Hilfe bei der Durchführung dieser Arbeit bedanken.