

Die Deutung der Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona.

Von Bengt Edlén, Uppsala (Schweden).

Mit 6 Abbildungen. (Eingegangen am 29. Juli 1942.)

Vier Emissionslinien der Sonnenkorona werden infolge Koinzidenz mit direkt gemessenen Termdifferenzen als Übergänge von metastabilen Niveaus der Grundkonfigurationen von Fe X, Fe XI, Ca XII und Ca XIII identifiziert. Darauf wird an Hand ausführlich beschriebener Extrapolierung von Termdifferenzen gezeigt, wie weitere Koronalinien, darunter sämtliche starken, als analoge Übergänge — besonders der Ionen Fe XIII und Fe XIV sowie Ni XII, XIII, XV und XVI — gedeutet werden können. Von den stärksten und bekanntesten Koronalinien werden also λ 5303 mit $3s^2 3p^2 P_{1\frac{1}{2}} - {}^2P_{1\frac{1}{2}}$ in Fe XIV, λ 6374 mit $3s^2 3p^5 {}^2P_{1\frac{1}{2}} - {}^2P_{1\frac{1}{2}}$ in Fe X und λ 3388 mit $3s^2 3p^2 {}^1D_2 - {}^3P_2$ in Fe XIII identifiziert. Von den infraroten Linien werden λ 7892 mit $3s^2 3p^4 {}^3P_1 - {}^3P_2$ in Fe XI und das starke Dublett λ 10 747, λ 10 798 mit den Übergängen ${}^3P_2 - {}^3P_1$ und ${}^3P_1 - {}^3P_0$ von $3s^2 3p^2$ in Fe XIII identifiziert. Das Endergebnis stellt eine praktisch vollständige Deutung der beobachteten Koronalinien dar. Es werden ferner die für die Linienintensitäten bestimmenden Faktoren eingehend diskutiert, woraus sich ergibt, daß die beobachteten Intensitätsverhältnisse mit den gemachten Identifizierungen in gutem Einklang stehen. Zugleich werden wegweisende Schlüsse über die Ionisations- und Anregungsbedingungen in der Korona gezogen.

Im Spektrum der inneren Sonnenkorona werden etwas mehr als 20 Emissionslinien beobachtet, die bekanntlich ein für die Korona besonders eigentümliches Kennzeichen darstellen¹⁾. Trotz der großen Anzahl gemachter Vorschläge wurde eine annehmbare Deutung dieser Linien bisher nicht erzielt²⁾. Im nachstehenden Aufsatz soll eine vor kurzem bereits in Notizform [10] vorgeschlagene Deutung ausführlich beschrieben und belegt werden, nach welcher die Koronalinien als Übergänge von metastabilen Niveaus in den Grundkonfigurationen sehr hoch ionisierter Atome identifiziert werden.

A. Koinzidenz von Koronalinien mit direkt gemessenen Termdifferenzen.

Wie von W. GROTRIAN [14] zuerst gezeigt wurde, stimmen die im extremen Ultraviolett gemessenen Termdifferenzen Fe X $3s^2 3p^5 {}^2P_{1\frac{1}{2}} - {}^2P_{1\frac{1}{2}}$ und Fe XI $3s^2 3p^4 {}^3P_1 - {}^3P_2$ ³⁾ innerhalb der Fehlergrenzen mit

¹⁾ Eine Zusammenstellung der Beobachtungsdaten dieser Linien findet sich in Tabelle 17. Vgl. auch die Übersichten von S. A. MITCHELL [25] und A. UNSÖLD [34] sowie die späteren Arbeiten von B. LYOT [19–23] und M. WALDMEIER [36–40]. — ²⁾ Ausführliche Besprechung bisheriger Deutungsvorschläge findet man insbesondere bei P. SWINGS [33]. — ³⁾ Es wird im folgenden das Ausgangsniveau konsequent zuerst genannt.

den Wellenzahlen der starken Koronalinien λ 6374 und λ 7892 überein. Späterhin hat sich erwiesen, daß auch die analogen, gleichfalls gemessenen Differenzen der Konfigurationen $2s^2 2p^5$ und $2s^2 2p^4$ für Ca XII und Ca XIII als Wellenzahlen für die schwächeren Koronalinien λ 9328 und λ 4086 auftreten. Das Beobachtungsmaterial bezüglich dieser Koinzidenzen ist in Tabelle 1 zusammengestellt ¹⁾.

Tabelle 1. Experimentelle Unterlage für die direkte Identifizierung von Koronalinien.

Fe X $3s^2 3p^5 - 3s^2 3p^4 4s$	λ (Vak.-Funke)	ν cm ⁻¹	Termdiff.	ν (Korona)
$^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	95,338 (1)	1 048 900	} 15 714	
$^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	96,788 (2)	1 033 186		
$^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	96,122 (4)	1 040 345	} 15 660	
$^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	97,591 (0)	1 024 685		
			15 687	15 683
Fe XI $3s^2 3p^4 - 3s^2 3p^3 4s$	λ (Vak.-Funke)	ν cm ⁻¹	Termdiff.	ν (Korona)
$^3P_2 - ^3D_2$	87,025 (1+)	1 149 095	} 12 667	
$^3P_1 - ^3D_2$	87,995 (0)	1 136 428		
$^3P_2 - ^3S_1$	89,185 (1+)	1 121 265	} 12 679	
$^3P_1 - ^3S_1$	90,205 (1)	1 108 586		
			12 673	12 668
Ca XII $2s^2 2p^5 - 2s 2p^6$	λ (Vak.-Funke)	ν cm ⁻¹	Termdiff.	ν (Korona)
$^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$	141,036 (8)	709 039	} 30 028	30 039
$^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$	147,273 (6)	679 011		
Ca XIII $2s^2 2p^4 - 2s 2p^5$	λ (Vak.-Funke)	ν cm ⁻¹	Termdiff.	ν (Korona)
$^3P_2 - ^3P_2$	161,748 (1 d)	618 246	} 24 464.	24 465
$^3P_1 - ^3P_2$	168,412 (0 0 d)	593 782		

Da die Termdifferenzen aus Linien sehr kurzer Wellenlängen bestimmt worden sind, müssen die Fehlergrenzen notwendigerweise ziemlich weit angesetzt werden. Für Fe X und Fe XI wären Übergänge vom Typus $3s^2 3p^k - 3s 3p^{k+1}$ oder $3s^2 3p^k - 3s^2 3p^{k-1} 3d$ zur Bestimmung der Grundtermdifferenzen viel günstiger, da sie mit bedeutend größeren Wellenlängen — etwa 350 bzw. 200 Å — auftreten. Es ist jedoch bisher

¹⁾ Daten der Atomspektren nach B. EDLÉN [8, 9], sowie unveröffentlichte Messungen.

nicht gelungen, diese Liniengruppen im Laboratorium zu beobachten bzw. zu klassifizieren. Was Calcium betrifft, so weisen schon die Linien der Tabelle 1 die größten und deshalb günstigsten Wellenlängen auf, bei denen die Grundterme vorkommen können. Das Ca XIII-Multiplett erscheint leider so schwach im Vakuumfunken, daß nur die beiden angeführten Linien von dem aus 6 Komponenten bestehenden Multiplett gemessen werden konnten. Am besten bestimmt ist die Differenz für Ca XII, aber in diesem Fall ist die Wellenzahl der Koronalinie wahrscheinlich weniger genau. Wegen der weiten Fehlergrenzen, welche nicht ohne besondere experimentelle Weiterentwicklung nennenswert vermindert werden können, bleibt zwar — was eine beweiskräftige Schärfe der Koinzidenzen betrifft — noch manches zu wünschen übrig. Zusammengefaßt deuten jedoch die in Tabelle 1 gegebenen Tatsachen darauf hin, daß die Koinzidenzen kaum zufälliger Art sein können. Von entscheidender Bedeutung ist aber, daß man von diesem Ausgangspunkt eine weitere fast restlose Deutung des Koronaspektrums einheitlich durchführen kann, wie im folgenden ausführlich belegt werden soll.

B. Termintervalle der Konfigurationen

$3s^2 3p$, $3s^2 3p^2$, $3s^2 3p^4$ und $3s^2 3p^5$ von Fe und Ni.

Übersicht. Beim Suchen nach dem Ursprung weiterer Koronalinien gemäß den durch obige Koinzidenzen gegebenen Gesichtspunkten ist zunächst folgendes zu beachten. Da die in Nova Pictoris von I. S. BOWEN und B. EDLÉN [4] identifizierten Fe VII-Linien in der Korona nicht auftreten, während indessen Ca XII und Ca XIII vorkommt, ist zu vermuten, daß die häufigsten Ionisationsstufen eher über als unter Fe X liegen dürften. Eine Musterung der eventuell unter diesen Umständen in Frage kommenden Termdifferenzen zeigt, daß die Erklärung der Koronalinien in erster Hand innerhalb der Konfigurationen $3s^2 3p$, $3s^2 3p^2$, $3s^2 3p^4$ und $3s^2 3p^5$ in den Elementen der Eisengruppe zu suchen ist. (Vgl. hierzu Abb. 4.) Wegen der bekannten kosmischen Häufigkeit kommt hierbei zuerst Fe und danach Ni in Frage. Hierfür spricht ja auch die beträchtliche Intensität der beiden Linien, welche schon mit Fe X und Fe XI identifiziert wurden. Der größte Teil der betreffenden Termdifferenzen läßt sich jedoch infolge praktischer Schwierigkeiten im Laboratorium nicht bestimmen. Es wird deshalb notwendig, zu untersuchen, inwieweit eine Extrapolierung längs der isoelektronischen Serien die gewünschten Daten mit ausreichender Genauigkeit vermitteln kann.

Die Konfigurationen $3s^2 3p$ und $3s^2 3p^5$. Die Konfigurationen $3s^2 3p^5$ und $3s^2 3p$ ergeben beide nur einen 2P -Term und können also je einen Übergang vom hier in Betracht kommenden Typ erzeugen. Da die Aufspaltung des 2P -Terms sehr regelmäßig mit der Kernladung Z gemäß dem Gesetz der „regulären Dubletts“ variiert — d. h. wie $(Z - \sigma)^4$, wo die Abschirmung σ annähernd konstant bleibt —, so kann sie in einfacher Weise zuverlässig extrapoliert werden. Die Daten für diese isoelektronischen Serien sind in Tabelle 2 wiedergegeben, wo die lineare Variation in $\sqrt[4]{\zeta}$ gezeigt wird. Die Quantität ζ — definiert als $2/3$ der Aufspaltung — wurde an Stelle dieser selbst gewählt zwecks Vergleich mit der entsprechenden Quantität für $3s^2 3p^2$ und $3s^2 3p^4$ (s. Abb. 1 und Tabelle 6).

Für $3s^2 3p$ konnte die Aufspaltung bis zu Sc IX und für $3s^2 3p^5$ bis zu V VII durch Linien vom Übergangstyp $3s^2 3p^k - 3s 3p^{k+1}$ bestimmt werden¹⁾. Diese haben besonders für die höheren Ionisationsstufen wesentlich größere Wellenlängen als die übrigen Kombinationen mit dem Grundterm und geben deshalb die genauesten Werte für seine Aufspaltung. Beobachtete Aufspaltungen für Cr VIII, Mn IX, Fe X und Co XI, welche allein aus den kurzwelligen Übergängen $3s^2 3p^5 - 3s^2 3p^4 4s$ bestimmt wurden [9], sind hinsichtlich der Genauigkeit nicht zu vergleichen und wurden deshalb nicht in Tabelle 2 aufgeführt. Genauere Werte hierfür erhält man durch Interpolation, wenn für Fe X die Wellenzahl für die rote Koronalinie eingesetzt wird.

Aus dem Verlauf von $\sqrt[4]{\zeta}$ von Al I bis zu Sc IX geht nun hervor, daß die Wellenzahl für die grüne Koronalinie, für Fe XIV eingesetzt, sich ausgezeichnet an den beobachteten Teil der Serie anschließt. Die Identifizierung der grünen Linie mit Fe XIV $3s^2 3p^2 P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$ sowie die der roten Linie wird aber darüber hinaus durch das Vorkommen der beiden Koronalinien $\lambda 3601$ und $\lambda 4231$ bekräftigt, deren Wellenzahlen für Ni XVI und Ni XII in Tabelle 2 eingesetzt sind. Der Anschluß der vier Koronalinien $\lambda 3601$, $\lambda 4231$, $\lambda 5308$ und $\lambda 6374$ an die im Laboratorium beobachteten Teile der isoelektronischen Serien geht besonders deutlich aus

¹⁾ Die in den Tabellen 2, 4, 5 und 16 enthaltenen Termdifferenzen wurden in einigen Fällen unveröffentlichten Arbeiten des Verfassers oder dem Spektrum der Gasnebel entnommen. Die sonstigen Quellen sind größtenteils in der von H. A. ROBINSON und G. H. SHORTLEY [29] zusammengestellten Literaturübersicht enthalten. Darüber hinaus wurden die Arbeiten [16], [17], [18], [27], [28], [41] berücksichtigt.

Tabelle 2. Vergleich der Grundterm aufspaltungen in der isoelektronischen Ionenserie $3s^2 3p$ (Al I, Si II ...) und $3s^2 3p^2$ (Cl I, A II ...). $\zeta = \frac{2}{3} \Delta \nu$.

Z	Ion	$(^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}) \text{ cm}^{-1}$	$\sqrt{\zeta}$,	Diff.	Ion	$(^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}) \text{ cm}^{-1}$	$\sqrt{\zeta}$,	Diff.
13	Al I	112,04	2,939	0,781	Cl I	881	4,923	0,636
14	Si II	287,3	3,720	0,675	A II	1 432	5,559	0,603
15	P III	559,6	4,395	0,622	K III	2 162	6,162	0,589
16	S IV	960,2	5,017	0,599	Ca IV	3 115	6,751	0,576
17	Cl V	1 492	5,616	0,579	Sc V	4 325	7,327	0,567
18	A VI	2 210	6,195	0,564	Ti VI	5 825	7,894	0,558
19	K VII	3 131	6,759	0,560	V VII	7 657	8,452	
20	Ca VIII	4 305	7,319	0,552	Cr VIII			0,553
21	Sc IX	5 759	7,871		Mn IX			
22	Ti X			0,543	Fe X	* 15 683,2	10,112	0,545
23	V XI				Co XI			
24	Cr XII				Ni XII	* 23 626	11,203	
25	Mn XIII							
26	Fe XIV	* 18 852,5	10,588	0,538				
27	Co XV							
28	Ni XVI	* 27 762	11,664					

* Koronalinien.

Abb. 1 hervor, wo $\sqrt[4]{\zeta} - 0,54 (Z - 8)$ als Funktion von Z eingezeichnet ist. Hier entspricht 0,01 in der Ordinatenskala etwa 40/100 der Wellenlänge der identifizierten Koronalinie, d. h. 15 bis 25 Å.

Wie späterhin näher gezeigt wird, stehen die Intensitätsverhältnisse einander entsprechender Linien von Ni und Fe im Einklang mit der kosmischen Häufigkeit dieser Elemente und geben gleichzeitig Aufschluß über den Ionisationszustand in der Korona.

Die Konfigurationen $3s^2 3p^2$ und $3s^2 3p^4$. Im weiteren werden nun die Konfigurationen $3s^2 3p^2$ und $3s^2 3p^4$ betrachtet, welche der Energie nach die Niveaus ${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2, {}^1D_2, {}^1S_0$ bzw. ${}^3P_2, {}^3P_1, {}^3P_0, {}^1D_2, {}^1S_0$ ergeben (vgl. Abb. 4). Außer den Übergängen zwischen den 3P -Komponenten, die analog sind mit den oben behandelten, kommt hier die Möglichkeit von Übergängen von 1D nach 3P -Niveaus hinzu. Dagegen liegt 1S zu hoch über den anderen Niveaus, um beobachtbare Linien zu ergeben. Wie sich im folgenden herausstellt, können Koronalinien in erster Hand durch die Übergänge ${}^1D_2 - {}^3P_2, {}^3P_2 - {}^3P_1, {}^3P_1 - {}^3P_0$ in $3s^2 3p^2$ sowie ${}^1D_2 - {}^3P_1$ und ${}^3P_1 - {}^3P_2$ in $3s^2 3p^4$ entstehen. Für eine ungefähre Extrapolierung dieser Differenzen kann man die Aufspaltungen innerhalb 3P proportional $(Z - \sigma)^4$ setzen und den Termabstand ${}^1D - {}^3P$ proportional Z . Es werden jedoch in den isoelektronischen Serien die Abweichungen hiervon infolge des sukzessiven Übergangs von LS auf JJ-Koppelung mit dem wachsenden Z immer größer. Zwecks zuverlässiger Extrapolierung der Termintervalle ist es deshalb notwendig, die theoretisch hergeleiteten Relationen (1) zu Hilfe zu nehmen, durch welche ihre Abhängigkeit von der Koppelung ausgedrückt wird¹⁾.

$$\left. \begin{aligned} \left. \begin{aligned} {}^1D_2 \\ {}^3P_2 \end{aligned} \right\} &= F_0 - 2F_2 + \frac{1}{4}\zeta \pm \sqrt{9F_2^2 - \frac{3}{2}F_2\zeta + \frac{9}{16}\zeta^2}, \\ {}^3P_1 &= F_0 - 5F_2 - \frac{1}{2}\zeta, \\ \left. \begin{aligned} {}^1S_0 \\ {}^3P_0 \end{aligned} \right\} &= F_0 + \frac{5}{2}F_2 - \frac{1}{2}\zeta \pm \sqrt{\frac{235}{4}F_2^2 + \frac{15}{2}F_2\zeta + \frac{9}{4}\zeta^2}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Die Formeln (1) gelten für eine Konfiguration p^2 . Für p^4 setze man $-\zeta$ an Stelle ζ . Hier sind die Termdifferenzen als Funktionen der elektrostatischen Wechselwirkung F_2 sowie der magnetischen (Spin-Bahn) Wechselwirkung ζ gegeben. Es geht aus den Formeln (1) hervor, daß alle Intervallverhältnisse als Funktionen eines einzigen Parameters $\chi = \zeta/5F_2$ aus-

¹⁾ Siehe E. U. CONDON u. G. H. SHORTLEY [6], S. 274.

gedrückt werden können. Für $5 F_2$ soll im folgenden F geschrieben werden. Da F und ζ ganz gleichmäßig mit Z variieren, sind sie für eine Extrapolierung viel geeigneter als die Termintervalle selbst. Zu ihrer Bestimmung aus den experimentellen Daten könnten ja zwei beliebige Intervalle ausreichend sein. Insofern aber, als die beobachteten Terme nur annähernd den theoretischen Formeln folgen, werden die Parameterwerte davon abhängig, wie diese Intervalle gewählt werden. Da die Aufspaltung von 3P bei mäßiger Entfernung von der LS-Koppelung (χ klein) im wesentlichen von ζ , dagegen der Abstand zwischen verschiedenen Termen von F verursacht wird, wählt man zweckmäßig eines der 3P -Intervalle und ein Termintervall, z. B. des Typs ${}^1D - {}^3P$. Das entsprechende Intervallverhältnis wird dann dem Koppelungsparameter χ annähernd proportional. Ein Intervallverhältnis dieser Art wurde von H. A. ROBINSON und G. H. SHORTLEY [29]¹⁾ als Koppelungsverhältnis bezeichnet und wird im folgenden R_C geschrieben.

Bei dem hier vorliegenden Problem wurde praktisch folgendermaßen vorgegangen. Aus den Gleichungen (1) wurden als Funktionen von χ diejenigen Koeffizienten K_ζ und K_F berechnet, mit denen die ausgewählten Intervalle multipliziert werden sollen, um ζ bzw. F zu ergeben. Gemeinsam mit dem entsprechenden Koppelungsverhältnis $R_C = \chi \cdot \frac{K_F}{K_\zeta}$ wurden diese Koeffizienten in Tabellenform zusammengestellt in Abständen von 0,04 des Argumentes χ (Tabelle 3). Aus dieser Tabelle wurden dann die dem beobachteten R_C entsprechenden Werte für K_ζ und K_F durch Interpolation erhalten und damit unmittelbar aus den beobachteten beiden Intervallen die Werte für ζ , F und $\chi = \zeta/F$. Durch die getroffene Wahl der Termintervalle werden die K_ζ und K_F verhältnismäßig unempfindlich gegen Variationen in R_C , so daß F und ζ praktisch unabhängig voneinander aus je ihrem Intervall bestimmt werden. Die so festgelegten Parameter variieren ganz gleichmäßig, F linear in Z und ζ proportional $(Z - \sigma)^4$. Hierdurch ist also schließlich die Möglichkeit zu einer genauen Extrapolierung des gewünschten Intervalls gegeben.

Für die Konfiguration $3s^2 3p^4$ wurden die beiden Intervalle ausgewählt, die gerade in der Korona beobachtet werden konnten, nämlich ${}^1D_2 - {}^3P_1$ und ${}^3P_1 - {}^3P_2$. Die Definitionen (2) und Gl. (3), welche man aus den

¹⁾ Es sei auf diese Arbeit von ROBINSON und SHORTLEY hingewiesen als auf eine besonders aufschlußreiche Quelle für die praktische Anwendung der Termformeln für p^k -Konfigurationen.

Tabelle 3. Theoretische Funktionen des Kopplungsparameters.

χ	p^3				p^4											
	$K\zeta = \frac{\zeta}{^3P_2 - ^3P_0}$	$KF = \frac{F}{^1D_2 - ^3P_2}$	$R_C = \frac{^3P_2 - ^3P_0}{^1D_2 - ^3P_2}$	$R_L = \frac{^3P_2 - ^3P_1}{^3P_1 - ^3P_0}$	$K\zeta = \frac{\zeta}{^3P_1 - ^3P_2}$	$KF = \frac{F}{^1D_2 - ^3P_1}$	$R_C = \frac{^3P_1 - ^3P_2}{^1D_2 - ^3P_1}$	$R_L^{-1} = \frac{^3P_0 - ^3P_1}{^3P_1 - ^3P_2}$								
0,00	0,6667	41	0,8333	132	0,0000	611	2,000	132	1,0000	161	0,8333	137	0,0000	344	0,5000	347
0,04	0,6626	36	0,8465	115	0,0511	531	1,868	118	0,9839	151	0,8470	132	0,0344	366	0,4653	339
0,08	0,6590	30	0,8580	96	0,1042	545	1,750	107	0,9688	141	0,8602	126	0,0710	387	0,4314	333
0,12	0,6560	24	0,8676	76	0,1587	556	1,643	96	0,9547	131	0,8728	122	0,1097	407	0,3981	327
0,16	0,6536	20	0,8752	58	0,2142	560	1,547	88	0,9416	123	0,8850	117	0,1504	426	0,3654	322
0,20	0,6516	14	0,8805	28	0,2702	559	1,459	80	0,9293	114	0,8967	112	0,1930	444	0,3332	316
0,24	0,6502	11	0,8833	4	0,3261	551	1,379	74	0,9179	107	0,9079	107	0,2374	461	0,3016	310
0,28	0,6491	7	0,8837	20	0,3812	539	1,305	68	0,9072	100	0,9186	102	0,2835	478	0,2706	305
0,32	0,6484	3	0,8817	45	0,4351	521	1,237	63	0,8972	93	0,9288	98	0,3313	493	0,2401	299
0,36	0,6481	0	0,8772	68	0,4872	500	1,174	58	0,8879	87	0,9386	93	0,3806	507	0,2102	294
0,40	0,6481	2	0,8704	90	0,5372	474	1,116	54	0,8792	82	0,9479	89	0,4313	520	0,1808	289
0,44	0,6483	5	0,8614	109	0,5846	446	1,062	50	0,8710	77	0,9568	85	0,4833	534	0,1519	282
0,48	0,6488	6	0,8505	126	0,6292	417	1,012	47	0,8633	72	0,9653	81	0,5367	545	0,1237	277
0,52	0,6494	8	0,8379	141	0,6709	386	0,965	43	0,8561	67	0,9734	77	0,5912	556	0,0960	270
0,56	0,6502	9	0,8238	153	0,7095	355	0,922	41	0,8494	63	0,9811	74	0,6468	567	0,0690	264
0,60	0,6511	10	0,8085	163	0,7450	325	0,881	38	0,8431	60	0,9885	70	0,7035	576	0,0426	258
0,64	0,6521		0,7922		0,7775		0,843		0,8371		0,9955		0,7611		0,0168	

Gl. (1) mit $\zeta = -\zeta$, $F = 5F_2$ und $\chi = \zeta/F$ erhält, ergeben unmittelbar die Funktionen K_F und K_ζ , die in Tabelle 3 niedergelegt sind.

$$\left. \begin{aligned} K_F &= F/({}^1D_2 - {}^3P_1), \\ K_\zeta &= \zeta/({}^3P_1 - {}^3P_2), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} {}^1D_2 - {}^3P_1 &= F \left(\frac{3}{5} - \frac{3}{4}\chi + \sqrt{\frac{9}{25} + \frac{3}{10}\chi + \frac{9}{16}\chi^2} \right), \\ {}^3P_1 - {}^3P_2 &= \zeta/\chi \left(-\frac{3}{5} + \frac{3}{4}\chi + \sqrt{\frac{9}{25} + \frac{3}{10}\chi + \frac{9}{16}\chi^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Für die Konfiguration $3s^2 3p^2$ wurden als für den vorliegenden Zweck am geeignetsten die Intervalle ${}^1D_2 - {}^3P_2$ und ${}^3P_2 - {}^3P_0$ gewählt. Letzteres Intervall kann infolge der geringen Übergangswahrscheinlichkeit nicht als Koronalinie erwartet werden, doch ergibt es die Summe der Wellenzahlen für zwei beobachtbare Koronalinien. Aus den Gleichungen (1) mit $F = 5F_2$ und $\chi = \zeta/F$ erhält man analog die diesem Fall entsprechenden Funktionen K_F und K_ζ in Tabelle 3.

In Tabelle 4 sind die experimentellen Daten für die Konfigurationen $3s^2 3p^4$ zusammengestellt ¹⁾. Die Werte für ${}^3P_1 - {}^3P_2$ wurden im Laboratorium von S I bis zu V VIII bestimmt, während für Fe XI und Ni XIII die Wellenzahlen der Koronalinien $\lambda 7892$ bzw. $\lambda 5116$ eingesetzt sind. Bezüglich der Laboratoriumswerte für Cr IX, Mn X und Fe XI gilt, was bereits über die Konfiguration $3s^2 3p^5$ der gleichen Metalle gesagt wurde. Das Intervall ${}^1D_2 - {}^3P_1$ wird für Fe XI und Ni XIII von Wellenzahlen der Koronalinien $\lambda 3987$ und $\lambda 3643$ gebildet ²⁾. Mit dem Koppelungsverhältnis $R_C =$ dem Verhältnis zwischen diesen beobachteten Intervallen geht man in die Tabelle 3 hinein und erhält die K_F und K_ζ , womit $F = K_F({}^1D_2 - {}^3P_1)$ und $\zeta = K_\zeta({}^3P_1 - {}^3P_2)$ berechnet werden.

Die sehr regelmäßige fast lineare Variation von F und $\sqrt[4]{\zeta}$ belegt die Identifizierung der vier Koronalinien.

In Tabelle 5 sind entsprechende Angaben für die Konfiguration $3s^2 3p^2$ enthalten. Das für Fe XIII angegebene Intervall ${}^3P_2 - {}^3P_0$ bildet die Summe der Wellenzahlen der Koronalinien $\lambda 10747$ und $\lambda 10798$, während das Intervall für Ni XV aus den Linien $\lambda 6702$ und $\lambda 8024$ erhalten wird, gemäß einer Identifizierung dieser Linien mit ${}^3P_1 - {}^3P_0$ bzw. ${}^3P_2 - {}^3P_1$.

Die gleichförmige Variation in $\sqrt[4]{\zeta}$ bekräftigt die Richtigkeit der Total-

¹⁾ Vgl. Fußnote 1, S. 33. — ²⁾ Eine frühere Identifizierung von Interkombinationen in Fe XI [8], die einen hiervon abweichenden Wert für ${}^1D_2 - {}^3P_1$ ergab, kann als schwach begründet nicht mehr aufrechterhalten werden.

Tabelle 4. Die Konfiguration $3s^3 3p^4$.

Ion	$3P_1 - 3P_2$	$1D_2 - 3P_1$	R_C	$\zeta \text{ cm}^{-1}$,	$\sqrt[4]{\zeta}$	$F \text{ cm}^{-1}$	λ ,	$\sqrt[3]{\lambda}$	$R_L^{-1} \text{ theor.}$	$R_L^{-1} \text{ obs.}$	Diff.
SI	397	8 843	0,0449	389	4,441	7 523	0,0517	0,3725	0,4556	0,4484	72
CI II	697	10 955	0,0636	677	5,102	9 394	0,0721	0,4162	0,4383	0,4290	93
A III	1 112	12 898	0,0862	1 071	5,721	11 159	0,0960	0,4579	0,4183	0,4115	68
K IV	1 673	14 713	0,1137	1 595	6,320	12 860	0,1240	0,4987	0,3949	0,3890	59
Ca V	2 407	16 424	0,1465	2 269	6,902	14 517	0,1563	0,5387	0,3685	0,3614	71
Sc VI	3 350	18 047	0,1856	3 120	7,474	16 146	0,1933	0,5782	0,3387	0,3304	83
Ti VII	4 535	19 592	0,2315	4 170	8,036	17 758	0,2348	0,6169	0,3058	0,2994	64
V VIII	6 006			5 447	8,591		(0,2813)				
Cr IX											
Mn X											
Fe XI	12 668 *	25 075 *	0,5052	10 994	10,240	24 079	0,4566	0,7700	0,1403	(0,135)	
Co XII											
Ni XIII	19 541 *	27 443 *	0,7121	16 457	11,326	27 155	0,6061	0,8463	0,0387	(0,033)	

* Koronalinien.

Tabelle 5. Die Konfiguration $3s^3 3p^2$.

Ion	$3P_2 - 3P_0$	$1D_2 - 3P_2$	R_C	$\zeta \text{ cm}^{-1}, \sqrt[4]{\zeta}$	$F \text{ cm}^{-1}$	$\chi,$ $\sqrt[3]{\chi}$	$R_L \text{ (theor),}$ $R_L \text{ (obs),}$	Diff.
Si I	223,3	6 076	0,0368	148,2 3,489	5 121	0,0289	1,905	10
P II	470,3	8 402	0,0560	311,4 4,201	7 121	0,0437	1,857	34
S III	832,5	10 488	0,0794	550,0 4,843	8 942	0,0615	1,805	4
Cl IV	1 341	12 425	0,1079	883,5 5,452	10 669	0,0828	1,742	11
A V	2 028	14 269	0,1421	1 332 6,042	12 338	0,1080	1,675	17
K VI	2 924	16 046	0,1822	1 915 6,615	13 973	0,1371	1,602	17
Ca VII	4 075	17 796	0,2290	2 661 7,182	15 599	0,1706	1,524	19
Sc VIII	5 506			3 586 7,738		(0,2084)	1,442	20
Ti IX								
V X								
Cr XI								
Mn XII								
Fe XIII	18 561 *	29 507 *	0,6290	12 042 10,475	25 098	0,4798	1,012	17
Co XIV								
Ni XV	27 376 *			17 848 11,558		(0,6334)	0,849	14

* Koronallinien.

intervalle. Eine Kontrolle darüber, daß jedes einzelne der Intervalle ${}^3P_2 - {}^3P_1$ und ${}^3P_1 - {}^3P_0$ mit einer Extrapolation der isoelektronischen Serie vereinbar ist, erhält man durch den Vergleich zwischen dem Verhältnis dieser Intervalle, R_L (obs), und dem theoretischen Landé-Verhältnis, R_L (theor), das dem Koppelungsverhältnis R_C gemäß Tabelle 3

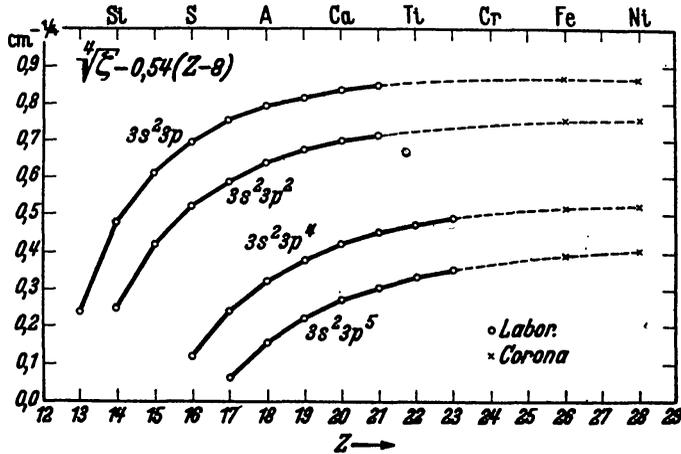


Abb. 1.

entspricht. Die Differenz zeigt übrigens, inwieweit die tatsächlichen Intervalle den theoretischen Formeln (1) folgen. Für Fe XIII kann allerdings

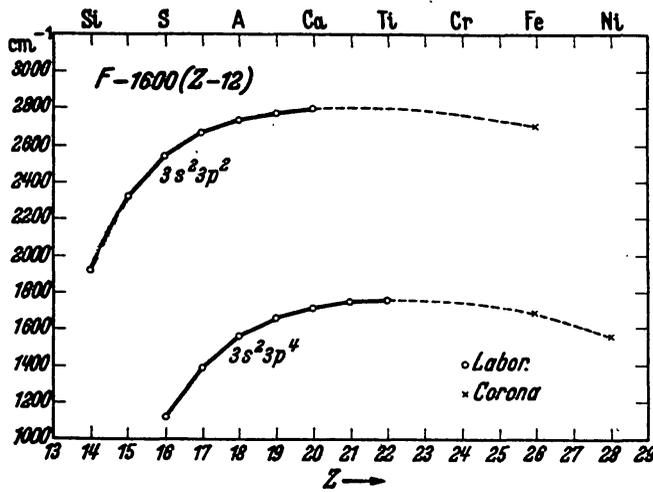


Abb. 2.

nicht allein aus den Wellenzahlen entschieden werden, welche von den einander sehr naheliegenden Linien dem einen oder dem anderen Übergang entspricht. Erwägungen über die Intensität wurden hier ausschlaggebend (s. S. 52).

Für das Intervall $1D_2 - 3P_2$ in Fe XIII wurde die Wellenzahl der starken ultravioletten Koronalinie λ 9388 eingesetzt. Der entsprechende Übergang in Ni XV fällt außerhalb des beobachtbaren λ -Gebietes.

Zusammenfassung. Diagramme über $\sqrt[4]{\zeta}$, F und $\sqrt[3]{\chi}$ für $3s^2 3p^2$ und $3s^2 3p^4$ sind in den Abb. 1, 2 und 3 wiedergegeben. Durch Subtraktion einer geeigneten linearen Funktion von Z konnten die Diagramme in so großer Ordinatenkala hergestellt werden, daß eventuelle Abweichungen von einem regelmäßigen Verlauf infolge größerer Meßfehler der Laboratoriumswerte oder Fehlidentifizierungen der Koronalinien sofort deutlich

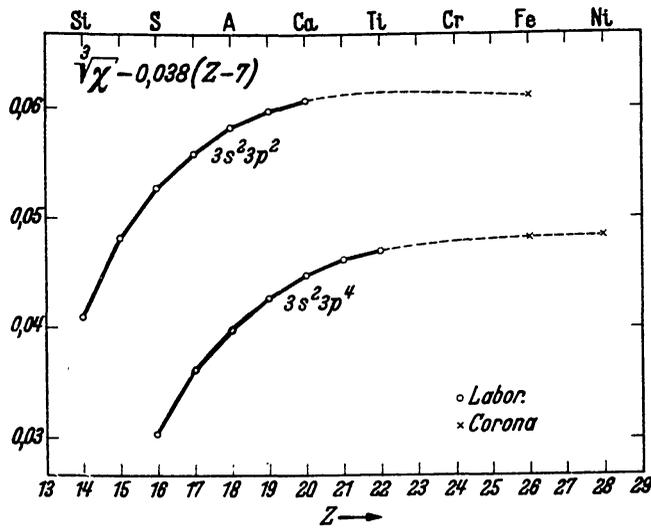


Abb. 3.

hervorgetreten wären. Zu beachten ist auch der sehr ähnliche Verlauf der Kurven für die verschiedenen Konfigurationen. Bezüglich ζ kann man für ein und dasselbe Element sogar einen linearen Zusammenhang mit der Ionisationsstufe feststellen, wie aus Tabelle 6 für Fe und Ni hervorgeht.

Tabelle 6.

Ion	$\zeta_{3p} \text{ cm}^{-1}$	Ion	$\zeta_{3p} \text{ cm}^{-1}$
Fe X	10 455	Ni XII	15 751
Fe XI	10 994	Ni XIII	16 457
Fe XIII	12 042	Ni XV	17 848
Fe XIV	12 568	Ni XVI	18 508
	539		706
	524×2		694×2
	526		660

In Abb. 4 sind übersichtshalber in kleinem Maßstab die relativen Lagen der Niveaus in den besprochenen Konfigurationen für die ganzen

isoelektronischen Serien wiedergegeben. Hieraus geht u. a. hervor, wie sich die 3P -Intervalle in einer für die beiden Konfigurationen $3s^2 3p^2$ und $3s^2 3p^4$ ganz verschiedenen Weise mit wachsendem Z verändern. Im

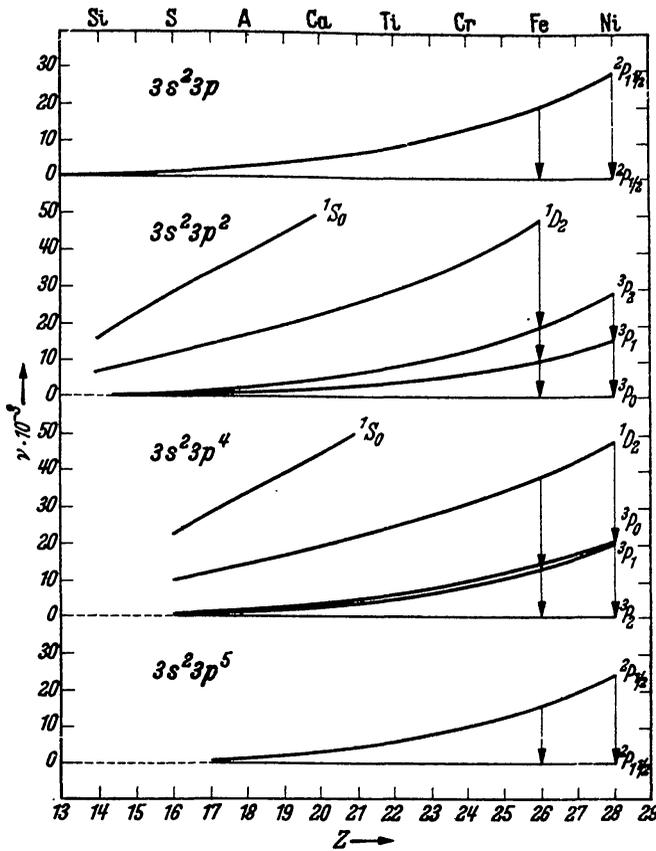


Abb. 4.

weiteren sieht man, wie die Aufspaltungen in den Grundtermen (2P und 3P) — die im wesentlichen wie $(Z - \sigma)^4$ wachsen — gerade in der Gegend um Fe und Ni die astrophysikalisch beobachtbare Größe erreichen. Die in der Korona beobachteten Übergänge sind durch Pfeile angedeutet.

C. Linienintensitäten.

Allgemeines. Durch die oben beschriebenen Tabellen und Kurven wurden Wellenzahlenkoinzidenzen mit Übergängen in den Grundkonfigurationen $3s^2 3p$, $3s^2 3p^2$, $3s^2 3p^4$ und $3s^2 3p^5$ von Fe und Ni für 13 Koronalinien belegt. Hierauf entfallen mehr als $9/10$ der gesamten Intensität der Korona-Linienemission, wobei sämtliche starken Linien mit einbegriffen sind. Bereits diese Tatsache kann als ein recht entscheidender Beweis für die Identifizierungen angesehen werden. Es soll aber auch untersucht

werden, inwieweit die beobachteten *Linienintensitäten* vereinbar sind mit den theoretischen Übergangswahrscheinlichkeiten und der kosmischen Häufigkeit der Elemente sowie mit einheitlichen Voraussetzungen für die Ionisation und Anregung in der Korona.

Die Frage nach den Intensitäten der „verbotenen“ Linien unter verschiedenen Bedingungen ist von I. S. BOWEN [3] eingehend behandelt worden. Es ist klar, daß die Anzahl Lichtquanten, die durch einen bestimmten Übergang ausgesandt wird, proportional ist sowohl der Anzahl η der Ionen, welche pro sec in dem entsprechenden oberen Niveau landen, als auch dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeit einer spontanen Emission der betreffenden Linie zur Summe der Wahrscheinlichkeiten sämtlicher Abregungsprozesse. Es sollen mit A_1, A_2, A_3, \dots die Wahrscheinlichkeiten der spontanen Strahlungsübergänge von einem bestimmten metastabilen Niveau bezeichnet werden und mit B bzw. C die Wahrscheinlichkeiten für eine Entvölkerung durch Kollisionen bzw. Strahlungsabsorption. Für einen Übergang der Wahrscheinlichkeit A_1 und der Wellenzahl ν wird dann die Intensität — die Anzahl der ausgesandten Quanten mal der Energie pro Quant — in willkürlichen Einheiten ausgedrückt:

$$I = \frac{\eta \cdot \nu \cdot A_1}{A_1 + A_2 + A_3 \cdots + B + C}. \quad (4)$$

Die Intensitäten der von demselben oberen Niveau ausgehenden Emissionslinien sind offenbar unter allen Umständen dem Produkt aus Übergangswahrscheinlichkeit und Wellenzahl proportional. Diese Tatsache kann im vorliegenden Fall leider nicht angewandt werden, da niemals mehr als ein einziger Übergang vom gleichen Ausgangsniveau unter den in der Korona identifizierten Linien vorkommt. Für andere Fälle sind die Intensitätsverhältnisse von den physikalischen Bedingungen mehr oder weniger abhängig, und es liegt auf der Hand, daß die beobachteten Intensitäten der Koronalinien wichtige Aufschlüsse über diese Bedingungen geben könnten. Da aber die hierzu nötigen Unterlagen zum Teil noch fehlen, muß vorläufig von einer derartigen genauen Analyse des Koronaspektrums Abstand genommen werden. Das Beobachtungsmaterial ist auch ziemlich unsicher, besonders was den Vergleich von Linienintensitäten in weit getrennten λ -Gebieten betrifft. Überdies ist noch zu beachten, daß beträchtliche Variationen in den Intensitätsverhältnissen der Koronalinien tatsächlich festgestellt worden sind.

Es sollen im folgenden die für die Linienintensitäten maßgebenden Faktoren — insbesondere die Übergangswahrscheinlichkeiten — besprochen

und soweit wie möglich bewertet sowie gewisse Folgerungen hieraus auf die beobachteten Intensitäten geprüft werden.

Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten. Durch eine Anzahl theoretischer Arbeiten (s. untenstehende Referenzen) sind jetzt sichere Unterlagen für die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten der „verbotenen“ Linien zugänglich gemacht worden. Dabei erhält man getrennt die Wahrscheinlichkeit A_m für einen spontanen Übergang verbunden mit magnetischer Dipolstrahlung und die Wahrscheinlichkeit A_q der elektrischen Quadrupolstrahlung. Nach den allgemeinen Auswahlregeln für magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolstrahlung erfolgt der Übergang entweder zwischen zwei ungeraden oder zwischen zwei geraden Termen, welche Forderung ja von allen Übergängen innerhalb der gleichen Elektronkonfiguration erfüllt wird. Außerdem existiert A_m nur, wenn $\Delta J = 0, \pm 1$ ($0 \rightarrow 0$ ausgeschlossen), und A_q nur, wenn $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ($0 \rightarrow 0, \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}, 0 \rightarrow 1$ ausgeschlossen).

Für einen Übergang der Wellenzahl ν , der von einem Niveau mit der inneren Quantenzahl J ausgeht, findet man allgemein¹⁾

$$A_m = 2,70 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{S_m \cdot \nu^3}{2J+1} \text{ sec}^{-1}, \quad (5)$$

$$A_q = 1,68 \cdot 10^{-22} \cdot \frac{S_q \cdot \nu^5}{2J+1} \text{ sec}^{-1}. \quad (6)$$

Hier bezeichnen S_m und S_q die sogenannten Linienstärken („line strengths“). Für den Übergang in 2P der Konfigurationen p und p^5 hat Verf. die Formel²⁾

$$S_m = \frac{[J^2 - (L - S)^2] \cdot [(S + L + 1)^2 - J^2]}{4J} \quad (7)$$

mit den Quantenzahlen $J = 1\frac{1}{2}$, $S = \frac{1}{2}$, $L = 1$ benutzt, woraus $S_m = \frac{4}{3}$ erhalten wird. Für sämtliche Übergänge in den Konfigurationen p^2 , p^3 und p^4 wurde kürzlich von G. H. SHORTLEY, L. H. ALLER, J. G. BAKER und D. H. MENZEL [31] die Linienstärke S_m als Funktion des Koppelungsparameters χ berechnet und in Tabellen zusammengefaßt, die für den vorliegenden Zweck benutzt werden. Die elektrische Quadrupolstärke S_q kann geschrieben werden:

$$S_q = C_q \cdot s_q^2. \quad (8)$$

¹⁾ Vgl. G. H. SHORTLEY [30] sowie S. PASTERNAK [26]. — ²⁾ Vgl. [26], Formel (3).

Der Koeffizient C_q ist gleichfalls in der erwähnten Arbeit [31] tabelliert während s_q als Integral über die radiale Eigenfunktion für jedes Ion besonders berechnet werden muß.

Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten wurde von S. PASTERNAK [26] für mehrere Konfigurationen und Ionen durchgeführt, u. a. für Fe XI. Hierbei berechnete PASTERNAK mittels wasserstoffähnlicher Eigenfunktionen einen Näherungswert für s_q nach der Formel ¹⁾

$$s_q(n, l) = \frac{n^2 (5n^2 + 1 - 3l^2 - 3l)}{5(Z - \sigma_{nl})^2}, \quad (9)$$

wobei die Abschirmungskonstante σ_{nl} dadurch erhalten wurde, daß für den früher erwähnten Parameter F_2 eine wasserstoffähnliche Form angenommen wurde. Bei der nachstehenden Berechnung für $3s^2 3p^2$ und $3s^2 3p^4$ wird die gleiche Methode angewandt. Hier setzt man also

$$F_2(3p, 3p) = 315,9(Z - \sigma_{3p}), \quad (10)$$

woraus in Verbindung mit Gl. (9) für $n = 3$, $l = 1$ sowie $F = 5F_2$ folgt

$$s_q = \frac{179,6 \cdot 10^6}{F^2}, \quad (11)$$

und schließlich

$$A_q = 5,4 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{C_q \cdot \nu^6}{(2J + 1) F^4}. \quad (12)$$

Mit den Werten für γ und F der betreffenden Ionen, die in Tabelle 4 und 5 angegeben sind, liegen also die für die Berechnung von A_m und A_q erforderlichen Unterlagen vor. Zwar sind die Werte für A_q nur approximative, genügen aber dem Zweck vollkommen. Im übrigen zeigt sich, daß A_q verschwindend klein wird im Vergleich zu A_m in allen Fällen, wo A_m existiert, was für sämtliche in der Korona beobachteten Übergänge zutrifft.

In Tabelle 7 sind die auf diese Weise berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten für Fe und Ni zusammengestellt. Hierzu ist ergänzungsweise folgendes zu bemerken. Bezüglich der von 1S_0 ausgehenden Übergänge erhält man für Fe XI: ${}^1S_0 - {}^1D_2 A_q = 14$; ${}^1S_0 - {}^3P_2 A_q = 3$; ${}^1S_0 - {}^3P_1 A_m = 910$. Für die Ionen Fe XIII, Ni XIII, Ni XV findet man ähnliche Werte. Bei der folgenden Diskussion kann deshalb angenommen werden, daß 1S_0 ganz auf 3P_1 übergeht. Weiter findet man für ${}^1D_2 - {}^3P_0$ in Fe XI $A_q = 0,002$ und auch bei den übrigen Ionen Werte, welche völlig verschwindend sind im Vergleich zu A_m für die beiden anderen Übergänge vom gleichen oberen Niveau.

¹⁾ Beachte, daß $s_q = \frac{2}{5} s_2$ nach PASTERNAK'S Bezeichnung.

Tabelle 7. Zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten.

Übergang	$\nu \cdot 10^{-3}$	S_m	A_m	$\nu \cdot 10^{-3}$	S_m	A_m
$3s^2 3p^5$	Fe X			Ni XII		
$^2P_{1/2} - ^2P_{1/2} m$	15,68*	1,33	69	23,63*	1,33	237
$3s^2 3p^4$	Fe XI			Ni XIII		
$^1D_2 - ^3P_1 m$	25,08*	0,111	9,5	27,44*	0,164	18
$^1D_2 - ^3P_2 m$	37,74	0,318	92	46,98	0,459	257
$^3P_0 - ^3P_1 m$	(1,71)	1,89	0,25	(0,65)	1,81	0,01
$^3P_0 - ^3P_2 q^1)$	(14,38)	1,83	0,02 ²⁾	(20,19)	1,93	0,06
$^3P_1 - ^3P_2 m$	12,67*	2,39	44	19,54*	2,34	157
$3s^2 3p^2$	Fe XIII			Ni XV		
$^1D_2 - ^3P_2 m$	29,51*	0,625	87	(35,47)	0,950	229
$^1D_2 - ^3P_1 m$	38,77	0,229	72	(47,93)	0,373	221
$^3P_2 - ^3P_1 m$	9,26*	2,27	9,7	12,46*	2,13	22
$^3P_2 - ^3P_0 q^1)$	18,56	1,83	0,01	27,38	1,92	0,05
$^3P_1 - ^3P_0 m$	9,30*	1,93	14	14,92*	1,90	57
$3s^2 3p$	Fe XIV			Ni XVI		
$^2P_{1/2} - ^2P_{1/2} m$	18,85*	1,33	60	27,76*	1,33	193

Abregung durch Partikelstöße und Strahlungsabsorption. Nachdem also die Wahrscheinlichkeiten A der spontanen Strahlungsübergänge berechnet sind, bleiben die Wahrscheinlichkeiten zu untersuchen: B für eine Abregung („de-excitation“) durch Partikelstöße und C durch Strahlungsabsorption. Dabei wird zunächst festgestellt, daß die nächst höhere Konfiguration $3s 3p^{k+1}$, die mit der Grundkonfiguration $3s^2 3p^k$ kombiniert, für sämtliche Fe-Ionen etwa 35 e-Volt über letzterer liegt und für die Ni-Ionen noch etwas höher. Für eine Abregung durch Strahlungsabsorption ist also in jedem Falle eine Strahlung kleinerer Wellenlänge als etwa 400 Å erforderlich. Die Intensität der Sonnenstrahlung in diesem Gebiet ist sicher so gering, daß C unter allen Umständen unberücksichtigt bleiben kann.

Für eine Bestimmung von B — wobei nur Elektronenstöße in Betracht kommen — ist eine Kenntnis sowohl gewisser Zustandsparameter der Korona als auch der Wirkungsquerschnitte bei den fraglichen Kollisionen

* Koronalinien. — ¹⁾ Für diese Übergänge ist $S_m = 0$. Hier aufgeführt ist C_q bzw. A_q . — ²⁾ Hier wurde vom Verf. $A_q = 0,018$ erhalten, während PASTERNAK [26] A_q mit 0,17 angibt. Anscheinend sind PASTERNAK'S A_q bei diesem Übergang für sämtliche Ionen um eine Zehnerpotenz zu hoch. Im übrigen stimmen seine Werte für Fe XI mit den hier berechneten gut überein.

nötig. Das entsprechende Problem für O III in den Gasnebeln wurde kürzlich in zwei Arbeiten von M. H. HEBB und D. H. MENZEL [15] sowie von D. H. MENZEL, L. H. ALLER und M. H. HEBB [24] durchgerechnet. Hierbei wurden die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoß-Übergänge zwischen zwei Zuständen A und B — Anregung sowohl als Abregung — durch gewisse quantenmechanisch ermittelte Parameter $\Omega(A, B)$ berücksichtigt. Die Autoren geben numerische Werte von Ω für sämtliche Niveaueombinationen in der Konfiguration $2s^2 2p^2$ von O III. Beim Versuch, diese Ergebnisse auf das vorliegende Problem anzupassen, ergab sich durch den Ansatz

$$\Omega(A, B) = (2J_A + 1) \cdot (2J_B + 1) \cdot \Omega'(A, B), \quad (13)$$

daß Ω' im Gegenteil zu Ω annähernd dieselbe Größe für sämtliche Übergänge hat. Tatsächlich bekommt man aus den für O III angeführten $\Omega(A, B)$ die nachstehenden Werte:

Tabelle 8. $\Omega'(A, B)$.

	3P_0	3P_1	3P_2	1D_2
1S_0	0,39	0,39	0,39	0,54
1D_2	0,44	0,44	0,44	
3P_2	0,81	0,75		
3P_1	0,57			

Da dies wohl kaum ein Zufall ist, soll im folgenden in Ermangelung eines Besseren die recht plausible Annahme gemacht werden, daß Ω' , ohne Indizes A, B , als *Ionenkonstante* behandelt werden kann.

Wenn die Elektronen eine der Temperatur T_e entsprechende MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung aufweisen, erhält man aus der von HEBB und MENZEL gegebenen Formel — nach passender Abänderung — für eine Stoßabregung eines metastabilen Niveaus die Wahrscheinlichkeit

$$B = \frac{8,54 \cdot 10^{-6} N_e}{T_e^{1/2}} \cdot \Omega' \cdot \Sigma(2J + 1), \quad (14)$$

wo N_e die Elektronenzahl pro cm^3 angibt und die Summierung der statistischen Gewichte $2J + 1$ sich auf sämtliche tieferen Niveaus bezieht.

Was im wesentlichen interessiert, ist nur das Verhältnis zwischen Stoßabregung und spontaner Strahlungsabregung. Für die Gasnebel setzen MENZEL, ALLER und HEBB $N_e = 10^4$, $T_e = 10^4$ und finden dann für O III die Wahrscheinlichkeit der Stoßabregung von 1D und 1S bedeutend

geringer als die der spontanen Strahlungsübergänge. In der Korona wäre nach S. BAUMBACH [2] eine Elektronendichte N_e von der Größenordnung 10^8 cm^{-3} anzunehmen (s. Tabelle 9, wo h' = Abstand vom Sonnenrande in Bogenminuten). Für die Temperatur der Koronaelektronen kann, wie im folgenden belegt wird, provisorisch $T_e = 250000^\circ$ angesetzt werden. Der Faktor $2 \cdot 10^3$, um den die Werte für B in der Korona im Vergleich zu den Gasnebeln hierdurch vergrößert werden, wird nun durch die größeren Übergangswahrscheinlichkeiten A ungefähr kompensiert.

Bezieht man den für O III geltenden Wert, $\Omega' \sim 0,5$, angenommenerweise auf die hier fraglichen Ionen, so würde sich für die Korona ergeben,

$$B = \frac{8,54 \cdot 10^{-6} \cdot 10^8 \cdot 0,5}{500} \sum (2J + 1),$$

oder

$$B \cong \sum (2J + 1), \quad (15)$$

d. h. die Zahl der Abregungsstöße würde sich zur Zahl der Strahlungsübergänge verhalten wie $\sum (2J + 1)$ zu $\sum A$.

Tabelle 10.

Niveau	$\Sigma (2J + 1)$	ΣA (Fe-Ni)
$3 s^2 3 p^5 \ ^2P_{1/2}$	4	69—237
$3 s^2 3 p^4 \ ^1S_0$	14	~ 1000
$\quad \quad \quad \ ^1D_2$	9	102—275
$\quad \quad \quad \ ^3P_0$	8	0,3—0,1
$\quad \quad \quad \ ^3P_1$	5	44—157
$3 s^2 3 p^2 \ ^1S_0$	14	~ 1000
$\quad \quad \quad \ ^1D_2$	9	159—450
$\quad \quad \quad \ ^3P_2$	4	10—22
$\quad \quad \quad \ ^3P_1$	1	14—57
$3 s^2 3 p^2 \ ^2P_{1/2}$	2	60—193

Wie aus der Zusammenstellung in Tabelle 10 ersichtlich, überwiegen die $\sum A$ bedeutend, außer für 3P_0 . Jedoch ist wegen der unsicheren Voraussetzungen hieraus allein nicht zu schließen, daß die Strahlungsübergänge wesentlich überwiegen. Erst eine Ermittlung von Ω' — wenn auch nur eine annähernde — würde die Frage entscheiden können. Wäre aber das Umgekehrte, also ein bedeutendes Überwiegen der Elektronenstöße, der Fall, so würde sich eine Boltzmann-Verteilung einstellen, wobei infolge der

hohen T_e , die Besetzungszahlen in der Grundkonfiguration sich annähernd wie die statistischen Gewichte $2J + 1$ der betreffenden Niveaus verhalten würden. Die Linienintensitäten für ein bestimmtes Ion würden folglich proportional $(2J + 1) \cdot A \cdot \nu$ werden. In Fe XIII z. B. wären dann die Intensitätsverhältnisse der Übergänge ($1D_2 - 3P_2$), ($3P_2 - 3P_1$), ($3P_1 - 3P_0$) durch 128:4,6:3,9 gegeben, während für die entsprechenden Koronalinien λ 3388, λ 10798, λ 10747 die beobachteten Intensitätsverhältnisse 16:35:55 gefunden sind (s. Tabelle 12). Das beobachtete Verhältnis zwischen der ultravioletten Linie und der Summe der beiden infraroten ist also 85mal kleiner als mit obiger Annahme berechnet, was den experimentellen Unsicherheitsfaktor bei weitem übersteigt. Die Voraussetzung kann also nicht zutreffend sein. Für die weiteren Ausführungen soll angenommen werden, daß tatsächlich die Kollisionsabregung der Niveaus ($3P_0$ ausgenommen) unberücksichtigt bleiben kann im Vergleich zu den spontanen Strahlungsübergängen.

Anregung der metastabilen Zustände. Es ist naheliegend, die BOWENSche Annahme über die Anregung der verbotenen Linien der Gasnebel durch *Elektronenstöße* auch auf die Korona auszudehnen. Allerdings darf nicht vergessen werden, daß die Voraussetzungen für eine *Strahlungsanregung* in der Korona bedeutend günstiger als in den Gasnebeln liegen, da einerseits das Verhältnis der anregenden zur angeregten Intensität von gänzlich anderer Größordnung ist und andererseits die betreffenden Übergangswahrscheinlichkeiten um rund 10^4 größer sind. Verfasser weist auf diesen Umstand hin ohne Versuch, den Betrag einer eventuellen Strahlungsanregung abzuschätzen. Von Bedeutung in diesem Zusammenhang ist vielleicht die von M. WALDMEIER [36] gelegentlich beobachtete Selbstabsorption der Linie λ 5303.

Es sei im folgenden angenommen, daß die Anregung der metastabilen Niveaus durch Stöße von Elektronen mit einer der Temperatur T_e entsprechenden MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung erfolgt. Wenn die Niveaus wesentlich durch spontane Strahlung — wie oben angenommen — abgeregt werden, befindet sich der überwiegende Teil der Ionen im *Grundniveau*, und es brauchen nur die aus diesem Zustand erfolgenden Anregungen berücksichtigt zu werden. Es kann also die Anzahl Stoßanregungen in ein bestimmtes Niveau hinein (innere Quantenzahl J und Anregungsenergie ν cm $^{-1}$) annähernd gesetzt werden

$$n = W \cdot N_{Ion} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-3}, \quad (16)$$

Die Deutung der Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona. 51

wo N_{Ion} die Totalanzahl pro cm^3 der fraglichen Ionen bezeichnet und W auf Grund der Ausführungen bei HEBB und MENZEL [15] gegeben ist durch

$$W = \frac{8,54 \cdot 10^{-6} N_{\epsilon}}{T_{\epsilon}^{1/2}} \cdot \Omega' (2J + 1) \cdot e^{-1,45 \nu/T_{\epsilon}}. \quad (17)$$

Hier hat Ω' dieselbe Bedeutung wie in Gl. (14) und wird somit für ein bestimmtes Ion als Konstante betrachtet. Die Anregungszahlen der verschiedenen Niveaus eines gewissen Ions verhalten sich also unter diesen Voraussetzungen wie die Produkte aus dem Gewicht $2J + 1$ und dem Boltzmann-Faktor $e^{-1,45 \nu/T_{\epsilon}}$.

Mit $T_{\epsilon} = 2500000$, $N_{\epsilon} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich

$$n = 1,71 (2J + 1) e^{-1,45 \nu/T_{\epsilon}} \cdot \Omega' \cdot N_{Ion}. \quad (18)$$

Der Faktor $e^{-1,45 \nu/T_{\epsilon}}$ liegt bei dieser T_{ϵ} für sämtliche betrachteten Niveaus zwischen 0,5 und 0,9 (vgl. Tabelle 11) und spielt also keine merkliche Rolle. Es sei nebenbei bemerkt, daß, falls $\Omega' \sim 0,5$, n von der Größenordnung N_{Ion}

Tabelle 11.
Zur Berechnung der Anregungszahlen der metastabilen Zustände.

Niveau	$2J + 1$	$\nu \cdot 10^{-3}$	$\frac{1,45 \nu}{e^{250000}}$	n'	η'	$\nu \cdot 10^{-3}$	$\frac{1,45 \nu}{e^{250000}}$	n'	η'
Fe X									
$^2P_{1/2}$	2	15,7	1,12	3,1	3,1	23,5	1,19	2,9	2,9
$^2P_{1^{1/2}}$	4	0,0				0,0			
Ni XII									
Fe XI									
1S_0	1	(80,3)	1,79	1,0	1,0	(97)	2,0	0,9	0,9
1D_2	5	37,7	1,32	6,5	6,5	47,0	1,41	6,1	6,1
3P_0	1	14,4	1,11	1,5	1,5	20,2	1,16	1,5	1,5
3P_1	3	12,7	1,10	4,7	8,0	19,5	1,15	4,5	5,7
3P_2	5	0,0				0,0			
Ni XIII									
Fe XIII									
1S_0	1	(82)	1,8	1,0	1,0	(100)	2,1	0,8	0,8
1D_2	5	48,1	1,42	6,0	6,0	62,9	1,58	5,4	5,4
3P_2	5	18,6	1,14	7,5	10,8	27,4	1,22	7,0	9,8
3P_1	3	9,3	1,07	4,8	19,2	14,9	1,11	4,6	17,9
3P_0	1	0,0				0,0			
Ni XV									
Fe XIV									
$^2P_{1^{1/2}}$	4	18,9	1,15	5,9	5,9	27,8	1,22	5,6	5,6
$^2P_{1/2}$	2	0,0				0,0			
Ni XVI									

4*

wäre, d. h. jedes Niveau würde durchschnittlich ungefähr einmal pro sec in jedem Ion angeregt werden.

Die Faktoren

$$n' = 1,71 \cdot (2J + 1) \cdot e^{-1,45 \nu/250\,000} \quad (19)$$

wurden für sämtliche Niveaus berechnet und in Tabelle 11 zusammengestellt.

Jetzt kommt für Ionen mit mehreren metastabilen Zuständen noch die Bereicherung der niedrigeren Niveaus hinzu, welche durch das kaskadenartige Zurückstrahlen in das Grundniveau zustande kommt. Zur Berechnung der Totalanzahl η der pro sec und cm^3 in ein bestimmtes Niveau gelangenden Ionen wird der Bereicherungsfaktor η/n leicht aus den Übergangswahrscheinlichkeiten der Tabelle 7 nebst Bemerkungen ermittelt. Hierdurch ergeben sich schließlich auch die in Tabelle 11 angeführten $\eta' = \frac{\eta}{n} \cdot n'$.

Geschätzte Intensitätsverhältnisse. Gemäß obiger Darstellung folgt aus der eingangs aufgestellten Formel (4) die Linienintensität in willkürlichen Einheiten

$$I = \eta' \cdot \nu \cdot \frac{A}{\sum A} \cdot \Omega' \cdot N_{Ion}, \quad (20)$$

wo sich ν und A auf den betreffenden Übergang, η' und $\sum A$ auf das Ausgangsniveau beziehen. In den Fällen, wo mehrere Übergänge im gleichen Ion vorkommen, sollten also die Ausdrücke $\eta' \cdot \nu \cdot A / \sum A$ die relativen Linienintensitäten angeben. Das kann für die Ionen Fe XI, XIII und Ni XV geprüft werden und wird durch die beobachteten Intensitäten unter Berücksichtigung ihrer Fehlergrenzen ganz befriedigend bestätigt (vgl. I' in Tabelle 12). Wie früher betont, konnte auf Grund der Extrapolierung der Termdifferenzen nicht entschieden werden, welche der beiden dichtliegenden Linien λ 10747 und 10798 mit dem einen oder dem anderen der Übergänge ${}^3P_1 - {}^3P_0$ und ${}^3P_2 - {}^3P_1$ zu identifizieren ist. Die Zuordnung wurde zunächst mit Hinsicht auf das beobachtete Intensitätsverhältnis der beiden entsprechenden Ni XV-Übergänge getroffen und wird nun auch durch obige Intensitätsberechnung bekräftigt.

Zwecks Vergleich der Linienintensitäten in verschiedenen Ionen soll $N_{Ion} = X \cdot N_A$ proportional $X \cdot n_A$ gesetzt werden, wo N_A die Anzahl Atome des Elementes A pro cm^3 , n_A pro 100 Atome Eisen und X also die relative Häufigkeit der betreffenden Ionisationsstufe bezeichnet. Dementsprechend folgt für die Intensität

$$I = \frac{\eta' \cdot \nu \cdot A}{\sum A} n_A \cdot \Omega' \cdot X. \quad (21)$$

Auf die relative Häufigkeit der Elemente wird im folgenden eingegangen. Vorläufig soll n_A als bekannt vorausgesetzt und aus Tabelle 14 $n_{Ni} = 5,2$ und $n_{Fe} = 100$ genommen werden. Es sei I' proportional $\eta' \nu A / \Sigma A \cdot n_A$ gesetzt und so normiert, daß $I' = 100$ für λ 5303. Die Werte I' in Tabelle 12 ergeben sich dann gemäß

$$I' = 0,89 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\eta' \cdot \nu \cdot A}{\Sigma A} n_A. \quad (22)$$

Hiernach wären die in der Tabelle gleichfalls angeführten Quotienten $R = I(\text{obs})/I'$ proportional zu $\Omega' \cdot X$.

Tabelle 12. Berechnete und beobachtete Linienintensitäten.

Übergang	$A/\Sigma A$	I'	$I(\text{obs})$	$R=I(\text{obs})/I'$	$A/\Sigma A$	I'	$I(\text{obs})$	$R=I(\text{obs})/I'$
$3s^2 3p^5$	Fe X				Ni XII			
$P_{1/2} - {}^2P_{11/2}$	1	43	8,1 (18)	0,19 (0,42)	1	3,1	2,6 —	0,84 —
$3s^2 3p^4$	Fe XI				Ni XIII			
$D_3 - {}^3P_1$	0,09	14	0,7 —	0,05 —	0,06	0,5	schw. —	— —
$P_0 - {}^3P_2$	0,07	1,4	— —	— —	0,9	1,2	— —	— —
$P_1 - {}^3P_2$	1	70	— (13)	— (0,19)	1	5,2	4,3 (2,2)	0,83 (0,42)
$3s^2 3p^2$	Fe XIII				Ni XV			
$D_2 - {}^3P_2$	0,55	87	16 —	0,18 —	0,51	4,5	Ultrav. —	— —
$P_2 - {}^3P_1$	1,00	89	— (35)	— (0,39)	1,00	5,6	— (0,5)	— (0,09)
$P_1 - {}^3P_0$	1	160	— (55)	— (0,34)	1	12	5,4 (2,0)	0,45 (0,17)
$3s^2 3p$	Fe XIV				Ni XVI			
$P_{11/2} - {}^2P_{1/2}$	1	100	100 (100)	1 (1)	1	7,2	2,1 —	0,29 —

Für Fe- und Ni-Ionen derselben Konfiguration, die bis auf die kleine Kernladungsdifferenz identische Gebilde sind, dürften zuversichtlich dieselben Ω' vorausgesetzt werden und folglich R proportional X sein. Ein Vergleich der beiden Paare homologer Fe- und Ni-Übergänge $3s^2 3p^5 2P_{1/2} - {}^2P_{11/2}$ und $3s^2 3p^2 P_{11/2} - {}^2P_{1/2}$ zeigt jetzt ganz ausgeprägt, wie die relative Häufigkeit X von der Ionisationsstufe abhängig ist. Aus R [mit $I(\text{obs})$ nach GROTRIAN] für Fe X, Ni XII und Fe XIV, Ni XVI geht nach Abb. 5 deutlich ein Ionisationsmaximum bei den Stufen XIII bis XIV hervor. Die Lage dieses Maximums wird ebenfalls durch die beiden Paare $3s^2 3p^4 3P_1 - {}^3P_2$ und $3s^2 3p^2 3P_1 - {}^3P_0$ in der gleichen Abbildung bestätigt [$I(\text{obs})$ nach LYOT].

Zu beachten ist, daß beim Vergleich verschiedener Paare auch die Faktoren Ω' von Einfluß sind. Bei näherer Betrachtung der in Abb. 5

angedeuteten Häufigkeitsfunktion ergibt sich, daß schätzungsweise über 95% der Atome sich im Gebiet X bis XVI befinden dürften, wovon etwa die Hälfte in den Stufen XIII und XIV.

Die in Tabelle 12 zuerst angeführten I (obs) sind unverändert von W. GROTRIAN [13] übernommen, die in Klammern angeführten wurden durch Umrechnung der von B. LYOT [20, 23] gegebenen Intensitätszahlen erhalten. Nach Auffassung des Verf. dürften LYOTS Intensitätszahlen mit

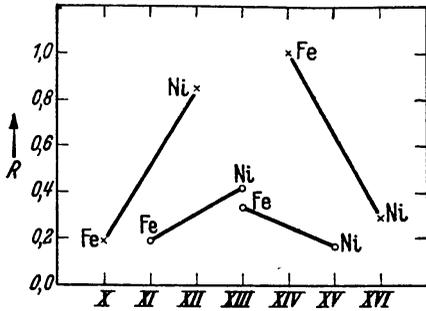


Abb. 5.

GROTRIANS Äquivalentbreiten „ $\Delta \lambda$ “ am nächsten vergleichbar sein¹⁾. Folglich wurden LYOTS Zahlen mit der Intensitätsfunktion $F(\lambda)$ des Sonnenspektrums (vgl. GROTRIAN [13]) bei der betreffenden Wellenlänge multipliziert und danach auf den Fixpunkt $I_{5303} = 100$ reduziert, um sie tunlichst mit GROTRIANS und den berechneten Intensitäten vergleichbar zu machen. Ganz

gleichwertig sind die beiden Messungen schon wegen der Veränderlichkeit der Intensitätsverhältnisse nicht. GROTRIANS Intensitäten scheinen eine etwas stärkere Ionisation als LYOTS anzudeuten.

In Tabelle 12 ist die berechnete Intensität I' auch für $3s^2 3p^4 {}^3P_0 - {}^3P_2$ enthalten. Zwar ist die betreffende Übergangswahrscheinlichkeit sehr gering, da aber dasselbe auch für den anderen möglichen Übergang von 3P_0 , also ${}^3P_0 - {}^3P_1$ gilt (s. Tabelle 7), findet man einen nicht verschwindenden Wert I' sowohl für Fe XI als für Ni XIII. Die extrapolierten Wellenzahlen (Tabelle 7) sind ausreichend genau, um die Identifizierung mit irgendeiner der bisher beobachteten Koronallinien auszuschließen. Die berechneten Intensitäten liegen zwar auf der Grenze dessen, das man beobachten kann, aber andererseits würde eine Annahme, daß das Fehlen der Linien auf einer Abschwächung infolge Stoßabregung beruhe, durchaus für die in Formel (15) geschätzte Stoßabregungs-Wahrscheinlichkeit sprechen.

Weitere zwei Übergänge in den bisher behandelten Ionen, nämlich $3s^2 3p^4 {}^1D_2 - {}^3P_0$ und $3s^2 3p^2 {}^3P_2 - {}^3P_0$ fallen in das beobachtbare Spektralbereich. Man findet jedoch unmittelbar aus den Übergangswahrscheinlichkeiten, daß die Intensitäten unter allen Bedingungen verschwindend bleiben. An dem unumgänglichen Fehlen von $3s^2 3p^2 {}^3P_2 - {}^3P_0$ scheidert

¹⁾ LYOT sagt zur Definition seiner Zahlen nur: „... l'intensité I de la raie mesurée au point où celle-ci est maximum et exprimée en millièmes de celle de 1 Å du spectre continu solaire voisin“.

leider die scharfe Kontrolle der Identifizierungen, die sonst eine derartige Kombinationslinie ermöglichen würde. Bekanntlich kann man überhaupt keine exakten Beziehungen zwischen den Wellenzahlen der verschiedenen Koronalinien finden. Dies hat ja gerade ihrer Deutung große Schwierigkeiten entgegengestellt.

Eine Zusammenfassung der im vorliegenden Kapitel über die Linienintensitäten besprochenen einzelnen Punkte zeigt eindeutig, daß die beobachteten Intensitätsverhältnisse der Koronalinien mit den gemachten Identifizierungen durchaus befriedigend übereinstimmen. Außerdem konnten wegweisende Schlüsse über die Anregung und die Ionisation in der Korona gezogen werden.

D. Prüfung weiterer in der Korona eventuell auftretender Übergänge.

Sonstige Ionisationsstufen von Fe und Ni. Durch die oben ausführlich behandelten Übergänge in Fe X, XI, XIII und XIV sowie Ni XII, XIII, XV und XVI ist zusammen mit den beiden früher genannten Linien von Ca XII und XIII der größte Teil der Koronalinien identifiziert worden. Was die restlichen Koronalinien betrifft, so spricht alles dafür, daß ihr Ursprung in Übergängen analoger Art zu suchen ist. Da Eisen und Nickel bereits als in der Korona reichlich vorkommend dokumentiert wurden, sollen zunächst die bisher noch nicht behandelten Ionisationsstufen dieser Elemente näher betrachtet werden.

Von Fe XII und Ni XIV, welche ja in ähnlicher Menge wie die angrenzenden Ionisationsstufen des gleichen Elements vorkommen müssen, konnten keine Linien identifiziert werden. Dies erklärt sich aus der Lage der metastabilen Niveaus in der Konfiguration $3s^2 3p^3$ (vgl. [29], Abb. 1). Der Abstand vom Grundniveau $4S$ bis zum nächst höheren Term $2D$ ist zu groß und die Aufspaltung in $2D$ und $2P$ ist zu gering, als daß man entsprechende Termdifferenzen beobachten könnte. Weiter stellt sich bei der Extrapolierung heraus, daß nur der langwelligste der Übergänge von $2P$ auf $2D$, nämlich $2P_{1/2} - 2D_{21/2}$, in das observierbare Gebiet fallen kann. Jedoch ist die theoretische Wahrscheinlichkeit für diesen Übergang verschwindend gering im Verhältnis zu den übrigen Übergängen von $2P_{1/2}$. Diese Ionen können deshalb keine wahrnehmbaren Koronalinien ergeben.

Weiterhin ist zu beachten, daß die Grundkonfigurationen der nächst angrenzenden Ionisationsstufen, nämlich Fe IX, XV, XVI und XVII und die entsprechenden Ni-Ionen nur einen einzigen Term, $1S_0$ oder $2S_{1/2}$, bilden; es fehlen also metastabile Niveaus. Der Grundterm in Fe VIII und Ni X ist $2D$, doch ist die Termaufspaltung viel zu klein, um observierbare Wellen-

längen zu ergeben. Wie oben gesagt, werden die „verbotenen“ Übergänge von Fe VII in der Korona nicht beobachtet. Auch für Ni IX lassen sich keinerlei Linien identifizieren. Daß diese niedrigen Ionisationsstufen nicht merklich vorkommen, steht im Einklang mit den schon festgestellten Ionisationsbedingungen in der Korona (vgl. Abb. 5). Aus demselben Grunde muß auch ein Erscheinen von höheren Ionisationsstufen als Fe XVII unwahrscheinlich sein, besonders da das Ionisationspotential beim Übergang von Fe XVII nach Fe XVIII, d. h. beim Aufbrechen der *L*-Schale, stark ansteigt.

Weitere Übergänge innerhalb der Grundkonfiguration von Fe- und Ni-Ionen kommen also nicht mehr in Frage. Es gibt aber in der nächst

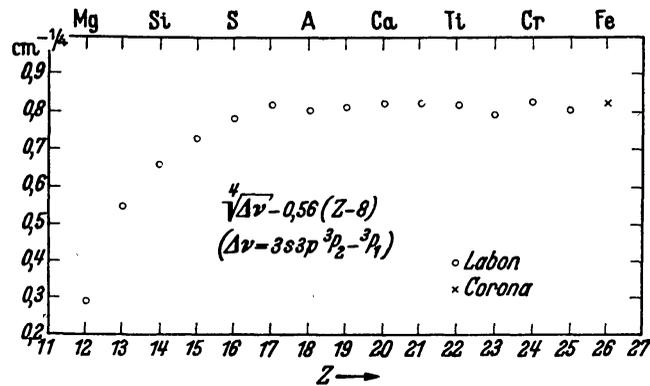


Abb. 6.

höheren Konfiguration von Fe XV und Ni XVIII zwei metastabile Niveaus, nämlich $3s3p^3P_0$ und 3P_2 . Diese können unter keinen Umständen mit dem Grundterm $3s^2^1S_0$ kombinieren. Dagegen kann 3P_2 durch magnetische Dipolstrahlung auf 3P_1 der gleichen Konfiguration übergehen. Die Wellenzahl dieses Überganges wurde für Fe XV aus dem Vakuumfunktenspektrum im extremen Ultraviolett auf 14120 cm^{-1} vom Verf. [7] bestimmt. Die Wellenzahl 14161 cm^{-1} für die einzige noch unidentifizierte der infraroten Linien, $\lambda 7059$ (vgl. Tabelle 17), liegt vollständig innerhalb der Fehlergrenzen für die Laboratoriumsmessung. Die Korona-Wellenzahl schließt sich im übrigen gut an die Beobachtungen in den vorhergehenden Elementen der isoelektronischen Serie an, wie aus dem Diagramm für $\sqrt{\Delta\nu}$ in Abb. 6 hervorgeht.

Diese Identifizierung ist mit Hinsicht auf das sicherlich reiche Vorkommen von Fe XV-Ionen sehr wahrscheinlich. Da die Anregungsenergie mit 31,9 e-Volt bedeutend höher ist als bei den früher identifizierten Übergängen, könnte man aus dem Vorkommen dieses Überganges folgende

Schlüsse bezüglich der Anregungsbedingungen in der Korona ziehen. Erstens ist eine Strahlungsanregung dieser Linie ausgeschlossen, wodurch die schon gemachte Annahme über Elektronenstoßanregung bestätigt wird. Zweitens ist der Boltzmann-Faktor für diese Energie stark von der Elektronentemperatur abhängig (Tabelle 13), während die übrigen Intensitätsfaktoren denen der anderen identifizierten Fe-Linien ähnlich sind. Hiernach müßte T_e auf Grund der beobachteten Intensität von λ 7059 sicher innerhalb der Grenzen $100\,000^{\circ}$ bis $400\,000^{\circ}$ liegen.

Metastabile Zustände mit relativ hoher Anregungsenergie (~ 50 e-Volt) kommen auch in Fe IX und Ni XI vor. Zur zweitiefsten Konfiguration dieser Ionen, $3s^2 3p^5 3d$, gehören 12 Niveaus, nämlich 1P_1 , 1D_2 , 1F_3 , $^3P_{012}$, $^3D_{123}$, $^3F_{234}$, wovon nur 1P_1 , 3P_1 und 3D_1 mit dem Grundterm $3s^2 3p^6 1S_0$ kombinieren, während die übrigen 9 also metastabil sind. Zwischen diesen können sich eine Anzahl Kombinationen ergeben, über deren Lage jedoch gegenwärtig nicht mehr gesagt werden kann, als daß mehrere in das observierbare λ -Gebiet fallen dürften. Es ist wohl nicht ausgeschlossen, daß einige der schwachen Koronalinien sich als derartige Übergänge erklären lassen.

Die Konfigurationen $3s^2 3p^k$ übriger Elemente. Chemische Zusammensetzung der Koronamaterie. Erwägt man die große Intensität gewisser Übergänge in Fe und Ni, so könnte man zunächst erwarten, daß unter den restlichen schwachen Koronalinien einige entsprechende Übergänge der angrenzenden Metalle zu entdecken seien. Ihre Wellenzahlen können genau vorausbestimmt werden mit Hilfe der für Fe und Ni identifizierten Koronalinien. Man findet jedoch, daß keine der bisher beobachteten Koronalinien hierdurch erklärt werden kann. Bei der Untersuchung, welche Intensitäten dabei zu erwarten wären, stößt man auf die Frage nach der chemischen Zusammensetzung der Koronamaterie. Verf. hat früher [10] darauf hingewiesen, daß die Identifizierung des Koronaspektrums auf eine Elementverteilung in Übereinstimmung mit der durchschnittlichen Zusammensetzung der Meteoritenmaterie hindeute. Durch seine kürzlich veröffentlichte quantitative Analyse des Sonnenspektrums hat B. STRÖMGREN [32] gezeigt, daß — jedenfalls für die von der Analyse berührten Metalle — der früher gefundene Unterschied in der Zusammensetzung der Sonnenatmosphäre und Meteoritenmaterie nicht existiert, sondern durch die Unsicherheit in der früheren Analyse des Sonnenspektrums zu erklären ist. Auch die Analyse des Nebelspektrums von I. S. BOWEN und A. B. WYSE [5] sowie

Tabelle 13.
 $\nu = 256\,000 \text{ cm}^{-1}$.

T_e	$e^{1,45 \nu/T_e}$
10^5	41
$2 \cdot 10^5$	6,4
$4 \cdot 10^5$	2,5

die von τ Scorpii durch A. UNSÖLD [35] deuten auf eine für verschiedene kosmische Objekte recht übereinstimmende Verteilung der Elemente (mit Ausnahme von H und He) hin. Für die Elemente C, N, O und Ne ist UNSÖLDS Analyse die einzig sichere Bestimmung über deren kosmisches Vorkommen. Bezüglich der schwereren Elemente scheint diejenige Annahme über die Verteilung in der Korona am zutreffendsten, nach welcher man die chemische Analyse der Meteoritenmaterie akzeptiert. Tabelle 14 gibt eine nach diesem Gesichtspunkt zusammengestellte Elementverteilung, ausgedrückt in Atomzahlen n_A pro 100 Atome Eisen. Die Ziffern der ersten 6 Elemente stellen UNSÖLDS Werte dar, umgerechnet auf $n_{Fe} = 100$, während die übrigen sich auf V. M. GOLDSCHMIDTS [11] Angaben für durchschnittliche Meteoritenmaterie stützen. Die Tabelle enthält sämtliche Elemente mit $n_A > 0,1$.

Tabelle 14. Kosmische Häufigkeit der Elemente in Atomzahlen pro 100 Atome Eisen.

In τ Scorpii nach A. UNSÖLD [35]			In Meteoriten nach V. M. GOLDSCHMIDT [11]					
1	H	1 710 000	11	Na	5,0	19	K	0,77
2	He	303 000	12	Mg	98	20	Ca	6,4
6	C	300	13	Al	9,9	22	Ti	0,53
7	N	650	14	Si	112	24	Cr	1,27
8	O	1 670	15	P	0,65	25	Mn	0,74
10	Ne	1 910	16	S	12,8	26	Fe	100
			17	Cl	0,6 ?	27	Co	0,39
			18	A	?	28	Ni	5,2

Nach obiger Tabelle und mit Hinsicht auf den Ionisationszustand in der Korona kann man für die der grünen Koronalinie entsprechenden Linien für Cr XII, Mn XIII und Co XV eine Intensität erwarten, die eine künftige Beobachtung dieser Linien vielleicht nicht ausschließt. Ihre berechneten Wellenlängen nebst geschätzten Intensitäten sind in Tabelle 15 angeführt.

Tabelle 15. Geschätzte λ und Intensitäten nicht beobachteter Übergänge.

Übergang		λ_{Luft}	Int.
Co XV	$2P_{11/2} - 2P_{1/2}$	4349,4	0,4
Mn XIII	$2P_{11/2} - 2P_{1/2}$	6539	0,7
S XII	$2P_{11/2} - 2P_{1/2}$	7536	2
Cr XII	$2P_{11/2} - 2P_{1/2}$	8159	0,6
Co XIV	$3P_1 - 3P_0$	8448	0,3

Die Konfigurationen $2s^2 2p^k$. Die identifizierten Linien von Ca XII und Ca XIII gehören zur Konfiguration $2s^2 2p^5$ bzw. $2s^2 2p^4$, und es bleibt zu untersuchen, ob eventuell auch andere Übergänge innerhalb der Konfigurationen $2s^2 2p^k$ als Koronalinien identifiziert werden können.

In Tabelle 16 ist das Laboratoriumsmaterial¹⁾ für die Aufspaltungen in 2P der Konfigurationen $2s^2 2p$ und $2s^2 2p^5$ zusammengefaßt. Von $2s^2 2p^5 ^2P$ liegen genaue Werte für Cl IX, K XI und Ca XII vor gemäß unveröffentlichter Messungen des Verfassers. Ca XII wurde laut Tabelle 1 identifiziert. Keine der Koronalinien entspricht dem Übergang in K XI, was verständlich ist, da Kalium nur $1/10$ so reichlich vorhanden ist wie Calcium (Tabelle 14). Der für A X mit großer Sicherheit interpolierte Wert 18063 cm^{-1} stimmt genau mit der Wellenzahl der selten beobachteten Koronalinie $\lambda 5536$ überein. Es besteht zwar keine quantitative Angabe über das kosmische Vorkommen von Argon, doch ist das Element mit Gewißheit sowohl in Stern- als auch in Nebelspektren nachgewiesen worden. Erwägt man UNSÖLDS [35] bemerkenswerte Entdeckung, daß Neon möglichenfalls das kosmisch am reichlichsten vorkommende Element nach Wasserstoff und Helium darstellt, so wäre es recht plausibel, die für diese Identifizierung von $\lambda 5536$ erforderliche Häufigkeit von Argon anzunehmen.

Für $2s^2 2p ^2P$ liegen die Beobachtungen nur bis Al IX vor, aber die streng lineare Variation in $\sqrt[4]{\zeta}$ ermöglicht eine recht sichere Extrapolierung. Man findet so für A XIV eine Wellenzahl, die eine Identifizierung mit der schwachen Koronalinie $\lambda 4959$ nicht ausschließen dürfte. Mit größerer Wahrscheinlichkeit könnte man jedoch die entsprechende Linie in S XII mit der berechneten Wellenlänge $\lambda 7536$ erwarten, die aber nicht beobachtet ist. Gemäß der Häufigkeitszahlen sollte sie eine größere Intensität als die beobachtete Ca XII-Linie haben (Tabelle 15).

Von der Konfiguration $2s^2 2p^4$ kann nur $^3P_1 - ^3P_2$ in Ca XIII in der Korona wiedergefunden werden. Für A XI wird derselbe Übergang auf $\lambda 6919$ extrapoliert.

Eine Extrapolierung der Grundtermintervalle für $2s^2 2p^2$ nach derselben Methode wie für $3s^2 3p^2$ zeigt, daß $^3P_1 - ^3P_0$ und $^3P_2 - ^3P_1$ bei Ca XV ungefähr gleich groß und je ungefähr 17700 cm^{-1} sein sollten. Wellenzahlenmäßig ist deshalb eine Identifizierung der von LYOT [22] beobachteten gelben Linie $\lambda 5694$ mit Ca XV $^3P_1 - ^3P_0$ (oder $^3P_2 - ^3P_1$)

¹⁾ Vgl. Fußnote 1, S. 33.

Tabelle 16. Vergleich der Grundtermaufspaltungen in der isoelektronischen Ionenserie $2s^2 2p$ (B I, C II...)
und $2s^2 2p^5$ (F I, Ne II...). $\zeta = \frac{2}{3} \Delta \nu$.

Z	Ion	$(^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}) \text{ cm}^{-1}$	$\frac{4}{3}\zeta$	Diff.	Ion	$(^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}) \text{ cm}^{-1}$	$\frac{4}{3}\zeta$	Diff.
5	B I	15,1	1,787	0,768	F I	404,0	4,051	0,727
6	C II	64,0	2,555	0,730	Ne II	782	4,778	0,713
7	N III	174,5	3,285	0,722	Na III	1 364	5,491	0,716
8	O IV	386,5	4,007	0,715	Mg IV	2 226	6,207	0,713
9	F V	746	4,722	0,720	Al V	3 440	6,920	0,715
10	Ne VI	1 316	5,442	0,703	Si VI	5 097	7,635	0,708
11	Na VII	2 139	6,145	0,706	P VII	7 268	8,343	0,711
12	Mg VIII	3 304	6,851	0,709	S VIII	10 081	9,054	0,711
13	Al IX	4 900	7,560	0,712	Cl IX	13 641	9,765	0,710
14	Si X				A X	(18 063)		
15	P XI							
16	S XII	(13 266)						
17	Cl XIII							
18	A XIV	22 935?	11,120				11,185	0,710
19								
20					Ca XII	30 028	11,895	0,710

denkbar. Man darf jedoch nicht außer acht lassen, daß die Ionisierungsspannung für Ca XV bedeutend höher ist als für alle anderen in der Korona identifizierten Ionen¹⁾. Andererseits teilt LYOT [23] dieser Linie eine Sonderstellung zu bei seiner Gruppierung der Koronalinien hinsichtlich ihrer Intensitätsverteilung längs des Sonnenrandes. Im übrigen faßt er die Linien λ 6374 und λ 7892, welche den beiden niedrigsten Ionisationsstufen, Fe X und Fe XI, entsprechen, zu einer Gruppe zusammen, während die anderen von ihm betrachteten Linien einer gemeinsamen Gruppe zugeführt werden. Die LYOTSche Klassifizierung, welche man als die zuverlässigste unter den vielen Versuchen einer physikalischen Einteilung der Koronalinien ansehen kann, steht also im Einklang mit den durch die gegenwärtigen Identifizierungen festgestellten Ionisationsstufen (vgl. auch M. WALDMEIER [37]).

Gemäß Tabelle 14 haben Si und Mg ungefähr die gleiche Häufigkeit wie Fe. Es können jedoch Linien dieser Elemente nicht beobachtet werden, weil in $2s^2 2p^k$ die Term aufspaltungen zu gering und die Abstände zwischen den Termen zu groß sind. Für die noch reichlicheren Elemente C, N, O und Ne gilt gleichfalls, daß diese kaum Linien geben können, weder „erlaubte“ noch „verbotene“, die unter den vorliegenden Ionisationsbedingungen beobachtet werden könnten. Was schließlich Wasserstoff und Helium anbelangt, so ist es vielleicht möglich, daß die Balmerlinien und die von He II im Koronaspektrum auftreten, obgleich die beobachtete Intensität dieser Linien bisher vollständig der Chromosphäre oder Protuberanzen zugeschrieben wurde.

Zusammenfassung. Nach dem oben Gesagten kommt man zu der Folgerung, daß kaum andere als die schon identifizierten Übergänge mit merklicher Intensität unter den vorhandenen physikalischen Bedingungen in der Korona erwartet werden können. Die Ausführungen haben jedoch nicht alle Möglichkeiten für zusätzliche Identifizierungen schwächerer Linien erschöpfen können, u. a. bleibt ja die Frage bezüglich der Übergänge in Fe IX und Ni XI offen. Aus der Zusammenstellung in Tabelle 17 geht hervor, daß andererseits das beobachtete Koronaspektrum fast restlos identifiziert worden ist. Unerklärt bleiben zwei Linien mit meßbarer Intensität λ 3454 (2,3) und λ 4567 (1,1) sowie zwei weitere sehr schwache Linien λ 3801 und λ 4311.

¹⁾ Die Ionisierungsspannung ist für $2s^2 2p^k$ im Durchschnitt doppelt so groß wie für $3s^2 3p^k$ bei der gleichen Ionisationsstufe.

Tabelle 17. Die Emissionslinien der Sonnenkorona. Zusammenstellung von Beobachtungsdaten und Identifizierungen.

λ Å	ν cm ⁻¹	Intensität	Identifizierung	A_m sec ⁻¹	E. F.	I. P.*
3 328	30 039	1,0	Ca XII $2s^2 2p^5 \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	488	3,72	589
3 388,1	29 507	16	Fe XIII $3s^2 3p^2 \ ^1D_2 - \ ^3P_2$	87	5,96	325
3 454,1	28 943	2,3				
3 601,0	27 762	2,1	Ni XVI $3s^2 3p \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	193	3,44	455
3 642,9	27 443	—	Ni XIII $3s^2 3p^4 \ ^1D_2 - \ ^3P_1$	18	5,82	350
3 800,8	26 303	—				
3 986,9	25 075	0,7	Fe XI $3s^2 3p^4 \ ^1D_2 - \ ^3P_1$	9,5	4,68	261
4 086,3	24 465	1,0	Ca XIII $2s^2 2p^4 \ ^3P_1 - \ ^3P_2$	319	3,03	655
4 231,4	23 626	2,6	Ni XII $3s^2 3p^5 \ ^2P_{1/2} - \ ^3P_{1/2}$	237	2,93	318
4 311	23 190	—				
4 359	22 935	—	? A XIV $2s^2 2p \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	108	2,84	682
4 567	21 890	1,1				
5 116,03	19 541,0	4,3	Ni XIII $3s^2 3p^4 \ ^3P_1 - \ ^3P_2$	157	2,42	350
5 302,86	18 852,5	100	Fe XIV $3s^2 3p \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	60	2,34	355
5 536	18 059	—	A X $2s^2 2p^5 \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	106	2,24	421
5 694,42	17 556,2	—	? Ca XV $2s^2 2p^3 \ ^3P_1 - \ ^3P_0$	95	2,18	814
6 374,51	15 683,2	8,1	Fe X $3s^2 3p^5 \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	69	1,94	233
6 701,83	14 917,2	5,4	Ni XV $3s^2 3p^3 \ ^3P_1 - \ ^3P_0$	57	1,85	422
7 059,62	14 161,2	2,2	Fe XV $3s \ 3p \ ^3P_2 - \ ^3P_1$	44	31,7	390
7 891,94	12 667,7	13	Fe XI $3s^2 3p^4 \ ^3P_1 - \ ^3P_2$	22	1,57	261
8 024,21	12 458,9	0,5	Ni XV $3s^2 3p^3 \ ^3P_2 - \ ^3P_1$	14	3,39	422
10 746,80	9 302,5	55	Fe XIII $3s^2 3p^2 \ ^3P_1 - \ ^3P_0$	14	1,15	325
10 797,95	9 258,5	35	Fe XIII $3s^2 3p^3 \ ^3P_2 - \ ^3P_1$	9,7	2,30	325

* Als I. P. ist hier die Ionisierungsspannung der nächst niedrigeren Ionisationsstufe angeführt.

Tabelle 17 enthält sämtliche mit Sicherheit festgestellten Koronalinien. Die Wellenlängen sind nach MITCHELLS Zusammenstellung [25] und LYOTS Messungen [23] angegeben. In der dritten Spalte weist die Tabelle die von GROTRIAN [13] photometrisch gemessenen Intensitäten auf. Die Zahlen der vierten Spalte wurden in der auf S. 54 angegebenen Weise aus den LYOTSchen Intensitätszahlen berechnet. Spalte 5 gibt die Identifizierung mit Ionenbezeichnung, Elektronkonfiguration sowie Ausgangs- und Endniveau in der genannten Reihenfolge. Darauf folgt die Übergangswahrscheinlichkeit A_m in sec^{-1} . Bei allen identifizierten Linien handelt es sich um magnetische Dipolstrahlung¹⁾. Ferner wird die Anregungsenergie E. P. für das Ausgangsniveau und schließlich die Ionisierungsspannung I. P. in e-Volt²⁾ angegeben. Letztere bezieht sich auf die nächst tiefere Ionisationsstufe, d. h. sie gibt die Energie an, welche für die Erzeugung des betreffenden Ions aus dem nächst vorhergehenden nötig ist.

E. Die Profile der Koronalinien.

Zum Schluß sei noch an einige bedeutungsvolle Beobachtungen über die Breite und die Profile der Koronalinien erinnert. B. LYOT [19, 21] fand für die Linien λ 5303, 6374 und 6702 eine der Wellenlänge proportionelle Breite der Größenordnung 1 \AA sowie ein symmetrisches Profil, welches restlos erklärt werden konnte durch den Doppler-Effekt bei einer MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung. M. WALDMEIER [39, 40] bestimmte aus Halbwertsbreiten für die Linie λ 5303 mittlere Geschwindigkeitskomponenten in der Sehrichtung von 37 km/sec am Sonnenrande bis 19 km/sec in 3,6' Abstand, die er hauptsächlich einer Turbulenz zuschrieb. Allerdings läßt sich aus der Beobachtung allein nicht feststellen, inwieweit die gefundene Geschwindigkeit als „thermische“ oder „turbulente“ zu deuten ist. Die beobachtete Geschwindigkeit ξ_0 würde sich aus der thermischen $\xi_{th} = \sqrt{2 RT/\mu}$ und der turbulenten ξ_t nach $\xi_0^2 = 2 RT/\mu + \xi_t^2$ zusammensetzen. Eine Separierung von ξ_{th} und ξ_t durch Vergleich von Linien verschiedener Elemente, wobei erstere vom Molekulgewicht μ abhängt, letztere aber nicht, scheitert an der Geringfügigkeit dieses Effektes. Für die Elemente A, Ca, Fe und Ni würde der Atomgewichtsunterschied — sogar im günstigsten Fall $\xi_t = 0$ — einen die Meßfehler kaum übersteigenden Einfluß auf die Linienbreite ausüben. Eine aus der beobachteten Linienbreite hergeleitete kinetische Temperatur würde allerdings mit der festgestellten Ionisierung

¹⁾ Für Ca XIII und Ca XV wurde S_m mit $\chi = 0,36$ erhalten. — ²⁾ Gemäß $1 \text{ cm}^{-1} = 1,239 \cdot 10^{-4} \text{ e-Volt}$.

64 BENGT EDLÉN, Deutung der Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona.

— wenigstens größenordnungsmäßig — im Einklang stehen. Auch die Anregung der oben erwähnten Fe XV-Linie deutet auf eine sehr hohe Temperatur hin. Eine Theorie für die Ursache einer hohen Partikelenergie in der Korona wurde neuerdings von H. ALFVÉN [1] aufgestellt, der auch auf den physikalischen Zustand der Korona ausführlich eingegangen ist.

Literaturverzeichnis.

- 1] H. ALFVÉN, Arkiv för Matem. Astron. och Fysik **27A**, Nr. 25, 1941. —
 2] S. BAUMBACH, Astr. Nachr. **263**, 121, 1937. — 3] I. S. BOWEN, Rev. Mod. Phys. **8**, 55, 1936. — 4] I. S. BOWEN u. B. EDLÉN, Nature **143**, 374, 1939. —
 5] I. S. BOWEN u. A. B. WYSE, Lick Obs. Bull. Nr. 495, 1939. — 6] E. U. CONDON u. G. H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra. Cambridge, Univ. Press., 1935. — 7] B. EDLÉN, ZS. f. Phys. **103**, 536, 1936. — 8] B. EDLÉN, ebenda **104**, 188, 1937. — 9] B. EDLÉN, ebenda **104**, 407, 1937. — 10] B. EDLÉN, Arkiv för Matem. Astron. och Fysik **28B**, Nr. 1, 1941. — 11] V. M. GOLDSCHMIDT, Norske Videnskaps-Akademie Skrifter I Mat.-Naturv. Klasse Nr. 4, 1938. —
 12] W. GROTRIAN, ZS. f. Astrophys. **2**, 106, 1931. — 13] W. GROTRIAN, ebenda **7**, 26, 1933. — 14] W. GROTRIAN, Naturwiss. **27**, 214, 1939. — 15] M. H. HEBB u. D. H. MENZEL, Astrophys. Journ. **92**, 408, 1940. — 16] C. C. KIESS, B. S. J. R. **21**, 185, 1938. — 17] C. C. KIESS u. T. L. DE BRUIN, B. S. J. R. **23**, 443, 1939. — 18] P. G. KRUGER u. H. S. PATTIN, Phys. Rev. **52**, 621, 1937, — 19] B. LYOT, C. R. **202**, 1259, 1936. — 20] B. LYOT, ebenda **203**, 1327, 1936. — 21] B. LYOT, L'Astronomie **51**, 203, 1937. — 22] B. LYOT, C. R. **206**, 648, 1938. — 23] B. LYOT, M. N. **99**, 580, 1939. — 24] D. H. MENZEL, L. H., ALLER u. M. H. HEBB, Astrophys. Journ. **93**, 230, 1941. — 25] S. A. MITCHELL, in Handbuch der Astrophysik Bd. IV u. VII. — 26] S. PASTERNAK, Astrophys. Journ. **92**, 129, 1940. — 27] F. W. PAUL u. H. D. POLSTER, Phys. Rev. **59**, 424, 1941. — 28] L. W. PHILLIPS u. W. L. PARKER, ebenda **60**, 301, 1941. — 29] H. A. ROBINSON u. G. H. SHORTLEY, ebenda **52**, 713, 1937. — 30] G. H. SHORTLEY, ebenda **57**, 225, 1940. — 31] G. H. SHORTLEY, L. H. ALLER, J. G. BAKER u. D. H. MENZEL, Astrophys. Journ. **93**, 178, 1941. — 32] B. STRÖMGREN, Festschrift für ELIS STRÖMGREN, S. 218. Kopenhagen 1940. — 33] P. SWINGS, Scientia, Febr. 1939. — 34] A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären. Berlin 1938. — 35] A. UNSÖLD, ZS. f. Astrophys. **21**, 22, 1941. — 36] M. WALDMEIER, ebenda **19**, **21**, 1939. — 37] M. WALDMEIER, ebenda **20**, 172, 1940. — 38] M. WALDMEIER, ebenda **20**, 317, 1941. — 39] M. WALDMEIER, ebenda **20**, 323, 1941. — 40] M. WALDMEIER, ebenda **21**, 120, 1942. — 41] S. G. WEISSBERG u. P. G. KRUGER, Phys. Rev. **49**, 872, 1936.