Ueber die Höhe und den Gleichgewichtszustand der Sonnenatmosphäre und die Entstehungsursache der Protuberanzen.

Von *J. Halm.*

In einer sehr bemerkenswerthen Reihe von Aufsätzen, welche bereits vor etwa 20 Jahren in Poggendorff's Annalen erschienen, wie es scheint aber erst in neuester Zeit zu einer allgemeineren Kenntniss der Astronomen gelangt sind, behandelt A. Ritter die thermischen Verhältnisse und die damit verbundenen Gleichgewichtszustände der Atmosphären der Himmelskörper auf der Grundlage der allgemeinen Principien der Wärmetheorie. Von der Annahme des indifferenten Gleichgewichtszustandes der Sternatmosphäre ausgehend, — eine Annahme, auf deren Wahrscheinlichkeit schon früher durch Lord Kelvin hingewiesen worden war, — und damit die weitere Voraussetzung des vollkommenen Gaszustandes dieser Atmosphäre verbindend, entwickelt Ritter in analytisch scharfer Durchführung alle Consequenzen, welche sich für die vergangenen, gegenwärtigen und künftigen Zustände des Sterns überhaupt mathematisch deduciren lassen. Seine Resultate stehen und fallen zum weitaus grösseren Theil mit den beiden erwähnten Voraussetzungen. Ritter selbst war sich darüber völlig im Klaren. Er sah sich im Verlaufe seiner umfassenden Untersuchungen mehrfach gezwungen, eine von diesen Voraussetzungen aufgeben zu müssen, um die Resultate seiner Theorie mit der Erfahrung in Einklang zu bringen. In solchen Fällen scheint er nicht im Zweifel gewesen zu sein, welche der Hypothesen die grössere Wahrscheinlichkeit beanspruchen dürfe. Schwerwiegende theoretische Gründe, auf welche weiter unten eingegangen werden soll, entschieden zu Gunsten der Hypothese des indifferenten oder adiabatischen Gleichgewichtszustandes und veranlassten Ritter zu denjenigen wichtigen Abschnitten seiner Untersuchung, in welchen von der Annahme des idealen Gaszustandes abgesehen und die Bedeutung der durch Dissociation veranlassten inneren Arbeit der Gasmoleküle in Betracht gezogen wird.

Im Gegensatz hierzu stützt sich die Sonnentheorie des Herrn Egon von Oppolzer, die derselbe vor einigen Jahren in dieser Zeitschrift und im Astrophysical Journal dargelegt hat, lediglich auf die Annahme des idealen Gaszustandes für die Sonnenatmosphäre und gelangt, darauf fussend, zu dem Resultat, dass in den Regionen über der Photosphäre kein adiabatischer, sondern ein ungemein stabiler Gleichgewichtszustand obwalten müsse.

So viel geht jedenfalls aus den Untersuchungen dieser Forscher hervor, dass beide Voraussetzungen, — idealer Gaszustand und adiabatisches Gleichgewicht, — nicht zu gleicher Zeit gemacht werden dürfen. Eine Entscheidung darüber zu

treffen, welche der beiden Annahmen die richtige sei, soll durch die folgende Betrachtung ermöglicht werden. Die Resultate, welche sich aus den unten mitgetheilten mathematischen Entwicklungen ergeben, scheinen mir deshalb von Wichtigkeit, weil sie eine sehr einfache Erklärung für das Vorhandensein von Wasserstoffprotuberanzen auf der Sonne ermöglichen und demnach zur Lösung einer Frage der Sonnenphysik beitragen, von deren eminenter Bedeutung für das gesammte Sonnenproblem die Fachgelehrten überzeugt sein werden.

Gehen wir von der bekannten Grundgleichung:

$$dQ = c \cdot dT + A \cdot p \, dv \quad (1)$$

aus, auf welche die allgemeinere Gleichung der Thermodynamik sich für den Fall eines vollkommenen Gases bringen lässt, so ist die Bedingung für den adiabatischen Gleichgewichtszustand der Gasmasse ausgedrückt durch die Gleichung

$$0 = c \, dT + A \, p \, dv. \quad (2)$$

Hierin bedeutet c die spezifische Wärme des Gases bei constantem Volumen, T die absolute Temperatur, p den Druck, v das Volumen des Gases und A das mechanische Wärmeäquivalent.

Für ein ideales Gas ist c gleich der wahren Wärmecapacität und demnach eine von der Temperatur völlig unabhängige Grösse. Bedenkt man ferner, dass unter allen Umständen die Relation

$$dh = -v \, dp \quad (2a)$$

gilt, wo h die Höhe bedeutet, für welche der Druck gleich p ist, so erhalten wir für die Berechnung von h den einfachen Differentialausdruck:

$$dh = p \cdot dv - d(pv) = -\frac{c}{A} dT - d(pv),$$

und da

$$p \, v = R \, T = \frac{c_p - c}{A} \cdot T,$$

wo c_p die spezifische Wärme des Gases bei constantem Druck vorstellt,

$$dh = -\frac{c_p}{A} dT. \quad (3)$$

Diese Gleichung ermöglicht demnach, die Höhe irgend einer Schicht einer Atmosphäre, die sich im Zustande adiabatischen Gleichgewichts befindet, mit Hilfe ihrer Temperatur und derjenigen der Oberfläche des Himmelskörpers

auszudrücken. Die Gesamthöhe der Atmosphäre erhalten wir in diesem Falle, indem wir die rechte Seite von (3) von T_0 , der Temperatur der unteren Atmosphärgrenze bis 0 integrieren. Es ist also

$$H = \frac{c_p}{A} T_0, \quad (4)$$

wobei indessen noch vorausgesetzt ist, dass die Fallbeschleunigung dieselbe sei wie an der Erdoberfläche. Setzen wir allgemein die Fallbeschleunigung an der Oberfläche des Himmelskörpers:

$$G = N \cdot g,$$

so ist statt (4) zu setzen:

$$H = \frac{c_p}{A N} T_0. \quad (5)$$

Soll noch die Abnahme der Schwere mit der Entfernung von der Oberfläche in Betracht gezogen werden, so ist an Stelle von H der Quotient

$$\frac{H}{1 + \frac{H}{R}}$$

zu substituieren, wo R den Radius des Himmelskörpers vorstellt.

Es ist wohl zu beachten, dass diese Entwicklungen nur unter der Annahme des vollkommenen Gaszustandes gelten. Will man diese Beschränkung fallen lassen, d. h. will man die Rechnung auch auf den allgemeineren Fall anwenden, dass die dem Gas zugeführte Wärme Q neben der Vermehrung der kinetischen Energie der Moleküle auch noch eine gewisse innere Arbeit $\mathcal{F}$ leistet, so ist statt der Gleichung (1) die von Clausius abgeleitete allgemeinere Gleichung:

$$dQ = \left[c_p + A \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T} \right] dT - A T \frac{\partial v}{\partial T} dp \quad (6)$$

zu Grunde zu legen (Pogg. Ann. Bd. CXVI). Man überzeugt sich leicht, dass die Gleichung (1) als spezieller Fall in (6) enthalten ist und daraus erhalten werden kann, wenn man

$\mathcal{F} = 0$ setzt und den partiellen Differentialquotienten $\frac{\partial v}{\partial T}$ aus der Mariotte-Gay Lussac'schen Gleichung

$$p v = \frac{c_p - c}{A} T$$

entwickelt.

Nun ist das vollständige Wärmedifferential dQ augenscheinlich zerlegbar nach den beiden von einander unabhängigen Veränderlichen T und p ; somit

$$dQ = \frac{\partial Q}{\partial T} dT + \frac{\partial Q}{\partial p} dp. \quad (7)$$

Das zweite Glied auf der rechten Seite stellt aber die Wärmeänderung dar, die durch eine Druckänderung dp veranlasst wird. Nun erfährt in einer Atmosphäre ein Molekül dadurch eine Druckänderung dp , dass es von einem Niveau h nach einem anderen Niveau $h + dh$ versetzt wird. Das thermische Aequivalent der Arbeit, welche die Gewichtseinheit Gas leistet, um von h nach $h + dh$ zu gelangen, ist aber $A dh$. Folglich erhalten wir:

$$\frac{\partial Q}{\partial p} dp = - A T \frac{\partial v}{\partial T} dp = A dh,$$

oder

$$dh = - T \frac{\partial v}{\partial T} dp. \quad (8)$$

Für ein vollkommenes Gas reducirt sich diese Gleichung auf (2 a), da infolge des Mariotte-Gay Lussac'schen Gesetzes

$$T \frac{\partial v}{\partial T} - v = 0$$

sein muss.

Für den adiabatischen Gleichgewichtszustand ist in Gleichung (6) $dQ = 0$ zu setzen, und wir erhalten, indem wir noch (8) berücksichtigen:

$$dh = - \frac{1}{A} \left(c_p + A \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T} \right) dT. \quad (9)$$

Diese Gleichung hat offenbar dieselbe Form wie Gleichung (3). Um die Aehnlichkeit zwischen beiden noch mehr hervorzuheben, will ich

$$c_p + A \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T} = C_p$$

setzen, so dass

$$dh = - \frac{C_p}{A} dT. \quad (10)$$

Der wichtige Unterschied zwischen den beiden Ausdrücken ist indessen der, dass, während c_p eine von der Temperatur unabhängige Grösse vorstellte, nunmehr C_p als eine Function der Temperatur zu betrachten ist. Um die Höhe der im adiabatischen Gleichgewicht befindlichen Atmosphäre eines Himmelskörpers von einer bestimmten Schicht mit der Temperatur T_0 an bis zur oberen Grenze, wo ihre Temperatur gleich der des Weltraums ist, zu finden, erhalten wir demnach die Gleichung:

$$H = \frac{1}{A N} \int_0^{T_0} C_p dT. \quad (11)$$

Die Relationen (5) resp. (11) ermöglichen somit die Berechnung der Atmosphärenhöhe eines Himmelskörpers von einer Schicht, deren Temperatur bekannt ist, bis zur oberen Grenze, je nachdem man den idealen Gaszustand dieser Atmosphäre voraussetzt oder nicht.

Wollte man aus (5) z. B. die Höhe der Wasserstoffatmosphäre über der Photosphäre der Sonne berechnen, so wäre $c_p = 3.40$, $N = 27$, $A = 1/424$ und $T_0 = 10000^\circ \text{C}$. (Rosetti) zu setzen. Hieraus würde man $H = 510 \text{ km}$ erhalten. Die Höhe der Wasserstoffatmosphäre über der Photosphäre der Sonne dürfte also bei gleichzeitiger Voraussetzung des adiabatischen Gleichgewichtes und des idealen Gaszustandes nicht mehr als etwa 0.7 betragen, ein Resultat, das mit der viel beträchtlicheren thatsächlichen Ausdehnung dieser Atmosphäre sich nicht vereinigen lässt. Um die Existenz einer Wasserstoffatmosphäre von der Höhe der Chromosphäre zu erklären, müsste die Temperatur der Photosphäre zu etwa 150000° Cels. angenommen werden. Der Widerspruch zwischen Theorie und Erfahrung wird noch viel bedenklicher, wenn wir uns zu den Sternen der ersten

Spectralclassen wenden. Das spectroscopische Verhalten des Wasserstoffs auf diesen heissesten Himmelskörpern kann bekanntlich nur durch die Annahme von ganz ungeheuren Atmosphären dieses Gases befriedigend gedeutet werden; Atmosphären, deren räumliche Ausdehnung jedenfalls unvergleichlich viel grösser als die unserer Sonnenatmosphäre gedacht werden muss, und die wahrscheinlich von der Grössenordnung der Durchmesser dieser Sterne ist. Um die Existenz solch mächtiger Atmosphären unter den vereinigten Annahmen von adiabatischem Gleichgewicht und idealem Gaszustand zu erklären, müsste die Temperatur der Photosphäre solcher Sterne zu Millionen von Graden angenommen werden. Wir dürfen jedoch mit Bestimmtheit behaupten, dass solche Temperaturen unmöglich sind. Neuere Forschungen haben die Temperatur der Sonnenoberfläche im Niveau der Photosphäre auf etwa 10000° Cels. festgesetzt. Es ist ferner bekannt, dass der gesammte Wärmeverrath, den die Sonne durch Contraction bis zu ihrem jetzigen Durchmesser überhaupt gewinnen konnte, bei dem gegenwärtigen Betrag ihrer Strahlung wahrscheinlich für etwa 20000000 Jahre, und sicher für nicht mehr als 100 Millionen Jahre gereicht haben kann. Nach dem Stefan'schen Strahlungsgesetz lässt sich dann aber angeben, für welchen Zeitraum derselbe Wärmeverrath vorgehalten haben würde, wenn die Temperatur der strahlenden Oberfläche nicht 10000°, sondern beispielsweise 150000° betragen hätte. Für diesen Fall finden wir leicht, dass dieselbe Wärmemenge nur für höchstens 1000 Jahre ausgereicht haben würde. Ein Stern, dessen Photosphärentemperatur nur 15 mal so hoch wäre als die der Sonne, müsste somit in einem einzigen Jahrtausend den gesammten Energievorrath erschöpfen, den das Sonnensystem von Anbeginn der Contraction bis jetzt zu seiner Verfügung hatte. Wir würden demnach entweder hinsichtlich der möglichen Existenzdauer der Sterne als leuchtender Himmelskörper oder aber hinsichtlich des Ursprungs und der Erhaltung ihres Energievorrathes zu Annahmen geführt, die mit den jetzt allgemein herrschenden Ansichten unvereinbar, und in der That ganz unmöglich sind.

Es bleibt daher kein anderer Weg, als eine der beiden den Rechnungen zu Grunde gelegten Hypothesen aufzugeben. Verzichten wir auf die Hypothese des idealen Gaszustandes, d. h. nehmen wir an, dass auf der Sonne die Wasserstoffmoleküle, infolge von Dissociation, innere Arbeit leisten, so wird statt (5) die Gleichung (11) zur Berechnung der Atmosphärenhöhe dienen müssen. In diesem Falle ist demnach statt der Constanten c_p die von der Temperatur abhängige — und zwar mit derselben wachsend anzunehmende — Grösse C_p zu substituieren.

Hält man dagegen an dem idealen Gaszustande fest, d. h. nimmt man an, dass die Wasserstoffmoleküle bei den auf den Sternen obwaltenden hohen Temperaturen keine innere Arbeit leisten, so wird man nothwendig auf die Hypothese des adiabatischen Gleichgewichtszustandes verzichten müssen.

Die erste Frage, die man sich stellen wird, wenn es sich darum handelt zu entscheiden, welche der vorgeschlagenen Alternativen zu wählen sei, ist nun offenbar die, ob nicht die Annahme der einen Hypothese bereits in einem

bestimmten Sinne für die andere entscheidet. Wir wollen uns im Folgenden darüber klar werden, ob nicht beispielsweise die Voraussetzung des vollkommenen Gaszustandes bereits hinreicht, um eine bestimmte Antwort hinsichtlich des Gleichgewichtszustandes der Gasmasse zu geben.

Diese Frage hat Ritter in seiner siebenten Abhandlung (Pogg. Ann. Band 243, 1879, p. 304) in schlagender Weise beantwortet, indem er zeigte, dass der indifferente Gleichgewichtszustand eines vollkommenen Gases »überhaupt der einzige ist, welcher den Namen ‚Gleichgewichtszustand‘ verdient, sobald man diesem Worte die doppelte Bedeutung des ‚mechanischen‘ und ‚thermischen‘ Gleichgewichtszustandes beilegt.« Aus diesem für die Sonnentheorie überaus wichtigen und fruchtbaren Satze lässt sich der unmittelbare Schluss ziehen, dass für eine Atmosphäre von der an der Sonnenoberfläche herrschenden Temperatur der adiabatische Gleichgewichtszustand der einzige ist, der auf die Dauer sich erhalten kann.

Unter »mechanischem« Gleichgewicht versteht Ritter denjenigen Zustand, der eintreten würde, wenn man z. B. eine cylindrische Luftsäule durch frei bewegliche, unendlich dünne, gewichtlose, horizontale und für Wärme undurchdringliche Scheidewände abtheilt. Die Bedingung des mechanischen Gleichgewichts einer solchen Luftsäule ist dann ausgedrückt durch die Gleichung:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{dh}{\tau},$$

wo p der Druck der Luftsäule in der Höhe h und $\tau = pv$ ist. Da unter den vorausgesetzten Bedingungen τ eine beliebige Function von z sein kann, so giebt es offenbar unendlich viele Arten eines mechanischen Gleichgewichtszustandes.

Die Wegnahme der Scheidewände bewirkt aber, dass die Relation zwischen τ und h keine willkürliche mehr bleiben kann. Die Bewegung der Gasmoleküle, die vorher auf den Raum zwischen zwei benachbarten Platten beschränkt war, ist nunmehr an keine solche räumliche Einschränkung gebunden. Die Gasmoleküle einer Schicht werden gelegentlich zu höheren Schichten emporsteigen oder zu tieferen herabsinken, und in beiden Fällen wird ihre lebendige Kraft eine Aenderung erfahren, die man mit Hülfe der kinetischen Gastheorie berechnen kann.

Nehmen wir an, die gesammte mittlere lebendige Kraft eines Moleküls in einer beliebigen Höhe h sei L . Bewegt sich das Molekül in verticaler Richtung um eine unendlich kleine Strecke dh , so wird seine lebendige Kraft durch zweierlei Ursachen geändert. Einmal nämlich wirkt die Schwere insofern auf dieselbe ein, als sie im ersteren Falle eine negative, im letzteren eine positive Arbeit verrichtet und dementsprechend eine Abnahme resp. Zunahme der lebendigen Kraft veranlasst. Die aus dieser Ursache entspringende Aenderung der lebendigen Kraft ist offenbar

$$- m g dh,$$

wo m die Masse des Moleküls und g die Fallbeschleunigung vorstellt.

Eine weitere Aenderung entspringt aber dem Umstande, dass der dem Molekül entgegenwirkende Druck in der Höhe

$h + dh$ ein anderer geworden ist. Die Arbeit, welche das Molekül leistet, um dem ihm entgegenwirkenden Druck das Gleichgewicht zu halten, ist nach der kinetischen Gastheorie bekanntlich

$$\frac{1}{3} m u^2,$$

wo u die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle bezeichnet. Die unendlich kleine Aenderung der lebendigen Kraft, welche einer unendlich kleinen Druckänderung entspricht, ist somit

$$- d[\frac{1}{3} m u^2],$$

so dass wir erhalten

$$dL = - m g dh - \frac{m}{3} d(u^2). \quad (12)$$

Nun steht bekanntlich die totale lebendige Kraft L zur translatorischen Geschwindigkeit u in der Beziehung

$$L = \frac{2 m}{3(k-1)} \cdot \frac{u^2}{2} \quad (13)$$

wo $k = \frac{c_p}{c}$ das Verhältniss der specifischen Wärmen des Gases bei constantem Druck resp. Volumen darstellt. Mit Hülfe von (13) reducirt sich die Gleichung (12) auf die einfache Form:

$$dL = - \frac{m g}{k} dh. \quad (14)$$

Diese Relation drückt nun offenbar aus, um wieviel die totale lebendige Kraft eines Gasmoleküls sich ändert, wenn dasselbe von der Höhe h nach der Höhe $h + dh$ versetzt wird.

Bei einem beliebig angenommenen mechanischen Gleichgewichtszustand der Atmosphäre wird die lebendige Kraft, mit der das Molekül in der Höhe $h + dh$ anlangt, im allgemeinen von der lebendigen Kraft verschieden sein, welche die in dieser Höhe bereits vorhandenen Moleküle besitzen. Die Berechnung dieser letzteren Kraft, die wir zum Unterschied mit A bezeichnen wollen, wird nun ebenfalls durch die kinetische Gastheorie ermöglicht. Bezeichnet nämlich T die absolute Temperatur eines Moleküls, so ist bekanntlich

$$u = \sqrt{3 g R T}$$

wo $R = \frac{c_p - c}{A}$ ist. Demnach ist nach (13)

$$A = \frac{c}{A} m g T.$$

Bezeichnet dT den Temperaturunterschied zwischen den Molekülen in der Höhe h und denjenigen in der Höhe $h + dh$, so ist

$$dA = \frac{c}{A} m g dT \quad (15)$$

der Unterschied zwischen den lebendigen Kräften dieser Moleküle.

So lange nun dL von dA verschieden ist, kann von einem thermischen Gleichgewicht keine Rede sein. Das andauernde Durcheinanderschiessen der Moleküle, ihr fortwährendes Hinüberspringen aus einer Schicht in die benachbarten muss die nothwendige Folge mit sich führen, dass, welches auch immer der anfängliche Unterschied zwischen dL und dA gewesen sein möge, im Laufe der Zeit die Grenzbedingung

$$dL = dA$$

erfüllt werden, d. h. dass schliesslich ein Zustand erreicht werden muss, in welchem das Gasmolekül bei seinem Ueberschritt von einer Horizontalschicht h zu einer anderen ($h + dh$) genau diejenige lebendige Kraft mitbringt, welche die bereits in ($h + dh$) vorhandenen Moleküle besitzen. Jede sich selbst überlassene Gasmasse wird diesem Zustande als ihrem endgültigen Beharrungszustand zustreben müssen.

Fragen wir nun aber, welcher von den uns bekannten Gleichgewichtszuständen als dieser im eigentlichsten Sinne als Gleichgewichtszustand, nicht nur in mechanischer, sondern auch in thermischer Beziehung, zu bezeichnende angesehen werden muss, so geben uns die Gleichungen (14) und (15) darauf sofort eine bestimmte Antwort. Setzen wir nämlich $dL = dA$, so erhalten wir aus diesen Gleichungen:

$$dh = - \frac{c_p}{A} dT,$$

d. h. die bereits als Gleichung (3) gegebene Grundgleichung des indifferenten oder adiabatischen Gleichgewichtszustandes.

Damit gelangen wir zu dem Resultat, dass der adiabatische Gleichgewichtszustand derjenige Endzustand einer Gasmasse ist, welchem dieselbe, in Folge der kinetischen Bewegung ihrer Moleküle, ganz von selbst, d. h. ohne äussere Einwirkung, zustrebt. Wie die vorhergehenden Entwicklungen zeigen, wird sie denselben um so schneller erreichen, je lebhafter der Austausch von Gasmolekülen zwischen den einzelnen Schichten vor sich geht, d. h. je höher die absolute Temperatur dieser Schichten ist. Selbstverständlich wird danach in einer Atmosphäre, in welcher die Durcheinandermischung der Gasmoleküle so gross ist, dass sie der Beobachtung zugänglich wird, in der also lebhaftere, dem Gefühl oder dem Auge wahrnehmbare Convectionsströmungen zu Tage treten, überhaupt gar kein anderer Gleichgewichtszustand als Beharrungszustand denkbar sein. Der adiabatische Gleichgewichtszustand kann daher, nach Lord Kelvin's Vorschlag, auch als convectiver Gleichgewichtszustand bezeichnet werden.

Die Existenz eines convectiven Gleichgewichts in den unteren Schichten der Erdatmosphäre steht ausser aller Frage. Bedenkt man aber, dass die Convectionsströmungen in unserer irdischen Lufthülle, verglichen mit den auf der Sonnenoberfläche thätigen, höchst unbedeutend sind, so kann nach all dem Gesagten kein Zweifel bestehen, dass die Sonnenatmosphäre, unter normalen Verhältnissen, sich im Zustande des indifferenten Gleichgewichts befinden muss. Damit soll keineswegs behauptet werden, dass nicht einzelne Theile dieser Atmosphäre sich zeitweilig in einem anderen Zustande befinden mögen. Im Gegentheil wird gerade die Existenz eines zeitweiligen labilen Gleichgewichts in der von mir kürzlich den Fachgenossen vorgelegten Sonnentheorie ausdrücklich postulirt. Allein, wie ich schon damals betonte, solche Abweichungen von dem mechanisch-thermischen Gleichgewichtszustand, wie sie in meiner Theorie durch die absorbirende Eigenschaft der Atmosphäre veranlasst werden müssen, können nur temporärer Art sein. Die den Molekülen innewohnende kinetische Energie wird jedesmal wieder auf die Herstellung des allein möglichen Beharrungszustandes — des indifferenten Gleichgewichtes — hinstreben.

Die Annahme eines stabilen Gleichgewichtszustandes der Sonnenatmosphäre, wie sie von Herrn von Oppolzer seiner Sonnentheorie zu Grunde gelegt wird, scheint mir daher nicht gerechtfertigt. Wir haben um so mehr Ursache, ihre Zulässigkeit zu bezweifeln, als sie uns auch in keiner Weise über die schon erwähnte enorme Ausdehnung der Wasserstoffatmosphären auf den Sternen der ersten Spectralclassen Aufschluss geben kann. Will man nämlich die Hypothese des vollkommenen Gaszustandes, welche Herr von Oppolzer postuliert, und von der aus er auf das stabile Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre schliesst, auf diese Sterne ausdehnen, so wird man zu dem Schluss getrieben, dass auf diesen heisseren Himmelskörpern der Gleichgewichtszustand der Wasserstoffatmosphäre noch ungeheuer viel stabiler sein müsse als auf der Sonne. Diese Folgerung steht in directem Widerspruch sowohl zu den vorher entwickelten Grundsätzen der kinetischen Gastheorie, als auch zu der sehr bekannten Erfahrung, dass die Convection zwischen der inneren und äusseren Grenze einer Atmosphäre um so kräftiger ist, je höher die Temperatur der inneren Grenzschichten, und dass demzufolge die Bedingungen für das convective, und nicht für das stabile Gleichgewicht mit zunehmender Temperatur günstiger werden müssen.

Sind wir nach dem Gesagten aber gezwungen, an dem convectiven oder indifferenten Gleichgewichtszustand der Sonnenatmosphäre festzuhalten, so bleibt uns, wenn wir einen Einklang zwischen Theorie und Erfahrung in Bezug auf die Höhe dieser Atmosphäre herstellen wollen, nur übrig, die Hypothese des vollkommenen Gaszustandes fallen zu lassen.

Die Ansicht der Astrophysiker, der man fast ausschliesslich in Untersuchungen über die physische Constitution der Himmelskörper begegnet, ist die, dass die Gase mit wachsender Temperatur sich immer mehr dem idealen Gaszustande nähern. Für die meisten der uns bekannten Gase ist diese Annahme allerdings richtig; eine Ausnahme macht jedoch der Wasserstoff, also bezeichnender Weise gerade dasjenige Gas, welches in den Atmosphären der Sterne die grösste räumliche Ausdehnung besitzt. Die Schlüsse, die hinsichtlich des Einflusses der Temperatur eines Gases auf seine Abweichungen vom idealen Gaszustand aus den Beobachtungen gezogen werden dürfen, sind von Regnault in den folgenden Sätzen niedergelegt worden, die ich seinem Aufsätze »Sur la loi de la compressibilité des fluides élastiques« Comptes Rendus 23, 1846, p. 787 entnehme: »... je pense qu'il existe, pour chaque gaz pris dans un état de condensation déterminé, une température à laquelle il suit sensiblement la loi de Mariotte pour des variations restreintes de pression. Au dessous de cette température, le gaz, toujours dans le même état de condensation, s'écartera de la loi de Mariotte en présentant une compressibilité plus grande que celle déterminée par cette loi; c'est ce que nous reconnaissons à la température ordinaire pour l'air, l'azote, l'acide carbonique, etc. Au contraire, au-dessus de cette température, le gaz, pris toujours dans le même état de condensation, présentera une compressibilité plus faible que celle que l'on déduit de la loi; le gaz se trouvera dans le cas qui est réalisé par le gaz hydrogène à la température ordinaire.«

Wir entnehmen aus diesem Citat erstens: dass keines der angeführten Gase bei gewöhnlicher Temperatur sich im

vollkommenen Gaszustand befindet, und zweitens: dass die Gase Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure diejenige Grenztemperatur, für welche dieser Zustand eintritt, dann noch nicht erreicht haben, während das Wasserstoffgas dieselbe bereits überschritten hat. Je höher die Temperatur steigt, um so mehr werden sich daher die zuerst erwähnten Gase demjenigen Zustande nähern, in welchem die Moleküle keine innere Arbeit verrichten und das Mariotte'sche Gesetz in voller Strenge gültig ist, um so mehr aber wird sich andererseits der Wasserstoff von diesem vollkommenen Zustande entfernen.

Dieses exceptionelle Verhalten des Wasserstoffs, gegenüber den anderen Gasen, ist unabhängig von den Regnault'schen Versuchen durch die Experimente von Joule und Lord Kelvin bestätigt worden. Es zeigte sich nach ihren Beobachtungen, dass die zur Compression eines Gases verwandte Arbeit nicht nothwendig äquivalent ist der erzeugten Wärme, sondern dass letztere geringer oder grösser als die aufgewendete Arbeit sein kann, je nachdem die Arbeit ausser Wärme noch andere Bewegungseffekte in den Molekülen des Gases hervorruft, oder von Molekularkräften in der Erzeugung von Wärme unterstützt wird. Die Versuche dieser eminenten Physiker beweisen, dass Wasserstoff zu der ersten, dagegen Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure zu der zweiten Classe von Gasen gehören. Mit steigender Temperatur wird für die letztgenannten Gase die Aequivalenz zwischen Arbeit und erzeugter Wärme immer mehr erreicht, d. h. diese Gase nähern sich mehr und mehr dem idealen Zustand, während umgekehrt der Wasserstoff sich immer weiter von diesem Zustande entfernt.

Die physikalischen Versuche deuten somit unzweifelhaft darauf hin, dass schon unter gewöhnlichen Temperaturverhältnissen der Wasserstoff einen Theil der ihm zugeführten Wärme zu innerer Molekulararbeit verwendet, und dass diese Arbeit der Wasserstoffmoleküle mit steigender Temperatur wächst. In diesem Falle muss aber, wie wir gesehen haben, zur Bestimmung der Höhe der Wasserstoffatmosphäre über der Photosphäre eines Sterns die Gleichung (11)

$$H = \frac{1}{AN} \int_0^{T_0} C_p dT$$

angewandt werden, wo T_0 die Temperatur der Photosphäre bedeutet und

$$C_p = c_p + A \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T}$$

eine mit der Temperatur zunehmende Grösse darstellt. Die Ermittlung der Atmosphärenhöhe hängt demnach von der Kenntniss des Abhängigkeitsverhältnisses von C_p zur Temperatur ab.

Das Wenige, das wir bis jetzt über die bei der Dissociation der Gase eintretende innere Arbeit wissen, ist unzureichend, um uns einen Begriff von dem jedenfalls complicirten Charakter der Beziehung zwischen der specifischen Wärme C_p und der Temperatur zu geben. Dazu wäre vor allem auch eine exacte Bestimmung der Dissociationswärme des Wasserstoffs erforderlich, über die wir meines Wissens nicht verfügen. Eine ungefähre Vorstellung von dem enormen Einfluss, den die latente Wärme auf die Höhe einer Atmo-

sphäre hat, gewinnt man übrigens schon aus den interessanten Rechnungen, die Ritter in Bezug auf ein nahezu vollkommenes Gas, wie atmosphärische Luft, einerseits, und den vom Mariotte'schen Gesetz stark abweichenden gesättigten Wasserdampf andererseits in seinen Abhandlungen veröffentlicht hat. Aehnliche Rechnungen hat schon vorher Herr Reye in seinem wohlbekannten Werke: Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen in der Erdatmosphäre gegeben und nachgewiesen, dass »die Anwesenheit des Wasserdampfes in der Luft dieselbe Wirkung hat, welche eine Vergrösserung der specifischen Wärme der Luft hervorbringen würde«. In diesem speciellen Falle ist es die latente Wärme des Wasserdampfes, welche die Vergrösserung der specifischen Wärme der Gasmischung bewirkt. Ganz analog muss in der Sonnenatmosphäre die Dissociationswärme des Wasserstoffs eine Erhöhung der specifischen Wärme und damit, nach den obigen Formeln, eine Ausdehnung der Wasserstoffatmosphäre bewirken. Um eine permanente Wasserstoffhülle von der Höhe der Chromosphäre zu erhalten, muss die specifische Wärme des dissociirten Wasserstoffs auf der Sonne etwa das 15 fache derjenigen bei gewöhnlicher Temperatur sein. Eine derartige Folgerung würde sehr gut mit dem von Lord Kelvin aus einem gänzlich verschiedenen Gedankengang hergeleiteten Resultat übereinstimmen, dass die specifische Wärme der Sonne erheblich grösser sein muss, als die irgend einer Substanz auf unserer Erde. *)

Wie schon erwähnt, zeigen die Sterne der ersten Spectralclassen durch die ausserordentliche Breite der Wasserstofflinien an, dass die Photosphäre dieser Himmelskörper von einer ganz beträchtlich ausgedehnten Wasserstoffatmosphäre umgeben sein muss. Nach unseren obigen Ausführungen deutet dies darauf hin, dass C_p , der höheren Temperatur dieser Sterne entsprechend, bedeutend grösser sein muss, als für unsere Sonne. Nun lässt sich wenigstens für Sirius, den hellsten Vertreter dieser Klasse, aus seinem Strahlungsvermögen ein bestimmter Schluss auf die Temperatur seiner Photosphäre, verglichen mit derjenigen der Sonne, ziehen. Das Strahlungsvermögen des Sirius ist ungefähr 40–50 mal so gross als das der Sonne. Dabei ist jedoch zu bedenken, dass ungefähr die Hälfte der Sonnenstrahlung durch eine allgemein absorbirende Hülle zurückgehalten wird, die, mit Rücksicht auf die beträchtliche Ausdehnung des Sirius-spectrums nach der blauen und violetten Seite, auf diesem Stern nicht vorhanden sein kann. Vergleicht man also die Gesamtstrahlung der Photosphäre des Sirius mit derjenigen der Sonne, wie sie ohne die Dazwischenkunft der absorbirenden Hülle sein würde, so darf man annehmen, dass die Strahlung des Sirius ungefähr 20–25 mal diejenige der Sonne übersteigt. Unter Annahme gleich grosser Oberflächen lässt sich nach dem Stefan'schen Gesetz die Temperatur der Photosphäre des Sirius hieraus annähernd bestimmen. Bedeutet nämlich T die Temperatur der Sonnenphotosphäre, aT diejenige des Sirius, so ist $a^4 = 25$ (ungefähr) und folglich $a = 2.2$. Berücksichtigt man, dass die Masse des Sirius ungefähr das Doppelte der Sonnenmasse beträgt, während seine Dichte sehr wahrscheinlich geringer ist, so

ergiebt sich das bemerkenswerthe Resultat, dass die Temperatur der Siriusphotosphäre höchstens das Doppelte der Temperatur der Sonnenphotosphäre sein kann. Damit gelangen wir zu dem wichtigen Schluss, dass eine relativ geringe Zunahme der Temperatur der Photosphäre von einer beträchtlichen Ausdehnung der Wasserstoffatmosphäre des Sterns begleitet sein muss.

Die Wichtigkeit dieses Resultats wird sogleich erkannt werden, wenn man es auf die an der Sonnenoberfläche bestehenden Verhältnisse anwendet. Ich habe in meiner Arbeit »Ueber eine neue Theorie zur Erklärung der Periodicität der solaren Erscheinungen« (A. N. Band 156, p. 33) nachzuweisen versucht, wie durch die absorbirende Thätigkeit der Sonnenatmosphäre eine Ueberhitzung der photosphärischen Schichten veranlasst wird. Wir ersehen nunmehr aus den hier gemachten Bemerkungen, dass eine derartige Temperaturerhöhung der Photosphäre nothwendig von einer Ausdehnung der Wasserstoffatmosphäre begleitet sein muss, und zwar werden schon mässigen Temperaturerhöhungen ganz beträchtliche Aenderungen in der Höhe dieser Atmosphäre entsprechen müssen. Locale Temperaturerhöhungen der Photosphäre über die Normaltemperatur von einigen tausend Graden haben angesichts der enormen absorptiven Wirkung der Sonnenatmosphäre nichts Unwahrscheinliches, am wenigsten in der Nähe von Flecken, die jedenfalls als locale Verdichtungen der absorbirenden Hülle aufgefasst werden müssen. Damit an solchen überhitzten Stellen thermisches Gleichgewicht hergestellt werde, muss die Wasserstoffatmosphäre gemäss den obigen Ausführungen sich ganz enorm über ihr normales Niveau erheben.

Aus dem Umstande, dass der Wasserstoff — im Gegensatz zu anderen Gasen — mit zunehmender Temperatur sich durch Dissociation mehr und mehr vom idealen Gaszustande entfernt, erklären sich somit ganz ungezwungen jene lokalen Anhäufungen von Wasserstoffgas über der Photosphäre, welche wir als Protuberanzen zu bezeichnen pflegen. Solche Wasserstoffwolken deuten auf locale Ueberhitzung der Photosphäre und sind die nothwendige Folge des Bestrebens der Sonnenmasse, an den überhitzten Stellen den zeitweilig abhanden gekommenen Zustand thermischen Gleichgewichts wieder herzustellen.

Der eruptive Charakter vieler dieser Protuberanzen lässt sich leicht erklären, wenn man bedenkt, dass die mächtigen Circulationsströmungen zwischen innen und aussen die überhitzten Wasserstoffmassen an ihrem Auftrieb eine Zeit lang hindern werden. Genau so wie ein irdischer Cyclon dann entsteht, wenn die von der Sonne erhitzten Luftmassen durch horizontale Strömungen oder durch Adhäsion am Erdboden oder an der Wasseroberfläche an ihrem freien Auftrieb gehindert und dadurch eine Zeit lang in Niveau gehalten werden, die mit ihrem thermischen Gleichgewicht unverträglich sind, und wie dann allmählich die Spannung in diesen Luftmassen so zunimmt, dass schliesslich bei geringer Veranlassung dieses Gleichgewicht plötzlich durch ein gewaltsames Durchbrechen der überhitzten Gasmasse nach oben hergestellt wird, — genau so hat man sich die ein-

*) We may consider it as rendered highly probable that the sun's specific heat is more than ten times, and less than 10000 times that of liquid water. Treatise on Natural Philosophy Vol. I Part II p. 491.

leitenden Vorgänge bei einer solaren Eruption vorzustellen. Dabei wird es auch ohne Weiteres verständlich, warum solche Eruptionen vorzugsweise in der Nähe der Flecken erscheinen. Wenn die Flecken, wie es die Faye'sche Theorie verlangt, solche Stellen an der Sonnenoberfläche vorstellen, wo die absorbierende Hülle durch centripetale Bewegungen verdichtet wird — und ich werde im weiteren Verlauf meiner Untersuchungen zeigen können, dass an der Richtigkeit dieser Auffassung nicht länger gezweifelt werden darf, — so muss hier die Ueberhitzung der photosphärischen Schichten am schnellsten und intensivsten vor sich gehen und müssen dementsprechend die Bedingungen zu gewaltsamen Spannungsausgleichungen am günstigsten sein.

Das wichtigste Resultat der vorhergehenden Untersuchung in Bezug auf den Mechanismus der Protuberanzen scheint mir indessen darin zu liegen, dass wir eine ungemein einfache Erklärung für ihre enorme Höhe gewinnen. Wenn die Höhen der Wasserstoffatmosphären der Sterne der ersten Spectralklasse, wie ihr spektroskopisches Verhalten anzeigt, von der Grössenordnung der Radien dieser Sterne sind, während andererseits die Temperatur ihrer Photosphären kaum doppelt so hoch als die der Sonne ist, so verursacht die Vorstellung keine Mühe, dass schon Ueberhitzungen der Sonnenphotosphäre von etwa tausend Grad Celsius Protuberanzen von mehreren Bogenminuten Höhe hervorrufen müssen. Damit erklärt sich zugleich auch ihre enorme Anfangsgeschwindigkeit. Damit ein Wasserstoffmolekül von dem

Niveau der oberen Grenze der Chromosphäre zu einer bestimmten Höhe H im leeren Raum emporgehoben werde, bedarf es einer Anfangsgeschwindigkeit von

$$\sqrt{2GH}$$

wo G die Schwere im Niveau der Chromosphäre bedeutet. Für eine Protuberanzhöhe von nur einer Bogenminute würde daraus eine Geschwindigkeit von 160 km per Secunde folgen.

Ich hoffe, es wird aus dem Bemerkten zur Genüge hervorgegangen sein, welch' wichtige Rolle die Dissociation des Wasserstoffs auf der Sonne für die Entwicklung der dynamischen Phänomene an ihrer Oberfläche spielt. Die Anzahl und Intensität der Eruptionen und daraus sich entwickelnden Wasserstoffprotuberanzen giebt einen Maassstab für den Grad der Dissociation und damit zugleich für die Aenderungen der Temperatur der photosphärischen Schichten. Die Frage, ob auf der Sonne ausser dem Wasserstoff noch andere Gase im dissociirten Zustande vorkommen, will ich hier unerörtert lassen. Sie kann entschieden werden durch eine Vergleichung der thatsächlich beobachteten Höhen, bis zu welchen einzelne Gase oder Dämpfe in der Sonnenatmosphäre emporsteigen, mit den theoretischen Höhen, welche unter Voraussetzung des adiabatischen Gleichgewichts und des idealen Gaszustandes für diese Gase oder Dämpfe aus den obigen Formeln erhalten werden.

Edinburgh, Royal Observatory, 1901 Juli.

J. Halm.

Nova (3.1901) Persei.*)

(Schreiben an den Herausgeber).

En confirmation de notre dépêche en date d'avant-hier, nous avons l'honneur de vous adresser trois épreuves de l'aspect photographique actuel de la nouvelle étoile, obtenues avec l'objectif photographique Hermagis, de 16 cm d'ouverture et 70 cm de distance focale.

La première photographie (négatif sur papier) est un agrandissement de 8.2 fois environ du cliché pris le 19 août, de 22^h 15^m à 22^h 45^m de Paris, avec une pose de 30^m. L'image de la Nova, absolument différente de celle des autres étoiles, y est entourée d'une pénombre intense, à bords très nets, mesurant, en moyenne, presque 2' de diamètre.

La deuxième photographie (également un négatif sur papier) est un agrandissement de 8.4 fois du cliché pris

les 20–21 août, de 23^h 35^m à 3^h 15^m, avec une exposition effective de 3^h 20^m. L'image de la Nova y empiète sur la pénombre de la veille; mais il y a une autre auréole, beaucoup plus vaste, mesurant 6' de diamètre. Étoile et auréole se présentent ensemble comme l'ombre et la pénombre d'une tache solaire!

La troisième épreuve (positif sur papier), est l'original de l'agrandissement No. 2, dont nous venons de parler. Elle sert à comparer la Nova aux étoiles voisines.

Ces données établissent ainsi d'une manière irréfutable que l'action actinique de l'étoile temporaire de Persée sur la couche sensible est tout-à-fait différente de celle des autres étoiles.

Observatoire de Juvisy (S.-&-O.), le 23 août 1901.

Flammarion et Antoniadi.

*) Die in dem Schreiben erwähnten Photographien werden auf Wunsch gern den Lesern zur Ansicht übersandt werden. Von einer Reproduktion glaube ich absehen zu können, da die Beschreibung der Herren Verfasser in genügender Weise den Unterschied des Bildes der Nova gegenüber den Bildern der anderen Sterne charakterisirt. Kr.

Photographische Bilder der Nova (3.1901) Persei.

Auf die telegraphische Nachricht, dass es Flammarion und Antoniadi gelungen sei, durch photographische Aufnahmen zu zeigen, die Nova Persei sei von einer Nebelauréole umgeben, habe ich, 1901 Aug. 22, von 14 Uhr

10 Minuten bis 15 Uhr 20 Minuten — also mit 1 Stunde und 10 Minuten Belichtung — mit den zwei Sechzehnzöllern des Bruce-Teleskops die Novagegend aufgenommen.

Die Rückseiten der Platten waren selbstverständlich