

# Photodissoziation bei zweiatomigen negativen Halogenmolekülonen

R. Rackwitz und D. Feldmann

I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

und

E. Heinicke und H. J. Kaiser

II. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

(Z. Naturforsch. **29 a**, 1797–1802 [1974]; eingegangen am 19. September 1974)

## Photodissociation of the Diatomic Molecular Negative Ions of Halogens

Photodissociation measurements of  $F_2^-$ ,  $Cl_2^-$ ,  $Br_2^-$  and  $I_2^-$  in the photon energy range from 0.5 eV to 3 eV have been performed. Crossed beam technique has been applied. Absolute values from  $10^{-18} \text{ cm}^2$  to  $10^{-17} \text{ cm}^2$  are found.

### Einleitung

Photodissoziation von Molekülonen wurde erst in jüngster Zeit experimentell mit guten Ergebnissen erforscht. Von Busch und Dunn<sup>1</sup> haben sehr ausführliche Untersuchungen an  $H_2^+$  und  $D_2^+$  durchgeführt.

Im Rahmen unserer Photodetachment-Messungen an zahlreichen negativen Atom- und Molekülonen<sup>2</sup> konnten wir erste Photodissoziationsmessungen an den negativen Halogenmolekülen ausführen.

Diese Ionen waren schon vorher Gegenstand einiger experimenteller Untersuchungen, die unter anderem die grundlegenden Daten wie die Elektronenaffinitäten (EA) der Moleküle und die Dissoziationsenergien ( $D$ ) der Ionen lieferten. Es wurden zu ihrer Bestimmung die Einsatzschwellen für Ladungsübertragung bei Stoßprozessen<sup>3</sup> sowie die Ionenpaarbildung bei Alkaliatomstößen auf die entsprechenden Moleküle untersucht<sup>4</sup>. Ferner wurden SCF-Rechnungen für  $F_2$ ,  $F_2^-$  und  $Cl_2$ ,  $Cl_2^-$  ausgeführt, bei denen die Wellenfunktionen sowie die Potentialkurven der niedrigsten Molekülzustände bestimmt wurden<sup>5</sup>. Für  $Br_2^-$  und  $I_2^-$  liegen ältere, halbempirische Untersuchungen über Potentialkurven vor<sup>6</sup>.

In den nächsten Abschnitten sollen kurz unsere Apparatur und Meßmethoden beschrieben werden, dann werden die Ergebnisse mitgeteilt und diskutiert.

### Experimentelles

Abbildung 1 zeigt schematisch den Aufbau der Apparatur, der im Detail an anderer Stelle beschrieben ist<sup>7</sup>. Die negativen Ionen werden mit einer Penning-Ionenquelle<sup>8</sup> erzeugt. Nach magnetischer Sepa-

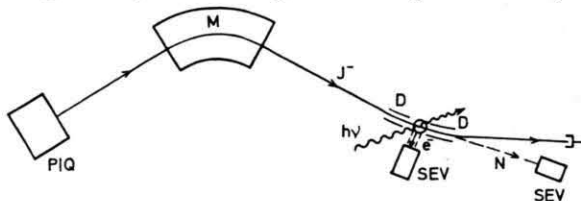


Abb. 1. Schematische Skizze des Strahlverlaufes, PIQ Pen-SEV Sekundärelektronenvervielfacher,  $J^-$  Ionenstrahl, N Ionenquelle, M Magnet, D elektrostatische Deflektoren, Neutralteilchenstrahl (Reaktionsprodukte),  $h\nu$  Lichtstrahl,  $e^-$  freigesetzte Elektronen bei Photodetachment.

ration wird der Ionenstrahl mit einem spektral zerlegten Lichtstrahl gekreuzt. Der Ionenstrahl wird kurz vor und hinter dem Reaktionsraum elektrostatisch abgelenkt. Die erzeugten Neutralteilchen können mit einem offenen Sekundärelektronenvervielfacher registriert werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, langsame Elektronen, die im Stoßraum durch Photodetachment erzeugt werden können, zu extrahieren und nachzuweisen. Der Lichtstrahl ist moduliert, so daß die Multipliersignale mit Lock-In-Technik von dem kontinuierlichen Untergrundsignal getrennt verstärkt und registriert werden können.

### Meßmethode

Der Wirkungsquerschnitt für Photodissoziation:  $h\nu + X_2 \rightarrow X + X^-$  ergibt sich aus folgender Relation:

$$\sigma_{PDiss} = \frac{i_X V_{X_2} K_X}{i_{X_2} I(h\nu)}, \quad (1)$$

Sonderdruckanforderungen an R. Rackwitz, I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, D-2000 Hamburg 36, Jungiusstraße 9.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

dabei ist  $i_X$  der Neutralteilchenstrom,  $i_{X_2^-}$  die Ionenstromstärke,  $I(h\nu)$  der Photonenfluß bei der Photonenergie  $h\nu$ ,  $V_{X_2^-}$  die Ionengeschwindigkeit, und  $K_X$  beschreibt die Überlappung von Ionen- und Lichtstrahl.

Der Neutralteilchen-Multiplier liefert ein Signal proportional zu  $i_X$ , die Geschwindigkeit  $V_{X_2^-}$  ist durch die Ionenenergie von 10 keV festgelegt, der Ionenstrom  $i_{X_2^-}$  wird mit einem Faraday-Auffänger über ein Elektrometer gemessen (es wurden Ionenströme von einigen 10 nA verwendet).  $I(h\nu)$  wird mit einem Thermoempfänger registriert. Mit der vorhandenen Apparatur konnte die Strahlüberlappung  $K_X$  nicht bestimmt werden. Aus den gemessenen Größen lassen sich daher direkt nur Werte berechnen, die proportional zu  $\sigma$  sind. Aus der guten Übereinstimmung zwischen dem theoretisch bekannten Wirkungsquerschnitt für Photoablösung von Elektronen an  $H^-$  und dem mit dieser Apparatur experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt zeigt sich, daß die Strahlüberlappung bei Photoablösung nahezu unabhängig von der Photonenergie ist. Wir nehmen daher an, daß auch bei Photodissoziation die Strahlüberlappung konstant ist und können dann den relativen Verlauf des Wirkungsquerschnittes für Dissoziation bei verschiedenen Energien bestimmen. Der Fehler, der aus dieser Annahme resultieren kann, sollte auch hier weniger als  $\pm 10\%$  des Gesamtwertes betragen.

Der mögliche Nachweis von Elektronen erlaubt es, zwischen Photodissoziation und Photodetachment ( $h\nu + X_2^- \rightarrow X_2 + e^-$ ) zu unterscheiden, da in beiden Fällen schnelle Neutralteilchen entstehen, aber bei Photodetachment zusätzlich langsame Elektronen erzeugt werden.

Ein grober Wert für den Absolutwert des Dissoziationsquerschnittes konnte durch Vergleichs-Photodetachmentmessungen an atomaren Ionen  $A^-$  gewonnen werden. Dabei wird folgendes Verhältnis bestimmt:

$$V = \sigma_{\text{PDet.}}(A^-) / \sigma_{\text{PDiss.}}(X_2^-) \quad (2)$$

Der Detachmentquerschnitt ergibt sich nach der Formel:

$$\sigma_{\text{PDet.}}(A^-) = \frac{i_A V_A - K_A}{i_A^- I(h\nu)} = B(h\nu) \quad (3)$$

Bei solchen Vergleichsmessungen an  $J^-$ -Ionen wurde bei einer Photonenergie von 3,29 eV der experimentell bestimmte Wert  $B(3,29 \text{ eV}) = 2 \cdot 10^{-17}$

cm<sup>2</sup> eingesetzt<sup>9</sup>. Es folgt dann aus den Beziehungen (1), (2) und (3):

$$V = \frac{i_A V_A - K_A i_{X_2^-} I(h\nu_{X_2^-})}{i_A^- I(h\nu_{A^-}) i_X V_{X_2^-} K_X} \quad \text{und} \\ \sigma_{\text{PDiss.}}(X_2^-) = B(h\nu) / V.$$

Für die Bestimmung der auftretenden Größen gilt das oben Gesagte. Zwei wesentliche Fehlerquellen sind bei diesen Vergleichsmessungen zu beachten:

Da die jeweiligen Strahlüberlappungen nicht bestimmt werden konnten, wird vereinfachend angenommen:  $K_A = K_X$ . Ähnliche Vergleichsmessungen bei Photodetachment-Untersuchungen können zu Fehlern bis zu  $\pm 30\%$  des Absolutwertes führen, daher muß hier mit einer ebenso großen Unsicherheit gerechnet werden.

Ein weiterer Unsicherheitsfaktor entsteht durch die Messung von  $i_A$  und  $i_X$  mit einem offenen Cu-Be-Multiplier, da die Sekundärelektronenausbeute für verschiedene schnelle Atome unterschiedlich sein kann. Um überhaupt eine grobe Absolutwertbestimmung zu ermöglichen, wurde angenommen, daß die Ausbeute unabhängig von der Neutralteilchenart ist. Sollten sich in den geplanten Messungen dieser Ausbeuten und ihrer Energieabhängigkeiten andere Verhältnisse ergeben, so wird eine Korrektur der hier angegebenen Absolutwerte vorzunehmen sein.

Die Nachweismöglichkeit für Elektronen wurde bei den Photodissoziationsmessungen dazu benutzt, eine obere Grenze für den Photodetachmentwirkungsquerschnitt bei einigen Photonenergien zu bestimmen, und so sicherzustellen, daß der wesentliche Anteil der Neutralteilchenprodukte durch Dissoziation entstanden war.

Betrachtungen zur Erzeugung der Ionen:

Für eine detailliertes Studium des Photodissoziations-Prozesses bei Molekülen ist es erforderlich, die Ionen in möglichst einem definierten Rotations-Schwingungszustand zu erzeugen, oder eine bekannte Verteilung der Ionen auf die möglichen Zustände zu produzieren.

Ein so gut präparierter Strahl kann aus einer Penning-Ionenquelle nicht extrahiert werden, da in dem Plasma sowohl Elektronenanlagerung als auch Ladungsübertragung oder dissoziative Stöße auftreten können. Bei dieser Vielzahl von Entstehungsprozessen dürften zahlreiche Vibrations-Rotations-Niveaus bevölkert werden. Da es sich in unserem Falle um homonukleare Molekülonen handelt, übertrifft die Lebensdauer dieser inneren Anregungszustände

für Strahlungsabregung die Flugzeit der Ionen in der Apparatur um Größenordnungen. Unser Hauptaugenmerk war daher darauf gerichtet, die Messungen bei festen, reproduzierbaren Quellenbedingungen durchzuführen, um während der Messungen eine konstante Verteilung auf die möglichen Vibration-Rotationszustände zu gewährleisten. Ein Beispiel, zu welchen Veränderungen im gemessenen Wirkungsquerschnitt die Veränderung der Quellenbedingungen führen kann, wird bei  $J_2^-$  später gezeigt (Abbildung 7).

### Diskussion und Ergebnisse

#### $F_2^-$

Betrachtet man die Potentialkurven von  $F_2^-$  sowie die des Grundzustandes von  $F_2$  (zusammengestellt nach Rechnungen<sup>5</sup> und experimentellen Daten<sup>3</sup>) in der Abb. 2, so kann man ablesen, daß der Konkurrenzprozeß Photodetachment erst bei Photonenergien um oder über 3,9 eV möglich sein sollte, denn erst dann wird ein Übergang im Franck-Con-

don-Bereich vom  $F_2^-$ -Grundzustand zu einem Rotations-Vibrationsniveau des Grundzustandes von  $F_2$  möglich.

Nimmt man an, daß die abgebildeten Potentialkurven richtig sind, und die Ionen im niedrigsten Zustand  $^2\Sigma_u^+$  sind, dann sollte ab etwa 1,6 eV Photonenergie der Übergang zum abstoßenden  $^2\Pi_g$ -Zustand einsetzen, und bis 2,1 eV nach dem Durchlaufen eines Maximums sollte der Wirkungsquerschnitt wieder auf null absinken (Übergänge in dem doppelt schraffierten Bereich). Dipolübergänge zum  $^2\Pi_u$ -Zustand sind verboten. Über 3,7 eV sollten Übergänge zu der ebenfalls abstoßenden  $^2\Sigma_g^+$ -Kurve auftreten können (einfach schraffierten Bereich). Messungen bei so großen Energien konnten wir aus Intensitätsgründen noch nicht durchführen.

Wenn jedoch zahlreiche Vibrationsniveaus von  $F_2^-$  bevölkert sind (in der Abb. 2 sind einige willkürlich skizziert), dann wird der Franck-Condon-Bereich durch die eingezeichneten Pfeile begrenzt, und die untere und obere Schwelle für Photodissoziation zum  $^2\Pi_g$ -Zustand verschieben sich zu kleineren bzw. größeren Werten der Photonenergie.

Unsere Meßergebnisse, die in Abb. 3 wiedergegeben sind, deuten darauf hin, daß der letztgenannte Fall vorliegt; denn schon bei 0,6 eV Photonenergie ist der Wirkungsquerschnitt größer als null – d. h. in unserem Ionenstrahl ist ein großer Anteil vibrationsangeregter Ionen enthalten. Da wir zur Erzeugung der Ionen  $BF_3$  in die Penning-Quelle eingelasen haben, ist anzunehmen, daß mehrstufige Prozesse vorwiegend zur Entstehung der Ionen in der Quelle beitragen, wobei eine mögliche große innere Anregung (Vibration und Rotation) der Ionen plausibel erscheint. Eventuell mögliche metastabile elektronische Zustände der Ionen könnten ebenfalls bevölkert werden, sie werden hier jedoch außer Betracht gelassen, da über ihre Existenz oder Lage im Potentialschema nichts bekannt ist.

Die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte wurden mit den obigen Vorbehalten an den Photodetachment-Wirkungsquerschnitt von  $B^-$  bei 1,8 eV von  $1,8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ <sup>10</sup> angepaßt. Der Wirkungsquerschnitt für Photodetachment bei  $F_2^-$  ist bei derselben Energie kleiner als  $10^{-19} \text{ cm}^2$ .

#### $Cl_2^-$

Für  $Cl_2^-$  und  $Cl_2$  sind ebenfalls<sup>5</sup> Potentialkurven für die niedrig liegenden Zustände berechnet worden. Bis auf abweichende Energiedifferenzen (Elek-

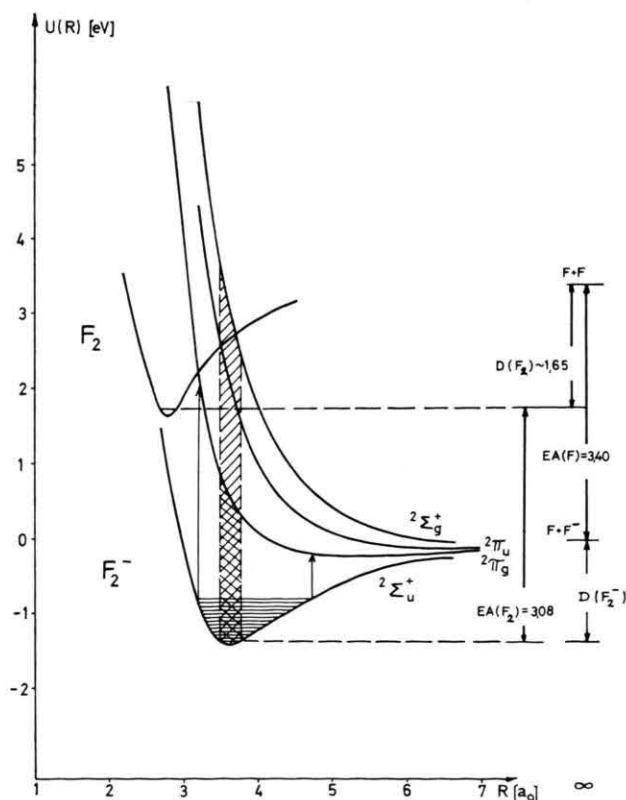


Abb. 2. Potentialkurvenschema für  $F_2$  und  $F_2^-$  nach Ref. 5, Erläuterungen im Text.

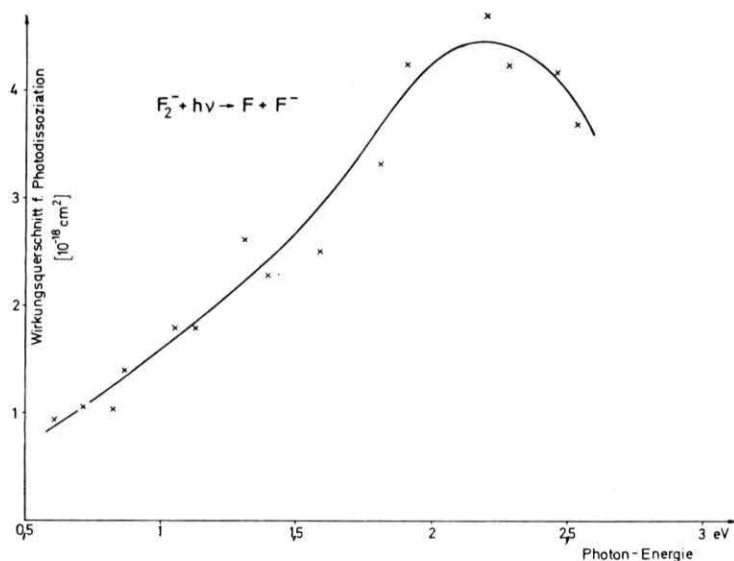


Abb. 3. Wirkungsquerschnitte für Photodissoziation des  $\text{F}_2^-$ -Ions als Funktion der Photon-Energie.

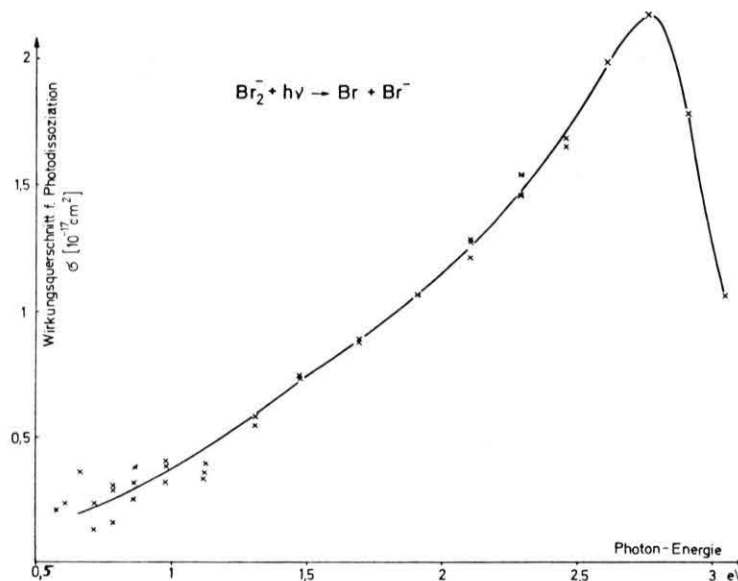


Abb. 5. Wirkungsquerschnitte für Photodissoziation des  $\text{Br}_2^-$ -Ions als Funktion der Photon-Energie.

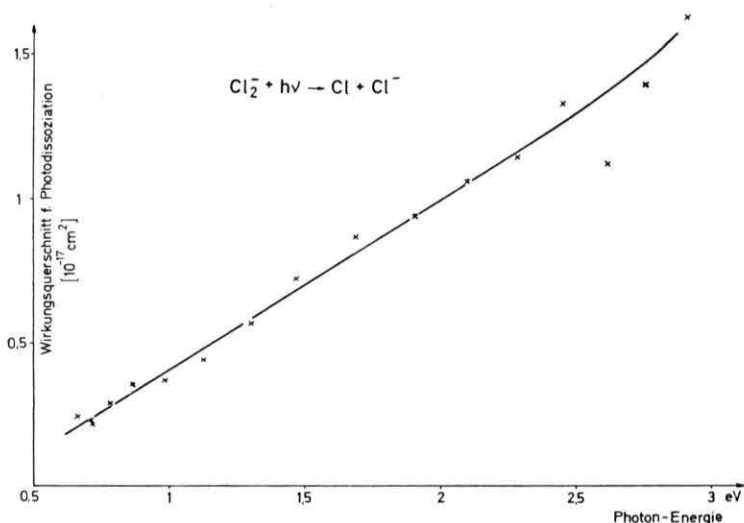


Abb. 4. Wirkungsquerschnitte für Photodissoziation des  $\text{Cl}_2^-$ -Ions als Funktion der Photon-Energie.

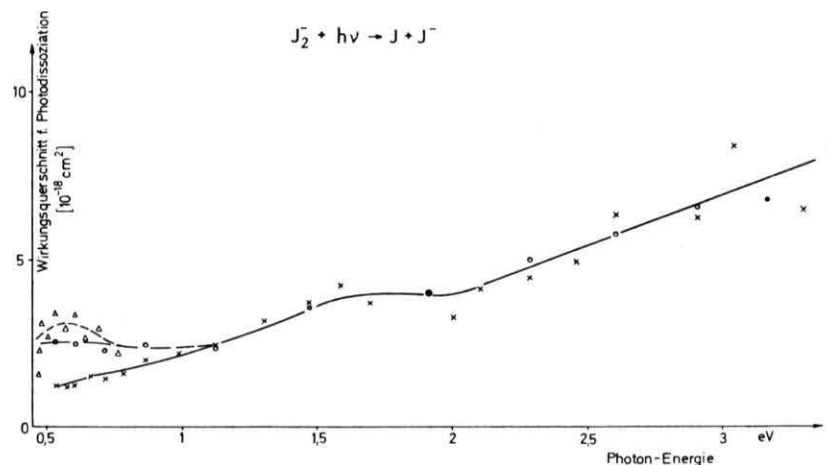


Abb. 7. Wirkungsquerschnitte für Photodissoziation des  $\text{J}_2^-$ -Ions als Funktion der Photon-Energie. (x bei „normalen“ Quellenbedingungen, o und Δ bei „heißer“ Quelle, Erklärung im Text.)



tronenaffinitäten und Dissoziationsenergien) treffen die obigen Bemerkungen bei  $F_2^-$  bezüglich möglicher Prozesse und Übergänge auch für  $Cl_2^-$  zu. Abbildung 4 zeigt die von uns gemessenen Wirkungsquerschnitte. Die  $Cl_2^-$ -Ionen wurden aus  $Cl_2$  erzeugt. Absolutwerte wurden durch Vergleichsmessungen mit  $J^-$ -Ionen bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt zeigt in dem erfaßten Bereich einen nahezu linearen Anstieg zu höheren Energien.

## $Br_2^-$

Für  $Br_2^-$  sind Potentialkurven-Rechnungen aufgrund halbempirischer Daten durchgeführt worden<sup>6</sup>. Über die energetische Lage der Grundzustände von  $Br_2$  und  $Br_2^-$  sowie der Asymptoten der Potentialkurven geben die folgenden neueren experimentellen Daten Auskunft:

$EA(Br_2) = (2,51 \pm 0,1) \text{ eV}$  bzw.  $(2,55 \pm 0,1) \text{ eV}$ <sup>4</sup>;  $D(Br_2) = 1,97 \text{ eV}$ <sup>11</sup>;  $EA(Br) = 3,38 \text{ eV}$ <sup>12</sup> und  $D(Br_2^-) = (1,15 \pm 0,1) \text{ eV}$ <sup>4</sup>. Dabei muß, wie auch in der Abb. 2 für Fluor abzulesen ist, die Relation gelten:  $EA(Br) + D(Br_2^-) = EA(Br_2) + D(Br_2)$ .

Die an den Photodissoziationsprozessen beteiligten Zustände sollten von derselben Art sein wie bei  $F_2^-$  und  $Cl_2^-$  mit der Abweichung, daß die  $^2\Sigma_g^+$ -Kurve für  $Br_2^-$  einen asymptotischen Verlauf zu großen Kernabständen hat, der um 0,46 eV (als Folge der Spin-Bahn-Aufspaltung des Br-Atoms) höher liegt als die Asymptote der anderen drei Potentialkurven. Bei  $Cl_2^-$  ist diese Aufspaltung nur 0,11 eV, bei  $F_2^-$  0,05 eV und kann daher bei der Deutung unserer Ergebnisse außer Betracht bleiben.

Die Abb. 5 gibt die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte wieder. Auffallend ist der Abfall zu hohen Energien nach einem Maximum bei etwa 2,75 eV. Ein derartiger Verlauf des Wirkungsquerschnittes wird verständlich, wenn man annimmt, daß in dem untersuchten Energiebereich nur Photübergänge vom Grundzustand des  $Br_2^-$ :  $^2\Sigma_u^+$  zum abstoßenden  $^3\Pi_{g/2}$ -Zustand möglich sind und Übergänge zum  $^2\Sigma_g^+$ -Zustand, der wegen der größeren Feinstrukturaufspaltung des Br-Atoms bei höheren Energien liegt, noch nicht auftreten können. Ein derartiger Verlauf mit einem Maximum ist auch bei Berechnungen zur Photodissoziation bei  $H_2^+$  vorhergesagt worden<sup>1</sup>, wo ebenfalls nur eine abstoßende Potentialkurve betrachtet wird.

Der nicht verschwindende Wirkungsquerschnitt unter 1,15 eV ist wieder ein Indiz für die innere Anregung eines Teiles der  $Br_2^-$ -Ionen.

Der Absolutmaßstab des Wirkungsquerschnittes wurde durch Vergleich mit Detachmentquerschnitten von  $J^-$  bestimmt.

Der Photodetachmentquerschnitt für  $Br_2^-$  selbst ist kleiner als  $0,6 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  bei 1,9 eV, und kleiner als  $3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  bei 2,6 eV.

Diese Grenzen sind durch die Nachweisempfindlichkeit für Elektronen und im Vergleich zum  $J^-$ -Querschnitt bestimmt.

## $J_2^-$

Für  $J_2$  und  $J_2^-$  hat Person<sup>6</sup> aus zum Teil geschätzten Energie- und Kernabstandswerten Potentialkurven errechnet. Folgende genaueren Energiewerte liegen inzwischen vor:  $D(J_2^-) = (1,02 \pm 0,05) \text{ eV}$ <sup>4</sup>,  $D(J_2) = 1,544 \text{ eV}$ <sup>11</sup>,  $EA(J_2) = 2,52 \text{ eV}$ <sup>4</sup> und  $2,58 \text{ eV}$ <sup>3</sup> sowie  $EA(J) = 3,07 \text{ eV}$ <sup>12</sup>.

Die Abb. 6 zeigt ein Potentialkurvenschema unter Berücksichtigung dieser Daten sowie der Feinstrukturaufspaltung von 0,94 eV des Grundzustandes des Jod-Atoms.

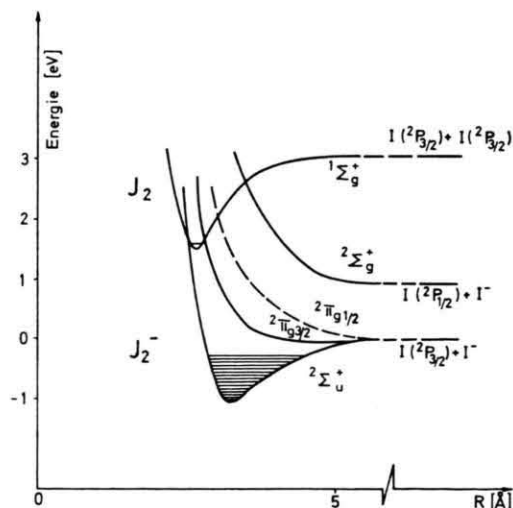


Abb. 6. Potentialkurvenschema für  $J_2$  und  $J_2^-$ .

Die von uns bestimmten Wirkungsquerschnitte, die in Abb. 7 gezeigt sind, enthalten keine so ausgeprägte Struktur wie bei  $Br_2^-$ . Eine flache Erhebung bei 1,6 eV könnte die maximale Übergangswahrscheinlichkeit zum  $^2\Pi_{g/2}$  wiedergeben, und der weitere Anstieg zu größeren Energien kann auf einen steigenden Beitrag von Übergängen zum  $^2\Sigma_g^+$ -Zu-

stand hindeuten; auch ist ein steigender, wenn auch geringer, Beitrag eines Photodetachmentanteils nicht auszuschließen (s. unten).

Die  $J_2^-$ -Messungen haben wir bei stark unterschiedlichen Ionenquellenbedingungen durchgeführt. In Abb. 7 sind die Ergebnisse durch verschiedene Zeichen unterschieden. Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei Energien über 1 eV wird wenig beeinflusst. Bei kleineren Energien erhalten wir jedoch Abweichungen bis zu einer Verdoppelung des Wirkungsquerschnittes, wenn die Quelle extrem „heiß“ betrieben wird, d. h., nicht mit einer normalen Bogenspannung von 1,5 kV und einem Bogenstrom von 20 mA, sondern mit 2,5 kV und 0,5 A. Der beobachtete Effekt deutet darauf hin, daß bei heißer Quelle der Anteil der Ionen mit großer innerer Energie beträchtlich wächst.

Obere Grenzen des Detachmentquerschnittes von  $J_2^-$  wurden bei 1,9 eV zu  $0,8 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  und bei 3,16 eV zu  $2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  bestimmt.

Der Absolutwert der Dissoziationsquerschnitte wurde durch Vergleichsmessungen mit  $J^-$  bestimmt.

Zusammenfassend ist zu bemerken, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte ein erstes Bild von der Größe und Energieabhängigkeit der Photodissoziation bei diesen Molekülonen vermitteln. Mit Hilfe der vorliegenden Potentialkurven lassen sich die Ergebnisse deuten. Für einen genaueren Vergleich mit theoretischen Vorhersagen sind Messungen an Ionenstrahlen erforderlich, in denen die Ionen mit einer bekannten Verteilung auf die Rotations-Vibrationszustände vorliegen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für finanzielle Unterstützung.

<sup>1</sup> O. v. Busch u. G. H. Dunn, Phys. Rev. A **5**, 1726 [1972].

<sup>2</sup> D. Feldmann, R. Rackwitz, E. Heinicke u. H. J. Kaiser, Phys. Letters **45 A**, 404 [1973].

<sup>3</sup> W. A. Chupka, J. Berkowitz u. D. Gutman, J. Chem. Phys. **55**, 2724 [1971].

<sup>4</sup> A. P. M. Baede, D. J. Auerbach u. J. Los, Physica **64**, 134 [1973].

<sup>5</sup> T. L. Gilbert u. A. C. Wahl, J. Chem. Phys. **55**, 5247 [1971].

<sup>6</sup> W. B. Person, J. Chem. Phys. **38**, 109 [1963].

<sup>7</sup> H. J. Kaiser, E. Heinicke, R. Rackwitz u. D. Feldmann, Z. Physik **270**, 259 [1974].

<sup>8</sup> H. J. Kaiser, E. Heinicke, H. Baumann u. K. Bethge, Z. Physik **243**, 46 [1971].

<sup>9</sup> H. P. Popp, erscheint in Vacuum [1974] und A. Mandl, H. A. Hyman, Phys. Rev. Letters **31**, 417 [1973].

<sup>10</sup> wird von uns in Kürze veröffentlicht.

<sup>11</sup> B. de B Darvent NSRDS-NBS 31 (1971) National Bureau of Stand. (USA).

<sup>12</sup> B. Steiner in Case Studies in Atomic Coll. Physics II, Ed. E. W. M. McDaniel u. M. R. C. McDowell, North Holland, Amsterdam 1972, p. 483.