

Messung des Photoionisationsquerschnitts von Ba I und Sr I im Wellenlängenbereich 1700 – 2400 Å

PETER LÜTJENS

Max-Planck-Institut f. Physik und Astrophysik, Institut f. extraterrestrische Physik, Garching

(Z. Naturforsch. 28a, 260–263 [1973]; eingeg. 15. Dezember 1972)

Photoionisation cross section of Ba I and Sr I between 1700 and 2400 Å

In an atomic beam apparatus the photoionisation spectrum of Ba and Sr is measured using a crossed beam method. In order to determine the photoionisation cross-section one must measure the following three essential parameters: atomic number density, UV photon flux and the number of produced ions. The instrumental band width used is not sufficient to resolve all the autoionisation lines, but it is possible to compare the measured spectrum with absorption spectra of HUDSON, CARTER and YOUNG using a convolution method. There is a good relative consistency with these measurements. A deviation of absolute values in the case of Ba can be explained by newer determinations on vapor pressure, which modify the results of HUDSON.

Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen Atomen und Lichtquanten, deren Energie oberhalb der Ionisationsgrenze liegt, erfolgt Photoionisation. Die Anzahl der pro Zeiteinheit erzeugten Ionen ist im optisch dünnen Fall durch die folgende Beziehung gegeben:

$$N_i = \Phi n \sigma V \quad (1)$$

(Φ Photonenfluß in $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, n Atomzahldichte in cm^{-3} , V Photoionisationsvolumen in cm^3).

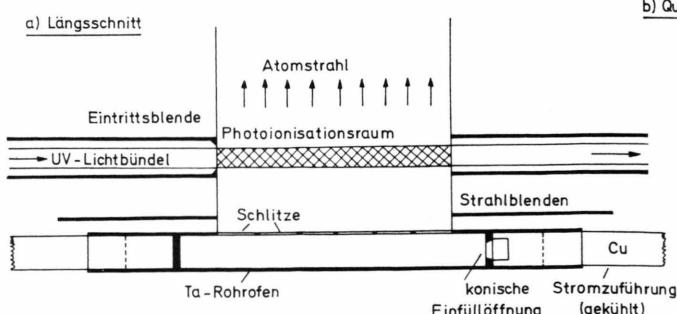
Der Photoionisationsquerschnitt σ ändert sich im allgemeinen erheblich mit der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Insbesondere bei Atomen mit mehreren Valenzelektronen treten Autoionisationseffekte auf, die zu linienartigen Strukturen im Photoionisationspektrum Anlaß geben. Eine allgemeine theoretische Behandlung solcher Spektren wurde zunächst von Fano¹, später auch von anderen Autoren durchgeführt^{2, 3}. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der experimentellen Bestimmung des Photoionisationsquerschnitts von Barium und Strontium. Anlaß

dazu gaben Experimente mit künstlichen Ba- und Sr-Wolken, die von Lüst und Mitarbeitern in den letzten Jahren in der Hochatmosphäre und im Welt Raum unternommen wurden⁴. Hierbei trat zum Teil Photoionisation durch das UV-Licht der Sonne auf. Nach Gl. (1) erfordert die Bestimmung des Photoionisationsquerschnitts eine unabhängige Messung der drei wesentlichen Parameter N_i , n und Φ .

Experimentelles

Die Messung erfolgt nach der Crossed-beam-Methode in einer Atomstrahlapparatur.

Abbildung 1 zeigt die benutzte Anordnung in Längs- und Querschnitt. Aus einem elektrisch geheizten Rohrofen aus Tantal tritt Ba (Sr) als Metalldampf durch Längsschlitz aus und füllt das darüberliegende Volumen. Senkrecht zur Strömungsrichtung wird ein nahezu paralleles UV-Lichtbündel eingestrahlt. Die im Durchdringungsvolumen erzeugten Ionen werden durch ein äußeres elektrisches Feld abgesaugt und an einer Auffangelektrode als Strom nachgewiesen.



b) Querschnitt

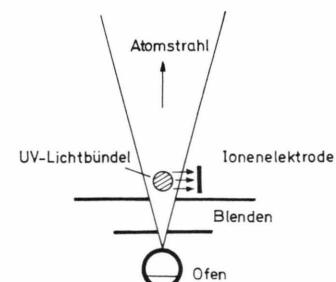


Abb. 1. Atomstrahlapparatur.

Sonderdruckanforderungen an Dr. P. Lütjens, D-8000 München 22, Thierschstr. 29.



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 digitized 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.

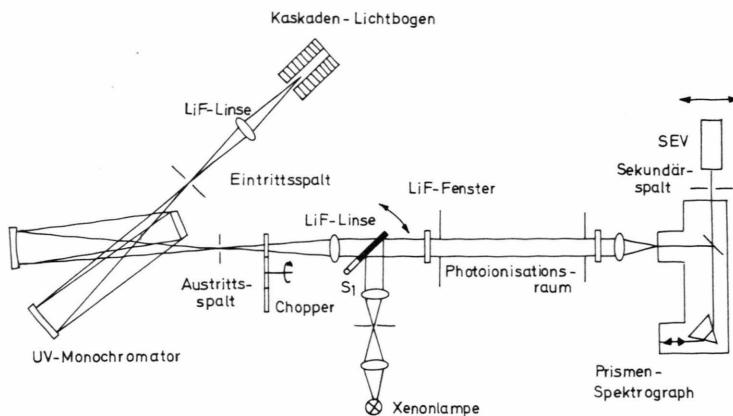


Abb. 2. Optisches System.

Abbildung 2 zeigt das optische System.

Als lichtstarke UV-Quelle dient ein wandstabilisierter Kaskadenlichtbogen, der von Boldt und Mitarbeitern⁵ entwickelt wurde und ein Argon-Kontinuum liefert.

Der absolute UV-Photonenfluß wird mit Hilfe eines geeichten Fluoreszenzdetektors aus Natriumsalizylat gemessen.

Die Bestimmung der Atomzahldichte erfolgt durch Messung der Äquivalentbreiten von optisch dicken Absorptionslinien der verdampften Metalle. Zu diesem Zweck wird über den drehbaren Spiegel S₁ das sichtbare Kontinuum einer Xenonlampe in gleicher optischer Geometrie eingestrahlt und durch einen hochauflösenden Spektrographen im Bereich der Resonanzlinien analysiert.

Nach der Theorie der Wachstumskurven besteht im Fall hoher optischer Dicke zwischen Dichte n und Äquivalentbreite W_λ eine quadratische Beziehung:

$$n(W_\lambda) = m_e c^3 W_\lambda^2 / e^2 l f \lambda^4 \gamma. \quad (2)$$

e Elementarladung, m_e Elektronenmasse, c Lichtgeschwindigkeit, f Oszillatorkröße des betreffenden Übergangs, l Absorptionslänge (12.5 cm), λ Wellenlänge.

Die Dämpfungskonstante γ setzt sich zusammen aus der reziproken Lebensdauer des oberen Resonanzterms (Strahlungsdämpfung) und einem Stoßdämpfungsanteil:

$$\gamma = 1/\tau + \gamma_{\text{st}}. \quad (3)$$

Bei den vorliegenden Dichten $\leq 2.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ trägt hierzu nur die Eigenstoßverbreiterung (Resonanzverbreiterung) mit einem Anteil bis zu 20 % der Strahlungsdämpfung bei. Ihre Berechnung erfolgt mit Hilfe der Theorie von Ali und Griem⁶, die durch neuere Messungen von Penkin⁷ auch bei Ba und Sr experimentell bestätigt wurde. Für die Os-

zillatorkrücken und Lebensdauern werden die Zahlenwerte aus Tab. 1 verwendet.

Tab. 1.

	Å λ	sec^{-1} $1/\tau$	f	(f und τ) Ref.
Ba	5535	$1.19 \cdot 10^8$	1.59	8
Sr	4607	$2.01 \cdot 10^8$	1.92	9

Das Ionenstromsignal liegt in der Größenordnung 10^{-13} A . Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird es in *lock-in*-Technik nachgewiesen. Zu diesem Zweck durchläuft das photoionisierende UV-Licht einen Zahnradchopper, der es mit 934 Hz moduliert. Das entsprechend modulierte Ionensignal wird dann in einem *lock-in*-Verstärker nach Frequenz und Phase selektiert.

Ergebnisse

In den Abb. 3 und 4 ist der spektrale Verlauf des Photoionisationsquerschnitts von Ba und Sr dargestellt.

Eingezeichnet sind auch einige Autoionisationsniveaus, die von Garton und Mitarbeitern^{10, 11} bei der Analyse von photographischen Absorptionsspektren gefunden wurden.

Da aus Intensitätsgründen mit einer relativ großen instrumentellen Bandbreite (20 Å) gemessen wurde, erscheinen schmalere Autoionisationslinien über die Bandbreite gemittelt. Wenn man den genauen Verlauf des Apparateprofils kennt, ist im Prinzip eine mathematische Entfaltung des gemessenen Spektrums möglich. Wegen der dabei auftretenden großen Fehlerkumulierung wurde jedoch auf dieses Verfahren

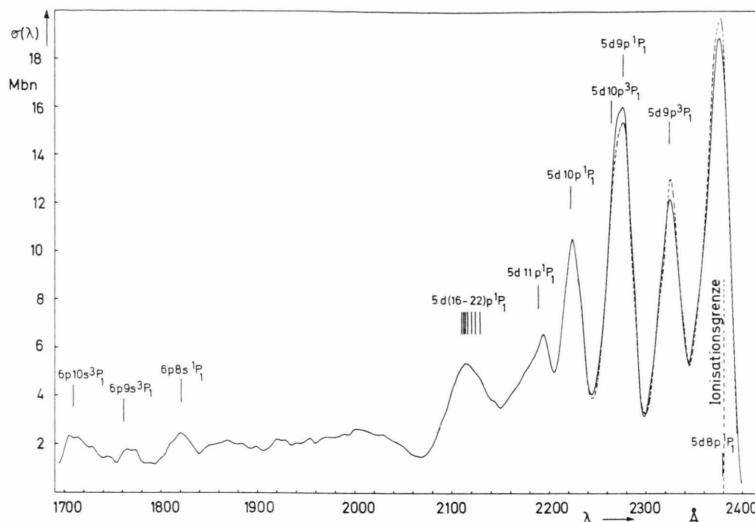


Abb. 3. Photoionisationsspektrum von Ba — Eigene Messung; --- σ_{HY} . 6.3 (Hudson).

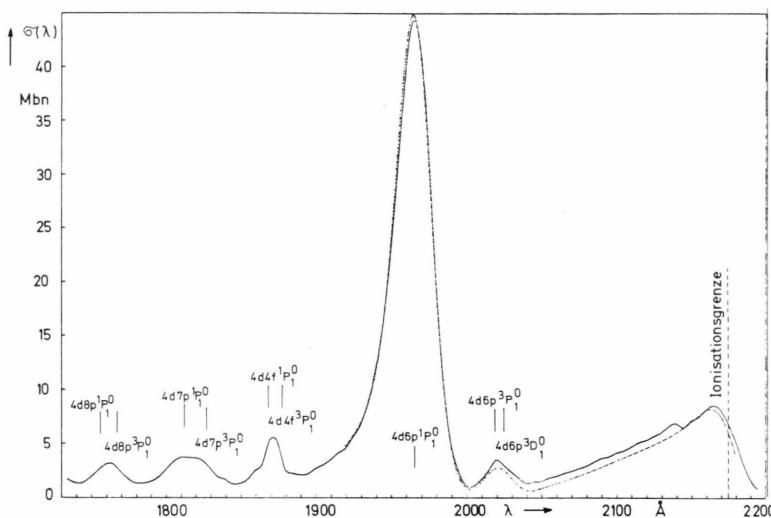


Abb. 4. Photoionisationsspektrum von Sr — Eigene Messung; --- σ_{HY} . 1.7 (Hudson).

verzichtet. Zum Vergleich der Messungen wurden die neuesten Absorptionsspektren von Hudson, Young und Carter (HY) herangezogen^{12, 13}. Bei der von diesen Autoren benutzten Bandbreite (0.07 Å) kann man annehmen, daß zumindest das Relativspektrum dem wahren Verlauf des Photoionisationsquerschnitts sehr nahe kommt. Um einen Vergleich mit den eigenen Messungen zu ermöglichen, wurde ein Teil des Spektrums von HY mit dem eigenen Apparateprofil gefaltet nach der folgenden Gleichung:

$$\bar{\sigma}_{HY}(\lambda_0) = \int_s S(\lambda - \lambda_0) \sigma_{HY}(\lambda) I(\lambda) d\lambda / \int_s S(\lambda - \lambda_0) I(\lambda) \quad (4)$$

$S(\lambda)$ = Apparateprofil, $I(\lambda)$ = UV-Intensität.

Die Integrale wurden numerisch berechnet. Das

Ergebnis ist in den Abb. 3 und 4 gestrichelt eingezeichnet. Wie man sieht, besteht beim Relativverlauf gute Übereinstimmung. Der in dieser Arbeit gemessene Absolutwert ist jedoch bei Ba um den Faktor 6.3 (Sr 1.7) höher als bei HY.

Zur Erklärung läßt sich folgendes sagen: HY benutzten zur Dichtebestimmung Dampfdruckwerte von Hultgren¹⁴, die verglichen mit neueren Messungen an Ba von Bohdansky¹⁵, Ohlendorf¹⁶ und Schulte¹⁷ um den Faktor 4-8 zu hoch zu liegen scheinen. Bei Sr wurde keine Dampfdruckmessung gefunden, die den Hultgrenschen Werten wesentlich widerspricht. Setzt man in die Rechnungen von HY einen tieferen Dampfdruck ein, so folgt eine entsprechende Erhöhung der Absorptionsquerschnitte.

Für einen höheren Absolutwert bei Ba sprechen auch die Photoionisationsmessungen von Schulte, die im Wellenlängenbereich 2100–2400 Å durchgeführt wurden und gegenüber HY einen Faktor 11 ergeben. Innerhalb des von Schulte angegebenen Meßfehlers (40 %) besteht Konsistenz mit den eigenen Messungen.

Fehlerabschätzung

Die statistischen Meßfehler, die sich aus der Streuung von Registrierkurven und Meßreihen etc. ergeben, führen zu einer Unsicherheit des Relativspektrums von ca. 15 %.

Als systematische Fehler gehen im wesentlichen die Unsicherheit der Absoluteichung des UV-Detektors und die Fehler der Lebensdauern und Oszillatorkräften der Resonanzlinien ein, die der Literatur entnommen wurden.

Die Eichung des Natriumsalizylat-Detektors erfolgte auf zwei unabhängige Arten einmal mit Hilfe einer geeichten Thermosäule (Kipp u. Zonen) und andererseits an einer von Boldt⁵ entwickelten UV-Kalibrierungsanlage, die nach dem Prinzip der Schwarzstrahlung optisch dicker Linien in einem thermischen Plasma arbeitet. Die Übereinstimmung beider Verfahren liegt innerhalb 7 %; der von Boldt angegebene Fehler der Kalibrierungsanlage beträgt 13 %.

Zur Bestimmung der Lebensdauern und Oszillatorkräfte wurden bei Ba die Werte von Wiese⁸ und bei Sr die Messungen von Hulpke und Paul⁹ verwendet.

Der Gesamtfehler des absoluten Photoionisationspektrums kann auf etwa 30 % geschätzt werden.

Herrn Prof. R. Lüst danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit am Institut für extraterrestrische Physik. Herrn Dr. L. Haser bin ich für sein Interesse an der Arbeit und für zahlreiche fördernde Diskussionen zu Dank verpflichtet.

- ¹ U. FANO, Nuovo Cim. **12**, 156 [1935].
- ² F. J. COMES u. H. G. SÄLZER, Phys. Rev. **152**, 29 [1966].
- ³ S. DRAPATZ, J. Quant. Spectr. Rad. Transf. **9**, 733 [1969].
- ⁴ G. HAERENDEL, R. LÜST u. E. RIEGER, Planetary Space Sci. **13**, 95 [1965].
- ⁵ G. BOLDT, Space Sci. Rev. **11**, 728 [1970].
- ⁶ A. W. ALI u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. **A140**, 1044 [1965]; Phys. Rev. **A144**, 366 [1966].
- ⁷ N. P. PENKIN u. L. N. SHABANOVA, Opt. Spectr. **25**, 446 [1968].
- ⁸ W. L. WIESE u. B. M. MILES, Atomic Data **1**, 1 [1969].
- ⁹ E. HÜLPKE u. E. PAUL, Z. Phys. **177**, 257 [1964].
- ¹⁰ W. R. S. GARTON u. K. CODLING, Proc. Phys. Soc London **78**, 600 [1961].
- ¹¹ W. R. S. GARTON u. K. CODLING, J. Phys. B **1**, 106 [1968].
- ¹² R. D. HUDSON, V. L. CARTER u. P. A. YOUNG, Phys. Rev. **A180**, 77 [1969].
- ¹³ R. D. HUDSON, V. L. CARTER u. P. A. YOUNG, Phys. Rev. III, **2**, 643 [1970].
- ¹⁴ R. HULTGREN, R. L. ORR, P. D. ANDERSON u. K. K. KELLEY, Select. Val. Thermodynamical Properties of Metals and Alloys, John Wiley, New York 1963.
- ¹⁵ J. BOHDANSKY u. H. E. J. SCHINS, J. Phys. Chem **71**, 215 [1967].
- ¹⁶ W. OHLENDORF u. E. HINNOV, J. Chem. Phys. **50**, 3005 [1969].
- ¹⁷ H. SCHULTE, Dissertation TU München 1972.