Über die Entstehung der Emissionslinien in den Spektren von Miraveränderlichen

von A. Kipper

Die Deutung der violettverschobenen Emissionslinien in den Spektren der langperiodischen Veränderlichen ist eine der schwierigsten Aufgaben der Astrophysik. Die genannten hellen Linien, die zuerst von Vogel und Pickering beobachtet worden sind, sind bei den meisten langperiodischen Veränderlichen neben den bekannten Absorptionsbändern nachgewiesen worden. Es scheint, dass die Emissionslinien in den Spektren der Miraveränderlichen durch einen besonderen physikalischen Zustand dieser Sterne hervorgerufen sind, im Gegensatz zu den Wolf-Rayet-Sternen, wo die hellen Linien durch Fluoreszenz entstehen. Emission ohne vorherige Absorption kann durch Stösse erreicht werden. Da aber die Oberflächentemperatur eines Mirasternes zu niedrig ist (etwa 2300°), so kann die thermische Anregung der Atome nicht in Frage kommen. Ebensowenig lassen sich die Emissionslinien im Spektrum der genannten Sterne durch elektrische Felder oder durchdringende Strahlung erklären, denn dann ist man auf die Zuhilfenahme weiterer Hypothesen angewiesen, um die Veränderlichkeit und Intensität zu deuten. Auch die Einfangung eines Elektrons in ein angeregtes Niveau durch ein Ion erscheint unwahrscheinlich, da bei der geringen Temperatur die Materie nicht stark ionisiert sein kann, und da wegen der geringen Dichte Wiedervereinigungen selten sind.

Es sind Versuche gemacht worden, die Entstehung der Emissionslinien durch Fluoreszenz zu deuten [1]). Gemäss dieser Theorie kehrt das Atom nach Absorption eines höheren Quantes in Kaskadensprüngen in den Grundzustand zurück. Eine gewisse Schwierigkeit für diese Fluoreszenztheorie dürfte aber die geringe Ultraviolettintensität des kontinuierlichen Sternspektrums sein.

K. Wurm [2]) nimmt an, dass die hellen Linien im Spektrum der Miraveränderlichen durch Chemilumineszenz entstanden sind. Bekanntlich entstehen während des Lichtminimums in der Atmosphäre

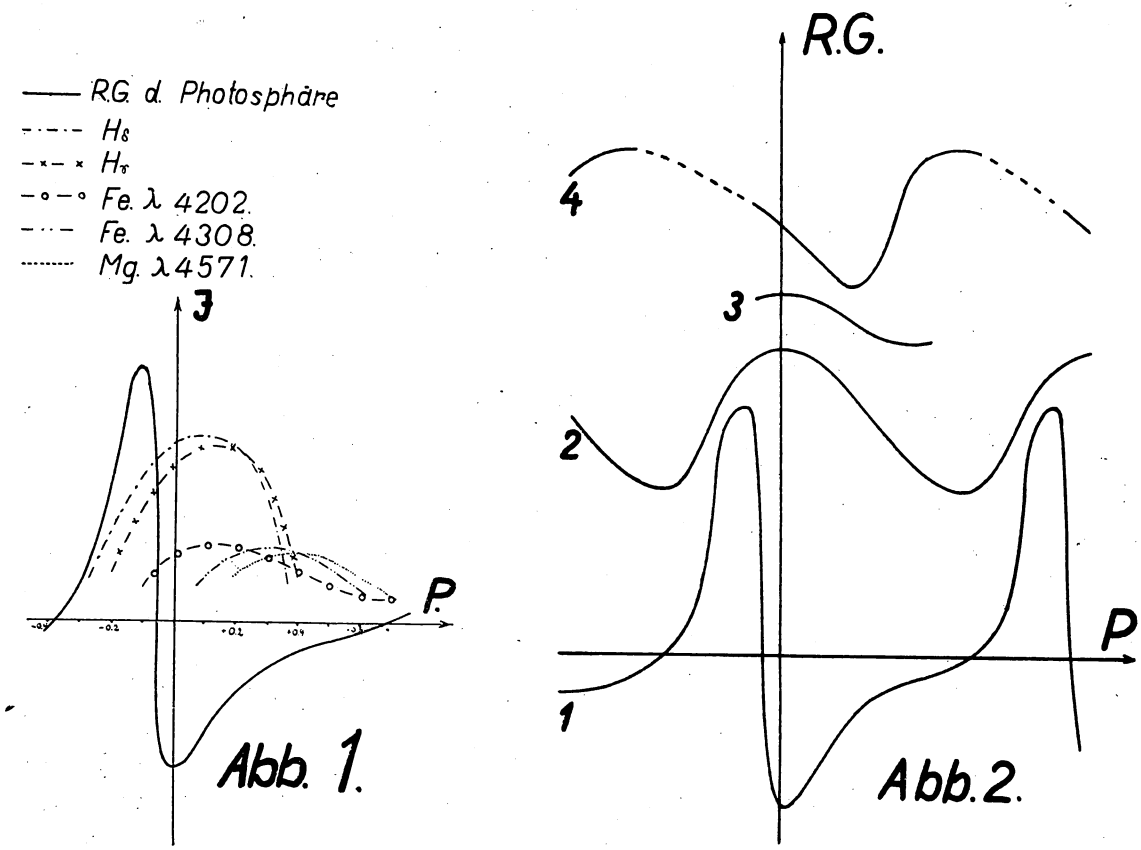
der Mirasterne chemische Verbindungen, die sich durch das Auftreten zahlreicher Absorptionsbänder im Spektrum dieser Sterne feststellen lassen. Die durch den in der Atmosphäre entstehenden chemischen Prozess frei werdende Energie wird nach Wurm zur Leuchtanregung verwendet. Von diesem Gedanken ausgehend hat Wurm eine Theorie der Linienemissionen in den Spektren der Miraveränderlichen entwickelt, die wenigstens qualitativ die beobachteten Erscheinungen zu erklären vermag.

Neben dieser zur Zeit wahrscheinlichsten Theorie über das Emissionsspektrum der Miraveränderlichen, möchte ich eine Hypothese skizzieren, die ihren Ausgang in der Pulsationstheorie der Mirasterne hat. Die zur Anregung der emitierenden Atome erforderliche Energie wird nach dieser Hypothese den Pulsationsbewegungen entnommen. Die kinetische Energie der Pulsation wird durch die in der Atmosphäre nach aussen laufenden Wellen in die höheren Schichten getragen, wo sie, durch die entstehende lebhafte turbulente Bewegung in Wärme umgesetzt, das Strahlen gewisser Atome verursachen kann.

Um diese Hypothese genauer auseinanderzusetzen, wenden wir unsere Aufmerksamkeit auf die folgenden Tatsachen.

1. Die Emissionslinien rühren grösstenteils von den Elementen H (Balmerserie), Mg, Mn, Si, Fe, Fe^+, her. Die Intensitäten der Emissionslinien ändern sich in derselben Periode wie das Licht oder die Radialgeschwindigkeit, und zwar muss man dabei je nach dem Anregungspotentiale zwei Gruppen unterscheiden, nämlich die Linien niedriger und die Linien hoher Temperaturklasse. Zu den ersteren gehören die Linien des Fe, Mg und Mn, zu den letzteren hauptsächlich die Linien der Balmerserie. Die Balmerserie erscheint kurz nach dem Moment der grössten Annäherungsgeschwindigkeit des Sternes (nach Lichtmaximum), erreicht ihre grösste Intensität etwa nach der Zeit grösster Entfernungsgeschwindigkeit und verschwindet vollständig im Lichtminimum. Dagegen treten die Linien von Fe, Mg und Mn wesentlich später, zum Teil erst nach dem Lichtmaximum auf. Zur besseren Übersicht ist die Änderung der Intensitäten der Emissionslinien in Abb. I graphisch dargestellt. Da bei der zu entwickelnden Theorie die Geschwindigkeit der Photosphäre gegenüber der Lichtänderung des Sternes die Hauptrolle spielt, ist in der Abbildung statt der Lichtkurve die Geschwindigkeitskurve gezeichnet. Dabei ist die Geschwindigkeitskurve aus J. Gabovitš' Publikation [3]) entnommen.

Diese Kurve ist aus der Lichtwechseländerung unter Berücksichtigung der TiO Korrektion berechnet und gibt die Bewegung der Photosphäre besser wieder als die aus der Linienverschiebung gefundene Geschwindigkeitskurve.



2. Die Emissionslinien sind während des Lichtwechsels des Sternes Änderungen in ihrer Lage hinsichtlich der Absorptionslinien und Bänder unterworfen, indem sie mit der Periode des Lichtwechsels verlaufende Verschiebungen erleiden, und zwar sind die Emissionen hinsichtlich Absorptioslinien gegen Violett hin verschoben. Im Maximum beträgt die Verschiebung Null, kurz nach dem Lichtmaximum ist sie am grössten und erreicht bei *o* Ceti, einen als Dopplereffekt gedeuteten Wert von 19 km/sek. In Abb. 2 sind die verschiedenen Geschwindigkeitskurven von *o* Ceti gezeichnet, und zwar bedeuten: die Kurve 1 die Geschwindigkeitskurve der Photosphäre, die Kurve 2 die Geschwindigkeitskurve aus Absorptionslinien, die Kurve 3 und 4 die Geschwindigkeitskurve aus Emissionslinien [4]).

3. Aus Abb. 2 geht klar hervor, dass zwischen den R.G. Kurven, die den verschiedenen atmosphärischen Schichten angehören,

eine merkliche Phasenverschiebung besteht. Wenn man sich auf den Boden der Pulsationstheorie der Mirasterne stellt, so kann man sich auf Grund der soeben geschilderten Tatsachen nicht dem Schlusse entziehen, dass die Pulsation unterhalb der von uns beobachteten Schichten entsteht und sich letzteren von unten nach oben mitteilt. Wie aus Abb. 2 zu ersehen ist, ist die Kurve 2 um etwa $^1/_5$ Teil der Periode nach rechts verschoben. Die aus den hellen Linien der Balmerserie gefundene R.G. Kurve 4 ist aber gegen die Geschwindigkeitskurve der Photosphäre um etwa $^7/_{10}$ Teil der Periode verschoben. Die Emissionslinien müssen also in viel höheren Schichten der Atmosphäre entstehen als die Absorptionslinien.

Zur Deutung der vorgeführten Tatsachen werden wir jetzt die obenerwähnte Hypothese näher diskutieren. Wie M. Schwarzschild hervorgehoben hat [5]), ist es sehr wahrscheinlich, dass die pulsierenden Sterne, insbesondere aber die Veränderlichen vom Mira-Typus, von einer ausgedehnten dünnen Atmosphäre umgeben sind, in der sich die stehenden Schwingungen des Sternes in Form einer nach aussen laufenden Welle fortsetzen. Nach J. Gabovitš beträgt die halbe Amplitude der Pulsation ca. 5.10^{12} cm. Andrerseits besitzt aber o Ceti als Stern von der Riesenklasse eine Atmosphäre, die bestimmt grösser ist als die Amplitude der Pulsation. Z. B. hat der Riesenstern ζ Aurigae eine Chromosphäre von der Höhe $7 \cdot 10^{12}$ cm, wie aus beobachteten Verfinsterungen folgt [6]). Eigentlich können wir bei *o* Ceti von einer Atmosphäre in gewöhnlichem Sinne nicht sprechen, denn deren Höhe ist wahrscheinlich grösser als der Radius des Sternes. Wir können die dort herrschenden Verhältnisse besser verstehen, wenn wir uns eine Gaskugel von sehr kleiner Dichte, in deren Mitte sich der pulsierende Stern befindet, vorstellen. In dieser Gaskugel werden die nach aussen laufenden Wellen durch die periodisch bewegte Photosphäre des Sternes erzeugt. Da aber die Pulsationsgeschwindigkeiten die Schallgeschwindigkeit in der Atmosphäre von *o* Ceti mehrmals übertreffen, so entstehen in den Wellen grosse Verdichtungen und Verdünnungen des Gases. Die bewegte Photosphäre stösst, indem sie sich vom Sternzentrum nach aussen bewegt, auf ihrem Weg von 10^{13} cm alle dort befindliche Atmosphärenmaterie in einen verhältnismässig kleinen Raum zusammen. Bei der entgegengesetzten, also nach dem Sternzentrum gerichteten Bewegung der Photosphäre entsteht aus leicht ersichtlichen Gründen Verdünnung. Eine Überschlagsrechnung zeigt, dass in der Atmosphäre von *o* Ceti Verdichtungen

von mehr als dem Hundertfachen der mittleren Dichte durch Pulsation hervorgerufen werden. Ganz entsprechende Zahlen muss man auch bei den Verdünnungen vermuten. Nach M. Schwarzschilds Untersuchungen pflanzt sich die Phase mit grosser Dichte schneller fort als die mit kleiner Dichte. Die erstere kann daher die letztere einholen. Wo dies geschieht, d. h., wo zwei verschiedene Phasen zu gleicher Zeit eintreffen, kann die Bewegung nicht mehr regelmässig bleiben. Es entstehen turbulente Bewegungen, die im allgemeinen ganz unregelmässig verlaufen. Die mechanische Energie der turbulenten Bewegungen wird schliesslich zur Erhöhung der kinetischen Energie der Atome und freier Elektronen verbraucht. Mit der starken Kompression des Gases wird dies eine merkliche Temperatursteigerung zur Folge haben.

Zur besseren Illustrierung habe ich die Bewegung des Gases in einer schematisierten Atmosphäre von *o* Ceti rechnerisch durchgearbeitet. Dabei sind folgende Voraussetzungen gemacht worden:

1. Es muss eine scharfe Trennungsgrenze zwischen der Sternoberfläche und der Atmosphäre bestehen. Die Atmosphärenmaterie dringt während der Pulsation nicht in die Photosphäre ein.

2. Die Krümmung der Sternoberfläche sowie die Differenz der Schwerebeschleunigung in der oberen und unteren Atmosphärenschichten wird vernachlässigt. Wir untersuchen also nicht die ganze Sternatmosphäre, die ja die Gestalt einer Kugelschale hat, sondern einen verhältnismässig kleinen Sektor derselben.

3. Die Schwingungen der Atmosphäre erfolgen isotherm. Die Temperatur variiert nicht mit der Zeit.

4. Der Strahlungsdruck sei nur von dem Nettofluss der Strahlung abhängig. Letzterer kann bekanntlich wenigstens in der Chromosphäre als konstant betrachtet werden.

Die gemachten Voraussetzungen sind nur als grobe Annäherungen an die Wirklichkeit zu betrachten. Wegen der schon erwähnten grossen Komprimierung der Materie während der Schwingung ist z. B. die Forderung der Isothermie selbstverständlich nicht erfüllt. Ebenso kann die Veränderung des Strahlungsdrucks sowie die Differenz der Schwerebeschleunigung in den oberen und unteren Schichten bei den exakten Formeln nicht vernachlässigt werden. Aber wie gesagt, soll die durchgeführte Rechnung nur einen groben Überblick des Problems geben, und dafür sind die gemachten Voraussetzungen ausreichend.

Ohne die Ableitung der nötigen Formeln zu bringen, begnüge ich mich hier nur mit der Schilderung der leitenden Idee der Berechnung. (Wegen der genauen Deduktion siehe A. Kipper Die Bewegung des Gases in der Atmosphäre eines pulsierenden Sternes. Dissertationsarbeit. Der math.-naturwiss. Fakultät der Universität Tartu im Manuskript eingereicht.)

Es seien

ϱ Dichte,
g Schwerebeschleunigung,
v Geschwindigkeit,
t Zeit,
r Abstand vom Mittelpunkte des Sternes,
T Temperatur,
P Strahlungsdruck,
R Gaskonstante,
μ Molekulargewicht.

Unter den gemachten Voraussetzungen können die hydrodynamischen Gleichungen, die die Bewegung des Gases bestimmen, auf die Form gebracht werden:

$$\frac{R}{\mu} T \frac{1}{\varrho} \frac{\partial \varrho}{\partial r} + G + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \qquad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$v \frac{\partial \varrho}{\partial r} + \varrho \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0,$$

wobei

$$G = g + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial P}{\partial r}, \qquad \frac{\partial G}{\partial r} = 0$$

ist. Das Lösen der Gleichungen (1) bietet grosse Schwierigkeiten. Eine für unsere Zwecke brauchbare Lösung kann man aber durch folgendes Verfahren erhalten. Wir legen die x-Achse in die Richtung des Sternradius und betrachten einen Gasteilchen A_1, dessen Entfernung vom Mittelpunkt des Sternes x_1 sei (x_1 ist die Funktion der Zeit t). Zur Zeit $t = 0$ sei $x_1 = a_1$. Wir versuchen zuerst, die im Intervalle x_1 bis $x_1 + \xi_1$ ($\xi_1 < 1$ eine Konstante) gültige Lösung des Gleichungssystems (1) zu finden. Beschränkt man sich

auf den Fall $\xi_1 << 1$, so kann die Gleichung (1) auf eine lineare Gestalt gebracht werden, und die Lösungen lauten

$$ln\,\varrho = F_1\left(t + \frac{\xi}{\sqrt{\frac{R}{\mu}T}}\right) + F_2\left(t - \frac{\xi}{\sqrt{\frac{R}{\mu}T}}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

$$v := -\int G\,dt - \sqrt{\frac{R}{\mu}T}\,F_1\left(t + \frac{\xi}{\sqrt{\frac{R}{\mu}T}}\right) + \sqrt{\frac{R}{\mu}T}\,F_2\left(t - \frac{\xi}{\sqrt{\frac{R}{\mu}T}}\right) \quad (3)$$

$$0 \leqslant \xi \leqslant \xi_1 << 1$$

Die Funktionen F_1 und F_2 wählt man so, dass die Anfangsbedingungen

$$v = v(t)$$
$$\varrho = \varrho(t)$$

bei $\xi = 0$ erfüllt sind.

Es sei A_2 ein zweites Gasteilchen, welches sich wie A_1 auf der x-Achse befinde. Seine mit der Zeit variierbare Koordinate bezeichnen wir mit x_2. Zur Zeit $t = 0$ sei $x_2 = a_2$. Ausserdem stellen wir noch die Bedingung auf, dass stets $x_2 - x_1 \leqq \xi_1 << 1$ bleibe. Denken wir uns einen Zylinder, dessen Achse die Gasteilchen A_1 und A_2 verbindet und dessen Querschnitt den Flächeninhalt 1 hat. Da $x_2 - x_1 << 1$ ist, so können wir die Dichte der im Zylinder befindlichen Materie als eine nur von der Zeit t abhängige Funktion betrachten und einfach schreiben

$$\varrho = \varrho(\xi_1, t)$$

wobei ϱ durch die Gleichung (2) gegeben ist. Die Kontinuitätsgleichung der Materie erscheint dann nach Lagrange in der Gestalt

$$(x_2 - x_1)\,\varrho(\xi_1, t) = (a_2 - a_1)\,\varrho(\xi_1, 0) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Die letzte Gleichung ergibt

$$x_2 = \frac{\varrho(\xi_1\, 0)}{\varrho(\xi_1\, t)}(a_2 - a_1) + x_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Die Grössen $\varrho(\xi_1, 0)$ und $\varrho(\xi_1, t)$ sind durch die Gleichungen (2) gegeben, während x_1 aus den Anfangsbedingungen zu entnehmen ist. Mittels Formel (5) kann x_2 und die Geschwindigkeit $v_2 = \frac{dx_2}{dt}$

des Gasteilchens A_2 als Funktion der Zeit berechnet werden. Ebenso lässt sich mittels Formel (2) die Dichte in der Umgebung von A_2 leicht angeben.

Betrachtet man jetzt die so gefunden v_2 und $\varrho(\xi_1, t)$ als neue Anfangsbedingungen, so können die Dichte und die Geschwindigkeit des dritten Gasteilchens A_3 mittels der Formeln (2) und (5) berechnet werden usw. Die so erhaltene Näherungslösung wird sich um so besser der exakten Lösung anschmiegen, je kleiner die Intervalle $x_{i+1} - x_i$ sind. Beschränkt man sich nur auf die Lösungen, die den nach aussen laufenden Wellen entsprechen, so ist $F_1 \equiv 0$ anzunehmen.

Nach dieser Methode habe ich die Berechnung für *o* Ceti durchgeführt. Es stellte sich heraus, dass die Bewegung des Gases durchaus nicht regelmässig verlaufen kann. An gewissen Stellen stürzen die Gasmassen mit entgegengerichteten Geschwindigkeiten aufeinander. Es entstehen grosse Anhäufungen der Materie und zugleich müssen sich auch lebhafte Turbulenzen entwickeln. Man kann die Heftigkeit der Turbulenz mittels der kinetischen Energie, mit der die Gasmassen aufeinanderprallen, abschätzen. Die Berechnung nach der ebengeschilderten Methode zeigt, dass die unregelmässigen Bewegungen während der Zeit des minimalen Sternradius in der Nähe der Photosphäre entstehen. Kurz vor dem Augenblick, wenn die Photosphäre ihre grösste Entfernung vom Sternzentrum erreicht hat, verlässt die Verdichtungsstelle die Sternoberfläche und wandert ungefähr mit Schallgeschwindigkeit in die oberen Schichten weiter, wobei aber die Heftigkeit der turbulenten Bewegungen zunächst stark zunimmt. Bald aber wird die ganze kinetische Energie der Welle durch die geschilderten unregelmässigen Bewegungen in Wärme umgesetzt, so dass sich in den allerobersten Schichten der Sternatmosphäre die Dichtewelle vollständig auflöst.

Wegen der ungemeinen Kompliziertheit des Bewegungsprozesses wird es sich kaum lohnen, etwaige exakte Berechnungen auszustellen. Ich habe mich deshalb nur mit groben Schätzungen begnügt, indem ich einige Zahlenbeispiele durchgearbeitet und das so erhaltene Zahlenmaterial zur Konstruktion des wahrscheinlichsten Bildes von den Bewegungsverhältnissen in der Atmosphäre von *o* Ceti verwendet habe. Zur besseren Übersicht sind die Resultate in Abb. 3 zusammengefasst. Die verschiedenen Stellungen der Photosphäre gegenüber dem Sternmittelpunkt sind der Publikation von Gabovitš entnommen. In der Abbildung sind diese Stellen in

der Form einer Kurve gegeben. Die linierten Stellen sollen das Gebiet der turbulenten Bewegungen darstellen, wobei die Linien je nach der Heftigkeit derselben dicker gezeichnet sind. Der Bewegungszustand des Gases in der Atmosphäre ist durch Pfeile gekennzeichnet, wobei die Grössen und Richtungen derselben die Geschwindigkeit und Richtung zum Ausdruck bringen sollen. Ausserdem sind in der Abbildung die Intensitätskurven der hohen und der niedrigen Temperaturklasse gegeben. Die Zeitachse für alle in der Abbildung gegebenen Kurven ist dieselbe.

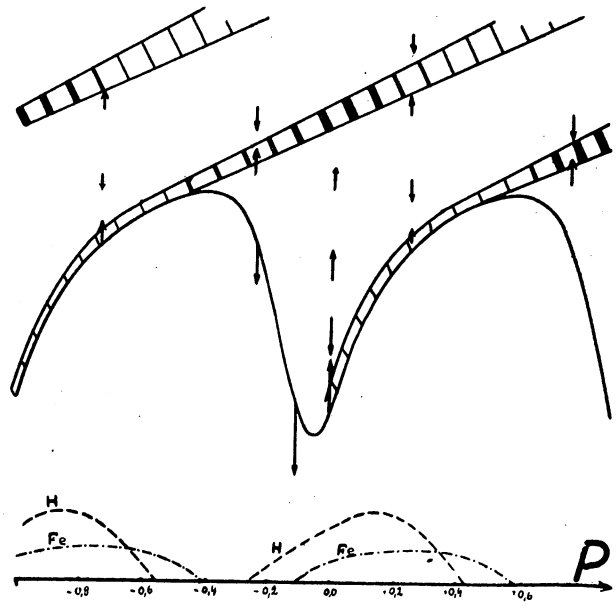


Abb. 3.

Obwohl Abb. 3 die Bewegungsprozesse in der Atmosphäre von *o* Ceti nur in groben Zügen wiedergibt, können wir daraus doch einige Schlüsse über die Entstehung der Emissionslinien ziehen. Wie aus der Zeichnung zu ersehen ist, entsteht die Verdichtungswelle kurz vor dem Lichtmaximum. Zunächst ist diese Verdichtung relativ klein, und auch die turbulenten Bewegungen haben noch keinen merklichen Einfluss auf die Wärmeentwicklung. Allmählich werden aber die letzteren heftiger, und in der Phase $\varphi = 0.2$ ist die Umsetzung der kinetischen Energie der Welle so weit vorgeschritten, dass die leicht anregbaren Atome zur Emission gebracht werden. Die Verdichtung des Gases und die damit verknüpften turbulenten Bewegungen nehmen aber noch zu, bis sie ungefähr in der Phase $\varphi = 0.8$ ihr Maximum erreichen. Auf dieser Phase liegt auch das Maximum der Intensität der schwer anregbaren Emissionslinien. Ebenso ist aus der Abbildung zu ersehen, dass die Emissionslinien relativ zu den aus photosphärenahen Schichten stammenden Absorptionslinien nach Violett verschoben sein müssen. Wie die Pfeile auf Abb. 3 andeuten, strömt an der Stelle, wo nach unserer Hypothese die Emissionslinien entstehen, die Materie von innen nach aussen, während sich in derselben Phase die Photosphäre und

die derselben naheliegenden Schichten nach dem Stern zu bewegen. Dies aber bewirkt die obenerwähnte Violettverschiebung. Übrigens ist es sehr schwer, die allgemeine einseitige Strömung des Gases für das Gebiet der turbulenten Bewegungen abzuschätzen. Ganz hoffnungslos aber scheint es, bei jetzigem Stande des Problems die Grösse der Verschiebung der Emissionslinien theoretisch vorauszuberechnen.

Die Geschwindigkeit, mit der die Gasmassen an der Stelle der turbulenten Bewegungen aufeinanderstürzen, ist von der Grössenordnung 10 km/sek. = 10^6 cm/sek. Ein H-Atom hat bei dieser Geschwindigkeit die kinetische Energie 0,5 E. Volt. Die schweren Atome Mg, Ca, Mn, Fe, In erhalten die kinetische Energie resp. 12; 20; 27; 28; 57 E. Volt. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass die Atmosphäre nur aus Wasserstoff und Eisen bestehe. Ein H-Atom, das sich nach dem Stern mit der Geschwindigkeit 10^6 cm/sek. bewegt, treffe das sich mit derselben Geschwindigkeit aber in entgegengesetzter Richtung bewegende Fe-Atom. Beim nichtelastischen Stoss kann höchstens die Energie

$$E = \frac{1}{2}\frac{m_H m_{Fe}}{m_H + m_{Fe}} v^2 \approx \frac{1}{2} m_H v^2 = 2E\,.\ Volt$$

befreit werden, wobei m_H und m_{Fe} die Massen und v die relative Geschwindigkeit der Atome bedeutet $(m_{Fe} = 56\, m_H,\quad v = 2 \cdot 10^6 \frac{cm}{sek})$

Da 2 E-Volt weder das H- noch Fe-Atom anregen kann, so muss der Stoss elastisch erfolgen. Nach dem elastischen Stoss sind aber die Geschwindigkeiten w_H und w_{Fe} der Atome durch die Formeln

$$w_H = v_H \frac{m_H - m_{Fe}}{m_H + m_{Fe}} + v_{Fe} \frac{2\, m_{Fe}}{m_H + m_{Fe}} = -2{,}93\, v_H = -2{,}93 \cdot 10^6\ cm/sek$$

$$w_{Fe} = v_H \frac{2 m_H}{m_H + m_{Fe}} + v_{Fe} \frac{m_{Fe} - m_H}{m_H + m_{Fe}} = -0{,}93 v_H = -0{,}93 \cdot 10^6\ cm/sek$$

gegeben, wobei v_H und v_{Fe} die Geschwindigkeiten der Atome vor dem Zusammenstoss bedeuten $(v_H = -v_{Fe},\ v_H = 10^6\, cm/sek)$. Die Energie des H-Atoms ist jetzt von 0,5 E. Volt auf 4,5 E. Volt gestiegen, während das Fe-Atom dementsprechend die Energie von 4 E. Volt verloren hat. Beim elastischen Zusammenstoss gewinnen die H- resp. verlieren die Fe-Atome ihre Energie. Die Energie wird

sehr bald gleichmässig auf Fe- und H-Atome verteilt. Es sei n_H und n_{Fe} die Anzahl der Wasserstoff- und Eisenatome in cm³. Dann besitzen die Atome der Fe- und H-Gasmischung die kinetische Energie

$$\bar{E} = \frac{0{,}5 n_H + 28 n_{Fe}}{n_H + n_{Fe}}$$

ist ungefähr $n_H \approx n_{Fe}$, so ist $E \approx 14$ Ē. Volt. Beim nichtelastischen Stoss von H- und Fe-Atomen kann die Energie 14 E. Volt befreit werden, was zur Anregung der Balmerserie ausreicht (dazu sind erforderlich ca. 13 E. Volt). Durch den geschilderten Prozess können also an der Stelle der turbulenten Bewegungen die leichten Wasserstoffatome durch die Stösse von schwereren Atomen zur Lichtemission angeregt werden.

Es soll aber doch nachgewiesen werden, ob die Pulsationsenergie ausreichend ist, die Emissionslinien von der beobachteten Helligkeit hervorzurufen. Wir nehmen an, dass die Atmosphäre in Schichten, wo die periodischen Pulsationsbewegungen der Photosphäre erfolgen, die mittlere Dichte $\varrho = 10^{-12}$ gr/cm³ hat. Die Amplitude der Pulsation ist nach J. Gabovitš etwa 10^{13} cm. Vom Zeitpunkt des minimalen bis zum Momente des maximalen Radius des Sternes stösst die Photosphäre die Gasmasse von 6.10^{18} gr. zusammen und erteilt ihr die Geschwindigkeit grösser als 10 km/sek. $= 10^6$ cm/sek. Die erwähnte Gasmasse erhält also von der Photosphäre die Energie 3.10^{40} Erg. Nehmen wir an, dass diese Energie während 10^7 sec. (165 Tage) durch Emission der Atome ausgestrahlt wird, so ist die Strahlungsintensität 3.10^{33} erg/sec. oder der pro Sekunde ausgestrahlten Energie der Sonne. Ein Stern, der die genannte Lichtmenge aussendet und vom Beobachter aus der Entfernung 10 Parsec leuchtet, würde die Helligkeit von etwa 5 Sterngrössen haben. Die visuelle absolute Grösse von o Ceti im Lichtmaximum kann auf — 0.5 Sterngrössen geschätzt werden, also ist die visuelle Grösse des genannten Sternes um 5,5 mag. oder 150 fach heller als die Gesamthelligkeit der Emissionslinien. Solche Linien könnten auf einem hellen kontinuierlichen Spektrum beobachtet werden.

Wir haben die Berechnung unter der Voraussetzung gemacht, dass die Energie zur Anregung der Atome den Pulsationsbewegungen entnommen wird. Es ist aber wohl denkbar, dass es in den pulsierenden Atmosphären Energiequellen anderer Art gibt. So z. B.

können wir annehmen, dass in der Atmosphäre eines Mira-Sternes ein kleiner Bruchteil von H-Atomen ionisiert ist. Bei den Dichten von 10^{-12} gr/cm^3 wird aber die Vereinigung eines ionisierten Atoms mit freien Elektronen selten sein. In der durch Pulsation hervorgerufenen Verdichtung des Gases aber steigt die Dichte mehr als um das Hundertfache. Die Zahl der eingefangenen Elektronen wird demzufolge stark zunehmen, was aber die kontinuierliche sowie die Linienemission zur Folge hat. Bedenkt man noch, dass auch die Chemilumineszenz der Energie ihren Teil zur Verfügung stellt, so sind Energiequellen zur Emission in genügender Menge vorhanden.

Eine gewisse Schwierigkeit der entwickelten Theorie besteht in der anormalen Intensitätsverteilung der Spektrallinien in einer Serie, doch sind, wie schon erwähnt, auch andere Prozesse ausser turbulenten Bewegungen bei der Entstehung der Emissionslinien beteiligt, so dass dieser Einwand nicht zu ernst zu nehmen ist. Es ist zu hoffen, dass die genauere Untersuchung der Bewegungen in der Atmosphäre eines Mira-Sternes mehr Licht in das Problem der Entstehung der Emissionslinien werfen wird.

Für die Anregung zu dieser Untersuchung und für zahlreiche Ratschläge fühle ich mich Prof. T. Rootsmäe und Dr. E. Öpik zu grossem Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis.

[1]) S. Rosseland Ap. J. 63 (1926), S. 218.

[2]) K. Wurm Z. f. Astroph. 10 (1935), S. 133.

[3]) Die Intensitätsänderungen nach Merrill. Mt. Wilson Contr. 200. Die R. G. nach J. Gabovitš. Publ. Tartu. XXIX, Nr. 3.

[4]) A. H. Joy Ap. J. 63 (1926), S. 298.

[5]) M. Schwarzschild Z. f. Astroph. 15 (1938), S. 14.

[6]) J. Hopmann Mitt. Leipzig Nr. 1.