Zeitschrift: Mitteilungen der aargauischen Naturforschenden Gesellschaft

Herausgeber: Aargauische Naturforschende Gesellschaft

Band: 22 (1945)

Artikel: Der physikalische Zustand der Sonnenkorona

Autor: Waldmeier, M.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-172266

Der physikalische Zustand der Sonnenkorona

Von M. Waldmeier, Zürich

Die Korona ist die äußerste, weit ausgedehnte Atmosphäre der Sonne, die bis zu mehreren Sonnenradien Abstand vom Sonnenrand beobachtet werden kann, aber wegen ihrer Lichtschwäche nur bei totalen Sonnenfinsternissen, wenn der Mond das direkte Sonnenlicht abhält und die Erdatmosphäre in einem weiten Umkreis um den Beobachtungsort beschattet. Die Korona war bisher eine unverstandene Erscheinung voller Rätsel und Merkwürdigkeiten. Erst jetzt beginnt sich die physikalische Natur der Korona aufzuklären. Im folgenden wird versucht, ein einheitliches Bild vom physikalischen Zustand der Korona zu entwerfen unter der vereinfachenden statischen Betrachtungsweise. Dieses Bild wird reichlich schematisiert sein und die Eigenschaften der Korona nur in erster Näherung darstellen, denn dieselbe ist in ihren Einzelheiten ohne die Betrachtung ihres kinematischen und dynamischen Zustandes nicht zu verstehen; trotzdem lassen sich die meisten Eigenschaften der Korona zumindest qualitativ verstehen, und zwar im wesentlichen aus ihrer Temperatur heraus. Das entscheidende Ergebnis, das wir hier vorwegnehmen wollen und das die verschiedenen merkwürdigen und rätselhaften Erscheinungen der Korona erklärt, ist die sehr hohe Temperatur der Koronagase, die sich nach ganz verschiedenen Methoden zu rund einer Million Grad ergibt. Nirgends sonst bietet sich im Universum oder Laboratorium so hoch temperierte Materie der Beobachtung dar. Diese hohe Temperatur gibt den Schlüssel zum Verständnis der Eigenschaften der Korona und macht diese zu einem der aktuellsten Forschungszweige der Astrophysik; überdies kommt ihr bezüglich der Vorgänge in den höchsten Schichten der Erdatmosphäre eine große praktische Bedeutung zu.[1]

1. *Die Dichte der Koronamaterie.* Die Schwarzschildsche

Hypothese,[2] daß das Koronalicht an den freien Elektronen des Koronagases gestreutes Photosphärenlicht sei, kann heute durch die Untersuchungen über die Energieverteilung[3] im Koronaspektrum und über die Polarisation[4] [5] des Koronalichtes als gesichert betrachtet werden. Da der Streukoeffizient des Elektrons zuverlässig bekannt ist, läßt sich aus der Intensität des Koronalichtes die Zahl der streuenden Elektronen berechnen. Nach S. Baumbach[6] ist der radiale Abfall der Elektronendichte $N_e(r)$ bei Berücksichtigung der zuverlässigsten Helligkeitsmessungen und unter Voraussetzung sphärischer Struktur durch folgende Formel darstellbar:

$$N_e(r) = 10^8 \left(\frac{0.036}{r^{1.5}} + \frac{1.55}{r^6} + \frac{2.99}{r^{16}} \right) \tag{1}$$

wobei $N_e(r)$ die Zahl freier Elektronen pro cm^3 im Abstand r (ausgedrückt in Einheiten des Sonnenradius = 695 000 km) vom Sonnenzentrum bedeutet. Danach befinden sich unmittelbar am Sonnenrand ($r = 1$) $4.58 \cdot 10^8$ freie Elektronen im Kubikzentimeter. Da die Sonnenatmosphäre vorwiegend aus Wasserstoff besteht,[7] machen wir die naheliegende und vereinfachende Annahme, die Korona bestehe praktisch überhaupt nur aus Wasserstoff und die übrigen Elemente spielen bloß die Rolle von Verunreinigungen.[18] Aus den später zu bestimmenden Werten der Temperatur $T = 10^6$ und des Elektronendruckes $P_e = 6 \cdot 10^{-2}$ dyn cm^{-2} (in der innersten Korona) berechnen wir den Ionisationsgrad x des koronalen Wasserstoffgases nach der Sahaschen Formel

$$\log (x \,.\, P_e) = -\chi \frac{5040}{T} + \frac{5}{2} \log T - 0.48 \tag{2}$$

wobei $\chi = 13.53$ eV die Ionisationsenergie des Wasserstoffes bedeutet, zu $x = 10^{16}$; d. h. erst auf 10^{16} Wasserstoffionen kommt ein Wasserstoffatom. Der Wasserstoff ist somit in der Korona vollständig ionisiert, die Dichte der Protonen N_p somit gleich derjenigen der Elektronen. Daraus ergibt sich die Dichte des Koronagases $\varrho = N_p \cdot m_H$, wobei $m_H = 1.665 \cdot 10^{-24}$ g die Masse des Wasserstoffatoms bedeutet. Schließlich erhalten wir noch den Elektronendruck P_e

$$P_e = N_e \cdot kT \tag{3}$$

wobei $k = 1.37 \cdot 10^{-16}$ erg/grad die Boltzmannsche Konstante bedeutet. Wegen der Gleichheit von N_p und N_e ist der Protonendruck gleich dem Elektronendruck, der gesamte Gasdruck somit

$$p = 2\,NkT \tag{4}$$

Die Größen $N = N_e = N_p$, ϱ und P_e für $T = 10^6$ sind in Tabelle 1 in Abhängigkeit von r mitgeteilt.

Tabelle 1. Dichte und Druck in der Korona.

r	$N_e = N_p$	P_e	ϱ
1.00	$4.58 \cdot 10^8\,cm^{-3}$	$6.27 \cdot 10^{-2}\,dyn\,cm^{-2}$	$7.62 \cdot 10^{-16}\,g\,cm^{-3}$
1.03	3.11	4.26	5.18
1.06	2.29	3.14	3.81
1.10	1.56	2.14	2.60
1.2	$7.04 \cdot 10^7$	$9.64 \cdot 10^{-3}$	1.17
1.3	3.84	5.26	$6.40 \cdot 10^{-17}$
1.4	2.38	3.26	3.96
1.6	1.11	1.52	1.85
1.8	$6.13 \cdot 10^6$	$8.40 \cdot 10^{-4}$	1.03
2.0	3.73	5.11	$6.21 \cdot 10^{-18}$
2.2	2.50	3.42	4.16
2.4	1.79	2.45	2.98
2.6	1.35	1.85	2.25
2.8	1.10	1.51	1.83
3.0	$9.13 \cdot 10^5$	1.25	1.52
3.5	6.32	$8.66 \cdot 10^{-5}$	1.06
4.0	5.12	7.01	$8.52 \cdot 10^{-19}$
5.0	3.81	5.22	6.35
6.0	2.49	3.41	4.15
8.0	1.63	2.24	2.72
10.0	1.10	1.51	1.83

2. *Dichtegradient und Temperatur.* Das auffallendste Merkmal der Korona ist ihre gewaltige Ausdehnung. Da die Dichte in der Korona mit r mehrere hundertmal langsamer abnimmt als in der Photosphäre, d. h. der Dichtegradient der Korona gegen tausendmal kleiner ist als derjenige der Photosphäre, der Dichtegradient aber in einer isothermen Atmosphäre der Temperatur

umgekehrt proportional ist, muß die Temperatur der Korona gegen tausendmal höher sein als diejenige der Photosphäre (6000^0), somit größenordnungsmäßig eine Million Grad betragen. Diese Überlegung wollen wir nun etwas exakter durchführen.[8]

Im Falle thermischen Gleichgewichtes beträgt bei der Temperatur T die kinetische Energie jedes Teilchens

$$E = \frac{3}{2} kT \tag{5}$$

und somit der Gasdruck

$$p = 2NkT = \frac{4}{3} NE \tag{6}$$

Der Wirkung der Schwerkraft pro cm^3 muß der Druckgradient das Gleichgewicht halten. Jene beträgt, wenn m_H die Masse des H-Atoms und g die Schwerebeschleunigung an der Sonnenoberfläche bedeutet, $N(r) \cdot m_H \cdot g \cdot r^{-2}$

Somit haben wir:

$$\frac{1}{R} \cdot \frac{dp}{dr} = - \frac{g \,.\, N(r) m_H}{r^2} \tag{7}$$

Auf der linken Seite tritt im Nenner der Sonnenradius R auf, weil wir den Druckgradienten auf die Längeneinheit 1 cm beziehen müssen. Daraus ergibt sich unter Benutzung von (6):

$$\frac{4}{3R} \left(\frac{dN}{dr} E + N \frac{dE}{dr} \right) = - \frac{g N(r) m_H}{r^2} \tag{8}$$

oder unter Verwendung der Abkürzung: $E_0 = \frac{3}{4} g R m_H$:

$$\frac{d(E/E_0)}{dr} + \frac{E}{E_0} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dr} = - \frac{1}{r^2} \tag{9}$$

$$\frac{d(E/E_0)}{dr} N + (E/E_0) \frac{dN}{dr} = \frac{d}{dr} \left(\frac{E}{E_0} N \right) = - \frac{N}{r^2} \tag{10}$$

$$\frac{E}{E_0} = - \frac{1}{N} \int \frac{N}{r^2} dr \tag{11}$$

Setzen wir hier den Wert für N aus (1) ein und führen die Integration aus, so ergibt sich:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\frac{0.036}{2.5} r^{-2.5} + \frac{1.55}{7} r^{-7} + \frac{2.99}{17} r^{-17}}{0.036 \cdot r^{-1.5} + 1.55 \cdot r^{-6} + 2.99 \cdot r^{-16}} \tag{12}$$

Dieser Ausdruck ist in dem Bereich $1 < r < 3.5$, in welchem (1) einigermaßen zuverlässig ist[9], nahezu konstant: $E/E_0 = 0.11$. Somit beträgt die Temperatur der Korona:

$$T = \frac{2}{3} \cdot \frac{E}{k} = \frac{0.22 \cdot g \cdot R \cdot m_H}{4 \cdot k} = 1.3 \cdot 10^6 \text{ grad} \tag{13}$$

3. *Die Elektronentemperatur der Korona.* Da die freien Elektronen das Photosphärenlicht wellenlängenunabhängig streuen, muß das kontinuierliche Koronaspektrum ein exakter Abklatsch des Photosphärenspektrums sein. Das trifft aber nur teilweise zu, indem zwar das Koronalicht dieselbe spektrale Energieverteilung aufweist wie das Photosphärenlicht,[3] hingegen die Fraunhoferschen Linien im Spektrum der Korona (jedenfalls in deren innerem Teil) vollständig fehlen. Die Abwesenheit der Fraunhoferschen Linien kann auf die thermische Bewegung der streuenden Elektronen zurückgeführt werden. Nach (5) beträgt die kinetische Energie einer jeden Partikel

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT \tag{14}$$

Da die Masse m des Elektrons rund 2000mal geringer ist als diejenige des H-Atoms, ist die Geschwindigkeit v der Elektronen etwa 43mal größer als die thermische Geschwindigkeit der Protonen. Rechnen wir mit der Grenztemperatur $T = 5000^0$, so ergibt sich v zu rund 500 km/sec. Dieser Geschwindigkeit entspricht bei der Wellenlänge $\lambda = 3000$ Å eine Dopplerverschiebung $\Delta\lambda$ des gestreuten Lichtes:

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda = \frac{5 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^{-5}}{3 \cdot 10^{10}} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 5 \text{ Å} \tag{15}$$

Bei der Streuung an den Elektronen würde somit jede Fraunhofersche Linie nach jeder Seite hin um 5 Å, im gesamten somit auf 10 Å verbreitert werden. Es ist klar, daß die schwachen Fraunhoferschen Linien dabei vollständig verwaschen werden; die intensiveren, die bereits im Sonnenspektrum eine Breite von mehreren Å besitzen, sollten dagegen im Koronaspektrum, wenn auch verbreitert, immer noch deutlich zu erkennen sein. Daß aber auch diese Linien fehlen, kann nur so gedeutet werden, daß die Elektronen eine viel größere Geschwindigkeit aufweisen als der Temperatur von 5000^0 entspricht. Aus dem Fehlen der Fraunhoferschen Linien kann man zunächst nur eine untere Grenze für die Elektronengeschwindigkeiten und die Koronatemperatur ableiten. Hier führt uns aber eine von W. Grotrian[10] gemachte Beobachtung weiter. Die Intensität des Photosphärenspektrums zeigt im Gebiete von 3800 Å infolge einer zufälligen Häufung der Fraunhoferschen Linien eine Abnahme. Diese Einsenkung der Intensitätskurve, die sozusagen eine sehr breite Fraunhofersche Linie darstellt, zeigt sich nach Grotrian auch im Koronaspektrum, allerdings stark verwaschen. Die nur sehr roh angebbare Verwaschungsbreite soll etwa 60 Å betragen, woraus sich nach (15) eine Elektronengeschwindigkeit von rund 6000 km/sec ergibt und nach (14) eine Temperatur von 720 000°. Da die Beobachtungsgrundlagen dieser Methode etwas unsicher sind, wollen wir auf diesen Wert kein großes Gewicht legen und nur festhalten: die Temperatur des Elektronengases dei inneren Korona ist von der Größenordnung 10^6 Grad.

4. *Das Linienspektrum der Korona.* Bis jetzt haben wir uns nur mit dem kontinuierlichen Spektrum der Sonnenkorona beschäftigt, welches rund 99 % der gesamten visuellen Koronastrahlung umfaßt. Die restlichen 1 % verteilen sich auf die in Tabelle 2 aufgeführten 26 Emissionslinien. Diese Linien bildeten jahrzehntelang das letzte der großen spektroskopischen Rätsel. Erst 1939 gelang W. Grotrian[11] die Identifikation der Linien 6374 und 7892 Å und zwei Jahre später B. Edlén[12] diejenige der meisten übrigen Koronalinien. Ohne hier auf diese Identifikationen näher einzugehen, bemerken wir beiläufig, daß es sich bei sämtlichen Koronalinien um verbotene Linien sehr hoher Ionisationsstufen von Fe, Ni, Ca und A handelt. Unter dem in der letzten Spalte der Tabelle 2 aufgeführten Ionisationspotential ist die Ionisationsspannung der nächst niedrigeren Ionisationsstufe verstanden. Das Auftreten von 9- bis 15fach ionisierten Metallatomen in der Korona würde man früher für unmöglich gehalten haben; heute sieht man darin einen weiteren Beweis für die hohe Temperatur des Koronagases. Rechnen wir nach Tabelle 2 mit einer mittleren Energie der Koronapartikel von 300 eV und berücksichtigen wir, daß in der Photosphäre bei $T = 6000^0$ die kinetische Energie der Atome nur rund 1 eV beträgt, so ergibt sich für die Korona eine Temperatur von $300 \cdot 6000^0 = 1.8 \cdot 10^6$ Grad.

Tabelle 2. Die Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona

λ Å	Identifikation	Ion.Pot.
3328	Ca XII $2s^2\ 2p^5\ ^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$	589
3388.1	Fe XIII $3s^2\ 3p^2\ ^1D_2 - {}^3P_2$	325
3454.1		
3533.4		
3601.0	Ni XVI $3s^2\ 3p\ ^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	455
3642.9	Ni XIII $3s^2\ 3p^4\ ^1D_2 - {}^3P_1$	350
3800.8		
3986.9	Fe XI $3s^2\ 3p^4\ ^1D_2 - {}^3P_1$	261
4086.3	Ca XIII $2s^2\ 2p^4\ ^3P_1 - {}^3P_2$	655
4231.4	Ni XII $3s^2\ 3p^5\ ^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$	318
4311		
4359	A XIV $2s^2\ 2p\ ^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	682
4412		
4567		
4586		
5116.03	Ni XIII $3s^2\ 3p^4\ ^3P_1 - {}^3P_2$	350
5302.86	Fe XIV $3s^2\ 3p\ ^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	355
5536	A X $2s^2\ 2p^5\ ^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$	421
5694.42	Ca XV $2s^2\ 2p^2\ ^3P_1 - {}^3P_0$	814
6374.51	Fe X $3s^2\ 3p^5\ ^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$	233
6701.83	Ni XV $3s^2\ 3p^2\ ^3P_1 - {}^3P_0$	422
7059.62	Fe XV $3s\ 3p\ ^3P_2 - {}^3P_1$	390
7891.94	Fe XI $3s^2\ 3p^4\ ^3P_1 - {}^3P_2$	261
8024.21	Ni XV $3s^2\ 3p^2\ ^3P_2 - {}^3P_1$	422
10746.80	Fe XIII $3s^2\ 3p^2\ ^3P_1 - {}^3P_0$	325
10797.95	Fe XIII $3s^2\ 3p^2\ ^3P_2 - {}^3P_1$	325

Ob in der Korona überhaupt verbotene Linien auftreten können oder nicht, hängt davon ab, ob die Entvölkerung der metastabilen Ausgangsniveaus dieser Linien durch Stoßabregung und Strahlungsabsorption kleiner oder größer ist als diejenige durch die durch A_m gegebenen spontanen Übergänge. Da bei sämtlichen Fe-Ionen die nächst höhere Konfiguration $3\,s\,3\,p^{k+1}$, welche mit der Grundkonfiguration $3\,s^2\,3\,p^k$ kombiniert etwa 35 eV höher liegt als diese (bei den Ni-Ionen noch mehr), kommt für die Abregung durch Strahlungsabsorption nur Strahlung mit $\lambda < 400$ Å in Frage; in diesem Gebiet ist die Sonnenstrahlung so schwach, daß praktisch keine Strahlungsabregung stattfindet. Hinsichtlich der Abregung durch Elektronenstoß können wir auf das analoge Problem bei den verbotenen Linien in den Gasnebeln zurückgreifen. Besitzen die Elektronen eine der Temperatur T_e entsprechende Geschwindigkeitsverteilung, so ist die Wahrscheinlichkeit für die Stoßabregung eines metastabilen Niveaus:

$$W = \frac{N_e}{\sqrt{T_e}} \Sigma (2J + 1) \tag{16}$$

wobei N_e die Elektronendichte ist und die Summierung der statistischen Gewichte $2J+1$ sich auf sämtliche tieferen Niveaus bezieht. Wie das Auftreten der Nebellinien zeigt, ist für diese W nach (16) bei den Verhältnissen der Gasnebel ($N_e \sim 10^4$, $T_e \sim 10^4$) bedeutend kleiner als die Wahrscheinlichkeit für spontane Übergänge. In der Korona wird W jedoch viel größer sein als in den Gasnebeln, da hier N_e etwa 10^8 beträgt. Diese Vergrößerung von W wird teilweise dadurch kompensiert, daß für die Koronalinien A_m rund 10^3 mal größer ist als für die Nebellinien. Damit wir in der Korona auf denselben Wert von A_m/W kommen wie in den Gasnebeln, d. h. damit die Bedingungen für das Auftreten der Koronalinien erfüllt sind, müssen wir $\sqrt{T_e}$ gegenüber den Gasnebeln um einen Faktor 10 höher annehmen und erhalten damit für die Elektronentemperatur der Korona wieder den Wert von 10^6 Grad.

Ebenso unerwartet wie das Auftreten von Linien von Fe X bis Fe XIV ist das vollständige Fehlen der Wasserstofflinien, welches einer näheren Betrachtung bedarf, umsomehr als wir die Annahme gemacht haben, die Koronamaterie bestehe vorwiegend aus Wasserstoff.[19] Die Protonen werden mit den Elektronen rekombinieren und dabei das Wasserstoffspektrum emittieren. Bedeuten N_e und N_p wieder die Dichten der Elektronen und Protonen, so beträgt bei der Temperatur T die Zahl der Rekombinationen in den n. ten Quantenzustand pro cm^3 und sec. nach Cillié[13]:

$$R(n) = \frac{2^9 \pi^5}{(6\pi)^{3/2}} \cdot \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^3} \left(\frac{m}{k}\right)^{3/2} M(n,T)\, N_e N_p \tag{17}$$

wobei m und e Masse bzw. Ladung des Elektrons bedeuten, c die Lichtgeschwindigkeit ist und h die Plancksche Konstante. Die Funktion M (n,T) ist gegeben durch:

$$M(n,T) = \frac{1}{T^{3/2}} \cdot \frac{1}{n^3} \cdot e^{\chi_n/kT} \int\limits_{\chi_n/kT}^{\infty} e^{-x} \frac{dx}{x} \tag{18}$$

wobei χ_n die Ionisationsenergie aus dem n.ten Zustand bedeutet:

$$\chi_n = \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2} \tag{19}$$

Für $T = 10^6$ und $N_e = N_p = 10^8$ (nach Tab. 1) ergibt sich aus (17):

$$R(1) = 54$$
$$R(2) = 11$$
$$R(3) = 4$$

Die wichtigste im beobachtbaren Spektralbereich gelegene Wasserstofflinie Hα 6563 Å entspricht dem Übergang $n=3 \rightarrow n=2$; deshalb sind für die Emissionen dieser Linie die Rekombinationen in deren Ausgangsniveau $n=3$ maßgebend. Aber von den in den Zustand 3 rekombinierenden Atomen werden die meisten unter Emission der nicht beobachtbaren Lyman-β-Linie direkt in den Grundzustand übergehen und nur der kleinere Teil derselben über den Zustand $n=2$ unter Emission eines Hα-Quants und anschließend eines nicht beobachtbaren Lα-Quants. Wir kommen somit zu dem Resultat, daß in der Korona pro cm^3 und sec größenordnungsmäßig 1 Hα-Quant emittiert wird.

Nach Tab. 1 befinden sich in der Korona in einer Säule von 1 cm^2 Querschnitt oberhalb der Photosphäre rund $4 \cdot 10^{18}$ Elektronen. Bilden wir daraus eine homogene Atmosphäre von der oben betrachteten Dichte $N_e = N_p = 10^8$, so erreicht dieselbe eine Höhe von $4 \cdot 10^{10}$ cm und ein Volumen von $4 \cdot 10^{33}$ cm^3. Die gesamte Korona emittiert somit pro sec $4 \cdot 10^{33}$ Hα-Quanten, und da jedes eine Energie von $2.4 \cdot 10^{-12}$ erg besitzt, $9.6 \cdot 10^{21}$ erg/sec. Die Energieemission der Sonne beträgt $4 \cdot 10^{33}$ erg/sec, diejenige der Korona $4 \cdot 10^{27}$ erg/sec. Die Hα-Emission der Korona beträgt somit nur zwei Millionstel ihrer Gesamtstrahlung. Da es sich um Linienemissionen handelt, erhalten wir ein anschaulicheres Resultat wenn wir dieselbe mit der Intensität der Koronalinien vergleichen. Von der gesamten sichtbaren Koronastrahlung entfällt etwa $1‰ = 4 \cdot 10^{25}$ erg/sec auf die intensivste Koronalinie 5303 Å. Die Intensität von Hα beträgt somit in der Korona bloß 2/10000 der Koronalinie 5303 Å. Es ist deshalb ohne weiteres verständlich, daß man von der koronalen H-Emission nichts bemerkt. Da die Koronalinie 5303 Å im Mittel eine Aequivalentbreite von etwa 30 Å im kontinuierlichen Spektrum der Korona aufweist, so wird die Aequivalentbreite von $H\alpha$, an welcher Stelle das Kontinuum etwa halb so intensiv ist wie bei 5303 Å, etwa 0.012 Å betragen. Die Breite von $H\alpha$ mißt aber bei der Temperatur von 10^6 Grad rund 10 Å, sodaß durch die $H\alpha$-Emission die Kontinuumsintensität im Bereich dieser Linie um den unmerklich kleinen Betrag von 1/1000 gesteigert ist. Damit ist die Abwesenheit der Wasserstofflinien im Koronaspektrum erklärt.

5. *Die Ionisationstemperatur der Korona.* Wir haben bereits im vorangegangenen Abschnitt aus dem Auftreten von Ionisationsenergien von einigen hundert eV auf die Koronatemperatur von der Größenordnung 10^6 geschlossen. Wir versuchen nun, den Ionisationsgrad des Eisens in der Korona zu berechnen. Im Falle weit fortgeschrittener Ionisation, der nach der hohen Temperatur und der niedrigen Dichte in der Korona zu erwarten ist und nach Ausweis des Spektrums tatsächlich auch vorliegt, kann man näherungsweise die Ablösearbeit χ_n eines Elektrons aus der n.ten Elektronenschale durch den Coulombfeldausdruck darstellen:[14]

$$\chi_n = \frac{2\pi^2 me^4}{n^2 h^2} Z^2 \tag{20}$$

wobei Z die Kernladungszahl bedeutet. In dieser Näherung werden somit die Elektronen nur in bezug auf die Schale, der sie angehören unterschieden, sodaß $\chi_K, \chi_L, \chi_M, \ldots$ mittlere Bindungsenergien der Elektronen dieser Schalen bedeuten. Die Elektronenkonfiguration eines Atoms wird dann beschrieben durch die Anzahlen $n_K, n_L, n_M, \ldots$ (nicht zu verwechseln mit der Quantenzahl n) der Elektronen in den einzelnen Schalen. Die statistischen Gewichte q der Besetzungen der einzelnen Schalen entsprechen den Realisierungsmöglichkeiten dieser Besetzungen. Da nach dem Paulischen Ausschließungsprinzip die K-Schale maximal 2, die L-Schale 8, die M-Schale 18, ... Elektronen enthält, betragen die statistischen Gewichte

$$\begin{aligned} q(n_k) &= \binom{2}{n_k} \\ q(n_L) &= \binom{8}{n_L} \\ &\ldots\ldots \end{aligned} \tag{21}$$

und somit ist das statistische Gewicht der ganzen Konfiguration

$$\binom{2}{n_K}\binom{8}{n_L}\binom{18}{n_M}\cdots \tag{22}$$

Diesem Gewicht ist die Zahl der pro cm³ enthaltenen durch n_K, $n_L, n_M, \ldots$ charakterisierten Atome proportional, für welche die Quantenstatistik liefert

$$\binom{2}{n_K}\binom{8}{n_L}\binom{18}{n_M}\cdots z_K^{n_K} \cdot z_L^{n_L} \cdot z_M^{n_M} \cdots \tag{23}$$

wobei die z_i die Bedeutung haben:

$$z_i = \frac{h^3}{2(2\pi m k)^{3/2}} \cdot \frac{N_e}{T^{3/2}} e^{\chi i/kT} \tag{24}$$

Hierin bedeutet N_e die Elektronendichte. Die K-Schale kann durch 0, 1 oder 2 Elektronen besetzt sein, wobei sich die Häufigkeiten dieser 3 Besetzungsmöglichkeiten verhalten wie

$$\binom{2}{0} : \binom{2}{1} z_K : \binom{2}{2} z_K^2 \tag{25}$$

Daraus berechnet sich die durchschnittliche Anzahl N_k der K-Elektronen pro Atomkern:

$$N_K = \frac{0\binom{2}{0} + 1\binom{2}{1} z_K + 2\binom{2}{2} z_K^2}{\binom{2}{0} + \binom{2}{1} z_K + \binom{2}{2} z_K^2} = \frac{2}{1 + z_K^{-1}} \tag{26}$$

und analog die mittlere Anzahl der L-Elektronen

$$N_L = \frac{8}{1 + z_L^{-1}} \tag{27}$$

und allgemein die mittlere Anzahl der in der i.ten Schale gebundenen Elektronen

$$N_i = \frac{2\,i^2}{1 + z_i^{-1}} \tag{28}$$

Da aber die i.te Schale im nichtionisierten Atom $2i^2$ Elektronen enthält, liefert diese Schale bei der Ionisation

$$2i^2 - N_i = \frac{2i^2}{1 + z_i} \tag{29}$$

Elektronen.

Nach diesen Formeln wurden die Besetzungszahlen im Fe-Atom ($Z = 26$) für die Elektronendichte in der Korona, $N_e = 10^8\ cm^{-3}$ und für verschiedene Temperaturen berechnet, worüber Tabelle 3 orientiert. Von den 26 Elektronen des Fe-Atoms enthält die K-Schale 2, die L-Schale 8, während die restlichen 16 als M-Elektronen behandelt worden sind (was nicht ganz korrekt, aber für das vorliegende Problem bedeutungslos ist).

Tab. 3. Die Ionisation von Eisen bei Temperaturen von 10^5—10^6 Grad und einer Elektronendichte von 10^8.

$T/10^5$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
N_K	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
N_L	8	8	8	8	8	8	3.70	0.11	0	0
N_M	16	16	15	0.01	0	0	0	0	0	0
$N = \Sigma N_i$	26	26	25	10.01	10	10	5.70	2.11	2	2
freie Elektronen pro Atomkern	0	0	1	15.99	16	16	20.30	23.89	24	24

Aus Tabelle 3 geht hervor, daß bis zu 300 000° alle 3 Schalen im wesentlichen intakt sind; zwischen 3 und $4 \cdot 10^5$ Grad werden die 16 M-Elektronen abgebaut und zwischen 7 und $8 \cdot 10^5$ Grad die 8 L-Elektronen. Da die intensivste Koronalinie (5303 Å) dem Ion Fe XIV angehört, liegt die Annahme nahe, daß die meisten Fe-Atome sich in diesem Ionisationszustand befinden; dieser entspricht aber nahezu dem Zustand vollständiger Abbauung der M-Schale, was nach Tabelle 3 in dem Temperaturintervall 4—$6 \cdot 10^5$ Grad der Fall ist. Die Ionisationstemperatur der Korona beträgt somit rund $0.5 \cdot 10^6$ Grad. Bei der nur approximativen Berechnung des Ionisationsgrades ist die sich ergebende Diskrepanz von etwa einem Faktor 2 gegenüber anderen Temperaturbestimmungen ohne Belang.

6. ***Linienbreite und kinetische Temperatur.*** Infolge der hohen Temperatur besitzen die leuchtenden Atome beträchtliche Geschwindigkeiten, die zu Dopplereffekten und einer Linienver-

breiterung Anlaß geben. Besitzt das Gas eine der Temperatur T entsprechende Maxwellsche Geschwindigkeit, so besitzen von den N pro cm³ enthaltenen Atomen dN/N in der Richtung Sonne—Erde eine Geschwindigkeitskomponente zwischen ξ und $\xi + d\xi$:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-(\xi/\xi_0)^2} \frac{d\xi}{\xi_0} \tag{30}$$

Die Bedeutung von ξ_0 ergibt sich, wenn wir den Mittelwert von ξ^2 berechnen:

$$\overline{\xi^2} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^2 e^{-(\xi/\xi_0)^2} \frac{d\xi}{\xi_0} = \frac{\xi_0^2}{2} \tag{31}$$

Da aber keine der 3 Geschwindigkeitskomponenten ξ, η, ζ, ausgezeichnet ist, beträgt das mittlere Geschwindigkeitsquadrat

$$\overline{v^2} = \overline{\xi^2 + \eta^2 + \xi^2} = \frac{3}{2} \xi_0^2 \tag{32}$$

Andererseits beträgt die kinetische Energie pro Mol:

$$L \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{1}{2} \mu \frac{3}{2} \xi_0^2 = \frac{3}{2} RT \tag{33}$$

(L = Loschmidtsche Zahl, m = Atommasse, μ = Molekulargewicht), woraus folgt:

$$\xi_0^2 = \frac{2\,RT}{\mu}\ , \quad T = \frac{\mu \xi_0^2}{2\,R} \tag{34}$$

Wir müssen danach erwarten, was auch mit großer Genauigkeit zutrifft, daß die Linienkontur durch eine Fehlerkurve dargestellt werden kann:

$$I(\Delta\lambda) = \text{const.} \cdot e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_0)^2} \tag{35}$$

I ($\Delta\lambda$) bedeutet die Intensität der Linie im Abstand $\Delta\lambda$ vom Linienzentrum. Aus der vom Verfasser[15] gemessenen Kontur der Koronalinie 5303 Å ergibt sich $\Delta\lambda_0 = 0.65$ Å und mit Hilfe der Dopplerschen Formel (15):

$$\xi_0 = \frac{c}{\lambda} \Delta\lambda_0 = 37 \text{ km/sec} \tag{36}$$

Jene Kontur wurde auf einem intensiven Koronastrahl gemessen. In andern Gebieten ist ξ_0 kleiner und nimmt bis auf $\xi_0 < 20$ km/sec ab. Im Mittel wird man etwa mit $\xi_0 = 25$ km/sec rechnen können, woraus sich nach (34), wenn wir noch berücksichtigen, daß die Linie 5303 eine Fe-Linie ist und wir demnach $\mu = 56$ setzen, $T = 2.1 \cdot 10^6$ Grad ergibt.

Es wurde auch versucht, die Linienkonturen durch eine radiale Expansion der Koronamaterie zu interpretieren.[16] Tatsächlich gelingt es, unter plausiblen Annahmen für die Geschwindigkeitsverteilung dieser Expansion die Linienkonturen hinreichend exakt darzustellen. Ob gerichtete Strömungen oder isotrope thermische Bewegungen die Linienverbreiterung bewirken, kann nur entschieden werden, wenn es gelingt, die Linienkontur eines eng begrenzten Gebietes zu erfassen; im ersten Falle müßte diese viel schmäler sein als die «integrierte» Kontur, im zweiten dagegen gleich breit. Dem Verfasser[1] ist es gelungen, das Spektrum eines sehr hellen isolierten Knotens koronaler Materie aufzunehmen und in diesem die Linie 5303 zu photometrieren. Daraus geht klar hervor, daß schon in diesem kleinen Element die volle Linienbreite und somit eine isotrope Geschwindigkeitsverteilung vorhanden ist.

7. Temperaturvariationen. Nach 5 verschiedenen Methoden haben wir die Temperatur des Koronagases zu rund 10^6 Grad gefunden. Auf eine exaktere Bestimmung haben wir verzichtet, da die Temperatur innerhalb der Korona beträchtlichen Schwankungen unterliegt. Bei der Koronalinie 5303 Å schwankt ξ_0 mindestens zwischen 15 und 37 km/sec und damit nach (34) die Temperatur mindestens im Verhältnis 1 : 6. Untersuchungen der Linienbreite bilden das einfachste und zuverlässigste Verfahren zur Bestimmung der Temperaturverteilung in der Korona. Die äußeren Gebiete haben eine niedrigere Temperatur als die inneren, die polaren eine niedrigere als die Gebiete in tieferen Breiten.

Qualitativ läßt sich die Temperaturverteilung in der Korona auch aus der relativen Intensität von passend ausgewählten Koronalinien ermitteln, als welche vom Verfasser die Linien 5694, 5303 und 6374 Å benutzt wurden.[17] Aus Tabelle 2 ergeben sich die zur Erzeugung der betreffenden Ionen notwendigen

Energien zu bzw. 814, 355 und 233 eV. Die Ca-XV-linie 5694 tritt nur selten und nur in eng begrenzten Gebieten über großen und aktiven Fleckengruppen auf; in diesen Gebieten muß deshalb die Temperatur besonders hoch sein. Außerhalb derselben ist die Temperatur niedriger und die entsprechenden Energien reichen wohl noch zur Bildung der Ionen Fe XIV und Fe X, den Trägern der Linien 5303 und 6374 Å, nicht aber mehr zu derjenigen von Ca XV. In den Polargebieten ist die Temperatur noch niedriger, sodaß auch Fe XIV nicht mehr gebildet wird und wir von den 3 erwähnten Linien nur noch Fe X 6374 antreffen.

8. *Die Ausstrahlung der Korona im kurzwelligen Spektralgebiet.* Die hohe Temperatur des Koronagases wirft nun ein ganz neues Licht auf die Ausstrahlung im kurzwelligen, der Beobachtung unzugänglichen Spektralbereich ($\lambda < 2000$ Å). Wir sind zwar noch weit davon entfernt, diese Ausstrahlung quantitativ erfassen zu können und müssen uns deshalb mit ziemlich rohen Überlegungen begnügen. Wir denken uns die über den ganzen Spektralbereich verstreuten Koronalinien zu einem Kontinuum verschmiert und versuchen, dessen Energieverteilung durch die Plancksche Formel entsprechend $T = 10^6$ darzustellen. Dann haben wir für die Intensität der Sonnenstrahlung mit $T_S = 6000^0$:

$$I_s(\lambda) = \frac{c^1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_s}} - 1} \tag{37}$$

und für diejenige der Koronastrahlung mit $T_K = 1\,000\,000^0$:

$$I_K(\lambda) = W \frac{c^1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_K}} - 1} \tag{38}$$

Da im visuellen Bereich die koronale Linienemission etwa 10^8 mal schwächer ist als die photosphärische Strahlung, haben wir den Verdünnungsfaktor W der Koronastrahlung so zu wählen, daß für $\lambda = 5000$ Å $I_K/I_S = 10^{-8}$ wird. Dies ist der Fall für $W = 2.5 \cdot 10^{-12}$. Uns interessiert hier weiter bloß das Verhältnis

$$I_K/I_S = W \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T_S}} - 1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_K}} - 1} \tag{39}$$

Die numerischen Werte dieses Verhältnisses sind für einige Wellenlängen in Tabelle 4 mitgeteilt. Bei 2000 Å tritt die koronale Strahlung gegen die photosphärische noch vollständig zurück, bei 1000 Å ist sie bereits so intensiv wie diese und bei 600 Å über-

Tabelle 4. Das Intensitätsverhältnis von koronaler zu photosphärischer Strahlung I_K / I_S.

λ (Å)	5000	2000	1000	800	600	400	200
$\log I_K / I_S$	−8.0	−5.2	−0.4	2.1	6.2	24.7	41

trifft sie dieselbe schon um das millionenfache. Die außerordentlich starke Zunahme von I_K / I_S bei noch kleineren Wellenlängen ist hauptsächlich durch die extreme Abnahme von I_S bedingt, während I_K in diesem Bereich nur noch relativ wenig anwächst und bei etwa 30 Å das Intensitätsmaximum erreicht. Die kurzwellige Strahlung, hauptsächlich in dem Bereich 500—1000 Å, ist für die Ionisation der Erdatmosphäre verantwortlich. Nun ist aber schon seit 10 Jahren bekannt, daß die einer Temperatur von 6000^0 entsprechende photosphärische Strahlung rund 10^6 mal zu schwach ist, um die beobachtete Ionisation in der Erdatmosphäre zu erzeugen und aufrecht zu erhalten. Da aber gerade in diesem Bereich die Strahlung der Korona diejenige der Photosphäre um das 10^6fache übertrifft, dürfte heute trotz unsern nur sehr rohen Überlegungen als gesichert gelten, daß wenigstens eine der ionosphärischen Schichten koronalen Ursprungs ist. Daß die photosphärische Strahlung nicht für die Ionosphäre verantwortlich sein kann, folgt schon daraus, daß dieselbe zeitlich konstant ist, während die Elektronenkonzentration der Ionosphäre wie die Intensität der koronalen Emissionslinien der 11jährigen Periode der Sonnenaktivität folgt.

Rätselhaft ist z. Z. noch der Mechanismus, der die Korona dauernd auf eine Temperatur von 10^6 Grad aufheizt.

Literatur

[1] *M. Waldmeier,* Naturwiss. *32* (1944) 51.
[2] *K. Schwarzschild,* Astron. Mitt. Göttingen (1906) 13.
[3] *W. Grotrian,* Zsch. f. Astrophys. *2* (1931) 106, *8* (1934) 124.
[4] *S. Baumbach,* A. N. *267* (1938) 273.
[5] *C. W. Allen,* M. N. *101* (1941) 281.
[6] *S. Baumbach,* A. N. *263* (1937) 121.
[7] *L. Biermann,* Zsch. f. Astrophys. *22* (1943) 244.
[8] *H. Alfvén,* Ark. Mat. Astron. Fys. *27* A (1941) Nr. 25.
[9] *M. Waldmeier,* Zsch. f. Astrophys. *22* (1942) 18.
[10] *W. Grotrian,* Zsch. f. Astrophys. *3* (1931) 199.
[11] *W. Grotrian,* Naturwiss. *27* (1939) 214.
[12] *B. Edlén,* Zsch. f. Astrophys. *22* (1942) 30.
[13] *G. G. Cillié,* M. N. *92* (1932) 820.
[14] *B. Strömgren,* Zsch. f. Astrophys. *4* (1932) 132.
[15] *M. Waldmeier,* Zsch. f. Astrophys. *20* (1941) 323.
[16] *M. Waldmeier,* Zsch. f. Astrophys. *15* (1938) 44.
[17] *M. Waldmeier,* Zsch. f. Astrophys. *20* (1940) 172.
[18] *M. Waldmeier,* Experientia, *1* (1945) 118.
[19] *G. Righini,* Atti R. Acc. Italia *XIV* (1943) 150.