

# **Die Methoden zur Bestimmung der Temperaturen von Sonne und Fixsternen.**

Von

**Regierungsrat Prof. Dr. Adolf Hnatek.**

---

Vortrag, gehalten am 15. März 1933.



Wenn wir von Methoden zur Bestimmung der Temperaturen von Sonne und Fixsternen sprechen, so können dabei lediglich die Oberflächentemperaturen dieser Körper gemeint sein. Alle Erscheinungen, die wir z. B. auf der Sonnenscheibe mit dem Fernrohr beobachten können, die Sonnenflecken, Sonnenfackeln und die eigentümliche Struktur der leuchtenden Sonnenoberfläche, die wir Granulation nennen, sind Oberflächengebilde; der Blick durch die Sonnenoberfläche hindurch in das Sonneninnere bleibt uns verwehrt. Auch für die Wärme, die uns die Sonne zustrahlt, ist nur die Temperatur ihrer Oberfläche maßgebend, denn ein heißer Körper, der Wärme abgibt, kühlt sich bekanntlich dabei zunächst an seiner Oberfläche ab und seine Wärmeabgabe sinkt dann in dem Ausmaß, wie eben seine Oberfläche kälter wird. Licht und Wärme oder, allgemeiner gesagt, die Strahlung, die uns von Sonne und Fixsternen zugesendet wird, rührt also von den Oberflächen dieser Körper her, und da die mit Lichtgeschwindigkeit den Raum durcheilende Strahlung das einzige Bindeglied ist zwischen uns und den Sternen, so kann uns auch nur diese Oberflächenstrahlung Auskunft geben über die Temperaturen, die wir den Oberflächen dieser Weltkörper zuzuschreiben

haben. Da wir durch Experimente und auch von der täglichen Erfahrung her, wie ja schon erwähnt, wissen, daß ein Körper um so mehr Wärme ausstrahlt, je höher die Temperatur seiner Oberfläche ist, so muß diese letztere aus der vom Körper ausgesendeten Strahlungsmenge ermittelbar sein, wenn es uns gelingt, den Zusammenhang zwischen Strahlung und Oberflächentemperatur in einen präzisen mathematischen Zusammenhang zu bringen. Um uns über die Art dieses Zusammenhanges klarer zu werden, wollen wir uns an verschiedene Beobachtungstatsachen erinnern.

Zunächst besagt die experimentelle Erfahrung, daß ein vollkommen schwarzer Körper nicht nur alle Strahlung, die auf ihn fällt, vollständig absorbiert, sondern daß er umgekehrt auch immer mehr Strahlung aussendet als ein nur grauer oder gar weißer Körper von derselben Oberflächentemperatur. Deshalb leuchtet auch ein Stück schwarzer Kohle, das im Ofen verglüht, immer wesentlich heller als ein Stückchen weißer Kreide, das, auf der Kohle liegend, dadurch unter gleicher Temperatur zum Glühen gekommen ist. Unseren Erwägungen zur Aufstellung der gesuchten Beziehung zwischen Strahlung und Temperatur soll also stets die Strahlung des schwarzen Körpers, die sogenannte „s c h w a r z e S t r a h l u n g“, zugrunde gelegt werden.

Die Erfahrung sagt weiter, daß die Strahlungsmenge mit der Oberfläche des strahlenden Körpers

wächst. Je größer die strahlende Oberfläche, desto größer die ausgesendete Strahlungsmenge. Wir brauchen also eine Oberflächeneinheit und wählen hiezu das **Q u a d r a t z e n t i m e t e r**. Bei gleichbleibender Temperatur geht die Strahlung vom strahlenden Körper auch ständig in gleichbleibender Stärke mit Lichtgeschwindigkeit ab. Wollen wir Strahlungsmengen messen, so brauchen wir also außerdem eine Zeiteinheit. Wir entscheiden uns da für die **Z e i t s e k u n d e**.

Ferner beobachten wir, daß die von unserem Quadratzentimeter ausgesendete Strahlung nach allen Seiten hin in den Raum abfließt, der über diesem Quadratzentimeter liegt, daß dabei aber die Stärke der Strahlung, die sogenannte Strahlungsdichte, an den verschiedenen Stellen dieses Raumes mit dem Quadrat der Distanz vom strahlenden Körper abnimmt. Beiden Tatsachen können wir gerecht werden, wenn wir immer die Strahlungsmenge messen, die in 1 Sekunde auf die ganze Halbkugel ausgesendet wird, die man über dem strahlenden Quadratzentimeter als Zentrum aufbauen kann. Die Fläche dieser Halbkugel wächst zwar mit dem Quadrat des Radius, aber im gleichen Maß verringert sich dabei die Strahlungsdichte, also die auf  $1 \text{ cm}^2$  der Halbkugeloberfläche gelangende Strahlungsmenge; beide Wirkungen heben sich also auf, und die Menge der Gesamtstrahlung auf die ganze Halbkugel bleibt ohne Rücksicht auf deren Ausdehnung stets die gleiche.

Nun bleibt nur noch das Maß festzusetzen, mit dem wir die Strahlung selbst messen wollen. Bei der Sonne beobachten wir Wärmewirkungen. Wir können also die Sonnenstrahlung in Einheitswärmemengen oder **Grammkalorien** ausdrücken, wobei eine Grammkalorie (cal) bekanntlich die Wärmemenge darstellt, die erforderlich ist, um die Temperatur von 1 g oder 1 cm<sup>3</sup> Wasser von 4° C auf 5° C zu erhöhen.

Jetzt dürfen wir uns die Schlußfrage vorlegen: Wie hängt die von 1 cm<sup>2</sup> schwarzer Oberfläche in 1 Sekunde auf die ganze darüber befindliche Halbkugel emittierte Strahlungs- oder Wärmemenge  $Q$  zusammen mit der sogenannten „**absoluten Temperatur**“  $T$  dieser strahlenden Oberfläche, also mit derjenigen in Celsiusgraden gemessenen Temperatur, die wir von einem Nullpunkt zählen, der rund 273° unter dem Nullpunkt unserer gewöhnlichen Thermometer liegt?

Der gesetzmäßige Zusammenhang zwischen  $Q$  und  $T$  ist im Jahre 1879 von dem Wiener Physiker **Stefan** entdeckt und 1884 von dem Wiener Theoretiker **Boltzmann** theoretisch begründet worden. Nach diesem sogenannten **Stefan-Boltzmann'schen Gesetz** ist  $Q$  einfach proportional der vierten Potenz der absoluten Temperatur oder es ist  $Q = aT^4$ , wobei die Proportionalitätskonstante  $a$  nach Messungen im Laboratorium und theoretischen Erwägungen mit dem Zahlenwert  $a = 1.374 \times 10^{-12}$  cal anzusetzen ist.

Mit dieser Formel ließe sich nun die Temperatur der Sonnenoberfläche, die sogenannte „wirksame“ oder „effektive“ Temperatur der Sonne leicht berechnen, wenn wir die von  $1 \text{ cm}^2$  der Sonnenoberfläche in 1 Sekunde in den ganzen darüber befindlichen Raum ausgestrahlte Wärmemenge in cal angeben könnten. Es ist klar, daß wir uns diese Kenntnis nur auf einem Umweg werden verschaffen können.

Man pflegt „Solarkonstante“ diejenige Wärmemenge zu nennen, die von der ganzen uns momentan zugewendeten Sonnenhalbkugel in 1 Minute auf  $1 \text{ cm}^2$  ausgesendet wird, das auf der Erdoberfläche senkrecht zur Richtung gegen die Sonne aufgestellt ist. Diese Wärmemenge ist natürlich relativ leicht meßbar, und man hat hiezu verschiedene Instrumente, die sogenannten Aktinometer, ersonnen. Das älteste, einfachste und auch in seiner Wirkungsweise am leichtesten verständliche Aktinometer ist das von dem französischen Physiker Pouillet konstruierte „Pyrehéliomètre“. Dasselbe besteht aus einer flachen, zylindrischen Blechdose, die mit Wasser gefüllt werden kann und in die ein Thermometer zur Messung der Wassertemperatur hineinragt. Läßt man auf die zum Zwecke vollständiger Absorption gut geschwärzte obere ebene Grundfläche der Dose die Sonnenstrahlen senkrecht auffallen, so erfährt das in der Dose befindliche Wasser eine Temperaturerhöhung, die am Thermometer abgelesen werden kann und aus der sich dann in Verbindung mit der bekannten Größe

der geschwärzten Auffangfläche und der Menge des in der Dose befindlichen Wassers leicht die Anzahl der von der Sonne pro Minute auf  $1 \text{ cm}^2$  zugestrahlten Kalorien ermitteln läßt. Natürlich muß dann danach noch eine Korrektion wegen der absorbierenden Wirkung unserer Atmosphäre erfolgen, die zwar nicht gerade leicht, aber doch, z. B. durch Beobachtungen in verschiedenen Höhen, also am Fuß und auf der Spitze eines hohen Berges, durchführbar ist. Nach zahlreichen, seit Jahrzehnten mit verschiedenen, noch wesentlich genaueren Apparaten vorgenommenen Messungen hat die Solarkonstante den Wert  $S = 1.939 \text{ cal pro Minute}$ .

Wir wollen nun versuchen, diese Solarkonstante zur Bestimmung der effektiven Sonnentemperatur zu verwenden. Im Stefan-Boltzmannschen Gesetz brauchen wir die Strahlung pro Sekunde. Da die Solarkonstante  $S$  für die Minute gilt, müssen wir also  $S/60$  verwenden. Dann brauchen wir die Strahlung auf die ganze Halbkugel, während wir sie nur mit  $1 \text{ cm}^2$  aufgefangen haben. Wir müssen also mit der Fläche einer Halbkugel multiplizieren, die man mit der Entfernung Erde—Sonne oder mit  $149.5$  Millionen Kilometer  $= 149.5 \times 10^{11} \text{ cm}$  als Radius konstruieren kann. Das gibt eine Multiplikation mit  $2 \times (149.5 \times 10^{11})^2 \pi = 2 \pi \times 223 \times 10^{24} \text{ cm}^2$ . Da wir im Stefan-Boltzmannschen Gesetz aber nur die Strahlung von  $1 \text{ cm}^2$  brauchen, während wir die Gesamtstrahlung der ganzen uns zugewendeten Sonnenhalbkugel aufgefangen

haben, so müssen wir wieder durch die Fläche der Sonnenhalbkugel (Sonnenradius =  $695.5 \times 10^8$  cm), also durch  $2\pi (695.5 \times 10^8)^2 = 2\pi \times 484 \times 10^{19}$  cm<sup>2</sup> dividieren. Was dann schließlich erhalten wird, ist die Größe Q im Strahlungsgesetz. Man erhält also:

$$Q = \frac{2\pi \times 223 \times 10^{24}}{2\pi \times 484 \times 10^{19}} \times \frac{S}{60} = 768 S = 1489 \text{ cal}$$

pro Sekunde, und damit folgt weiter mit  $Q = aT^4$ :

$$Q = 1489 = 1.374 \times 10^{-12} T^4.$$

Daraus ergibt sich aber leicht:

$$T = 5740^\circ.$$

Die Temperatur der Sonnenoberfläche ist also etwa  $5740^\circ$ . Bei einer so hohen Temperatur befinden sich natürlich bereits alle Elemente im gasförmigen Zustand, und wir müssen uns also unsere Sonne als durch und durch gasförmig, als große Gaskugel vorstellen. Gaskugeln strahlen aber fast genau so wie schwarze Körper. Es zeigt sich also, daß das von uns zur Temperaturbestimmung untergelegte, eigentlich nur für schwarze Strahlung gültige Stefan-Boltzmannsche Strahlungsgesetz völlig am Platze war, und daß die von uns berechnete Temperatur daher auch Vertrauen verdient.

Zur Bestimmung der Oberflächentemperaturen der Fixsterne müssen wir aber wohl einen anderen Weg einschlagen, denn die uns von den Sternen zugestrahlten Wärmemengen sind wegen der großen Distanzen dieser Körper fast unmeßbar klein, und außerdem kennen wir die zur Berechnung von Q nötigen Distan-

zen und Durchmesser der Fixsterne nur unvollkommen. Da also mit der Wärmestrahlung jedenfalls nichts anzufangen ist, versuchen wir es mit dem Licht.

Bekanntlich ist das Licht, so wie jede Strahlung überhaupt, ein Schwingungsvorgang, der sich mit der Geschwindigkeit von 300.000 km pro Sekunde fortpflanzt. Die Länge einer solchen Lichtwelle oder auch die Zahl der Schwingungen in der Sekunde bestimmen die Farbe des Lichtes derart, daß z. B. dem roten Licht die längsten eben noch sichtbaren Wellen oder die langsamsten Schwingungen, dem violetten Licht dagegen wesentlich kürzere Wellen und raschere Schwingungen zukommen. Weißes Licht dagegen ist ein Gemenge aller möglichen Lichtwellen verschiedener Länge. Geht ein Strahl weißen Lichtes durch ein Prisma hindurch, so wird er bekanntlich in seine farbigen Bestandteile zerlegt, und auf einem Schirm hinter dem Prisma erscheint uns statt eines weißen Lichtflecks ein Farbenband, in dem die Farben in der Reihenfolge Rot, Orange, Gelb, Grün, Blau, Violett kontinuierlich und durch alle Nuancen hindurch aufeinanderfolgen. Das Prisma hat uns die einzelnen Wellenlängen, geordnet nach ihrer Länge, in diesem Farbenband, dem sogenannten Spektrum, nebeneinander gelegt.

Wir wollen nun einen schwarzen Körper nach und nach erhitzen und dadurch zum Glühen bringen, dabei aber mit einem Spektralapparat sein Spektrum beobachten. Wird der Körper zunächst rotglühend, so

enthält auch sein Spektrum fast ausschließlich die roten Teile desselben. Bei weiterer Erhitzung wird nun das Glühen immer heller, gleichzeitig nähert es sich in der Farbe dem Gelb und schließlich dem Weiß. Dabei sind im Spektrum neben dem roten Teil auch die anderen Farben, und zwar zunächst Gelb und Grün und schließlich auch noch Blau und Violett, sichtbar geworden. Das Spektrum baut sich also bei steigender Temperatur nach und nach von Rot aus gegen Blau oder von den langen gegen die kurzen Wellen hin auf. Würden wir die Helligkeiten der verschiedenen Farben oder Wellenlängen des Spektrums messen, so würden wir finden, daß immer eine bestimmte hellste Stelle, ein sogenanntes Intensitätsmaximum, vorhanden ist und daß dieses Energiemaximum bei steigender Temperatur von den langen gegen die kurzen Wellen wandert. Nach dem von dem deutschen Physiker Wien im Jahre 1893 gegebenen sogenannten Wienschen Verschiebungsgesetz bleibt das Produkt aus der Wellenlänge der hellsten Stelle und der absoluten Temperatur bei dieser Wanderung stets konstant. Mißt man die Wellenlänge  $\lambda_{\max}$  des Intensitätsmaximums in 0'001 mm oder Mikrons ( $\mu$ ), so folgt für das erwähnte Produkt  $\lambda_{\max} \times T$  die Beziehung  $\lambda_{\max} T = 2880$ .

Mit diesem Wienschen Verschiebungsgesetz ist uns wieder eine Möglichkeit der Temperaturbestimmung gegeben, die sowohl bei der Sonne als auch bei den Fixsternen zum Ziele führt. Wir brauchen dazu

nur in den Spektren dieser Körper die Helligkeiten verschiedener Stellen zu messen, dann die Wellenlänge der hellsten Stelle zu ermitteln und die Wiensche Formel gibt uns dazu die effektive Temperatur.

Im Sonnenspektrum liegt die hellste Stelle im Blaugrün bei  $\lambda_{\max} = 0.482 \mu$ . Es folgt damit für die Sonnentemperatur  $T = 2880 : 0.482 = 5980^\circ$ , also ein Wert, der mit der früheren Bestimmung aus der Solar-konstante gut übereinstimmt.<sup>1)</sup> Auf dem gleichen Wege hat man für die Fixsterne folgende mittlere effektive Temperaturen bestimmen können:

Rote Sterne:  $T = 3000^\circ$  bis  $4000^\circ$ ,

gelbe Sterne:  $T = 5000^\circ$  bis  $11.000^\circ$ ,

weiße Sterne:  $T = 12.000^\circ$  bis  $30.000^\circ$  (und mehr).

Die Temperatur der Sonne reiht sich in dieses Schema richtig ein, da die Sonne in Wirklichkeit ein gelber Stern ist. Nur nebenbei sei darauf hingewiesen, daß mit Rücksicht auf die Höhe der Oberflächentemperaturen der Fixsterne für diese letzteren, ebenso wie schon früher für unsere Sonne, auf eine durchwegs gasige Natur geschlossen werden muß.

Bei der schönen Übereinstimmung der beiden auf verschiedenen Wegen für die effektive Temperatur

---

<sup>1)</sup> Im prismatischen Spektrum erscheint die hellste Stelle des Sonnenspektrums stark nach Gelb verschoben, weil die Wellenlängen um so mehr zusammengedrängt sind, je länger sie sind. Man muß also das Spektrum entsprechend dehnen und die durch diese Dehnung veränderten Helligkeiten der Bestimmung von  $\lambda_{\max}$  unterlegen.

unserer Sonne gefundenen Werte verdienen natürlich auch unsere die Fixsterne betreffenden Angaben volles Vertrauen. Kontrollen sind aber immer erwünscht, insbesondere für die außerordentlich hohen Temperaturen der weißen Sterne, die ja die Temperaturen, die wir im Laboratorium zur Prüfung unserer Strahlungsgesetze verwenden können, um ein Vielfaches übersteigen. Eine solche erwünschte Kontrolle bot sich vor etwas mehr als zehn Jahren, als es gelang, einen Zusammenhang herzustellen zwischen dem Aussehen bestimmter Spektrallinien und der Temperatur derjenigen Atmosphärenschichte des Sternes, in der diese Linien zur Entstehung gelangen. Um diese Methode der Temperaturbestimmung verstehen zu können, wollen wir uns zunächst etwas mit der Art und Weise beschäftigen, wie solche Spektrallinien überhaupt entstehen.

Bekanntlich stellt man sich vor, daß jedes Atom aus einem elektrisch positiv geladenen Kern besteht und einer je nach dem Element, dem das Atom angehört, größeren oder kleineren Anzahl von mit negativen Einheitsladungen versehenen Elektronen, die um den Kern in kreisförmigen oder elliptischen Bahnen in ähnlicher Weise umlaufen, wie unsere Planeten um die Sonne. Im normalen Zustand sind immer so viele Elektronen vorhanden, als der Kern positive Einheitsladungen besitzt, so daß sich die Ladungen von Kern und Elektronen gegenseitig aufheben und das Atom daher nach außen hin elektrisch neutral erscheint.

Wie bereits angedeutet, bestimmt die Zahl der Elektronen im neutralen Zustand des Atoms dessen chemische Art; so besitzt das Wasserstoffatom z. B. neben dem Kern nur ein Elektron, das Heliumatom deren zwei, das Lithiumatom drei usw. Je mehr Elektronen im Atom vorhanden sind, einem desto schwereren Element gehört es an.

Jedem Elektron kommt nun im Atom eine ganz bestimmte Bahn um den Atomkern zu, und beim Umlauf in dieser Bahn um den Atomkern wird das Elektron daher immer eine ganz bestimmte Menge an kinetischer oder Bewegungsenergie entwickeln. Wir führen nun einem solchen Atom Energie zu, beispielsweise durch elektrische Einwirkung oder durch Bestrahlung. Eines der Elektronen — in der Regel ist es das äußerste — wird dann diese Energie aufnehmen und dadurch seine eigene typische Bewegungsenergie vergrößern. Für diese vergrößerte Energie paßt aber die frühere, dem Elektron typische Elektronenbahn nicht mehr, sie ist für die größere Energie zu eng geworden. Die Folge der Energieaufnahme durch das Elektron muß also ein Sprung desselben sein in eine andere Bahn, der die vergrößerte Energie beim Umlauf entspricht. Die vom Elektron aufgenommene Energie fehlt nun aber im Energiestrom, der auf das Atom eingewirkt hat, z. B. in der Strahlung, der es ausgesetzt war, und die physikalischen Theorien besagen, daß bei jedem Elektronensprung infolge der damit verbundenen Aufnahme von Energie im Spektrum der einwir-

kenden Strahlung eine Absorptionslinie entsteht, deren Lage im Spektrum von der Umlaufzeit des Elektrons in seiner Bahn und von der Größe des Elektronensprunges abhängig ist.

Das mit Energie übersättigte Elektron scheint sich aber in der neuen Bahn durchaus nicht wohl zu fühlen, denn die Beobachtungen lehren uns, daß es bei Nachlassen der Energiezufuhr sofort trachtet, den ihm aufgezwungenen Energieüberschuß loszuwerden, wieder abzuschleudern und dabei in die ursprüngliche, ihm eigentümliche Bahn zurückzuspringen. Da die vom Elektron bei diesem Rücksprung wieder abgegebene oder emittierte Energiemenge natürlich von genau derselben Art ist wie früher die absorbierte, so wird auch nun an der gleichen Stelle im Spektrum, wo infolge von Energieaufnahme eine dunkle Absorptionslinie entstanden war, infolge der nunmehrigen Emission von Energie eine helle Emissionslinie wahrzunehmen sein. Da nun aber jedes Elektron eine ganze Reihe verschiedener typischer Sprünge ausführen kann, so wird dabei auch eine ganze Serie von Spektrallinien entstehen müssen, die dem Element, dem das Atom angehört, eigentümlich sind und durch deren Auftreten wir das Vorhandensein dieses betreffenden Elementes nachweisen können.

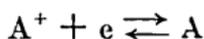
Die Elektronensprünge werden natürlich dann größer ausfallen müssen, wenn die Energie, die zugeführt wird, größer ist. Vergrößern wir diese letztere immer mehr, so kann der Fall eintreten, daß das Elek-

tron so viel Energie aufnehmen und daher einen derart weiten Sprung ausführen muß, daß es dabei gänzlich aus dem Atomverband herausgeschleudert wird und den Zusammenhang mit dem Atom verliert. Das Atom selbst hat dann ein Elektron eingebüßt, es fehlt ihm die eine negative Ladung dieses Elektrons zum vollständigen Ausgleich seiner positiven Kernladungen und infolge des positiven Überschusses erscheint es nach außen hin nunmehr elektrisch positiv. Wir sagen, ein solches Atom sei *ionisiert*. Führen wir dem ionisierten Atom weiterhin Energie zu, so wird eines der noch verbliebenen Elektronen die Funktionen des verlorenen übernehmen, es wird Sprünge verschiedener Weite und Rücksprünge ausführen und dabei wieder ein Spektrum von Linien hervorrufen, die für das ionisierte Atom typisch sind. Natürlich kann auch dieses zweite Elektron verlorengehen in derselben Weise und aus dem gleichen Grund wie das erste. Das Atom wäre dann *doppelt ionisiert* und das Spiel könnte in gleicher Art nun mit einem dritten Elektron weitergehen usf., solange eben im Atom überhaupt noch ein Elektron vorhanden ist.

Das, was wir bisher am einzelnen Atom studiert haben, spielt sich natürlich in ähnlicher Weise auch im Atomkomplex, im Gas, ab. In diesem Falle wird es von der Menge der zugeführten Energie abhängen, in wie vielen Atomen die Elektronen zu Sprüngen angeregt werden können, und durch die Zahl der so angeregten Atome wird dann wieder die Stärke der dabei

entstehenden Spektrallinien bestimmt sein. Bei steigender Anregung wird also ein Gas zuerst das Spektrum des neutralen Atoms immer deutlicher und stärker zeigen, und die betreffenden Linien werden ihre größte Kraft erreicht haben, wenn die Mehrzahl der vorhandenen Atome an den betreffenden Elektronensprüngen beteiligt ist. Steigt dann die Anregung weiter, so wird wohl schon das eine oder andere Atom ein Elektron abschleudern und sich so ionisieren können. Die Zahl der ionisierten Atome nimmt natürlich mit wachsender Stärke der Anregung zu, und daher muß auch das Spektrum des ionisierten Atoms auffälliger, kräftiger werden, während gleichzeitig das Spektrum des neutralen Atoms an Kraft verliert. Anfänglich wird allerdings so manches der ionisierten Atome sich noch ein frei herumfliegendes Elektron einfangen und dadurch wieder neutralisieren können, aber das wird um so seltener der Fall sein, je stärker die Anregung wird. Schließlich werden doch alle Atome ionisiert sein, die Linien des ionisierten Atoms werden dann in voller Stärke sichtbar, dagegen die Linien des neutralen Atoms überhaupt verschwunden sein. Es ist demnach wohl klar, daß wir aus der Stärke der Linien der neutralen und ionisierten Atome in den Spektren der Sonne und der Fixsterne auf den sogenannten „Ionisationsgrad“ schließen können, d. h. auf den Bruchteil an Atomen, die in den Atmosphären dieser Körper momentan bereits ionisiert sind.

Man darf sich aber keineswegs vorstellen, daß es in dem Fall, wo ein bestimmter Ionisationszustand stationär bestehen bleibt, immer dieselben Atome sein werden, die neutral oder ionisiert sind und neutral oder ionisiert bleiben. Da sich die im ganzen, das Gas bildenden Atomkomplex vorhandenen neutralen und ionisierten Atome sowie die frei gewordenen Elektronen bekanntlich je nach der Höhe der Temperatur des Gases in mehr oder minder heftiger thermischer Bewegung befinden, muß es sich ereignen, daß ein ionisiertes Atom mit einem freien Elektron zusammentrifft, dieses einfängt und sich so vervollständigt, neutralisiert. Die bei diesem Vorgang vom Elektron abgegebene überschüssige Energie wird nun aber wieder ein anderes noch neutrales Atom veranlassen, seinerseits ein Elektron abzuschleudern und sich dadurch zu ionisieren. Rekombinationen und Neuionisationen werden also stets nebeneinander stattfinden, und der einem bestimmten Anregungszustand entsprechende Ionisationsgrad wird dadurch erhalten bleiben, daß sich die Anzahl der in einer bestimmten Zeitspanne gleichzeitig ereignenden Ionisationen und Rekombinationen gerade die Waage hält. Bezeichnet man das neutrale Atom mit  $A$ , das ionisierte mit  $A^+$  und das Elektron mit  $e$ , so müßte man den Zustand des Ionisationsgleichgewichtes etwa in der Form



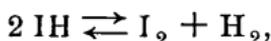
anschreiben, wo die ein Gleichheitszeichen bildenden

Pfeile andeuten, daß sich die in beiden Richtungen gehenden Vorgänge ausgleichen.

Wir beobachten ganz ähnliche Vorgänge in der Chemie. Ein typisches Beispiel ist da die Zersetzung von Jodwasserstoff, der bei Erhitzung in Jod und Wasserstoff zerfällt. Läßt man diese Reaktion bei einer bestimmten Temperatur vor sich gehen, so wird man finden, daß sie nach einiger Zeit zum Stillstand kommt. Keineswegs sind aber dann nur mehr Jod und Wasserstoff allein vorhanden, sondern auch noch unveränderter Jodwasserstoff, und zwar bleiben alle drei Stoffe immer in einem ganz bestimmten Mengenverhältnis übrig, das von der Temperatur abhängig ist, bei der wir die Reaktion vor sich gehen lassen, und von bestimmten, für die betreffenden Stoffe typischen Konstanten.

Auch in diesem Fall wird man kaum annehmen dürfen, daß die Reaktion einfach aufhört, wenn eine genügende Menge von Jod und Wasserstoff gebildet ist, denn ein triftiger Grund für ein solches Verhalten wäre schwer beizubringen. Wesentlich plausibler ist die Vorstellung, daß neben der Reaktion, also der Zersetzung in Jod und Wasserstoff, gleichzeitig auch eine Rückbildung, also eine Wiedervereinigung dieser beiden zu Jodwasserstoff, stattfindet. Da die Reaktion naturgemäß immer langsamer vor sich gehen wird, da ja durch sie der zerfallende Stoff aufgebraucht und daher immer weniger wird, während gleichzeitig die Rückbildung eine Beschleunigung erfährt, weil die

Menge der hiezu verfügbaren Einzelbestandteile wächst, so muß schließlich ein Gleichgewichtszustand eintreten, bei dem sich beide Vorgänge gerade ausgleichen. Die chemische Schreibweise für diese und ähnliche Reaktionen ist daher:



also die gleiche, wie wir sie bereits oben in Anlehnung daran für den Zustand des Ionisationsgleichgewichtes verwendet haben.

Mißt man bei solchen Prozessen nach Eintritt des Stillstandes das schließliche Mengenverhältnis oder die sogenannten *Schl u ß k o n z e n t r a t i o n e n* — in unserem Fall, wo es sich um Gase handelt, kann das durch die partiellen Gasdrucke  $p_{\text{I}}$ ,  $p_{\text{H}}$  und  $p_{\text{IH}}$  geschehen — und bildet man den Quotienten

$$K = \frac{p_{\text{I}} \cdot p_{\text{H}}}{p_{\text{IH}}},$$

so nennt man  $K$  die chemische Gleichgewichtskonstante für den gegebenen Prozeß, und diese Konstante steht nach einem von Nernst gefundenen Theorem (3. Hauptsatz der Thermodynamik) in enger Beziehung zur Reaktionswärme und zur Temperatur, bei der die Reaktion vor sich geht.

Vor etwa 12 Jahren hat nun der indische Physiker M e g N a d S a h a auf die Ähnlichkeit solcher chemischer Prozesse mit dem Ionisationsvorgang hingewiesen und gezeigt, daß die für das chemische Reaktionsgleichgewicht gültige Nernstsche Gleichung auch

auf den Fall des Ionisationsgleichgewichtes angewendet werden kann. Nennt man  $p_+$  den Gasdruck der ionisierten Atome und  $p_e$  und  $p$  die Drucke von Elektronengas und neutralen Atomen, so hätte man für  $K$  in diesem Fall anzusetzen

$$K = \frac{p_+ p_e}{p}$$

Die Partialdrucke  $p_+$  und  $p$  verhalten sich natürlich wie die Prozentsätze an ionisierten und neutralen Atomen, die in der Fixsternatmosphäre vorhanden sind, und ihr Verhältnis ist, wie wir oben bemerkt haben, aus dem Aussehen der Linien des ionisierten und des neutralen Atoms abschätzbar. Außerdem ist von verschiedenen anderweitigen Beobachtungstatsachen her der in den in Betracht kommenden Schichten der Sternatmosphäre herrschende Gesamtdruck bekannt, so daß  $p_e$  und damit dann auch  $K$  angegeben werden können. Dann läßt sich aus der Nernstschen Gleichung

$$\log K = - 5036 \frac{V}{T} + 2.5 \log T - 6.5$$

ohne weiteres  $T$ , die absolute Temperatur der Atmosphärenschichte, in der die betreffenden Linien entstanden sind, berechnen, da ja das Ionisationspotential  $V$ , d. h. diejenige elektrische Energie in Volt, die nötig ist, um ein Atom des betreffenden Elementes zu ionisieren, von Messungen im physikalischen Laboratorium und anderweitigen Untersuchungen her als bekannt angesehen werden darf.

Es sei nur kurz erwähnt, daß die Temperaturen, die nach dieser dritten Methode für die Oberflächenschichten von Sonne und Fixsternen ermittelt worden sind, vollständig übereinstimmen mit den Werten, die mit Hilfe der eingangs erörterten Strahlungsgesetze berechnet werden konnten. Unsere Vorstellungen von den effektiven Temperaturen der Sterne erscheinen somit recht sicher begründet.

Wegen der hohen Außentemperaturen müssen wir uns, wie bereits erwähnt, Sonne und Fixsterne als große Gaskugeln vorstellen. In solchen Gebilden haben aber die sogenannten Gasgesetze Geltung, durch die Druck, Volumen und Temperatur in enge Beziehung gebracht werden. Sind Maße und Größe einer solchen Gaskugel gegeben, dann können wir uns eine Vorstellung bilden über den Verlauf von Druck und Dichte und damit auch der Temperatur nach dem Innern zu. Was für Temperaturen wir im Mittelpunkt eines solchen gasförmigen Fixsterns danach zu erwarten haben, davon mögen nur die beiden folgenden Beispiele eine Vorstellung geben. Die Rechnung hat für den Riesenstern Capella im Sternbild des Fuhrmanns, dessen Masse viermal größer ist als die Sonnenmasse und dessen Radius gleich dem 14fachen Sonnenradius, eine Mittelpunktstemperatur ergeben von rund 9 Millionen Grad, für unsere Sonne, einen relativ kleinen Zwergstern, aber sogar 39 Millionen Grad!

Es ist klar, daß diese soeben für die Mittelpunkte zweier Sterne angegebenen Temperaturen lediglich

theoretische Ergebnisse sind, deren Nachprüfung durch direkte Beobachtung niemals möglich sein wird. Lediglich die äußeren Schichten eines Sterns, die der Beobachtung zugänglich sind, lassen eine Prüfung der Theorie zu. Erst wenn diese Prüfung ein günstiges Ergebnis gezeitigt hat, wird aus der mathematischen Theorie auch auf die Zustände im Sterninnern mit entsprechender Sicherheit geschlossen werden können. Die genaue Kenntnis der äußeren Schichten eines Sterns ist also ungeheuer wichtig für das Verständnis des ganzen Gebildes, und daraus wird begreiflich, daß die Astronomen trotz der guten Übereinstimmung der aus der Strahlung nach verschiedenen Methoden berechneten Sterntemperaturen doch gern die Gelegenheit wahrnehmen, diese schönen Ergebnisse durch neuerliche Prüfung mit Hilfe des Ionisationsgleichgewichtes noch weiter zu sichern. Übrigens würde es ja der Wissenschaft nicht ziemen, sich in Zufriedenheit mit dem einmal Erreichten müßig des erworbenen Besitzes zu erfreuen, denn nur eine stete Nachkontrolle kann dem, was wir heute wissen, die Sicherheit geben und erhalten, die nötig ist, damit es ein gutes Fundament sei für den weiteren Aufbau.

---

# ZOBODAT - [www.zobodat.at](http://www.zobodat.at)

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Schriften des Vereins zur Verbreitung naturwissenschaftlicher Kenntnisse Wien](#)

Jahr/Year: 1933

Band/Volume: [73](#)

Autor(en)/Author(s): Hnatek Adolf

Artikel/Article: [Die Methoden zur Bestimmung der Temperaturen von Sonne und Fixsternen. 67-89](#)