

**X. Untersuchungen über die Constitution
gasförmiger Weltkörper;
von A. Ritter in Aachen.**

Siebenzehnte Abtheilung.

§ 69. Hypothesen über den gegenwärtigen Zustand des „Sirius“.

Als Maass der Geschwindigkeit, mit welcher der Zustand eines gasförmigen Weltkörpers sich ändert, kann die Grösse σ/r , oder das Verhältniss der jährlichen Abnahme des Halbmessers zu der augenblicklichen Grösse desselben betrachtet werden. Nach Gleichung (620) hat also die Geschwindigkeit der Zustandsänderung eines gasförmigen Weltkörpers von der Masse und dem Volumen der Sonne die Grösse:

$$(638) \quad \frac{\sigma_0}{r_0} = \left(\frac{5k-6}{3k-4} \right) \frac{w_0}{AN_0 r_0}.$$

Indem man hierin den Index „Null“ fortlässt, welcher speciell auf die Sonne, und zwar auf den gegenwärtigen Zustand derselben sich beziehen sollte, erhält man für die Geschwindigkeit der Zustandsänderung irgend eines anderen gasförmigen Weltkörpers die Gleichung:

$$(639) \quad \frac{\sigma}{r} = \left(\frac{5k-6}{3k-4} \right) \frac{w}{ANr}.$$

Das Verhältniss dieser beiden Geschwindigkeiten hat also die Grösse:

$$(640) \quad \frac{\left(\frac{\sigma}{r} \right)}{\left(\frac{\sigma_0}{r_0} \right)} = \frac{w N_0 r_0}{w_0 N r}.$$

Bei gleichen mittleren Dichtigkeiten verhalten sich nach dem Newton'schen Gesetze die Gravitationskräfte an den Oberflächen der beiden Weltkörper wie die Halbmesser derselben, und die Massen verhalten sich wie die dritten Potenzen der Halbmesser. Unter Voraussetzung übereinstimmender Dichtkeitszustände kann also:

$$(641) \quad \frac{N}{N_0} = \frac{r}{r_0} = \left(\frac{S}{S_0} \right)^{\frac{1}{3}}$$

gesetzt werden, und mit Benutzung dieser Gleichung erhält man für das obige Geschwindigkeitsverhältniss den Werth:

$$(642) \quad \frac{\left(\frac{\sigma}{r}\right)}{\left(\frac{\sigma_0}{r_0}\right)} = \left(\frac{w}{w_0}\right) \left(\frac{S_0}{S}\right)^{\frac{2}{3}}.$$

Nach dem in § 66 gefundenen Satze verhalten sich die Oberflächentemperaturen zweier Fixsterne von gleichen Dichtigkeiten annähernd wie die Quadratwurzeln aus ihren Massen, und nach der in § 64 angewendeten Stefan'schen Hypothese verhalten sich die Ausstrahlungsintensitäten wie die vierten Potenzen der Oberflächentemperaturen. Mit Benutzung der dort gewählten Bezeichnungsweise erhält man hiernach die Gleichungen:

$$(643) \quad \frac{q}{q_0} = \frac{S^2}{S_0^2}, \quad \text{und:} \quad (644) \quad \frac{Q}{Q_0} = \frac{q r^2}{q_0 r_0^2} = \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\frac{8}{3}}.$$

Bei gleichen Dichtigkeiten verhalten sich also die totalen Wärmeausstrahlungen annähernd wie die $\frac{8}{3}$ -ten Potenzen der Massen.

Für das Verhältniss der pro Masseneinheit jährlich ausgestrahlten Wärmequantitäten ergibt sich hieraus der Werth:

$$(645) \quad \frac{w}{w_0} = \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\frac{2}{3}},$$

und nach Substitution desselben erhält man für das obige Geschwindigkeitsverhältniss den Werth:

$$(646) \quad \frac{\left(\frac{\sigma}{r}\right)}{\left(\frac{\sigma_0}{r_0}\right)} = \frac{S}{S_0}.$$

Bei gleichen Dichtigkeiten verhalten sich also die Geschwindigkeiten der Zustandsänderungen zweier Fixsterne annähernd wie die Massen derselben.

Bei den Anwendungen dieses Satzes ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Gültigkeit desselben speciell auf diejenige Entwicklungsperiode sich beschränkt, welche in § 65 als Gegenstand der Untersuchung gewählt wurde. Was die Sonne betrifft, so erstreckt sich diese Periode von dem gegenwärtigen Zustande derselben rückwärts bis zu demjenigen Zustande, bei welchem die Voraussetzung eines sehr

kleinen Werthes der Verhältnisszahl z/r , oder die Voraussetzung einer sehr geringen Grösse des Unterschiedes zwischen dem mittleren Halbmesser der ausstrahlenden Oberflächenschicht und dem Halbmesser der ganzen Kugel, aufhörte, genügend erfüllt zu sein. Da zu Anfang dieser Periode die Geschwindigkeit der Zustandsänderung ausserordentlich viel grösser war, als am Ende derselben, so durfte bei der Berechnung der Länge dieses Zeitraumes ohne Bedenken angenommen werden, dass derselbe rückwärts bis zu dem Culminationspunkte der Wärmeausstrahlung (oder der Helligkeit) sich erstreckte.

Die gleiche Annahme darf annäherungsweise auch in Bezug auf einen Fixstern gemacht werden, dessen Masse grösser ist, als die Sonnenmasse. Zwar wird bei einem solchen Fixsterne die Verhältnisszahl z/r unter sonst gleichen Umständen stets kleiner sein, als bei der Sonne, und infolge dessen wird jene Entwicklungsperiode bei dem betreffenden Fixsterne verhältnissmässig weiter nach rückwärts sich erstrecken als bei der Sonne. Indessen zeigt die Gleichung (602), dass die Verhältnisszahl z/r mit zunehmender Massen grösser nur langsam abnehmen würde. So z. B. würde man für den „Sirius“, dessen Masse 13,8-mal so gross ist als die Sonnenmasse¹⁾ — jenachdem man $k = 1,41$ oder $k = \frac{5}{3}$ setzt — Werthe erhalten, welche um ca. 22, resp. 30 Proc. kleiner sind, als die für die Sonne berechneten Werthe. Andererseits ist auch hier wieder der bereits oben erwähnte Umstand zu berücksichtigen, dass gerade zu Anfang der erwähnten Periode die Zustandsänderung mit ausserordentlich grosser Geschwindigkeit erfolgt, und dass aus diesem Grunde die Verlegung ihres Anfangspunktes eine verhältnissmässig geringe Aenderung ihrer ganzen Dauer bedingen würde. Wenn also die Masse des betreffenden Fixsternes nicht ausserordentlich viel grösser ist, als die Sonnenmasse, so wird man die oben gefundene Gleichung ohne Bedenken für die ganze Dauer des Ueberganges vom Culminationspunkte der Wärmeausstrahlung bis zum Culminationspunkte

1) Sim. Newcomb, „Populäre Astronomie“. Deutsch von Rud. Engelmann, p. 498.

der Oberflächentemperatur als gültig betrachten dürfen. Aus jener Gleichung ergibt sich hiernach der folgende Satz:

Die Dauer des Ueberganges eines Fixsterne vom Culminationspunkte der Wärmeausstrahlung bis zum Culminationspunkte der Oberflächentemperatur ist der Masse desselben umgekehrt proportional.

Während die Sonne zu diesem Uebergange (nach § 65) einige Millionen Jahre gebrauchte, müsste also bei einem Fixsterne von der Masse des Sirius dieser Uebergang in wenigen hunderttausend Jahren sich vollziehen. Hiernach scheint die Frage eine nähere Erwägung zu verdienen: ob vielleicht mittelst der hier aufgestellten Theorie die anscheinend wohl verbürgte Thatsache¹⁾ des innerhalb historischer Zeiten erfolgten Farbenüberganges des Siriuslichtes vom „Roth“ zum „Bläulichweiss“ sich erklären liesse? Wenn man für die Grösse w_0 statt des von Pouillet angegebenen Werthes $w_0 = \frac{4}{3}$ den nach neueren Beobachtungen wahrscheinlich richtigeren Werth $w_0 = 2$ einsetzt, und wenn man ferner für das Verhältniss der beiden specifischen Wärmen den Mittelwerth $k = 1,5$ annimmt, so führen die Gleichungen des § 65 zu dem Resultate: dass der Sonnenhalbmesser in 28150 Jahren von der Grösse $100 \cdot r_0$ bis zu der Grösse $20 \cdot r_0$ abnahm. Nach dem oben gefundenen Satze würde also bei dem Sirius die Dauer dieses Ueberganges nur: $28150/13,8 = 2040$ Jahre betragen.

Wenn die gegenwärtige Oberflächentemperatur der Sonne mit τ_0 bezeichnet wird, so ergibt sich ferner aus den Gleichungen des § 64, dass die Oberflächentemperatur der Sonne während jenes Ueberganges von der Grösse $0,215 \cdot \tau_0$ bis zu der Grösse $0,368 \cdot \tau_0$ zunahm. Da bei gleichen Dichtigkeitszuständen (nach § 66) die Oberflächentemperaturen annähernd wie die Quadratwurzeln aus den Massen sich verhalten, so würde man die obigen Werthe mit der Zahl $\sqrt{13,8} = 3,715$ zu multipliciren haben, um die correspondirenden Oberflächentemperaturen für den Sirius zu erhalten. Hieraus ergibt sich, dass die Oberflächentemperatur des Sirius

1) C. F. W. Peters, „Die Fixsterne“. p. 8 u. 9.

während jenes Ueberganges von der Grösse $0,80 \cdot \tau_0$ bis zu der Grösse $1,37 \cdot \tau_0$ zunehmen musste. Wenn man also annimmt, dass der Halbmesser des Sirius gegenwärtig zwanzigmal so gross ist als derjenige Halbmesser, welchen derselbe bei dem gegenwärtigen Dichtigkeitszustande der Sonne besitzen würde, oder dass die gegenwärtige mittlere Dichtigkeit des Sirius den 8000-sten Theil von der gegenwärtigen mittleren Dichtigkeit der Sonne beträgt, so würde hieraus folgen, dass die Oberflächentemperatur des Sirius vor 2040 Jahren um 20 Proc. kleiner war und gegenwärtig um 37 Proc. grösser ist als die jetzige Oberflächentemperatur der Sonne. Da das Licht der letzteren gegenwärtig gelblichweiss erscheint, so ist es recht wohl denkbar, dass einer um 20 Proc. niedrigeren Temperatur eine röthliche, und einer um 37 Proc. höheren Temperatur eine bläuliche Färbung desselben entsprechen würde.

Einer Erklärung des oben erwähnten Farbenwechsels würden daher keine erheblichen Schwierigkeiten entgegenstehen, wenn man annehmen dürfte, dass der Sirius gegenwärtig einen Durchmesser von etwa neun Millionen Meilen besitzt. Da die Entfernung des Sirius etwa zwanzig Billionen Meilen beträgt, so würde dieser Annahme ein scheinbarer Durchmesser von etwa neun Hundertstel (0,09) Bogensecunden entsprechen. Zugleich würde aus den obigen Hypothesen zu folgern sein, dass die Helligkeit des Sirius erst seit wenigen Jahrtausenden im Abnehmen begriffen ist, dass dagegen die Oberflächentemperatur desselben noch im Zunehmen begriffen ist, insofern die letztere gegenwärtig erst einen Werth erreicht hat, welcher etwa 36,8 Proc. ihres Maximalwerthes beträgt. Hiernach ist zu erwarten, dass die Intensität der bläulichen Färbung des Siriuslichtes in Zukunft noch beträchtlich zunehmen wird.

Für das Verhältniss der Wärmequantitäten, welche gegenwärtig von dem Sirius und von der Sonne ausgestrahlt werden, erhält man nach den Gleichungen (644) und (609) den Werth:

$$(647) \quad \frac{Q}{Q_0} = 13,8^{\frac{4}{3}} \cdot 20^{\frac{3}{4}} = 8073.$$

Dieses letztere Resultat scheint allerdings im Widerspruche zu stehen mit den Resultaten directer photometrischer Beobachtungen, nach welchen das Verhältniss der Lichtstärke des Sirius zur Lichtstärke der Sonne zwischen den Grenzwerten 50 und 1360 liegen würde.¹⁾ Da jedoch die Massengrösse und die Entfernung des Sirius bis jetzt nur erst annäherungsweise bekannt sind, und da überdies die hier gefundenen Zahlenwerthe zum Theil aus empirischen Formeln und willkürlichen Voraussetzungen abgeleitet wurden, so scheint trotz jenes Widerspruches noch Raum zu bleiben für die Hoffnung, dass die hier aufgestellte Theorie in ihren Grundgedanken als richtig sich bewähren wird.

§ 70. Ableitung eines unteren Grenzwertes für die Abkühlungsdauer eines Fixsternes.

Der Culminationspunkt der Oberflächentemperatur bildet den Anfangspunkt der Abkühlungsperiode, und die Dauer dieser Periode wird jedenfalls um so grösser sein, je grösser die Masse des Fixsternes ist.

Die jährlich ausgestrahlten Wärmequantitäten verhalten sich unter sonst gleichen Umständen wie die ausstrahlenden Oberflächen, also wie die Quadrate der Halbmesser, und da bei gleichen Dichtigkeiten die Massen wie die dritten Potenzen der Halbmesser sich verhalten, so darf man annehmen, dass unter sonst gleichen Umständen die pro Masseneinheit jährlich ausgestrahlten Wärmequantitäten sich verhalten würden wie die reciproken Werthe der Halbmesser, oder wie die reciproken Werthe der Cubikwurzeln aus den Massengrössen. Die Abkühlungsdauer eines Fixsternes, dessen Masse achtmal so gross ist als die Sonnenmasse, würde also unter sonst gleichen Umständen doppelt so gross sein, als die Abkühlungsdauer der Sonne. Da jedoch (nach § 66) ein Fixstern eine um so höhere Oberflächentemperatur erreicht, je grösser die Masse desselben ist, so wird die wirkliche Abkühlungsdauer jenes Fixsternes jedenfalls mehr als das Doppelte betragen.

Die Abkühlungsdauer der Sonne würde man berechnen

1) C. F. W. Peters, „Die Fixsterne“ p. 31 u. 32.

können, wenn es möglich wäre, die folgenden beiden Fragen zu beantworten: erstens, wie viele Wärmeeinheiten wird die Sonne in Zukunft noch ausstrahlen? zweitens, nach welchem Gesetze wird diese Wärmeausstrahlung auf die ganze Dauer der Abkühlung sich vertheilen?

Um die Wärmequantität zu berechnen, welche die Sonne in Zukunft noch ausstrahlen wird, hat man von der Wärmequantität, welche während der ganzen Existenzdauer der Sonne durch die Gravitationsarbeit überhaupt erzeugt wird, diejenige Wärmequantität zu subtrahiren, welche bis zum gegenwärtigen Zeitpunkte von der Sonne ausgestrahlt wurde. Die erstere ist gleich dem Wärmeäquivalente des Potentialwerthes \mathfrak{U}_1 , welcher dem Endzustande der Sonne entspricht, und hat die Grösse:

$$(648) \quad W_1 = A \mathfrak{U}_1.$$

Die bisher ausgestrahlte Wärmequantität ist gleich dem Wärmeäquivalente des gegenwärtigen Potentialwerthes \mathfrak{U}_0 vermindert um die Grösse des gegenwärtig in der Sonne enthaltenen Wärmeverrathes, und hat die Grösse:

$$(649) \quad W_0 = A (\mathfrak{U}_0 - U_0).$$

Für die Grösse W_0 erhält man einen oberen Grenzwert, indem man die Sonne als eine Kugel von constanter Dichtigkeit betrachtet und zugleich annimmt, dass die in derselben enthaltene Wärmequantität gleich Null ist. Zwar würde aus der Annahme einer von der Oberfläche nach dem Mittelpunkte zunehmenden Dichtigkeit für das gegenwärtige Potential \mathfrak{U}_0 ein grösserer Werth sich ergeben; doch wird (nach Gleichung 611 und Gleichung 613) dieser Unterschied mehr als ausgeglichen durch den aus dieser Annahme hervorgehenden Zuwachs des für die Grösse U_0 in Rechnung zu bringenden Werthes, welcher alsdann von dem Potentialwerthe \mathfrak{U}_0 zu subtrahiren sein würde. Einen oberen Grenzwert für die Grösse W_0 kann man daher berechnen aus der Gleichung:

$$(650) \quad \frac{W_0}{S} = \frac{2}{3} A N_0 r_0 = 26,7 \text{ Millionen Wärmeeinheiten.}$$

In Bezug auf den Zustand, welchen die Sonne am Ende der Abkühlungsdauer erreichen wird, darf man als wahr-

scheinlich annehmen, dass die Contraction mindestens noch so weit fortschreiten wird, bis die Dichtigkeit der Sonne so gross geworden ist, wie die gegenwärtige Mittelpunktsdichtigkeit der Erde, und da diese letztere Dichtigkeit ungefähr achtmal so gross ist als die gegenwärtige mittlere Dichtigkeit der Sonne, so darf man annehmen, dass der Sonnenhalbmesser mindestens noch bis auf die Hälfte der gegenwärtigen Grösse, also bis auf die Grösse $r_1 = \frac{1}{2}r_0$ abnehmen wird. Aus der Voraussetzung, dass die Sonne in ihrem Endzustande ebenfalls eine Kugel von constanter Dichtigkeit sein wird, ergibt sich alsdann für die Grösse W_1 die Gleichung:

$$(651) \frac{W_1}{S} = \frac{3}{8} A N_1 r_1 = \frac{3}{8} A N_0 r_0 = 53,4 \text{ Mill. Wärmeeinheiten,}$$

und für die Differenz der obigen beiden Wärmequantitäten erhält man den Werth:

$$(652) \quad \frac{W_1}{S} - \frac{W_0}{S} = 26,7 \text{ Mill. Wärmeeinheiten.}$$

Man darf also annehmen, dass die Sonne pro Massenkilogramm mindestens noch 26,7 Millionen Wärmeeinheiten ausstrahlen wird, und da die Sonne gegenwärtig etwa zwei Wärmeeinheiten pro Massenkilogramm jährlich ausstrahlt, so folgt hieraus: dass die Abkühlungsdauer mindestens 13,35 Millionen Jahre betragen würde, wenn die jährlich ausgestrahlte Wärmequantität während der ganzen Abkühlungsdauer stets so gross bliebe wie im gegenwärtigen Zeitpunkt. Der obige Werth ist daher als das absolute Minimum des unteren Grenzwertes der Abkühlungsdauer zu betrachten. Die wirkliche Abkühlungsdauer muss beträchtlich grösser sein, weil während der Abkühlung einerseits die ausstrahlende Oberfläche bis auf den vierten Theil ihrer ursprünglichen Grösse abnimmt, und andererseits die Oberflächentemperatur allmählich bis auf die Grösse Null abnimmt.

Unter Voraussetzung eines gleichförmigen Abnehmens der ausstrahlenden Oberfläche würde man zunächst zu dem Resultate gelangen, dass die Abkühlungsdauer das $\frac{3}{4}$ -fache des obigen Werthes, also mindestens etwa 21 Millionen Jahre betragen würde, wenn die Intensität der Ausstrahlung wäh-

rend der Abkühlung constant bliebe. Unter Voraussetzung eines gleichförmigen Abnehmens der Oberflächentemperatur würde man ferner (mit Benutzung der bereits in § 64 angewendeten Stefan'schen Hypothese, nach welcher die Ausstrahlungsintensitäten sich verhalten wie die vierten Potenzen der Oberflächentemperaturen) zu dem Resultate gelangen, dass die Abkühlungsdauer etwa 76 Millionen Jahre betragen müsste. Da es keinem Zweifel unterliegt, dass die Sonne weit über den Zeitpunkt hinaus, in welchem ihre Oberflächentemperatur bis auf die Hälfte der gegenwärtigen Grösse derselben abgenommen haben wird, noch intensiv leuchtende Wärmestrahlen aussenden wird, so ergibt sich aus den obigen Hypothesen, dass die Sonne mindestens noch 38 Millionen Jahre hindurch (und höchstwahrscheinlich beträchtlich länger) fortfahren wird, leuchtende Wärmestrahlen auszusenden.

Man darf daher als in hohem Grade wahrscheinlich annehmen, dass ein Fixstern, dessen Masse beträchtlich grösser ist als die Sonnenmasse, nach dem Erreichen des Maximums seiner Oberflächentemperatur noch gegen hundert Millionen Jahre hindurch fortfahren kann, zu leuchten. Da nach § 66 überhaupt nur Fixsterne von grossen Massen diejenige Oberflächentemperatur erreichen, welche der bläulichweissen Lichtfarbe entspricht, so ergibt sich hieraus nach dem vorigen Paragraphen der folgende Satz:

Die Dauer des Ueberganges vom röthlichen zum bläulichen Lichte ist verschwindend klein im Verhältniss zur Dauer des nachherigen Rückganges vom bläulichen zum röthlichen Lichte.

Während die Dauer des ersteren Ueberganges höchstens einige hunderttausend Jahre beträgt, darf die Dauer des letzteren vielleicht auf Hunderte von Millionen Jahren geschätzt werden.

§ 71. Hypothesen über die Farben der Doppelsterne.

In den vorigen beiden Paragraphen wurde gezeigt, dass die Geschwindigkeit der Zustandsänderung eines Fixsternes während des Wachsens der Oberflächentemperatur um so

grösser, während des Abnehmens derselben dagegen um so kleiner ist, je grösser die Masse des Fixsternes ist, und dass die Geschwindigkeit des Wachsens stets sehr gross ist im Verhältniss zur Geschwindigkeit des nachher folgenden Abnehmens der Oberflächentemperatur.

Wenn also von zwei gleichalterigen Fixsternen *A* und *B* der erstere eine verhältnissmässig grosse, der letztere dagegen eine verhältnissmässig kleine Masse besitzt, so wird der Stern *A* anfangs in seiner Entwicklung dem anderen voraneilen und den Culminationspunkt seiner Oberflächentemperatur früher als jener erreichen, später aber den gewonnenen Vorsprung wieder verlieren. Während der sehr langen Abkühlungsperiode wird der Stern *A* in seiner Zustandsänderung von dem anderen Sterne wieder überholt werden, und der Stern *B* wird seinen Endzustand früher als der Stern *A* erreichen. Da der Stern *A* (nach § 66) eine höhere Oberflächentemperatur erreicht und diese höhere Temperatur nicht nur früher annimmt, sondern auch länger behält, so wird zu allen Zeiten der Stern *A* eine höhere Oberflächentemperatur als der Stern *B* besitzen.

Ein Fixstern, dessen Masse so gross ist, dass derselbe zur Zeit des Culminationspunktes seiner Oberflächentemperatur ein bläuliches Licht aussendet, wird die Entwicklungsphase des gelblichen oder röthlichen Lichtes zweimal durchlaufen, das erste mal vor und das zweite mal nach dem Erreichen jenes Culminationspunktes. Wenn also ein solcher Stern zur Zeit ein gelbliches oder röthliches Licht aussendet, so würde ein Zweifel darüber entstehen können, ob der Stern in der ersten oder in der zweiten von jenen beiden Entwicklungsphasen sich befindet, d. h. ob derselbe den Culminationspunkt seiner Oberflächentemperatur noch nicht erreicht oder bereits überschritten hat. Da nach dem am Schlusse des vorigen Paragraphen gefundenen Satze jene beiden Entwicklungsphasen durch eine Zwischenzeit von ausserordentlich langer Dauer getrennt sind, so würde dieser Zweifel beseitigt werden können, wenn das Alter des Sternes auch nur annähernd bekannt wäre oder aus der Beschaffenheit eines anderen gleichalterigen Sternes erschlossen werden könnte.

Wenn in Bezug auf zwei bestimmte Sterne *A* und *B*, von denen der erstere bläuliches, der letztere gelbliches oder röthliches Licht aussendet, vorausgesetzt werden dürfte, dass dieselben ungefähr in gleichen Abständen von der Erde und ungefähr in gleichem Alter sich befinden — was z. B. dann zulässig sein würde, wenn dieselben einen Doppelstern bilden —, so würde man hieraus schliessen dürfen, dass der Stern *A* die grössere, und der Stern *B* die kleinere Masse besitzt.

Denn aus dem bläulichen Lichte des Sternes *A* würde nach § 66 zu schliessen sein, dass die Masse desselben grösser ist als die Sonnenmasse. Wenn aber die Masse des Sternes *B* noch grösser wäre als die des Sternes *A*, so müsste der Stern *B* jedenfalls zur Kategorie derjenigen Sterne gehören, auf welche der am Schlusse des vorigen Paragraphen gefundene Satz Anwendung findet. Der Stern *B* müsste in diesem Falle die dem bläulichen Lichte entsprechende Entwicklungsphase allerdings früher als der Stern *A* erreicht haben, aber da der Rückgang vom bläulichen zum gelbröthlichen Lichte ausserordentlich lange dauert, so ist entweder anzunehmen, dass derselbe während dieses Rückganges den vorher gewonnenen Vorsprung längst wieder verloren haben musste, oder wenn dies auch nicht geschehen sein sollte, so würde doch (nach § 69) anzunehmen sein, dass jener Vorsprung verschwindend klein war im Verhältniss zu derjenigen Grösse, welche diese Zeitdifferenz haben müsste, um während der ausserordentlich langsam fortschreitenden Abkühlung eine merkliche Farbendifferenz zu bedingen. In beiden Fällen aber würde der Stern *A* ebenfalls gelbröthlich erscheinen müssen, was der Voraussetzung widerspricht.

Wenn hiernach als in hohem Grade wahrscheinlich anzunehmen ist, dass die Masse des Sternes *B* die kleinere von den beiden Massen ist, so würde noch die fernere Frage in Betracht kommen: ob der Stern *B* in seiner Entwicklung den Stern *A* bereits überholt oder noch nicht erreicht hat? Diese Frage würde sofort im letzteren Sinne entschieden werden können, wenn zugleich der Stern *B* der hellere von

den beiden Sternen wäre. Denn die kleinere Masse des Sternes *B* würde unmöglich heller leuchten können, wenn dieselbe von dem Culminationspunkte ihrer Helligkeit bereits weiter sich entfernt hätte als die grössere Masse des anderen Sternes. Der Stern *B* befindet sich also höchst wahrscheinlich noch in der Periode des Wachsens der Oberflächen-temperatur, und die Wahrscheinlichkeit dieser Annahme wird um so grösser, je grösser der Helligkeitsunterschied ist. Da als Hauptstern derjenige bezeichnet zu werden pflegt, welcher die grössere Helligkeit besitzt, so ergibt sich hieraus in Bezug auf die ungleichfarbigen Doppelsterne der folgende Satz:

Wenn der Hauptstern gelblich und der Begleitstern bläulich erscheint, so ist der Hauptstern derjenige, welcher die geringere Massengrösse besitzt.

Nach der hier aufgestellten Theorie würde überhaupt die Masse des Hauptsternes immer dann als die kleinere von den beiden Massen anzusehen sein, wenn die Lichtfarbe desselben dem rothen Ende des Spectrums näher liegt als die des Begleiters, also z. B. auch dann, wenn das Licht des Hauptsternes röthlich und das des Begleitsternes gelblich gefärbt erscheint, oder wenn z. B. das Licht des Hauptsternes grünlich und das des Begleitsternes bläulich erscheint.

In dem umgekehrten Falle dagegen würde unter allen Umständen die Masse des Hauptsternes als die grössere zu betrachten sein. Wenn z. B. das Licht des Hauptsternes bläulich, und das des Begleiters gelblich gefärbt erscheint, so ist anzunehmen, dass der erstere infolge seiner grösseren Masse denjenigen Zustand, welcher dem Maximum der Oberflächentemperatur entspricht, früher erreicht und zugleich länger in demselben verweilt als der andere. In diesem Falle ist es ebensowohl denkbar, dass der Begleitstern infolge seiner geringeren Masse das Maximum seiner Oberflächentemperatur zur Zeit noch nicht erreicht hat, als auch dass derselbe schon längst in die Abkühlungsperiode eingetreten ist, und in seiner Zustandsänderung den langsamer sich abkühlenden Hauptstern bereits überholt hat.

Von zwei gleichalterigen Sternen hat immer derjenige, dessen Lichtfarbe dem rothen Ende des Spectrums näher liegt, die kleinere Masse.

Da unter den bisher beobachteten Fällen von ungleichfarbigen Doppelsternen die Zahl derjenigen Fälle überwiegt, in welchen die Lichtfarbe des Hauptsternes dem rothen Ende des Spectrums näher liegt als die des Begleiters, so würde aus den Resultaten der obigen Untersuchung zugleich geschlossen werden dürfen, dass die meisten ungleichfarbigen Doppelsterne noch in der Periode des Jugendalters sich befinden, insofern nach der hier aufgestellten Theorie als in hohem Grade wahrscheinlich anzunehmen sein würde, dass in allen jenen Fällen der Hauptstern das Maximum seiner Oberflächentemperatur noch nicht erreicht hat.

Berichtigung. Im vorletzten Absatze des § 49 ist die Gleichung (499) nebst den dieselbe betreffenden Zeilen des Textes zu streichen, und an die Stelle derselben ist das Folgende zu setzen:

— „Wenn z. B. dem centralen kugelförmigen Massenelemente soviel Wärme entzogen wird, dass der Radius desselben bis auf die Hälfte abnimmt, so wird zwar das Gewicht eines an der Oberfläche desselben befindlichen Massentheilchens hierbei bis auf das Vierfache wachsen; aber das Gewicht der ganzen über einer Flächeneinheit stehenden radialen Säule wird hierbei nur eine unendlich kleine Aenderung erleiden. Die Zustandsänderung des centralen Massenelementes entspricht also der Gleichung:

$$(499) \quad p = \text{Const.}, \text{ oder: } \frac{T}{v} = \text{Const.},$$

aus welcher sich ergibt, dass die absolute Temperatur bis auf den achten Theil abnimmt, wenn der Radius bis auf die Hälfte abnimmt.“
