

Messung der Absorptionsoszillatorenstärken von Cl I-Linien im Vakuum-UV-Bereich

W. HOFMANN

Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching

(Z. Naturforsch. 22 a, 2097–2101 [1967]; eingegangen am 11. September 1967)

The absorption oscillator strengths of 10 Cl I-lines in the wavelength region 1100–1400 Å were measured in emission. The light source was a wall-stabilized cascade arc burning in argon at atmospheric pressure. To measure the curve of growth, chlorine was introduced into the arc plasma in small, defined amounts. The central intensities of optically thick lines were used as intensity standards. The particle density was determined in two different ways, with identical results obtained. Both methods do not depend on the assumption of constancy of mixture ratios nor knowledge of any transition probabilities.

I. Übersicht

Die Messung der Oszillatorenstärken der Cl I-Linien wurde in Emission ausgeführt. Als Lichtquelle diente ein in Argon brennender wandstabilisierter Kaskadenlichtbogen. Dabei erhält man die Absorptionsoszillatorenstärken f_{mn} über die im linearen Teil der Wachstumskurve gültige Gleichung:

$$W_\lambda = \frac{\int I_\lambda d\lambda}{B_\lambda(T)} = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 (1 - e^{-\hbar c/\lambda kT}) f_{mn} n_n(T) L. \quad (1)$$

Hierin ist W_λ die Äquivalentbreite, $\int I_\lambda d\lambda$ die Gesamtintensität der Linie, $B_\lambda(T)$ die Intensität der Schwarzstrahlung bei der Wellenlänge λ der Linie und der Temperatur T des Plasmas, n_n die Teilchendichte im unteren zur Linie gehörigen Zustand, L die Schichtlänge.

Es sind also Schichtlänge, Teilchendichte und Äquivalentbreite zu bestimmen. Die in der vorliegenden Arbeit angewendeten Meßverfahren folgen zum großen Teil denjenigen von BOLDT¹. Andererseits wurden auch zusätzliche Meßmethoden zur Kontrolle und Verbesserung der Genauigkeit sowie durch die besonderen Eigenschaften von Chlor bedingte technische Änderungen eingeführt. Nur diese sollen im folgenden näher beschrieben werden. Von allem übrigen soll immer nur das Wichtigste kurz und ohne Begründung genannt werden. Bezüglich detaillierterer Information sei hierzu auf ^{1,2} verwiesen.

¹ G. BOLDT, Z. Naturforsch. 18a, 1107 [1963].

² F. LABUHN, Z. Naturforsch. 20a, 998 [1965].

³ G. BOLDT, Proc. 5th Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases 1, 925 [1961].

II. Apparatur

a) Lichtbogen:

Das Prinzip des für Vakuum-UV-Messungen verwendbaren Lichtbogens wurde von BOLDT³ angegeben. Die hier verwendete Ausführung ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Der Bogen wird mit einem Strom von 95 A gebrannt. Im homogenen Teil des Bogenkanals besteht eine Argonströmung von 30 Ncm³/sec in der Richtung auf die Anode zu. Bei 1 wird das Chlor zugeführt. Die Argonströmung

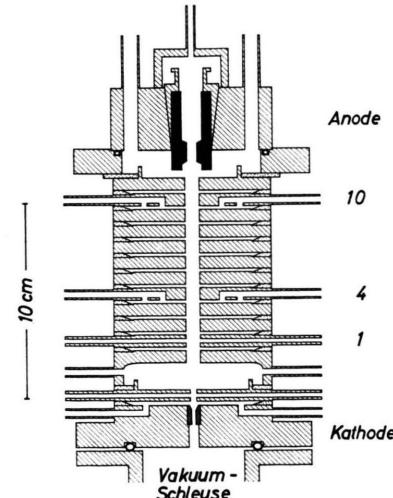


Abb. 1. Kaskadenlichtbogen zur Herstellung des Plasmas.

verhindert die Rückdiffusion des Zusatzgases in Richtung Vakuumschleuse und damit die Selbstabsorption in kalten Schichten. Der Anodenraum ist abgedichtet und das aus dem Bogen kommende Chlor-Argongemisch wird durch einen Abgasschlauch ins Freie geführt. Das Gas im Bogen hat also praktisch Atmosphärendruck. Das Plasma ist in guter Näherung thermisch.

Zwischen den einzelnen Bogenscheiben befinden sich insgesamt 10 Fenster zur *side-on*-Messung und Überprüfung der Symmetrie der Chlorverteilung im Bogen. Da das Kupfer der Bogenwände vom Chlor stark angegriffen wird, mußten die Bogenscheiben vernickelt werden. Die Ver-



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.

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.

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.

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.

nickelung wird erst nach langen Brenndauern (20—40Std.) mit größeren Chlorkonzentrationen etwas porös und muß erneuert werden. Völlige Sauberkeit des Bogenkanals ist auch notwendig, um eine rotationssymmetrische Verteilung des Chlors im Bogenkanal zu erreichen. Chlor tendiert dazu, sich schon bei den geringsten Anlässen unsymmetrisch über den Bogenquerschnitt zu verteilen. Deshalb erfolgte auch die Zuführung des Chlors in den Bogen durch 4 Bohrungen, die von außen her direkt in den Bogenkanal führten. Gleiche Strömungsmengen in den 4 Zuführungen wurden durch Einbau von 4 Glaskapillaren mit genau gleichen Strömungswiderständen in die Zuführungen erreicht. Die Rotationsymmetrie der Chlorverteilung wurde durch *side-on*-Messungen einer Cl-Linie in zwei senkrecht zueinander stehenden Richtungen geprüft.

Alle Messungen von Teilchendichten, Temperaturen usw. beziehen sich auf die unmittelbare Umgebung der Bogenachse. Bei *end-on*-Beobachtung wurde dies durch geeignete Ausblendung, bei *side-on*-Beobachtung durch Anwendung des ABEL-Verfahrens erreicht.

b) Spektrographen:

Für die *side-on*- und *end-on*-Messungen im sichtbaren Spektralgebiet wurde ein 50-cm-Gitter-Monochromator von JARREL-ASH verwendet. Das Signal des Multipliers (EMI 9524 oder EMI 9558 Q) wurde auf einen Schreiber gegeben.

Für die Vakuum-UV-Messungen war der Lichtbogen fensterlos über eine Vakumschleuse mit einem 1-m-JARRELL-ASH-Monochromator verbunden. Das Licht wurde über eine Natriumsalicylat-Fluoreszenzschicht mit einem Multiplier (EMI 6255) registriert.

III. Schichtlängenmessung

Da das hintere Ende der Plasmasäule an der Anode verhältnismäßig gut definiert ist, bleibt nur festzustellen, im Verlauf welcher Strecke hinter der Cl_2 -Gaszuführung 1 die Konzentration des Chlors in der Bogenachse auf den Endwert ansteigt. Zu diesem Zweck wurde die Intensität einer Cl-Linie *side-on* bei verschiedenen Fenstern gemessen. Man erhält die Schichtlänge auf etwa 5% genau.

IV. Teilchendichtemessung

Die für die Messung der optisch dünnen Vakuum-UV-Linien nötige Konzentration des Zusatzgases liegt in der Größenordnung 1:10⁵, entsprechend einem Zusatz von 10⁻³ Ncm³/sec. Da für so kleine Konzentrationen die beiden hier verwendeten Methoden der Teilchendichtebestimmung nicht direkt anwendbar sind, wurden zunächst die Teilchendichten bei mehreren höheren Zusatzwerten $Z(\text{Cl}_2) = 7,5; 6; 4,5; 3; (1,5; 0,5) \text{ Ncm}^3/\text{sec}$ gemessen. Bezeichnet n_{Cl} die Teilchendichte des neutralen Chlors, n_{Cl}^+

die Chlorionendichte, so ist zu erwarten, daß die Werte des Ausdrucks $(n_{\text{Cl}} + n_{\text{Cl}}^+)/Z(\text{Cl}_2)$ nur schwach von der Zusatzmenge $Z(\text{Cl}_2)$ abhängen und in einem Diagramm gegen $Z(\text{Cl}_2)$ aufgetragen einen glatten Kurvenverlauf ergeben. Man kann also diese Kurve auf den Zusatzwert Null extrapolieren (Abb. 2). Damit kann man dann die Teilchendichten des Zusatzgases auch für sehr kleine, bekannte Zusatzmengen berechnen.

Die Teilchendichten bei den verschiedenen Zusatzmengen wurden nach zwei Methoden bestimmt:

Methode 1:

Die Bestimmung erfolgt nach dem schon in 1, 2 beschriebenen Verfahren; d.h. aus der Messung der Intensitätsverhältnisse einer sichtbaren Argonlinie im gemischten und im reinen Argonplasma sowie der Elektronendichten n_e und der Temperaturen T in diesen Plasmen. Man erhält dabei mit DALTON-schem Gesetz, Quasineutralitätsgesetz, SAHA-Gleichungen und der Gleichung für die Intensitäten der Argonlinie ein überbestimmtes Gleichungssystem für die Berechnung von n_{Cl} und n_{Cl}^+ , so daß man sich diejenigen Gleichungen aussuchen kann, bei denen die Meßfehler am schwächsten in die Lösung eingehen.

Der prozentuale Fehler nimmt bei dieser Methode zu kleineren Zusätzen hin zu. Für die großen Chlorzusätze ergab sich eine Genauigkeit von 10%.

Elektronendichte: Die Elektronendichte n_e erhält man aus der *end-on* gemessenen Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der Wasserstofflinie H_β nach der Gleichung

$$n_e = \beta \cdot (\Delta\lambda)^{3/2}, \quad (2)$$

wobei nach GRIEM, KOLB und SHEN⁴

$$\beta = 3,40 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ Å}^{-3/2}$$

angenommen wird. Für diese Messung wurden den verschiedenen Plasmen verschiedene Mengen H_2 beigegeben und die erhaltenen Halbwertsbreiten (die nur schwach vom H_2 -Zusatz abhängen) auf den H_2 -Zusatz Null extrapoliert.

Temperatur: Die Temperatur, die man gleichzeitig auch für die 2. Methode der Teilchendichtemessung braucht, folgt für das reine Argonplasma sofort aus der Elektronendichte. Für die gemischten Plasmen erhält man sie durch Anschließen an das

⁴ H. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Phys. Rev. **116**, 4 [1959].

reine Argonplasma mit Hilfe der Höhe der optisch dicken Kr I-Linie 1236 Å, die genau der Schwarzstrahlung $B_\lambda(T)$ der betreffenden Wellenlänge und Temperatur entspricht. Die dazu nötigen kleinen Krypton-Zugaben ($\sim 1 \text{ Ncm}^3/\text{sec}$ eingeführt bei 4 in Abb. 1) stören wegen der Ähnlichkeit zwischen Krypton und Argon die Temperatur nicht. Das Temperaturverhältnis zwischen den gemischten und dem reinen Argonplasma folgt aus der Beziehung

$$B_2/B_1 = \exp \left\{ \frac{hc}{\lambda k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right\} \quad (3)$$

(Index 2 und 1 steht für das gemischte bzw. das reine Argonplasma) und ist daraus sehr genau bestimmbar.

Für das reine Argonplasma ergab sich:

$$n_{e1} = 8,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \quad T_1 = 12230 \text{ °K}$$

und $n_{Ar1} = 4,35 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Methode 2:

Hier erfolgt die Teilchendichtemessung mit Hilfe von Chlorlinienintensitäten. Ist die Chlorteilchendichte für irgendein Chlor enthaltendes Plasma bekannt, so kann man über die relativen Intensitäten einer optisch dünnen Chlorlinie bei bekannten Temperaturen die Chlorteilchendichten aller anderen Plasmen bestimmen.

Deshalb wurde in einem Teil des Bogenkanals ein reines Chlorplasma hergestellt, indem bei der Anode kein Gas mehr abgeführt, sondern $17 \text{ Ncm}^3/\text{sec}$ Chlor zugeführt wurden. Das Chlor strömte also dem Argon entgegen und verließ bei 4 gemeinsam mit diesem den Bogen. Die Chlorströmung genügte, um eine Diffusion des Argons ins Chlor hinein zu verhindern. Für die gemischten Plasmen wurde die übliche Strömungsrichtung beibehalten.

Die Teilchendichte im reinen Chlor wurde wie die im reinen Argon über die Elektronendichte aus der Halbwertsbreite von H_β bestimmt. Zu diesem Zweck wurden dem Chlorstrom bei Gaseinführung 10 verschiedene Mengen Wasserstoff beigemischt, jeweils die Halbwertsbreite von H_β gemessen und ihr Wert (er war praktisch konstant) auf den H_2 -Zusatz Null extrapoliert. Man erhält dann n_e nach Formel (2).

Für die Bestimmung von Temperatur und Teilchendichte hat man dann folgende Gleichungen (höhere als die erste Ionisationsstufe von Cl treten

nicht auf):

$$n_{Cl3} + n_{Cl3}^+ + n_{e3} = p/k T_3, \quad (4)$$

p = Atmosphärendruck,

$$n_{Cl3}^+ = n_{e3}, \quad (5)$$

$$\frac{n_{Cl3}^+ \cdot n_{e3}}{n_{Cl3}} = S_{Cl}(T_3) \text{ (SAHA-Gleichung).} \quad (6)$$

(Der Index 3 bezeichnet das reine Chlorplasma.)

Es ergab sich daraus:

$$n_{e3} = 9,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \quad T_3 = 11250 \text{ °K}$$

und $n_{Cl3} = 4,60 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Für das Verhältnis der Gesamtintensitäten einer optisch dünnen Cl-Linie im gemischten Plasma und im reinen Cl-Plasma gilt:

$$\frac{I_{Cl2}}{I_{Cl3}} = \frac{n_{Cl2}}{n_{Cl3}} \cdot \frac{u_{Cl1}(T_3)}{u_{Cl1}(T_2)} \cdot \exp \left\{ \frac{E_i}{k} \left(\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_2} \right) \right\}; \quad (7)$$

dabei sind I_{Cl2} , I_{Cl3} die Gesamtintensitäten der Cl-Linie, u_{Cl1} die Zustandssumme für Chlor, E_i die Energie des oberen Zustands der Linie.

Da n_{Cl3} , T_2 und T_3 bekannt sind, folgt n_{Cl2} aus der Messung von I_{Cl2}/I_{Cl3} .

Diese Messung wurde *side-on* unter Anwendung des ABEL-Verfahrens an den Cl I-Linien 7257, 7414 und 7547 Å ausgeführt.

Die Genauigkeit dieser Teilchendichtemessung ist in der Hauptsache durch die Unsicherheit des Temperaturverhältnisses T_2/T_3 bestimmt, dieses wiederum vor allem durch das Verhältnis der Halbwertsbreiten von H_β in den beiden reinen Plasmen $\Delta\lambda_1/\Delta\lambda_3$. Die Fehlerquellen B_2/B_1 , I_{Cl2}/I_{Cl3} , β und $\Delta\chi$ (Erniedrigung der Ionisationsenergie) sind dagegen von geringerer Bedeutung. Alles zusammengekommen erhält man für den Absolutwert von n_{Cl2} einen Fehler von etwa 10–15%. Die Relativwerte der n_{Cl2} für die verschiedenen großen Cl_2 -Zusätze hängen nur noch von den relativen Meßgenauigkeiten der I_{Cl2} und B_2 ab. Da man den statistischen Fehler weitgehend eliminiert, wenn man durch die Meßpunkte eine Gerade zieht (s. Abb. 2), erhält man die Relativwerte auf unter 5% genau.

Abb. 2 zeigt die Ergebnisse der beiden Methoden der Teilchendichtemessung aufgetragen als

$$(n_{Cl} + n_{Cl}^+)/Z(\text{Cl}_2)$$

in Abhängigkeit von der Zusatzmenge $Z(\text{Cl}_2)$.

Die Genauigkeit der 2. Methode ist bei großen Zusatzmengen (6,0 und $7,5 \text{ Ncm}^3/\text{sec}$) ungefähr die

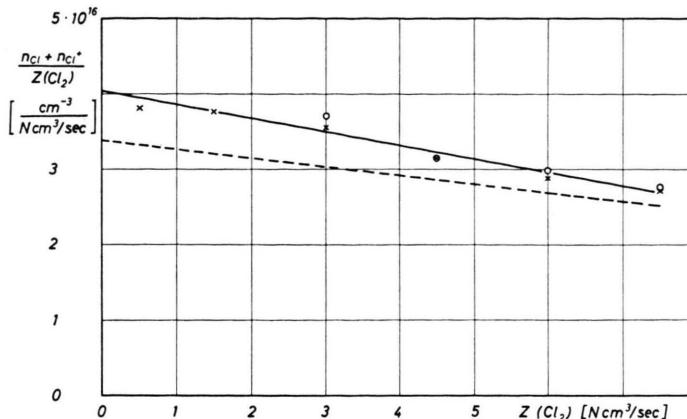


Abb. 2. Gesamtteilchendichte $n_{Cl} + n_{Cl}^+$ pro Cl_2 -Zusatzeinheit in Abhängigkeit vom Cl_2 -Zusatz.

○○○○ Nach Methode 1 ermittelt.

×-×-×- Nach Methode 2 mit Hilfe der Cl-Linienintensität ermittelt.

- - - - Unter Annahme der Konstanz der Mischungsverhältnisse berechnet.

gleiche wie die der 1. Methode. Da aber der Fehler der 1. Methode bei kleineren Zusätzen ungefähr umgekehrt proportional der Zusatzteilchendichte zunimmt, während er bei der 2. Methode praktisch gleich bleibt (solange die verwendete Spektrallinie nicht zu klein gegen das Kontinuum wird), ist dort die 2. Methode genauer. Ihre Werte können deshalb auch bis zu viel kleineren Zusätzen gemessen werden. Man kann dies dann zweckmäßigerweise so ausnützen, daß man bei den hohen Zusatzwerten das Mittel aus beiden Methoden bestimmt, die Fortsetzung der Geraden zu kleineren Zusätzen hin aber mit Hilfe der sehr genauen Relativwerte der Methode 2 durchführt.

Absolutmessungen mit Methode 2 sind nur möglich, wenn man ein reines Plasma aus Atomen des zu untersuchenden Elements herstellen kann, also normalerweise bei gasförmigen Elementen. Doch auch in den anderen Fällen kann es für die Extrapolation eine Verbesserung der Genauigkeit bringen, die Teilchendichten bei hohen Zusätzen nach Methode 1 zu bestimmen und die übrigen Punkte mit den Relativmessungen der Methode 2 daran anzuschließen.

V. Messung der Wachstumskurven

Zur Messung der Äquivalentbreiten der Vakuum-UV-Linien wird die Wachstumskurve aufgenommen, wobei versucht werden muß, möglichst weit in den linearen Teil vorzustoßen oder ihm wenigstens möglichst nahe zu kommen. Zu diesem Zweck müssen die Äquivalentbreiten unter Zuführung verschiedener, sehr kleiner, bekannter Zusatzgasmengen gemessen werden, die in diesem Bereich direkt der Teilchendichte n_{Cl} proportional sind, wobei der Proportionalitätsfaktor aus Abb. 2 folgt.

Diese kleinen Zusätze wurden hier folgendermaßen hergestellt: Durch eine Leitung strömte Argon mit einer zwischen 30 und 200 $N\text{cm}^3/\text{sec}$ genau einstellbaren Geschwindigkeit. Diesem Argonstrom wurde Chlor beigemischt in Mengen zwischen 1 und 15 $N\text{cm}^3/\text{sec}$. Das so entstehende Argon-Chlor-Gemisch wurde mit einer Glas-Injektionsspritze ange saugt. Zur Einführung des Gases in den Bogen wurde deren Kolben von einem Synchronmotor mit Getriebe (kleinster Vorschub 0,24 cm^3/sec) voranbewegt. Die so erreichbaren Zusatzmengen von etwa $10^{-3} \text{ Ncm}^3/\text{sec}$ Chlor genügten, um die Cl I-Linien 1396, 1390 und 1373 Å weit in den linearen Teil der Wachstumskurve hinein zu messen.

Für die stärksten Chlorlinien aber war dieser Zusatz noch zu groß. Bei noch kleineren definierten Chlorzugaben, wie immer auch ihre Herstellung versucht wurde, ergaben sich keine reproduzierbaren Meßwerte mehr. Deshalb wurden bei mehreren unbekannten, kleineren Chlormengen durch Relativmessungen zwischen allen Cl I-Linien die Wachstumskurven der starken Linien an die der oben genannten schwächeren angeschlossen. Auf diese Weise konnte die Grenze der noch verwendbaren Teilchendichten um einen Faktor 20 nach unten verschoben und alle Linien bis in den linearen Teil der Wachstumskurve gemessen werden. Eine Ausnahme macht die Linie 1336 Å. Sie ist von einer C II-Linie nicht zu trennen, die durch die Verunreinigungen im Argon stets vorhanden und nicht mehr optisch dünn ist. Der konstante Beitrag dieser Linie zur Äquivalentbreite wurde für jeden Meßpunkt von dem gemessenen Wert abgezogen. Dabei ist es natürlich nicht mehr möglich, Cl I-Äquivalentbreiten zu messen, die wesentlich kleiner als die C II-Äquivalentbreiten sind. Vor allem aber ist es bei dem

geringen Abstand der Linien von nur $3 \cdot 10^{-2}$ Å fraglich, ob sich ihre Äquivalentbreiten noch additiv überlagern. Der angegebene Meßwert hat daher nur die Bedeutung einer unteren Grenze.

Als Standardintensitäten $B_\lambda(T)$ wurden die Höhen von optisch dicken Linien verwendet. Dabei stimmt die gemessene Höhe der Linie nur dann mit der Höhe der Schwarzstrahlung überein, wenn nicht nur das Linienzentrum, sondern der vergleichsweise große, der Spaltbreite entsprechende Wellenlängenbereich optisch dick ist. Da diese Bedingung auch durch Steigerung der Zusatzmengen nicht mehr erfüllbar ist, wenn die Linien zu schmal oder zu schwach sind, wurden hierfür Cl I 1189 Å, Cl I 1201 Å, Kr I 1236 Å, Cl I 1347 Å, Cl I 1352 Å, Ni I 1493 Å verwendet und für die dazwischen liegenden Chlorlinien der Wellenlängenverlauf der gemessenen Schwarzstrahlungsintensität interpoliert.

Die Ungenauigkeit in der Festlegung der Wachstumskurven kann man (außer bei Cl I 1336 Å) zu etwa 10–15% annehmen.

VI. Ergebnisse

In Tab. 1 sind die gemessenen Absorptionsoszillatorenstärken f_{mn} sowie die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} der Cl I-Linien zusammengestellt.

Der Fehler der Absolutwerte, der sich aus den Unsicherheiten der Teilchendichte, der Schichtlänge und der Wachstumskurven zusammensetzt, dürfte etwa 25% betragen, mit Ausnahme der oben erwähnten Linie 1336 Å.

Die Linien 1389,7 und 1390,0 Å sowie die beiden Komponenten der Linie 1188,8 Å konnten nicht getrennt werden. In diesen Fällen wird deshalb jeweils für die Gesamtheit der nicht voneinander trennbaren Komponenten ein f_{mn} - und A_{nm} -Wert angegeben. Für die beiden Übergänge bei 1188,8 Å ist dies ohne weiteres möglich, da sie einen gemeinsamen unteren Term haben. Die unteren Terme von 1389,7 und 1390,0 Å dagegen liegen bei Energien von 0 und 882 cm⁻¹. Zur Berechnung der Besetzungszahl n_n muß man aber von einer einheitlichen Energie des unteren Zustandes ausgehen. Deshalb wurde dazu der Mittelwert aus beiden Energien verwendet. Da sich die Besetzungszahl für Energien von 0 und 882 cm⁻¹ nur um 10% unterscheidet, muß der durch die Mittelwertbildung verursachte Fehler jedenfalls kleiner als 5%, also auch unwesentlich gegenüber dem gesamten Meßfehler sein.

Die Zuordnung der Spektrallinien, ihre Wellenlängen und die Energien der Terme wurden bei Linien im sichtbaren Bereich den Tabellen von MOORE⁵ entnommen, bei den Vakuum-UV-Linien von Chlor der Arbeit von AVELLÉN⁶.

Die einzigen bisher bekannten Vergleichswerte für Cl I-Übergangswahrscheinlichkeiten im Vakuum-UV sind diejenigen von LAWRENCE⁷. Es handelt sich dabei um Rechnungen mit intermediärer Kopplung, die bei der Linie 1335,7 Å an eine Lebensdauermessung angeschlossen wurden. Diese Werte sind ebenfalls in Tab. 1 aufgeführt. Die Ergebnisse stimmen bei allen Linien innerhalb der beiderseitigen Fehlergrenzen überein.

λ in Å	Unterer Term (n)	Oberer Term (m)	g_n	g_m	f_{mn}	A_{nm} in sec ⁻¹	Vergleichswerte LAWRENCE A_{nm} in sec ⁻¹
1188,8	$3p^5 2P_{3/2}^0$	$4s' 2D_{3/2, 5/2}$	4	4/6	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^8$	$1,57 \cdot 10^8$
1201,4	$3p^5 2P_{1/2}^0$	$4s' 2D_{3/2}$	2	4	$9,0 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^8$
1335,7	$3p^5 2P_{3/2}^0$	$4s 2P_{1/2}$	4	2	$> 1,3 \cdot 10^{-2}$	$> 9,5 \cdot 10^7$	$1,74 \cdot 10^8$
1347,2	$3p^5 2P_{3/2}^0$	$4s 2P_{3/2}$	4	4	$9,0 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^8$	$4,2 \cdot 10^8$
1351,7	$3p^5 2P_{1/2}^0$	$4s 2P_{1/2}$	2	2	$6,9 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^8$
1363,4	$3p^5 2P_{1/2}^0$	$4s 2P_{3/2}$	2	4	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^7$	$7,1 \cdot 10^7$
1373,1	$3p^5 2P_{3/2}^0$	$4s 4P_{1/2}$	4	2	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^5$	$5,2 \cdot 10^5$
1379,5	$3p^5 2P_{3/2}^0$	$4s 4P_{3/2}$	4	4	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^6$	$9,1 \cdot 10^6$
1389,7/1390,0	$3p^5 2P_{3/2, 1/2}^0$	$4s 4P_{5/2, 1/2}$	4/2	6/2	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$7,8 \cdot 10^5$	$6,0 \cdot 10^5$
1396,5	$3p^5 2P_{1/2}^0$	$4s 4P_{3/2}$	2	4	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$1,20 \cdot 10^6$	$1,07 \cdot 10^6$

Tab. 1. Die gemessenen Absorptionsoszillatorenstärken f_{mn} und Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} von Cl I-Linien im Vakuum-UV-Bereich.

⁵ CH. E. MOORE, Multiplet Table of Astrophys. Interest, Revised Ed. NBS Tech. Note 36 [1959] und Atomic Energy Levels, CNBS 467 [1949].

⁶ S. AVELLÉN, Arkiv Fysik 8, 211 [1954].

⁷ G. M. LAWRENCE, Astrophys. J. 148, 261 [1967].