

Mayer-Potential ergab sich für r_{coll} ein Zahlenwert, der etwa um 50% kleiner ist als der experimentell ermittelte Stoßradius. Der Grund für diese Diskrepanz ist noch nicht geklärt. Es ist möglich, daß das dort angeführte Potential für kleine Abstände nicht korrekt ist, da es auch für die Schwellenenergie für Fehlstellenerzeugung einen viel zu kleinen Wert liefert (3 eV statt 16 eV⁸).

⁸ G. W. ISLER, H. I. DAWSON, A. S. MEHNER u. J. W. KAUFMANN, Phys. Rev. **146**, 468 [1966].

Eine genauere Interpretation der vorliegenden Meßergebnisse über die Anisotropie der KRF-Ausbeute an Einkristallen erfordert eine ausführliche Theorie der Abbremsung von niederenergetischen Atomen in einem Kristallgitter. Eine solche Theorie existiert noch nicht, da die mathematischen Schwierigkeiten zu groß sind.

Herrn Professor MAIER-LEIBNITZ danken wir für die Unterstützung bei der Arbeit. Unser Dank gilt auch der Leitung und der Bestrahlungsgruppe des Forschungsreaktors München.

Messung der Energiebreiten von Röntgen-Niveaus mit Hilfe der Auger-Elektronenspektroskopie

W. MEHLHORN, D. STALHERM und H. VERBEEK *

Institut für Kernphysik der Universität Münster

(Z. Naturforsch. **23 a**, 287—294 [1968]; eingegangen am 5. November 1967)

From the Auger transitions $KL_{2,3}L_{2,3}(^1D_2)$ of neon and $L_{3,2}M_{2,2}M_{2,3}(^1D_2)$ of argon the level widths $\Gamma(K)$ of neon and $\Gamma(L_3)$ and $\Gamma(L_2)$ of argon have been determined by folding Lorentzian distributions with the spectrometer function. The values found are: $\Gamma(K) = (0.15 \pm 0.03)$ eV, $\Gamma(L_3) = \Gamma(L_2) = (0.16 \pm 0.02)$ eV. From the level width $\Gamma(K)$ of neon and the relative intensities of the KLL Auger lines of neon, determined very recently, absolute transition probabilities of the KLL Auger transitions of neon have been calculated to be (in units of $10^{-3} e^2/\hbar a_0 = 4.1 \cdot 10^{13} \text{ sec}^{-1}$):

$$KL_1L_1(^1S_0) = 0.35 \pm 0.07; \quad KL_1L_{2,3}(^1P_1) = 0.96 \pm 0.19; \quad KL_1L_{2,3}(^3P) = 0.35 \pm 0.07; \\ KL_{2,3}L_{2,3}(^1S_0) = 0.55 \pm 0.11; \quad KL_{2,3}L_{2,3}(^1D_2) = 3.28 \pm 0.66; \quad KL_{2,3}L_{2,3}(^3P_{0,2}) = 0.$$

Whereas the experimental total transition probability KLL is in good agreement with theoretical values of the transition probability for $Z=10$, determined by extrapolation of Callan's values for $Z \geq 12$ and of Archard's values for $Z=11, 12, 15, 16, 17, 18$, the experimental transition probabilities of the fine structure components do not agree with Callan's values and agree only in some cases with Archard's values.

Ist ein Atom in einer inneren Schale ionisiert, so befindet es sich in einem Zustand m positiver Energie E_m gegenüber dem Grundzustand. Über einen Röntgen- oder Auger-Prozeß zerfällt dieser Zustand m in einen Zustand n mit der Energie E_n . Die Energiedifferenz $E_m - E_n$ wird mit einer Lorentz-Verteilung

$$I(E) \sim \frac{\Gamma_{m,n}}{(E - E_m + E_n)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{m,n}^2} \quad (1)$$

abgegeben¹. Die natürliche Halbwertsbreite der Röntgen- oder Auger-Linie ist gegeben durch

$$\Gamma_{m,n} = \Gamma_m + \Gamma_n, \quad (2)$$

wobei Γ_m und Γ_n die Energiebreiten der Zustände m und n sind. Ist Γ_n bekannt, so kann aus der na-

türlichen Linienbreite $\Gamma_{m,n}$ die Energiebreite Γ_m und damit auch die mittlere Lebensdauer $\tau_m = \hbar/\Gamma_m$ des Zustandes m bestimmt werden.

Energiebreiten von Röntgen-Niveaus wurden bisher mit Hilfe der Röntgen-Spektroskopie² gemessen, in einigen Fällen auch mittels der Elektronenspektroskopie bei der Konversion von Kern- γ -Strahlung³. Für Röntgen-Niveaus mit kleiner Energie E_m ($< 1 \text{ keV}$) ist aber die Fluoreszenzausbeute sehr klein⁴. Hier ist es vorteilhafter, die Energiebreiten aus den natürlichen Linienbreiten geeigneter Auger-Linien zu bestimmen.

In den Fällen, wo die Fluoreszenzausbeute gegenüber der Auger-Ausbeute praktisch zu vernachlässi-

* Jetzt im Institut für Plasmaphysik, Garching bei München.

¹ V. WEISSKOPF u. E. WIGNER, Z. Phys. **63**, 54 [1930].

² L. G. PARRATT, Rev. Mod. Phys. **31**, 616 [1959].

³ K. SIEGBAHN u. K. EDVARDSON, Nucl. Phys. **1**, 137 [1956]. — R. L. GRAHAM, G. T. EWAN u. J. S. GEIGER, Nuclear Instr.

Methods **9**, 245 [1960]. — J. H. DIJKSTRA u. C. DE VRIES, Nucl. Phys. **23**, 524 [1961]. — J. S. GEIGER, R. L. GRAHAM u. J. S. MERRITT, Nucl. Phys. **48**, 97 [1963].

⁴ R. W. FINK, R. C. JOPSON, H. MARK u. C. D. SWIFT, Rev. Mod. Phys. **38**, 513 [1966].



gen ist, kann aus der Energiebreite I_m direkt die absolute Zerfallswahrscheinlichkeit des Zustandes m durch einen Auger-Prozeß berechnet werden. Dies ist insbesondere interessant für den K-Auger-Prozeß in Neon. Hier hatte sich bei der Untersuchung der Feinstruktur des KLL-Spektrums gezeigt, daß die experimentellen relativen Übergangswahrscheinlichkeiten der $KL_1L_{2,3}$ - und $KL_{2,3}L_{2,3}$ -Gruppen (relativ zum KL_1L_1 -Übergang) um einen Faktor 3 bis 10 von den theoretischen Werten abweichen^{5,6}. Die Kenntnis der experimentellen absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten würde zeigen, ob diese Abweichungen nur für die relativen oder auch für die absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten gelten.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Breiten $I(K)$ des K-Niveaus von Neon und die Breiten $I(L_3)$ und $I(L_2)$ des L_3 - und L_2 -Niveaus von Argon bestimmt. Aus der Breite $I(K)$ von Neon konnten experimentelle absolute Übergangswahrscheinlichkeiten für die KLL-Auger-Übergänge von Neon berechnet werden. Diese werden in der Diskussion mit den vorliegenden theoretischen Werten verglichen.

I. Methode und experimentelles Verfahren

Um die Niveaubreite I_m mit Hilfe eines Auger-Überganges zu bestimmen, müssen folgende Voraussetzungen erfüllt sein:

1. Es muß sicher sein, daß der gemessene Übergang nicht auf einen Endzustand führt, der eine evtl. unaufgelöste Feinstruktur besitzt.
2. Die Breite I_n des Endniveaus muß bekannt oder aber vernachlässigbar klein gegenüber I_m sein.
3. Das Spektrometer muß eine möglichst hohe Auflösung besitzen. Wegen der in unserem Falle kleinen Energie der Auger-Elektronen muß die Untersuchung am Gastarget erfolgen.

Die gemessene Intensitätsverteilung einer Auger-Linie stellt die Faltung der natürlichen Linienform (Lorentz-Verteilung) mit der Spektrometerfunktion dar. Ist letztere bekannt, so kann durch Faltung der Spektrometerfunktion mit Lorentz-Verteilungen verschiedener Breite die gemessene Intensitätsverteilung reproduziert werden.

Die Spektrometerfunktion läßt sich prinzipiell aus der Geometrie des Spektrometers berechnen. Damit

bleiben aber die Einflüsse eventueller kleiner Ungenauigkeiten in der mechanischen Einstellung des Spektrometers und des vielleicht nicht vollständig kompensierten magnetischen Erdfeldes unberücksichtigt. Um diese Fehlerquellen zu vermeiden, wurde die Spektrometerfunktion experimentell bestimmt.

Die verwendete Apparatur wurde bereits in früheren Arbeiten^{5,7} beschrieben, deshalb sei das Prinzip hier nur kurz erläutert. Die Ionisation in der inneren Schale erfolgte durch Elektronenstoß. Der Elektronenprimärstrahl lief längs der Achse in das homogen mit dem Targetgas gefüllte elektrostatische Zylinderspektrometer ein. Die aus dem Quellvolumen unter einem Winkel von $54,5^\circ$ relativ zum Primärstrahl austretenden Auger-Elektronen wurden im Spektrometer analysiert und nach einer Nachbeschleunigung mit 9 kV mit einem Zählrohr nachgewiesen. Die Zählrohrimpulse gelangten in einen Vielkanalspeicher, dessen Kanäle fortschreitend entsprechend der automatisch variierten Spektrometerspannung geöffnet wurden und somit das Elektronenspektrum speicherten. Es konnten beliebig viele Spektren automatisch übereinander gespeichert werden.

II. Experimentelle Ergebnisse

Die Niveaubreite $I(K)$ von Neon wurde an der 1D_2 -Linie des $KL_{2,3}L_{2,3}$ -Auger-Spektrums von Neon und die Breite $I(L_3)$ von Argon an der 1D_2 -Linie des $L_3M_{2,3}M_{2,3}$ -Auger-Spektrums von Argon bestimmt.

Abb. 1 zeigt das experimentelle $KL_{2,3}L_{2,3}$ -Spektrum von Neon. Im folgenden wird die Bestimmung der Niveaubreite am Beispiel des Neon beschrieben; die Breite $I(L_3)$ von Argon wurde entsprechend erhalten⁸.

1. Die Spektrometerfunktion

Die Spektrometerfunktion kann aus der Linie der am Targetgas elastisch gestreuten Primärelektronen (elastische Linie) gewonnen werden. Dabei kann man die Primärelektronenenergie E_0 entsprechend der Energie der Auger-Linie wählen. Die elastische Linie von monoenergetischen Primärelektronen würde sofort die Spektrometerfunktion ergeben. Die Primärelektronen besitzen jedoch auf Grund der

⁵ H. KÖRBER u. W. MEHLHORN, Z. Phys. **191**, 217 [1966].

⁶ W. MEHLHORN u. W. N. ASAAD, Z. Phys. **191**, 231 [1966].

⁷ W. MEHLHORN, Z. Phys. **187**, 21 [1965].

⁸ W. MEHLHORN, Habilitationsschrift, Universität Münster 1967.

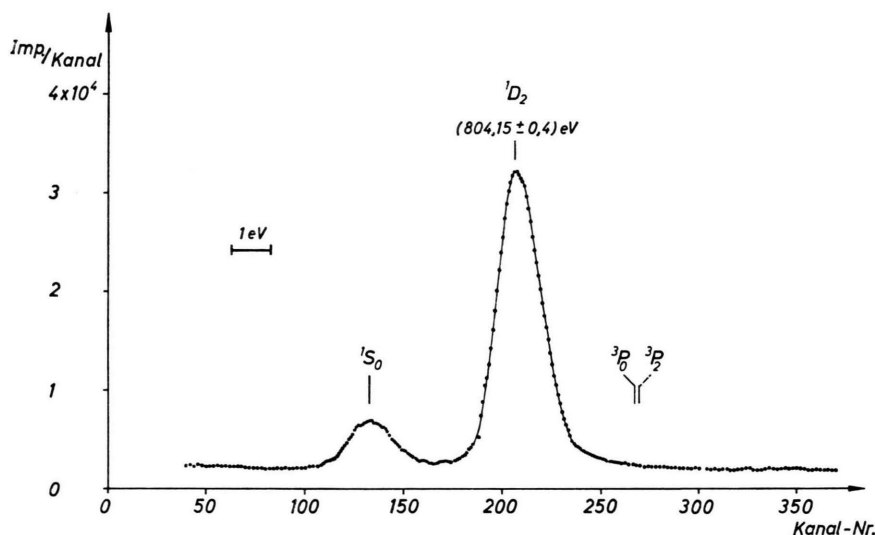


Abb. 1.
Experimentelles
 $KL_{2,3}L_{2,3}$ -Auger-Spektrum
von Neon.

Glühemission eine Energieverteilung $I_p(E)$, die gemessene elastische Linie ist damit die Faltung der Verteilung $I_p(E)$ mit der Spektrometerfunktion.

Da die Spektrometerfunktion allein von der Geometrie des Spektrometers abhängt, sollten ihre Form und relative Halbwertsbreite nicht von der Spektrometerspannung U_{Sp} bzw. der Energie E_0 abhängen. Dann sollte sich die Spektrometerfunktion am besten bei hohen Energien E_0 bestimmen lassen, weil hier der Einfluß der Verteilung $I_p(E)$ relativ klein ist und leicht korrigiert werden kann. Sind jedoch noch andere Einflüsse auf die Spektrometerfunktion vorhanden, die nicht von der Geometrie abhängen (z. B. durch ein nicht vollkommen kompensiertes Erdmagnetfeld), so sollte die Spektrometerfunktion besser bei der Energie bestimmt werden, bei der sie benötigt wird.

Wir haben deshalb die elastischen Linien bei $E_0 = 2000$ eV und bei $E_0 = 804$ eV [die Energie der $KL_{2,3}L_{2,3} (^1D_2)$ -Linie von Neon ist 804,15 eV] gemessen und daraus jeweils die Spektrometerfunktion bestimmt.

Nur bei hinreichend kleinen Strahlstromdichten ist die Energieverteilung $I_p(E)$ eine Maxwell-Verteilung der Temperatur der Glühkathode. Für größere Stromdichten tritt durch einen Relaxationsmechanismus zwischen den Strahlelektronen eine Verbreiterung und Symmetrisierung zu einer Gauß-Verteilung auf^{9,10}. Für die Verbreiterung fanden HARTWIG und

ULMER⁹ die Beziehung

$$(\Delta E - \Delta E_0)/\Delta E_0 = C \cdot j_p^{1/2}. \quad (3)$$

ΔE ist dabei definiert als das schmalste Energieintervall, in dem sich die integrale Energieverteilung der Stromdichte j (wie sie z. B. mit einer Gegenfeldmethode gemessen wird) um den $(1 - 1/e)$ -ten Bruchteil ($\approx 63\%$) des Sättigungswertes j_p ändert. ΔE_0 ist das entsprechende Energieintervall für die nach $j_p = 0$ extrapolierte Sättigungsstromdichte. Die Konstante C wurde von HARTWIG und ULMER⁹ für einige Energien angegeben. Für unsere Fälle wurde die Konstante C daraus durch Extra- bzw. Interpolation gewonnen. Als Energieintervalle ΔE ergaben sich damit für die Primärelektronen bei 2000 eV bzw. 804 eV die Werte

$$\Delta E = 1,19 \cdot 2 k T \text{ bzw. } \Delta E_2 = 1,57 \cdot 2 k T.$$

Die Temperatur der Kathode wurde mit einem Pyrometer zu $T = (2500 \pm 30)^\circ \text{K}$ gemessen.

Obwohl die Energiebreiten ΔE_1 und ΔE_2 noch weit von den Breiten bei vollständiger Relaxation entfernt sind¹⁰, fanden ULMER und ZIMMERMANN¹⁰, daß die Relaxation der Form der Energieverteilung (in eine Gauß-Verteilung) praktisch schon vollständig ist. Es ist nicht sicher, ob die Verhältnisse bezüglich der Relaxation im vorliegenden Experiment genau denen von ULMER et al.^{9,10} entsprechen. Wir nehmen jedoch an, daß die wahren Energieverteilungen

⁹ D. HARTWIG u. K. ULMER, Z. Phys. **173**, 294 [1963].

¹⁰ K. ULMER u. B. ZIMMERMANN, Z. Phys. **182**, 194 [1964].

gen im vorliegenden Experiment zwischen den folgenden Grenzfällen lagen:

a) Die Primärelektronen haben eine Maxwell-Verteilung der Temperatur 2500 °K

$$I_p(E) = \text{const} \cdot \sqrt{E - E_0} \cdot \exp\left(-\frac{E - E_0}{kT}\right), \quad E \geq E_0, \quad (4)$$

mit der Halbwertsbreite $2,01 kT = 0,43 \text{ eV}$.

b) Die Primärelektronen haben eine Gauß-Verteilung [Gl. (33) in ¹⁰]

$$I_p(E) = \text{const} \cdot \exp\left\{-\left(\frac{1,273 \cdot (E - E_0)}{\Delta E}\right)^2\right\}, \quad (5)$$

wobei für ΔE die oben angegebenen Energiebreiten ΔE_1 bzw. ΔE_2 gesetzt wurden.

Für die Energieverteilungen a) und b) wurden aus den elastischen Linien jeweils die Spektrometerfunktionen bestimmt. Dabei wurde versuchsweise angenommen, daß die Spektrometerfunktion die Form der elastischen Linie, aber eine kleinere Halbwertsbreite hat. Die Abb. 2 a und b zeigen das Ergebnis der Faltung der Versuchsfunktion mit a) einer Maxwell-Verteilung und b) einer Gauß-Verteilung mit $\Delta E = \Delta E_2$ (ausgezogene Linien) im Vergleich zu der gemessenen elastischen Linie bei 2000 eV (Punkte). Man sieht, daß sich für beide Energieverteilungen gute Übereinstimmung mit der gemessenen Linie erzielen läßt. Die Versuchsfunktion hatte dabei im Falle a) die Halbwertsbreite

$$\text{HWB}_a = 1,535 \cdot 10^{-3} E_0$$

und im Falle b) die Halbwertsbreite

$$\text{HWB}_b = 1,50 \cdot 10^{-3} E_0.$$

Als Halbwertsbreite der Spektrometerfunktion wurde der Mittelwert

$$\text{HWB} = (1,52 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} E_0$$

angenommen.

Entsprechend wurde aus der elastischen Linie bei 804 eV die Halbwertsbreite der Spektrometerfunktion zu ebenfalls

$$\text{HWB} = (1,52 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} E_0$$

gefunden.

2. Die natürliche Breite der Auger-Linie

Zur Bestimmung der natürlichen Breite der $\text{KL}_{2,3}\text{L}_{2,3}(\text{D}_2)$ -Auger-Linie von Neon wurden die Spektrometerfunktionen benutzt, wie sie aus den Messungen der beiden elastischen Linien gewonnen wurden.

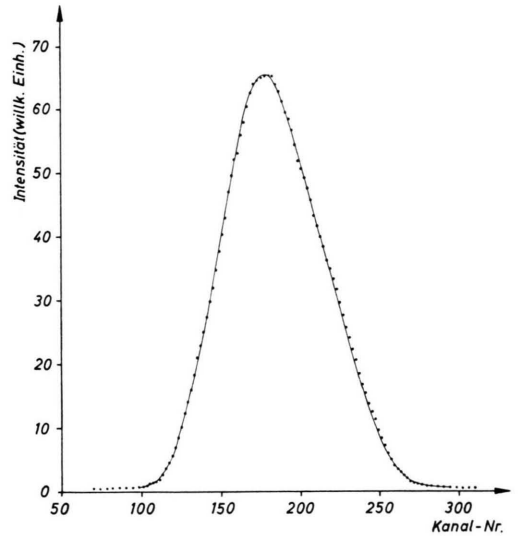


Abb. 2 a. Faltung einer Maxwell-Verteilung [Gl. (4)] der Halbwertsbreite $2,01 kT = 0,43 \text{ eV}$ mit einer Spektrometerfunktion, die die Form der elastischen Linie bei $E_0 = 2000 \text{ eV}$, aber eine kleinere Halbwertsbreite hat. Für die Halbwertsbreite von $1,535 \cdot 10^{-3} E_0$ ergab die Faltung (ausgezogene Kurve) optimale Übereinstimmung mit der elastischen Linie bei $E_0 = 2000 \text{ eV}$ (Punkte).

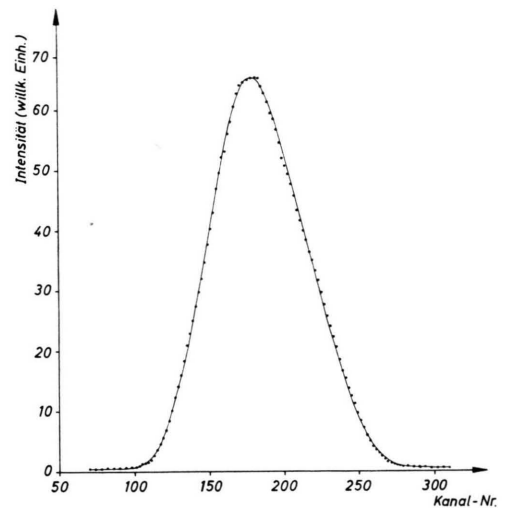


Abb. 2 b. Faltung einer Gauß-Verteilung [Gl. (5)] mit $\Delta E = 1,57 \cdot 2 kT = 0,675 \text{ eV}$ mit einer Spektrometerfunktion, die die Form der elastischen Linie bei $E_0 = 2000 \text{ eV}$, aber eine kleinere Halbwertsbreite hat. Für die Halbwertsbreite von $1,50 \cdot 10^{-3} E_0$ ergab die Faltung (ausgezogene Kurve) optimale Übereinstimmung mit der elastischen Linie bei $E_0 = 2000 \text{ eV}$ (Punkte).

Abb. 3 zeigt die „theoretische“ Auger-Linie, wie sie durch Faltung der Spektrometerfunktion (gewonnen aus der elastischen Linie bei 2000 eV) mit einer

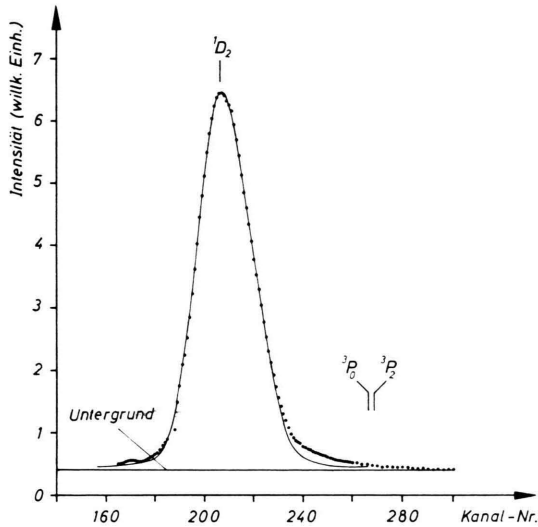


Abb. 3. Faltung einer Lorentz-Verteilung der Halbwertsbreite $\Gamma = 0,15 \text{ eV}$ mit der Spektrometerfunktion der Halbwertsbreite $1,52 \cdot 10^{-3} E_0$ (ausgezogene Kurve). Die Punkte stellen das experimentelle Spektrum der Abb. 1 dar.

Lorentz-Verteilung erhalten wurde (ausgezogene Linie) im Vergleich zu der gemessenen Auger-Linie aus Abb. 1 (Punkte). Optimale Übereinstimmung wurde für eine Linienbreite von $(0,15 \pm 0,03) \text{ eV}$ erreicht. Der Fehler in der Linienbreite berücksichtigt sowohl die Ungenauigkeit der Breite der experimentellen Auger-Linie ($\pm 0,5$ Kanäle) als auch die Unsicherheit, ob für die Primärelektronen eine Maxwell- oder eine verbreiterte Gauß-Verteilung ange-

nommen werden muß. Bestimmt man nämlich die natürliche Linienbreite mit einer Spektrometerfunktion mit HWB_a bzw. HWB_b , so erhält man die Werte $(0,13 \pm 0,03) \text{ eV}$ bzw. $(0,17 \pm 0,03) \text{ eV}$. Diese Werte ändern sich auch nicht, wenn man die aus der elastischen Linie bei 804 eV gewonnene Spektrometerfunktion zugrunde legt. Die natürliche Breite der $1D_2$ -Linie im $\text{KL}_{2,3}\text{L}_{2,3}$ -Spektrum von Neon hat damit den Wert

$$\Gamma(\text{KL}_{2,3}\text{L}_{2,3}(1D_2)) = (0,15 \pm 0,03) \text{ eV}.$$

Die Abweichung zwischen der gerechneten und gemessenen Kurve am Fuß der $1D_2$ -Linie (Abb. 3) kann nicht von einem Beitrag der $3P$ -Linien kommen, da diese Linien, falls sie überhaupt eine meßbare Intensität haben⁵, bei wesentlich höheren Energien liegen sollten (markierte Stellen in Abb. 3). Auf die Bestimmung der natürlichen Linienbreite hat diese Abweichung jedoch keinen Einfluß.

Zur Bestimmung der Niveaubreite $\Gamma(L_3)$ des Argons⁸ wurde das $\text{L}_3\text{M}_{2,3}\text{M}_{2,3}$ -Auger-Spektrum benutzt. Die Abb. 4 zeigt das experimentelle $\text{L}_3\text{M}_{2,3}\text{M}_{2,3}$ - und $\text{L}_2\text{M}_{2,3}\text{M}_{2,3}$ -Spektrum (Punkte). Die relativen Abstände der Linien sind aus der optischen Spektroskopie¹¹ genau bekannt und in Abb. 4 eingezeichnet. Zur Bestimmung der natürlichen Linienbreite eignet sich am besten die $1D_2$ -Linie im $\text{L}_3\text{M}_{2,3}\text{M}_{2,3}$ -Spektrum. Diese ist allerdings von der $1S_0$ -Linie des $\text{L}_2\text{M}_{2,3}\text{M}_{2,3}$ -Spektrums nicht getrennt, die Intensität der $1S_0$ -Linie ist jedoch klein. Entsprechend der Intensitätsvertei-

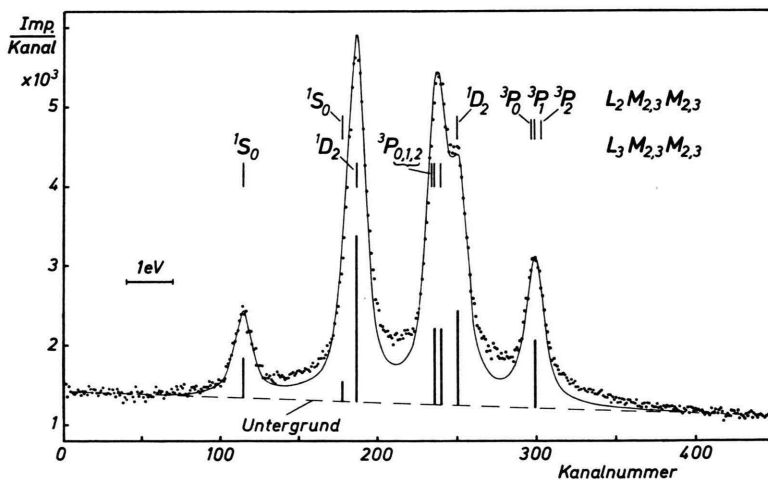


Abb. 4. $\text{L}_2\text{M}_{2,3}\text{M}_{2,3}$ - und $\text{L}_3\text{M}_{2,3}\text{M}_{2,3}$ -Auger-Spektrum von Argon. Die ausgezogene Kurve ist das mit der Spektrometerfunktion gefaltete Summenspektrum der eingezeichneten Linien, wobei letztere als Lorentz-Linien mit der Halbwertsbreite von $0,16 \text{ eV}$ angenommen wurden. Die Punkte stellen das experimentelle Spektrum dar.

¹¹ C. E. MOORE, Atomic Energy Levels, Vol. I, Circular 467, Nat. Bureau of Standards, Washington 1949.

lung in den übrigen Linien wurde für sie die halbe Intensität der $L_3M_{2,3}(^1S_0)$ -Linie angenommen. Für alle Linien wurden Lorentz-Verteilungen gleicher Halbwertsbreite angenommen, die mit der aus elastischen Linien gewonnenen Spektrometerfunktion gefaltet wurden. Die so erhaltenen Linien wurden mit den in Abb. 4 angegebenen relativen Intensitäten zu einem Summenspektrum (ausgezogene Kurve in Abb. 4) addiert. Beste Übereinstimmung von gerechnetem und gemessenem Spektrum innerhalb der $L_3M_{2,3}M_{2,3}(^1D_2)$ -Linie ergab sich für eine natürliche Linienbreite von

$$\Gamma(L_3M_{2,3}M_{2,3}(^1D_2)) = (0,16 \pm 0,02) \text{ eV.}$$

Auch hier ergaben sich Abweichungen in den Minima zwischen den Linien. Sie haben aber auf die Bestimmung der natürlichen Linienbreite praktisch keinen Einfluß.

3. Energiebreiten der Röntgen-Niveaus

Die Endzustände der besprochenen Auger-Übergänge sind der 1D_2 -Zustand des in der 2p- bzw. 3p-Schale zweifach ionisierten Neon- bzw. Argonatoms. In beiden Fällen sind Übergänge durch Dipolstrahlung in den Grundzustand (3P -Zustand) des zweifach ionisierten Atoms verboten. Das kann nur durch Stöße mit anderen Atomen erfolgen. Bei den verwendeten Drucken von $1 \cdot 10^{-2}$ Torr bei Neon und $2 \cdot 10^{-3}$ Torr bei Argon ist die mittlere Stoßzeit $2 \cdot 10^{-5}$ bzw. $8 \cdot 10^{-5}$ sec. Der Einfang von langsamen, freien Elektronen ist wegen ihrer geringen Dichte noch viel seltener. Das heißt, daß die Energiebreiten der Endzustände wegen der langen Lebensdauern vernachlässigbar klein sind.

Die oben bestimmten Breiten der Auger-Linien sind damit allein den Anfangszuständen zuzuschreiben. Für die Energiebreiten Γ und mittleren Lebensdauern τ für das K-Niveau von Neon bzw. das L_3 -Niveau von Argon erhält man also

Neon:

$$\begin{aligned}\Gamma(K) &= (0,15 \pm 0,03) \text{ eV,} \\ \tau(K) &= (4,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-15} \text{ sec,}\end{aligned}$$

Argon:

$$\begin{aligned}\Gamma(L_3) &= (0,16 \pm 0,02) \text{ eV,} \\ \tau(L_3) &= (4,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-15} \text{ sec.}\end{aligned}$$

Für extreme Russel-Saunders-Kopplung hat ASAAD gezeigt¹², daß für die totalen Übergangswahrscheinlichkeiten für einen Auger-Prozeß in den L_i -Schalen gilt

$$W(L_2) = W(L_3).$$

Da Strahlungsübergänge für die L-Schale von Argon vollkommen zu vernachlässigen sind, folgt daraus

$$\Gamma(L_2) = \Gamma(L_3)$$

(für extreme Russel-Saunders-Kopplung). (6)

Für die $L_{2,3}$ -Schale von Argon ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung sehr klein gegenüber der Coulomb-Wechselwirkung, damit kann die Beziehung (6) mit guter Näherung benutzt werden.

In einer früheren Arbeit^{8,13} wurde außerdem die Energiebreite $\Gamma(L_1)$ für das L_1 -Niveau von Argon bestimmt, sie sei der Vollständigkeit halber hier noch aufgeführt:

Argon:

$$\begin{aligned}\Gamma(L_2) &= (0,16 \pm 0,02) \text{ eV,} \\ \tau(L_2) &= (4,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-15} \text{ sec,} \\ \Gamma(L_1) &= (1,84 \pm 0,2) \text{ eV,} \\ \tau(L_1) &= (3,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-16} \text{ sec.}\end{aligned}$$

Die numerischen Berechnungen der Faltungsintegrale wurden auf den Rechenanlagen Zuse Z 23 und IBM 360/50 der Universität Münster durchgeführt.

III. Diskussion

1. Neon. CALLAN¹⁴ und ARCHARD¹⁵ berechneten absolute Übergangswahrscheinlichkeiten für den KLL-Auger-Prozeß für $Z \geq 12$ und $Z \geq 11$. Extrapoliert man diese Werte, so ergibt sich für Neon ($Z=10$) eine Breite $\Gamma(K)^A$ auf Grund der Auger-Übergänge von 0,152 eV (CALLAN) bzw. 0,135 eV (ARCHARD). Die Fluoreszenzausbeute

$$\omega_K = \frac{\Gamma(K)^R}{\Gamma(K)^R + \Gamma(K)^A} = \frac{\Gamma(K)^R}{\Gamma(K)} \quad (7)$$

[$\Gamma(K)^A$ und $\Gamma(K)^R$ sind die Teilbreiten von $\Gamma(K)$ auf Grund der Auger- bzw. Röntgen-Übergänge] für Neon ist⁴

$$\omega_K = 0,025 \pm 0,015.$$

Damit ist die Breite $\Gamma(K) = 1,025 \cdot \Gamma(K)^A = 0,156$ eV (CALLAN) bzw. 0,138 eV (ARCHARD). Diese Werte stimmen gut überein mit dem experimentellen Wert von $(0,15 \pm 0,03)$ eV.

¹² W. N. ASAAD, Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations. Proceedings of International Conference, Warsaw 24.-28. 9. 1963, Vol. III, p. 371.

¹³ W. MEHLHORN, Z. Phys. **208**, 1 [1968].

¹⁴ E. J. CALLAN, Phys. Rev. **124**, 793 [1961].

¹⁵ G. D. ARCHARD, Private Mitteilung, 1963.

Übergang	Experiment		Theorie			
	relativ ¹⁶	absolut [†]	CALLAN ¹⁴ (Z = 10) *		ARCHARD ¹⁵ (Z = 10) **	
			relativ	absolut [†]	relativ	absolut [†]
KL ₁ L ₁ (¹ S ₀)	1,0	0,35 ± 0,07	1,0 (1,0)	2,33 (2,16)	1,0 (1,0)	0,76 (0,63)
KL ₁ L _{2,3} (¹ P ₁)	2,73 ± 0,04	0,96 ± 0,19	0,82 (0,88)	1,91 (1,91)	1,41 (1,70)	1,07 (1,07)
KL ₁ L _{2,3} (³ P _{0,1,2})	1,00 ± 0,02	0,35 ± 0,07	0,30 (0,32)	0,70 (0,70)	0,50 (0,60)	0,38 (0,38)
KL _{2,3} L _{2,3} (¹ S ₀)	1,55 ± 0,03	0,55 ± 0,11	0,017 (0,10)	0,040 (0,21)	0,17 (0,41)	0,13 (0,26)
KL _{2,3} L _{2,3} (¹ D ₂)	9,31 ± 0,15	3,28 ± 0,66	0,26 (0,28)	0,60 (0,60)	3,42 (4,12)	2,60 (2,60)
KL _{2,3} L _{2,3} (³ P _{0,2})	0	0	0 (0)	0 (0)	0 (0)	0 (0)
ΣKLL		5,5 ± 1,1		5,58		4,94
Γ(K) in eV		0,15 ± 0,03		0,156		0,138

Tab. 1. Experimentelle und theoretische relative Intensitäten und absolute Übergangswahrscheinlichkeiten der KLL-Auger-Übergänge von Neon. Die Werte in Klammern sind unter Berücksichtigung der Konfigurationswechselwirkung berechnet^{17, 6}. — * Extrapoliert aus den Werten für Z=12 bis Z=30. — ** Extrapoliert aus den Werten Z=11, 12, 15, 16, 17 und 18. —

[†] Werte in Einheiten von $10^{-3} \cdot e^2/\hbar a_0 = 4,1 \cdot 10^{13} \text{ sec}^{-1}$.

In früheren Arbeiten^{5, 6} über die Feinstruktur des KLL-Auger-Spektrums von Neon wurden jedoch erhebliche Abweichungen der experimentellen *relativen* Intensitäten der Komponenten von den theoretischen Werten von CALLAN bzw. ARCHARD festgestellt (siehe Tab. 1). In Tab. 1 sind neueste experimentelle relative Intensitäten¹⁶ aufgeführt; diese unterscheiden sich von der früheren Messung⁵ praktisch nur in der KL_{2,3}L_{2,3}(¹D₂)-Intensität. Wir erklären den zu großen früheren Wert damit, daß anscheinend das Zählrohr wegen der hohen Zählrate bei der Messung der ¹D₂-Komponente im KLL-Spektrum eine erhöhte Nachimpulsrate hatte, die als echte Impulsrate zusätzlich registriert wurde. Aus den neuen relativen Intensitäten und der experimentellen Energiebreite $\Gamma(K)$ wurden experimentelle absolute Übergangswahrscheinlichkeiten W mit der Beziehung $W = \Gamma/\hbar$ berechnet (Tab. 1, Spalte 3).

Die theoretischen Werte der Tab. 1 wurden durch Extrapolation aus den Werten für $Z \geq 12$ (bei CALLAN) bzw. $Z = 11, 12, 15, 16, 17, 18$ (bei ARCHARD) erhalten und gelten für extreme Russel-Saunders-Kopplung. Diese Extrapolation ist gerechtfertigt, da die theoretischen Werte von CALLAN¹⁴ für $Z \geq 12$ praktisch vollkommen glatt verlaufen und die Werte von ARCHARD¹⁵ nur kleine Unregelmäßigkeiten aufweisen. Die theoretischen Werte in Klammern wurden unter Berücksichtigung der Konfigurationswechselwirkung^{17, 6} zwischen den Zuständen ¹S₀ der Konfigurationen 2s⁰2p⁶ und 2s²2p⁴ berechnet; die gemischte Kopplung wurde wegen der sehr kleinen Spin-Bahn-Wechselwirkung nicht berücksichtigt.

Vergleicht man die experimentellen mit den theoretischen Werten der Tab. 1, so ergibt sich folgen-

des Bild: Die relativen theoretischen Intensitäten stimmen in jedem Falle schlecht mit den experimentellen Werten überein. Dasselbe gilt für die von CALLAN berechneten absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten, während die von ARCHARD berechneten absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten teilweise recht gut mit den experimentellen Werten übereinstimmen. Die Berechnungen von CALLAN und ARCHARD unterscheiden sich dabei nur in der Verwendung verschiedener Wellenfunktionen. CALLAN¹⁴ benutzte abgeschirmte Wasserstoffeigenfunktionen für die gebundenen Zustände und die von Gordon angegebene Wellenfunktion für den Kontinuumszustand des Auger-Elektrons, ARCHARD¹⁵ benutzte Hartree-Fock-Wellenfunktionen für die gebundenen Zustände und die Yost-Breit-Form für die Kontinuumswellenfunktion. Tab. 1 zeigt, daß die Übergangswahrscheinlichkeiten der einzelnen KLL-Komponenten stark von den Wellenfunktionen abhängen. Damit ist der Auger-Prozeß geeignet, die Güte von Wellenfunktionen zu testen. Hierauf wurde bereits von CALLAN¹⁸ hingewiesen.

2. Argon. RUBENSTEIN berechnete für Argon eine Breite $\Gamma(L_{2,3})^A = 0,10 \text{ eV}$. Auch für die L_{2,3}-Schale von Argon gilt mit guter Genauigkeit

$$\Gamma(L_{2,3})^A = \Gamma(L_{2,3}).$$

Dieser theoretische Wert ist damit außerhalb des experimentellen Fehlers kleiner als der experimentelle Wert von $\Gamma(L_3) = \Gamma(L_{2,3}) = (0,16 \pm 0,02) \text{ eV}$.

Experimentelle Werte für $\Gamma(L_3)$ bzw. $\Gamma(L_2)$ im Gebiet kleiner Ordnungszahlen Z sind sehr spärlich. PARRATT² berechnete z. B. aus der natürlichen Breite der K α_1 -Linien und der Breite $\Gamma(K)$ für eine Reihe

¹⁶ D. STALHERM, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Münster 1968.

¹⁷ W. N. ASAAD, Nucl. Phys. **66**, 494 [1965].

¹⁸ E. J. CALLAN, Rev. Mod. Phys. **35**, 524 [1963].

von Elementen die Breite $\Gamma(L_3)$. Interpoliert man diese Werte, so erhält man für Argon gute Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit gefundenen Wert. PARRATT benutzte dabei die Breite $\Gamma(K) = 0,50$ eV von Argon als genauesten Wert. Dieser Wert wurde jedoch kürzlich von WATANABE¹⁹ mit $(0,68 \pm 0,03)$ eV neu bestimmt. Damit würden die von PARRATT² angegebenen Werte ihre Gültigkeit mindestens für kleine Z verlieren. In einer Fußnote gibt DESLATTES²⁰ einen oberen Wert für $\Gamma(L_3)$ mit $(0,25 \pm 0,1)$ eV an.

Schließlich hat CALLAN²¹ halbtheoretische Werte für $\Gamma(L_2)$ und $\Gamma(L_3)$ aus $\Gamma(K)$ und der Breite der $K\alpha$ -Röntgen-Linien berechnet. Dabei wurde $\Gamma(K)$ aus theoretischen Werten¹⁴ für $\Gamma(K)^A$ und halbempirischen Werte für $\Gamma(K)^R$ erhalten. Obwohl die so bestimmte Breite $\Gamma(K)$ von Argon mit 0,64 eV gut mit dem experimentellen Wert von WATANABE¹⁹ übereinstimmt, ist die Unsicherheit in den Breiten

$\Gamma(L_2)$ und $\Gamma(L_3)$ so erheblich (für $Z = 16$ wurden negative Werte für $\Gamma(L_2)$ und $\Gamma(L_3)$ erhalten), daß vorläufig kein Vergleich stattfinden kann. Dies zeigt aber auch, daß weitere verlässliche experimentelle Werte für $\Gamma(L_2)$ und $\Gamma(L_3)$ notwendig sind.

Die in dieser Arbeit erhaltenen Werte für die Energiebreiten $\Gamma(K)$ von Neon und $\Gamma(L_3)$ von Argon haben einen Fehler von 20% bzw. 15%. Dieser Fehler ist im wesentlichen durch die ungenaue Kenntnis der Spektrometerfunktion bedingt. Verwendet man Elektronen mit sehr schmaler Energieverteilung bei der Messung der elastischen Linie, so kann die Spektrometerfunktion genauer bestimmt und der Fehler in der Energiebreite kleiner gemacht werden. Es ist geplant, die Energiebreite der Primärelektronen durch Verwendung eines Wien-Filters zu verkleinern.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

¹⁹ T. WATANABE, Phys. Rev. **139**, A 1747 [1965].

²⁰ R. D. DESLATTES, Phys. Rev. **133**, A 390 [1964].

²¹ E. J. CALLAN, Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations. Proceedings of International Conference, Warsaw 24. — 28. 9. 1963.