

UNTERSUCHUNG DES FLAMMENSPEKTRUMS VON CuCl LOESUNG BEI VERSCHIEDENEN KONZENTRATIONEN

VON
ANDREAS G. VGENOPOULOS *

EINFÜHRUNG

Die vorliegende Arbeit wurde an der Universität Basel (Schweiz) durchgeführt. Sie befasst sich mit dem Problem der Flammenspektroskopie, insbesondere mit der Identifizierung der Spektren von CuCl Lösungen in verschiedenen Konzentrationen. Die verwendete Apparatur wird kurz erläutert und in Form von Tabellen die erhaltenen Bandenlinien angegeben.

Anschliessend wurde versucht, anhand von Konstanten die Dissoziationswärme von CuCl Banden zu bestimmen.

Methode.

In einem H_2 - O_2 Brenner wurde die zu untersuchende CuCl Lösung durch einen Zerstäuber eingeblasen.

Die so erzeugte, gefärbte Lichtquelle wurde mit dem Spektrographen photographiert. Als Vergleichsquelle ist mit dem Spektrographen mit dem gleichen Zweck wie oben die Quelle von Eisenbogen photographiert worden.

Die Beleuchtung des Spektrographen wurde durch eine Linse auf dem Spalt abgebildet. Stets wurde aber dafür gesorgt, dass die Mitte des Funkens sich genau in der optischen Achse befindet. Dazu blickte ich bei breitem Spalt nach Abnahme der Kassette durch den Spektrographen

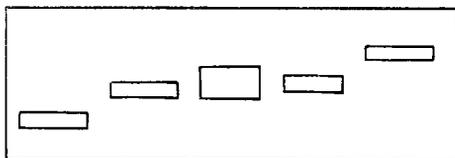


Fig. 1.

hindurch und achtete darauf, dass der Funke genau in der Mitte der Kollimatorlinse zu sehen ist. Vor dem Spalt sitzt in einem Schlitten verschiebbar die Spaltblende (siehe Fig. 1). Sie besteht aus einem Satz

* ΑΝΔΡΕΟΥ ΒΓΕΝΟΠΟΥΛΟΥ.— Φλογοφασματοσκοπική ανάλυσις διαλυμάτων CuCl .

Gegenwärtige Adresse: Technische Hochschule Athen, Abteilung für Mineralogie, Petrographie, Geologie, 28. Oktober - Str. 42.

von sehr niedrigen Oeffnungen, die gestatten, dem mit voller Spaltlänge aufgenommenen Spektrum einer Probe der Reihe nach Spektren der in der Probe vermuteten Metalle zu überlagern.

Kollimatorlinse K und Kameralinse O haben den Zweck, den Spalt

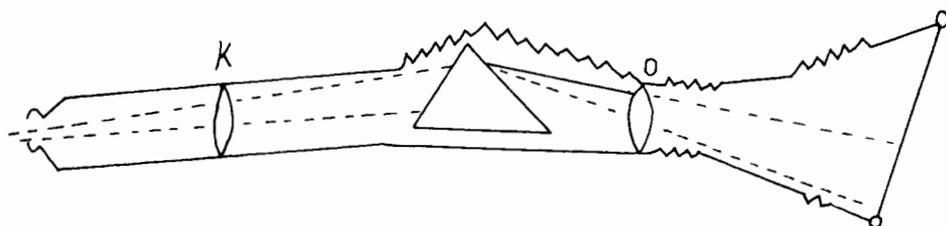


Fig. 2.

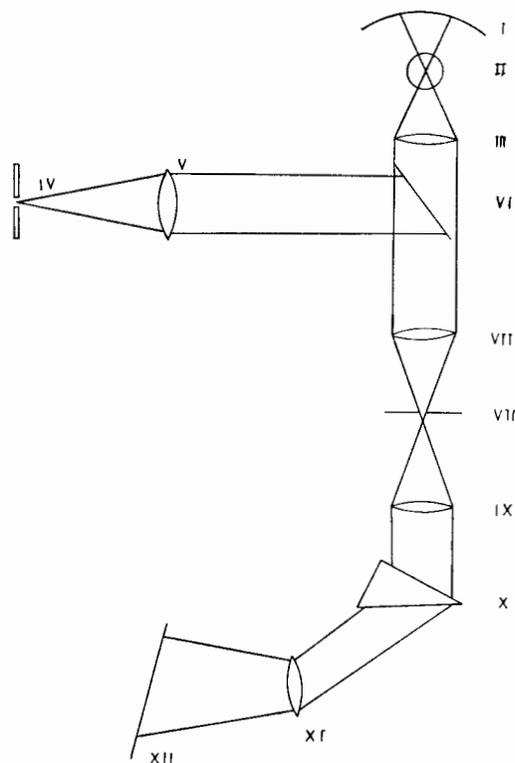


Fig. 3. I. Hohlspiegel, II. Die aus Edelstahl bestehende Kanüle des Brenners, an dessen Mündung die Lösung zerstäubt, III. Durchgang der Strahlung, V. Linse, VI. Reflexspiegel, VII. Linsen- (Belichtung an der Spalte), VIII. Spalt, IX. Okularlinse, X. Prisma, XI. Kameralinse, XII. Kamera.

der Platte abzubilden. Die Kameralinse O (in Fig. 2) bildet den Spalt auf der photographischen Platte ab.

Justierung der Apparatur.

Nach einer bestimmten Zahl von Probeaufnahmen und unter Berücksichtigung der besten Entwicklungen wurde die Apparatur konstant justiert:

Spaltbreite 47 (— 3) Skalenteile wo 50 = 0
 Spaltwinkel 20 Skalenteile
 Kollimator- (Spaltrohr-) Linse 21 Skalenteile
 Prismawinkel $7^{\circ}7,5'$
 Kameralinse 31 mm
 Kamerawinkel 21 Skalenteile.

In Figura 3 habe ich grob die ganze Apparatur gezeichnet.

Messung der Spektrallinien und Banden.

Die Auswertung der unbekanntnen Linien und Banden erfolgte mit Hilfe eines Messmikroskopes, wobei die Eisenbogenlinien als bekannte Bezugslinien dienen (s. Dispersionskurve Fig. 4). Das Ergebnis findet man in der Tabelle.

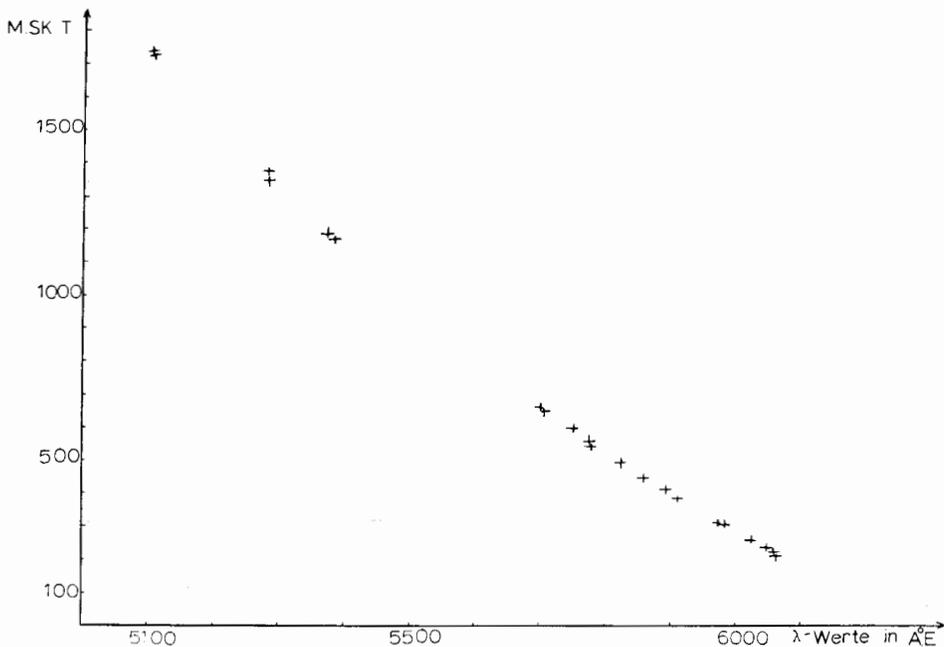


Fig. 4. Dispersionskurve.

T A B E L L E 1*.

No.	Elem	Bande od. Linie	Mikroskop SK. T.	Werte in A°. E	Ind. in A° E	Richtige in A°. E	Elem. entspr.	v	v''
37	Fe		0,035/34/34,5						
36	Fe		0,075/76/76,5						
a	X	Bande	1,009/08,5/08						
6	X	Bande	0123/23/23,5						
36	Fe		0131/31/31						
34	Fe		0209/09,5/09	6066					
C	X	Bande	0215/18/18		6061	6059,3	CuO		
d	X	Bande	0232,5/31/33,5		6046	6045	CuO		
33	Fe		0255/55/55,5	6024 - 20					
32	Fe		0299/0300/00	5985					
31	Fe		0309/10,5/11	5977					
30	Fe		0386/85,5/84,5	5914					
e	X	Linie	0408/08,5/09		5895	58 ⁹⁰ ₉₆	Na		
29	Fe		0448/47/47,5	5863 - 60					
f	X	Bande	0490/92/93		5828				
28	Fe		0542/42/41	5782					
g	X	Linie	0552/61/52		5776	5782	CuI		
27	Fe		0589/89/89,5	5753					
26	Fe		0648,5/48/49	5710					
h	X	Bande	0655/57/67		5703	5700	CuI (3oR)		
16	Fe		1165/65,5/65	5384					
o	X	Bande	1168/70/70		5387	5382	CuCl	1	2
p	X	Bande	1186/90/81		5375	5382	CuCl		
13	Fe		1354/53,5/54	5284					
u	X	Bande	1376/78/78		5268	5262	CuCl	0	0
4	Fe		1722/23/23		5107				
X	X	Linie	1726/28/28		5105	5105,5	Cu (I)		

* Für die Identifizierung der Spektren und deren Auswertung bin ich Herrn Prof. K. Wieland (Universität Basel) zu Dank verpflichtet.

Betreffend meine Aufnahmen (Fig. 5) muss ich hier folgendes erwähnen :

- (1) Die CuO Banden unterscheiden sich mit 1/10 Molaren nicht mehr auf der Aufnahme, 1/5 Molare lässt sich schwach unterscheiden und 1/2 Molare lässt sich sehr gut unterscheiden.
- (2) Cu Linien sind bei 1/10 Molare gut identifizierbar.

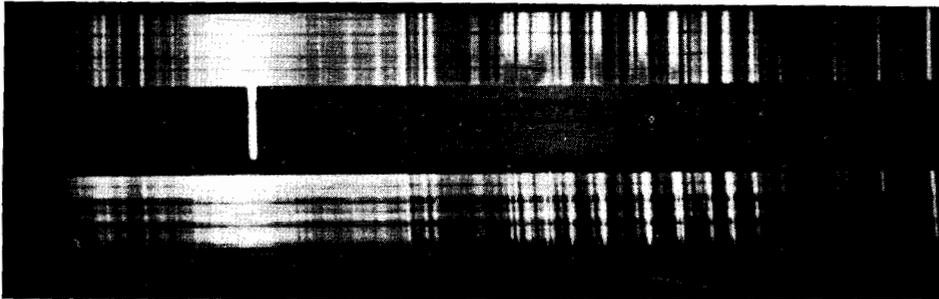


Fig. 5. Eines der aufgenommenen Spektren.

Mitte: Vergleichsspektrum des Eisenbogens, am Rand das zu identifizierende Spektrum der CuCl-Lösung.

- (3) CuCl Bande sind mit dieser Apparatur schlecht identifizierbar.
- (4) Das ausgearbeitete Spektrum ist mit 1/2 Molare-Lösung aufgenommen worden.

Banden- und Linienspektren.

Ich möchte zuerst die Begriffe Banden- und Linienspektren genau definieren :

- (a) Bandenspektren sind Emissionen oder Absorptionen von Molekülen bzw, Verbindungen.
- (b) Linienspektren sind Emissionen oder Absorptionen von Atomen.

Nachdem ich die wichtigsten Begriffe definiert habe, möchte ich mit Hilfe der Literatur einen Teil der Funktionen der oben genannten Arten von Spektren genauer untersuchen. Ich glaube, dass man das ganze Problem dieser Spektren erfasst hat, wenn man den Begriff der kontinuierlichen Spektren kennt.

Glühende, feste und flüssige Stoffe senden ein kontinuierliches Spektrum aus, d. h. ihr Spektrum enthält die ununterbrochene Folge aller Wellenlängen, also im sichtbaren Gebiet von rot bis violett, aber darüber hinaus im ultrarot und ultraviolett. Wie gesagt, die Bandenspek-

tren werden von Molekülen ausgesandt, sie bestehen aus einzelnen, stets sehr dicht gedrängten Linien und bilden deutlich einzelne, aus sehr vielen Linien bestehende Gruppen, die Banden, an deren einem Ende, dem Bandenkopf, sie besonders dicht gedrängt liegen.

Die kontinuierlichen Spektren der festen und flüssigen Stoffe entstehen dadurch, dass sich die Atome und Moleküle infolge ihrer engen Nachbarschaft gegenseitig auf mannigfaltige Weise so stark beeinflussen, dass ihre sonst diskreten Spektren vollkommen verwachsen und ein kontinuierliches Spektrum aussenden; z. B. das Spektrum einer Bogenlampe kann beim Durchgang durch einen Stoff in einer für diesen charakteristischen Weise verändert werden. In dem kontinuierlichen Spektrum erscheinen dunkle Linien oder Streifen bei denjenigen Wellenlängen, deren Licht absorbiert, d. h. nicht durchgelassen werden.

Ein solches Spektrum heisst das Absorptionsspektrum des Stoffes. Die Absorptionsgebiete sind bei den festen Körpern meist breit und verwachsen, bei den Gasen feine Linien.

Die Bandenspektren entstehen durch Ueberlagerung von Elektronenübergängen, die die gesamte Lage im Spektrum festlegen, mit Kernschwingungen, welche das Bandensystem bedingen und mit Rotationen, welche die einzelnen Banden erzeugen. Also die Bandenspektren entstehen durch Quantensprünge eines Leuchtelektrons in der äusseren Elektronenschale des Moleküls.

Ein Quantensprung des Leuchtelektrons ist aber bei allen Molekülen mit einem Quantensprung der Atomschwingung und der Rotation verbunden. Für die Energie und daher auch die Wellenlänge des ausgesandten oder absorbierten Lichtquelles ist stets die gesamte Energieänderung des Moleküls bei einem solchen dreifachen Quantensprung massgebend. Die in Frage kommenden Energiestufen und die zugehörigen Terme bilden also eine dreifache Mannigfaltigkeit, während die Energiestufen einzelner Atome nur eine einfache Mannigfaltigkeit bilden.

Daher ist der Linienreichtum der Bandenspektren viel grösser als der der Linienspektren; den weitaus grössten Anteil der Energie liefert der Quantensprung des Leuchtelektrons, den weitaus geringsten der Quantensprung der Rotation. Daher liegen die Bandenspektren im gleichen Wellenlängenbereich wie die optischen Linienspektren, also im kurzwelligen Ultrarot im Sichtbaren und im Ultraviolett.

Es seien E_e und E_e' wo $E_e < E_e'$ zwei Energiestufen des Leuchtelektrons, E_s und E_s' zwei Energiestufen der Atomschwingung, E_r und E_r' zwei Energiestufen der Rotation, wobei E_s' bzw. E_r' grösser oder kleiner als E_s bzw. E_r sein kann. Auf alle Fälle aber ist: $E_e \gg E_s \gg E_r$. Dann ist die Schwingungszahl oder die bei dem entsprechenden Quan-

tensprung ausgesandte Strahlung durch die Gleichung: $h\nu = (E_e - E's) + (E_s - E's) + (E_r - E'r)$ gegeben. Der Quantensprung des Elektrons allein würde eine Spektrallinie ergeben, deren Strahlungszahl durch das erste Glied der obigen Gleichung gegeben ist. Gleichzeitig mit diesem Quantensprung kommen aber noch viele verschiedene, durch verschieden mögliche Beträge des zweiten Gliedes bedingte Quantensprünge der Atomschwingung vor. Die eine Linie spaltet sich also in viele Einzeli-

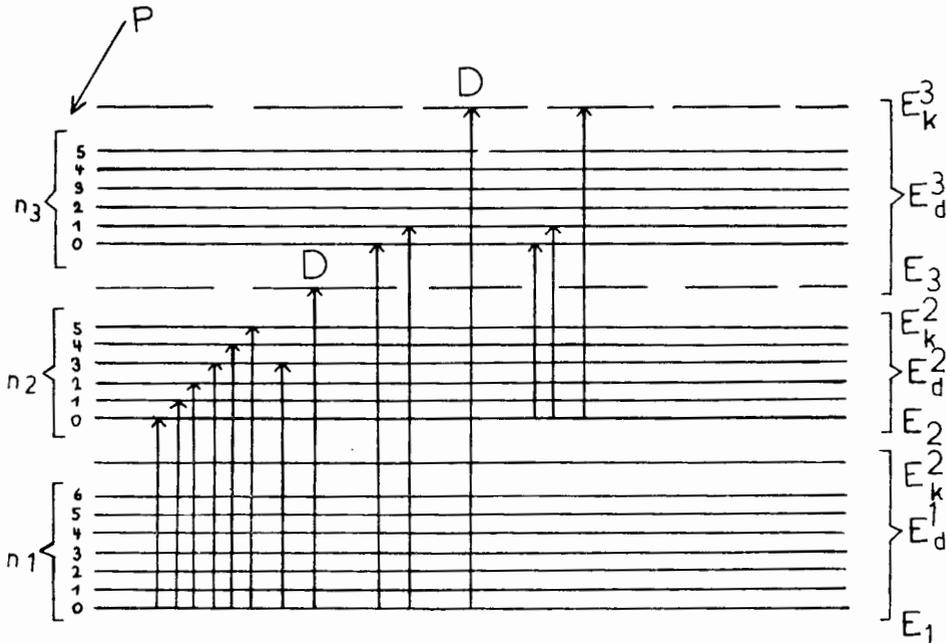


Fig. 6. Terme Schema eines Moleküls unter Vernachlässigung der Rotation n_1, n_2, \dots Quantenzahlen der Atomschwingung.

nien auf. Auf diese Weise entspricht dem gleichen Elektronensprung je nach den gleichzeitigen Sprüngen der Schwingung und der Rotation eine überaus linienreiche Bande, die auf Grund der Atomschwingungssprünge aus vielen Teilbanden besteht, die ihrerseits wieder auf Grund der Rotationsprünge aus sehr vielen, sehr eng benachbarten Linien bestehen.

Eine zur Kenntnis der Energiestufen (Terme) eines Moleküls führende Analyse der Bandenspektren ist für die Erforschung des Molekülbaus ebenso wichtig wie die Analyse der Linienspektren für die Atome. Man kann aus ihnen weit leichter als aus den nur in seltenen Fällen experimentell zugänglichen Rotationsschwingungsspektren die Energiestufen E_r der Rotation ermitteln, die wiederum das Trägheitsmoment des betreffenden Moleküls zu berechnen gestatten.

E_1 ist der Grundzustand des Moleküls, $E_2, E_3 \dots$ sind angeregte Zustände des Moleküls mit der Schwingungsquantenzahl $P = 0$. Ihnen überlagern sich weitere, durch die steigenden Werte von P bedingte Energiestufen, die von den verschiedenen Schwingungszuständen herühren. Die Atomschwingungen können aber nicht beliebig heftig werden, ohne dass der Zusammenhang des Moleküls zerstört, das Molekül in seine Atome gespalten, dissoziiert wird.

Dies entspricht der Ionisation eines Atoms durch Abtrennung eines Elektrons. Für eine solche Dissoziation ist (analog zur Ionisationsarbeit eines Atoms) eine bestimmte Dissoziationsarbeit notwendig.

Wie sich aus der Konvergenzstelle der Linien der Hauptserie eines Atoms (der Seriegrenze) die Ionisationsarbeit eines Atoms berechnen lässt, so kann man nach Frank die Dissoziationsarbeit eines Moleküls aus der Energie E^k berechnen, auf die hin die sich an den Grundzustand E_1 anschliessende Energiestufenfolge mit wachsender Schwingungsquantenzahl P konvergiert. Ebenso konvergieren die sich an die angeregten Zustände $E_2, E_3 \dots$ anschliessenden Energiestufenfolgen auf Konvergenzstellen E^2k, E^3 , (siehe Fig. 6). Jeder Quantensprung eines Moleküls, der auf ein solches E^k führt, hat eine Dissoziation des Moleküls zur Folge (wie Fig. 6 durch (D) gekennzeichnet ist).

$E^k - E_1 = E^d$ ist die Dissoziationsarbeit des in Grundzustand befindlichen Moleküls. Sie lässt sich ohne weiteres berechnen, wenn die Aufstellung eines Energiestufenschemas (Terme Schemas) entsprechend gelungen ist. Die Dissoziationsarbeit ist gleich der Energie, die bei dem umgekehrten Vorgang der Molekülbildung frei wird. Durch Multiplikation der Dissoziationsarbeit eines Moleküls mit der Avogadro-Konstanten N_0 erhält man somit aus dem Bandenspektrum die Wärmetönung bei der Bildung von 1 mol der betreffenden Moleküle (Bildungswärme); sie lässt sich spektrometrisch oft viel genauer bestimmen als kalorimetrisch.

Das über die Bandenspektren Gesagte gilt entsprechend auch für die Linienspektren, nur mit dem Unterschied, dass es für die Energiestufen der Atome dünnere und zum Teil unregelmässiger aufeinanderfolgende Energieübergänge gibt. Die Emissionsspektren spielen heute eine grosse Rolle in der Medizin, der Chemie und der Mineralogie.

Bestimmung von Dissoziationswärmern.

Der Begriff des Kontinuums über dem untersten Schwingungsniveau gibt (s. Fig. 7) die Arbeit, die geleistet werden muss, um das Molekül zu dissoziieren, die sogenannte Dissoziationsarbeit oder Dissoziations-

wärme D_0 , da aber das Molekül als harmonischer Oszillator angesehen wird, muss man diesen Begriff definieren. Unter einem harmonischen Oszillator versteht man in der klassischen Mechanik einen Messpunkt

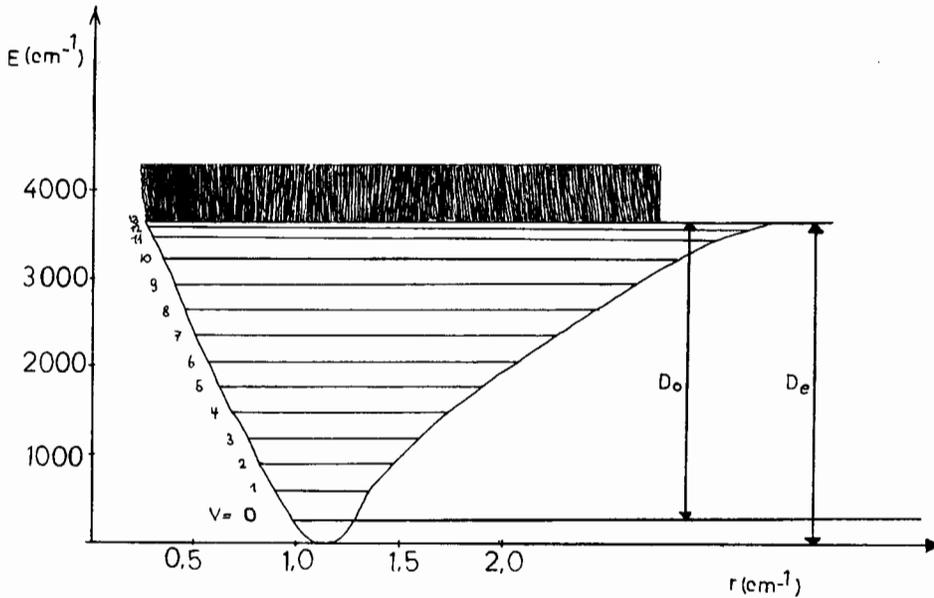


Fig. 7. (1) V gleich Schwingungsquantenzahl, (2) Vertikale Schraffur deutet ein kontinuierliches Termspektrum an.

der Masse m , auf den eine Kraft K wirkt, die proportional der Entfernung X von der Gleichgewichtslage und zu dieser hingerrichtet ist,

$$\text{d. h. } K = - KX = \frac{d^2X}{dt^2}$$

(K Proportionalitätskonstante oder Schwingungskonstante)

Aus Fig. 7 ist sofort ersichtlich, dass D_0 durch die Summe sämtlicher Schwingungsquanten gegeben ist:

$$D_0 = \sum \Delta G_v + 1/2$$

Die Energiedifferenz D_e zwischen Minimum und Kontinuum ist um Weniges, nämlich um die Nullpunktenergie, grösser als D_0 .

$$D_e = D_0 + G_0 = D_0 + \frac{1}{2} \omega e - \frac{1}{4} \omega e X_e + \frac{1}{8} \omega e y_e + \dots$$

Da oberhalb des Kontinuums keine diskreten Schwingungsniveaus liegen, muss D_e der maximale Wert von $G(v)$ sein, d. h. $D_e = G_{\max}(v)$. Daher ist an der Grenze $\Delta G = 0$. Dem entspricht nach $v_0 = c\Delta G/v$, dass die Schwingungsfrequenz zu Null wird, bzw. die Schwingungszeit unendlich gross wird. Das war zu erwarten, da der Vorgang der Dissoziation aperiodisch ist (in Fig. 7), wenn der quadratische Ausdruck $\omega v - \omega X_0 v^2$ sämtliche Schwingungsniveaus korrekt, bzw. wenn ΔG eine lineare Funktion von v ist, so wird $\Delta G v$ für $V_0 = \frac{\omega_0}{2\omega_0 X_0}$ zu Null.

Der nächstkleinere, ganzzahlige V -Wert entspricht also dem letzten diskreten Schwingungsniveau vor der Dissoziation. Es gibt also nur eine endliche Anzahl von diskreten Schwingungsniveaus, die unter der Grenze liegen. Die Dissoziationsarbeit D_0 bzw. D_e wird in diesem Fall gegeben durch:

$$D_0 = \omega_0 V_0 - \omega_0 X_0 V_0^2 = \frac{\omega_0^2}{4\omega_0 X_0}$$

$$\text{bzw. } D_e = \frac{\omega^2 e}{4\omega e X_e}$$

Von der Atom Molekülphysik ist das e.v (Elektronen-Volt) als Energiemass benützt worden. Unter Ve-Volt versteht man die Energie eines Elektrons oder Protons, das durch die Spannung von V-Volt beschleunigt worden ist. Diese Energie ist gleich $ev/299,776$ erg (wobei der Faktor $1/299,776$ durch die Umrechnung auf absolute Einheiten hineinkommt). Durch Einsetzen des Zahlenwertes für e ergibt sich, dass $1 e\text{-Volt} \sim 1,6022 \cdot 10^{-12}$ erg/Molekül $\sim 8066,0^{-4} \text{ cm}^{-1} \sim 23053 \text{ cal/mol}$ entspricht.

Theoretische Ableitung der Bestimmung der Dissoziationswärme.

v' = Vibrations Quantumzahl in Elektronen angeregtem Zustand $G(v')$

v'' = Vibrations Quantumzahl in Elektronen Grundzustand, wobei $v' - v''$
0, 1, 2 ... v_{\max}

$G_0(v) = \omega_0 v - \omega_0 X_0 v^2 + \dots$ weglassen, wobei $a = \omega_0$, $b = \omega_0 X_0$ [$G_0(v) =$
 $= 415,38 - 1,64 \cdot v^2 - v = 0, 1, 2, 3, \dots v_{\max}$]

CuCl ist $\omega_0 X_0 = b = 1,64 \text{ cm}^{-1}$ ($\omega e X_e$)

$a = \omega_0 = \omega_e - \omega_0 X_0 = 417,02 - 1,64 = 415,23 \text{ cm}^{-1}$

$$\Delta G_0(v) = G_0(v+1) - G_0(v)$$

$$G(v) \text{ ist gleich max wenn } \frac{\partial G(v)}{\partial v} = 0$$

$$\frac{\partial (a \cdot v - bv^2)}{\partial v} = a - 2bv = 0$$

$$v_{\max} = \frac{a}{2b}$$

$$v_{\max} = \frac{a}{2b} \text{ umgerechnet in } G(v) = a \cdot \frac{a}{2b} = b \cdot \frac{a^2}{4b^2} = \frac{a^2}{4b}$$

$$G(v)_{\max} = \frac{\omega^2 o}{4\omega o X_o} = D_o$$

Rechnung von v''_{\max} als auch von $G(v'')_{\max}$ von Elektronen Grundzustand (Konstanten nach Herzberg):

$$v''_{\max} = \frac{a}{2b} = \frac{\omega o''}{2\omega o'' X_o''} = \frac{415,38}{2,1,64} = \frac{415,38}{3,28} = 183 \text{ cm}^{-1}$$

$$Gv''_{\max} = \frac{\omega o''^2}{4\omega o'' X''} = \frac{(415,38)^2}{4 \cdot (1,64)} = 26,301 \text{ cm}^{-1}$$

Berechnung von v' und $G(v')$ von Elektronen A angeregtem Zustand: (wobei A der obere Zustand ist)

$$v'_{\max} = \frac{a}{2b} = \frac{\omega' o}{2\omega' o X' o} = \frac{406}{2 \cdot (1,90)} = 112 \text{ cm}^{-1}$$

$$Gv'_{\max} = \frac{\omega' o^2}{4\omega o X_o} = \frac{406^2}{4 \cdot (1,90)} = 21.425 \text{ cm}^{-1} = D_o = D_e$$

(Konstante nach Ritschl)

Wenn $G(v)$ den Wert Maximum nimmt, wird $\Delta G(v)$ den Wert Null erreichen. Dann schliesst sich an die Folge der diskreten Schwingungsniveaus ein kontinuierliches Termspektrum an. Dementsprechend haben wir anschliessend an die Folge der diskreten Absorptionsbanden von der Stelle an, an der der Abstand Null geworden ist (der Konvergenzstelle), ein kontinuierliches Absorptionsspektrum zu erwarten, das der Dissoziation des Moleküls entspricht.

T A B E L L E 2.

Für CuCl A-Banden: (nach Ritschl).

n'	n''	I	λ	V, Cu 63 F	Beobachtet/ Berechnet
1	1	00	5152,25	18403,6	- 0
2	0	00	5155,30	19392,1	0
0	0	1	5262,33	18997,7	0
1	1	00	5264,50	18989,9	0
0	1	00	5379,54	18583,8	- 0
1	2	00	5380,37	18580,9	+ 1
0	2	0	5506	18173	- 1

(Das System ist zu schwach für Isotopiemessungen)

Formel für die Berechnungen: $V = V_0 + (\omega'ov' - \omega'oX'v'') - (\omega''ov'' - \omega''oX''ov''')$

Konstante für A - Banden: $V_0 = 1899,77$ $\omega'o = 407,9$ $\omega'oX'o = 1,90$ $\omega''o = 415,7$ $\omega''oX''o = 1,90$ $V = 18997,7 - (407,9 \cdot 1 - 1,90 \cdot 1^2) - (415,70 \cdot 2 - 1,90 \cdot 2^2) \cong 18580$

Gleicherweise wurden die Werte von 5379,54 und 5264,50 bzw. meine Werte 5387, 5375 und 5268 berechnet.

Π Ε Ρ Ι Λ Η Ψ Ι Σ

Εἰς τὴν παροῦσαν ἐργασίαν κατεβλήθη προσπάθεια νὰ διακριθοῦν καὶ νὰ ἀξιολογηθοῦν αἱ δέσμαι καὶ αἱ γραμμαὶ τῶν φασμάτων τῶν διαλυμάτων τοῦ CuCl ὑπὸ διαφόρους περιεκτικότητας. Τὸ φάσμα τῶν διαλυμάτων ἐλαμβάνετο ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακῶς τῇ βοηθείᾳ φλογός, ἥτις προήρχετο διὰ καταλλήλου διοχετεύσεως τῶν ἀνωτέρω διαλυμάτων ἐντὸς ρεύματος ἐξ $H_2 - O_2$.

Πρὸς σύγκρισιν ἐχρησιμοποιήθη φάσμα σιδήρου ληφθέντος ἐκ βολταϊκοῦ τόξου μὲ ἤλεκτροδία σιδήρου.

Περιγράφονται ἐν συντομίᾳ τὰ ἐπὶ μέρους τμήματα καθὼς ἐπίσης καὶ ὁ τρόπος λειτουργίας τοῦ φασματοσκοπίου.

Κατεβλήθη προσπάθεια εις την διευκρίνησιν τῆς ἐννοίας τοῦ φάσματος (δέσμη - γραμμὴ) καὶ ὑπελογίσθη θεωρητικῶς ἡ θερμοκὴ διάσπασις εἰς τὰς ληφθεῖσας δέσμας τοῦ CuCl .

Ἐκ τῆς ἀξιολογήσεως τῶν ληφθέντων φασμάτων προέκυψαν :

α) Εἰς διαλύματα 1/10 molare δὲν ὑπῆρξεν εὐκόλος ὁ προσδιορισμὸς τῆς δέσμης τοῦ CuO ἐνῶ εἰς 1/5 m ἤρχισε νὰ διακρίνεται ἀσθενῶς.

β) Εἰς διαλύματα 1/10 m ἡ γραμμὴ Cu διακρίνεται εὐκρινῶς.

γ) Ἡ δέσμη τοῦ CuCl δύναται νὰ διακριθῇ εἰς διαλύματα περιεκτικότητος 1/2.

L I T E R A T U R

AHRENS, L. H. 1950.— Spectrochemical Analysis, Cambridge, Mass.

GERLACH, W. und SCHWEIZER, E. 1930.— Die chemische Emissionsspektralanalyse, I, II, III, Grundlagen und Methoden, Leipzig.

HERZBERG, G. 1955.— Molekülspektren und Molekularstruktur. I. zweiatomige Moleküle, Toronto, New York, London.

SHELLER, H. 1960.— Einführung in die angewandte spektrochemische Analyse, Berlin.

Zeitschrift für Physik, 42, S. 172.