universität innsbruck
Universitäts- und Landesbibliothek Tirol

Universitäts- und Landesbibliothek Tirol

Die Kultur der Gegenwart

ihre Entwicklung und ihre Ziele

Astronomie

Hartmann, J.

1921

Physik der Fixsterne. Von P. Guthnick

urn:nbn:at:at-ubi:2-5970

PHYSIK DER FIXSTERNE.

Von

P. Guthnick.

I. Begriff des Fixsternes. Fixsterne, stellae fixae, werden von alters her diejenigen Gestirne des Himmels genannt, die ihre gegenseitige Stellung nicht augenfällig verändern. Den Gegensatz bilden die Planeten, in wörtlicher Übersetzung „Wandelsterne“ (πλανάομαι, ἀστὴρ πλανήτης). Obwohl man im gegebenen Falle niemals lange im Zweifel sein wird, ob man es mit einem Fixstern oder mit einem Planeten zu tun hat, so ist es doch nicht leicht, eine scharfe, nicht zu enge, d. h. allen Zukunftsmöglichkeiten Rechnung tragende, Definition des Begriffes Fixstern zu geben. Gerade die Eigenschaft, die den Namen veranlaßt hat, die scheinbare Unbeweglichkeit, trifft in Strenge nicht zu, ja es sind in neuerer Zeit Fälle von derart großen Eigenbewegungen unter den Fixsternen bekannt geworden, daß man sich wohl vorstellen könnte, wie bei einer etwa noch eintretenden wesentlichen räumlichen Erweiterung unserer Kenntnis des Sonnensystems über den zurzeit äußersten Planeten Neptun hinaus das Kriterium der Eigenbewegung versagen würde. So hat ein vor kurzem von Barnard entdeckter schwacher Stern der Helligkeit 9.4^m im Ophiuchus eine scheinbare jährliche Eigenbewegung von 10.4″ bei einer Parallaxe von 0.50″. In die Entfernung des uns noch näher stehenden Fixsternes α Centauri, dessen Parallaxe 0.76″ beträgt, versetzt, würde dieser Schnelläufer im Ophiuchus eine jährliche Eigenbewegung von 16″ zeigen. Der Stern μ Cassiopeiae würde in dieser Entfernung 25″, der Stern Groombridge 1830 sogar über 40″ Eigenbewegung haben. Es ist nach den bisherigen Erfahrungen anzunehmen, daß unter den schwachen Sternen (unter 9^m) noch mancher Fall sehr großer Eigenbewegung der Entdeckung harrt, da in der Gegend des Fixsternsystems, in der die Sonne sich befindet, eine nicht kleine Zahl absolut sehr lichtschwacher Sterne vorhanden zu sein scheint, die zum Teil mit beträchtlicher Geschwindigkeit den Raum durchziehen. Andererseits würde ein Mitglied des Sonnensystems, dessen mittlerer Abstand von der Sonne z. B. das 20fache der Neptunentfernung betrüge — der Abstand des Sternes α Centauri ist gleich 9000 Neptunentfernungen — eine mittlere jährliche Eigenbewegung von nur noch 88″ besitzen. Dieselbe würde aber überlagert werden von einer beträchtlich größeren jährlichen parallaktischen Bewegung von $5\frac{1}{2}'$ Amplitude, die das Objekt trotz-

Das Kriterium der Eigenbewegung.

dem sogleich als zum Sonnensystem gehörend bezeichnen würde. Ein Planet von der Größe und Reflexionsfähigkeit (Albedo) des Neptun würde in dieser Enfernung schwächer als 20. Größe sein, also zu den lichtschwächsten uns noch zugänglichen Objekten gehören. Über die Fixsterne dieser Helligkeit wissen wir aber noch so gut wie nichts, und es kann durchaus nicht als ausgeschlossen gelten, daß Sterne so geringer scheinbarer Helligkeit in der näheren Umgebung der Sonne sich befinden, deren Eigenbewegungen Beträge erreichen, die dem für den obigen hypothetischen Planeten erhaltenen Wert nahekommen.

Eigenlicht keine wesentliche Eigenschaft der Fixsterne.

Sowenig die Eigenschaft, nur im erborgten Sonnenlicht zu leuchten, als charakteristisch für einen Planeten angesehen werden kann — einen selbstleuchtenden Jupiter würden wir trotzdem Planet nennen —, so wenig kann das Selbstleuchten als eine wesentliche Eigenschaft der Fixsterne bezeichnet werden, wie schon Bessel im Zusammenhang mit der Entdeckung der unsichtbaren Begleiter von Sirius und Procyon hervorhob. Vielmehr werden wir alle Grade des Leuchtens von der physikalisch möglichen Höchstgrenze bis herab zur völligen Dunkelheit im Reiche der Fixsterne als vorhanden annehmen müssen. Der physikalische Zustand ist überhaupt nebensächlich; wir müssen alles zum Reich der Fixsterne rechnen, was sich praktisch außerhalb der Anziehungssphäre der Sonne befindet, also z. B. auch die Gasnebel, mögen sie nun als eine embryonale Entwicklungsstufe der Fixsterne betrachtet werden oder als Gebilde, die ihren eigenen, von dem der Fixsterne ganz verschiedenen Werdegang haben. Die Sonne selbst ist einer unter den vielen Millionen Fixsternen, durch nichts vor den übrigen besonders ausgezeichnet als durch ihre geringe Entfernung von uns, die uns ihre genaue Erforschung ermöglicht.

Definition des Fixsternbegriffs auf Grund der Parallaxe.

Wir erkennen demnach die Entfernung von der Sonne als das einzige Kriterium für die Zugehörigkeit eines Gestirnes zu dem Gebiet, das hier betrachtet werden soll. Daß überhaupt eine Trennung zwischen dem Sonnensystem und dem übrigen Weltall vollzogen wird, hat übrigens nicht sowohl physikalische Gründe, als rein praktische gehabt. Die Bewegungsverhältnisse innerhalb des Sonnensystems sind für uns so grundverschieden von denen des Fixsternsystems, daß diese Trennung durchaus gerechtfertigt ist. Andererseits aber sind die Ziele und Methoden der physischen Erforschung der Sonne und der Planeten verschieden genug von denen der Fixsternforschung, um auch ihretwegen eine Scheidung geboten erscheinen zu lassen. Da der Sonne ein besonderer Abschnitt eingeräumt ist, so wird sie hier nur als ein Stern unter vielen behandelt werden.

Wesentliche Beschränkung der Forschung auf selbstleuchtende Objekte. Anzeichen dunkler Massen.

Die überaus große Entfernung, in der, von der Sonne abgesehen, alle Fixsterne sich von uns befinden, bewirkt, daß die vorhin als nicht wesentlich bezeichnete Eigenschaft des Selbstleuchtens praktisch dennoch von ausschlaggebender Bedeutung ist. In der Tat haben wir in verhältnismäßig nur sehr wenigen Fällen Kenntnis auch von solchen Massen im Weltraum, die nicht in eigenem Licht oder doch so schwach leuchten, daß wir sie nicht

sehen oder auf der photographischen Platte sichtbar machen können. Die Sonne z. B., deren Helligkeit von der Erde aus gesehen in der für die Fixsterne gebräuchlichen Größenskala ausgedrückt -27.0^m beträgt, würde von α Centauri aus gesehen einem Stern der Helligkeit 0.2^m (Arkturus) gleichen; der Planet Jupiter, der sein Licht von ihr erhält, würde in der für seine Sichtbarkeit günstigsten Stellung zur Sonne als halbbeleuchtete Scheibe nur 22.—23. Größe sein. Hätte Jupiter denselben Durchmesser wie die Sonne, so würde seine Helligkeit 17.—18. Größe sein. Sein scheinbarer Abstand von der Sonne wäre aber nur 4″. Es ist zweifelhaft, ob ein solches Objekt in der Nähe eines so hellen Sternes mit den heutigen instrumentellen Mitteln noch sichtbar gemacht werden könnte. Man sieht also, daß im allgemeinen Massen, die nicht in eigenem Licht leuchten, in den Entfernungen der Fixsterne nicht mehr sichtbar sein werden. Da aber das Licht in der Tat der einzige Bote ist, der uns Nachricht von der Materie und ihrem Zustande draußen im Weltraum zu übermitteln vermag, so bleibt als einzige Möglichkeit in einem solchen Falle die Nähe einer selbstleuchtenden Masse, die uns die Anwesenheit der dunkeln Masse durch deren Anziehungswirkung oder auf irgendeine andere Weise verrät, wenn die Wirkung groß genug ist, um mit unseren Beobachtungsmitteln erkannt zu werden. Jupiter erteilt der Sonne eine Geschwindigkeit von nur 0.013 km/sek, ein Betrag, den wir in keiner Weise feststellen könnten, wenn wir die Sonne aus Fixsternentfernung beobachten müßten. Jedenfalls muß im allgemeinen die unsichtbare dunkle Masse ungefähr von derselben Größenordnung sein wie die sichtbare helle, um auf diesem Wege nachweisbar zu sein. Ein solcher Fall lag bei Sirius und Procyon vor, als man ihre lichtschwachen und nahen Begleiter noch nicht direkt wahrnehmen konnte. Weitere Beispiele der Art liefern die spektroskopischen Doppelsterne mit nur einer im Spektrum sichtbaren Komponente, ferner einige visuelle Doppelsterne mit periodischen Abweichungen von der reinen elliptischen Bahnbewegung. Natürlich folgt aus der Tatsache der Nichtwahrnehmbarkeit in diesen Fällen noch nicht, daß die unsichtbaren Massen wirklich vollkommen nichtselbstleuchtend sind. Spektroskopisch wird die dunklere Komponente eines Doppelsternsystems bereits unsichtbar, wenn sie um mehr als etwa zwei Größenklassen schwächer als die hellere ist. Aber selbst die schwachen Begleiter von Sirius und Procyon sind zweifellos im eigenen Licht leuchtende Gestirne. Eine beschränkte Möglichkeit des Nachweises schwach leuchtender oder dunkler Massen in der Nähe heller bieten noch die periodischen Bedeckungen nach Art der Algol- und β Lyrae-Veränderlichen, die in solchen Doppelsternsystemen auftreten, deren Bahnebenen nur einen sehr kleinen Winkel mit der Gesichtslinie bilden. Unsicher dagegen ist vorderhand noch die Deutung der Spuren absorbierender, ausgedehnter, schwach- oder nichtleuchtender kosmischer Massen (Gas- oder Staubmassen?), die besonders in der Nähe leuchtender Nebel durch die Auslöschung der hinter ihnen stehenden Sterne sich bemerkbar zu machen scheinen.[1]) Auch bezüglich der ruhenden Kalziumlinien in den Spektren

gewisser spektroskopischer Doppelsterne vom Heliumtypus ist die Deutung nicht sicher. Man neigt gegenwärtig zu der Ansicht, daß in diesen Fällen die absorbierenden Kalziumdämpfe eine äußere Atmosphäre um die Systeme bilden, sie wären dann also nicht als selbständige kosmische Massen zu betrachten.[2]) Ähnlich liegen die Verhältnisse wahrscheinlich bei den veränderlichen Sternen vom Typus R Coronae borealis, deren Lichtwechsel auf zeitweilige Verdunkelung dieser Sterne durch absorbierende staub- oder gasförmige Massen hindeutet; hier wird der Zusammenhang mit den Sternen selbst durch die Eigentümlichkeiten der Spektren derselben wahrscheinlich gemacht.[3])

Wie man sieht, ist es letzten Endes stets das Licht, auf das allein wir bei der Erforschung des Weltalls angewiesen sind. Alle bisherigen Forschungsmethoden bedienen sich daher der von den Gestirnen zu uns gelangenden Lichtstrahlen, um über die räumliche Anordnung, die Bewegungen und die physikalische Beschaffenheit derselben Aufschluß zu erhalten. Da dieser Abschnitt nur von der Physik der Fixsterne handeln soll, so werden hinsichtlich der räumlichen Anordnung und der Bewegungen nur diejenigen Erscheinungen betrachtet werden, die mit der physikalischen Beschaffenheit in erkennbarer Beziehung stehen. Hierhin gehören die Rotationsbewegungen, die periodischen Bahnbewegungen in Doppelsternsystemen, die Strömungen in den Sternatmosphären u. dgl. Die räumliche Anordnung und die allgemeinen Bewegungen der Sterne innerhalb des Gesamtsystems erfahren im nächsten Abschnitt eine besondere Darstellung.

Photometrie.

II. Forschungsmethoden. a) Untersuchung des unzerlegten Lichtes. Die Untersuchung des Fixsternlichtes geschieht auf mannigfaltige Art. Für viele Aufgaben der Photometrie und Kolorimetrie genügt bereits die visuelle Beobachtung — mit oder ohne Meßvorrichtung — des unzerlegten Lichtes. Dies ist die primitivste und älteste Weise, Sternphysik zu betreiben. Später hat man das Auge durch die photographische Platte, die Thermosäule, das Bolometer, die Selenzelle, die lichtelektrische Zelle ersetzt und damit eine größere Objektivität der Beobachtungen erzielt. Der wichtigste Fortschritt war aber zweifellos die Ausdehnung der Untersuchungen auf das spektral zerlegte Licht der Sterne, wobei sämtliche vorgenannten Beobachtungsmittel Anwendung finden können.

Aufgaben der Photometrie.

Die Untersuchungen des unzerlegten Lichtes der Sterne sind nahezu ausschließlich photometrischer Natur. Die Aufgaben der Photometrie des unzerlegten Fixsternlichtes bestehen in der Ermittelung der scheinbaren und wahren Helligkeitsverhältnisse der Gestirne, ferner in der Feststellung von Helligkeitsänderungen und deren Gesetzen und Ursachen, endlich in der Erforschung der Helligkeitsverteilung auf den Oberflächen der Sterne. Bei den flächenhaften Gebilden, den Nebelflecken, ist zu unterscheiden zwischen Gesamthelligkeit und Flächenhelligkeit. Eine nicht unwichtige Aufgabe ist noch die Ermittelung der Flächenhelligkeit des Sternhimmels und

ihrer Verteilung, insbesondere ihrer Abhängigkeit von den galaktischen Koordinaten, also von der Lage in bezug auf die Milchstraße, da sie Schlüsse auf die räumliche Anordnung des Fixsternsystems zu ziehen gestattet. Die große Bedeutung der Kenntnis der scheinbaren und wahren (absoluten) Helligkeiten möglichst vieler Fixsterne für die Erforschung des Gesamtsystems ist besonders aus den Darlegungen des nächsten Abschnittes ersichtlich.

Größenschätzung nach einer Gedächtnisskala. Begriff der Größenklasse.

Die älteste Methode, die scheinbaren Helligkeitsverhältnisse der Fixsterne zu bestimmen, ist die bereits im Almagest des Ptolemäus angewandte Methode der unmittelbaren Größenschätzungen nach einer Gedächtnisskala, die heute nur noch in solchen Fällen gebraucht wird, in denen die Helligkeit nicht das Hauptziel der Beobachtung bildet, z. B. bei den Ortsbestimmungen am Meridiankreis. Sie muß aber hier erwähnt werden, weil sie der Ausgangspunkt für die der Astronomie eigentümliche Bezeichnungsweise der Helligkeiten geworden ist. Die Entstehung dieser logarithmischen Größenklassen ist psychophysisch zu erklären; sie ist aber auch in Anbetracht der ungeheuren Helligkeitsunterschiede der Gestirne aus praktischen Gründen als eine überaus glückliche Eingebung zu bezeichnen. Im Almagest sind die dem unbewaffneten Auge sichtbaren Sterne in sechs Klassen oder „Größen“ eingeteilt. Die hellsten Sterne werden 1. Größe, die schwächsten 6. Größe genannt. Diesem System schließen sich fast sämtliche späteren Helligkeitsangaben an. Als man im vergangenen Jahrhundert dazu überging, die Helligkeitsverhältnisse der Sterne durch wirkliche Messungen festzulegen, fand man, daß die — inzwischen auf die teleskopischen Sterne ausgedehnten — Größenklassen im großen und ganzen nicht einer konstanten Helligkeitsdifferenz, sondern einem konstanten Helligkeitsverhältnis entsprachen, ein Umstand, der bekanntlich in dem Fechnerschen psychophysischen Gesetz begründet ist. Es ist also der Quotient der Helligkeiten, die zwei aufeinanderfolgenden Größenklassen entsprechen, nahezu eine Konstante. Nach dem Vorschlage Pogsons[4]) hat man für diese Konstante den Wert 2.512 angenommen, der einerseits dem tatsächlichen Wert ziemlich nahekam, andererseits den Vorteil hat, daß sein Logarithmus gleich der runden Zahl 0.400 ist. Sind also J_1 und J_2 die gemessenen Helligkeiten zweier Sterne, so ist die Differenz ihrer Größenklassen m_1 und m_2 bestimmt durch die Beziehung: $\frac{J_1}{J_2} = (2.512)^{m_2 - m_1}$ oder $\log J_1 - \log J_2 = 0.4\ (m_2 - m_1)$. Der Nullpunkt der Größenskala ist natürlich beliebig; man hat ihn unter möglichst engem Anschluß an die älteren Helligkeitssysteme so bestimmt, daß jetzt einem mittleren Stern der früheren 1. Größenklasse, die unterschiedslos Sterne so verschiedener Helligkeit wie Sirius, Wega, Altair und Deneb enthielt, die Größe 1.0^m zukommt. Dann erhalten die helleren Sterne der alten 1. Größenklasse Größen, die zwischen 0.0^m und 1.0^m liegen, während für die beiden hellsten Fixsterne, Sirius und Canopus, sogar negative Größen (-1.6^m bzw. -0.9^m) eingeführt werden mußten.

Methode der Stufenschätzung.

Einen Fortschritt auf dem Wege von der unmittelbaren Größenschätzung zur wirklichen Helligkeitsmessung bedeutete die Argelandersche Stufenschätzungsmethode und ihre Abarten[5]), die als eine Fortbildung des ähnlichen Verfahrens von W. Herschel[6]) anzusehen sind. Die Argelandersche Methode besteht im wesentlichen darin, daß an Stelle der absoluten Schätzungen Vergleichungen von wenig verschieden hellen Sternen untereinander treten. Die geschätzten Helligkeitsunterschiede werden durch Zahlen ausgedrückt, die Stufen genannt werden. Es bedeutet z. B. $a\,2\,b$, daß der Stern a um zwei Stufen heller als der Stern b ist. Erfahrungsgemäß entspricht der Wert einer Stufe im Durchschnitt einer großen Zahl von Beobachtern ungefähr 0.1^m. Die Methode findet auch heute noch ausgedehnte Anwendung auf dem Gebiete der veränderlichen Sterne.

Meßvorrichtungen.

Von den zahlreichen eigentlichen Meßvorrichtungen, die im Laufe des vergangenen Jahrhunderts in der Astrophotometrie zur Anwendung gekommen sind, seien nur die praktisch wichtigsten angeführt. Von Vorrichtungen für visuelle Messungen sind zu nennen: die auf der Polarisation des Lichtes beruhenden Sternphotometer von Zöllner und Pickering; die Photometer mit Absorptionskeil — Konstruktionen von Kayser, Müller, Pickering[7]), Rosenberg, Graff; das Flächenphotometer von Hartmann.

Zöllners Photometer.

Das Zöllnersche Sternphotometer, dessen heutige vollendete Form von Müller herrührt[8]), besteht im wesentlichen aus einem festen und einem drehbaren, mit Teilkreis verbundenen Nicol, durch die das Licht eines künstlichen, im Gesichtsfeld des Fernrohrs sichtbaren Sternes meßbar verändert und gleichhell mit dem natürlichen Stern gemacht werden kann. Die Helligkeit des künstlichen Sternes ist proportional dem Quadrat des Sinus des am Teilkreis abgelesenen Winkels, vorausgesetzt daß der Indexfehler des Kreises Null ist, d. h. daß bei der Einstellung 0^0 kein Licht durch das zweite Nicolprisma hindurchgeht. Ein drittes drehbares, ebenfalls mit einem Teilkreis versehenes Nicol und eine senkrecht zur Kristallachse geschliffene Bergkristallplatte von bestimmter Dicke dienen dazu, dem künstlichen Stern eine passende Färbung zu erteilen, und können auch zu Farbenmessungen benutzt werden, was indessen niemals in größerem Umfange geschehen ist. Zur weiteren Anpassung der Färbung des künstlichen Sternes an die natürlichen Sternfarben benutzt man noch blaue Gläser, die in den Strahlengang des künstlichen Sternes eingeschaltet werden. Als künstliche Lichtquelle dient in neuerer Zeit eine kleine elektrische Glühbirne, die eine kleine Diaphragmenöffnung oder eine kleine Stahlkugel beleuchtet. Die Konstanz ihrer Helligkeit für die Zeitdauer einer Vergleichung zweier Sterne miteinander ist durch die Speisung mit Akkumulatorenstrom und durch die Kontrolle mit einem Amperemeter gewährleistet. Der künstliche Stern dient nur als Verbindungsglied zwischen den miteinander zu vergleichenden natürlichen Sternen. Vergleichungen mit irdischen Lichtquellen kommen für die Astrophotometrie in der Regel nicht in Betracht, sie sind wegen der beständigen unkontrollierbaren Veränderungen der Durchsichtigkeit der Atmo-

sphäre nur von geringem wissenschaftlichen Wert. Mit dem Zöllnerschen Photometer ist im allgemeinen eine Genauigkeit von 5 % zu erzielen, die unter gewissen Bedingungen noch auf etwa 3 % erhöht werden kann.

Pickerings Photometer

Die Pickeringschen Photometer[9]) unterscheiden sich im wesentlichen dadurch von dem Zöllnerschen Typus, daß entweder statt des künstlichen Sternes ein natürlicher, polnaher Stern als Verbindungsglied benutzt wird (Meridianphotometer), oder daß eine unmittelbare Vergleichung zweier benachbarter Sterne stattfindet. Als Polarisator dient in den Pickeringschen Formen ein Rochon oder ein achromatisiertes doppelbrechendes Kalkspatprisma, als Analysator ein mit Teilkreis verbundenes Nicol. Verglichen wird das ordentliche Bild der einen Lichtquelle mit dem außerordentlichen der anderen; das Helligkeitsverhältnis ist daher bei richtiger Justierung des Apparates gleich dem Quadrat der Tangente derjenigen Kreisablesung, bei der die beiden Bilder gleich hell sind. Das Meridianphotometer, mit dem die Sterne nur in der Nähe des Meridiandurchganges gemessen werden können, dient nur Katalogisierungszwecken. Es besteht aus zwei horizontal und senkrecht zur Meridianebene montierten Fernrohren gleicher Öffnung, vor deren Objektiven sich je ein unter 45° gegen die optische Achse geneigter und um diese drehbarer Spiegel befindet. Das südliche Fernrohr, das eine etwas längere Brennweite hat, ragt mit dem Objektivende über das nördliche so weit hinaus, daß man mit seinem Spiegel den ganzen Meridian überstreichen kann. Mit dem nördlichen Fernrohr wird ein polnaher Stern eingestellt, der als Vergleichstern bei den Helligkeitsmessungen dient. Im gemeinsamen Okularende befindet sich nahe der Brennebene ein Rochonprisma und zwischen Okular und Auge ein Nicol, verbunden mit Teilkreis. Die Winkel des Kalkspatprismas sind so gewählt, daß das ordentliche Bild des Meridiansternes mit dem außerordentlichen Bilde des Polarsternes nahe zusammenfällt. Der Polstern dient, wie beim Zöllnerschen Photometer der künstliche Stern, nur als Verbindungsglied. Die zweite Form des Pickeringschen Photometers gestattet die unmittelbare Vergleichung nahe beieinander stehender Sterne. Von allen visuellen Sternphotometern ist sie wohl der größten Genauigkeit fähig; man kann sie auf etwa 3 % schätzen. Je nach der Größe des scheinbaren Abstandes der beiden zu vergleichenden Sterne werden zwei verschiedene Anordnungen benutzt. Für weitere Distanzen (3′—40′ bei Verbindung des Photometers mit einem Fernrohr von 6.8 m Brennweite) ist ein Rochonsches Prisma in der Nähe der Brennebene des Fernrohres befestigt. Längs der optischen Achse des Fernrohres lassen sich zwischen Fokus und Objektiv zwei mit ihrer Basis aneinandergelegte achromatische Prismen von kleinem Brechungswinkel bewegen, durch die die beiden Sternbilder, das außerordentliche Bild des einen und das ordentliche des anderen, einander nahegebracht werden können. Für ganz kleine Distanzen dient eine Form ohne achromatische Prismen, bei der das Rochonsche Prisma selbst längs der optischen Achse verschoben wird. Eine dritte Form, die sich weniger gut bewährt hat, war speziell zur Vergleichung von Satelliten mit ihrem Planeten bestimmt.

Keilphotometer. Die moderne Form des Keilphotometers hat zuerst Kayser[10]) in Danzig (1862) angegeben, ohne jedoch praktische Versuche mit demselben zu veröffentlichen. Ausgedehnte Anwendung fand es in einer unvollkommenen Anordnung zuerst durch Pritchard 1881 in der Uranometria Oxoniensis. Von vollendeter Form ist das von Müller angegebene Potsdamer Modell[11]). Die eigentliche Meßvorrichtung besteht aus einem achromatischen neutral gefärbten Glaskeil in der Brennebene des Fernrohres, durch dessen Verschiebung ein Stern im Gesichtsfeld des Fernrohres bis zur Unsichtbarkeit abgeschwächt wird. Die dazu nötige Verschiebung des Keiles ist an einer Millimeterskala ablesbar. Die einer Verschiebung um 1 mm entsprechende Helligkeitsänderung, die Keilkonstante, muß empirisch bestimmt werden. Da der Moment des Auslöschens einer Lichtquelle nur ungenau zu beobachten ist und mannigfachen Fehlerquellen unterliegt, so ist später von mehreren Seiten unabhängig (Müller, Pickering, Hartmann, Rosenberg, Graff)[12]) die naheliegende Verbesserung eingeführt worden, daß statt des Momentes des Auslöschens der Moment der Gleichheit des natürlichen Sternes mit einem zugleich im Gesichtsfeld befindlichen künstlichen Stern beobachtet wird. Verändert wird entweder die Helligkeit des natürlichen (Müller, Rosenberg) oder des künstlichen Sternes (Pickering, Hartmann, Graff). Beide Methoden haben ihre Vorteile und Nachteile.

Flächenphotometer. Ein Flächenphotometer für astrophotometrische Aufgaben, das offenbar großer Genauigkeit fähig ist, hat Hartmann 1899 angegeben.[13]) Das Prinzip dieses Instrumentes ist das gleiche wie das seines Mikrophotometers, das weiter unten beschrieben werden wird. Ein auf demselben Prinzip beruhendes Flächenphotometer hat auch Schoenberg 1914 konstruiert.[14]) Das Flächenphotometer eignet sich in erster Linie zur Photometrie der Planetenoberflächen u. dgl., ist aber von Schoenberg auch auf extrafokale Sternscheibchen angewandt worden.

Photographische Photometrie. Die photographische Photometrie ist in den letzten Jahrzehnten außerordentlich vervollkommnet worden. Durch größere Reichweite, höhere erreichbare Genauigkeit, größere Objektivität, die Möglichkeit, Sterne beliebig verschiedener Färbung streng miteinander vergleichen zu können, endlich durch größere Freiheit von systematischen Einflüssen bietet sie erhebliche Vorteile vor der visuellen Photometrie. Unter Anwendung gewöhnlicher photographischer Platten und für den photographischen Spektralbereich achromatisierter Objektive erhält man photographische Helligkeitsverhältnisse, die in bestimmter, vom Spektraltypus (oder der Farbe) der Sterne abhängender Weise von den visuell ermittelten Helligkeitsverhältnissen verschieden sind. Es ist ja das Auge sowohl wie die photographische Platte nur für einen begrenzten, für beide verschiedenen, Spektralbereich empfindlich, und die Energie-
Farbenindex. verteilung in den Sternspektren ist mit dem Spektraltypus verschieden. Setzt man willkürlich fest, daß photographische und visuelle Helligkeit eines Sternes vom I. Spektraltypus (A0) einander gleich sein sollen, so ist die in Größenklassen ausgedrückte Differenz „photographische minus visuelle Helligkeit“

bis zu einem gewissen Grade ein Maß für den Spektraltypus oder die Farbe. Diese Differenz wird „Farbenindex" genannt. Sie ist negativ für die Spektralklassen, die in der Spektralreihe dem I. Typus (A) vorangehen (O und B), positiv und mit dem Fortschreiten in der Spektralreihe im allgemeinen anwachsend für die auf I folgenden Klassen II, III, IV und VI (F, G, K, M, N, R). Die in Klammern gesetzte Cannonsche Bezeichnung der Spektraltypen wird später erklärt werden. Unter der obigen willkürlichen Festsetzung ist also die photographische Helligkeit der Sterne der Spektralklassen O und B größer als ihre visuelle, für die Klassen F bis R kleiner.[15]) Ordnet man die für eine große Zahl von Sternen gefundenen Farbenindices nach dem Spektraltypus, so ergibt sich eine ziemlich enge Beziehung zwischen diesen beiden Eigenschaften der Sterne, die noch genauer erfüllt wird, wenn als eine dritte charakteristische Eigenschaft die wahren (absoluten) Helligkeitsverhältnisse der Sterne eingeführt werden, was nachher noch näher betrachtet werden soll. Der funktionale Zusammenhang zwischen Farbenindex, Spektrum und Farbe kann, vorausgesetzt, daß die notwendigen empirischen Daten vorliegen, genähert mittels der Planckschen Strahlungsformel erhalten werden.

Absolute Größenskala und absolute Helligkeit.

Das Wort „absolut" wird in der Astrophotometrie mit verschiedener Bedeutung angewandt. Unter einer absoluten Größenskala versteht man eine solche, in der streng der Definition gemäß das einem Unterschied von einer Größenklasse entsprechende Helligkeitsverhältnis 1 : 2.512 beträgt. Unter absoluter Helligkeit oder Größe der Sterne versteht man die auf eine bestimmte Entfernungseinheit — jetzt gewöhnlich die einer Parallaxe von 0.1″ entsprechende Entfernung, die rund 32 Lichtjahre beträgt — reduzierte scheinbare Helligkeit oder Größe der Sterne. Zum Vergleich dient die auf dieselbe Entfernung reduzierte visuelle Sterngröße einer fingierten Sonne, die zu 5.00^m angenommen wird. Dies entspricht einer Größe von -26.57^m in der Entfernung Erde-Sonne gegenüber dem gegenwärtig wahrscheinlichsten Wert von -27.0^m für unsere wirkliche Sonne. Auf die Parallaxe 1″ bezogen beträgt die Größe der fingierten Sonne 0.00^m. Bei Angaben der Helligkeit selbst (luminosity) wird die Helligkeit der letzteren als Einheit genommen.

Schwierigkeit der Bestimmung absoluter Größen

Die Einordnung der Sterne in eine streng absolute Größenskala gehört zu den schwierigsten Aufgaben der praktischen Astrophotometrie. Ihre Schwierigkeit erhellt aus folgender kurzer Betrachtung. Nimmt man an, daß in einer gegebenen Größenskala dem Helligkeitsverhältnis 1:2.512 ein Größenklassenunterschied 1.01^m statt 1.00^m entspricht, daß also ein systematischer Fehler von 1 % vorhanden sei, so würde dadurch das Helligkeitsverhältnis eines Sternes 16. Größe und eines Sternes 1. Größe um 14.8 %, und das Helligkeitsverhältnis eines Sternes 1. Größe und der Sonne um 29.4 % verfälscht werden. In Wirklichkeit zeigen aber z. B. die Helligkeitsskalen der Potsdamer photometrischen Durchmusterung und der „Revised Harvard Photometry" einen Unterschied von $2\frac{1}{2}$ %, obwohl beide auf dem als streng gel-

tenden Malusschen Cosinusquadratgesetz beruhen. Es sind wahrscheinlich in erster Linie subjektive Einflüsse auf die Messungen, die hier in Betracht kommen. Noch größer wird die Schwierigkeit, eine absolute Skala der Sternhelligkeiten zu schaffen, in der photographischen Photometrie. Die Anlehnung an eines der visuellen Helligkeitssysteme setzt die Kenntnis der individuellen Farbenindices der Sterne voraus, die aber ihrerseits bereits das Vorhandensein absoluter Skalen zur Vorbedingung haben. Nichtsdestoweniger scheinen diese erheblichen technischen Schwierigkeiten gegenwärtig im wesentlichen überwunden zu sein.

Photovisuelle Größen.

Helligkeitsmessungen, die den visuellen sehr nahe äquivalent sind, hat man in neuerer Zeit auch auf photographischem Wege erzielt durch Anwendung orthochromatischer Platten und geeigneter Gelbfilter. Dies ist z. B. in umfangreichem Maße durch Parkhurst in der Yerkes Actinometry geschehen. Solche „photovisuelle" Helligkeitsbestimmungen können auch mit Objektiven erhalten werden, die nur für das visuelle Spektrum achromatisiert sind. Reflektoren können selbstverständlich ohne weiteres für alle Spektralbereiche benutzt werden, haben aber gegenüber den Refraktoren den Nachteil starker Abhängigkeit der gemessenen Helligkeiten vom Abstande von der optischen Achse.

Photographische Photometrie: Durchmessermethode.

Sieht man von der auch auf die photographischen Sternbildchen anwendbaren Argelanderschen Stufenschätzungsmethode ab, so sind es zwei Methoden, nach denen aus den photographischen Aufnahmen von Sternen deren Helligkeitsverhältnisse ermittelt werden, die Durchmessermethode[16]) und die Schwärzungsmethode.[17]) Macht man von einem Stern auf derselben Platte nebeneinander Aufnahmen mit verschiedener Belichtungszeit, so findet man, daß die photographischen Bilder des Sternes nicht nur durch den Grad der Schwärzung, sondern auch durch ihren Durchmesser sich unterscheiden. Der Durchmesser wächst mit der Belichtungszeit. Bei gleicher Belichtungsdauer und verschieden hellen Sternen wächst er mit der Helligkeit der Sterne. Die Ursache dieser Erscheinung ist in der Unruhe der Luft, mangelhafter Strahlenvereinigung durch das Objektiv, Reflexion in der photographischen Schicht usw. zu suchen; nach Rosenberg[18]) kommt auch die Erhellung des Himmelsgrundes in der unmittelbaren Nähe der Sterne in Betracht. Die Abhängigkeit des Durchmessers des photographischen Sternbildchens von der eingestrahlten photographischen Energie hat man als Maß für die photographische Helligkeit benutzt, und man hat Interpolationsformeln für die Beziehung zwischen Helligkeit und Durchmesser aufgestellt. Wie zu erwarten war, ergeben sich von Fall zu Fall, d. h. für verschiedene Beobachtungsbedingungen, verschiedene Formeln. Die Methode setzt natürlich ein bereits vorhandenes photographisches Helligkeitssystem voraus, an das der Anschluß bewirkt werden kann. Als Beispiele mögen zwei beliebige solcher Interpolationsformeln angeführt werden, die Charliersche[19]) $m = a - b \log D$, und die Parkhurstsche[20]), $m = a - b\sqrt{D}$. D bedeutet den Durchmesser des photographischen Sternbildchens, m die Helligkeit in Größenklassen, b eine vom

Instrument und der Plattensorte abhängende Konstante, a eine von der Empfindlichkeit der Platte, der Durchsichtigkeit der Luft und der Länge der Belichtungszeit abhängende Größe. Charlier fand D proportional der 4. Wurzel der Belichtungszeit sich ändernd; Scheiner und Wolf[21]) fanden, daß D mit wachsender Belichtung immer langsamer zunimmt.

Schwärzungsmethode.

Die Schwärzungsmethode benutzt den Grad der Schwärzung extrafokaler Sternbildchen als Maß für die relative Helligkeit. Sie ist zuerst von Schwarzschild[22]) theoretisch behandelt, praktisch angewandt und zu einem hohen Grade von Vollkommenheit entwickelt worden. Nennt man $i_1, i_2, i_3, \cdots$ die Lichtstärke einer Reihe von Sternen, $t_1, t_2, t_3 \cdots$ die bei den einzelnen Sternen angewandten Belichtungszeiten, so würde man von vornherein erwarten, daß man unter sonst gleichen Bedingungen gleiche Schwärzungen der extrafokalen Sternscheibchen erhält, wenn $i_1 t_1 = i_2 t_2 = i_3 t_3 = \cdots = \text{Konst.}$ Die Schwärzung S würde also eine Funktion von it sein, $S = \varphi(it)$. Dieses sogenannte Reziprozitätsgesetz ist aber nicht erfüllt, die photographische Wirkung wächst im allgemeinen langsamer als die Belichtungszeit. Gleiche Schwärzung S auf einer Platte ist angenähert vorhanden, wenn $it^p = \text{Konst.}$, wobei p im allgemeinen kleiner als 1 ist. Die Beziehung zwischen der Schwärzung S einerseits und der Belichtungszeit t und der Intensität i andererseits nennt man das Schwärzungsgesetz. Die Inkonstanz des Exponenten p[23]), der von dem absoluten Betrag der Schwärzung, genauer von der Intensität i der Belichtung, abhängt, ferner der Einfluß der Entwicklungsart verbieten die naheliegende Anwendung der Veränderung der Belichtungszeiten als photometrisches Prinzip. In der astrophotometrischen Praxis verfährt man in der Weise, daß man auf der Platte, die die Sternaufnahme enthält, auch eine genau definierte photographische Schwärzungsskala erzeugt, die man auf verschiedenen Wegen zu erhalten versucht hat. Man belichtet z. B. mittels einer konstanten Lichtquelle eine Reihe von Feldern mit genau gleicher Belichtungszeit aus verschiedenen genau gemessenen Entfernungen, oder man nimmt einen photographischen Keil, der genau geeicht ist, mit auf. Es können hier nicht alle Sensitometer- und andere Methoden zur Erzielung einer absoluten photographischen Skala beschrieben werden.[24]) Das Gesagte wird das Prinzip hinreichend veranschaulichen. Nur zwei Methoden mögen noch erwähnt werden. Schwarzschild bedeckt die eine Hälfte der Platte mit einem feinen Drahtnetz, das die Helligkeiten um einen bekannten Betrag abschwächt.[25]) Hertzsprung setzt ein ganz grobes Gitter vor das Objektiv und erhält so zu beiden Seiten der Zentralbilder der Sterne kurze, noch ganz sternähnliche Beugungsspektren, deren Helligkeitsunterschied gegen das Zentralbild aus den Gitterkonstanten genau zu berechnen ist.[26]) Auf diese Weise lassen sich auch große, direkt nicht mehr genau zu messsende Helligkeitsunterschiede, z. B. zwischen einem hellen Veränderlichen und einem schwachen benachbarten konstanten Stern, bequem überbrücken, indem man ein Beugungsspektrum des helleren Sternes mit dem Zentralbild des schwächeren vergleicht.

Halbgitter.

Objektivgitter.

Schraffiermethode.

Alle Aufnahmen von Fixsternen für Schwärzungsmessungen müssen extrafokal gemacht werden, um Sternscheibchen mit einer für die Messung hinreichend großen Fläche zu erhalten. Jedoch tritt dann häufig ein sehr störender Übelstand auf, der von den Zonenfehlern des Objektivs herrührt. Statt gleichmäßig geschwärzter Flächen treten solche mit ringförmigen Verdichtungen auf. Gleichmäßig geschwärzte Flächen werden in sehr vollkommener Weise durch die Schwarzschildsche Schraffiermethode[27]) erzielt, bei der die Platte während der Belichtung durch ein Triebwerk so bewegt wird, daß das nur wenig extrafokale Sternscheibchen eine kleine Fläche möglichst gleichmäßig überstreicht. Bei einer von Brendel[28]) angegebenen und von Brill[29]) praktisch erprobten Methode wird die Platte in Rotation um die optische Achse des Fernrohres versetzt und gleichzeitig der Gang des Fernrohruhrwerks gegen die tägliche Bewegung geändert. Die Aufnahmen werden stark extrafokal gemacht. Es entstehen auf der Platte von den Sternen lange Spiralen, deren Schwärzungen an vielen Punkten gemessen werden können, wodurch ganz kurze Schwankungen in der Durchsichtigkeit der Luft unschädlich gemacht werden.

Rotierende Kamera.

Mikrophotometer.

Die Messung der Schwärzungen geschieht allgemein mit dem in der photographischen Photometrie unentbehrlichen Hartmannschen Mikrophotometer.[30]) Das Prinzip dieses sehr genauen und, wie bereits erwähnt, auch zu direkten Messungen am Himmel verwendbaren Apparates ist folgendes. Mittels des kleinen Spiegels eines Lummer-Brodhunschen Prismas wird in dem Gesichtsfeld eines Mikroskops mit zwei Objektiven, deren optische Achsen senkrecht aufeinander stehen, und von denen das eine für die photographische Aufnahme, das andere für den photographischen Meßkeil bestimmt ist, ein kleines Stück des Sternscheibchens, dessen Schwärzung gemessen werden soll, auf die direkt durch das Prisma hindurch gesehene Fläche des Meßkeiles projiziert, so daß man durch Verschieben des Meßkeiles Gleichheit der Schwärzungen erzielen und diese genau beurteilen kann. Hat man auf der Platte außerdem mittels eines der vorhin erwähnten Verfahren die Helligkeitsskala festgelegt, so kann man die Schwärzungen der Sternscheibchen mit denen der Skala vergleichen und die Schwärzungsunterschiede der Sternscheibchen unmittelbar in Intensitätsverhältnisse und Größenklassenunterschiede umsetzen.

Stereokomparator.

Kommt es nur darauf an, auf zwei gleichartigen Aufnahmen derselben Himmelsgegend diejenigen Sterne ohne größeren Zeitaufwand ausfindig zu machen, deren Helligkeit sich in der Zwischenzeit zwischen den beiden Aufnahmen merklich geändert hat, so bedient man sich des Pulfrichschen Stereokomparators[31]), einer auf dem Prinzip des Stereoskops beruhenden Einrichtung, in der die beiden zu vergleichenden Aufnahmen durch zwei Mikroskope betrachtet und wie beim Stereoskop scheinbar zur Deckung gebracht werden. Seine hervorragende Brauchbarkeit für astronomische Zwecke ist besonders von Wolf erwiesen worden. Objekte, die auf den beiden Aufnahmen nicht dieselbe Helligkeit (oder nicht dieselbe relative Lage) haben,

springen bei der Betrachtung aus der allgemeinen Ebene der übrigen Objekte deutlich heraus und werden so leicht erkannt. Mit einem „Blinkmikroskop“[32]) versehen, dient der Apparat denselben Zwecken, jedoch wird das stereoskopische Prinzip dabei verlassen. Beim Blinkmikroskop ist nur ein Okular vorhanden, in dessen Gesichtsfeld die Bilder der beiden zu vergleichenden Aufnahmen zur Deckung gebracht werden. Wird nun in einer passenden Periode abwechselnd das eine oder das andere Mikroskopobjektiv bedeckt, so ändern alle Objekte, die auf den beiden Platten verschieden sind, periodisch ihr Aussehen und ziehen so die Aufmerksamkeit des Beobachters auf sich.

Selenphotometer.

Von sehr hoher Genauigkeit sind die in den letzten Jahren in der Astrophotometrie zur Anwendung gekommenen lichtelektrischen Methoden, die selenphotometrische und die eigentliche lichtelektrische, die auf der Anwendung des Photoeffektes der Alkalizellen beruht. Die erstere, von Minschin[33]) 1895 empfohlen, dann von Stebbins[34]) seit 1907 mit ausgesprochenem Erfolge angewandt, bedient sich der Widerstandsänderungen des kristallinischen Selens bei Belichtung. Selenwiderstände, die zu Helligkeitsmessungen bestimmt sind, werden Selenzellen genannt. Der Widerstand verringert sich durch die Belichtung, ist aber außerdem von der Temperatur abhängig, so daß solche Zellen durch eine Eispackung auf konstanter Temperatur gehalten werden müssen. Ein Selenphotometer in der von Stebbins benutzten Anordnung bestand aus der Zelle am Okularende eines Refraktors, die einen Arm einer Wheatstoneschen Brücke bildete, während zwei der drei anderen Arme der Brücke konstante Widerstände hatten und der Widerstand des vierten Armes variierbar war, um das Gleichgewicht zwischen den Stromzweigen herzustellen. Den durch die Brücke geschickten Strom lieferten zwei Trockenelemente mit einer Spannung von zusammen 2.8 Volt. Der Ausschlag des Galvanometers in der Brücke wurde durch Variierung des veränderlichen Widerstandes auf Null gebracht und dann die Zelle belichtet. Der darauf erfolgende Ausschlag des Galvanometers war der Intensität der Belichtung proportional. Wegen der bekannten Ermüdungserscheinungen des Selen mußte die jeweilige Dauer einer Belichtung auf 10^s beschränkt und zwischen die einzelnen Belichtungen eine Pause von einer Minute gelegt werden. Die Empfindlichkeit des Selens ist ebenso wie die des Auges und der photographischen Platte selektiv und ihr Verlauf mit der Wellenlänge von Zelle zu Zelle etwas verschieden. Das Maximum der Empfindlichkeit liegt bei etwa 7000 AE. Mit diesem Photometer ließ sich eine Genauigkeit von etwa 1% erreichen. Seine Reichweite war jedoch gering. Mit einem Refraktor von 30 cm Öffnung waren Sterne nur bis zur 3. Größe gut meßbar.

Lichtelektrisches Photometer.

Inzwischen (1912) war die auf dem Photoeffekt der Alkalimetalle beruhende lichtelektrische Meßmethode von Elster und Geitel[35]) zu so hoher Vollkommenheit gebracht worden, daß ihre Anwendung auf astrophotometrische Aufgaben aussichtsreich erschien. Lichtelektrische Photometer mit Alkalizellen für Sternmessungen sind seit 1913 von Rosenberg in Tü-

bingen, Stebbins in Urbana und Guthnick in Babelsberg in Betrieb gesetzt worden. In England haben neuerdings A. F. und F. A. Lindemann ein lichtelektrisches Photometer gebaut.[36]) Das Wirkungsprinzip beruht auf der Abspaltung von Elektronen aus der Oberfläche des Alkalimetalles unter der Einwirkung auffallenden sichtbaren oder photographisch wirksamen Lichtes. Die Zahl der abgespaltenen Elektronen ist proportional der Intensität des auffallenden Lichtes. Die Form der Zellen für Sternmessungen ist die allgemein übliche. Als sehr zweckmäßig hat sich die vollständige Innenversilberung der Zellen bis auf ein kleines Fenster zum Durchlassen des Lichtes erwiesen. Der Photoeffekt wird durch die Aufladung des Fadens eines Elektrometers mit gespanntem Faden gemessen. Die der Belichtungsstärke innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit proportionale Geschwindigkeit des Fadenausschlages kann in einem Mikroskop mit Okularskala mittels der gewöhnlichen astronomischen Registriermethoden, wie sie bei Durchgangsbeobachtungen im Meridian üblich sind, bestimmt werden. Die Zelle wird in einer lichtdichten Kapsel eingeschlossen, die am Okularende eines Fernrohres befestigt ist. An der Kapsel hängt das Elektrometer in Cardanischer Aufhängung. Die Genauigkeit der Methode ist noch größer als die der selenphotometrischen und ihre Reichweite um etwa fünf Größenklassen ausgedehnter. Mit dem lichtelektrischen Photometer in Babelsberg, in Verbindung mit einem Refraktor von 31 cm Öffnung, sind gelegentlich noch genaue Messungen an Sternen bis zur Größe 8 oder $8\frac{1}{2}$ ausgeführt worden. Das Empfindlichkeitsmaximum liegt für kolloidales Natrium bei etwa 3400 AE, für kolloidales Kalium bei etwa 4350 AE, für kolloidales Rubidium bei etwa 4800 AE, für kolloidales Caesium bei etwa 5000 AE.[37]) Jedoch schwanken die Zahlen von Zelle zu Zelle nicht unbeträchtlich; die Lage des Maximums verschiebt sich übrigens für Na bei Bestrahlung mit Licht, das durch ein größeres astronomisches Objektiv gegangen ist, merklich nach den größeren Wellenlängen. Die obigen Zahlen gelten für gleichmäßige spektrale Energie des auffallenden Lichtes.

Radiomikrometrische und thermoelektrische Methoden.

Von sonstigen physikalischen Methoden kommen für Sternmessungen noch die radiomikrometrische (Nichol)[38]) und die thermoelektrische (Huggins, Stone, Pfund, Coblentz)[39]) in Betracht. Diese Methoden haben vor den bisher betrachteten den großen Vorzug, daß sie die für manche Fragen (z. B. für die Bestimmung der effektiven Temperatur des Sternes) sehr wichtige Gesamtstrahlung erfassen, jedoch ist ihre Ausbildung bisher noch nicht so weit gediehen, daß eine umfangreiche Anwendung in der Astrophotometrie in Betracht käme. Am meisten verspricht noch zur Zeit die thermoelektrische, die von Coblentz am Crossley-Reflektor der Licksternwarte (Öffnung 91 cm) in etwas größerem Umfang zu Strahlungsmessungen an Sternen verwandt worden ist. Coblentz benutzte ein von ihm konstruiertes Vakuum-Thermoelement von sehr geringer Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit. Bei eingehenderer Prüfung der mitgeteilten Messungen ergibt sich, daß die Reichweite der Methode in Verbindung mit einem Refraktor von

30 cm Öffnung nur etwa bis zu den Sternen 3. Größe sich erstreckt, wenn eine Genauigkeit verlangt wird, die der mit Alkalizellen erreichbaren gleichkommt. Es wäre sehr zu wünschen, daß diese Methode von einem in der Fixstern-Photometrie erfahrenen Beobachter eingehend geprüft würde. Coblentz hat auch ein Vakuum-Sternbolometer konstruiert, das ebenso wie die Bolometer bekannter Konstruktion auf der Widerstandsänderung eines geschwärzten Platindrahtes infolge Bestrahlung beruht. In Übereinstimmung mit früheren Versuchen von Warburg, Leithäuser und Johansen, Buchwald[40]) findet er für das Vakuum-Bolometer eine nicht wesentlich höhere Empfindlichkeit als für das Vakuum-Thermoelement, fürchtet dagegen, daß das Bolometer Störungen durch Wind und äußeren Temperaturschwankungen leichter ausgesetzt sein werde als das Thermoelement, so daß letzteres für astronomische Zwecke vorzuziehen sei. Andere Thermoelemente konstruierten u. a. Rubens, Pfund und Spence.[41]) Pfund hat mit seinem Apparat in Verbindung mit dem 30-zölligen Reflektor der Allegheny-Sternwarte auch einige Sternmessungen (Wega, Jupiter, Altair) ausgeführt.

Vakuum-Bolometer.

Zur Messung der Schwärzung photographischer Sternbilder ist die Thermosäule in neuester Zeit von Stetson[42]) benutzt worden. Jedoch scheint seine Anordnung vor dem selbstregistrierenden Mikrophotometer von P. P. Koch mit Alkalizellen, das bei den spektralanalytischen Instrumenten beschrieben wird, keinen wesentlichen Vorzug zu besitzen, da die selektive Eigenschaft der Photozellen hierbei belanglos ist. Stetsons Apparat kann natürlich ebenso wie der Kochsche auch zu Messungen im Spektrum verwendet werden.

Thermoelektrische Ausmessung von photographischen Aufnahmen.

b) Untersuchung der Energieverteilung in den Sternspektren. Eine besondere Klasse von Aufgaben, die auf der Grenze zwischen Photometrie und Spektroskopie liegen, ist mit der Erforschung der Energieverteilung in den Sternspektren verknüpft. Unter der Voraussetzung, daß die Sternstrahlung näherungsweise als schwarze Strahlung angesehen werden kann, liefert die Kenntnis der Energieverteilung in einem Sternspektrum die Temperatur, die Flächenhelligkeit und die Gesamtstrahlung des Sternes, Größen, die von der weitgehendsten Bedeutung für die Erforschung des Sternsystems sind. Die primitivste Art der Untersuchung der Energieverteilung stellt die visuelle Schätzung der Sternfarben in einer absoluten Gedächtnis-Farbenskala dar, die indessen, in Verbindung mit den Ergebnissen anderer Forschungsmethoden, bereits zu beachtenswerten Aufschlüssen geführt hat. Die gebräuchlichste Farbenskala ist die von Osthoff[43]), die eine Modifikation der älteren Skala von J. Schmidt ist. In derselben werden die bei den einfachen Sternen auftretenden Farben — die nur bei den Komponenten von Doppelsternen auftretenden grünlichen und bläulichen Töne werden jetzt wohl allgemein als nicht objektiv angesehen — durch die Zahlen von 0 bis 9 ausgedrückt und mit c (color) bezeichnet: 0^c = Reinweiß, 1^c = Gelblichweiß, 2^c = Weißgelb, 3^c = Hellgelb, 4^c = Reingelb, 5^c = Dunkelgelb, 6^c = Rötlichgelb, 7^c = Orange, 8^c = Gelblichrot, 9^c = Rot. Die Skala ist

Farbenschätzung. Lineare und zweidimensionale Farbenskala.

eine Abkühlungsskala, entsprechend der älteren Vorstellung von der Bedeutung der Sternfarben. Hagen[44]) nennt diese Skala eine eindimensionale oder lineare, die nur die Farbentöne, nicht auch ihre Sättigung angibt. Die Sättigung (Nuance) wird entstanden gedacht durch Mischung der Farbentöne mit den beiden Hilfsfarben Weiß und Schwarz. Zur Berücksichtigung beider Elemente stellt Hagen nach dem Vorgange Newtons eine zweidimensionale Skala auf, die kurz so beschrieben werden kann. Man denke sich um einen Punkt, der die Farbe Weiß darstellt, konzentrische Kreise beschrieben, auf deren Umfang man die Farbentöne Violett, Blau, Grün, Gelb, Orange, Rot und ihre Zwischenstufen verteilt. Dann stellt der radiale Abstand vom Mittelpunkt die Sättigung dar. Die Osthoffsche lineare Skala verläuft längs des Radius Weiß-Gelb und dann längs der Peripherie bis Rot. Die Farben werden in der zweidimensionalen Skala durch Buchstaben (B = Blau, Y = Gelb usw.) und ihre Sättigungen durch Zahlenindices (B^1 = Bläulichweiß, Y^1 = Gelblichweiß usw.) ausgedrückt. Zwischen den physikalischen Eigenschaften der Sterne: Farbenindex, Energieverteilung im Spektrum, Spektraltypus, Temperatur und scheinbare Farbe bestehen enge, wenn auch nicht vollkommen eindeutige Beziehungen. Aus diesem Grunde behalten die visuellen Farbenschätzungen wissenschaftlichen Wert, solange sie nicht allgemein durch eine quantitative Methode ersetzt werden können.

Farbenäquivalente: Farbenindex.

Von den Methoden, die mehr oder weniger auf eine Bestimmung der Energieverteilung in den Sternspektren hinauslaufen, ist die der photographisch-visuellen Bestimmung der Farbenindices bereits erörtert worden. Man kann aus solchen Farbenindices, wie es Schwarzschild in der Göttinger Aktinometrie versucht hat, mittels der Planckschen Strahlungsformel näherungsweise unmittelbar auf die Gesamtstrahlung und die Temperatur schließen, oder aber man kann die Farbenindices mit solchen von Sternen vergleichen, deren Energieverteilung man auf spektralphotometrischem Wege durch Messung ermittelt hat, wobei man voraussetzt, daß Spektraltypus, Energieverteilung und Farbenindex in eindeutiger Beziehung zueinander stehen, was, wie bereits früher erwähnt, in Strenge nicht der Fall ist, indem mindestens noch ein unabhängiger Parameter, die absolute Helligkeit, hineinspielt. Daß dieser Parameter in irgendeinem Zusammenhang mit der Dichte der Sterne oder der Konstitution ihrer Atmosphären steht, scheint immer klarer zu werden. Eindeutige Beziehungen wären nur dann zu erwarten, wenn die Sterne in Wahrheit sich wie schwarze Strahler verhielten.

Effektive Wellenlänge.

Andere Methoden, Farbenäquivalente zu erhalten, sind die folgenden. Die Bestimmung von effektiven Wellenlängen nach der Interferenzmethode ist in größerem Umfange zuerst von Hertzsprung und von Bergstrand[45]) angewandt worden. Vor das Objektiv eines photographischen Fernrohres wird ein grobes Gitter gesetzt, durch das zu beiden Seiten der Zentralbilder der Sterne kurze Beugungsspektren erzeugt werden. Der optische Schwerpunkt dieser Beugungsspektren, die „effektive Wellenlänge", hängt außer

von der benutzten Plattensorte von der Energieverteilung in den Sternspektren ab. Es werden daher die linearen Abstände der optischen Schwerpunkte der Spektren gleicher Ordnung zu beiden Seiten der Zentralbilder vom Spektraltypus oder der Farbe abhängen und diese mit denselben Einschränkungen, wie sie bei der Betrachtung der Farbenindex-Methode gemacht werden mußten, bestimmen. Es wird also die Bestimmung des Farbenäquivalents bzw. des Spektrums oder der Farbe auf eine lineare Messung auf der photographischen Platte zurückgeführt. Die Methode scheint zwar keiner großen Genauigkeit fähig zu sein, ist aber für Durchmusterungen im Großen von weittragender Bedeutung, um so mehr, als sie sich noch auf sehr schwache Sterne anwenden läßt. Die Anwendung einer Modifikation der Methode der effektiven Wellenlängen zur Bestimmung absoluter Sterngrößen ist neuerdings von Lindblad[46]) versucht worden, indem nicht nur die effektive Wellenlänge, sondern auch die Grenze der Beugungsspektren nach der Seite der kürzeren Wellen bestimmt wurde, für die unter sonst gleichen Bedingungen eine deutliche Abhängigkeit von der absoluten Helligkeit gefunden wurde. Auch lichtelektrisch lassen sich Farbenäquivalente gewinnen, entweder durch Benutzung von Zellen mit verschiedener Lage des Empfindlichkeitsmaximums (Na-Zellen und Rb- oder Cs-Zellen) oder durch Verwendung von Farbenfiltern bei einer und derselben Zelle.[47]) Diese Bestimmungen sind sehr genau, lassen sich jedoch mit einem 30 cm-Refraktor nicht unter die 7. photographische Größe ausdehnen. Sie sind praktisch völlig unabhängig von Skalenfehlern und können durch geeignete Wahl von Zelle und Filter den photographisch-visuellen Farbenindices streng vergleichbar gemacht werden. Farbenfilter zur Bestimmung von Farbenindices verwendet auch Seares[48]), indem er auf orthochromatischen Platten Sternaufnahmen mit und ohne Gelbfilter macht und die Belichtungszeiten bestimmt, die nötig sind, um gleich kräftige Bilder eines Sternes mit und ohne Filter zu erzielen.

Bestimmung der absoluten Helligkeit durch effektive Wellenlängen.

Lichtelektrische Farbenindices. Benutzung von Farbenfiltern.

Unmittelbare Messungen im spektralzerlegten Licht sind, abgesehen von einigen älteren Versuchen von H. C. Vogel und G. Müller und von E. C. Pickering erst in neuerer Zeit von Wilsing und Scheiner sowie von Wilsing und Münch auf visuellem und von Rosenberg auf photographischem Wege in größerem Umfange ausgeführt worden.[49]) Diese direkten Untersuchungen über die Energieverteilung in den Sternspektren bilden zur Zeit die Grundlage unserer Vorstellungen über die Strahlung der Fixsterne. Wilsing und Scheiner bedienten sich bei ihren visuellen Messungen des 80 cm-Refraktors der Potsdamer Sternwarte und eines Spektralphotometers vom Crovaschen Typus. Als Vergleichslicht diente das Spektrum einer Glühlampe, das an das Spektrum eines schwarzen Strahlers angeschlossen wurde. Die Meßvorrichtung bestand aus einem Nicolsystem. Die gemessene Energieverteilung in den Sternspektren liefert, wenn das Absorptionsvermögen der Sternatmosphären gewissen Bedingungen entspricht, die Wilsing a. a. O. S. 29 f. formuliert, mittels der Planckschen For-

Messung der Energieverteilung im Spektrum.

mel die „effektive" Temperatur, d. h. diejenige Temperatur, die entsprechend der Energieverteilung an der Oberfläche des Sternes herrschen würde, wenn dieselbe sich wie ein schwarzer Strahler verhielte. Diese so gemessenen effektiven Temperaturen der Sterne können niedriger oder höher als die wahren sein, jedoch werden die Unterschiede für die Sterne mittlerer und niedriger Temperatur wahrscheinlich nicht bedeutend sein. Die aus der Gesamtstrahlung erhaltenen effektiven Temperaturen nichtschwarzer Strahler sind stets kleiner als die wahren. Rosenbergs photographische Ermittelung des Energieverlaufs in den Sternspektren wurde mittels einer Uviolglas-Prismenkamera (vgl. S. 391) ausgeführt. Die Schwärzungen der photographischen Sternspektren wurden mit denen des Spektrums von α Aquilae verglichen.

Selbstregistrierendes Mikrophotometer.

Auf automatischem Wege wird der Schwärzungsverlauf in einem photographischen Spektrum mittels des selbstregistrierenden Mikrophotometers von P. P. Koch[50]) erhalten. Eine ähnliche Vorrichtung von Stetson ist bereits erwähnt worden. In dem Kochschen Apparat fällt ein dünnes Lichtbündel durch die photographische Platte, die die Aufnahme des zu untersuchenden Spektrums enthält, hindurch auf die Zelle eines lichtelektrischen Photometers. Der Photoeffekt wird mit einem Elektrometer mit gespanntem Faden gemessen, und die Bewegung des Elektrometerfadens wird auf die übliche Weise photographisch registriert. Spektralplatte und Registrierplatte werden durch ein Triebwerk bewegt. Als Widerstand zwischen Elektrometerfaden und Erde, um begrenzte Ausschläge des Fadens (statt Aufladegeschwindigkeiten) zu erhalten, dient eine zweite Photozelle, die dauernd von derselben Lichtquelle belichtet wird, die auch das Strahlenbündel für die erste Zelle liefert. Da der Widerstand der Zelle als umgekehrt proportional der Stärke der Belichtung angesehen werden kann, so werden durch diese Anordnung Schwankungen der Helligkeit der Lichtquelle eliminiert. Eine dritte, mit der zweiten verbundene Zelle dient zur Verminderung der Trägheit des Elektrometerfadens. Das belichtende Strahlenbündel kann so dünn gemacht werden, daß auch ganz feine Spektrallinien noch deutliche Zacken in der registrierten Intensitätskurve des Spektrums hervorbringen. Mit diesem Apparat kann auch die Struktur der Spektrallinien studiert werden; wahrscheinlich eignet er sich bei entsprechender exakter mechanischer Ausführung auch zu genauen Wellenlängenbestimmungen, besonders in Fällen sehr breiter und verwaschener Linien, in denen das Meßmikroskop versagt. Ein für diesen speziellen Zweck nach den Angaben Freundlichs von Toepfer gebautes Photometer ist seit kurzem auf der Potsdamer Sternwarte in Betrieb gesetzt.

c) Spektroskopische Methoden. Von den verschiedenen Mitteln zur Erzeugung von Spektren kommt für die Analyse des schwachen Fixsternlichtes fast nur das Prisma in Betracht. Nur vereinzelt, bei den hellsten Sternen und bei den nahezu monochromatischen Gasnebeln, sind Reflexionsgitter bzw. andere Interferenzmethoden benutzt worden, wenn sehr große Dispersion

erforderlich war.[51]) Sternspektroskope für visuelle Beobachtungen werden jetzt nur noch in kleinen Dimensionen (meist als Okularspektroskope mit gerader Durchsicht) und hauptsächlich für schnelle vorläufige Information benutzt. Für den regelmäßigen Gebrauch dienen die Prismenkamera (Objektivprisma) und der Spaltspektrograph, erstere für qualitative Durchmusterungsarbeit, letzterer für genaue Messungen. Die visuelle Beobachtung ist fast vollständig durch die weit überlegene Photographie verdrängt. Sternspektroskop.

Die Prismenkamera besteht aus einem photographischen Fernrohr und einem Prisma oder einem Satz von mehreren Prismen, die vor das Objektiv gesetzt werden. In der Fokalebene des Fernrohres bilden sich dann die Spektren sämtlicher Sterne, die gerade im Gesichtsfelde sich befinden, ab. Dieses Instrument eignet sich hervorragend zu spektralen Durchmusterungsarbeiten auf breiter Grundlage. Die große, jetzt bereits einige Hunderttausend Sterne umfassende spektroskopische Durchmusterung der Harvard-Sternwarte[52]), die der Initiative Pickerings und der Ausdauer seiner Mitarbeiterinnen ihre Entstehung verdankt, und auf der die jetzt allgemein gebräuchliche Harvard-Klassifikation der Sternspektren beruht, ist ausschließlich mit einer solchen Einrichtung ausgeführt worden. Das größte der benutzten Instrumente hat 27.5 cm Öffnung, 3.8 m Brennweite und vier Objektivprismen von 27.5 cm Kantenlänge und 15^0 brechenden Winkel, die einzeln, zu zweien, zu dreien oder alle vier zusammen benutzt werden können. Die Länge der mit allen vier Prismen erzielten photographischen Spektren, gerechnet von H_β bis H_ε, ist 8.0 cm. Ein anderes Instrument hat 33 cm Öffnung, 1.9 m Brennweite und 1 bis 3 Prismen. Die größte Länge der Spektren beträgt 7.4 cm. In den letzten Jahren wurden auch Objektivprismen für einen 24-zölligen und einen 16-zölligen Refraktor angeschafft. Um den Spektren die zur Erkennung der Linien nötige Breite zu geben, wird die brechende Kante der Prismen parallel der täglichen Bewegung gestellt und der Gang des Fernrohruhrwerks etwas verändert, so daß die Sterne während der Dauer der Aufnahmen auf der Platte eine kleine Strecke durchlaufen. Die Qualität der so erzielten Spektren wird durch die Angaben beleuchtet, daß mit dem 27.5 cm-Refraktor und vier Prismen bis zu 500 Linien sichtbar gemacht werden konnten, und daß in den Spektren vom I. Typus die äußerst feinen Metallinien in einer Anzahl bis zu 200 zu erkennen sind. Die Ausmessung der Spektren zur genäherten Bestimmung der Wellenlängen erfolgt mit einem Meßmikroskop mit zwei zueinander senkrechten Bewegungen. Ein mit derselben Prismenkamera aufgenommenes Sonnenspektrum dient zum Vergleich. Die Klassifizierung der Spektren wird durch Vergleichung mit den Spektren ausgewählter Normalsterne ausgeführt. Prismenkameras von zumeist kleineren Dimensionen werden an einer ganzen Reihe von Sternwarten benutzt. Zur Beurteilung der Reichweite möge die Angabe dienen, daß mit einer der Potsdamer Sternwarte gehörenden Prismenkamera von 15 cm Öffnung von Zeiß bei zweistündiger Belichtung noch gute Spektren von Sternen 9. Größe zu erzielen sind. Originell ist die von Eberhard und Hertzsprung[53]) ange- Objektivprisma. Spektroskopische Sterndurchmusterungen.

Kombination von Objektivprisma und Objektivgitter.

wandte Kombination von Objektivprisma und Objektivgitter für spektralphotometrische Zwecke. Prisma und Gitter wurden so vor das Objektiv gesetzt, daß ihre Dispersionen senkrecht zueinander wirkten. Die Helligkeitsunterschiede der verschiedenen Bilder sind aus den Gitterkonstanten zu berechnen und geben die Skala für die Helligkeitsmessungen in den Spektren ab.

Radialgeschwindigkeitsbestimmungen mit dem Objektivprisma.

Versuche, das Objektivprisma auch zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten zu benutzen, sind hauptsächlich von Pickering und von Schwarzschild[54]) gemacht worden, haben jedoch noch nicht zu einem befriedigenden Ergebnis geführt. Der Wert der Methode würde darin bestehen, daß eine einzige Aufnahme die Radialgeschwindigkeiten aller gleichzeitig im Gesichtsfeld der Kamera befindlichen Sterne hinreichender Helligkeit liefern würde, während mit dem Spaltspektrograph jeder Stern einzeln aufgenommen werden muß; auch ist der Spaltspektrograph der Prismenkamera an Lichtstärke bedeutend unterlegen. Pickering schlägt einerseits die Benutzung geeigneter selektiver Filter, die scharfe Absorptionslinien geben, andererseits zwei Aufnahmen mit um 180° verschiedenen Stellungen des Objektivprismas vor. Als Filter der geforderten Art kommt Neodymchlorid, das in Lösung von bestimmter Konzentration und Schichtdicke bei λ 4272 eine scharfe Absorptionslinie erzeugt, in Betracht. R. W. Wood hat noch Versuche mit anderen Filtern, darunter auch Dämpfen, gemacht und meint, daß an geeigneten Filtern zur Erzeugung scharfer Absorptionslinien kein Mangel sein würde. Der leitende Gedankengang bei dieser Methode ist folgender: Setzt man das Filter in den Strahlengang der Prismenkamera, so werden in jedem Sternspektrum entsprechende Absorptionslinien erzeugt, die im Gegensatz zu den Sternlinien keine Verschiebung gemäß dem Dopplerschen Prinzip aufweisen, daher dazu dienen können, die Verschiebungen der Sternlinien und damit die Radialgeschwindigkeiten zu ermitteln. Pickering glaubte auf diese Weise die Radialgeschwindigkeit eines Sternes von der 9. Größe mit einer Genauigkeit von $\pm$ 10 km bestimmen zu können. Die zweite Methode besteht in folgendem: Wird zunächst eine Aufnahme in der einen Lage des Prismas gemacht, dann das Prisma um 180° gedreht und eine zweite Aufnahme derselben Himmelsgegend gemacht, so werden von jedem Stern im Gesichtsfeld zwei Spektren erhalten, deren brechbarere Enden entgegengesetzt gerichtet sind. Die Abstände der einander entsprechenden Linien in jedem Paar von Spektren sind, abgesehen von instrumentellen Fehlern, gleich einer für alle Paare gleichen Konstanten plus dem doppelten Betrag der Linienverschiebungen infolge der Radialgeschwindigkeiten. Man erhält also zunächst relative Radialgeschwindigkeiten, die mit Hilfe von Sternen bekannter Radialgeschwindigkeit in absolute verwandelt werden können. Die Instrumentalfehler, deren wichtigste die Distorsion des optischen Systems und der Einfluß von Temperaturschwankungen sind, müssen aus den Aufnahmen selbst, unter Benutzung beider Koordinaten der Spektrallinien, ermittelt werden. Die Theorie der Pickeringschen Reversionsmethode ist von Schwarzschild entwickelt und ihre praktische Ver-

wendung an eigenen Reversionsaufnahmen der Hyaden erläutert worden. Die Genauigkeit einer Radialgeschwindigkeitsbestimmung ergab sich zu $\pm$ 7 km (wahrsch. Fehler). Leider entsprach das erzielte Ergebnis nicht dem Arbeitsaufwand. Sowohl von Pickering wie von Schwarzschild wird eine Kombination der beiden absoluten Methoden empfohlen, wobei die Absorptionslinien des Filters zur Konstantenbestimmung dienen sollen.

Sternspektrograph mit Spalt.

Das wichtigste Mittel zur quantitativen spektralanalytischen Erforschung der Sterne ist der Sternspektrograph mit Spalt, der in seiner Einrichtung sich nicht wesentlich vom Laboratoriumsspektrographen unterscheidet. Er besteht also aus Kollimatorfernrohr mit Spalteinrichtung, einem oder mehreren Prismen und der Kamera. Der Spalt wird in die Fokalebene eines Refraktors oder Reflektors gebracht und parallel der täglichen Bewegung gestellt, so daß die erforderliche Breite der Sternspektren durch eine geringe Veränderung des Ganges des Fernrohruhrwerks erzielt werden kann. Das genaue Festhalten des Sternes auf den Spalt (in bezug auf Abweichungen senkrecht zur Spaltrichtung) geschieht in der Regel jetzt mittels des von den polierten Spaltbacken, deren Ebene gegen die Fokalebene um einige Grade geneigt wird, reflektierten Sternbildes, das, in einem kleinen Fernrohr betrachtet, von dem Spalt durchzogen erscheint. Die Spaltbreite beträgt gewöhnlich unter 0.05 mm, so daß bei großen Fernrohren, die von den Sternen weit größere Fokalbilder entwerfen, nicht unerheblicher Lichtverlust entstehen muß. Größere Spaltbreite erzeugt jedoch beträchtliche Zunahme der zufälligen und regelmäßigen Fehler in den Radialgeschwindigkeitsbestimmungen. Das Kollimatorobjektiv ist in der Regel ein gewöhnliches achromatisches Objektiv, sein Öffnungsverhältnis gleich dem des Refraktors oder Reflektors. Das Prisma oder der Prismensatz wird ein für allemal in das Minimum der Ablenkung für eine bestimmte Wellenlänge gebracht, gewöhnlich für die Wasserstofflinie H_γ. Die Prismen haben in der Regel einen brechenden Winkel von ungefähr 60° und werden aus dem Jenaer Flintglas O 102 oder neuerdings zuweilen aus einem violettdurchlässigeren (O 118 u. a.) hergestellt.

Universalspektrograph.

Während eine Zeitlang das Streben nach einem Universalspektrographen ging, der gestattete, nach Belieben mit der Dispersion von einem bis drei Prismen zu arbeiten, zog man es in neuerer Zeit vor, für jede Dispersion — am meisten gebraucht wird die Dispersion von einem Prisma und von drei Prismen — einen besonderen Apparat zu bauen und nur die Möglichkeit der Verwendung verschiedener Kameraobjektive vorzusehen. Jedoch scheint man in allerletzter Zeit wieder einer Universalkonstruktion zuzuneigen, hauptsächlich wohl in Anbetracht der großen Kosten eines modernen großen Sternspektrographen und der ungünstigen Form der Einprismenapparate, die zur Vermeidung schädlicher Durchbiegungen in komplizierte Traggerüste eingehängt werden müssen.

Heizbarer Spektrograph.

Dem Einfluß der Temperaturschwankungen wird durch Einbauen des ganzen Spektrographen in einen elektrisch heizbaren Kasten mit Thermostateneinrichtung begegnet[55]), wodurch die Temperatur im Innern des Instrumentes automatisch innerhalb 0.1° konstant ge-

Vergleichsspektrum.

halten werden kann. Das für die Wellenlängenbestimmungen im Sternspektrum nötige Vergleichsspektrum wird meistens durch einen Metallbogen (Eisen, Eisen-Vanadium, Titan), dessen Licht durch den Sternspektrographen geleitet wird, erzeugt. Damit auf der Platte die Spektren von Sternlicht und Vergleichslicht sich nicht überlagern, ist am Spaltkopf des Kollimators eine besondere Einrichtung getroffen, durch die nach Belieben entweder das Sternspektrum oder das Vergleichsspektrum bzw. beide zur gleichen Zeit auf die photographische Platte entworfen werden können, ohne sich zu stören.[56]) Eine Aufnahme eines Sternspektrums enthält demnach das eigentliche Sternspektrum als einen langen, gewöhnlich $^1/_4$—$^1/_3$ mm breiten Streifen, und zu beiden Seiten desselben, möglichst dicht neben ihm (der Linienkrümmung wegen), die Emissionslinien des Vergleichsspektrums. Die Ausmessung und Auswertung der Sternspektrogramme bietet nichts Besonderes gegenüber der anderer Spektrogramme. Sie erfolgt nach der bekannten Hartmannschen

Hartmannsche Reduktionsformel.

Formel $(s - s_0)(\lambda - \lambda_0)^\alpha = c$, worin λ die gesuchte Wellenlänge einer Linie, s die Mikrometerablesung, λ_0, c, s_0 und α Konstanten sind, die aus vier oder mehr Messungen von Linien bekannter Wellenlänge des Vergleichsspektrums ermittelt werden; in vielen Fällen genügt es, $\alpha = 1$ zu setzen, wodurch die Formel einem von Cornu einmal verwendeten Ausdrucke ähnlich wird.[57])

Spektrokomparator.

Ein sehr wertvolles Hilfsmittel zur schnellen und erschöpfenden Auswertung linienreicher Sternspektren ist der Hartmannsche Spektrokomparator.[58]) Sein Prinzip ist folgendes: Es seien in der gewöhnlichen Weise, mit zwei Vergleichsspektren zur Seite, das Spektrum der Sonne oder besser die Spektren einer Reihe von Fundamentalsternen der Spektralserie mit bereits genau bekannten Radialgeschwindigkeiten mittels desselben Spektrographen aufgenommen, der zu den laufenden Beobachtungen benutzt wird. Das Spektrum des Sternes, dessen Radialgeschwindigkeit bestimmt werden soll, vergleicht man mit demjenigen Fundamentalspektrum, dessen Charakter ihm am nächsten kommt. Die beiden zu vergleichenden Aufnahmen werden durch eine geeignete optische Vorrichtung in dem gemeinsamen Gesichtsfeld des Doppelmikroskops des Spektrokomparators zur Deckung gebracht. Das Fundamentalspektrum wird mittels der Mikrometerschraube so lange verschoben, bis seine Linien mit den Linien des zu untersuchenden Sternspektrums zusammenfallen; darauf werden die Linien der Vergleichsspektren der beiden Aufnahmen zur Koinzidenz gebracht. Der Unterschied der beiden Mikrometerablesungen liefert die gesuchte Radialgeschwindigkeit des Sternes, da die Radialgeschwindigkeit des Fundamentalspektrums bekannt ist. Der Vorteil dieses Verfahrens ist ein doppelter. Zunächst ist die Zeitersparnis bei linienreichen Spektren bedeutend, falls man sich nicht bei der gewöhnlichen Ausmessung nur auf wenige Linien beschränken will; sodann braucht man weiter keine Annahmen über die Wellenlängen der Sternlinien zu machen, die stets mit bedenklichen Willkürlichkeiten verknüpft sind. Will man nur die Schwankungen der Radialgeschwindigkeit eines Sternes

studieren, so kann man die Aufnahmen desselben mit einer aus ihnen ausgewählten vergleichen. Der Einfluß der Krümmung der Spektrallinien wird bei dem Spektrokomparatorverfahren im allgemeinen eliminiert.

III. Forschungsergebnisse. a) Photometrie. Die Helligkeitsverzeichnisse der Fixsterne zerfallen in beobachtungstechnischer Beziehung in drei Hauptklassen sehr verschiedener Genauigkeit. Die erste Klasse umfaßt die auf Einschätzungen in eine Gedächtnisskala, die zweite die auf Vergleichungen der Sterne miteinander nach der Argelanderschen Methode oder einem ähnlichen Verfahren, die dritte die auf wirklichen Messungen beruhenden Helligkeitsverzeichnisse. Auch die Messungen bestehen aus Vergleichungen der Sterne miteinander. Innerhalb jeder Klasse würde noch zu unterscheiden sein zwischen visuellen und photographischen Helligkeiten, die nicht ohne weiteres miteinander vergleichbar sind, und in der dritten Klasse entspricht jeder Meßmethode im allgemeinen ebenfalls ein besonderer Spektralbereich. Helligkeitsverzeichnisse.

Alle unmittelbaren photometrischen Angaben beziehen sich auf die scheinbare Helligkeit der Sterne. Die absolute Größe oder Helligkeit eines Sternes im astronomischen Sinne ist S. 381 definiert worden. Absolute Helligkeit oder absolute Größe setzen die Kenntnis der Entfernung (Parallaxe) der Sterne voraus. Die scheinbare visuelle Sterngröße der Sonne in der absoluten Skala ist nur ungenau bekannt. In der Harvard-Skala liegt sie wahrscheinlich nahe bei -27.0^m. Dies gibt für die Entfernung der Parallaxe $1'' - 0.43^m$, für die Entfernung der Parallaxe $0.1'' + 4.57^m$. Früher nahm man die Größe der Sonne zu -26.60^m an, man kommt dann für vorstehende Entfernungen sehr nahe auf die runden bequemen Zahlen 0.00^m und 5.00^m. Da an sich die Einheit der absoluten Helligkeiten gleichgültig ist, so wird neuerdings die Annahme dieser Zahlen befürwortet.[59]) Ein Stern von dieser Leuchtkraft würde an Stelle der Sonne die visuelle Größe -26.57^m haben. Seine photographische Helligkeit würde bei gleichem Spektrum mit der Sonne rund 0.7^m kleiner sein. Absolute Größe der Sonne.

Von neueren Helligkeitsverzeichnissen sind besonders hervorzuheben:

Die Bonner Durchmusterung (Argelander, Schönfeld, Krüger), welche alle Sterne bis herab zur Größe 9.5^m nördlich von 23^0 südlicher Deklination enthalten soll, in Wirklichkeit aber noch eine große Zahl erheblich schwächerer Sterne enthält. Die Größen beruhen auf Schätzungen nach einer Gedächtnisskala. Gesamtzahl der Sterne rund 458000. Die Helligkeitsskala der BD ist naturgemäß von einer absoluten weit entfernt, besonders an den beiden Grenzen. Auf Schätzungen beruhende Helligkeitsverzeichnisse.

Die noch unvollendete Cordobaer Durchmusterung (Thome) bildet die Fortsetzung der BD nach Süden. Sie soll alle Sterne bis zur 10. Größe herab enthalten.

Die Uranometria Argentina (Gould) beruht nicht auf einer Gedächtnisskala, sondern auf Vergleichungen mit einem Gürtel besonders bestimmter Hauptsterne. Sie enthält fast 9000 Sterne bis unter die 7. Größe.

Auch die Zonenkataloge der Astronomischen Gesellschaft bergen viel wertvolles Helligkeitsmaterial für die Sterne bis zur 9. Größe. In weit höherem Maße noch ist dies der Fall für Küstners Katalog von 10663 Sternen bis unter die 10. Größe in Nr. 10 der Bonner Veröffentlichungen.

Photographische Helligkeiten liefern die Cape Photographic Durchmusterung (Gill, Kapteyn) mit 455000 Sternen zwischen 18° südlicher Deklination und dem Südpol und die noch unvollendete Internationale photographische Himmelskarte. Erstere umfaßt die Sterne bis zur photographischen Größe 9.2^m vollständig und noch viele schwächere; letztere soll die Sterne bis zur 11. Größe erfassen und wird daher mehrere Millionen Objekte enthalten.

Auf wirklichen visuellen Messungen beruhende Helligkeitsverzeichnisse sind:

Auf Messungen beruhende Helligkeitsverzeichnisse.

Die Kataloge[60]) der Harvard-Sternwarte (Pickering), die Potsdamer Photometrische Durchmusterung (Müller und Kempf), die Ogyallaer Durchmusterung (Tass und Terkán), die Uranometria Oxoniensis (Pritchard).

Genaue photographische Größen geben u. a. die Göttinger Aktinometrie (Schwarzschild) und die Yerkes Actinometry (Parkhurst).[61]) Letztere enthält gewöhnliche photographische und photovisuelle Größen.

Ein vollständiges, auf die absolute Skala oder wenigstens auf eine einheitliche Skala bezogenes Helligkeitsverzeichnis etwa sämtlicher Sterne bis herab zur 9. oder 10. Größe für den ganzen Himmel ist bisher noch nicht vorhanden. Die „Revised Harvard Photometry" z. B. enthält alle Sterne des Himmels bis zur Größe 6.5^m, die Potsdamer Durchmusterung alle Sterne des nördlichen Himmels bis zur Größe 7.5^m, ihre Fortsetzung nach Süden, die Ogyallaer Durchmusterung erstreckt sich bis $-15°$ Deklination. Ebenso sind die photographischen Helligkeitsverzeichnisse nur Bruchstücke. Die Genauigkeit der Angaben der Potsdamer Durchmusterung kann, abgesehen von Systemfehlern, zu etwa 5% angenommen werden, die der Harvard-Kataloge ist durchschnittlich wohl etwas geringer, die der beiden Aktinometrien etwas größer.

Farben- und Farbenäquivalente.

b) Kolorimetrie. Farbenäquivalente. Wie die Helligkeit, so ist auch die Farbe der Fixsterne eine physikalische Eigenschaft, die bereits ohne besondere instrumentelle Hilfsmittel erforscht werden kann. In der Tat sind niemals ausgedehntere Versuche gemacht worden, die Farben der Fixsterne unmittelbar durch Messungen zu bestimmen. Seit dem Vorgange Schwarzschilds und anderer[62]) ist man vielmehr dazu übergegangen, die scheinbare Farbe durch andere, quantitativ leichter bestimmbare Eigenschaften der Sterne zu ersetzen, die man für den Farben äquivalent hielt, nämlich durch die Farbentönung oder den Farbenindex, d.h. das Intensitätsverhältnis zweier verschiedener Spektralbezirke — in der Regel des visuellen und des photographischen —, durch die effektiven Wellenlängen, durch den Spektraltypus. Erst in jüngster Zeit mehren sich die Anzeichen dafür, daß diese Begriffe

doch nicht so ohne weiteres miteinander vertauschbar sind, vor allem laufen die als Eigenschaften des kontinuierlichen Spektrums anzusprechenden Farbenindices und die effektiven Wellenlängen einerseits und die aus dem Charakter der Spektrallinien abgeleiteten Spektralklassen andererseits einander nicht in Strenge parallel. Es spielen hier noch andere, nicht völlig geklärte Faktoren mit hinein, die mit der absoluten Helligkeit oder der galaktischen Stellung der Sterne in irgendeinem Zusammenhang stehen. Man hat umgekehrt versucht, auf diesen Erscheinungen Methoden aufzubauen, die absolute Helligkeit ohne Kenntnis der Parallaxe zu bestimmen.[63])

Farbenverzeichnisse.

Von Farbenverzeichnissen, die auf visuellen Einschätzungen der Farben in eine Gedächtnisskala beruhen, sind hervorzuheben die Potsdamer Durchmusterung, ferner die Farbenkataloge von Sestini, Friedrich Krüger und Osthoff, um deren Bearbeitung bzw. Förderung und zweckmäßige Veröffentlichung J. G. Hagen sich besonderes Verdienst erworben hat. Von diesen drei Katalogen ist der Osthoffsche der genaueste und wertvollste.

Beziehungen zwischen Farbe und Farbenäquivalenten.

Den Zusammenhang zwischen Farbe, Farbenindex und effektiver Wellenlänge, der naturgemäß ein engerer sein muß als der zwischen Spektraltypus (Charakter der Spektrallinien) und Farbe, beleuchten folgende Zusammenstellungen, die verschiedenen Quellen entnommen sind:[64])

Farbe (Osthoff)	λ_{eff} (Bergstrand)	λ_{eff} (Hertzsprung)	Farbe (Osthoff)	λ_{eff} (Bergstrand)	λ_{eff} (Hertzsprung)
0.5e	419 μμ	—	4.5e	431 μμ	426 μμ
1.0	420	414 μμ	5.0	434	429
1.5	421	415	5.5	437	432
2.0	422	416	6.0	441	436
2.5	423	417	6.5	445	440
3.0	424	419	7.0	450	—
3.5	426	421	7 5	455	—
4.0	429	424	8.0	460	—
			8.5	466	—

Die λ_{eff} sind graphisch ausgeglichene Mittelwerte. Die Unsicherheit eines gemessenen λ_{eff} beträgt 5—6 μμ. Der systematische Unterschied zwischen Hertzsprung und Bergstrand rührt wohl im wesentlichen von der Verschiedenheit der benutzten Instrumente, Plattensorten usw. her, die natürlich von großem Einfluß sein muß. Die aus verschiedenen Quellen stammenden λ_{eff} sind daher nicht unmittelbar miteinander vergleichbar. Dies gilt ebenso für Farbenindices und, strenge genommen, für alle photometrischen und kolorimetrischen Beobachtungen. Vorstehende Tabelle ist der Abhandlung von Wirtz entnommen. Lindblads Arbeit ist folgende Vergleichung (S. 398) von nicht ausgeglichenen Mittelwerten von λ_{eff} mit den Farben der Potsdamer Durchmusterung und Osthoffs entnommen.

Die auch anderweitig, z. B. bereits von Schwarzschild in der Göttinger Aktinometrie bemerkte Unregelmäßigkeit der Potsdamer Skala zwischen GW und GW + ist anscheinend individuellen Charakters; in Osthoffs Skala ist sie nicht vorhanden.

Farbe (Potsdam)	λ_{eff} (Lindblad)	Farbe (Osthoff)	λ_{eff} (Lindblad)
W	416.0 μμ	2.16c	415.2 μμ
W +	415.9	2.71	416.5
GW —	416.5	3.19	418.4
GW	422.0	3.63	422.7
GW +	420 8	4.18	425.9
WG —	424.0	4.60	428.9
WG	428.3	5.11	429.4
G —	438.5	5 60	436 2
G	433.3	6.23	441.1
G +	439.7	6.61	441.3
RG — bis RG	441.7		

Internationale Definition des Farbenindex.

Der Nullpunkt der Farbenindices ist nach internationalem Übereinkommen dahin festgesetzt worden, daß der Farbenindex (photographische — visuelle Sterngröße) der Sterne vom Spektrum A_0 und der Helligkeit 5.5^m bis 6.5^m gleich 0.00^m sein soll. Er wird dann für noch frühere Spektralstufen negativ, für die späteren positiv. Die Beziehung auf eine bestimmte scheinbare Größe ist notwendig, weil Skalenfehler der verglichenen Größen voll in die Farbenindices eingehen. Die Farbenindexbestimmungen von King[65]) sind auf dieses internationale System bezogen. Sie zeigen folgenden nicht ausgeglichenen Zusammenhang zwischen Farbenindex und Spektrum. (Bezüglich der Klassifizierung der Spektren vgl. man S. 401 ff.)

Farbenindex und Spektrum.

Spektrum	Farbenindex	Spektrum	Farbenindex	Spektrum	Farbenindex
Oe 5	— 0.22m	A 5	+ 0.19m	G 5	+ 0.98m
B o	— 0.32	F o	+ 0.30	K o	+ 1.10
B 5	— 0.15	F 5	+ 0.42	K 5	+ 1.62
A o	0.00	G o	+ 0 72	M	+ 1.62

In der Göttinger Aktinometrie ist die Beziehung der Farbenindices auf das internationale System noch nicht ausgeführt. Die Farbenindices der Yerkes Actinometry von Parkhurst sind die Differenzen: photographische—photovisuelle Größen. Die photovisuellen Größen sind durch Aufnahmen auf „Cramer trichromatic"-Platten mit einem geeigneten Farbenfilter erhalten. Sie schließen sich den visuellen Größen der Potsdamer Durchmusterung sehr nahe an.

Die Beziehungen zwischen den Farben nach Osthoff und den Farbenindices der Göttinger Aktinometrie gibt die folgende Tabelle wieder:

Farbe (Osthoff)	Farbenindex (Göttingen—Potsdam)	Farbe (Osthoff)	Farbenindex (Göttingen—Potsdam)
1.5c	— 0.62m	5.3c	+ 0.86m
2.1	— 0.35	6.0	+ 1.13
2.7	— 0.05	6.4	+ 1.37
3.9	+ 0.23	6.8	+ 1.62
5.0	+ 0.54	7.3	+ 2.09

Die Darstellung durch die Formel: Farbe (Osthoff) $= 3.25^c + 3.01^c$ (G.—P.) $- 0.522^c$ (G.—P.)^2 ist sehr befriedigend.[66])

Die bisherigen Untersuchungen über die Zusammenhänge zwischen Farbe, Farbenäquivalent und Spektraltypus haben nun immer deutlicher gezeigt, daß diese Eigenschaften zwar eng miteinander verknüpft, aber nicht ohne weiteres vertauschbar sind. Läßt man die zu ungenauen und unbestimmten Farben außer Betracht, so sind zunächst die Beziehungen zwischen dem Spektraltypus und den Farbenäquivalenten nicht eindeutig. Stellt man nämlich die Farbenindices als Funktion des Spektraltypus dar, so ergibt sich eine Kurve, die ein Minimum und ein Maximum hat, ersteres etwa beim Spektraltypus B o, wie bereits aus der Zusammenstellung der Kingschen Werte (S. 398) ersichtlich ist, letzteres beim Spektraltypus M a. Die Farbenindices der Sterne von früherem Spektraltypus als B o haben zum mindesten nicht größere negative Werte als die Sterne vom Typus B o, und Sterne der späteren Stufen des Spektraltypus M haben nach den bisher vorliegenden lichtelektrischen Messungen entschieden kleinere positive Farbenindices als die Sterne vom Typus M a. Weit wichtiger noch ist die Frage der Abhängigkeit des Farbenindices von der absoluten Helligkeit, also von einer unabhängigen Variabeln, die an sich in keinerlei Beziehung zum Spektraltypus zu stehen braucht. Sowohl die Untersuchungen von Adams, Seares und Lindblad[67]), wie unveröffentlichte lichtelektrische Bestimmungen des Verfassers zusammen mit K. Bottlinger zeigen scheinbar eine starke Abhängigkeit des Farbenindex von der absoluten Helligkeit: bei gleichem Charakter der Spektrallinien, d. h. bei gleichem Spektraltypus, ist die Helligkeitsverteilung im kontinuierlichen Spektrum der absolut lichtschwachen Sterne sehr merklich verschieden von der der absolut hellen Sterne. In den Spektralklassen G und K sind die absolut schwachen Sterne „weißer" als die absolut hellen derselben Spektralklasse, in den Klassen B und A sind sie „gelber". Etwa beim Spektraltypus F und wahrscheinlich wiederum beim Spektraltypus M schneiden sich die beiden Farbenindexkurven. Es steht noch nicht fest, ob die Lage dieses Schnittpunktes von der Wahl der verglichenen Spektralbezirke abhängt, wie man erwarten sollte. Ob die absolute Helligkeit in Wirklichkeit die bestimmende unabhängige Variabele ist, oder ob noch andere Faktoren in Betracht kommen können, bedarf ebenfalls der weiteren Prüfung.

Nichteindeutigkeit der Beziehungen zwischen Farbenindex und Spektrum.

Farbenindex und absolute Helligkeit.

Dem auf Grund dieses Verhaltens der absolut hellen und schwachen Sterne gemachten Vorschlag von Seares und von Lindblad[68]), durch zwei verschiedene Farbenindices bzw. zwei verschiedene effektive Wellenlängen Spektrum und absolute Helligkeit zugleich zu bestimmen, scheint nach den lichtelektrischen Untersuchungen, wenigstens was die Farbenindices anbetrifft, kein positiver Erfolg beschieden zu sein, indem die Farbenindices, die aus benachbarten Spektralbezirken gewonnen sind, einander sehr nahe parallel verlaufen. Dies müßte in gleicher Weise für die effektiven Wellenlängen gelten. Wenn daher nach den vorläufigen Versuchen von Lindblad die effektiven Wellenlängen die gleichzeitige Bestimmung von Spektrum und absoluter Helligkeit ermöglichen soll, so bedarf dieses Ergebnis noch einer

Bestimmung der absoluten Helligkeit aus Farbenindex und Spektraltypus.

sorgfältigen Nachprüfung, da die Methode der effektiven Wellenlängen beträchtlichen systematischen Fehlern ausgesetzt ist, die von der scheinbaren Helligkeit — daher praktisch auch von der absoluten Helligkeit — abhängen. Dagegen scheint es wohl möglich, aus Farbenindex und Spektraltypus die absolute Helligkeit von Sternen der Spektralklassen G und K mit einer Genauigkeit von einigen Zehnteln einer Größenklasse zu bestimmen, wenn man erst aus Sternen mit bekannter absoluter Helligkeit (bekannter Parallaxe) die notwendige Beziehung erwiesen und festgelegt hat. Aus der so gefundenen absoluten Helligkeit ließe sich natürlich auch die Parallaxe berechnen. Die Unterschiede der Farbenindices von absolut schwachen und hellen Sternen desselben Spektrums sind nach den bisherigen Messungen in der Spektralklasse K recht bedeutend; sie können in extremen Fällen wohl eine Größenklasse erreichen. Es muß aber nochmals betont werden, daß es noch nicht einwandfrei feststeht, ob in der Tat die absolute Helligkeit der bestimmende Faktor für die Unterschiede der Farbenindices von Sternen gleichen Linien-Spektralcharakters ist.

Das Spektrum der Fixsterne und Nebelflecken.

c) Spektroskopie. Die Spektra der Fixsterne sind zusammengesetzte, bestehend aus einem kontinuierlichen Emissionsspektrum und einem darüber gelagerten diskontinuierlichen Absorptions- oder Emissionsspektrum. Die Spektra der Nebelflecke sind teils denen der Fixsterne ähnlich, teils stellen sie sich als Gasspektra mit meistens sehr schwachem kontinuierlichen Grunde dar, der aber niemals ganz zu fehlen scheint. Von den Spektraleinteilungen wird die älteste, die Secchische, auch heute noch gebraucht, wenn es sich nur um eine ganz rohe Bezeichnung des Spektrums handelt. Die beiden Vogelschen Einteilungen sind formal eine Weiterbildung der Secchischen, obwohl sie von einem anderen Gesichtspunkte ausgehen. Gewöhnlich wird heute die zweite Harvard-Einteilung, die Cannonsche, benutzt, daneben auch häufig die erste Harvard-Einteilung, die Maurysche, die vor der Cannonschen den Vorzug hat, daß sie neben dem allgemeinen Charakter des Spektrums besondere Eigentümlichkeiten der Linien berücksichtigt. Im praktischen Gebrauch ist sie aber unbequemer als jene. Für gewisse Untersuchungen kommt noch eine von Lockyer herrührende Einteilung in Betracht, die, obwohl ziemlich gleichzeitig mit der Vogelschen entstanden, sich bereits auf der ganz modernen Anschauung eines aufsteigenden und absteigenden Astes der Sternentwicklung gründet.[69])

Spektraleinteilungen.

Die Secchische Einteilung ging von den Farben der Fixsterne aus, während den übrigen Einteilungen der Gedanke zugrunde liegt, daß die Mannigfaltigkeit der Spektren die verschiedenen Entwicklungsphasen darstellt, die ein Stern vom Gasnebel bis zum schließlichen Erlöschen durchläuft. Alle bisherigen Spektraleinteilungen knüpfen an das diskontinuierliche Linien- und Bänderspektrum unter fast völliger Vernachlässigung der Helligkeitsverteilung im kontinuierlichen Spektrum an. Gewisse charakteristische Linien und Bänder, deren Intensität von Spektralstufe zu Spektralstufe besonders starken Änderungen unterliegt, dienen hauptsächlich zur genauen

Bestimmung des Spektraltypus. Kurz vor dem Kriege ist nach diesem Prinzip auf dem Mount Wilson von Kohlschütter eine quantitative Methode entwickelt und dann von Adams ausgebaut worden, bei der die Intensitäten ausgewählter Linien, solcher, die sich stark, und solcher, die sich wenig oder entgegengesetzt mit dem Spektraltypus ändern, quantitativ miteinander verglichen werden.[70])

Quantitative Bestimmung des Spektraltypus.

Die folgende Tabelle ermöglicht die Vergleichung der verschiedenen Spektraleinteilungen mit Ausnahme der besonders zu betrachtenden Lockyerschen.

Vergleichung der verschiedenen Spektraleinteilungen

Secchi	Vogel	Maury	Cannon	Bemerkungen; Beispiele
(V)	II b	XXII	Oa, Ob, Oc, Od, Oe	Wolf-Rayet-Sterne; γ Velorum, Harv. Ann. 50 Nr. 2583, Nr. 6249, ζ Puppis od. λ Cephei, 29 Canis maj.
		I	Oe 5	λ Orionis
	Ib	II	B 0	ε Orionis
		III	B 1	β Cephei
		IV	B 2	γ Orionis
		IV—V	B 3	π^4 Orionis } Heliumsterne
		V	B 5	η Tauri
		VI	B 8	β Persei
		VI—VII	B 8, B 9	α Delphini
I	Ia	VII	A 0	α Lyrae
		VIII	A 0	α Geminorum
		IX	A 2	δ Ursae maj.
		X	A 5	α Aquilae
		XI	F 0	γ Bootis
		XI—XII	F 2	ζ Leonis
		XII	F 5	α Canis min.
		XII—XIII	F 5	α Persei
		XIII	F 8	α Ursae min.
II	IIa	XIV	G 0	α Aurigae, Sonne
		XIV—XV	G 5	β Bootis
		XV	K 0	α Bootis, α Cassiopeiae
		XV—XVI	K 2	γ Aquilae
		XVI	K 5	α Tauri
III	IIIa	XVII	M a	β Andromedae
		XVIII	M a, M b	α Orionis, β Pegasi
		XIX	M b	ρ Persei
		XIX—XX	M b, M c	α Herculis, R Lyrae
		XX	M d	o Ceti
IV	IIIb	XXI	N	19 Piscium
(VI)			R	BD — 10°5057, — 3°1685

Kurze Beschreibung der Spektralklassen nach Harvard-Annalen, Band 28 u. 56.

Klasse O.

Beschreibung der Spektralklassen.

In den drei ersten Stufen der Klasse O, O a, O b, O c besteht das Spektrum aus einem kontinuierlichen Untergrunde mit hellen Bändern; dunkle Linien sind gewöhnlich nicht vorhanden. Letztere treten regelmäßig erst in O d auf. In O a kontinuierliches Spektrum schwach, matte helle Bänder am Ort von H_γ, H_δ und der Heliumlinie 4471,8. Die sogenannte zweite Nebenserie des Wasserstoffes, die neuerdings auf Grund theoretischer Erwägungen von Bohr und experimenteller Untersuchungen von Paschen u. a. dem Helium zugeschrieben werden muß, als Emissionslinien vielleicht vorhanden. Zwei breite helle Bänder bei 4633 und 4688 (?), von denen das zweite schwächer ist. Ein weiteres schwaches Band bei 4059. In O b sind die Bänder teilweise verschieden von denen in O a und sehr breit. Die erste und zweite Nebenserie des Wasserstoffs hell vorhanden. Das Band 4688 sehr hell, in demselben eine nahe zentrale

schmale Linie bei 4685.4; zuweilen ist das Band auch doppelt, Trennung jedoch bei größerer Wellenlänge als 4685.4; auch die andern Bänder scheinen zuweilen doppelt zu sein. Ein Band bei 4606 fällt nicht mit dem Bande 4633 der andern Klassen zusammen. Das Band 4059 wohl ausgeprägt. In Oc sind die Bänder dieselben wie in Ob, jedoch viel schmaler. Die beiden Nebenserien des Wasserstoffes hell. Helles mattes Band bei 4471 8 (Helium). Das Band 4688 sehr auffallend, ebenso 4633. Helles Band bei 4514.5; an dieser Stelle in Oe und Oe5 eine dunkle Linie. Die Linie 4059 hell und schärfer als die übrigen Linien. In Od (ζ Puppis) sind alle Linien außer den Bändern 4688 und 4633 dunkel, ihre Definition gut, ihre Zahl sehr gering. Die beiden Wasserstoffserien und die Heliumlinie 4471.8 sind vorhanden und dunkel. Die beiden hellen Bänder schwächer als in Oe; 4688 doppelt Die Kalziumlinie K ist vorhanden und dunkel. Zweite Wasserstoffserie bis 5414 nachweisbar; schwache Linie bei 5202. In Oe alle Linien dunkel, nur die beiden Bänder 4688 und 4633 hell. Die Zahl der dunkeln Linien viel größer als in Od. Beide Nebenserien des Wasserstoffs und zahlreiche Heliumlinien vorhanden. Die Hauptserie des Heliums nicht nachweisbar. Dunkle Linie bei 4059, 4514.5 und andere. Nach Wolf sind die Spektren der Klasse O beständigen, merklichen Änderungen unterworfen. Von der Klasse O weisen einerseits Zwischenglieder nach den planetarischen Nebeln hin, die in engem physischen Zusammenhang mit den O-Sternen zu stehen scheinen; andererseits bilden die Stufe Oe und die Stufe Oe5 den Übergang zu der Klasse B, den Heliumsternen. Das Spektrum der Nova Aurigae von 1891 und der Nova Persei von 1901 gehört gegenwärtig ebenfalls dem Typus O an. In Oe5 fehlen die beiden hellen Bänder 4633 und 4688. Die zweite Nebenserie des Wasserstoffs wie in Oe, die Heliumlinien wie in Bo. Gut ausgeprägte dunkle Linie bei 4685.4. Ebenso die Kalziumlinie K scharf und kräftiger als in Oe und B.

Klasse B.

Orion- oder Heliumsterne. Alle Linien dunkel. Bo: Zweite Nebenserie des Wasserstoffs schwächer als in Oe5, Heliumlinien sehr kräftig, so daß die erste Nebenserie des Wasserstoffs nicht gleich in die Augen fällt wie bei den späteren Stufen. Eine dunkle Linie 5588. Die Linien 4089.2, 4116.2, 4649.2 in dieser Stufe im Maximum ihrer Intensität. K, und wahrscheinlich auch H, vorhanden. B1: Zweite Nebenserie des Wasserstoffs verschwunden. Heliumlinien sehr ausgeprägt, Zahl der schwachen Linien angewachsen. B2: Heliumlinien im Maximum, K kräftiger als in B1. In den folgenden Stufen nimmt die Intensität der Heliumlinien allmählich ab, die der Wasserstofflinien zu. In B8 treten zuerst Linien des Sonnenspektrums auf: 4233.6, 4173.6 4179.5, 4383.7, 4385.2. In B9 sind noch die Heliumlinien 4026.4 und 4471.8 ziemlich ausgeprägt, letztere tritt auch zuerst in Oe auf. Im übrigen ist das Spektrum ähnlich der folgenden Klasse.

Klasse A.

Die Wasserstofflinien der ersten Nebenserie, H_α, H_β, H_γ ... beherrschen das Spektrum durch ihre große Intensität, dessen Maximum in Ao bis A2 erreicht wird. Die Heliumlinien sind in einigen Sternen der Stufe Ao noch spurenweise vorhanden (z. B. in α Lyrae und in der nachher zu besprechenden Mauryschen Nebenserie c), im übrigen verschwinden sie von nun an ganz, abgesehen von einigen anomalen Spektren. Mit dem Fortschreiten von Ao bis Fo, der folgenden Klasse, nimmt die Intensität der Wasserstofflinien zuerst kaum merklich, später schneller ab, die Intensität der Kalziumlinien H und K und die Zahl der Metalllinien nimmt zu. Unter den letzteren ist zunächst die auffallendste die Magnesiumlinie 4481; später treten die Kalziumlinie 4227, die Linie 4233.6 und andere mehr hervor.

Klasse F.

Die Intensität der Wasserstofflinien nimmt weiter ab, Zahl und Intensität der Sonnenlinien nehmen zu. Das Spektrum nähert sich mehr und mehr dem der Sonne. Jedoch ist das im Sonnenspektrum so charakteristische, bei schwächerer Dispersion kontinuierlich erscheinende Band G (4299—4315) zunächst noch deutlich diskontinuierlich, wird aber mehr und mehr kontinuierlich.

Klasse G.

Sonnenspektrum. Die Kalziumlinien H und K und das Band G sind die auffallendsten Absorptionen des Spektrums. Band G nur bei größerer Dispersion noch diskontinuierlich. Die Wasserstoffserie fällt nicht mehr besonders in die Augen. Ihre Intensität nimmt weiter ab.

Klasse K.

Die Wasserstofflinien sind unter den übrigen Linien ganz unauffällig. Band G ähnlich wie in der Klasse G; 4227 nimmt an Intensität zu, ebenso H und K. Die Intensität des kontinuierlichen Spektrums im Violetten jenseits von G, die bereits in der vorhergehenden Klasse merklich geringer wird, nimmt jetzt stärker ab. Von K 5 ab beginnt das allgemeine Aussehen des Spektrums sich entschieden dem des dritten Typus zu nähern. H, K und 4227 sind die stärksten Linien, Band G wird wieder diskontinuierlich. Die Intensität des kontinuierlichen Spektrums ist jenseits der Kalziumlinie K nur noch sehr gering. Die für den dritten Typus charakteristischen Absorptionsbänder, deren Kanten bei 4762, 4954 und 5168 liegen, sind bereits deutlich sichtbar. Diese Bänder gehören dem Titanoxyd an und sind auch in den Sonnenflecken nachgewiesen. Sie deuten offenbar auf niedrige Temperatur hin. Sonnenlinien stärker als in Klasse G.

Klasse M.

Secchis dritter Typus. Die vorhin genannten charakteristischen Absorptionsbänder des dritten Typus sind jetzt wohlausgebildet. Sie sind an der violetten Seite am stärksten und nehmen nach der roten Seite an Intensität allmählich ab. Ihre Ausbildung wird von Ma nach Mb und Mc zunehmend stärker, es tritt ein weiteres Band mit der Kante bei 5445 auf. Die Sonnenlinien nehmen allmählich an Zahl und Intensität ab. Die Intensität der Wasserstofflinien ist wechselnd, in Sternen mit großer absoluter Helligkeit, wie α Orionis, verhältnismäßig groß, bei absolut schwachen Sternen sehr gering. H, K und 4227 sehr auffallend. Der plötzliche Helligkeitsabfall des kontinuierlichen Spektrums bei G, der in der vorhergehenden Klasse so ausgeprägt ist, geht in den späteren Stufen der Klasse M wieder zurück. Die Sterne der Abteilung Md bilden eine besondere Gruppe für sich, die durch das Auftreten heller Wasserstofflinien charakterisiert wird. Diese Gruppe scheint nicht äquivalent den übrigen Spektralstufen zu sein, vielmehr deutet das Auftreten der hellen Wasserstofflinien auf besondere physische Verhältnisse hin. Dies wird durch die Tatsache gestützt, daß alle Sterne der Abteilung Md stark veränderliche Helligkeit haben und fast alle einer ganz bestimmten Klasse von Veränderlichen angehören, deren Prototyp der Veränderliche o Ceti (Mira) ist. Weiter spricht dafür der Umstand, daß das Auftreten der hellen Wasserstofflinien nicht an einen bestimmten Grad der Ausprägung der Merkmale des dritten Spektraltypus gebunden ist, sondern mit den Merkmalen der Klasse K bis Mc verknüpft sein kann. Diesem Umstand trägt die von Fleming (Harv. Ann. 56) eingeführte Unterteilung der Gruppe Md in 11 Stufen, Md1, Md1.5, Md2, Md3 . . . Md10, Rechnung.

Klasse N.

Secchis vierter Typus. Die Absorptionsbänder unterscheiden sich von denen der Klasse M durch ihre Lage und dadurch, daß ihre Kanten an der roten Seite liegen. Die beiden stärksten Bänder liegen im photographischen Teil (4640 bis 4750) und zwischen diesem und der Linie D. Die Bänder der Klasse N fallen mit denen des Kohlenwasserstoffs und des Cyans zusammen. Außerdem sind aber auch zahlreiche Linien vorhanden (z. B. die des Kalziums, Chroms und Eisens). Die Wasserstofflinien scheinen zuweilen hell zu sein, vielleicht sind auch noch andere helle Linien vorhanden. Der photographische Teil des kontinuierlichen Spektrums ist außerordentlich schwach und besteht fast nur aus zwei oder drei hellen Stellen, die durch nichtleuchtende Zwischenräume, die Absorptionsbänder, getrennt sind.

Klasse R.

Die Spektren der Klasse R sind im Blauen nicht abgeschnitten gleich denen der Klasse N, sondern erstrecken sich bis zu so kurzen Wellenlängen wie die der Klasse K. Das

Absorptionsband 4640 bis 4750 ist vorhanden, außerdem ein zweites bei 4227. Es ist nicht ausgeschlossen, daß zwischen den Klassen R und N ein kontinuierlicher Übergang mit zahlreichen Zwischenstufen besteht. Wahrscheinlich ist die Farbe der R-Sterne im Gegensatz zu den tiefroten N-Sternen gelb, gleich der des zweiten Typus.

In der Mauryschen Spektralreihe sind einige, nur durch je einen Stern vertretene Zwischenstufen, denen keine besondere Abteilung in der Cannonschen Einteilung entspricht, weggelassen. Ebenso sind in der Cannonschen Einteilung nicht alle Zwischenstufen, wie B4, B6, B7, A6—A8 usw. angeführt. Vogels Unterabteilungen Ia_1, Ia_2, Ia_3, die sich den Harvard-Einteilungen nicht koordinieren lassen, sind ebenfalls nicht berücksichtigt. Spektren mit hellen Linien werden in den einzelnen Einteilungen verschieden behandelt. Vogel, dem Spektren mit beständigen Emissionslinien nur im I. Typus bekannt waren, bezeichnet sie mit Ic_1 und Ic_2, je nachdem nur die Wasserstofflinien oder auch die Heliumlinien hell auftreten. Maury bezeichnet die Spektren vom Heliumtypus mit hellen Linien mit L (lucid), Cannon ordnet sie nach dem Charakter der dunkeln Linien in die normale Reihe ein und versieht den Spektralcharakter mit einem p (peculiar). Die Bezeichnung wird auch für andere starke Abweichungen von der normalen Serie benutzt. Maury gebraucht dafür den großen Buchstaben P. Spektren gemischten Charakters (zusammengesetzte Spektren, deren Komponenten verschiedenen Spektralcharakter haben) bezeichnet Maury mit C, Cannon mit p.

Die Mauryschen Parallelserien.

Von besonderer Bedeutung sind in der Mauryschen Einteilung die Parallelserien. Jede der Mauryschen Klassen II bis XIV zerfällt noch in je drei Unterabteilungen (divisions), die mit *a*, *b*, *c*, bei Zwischenstufen mit *ab*, *ac* bezeichnet werden. Zur Unterabteilung *a* gehören in jeder Klasse jeweilig die Spektren mit normaler Beschaffenheit der Spektrallinien, was ihre Schärfe, Breite und relative Intensität anbetrifft. In der Unterabteilung *b* sind die Linien stark verbreitert und verwaschen, jedoch von normaler relativer Intensität. In der Unterabteilung *c* sind die Wasserstofflinien schmal und scharf, ebenso, wenn vorhanden, die Heliumlinien. Die Intensität der Kalziumlinien H und K ist meistens vermehrt, überhaupt sind die relativen Intensitäten der Metallinien, z. T. auch ihre Wellenlängen, abweichend von denen der Serien *a* und *b*. Die Abweichungen betreffen insbesondere die Linien hoher Temperatur (Funkenlinien, enhanced lines). Der *b*-Charakter dürfte in der Hauptsache auf Dopplereffekt infolge Duplizität und schneller Bahnbewegung oder infolge schneller Rotation oder endlich infolge großer Molekulargeschwindigkeit (hoher Temperatur) der absorbierenden Gase zurückzuführen sein. Jedenfalls hat sich die erstere Vermutung in zahlreichen Fällen bestätigt. Die Serien *a* und *b* sind daher physikalisch nicht wesentlich voneinander verschieden. Dagegen scheint der *c*-Charakter auf abweichende physikalische Verhältnisse hinzudeuten, obwohl auch zuweilen gewisse Anzeichen für zusammengesetzten Charakter des Spektrums (Übereinanderlagerung eines Emissions- und Absorptionsspektrums oder zwei Komponenten) vor-

liegen. In den späteren Abteilungen sowie in I ließ sich die Unterteilung in die Parallelserien nicht durchführen; von XIV ab verschwinden die Merkmale des *c*-Charakters. Entsprechend dem numerischen Verhältnis kann man in den Klassen II bis XIV von einer normalen oder Hauptserie (*a*, *b*) und einer Nebenserie (*c*) sprechen. Daß der Nebenserie *c*, bei schwächerer Ausprägung *ac*, eine besondere Bedeutung zukommt, ergibt sich auch aus verschiedenen anderen merkwürdigen Umständen, auf die Hertzsprung aufmerksam gemacht hat.[71]) Die *c*-Sterne zeigen eine starke Konzentration nach der Milchstraße hin, sie haben fast ausnahmslos sehr kleine Eigenbewegungen und Parallaxen, sind also absolut sehr helle Sterne, da ihre scheinbare Helligkeit durchschnittlich nicht kleiner ist als die der Sterne der anderen Serien. Dies gilt insbesondere auch für die kurzperiodischen Veränderlichen vom δ Cephei- und ζ Geminorum-Typus, die, soweit sie spektroskopisch genauer untersucht worden sind, sämtlich *ac*-Charakter zeigen. Die Radialgeschwindigkeit ist meistens auch sehr klein. Dagegen zeigt sich kein Unterschied in dem Verhalten der *a*- und *b*-Sterne.

Lockyers Spektraleinteilung.

Sehr bemerkenswert sind im Rahmen dieser Betrachtungen auch die Beziehungen zwischen den Mauryschen Parallelserien und der Lockyerschen Spektraleinteilung und den dieser zugrunde liegenden Anschauungen, die, mag man sich auch sonst zu ihr stellen, wie man will, doch zweifellos bereits sehr früh wertvolle Fingerzeige für ein tieferes Verständnis der vorliegenden Tatsachen gegeben haben. Lockyer teilt die Spektren in zwei Gruppen, deren allgemeiner Spektralcharakter im großen ganzen übereinstimmt, die sich aber durch das Verhalten der Linien hoher und niedriger Temperatur voneinander unterscheiden. Den Einteilungen von Vogel, Maury und Cannon liegt die Anschauung zugrunde, daß am Anfang der Sternentwicklung der Gasnebel steht; Lockyer nimmt an, daß die Sterne am Anfang der Entwicklung sehr geringe Dichte und geringe Temperatur besitzen und daß ihre Konstitution die einer Meteoritenwolke ist, die sich allmählich zusammenzieht. Die Temperatur steigt, solange der Wärmegewinn durch die Kontraktion (infolge der Zusammenstöße der einzelnen Teilchen der Wolken) den Strahlungsverlust übersteigt. Später nimmt die Temperatur ab; die Dichte dagegen steigt beständig weiter. Diese Vorstellung hat bereits viele Ähnlichkeit mit den modernen, auf der Strahlungstheorie fußenden Anschauungen. Nach Lockyer stellen also die heißesten weißen Sterne den Höhepunkt der Entwicklung dar, von dem die beiden Äste der Entwicklungskurve ausgehen, der aufsteigende mit Sternen geringer Dichte und zunehmender Temperatur, der absteigende mit Sternen großer Dichte und abnehmender Temperatur. Auf beiden Ästen kommen sämtliche Spektralstufen von B bis M vor, während die Sterne vom Typus N von Lockyer an das Ende der Entwicklung gesetzt werden. Man kann darüber im Zweifel sein, ob diese Einordnung des Typus N berechtigt ist. Auch sonst ist ihm die Scheidung der Sterne in dem beabsichtigten Sinne nicht völlig geglückt. Lockyers Spektralsystem hat folgende Gestalt:

Heißeste Sterne mit einfachster chemischer Beschaffenheit (Argonian und Alnitamian stars); Beispiele γ Argus (O a p), ζ Puppis (O d) ϵ Orionis (B o, *a*).

Aufsteigender Ast der Entwicklung, Sterne steigender Temperatur.		Absteigender Ast der Entwicklung, Sterne abnehmender Temperatur.	
Crucian stars	(β Crucis, B 1, *c*?)	Achernian stars	(α Eridani, B 5, *b*)
Taurian stars	(ζ Tauri, B 3, —)	Algolian stars	(β Persei, B 8, *a*)
Rigelian stars	(β Orionis, B 8, *c*)	Markabian stars	(α Pegasi, A o, *b*)
Cygnian stars	(α Cygni, A 2, *c*)	Vacat	
Vacat		Sirian stars	(α Canis maj., A o, *a*)
Polarian stars	(α Ursae min., F 8, *a c*)	Procyonian stars	(α Canis min., F 5, *a*)
Aldebarian stars	(α Tauri, K 5, —)	Arcturian stars	(α Bootis, K o, —)
Antarian stars	(α Scorpii, M a p, —)	Piscian stars	(19 Piscium, N, —)
Nebulae		Dark stars.	

In den Klammern ist der Prototypstern und seine Spektralklasse nach Cannon nebst der Serienbezeichnung nach Maury angegeben. Man bemerkt, daß auf dem aufsteigenden Ast Sterne der Mauryschen Serie *c* und andere Sterne von notorisch großer absoluter Helligkeit Platz gefunden haben, während auf dem absteigenden Ast nur Sterne der Serien *a* und *b* stehen. Auch ist die Tendenz zu mittlerer oder geringer absoluter Helligkeit auf dem absteigenden Ast unverkennbar. Statt des absolut ziemlich hellen α Bootis hätte allerdings besser ein Stern wie 61 Cygni gepaßt, und auch die Sterne vom Typus N scheinen zu den Sternen von großer absoluter Helligkeit zu gehören. Der Übergang von den Nebeln zu den „Antarian stars" ist durch keine bekannten Zwischenstufen belegt. Die Nebel haben nach Lockyer eine niedrige Temperatur. Die Sterne des aufsteigenden Astes unterscheiden sich von denen des absteigenden Astes durch das Vorherrschen der „Funkenlinien" (enhanced lines) der Elemente, also der Linien hoher Temperatur oder großer Energie der Anregung. Die ihnen entsprechenden Elemente sollen einfachste Atombeschaffenheit haben und Lockyer bezeichnet diesen Zustand mit dem Affix „Proto" (z. B. Protomagnesium). Die Protometallinien sind in der aufsteigenden Reihe verhältnismäßig kräftig, die Wasserstofflinien der ersten Nebenserie (H_α, $H_\beta \cdots$) verhältnismäßig schmal. Auf dem absteigenden Ast treten die Bogenspektra der Elemente mehr und mehr hervor. Die Protometallinien sind verhältnismäßig schmal, die Wasserstofflinien verhältnismäßig kräftig. Im Spektrum von α Scorpii ist das Bänderspektrum des Mangan (nach Lockyer), im Spektrum von 19 Piscium das des Kohlenstoffs vorhanden. In den heißesten Sternen (Spektrum O, B) tritt die sogenannte zweite Nebenserie des Wasserstoffs ($H_{\alpha'}$, $H_{\beta'}$, $\cdots$) auf, die von Pickering zuerst im Spektrum von ζ Puppis entdeckt wurde. Die Linie λ 4686 (von Fowler zuerst im Laboratorium hervorgerufen, aber zunächst als erste Linie der ersten Hauptserie des Wasserstoffs angesprochen), die ebenfalls nur bei kräftiger Anregung auftritt, ist als helles Band oder als helle Linie in den Spektren vom Typus O, in den Gasnebeln, in der oberen Chromosphäre der Sonne und in den neuen Sternen beobachtet worden. Die „zweite Nebenserie des Wasser-

stoffs“ repräsentiert nach Lockyer einen Zustand weitgehender Dissoziation des Wasserstoffs (Protowasserstoff). Im Laboratorium ist es erst 1912 Fowler gelungen, die ζ Puppis-Serie, die erste Hauptserie und ferner eine zweite Hauptserie des Wasserstoffs hervorzubringen. Von diesen drei Serien ist es aber nach Bohrs Theorie und Paschens experimenteller Untersuchung sehr wahrscheinlich, daß sie dem Helium angehören.[72]) Die erste Linie der zweiten Hauptserie λ 3203 ist bisher in Spektren von Himmelskörpern nicht nachgewiesen; sie liegt nahe an der Grenze des von der Erdatmosphäre noch durchgelassenen Spektrums.

d) Moderne Auffassung der Spektralreihe. Es wird zweckmäßig sein, an Lockyers Spektraleinteilung gleich die Darstellung der neueren Auffassung der Spektralreihe und der Entwicklung der Sterne anzuschließen, die, obwohl von anderen Gesichtspunkten ausgehend, zu merkwürdig verwandten Anschauungen geführt hat. In den ersten hierhin gehörenden Arbeiten von Hertzsprung[73]) wird noch die von Maury aufgestellte Hypothese vertreten, daß die Sterne nicht alle die gleiche Entwicklung durchmachen, sondern zwei (oder mehr) kollaterale Entwicklungsreihen bilden, eine Ansicht, die man auch heute wohl noch nicht als endgültig abgetan betrachten kann. Es entstand nun die Frage, in welcher Weise sich die Sterne der beiden Mauryschen kollateralen Serien *a* und *c* voneinander unterscheiden. Hertzsprung fand als besonders charakteristisches Unterscheidungsmerkmal die absolute Helligkeit; die Sterne der Serie *c* sind absolut beträchtlich heller als die Sterne der Serie *a*. Von der Spektralklasse K ab verschwinden die beschriebenen spektralen Unterscheidungsmerkmale der beiden Serien, dafür treten, wie schon Hertzsprung bemerkt und wie man besonders in den letzten Jahren erkannt hat, andere spektrale Unterschiede auf, die in derselben Weise einen Schluß auf die absolute Helligkeit ermöglichen. Jedenfalls bleibt die Teilung in absolut helle und schwache Sterne auch bei den späteren Spektralklassen bestehen und wird sogar noch ausgeprägter. Beim Fortschreiten nach den früheren Spektralklassen hin wird der Spielraum der absoluten Helligkeiten immer kleiner, so daß in den Spektralklassen B und A praktisch nur absolut helle Sterne vorhanden sind. Hertzsprungs Untersuchungen ergaben also folgendes Bild. Von dem Spektraltypus B ausgehend findet man zunächst große absolute Helligkeit und den Spielraum, innerhalb dessen dieselbe schwankt, verhältnismäßig gering. Dies gilt insbesondere für die Orionsterne (Typus B), die fast alle sehr kleine scheinbare Eigenbewegungen haben und somit sehr weit entfernt sein müssen. Direkte Parallaxenbestimmungen bestätigen dies. Ihre absoluten Helligkeiten sind, da auch ihre scheinbaren Helligkeiten groß sind, demnach sehr bedeutend. Bemerkenswerterweise sind auch die Radialgeschwindigkeiten der B-Sterne durchschnittlich klein. Schreitet man nun in der Spektralreihe längs der Serie *a* fort, so ändern sich die charakteristischen Eigenschaften (Eigenbewegung, absolute Helligkeit) eines gegebenen Sternmaterials mit nach unten begrenzter scheinbarer Helligkeit in der nach

Kollateralserien.

Absolut helle und schwache Sterne.

der gewöhnlichen Anschauung über die Sternentwicklung zu erwartenden Weise. Man gelangt mit fortschreitendem Spektraltypus zu immer geringeren absoluten Helligkeiten, immer größeren Eigenbewegungen (bzw. Parallaxen), indem nur die näheren Sterne ihrer scheinbaren Helligkeit gemäß noch in das nach der scheinbaren Helligkeit begrenzte Material hineinfallen. Daneben tritt nun eine Parallelserie auf, die sich ganz verschieden verhält. Es sind dies in den früheren Klassen bis G insbesondere die *c*- und *ac*-Sterne, in den späteren die hellen roten Sterne. Eigenbewegungen und Parallaxen sind bei den *c*- und *ac*-Sternen fast ausnahmslos, ohne Rücksicht auf den Spektraltypus, sehr klein, die absoluten Helligkeiten folglich sehr groß und durchaus von der Ordnung derjenigen der B-Sterne. Mit dem Typus G bricht der *c*-Charakter plötzlich ab, und gleichzeitig treten die absolut hellen roten Sterne wie γ Draconis, α Orionis, α Scorpii, β Pegasi, α Herculis usw. auf, deren absolute Helligkeiten trotz geringer Flächenhelligkeit (entsprechend der geringen Oberflächentemperatur) denen der B-Sterne nicht nachsteht. Zwischen den roten Sternen der normalen Serie, die etwa durch 61 Cygni (Spektrum K 7) vertreten sind, und denen der hellen Serie klafft bisher eine weite Kluft, indem Zwischenglieder mit einer mittleren Helligkeit ganz oder fast ganz fehlen. In den früheren Spektralklassen G und F ist die Trennung weniger ausgesprochen, und in den Klassen A und B verschwindet sie ganz. Es darf jedoch nicht übersehen werden, daß der naheliegenden Annahme, die sehr hellen roten Sterne seien die Fortsetzung der *c*-Reihe, ein gewichtiger Umstand entgegensteht, auf den bereits Hertzsprung, später auch Eddington[74]) aufmerksam machten. Die Geschwindigkeiten der roten hellen Sterne sind nicht, wie zu erwarten, durchweg sehr klein, sondern zum Teil recht beträchtlich.

Riesen- und Zwergsterne oder Sterne geringer und großer Dichtigkeit.

Was könnte nun die Ursache der großen absoluten Helligkeit der einen Serie sein? Da nichts für das Vorhandensein ungewöhnlich großer Massen unter den Sternen spricht — die größten Massen, die bisher bei Doppelsternen festgestellt wurden, überschreiten nicht das 40fache der Masse der Sonne, die zu der normalen Serie gehört — so bleibt anscheinend nur die Annahme sehr geringer Dichte für die absolut hellen Sterne übrig. Die große Leuchtkraft der absolut hellen Sterne rührt danach von ihrer großen Oberfläche her. Ebenso liegen Anzeichen von Massen, die sehr viel kleiner als die Sonnenmasse sind, bisher nicht vor. Es ist vielmehr erstaunlich, wie gleichförmig in dieser Beziehung die uns zugängliche Sternenwelt organisiert zu sein scheint. Also die *a*-Serie enthält die Sterne mittlerer und großer Dichte, die *c*-Serie und die Serie der hellen roten Sterne diejenigen geringer Dichte. Die von Hertzsprung geprägte Bezeichnung „Zwerge“ und „Riesen“ für die beiden Serien ist demnach, was die Volumina betrifft, sehr treffend. Später hat H. N. Russell die Frage noch eingehender untersucht. Er fand in dem ihm zur Verfügung stehenden Tatsachenmaterial keinen schwachen weißen Stern und keinen roten Stern von mittlerer Helligkeit (etwa von Sonnenhelligkeit), sondern von letzteren nur sehr helle und sehr

schwache. Auch er fand die Trennung in Zwerge und Riesen erst bei etwa dem Spektraltypus F beginnend. Während die absolut hellen Sterne aller Spektralklassen durchschnittlich die gleiche absolute Helligkeit haben, nimmt die der Zwerge pro Spektralklasse im Durchschnitt um etwas mehr als zwei Größenklassen ab. Die Sonne ist sehr nahe typisch für einen Zwerg der Klasse G. Bekanntlich hat die Sonne die für eine Gaskugel enorm hohe Dichte 1.4 (Wasser = 1).

Zuverlässigere Bestimmungen der Dichte sind nur bei den Bedeckungsveränderlichen (Algoltypus, β Lyrae-Typus) möglich. Solche Bestimmungen sind für eine größere Zahl dieser Veränderlichen von Russell und Shapley ausgeführt worden. Hier zeigt sich nun eine bemerkenswerte Bestätigung vorstehender Anschauungen. Während die Dichten der B- und A-Sterne unter diesen Veränderlichen verhältnismäßig nur geringen Spielraum haben (75 % der Sterne haben Dichten zwischen 0.02 und 0.2 der Sonnendichte), gehen die Werte für die späteren Spektralklassen weit auseinander und meiden gleichzeitig die mittleren Werte, wie sie in den Klassen A und B am häufigsten vertreten sind. Es darf aber nicht unerwähnt bleiben, daß diese Teilung in Sterne großer und geringer Dichte sich nicht in den visuellen Doppelsternen mit bekannter Bahn und bekanntem Spektraltypus ausspricht, für die ebenfalls Dichten berechnet werden können.

Auf- und absteigende Entwicklung der Sterne.

Russell geht nun einen Schritt weiter und versucht diese Tatsachen kosmogonisch zu verwerten. Es wird allgemein als sehr wahrscheinlich angenommen, daß die Sterne mit zunehmendem Alter dichter und dichter werden. Folglich können die absolut hellen gelben und roten Sterne nicht am Ende der Entwicklungsreihe stehen, sondern müssen im Gegenteil an den Anfang derselben gesetzt werden. Das Stadium der absolut hellen M-Sterne ist danach das jüngste, ihm folgt das Stadium der absolut hellen K-, G- und F-Sterne; die B- und A-Sterne sind auf der Höhe der Entwicklung und nun folgt die Zwergserie in der gewöhnlichen Reihenfolge der Spektralklassen bis zum Typus M. Die Klassen O, R und N müssen zunächst außer Betracht bleiben. Man sieht, diese Anschauung ist wesentlich die gleiche, die bereits einige Jahrzehnte vorher von Lockyer konzipiert wurde. Die Giganten sind die Sterne steigender, die Zwerge die Sterne fallender Temperatur. Den höchsten Gipfel der Entwicklungskurve, den Spektraltypus B, der die Sterne höchster beobachteter Temperatur enthält, erreichen indessen nicht alle Sterne, sondern nur diejenigen, deren Masse hinreichend groß ist, die also einen hinreichend großen Wärmevorrat besitzen. Damit erklärt sich zwanglos die schon von Ludendorff an den spektroskopischen Doppelsternen gefundene Tatsache, daß die Masse der B-Sterne durchschnittlich beträchtlich größer ist als die der übrigen.[75]) Die Klasse O und die mit dieser physikalisch (spektralanalytisch) eng zusammenhängende Klasse der planetarischen Nebel sind gemäß diesen Anschauungen kaum irgendwo anders unterzubringen als auf dem Gipfel der Entwicklungskurve, wobei jedoch die planetarischen Nebel ähnlich wie die roten Giganten mit ihren durchschnitt-

lich großen Radialgeschwindigkeiten (im Gegensatz zu den schwach bewegten B-Sternen) Schwierigkeiten bereiten. Andere, von Eddington angeführte Schwierigkeiten sind weniger schwerwiegend.[76]) Ferner ist man gezwungen, für diese Himmelskörper, und in geringerem Maße für die O-Sterne, einen dynamisch instabilen Zustand (zur Erklärung der ausgedehnten Gashüllen) anzunehmen, für den eine strenge Begründung noch aussteht. Sehr bemerkenswert sind mit Rücksicht hierauf die offenbaren Beziehungen zwischen den planetarischen Nebeln und den O-Sternen einerseits und den Neuen Sternen andererseits, die später erörtert werden. Die N-Sterne sind zweifellos absolut helle Sterne, gehören demnach gemäß den vorstehenden Anschauungen an den Anfang der Entwicklungsreihe. Über die absolute Helligkeit der R-Sterne ist noch so gut wie nichts bekannt. Die Klassen N und R sprechen wieder mehr für kollaterale Entwicklungsserien.

Zur Illustration vorstehender Betrachtungen mögen einige Zusammenstellungen folgen, die verschiedenen Quellen entnommen sind.[77]) Es bedeutet Z die Zwergserie, R die Riesenserie.

Sterne absteigender Entwicklung.

1. Absolute Helligkeiten von Sternen mit trigonometrisch gemessener Parallaxe. Sonnenhelligkeit = 1.

Stern	Spektrum	Eigenbewegung	Parallaxe	Absolute Helligkeit	Serie
Sirius, helle Komponente	A 0	1.32″	0.38″	30.3	—
Sirius, schwache Komponente	A?	1.32	0.38	0.003	Z
Altair	A 5	0.65	0.22	8.63	—
Procyon, helle Komponente	F 3	1.25	0.30	6.95	Z
Procyon, schwache Komponente	?	1.25	0.30	0.00006	Z
α Centauri, Komponente A	G 0	3.66	0.76	1.28	Z
α Centauri, Komponente B	K 5	3.66	0.76	0.36	Z
α Centauri, Komponente C	?	3.85	0.78	0.00006	Z
Sonne	G 0	—	—	1.00	Z
0(40) Eridani, Komponente A	K 1	4.08	0.20	0.40	Z
0(40) Eridani, Komponente B	A?	4.08	0.20	0.006	Z
0(40) Eridani, Komponente C	A?	4.08	0.20	0.001	Z
ξ Bootis, Komponente A	G 6	0.17	0.23	0 26	Z
ξ Bootis, Komponente B	K 3	0.17	0.23	0.045	Z
61 Cygni, Komponente A	K 7	5.25	0 30	0.064	Z
61 Cygni, Komponente B	K 8	5.25	0.30	0.034	Z
Lac. 21 258	Ma	0.58	0 20	0.009	Z
Lal. 21 185	Ma	4.76	0.41	0.005	Z
Krüger 60, Komponente A	Mb	0.92	0.26	0.004	Z
Krüger 60, Komponente B	?	0.92	0.26	0.001	Z
Pfeilstern im Ophiuchus	Mb	10.3	0.53	0.0005	Z
η Cassiopeiae, Komponente A	F 9	1.25	0.19	0.99	Z
η Cassiopeiae, Komponente B	—	1.25	0.19	0.026	Z
70 p Ophiuchi, Komponente A	G 9	1.13	0.18	0.63	Z
70 p Ophiuchi, Komponente B	K 7	1.13	0.18	0 13	Z
σ Draconis	G 7	1.84	0.19	0.35	Z
11 Leonis min.	K 1	0.75	0.18	0.20	Z

2. Absolute Helligkeiten von Sternen mit spektroskopisch bestimmter Parallaxe.

Sterne aufsteigender Entwicklung.

Stern	Spektrum	Eigenbewegung	Parallaxe	Absolute Helligkeit	Serie
α Cassiopeiae	G 8	0.06″	0.021″	229.0	R
β Andromedae	Ma	0.22	0.069	22.9	R
α Ursae min.	F 8	0.04	0.050	57.5	R
ρ Persei	Mb	0.17	0.014	158.0	R
α Persei	F 5	0.04	0.048	75.9	R
ε Tauri	G 9	0.12	0.019	100.0	R
α Tauri	K 5	0.20	0.091	43.7	R
ι Aurigae	K 3	0.03	0.025	110.0	R
β Camelop.	F 7 p	0.01	0.010	229.0	R
ε Aurigae	F 5 p	0.01	0.016	132.0	R
α Aurigae	G 1	0.44	0.105	75.9	R
η Geminorum	Ma	0.06	0.041	20.9	R
ε Geminorum	G 8	0.02	0.014	251.0	R
ζ Geminorum	F 8 p	0.01	0.020	63.1	R
β Geminorum	G 9	0 62	0.083	47.9	R
μ Ursae mj.	K 5	0.08	0.052	19.1	R
δ Virginis	Mb	0.48	0.033	30.2	R
Boss 3398	Mc	0.07	0.015	19.1	R
α Bootis	K 0	2.28	0.138	43.7	R
ε Bootis, helle Komponente	G 8	0.05	0.021	191.0	R
β Ursae min.	K 4	0.03	0 048	57.5	R
β Coronae bor.	F 2 p	0.19	0.032	33.1	R
α Serpentis	K 1	0.14	0.030	83.2	R
Boss 4096	Ma	0.12	0.019	15.8	R
δ Ophiuchi	Ma	0.16	0.069	13.2	R
α Scorpii	Ma	0.03	0 014	1584.0	R
α Herculis	Mc	0.03	0.014	191.0	R
β Herculis	G 6	0.11	0 026	110.0	R
R Lyrae	Mc	0.08	0.020	47.9	R
δ Sagittae	Ma	0.01	0.040	19.1	R
η Aquilae	F 9	0.01	0.020	63.1	R
β Aquilae	G 8	0.48	0.072	5.25	?
γ Cygni	F 9 p	0.00	0.063	30.2	R
ζ Cygni	G 6	0.06	0.017	145.0	R
τ Cygni	F 1	0.46	0.042	17.4	R
ε Pegasi	K 0	0.02	0 028	132.0	R
α Aquarii	G 0 p	0.02	0.025	83.2	R
β Pegasi	Mb	0.23	0.055	30.2	R
ρ Cassiopeiae	G 4 p	0.01	0.008	145.0	R

Die Sterne α Ursae min., α Persei, ε Aurigae, ζ Geminorum, η Aquilae, γ Cygni, α Aquarii und ρ Cassiopeiae sind *c*- oder *ac*-Sterne. Aus einem Material von 500 Sternen finden Adams und Joy für die beiden Serien folgende mittlere absolute Sterngrößen, reduziert auf die Parallaxe 0.1″ (Sonne $= 5.0^m$):

Spektrum	Ma—Md	K 9—K 4	K 3—K 0	G 9—G 0	F 9—F 0
Riesen	1.6^m	1.4^m	1.3^m	0.6^m	(1.1^m)
Zwerge	10.8	7.8	6.3	5.3	4.1

Fehlen mittlerer absoluter Helligkeiten in den späteren Spektralklassen.

In den Spektralstufen von K 5 bis M fehlen die mittleren Helligkeiten (um 5^m herum) gänzlich. Es darf jedoch nicht übersehen werden, daß die spektroskopisch bestimmten Parallaxen der Riesensterne in hohem Grade von den nur unsicher bestimmten trigonometrischen Parallaxen der meisten

dieser Sterne abhängen. Zwischen den absolut hellen Sternen mit mäßiger und mit sehr kleiner Eigenbewegung besteht im Durchschnitt anscheinend kein wesentlicher Unterschied der Helligkeit.

Dichten der Bedeckungsveränderlichen.

3. Verteilung der Dichten von Bedeckungsveränderlichen. (Zahl der Fälle für jedes Dichteintervall und jede Spektralklasse.)

Dichte \ Spektrum	B	A	F	G	K	Dichte \ Spektrum	B	A	F	G	K
$>$ 1.00	—	—	—	1	—	0.05 —0.02	2	8	—	—	—
1.00—0.50	—	—	1	—	—	0.02 —0.01	—	3	1	1	—
0.50—0.20	1	10	6	1	—	0.01 —0.001	2	—	—	—	—
0.20—0.10	4	12	1	1	—	0.001—0.0001	—	—	—	2	1
0.10—0.05	3	17	—	—	—	$<$ 0.0001	—	—	1	1	–

Extreme Fälle.

Einige Fälle seien besonders angeführt: SX Cassiopeiae, Spektrum G 3, Dichte 0.0003 der Sonnendichte; RX Cassiopeiae, Spektrum K 0, Dichte 0.0005; RZ Ophiuchi, Spektrum F 8, Dichte 0.001; W Crucis, Spektrum Gp, Dichte 0.000002; ϵ Aurigae, Spektrum F 8 p, Dichte etwa 10^{-8}. Dagegen: U Pegasi, Spektrum F?, Dichte 0.75; W Ursae majoris, Spektrum F 8 p, Dichte der Hauptkomponente 2.8, der Nebenkomponente 1.9; Z Herculis, Spektrum F 2, Dichte der Hauptkomponente 0.3, der Nebenkomponente 0.04. Der Stern ϵ Aurigae ist ein c-Stern und hat die für einen Bedeckungsveränderlichen ganz ungewöhnlich lange Periode von 9905 Tagen. Es können besonders bei den Fällen extrem geringer Dichte Zweifel bestehen, ob die Helligkeitsschwankungen reine Bedeckungseffekte vom Algol- oder β Lyrae-charakter darstellen. Ist dies nicht der Fall, so sind die errechneten Dichten illusorisch. Diese Möglichkeit, die zur Zeit nicht geprüft werden kann, darf nicht außer acht gelassen werden. Ferner ist noch eine andere Möglichkeit in Rechnung zu stellen, nämlich die, daß die Bedeckungsveränderlichen keine für die Gesamtheit der Sterne typischen Fälle sind, wofür einige Anzeichen vorliegen. Ist dies wirklich der Fall, dann gewinnen wir aus diesen Veränderlichen ein ganz falsches Bild von den in der Fixsternwelt vorherrschenden Verhältnissen.

Effektive Sterntemperaturen.

e) Effektive Temperatur der Sterne. Spektralphotometrische Bestimmungen der Strahlung der Sterne sind erst in neuerer Zeit ausgeführt worden.[78]) Wilsing und Scheiner maßen die Energieverteilung im sichtbaren Spektralgebiet, Rosenberg im photographischen. Beide Methoden führten im wesentlichen zu übereinstimmenden Ergebnissen. Von Interesse ist vor allem die Beziehung zwischen der effektiven Temperatur (vgl. oben S. 390) und dem Spektraltypus und den Farbenäquivalenten, ferner zwischen der effektiven Temperatur und der absoluten Helligkeit. Die Existenz letzterer Beziehung ist natürlich nur möglich, wenn die Strahlung keine schwarze ist.

Effektive Temperatur, Spektraltypus und Farbenäquivalent.

Die folgenden Tabellen zeigen den Zusammenhang zwischen Temperatur, Spektraltypus und Farbenäquivalent nach Wilsing. Für die Kon-

stante c_2 der Planckschen Strahlungsformel ist mit Wilsing der Wert 14600 angenommen.[79])

Spektrum nach Adams und Joy Astroph. Journ. 46	Absolute effektive Temperatur	Spektrum nach Maury. Klasse	Absolute effektive Temperatur	Spektrum nach Cannon
F 3.0	6820°	I	14900°	Oe 5
F 7.5	5350	II	8850	B o
G 1.3	5430	III	8540	B 1
G 5.9	4720	IV	10900	B 2
G 8.5	4370	V	10280	B 5
K o.6	4800	VI	10280	B 8
K 3.3	3570	VII	10210	A o
K 5.7	3300	VIII	9120	A o
Ma	3270	IX	9670	A 2
Mb	2970	X	7190	A 5
Mc	3050	XI	7260	F o
		XII	5840	F 5
		XIII	5790	F 8
		XIV	4760	G o
		XV	4190	K o
		XVI	3350	K 5
		XVII	3290	Ma
		XVIII	3050	Mb
		XIX	3050	Mc
		L	7980	B 2 p

Farben-schätzung nach Lau	Effektive Temperatur	Farbenindex nach King	Effektive Temperatur	Effektive Wellen-länge nach Lindblad	Effektive Temperatur
3.31^c	20860°	— 0.255^m	20860°	412.9 μμ	14900°
3.59	16220	— 0.294	16220	418.2	12170
4.01	12480	— 0.035	12370	416.8	10210
3.78	10430	— 0.128	10210	418.4	8960
3.91	8900	— 0.037	8900	419.1	7890
3.82	7810	+ 0.072	7810	421.7	6920
4.34	6890	+ 0.224	6920	424.5	6240
4.58	6210	+ 0.393	6190	425.4	5470
5.11	5620	+ 0.458	5640	428.8	5100
5.63	5000	+ 0.855	5000	429.5	4630
5.87	4660	+ 0.865	4720	431.4	4440
6.00	4350	+ 1.002	4350	434.8	3990
6.19	3990	+ 1.181	3970	435.9	3720
6.39	3730	+ 1.165	3760	444.4	3500
6.67	3510	+ 1.474	3520	447.3	3270
6.48	3350	+ 1.662	3330	442.1	3140
6.81	3090	+ 1.574	3150		

Unsicherheit der Beziehung zwischen Spektraltypus und effektiver Temperatur.

Stellt man diese Zahlen bildlich dar, so erkennt man erstens, daß die Beziehung zwischen der gemessenen Temperatur und dem Spektraltypus nicht linear ist, sondern daß die Temperaturen im Anfang der Spektralreihe einem Maximum, am Ende einem Minimum zutreben; zweitens, daß dagegen die Beziehungen zwischen Temperatur und Farbe bzw. Farbenäquivalent innerhalb der Genauigkeit der Zahlen linear ist, wie auch von vornherein zu erwarten war. Die erstere Feststellung ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Vergleichung der Farbenäquivalente mit dem Spektraltypus.

Auch das war zu erwarten. Es scheint daraus die bemerkenswerte Tatsache zu folgen, daß zwischen dem Linien-Spektralcharakter und der Temperatur keine eindeutige Beziehung besteht, daß also aus dem Spektralcharakter allein kein zuverlässiger Schluß auf die effektive Temperatur gezogen werden kann. Dies ist von Wichtigkeit für die folgende Betrachtung.

Kennt man von einem Doppelstern mit bekannter Bahn und bekanntem Massenverhältnis der Komponenten das Spektrum der Komponenten, so kann man mittels der Planckschen Strahlungsformel die Flächenhelligkeit und damit die Radien, also auch die Dichten der Komponenten berechnen.[80]) Man gelangt so teils zu plausibeln, teils aber zu ganz absurden Werten für die Dichten. Dies ist besonders bei zwei Systemen der Fall, bei den Begleitern von Sirius und o^2 Eridani[81]), für die eine Dichte erhalten wird, die viele Tausendmal größer als die Sonnendichte ist. Näheres hierüber später bei den Doppelsternen. In den beiden Fällen ist die absolute Helligkeit der Begleiter in Anbetracht des Spektraltypus (A) auffallend gering (S. 410). Selbst wenn das Spektrum ganz unrichtig bestimmt wäre, was wegen der geringen scheinbaren Helligkeit dieser Sterne, bzw. wegen der Nähe des hellen Hauptsternes, vielleicht angenommen werden könnte, so würden dennoch diese Widersprüche nicht ganz beseitigt werden können. Es folgt hieraus, daß die auf die beschriebene Weise erhaltenen Flächenhelligkeiten sehr weit von der Wahrheit entfernt sein können, daß also zwischen Spektraltypus einerseits und gemessener effektiver Temperatur und Flächenhelligkeit andererseits kein eindeutiger Zusammenhang besteht. Wesentlich ist vielleicht der Umstand, daß die Sterne, deren effektive Temperaturen bestimmt worden sind, fast ausnahmslos absolut helle sind, während die Fälle, in denen unmöglich oder unwahrscheinlich hohe Dichten gefunden wurden, sich auf absolut schwache Sterne beziehen.

Bestimmung der absoluten Helligkeit aus der Intensität gewisser Spektrallinien.

f) Spektroskopische Bestimmung der absoluten Helligkeit. Eine sehr aussichtsreiche Methode, absolute Helligkeiten ohne Kenntnis der Parallaxe zu bestimmen, ist in den letzten Jahren von Adams und Kohlschütter ausgearbeitet worden.[82]) Bereits Hertzsprung hatte auf eine Strontiumlinie (4077.9) hingewiesen, die in den dem Sonnentypus nahestehenden Spektren stärker erscheint als im Sonnenspektrum, wenn die absolute Helligkeit groß ist.[83]) Ferner geben Adams und Kohlschütter an, daß in den Spektren zweier schwacher A-Sterne mit ungewöhnlich großer Eigenbewegung die Magnesiumlinie 4481 äußerst schwach gefunden wurde.[84]) Dann fand kurz vor dem Kriege Kohlschütter bei Gelegenheit seiner bereits erwähnten quantitativen Bestimmungen des Spektraltypus einige Linien, deren Intensität bei gleichem allgemeinen Spektralcharakter von der absoluten Helligkeit abzuhängen schien. Dieser Zusammenhang wurde dann anfangs von Adams und Kohlschütter, später von ersterem allein systematisch erforscht und auf ihm eine spektroskopische Methode der Bestimmung der absoluten Helligkeit begründet, die allerdings auf die früheren Spektralklassen B und A nicht anwendbar ist. Das Prinzip ist sehr einfach. Es werden zunächst

Sterne der Klassen F bis M mit bekannter Parallaxe, also bekannter absoluter Helligkeit, ausgewählt und deren Spektraltypus nach der quantitativen Methode möglichst genau bestimmt. Dann werden die Spektren von je zwei Sternen des gleichen Spektraltypus, jedoch sehr verschiedener absoluter Helligkeit, miteinander verglichen und die Linien herausgesucht, deren relative Insensität in den beiden Sternen verschieden war. So sind z. B. die Wasserstofflinien in den Spektren der absoluten hellen Sterne der Spektralklasse M verhältnismäßig viel kräftiger als in den Spektren der absolut schwachen M-Sterne. Die Kalziumlinie λ 4455 ist sehr kräftig in den absolut schwachen K-Sternen, verhältnismäßig schwach in den absolut hellen K-Sternen; umgekehrt ist die Strontiumlinie λ 4216 schwach in ersteren, stark in letzteren. Die Linie λ 4455 gehört zu den Linien, die im Sonnenfleckenspektrum sehr verstärkt sind, die Linie λ 4216 ist eine Funkenlinie. Diese Linien wurden nun mit benachbarten unempfindlichen Linien verglichen und die Beziehung zwischen der relativen Intensität der Linien und der absoluten Helligkeit der Sterne ermittelt. Diese Beziehung läßt sich dann dazu benutzen, um auch die absolute Helligkeit von Sternen mit unbekannter Parallaxe zu bestimmen. Die Vergleichung der absoluten mit der scheinbaren Helligkeit liefert dann weiter die Parallaxe. Die Methode scheint einer nicht unerheblichen Genauigkeit fähig zu sein; Adams gibt als mittlere Abweichung zwischen den spektroskopisch und trigonometrisch bestimmten Parallaxen $\pm$0.026″ an. Von besonderem Interesse ist die statistische Untersuchung des auf diese Weise gewonnenen umfangreichen Materials. Werden zu den absoluten Helligkeiten als Abszissen die Häufigkeiten des Vorkommens als Ordinaten eingetragen, so erhält man für die verschiedenen Spektralklassen Häufigkeitskurven, die deutlich die Zweiteilung der Spektralreihe in absolut helle und schwache Sterne zeigen. Diese Zweiteilung ist im Typus F nur schwach angedeutet, von G 0 bis K 3 bereits sehr ausgeprägt, ohne daß jedoch Sterne mittlerer Helligkeit ganz fehlen, und in den späteren Spektralstufen derart ausgebildet, daß die mittleren absoluten Helligkeiten (4^m bis 6^m für die Parallaxe 0.1″) vollständig abwesend zu sein scheinen. In der Klasse G sind die Maxima der Häufigkeit um etwa $4^1/_2$, in den Stufen K 0 bis K 3 um 5, in den Stufen K 4 bis K 9 um 7, in der Klasse M endlich um volle 9 Größenklassen voneinander verschieden, d. h. die absolut hellen M-Sterne sind durchschnittlich um 9 Größenklassen heller als die absolut schwachen M-Sterne. Auffallend ist, daß in der Klasse F die absolut schwachen Sterne weitaus überwiegen. Ob die absolut hellen Sterne vom Spektraltypus F in Wirklichkeit sehr selten sind, oder aus irgendeinem Grunde unbeabsichtigt außerhalb des Rahmens der Untersuchung geblieben sind, steht noch dahin.[85])

Die Zweiteilung der Spektralreihe, geschlossen aus den spektroskopischen Parallaxen.

Die Ursache der spektralen Unterschiede der absolut hellen und schwachen Sterne wird in der Verschiedenheit des physikalischen Zustandes (Dichte, Temperatur, Höhe der Atmosphäre usw.) liegen. Im Laboratorium zeigen die zur Bestimmung der absoluten Helligkeit herangezogenen Linien starke

Ursachen der spektralen Unterschiede der Riesen- und Zwergsterne.

Abhängigkeit von der Dichte und Temperatur. In den absolut hellen Sternen sind die Wasserstofflinien und die Funkenlinien ungewöhnlich kräftig, in den absolut schwachen Sternen die Linien niedriger Temperatur, mit Einschluß der Kalziumlinie λ 4227, die auch, im Gegensatz zu den Kalziumlinien H und K, im elektrischen Ofen sich bezüglich ihrer Intensität sehr abhängig von der Dampfdichte zeigt. Das kontinuierliche Spektrum ist bei ersteren im Blauen und Violetten verhältnismäßig schwach, bei letzteren verhältnismäßig hell: die Riesen sind im allgemeinen gelber als die Zwerge derselben Spektralstufe.

Allgemeine Absorption im Ultraviolett bei den Sternen früher Spektralklassen.

Im Anschluß an die bisherigen spektralanalytischen Betrachtungen, obwohl vielleicht nicht in innerem Zusammenhang mit ihnen, muß noch einer Beobachtung gedacht werden, die von großem atomtheoretischen Interesse ist. Hartmann fand in den mit einem Quarzspektrographen erhaltenen Spektren der Sterne mit vorherrschendem Wasserstoff (späterer B-Typus und Typus A bis F) eine ziemlich plötzlich einsetzende allgemeine Absorption im Ultraviolett, die vor dem Ende (λ 3646) der ersten Nebenserie des Wasserstoffs — genauer bei λ 3800 — beginnt und sich bis etwa λ 3400 erstreckt, also nicht durch das Zusammenfließen der am Ende der Serie sehr dicht gedrängten Wasserstofflinien hervorgerufen werden kann. Diese Erscheinung ist bei den früheren Heliumsternen nur schwach angedeutet und fehlt bei den Sternen der Spektralklassen G und K völlig, bei denen die Abnahme der Helligkeit gegen das ultraviolette Ende des Spektrums gleichmäßig fortschreitet. Eine frühere Erwähnung der Erscheinung findet sich in Huggins' Atlas von Sternspektren. Auf die Bedeutung dieses Befundes im Zusammenhang mit den auf Bohr zurückgehenden Theorien des Atombaues macht Debye aufmerksam.[86]) Man hatte bereits eine ähnliche Erscheinung im Spektralgebiet der Röntgenstrahlen festgestellt und sich von dem Zustandekommen desselben auf Grund des Bohrschen Atommodelles Vorstellungen gemacht, die diese Erscheinung auch im optischen Spektralgebiet erwarten ließen.

g) Spektroskopische und visuelle Doppelsterne. Von verhältnismäßig geringerem astronomischen Interesse, von gewissen Fällen abgesehen, ist zur Zeit die möglichst vollständige Identifizierung der in den Sternspektren vorkommenden Linien und Bänder mit Linien bekannter Elemente und deren Verbindungen. Auf die hiermit zusammenhängenden Fragen, so wichtig sie auch an sich sind, soll daher nicht eingegangen werden. Um so mehr steht die Frage nach denjenigen Einflüssen im Vordergrund des Interesses, welche Veränderungen der Wellenlängen der Sternlinien hervorrufen können. Solcher Effekte sind mehrere zu nennen: der Doppler-Effekt, der Druckeffekt, der Zeeman- und Stark-Effekt, der Einsteinsche Gravitationseffekt. Der Doppler-Effekt rührt von der Komponente der Bewegung des Gestirns und des Beobachters her, die in die Verbindungslinie: Gestirn — Beobachter fällt. Die Verschiebungen der Spektrallinien infolge des Druckes, unter dem die emittierenden und absorbierenden Dämpfe der Sternatmosphären stehen, rühren her von einer Verschiebung des Intensitätsmaximums der Spektral-

Doppler-Effekt und Druckeffekt.

linien. Die Verschiebung geht in der Regel mit wachsendem Druck nach dem roten Ende des Spektrums, bei manchen Linien aber auch nach der entgegengesetzten Seite; auch gibt es Linien, die nur schwach oder überhaupt nicht beeinflußt werden. Hand in Hand damit geht in der Regel eine Verbreiterung der Linien, die symmetrisch oder einseitig sein kann. Endlich wird durch den Druck die relative Intensität der Linien beeinflußt. Diese Erscheinungen sind dazu benutzt worden, den Versuch einer Bestimmung der in den Sternatmosphären herrschenden Drucke zu machen. Fabry und Buisson fanden mittels Interferenzmethode aus der Vergleichung der Wellenlängen im Sonnenspektrum mit denen im Bogen den Druck in der umkehrenden Schicht der Sonne zu 5—6 Atmosphären. Dagegen bestreitet Evershed die Existenz so großer Drucke in der unserer Beobachtung zugänglichen Atmosphäre der Sonne.[87]) Abgesehen von der Sonne, auf die große Dispersion anwendbar ist und bei der man auch einzelne besonders stark gestörte Stellen der Oberfläche untersuchen kann, spielen bei den Fixsternen, deren Spektren naturgemäß im allgemeinen nur mit geringer Dispersion untersucht werden können, Druck-, Zeeman- und Stark-Effekt, die im Gesamtspektrum auch bei der Sonne kaum nachweisbar sind, praktisch keine Rolle.

Auf dem Doppler-Effekt beruhende Erscheinungen. Radialgeschwindigkeiten der Sterne.

Der Doppler-Effekt kann sich in den Sternspektren in verschiedener Weise bemerkbar machen: erstens durch symmetrische oder asymmetrische Verbreiterung der Linien infolge der Geschwindigkeit der emittierenden und absorbierenden Gasmoleküle, infolge Strömungen in den Sternatmosphären und infolge der Rotation des Sternes; zweitens durch Verschiebungen der ganzen Linien infolge der relativen Geschwindigkeitskomponente des Sternes zum Beobachter. Letztere Erscheinung ist astronomisch die weitaus wichtigste. Sie gibt uns Aufschluß über den Bewegungszustand der Gestirne liefert uns allerdings nur die in die Gesichtslinie fallende Komponente der Geschwindigkeit, die Radialgeschwindigkeit. Häufig ist die Radialgeschwindigkeit nicht konstant, sondern periodischen Schwankungen unterworfen, nämlich dann, wenn der untersuchte Stern einen nahen Begleiter hat, mit dem er ein enges Doppelsternsystem bildet. In solchen Systemen ist meistens die scheinbare Entfernung der Komponenten so gering, daß eine direkte Trennung im Fernrohr nicht möglich ist. Man spricht dann von spektroskopischen Doppelsternen im Gegensatz zu den visuellen, die im Fernrohr getrennt gesehen werden können. Eine strenge Scheidung zwischen spektroskopischen und visuellen Doppelsternen läßt sich nicht durchführen, da einerseits die Bahnbewegung der visuellen Doppelsterne mit kurzer Umlaufszeit auch spektroskopisch feststellbar ist, andererseits einige spektroskopisch aufgefundene Doppelsterne nachträglich auch visuell getrennt werden konnten (α Aurigae, ν Geminorum). Wenn auch Anzeichen dafür vorliegen, daß zwischen den engen spektroskopischen Doppelsternen von wenigen Tagen Umlaufszeit und den visuellen Systemen, deren Umlaufszeit stets nach Jahren zählt, ein genetischer Unterschied besteht, so sollen doch beide Klassen zusammen betrachtet werden. Dabei ist allerdings noch zu berücksichtigen, daß auch

Spektroskopische und visuelle Doppelsterne.

die Beobachtungsmethode wesentliche Unterschiede nach sich zieht. Die spektroskopischen Beobachtungen können naturgemäß nicht die wahre Bahn, sondern nur deren Projektion auf die Gesichtslinie liefern. Bezeichnet man die große Halbachse der Bahn der untersuchten Komponente des Systems in bezug auf den Schwerpunkt des Systems mit a, die Neigung der Bahnebene gegen die zur Gesichtslinie senkrechten Ebene mit i, so erhält man also aus den Linienverschiebungen $a \sin i$ in Kilometern. Die spektroskopischen Beobachtungen liefern ferner die Exzentrizität e der Bahn und die Zeit T des Periastrondurchganges (Zeit der kleinsten Entfernung der Komponenten vom gemeinsamen Schwerpunkt), den Winkel ω zwischen dem aufsteigenden Knoten und dem Periastron, gezählt in der Richtung der Bahnbewegung, endlich eine Beziehung zwischen den Massen der Komponenten und der Sonnenmasse. Unter dem aufsteigenden Knoten ist derjenige Schnittpunkt der Bahn mit der durch den Schwerpunkt des Systems senkrecht zur Gesichtslinie gelegten Ebene zu verstehen, den die betrachtete Komponente von diesseits dieser Ebene nach jenseits durchschreitet. Die Umlaufszeit P ist natürlich dasjenige Element, dessen Bestimmung zuallererst ausgeführt werden muß. Sind im Spektrum nur die Linien einer der beiden Komponenten sichtbar und meßbar, so liefern die Beobachtungen nur die Bewegung dieser um den Schwerpunkt des Systems und bezüglich der Massen nur den in Einheiten der Sonnenmasse gemessenen Ausdruck $f(m_1, m_2) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2}$, worin m_1 und m_2 die Massen der sichtbaren bzw. unsichtbaren Komponente bedeuten. Sind die Linien beider Komponenten meßbar, so liefert jede Radialgeschwindigkeitsbestimmung derselben das Massenverhältnis $m_1 : m_2$ und bei bekannter Geschwindigkeitskurve $m_1 \sin^3 i$ und $m_2 \sin^3 i$.

Spektroskopische Bahnelemente der Doppelsterne.

Die Mikrometermessungen an einem visuellen Doppelstern liefern die Umlaufszeit, die scheinbare große Halbachse der wahren Bahn in Bogenmaß (Bogensekunden), die Exzentrizität, die Zeit des Periastrondurchganges, den Winkel zwischen der Verbindungslinie der Knoten und der großen Halbachse, endlich die Neigung der Bahnebene, jedoch mit der Unbestimmtheit, daß aus den Mikrometermessungen nicht ermittelt werden kann, welcher Teil der Bahn vor, welcher hinter der durch den Schwerpunkt des Systems senkrecht zur Gesichtslinie gelegten Ebene liegt. Infolgedessen ist es auch unbestimmt, welcher der beiden Knoten der aufsteigende ist. Man gibt den Positionswinkel desjenigen Knotens an, für den er kleiner als 180^0 ist. Ist durch die Messungen die Bewegung einer Komponente in bezug auf die andere bestimmt worden, so entspricht die Dimension der Bahn der Summe der Massen, $m_1 + m_2$. Ist die Bewegung jeder Komponente um den Schwerpunkt des Systems, z. B. durch Anschluß an einen nicht zum System gehörenden Nachbarstern, bestimmt worden, so ist das Massenverhältnis $m_1 : m_2$ gegeben. Ist die Parallaxe des Systems bekannt, so sind $m_1 + m_2$ bzw. m_1 und m_2 in Einheiten der Sonnenmasse zu ermitteln. Ist nur eine Kompo-

Mikrometrische Bahnelemente der Doppelsterne.

nente sichtbar, so kann nur deren Bewegung in bezug auf den Schwerpunkt des Systems ermittelt werden. Dieser Fall lag früher beim Sirius und Procyon, sowie bei ϵ Hydrae vor, als man deren schwache oder sehr nahe Begleiter noch nicht unmittelbar festgestellt hatte. Ferner liegt er vor bei der dritten Komponente des dreifachen Sternes ζ Cancri, bei der hellen Komponente des Doppelsternes ξ Ursae majoris und bei einigen anderen Doppelsternen. Die durch die periodischen Störungen der Bewegung der sichtbaren Komponenten dieser Systeme nachgewiesene Existenz noch einer dunkeln oder schwachleuchtenden Komponente hat bisher direkt noch nicht bestätigt werden können. Bei ξ Ursae majoris ist die dritte Komponente jedoch spektroskopisch nachgewiesen. Liegen von einem System außer der visuellen Bahn auch noch Radialgeschwindigkeitsbestimmungen, oder umgekehrt außer der spektroskopischen Bahn auch visuelle Messungen vor, so ist dasselbe samt seiner Parallaxe vollständig bestimmt. Ist bei einem spektroskopisch bestimmten System die Neigung i der Bahnebene so groß, daß gegenseitige Bedeckungen der Komponenten stattfinden, so liegt der Fall einer Bedeckungsveränderlichen vom Algol- oder β Lyrae-Typus vor. Aus dem Verlauf der durch die Bedeckungen erzeugten Schwankungen der scheinbaren Gesamthelligkeit des Systems, d. i. aus der Lichtkurve, läßt sich dann die Neigung ermitteln. Solche Systeme sind bestimmt bis auf die Lage der Bahn im Raum, die absoluten und die Flächenhelligkeiten der Komponenten. In diesem letzteren Falle liefern die photometrischen Daten die wahren Dimensionen der beiden Komponenten und ihre Dichten. Die photometrischen Daten allein, ohne die spektroskopischen, liefern eine mittlere Dichte für die beiden Komponenten.

Unsichtbare Begleiter in visuellen Doppelsternsystemen.

Große Neigung der Bahnebene gegen die Sphäre.

Da nur für sehr wenige Systeme gleichzeitig die visuellen und spektroskopischen Daten vorliegen und die Bedingungen für Bedeckungsveränderlichkeit naturgemäß nur selten erfüllt sind, so ist man für die Aufsuchung allgemeiner Gesetzmäßigkeiten unter den Doppelsternen auf statistische Methoden angewiesen. In Ermangelung der Kenntnis der individuellen Bahnneigungen in den spektroskopischen Systemen z. B. nimmt man für $\sin^3 i$ seinen wahrscheinlichsten Wert, der mit Berücksichtigung des Umstandes, daß aus beobachtungstechnischen Gründen kleine i unter den bekannten Systemen seltener sein werden als große, zu 0.65 angesetzt wird. Der theoretische wahrscheinlichste Wert von $\sin^3 i$ bei unendlich vielen, nach dem Zufall verteilten Bahnen würde 0.59 sein.

Statistische Untersuchungen der Bahnelemente.

Die folgenden Tabellen enthalten zunächst einige ausgewählte visuelle und spektroskopische Doppelsternsysteme, ferner Zusammenstellungen, welche gewisse allgemeine Gesetzmäßigkeiten veranschaulichen sollen.[88]) Bei mehr als zwei Komponenten werden dieselben in der Reihenfolge der Helligkeit mit A, B, C... bezeichnet. Wenn das Spektrum beider Komponenten bekannt ist, ist es angegeben. Der Ort von Krüger 60 für 1900 ist $\alpha = 22^h\,24.4^m$, $\delta = +57^0\,12'$. Die bisher kürzeste Umlaufszeit hat also δ Equulei, dessen Duplizität von O. Struve bereits 1852 entdeckt wurde.

Bemerkungen zu den Doppelsterntabellen.

Visuelle Doppelsterne.

Einige visuelle Doppelsterne.

Sterne	Helligkeit d. beiden Komp.	Spektrum (Harvard)	P (Jahre)	a	e	i	Berechner der Bahn
δ Equulei AB	5.3^m, 5.4^m	F 5	5.7	0.27″	0.39	81.0°	Aitken
κ Pegasi AB	5.0, 5.1	F 5	11.4	0.29	0.49	77.5	Lewis
ε Hydrae AB	3.7, 5.2	F 8	15.3	0.23	0.65	50.0	Aitken
ζ Sagittarii	3.4, 3.6	A 2	21 2	0.56	0.18	69.4	Aitken
ζ Sagittae AB	5.4, 6.4	A 0	25.2	0.32	0.85	78.1	van Biesbroeck
42 Comae Beren.	5.2, 5.2	F 5	25.3	0.67	0.50	90.0	Doberck
85 Pegasi AB	5.8, 11.0	G 0	26.3	0.82	0.46	53.1	Bowyer u. Furner
β Delphini AB	4.0, 5.0	F 5	26.8	0.48	0.35	62.2	Aitken
ζ Herculis	3.0, 6.5	G 0	34.5	1.35	0.46	47.5	Comstock
Procyon	0.5, 13.5	F 5	39 0	4 05	0.32	14.2	L. Boss
η Coronae bor.	5.6, 6.1	G 0	41.6	0.89	0.27	58.5	Lohse
μ Herculis BC	10.0, 10.5	Mb	43.2	1.30	0.20	63.2	Aitken
ξ Scorpii AB	4.8, 5.1	F 8	44.7	0.72	0.75	29.1	Aitken
Krüger 60 AB	9.1, 10.5	Mb	46.6	2.55	0.33	29.9	Pavel u. Bernewitz
τ Cygni AB	3.8, 8.0	F 0	47.0	0.91	0.22	42.7	Aitken
Sirius	— 1.6, 8.5	A 0, A?	49.3	7.55	0.59	44.6	Lohse
99 Herculis	5.2, 10.5	F 8	53.5	1.11	0.76	38.3	Lohse
ξ Ursae maj.	4.4, 4.9	G 0	59.8	2.51	0.41	53.4	Nörlund
ζ Cancri AB	5.6, 6 3	G 0	60 1	0.86	0.34	0.0	Doberck
α Centauri	0.3, 1.7	G 0, K 5	78.8	17.65	0.51	79.0	Lohse
70 p Ophiuchi	4.1, 6.1	K 0	87.7	4.50	0.50	58 7	Pavel
γ Coronae bor.	4.0, 7 0	A 2	87.8	0.73	0.42	84.2	Lewis
ε Equulei AB	5.8, 6.3	F 5	97.4	0.61	0.72	85.5	Russell
γ Virginis	3.6, 3.7	F, F	182.3	3.74	0.89	29.9	Doberck
τ Ophiuchi	5.3, 6.0	F 0	223.8	1.31	0.53	66.1	Doberck
Castor	2.0, 2.8	A, A	346.8	5 76	0.44	63.6	Doberck

In der nachstehenden Zusammenstellung bedeutet K den halben Unterschied zwischen dem positiven und negativen Maximum der Radialgeschwindigkeit, ist also die Amplitude der Schwankung der Radialgeschwindigkeit. Sind beide Komponenten im Spektrum sichtbar und meßbar, so sind K, $a \sin i$ und ω für beide Komponenten A, B gegeben. Statt der Massenfunktion $f(m_1, m_2) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2}$ sind in diesem Falle $m_1 \sin^3 i$ und $m_2 \sin^3 i$ gegeben. Die Größe V_0 ist die Geschwindigkeit des Schwerpunktes des Systems in der Gesichtslinie, positiv, wenn das System sich von uns entfernt, negativ, wenn es auf uns zukommt. In einigen Fällen ist die Schwerpunktsgeschwindigkeit nicht konstant, sondern selbst wieder periodisch veränderlich. Dies zeigt das Vorhandensein einer dritten Komponente C an, mit der die Komponenten A, B um einen gemeinsamen Schwerpunkt sich bewegen. Solche Fälle sind durch das Symbol A, C gekennzeichnet, z. B. β Persei A, C. Stark veränderliche Helligkeit ist durch „var.“, schwach veränderliche Helligkeit (Schwankung nicht über 0.2^m) durch das Zeichen ± gekennzeichnet. Die Helligkeitsschwankungen hängen in allen nachstehenden Fällen mit den Schwankungen der Radialgeschwindigkeit zusammen, haben also die gleiche Periode wie diese.

Die Duplizität von β Cephei, dessen Periode nächst der von g Ursae majoris unter allen spektroskopischen Doppelsternen bisher als die kürzeste bekannt ist, wurde von Frost entdeckt. Eine noch kürzere Periode als selbst

Einige spektroskopische Doppelsterne.

Spektroskopische Doppelsterne.

Stern	Helligkeit	Spektrum	P (Tage)	K (Kilometer)	$a \sin i$ (Millionen Kilom.)	e	ω	V_0 (Kilom.)	$f(m_1, m_2)$ (Sonnenmassen)	Berechner
β Cephei	$3.3^m \pm$	B 1	0.190	15.8	0 041	0.04	2.6^0	— 14.1	0.000078	Crump
12 Lacertae. . . .	5.2 ±	B 2	0.193	16.9	0.045	0.00	—	— 13.8	0.0001	Young
σ Scorpii	3.1	B 1	0.247	39.0	0.129	0.05	110.0	+ 2.0	0.0014	Selga
RR Lyrae.	var.	F	0.567	22.2	0.167	0.26	110.8	— 68.3	0.00057	Prager
R Canis maj. . . .	var.	F	1.136	28.6	0.443	0.14	195 9	— 39.7	0.0027	Jordan
b Persei A . . .	4.6	A 2	1.527	41.9	0.838	0.22	151.8	+ 23.1	0.78	Cannon
B . . .				152.5	3.048		331.8		0.22	
u Herculis A . .	var.	B 3	2.051	99.5	2.800	0.05	66.2	— 21.2	6.67	Baker
B . .				253.0	7.120		246.2		2.62	
β Persei A, B. . .	var.	B 8	2.867	41.3	1.630	0.06	21.0	+ 3.4	0.021	Curtiss
A, C. . .	—	—	1.90 Jahre	9.4	89.000	0.00	—	+ 4.1	0.060	Curtiss
β Aurigae A . . .	2.1 ±	Ap	3.960	111.	6.059	0.00	—	— 19.8	2.4	Ludendorff
B . . .				114.	6.193				2.3	
α Ursae min. A, B	2.1 ±	F 8	3.968	3.0	0.160	0.14	65.5	veränderlich	0.00001	Hellerich
α Virginis A . . .	1.2 ±	B 2	4.014	126.1	6.930	0.10	328.0	+ 1.6	9.6	Baker
B . . .				207.8	11.400		148.0		5.8	
29 Canis maj. . . .	4.9	Oe	4.393	218.4	13.035	0.16	37.6	— 12.1	4.58	Harper
o Persei A	3.9 ±	B 1	4.419	111.9	6.801	0.00	—	+ 18.5	5.43	Jordan
B				160.0	9.717				3.80	
δ Cephei	var.	G	5.366	19.7	1.271	0.48	85.4	— 16.8	0.0028	Moore
η Aquilae.	var.	G	7.176	20.6	1.773	0.49	68.9	— 14 2	0.0043	Wright
η Orionis	3.4 ±	B 1	7.990	144 8	15.901	0.02	42.3	+ 35.5	2.51	Adams
ζ Geminorum . . .	var.	G	10.154	13.2	1.798	0.22	333.0	+ 6.8	0.0023	Campbell
β Lyrae.	var.	B 8	12.919	184.4	32.750	0.02	0 2	— 21.0	6.77	Curtiss
		Bp		75.0	13.300		180.2		16.62	
α Coronae bor. . .	2.3 ±	A	17.36	34.9	7.671	0 39	312.2	+ 0 4	0.060	Jordan
ζ Andromedae . .	4.3	K	17.767	25.7	6.272	0.04	182.2	— 29.8	0.0312	Cannon
ζ_1 Ursae maj. A. .	2.4 ±	Ap	20.532	134.5	32.700	0.51	101.4	— 12.6	1.66	Ludendorff,
B. .					32 700		281.4		1.66	Hnatek
ε Ursae min. . . .	4.4	G 5	39.482	32.0	17.346	0 01	359.5	— 11.4	0.13	Plaskett
β Coronae bor. A, B	3.7	Fp	40.9	3.1	1.600	0 4	240.0	— 21.3	0 0001	Cannon
A, C	—	—	490.8	2.4	16.200	0.00	—	—	0.0007	
α Andromedae . .	2.2	A	96.67	30.8	34.790	0.52	76.2	— 11.5	0.180	Baker
α Aurigae A . . .	0.2 ±	G	104.035	25.8	36.847	0.02	117.3	+ 30.2	1.38	Goos, Reese
B . . .		F 5?		34 8	49.743		297.3		1.02	
β Arietis	2.7	A 5	107.0	32.6	22.880	0.88	19.7	— 0.6	0.042	Ludendorff
φ Persei	4.2 ±	Bp	126.5	26.9	42.298	0.43	347.3	+ 3.2	0.189	Cannon
β Herculis	2.8 (var.?)	K	410.575	12.8	60.280	0.55	24.6	— 25.5	0.052	Reese und Plummer
η Pegasi	3.1	G	818.0	14.2	157.800	0.16	5.6	+ 4.3	0.23	Crawford
ε Ursae maj. . . .	1.7 ±	Ap	4.15 Jahre	3.5	69.360	0.31	55.8	— 12.9	0.0058	Ludendorff
γ Geminorum . . .	1.9	A	5.95J.	6.1	174.720	0 30	16.3	— 12 3	0.045	Harper
ν Geminorum . . .	4.1	B 5	9 6 J.	30.0	1417.000	0.20	285.	+ 38.4	9.25	Harper
ε Hydrae	3.7, 5.2	F 8	15.3 J.	8.4	493.000	0.65	90.0	+ 36.8	0.15	Aitken

g Ursae, nämlich von nur $3\frac{1}{4}$ Stunden, hat der δ Cephei-Veränderliche XX Cygni. Ist die Auffassung der Veränderlichen dieser Klasse als Doppelsterne zutreffend, so stellt dieser Wert bisher die untere Grenze der Umlaufszeiten dar.

Abnorm hohe Dichten von visuellen Doppelsternen.

Für Krüger 60 fanden Pavel und Bernewitz[89]) aus den Anschlüssen der beiden Komponenten an den nicht zum System gehörenden optischen Begleiter C das Massenverhältnis $m_1 : m_2 = 1.20$. Mit der von ihnen angenommenen Parallaxe 0.252″ ergibt sich $m_1 + m_2 = 0.476$ Sonnenmasse, folg-

lich $m_1 = 0.260$, $m_2 = 0.216$ Sonnenmasse. Damit ergibt sich für die schwächere Komponente eine unwahrscheinlich hohe Dichte. Die folgenden Fälle dieser Art sind einer noch nicht veröffentlichten Untersuchung von Bernewitz entnommen. Die kleinen Abweichungen der zugrunde gelegten Zahlen von den früheren sind hier belanglos.

Stern	p abs.	$m_1 + m_2$	m_1	m_2	M_1 (p=0.1″)	M_2 (p=0.1″)	D_1	D_2	D_m	Spektrum der beiden Komp.
o_2 Eridani BC.	0.194″	0.32	0.16	0.16	10.6^m	12.3^m	5.6×10^3	5.9×10^4	—	A, A
Sirius	0.376	3.4	2.4	1.0	1.3	11.3	0.22	8.8×10^4	—	A, A
Sirius	0.376	3.4	2.4	1.0	—	10.4	—	3.6	—	(Mb)
Procyon . . .	0.311	1.4	1.0	0.4	2.9	16.0	0.16	2.1×10^3	—	F 3, (Mc)
μ_1 Herculis BC.	0.103	1.08	—	—	10.1	10.6	—	—	2.5	Mb
Krüger 60 . .	0.260	0.44	0.24	0.20	11.3	13.0	3.1	18.9	—	Mb, (Mc)
85 Pegasi. . .	0.095	0.93	0.26	0.67	5.8	10.9	0.44	3.5	—	G 1, (Mc)

Es bedeutet: p abs. die absolute Parallaxe; $m_1 + m_2$, m_1, m_2 die Summe und die Einzelwerte der Massen der Komponenten in Einheiten der Sonnenmasse; M_1, M_2 die absoluten Sterngrößen für $p = 0.1''$ (absolute Helligkeit der Sonne $= 4.85^m$ angenommen), D_1, D_2, D_m die Einzelwerte und das Mittel der Dichtigkeiten der Komponenten in Einheiten der Dichte der Sonne. In der letzten Spalte sind die Spektren der Komponenten angegeben, soweit sie durch Beobachtung bestimmt werden konnten. Fehlt die Beobachtung des Spektrums, so ist die zur Erlangung einer plausibeln Dichte günstigste Annahme gemacht; die betreffenden Spektren sind eingeklammert. Bei Sirius ist die Rechnung für den Begleiter außer mit dem beobachteten Spektrum auch mit der Annahme Mb gemacht, um zu zeigen, daß erst mit dieser eine plausible Dichte zu erzielen ist. In den extremen Fällen müssen effektive Temperaturen von nur 2000° und darunter angenommen werden, damit man zu Dichten gelangt, die noch plausibel erscheinen.

Fälle plausibler Dichten.

Stern	$p$abs.	M_1 (p=0.1″)	M_2 (p=0.1″)	D_1	D_2	D_m	Spektrum	Angenommene Massen
η Cassiopeiae	0.198″	5.2^m	8.9^m	0.59	1.18	—	F9, K4	0.6, 0,4
β 883	0.027	5.1	5.1	—	—	0.43	F9	1.3
α Gemin.	0.078	1.4	2.3	0.46	0.50	—	A, A	4.1, 1.4
ε Hydrae	0.025	0.5	3.8	0.003	—	—	F9, —	1.8, 1.6
Σ 3121	0.080	7.4	7.7	—	—	0.17	K3	0.51
ξ Ursae maj.	0.167	5.5	6.0	0.71	1.15	—	F9, G1	0.43, 0.52
OΣ 235	0.056	4.6	5.9	0.25	—	—	F5, —	0.52
γ Virginis	0.071	2.9	2.9	0.46	0.48	—	Fo, Fo	2.1, 2.1
42 Comae	0 078	4.7	4.7	—	—	0.51	F5	0.93
α Centauri	0.760	4.7	6.1	0.49	0.05	—	Go, K5	1.1, 0.9
ξ Bootis	0.230	6.6	8.6	0.37	0.56	—	G6, K3	0.21, 0.19
η Coronae	0.084	5.2	5.7	—	—	0.40	Go	0.69
ζ Herculis	0.119	3.4	6.9	0.06	—	—	G1, —	0.9, 0.4
Σ 2173	0.056	4.7	4.9	—	—	0.31	G5	3.2
70p Ophiuchi	0.196	5.7	7.4	0.16	0.17	—	Ko, K5	1.0, 0.6
β 648	0.100	5.2	8.7	0.53	—	—	F7, —	0.53
δ Equulei	0.071	4.4	4.9	—	—	1.02	F4	1.7
κ Pegasi	0.024	1.6	2.1	—	—	0.18	F2	10.3, 4.0

Für die übrigen Systeme mit hinreichend genau bekannter Bahn und Parallaxe ergaben sich im großen ganzen plausible Dichten, wie vorstehende Zusammenstellung zeigt.

Unter den angeführten Dichten ist auffallend die geringe Dichte des Begleiters von α Centauri, die der ganzen Sachlage gemäß etwa gleich der des Hauptsternes hätte erwartet werden sollen. Sie ist aber wahrscheinlich fehlerhaft wegen ungenauer Bestimmung des Spektraltypus des Begleiters, dessen Spektrum auf den Objektivprismenaufnahmen fast ganz vom Spektrum des Hauptsternes überlagert ist. Ferner erscheint die Dichte von ϵ Hydrae auffallend klein. Allerdings hat dieser Stern auch die größte absolute Helligkeit unter den betrachteten Paaren. Aus dem genannten vorhandenen Material mit Ausschluß von ϵ Hydrae, α_2 Centauri, 13 Ceti und den Fällen o_2 Eridani und Sirius erhält Bernewitz folgende Beziehung zwischen Dichte, absoluter Helligkeit und Spektraltypus:

Dichte, absolute Helligkeit und Spektraltypus.

Mittlere absolute Sterngröße	Dichte	Spektren von — bis	Zahl der Sterne
0.8m	0.08	A0 — F3	4
1.5	0.20	A0 — F2	6
2.6	0.24	A0 — G0	11
3.5	0.26	A2 — K2	8
4.6	0.45	F1 — G5	11
5.6	0.43	F7 — K0	12
6.2	0.47	F5 — K5	9
8.1	0.52	K3 — K5	4
10.7	2.8	Mb	2

Die Sterne gehören praktisch alle der Zwergserie an. Man erkennt eine ziemlich gleichmäßige Zunahme der Dichten mit abnehmender absoluter Helligkeit und ein Fortschreiten des durchschnittlichen Spektraltypus in derselben Richtung. Dies gilt bis zur absoluten Größe 9^m oder 10^m. Dann beginnt das Auftreten der abnormen Fälle. Die beiden Sterne der letzten Reihe sind μ_1 Herculis und Krüger 60. Sie gehören offenbar bereits zu den Sternen, die gemäß den im früheren entwickelten Anschauungen am wahren Ende der Entwicklungsreihe stehen. Für diese ist der Zusammenhang zwischen Spektraltypus und effektiver Temperatur bzw. Oberflächenhelligkeit anscheinend ein ganz anderer als für die übrigen Sterne.

Die Parallaxen der vorstehenden Tabellen entstammen teils unmittelbaren (trigonometrischen) Bestimmungen, teils sind sie durch Vergleichung der visuellen Bahnbewegung mit den Radialgeschwindigkeiten erhalten. Diese letztere Methode liefert recht genaue Werte. Für α Centauri z. B. ergibt sich auf diese Weise sehr nahe die gleiche Parallaxe wie auf dem direkten Wege. Die so erhaltenen Parallaxen sind die der Sterne ϵ Hydrae, δ Equulei und κ Pegasi.[90]) Die Parallaxe von β 883 ist die der Hyadengruppe, der der Stern angehört.

Ein Blick auf die Massen zeigt, daß beträchtlich von 1, der Sonnenmasse, verschiedene Werte sehr selten zu sein scheinen. Dies gilt nicht nur für die

Grenzen der Massen.

betrachteten Fälle, sondern allgemein, auch für die spektroskopischen Systeme, soweit die Massen zu ermitteln sind. Kein System ist bekannt, dessen Gesamtmasse kleiner als etwa 0.3 oder größer als etwa 50 Sonnenmassen ist. Die kleinste bisher bekannte Masse (etwa $^1/_7$ Sonnenmasse) hat der Begleiter von Krüger 60. Es scheint hierhin eine notwendige Existenzbedingung für selbstleuchtende und stabile Himmelskörper von der Art der Fixsterne angedeutet zu sein.[91]) Ordnet man weiter die Massen — bzw. die Massenfunktionen oder die $m \sin^3 i$ — der spektroskopischen Systeme nach dem Spektraltypus, so ergibt sich, wie Ludendorff[92]) gezeigt hat, unter Voraussetzung durchschnittlich gleicher Massenverhältnisse $m_2 : m_1$ in den Systemen und durchschnittlich gleicher Bahnneigungen i, daß die Gesamtmassen mit fortschreitendem Spektraltypus abnehmen. Sie sind in den Stufen Bo—B5 durchschnittlich 1.7 mal so groß als in den Stufen B8—B9, 2.5 mal so groß als in der Klasse A und 4 mal so groß als in der Klasse F. Die Massen der wenigen Fälle vom Typus Oe—Oe5 scheinen noch größer zu sein als die der B-Sterne. Für die Klassen G, K und M ist das Beobachtungsmaterial noch zu spärlich. Bemerkenswert ist auch, daß mit den großen Massen (vom Spektraltypus B) besonders häufig das Auftreten der scharfen und schwach bewegten Kalziumlinie K verbunden ist, die, wie schon früher erwähnt, einer äußeren Atmosphäre der betreffenden Systeme zugeschrieben wird. Diese Fälle verhalten sich vielleicht qualitativ zu den übrigen B-Sternen wie die planetarischen Nebel zu den O-Sternen, die ja in spektraler Beziehung eng miteinander verknüpft sind. Möglicherweise deuten auch helle Linien bei den frühern Spektraltypen nach Ludendorff auf große Masse hin. Was den wirklichen Wert der durchschnittlichen Gesamtmasse der spektroskopischen Systeme anbetrifft, so wird man nicht sehr fehlgehen, wenn man ihn für die Systeme vom Typus A zu etwa 4 Sonnenmassen annimmt. Das Verhältnis der Massen der beiden Komponenten ist bei den spektroskopischen Systemen sehr gleichförmig. Fast ausnahmslos ist die hellere Komponente auch die massigere. Nach Ludendorff ist das Verhältnis der Masse der schwächeren zu der der helleren Komponente im Durchschnitt 0.72, nach Aitken[93]) 0.75. Es sind Andeutungen dafür vorhanden, daß dieses Verhältnis mit fortschreitendem Spektraltypus zunimmt.

Beziehung zwischen Masse und Spektraltypus.

Weitere Beziehungen.

Durchschnittlicher Wert der Massen.

Massenverhältnis der Komponenten.

Für 14 visuelle Doppelsternsysteme mit bekannter Parallaxe fand Aitken die Gesamtmasse zu durchschnittlich 1.76 Sonnenmassen. Nahe denselben Wert fanden Eddington, Innes und Steele.[94]) Auch in den visuellen Systemen scheint in der Regel die hellere Komponente die massigere zu sein, und das durchschnittliche Massenverhältnis scheint einen ähnlichen Wert zu haben wie bei den spektroskopischen Systemen.

Weitere statistische Betrachtungen über die Doppelsterne.

Zahlreiche statistische Untersuchungen sind über Beziehungen zwischen den Bahnelementen und den physischen Verhältnissen der Doppelsterne, besonders der spektroskopischen, angestellt worden.[95]) Danach nimmt bei den spektroskopischen Doppelsternen die Bahnexzentrizität mit der Periodenlänge durchschnittlich zu. Zwischen den spektroskopischen und visuellen Doppel-

sternen besteht bezüglich der Exzentrizität ein großer Unterschied. Bei den ersteren ist der Mittelwert der Exzentrizität etwa 0.2, bei den letzteren 0.5. Dies ist von Bedeutung für die Beurteilung des genetischen Zusammenhangs zwischen den sehr engen spektroskopischen und den visuellen Doppelsternen. Die Trennung nach dem Spektraltypus ergibt auch innerhalb jeder Spektralklasse eine Zunahme der Exzentrizität mit der Periodenlänge, außerdem ein allmähliches Seltenerwerden der Systeme von sehr kurzer Periode mit fortschreitendem Spektraltypus. Aus einer näheren Untersuchung von Jordan scheint hervorzugehen, daß die Zunahme der Exzentrizität mit der Periodenlänge innerhalb jeder Spektralklasse nicht gleichmäßig ist, daß vielmehr in jeder Klasse eine ziemlich scharfe Trennung besteht zwischen den Systemen mit kurzer Umlaufszeit und kleiner Exzentrizität und den Systemen mit größerer Umlaufszeit und großer Exzentrizität.

Bei allen diesen Untersuchungen müssen stets diejenigen Sterne mit periodisch veränderlicher Radialgeschwindigkeit, die zugleich veränderliche Helligkeit nach Art von δ Cephei oder ζ Geminorum haben, beiseite gelassen werden, da sie sich gänzlich verschieden von den übrigen spektroskopischen Doppelsternen verhalten. Diese Sterne werden später für sich betrachtet werden.

Mehrfach tritt in den vorstehend betrachteten Untersuchungen die Tendenz der Exzentrizitäten hervor, bei einer gewissen Periodenlänge ein Maximum zu erreichen, bei kleinerer und größerer Periodenlänge also durchschnittlich geringer zu sein. Dieser für die Theorie der Entwicklung eines Doppelsternsystems wichtige Umstand ist jedoch noch nicht genügend gesichert.

Die früher aus noch ziemlich spärlichem Material an spektroskopischen Bahnen gefolgerte ungleichmäßige Verteilung der Periastronlängen, mit auffallender Bevorzugung des ersten Quadranten (0°—90°), scheint sich mit der Vermehrung der Zahl der bekannten Bahnen nach und nach auszugleichen. Im wesentlichen unverändert bestehen geblieben ist sie nur für die Veränderlichen vom δ Cephei-Typus, für die aber nur wenig neues Material hinzugekommen ist.

Wesentlich anders verhalten sich die visuellen Systeme. Zunächst fehlen unter ihnen, soweit Systeme mit bekannter Umlaufszeit (P also im allgemeinen unter 200 Jahren) in Betracht kommen, die ganz frühen Spektralklassen O und B völlig, die ganz späten Klassen M und N fast völlig. Das Fehlen der Klassen O und B, die unter den spektroskopischen Doppelsternen relativ am häufigsten vertreten sind, und die Seltenheit der Klassen M und N ist wohl auf die sehr große Entfernung der Helium- und Wolf-Rayet-Sterne, der N-Sterne und eines Teiles der M-Sterne zurückzuführen, infolge derer die engen Systeme mit weniger als 200 Jahren Umlaufszeit visuell nicht mehr getrennt werden können. Weitaus am häufigsten unter den visuellen Systemen mit schneller Bahnbewegung ist die Klasse G vertreten, was der Tatsache entspricht, daß die Sterne dieser Klasse uns durchschnittlich am nächsten

sind, also, wenn sie Doppelsternsysteme sind, auch am leichtesten getrennt werden können. Die Exzentrizitäten nehmen auch bei den visuellen Systemen mit der Periodenlänge zu, aber weit schwächer, als dies bei den spektroskopischen Systemen der Fall ist. Aitken erhält aus dem bis Ende 1917 vorliegenden Material folgende Zusammenstellung:

	Durchschnittliche Periode	Durchschnittliche Exzentrizität	Zahl der Systeme
Spektroskopische Doppelsterne	2.75 Tage	0.047	46
	7.80 „	0.147	19
	23.00 „	0.324	25
	555 „	0.350	29
Visuelle Doppelsterne	31.3 Jahre	0.423	30
	74.4 „	0.514	20
	170 „	0.539	18

Eine weitere Zerlegung des Materials läßt auch hier wieder Maxima der Exzentrizität bei der Periodenlänge 20—50 Tage und 100—150 Jahre erkennen. Das letztere ist allerdings nur auf 6 Systeme begründet und daher vielleicht nur zufällig. Die Zunahme der Periodenlänge mit dem Fortschreiten in der Spektralreihe ergibt sich bei genauerer Prüfung ebenfalls anscheinend nicht als gleichmäßig. Es findet eine deutliche Trennung der spektroskopischen Systeme zwischen den Spektralklassen F und G statt in eine Gruppe B, A, F mit der durchschnittlichen Periode 22 Tage und der durchschnittlichen Exzentrizität 0.20, und in eine Gruppe G, K, M mit der durchschnittlichen Periode 240 Tage und der durchschnittlichen Exzentrizität 0.15. Innerhalb jeder Gruppe ist keine Zunahme der mittleren Periodenlänge mit fortschreitendem Spektraltypus zu erkennen. Bei den visuellen Systemen ist keine Abhängigkeit der Periode vom Spektraltypus zu erkennen, während die durchschnittliche Exzentrizität von Klasse A bis M langsam abnimmt von 0.53 bis 0.40. Ob letzteres ein Zufall ist oder eine kosmogonische Bedeutung hat, steht noch dahin.

Die Verteilung der Bahnneigungen ist ebenfalls häufig Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen.[96]) In erster Linie dachte man an eine Tendenz der Bahnebenen zum Parallelismus mit der Ebene der Milchstraße. Hierfür spricht z. B. die größere Häufigkeit der Bedeckungsveränderlichen und, wenn man sie ebenfalls als Doppelsterne auffaßt, der Veränderlichen vom δ Cephei-Typus in der Michstraße, als außerhalb derselben. Auch an andere Vorzugsebenen ist gedacht worden, z. B. von R. Prager und dem Verfasser für die dem System Ursa major angehörenden Doppelsterne an die Hauptebene des Systems. Im ganzen haben die allgemeinen Untersuchungen bisher zu widersprechenden Ergebnissen geführt, so daß die kosmogonisch sehr wichtige Frage noch als eine offene betrachtet werden muß.

Ausnahmestellung der Veränderlichen vom δ Cephei- und verwandten Typus.

Bei den vorstehenden Betrachtungen ist von den δ Cephei-, ζ Geminorum- und den RR Lyrae-Veränderlichen und Verwandten abgesehen worden, die sich in mehrfacher Beziehung so gänzlich anders verhalten als die gewöhn-

lichen spektroskopischen Doppelsterne, daß von namhaften Forschern ihr Doppelsterncharakter angezweifelt wird.[97]) Hier soll zunächst nur auf die Radialgeschwindigkeit dieser Sterne eingegangen werden. Folgende Tabelle enthält nach verschiedenen Quellen[98]) die Bahnelemente der genau untersuchten Sterne.

Stern	Spektrum	Periode (Tage)	Exzentrizität	Periastron	$a \sin i$ (km)	$f(m_1, m_2)$
β Cephei	B1	0.19	0.04	3°	45000	0.0001⊙
12 Lacertae	B2	0.19	0.0+	—	45000	0.0001
RR Lyrae	F	0.57	0.26	111	166600	0.00057
SZ Tauri	F8	3.15	0.24	77	460000	0.0004
RT Aurigae	G	3.73	0.37	95	856000	0.0018
SU Cygni	F5	3.84	0.21	346	1350000	0.0058
α Ursae min.	F8	3.97	0.14	66	160400	0.00001
T Vulpeculae	F	4.44	0.44	103	968000	0.0018
δ Cephei	G	5.37	0.36	83	1364000	0.0035
Y Sagittarii	G	5.77	0.20	37	1485000	0.0039
X Sagittarti	F8	7.01	0.40	94	1313000	0.0018
η Aquilae	G	7.18	0.47	66	1773000	0.0040
W Sagittarii	F5	7.60	0.36	43	1930000	0.0055
ζ Geminorum	G	10.15	0.20	338	1815500	0.0023
Y Ophiuchi	G	17.12	0.16	225	1798000	0.0008

Die beiden ersten Sterne zeigen Helligkeitsschwankungen ähnlich denen der übrigen, aber von viel geringerem Umfang; auch unterscheiden sie sich von ihnen wesentlich durch ihr Spektrum und die Kleinheit der Exzentrizität. In dieser Beziehung stehen sie den gewöhnlichen spektroskopischen Doppelsternen mit sehr kurzer Periode nahe. Die übrigen nun zeigen zunächst ein völlig anderes Verhalten der Exzentrizität zur Periodenlänge; sie ist durchschnittlich bedeutend größer als bei den gewöhnlichen spektroskopischen Doppelsternen derselben Periodenlänge. Beziehungen zwischen Exzentrizität und Periodenlänge, wie bei jenen, sind nicht angedeutet. Über etwaige Beziehungen zwischen Periodenlänge und Spektraltypus gibt das vorstehende Material keinen Aufschluß. Das Periastron ist weit davon entfernt, gleichmäßig über alle vier Quadranten verteilt zu sein. Die Werte $a \sin i$ sind alle auffallend klein, ebenso die Massenfunktionen, die von einer völlig anderen Größenordnung sind als der Durchschnitt für die übrigen spektroskopischen Doppelsterne. Der Wert der Massenfunktion $f(m_1, m_2) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + {}_2m)^2}$ hängt von der Neigung i, der Gesamtmasse des Systems und dem Massenverhältnis $m_2 : m_1$ ab. Mit Rücksicht auf die mit der Bahnbewegung zusammenhängenden Helligkeitsschwankungen ist es sehr unwahrscheinlich, daß i für diese Systeme im Durchschnitt kleiner sein sollte als für die übrigen. Ebenso ist es unwahrscheinlich, daß die Gesamtmasse dieser Systeme abnorm klein sei. Dann bleibt, immer unter der Voraussetzung, daß die beobachteten Radialgeschwindigkeitsschwankungen als Bahnbewegungen interpretiert werden dürfen, nur die Möglichkeit eines Massenverhältnisses $m_2 : m_1$, das weit kleiner ist, als es durchschnittlich in den anderen Systemen gefunden worden ist.

Aus diesen Betrachtungen geht jedenfalls hervor, daß in den δ Cephei-Systemen besondere physische Bedingungen herrschen müssen, die ganz unähnlich denen der normalen Systeme sind.

Systeme mit mehr als zwei Komponenten: Polaris.

Besonderes Interesse beanspruchen noch die spektroskopischen und visuellen Systeme mit mehr als zwei Komponenten. Einige dieser Systeme mögen hier etwas näher betrachtet werden. Die Radialgeschwindigkeit des Polarsternes wurde 1899 von W. W. Campbell veränderlich gefunden in einer Periode von etwas weniger als vier Tagen. Die weitere Beobachtung durch Hartmann und auf der Licksternwarte ergab die genauere Periode 3.9682^d und die in der vorstehenden Tabelle sowie S. 421 angeführten Bahnelemente. Diese und das Spektrum erregten den Verdacht, daß der Stern ein δ Cephei-Veränderlicher sei, und Hertzsprung fand in der Tat 1911 eine Lichtschwankung von 0.17^m photographischer Amplitude. Während nun die zahlreichen fortgesetzten Beobachtungen keine Änderung der Bahnelemente verrieten, wurde die Schwerpunktsgeschwindigkeit des Systems allmählich abnehmend und dann wieder zunehmend gefunden; sie betrug 1897 — 17 km, 1900 nur noch — $11\frac{1}{2}$ km, 1910 wieder — 16 km, 1916 — 18 km. Es war also klar, daß in dem System des Polarsterns noch eine dritte, unsichtbare Komponente vorhanden ist, mit der sich das kurzperiodische System um einen gemeinsamen Schwerpunkt in einer stark elliptischen Bahn mit mindestens 20 Jahren Umlaufszeit bewegt. Die Länge der Umlaufszeit in der größeren Bahn erweckte die Hoffnung, die Bewegung in dieser Bahn auch in den visuellen Beobachtungen, sowohl den Rektaszensions- und Deklinationsbestimmungen wie den Mikrometermessungen des Polarsterns und seines bekannten visuellen Begleiters 9. Größe, nachzuweisen und damit eine genaue Bestimmung der Parallaxe des Sternes zu erhalten, die wegen seines δ Cephei-Charakters von besonderer Wichtigkeit ist. Der Versuch ist von Courvoisier gemacht worden, jedoch unter der von den Spektroskopikern anfangs gemachten irrigen Annahme einer 11.9 jährigen Umlaufszeit. Zweifellos wird aber der Versuch in einigen Jahren, wenn ein voller Umlauf beobachtet und damit die Richtigkeit der Interpretation der Schwankung der Schwerpunktsgeschwindigkeit sichergestellt sein wird, besseren Erfolg haben.

Algol.

Der auch als zuerst entdeckter Bedeckungsveränderlicher bekannte spektroskopische Doppelstern Algol zeigte in seiner, natürlich mit der Umlaufszeit in der Bahn übereinstimmenden Lichtwechselperiode von rund 2.87 Tagen beträchtliche langsame Schwankungen von kompliziertem Charakter, die seit Argelanders Zeiten Gegenstand zahlreicher Untersuchungen geworden sind. Nach einer Untersuchung Chandlers scheint auch die Eigenbewegung von Algol langsamen Schwankungen unterworfen zu sein. Die spektroskopische Duplizität wurde bereits 1889 von Vogel entdeckt, und seit dieser Zeit liegen eine Reihe genauer Bahnbestimmungen des Systems vor. Auch hier ergab sich eine veränderliche Schwerpunktsgeschwindigkeit, auf die zuerst Belopolsky, 1906, aufmerksam gemacht hat. Schlesinger fand die Periode der Schwankung der Schwerpunktsgeschwindigkeit zu 1.874 Jahren und die

Schwankung zu 18 km. Ihr entspricht eine nahezu kreisförmige Bahn, die das kurzperiodische System mit einer dritten Komponente um den gemeinsamen Schwerpunkt beschreibt. Die Existenz der dritten Komponente wird, wie Schlesinger gezeigt hat, dadurch bestätigt, daß die infolge der Bewegung des engen Systems um den Schwerpunkt des weiteren Systems zu erwartende Lichtgleichung in dem Lichtwechsel tatsächlich vorhanden ist. Die Lichtwechselperiode indessen zeigt außer der 1.9-jährigen Schwankung noch längere, die teils vielleicht auf weitere Komponenten in dem System, teils vielleicht auf eine Drehung der großen Achse der kurzperiodischen (elliptischen) Bahn hindeuten. Eine eingehendere Untersuchung der verwickelten Verhältnisse des Systems durch Hellerich läßt erkennen, daß wir noch weit entfernt von einer klaren Einsicht in dieselben sind.

λ Tauri.

Fast noch merkwürdiger scheinen nach den Untersuchungen Schlesingers die Verhältnisse in dem System eines anderen Bedeckungsveränderlichen, λ Tauri, zu liegen, dessen Lichtwechsel- und spektroskopische Umlaufsperiode rund 3.95 Tage beträgt. Hier ist über der kurzperiodischen Bahnbewegung noch eine längere von nur 34.6 Tagen Periode gelagert, deren Amplitude K gleich 10.4 km ist. Dies wird durch die älteren Beobachtungen, insbesondere diejenigen von Hartmann, die v. Aretin bearbeitet hat, bestätigt. Das Ergebnis der Schlesingerschen Untersuchung ist somit außer Zweifel. Das System λ Tauri besteht demnach, soweit bisher unsere Kenntnis von ihm reicht, aus drei Komponenten, von denen zwei in einer engen, schwach elliptischen Bahn mit 3.95 Tagen Umlaufszeit umeinander laufen, während dieses enge System mit einer dritten Komponente ein größeres System mit 34.6 Tagen Umlaufszeit bildet. Die Amplitude K des engen Systems ist 56 km. Infolge der Bedeckungen, die in dem engen System stattfinden, treten kurz vor und nach dem Hauptminimum der Helligkeit (der Bedeckung der helleren Komponente durch die schwächere) in den Radialgeschwindigkeiten Abweichungen von der berechneten Geschwindigkeitskurve auf, die erkennen lassen, daß die Rotation der hellen Komponente — und wohl auch der schwächeren — in der gleichen Zeit und in demselben Sinne erfolgt wie die Bahnbewegung. Die Möglichkeit dieser Feststellung wird sofort klar, wenn man bedenkt, daß während der Bedeckung nur ein Teil der Scheibe der bedeckten Komponente uns ihr Licht zusenden kann. Die dritte Komponente ist zu schwach, um sichtbare Linien im Gesamtspektrum des Sterns zu erzeugen. Weitere Überlegungen und Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen ergeben, daß die Masse der helleren Komponente 2.5, der zweiten Komponente (in dem viertägigen System) 1.0, der dritten 0.4 Sonnenmassen beträgt. Die mittleren Entfernungen der drei Komponenten vom Schwerpunkt des engen Systems betragen 3.2, 8.0 und 50.0 Millionen km. Die Masse der hellen Komponente überwiegt so stark, daß man das System auch so beschreiben kann: λ Tauri besteht aus einer hellen, massigen Komponente mit zwei schwächer leuchtenden Satelliten wesentlich geringerer Masse.

Auch unter den visuellen Systemen mit mehr als zwei Komponenten sind solche, deren Bewegungen bereits genaueren Untersuchungen zugänglich geworden sind. Am längsten bekannt ist das vierfache System ζ Cancri und das dreifache System ε Hydrae, die Seeliger eingehend untersucht hat. Das

ζ Cancri. System ζ Cancri besteht aus zwei hellen bereits von W. Herschel entdeckten Komponenten, die in 60 Jahren um ihren gemeinsamen Schwerpunkt in einer elliptischen Bahn sich bewegen. Die große Halbachse dieser Bahn beträgt 0.86″. Das Massenverhältnis der beiden nahe gleich hellen Komponenten ist wenig von 1 verschieden. Um dieses enge System läuft eine dritte (von Tobias Mayer 1756 entdeckte) Komponente in einem bisher nahezu konstanten Abstande von $5\frac{1}{2}$″ mit einer noch unbekannten, jedenfalls mehrere Jahrhunderte betragenden Umlaufszeit. Diese dritte Komponente zeigt nun ihrerseits wiederum periodische Abweichungen von ihrer mittleren Bewegung, die das Vorhandensein eines nahen, unsichtbaren Begleiters verraten, mit dem sie ein zweites enges System bildet. Seeliger fand die Umlaufszeit in diesem System gleich 17.6 Jahren und die Bahn nahezu kreisförmig, indessen ist die Exzentrizität in solchen schwierigen Fällen stets sehr unsicher zu bestimmen. Die Distanz der beiden Komponenten liegt sehr wahrscheinlich unter 1″.

ε Hydrae. Auch in dem System ε Hydrae fällt die große Verschiedenheit der Dimensionen des engen und des weiteren Systems auf. Hier besteht das von Schiaparelli entdeckte, aber bereits von O. Struve vermutete engere System aus zwei Komponenten 4. und 5. Größe, die in einer stark elliptischen Bahn von nur $\frac{1}{4}$″ mittlerer Distanz in 15.3 Jahren umeinander laufen. Die von W. Struve entdeckte dritte Komponente hat von diesem engen Paar eine Entfernung von $3\frac{1}{3}$″, und ihre Umlaufszeit beträgt sicherlich mehrere Jahrhunderte. Das Massenverhältnis in dem engen System ist gleich 0.9.

Große Verschiedenheit der Dimensionen der Partialsysteme in mehrfachen Systemen.

Bemerkenswert ist in diesen, wie in manchen anderen mehrfachen Systemen die große Verschiedenheit der Dimensionen der Partialsysteme, gleichsam als wenn mehrfache Systeme, in denen die Distanzen und Massen der Komponenten von gleicher Größenordnung sind, keinen Bestand haben könnten oder aus irgendeiner genetischen Ursache nicht möglich oder wahrscheinlich wären. Nun sind allerdings in den letzten Jahren auch solche Systeme bekannt geworden, in denen die Distanzen nur wenig verschieden sind, aber bevor die Bewegungen in diesen Systemen genauer untersucht sind, müssen weitere Betrachtungen über diese kosmogonisch wichtige Frage verschoben werden.

70 Ophiuchi. Ein drittes mehrfaches System der betrachteten Art, 70 Ophiuchi, ist in jüngster Zeit von Pavel untersucht worden. Es besteht aus drei Komponenten, von denen zwei, von der Helligkeit 4^m und 6^m, umeinander eine stark elliptische Bahn von 87.7 Jahren Umlaufszeit mit 4.5″ mittlerer Distanz beschreiben, während die dritte, unsichtbare, mit der 4^m-Komponente ein engeres System mit vorläufig kreisförmig angenommener Bahn bildet, dessen Periode $6\frac{1}{2}$ Jahre beträgt bei 0.7″ Abstand der hellen Komponente vom Schwerpunkt des engen Systems. Da die Parallaxe von 70 Ophiuchi bekannt ist — Pavel nimmt

0.225 (absolut) an —, so ergeben sich die großen Halbachsen der Bahnen zu rund 3000 bzw. 460 Millionen km. Die Massen sind 0.65, 0.37 und 0.03 Sonnenmassen. Die Massen der beiden hellen Komponenten sind etwas kleiner als die S. 422 angeführten, da Pavel seiner Berechnung eine etwas größere Parallaxe als dort zugrunde legt.

Interessante Verhältnisse scheinen auch in dem System ι Cassiopeiae vorzuliegen, in welchem ein Stern 4. Größe mit zwei Begleitern 7. und 8. Größe in 2″ bzw. $7\frac{1}{2}$″ Distanz sichtbar sind. Die auf den Hauptstern bezogenen Örter der beiden Begleiter zeigen parallel verlaufende Störungen ihrer sehr langsamen mittleren Bewegung, die es wahrscheinlich machen, daß der Hauptstern selbst noch einen sehr nahen unsichtbaren Begleiter von mehreren Jahrzehnten Umlaufszeit hat. ι Cassiopeiae.

Der bekannte Doppelstern ξ Ursae majoris besteht zunächst aus zwei nahe gleich hellen Komponenten mit 60-jähriger Umlaufszeit. Bei der Bearbeitung der Beobachtungen fand Nörlund in der relativen Bewegung der beiden Sterne eine Störung von 1.8 Jahren Periode. Der Hauptstern war bereits früher von Wright spektroskopisch doppelt erkannt worden, so daß die Vermutung nahe lag, daß hiermit die Störung zusammenhänge. Dies ist in der Tat der Fall, denn die Schwankungen der Radialgeschwindigkeit sind mit der 1.8-jährigen Periode im Einklang. Später hat Hertzsprung die Störung auf photographischem Wege eingehend untersucht und völlig sicher bestätigt gefunden. Unter Vernachlässigung der Exzentrizität ergab sich der Radius der 1.8-jährigen Bahn zu 0.05″ und ihre Neigung so nahe gleich 90°, daß die Möglichkeit von Bedeckungen vorliegt, die bisher jedoch noch nicht beobachtet worden sind. Interessant ist, daß wegen der beträchtlichen Eigenbewegung von ξ Ursae majoris, der auch der Sonne ziemlich nahe steht, die Bedeckungen von der Sonne aus gesehen nur einen verhältnismäßig kurzen Zeitraum lang stattfinden können; Hertzsprung schätzt unter gewissen Voraussetzungen über die Dichte der Komponenten diesen Zeitraum zu 2—3 Jahrtausenden. Ob er schon abgelaufen ist oder noch bevorsteht, oder ob wir uns gerade in demselben befinden, müssen die weiteren mikrometrischen und die photometrischen Beobachtungen ergeben. Mit der Parallaxe 0.155″ fand Hertzsprung die Massen der drei Komponenten in der Reihenfolge der Helligkeiten zu 0.43, 0.60 und 0.16 Sonnenmassen. ξ Ursae majoris.

Komplizierter ist das von Henroteau untersuchte System κ Pegasi. Es besteht zunächst aus zwei visuellen Komponenten, die das von Burnham entdeckte bekannte enge kurzperiodische System mit 11.4-jähriger Umlaufszeit bilden. Diese beiden Komponenten haben nahe die gleiche Helligkeit 5^m. Eine derselben wurde von Campbell 1900 spektroskopisch doppelt gefunden. Nach den Untersuchungen Henroteaus beträgt die Periode des spektroskopischen Systems 5.97 Tage, die Exzentrizität 0.03; nur eine Komponente ist im Spektrum sichtbar. Die Massen sind schätzungsweise 10.3 Sonnenmassen für das spektroskopische System und 4.0 Sonnenmassen für die zweite visuelle Komponente. Die große Halbachse des visuellen Systems beträgt κ Pegasi.

1836 Mill. km und, falls die Bahnebenen des visuellen und spektroskopischen Systems zusammenfallen, was natürlich nicht notwendig ist, die große Halbachse des spektroskopischen Systems 6.7 Mill. km. Die Massen der einzelnen Komponenten des letzteren Systems sind 6.6 und 3.7 Sonnenmassen, wobei die helle Komponente die größere Masse hat. Die große Halbachse der spektroskopischen Bahn scheint sich in der Periode des visuellen Systems zu drehen.[99])

α Geminorum.

Visuelle Systeme, in denen beide Komponenten als enge spektroskopische Systeme erkannt worden sind, gibt es ebenfalls mehrere; die bekanntesten Fälle sind α Geminorum und ζ Ursae majoris. Die visuellen Komponenten des ersteren bilden den bekannten schönen Doppelstern, dessen Umlaufszeit Doberck zu rund $3\frac{1}{2}$ Jahrhunderten findet. Die schwächere Komponente ist ein spektroskopischer Doppelstern mit 2.9-tägiger, die hellere mit 9.2-tägiger Periode. Die visuellen Komponenten des zweiten Systems, ζ Ursae majoris, haben bisher keine relative Bewegung gezeigt. Die hellere Komponente ist der erste auf spektroskopischem Wege entdeckte Doppelstern (Pickering 1889) — der zweite war Algol (Vogel 1889). Zufällig ist Mizar auch der erste bekannte visuelle Doppelstern (Riccioli 1650). Die Periode des spektroskopischen Systems beträgt $20\frac{1}{2}$ Tage. Die schwächere visuelle Komponente ist ebenfalls ein spektroskopischer Doppelstern, über den aber noch nichts Näheres bekannt ist. Der in 11′ Distanz entfernte Alkor (g Ursae), der mit ζ gemeinsame Eigenbewegung hat und zum System Ursa major gehört, ist nach Frost spektroskopischer Doppelstern mit einer der kürzesten der bisher bekannten Perioden, die nur 3.7 Stunden (0.155 Tage) beträgt. Über diese Systeme folgen nähere Angaben bei den veränderlichen Sternen, ebenso über die merkwürdigen Systeme β Lyrae, φ Persei, 12 Canum venaticorum, β Cephei, 12 Lacertae, Boss 46, auf die daher hier nicht weiter eingegangen werden soll.

ζ Ursae majoris.

Sichtbarkeit beider Komponenten im Spektrum.

Einer kurzen Betrachtung bedürfen noch diejenigen Fälle von spektroskopischen und visuellen Doppelsternen, in denen das Spektrum beider Komponenten bekannt ist. Bezüglich der spektroskopischen Systeme, deren Umlaufszeiten meistens nur nach Tagen oder Monaten rechnen, so daß die Abstände der Komponenten gering sind, sollte man aus kosmogonischen Gründen von vornherein bei nahe gleicher Helligkeit der Komponenten auch nahe gleiche Spektren erwarten. Dies ist in der Tat bei allen oder fast allen derartigen Systemen der Fall. Die Linien der schwächeren Komponente sind im gemeinsamen Spektrum nur dann sichtbar, wenn der Helligkeitsunterschied unter etwa zwei Größenklassen bleibt. Über die Fälle mit sehr verschiedener Helligkeit der Komponenten ist daher nichts bekannt. In einigen Fällen scheint eine Abweichung von der Regel vorzuliegen. So sind im Spektrum von o^1 Cygni die Linien zweier Komponenten vom Spektraltypus K und A sichtbar. Das Spektrum von ζ Aurigae setzt sich aus einer K- und einer B 5- oder B 8-Komponente zusammen. Noch verschiedenere Merkmale zeigt das Spektrum von δ Sagittae; hier sind die Linien

des Typus Ma mit denen des Typus A vereinigt. Das Spektrum von γ Persei besteht aus einer G- und einer A 2-Komponente, das Spektrum von β Capricorni ebenfalls aus einer G- und einer A 2-Komponente, das Spektrum von α Equulei aus einer F 8- und einer A 5- oder F 0-Komponente, das Spektrum von o Andromedae aus einer A 0- und einer B 5-Komponente, das Spektrum von o Leonis aus einer F 5- und einer A 5-Komponente usw. Soweit diese Systeme genauer untersucht sind, hat sich — mit alleiniger Ausnahme von o Leonis, dessen Periode $14\frac{1}{2}$ Tage beträgt — langsame Bahnbewegung ergeben. Für β Capricorni ist eine Umlaufszeit von 3.8 Jahren bestimmt worden; ebenso beläuft sie sich für o^1 Cygni, ζ Aurigae, δ Sagittae, γ Persei, α Equulei und manche andere der hier nicht angeführten Fälle zweifellos auf Jahre oder Jahrzehnte. Im allgemeinen scheint der Unterschied der Spektren um so geringer zu sein, je kürzer die Umlaufszeit ist. Demgemäß treten starke spektrale Unterschiede der Komponenten bei den visuellen Doppelsternen viel häufiger auf. Unter 45 Paaren (Distanz kleiner als 31″) mit einem Helligkeitsunterschied von weniger als 1^m sind 6 mit einem spektralen Unterschied von mehr als einer Klasse und 39 von weniger als einer Klasse. Unter 29 Paaren mit mehr als 1^m Helligkeitsunterschied sind 19 mit einem spektralen Unterschied von mehr als einer Klasse und 10 von weniger als einer Klasse. Die weitaus meisten der untersuchten Paare sind Systeme mit sehr langsamer Bahnbewegung. Also je größer Distanz (Umlaufszeit) und Helligkeitsunterschied der Komponenten, desto verschiedener im Durchschnitt ihr Spektraltypus. Daß dieses Verhalten von besonderer Bedeutung für die Art der Entstehung und die Weiterentwicklung der Doppelsternsysteme sein muß, ist ohne weiteres einleuchtend.[100])

Der Wert gleichzeitiger visueller und spektroskopischer Beobachtung eines Doppelsterns für die genaue Ermittlung der Parallaxe ist bereits erwähnt worden. In letzter Zeit ist es gelungen, zwei Systeme, die zunächst nur spektroskopisch erkannt waren, auch visuell zu trennen. Der eine Fall betrifft α Aurigae. Der Versuch, das spektroskopische System dieses Sternes visuell zu trennen, ist bald nach der Entdeckung der spektroskopischen Duplizität gemacht worden. Die in Greenwich mit einem 28-zölligen Refraktor erhaltenen Anzeichen des Begleiters konnten jedoch anderweitig nicht bestätigt werden. Neuerdings scheint nun nach einem vorliegenden sehr kurzen Bericht die Trennung mit dem 100-zölligen Reflektor des Mount Wilson mittels Interferenzmethoden gelungen zu sein. Die Distanz der Komponenten wurde am 30. Dezember 1919 zu 0.042″ und der Positionswinkel zu 148° oder 328° bestimmt. Weitere Beobachtungen ergaben die Bahnneigung und damit die Massen der Komponenten; zahlenmäßige Angaben über diese Konstanten sowie über die sich ergebende Parallaxe fehlen in dem Bericht. Der zweite Fall bedarf noch weiterer Bestätigung. Der Heliumstern ν Geminorum ist nach Harper ein spektroskopischer Doppelstern mit der ungewöhnlich langen Periode von 9.6 Jahren. Die Exzentrizität der Bahn beträgt 0.20. Da die Amplitude der Radialgeschwindigkeit (30 km) recht beträchtlich für einen

Visuelle Auflösung spektroskopischer Doppelsterne.

solchen Fall ist, ferner beide Komponenten im Spektrum sichtbar sind, so ist die Möglichkeit einer visuellen Trennung dieses Systems vorhanden, deren Gelingen von besonderem Interesse sein mußte. Beobachtungen am 65 cm-Refraktor der Babelsberger Sternwarte durch Bernewitz und Pavel ergaben eine leichte Verlängerung des Sternes zur Zeit der aus der spektroskopischen Bahn geschlossenen größten Distanz der Komponenten. Die Distanz war schätzungsweise 0.16″. Falls dieselbe genau der großen Halbachse der projizierten spektroskopischen Bahn (1417 Mill. km) entspräche, würde die Parallaxe des Sternes von der Größenordnung 0.01″ sein. Die absolute Sterngröße (Parallaxe 0.1″) von ν Geminorum, dessen Spektrum B 5 ist, würde damit sich zu etwa -1^m ergeben; das System ν Geminorum wäre also sechs Größenklassen heller als die Sonne.

Es bleibt noch übrig, über die spektroskopischen Ergebnisse zu berichten, die an einzelnen spektroskopischen Systemen und an anscheinend einfachen Sternen mit besonderen physikalischen Bedingungen erhalten worden sind. Diese Ergebnisse stehen jedoch mit anderen Fragen, die im folgenden behandelt werden, in engem Zusammenhang und sollen daher mit diesen zusammen betrachtet werden.

Sterne mit veränderlicher Helligkeit.

h) Veränderliche Sterne. Bereits unter den spektroskopischen Doppelsternen waren mehrfach Fälle zu erwähnen, in denen mit der Schwankung der Radialgeschwindigkeit auch eine Schwankung der Helligkeit vorhanden ist. Dies sind nicht die einzigen Fälle veränderlicher Helligkeit unter den Fixsternen; sehr häufig wird auch Veränderlichkeit der Helligkeit bemerkt, ohne daß gleichzeitige Veränderungen der Radialgeschwindigkeit festzustellen sind. Wenigstens ist dies bisher in vielen Fällen noch nicht gelungen, wenn es auch wahrscheinlich ist, daß mit jeder Helligkeitsschwankung Veränderungen im Spektrum, sei es bezüglich der Lage und der Beschaffenheit der Linien, sei es bezüglich der Helligkeitsverteilung des kontinuierlichen Grundes, einhergehen.

Das Gebiet der veränderlichen Sterne[101]) hat seit der Entdeckung des ersten Veränderlichen, Mira Ceti, durch Fabricius im Jahre 1596 besonders in neuerer Zeit eine gewaltige Ausdehnung erlangt, und schon lange entstand das Bedürfnis, die Übersicht über die große Mannigfaltigkeit der Erscheinungen durch Klassifizierung derselben zu erleichtern. Eine rationelle Einteilung der Veränderlichen kann ohne hinreichende Einsicht in die physikalischen Verhältnisse derselben, die teilweise auch heute noch nicht erlangt ist, nicht ausgeführt werden. Die älteren Einteilungen sind aus dem Grunde fast alle rein formale, die sich nur auf die äußeren Merkmale des Lichtwechsels stützen. Sie können hier füglich übergangen werden. Heute ist man wenigstens so weit, daß man, wenn auch die wahren Ursachen der Helligkeitsschwankungen mehrerer Klassen von Veränderlichen noch nicht näher feststehen, doch wenigstens die physische Zusammengehörigkeit in den meisten Fällen beurteilen kann. Von diesem Standpunkte aus ist die folgende Einteilung zu bewerten, in der die Klassen teilweise nach ausgeprägten Vertretern benannt sind.

Einteilung der veränderlichen Sterne.

I. Klasse: Neue Sterne.
II. Klasse: R Coronae borealis.
III. Klasse: U Geminorum.
IV. Klasse: μ Cephei, η Geminorum, R Scuti.
V. Klasse: Miratypus.
VI. Klasse: R Sagittae.
VII. Klasse: δ Cephei, ζ Geminorum, RR Lyrae (δ Cephei-, ζ Geminorum-, Antalgoltypus).
VIII. Klasse: Bedeckungsveränderliche (Algol- und β Lyrae-Typus).

Aus methodischen Gründen werden im folgenden die Veränderlichen mit sehr kleinen Helligkeitsschwankungen ($<0.2^m$) besonders betrachtet werden, obwohl sich die bisher bekannten Fälle zwanglos in den vorstehenden Klassen unterbringen lassen.

Die Neuen Sterne.

I. Neue Sterne. Die Neuen Sterne (Novae) sind in photometrischer Beziehung dadurch gekennzeichnet, daß ihre Strahlung, soweit unsere heutige Kenntnis reicht, eine einmalige Störung erleidet und dann wieder zu mehr oder weniger ruhigem Verhalten zurückkehrt. Die Störung äußert sich gewöhnlich in einem einzigen plötzlichen, meist ganz gewaltigen Anschwellen der Strahlung mit darauf folgender langsamer Abnahme. Es sind allerdings auch Fälle mehrmaligen Aufloderns der Helligkeit bekannt; jedoch scheint es sich hierbei stets um Erscheinungen zu handeln, die miteinander im Zusammenhang stehen. Die als typisch zu betrachtenden Erscheinungen lassen sich am besten an bestimmten Beispielen erläutern, für die die am genauesten erforschten hellsten Neuen Sterne der letzten beiden Jahrzehnte, wie die Nova Persei und die Nova Aquilae, gewählt werden mögen. Die Nova Aquilae war vor ihrem Auflodern ein schwaches Sternchen 10. bis 11. Größe, dessen Helligkeit, wie die nachträgliche Untersuchung der zahlreichen älteren photographischen Aufnahmen der Himmelsgegend (seit 1888) von M. Wolf in Heidelberg und der Harvard-Sternwarte ergab, deutlichen, anscheinend unregelmäßigen Schwankungen im Betrage bis zu etwa einer Größenklasse unterworfen war. Auch andere Neue Sterne haben nachgewiesenermaßen schon vor dem Auflodern als leuchtende Sterne am Himmel gestanden, wenngleich von ihnen keine genügend zahlreichen Aufnahmen vor dem Lichtausbruch vorhanden sind, aus denen etwas über das frühere Verhalten der Helligkeit geschlossen werden könnte, so daß die Frage vorläufig offen bleibt, ob alle Neuen Sterne bereits vor dem Aufleuchten Veränderliche waren, und welcher Klasse von Veränderlichen sie etwa angehörten. Gewisse, später zu erörternde Beobachtungen der letzten Zeit liefern Anzeichen dafür, daß die Novae in ihrem ursprünglichen Zustande Veränderliche der V. oder IV. Klasse gewesen sein könnten. Der ursprüngliche Zustand der Nova Aquilae dauerte bis etwa zum 5. Juni 1918; an diesem Tage hat Wolf noch die Himmelsgegend aufgenommen. Der Stern hatte noch die gewöhnliche Helligkeit (10.5^m). Auf einer Aufnahme der Harvard-Sternwarte vom 7. Juni ist er bereits 6. Größe, und am darauffolgenden Abend, als seine Auffindung

Beschreibung des Lichtwechsels. Nova Aquillae (1918).

an zahlreichen Orten stattfand, war die Helligkeit fast zu der von α Aquilae (1. Größe) angewachsen. Sie nahm bis zum folgenden Abend noch weiter zu und erreichte ein Maximum von -0.5^m oder -0.6^m. Nur Sirius und Canopus übertrafen die Nova Aquilae zu dieser Zeit an Helligkeit. Das Verhältnis der größten zur kleinsten Helligkeit ist also ein enormes, es beträgt etwa 25000 : 1. In anderen Fällen ist es aber zweifellos noch weit größer gewesen. Am 10. Juni hatte die Helligkeit bereits merklich abgenommen, zwischen dem 12. und 13. Juni erreichte sie in der Abnahme wieder die 1. Größe, am 17. die 2., am 22. die 3. Größe. Ende Juni beginnen dann periodische Schwankungen der Helligkeit von einem Charakter, wie er bei den Veränderlichen vom δ Cephei-Typus in der Regel beobachtet wird, bei gleichzeitiger starker Verlangsamung der allgemeinen Helligkeitsabnahme. Diese mehr oder weniger periodischen Schwankungen während der Helligkeitsabnahme, obwohl nicht an allen Neuen Sternen beobachtet, scheinen eine für diese Sterne charakteristische Erscheinung zu sein. Sie waren bei der Nova Persei von 1901, bei der Nova Aurigae von 1891, bei der Nova Geminorum von 1912 u. a. vorhanden. Allmählich werden sie kleiner und unregelmäßiger und verschwinden schließlich fast ganz, höchstens bleiben noch gelegentliche langsame Fluktuationen übrig. Die allgemeine Helligkeitsabnahme schreitet inzwischen fort, kann aber, wie bei der Nova Persei und der Nova Aquilae, noch jahrelang andauern. Die Periode der kurzen Schwankungen während der Zeit ihrer größten Regelmäßigkeit betrug bei der Nova Aquilae rund 12 Tage, bei der Nova Persei rund $4^1/_2$ Tage; ihr Umfang erreichte bei ersterer 0.7^m, bei letzterer mehr als 1^m. Bei der Nova Persei zeigte die Periode der Schwankungen, bevor diese ganz unregelmäßig wurden, eine deutliche Zunahme von einigen Zehnteln eines Tages. Bemerkenswert ist, daß man, von dem Maximum in der ersten ausgeprägten Schwankung aus mit der Anfangsperiode rückwärts rechnend, bei beiden Sternen auf das Hauptmaximum der Helligkeit trifft. Die allgemeine Helligkeitsabnahme wird schließlich unmerklich klein. Ob die endliche Helligkeit im allgemeinen wieder der ursprünglichen gleich wird, steht nicht fest. Bei einer Nova wenigstens scheint dies nicht der Fall zu sein; die Nova T Coronae von 1866 ist lange vor ihrer Entdeckung als Stern 9.5-ter Größe in der Bonner Durchmusterung katalogisiert worden und hat heute etwa die 15. Größe. Wenn der Stern also nicht etwa bereits zur Zeit der Bonner Beobachtung in einer Revolutionsepoche sich befunden hat, so zeigt dieser Fall, daß die Folgen der Umwälzungen sich noch auf lange Zeit erstrecken.

Abweichende Fälle: P Cygni.

Von dem geschilderten typischen Verlauf weichen einige Neue Sterne mehr oder weniger entschieden ab. Die Nova P Cygni von 1600 war zur Zeit ihrer Entdeckung am 18. August 1600 3. Größe. Nach den dürftigen Nachrichten war der Stern 1602, wo ihn Kepler beobachtete, ebenso hell, 1621 war er dem unbewaffneten Auge unsichtbar, 1655 wieder 3. Größe. Dann verschwand er wieder um 1660, war jedoch 1665 nach Hevel nochmals sichtbar, aber schwächer als früher. Seit 1677 ist die Helligkeit unverändert

5. Größe. Auch die Nova Vulpeculae von 1670 und die Nova Aurigae von 1891 zeigten ein mehrmaliges Aufleuchten innerhalb weniger Jahre bzw. Monate, nur sind beide Sterne jetzt sehr schwach. Sehr eigentümlich hat sich der seinem Spektrum nach auch den Neuen Sternen zuzurechnende Stern η Argus (Carinae) verhalten. Im Jahre 1677 war er nach Halley 4. Größe, dann wuchs er zur 2. Größe an, die er nach den gelegentlichen Beobachtungen 1685—1689 und 1751 besaß. Burchell sah ihn 1827 als Stern 1. Größe, J. Herschel 1834—1837 1.—2. Größe. Gegen Ende 1837 stieg die Helligkeit auf etwa 0.0^m und nahm dann bis 1839 langsam auf 1.0^m ab. So blieb er bis 1843, um dann schnell wieder bis auf etwa -0.5^m anzuwachsen. Nun begann die dauernde Abnahme; 1867 war die Helligkeit 6^m, und seit 1870 ist sie mit geringen Schwankungen dauernd zwischen 7^m und 8^m. η Argus.

Die größte scheinbare Helligkeit erreichten die Nova Cassiopeiae von 1572 mit -4^m, die Nova Serpentarii von 1604 mit -2^m, die Nova Persei von 1901 mit 0.0^m und die Nova Aquilae von 1918 mit -0.5^m. Die hellsten Novae.

Charakteristisch ist auch der Farbenwechsel, den die meisten Novae im Verlauf ihrer Entwicklung darbieten. Die Farbe ist zuerst weiß, wird dann zu Beginn der Abnahme gelblich, später eigentümlich rötlich und schließlich wieder weißlich. Die Nova Aquilae war 1919 ausgesprochen grün. Während der periodischen Helligkeitsschwankungen zeigte die Nova Persei auch einen parallel zu diesen verlaufenden periodischen Farbenwechsel; die Farbe war in den Helligkeitsmaxima gelblichweiß, in den Minima rötlich. Die rötliche Farbe der Neuen Sterne ist übrigens gänzlich verschieden von der gelbroten Färbung gewöhnlicher stark gefärbter Sterne; sie ist ausgesprochener rot mit einem Stich ins Bläuliche, da die rote Färbung nicht auf einer entsprechenden Helligkeitsverteilung im kontinuierlichen Spektrum, sondern auf der zeitweilig überaus großen Intensität der hellen roten Wasserstofflinie H_α beruht. Farbenwechsel der Neuen Sterne.

Die spektralen Erscheinungen, die die Neuen Sterne darbieten, sind außerordentlich merkwürdig und auf den ersten Blick sehr abweichend von denen der meisten übrigen Sterne. Über das Spektrum vor dem Aufleuchten und im ersten Stadium der Helligkeitszunahme ist erklärlicherweise bisher nichts bekannt. Die frühesten Daten betreffen die Zeit kurz vor der Erreichung des Helligkeitsmaximums. Zu dieser Zeit (einen Tag vor dem Maximum) bestand das sichtbare Gebiet des Spektrums der Nova Aquilae aus einem hellen kontinuierlichen Grunde mit intensivem Blau und Violett, der von kräftigen Absorptionsstreifen durchzogen war. Sicher identifizierbar waren die Linien des Wasserstoffs, H_α, H_β, H_γ; ferner war eine Linie nahe am Ort der Heliumlinie D_3 vorhanden. Weitere Linien im Rot und Grün. Bei ungefähr 5000 AE lag ein breites dunkles Band, und zwischen diesem und H_β waren noch zwei Linien zu sehen. Die meisten der dunkeln Linien, insbesondere die Wasserstofflinien, hatten in einem Abstand von etwa 100 AE nach dem roten Ende des Spektrums hin einen hellen, schmalen und scharfen Begleiter, der von der dunkeln Komponente weit getrennt war. Diese hellen Das Spektrum der Neuen Sterne. Erstes Stadium.

Komponenten waren nur wenig aus ihrer normalen Lage verschoben, während die dunkeln Linien stark nach dem Violett verschoben waren. Es mag hier gleich eingeschaltet werden, daß die Wasserstoffabsorptionen und die meisten anderen Absorptionen in den Spektren der Novae stets sehr stark nach Violett verschoben sind, niemals nach der entgegengesetzten Richtung. Diese Violettverschiebung ist demnach charakteristisch für die Neuen Sterne. Die Verschiebung, als Dopplereffekt aufgefaßt, entsprach bei der Nova Aquilae am 8. Juni einer Annäherung der absorbierenden Gase von rund 4600 km in der Sekunde.

Zweites Stadium. Das nächste, wesentlich verschiedene Stadium der Entwicklung ist das des Helligkeitsmaximums, das die Nova Aquilae am 9. Juni erreichte. Zu dieser Zeit hatte das kontinuierliche Spektrum seine größte Helligkeit erlangt; während kurzer Zeit zeigten sich die Emissionslinien im photographischen Spektralgebiete gar nicht, im visuellen nur noch sehr schwach. Dafür hatten die Absorptionen im sichtbaren Spektralgebiet gegen den vorhergehenden Abend besonders an Zahl stark zugenommen. Nach den spärlichen photographischen Belegen, die für die beiden ersten Tage vorliegen, traten zwischen dem 8., 9. und 10. Juni starke Änderungen im ultravioletten Spektralgebiet ein. Am 8. Juni bestand das violette Absorptionsspektrum hauptsächlich aus den Linien H und K des Kalziums, der Linie 4481 des Magnesiums und den Wasserstofflinien (charakteristisches Funkenspektrum der betreffenden Metalle). Der Charakter des Absorptionsspektrums im gewöhnlichen photographischen Gebiet, etwa zwischen H_β und H_ε, entsprach infolge des Vorherrschens der Funkenlinien der Metalle zur Zeit des Maximums und noch geraume Zeit nach demselben sehr nahe dem Spektrum von α Cygni, das der Mauryschen Nebenserie *c* angehört, im übrigen aber mit A 2 bezeichnet wird. Es unterscheidet sich von der normalen Serie der A-Sterne, wie früher bemerkt, durch das Vorherrschen der Funkenlinien der Metalle vor den Bogenlinien. Dies deutet also auf sehr hohe Temperatur der Nova oder allgemeiner auf sehr starke Anregung zur Zeit des Helligkeitsmaximums hin. Merkwürdigerweise entstanden aber im Ultravioletten nach Frost und Parkhurst[102]) bereits in den ersten Tagen ausgesprochene Sonnenlinien (Bogenlinien), die im Spektrum der Sonne oder des Arktur kräftig, dagegen in dem von α Cygni nicht auffallend sind.

Vom 10. Juni ab sind dann sämtliche Regungen der Nova Aquilae durch zahlreiche spektrographische Aufnahmen belegt. Diese Belege in Verbindung mit den eingehenden Untersuchungen an den vorangehenden helleren Novae, insbesondere der Nova Geminorum von 1912 und der Nova Persei von 1901, haben das Verständnis der Phänomene, die die Neuen Sterne darbieten, außerordentlich gefördert. Die Ähnlichkeit des Absorptionsspektrums im frühen Stadium der Entwicklung mit dem von α Cygni war auch bereits bei den letztgenannten Novae aufgefallen, es waren aber noch starke Komplikationen vorhanden, die erst jetzt ihre Aufklärung gefunden haben. Man hat erkannt, daß die spektralen Erscheinungen der frühesten Stadien voll-

kommen erklärt werden können, wenn man annimmt, daß das Absorptionsspektrum der Novae aus mehreren verschieden stark verschobenen Komponenten vom α Cygni-Charakter besteht, und daß das Emissionsbänderspektrum einem ebensolchen, aber nur schwach verschobenen Spektrum entspricht. Letzteres bezieht sich aber nur auf die Mitte der sehr breiten und meist sehr komplexen Emissionsbänder, deren Ränder beträchtlichen positiven und negativen Verschiebungen entsprechen. Während man früher die starken Verschiebungen und Verbreiterungen der Linien in den Novaspektren zum größten Teil auf Druckeffekte zurückzuführen geneigt war, herrscht heute die Ansicht vor, daß sie im wesentlichen wirkliche Dopplereffekte sind. Folgende Gründe sprechen vor allem für diese Auffassung: die Unabhängigkeit der Verschiebungen und Verbreiterungen von der Natur der beteiligten Gase und die Proportionalität derselben mit der Wellenlänge, was beides mit der Auffassung als Druckeffekte nicht vereinbar ist.

Eine übersichtliche Darstellung der spektralen Erscheinungen der Nova Aquilae ist von Lunt[103]) gegeben worden. Wir folgen zunächst im wesentlichen dieser Darstellung. In den Tagen vom 10. bis 12. Juni bestand das Spektrum des Titan in der Nova ganz aus den Funkenlinien, deren 38 gezählt wurden. Die Linien des Titan waren im Gegensatz zu einigen Funkenlinien des Eisens, den Linien H und K des Kalziums und den Wasserstofflinien alle einfach vorhanden. Wie bei den früheren Novae waren nahe dem normalen Ort der Linien H und K (und D) feine Absorptionslinien, deren Radialgeschwindigkeit gegen das Fixsternsystem nahe Null war, die also offenbar von ruhendem Kalziumdampf in der Umgebung der Nova oder zwischen dieser und der Sonne herrührten. Die Absorptionslinien des Wasserstoffs, des Eisens (Funkenlinien) usw. bestanden, wie bemerkt, aus mehreren Komponenten, und zwar Juni 10—12 aus zwei, deren Violettverschiebungen mit der Zeit verschieden stark zunahmen. Es betrugen die Verschiebungen, in Radialgeschwindigkeiten umgesetzt, für die Serie der weniger brechbaren Komponenten: Juni 10 — 1407 km, Juni 11 — 1478 km, Juni 12 — 1513 km und für die Serie der brechbareren Komponenten bzw. — 2166, — 2176 und — 2194 km. Die feinen schwach verschobenen Absorptionslinien hatten Verschiebungen von bzw. + 3.3, + 2.5 und + 8 km. Dies deutet also auf drei getrennte Massen absorbierenden Dampfes hin. Mit dieser Auffassung sind fast alle Linien des Novaspektrums identifizierbar. Folgende Elemente sind insbesondere nachgewiesen: Titan, Eisen, Chrom, Scandium, Strontium, Kalzium, Magnesium, Wasserstoff, Helium. Möglicherweise ist auch Vanadium vorhanden. Das Auftreten von Heliumlinien in einem Absorptionsspektrum vom Typus A(*c*) ist normal, indem in der Mauryschen Serie *c* die Funkenlinien des Heliums auch noch bei A-Sternen wie α Cygni gefunden werden. Die dunkeln Wasserstoff- und Kalziumlinien waren sehr breit, die übrigen Metallinien verhältnismäßig scharf und schmal. Das Aussehen der verbreiterten Linien wechselte von Tag zu Tag, $H_\delta^{(2)}$ z. B. war einen Tag an der violetten Seite scharf begrenzt und an der roten verwaschen; am folgenden

Tage war das Umgekehrte der Fall. Die Emissionsbänder waren, nachdem sie aus dem kontinuierlichen Spektrum sich abzuheben anfingen, was seit dem 10. Juni mit zunehmender Stärke der Fall war, sehr breit und nach dem Violetten scheinbar von der ersten Komponente der entsprechenden Absorptionslinien begrenzt. Die Vermutung, daß die Verbreiterung der Linien von schneller Rotation der Nova herrühren könnte, wird durch die Intensitätsverteilung in den Bändern nicht bestätigt. Ungeachtet mancher Ungleichförmigkeiten ist die Intensität von der Mitte der Bänder nach dem Rande hin doch zu wenig abfallend.

Die weiteren Entwicklungsphasen.

Nach dem 12. Juni beginnen dann stärkere Veränderungen sowohl im Absorptions- wie im Emissionsspektrum der Nova. Die hellen Bänder treten infolge schneller Abnahme der Intensität des kontinuierlichen Spektrums mehr und mehr hervor und bereiten so den späteren Übergang in das Nebelspektrum vor. Jedoch verschwindet zunächst das Funken-Absorptionsspektrum noch nicht ganz. Nach Newall[104]) waren am 13. Juni in den Emissionsbändern H_β, H_γ, H_δ des Wasserstoffs je vier Maxima vorhanden, von denen die äußeren Verschiebungen von -1300 und $+1200$ km aufwiesen, während die beiden inneren sehr eng beieinanderlagen und später als ein einziges mit verhältnismäßig geringer Verschiebung erschienen. Die Absorptionslinien des Wasserstoffs bestanden zeitweise aus drei Komponenten mit Verschiebungen von -2800, -2300 und -1700 km. Werden dementsprechend drei übereinandergelagerte α Cygni-Spektren mit diesen Verschiebungen angenommen, so ergibt sich zwanglose Interpretation der übrigen Absorptionslinien. Die mehrfachen Sätze von Absorptionslinien mit wachsender Verschiebung zum Violett sind in der Weise zu erklären, daß mehrfache Ausbrüche der Gase aus dem Stern stattfanden oder mehrere Ausbruchsstellen vorhanden waren, und daß die Gase sich infolge des Strahlungsdruckes mit wachsender Geschwindigkeit vom Stern entfernten, in den Raum zerstreuten und verschwanden. Damit steht auch im Einklang, daß die verschobenen Linien um so verwaschener und breiter waren, je stärker nach dem Violett sie verschoben waren. In den Emissionsbändern waren außer den drei oder vier Helligkeitsmaxima und den dazwischenliegenden Minima zeitweise auch dunkle Linien sichtbar; sie rührten von Absorptionen der in der Novaatmosphäre vorhandenen Metalldämpfe her, die sich auf die breiten Emissionsbänder projizierten. Am 16. Juni sind die Absorptionslinien der brechbareren Serie verschwunden, nur noch eine Funkenlinie des Eisens und die Komponenten H_δ, H_γ, H_β, H_α sind sichtbar, die alle zu dem am wenigsten verschobenen Satz von Linien gehören. Anfang Juli sind die Absorptionslinien überhaupt fast ganz verschwunden. Die zunehmende Geschwindigkeit der absorbierenden Gase ergibt sich besonders deutlich aus folgenden Beobachtungen von Evershed[105]), die sich auf die Verschiebungen der beiden Komponenten der Linie H_δ beziehen: 12. Juni -1586 und -2193 km, 13. Juni -1630 und -2478 km, 16. Juni -1689 km (die zweite Serie nicht mehr erkennbar), 18. Juni -1749 km; dann bleibt die Verschiebung

nahezu konstant bis zum Verschwinden der Linien. Die hellen Bänder bleiben ungleichmäßig hell; sie entsprechen teils den Wasserstofflinien, teils den Funkenlinien der Metalle und des Heliums in dem nicht verschobenen α Cygni-Spektrum.

Erstes Auftreten von Nebellinien.

Als erstes spezifisches Anzeichen des Nebelstadiums der Nova ist vielleicht das Auftreten des Emissionsbandes bei λ 4640 anzusehen, das auf Mitte Juni zu setzen ist. Die bekannten Hauptnebellinien λλ 5007, 4959 erscheinen jedoch erst gegen Ende Juni, die dritte, λ 4363, erst am 10. Juli, und bleiben dann bis zum Verschwinden des Sternes in den Sonnenstrahlen im Spätherbst. Die Breite der Emissionsbänder war, wie bemerkt, nahe proportional der Wellenlänge: die Nebelbänder 5006.9 und 4959.1 bzw. 55.9 und 56 A, H_β 54 A, das Novaband 4641.1 51 A, das Nebelband 4363 49 A, H_γ 46 A, H_δ 44 A. Die Radialgeschwindigkeit aus den hellen breiten Bändern, der Mitte derselben entsprechend, wird von verschiedenen Beobachtern etwas verschieden gefunden, Lunt findet im Mittel — 51.6 km, Newall — 110 km, Evershed — 78 km usf. Indessen sind diese Werte wegen der großen Breite der Emissionsbänder und ihrer komplexen Beschaffenheit nur unsicher. Die Verschiebungen der schmalen und scharfen Absorptionslinien H, K, 4227, D werden von den Beobachtern sowohl für die Nova Aquilae wie für die Nova Persei übereinstimmend zu nahe Null (relativ zum Fixsternsystem) gefunden. Die verschobenen Kalziumlinien verhalten sich wie die übrigen verschobenen Metallinien. Die Radialgeschwindigkeit, wie sie aus den schwach bewegten Absorptionslinien folgt, wird von manchen Beobachtern als die eigentliche Radialgeschwindigkeit der Novae betrachtet; von anderen wird die Berechtigung dieser Auffassung bestritten. Für dieselbe spricht, daß auch die sphärischen Eigenbewegungen der Novae stets sehr klein gefunden werden, ferner, daß die Radialgeschwindigkeiten so ausgesprochen galaktischer Objekte, wie die Neuen Sterne es sind, meistens klein sind.

Die Radialgeschwindigkeit aus den wenig verschobenen Absorptionslinien.

Das Spektrum der Nova Geminorum 1912.

Noch einige Bemerkungen über das Spektrum der Nova Geminorum von 1912, das in mancher Beziehung weniger kompliziert war als das der Nova Aquilae, mögen hier folgen, soweit sie wesentliche Abweichungen von diesem betreffen.[106]) Das Absorptionsspektrum im ersten Stadium dieser weit schwächer als die Nova Aquilae bleibenden Nova entsprach einer Zwischenstufe zwischen den beiden *c*-Sternen α Cygni und γ Cygni (Spektrum F 8). Die Verschiebungen der Absorptionslinien waren geringer als bei der Nova Aquilae; auch hier erschienen nach und nach mehrere Serien von Linien. Zwei Wochen nach dem Aufleuchten waren zwei wohldefinierte verschobene Absorptionsspektren von verschiedenem Typus vorhanden: eins vom Typus A mit den Linien des H, Fe, Ti, He, Ca und — 800 km Verschiebung; eins vom Typus B (γ Orionis) mit den für ihn charakteristischen Linien des H, He, O, C, N und — 1450 km Verschiebung. Die Emissionsbänder entsprachen am meisten dem Typus A und waren ebenfalls komplex. Außer den verschobenen Absorptionslinien waren auch unverschobene Linien, H, K und andere, vorhanden, die ein unverschobenes α Cygni-Spek-

trum bildeten und nach der Ansicht einiger Beobachter vielleicht von den zuerst ausgeschleuderten und allmählich zur Ruhe gekommenen Gasen herrührten. Das B-Spektrum überwog allmählich das A-Spektrum und verdrängte es schließlich; gleichzeitig ging das zuerst dem Typus A entsprechende Emissionsbänderspektrum in ein ebensolches vom Typus B über, ohne große Änderung der Struktur der Bänder. Ganz ähnlich verlief die weitere Entwicklung des Spektrums der Nova Aquilae.

Periodische Veränderungen.

Ehe das nun folgende Nebelfleckstadium beschrieben wird, müssen noch die ihm vorangehenden periodischen Veränderungen des Spektrums im Zusammenhang mit den kurzperiodischen Helligkeitsschwankungen betrachtet werden. Die periodischen Helligkeitsschwankungen sind am zwanglosesten als ein Rotationseffekt zu deuten; die Periode der Schwankungen ist dann die Rotationsperiode des Sternes. Der Rotationseffekt ist natürlich auch bei der Erörterung der spektralen Erscheinungen überhaupt zu berücksichtigen. Sind die Gasausbrüche auf einzelne Stellen der Sternoberfläche beschränkt, so wird er anfangen sich deutlicher bemerkbar zu machen, sobald die zuerst den Stern ganz einhüllenden Gasmassen sich infolge ihrer Zerstreuung in den Raum zu lichten beginnen. Es treten dann Schwankungen der Helligkeit und des Spektrums auf, die anfangs recht beträchtlich sein werden und ziemlich regelmäßig periodisch verlaufen, später aber mit der allmählichen Wiederkehr ruhiger und gleichmäßiger Zustände auf der Oberfläche des Sternes kleiner und unregelmäßiger werden und schließlich ganz abklingen. Bei der Nova Geminorum waren die Veränderungen des Spektrums mit den periodischen Helligkeitsschwankungen in der Weise verknüpft, daß die meisten kräftigen Absorptionslinien in den Maxima der Helligkeit dem B-Spektrum entsprachen, während in den Minima der Helligkeit das spätere dauernde Emissionsbänderspektrum antizipiert wurde. Es war also offenbar im wesentlichen ein Wechsel der Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums vorhanden. Dasselbe gilt für die Nova Persei und die Nova Aquilae.

Das Gasnebelstadium.

Nach dem Stadium der kurzen Helligkeitsschwankungen tritt dann eine vorläufige Konsolidierung der Verhältnisse ein. Das Spektrum geht in ein typisches Gasnebelspektrum über, das fast nur aus hellen Bändern besteht. Für das Auge überwiegt weitaus die Helligkeit des grünen Nebelbandes 5007, wodurch der Stern eine eigentümliche grüne Färbung erhält, wie sie unter den Fixsternen sonst nicht beobachtet wird. Gleichzeitig ändert sich auch der unmittelbare Anblick des Sternes im Fernrohr. Er nimmt mehr und mehr ein verwaschenes Aussehen an, sein vorher durchaus unmerklich kleiner sternartiger Durchmesser wächst, und schließlich bietet sich eine kleine unscharfe planetarische Scheibe mit einer zentralen Verdichtung dar. Die Nova ist auch äußerlich ein planetarischer Nebel geworden. Der Durchmesser der Nova Aquilae betrug nach Barnard im Oktober 1918 0.65″, im November 1.2″, im Dezember 1.8″ und im Juni 1920 fast 4″. Am 65 cm-Refraktor der Babelsberger Sternwarte bot sich um die letztere Zeit die

Nova als ein intensiv grünes verwaschenes rundes Nebelfleckchen mit einer zentralen Verdichtung dar, das durch die mangelhafte chromatische Vereinigung der Strahlen nicht erklärt werden kann. Es liegt sehr nahe, zur Erklärung an die aus den Eruptionen stammenden, durch den Strahlungsdruck von dem Stern weggetriebenen leuchtenden Dämpfe zu denken.

Das Spektrum im Nebelstadium.

Über das das anfängliche Emissions- und Absorptionsspektrum allmählich ganz verdrängende Nebelspektrum — die letzten Spuren des A- und B-Absorptionsspektrums konnten bis Ende Oktober 1918 verfolgt werden[107]) — ist folgendes zu sagen. Bei der Nova Aquilae wurden die Nebelbänder 5007 und 4959 im August 1918 ungleichmäßig hell, es bildeten sich schmalere und hellere Mittelpartien in ihnen aus, deren Verschiebungen positiv (+ 12 km) waren. Eine ähnliche Erscheinung, die auf getrennte Massen emittierenden Gases hindeutet, wurden auch bei der Nova Geminorum beobachtet. Das dritte Nebelband 4363.25 (in den Nebelflecken 4363.37 gefunden) begann am 10. Juli sichtbar zu werden, erreichte dann bald die Intensität von H_γ und hatte dieses Band im April 1919 ganz verdrängt. Der Wechsel der relativen Helligkeit der beiden Nebellinien 5007 und 4363, dem ein analoges Verhalten dieser Linien in den Gasnebeln gegenübersteht, ist nach Nicholson[108]) kein hinreichender Grund, sie verschiedenen Gasen zuzuschreiben. Von den übrigen Bändern interessieren besonders diejenigen bei λ 4640, λ 4686 und λ 4097. Das erste Band ist charakteristisch für das Novaspektrum in einer bestimmten Entwicklungsstufe. Es tritt auch in den Wolf-Rayet-Sternen auf, wo Campbell es in zwei (4636 und 4651) zerlegte. Im Spektraltypus Bo ist nahe seinem Ort eine starke Absorptionslinie vorhanden. Im Spektrum der Nova Aquilae waren an der Stelle drei Bänder vorhanden, bei 4634, 4650 und ein breites, die beiden überlagerndes mit der Mitte bei 4641. Die Identifizierung dieser Bänder ist noch nicht sicher; in Betracht kommen Stickstoff und Kohlenstoff. Das zweite der oben genannten Bänder, 4686, entspricht sehr wahrscheinlich der früher für die erste Linie der ersten Hauptserie des Wasserstoffs gehaltenen Linie 4686, die in den Wolf-Rayet-Spektren ebenfalls als helles Band bei 4688 auftritt. Sie wird, wie schon bemerkt, jetzt für eine Linie hoher Temperatur des Heliums gehalten. Das Emissionsband 4097, das wegen der Nachbarschaft des Emissionsbandes H_δ nicht leicht nachweisbar ist, scheint Ende Juni sicher vorhanden gewesen zu sein. Es entspricht einer Linie hoher Temperatur des Stickstoffs und ist in den Spektren vom Typus Oe durch eine kräftige Absorptionslinie vertreten. Andere Stickstoffbänder bei 3995, 4447, 5667, 5680, 5942 wurden zeitweise vermutet. Stickstoff wurde auch bei anderen Neuen Sternen als wahrscheinlich vorhanden gefunden.

Das Nebelspektrum der Novae und die echten Gasnebel.

Zwischen dem Nebelspektrum einer Nova und dem Spektrum eines echten planetarischen Nebels besteht bei aller Ähnlichkeit doch ein wesentlicher Unterschied, auf den bereits Huggins 1893 und später wieder Hartmann aufmerksam gemacht haben. Die Emissionen der Nebel sind schmal und scharf, die der Novae dagegen stets stark verbreitert. An eine völlige

Umwandlung der Novae in echte planetarische Nebel konnte daher schon aus diesem Grunde im Ernst nicht gedacht werden. Neuere Forschungsergebnisse haben denn auch die Berechtigung dieses Zweifels bestätigt.

Bis zum Jahre 1907 war das Nebelstadium die letzte bekannte Entwicklungsstufe der Novae, und man hatte sich schon an den Gedanken gewöhnt, daß mit diesem Stadium ein vorläufiger Abschluß der rapiden Entwicklungen erreicht sei und die weiteren Entwicklungsprozesse sich in ähnlich langen Zeiträumen abspielen, wie wir sie für die gewöhnliche Sternentwicklung annehmen müssen. Zwar kennt man eine Nova (P Cygni), die bereits im Jahre 1600 erschien und heute noch als ein Stern 5. Größe am Himmel steht, also bequem genauer spektroskopischer Untersuchung zugänglich ist. Und diese Nova hat heute ein Spektrum vom Typus B mit dunkeln Linien und hellen Bändern.[109]) Es hat also den Anschein, als ob der Stern in den seit seinem Aufleuchten verflossenen drei Jahrhunderten, falls er sich wie eine typische Nova verhalten hat, vom planetarischen Nebel durch den Typus O hindurch bis zum Typus B weiterentwickelt habe. Aber den dürftigen Nachrichten aus dem 17. Jahrhundert nach zu urteilen hat P Cygni bezüglich seiner Helligkeit ein so abweichendes Verhalten gehabt, daß es nicht sicher ist, ob er wirklich eine Nova im gewöhnlichen Sinne gewesen ist. Es war daher eine große Überraschung, als Hartmann 1908 anzeigte, daß das Spektrum der Nova Persei von 1901 sich mittlerweile in ein Typus O-Spektrum verwandelt habe. Die Helligkeit der Nova war 1907 zur Größe 11.4 herabgesunken. Das Spektrum wurde mit einem lichtstarken Quarzspektrographen[110]) besonderer Konstruktion am 80 cm-Refraktor der Potsdamer Sternwarte in $8^1/_4$-stündiger Belichtung erhalten. Es stellte sich als ein schwaches kontinuierliches Spektrum mit den breiten charakteristischen Emissionsbändern der Wolf-Rayet-Sterne, insbesondere des Wolf-Rayet-Sternes BD $+ 35^0 4001$, dar. Es wurden festgestellt die Linien λ 4688, H_β, H_γ, H_δ, λ 4618, λ 3890. Letztere Linie fehlt in dem O-Stern. Dagegen fehlten in dem Novaspektrum die früher so intensiven Hauptnebellinien 5007 und 4959, die auch in den Wolf-Rayet-Sternen fehlen. Diese Beobachtung ist dann 1913 und 1914 mit dem 60-zölligen Mount Wilson-Reflektor von Adams und Pease außer an der Nova Persei auch an der Nova Aurigae von 1891, deren Helligkeit 14. Größe war, bestätigt worden.[111]) Das Spektrum der Nova Persei war danach in den letzten sechs Jahren unverändert geblieben. Die Spektren der Nova Lacertae von 1910 und der Nova Geminorum von 1912 zeigten 1913 bzw. 1914 noch die Hauptnebellinien 5007 und 4959 in großer Intensität; dagegen fehlte die dritte, bei 4363, im Spektrum der Nova Lacertae, oder war jedenfalls äußerst schwach. Das kontinuierliche Spektrum war am hellsten in den beiden älteren Novae. Gleichzeitig scheint das Aussehen dieser Novae wieder sternartig geworden zu sein.

Ursprung der Hauptnebellinien.

Das merkwürdige Verhalten der Hauptnebellinien gab zu der Vermutung Anlaß, daß dieselben entgegen der auch theoretisch begründeten Ansicht[108]) nicht so sehr einem besonderen, nur in einem gewissen Ent-

wicklungsstadium der Novae vorhandenen bzw. emittierenden unbekannten Gase, als vielmehr den physikalischen Bedingungen, unter denen die bekannten Gase leuchten, ihren Ursprung verdanken.

Die Nebel in der Umgebung der Nova Persei.

Die vorhin erwähnte Nebelhülle, die sich im Laufe der späteren Entwicklung um die Neuen Sterne bildet, darf nicht verwechselt werden mit den merkwürdigen nebelartigen Erscheinungen, die in der Umgebung der Nova Persei zuerst von Wolf am 23. August 1901, dann von Ritchey, Perrine und anderen photographisch festgestellt wurden.[112]) Diese Nebel stellten sich dar als ein zartes, fein gegliedertes, aus mehreren unregelmäßigen elliptischen Ringen bestehendes Gebilde, das die Nova ringsherum umgab und anfangs einen Durchmesser von 25′ besaß. Es ergab sich alsbald, daß dieses Gebilde sich scheinbar in rapider Ausdehnung, oder Bewegung nach auswärts, befand. Diese Bewegung war in bezug auf die Nova im großen ganzen radial gerichtet, wenn auch im einzelnen beträchtliche Abweichungen von dieser Richtung auftraten. Gewisse Teile des Nebels wurden dabei schnell schwächer, andere Teile dagegen nahmen mit der Zeit an Helligkeit zu. Der Nebel wurde nachträglich auch auf einer Aufnahme der Licksternwarte vom 29. März aufgefunden. Die Bewegungen waren von der Ordnung 1′ im Monat. Diese ungeheure Geschwindigkeit neben den übrigen Erscheinungen führte alsbald zu der von Kapteyn, Seeliger und Wilson aufgestellten Erklärung, daß dieses Nebelgebilde keinen unmittelbaren Zusammenhang mit den von dem Ausbruch der Nova ausgeschleuderten Dämpfen hatte, sondern schon vorher dort vorhandene Materie darstellte, die nach und nach von dem Licht der Nova erreicht wurde und in dem reflektierten Licht dann aufleuchtete. Die Erscheinungen in dem Nebel um die Nova Persei sind physikalischen und mathematischen Betrachtungen von Kapteyn, Bell und Seeliger[113]) unterzogen worden. Heute ist die Nebelmaterie in der Umgebung der Nova wieder unsichtbar. Untersuchungen des Nebels auf polarisiertes Licht führten zu keinem greifbaren Ergebnis. Sein Spektrum wurde leider erst im Herbst 1902 untersucht, als der Nebel bereits sehr schwach geworden war. Das Spektrum der hellsten Stelle des Nebels war kein Gasspektrum, sondern schien dem der Nova in den ersten Tagen ihres Aufleuchtens ähnlich zu sein.[114])

Effektive Temperatur und Farbenindex der Novae.

Helligkeitsmessungen im Spektrum der Neuen Sterne und Farbenindexbestimmungen derselben zum Zweck der Ermittelung der effektiven Temperatur liegen nur wenige vor. Es sollen nur kurz die Ergebnisse zweier Beobachtungsreihen, die die Nova Aquilae von 1918 betreffen, betrachtet werden.[115]) Wilsing findet aus der Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum am 10. Juni 1918 die absolute effektive Temperatur der Nova zu 9000°; dieselbe nahm dann ab und erreichte am 13. Juni den Wert 5700°. Dann erfolgte wieder eine Zunahme auf 10000° am 19. Juni. Am 30. Juni wurde 7100°, am 4. Juli 11100° gefunden. Die beiden letzten Werte fallen nahe mit dem ersten Minimum bzw. Maximum der Helligkeit in der kurzperiodischen Schwankung zusammen. Man erkennt aus der Vergleichung

vorstehender Zahlen mit den effektiven Temperaturen und Spektralklassen S. 413, wie nahe der Spektralcharakter der Nova, wie er aus den Linien sich ergibt, mit der Helligkeitsverteilung im kontinuierlichen Spektrum übereinstimmt. Messungen der Flächenhelligkeit des Emissionsbandes H_α ergaben, daß diese im Juni weit langsamer abnahm als die Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums bei λ 6040. Von der Wasserstoffstrahlung abgesehen und nach Berücksichtigung der fortschreitenden Helligkeitsänderung entsprachen die kurzperiodischen Helligkeitsschwankungen den gefundenen Temperaturschwankungen unter Voraussetzung schwarzer Strahlung. Die auf lichtelektrischem Wege mittels Gelbfilter bestimmten Farbenindices entsprachen folgenden Spektralstufen: 9. Juni 1918 F 0, 10. Juni B 8, 11. Juni Oe 5—B 0, 12. Juni B 2, 18. Juni B 2, 30. Juni A 3 usf. Zu Anfang der kurzperiodischen Schwankungen entsprachen den Maxima frühere, den Minima spätere Spektralstufen. Mitte August begann das Äquivalentspektrum, das allmählich bis F 3 fortgeschritten war, wieder ein früheres zu werden, und am 30. August war es wieder bei B 2 angelangt. Dann aber schritt es wieder nach F. Der Zusammenhang mit den kurzperiodischen Helligkeitsschwankungen hörte gleichzeitig auf.

R Coronae borealis.

II. R Coronae borealis.[116]) Die Neuen Sterne zeigen nicht nur zu den planetarischen Nebeln und den Wolf-Rayet-Sternen deutliche Beziehungen, wie im vorigen gezeigt wurde, sondern es gehen noch nicht ganz bloßgelegte Fäden von ihnen auch zu einigen Klassen von Veränderlichen, wie denen vom Typus R Coronae, U Geminorum und Mira Ceti, wodurch weitere Belege dafür geliefert werden, daß die Novae nicht so weit abseits der normalen Sternentwicklung stehen, wie es früher schien. Bei der Klasse R Coronae borealis sind es spektrale und andere Anzeichen, die nach Ludendorff auf irgendeinen noch ungeklärten Zusammenhang zwischen diesen und den Neuen Sternen hinzuweisen scheinen.

Der Lichtwechsel.

Die Art des Lichtwechsels unserer zweiten Klasse von Veränderlichen möge an R Coronae selbst beschrieben werden. R Coronae borealis ist gewöhnlich, d. h. in seinem offenbar normalen Zustande, ein Stern 6. Größe von nicht auffallender gelblicher Färbung. In ganz unberechenbaren, unregelmäßigen Intervallen, deren Länge zwischen Monaten und Jahren schwankt, nimmt die Helligkeit ab, durchläuft ein Minimum und erreicht schließlich wieder ihren normalen Betrag, den sie niemals zu überschreiten scheint. Letzteres ist wesentlich für die Erklärung des Lichtwechsels, der offenbar durch ein das Licht des Sternes abschwächendes Medium verursacht wird, das zeitweise zwischen uns und den Stern tritt und mit diesem in irgendeinem physischen Zusammenhang steht.[117]) Der Verlauf der Helligkeitsminima ist von Fall zu Fall verschieden. Die Tiefe der Minima schwankt zwischen 1^m, oder weniger, und 9^m, ihre Dauer zwischen wenigen Monaten und mehreren Jahren. Meistens ist die Helligkeitsabnahme schneller als die Zunahme. Absteigender und ansteigender Ast der Minima sind entweder glatt oder mit sekundären Wellen besetzt. Ferner kommen

regelmäßige, symmetrische Minima vor, die ganz wie Bedeckungsminima aussehen. In dem Zeitraum 1863—74 ist der Veränderliche überhaupt niemals in der normalen Helligkeit gewesen. Der Lichtwechsel ist als völlig regellos anzusehen. Das Spektrum ist vom Typus F 5, jedoch sehr abnorm; die Wasserstofflinien sind weder als Absorptions- noch als Emissionslinien sichtbar, stehen also offenbar auf der Grenze zur Umkehr. Zeitweilig scheinen helle Linien vorhanden zu sein. Über die Radialgeschwindigkeit ist nichts Näheres bekannt. Das Spektrum.

Im wesentlichen ähnlich sowohl in photometrischer wie — soweit bekannt — in spektraler Beziehung sind RY Sagittarii, SU Tauri, T Orionis, X Persei und U Lupi, wenn auch in quantitativer Hinsicht erhebliche Unterschiede bestehen. Bei einigen dieser Sterne, z. B. RY Sagittarii, wird anscheinend die normale Helligkeit zuweilen überschritten. Nach einer Untersuchung Ludendorffs gehören wahrscheinlich oder möglicherweise zu derselben Klasse noch die mit einem veränderlichen Nebelfleck in Verbindung stehenden Veränderlichen T Tauri, R Monocerotis und R Coronae australis, sowie noch einige andere. Bemerkenswert ist, daß X Persei und T Tauri helle Wasserstofflinien — X Persei auch helle Heliumlinien bei Spektraltypus F — haben, und daß das Spektrum von R Monocerotis, RX Puppis und R Coronae australis einem Novaspektrum vom frühen bzw. späteren Stadium gleicht. Dies und der offenbare Zusammenhang mit einem Nebelfleck, der auch bei manchen Novae (Nova Persei, Nova Aquilae, η Argus u. a.) beobachtet wurde, ferner die ähnliche galaktische Verteilung beider, sind die Gründe, die eine Verwandtschaft vermuten lassen. Verwandte Veränderliche.

III. U Geminorum.[118]) Bei dieser Klasse weist die Helligkeitsbewegung sowohl auf die Neuen Sterne, wie auf die Klasse der δ Cephei-Veränderlichen hin, während das noch sehr wenig bekannte Spektrum in einiger Beziehung an ein Novaspektrum im frühen Stadium erinnert. Der Lichtwechsel ist sehr merkwürdig. In diesem Falle scheint die meist konstante Minimalhelligkeit den normalen Zustand des Sterns zu bezeichnen. In ihr verweilt der Veränderliche die längste Zeit und erhebt sich aus ihr von Zeit zu Zeit in raschem Anstieg zum Maximum, um dann etwas langsamer wieder zur Minimalhelligkeit abzunehmen. Bei den am besten bekannten Vertretern der Klasse, U Geminorum und SS Cygni, treten verschiedene Formen von Maxima auf, am häufigsten die beiden Formen der sogenannten „langen“ und „kurzen“ Maxima, die die ausgesprochene Neigung besitzen, miteinander zu alternieren. Sie unterscheiden sich wesentlich nur durch ihre Zeitdauer. Bei U Geminorum z. B. dauert durchschnittlich der Anstieg von der normalen Helligkeit (13.5^m) zum langen Maximum (9.5^m) 6 Tage, die Abnahme vom Maximum zur gewöhnlichen Helligkeit 14 Tage; der Anstieg zum kurzen Maximum (9.8^m) $3\frac{1}{2}$ Tage, die Abnahme 9 Tage. Die langen Maxima sind flach, die kurzen spitz. Der Verlauf ist übrigens von Fall zu Fall merklich verschieden. Daneben kommen besonders bei SS Cygni noch eine dritte „symmetrische“ Form und anomale Erscheinungen vor, auch treten nicht selten kleine Auf- U Geminorum. Die Lichtkurve Gesetzmäßigkeiten.

hellungen des Sternes zur Zeit der Minimalhelligkeit auf. Von Zeit zu Zeit unterliegt der Lichtwechsel von SS Cygni großen Störungen, die seinen ganzen Charakter verändern. Die Zwischenzeiten zwischen den Maxima sind äußerst schwankend, sie betragen z. B. bei U Geminorum 62 bis 152 Tage. In neuerer Zeit hat man einige Tatsachen ermittelt, die vielleicht einmal einen Schlüssel zur Aufklärung dieses rätselhaften Lichtwechsels liefern werden. Nijland bemerkte, daß die Lichtkurve der langen Maxima sehr genau durch Addition der Lichtkurven der kurzen und der symmetrischen erhalten wird. Leiner findet, daß die von ihm beobachteten Maxima der Jahre 1917—20 sich durch eine mittlere Periode von 30.5 Tagen und einem Sinusglied von 19—20 Einzelperioden und etwa 10 Tagen Amplitude darstellen lassen, wobei jedoch einzelne Maxima entweder ganz ausfallen oder doch nur in schwachen Aufhellungen bestehen.

Das Spektrum. Über das Spektrum ist wegen der Lichtschwäche aller dieser Sterne nur wenig bekannt. Sein allgemeiner Charakter entspricht bei U Geminorum und SS Cygni nach Fleming dem Typus F. Die Kalziumlinien H und K sind breit und kräftig, dagegen die Wasserstofflinien meistens ungewöhnlich schwach, zuweilen ganz unsichtbar und zuweilen als Emmissionslinien auftretend. Mitunter scheint das Spektrum aus zwei übereinandergelagerten Spektren zu bestehen. Dies in Verbindung mit Nijlands Feststellung läßt vermuten, daß die Veränderlichen der III. Klasse vielleicht enge Doppelsterne sind. Möglich ist aber auch das zeitweilige Vorhandensein mehrerer Sätze von Linien nach Art der in den Novaspektren gefundenen. Über die Radialgeschwindigkeit ist bisher nichts bekannt geworden.

Besondere Wahrnehmungen. Einigen Beobachtern ist bei U Geminorum das blaue planetarische Licht und das zuweilen verwaschene und nebelartige Aussehen des Sternes aufgefallen. Pogson hat zu zwei verschiedenen Zeiten seine Helligkeit innerhalb Sekunden auf- und abschwanken gesehen, und dies dauerte einmal eine halbe Stunde lang. Es ist auf solche Wahrnehmungen im allgemeinen nicht viel zu geben, sie seien aber erwähnt, da ganz ähnliche Wahrnehmungen von einigen Neuen Sternen vorliegen. Das nebelartige Aussehen ist vielleicht auf starke Emmissionsbänder zurückzuführen, die auch bei den Novae die Farbenvereinigung in Refraktoren stark beeinflussen.

μ Cephei, η Geminorum, R Scuti. IV. μ Cephei, η Geminorum, R Scuti. Weniger scharf umrissen als die vorhergehenden Klassen erscheint die nunmehr zu betrachtende. Es ist nicht ausgeschlossen, daß sie überhaupt nicht den Wert einer selbständigen Klasse beanspruchen kann, sondern den drei folgenden angegliedert werden muß,

Der Lichtwechsel. die auch unteinander enge Beziehungen verraten. Der Lichtwechsel besteht bei einem Teil der in diese Klasse zusammengefaßten Veränderlichen in einem beständigen Fluktuieren der Helligkeit, meistens nur um wenige Zehntel einer Größenklasse, doch kommen auch erhebliche Amplituden vor. In diesen Schwankungen ist in der Regel keine Gesetzmäßigkeit zu erkennen, nur zuweilen, wie bei μ Cephei nach den Untersuchungen Plassmanns, liegen Anzeichen für das Vorhandensein mehrerer übereinandergelagerter Perioden

vor, von denen einzelne immer wieder nachweisbar sind, aber mit häufig und sprungweise veränderter Ausgangsepoche. Verhältnismäßig einfach ist der Lichtwechsel von η Geminorum. Er besteht aus flachen, zuweilen auch schärfer ausgeprägten Minima mit dazwischenliegenden Zeiträumen konstanter (normaler) Helligkeit. Die Dauer der Minima ist annähernd immer gleich und meistens ist es auch die Zwischenzeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Minima, die im Durchschnitt 231.8 Tage beträgt. Die Dauer der Minima beträgt im Mittel 105 Tage. Die Minima sind häufig von einer Form, wie sie bei den Bedeckungsveränderlichen beobachtet wird. Trotzdem kann hier von Bedeckungen nicht die Rede sein, dafür ist die Dauer der Minima im Verhältnis der Periode zu lang und ihre Form zu veränderlich, ganz abgesehen von dem Mangel jeder spektralen Evidenz. Auch bei diesem Veränderlichen ist das Abreißen einer Minimumreihe und das Auftreten einer neuen mit verschobener Ausgangsepoche beobachtet worden. So offen zutage tretende Gesetzmäßigkeiten wie bei η Geminorum sind in dieser Klasse selten, meistens ist überhaupt nichts Gesetzmäßiges feststellbar. Der dritte als Beispiel angeführte Veränderliche, R Scuti, zeigt zu Zeiten bestimmte Perioden, die aber nicht von Dauer sind. Um die Mitte des 19. Jahrhunderts war nach Argelander eine mittlere Periode von 71 Tagen wahrscheinlich, gegenwärtig ist nach Leiner eine etwa doppelt so große Periode angedeutet; immer sind aber starke Schwankungen in den einzelnen Zwischenzeiten vorhanden. Der Umfang des Lichtwechsels ist ebenfalls sehr wechselnd, zuweilen ist er fast unmerklich klein, zu andern Zeiten wieder beträgt er mehrere Größenklassen. R Scuti erinnert in einiger Beziehung an die Veränderlichen der Klasse VI. Viel langsamer als bei den bisher betrachteten Beispielen der IV. Klasse verläuft im allgemeinen der Lichtwechsel von α Orionis oder ρ Cassiopeiae bei einer Amplitude von etwa einer halben Größenklasse. Auch bei diesen Sternen konnte bisher keine bestimmte Gesetzmäßigkeit gefunden werden.

In der Klasse IV ist die ganze zweite Hälfte der Spektralreihe, von G oder K bis N, vertreten. Auch sind von der normalen Spektralreihe stark abweichende Spektren (z. B. ρ Cassiopeiae) ziemlich häufig. Daraus folgt, daß der Lichtwechsel nicht von dem Entwicklungszustand der Sterne allein bedingt wird, sondern daß noch irgendeine andere, vom Entwicklungszustand unabhängige Ursache vorhanden ist. Man müßte ja sonst erwarten, daß sämtliche Sterne mit fortgeschrittenem Spektrum merklich veränderlich sind, was durchaus nicht der Fall ist. Da zwischen den unregelmäßigen Veränderlichen der IV. Klasse und den langperiodischen Veränderlichen der V. Klasse alle möglichen Übergänge vorhanden sind, da ferner sowohl in der IV. Klasse das für die V. typische Spektrum Md auftritt, wie umgekehrt die in der ersteren Klasse so häufig vertretenen Klassen Ma, Mb, Mc, N auch in der letzteren vorkommen, so scheint es kaum berechtigt, diese beiden Klassen als physikalisch wesentlich verschieden voneinander zu betrachten. Das Spektrum.

V. Miratypus. Diese Klasse ist sowohl in photometrischer wie in spek- Der Miratypus

traler Beziehung einheitlicher als die vorangehende, indem einesteils nur diejenigen Veränderlichen zu ihr gerechnet werden, deren Lichtwechsel ohne weiteres erkennbar periodisch ist — wenn auch meistens mit starken Schwankungen der Periode und der Form der Lichtkurve — andererseits in den weitaus meisten Fällen das Spektrum der Klasse Md angehört. Wohl kommen die Typen Ma, Mb, Mc und N auch vor, aber sie sind recht selten. Frühere Spektraltypen fehlen ganz. Die Klasse ist benannt nach dem ältesten Vertreter derselben, Mira (o) Ceti.

Charakter des Lichtwechsels.

Der Lichtwechsel ist langperiodisch und in der Regel von großem Umfange; durchschnittlich beträgt der Umfang über 4 Größenklassen, erreicht aber in einzelnen Fällen 8 oder 9 Größenklassen. Andererseits ist der Lichtwechsel in der Regel unregelmäßig, wenn die Amplitude weniger als etwa 2 Größenklassen beträgt. Die Form der Lichtkurve sowohl wie die Zwischenzeit zwischen den einzelnen Maxima oder Minima ist bei den meisten dieser Sterne erheblichen Schwankungen unterworfen. Die Schwankungen der Periode verlaufen häufig mehr oder wenig periodisch, können aber auch abrupt sein und erinnern dann an die Störungen des Lichtwechsels mancher Sterne der Klassen IV und VI. Niemals aber sind die Ungleichheiten der Periode so beständig, daß eine genaue Voraussage der Maxima und Minima der Helligkeit auf längere Zeit möglich wäre. Völliges Fehlen solcher Ungleichheiten ist selten, völlige Konstanz der Lichtkurve bisher nicht beobachtet. Die Periodenwerte zeigen eine Häufung um den Wert 300 Tage. Die untere Grenze der Perioden kann man etwa bei 100 Tagen ansetzen, da bei kleineren Werten die Zugehörigkeit zur VI. Klasse in Frage kommt. Die obere Grenze ist unbestimmt, Perioden über 500 Tage sind sehr selten, und nur eine Periode unter mehreren hundert bekannten Fällen ist länger als 800 Tage. Eine typische Form der Lichtkurve kann man kaum angeben. Am häufigsten ist wohl die Form mit schnellem Anstieg der Helligkeit, flachem Maximum, langsamerem Abstieg und flachem Minimum. Aber es kommen alle möglichen Variationen mit spitzem Maximum, spitzem Minimum, gleichschnellem An- und Abstieg usw. vor. Häufig sind die Lichtkurven mit einer oder mehreren sekundären Wellen besetzt, die jedoch fast nie im Anstieg der Helligkeit auftreten.

Unterklassen des Miratypus.

Phillips hat die Lichtkurven einer großen Zahl von Veränderlichen des Miratypus einer harmonischen Analyse unterzogen und die Gesetzmäßigkeiten, die sich dabei für gewisse Koeffizienten der Reihenentwicklung ergaben, zur Einteilung der langperiodischen Veränderlichen in zwei Gruppen benutzt. Ähnliche Einteilungen, die sich ebenfalls auf die Form der Lichtkurven stützen, sind von Pickering und von Turner versucht worden, die, wie Hagen[119]) gezeigt hat, in naher Beziehung zueinander stehen. Die Phillipssche Einteilung wird neuerdings auch auf die Veränderlichen der Klasse VII ausgedehnt, die aus mehreren Gründen der Miraklasse verwandt zu sein scheint. Eine überzeugende physikalische oder geometrische Interpretation dieser Einteilung steht noch aus.

R Hydrae, ein Sonderfall.

Einen merkwürdigen Sonderfall des Miratypus, was das Verhalten der

Periode anbetrifft, stellt der von Ludendorff eingehend untersuchte Veränderliche R Hydrae dar, dessen Zugehörigkeit zu dieser Klasse nach Spektrum (Md) und Art des Lichtwechsels nicht wohl bezweifelt werden kann. Die Periode des Lichtwechsels hat seit 1784 beständig abgenommen. Sie betrug 1784 497 Tage, 1914 402 Tage. Es ist klar, daß ein solcher Fall jeder Theorie des Miratypus ernste Schwierigkeiten bereiten muß.

Das Spektrum.

Sehr bemerkenswerte Feststellungen sind in jüngster Zeit bezüglich des Spektrums einiger Mirasterne gemacht worden. Das normale Spektrum (Md) eines Mira-Veränderlichen stellt sich dar als Spektrum mit hellen Wasserstofflinien und mit den mehr oder weniger ausgeprägten Absorptionsbändern, die für den III. Spektraltypus charakteristisch sind. Die sicher vorhandenen, mit dem Lichtwechsel einhergehenden periodischen Veränderungen des Spektrums (und des Farbenindex) sind noch nicht genauer untersucht. Man kann jedoch mit allgemeiner Gültigkeit sagen, daß der Umfang des photographischen Lichtwechsels erheblich größer ist als der des visuellen. Es ist auch noch nicht sicher festgestellt, ob die Radialgeschwindigkeit sich periodisch ändert oder nicht. Nach Merrill waren die Emissionslinien des Wasserstoffs zur Zeit der Maximalhelligkeit bei fünf hellen Mirasternen gegen die Absorptionslinien durchschnittlich um 23 km nach Violett verschoben; dies scheint charakteristisch für diese Sterne zu sein. In letzter Zeit sind nun zwei weitere sehr merkwürdige Beobachtungen an den Spektren von Mirasternen gemacht worden. In dem Spektrum von R Aquarii, das von Fleming (Harv. Ann. 56) mit Md8 bezeichnet wird, traten, wie Merrill photographisch feststellte, im Herbst 1919, etwa einen Monat vor dem Maximum, die drei hellen Hauptnebelbänder λλ 5007, 4959, 4363 auf. Visuelle Beobachtungen auf der Berlin-Babelsberger Sternwarte bestätigten nicht nur diese Bänder, sondern machten auch eine helle Linie bei D (Helium?) wahrscheinlich. Die zweite Beobachtung betrifft das Spektrum von o Ceti, wahrscheinlich zur Zeit des Helligkeitsminimums, was auf dem bisher allein vorliegenden Telegramm vom Mount Wilson nicht ausdrücklich angegeben ist, aber aus dem Datum des Telegramms folgt. Danach waren helle Heiumlinien (die im Maximum nicht nachgewiesen sind) vorhanden, die Emissionslinien des Wasserstoffs waren kräftiger als sonst und stark verbreitert und im Vergleich zu den schmalen sonstigen Emissionslinien um 100 km nach Rot verschoben. Aus diesen spärlichen Daten scheint hervorzugehen, daß der Lichtwechsel in der Hauptsache durch die Schwankungen der Helligkeit des kontinuierlichen Spektrums hervorgerufen wird, und daß die Wasserstoffemissionen im Maximum schmal und gegen Violett verschoben, im Minimum dagegen breit und gegen Rot verschoben sind. Nimmt man dies zusammen mit der Beobachtung der Nebellinien an R Aquarii, so ergibt sich eine Ähnlichkeit mit den Neuen Sternen, die sicherlich nicht ohne tiefere Bedeutung sein wird.

Auftreten der Hauptnebellinien.

Anscheinend periodische Verschiebungen der Emissionslinien.

Auch in der Klasse V sind Spektren verhältnismäßig häufig, die von der normalen Serie, wenn man Md und N überhaupt dazu rechnen darf, stark abweichen.

R Sagittae. VI. R Sagittae. Die Veränderlichen dieser Klasse scheinen den Übergang zwischen den Mirasternen und der Klasse VII zu bilden, indem sie Merkmale beider Klassen in sich vereinigen. Auch bezüglich der Periodenlänge stehen sie zwischen den beiden Klassen. R Sagittae hat einen Lichtwechsel von mäßigem Umfang, der niemals zwei Größenklassen erreicht. Die Lichtkurve ist außerordentlich veränderlich, die Periode indessen recht konstant. Sie beträgt 70.35 Tage. Charakteristisch sind die plötzlichen, dauernden Änderungen der Lichtwechselphasen, die zuweilen von einem gänzlichen Abflauen und darauffolgenden Wiederaufleben des Lichtwechsels begleitet sind, ähnlich wie es bei η Geminorum und anderen Veränderlichen der Klasse IV beobachtet wird. Dies scheint auf eine gewisse Ähnlichkeit der physikalischen Ursachen des Lichtwechsels hinzuweisen.

Art des Lichtwechsels. Die Form der Lichtkurve von R Sagittae ist meistens derjenigen der Mirasterne oder der δ Cephei-Sterne der folgenden Klasse ähnlich. Häufig ist aber ein stark ausgebildetes zweites Minimum nahezu in der Mitte zwischen den Hauptminima vorhanden, was der Lichtkurve fast das Aussehen der Lichtkurve eines Bedeckungsveränderlichen vom β Lyrae-Typus verleiht. Zeitweise war das Nebenminimum vorübergehend stärker ausgebildet als das Hauptminimum, zu andern Zeiten fehlte es ganz.

Das Spektrum. Über das Spektrum der Veränderlichen der VI. Klasse, die sämtlich geringe Helligkeit haben, ist fast nichts bekannt. Es ist anzunehmen, daß es keine hellen Linien hat, da diese noch bei viel schwächeren Sternen feststellbar sind. Das Spektrum von R Sagittae scheint dem Typus G anzugehören, es sind aber nur die Kalziumbänder H und K sichtbar, was vielleicht auf c-Charakter des Spektrums zurückzuführen ist. Über die Radialgeschwindigkeit ist unter diesen Umständen noch gar nichts ermittelt.

δ Cephei, ζ Geminorum, RR Lyrae. VII. δ Cephei, ζ Geminorum, RR Lyrae. Diese drei Sterne vertreten die Unterabteilungen, in die man die sehr umfangreiche VII. Klasse zerlegen kann, ohne daß damit jedoch gesagt werden will, daß fundamentale physikalische Unterschiede zwischen denselben bestehen. Zwischen den beiden Arten δ Cephei und ζ Geminorum ist es die Verschiedenheit der Form der Lichtkurve bei sonst gleichen physikalischen Verhältnissen, zwischen den beiden Arten δ Cephei und RR Lyrae die verschiedene Länge der Periode und der verschiedene Spektralcharakter, wodurch ein Unterscheidungsmerkmal gegeben ist.

Charakter des Lichtwechsels. Die Lichtkurven der δ Cephei- und RR Lyrae-Art sind meistens sehr asymmetrisch, mit steilem Anstieg zum Maximum und langsamerem Abfall zum Minimum. Sekundäre Wellen wurden fast nur auf dem absteigenden Ast der Lichtkurve beobachtet und sind gewöhnlich sehr veränderlichen Charakters. Die Lichtkurven der δ Cephei-Sterne sind langsam und wenig, die der RR Lyrae-Sterne schnell und ziemlich beträchtlich veränderlich. Die ζ Geminorum-Sterne scheinen sich in dieser Beziehung wie die δ Cephei-Sterne zu verhalten. Ihre Lichtkurven sind symmetrischer als die der letzteren. Der Umfang des Lichtwechsels ist niemals groß, selten über eine Größenklasse. Die Periodenlänge ist bei den RR Lyrae-Sternen unter

einem Tag, mit ausgesprochener Häufung um den Wert 0.5 Tage, bei den δ Cephei-Sternen zwischen 1 Tag und 1—2 Monaten, mit ausgesprochener Häufung um den Wert $5^1/_2$ Tage. Die Grenze zwischen den RR Lyrae- und δ Cephei-Sternen ist natürlich nicht scharf zu ziehen, ebensowenig die Grenze zwischen den δ Cephei- und den R Sagittae-Sternen. Die wenigen bekannten ζ Geminorum-Sterne stehen bezüglich der Periodenlänge den δ Cephei-Sternen nahe. Die Perioden sind in der Regel sehr konstant; nur wenige Fälle auffallender Änderungen der Periode sind bisher bekannt geworden, wofür als Beispiele RR Lyrae und ζ Geminorum genannt seien. Ob die Ungleichheiten der Periode dieser Sterne periodisch sind oder mehr von dem pseudo-periodischen Charakter der Ungleichheiten der Mirasterne, ist noch ungewiß.

Das Spektrum.

Die Veränderlichen der VII. Klasse verteilen sich nahezu über die ganze Spektralreihe, indessen nicht gleichmäßig, sondern in der Weise, daß die Unterarten bestimmte Spektraltypen bevorzugen. So haben die gewöhnlichen δ Cephei-Sterne und die ζ Geminorum-Sterne am häufigsten ein Spektrum vom Typus F oder G, die RR Lyrae-Sterne ein solches vom Typus A oder F. Das Vorkommen folgender Spektraltypen ist festgestellt: B (β Cephei, 12 Lacertae), A (SW Andromedae), F, G, K, K 5 (U Vulpeculae), N (V Arietis), R (RU Camelopardalis). Das Fehlen des Typus M ist zweifellos nur zufällig, indem für sehr viele Veränderliche dieser Klasse das Spektrum noch nicht bestimmt worden ist. Ein O-Stern ist bisher noch nicht als veränderlich nach Art der Klasse VII erkannt worden, wahrscheinlich haben die etwa vorhandenen δ Cephei- und verwandten Veränderlichen unter den O-Sternen ebenso wie die beiden vom B-Typus sehr kleine Helligkeitsschwankungen und sind deshalb bisher noch nicht aufgefunden worden. Im übrigen ist also praktisch die ganze Spektralreihe in dieser Klasse von Veränderlichen vertreten, was beweist, daß der Spektralcharakter, d. h. das Entwicklungsstadium, nur sehr wenig mit der Ursache der Veränderlichkeit zu tun hat. Beziehungen zwischen Lichtwechsel und Spektrum usw. werden später allgemein für alle Klassen erörtert werden.

Spektrale Eigentümlichkeiten.

Die Spektren der δ Cephei- und verwandten Veränderlichen weisen vielfach besondere Eigentümlichkeiten auf. Zunächst sind alle bisher genauerer Untersuchung zugänglichen Fälle durch periodisch veränderliche Radialgeschwindigkeiten charakterisiert. Die Periode der Schwankungen ist stets gleich der Lichtwechselperiode. Beide Erscheinungen stehen also in engem Zusammenhang, und dies gilt auch für die extremen Fälle wie β Cephei oder RU Camelopardalis. Die Besonderheiten der spektroskopischen Bahnen der δ Cephei- und verwandten Veränderlichen sind bereits S. 427 besprochen worden. Daneben zeigen die Spektren noch andere periodisch veränderliche oder beständige Eigenschaften. Unter den letzteren ist vor allem der *ac*- oder *c*-Charakter vieler δ Cephei-Sterne, wenigstens derjenigen vom II. Spektraltypus mit mittleren Periodenlängen, zu nennen. Die Schmalheit und Schärfe der Wasserstofflinien ist hier anscheinend als Anzeichen einer beginnenden Umkehrung der Absorptionslinien zu betrachten. Der

ζ Geminorum-Stern W Serpentis (Periode 14 Tage) hat nach Beobachtungen auf dem Mount Wilson in der Tat helle Wasserstofflinien mit einer dunklen zentralen Umkehrung. Der interessante Stern R U Camelopardalis (Periode 22 Tage) hat im Helligkeitsmaximum dunkle, im Minimum helle Wasserstofflinien. Dies weist also wieder darauf hin, daß hauptsächlich das kontinuierliche Spektrum veränderlich ist. Im übrigen verhält sich dieser Stern wie die anderen, die Radialgeschwindigkeit ist periodisch veränderlich, das negative Maximum der Geschwindigkeit fällt nahe mit dem Helligkeitsmaximum zusammen, die Linien hoher Temperatur sind kräftig usw.

Effektive Temperatur und Farbenindex der δ Cephei- und verwandten Veränderlichen.

Die Helligkeitsverteilung im kontinuierlichen Spektrum ist periodisch veränderlich, mit ihr also auch die effektive Temperatur und der Farbenindex. Im Minimum sind die δ Cephei- und verwandten Veränderlichen gelber als im Maximum, ihre Temperatur also im Minimum tiefer als im Maximum. Dementsprechend ändert sich der Farbenindex, und dies hat zur Folge, daß der photgoraphische Umfang des Lichtwechsels größer, zum Teil sogar erheblich größer ist als der visuelle. So ist z. B. der photographische Umfang des Lichtwechsels von η Aquilae nach Schwarzschild 1.3^m, der visuelle 0.7^m; die photographische und visuelle Amplitude von δ Cephei verhalten sich nach Wirtz wie 1.2 : 0.7, die von SU Cygni nach Wilkens wie 1.2 : 0.8, die von X Cygni nach demselben wie 1.8 : 1.0, die von ζ Geminorum nach lichtelektrischen Messungen des Verfassers wie 0.8 : 0.5 usw. Auch der Liniencharakter des Spektrums ändert sich dementsprechend. Nach den Untersuchungen von Shapley schwankt der Spektraltypus von δ Cephei kontinuierlich zwischen F o im Maximum der Helligkeit und G 2 im Minimum, der von η Aquilae zwischen A 8 und G 5, der von RR Lyrae zwischen B 9 und F 2 usf.

Beziehung zwischen Lichtkurve und Geschwindigkeitskurve.

Die Lichtkurven und Geschwindigkeitskurven der δ Cephei- und verwandten Veränderlichen stehen meistens in einer merkwürdigen Beziehung zueinander, auf die S. Albrecht aufmerksam gemacht hat. Es fällt in der Regel das positive Geschwindigkeitsmaximum mit dem Minimum der Helligkeit, das negative mit dem Maximum der Helligkeit zusammen, und die Form der Geschwindigkeitskurve ist der Form der Lichtkurve oft erstaunlich ähnlich. Doch gibt es auch Ausnahmen von dieser Regel.[120])

Bedeckungsveränderliche.

VIII. Bedeckungsveränderliche. Während die physikalische Erklärung der bisherigen Klassen von Veränderlichen Schwierigkeiten bereitet, die zum Teil noch nicht überwunden sind, kann über die Deutung der VIII. Klasse kein Zweifel bestehen. Die Bedeckungsveränderlichen sind Doppelsternsysteme, deren Bahnebenen einen so kleinen Winkel mit der Gesichtslinie einschließen, daß während jedes Umlaufes allgemein zwei gegenseitige Bedeckungen der Komponenten stattfinden. Sind die Komponenten kugelförmig, so entsteht die typische Algollichtkurve, bei der die Helligkeit außerhalb der Bedeckungen nicht merklich veränderlich ist; sie entspricht der Summe der Helligkeiten der beiden Komponenten. Die Bedeckungen selbst prägen sich in der Lichtkurve als meist sehr nahe symmetrische Minima aus, deren Form von den Konstanten des Systems abhängt. Ist die

Ursache der Veränderlichkeit.

Bedeckung nur eine teilweise oder sind die beiden Komponenten gleich groß, so sind die Minima spitz; sind die Komponenten ungleich groß und die Bedeckungen nahezu zentral, so wird im allgemeinen die eine Bedeckung eine ringförmige, die andere eine totale sein. Beide Minima haben dann einen konstanten oder nahezu konstanten Teil, dessen Dauer der Dauer der totalen bzw. ringförmigen Bedeckung entspricht. Sind die Flächenhelligkeiten der Komponenten gleich, so sind die beiden Minima gleich tief, sind sie ungleich, so entspricht das tiefere Minimum der Bedeckung der Komponente mit der größeren Flächenhelligkeit durch die andere. Ist die Flächenhelligkeit einer Komponente im Vergleich zur anderen sehr gering, so ist in jedem Umlauf nur ein Minimum merklich. Ist die Bahn merklich elliptisch, so werden im allgemeinen die Zwischenzeiten zwischen den aufeinanderfolgenden Minima nur abwechselnd gleich sein. Ferner kann die Dauer der Minima verschieden sein, ja das eine eine partielle Bedeckung anzeigen, während das andere einer totalen bzw. ringförmigen entspricht. Kurz, die Lichtkurve ermöglicht es, die physische Beschaffenheit des Systems zu ermitteln. Sind die Komponenten nicht kugelförmig, sondern infolge ihrer gegenseitigen Anziehung gegeneinander verlängerte eiförmige Körper (in erster Näherung als ähnliche und ähnlich gelagerte dreiachsige Ellipsoide zu betrachten), so entbehrt die Lichtkurve eines konstanten Teiles, und es entsteht die typische β Lyrae-Kurve. Bei dieser ist über den Bedeckungslichtwechsel ein zweiter Lichtwechsel gelagert, der von der Rotation der eiförmigen Komponenten herrührt. Die Konstanten, die man im günstigsten Falle unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen aus der Lichtkurve ableiten kann, sind folgende: Die große Halbachse der größeren Komponenten in Einheiten der großen Halbachse der Bahn, das Verhältnis der großen Halbachsen der beiden Komponenten, ihre Elliptizität, d. h. das Achsenverhältnis des Rotationsäquators — die dritte, auf ihm senkrechte Achse kann durch mechanische Erwägungen ermittelt werden — ferner die Elliptizität der Bahn und die Zeit des Durchgangs durch das Periastron, die Helligkeit der Komponenten in Einheiten der Gesamthelligkeit des Systems und das Verhältnis der Flächenhelligkeiten derselben, die Neigung der Bahnebene gegen die Tangentialebene an der Sphäre im Ort des Sternes, die durchschnittliche Dichtigkeit der beiden Komponenten. Ist die spektroskopische Bahn des Systems bekannt, so kommt hinzu die Kenntnis der wahren Dimensionen der Komponenten und die Dichtigkeit jeder Komponente. Ist auch die Parallaxe bekannt, so sind die absoluten Helligkeiten und die Flächenhelligkeiten selbst gegeben. Der Verlauf der Bedeckungsminima wird noch durch die Helligkeitsverteilung auf den Scheiben der Komponenten beeinflußt. Insbesondere kommt die gegenseitige Beleuchtung der Komponenten und der Helligkeitsabfall nach dem Rande der Scheiben infolge der Absorption des Lichts in den Atmosphären der Sterne in Betracht, der ja auch bei der Sonne sehr merklich ist. Bisher ist es jedoch noch nicht möglich gewesen, diesen von der Konstitution der Sternatmosphären bedingten Abfall quantitativ zu bestimmen.

Charakteristische Beispiele: Algol.

Einige charakteristische Fälle von Bedeckungsveränderlichen mögen etwas näher betrachtet werden, zunächst der Prototyp der ersten Abteilung der Klasse, β Persei oder Algol, nach dem die reinen Bedeckungsveränderlichen auch Algolsterne genannt werden. Der Lichtwechsel ist sehr genau selenphotometrisch von Stebbins erforscht worden. Auf Grund der mathematischen Theorie von Russell findet Shapley folgende Systemkonstanten: Helligkeit der helleren Komponente in Einheiten der normalen oder Gesamthelligkeit 0.907, der schwächeren 0.093; Radien der beiden Komponenten in Einheiten der großen Halbachse der Bahn, und zwar der helleren 0.208, der schwächeren 0.228; Neigung der Bahnebene gegen die Sphäre 83°; Dichten der Komponenten unter der Annahme gleicher Massen derselben 0.092 und 0.070 der Dichte der Sonne. Die Flächenhelligkeit der helleren Komponente ist 11.6 mal größer als die der schwächeren. Die Bedeckungen sind partielle. In der von Stebbins bestimmten Lichtkurve ist die Tiefe des Hauptminimums 1.22^m, des Nebenminimums 0.06^m. Die Periode beträgt 2.867 Tage und die normale oder Maximalhelligkeit 2.2^m. Das Spektrum ist B 8. Die schwächere Komponente ist im Spektrum nicht sichtbar, daher das Massenverhältnis nicht bekannt. Sie ist aber nicht vollkommen dunkel, was ja schon aus dem Vorhandensein des zweiten Minimums hervorgeht. Ihr Licht rührt teils von ihr selbst her, teils ist es reflektiertes Licht von der helleren Komponente. Beide Komponenten sind auf der einander zugekehrten Seite heller, und zwar infolge der Beleuchtung und Erwärmung durch die andere Komponente, und dies gibt bei der schwächeren Komponente einen merklichen Effekt. Die „dunkle" Komponente von Algol ist selbst nichtsdestoweniger wahrscheinlich heller als die Sonne; die helle ist erheblich lichtstärker als die Sonne. Da die Parallaxe des Veränderlichen noch unsicher ist, so können genauere zahlenmäßige Angaben über die wahre Helligkeit und Flächenintensität der Komponenten nicht gemacht werden. Nimmt man die Parallaxe zu 0.07″ an, so ist nach Stebbins' Berechnung das Gesamtlicht beider Komponenten etwa das 26-fache des Lichts der Sonne, das Gesamtlicht der schwächeren Hemisphäre des Begleiters das 1.7-fache, das der helleren Hemisphäre das 3.0-fache des Sonnenlichts (Sonne $= -26.6^m$). Die wahren Dimensionen der Komponenten und der Bahn sind wegen der Unsichtbarkeit des Begleiters im Spektrum unbekannt.

Aurigae.

Ein ähnliches System, in dem aber beide Komponenten gleich hell sind, so daß im Spektrum die Linien beider gemessen werden können, bildet β Aurigae, dessen Veränderlichkeit von Stebbins mit dem Selenphotometer entdeckt wurde. Die Bedeckungsminima sind nur 0.076^m tief; dazu kommt eine sehr kleine Schwankung von 0.011^m infolge leichter Elliptizität der Komponenten, die rund 0.01 beträgt. Die Periode ist 3.96 Tage. Die Neigung der Bahn gegen die Sphäre ist 77.2°. Indem die spektroskopischen Elemente von Baker zugrunde gelegt wurden, nach denen $(a_1 + a_2) \sin i = 11.98$ Mill. km ist, ergab sich in Einheiten der entsprechenden Größen für die Sonne:

Radien jeder der beiden gleich großen Komponenten 2.58, Masse der Komponente I 2.38, der Komponente II 2.34, Dichtigkeit jeder Komponente 0.14. Der Radius der Sonne beträgt 0.7 Mill. km und ihre Dichte das 1.4-fache der Dichte des Wassers. Nimmt man die Parallaxe zu 0.024″ an, so ist die Helligkeit jeder Komponente 125 mal und die Flächenintensität 19 mal größer als die der Sonne. Das Spektrum von β Aurigae ist A o.

Ein System mit ausgesprochen elliptischen Komponenten ist zunächst β Lyrae. β Lyrae selbst. Infolge starker spektraler Besonderheiten sind jedoch in diesem System die Verhältnisse noch nicht ganz geklärt. Aus einer neueren Untersuchung von Baade, die sich auf 18 Potsdamer Spektrogramme von Hartmann gründet, ergaben sich die gleichen Elemente wie die auf S. 421 für die B 8-Komponente mitgeteilten. Für das Massenverhältnis ergab sich $m_{B5} : m_{B8} = 2.5$; $m_{B5} = 16.7$, $m_{B8} = 6.7$ Sonnenmassen. Die photometrischen Elemente nach lichtelektrischen Messungen sind in runden Zahlen: Elliptizität der Komponenten 0.59, das Verhältnis der Achsen des Äquatordurchschnitts also 1 : 0.8, Neigung der Bahn 90°, große Halbachse der B 5-Komponente in Einheiten der großen Halbachse der Bahn 0.5, der B 8-Komponente 0.3, größte Helligkeit in Einheiten des Gesamtlichts bzw. 0.55 und 0.45. Verhältnis der Flächenintensitäten B 5 : B 8 = 0.35. Die Dichtigkeiten sind $D_{B5} = 0.0022$, $D_{B8} = 0.0060$ (Dichte der Sonne = 1). Die Bedeckungen sind total bzw. ringförmig, und im Hauptminimum wird die B 8-Komponente bedeckt. Sowohl die Lichtkurve wie die spektroskopischen Elemente zeigen Störungen teils unregelmäßigen, teils, wie es scheint, periodischen Charakters, die noch nicht erklärt werden können. Die photometrischen Messungen weisen auf eine mächtige Atmosphäre veränderlicher Durchsichtigkeit hin, die entweder die B 5-Komponente oder das ganze System umgibt. Das Spektrum hat einen sehr komplexen Charakter mit bewegten und unbewegten, hellen und dunkeln Linien, die teilweise übereinandergelagert sind. Die unbewegten, d. h. an der periodischen Bahnbewegung nicht teilnehmenden Linien, zu denen auch wie bei manchen anderen spektroskopischen Systemen vom Heliumtypus die Kalziumlinie K gehört, scheinen einer das ganze System einhüllenden „äußeren“ Atmosphäre anzugehören. Der Ursprung der festen Kalziumlinie, die zuerst von Hartmann im Spektrum des spektroskopischen Doppelsterns δ Orionis entdeckt, später dann in einer ganzen Reihe anderer Systeme ebenfalls gefunden wurde, ist noch nicht ganz aufgeklärt. Nachdem jedoch nach und nach alle möglichen Zwischenstufen zwischen normal (d. h. mit gleicher Amplitude wie die anderen Linien) bewegten und völlig unbewegten Kalziumlinien gefunden worden sind, kann es kaum mehr bezweifelt werden, daß die sie erzeugenden absorbierenden Kalziumdämpfe den Systemen selbst angehören und nicht etwa unabhängig zwischen diesen und uns im Weltraum schweben. Dagegen spricht auch, daß solche Linien fast ausschließlich bei B-Sternen gefunden wurden, also offenbar mit dem Entwicklungszustand der Sterne in irgendeinem Zusammenhang stehen.

Ein einfacheres System der β Lyrae-Art ist der von Schlesinger, Ba- u Herculis.

ker und Shapley untersuchte Veränderliche u Herculis, der ebenfalls ein Spektrum vom Typus B hat. Die Periode ist 2.05 Tage, die Bahnneigung 75°, die Bedeckungen sind partielle. Die Helligkeiten der beiden Komponenten in Einheiten des Gesamtlichts sind 0.7 und 0.3, ihre großen Halbachsen in Einheiten des Radius der nahen kreisförmigen Bahn 0.31 und 0.37, oder rund 3.2 und 3.8 Mill. km. Die großen und kleinen Achsen ihrer Aquatorebenen verhalten sich wie 1 : 0.89. Ihre Massen sind 7.5 und 2.9 Sonnenmassen, ihre Dichten 0.1 und 0.02 der Dichte der Sonne. Das Verhältnis der Flächenhelligkeiten ist 3.6 : 1. Die hellere Komponente ist 5., die schwächere 6. Größe. Also auch hier hat die dichtere Komponente die größere Flächenhelligkeit und den kleineren Radius, aber im Gegensatz zu β Lyrae auch die größere Masse. In der Regel haben die helleren Komponenten auch die größere Masse.[121])

Veränderliche mit sehr kleinen Helligkeitsschwankungen.

Lichtelektrisch aufgefundene Veränderliche mit sehr kleinen Helligkeitsschwankungen.[122]) Diese Fälle bedürfen einer besonderen Betrachtung insofern, als die Frage gestellt werden kann, ob sie sich den übrigen Veränderlichen zwanglos einreihen lassen oder neue, bisher unbekannte Typen darstellen. Ein Veränderlicher mit sehr geringen Schwankungen war bereits der mit dem Selenphotometer aufgefundene β Aurigae. Er unterscheidet sich in keinem Punkte von den anderen Bedeckungsveränderlichen. Unter den bisher mit der Photozelle gefundenen Veränderlichen scheint kein reiner Bedeckungsveränderlicher vom Algol- oder β Lyrae-Typus, dagegen der δ Cephei-Typus und seine Abarten stark vertreten zu sein Dies kann nicht überraschen, da die letzteren überhaupt zahlreicher unter den Sternen vorhanden sind, und da ferner auch bei den bisher bekannten Bedeckungsveränderlichen größerer Amplitude bei genauerer Untersuchung sich fast stets Nebeneinflüsse neben dem typischen Lichtwechsel bemerkbar machen, die natürlich eine verhältnismäßig bedeutendere Rolle spielen können, wenn der Einfluß der Bedeckungen klein ist. Dies muß bei der Betrachtung der folgenden Fälle im Auge behalten werden.

ε Ursae majoris.

ε Ursae majoris. Außer der langen vierjährigen Periode dieses spektroskopischen Doppelsterns vermutete Ludendorff noch eine kurze Periode in den Radialgeschwindigkeiten mit so kleiner Amplitude, daß sie nicht sichergestellt werden konnte. Die lichtelektrischen Messungen der Helligkeit ergaben eine Helligkeitsschwankung, die eine Periode von 0.952 Tagen hat. Es ist auch eine entsprechende Schwankung der Radialgeschwindigkeit von nur $2^1/_2$ km Umfang vorhanden, aus der eine stark elliptische Bahn abgeleitet werden kann. Die Lichtkurve stellt sich als ein merkwürdiges Gemisch einer Algolkurve und einer δ Cephei-Kurve mit mehreren sekundären Wellen dar, wenigstens scheint dies die zwangloseste und nächstliegende Interpretation zu sein. Die Lichtkurve zeigt ein ausgeprägtes Maximum, das nahe mit dem Periastrondurchgang in der berechneten 0.95-tägigen Bahn zusammenfällt. Die ganze Helligkeitsschwankung beträgt nur 0.04^m. Das Spektrum ist Ap.

α Canum venaticorum. Das Spektrum (Ap) der hellen Komponente dieses visuellen Doppelsterns ist sehr eigentümlich. Die zuerst von Ludendorff bemerkten Schwankungen der Linienintensitäten sind von Belopolsky genauer untersucht worden. Sie befolgen eine $5^1/_2$-tägige Periode. Nicht alle Linien verhalten sich gleichmäßig. Ein Teil der Linien ist im Maximum der Intensität, während ein anderer Teil im Minimum ist und umgekehrt. Eine dritte Gruppe, darunter die Linien des Wasserstoffs, Kalziums, Eisens, Magnesiums, ist keinen merklichen Veränderungen unterworfen. Die erste Gruppe von Linien zeigt auch periodische Verschiebungen, die beiden anderen Gruppen scheinen nur schwach oder gar nicht bewegt zu sein. Mehrere der Linien mit wechselnder Intensität fallen nach Baxandall nahe mit den stärksten Linien des Europiums zusammen. Die lichtelektrischen Messungen ergaben kleine Helligkeitsschwankungen von derselben Periode wie die Veränderungen des Spektrums, deren Charakter 1914—1916 dem der Helligkeitsschwankungen der ζ Geminorum-Sterne am meisten glich. Vor dem Maximum der Helligkeit trat ein sekundäres Minimum ein, dessen Mitte sehr nahe mit dem Intensitätsmaximum der ersten Gruppe von Absorptionslinien zusammenfiel. Im Frühjahr 1920 war die Lichtkurve stark verändert, und bald darauf verschwand der Lichtwechsel ganz. α Canum venat.

γ Bootis zeigt schnelle Veränderungen der Radialgeschwindigkeit, deren Gesetz noch nicht erforscht ist. Die Helligkeit schwankt um 0.04^m in siebenstündiger Periode. Die Lichtkurve gleicht einer δ Cephei-Kurve mit einem stark ausgeprägten sekundären Maximum. Das Spektrum ist F o. γ Bootis.

β Cephei. Dieser spektroskopische Doppelstern mit nur vierstündiger Periode verhält sich spektroskopisch und photometrisch wie ein kurzperiodischer δ Cephei-Stern. Die Lichtkurve ist ziemlich stark und schnell veränderlich, ähnlich wie die Lichtkurven mancher RR Lyrae-Sterne. Spektrum B 1. β Cephei.

12 Lacertae ist in jeder Beziehung eine fast vollkommene Wiederholung von β Cephei. Selbst die Periode ist fast genau die gleiche. Die Lichtkurve ist noch veränderlicher als die von β Cephei, und auch die Geschwindigkeitskurve ist nach Young einem beständigen schnellen und beträchtlichen Wechsel unterworfen. Spektrum B 2. 12 Lacertae.

Boss 46. Ein spektroskopischer Doppelstern mit sehr großer Geschwindigkeitsamplitude, in dessen Spektrum beide Komponenten sichtbar sind. Periode 3.5 Tage. Spektrum B 3 p. Die Kalziumlinien H und K zeigen nur geringe Schwankungen. Die Helligkeit schwankt um 0.2^m, aber nicht, wie man hätte erwarten sollen, nach Art eines β Lyrae-Sternes, sondern in einer eigentümlichen Weise, die man am besten vielleicht als von δ Cephei-Art mit einem ungewöhnlich stark ausgeprägten sekundären Maximum bezeichnen kann. Das Hauptmaximum tritt nach dem Periastrondurchgang ein. Bedeckungen sind nicht merklich. Die Lichtkurve unterlag während des halben Jahres der Beobachtung, wenn überhaupt, nur geringen Veränderungen. Boss 46.

ζ_1 und g Ursae majoris. Das spektroskopische System der helleren ζ_1 und g Ursae majoris.

Komponente des visuellen Doppelsterns Mizar ist S. 421 mitgeteilt. Beide Komponenten sind im Spektrum sichtbar. Die Geschwindigkeitsamplitude ist sehr groß, so daß Bedeckungen erwartet werden konnten. Solche haben auch anscheinend sowohl 1911 nach selenphotometrischen Bestimmungen von Stebbins wie 1917 nach lichtelektrischen Messungen stattgefunden. Zugleich war aber ein kontinuierlicher Lichtwechsel von mindestens 0.06^m Umfang vorhanden, der sehr unbeständig in seinem Verlauf war. Er bestand aus mehreren Maxima und Minima. Später verschwand er, und gleichzeitig scheinen auch die scharfen Einsenkungen der Lichtkurve, die nahe mit den spektroskopischen Konjunktionen der Komponenten zusammenfielen und deshalb wohl von partiellen Bedeckungen herrührten, verschwunden zu sein. Weitere gelegentliche Messungen ergaben nur sehr geringen Lichtwechsel des Sterns. Spektrum A o. Der Nachbarstern g Ursae majoris gehört wahrscheinlich ebenfalls zu denjenigen spektroskopischen Doppelsternen, die nur zeitweilig merklich veränderlich sind. Die spektroskopische Periode beträgt, wie schon erwähnt, nur 0.155 Tage.

α_1 Geminorum. α_1 Geminorum. Auch an diesem spektroskopischen Doppelstern wurden eine Zeitlang nicht unbeträchtliche Helligkeitsschwankungen beobachtet, die später verschwanden. Auf einen Umlauf fielen drei Maxima und Minima. Spektrum A o. Periode 2.93 Tage.

o Persei. o Persei ist wieder ein spektroskopischer Doppelstern mit großer Geschwindigkeitsamplitude, dessen Komponenten beide im Spektrum sichtbar sind. Periode 4.42 Tage; Spektrum B 1. Die Kalziumlinien H und K haben konstante Geschwindigkeit. Die Helligkeit ist mit der 4.4-tägigen Periode veränderlich, aber in sehr komplizierter Weise. Es treten eine ganze Reihe von Maxima und Minima auf, deren genaue Zahl noch nicht feststeht, wahrscheinlich auch zu verschiedenen Zeiten verschieden ist.

φ Persei. φ Persei. Das Spektrum dieses spektroskopischen Doppelsterns hat helle und dunkle Linien ähnlich wie β Lyrae, die anscheinend teils der einen, teils der anderen Komponente angehören. Die Periode beträgt 126 Tage. Die Geschwindigkeitskurve läßt sich durch Bewegung in einer Ellipse nicht darstellen, ist außerdem veränderlich. Die Lichtkurve besteht aus einer Anzahl äquidistanter Wellen, deren Periode genau $^1/_7$ der spektroskopischen Periode beträgt. Gelegentlich fallen einzelne Wellen aus. Die wahre Periode des Lichtwechsels ist aber, wie die gelegentliche Wiederkehr einer solchen Stelle konstanter Helligkeit der Lichtkurve zur gleichen Phase der Radialgeschwindigkeitsschwankung bewies, gleich der spektroskopischen. Die Helligkeitsschwankungen erinnern an die von R Sagittae. Das Spektrum ist indessen vom Typus B.

Diese Beispiele werden zur Charakterisierung der lichtelektrisch aufgefundenen Fälle genügen. Trotz scheinbar größerer Kompliziertheit werfen sie doch manches Licht auf die Veränderlichen mit größeren Helligkeitsschwankungen, insbesondere der Klassen VI und VII. Die angezogenen Fälle betreffen sämtlich spektroskopische Doppelsterne, und zwar mit einer

Ausnahme solche mit kurzer Periode. Auch sonst wurde bei veränderlicher Radialgeschwindigkeit fast stets auch in derselben Periode wie diese veränderliche Helligkeit gefunden, wenn nur die Untersuchung hinreichend lange fortgesetzt wurde. Es scheint daher, daß zum mindesten die kurzperiodischen spektroskopischen Systeme in der Regel entweder dauernde oder zeitweilige Helligkeitsschwankungen zeigen, die mit der spektroskopischen Bewegung in Zusammenhang stehen. Man wird daher bezüglich der Veränderlichen der VII. Klasse, deren Radialgeschwindigkeit nachgewiesenermaßen ebenfalls mit der Lichtwechselperiode schwankt, zunächst zu der Annahme neigen, daß der Lichtwechsel bei ihnen in ähnlicher Weise zustande kommt, wie bei den vorhin betrachteten gewöhnlichen spektroskopischen Systemen, daß also kein wesentlicher Unterschied besteht zwischen der Natur der geringen, aber scheinbar komplizierteren Helligkeitsschwankungen gewöhnlicher spektroskopischer Doppelsternsysteme und der größeren, aber meistens einfacher verlaufenden Helligkeitsschwankungen der Veränderlichen der Klasse VI.

Statistische Betrachtungen über die Veränderlichen.

Auf die inneren Zusammenhänge der verschiedenen Klassen von Veränderlichen werfen auch statistische Betrachtungen manches Licht. Einiges hierher Gehörende wurde schon angedeutet. Ordnet man die Veränderlichen der Klassen V, VI und VII nach der Periodenlänge und teilt dann die Periodenwerte in gleiche Intervalle, so fällt nicht, wie es bei durchschnittlich gleicher Häufigkeit aller vorkommenden Periodenwerte zu erwarten wäre, in jedes Intervall eine annähernd gleiche Zahl von Veränderlichen, sondern es ergeben sich deutliche Häufigkeitsmaxima für gewisse Periodenwerte. Hertzsprung hat darauf zuerst aufmerksam gemacht. Darin gleichen sich die Klassen V und VII und vermutlich auch VI, während andererseits die ebenfalls periodische Klasse VIII ein durchaus verschiedenes Verhalten zeigt. Zunächst tritt ein Häufigkeitsmaximum für die RR Lyrae-Sterne bei dem Periodenwert 0.5 Tage ein, dann ein zweites für die übrigen δ Cephei- und verwandten Sterne bei dem Periodenwert $5^1/_2$ Tage und schließlich für die Mirasterne bei dem Periodenwert 300 Tage. Wahrscheinlich ist ein weiteres Häufigkeitsmaximum bei dem Periodenwert 60 oder 70 Tage für die R Sagittae-Sterne vorhanden, jedoch ist die Zahl der bekannten Veränderlichen dieser Art noch zu gering zur sicheren Feststellung des letzteren Häufigkeitsmaximums. Dagegen nimmt die Häufigkeit in der VIII. Klasse mit wachsender Periodenlänge beständig ab, d. h. die kürzesten Perioden sind durchschnittlich die häufigsten, wie es ja nach dem Charakter der Bedeckungsveränderlichen von vornherein zu erwarten war, indem die Wahrscheinlichkeit des Zustandekommens von Bedeckungen um so größer ist, je kleiner der Abstand der Komponenten im Verhältnis zu ihrem Durchmesser, d. h. im allgemeinen je kürzer die Umlaufszeit ist.

Häufigkeitsmaxima der Periodenlängen.

Periode und Spektrum.

Eine andere gemeinsame Gesetzmäßigkeit der Klassen V und VII betrifft das Spektrum (die Farbe) und die Periode. Der Spektraltypus ist durchschnittlich um so fortgeschrittener, je länger die Periode:

Klasse VII			Klasse V		
Periode	Durchschnittliches Spektrum	Zahl der Sterne	Spektrum	Durchschnittliche Periode	Zahl der Sterne
< 1 Tag	A7	12	Md3 — Md4	260.5 Tage	52
1— 4 Tage	F4	8	Md5 — Md6	280.7 „	81
4—12 „	G0	34	Md7 — Md8	328.2 „	64
12—20 „	G2	8	Md9 — Md10	366.0 „	27
20—46 „	G3	8			

In der Klasse V sind nur wenige Sterne der Stufen Md1 und Md2 vorhanden, so daß diese Stufen nicht in die Betrachtung einbezogen werden konnten. Die Veränderlichen der Klasse V, deren Spektrum N ist, sind vorläufig ebenfalls nur gering an Zahl, sie scheinen nicht eine Fortsetzung der obigen Reihe zu bilden, sondern für sich zu stehen; ihre durchschnittliche Periode ist 325 Tage.

Periode, Spektrum und Amplitude.

Der Umfang des Lichtwechsels hängt in der V. Klasse nicht sehr deutlich von der Periodenlänge und vom Spektrum ab; er ist bei den Md-Sternen durchschnittlich $4^1/_2$ Größenklassen, bei den N- und den anderen M-Sternen dieser Klasse erheblich kleiner. In der Klasse VII gehören zu den mehr als 12 Tage betragenden Perioden durchschnittlich um 0.5^m größere Lichtwechselamplituden als zu den kürzeren Perioden, der Durchschnitt aller Werte ist rund 1.0^m. Hierin sind die lichtelektrisch untersuchten Fälle mit sehr kleinen Amplituden nicht eingeschlossen. Vergleicht man dagegen die Lichtwechselamplitude unmittelbar mit der spektroskopischen Geschwindigkeit in der Bahn, so wächst für die spektroskopisch untersuchten helleren δ Cephei-Sterne nach Ludendorff die Lichtwechselamplitude mit der Geschwindigkeit in der Bahn; ebenso mit der Exzentrizität der Bahn.

Periode und absolute Helligkeit bei den Sternhaufenveränderlichen.

Eine sehr merkwürdige Beziehung fand Cannon für diejenigen RR Lyrae- und δ Cephei-Sterne, welche in Sternhaufen auftreten. In gewissen Sternhaufen, insbesondere den sogenannten kugelförmigen, sind diese Veränderlichen massenhaft vertreten. Da die Entfernungen der Sterne eines Sternhaufens von uns als praktisch gleich angesehen werden können, so verhalten sich die scheinbaren Helligkeiten dieser Sterne wie ihre wahren. Es zeigte sich nun, daß ihre wahre Helligkeit durchschnittlich mit der Periodenlänge wächst. Man nimmt an, daß dieses Gesetz auch für die isolierten Veränderlichen der VII. Klasse Geltung hat, und gründet darauf eine Methode der Parallaxenbestimmung der Sternhaufen.

Elliptizität und Abstand in den β Lyrae-Systemen.

Bei den Bedeckungsveränderlichen des β Lyrae-Typus besteht gemäß den Untersuchungen von Shapley noch die von vornherein zu erwartende Beziehung, daß die Elliptizität der Komponenten mit wachsendem Abstand der Komponenten abnimmt.

Galaktische Verteilung der Klassen V—VII.

Bezüglich der galaktischen Verteilung, der Stellung der Sterne zur Milchstraße, verhalten sich die Veränderlichen der V. bis VII. Klasse nicht einheitlich. Die isolierten RR Lyrae-Sterne bevorzugen die Nähe der Milchstraße nicht merklich, dagegen konzentrieren sich die δ Cephei- und ζ Gemi-

norum-Sterne sehr stark nach der Milchstraße hin. Auch die Klasse VI scheint in der Nähe der Milchstraße etwas stärker vertreten zu sein als außerhalb derselben. Die Mira-Sterne im allgemeinen sind gleichmäßig verteilt, wenngleich die beiden Gruppen von Phillips sich etwas verschieden verhalten. Die unregelmäßigen und langperiodischen N-Sterne bevorzugen, wie die N-Sterne im allgemeinen, merklich die Milchstraße, ebenso die übrigen Unregelmäßigen. Sehr starke galaktische Konzentration zeigen die Neuen Sterne, die sich in dieser Hinsicht wie die ihnen auch in anderer Beziehung nahestehenden Wolf-Rayet-Sterne verhalten, mäßige Konzentration nach der Milchstraße hin die Bedeckungsveränderlichen. Eine Tendenz zu ungleicher Verteilung in bezug auf die galaktische Länge ist bisher bei keiner Gruppe von isolierten Veränderlichen bekannt.

Mögliche Ursachen der galaktischen Konzentration.

Die galaktische Konzentration der Veränderlichen der Klassen VII und VIII kann verschiedene Ursachen haben, deren keine bisher überwiegende Wahrscheinlichkeit zu erringen vermocht hat. Sie kann ein Effekt großer Entfernung der Sterne von uns, der Orientierung der Bahn- bzw. Rotationsebenen nach einer bevorzugten Ebene (Milchstraßenebene), endlich ein kosmogonischer Effekt sein. Betrachtungen über die erste und letzte Möglichkeit gehören nicht in den Rahmen dieses Artikels; die zweite Möglichkeit hat nicht geringe Wahrscheinlichkeit für sich, konnte aber bisher weder für die spektroskopischen Doppelsterne und die Doppelstern-Veränderlichen noch für die visuellen Doppelsterne als Tatsache erwiesen werden.

Sternhaufen, Spiralnebel und Gasnebel.

i) Sternhaufen, Spiralnebel und Gasnebel. Ein großer Teil der mit den Sternhaufen und Nebelflecken verknüpften Fragen gehört teils dem folgenden Abschnitt, teils der Mechanik des Himmels an. Diese Fragen werden daher hier außer Betracht bleiben oder nur kurz berührt werden.

Historisches und Einteilung.

Die Zusammenstellung der Nebelflecken mit den Sternhaufen hat ursprünglich ihren Grund darin gehabt, daß mit der fortschreitenden Vervollkommnung der Fernrohre immer mehr Gebilde, die früher als echte Nebelflecken erschienen, in Sterne aufgelöst werden konnten, so daß man eine Zeitlang geradezu jeden Nebelfleck für auflösbar hielt, bis dann Huggins (1863) spektroskopisch einen Teil der unaufgelösten Nebelflecken als echte Gasnebel erwies. Die Mannigfaltigkeit der Formen beider Gebilde macht eine Einteilung derselben nötig, wobei sowohl physikalische und mechanische wie auf die innere Struktur unseres Sternsystems bezügliche Gesichtspunkte geltend zu machen sind. Zunächst ist eine rein physikalische Teilung der in Betracht kommenden Gebilde, ohne Rücksicht auf ihre Auflösbarkeit in Sterne, möglich, je nachdem das Spektrum ein vorwiegend kontinuierliches oder das eines leuchtenden Gases, mit oder ohne kontinuierlichen Untergrund, ist. Außer den auflösbaren Sternhaufen besitzen auch manche unauflösbaren Nebelflecke, insbesondere diejenigen mit spiraliger Struktur, ein kontinuierliches Spektrum mit Absorptionslinien und höchstens Spuren von Emissionen. Die Spiralnebel haben daher bis auf weiteres ebenfalls als Sternansammlungen zu gelten, die nur ihrer großen Entfernungen wegen mit unseren

heutigen optischen Mitteln nicht mehr aufgelöst werden können. Es sind aber schwerwiegende Gründe vorhanden, sie trotzdem nicht mit den auflösbaren Sternhaufen zusammenzustellen, sondern sie als eine Klasse für sich zu betrachten.

Einteilung der Sternhaufen.

Die eigentlichen Sternhaufen und die echten Gasnebel zerfallen ihrerseits nach physikalischen und äußeren Merkmalen in mehrere Klassen. Shapley stellt in seiner großen Untersuchung über die Sternhaufen[123]) folgende Einteilung dieser Systeme auf: 1. Kugelförmige Sternhaufen, 2. Offene Sternhaufen, 3. Bewegte Sternhaufen. Als Sternhaufen gilt dabei jede Gruppe von Sternen, deren physische Zusammengehörigkeit festgestellt oder wahrscheinlich ist. Die erste Klasse enthält die runden, gegen die Mitte dicht gedrängten Ansammlungen von zahllosen Sternen auf engem Raum, wie den bekannten Sternhaufen Messier 13 im Herkules. Die Systeme der zweiten Klasse sind im allgemeinen weniger regelmäßig geformt, gegen die Mitte weniger dicht gedrängt und weniger reich an Sternen. Jedoch herrscht hier ein großer Spielraum bezüglich der scheinbaren Ausdehnung, der Verdichtung und der Zahl der Sterne. Beispiele sind die bekannte Praesepe-Gruppe im Krebs und der Doppelsternhaufen χ und h Persei. Die dritte Klasse enthält solche Systeme wie die Hyaden oder auch die Ursa major-Gruppe, welche letztere uns deshalb nicht als Sternhaufen erscheint, weil die Sonne sich zufällig mitten in ihr befindet; auch ist die Zahl ihrer Komponenten nur gering. Die Glieder dieser Systeme haben nachweisbare gemeinsame Bewegung. Im übrigen gibt es zwischen diesen drei Klassen zahlreiche Übergänge. Zwischen den beiden ersten Klassen bestehen jedoch ganz bestimmte fundamentale Unterschiede, die später erörtert werden. Sie betreffen die galaktische Verteilung und die physikalische Beschaffenheit ihrer Komponenten. Dagegen scheinen die zweite und dritte Klasse sich hauptsächlich durch ihre verschiedene Entfernung von uns zu unterscheiden.

Einteilung der Nebelflecken.

Die Nebelflecke zerfallen nach Ausscheidung der Spiralnebel und der Spindelnebel, die mit ersteren wahrscheinlich identisch sind, in 1. die sehr ausgedehnten und sehr schwachen Nebel, die als ein feines Netzwerk große Flächen des Himmels, vielleicht den ganzen Himmel überspannen, und die ihnen offenbar nahestehenden großen unregelmäßigen Nebel nach Art des Orionnebels; 2. die kleinen regelmäßigen Nebel gleich den planetarischen und den ringförmigen; 3. die in reflektiertem Licht leuchtenden Nebel wie die Plejadennebel, die häufig mit offenen Sterngruppen, jedoch niemals mit kugelförmigen verknüpft sind. Zu den kleinen regelmäßigen Nebeln rechnet man wegen ihrer spektralen Ähnlichkeit auch die Nebelsterne, die nichts anderes zu sein scheinen als planetarische Nebel mit besonders deutlich ausgeprägten sternartigen Kern und verhältnismäßig schwacher Nebelhülle. Der Umstand, daß die Kerne der planetarischen Nebel, der Ringnebel und der Nebelsterne ein Spektrum vom Typus O besitzen, deutet auf enge Beziehungen zwischen diesen Gebilden und den Wolf-Rayet-Sternen hin.[124])

Wright stellt unter diesem Gesichtspunkte eine spezialisierte Einteilung der Gasnebel auf, deren typische Glieder eine fortschreitende Annäherung an die Spektralklasse O zeigen.[125]) Eine andere Einteilung der Nebel nach ihrem Spektrum, die in den Harvard Annalen, Bd. 76, gegeben ist, konnte noch nicht eingesehen werden. Einteilung der Gasnebel.

Von den Sternhaufen besitzen bei weitem das größte Interesse die kugelförmigen, die auch, abgesehen von einigen der helleren offenen Haufen, gegenwärtig durch die schon erwähnten Arbeiten Shapleys am besten bekannt sind. Ihre Zahl scheint nur eine beschränkte zu sein; es sind gegenwärtig 86 kugelförmige Sternhaufen bekannt, und seit langer Zeit ist der Zuwachs durch Neuentdeckungen verschwindend gering. Die galaktische Verteilung ist eine auffallend ungleichmäßige, wenigstens in Richtungen längs der Milchstraße (in galaktischer Länge), während die Verteilung in senkrechter Richtung zur Milchstraße (in galaktischer Breite) zwar auch ungleichmäßig, aber symmetrisch zur Mittellinie der Milchstraße ist. Der größte Teil aller bekannten kugelförmigen Sternhaufen liegt in den Sternbildern Ophiuchus und Sagittarius und ihrer Umgebung mit dem Zentrum bei etwa 325^0 galaktischer Länge und 0^0 galaktischer Breite ($\alpha = 17^h 30^m$, $\delta = -30^0$). Zu der Linie 145^0—325^0 ist die Verteilung ziemlich symmetrisch. Zwischen 41^0 und 195^0 galaktischer Länge ist kein kugelförmiger Sternhaufen bekannt. Am auffallendsten ist aber das fast völlige Fehlen dieser Systeme in der galaktischen Mittelzone in einer Breite von etwa 20^0. Hierdurch unterscheiden sich die kugelförmigen Sternhaufen scharf von den offenen, die gerade in dieser Mittelzone am häufigsten sind. Shapleys Untersuchungen machen verstärkte Absorption oder Abschirmung des Lichtes in der Nähe der Ebene der Milchstraße (infolge dichterer Ansammlung der Materie in dieser), an die man nach Analogie der in den ganz von der Seite gesehenen Spiralnebeln beobachteten Absorptionen denken könnte, unwahrscheinlich. Es scheint vielmehr, daß die kugelförmigen Systeme gegenüber äußeren Gravitationswirkungen überaus empfindliche dynamische Gebilde sind, die in der Nähe der großen Milchstraßenmassen sehr schnell aufgelockert werden und zerfallen und so das Material zu den offenen Sternhaufen und den Sternwolken der Milchstraße liefern. Für diese Auffassung spricht, daß die bisher bekannten Radialgeschwindigkeiten der kugelförmigen Sternhaufen ganz überwiegend negativ und von großem absolutem Betrage — durchschnittlich über 100 km/sec — sind. Dies deutet auf Annäherung an die Ebene der Milchstraße hin. Ferner spricht dafür, daß die kugelförmigen Sternhaufen im allgemeinen um so offener oder gelockerter erscheinen, je näher sie der Milchstraße stehen. Als Beispiele mögen genannt werden M 22 und ω Centauri einerseits, 47 Tucanae andererseits. Die Häufigkeit der kugelförmigen Sternhaufen ist an den beiden Rändern der von ihnen freien galaktischen Mittelzone am größten und nimmt nach außen ziemlich langsam, nach innen äußerst schnell bis auf einen kleinen Wert ab. Ganz verschieden verhalten sich die später zu betrachtenden Spiralnebel.

Die kugelförmigen Sternhaufen.

Zahl und galaktische Verteilung.

Ursachen der galaktischen Verteilung der kugelförmigen Sternhaufen.

Zugehörigkeit der kugelförmigen Sternhaufen zum System der Milchstraße.

Diese und andere auffällige Beziehungen der kugelförmigen Sternhaufen zur Milchstraße machen es in hohem Grade wahrscheinlich, daß diese Systeme Teile des großen Systems und nicht selbständige Systeme sind. Dies ist von großer Bedeutung für die Erforschung des Systems der Milchstraße, denn, wie Shapley gezeigt hat, lassen sich auf die kugelförmigen Sternhaufen statistische Methoden der Parallaxenbestimmung anwenden, die einer sehr hohen Genauigkeit fähig sind. Man erhält also auf diese Weise auch Daten über die Dimensionen des Milchstraßensystems. Die ungleichmäßige Verteilung der kugelförmigen Sternhaufen in galaktischer Länge ist dahin zu deuten, daß diese Gebilde sich in einem langgestreckten und flachen Raum anordnen, an dessen einem Ende die Sonne sich befindet. Die von Shapley angewandten Methoden beruhen auf der Voraussetzung homogener physikalischer Beschaffenheit des ganzen Milchstraßensystems, also auch der kugelförmigen Sternhaufen. Es soll z. B. die Leuchtkraft der Sterne im allgemeinen in den letzteren dieselbe obere Grenze haben wie in der Umgebung der Sonne, gewisse Typen von Sternen, wie die Heliumsterne, die Veränderlichen vom δ Cephei-Charakter oder die gelben und roten Riesensterne, sollen sich in den kugelförmigen Sternhaufen nicht wesentlich von denjenigen in der übrigen Milchstraße unterscheiden. Hat man also für die isolierten δ Cephei-Veränderlichen, roten Riesensterne usw. unserer näheren Umgebung aus den durchschnittlichen Eigenbewegungen oder durch andere statistische Methoden deren durchschnittliche Entfernungen und absolute Helligkeiten ermittelt, so kann man offenbar durch Vergleichung ihrer scheinbaren Helligkeiten mit denen der entsprechenden Klassen von Sternen in den Sternhaufen die Entfernungen der letzteren ermitteln. Für die kugelförmigen Sternhaufen kommen die Heliumsterne, die absolut hellen gelben und roten Sterne und vor allem die δ Cephei-Sterne und ihre Abarten, die in manchen dieser Systeme (sowie in den Magellanschen Wolken) in auffallend großer Zahl gefunden worden sind, in Betracht. Novae sind bisher in ihnen nicht beobachtet worden, dagegen überraschend häufig in den Spiralnebeln, für die sie in entsprechender Weise verwertet werden können. Bei der Verwendung der δ Cephei-Veränderlichen zur Bestimmung der Parallaxen der kugelförmigen Sternhaufen kommt weiter die schon S. 462 erwähnte Beziehung zwischen der absoluten mittleren Helligkeit (Mittel aus dem Maximum und Minimum der Helligkeit) und der Periodenlänge zustatten, die zuerst von Leavitt bei den δ Cephei-Veränderlichen der kleinen Magellanschen Wolke gefunden wurde.[126]) Bei den Sternhaufen-Veränderlichen tritt diese Beziehung ohne weiteres zutage; die Untersuchung ergab die Gültigkeit der Beziehung auch für die isolierten δ Cephei-Sterne, deren mittlere Parallaxen bekannt sind. Shapley erhielt so aus einem Beobachtungsmaterial von mehr als 230 Veränderlichen folgende Tabelle, in der log P der Logarithmus der Periode in Tagen, M die absolute Helligkeit ($\phi = 0.1''$) in Größenklassen bedeutet:

Bestimmung der Parallaxen der kugelförmigen Sternhaufen.

log P	M	log P	M	log P	M
+ 2.1	— 7.1 m	+ 1.2	— 3.87m	+ 0.2	— 0.99m
+ 2.0	— 6.74	+ 1.0	— 3.15	0.0	— 0.64
+ 1.8	— 6.02	+ 0.8	— 2.43	— 0.2	— 0.38
+ 1.6	— 5.31	+ 0.6	— 1.81	— 0.4	— 0.33
+ 1.4	— 4.59	+ 0.4	— 1.37	— 0.6	— 0.34

Beziehung zwischen Periode und absoluter Helligkeit der δ Cephei- und verwandten Veränderlichen.

Für die δ Cephei-Sterne mit Perioden kleiner als 1 Tag wird die absolute Helligkeit nahezu konstant und unabhängig von der Periodenlänge. Weitaus die meisten Veränderlichen in den kugelförmigen Sternhaufen und in den Magellanschen Wolken gehören zu diesen kurzperiodischen δ Cephei-Sternen.

Farbenindex und Periodenlänge.

Die schon früher erwähnte Beziehung zwischen Farbe (Spektralklasse) und Periodenlänge zeigt bei ihnen einen ganz ähnlichen Verlauf wie bei den isolierten δ Cephei-Veränderlichen. Sie muß benutzt werden, um photographische Helligkeiten in visuelle ohne Kenntnis des Spektrums verwandeln zu können. Die folgende Tabelle veranschaulicht diese Beziehung für Sterne mit auch anderweitig bekanntem Spektrum.

Mittleres Spektrum	Log. mittlerer Periode	Farbenindex
A4	— 0.26	+ 0.15m
F5	+ 0.78	+ 0.6
G5	+ 1.04	+ 1.0
K5	+ 1.26	+ 1.4
Ma	+ 1.52	+ 1.6

Rote und gelbe Giganten in den kugelförmigen Sternhaufen.

Es zeigte sich weiter, daß das Verhältnis der mittleren Helligkeit der jeweils 25 hellsten Sterne — nach Abzug von je 5 allerhellsten Sternen (um zufällige Projektionen von nicht zum System gehörenden Sternen auf dasselbe, sowie enge unaufgelöste Doppelsterne unschädlich zu machen) — zur mittleren Helligkeit der kurzperiodischen δ Cephei-Veränderlichen für alle kugelförmigen Sternhaufen mit solchen Veränderlichen konstant ist; ferner daß die scheinbaren Durchmesser der Systeme dem Quadrat der scheinbaren mittleren Helligkeit der hellsten Sterne nahe proportional, d. h. also die wahren Durchmesser aller kugelförmigen Systeme nahe dieselben sind. In Ermangelung einer hinreichenden Zahl von erforschten Veränderlichen in einem kugelförmigen Haufen können daher mit geringer Einbuße an Genauigkeit auch die mittlere Helligkeit der hellsten Sterne und schließlich sogar nur die scheinbaren Durchmesser zur Parallaxenbestimmung benutzt werden. Shapley schätzt die Genauigkeit der aus den Veränderlichen abgeleiteten Parallaxen auf etwa 10%—15%, die der aus den hellsten Sternen und den scheinbaren Durchmessern abgeleiteten Parallaxen auf 20% bzw. 25%. Die Ergebnisse stehen und fallen natürlich mit der Gültigkeit der eingangs gekennzeichneten, noch eingehend zu prüfenden Voraussetzungen.

Parallaxen von kugelförmigen Sternhaufen.

Die folgende Tabelle gibt für eine kleine Anzahl von kugelförmigen Sternhaufen die auf die geschilderte Weise ermittelten Parallaxen. Die erste Kolumne enthält die Nummer des Objektes im „New General Catalogue“

der Sternhaufen und Nebelflecken von Dreyer, die zweite die Nummer im Katalog von Messier.

NGC	Messier	Parallaxe
5272	3	0.000072″
5904	5	80
6205	13	90
6656	22	118
7078	15	68
7089	2	64
5139	—	153
Kl. Magell. Wolke	—	52

Die Magellanschen Wolken sind nicht zu den kugelförmigen Sternhaufen zu rechnen, aber ihr Reichtum an Veränderlichen läßt sie in der gleichen Weise behandeln wie diese. M13 ist der bekannte helle Sternhaufen im Herkules; NGC 5139 ist ω Centauri. Die uns nächsten Sternhaufen sind 47 Tucanae (NGC 104) mit $p = 0.000148''$ und ω Centauri. Beide sind rund 7000 Sternweiten oder 20000 Lichtjahre entfernt. Der entfernteste ist NGC 7006 mit $p = 0.000014'' = 67000$ Sternweiten $= 220000$ Lichtjahren. Fast ebensoweit entfernt sind NGC 4147, 6229, 6235, 6287, 6441, 6864 (Messier 75). Der mittlere Durchmesser dieser Systeme beläuft sich auf rund 500 Lichtjahre. In M3 z. B. würde die Sonne als ein Stern der 21.—22. Größe erscheinen, Sirius als 17. Größe. Die Sterne stehen im Innern des Haufens erheblich dichter als in der Umgebung der Sonne. In einem Kreise um die Mitte des Haufens, dessen Radius der Parallaxe 0.1″ vom Mittelpunkt aus gesehen entsprechen würde, befinden sich mindestens 15000 Sterne, die heller als 20. Größe sind, während die Zahl der Sterne in der Umgebung der Sonne, deren Parallaxe mindestens 0.1″ beträgt, noch nicht 20 beträgt, von denen dazu die meisten so lichtschwach sind, daß sie in dem Sternhaufen weit unterhalb der Sichtbarkeitsgrenze sein würden. Außerhalb des auf den Photographien zusammengeflossenen mittleren Teiles sind mehr als 20000 Sterne bis unter der 20. Größe gezählt, die einen kreisförmigen Raum von einem Monddurchmesser bedecken. Die Gesamtzahl aller Sterne des Haufens bis zur 20. Größe, die also mindestens 4 mal so hell als die Sonne sind, wird auf 40000 veranschlagt. Ihre Masse ist unter Voraussetzung gleicher Verhältnisse in dem Haufen und im galaktischen System auf 160000 Sonnenmassen zu schätzen. Eine Aufnahme von Ritchey mit dem 60zölligen Mount-Wilson-Reflektor zeigt in M13 27000 Sterne in einem Kreise von 2′ Radius um die Mitte des Haufens. Ein Bild von M 5 gibt Tafel VII.

Die nächsten und entferntesten kugelförmigen Sternhaufen.

Mittlerer Durchmesser.

Sternzahl und Sterndichte.

Das Zentrum des Systems der kugelförmigen Sternhaufen.

Das Zentrum des Systems der kugelförmigen Sternhaufen liegt, wie bereits erwähnt, in der Richtung zum Sagittarius, nahe der Grenze zum Skorpion und Ophiuchus. Seine Entfernung ist zu 60000 Lichtjahren anzunehmen. Der größte Durchmesser des ganzen von den kugelförmigen Sternhaufen bevölkerten Raumes beträgt rund 200000 Lichtjahre. Von mindestens dieser Größenordnung muß also auch das gesamte galaktische System sein.

Über die Gesetze der Verteilung der Sterne im Innern eines kugelförmigen Haufens herrscht noch keine Klarheit, da alles, was wir von diesen Systemen bisher wissen, sich auf die absolut helleren Glieder derselben, im günstigsten Falle bis herab zu etwa Sonnenhelligkeit, bezieht. Verteilungsgesetze, die auf der Abzählung etwa der zweitausend hellsten Sterne eines kugelförmigen Sternhaufens beruhen, können offenbar höchstens für die Riesensterne dieser Systeme Geltung beanspruchen.[127]) Wahrscheinlich reicht aber keine der bisherigen Aufnahmen von kugelförmigen Sternhaufen bis unter die Sonnenhelligkeit, so daß selbst Shapleys, auf den Aufnahmen mit dem 60-zölligen Reflektor des Mount Wilson beruhende Untersuchungen, wie dieser selbst ausdrücklich hervorhebt, nur auf die absolut hellen Sterne dieser Systeme Bezug haben. Diese Aufnahmen sind gewöhnliche photographische und photovisuelle; sie liefern die photographische und die visuelle Helligkeit der Sterne in einem wohldefinierten Helligkeitssystem und damit den Farbenindex als Ersatz für das im allgemeinen nicht feststellbare Spektrum der Einzelsterne. Nur bei einigen der hellsten kugelförmigen Sternhaufen, z. B. bei M 13, waren auch direkte Bestimmungen der Spektren einer kleinen Anzahl Sterne möglich[128]), die zur Kontrolle der Beziehung zwischen Farbenindex und Spektralklasse dienen konnten. Es zeigte sich nun zunächst, daß in den kugelförmigen Sternhaufen nicht die blauesten (heißesten) Sterne im Durchschnitt die größte absolute Helligkeit besitzen, sondern daß ähnlich wie im galaktischen System die absolut hellsten Sterne gelb oder rot, d. h. von fortgeschrittenem Spektraltypus, sind. Ihre Anzahl ist hier wie dort verhältnismäßig klein. Erst bei den schwächeren (absolut immer noch sehr hellen) Sternen beginnen die blauen, die Spektralklassen B und A, zu überwiegen. Vermutlich werden bei den schwächsten Sternen wieder die gelben und roten, jetzt aber Zwerge, vorherrschen, wie dies auch im galaktischen System in der Umgebung der Sonne sowohl wie bei den Milchstraßensternen der Fall ist; aber so weit ist die Forschung bisher nicht vorgedrungen. In den vorhin erwähnten Sternhaufen M 3 und M 13 würden die absolut schwachen Sterne von Sonnenhelligkeit etwa bei der 21. oder 22. Größe beginnen.

Verteilung der Sterne in den kugelförmigen Sternhaufen.

Das häufige Vorkommen von Sternen mit negativen oder sehr kleinen positiven Farbenindices (Spektraltypus B und A) in den kugelförmigen Sternhaufen ist von besonderer Bedeutung. Es beweist nämlich, daß das Licht auf dem ungeheuren Wege von diesen Gebilden bis zu uns keine merkliche selektive Absorption im Weltenraume infolge Molekularzerstreuung erlitten hat. In M 13 z. B. liegen nach Shapley die Farbenindices von 1300 untersuchten Sternen zwischen -0.52^m und $+1.96^m$. Wird das Zentrum des Haufens, in dem die Sterne zu dicht für genaue Untersuchung stehen, ausgeschlossen, so verringert sich die obere Grenze auf $+1.45^m$. Das Maximum der Häufigkeit liegt bei dem Farbenindex $+0.90^m$ bzw. $+0.70^m$ (Spektrum F). Ein zweites Maximum tritt für die blauen Sterne zwischen B und A ein. Ähnlich verhalten sich die Sterne des großen galaktischen

Absorption des Lichtes im Weltraum.

Systems, in dem ebenfalls alle Farbenindices auftreten mit Maxima der Häufigkeit bei den frühen und mittleren Spektralklassen. Betrüge z. B. die Änderung des Farbenindex infolge kosmischer Absorption auch nur $0.0001\,5^m$ pro Sternweite ($p = 1''$), so könnten in M 13 keine Farbenindices vorkommen, die kleiner als $+ 1^m$ wären. Ähnlich liegen die Verhältnisse für die noch viel weiter entfernten Sternhaufen und für niedrige galaktische Breiten, in denen am ehesten eine Absorption zu erwarten wäre. Man darf also gewiß sein, daß Absorption des Lichtes im Weltraum für die Erforschung des Sternsystems vorläufig keine Rolle spielt. Meteorischer Staub scheint im interstellaren Raum fast völlig zu fehlen.

Farbenindices in kugelförmigen und offenen Sternhaufen.

Das Verhalten der Farbenindices zu den absoluten Helligkeiten in den kugelförmigen Sternhaufen ist durchaus verschieden von dem in den offenen Haufen. In den Plejaden z. B. nehmen die Farbenindices mit abnehmender Helligkeit beständig zu. Das spektrale Verhalten der kugelförmigen Sternhaufen ist bemerkenswert gleichförmig. Fath fand spektrographisch das Gesamtspektrum (das „integrierte" Spektrum) von 9 solchen Systemen nahe identisch und dem Typus F bis G nahestehend. Dieses Spektrum ist wohl als eine Mischung der Spektraltypen der helleren Sterne der Systeme zu betrachten. Einzeluntersuchungen ergaben in M 13 verschiedene Typen, in NGC 7088 und 7089 Typus F vorherrschend. Das integrierte Spektrum der Milchstraße wurde gleich G gefunden.

Effektive Wellenlängen der kugelförmigen Sternhaufen.

Mit der Methode der effektiven Wellenlängen erhielten Hertzsprung, Lundmark und Lindblad Werte, die ebenfalls den Spektralklassen F bis G entsprechen. Die Übereinstimmung der beiden Ergebnisse, von denen das eine auf dem Charakter der Spektrallinien, das andere auf der Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum beruht, spricht auch wieder für das Fehlen einer merklichen Absorption des Lichtes im Weltraum. Merkliche Unterschiede zwischen der Mitte und den äußeren Partien der kugelförmigen Sternhaufen in bezug auf die Verteilung der Farbenindices sind nicht festgestellt worden. Die absoluten Helligkeiten (Massen?) sind in dem mittleren Teile durchschnittlich vielleicht größer als in den äußeren, doch liegt hier die Möglichkeit rein photographischer störender Einflüsse auf die Helligkeitsbestimmungen nahe, so daß die Frage noch nicht als entschieden angesehen werden kann. Hält man sich die vielen übereinstimmenden Eigenschaften der kugelförmigen Sternhaufen vor Augen: die gleiche räumliche Anordnung der Sterne, den geringen Spielraum in den wahren Durchmessern, die Ähnlichkeit der Verteilung der Sterne nach Helligkeit und Farbe, die Gleichheit des Gesamtspektrums usw., so muß man zu dem Schluß gelangen, daß diese Systeme nur unter ganz bestimmten, eng begrenzten Bedingungen ihre Existenz behaupten können. In einigen wenigen Fällen (NGC 5466, 6366, 7492) haben sich in bezug auf die Verteilung der Helligkeiten und Farben Anomalien ergeben; in diesen ist aber auch zugleich eine stärkere Zerstreuung der Sterne als gewöhnlich vorhanden. Vielleicht hat man hier eine spätere Entwicklungsstufe oder gestörte Entwicklungsbedingungen vor sich.[129])

Beschränkte Existenzbedingungen für die kugelförmigen Systeme.

Eine Frage von besonderem Interesse erhebt sich angesichts der großen Unterschiede der Entfernungen der kugelförmigen Sternhaufen. Der Unterschied der Entfernungen beträgt für die nächsten und entferntesten rund 200 000 Lichtjahre. Wir beobachten also, wenn sie alle zur gleichen Zeit entstanden wären, die entferntesten dieser Systeme in einem Entwicklungsstadium, das gegenüber dem der nächsten um 200 000 Jahre zurückliegt. Es hat sich indessen bisher keine Abhängigkeit der physikalischen und mechanischen Struktur von der Parallaxe ergeben. Offenbar spielen 200 000 Jahre im Leben dieser Systeme keine andere Rolle als ein Tag im Menschenleben. Hierin liegt ein schwerwiegendes Argument gegen die Kontraktionstheorie der Sternentwicklung, die viel kürzere Entwicklungszeiträume verlangt, als sich aus dieser Beobachtungstatsache ergeben müssen. Lebensdauer derselben.

Es soll nun noch etwas näher auf Einzelfragen eingegangen werden. Zunächst interessiert die Frage der Abhängigkeit der räumlichen Verteilung der Sterne in den kugelförmigen Haufen von Helligkeit und Farbe. Hier haben sich mit dem Vordringen der Forschung zu den schwächeren Sternen merkwürdige, an die Verhältnisse in unserem engeren Sternsystem erinnernde Tatsachen ergeben. Während die absolut sehr hellen gelben und roten Sterne in der Regel über den ganzen Haufen gleichmäßig verteilt sind, zeigen die schwächeren Sterne und die kurzperiodischen δ Cephei-Sterne häufig eine elliptische oder scheibenförmige Anordnung, wie sie stattfinden müßte, wenn das System abgeplattet wäre und unter einem von Null verschiedenen Winkel gegen die kleine Achse betrachtet würde. Mitunter ist die elliptische Verteilung auch schon bei den hellsten Sternen angedeutet. Bei M 13 dagegen ergab sich die Symmetrieachse erst deutlich, wenn etwa 30 000 schwächere Sterne in Betracht gezogen wurden. Sternhaufen mit merklich elliptischer Figur und Anordnung sind u. a. ω Centauri, M 19 (!), M 13, M 2, M 56, M 15, M 10. Die scheinbar kreisförmigen Sternhaufen (z. B. NGC 6218, 6779), die entweder streng kugelige sind oder aber deren „galaktische Ebenen" senkrecht auf der Gesichtslinie stehen, erscheinen in der Regel weniger stark verdichtet als die elliptischen. Dies ist ja von vornherein zu erwarten, wenn die zweite Möglichkeit der Wirklichkeit entspricht. Die Sternhaufen M 3 und M 62 sind merklich asymmetrisch gebaut. In dem stark abgeplatteten galaktischen System zeigen die δ Cephei-Sterne mit längerer Periode (> 1 Tag) eine starke Konzentration gegen die Milchstraße, ebenso die Sterne der frühen Spektralklassen, während die δ Cephei-Sterne mit sehr kurzer Periode (die Antalgolsterne, die den kurzperiodischen Sternhaufenveränderlichen entsprechen) und die gelben und roten Giganten die Milchstraße eher meiden als bevorzugen. Indessen sind für das galaktische System die Beobachtungsbelege besonders bezüglich der Antalgolsterne noch sehr unvollständig. Weiteres zur Verteilung der Sterne in den kugelförmigen Sternhaufen.

Die Abplattung der Sternhaufen ist weit geringer als die des galaktischen Systems oder gar der Spiralnebel. Die Symmetrieachsen zeigen bei den näheren Sternhaufen eine deutliche Abhängigkeit von der Milchstraße; Lage der Symmetrieachsen in bezug auf die Milchstraße.

sie sind fast ausnahmslos parallel dem Zuge der Milchstraße, was vielleicht auf Parallelismus der galaktischen Ebenen der näheren (also auch der Ebene der Milchstraße näheren!) kugelförmigen Sternhaufen mit der Ebene der Milchstraße hinweist. Bei den entfernteren Haufen dagegen liegt jedenfalls eine Verteilung der Achsen nach dem Zufall vor. Die galaktische Ebene von M 22, der der Ebene der Milchstraße am nächsten steht, scheint dieser parallel zu sein.

Innere Bewegungen.

Innere Bewegungen sind bisher noch bei keinem kugelförmigen Sternhaufen mit Sicherheit nachgewiesen worden, trotzdem gerade dieser Frage von Anfang an das Interesse der Astronomen besonders gewidmet war. Es liegen sorgfältige photographische Ausmessungen einer Anzahl von Systemen vor[130]), von denen einige jetzt bereits mehrere Male zu verschiedenen Zeiten untersucht worden sind. Aber offenbar sind die von den Beobachtungen bedeckten Zeiträume noch zu kurz, um die kleinen relativen Bewegungen der Komponenten dieser Systeme aufzudecken. Dies ist bemerkenswert, da es bei den wahrscheinlich noch weiter entfernten Spiralnebeln anscheinend gelungen ist, interne Bewegungen nachzuweisen.

Radialgeschwindigkeiten der kugelförmigen Sternhaufen.

Günstiger ist das Ergebnis der spektrographischen Untersuchungen der Systembewegungen in der Gesichtslinie gewesen. Im vorigen sind bereits allgemeine Angaben über die Radialgeschwindigkeiten der kugelförmigen Sternhaufen gemacht worden, die hier nach Sliphers Beobachtungen[131]) mit einigen Zahlen belegt werden sollen:

NGC	Messier	Radialgeschwindigkeit	Galaktische Breite
5024	53	— 170 km	+ 79°
5272	3	— 125	+ 77
5904	5	+ 10	+ 45
6205	13	— 300	+ 40
6333	9	+ 225	+ 9
6341	92	— 160	+ 34
6626	28	0	— 7
6934	—	— 350	— 20
7078	15	— 95	— 29
7089	2	— 10	— 37
Gr. Magell. Wolke	—	+ 260 km	— 32
Kl. „ „	—	+ 150	— 44

Die beiden Magellanschen Wolken sind nur zum Vergleich hinzugesetzt. Die durchschnittliche Geschwindigkeit ist demnach eine sehr hohe. Auffallend ist das Vorwiegen des negativen Vorzeichens, das früher bereits interpretiert wurde. Eine Ausnahme bilden scheinbar M 5 und M 9. Der Wert für M 5 liegt jedoch innerhalb der Grenzen seiner Unsicherheit, und M 9 hat eine so geringe galaktische Breite, daß die Radialgeschwindigkeit kein Urteil über die Richtung der Bewegung senkrecht zur Milchstraße erlaubt. Über die sphärischen Eigenbewegungen ist noch nichts Sicheres ermittelt.

Veränderliche in kugelförmigen Sternhaufen.

Eine der merkwürdigsten und rätselhaftesten Erscheinungen, die die kugelförmigen Sternhaufen darbieten, sind die in einigen von ihnen in über-

raschend großer Zahl vorhandenen Veränderlichen vom δ Cephei-Typus, und zwar ganz überwiegend der kurzperiodischen Abart, die in der Einteilung der Veränderlichen mit „Antalgolsterne“ oder „Sternhaufenveränderliche“ bezeichnet wurde. Bailey ist auf diese Tatsache zuerst aufmerksam geworden.[132]) Jedoch beschränkt sich diese Erscheinung nicht auf die kugelförmigen Systeme, indem von Leavitt auch in den beiden Magellanschen Wolken eine enorme Zahl dieser Veränderlichen gefunden wurde. Die beiden Sternwolken ähneln, wie in so mancher anderen Beziehung, auch in dieser dem großen galaktischen System, in dem bekanntlich ebenfalls eine große Zahl von δ Cephei-Veränderlichen aller Arten vorkommt.

Die Zahl der bisher bekannten Veränderlichen beträgt in den beiden Magellanschen Wolken nahezu 1800, in ω Centauri 128, in M 3 mehr als 150, in M 5 etwa 100, in M 15 mehr als 50, in M 13 dagegen bisher nur 7. Im ganzen sind bisher in 26 kugelförmigen Sternhaufen Veränderliche gefunden worden. Diese Veränderlichen sind erst zu einem Teil genauer untersucht, doch genügen die vorhandenen Belege zur Aufdeckung einer Reihe interessanter Tatsachen. Die von Leavitt bei den Veränderlichen der kleinen Magellanschen Wolke gefundene Abhängigkeit der Periodenlänge von der absoluten Helligkeit ist bereits erwähnt worden. Diese Abhängigkeit gilt nur für die Veränderlichen mit Perioden über 1 Tag. Für die kürzeren Perioden wird die absolute Helligkeit nahezu konstant (−0.23^m photographisch). Die folgende Zusammenstellung veranschaulicht diese Beziehung für die kleine Magellansche Wolke:

Periodenlänge und absolute Helligkeit.

log P	Mittl. scheinb. visuelle	Mittl. absolute Helligkeit	Zahl d. Sterne	log P	Mittl. scheinb. visuelle	Mittl. absolute Helligkeit	Zahl d. Sterne
0.098	15.2^m	− 1.2^m	1	0.899	13.6^m	− 2.8^m	2
0.247	15.3	− 1.1	3	1.040	13.2	− 3.2	2
0.337	14.9	− 1.5	1	1.113	12.9	− 3.5	3
0.464	14.6	− 1.8	1	1.224	12.6	− 3.8	2
0.545	14.8	− 1.6	1	1.504	11.6	− 4.8	1
0.645	14.5	− 1.9	2	1.818	10.1	− 6.3	1
0.717	14.3	− 2.1	3	2.104	9.6	− 6.8	1
0.811	13.7	− 2.7	2				

Mit vielleicht einer Ausnahme ist kein Veränderlicher in der Wolke bekannt, dessen Helligkeitsmaximum schwächer als 16.0^m visuell ist. Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse bei M 3, M 5 und anderen kugelförmigen Sternhaufen. Bei allen ist eine bestimmte Grenze der absoluten Helligkeit, des Spektrums, der Periode vorhanden, über die hinaus δ Cephei-Veränderlichkeit nicht mehr auftritt. Bedeckungsveränderliche sind bisher in den kugelförmigen Sternhaufen nicht gefunden worden, dagegen langperiodische in einzelnen Fällen. Alle übrigen gehören zum δ Cephei-Typus und haben ganz überwiegend Perioden kleiner als 1 Tag. Unter diesen hat Bailey mehrere Unterklassen festgestellt, die sich durch Periodenlänge, Amplitude und Form der Lichtkurve unterscheiden. So zerfallen die Veränderlichen in ω Centauri in die drei Unterklassen:

Untere Helligkeitsgrenze.

Unterklassen.

Unterklasse	Mittl. Periode	Mittl. Ampl.	Mittl. Helligk.	Mittl. Max.	Zahl der Sterne
a	0.586^d	1.11^m	13.55^m	12.99^m	33
b	0.752	0.87	13.55	13.10	15
c	0.395	0.56	13.61	13.33	28

Farbenindex.

Die mittleren scheinbaren und absoluten Helligkeiten der drei Unterklassen sind also gleich; dasselbe gilt für die Farbenindices. In M 15 wurden zwei Unterklassen gefunden, deren mittlere Periode 0.64^d und 0.36^d beträgt. Die erstere Klasse ist im Maximum der Helligkeit vielleicht etwas röter als die letztere. Die mittleren Farbenindices sind aber auch hier nahezu gleich. Die Klasse, deren mittlere Periode einem halben Tag am nächsten kommt, entspricht in der Form der Lichtkurve den isolierten Antalgolsternen des galaktischen Systems, die ebenfalls bei $P = {}^1/_2{}^d$ ein Häufigkeitsmaximum zeigen. Bei den anderen Klassen ist die Helligkeitsbewegung gleichmäßiger. In M 3 sind alle bisher gefundenen Lichtkurven gleicher Art, und es findet ein schwacher Gang der Helligkeit mit der Amplitude statt: die Helligkeit nimmt von 15.6^m auf 15.4^m zu, während die Amplitude von 1.0^m auf 1.5^m wächst. Das physikalische Verhalten der Sternhaufenveränderlichen entspricht im allgemeinen sehr nahe dem der isolierten δ Cephei-Sterne; die Farbe ist im Maximum der Helligkeit weißer als im Minimum, die photographische Amplitude daher größer als die visuelle. Merkwürdig ist nach Shapley das Verhalten des violetten Farbenindex (mit einem Violettfilter erhalten) in dem Sternhaufen M 15; es ist das umgekehrte wie das des photographischen, so daß also die violette Amplitude kleiner, als die visuelle sein sollte. Dies steht ganz im Gegensatz zu dem Verhalten des violetten Farbenindex der unveränderlichen Giganten desselben Systems, der mit der Helligkeit wie der gewöhnliche Farbenindex verläuft, d. h. zunimmt, wenn die Helligkeit zunimmt. Dies verlangt noch weitere Untersuchungen, auch an den isolierten Veränderlichen vom δ Cephei-Typus. In M 5 und dann auch in anderen Systemen fand Bailey neuerdings eine weitere Abart von Sternhaufenveränderlichen, die sich durch doppelte Maxima und Minima auszeichnet. Die halben Perioden liegen zwischen 0.23^d und 0.36^d, im Durchschnitt betragen sie 0.271^d. Die ganzen Perioden schließen sich den Durchschnittswerten für die Unterklasse a (in ω Centauri 0.549^d, in M 3 0.541^d, in M 5 0.547^d) eng an. Man sieht übrigens an diesen Zahlen, wie außerordentlich gleichförmig diese Veränderlichen in den verschiedenen Sternhaufen beschaffen sein müssen. Gleiches gilt für die Form der Lichtkurve, die Amplitude, den Farbenindex und vor allem für die mittlere Helligkeit. Die mittlere Helligkeit von 110 genauer untersuchten Veränderlichen mit Perioden unter 1 Tag in M 3 beträgt 15.50^m, und die mittlere Abweichung eines Sternes nur $\pm 0.08^m$, die größte Abweichung bleibt unter 0.2^m. Dabei streuen die Helligkeiten der unveränderlichen Sterne des Haufens über mindestens 9^m—10^m. Unter 20000 Sternen, die schwächer als die Veränderlichen sind, wurde kein einziger Veränderlicher gefunden. Die Veränderlichkeit ist also an einen

Verhalten des violetten Farbenindex.

Veränderliche mit zwei Maxima und Minima.

Geringe Streuung der absoluten Helligkeiten der typischen Sternhaufenveränderlichen.

ganz bestimmten engen Helligkeitsbereich gebunden. Dasselbe gilt für M 5, M 15, ω Centauri. Ähnliches ist bisher für die verwandten Veränderlichen im galaktischen System nicht festgestellt und auch kaum wahrscheinlich.

Ein kritisches Stadium in der Entwicklung der Sterne.

Alles dies spricht dafür, daß die Veränderlichkeit der Sternhaufensterne nur in einem ganz bestimmten Entwicklungsstadium möglich ist, das durch die absolute photographische Helligkeit -0.23^m gekennzeichnet wird. Diese Helligkeit in der Helligkeitsfolge, die ein Sternhaufenstern im Verlauf seiner Entwicklung durchmacht, ist offenbar, wie Shapley sich ausdrückt, eine „kritische". Sie tritt im Sinne der Riesen- und Zwergen-Theorie am blauen Ende der Riesenreihe ein, also nahe dem Gipfel der Entwicklungskurve, wo die Temperatur aufhört, noch weiter zuzunehmen, um dann allmählich in die Abnahme überzugehen. An diesem Punkte der Entwicklung ändern sich vielleicht die physikalischen Bedingungen im Innern der gasförmigen Massen durchgreifend. Im Zusammenhang mit dieser Frage ist es bemerkenswert, daß der an Veränderlichen so reiche Sternhaufen M 3 arm an blauen Sternen der mittleren Helligkeit -0.2^m, dagegen der an Veränderlichen arme M 13 reich an blauen Sternen ist.

Bedenken gegen Shapleys Voraussetzung homogener physikalischer Beschaffenheit des Universums.

Befremdend und bedenklich für die Gültigkeit der Voraussetzung von Shapleys Untersuchungen über die kugelförmigen Systeme (S. 466) ist das völlige Fehlen von Bedeckungsveränderlichen in diesen Systemen. Auch die meisten anderen Arten von Veränderlichen sind bisher noch nicht nachgewiesen. Dies scheint darauf hinzudeuten, daß doch eine wesentliche Verschiedenheit zwischen den Sternen in der Umgebung der Sonne und den Sternhaufensternen besteht. Auch daß in den kugelförmigen Sternhaufen niemals Nebelmaterie nachweisbar ist, sehr im Gegensatz zur Milchstraße und den offenen Sternhaufen, ist wohl nicht ohne tiefere Bedeutung. Diese Bedenken berühren jedoch weniger die Brauchbarkeit der Shapleyschen Methode als die Zuverlässigkeit der mit ihr erlangten absoluten Zahlenwerte.

Die offenen Sternhaufen.

Die offenen Sternhaufen sind weit weniger erforscht als die kugelförmigen. Wie schon ihr Name ausdrückt, sind die Sterne in ihnen weniger dicht gedrängt, besonders auch nimmt die Sterndichte nicht gegen die Mitte hin so stark zu wie bei jenen. Ob sie wesentlich verschieden von den zerstreuten Haufen mit merklicher gemeinschaftlicher Eigenbewegung der Komponenten, oder ob sie nur weiter von uns entfernt als diese sind, ist noch eine unbeantwortete Frage. Es scheint, daß die Verschiedenheit ihrer Entfernung oder ihrer galaktischen Stellung den wesentlichsten Unterschied ausmacht. Jedenfalls, physikalische Unterschiede, wie sie zwischen den offenen Sternhaufen und den typischen kugelförmigen in so ausgeprägter Weise bestehen, sind zwischen den offenen und den bewegten bisher nicht bekannt geworden.

Offene und bewegte Systeme.

Galaktische Verteilung der offenen Sternhaufen.

Im Gegensatz zu den kugelförmigen Sternhaufen weisen, wie schon erwähnt, die offenen Systeme ein scharfes Häufigkeitsmaximum in der Milchstraße auf. Gerade in der Mittelzone, wo erstere ganz fehlen, sind sie am stärksten vertreten. Aber sie treten auch außerhalb dieser Mittelzone auf und

sind im ganzen symmetrisch zur Achse der Milchstraße verteilt. In den Magellanschen Wolken sind sie ebenfalls häufig. Vielleicht wird man bei vollständigerer Kenntnis der offenen Sternhaufen alle möglichen Übergänge zu den kugelförmigen finden. Da für die offenen Systeme die Anhaltspunkte zur Bestimmung ihrer Entfernungen, wie Sterne bekannter durchschnittlicher absoluter Helligkeit, geringer Spielraum ihrer Dimension usw. bisher nicht hinreichend vollständig untersucht sind, so sind gerade die wichtigsten Fragen, die nach der Entfernung und den Dimensionen, noch nicht befriedigend beantwortet. Ansätze zu ihrer Beantwortung sind besonders von Hertzsprung, Shapley und Seares[133]) gemacht worden. Aus diesen Untersuchungen scheint hervorzugehen, daß die räumlichen Dimensionen der offenen Sternhaufen denen der kugelförmigen nicht nachstehen. Für 70 solcher Systeme gehen die Entfernungen nach Shapley von 400 bis 16000 Sternweiten mit einem Durchschnitt von 5900. Ein offener Haufen, die Plejaden, ist uns viel näher als die übrigen; seine Entfernung scheint etwa 70 Sternweiten zu betragen. An Sternreichtum können sie sich mit den kugelförmigen Systemen nicht messen. Ihre Formen sind sehr mannigfaltig, regelmäßig oder unregelmäßig, scharf begrenzt oder unbestimmt, die Sterne ziemlich dicht gedrängt oder auch grob zerstreut. Während in den kugelförmigen Systemen niemals Nebelmaterie nachgewiesen werden konnte, ist sie in den offenen nicht selten. Die Komponenten der offenen Systeme gehören teils den verschiedensten Spektralklassen an, teils überwiegend einer bestimmten Spektralklasse. Wesentlich verschieden ist das Verhalten des Spektraltypus oder des Farbenindex zur absoluten Helligkeit, das in den kugelförmigen Systemen so gleichförmig gefunden wird.

Parallaxen und Dimensionen.

Eigenschaften der offenen Systeme.

In dem von Hertzsprung, Seares und Shapley untersuchten System NGC 1647, das nicht weit von der Milchstraße entfernt ist, zeigt sich keine Abhängigkeit der räumlichen Sternverteilung von der Farbe, dagegen ist die Verdichtung nach der Mitte für die helleren Sterne ausgeprägter, während sie bei den schwächeren für alle Größen gleich ist. Das Häufigkeitsmaximum tritt für die verschiedenen Farbenklassen bei verschiedener Helligkeit ein; letztere nimmt um 2^m ab, wenn der Farbenindex um 1^m zunimmt. Dies erklärt vielleicht den geringen beobachteten Prozentsatz von gelben und roten Sternen in diesem Haufen. Ähnlich verhält sich der von Seares und Shapley untersuchte M 67, der 34° von der Milchstraße absteht, nur ist die Beziehung zwischen Farbe und Helligkeit weniger ausgeprägt. Im ersteren Falle ist der Prozentsatz der verschiedenen Farben ein merklich anderer als bei den Sternen des Himmelsgrundes in der Umgebung, im letzteren unterscheidet er sich nicht wesentlich davon, so daß M 67 als eine bloße Verdichtung der Feldsterne betrachtet werden kann. Unter sich unterscheiden sich die beiden Haufen noch insofern, als in NGC 1647 eine beträchtliche Zahl von blauen Sternen und nur sehr wenige gelbe und rote Sterne vorhanden sind, während M 67 keine blauen und roten, dagegen sehr viele gelbe Sterne enthält. Das Fehlen der roten Sterne in beiden Systemen kann na-

Die offenen Sternhaufen NGC 1647, M 67 und M 11.

türlich durch die geringe Helligkeit derselben verursacht und dann ein nur scheinbares sein. Der in einer galaktischen Wolke stehende und zweifellos mit dieser zusammenhängende offene Sternhaufen M 11 besteht nach Shapley vorwiegend aus Sternen vom Spektraltypus A—F. Der eigentliche Haufen enthält wahrscheinlich nicht mehr als 200 Sterne auf einem Areal von 5′ Durchmesser. Der Farbenindex der Sterne der Wolke ist kaum merklich von der Helligkeit abhängig. Der Haufen unterscheidet sich physikalisch nicht von der übrigen Wolke. Bemerkenswert ist die Häufigkeit kleiner Farbenindices unter den schwachen Sternen (14^m—15^m) der Wolke. Dagegen findet in den Plejaden, wie bereits kurz erwähnt, ein ausgesprochener Gang der Farbe mit der Helligkeit statt in dem Sinne, daß der Farbenindex um so größer wird, je geringer die Helligkeit ist.[134]) Dieses Verhalten fand man auch bei anderen offenen Systemen, insbesondere aber bei den bewegten, zu denen die Plejaden ebensogut wie zu den vorstehenden gerechnet werden können.

Die bewegten Systeme.

Über die bewegten Systeme, als deren Repräsentant die bekannte Hyadengruppe gelten kann, ist in physikalischer Hinsicht nichts zu sagen, was nicht bereits im vorstehenden zur Sprache gekommen ist, da sie sich nicht wesentlich von den übrigen offenen Sternhaufen unterscheiden. Das Hauptinteresse konzentriert sich bei ihnen auf die Erforschung ihrer Eigenbewegung, die es ermöglicht hat, die Entfernung und räumliche Anordnung dieser Sterngruppen mit einem hohen Grade von Sicherheit zu ermitteln. Jedoch gehört dies nicht in diesen Abschnitt. (Siehe S. 550 f.)

Die Spiralnebel.

Die Spiralnebel stehen den kugelförmigen Sternhaufen in spektraler Hinsicht nahe; sie besitzen wie diese ein im wesentlichen kontinuierliches Spektrum. Auch in ihrer galaktischen Verteilung und in ihren Bewegungsverhältnissen zeigen sie trotz aller Verschiedenheit gewisse Analogien zu ihnen. Aber während man über die Zugehörigkeit der kugelförmigen Sternhaufen zum großen galaktischen System kaum noch im Zweifel sein kann, steht sie für die Spiralnebel noch nicht so fest. In der Tat sind bezüglich der kosmischen Stellung der Spiralnebel die Meinungen der Astronomen noch sehr geteilt. Betrachtet man sie gemäß der Aussage des Spektrums als riesige Sternansammlungen, so führt der Umstand, daß noch bei keinem dieser Gebilde eine direkte Auflösung in Sterne gelungen ist, notwendig zu dem Schluß, daß sie noch sehr viel weiter entfernt sein müssen als selbst die entferntesten Sternhaufen, und es erhebt sich dann die Frage, ob sie nicht als unserem galaktischen Systeme koordinierte Einheiten, als andere Milchstraßen von ähnlicher Ausdehnung und Struktur wie die uns umgebende, betrachtet werden müssen. Gegen diese letztere Auffassung indessen spricht doch manches, wie man aus dem folgenden erkennen wird, wenn auch von einer endgültigen Entscheidung keineswegs die Rede sein kann. Man darf auch nicht übersehen, daß die Zusammensetzung der Spiralnebel aus Sternen, die denen des galaktischen Systems an Größe, Masse, Leuchtkraft usw. vergleichbar sind, zwar sehr wahrscheinlich, aber doch keineswegs bereits bewiesen ist. Es bleibt immer noch die Möglichkeit offen, daß

Die kosmische Stellung der Spiralnebel.

in ihnen die Materie in einem anderen Zustande — etwa in einem mehr staub- oder meteoritenartigen — sich befindet als in unserem Sternsystem. Dann gilt aber offenbar der obige Schluß auf ihre Entfernungen nicht und auch die später zu betrachtende Abschätzung der Parallaxe aus der Helligkeit der Novae in Spiralnebeln kann dann zu gänzlich unrichtigen Ergebnissen führen.

Zahl der Spiralnebel.

Die Zahl der Spiralnebel ist eine enorm große. Perrine schätzt, daß mit dem 60-zölligen Reflektor der Mt. Wilson-Sternwarte bei einstündiger Belichtung am ganzen Himmel 160000 Spiralnebel sichtbar gemacht werden könnten. H. D. Curtis schätzt die Zahl der mit dem 36-zölligen Crossley-Reflektor der Licksternwarte erreichbaren unter Berücksichtigung gewisser Umstände sogar auf 700000 bis über eine Million, während Keeler sie früher für dasselbe Instrument auf 120000 veranschlagte.[135])

Galaktische Verteilung.

Die galaktische Verteilung der Spiralnebel ist eine sehr merkwürdige' besonders wenn sie mit der Verteilung ihrer durchschnittlich überaus großen Radialgeschwindigkeiten verglichen wird. Sie vermeiden die Milchstraße bis zu großem Abstande und sind am häufigsten in der Umgebung des Nordpoles derselben (Coma Berenices), wo z. B. Wolf auf kleiner Fläche ihrer 450 fand. Sie kommen der Milchstraße am nächsten in der Rektaszension 2^h, und bleiben ihr in 14^h am fernsten. Die kugelförmigen Sternhaufen verhalten sich gerade umgekehrt. Auch die räumliche Verteilung und die vorherrschende Bewegungsrichtung der beiden Gebilde ist eine gegensätzliche. Auffallend ist die unsymmetrische Verteilung der Spiralnebel in bezug auf die Milchstraßenachse; sie sind auf der nördlichen Seite der Michstraße weit

Drift der Spiralnebel.

häufiger als auf der südlichen. Nach Sliphers Untersuchungen der Radialgeschwindigkeit einer Anzahl hellerer Spiralnebel entfernen sich im Durchschnitt die nördlich von der Milchstraße stehenden Spiralnebel mit großer Geschwindigkeit, während die südlichen sich im Durchschnitt vielleicht uns nähern. Das System der Spiralnebel würde dann also das galaktische System mit großer Geschwindigkeit von Süden nach Norden durchqueren und bereits zu seinem größten Teil die Ebene der Milchstraße passiert haben. Man kann aber auch umgekehrt an eine von Norden nach Süden gerichtete Bewegung der Milchstraße gegen das System der Spiralnebel denken.[136]) Eine andere Auffassung hat Shapley gewonnen, der die vorwiegend positiven Geschwindigkeiten dahin interpretiert, daß die Spiralnebel sich mit großer Schnelligkeit von der Ebene der Milchstraße entfernen, vielleicht unter dem Einfluß einer Repulsivkraft. Dies setzt voraus, daß die physikalische Konstitution der Spiralnebel eine gänzlich andere ist als die der kugelförmigen Sternhaufen, die ja der Milchstraße sich nähern.

Mannigfaltigkeit der Formen der Spiralnebel. Gemeinsame Züge.

Die Mannigfaltigkeit der Formen der Spiralnebel wird zu einem großen Teil durch die Verschiedenheit der Neigungen ihrer Ebenen gegen die Gesichtslinie verursacht. Man kennt ganz offene, fast kreisförmige Spiralen, auf deren Ebenen wir offenbar nahezu senkrecht sehen, und schmale Spindeln oder Schneiden, in denen keine Spur von spiraligen Windungen mehr

zu erkennen ist, die aber ihrem ganzen physikalischen Verhalten nach zu den Spiralnebeln zu rechnen sind. Bei ihnen sehen wir also gerade gegen die Kante. Bei den offenen Spiralen ist eine sehr bemerkenswerte gemeinsame Eigenschaft festzustellen. Stets ist ein soliderer, lichtstärkerer Kern vorhanden, von dem in den meisten (allen?) Fällen zwei und nur zwei Spiralarme aus diametralen Punkten ausgehen. Diese Spiralarme winden sich nicht selten in mehr als einer Windung um den Kern herum, wobei sie sich häufig noch verzweigen, in anderen Fällen sind sie fast abgewickelt und nur schwach gekrümmt. Im Kern und noch mehr in den Spiralarmen bemerkt man häufig Verdichtungen oder Knoten, deren Zahl zuweilen außerordentlich groß ist und in die Tausende geht. Nicht immer sind die Spiralen vollkommen ausgebildet, sondern es finden Unregelmäßigkeiten, Verwerfungen, Knickungen usw. statt. In einzelnen Fällen, z. B. in dem bekannten Spiralnebel in den Jagdhunden M 51, endet ein Spiralarm in einer Nebelmasse, die an Größe, Ausdehnung und Form dem Hauptkern vergleichbar ist. Auf der Verschiedenheit der Feinstruktur ist eine äußerliche Einteilung der Spiralnebel in zwei Klassen gegründet worden, in solche, deren Nebelmaterie wolkig und strukturlos erscheint, mit verwaschenem, nach der Mitte an Helligkeit stark zunehmendem Kern (Andromedanebel), und in solche, deren nebelige Materie in kleine helle Knoten verdichtet ist, so daß sie ein granuliertes Aussehen erhält (M 33). In der zweiten Klasse erscheint der Kern ebenfalls granuliert und schärfer begrenzt als in der ersten. Beide Typen können in ein und demselben Nebel vereinigt sein, der zweite dann aber stets in den vom Kern am weitesten entfernten Teilen.[137]) Ob dieser Einteilung eine tiefere Berechtigung zukommt, kann heute noch nicht gesagt werden, da sie auf physikalische oder andere Unterschiede, die mit ihr verbunden sind, bisher noch nicht geprüft worden ist. Von der Pahlen und L. Becker haben versucht, für die Spiralen mathematische Formeln aufzustellen, die den Verlauf derselben darstellen. Nach ersterem sind die Spiralnebel M 33, M 74, M 51 durch logarithmische Spiralen darstellbar. Letzterer untersuchte M 51, dessen beide Spiralarme er nahezu identisch und durch $r_p = a + bl^2$ darstellbar fand, worin r_p den Radiusvektor in der wahren Spirale, l die Länge in derselben, a und b Konstanten bedeuten. Die Neigung der Spiralenebene gegen die Gesichtslinie ergab sich zu 42^0.[138])

Einteilung der Spiralnebel.

Mathematische Darstellung der Spiralwindungen.

Eine sehr merkwürdige Erscheinung wird häufig bei denjenigen Spiralnebeln beobachtet, deren Ebene mit der Gesichtslinie einen sehr kleinen Winkel bildet. Der spindel- oder schneidenförmige Nebel ist dann seiner ganzen Längsrichtung nach durch einen scharfen dunklen Querstrich gespalten. Man nimmt an, daß dies die Wirkung nichtleuchtender, absorbierender Materie in den äußeren Teilen des Nebels ist.

Absorption in den Spiralnebeln.

Daß die Spiralnebel nicht gasförmig sein können, geht, wie schon erwähnt, aus ihrem Spektrum hervor, das ein kontinuierliches mit Absorptionslinien ist. Nach eingehenden Untersuchungen von Wolf scheinen in einzelnen Spiralnebeln, z. B. im Andromedanebel und in M 51, auch schwache

Spektrum der Spiralnebel.

Emissionen aufzutreten, die den Emissionsbändern der O-Sterne, z. T. vielleicht auch bekannten Gasnebellinien, entsprechen. Fath fand unter weniger günstigen Bedingungen (kleinere Dispersion) das Emissionsband 4060 der O-Sterne in NGC 4736 (M 94) und helle Nebellinien in NGC 1068. Der Gesamtspektraltypus liegt für sämtliche bisher untersuchte Spiralnebel zwischen den Spektralklassen F 5 und K, scheint also ein Mischtypus aus den Spektren der helleren Sterne der Nebel zu sein.[139]) Einige Gasnebel mit spiraliger Struktur dürften wohl nicht zu den eigentlichen Spiralnebeln zu rechnen sein, sondern zu den im folgenden betrachteten planetarischen Nebeln.

Farbenindex, effektive Wellenlänge. Die Windungen sind blauer als der Kern.

Untersuchungen über den Farbenindex und die effektive Wellenlänge von Spiralnebeln[140]) haben Seares bzw. Lundmark und Lindblad ausgeführt. Seares vergleicht gewöhnliche und photovisuelle Aufnahmen von M 51, M 94 und M 99 miteinander und findet, daß die Nebelknoten in den Spiralarmen starke negative Farbenindices haben, während die Zentralkerne, und in M 51 auch der zweite Kern am Ende des einen Spiralarmes, positive Farbenindices aufweisen. Die von Lundmark und Lindblad erhaltenen effektiven Wellenlängen bestätigen im wesentlichen Wolfs und Faths spektrographische Ergebnisse. In dem Nebel M 94 wurde in Übereinstimmung mit Seares der Kern gelber als die Arme gefunden.

Radialbewegung.

Bei weitem das größte Interesse ziehen heute die äußeren und inneren Bewegungsverhältnisse der Spiralnebel auf sich, die der Spektrograph in Verbindung mit den lichtstarken Instrumenten der Gegenwart enthüllt hat. An der Erforschung derselben sind Wolf, Slipher, Pease, Adams und Wright beteiligt.[141]) Die Spiralnebel durchziehen nach den Ergebnissen dieser mühevollen Untersuchungen mit enormen Geschwindigkeiten den Raum, wie aus der folgenden kleinen Zusammenstellung Shapleys hervorgeht.

NGC	Messier	Radialgeschw.	NGC	Messier	Radialgeschw.
224	31	− 316 km	4526	—	+ 580 km
598	33	− 70	4565	—	+ 1100
1023	—	+ 300	4594	—	+ 1180
1068	77	+ 1120	4649	60	+ 1090
2683	—	+ 400	4736	94	+ 290
3031	81	− 30	4826	64	+ 150
3115	—	+ 600	5005	—	+ 900
3379	—	+ 810	5055	63	+ 450
3521	—	+ 730	5194	51	+ 270
3623	65	+ 800	5236	83	+ 500
3627	66	+ 650	5866	—	+ 650
4151	—	+ 940	7331	—	+ 500
4258	—	+ 500			

Es kann also von einer gleichmäßigen Verteilung der Geschwindigkeiten nicht die Rede sein, sondern das positive Vorzeichen überwiegt ganz auffallend. Die durchschnittliche Geschwindigkeit der Spiralnebel ist etwa 25-

Innere Bewegung.

mal größer als für Sterne aller Gattungen. Neben diesen Gesamtbewegungen hat man in einzelnen Fällen auch innere Bewegungen feststellen können, die

zunächst als eine Rotation in der Ebene der Spiralen aufgefaßt werden können. Eine solche Art von innerer Bewegung war ja nach dem Aussehen der Spiralnebel von vornherein zu erwarten. Die erste Feststellung dieser Art gelang Wolf an M 81. Die Rotationsgeschwindigkeit beträgt rund 100 km/sec; die Ostseite des Nebels kommt auf uns zu. Eingehendere Untersuchungen mit lichtstärkeren Instrumenten wurden dann von Slipher und von Pease ausgeführt. Es ergaben sich z. B. für den Andromedanebel und den Nebel NGC 4594 die Geschwindigkeitsformeln: $y = -0.48x - 316$ km bzw. $y = -2.78x + 1180$ km, worin y die Radialgeschwindigkeit im Abstande x (in Bogensekunden) vom Zentrum des Nebels längs der großen Achse bedeutet. Im Andromedanebel beträgt die Radialgeschwindigkeit 2′ südwestlich vom Kern rund − 370 km, dagegen 2′ nordöstlich vom Kern rund − 260 km. Messungen längs der kleinen Achse ergaben konstante Geschwindigkeit. In NGC 4594 wurde an der Westseite die Geschwindigkeit + 800 km, an der Ostseite + 1600 km festgestellt. In 2′ Abstand von der Mitte beträgt die Rotationsgeschwindigkeit 330 km. Die Radialgeschwindigkeit ändert sich linear mit dem Abstand von der Mitte, d. h. die Rotation findet wie bei einem festen Körper statt. Dies läßt verschiedene Interpretationen zu, auf die einzugehen jedoch keinen Zweck hat, bevor feststeht, ob nur die Bewegung der Randpartien des Nebels oder die seiner Gesamtmasse durch die Beobachtung erfaßt wird.

Spektrographisch läßt sich natürlich nur bei solchen Nebeln die Rotationsbewegung feststellen, deren Ebenen wenig gegen die Gesichtslinie geneigt sind. Bei den sehr offenen Spiralnebeln kann nur die direkte Ausmessung auf der photographischen Platte zum Ziel führen. Dies scheint wenigstens in einem Falle, bei M 101, van Maanen gelungen zu sein. Er verglich Aufnahmen dieses stark granulierten Spiralnebels am Crossley-Reflektor (Lick) von Keeler 1899, Perrine 1908, Curtis 1914 und zwei von Ritchey, 1910 und 1915 am 60-zölligen Reflektor auf dem Mt. Wilson miteinander. Es wurden bis zu 87 Nebelknoten sorgfältig an 32 Vergleichssterne der Umgebung angeschlossen. Als jährliche Translationsbewegung des ganzen Nebels relativ zu den Sternen ergab sich + 0.005″ in Rektaszension, − 0.013″ in Deklination. Die nach Abzug dieser Translationsbewegung übrigbleibenden inneren Bewegungen zeigen eine deutliche Rotation des Nebels und eine Bewegung längs der Spiralarme nach außen an. Als wirkliche Rotation aufgefaßt, erfolgt die Bewegung nach der konkaven Seite der Spiralen. Die äußeren Teile rotieren langsamer, so daß die Spirale sich scheinbar abwickelt. Die Rotationsperiode in 5′ Abstand von der Mitte beträgt nur 85000 Jahre. In Bogenmaß beträgt die mittlere jährliche Rotationsbewegung in 5′ Abstand vom Zentrum 0.022″ in der Richtung NWSO, die mittlere jährliche radiale Bewegung nach außen 0.007″. Nimmt man an, daß die Rotationsbewegung in M 101 von derselben Größenordnung wie die spektrographisch in NGC 4594 gefundene ist, so ergibt sich für NGC 4594 die Parallaxe 0.00013″. Von derselben Ordnung ergibt sich nach Curtis

Parallaxe des Spiralnebels NGC 4594.

die Parallaxe der Spiralnebel aus ihren durchschnittlichen Eigenbewegungen.[142]) Der Wert ist möglicherweise viel zu groß. Ein dritter Versuch, die Parallaxe der Spiralnebel zu bestimmen, wird gleich erörtert werden; er gründet sich auf die Helligkeit der in Spiralnebeln aufgetauchten Novae und führt zu weit kleineren Parallaxen.

Neue Sterne in den Spiralnebeln.

Das Aufleuchten zahlreicher Neuer Sterne in Spiralnebeln ist eine weitere Merkwürdigkeit, die diese Gebilde uns darbieten. Die älteste in einem Spiralnebel beobachtete Nova ist die von Hartwig entdeckte Nova S Andromedae von 1885, die nahe der Mitte des Andromedanebels aufleuchtete. Sie erreichte die 7. Größe. Ebenso hell wurde die von Fleming entdeckte Nova Z Centauri von 1895 in NGC 5253. In neuester Zeit folgen sich die Entdeckungen mit großer Schnelligkeit: Nova Ritchey 1917 in NGC 6946; ferner nachträglich auf älteren Aufnahmen von 1909 zwei Novae im Andromedanebel, die die Helligkeit 16.3^m und 17.0^m erreichten; eine Nova 1917 (Shapley) in demselben Nebel 17.5^m; eine Nova 1915 14^m, in NGC 4527 (Curtis); von demselben gefunden zwei Novae in NGC 4321, 1901, 13.5^m und 1914, 14^m usw. Man hat unter der Voraussetzung, daß die neuen Sterne in den Spiralnebeln durchschnittlich die gleiche absolute maximale Helligkeit erreichen wie die isolierten Novae in der Milchstraße, versucht, mittels derselben die Parallaxe der Spiralnebel abzuschätzen und gelangte für die allernächsten Spiralnebel zu Entfernungen von mehreren hunderttausend Lichtjahren.[143]) Für den Andromedanebel z. B. findet Lundmark $p = 0.000006''$ und einen Durchmesser von 23000 Lichtjahren. Das Ergebnis ist sehr problematisch, da die mittlere Parallaxe der galaktischen Novae noch ganz unsicher ist, ganz abgesehen davon, daß die obige Voraussetzung auf ihre Gültigkeit vorerst noch gar nicht geprüft werden kann. Immerhin ist es auch aus dem früher angeführten Grunde ziemlich wahrscheinlich, daß die Spiralnebel im Durchschnitt erheblich weiter entfernt sind als die kugelförmigen Sternhaufen.

Parallaxen der Spiralnebel aus den Novae.

Kosmische Stellung der Spiralnebel.

Es erhebt sich also die schon eingangs berührte Frage, ob die Spiralnebel noch zu unserem galaktischen System gehören oder selbst galaktische Systeme von demselben Range wie das unsrige sind. Die Frage läßt sich heute noch nicht beantworten. Seeligers Untersuchungen über den Bau der Milchstraße auf Grund von Sternabzählungen führten zu einem Durchmesser unseres Sternsystems von einigen zehntausend Lichtjahren. Dieses Ergebnis ist nach der Art seiner Gewinnung zweifellos ein verhältnismäßig sehr gut fundiertes, aber es erscheint nicht ausgeschlossen — nach den Ergebnissen der Shapleyschen Untersuchungen über die ziemlich sicher zum galaktischen System gehörenden kugelförmigen Sternhaufen ist es sogar wahrscheinlich —, daß der Seeligersche Wert sich nur auf den dichteren inneren Teil unseres Systems bezieht. Andernfalls müßten nicht nur die Spiralnebel, sondern auch die meisten Sternhaufen als außerhalb desselben angenommen werden. Es ist nicht Aufgabe dieses Abschnittes, diese Frage näher zu erörtern, und sie soll daher hier nur angedeutet werden.

Es bleiben noch die echten Gasnebel zu betrachten. Vorweg sei bemerkt, daß ihre Zugehörigkeit zu unserem System wohl als erwiesen gelten kann. Für einige derselben, wie den Orionnebel oder die planetarischen Nebel, liegen ziemlich zuverlässige direkte oder indirekte Parallaxenbestimmungen vor, die alle übereinstimmend diese Gebilde in nicht sehr große Entfernungen versetzen. So wird für den Orionnebel eine Parallaxe von etwa 0.005″ angenommen; für den planetarischen Nebel NGC 7662 fand van Maanen 0.023″ mit einer wahrscheinlichen Unsicherheit von ±0.004″. Außerdem beweist ihre galaktische Verteilung und der offenbare Zusammenhang mit den in ihnen stehenden Sternen deutlich die Zugehörigkeit zur Milchstraße. Endlich ergibt sich die Bewegung der Sonne aus den Radialgeschwindigkeiten der Gasnebel nahezu ebenso wie aus den helleren Sternen. Die Gasnebel. Zugehörigkeit zum System der Milchstraße.

Unter den Gasnebeln kann man zunächst zwei große, deutlich gegeneinander begrenzte Klassen unterscheiden: die großen, unregelmäßig geformten „chaotischen“ Nebel nach Art des Orionnebels oder des Amerikanebels und die kleinen regelmäßig geformten planetarischen und ringförmigen Nebel einschließlich der Nebelsterne. Die Aufnahmen Barnards und Wolfs mit kurzbrennweitigen photographischen Objektiven haben weiter ganz ausgedehnte, große Flächen des Himmels überziehende, vielleicht sogar überall vorhandene Nebelmaterie von schwächster Leuchtkraft und zartester Struktur enthüllt. Man wird diese Nebelschleier wohl nicht in eine besondere Klasse zu stellen haben, nachdem z. B. Wolf auch für den Orionnebel eine ungeheuer viel größere Ausdehnung nachgewiesen hat, als man ihm bis dahin zuerkannte. Auch die dunkeln Spalten und Löcher in stern- und nebelreichen Feldern der Milchstraße, deren Erforschung sich ebenfalls die beiden genannten Astronomen besonders angelegen sein lassen, und die man wohl mit Recht für nichtleuchtende, vor dem leuchtenden Hintergrunde schwebende absorbierende Nebelmaterie hält[144]), wird man wohl zunächst noch in die erste der oben aufgestellten Klassen aufnehmen. Andererseits gibt es noch eine große Zahl von kleineren, mehr oder weniger regelmäßig geformten Gasnebeln wie den Dumbbellnebel oder den Crabnebel, die bis auf weiteres zu der zweiten Klasse gestellt werden können, denen sie in mancher Hinsicht näher stehen als den großen unregelmäßigen Nebeln. Auch zwischen den planetarischen und den ringförmigen Nebeln besteht kein wesentlicher Unterschied. Erstere haben sich in sehr vielen Fällen ebenfalls als ringförmig herausgestellt, und auch in jeder anderen Beziehung zeigen sie ein identisches Verhalten. Ihrer nahen Verwandtschaft mit den Wolf-Rayet-Sternen wegen müssen die letzteren in die Betrachtung hineingezogen werden. Weniger klar dürfte die Stellung der Nebel nach Art der Plejadennebel, des Nova Persei-Nebels und der mit den Veränderlichen vom R Coronae-Typus in Verbindung stehenden Nebel sein, die zum Teil wesentlich im reflektierten Licht der in ihnen stehenden hellen Sterne leuchten. Hier hat man es möglicherweise nicht immer mit echten Gasnebeln, sondern mit kosmischen Staubmassen zu tun. Einteilung.

Galaktische Verteilung.

Was die Verteilung der Nebel angeht, so finden sich die großen und unregelmäßigen fast ausschließlich in der Milchstraße und an den Rändern derselben, während die planetarischen zwar nach der Milchstraße eine starke Konzentration zeigen, aber spärlich auch fern von derselben vorkommen. Beide Klassen sind längs der Milchstraße (in galaktischer Länge) ungleichmäßig verteilt. Die Magellanschen Wolken sind ebenfalls reich an echten Gasnebeln, während ihre Umgebung fast ganz frei von ihnen ist.

Spektrum.

Bezüglich der Erforschung der Gasnebel ist man neben der unmittelbaren photographischen Abbildung vor allem auf die spektrographischen Methoden angewiesen — hier interessieren in erster Linie das Spektrum und die Radialgeschwindigkeit. Sowohl die großen unregelmäßigen wie die kleinen regelmäßigen Nebel haben im wesentlichen ein diskontinuierliches Emissionsspektrum von charakteristischen, beiden Klassen gemeinsamen Zügen. Ein kontinuierliches Spektrum ist wohl in den meisten Fällen untergelagert, jedoch ist es in der ersten Klasse außerordentlich schwach, während es in der zweiten Klasse, besonders wenn ein deutlicher, sternartiger Kern vorhanden ist, oft bedeutende Helligkeit erreicht und dann im Kern selbst mitunter auch Absorptionslinien aufweist. Das typische Nebelspektrum enthält neben der ersten Nebenserie des Wasserstoffs ($H\alpha$, $H\beta$...) und den Heliumlinien insbesondere die einem noch unbekannten Element angehörenden „Hauptnebellinien“ λ 5007 (N_1), 4959 (N_2), 4363 (N_3) und eine sehr helle Emission bei 3727 (Doppellinie). Nach den Untersuchungen von Keeler, Scheiner und Wilsing ist das Helligkeitsverhältnis $N_1 : N_2$ in allen Nebeln konstant, während das Verhältnis dieser Linien zu den übrigen Linien von Nebel zu Nebel und sogar innerhalb desselben Nebels von Punkt zu Punkt schwankt. Man hat daraus geschlossen, daß N_1 und N_2 demselben Element angehören; der Schluß ist vielleicht nicht zwingend.[108]) Von sonstigen bemerkenswerten Emissionslinien ist noch die bekannte Linie 4686 besonders zu erwähnen, da sie auch in den Spektren vom Typus O auftritt.

Der Orionnebel.

Als typischer Repräsentant der großen unregelmäßigen Nebel soll der Orionnebel näher betrachtet werden. Die äußeren Formen der unregelmäßigen Nebel sind so mannigfaltig, daß man gemeinsame Züge außer der großen Ausdehnung und der Unregelmäßigkeit kaum entdecken kann. Der hellere Teil des Orionnebels wird häufig mit einem geöffneten Tierrachen verglichen.

Große Ausdehnung.

Die Photographie, die auch die visuell schwächer leuchtenden, aber photographisch sehr wirksamen Teile des Nebels enthüllt, verwischt dieses Bild vollständig und zeigt in den langbelichteten Aufnahmen von W. H. Pickering, Wolf und Barnard eine erstaunliche Ausdehnung des Nebels. Er umhüllt nicht nur die drei Gürtelsterne des Orion, sondern erstreckt sich in spiralig gewundenen Fortsätzen bis γ Orionis im Norden und β Orionis im Süden. Nach Wolf bedeckt der Nebel ein Areal, das mindestens von -20^0 bis $+25^0$ in Deklination und von 4^h40^m bis 6^h40^m in Rektaszension reicht.[14 a]) Ganz anders gestaltet ist z. B. der $1\frac{1}{3}{}^0$ lange Zirrusnebel im Schwan, der einer spiralig gewundenen, langgestreckten, zarten Zirruswolke gleicht, oder

der kompaktere, mehr als sieben Quadratgrade bedeckende Nordamerikanebel, ebenfalls im Schwan, so genannt nach der Ähnlichkeit seines Umrisses mit dem nordamerikanischen Kontinent.

Das Spektrum des Orionnebels ist der Gegenstand sehr zahlreicher Untersuchungen gewesen, die eine große Menge interessanter Tatsachen ans Licht gefördert haben. Es hat sich u. a. ergeben, daß die leuchtenden Gase des Nebels keineswegs überall gleichmäßig gemischt sind. Die ersten Anzeichen ungleichmäßiger Verteilung der Gase im Orionnebel fanden bereits Keeler, Hartmann und Hale durch Verwendung von Farbenfiltern und farbenempfindlichen Platten. Dies wurde dann später spektrographisch bestätigt. So rührt die große photographische Aktivität gewisser Teile des Nebels nach Hartmann von dem Vorherrschen des Elements her, das die Linie 3727 hervorbringt. In einigen Nebeln der zweiten Klasse besteht die Strahlung fast ausschließlich aus dieser einen Wellenlänge. Ebenso interessante Tatsachen hat das Studium der Radialgeschwindigkeit des Orionnebels enthüllt. Der Nebel als Ganzes hat eine kaum nachweisbare Bewegung relativ zu unserem Sternsystem. Vogel und Eberhard, Buisson, Fabry und Bourget fanden, daß die Radialgeschwindigkeit des Nebels von Punkt zu Punkt verschieden ist und starke lokale Strömungen im Innern desselben anzeigt. Die Gegend nordöstlich vom Trapez hat eine um 5 km größere, die Gegend südwestlich vom Trapez eine um 5 km geringere Geschwindigkeit als dieses selbst. Mit Berücksichtigung dieser Geschwindigkeiten ergaben sich die Wellenlängen der beiden Komponenten der Nebellinie 3727 zu 3726.100 und 3728.838. Die Geschwindigkeit des Nebels ist sehr nahe dieselbe wie die der hellen Sterne vom Typus B, die in ihm stehen. Dies bestätigt die schon aus dem unmittelbaren Anblick der Nebelaufnahmen und den Einzelbewegungen gewonnene Überzeugung, daß Sterne und Nebel eine zusammengehörige Sondergruppe innerhalb des galaktischen Systems bilden. Es wurde auch versucht, aus der Breite der Emissionslinien auf Grund der kinetischen Gastheorie das Atomgewicht und die Temperatur der in dem Nebel leuchtenden Gase zu bestimmen. Aus den obigen beiden Linien ergab sich das Atomgewicht des zugehörigen Elements zu rund 3; die Nebellinie 5007 gehört einem Gas von kleinerem Atomgewicht an. Für die absolute Temperatur wurde die obere Grenze 15000° gefunden. Das Vorhandensein lokaler Strömungen im Orionnebel wurde von Frost, Campbell und Moore bestätigt.[145b]) Die von den französischen Forschern ausgesprochene Ansicht, daß der ganze Nebel rotiere, wird von den anderen nicht unbedingt geteilt.

Verteilung der Gase im Orionnebel.

Radialgeschwindigkeit des Orionnebels.

Atomgewicht der unbekannten Nebelgase und Temperatur des Orionnebels.

Die Radialgeschwindigkeiten der großen, unregelmäßigen Nebel sind im Gegensatz zu den planetarischen durchschnittlich klein; im Mittel ergab sich für 7 Nebel 10 km, nicht viel mehr als für die schwach bewegten Sterne vom Spektraltypus B.

Radialgeschwindigkeiten der großen Gasnebel.

In mancher Beziehung ähnlich dem Orionnebel verhält sich der Plejadennebel. Wie jener ist er mit einer hellen Sterngruppe vom Spektraltypus B verknüpft und erstreckt sich nach den Aufnahmen von Barnard und Wolf

Der Plejadennebel.

über, viele Quadratgrade in der Umgebung der Sterngruppe. Er ist aber sehr lichtschwach, so daß sein Spektrum noch nicht eingehender untersucht werden konnte. Merkwürdigerweise fand Slipher es in der Nachbarschaft der hellen Plejadensterne kontinuierlich und übereinstimmend mit dem Spektrum der Sterne, woraus sich ergeben würde, daß die Nebelmaterie dort vorwiegend in dem reflektierten Licht der Sterne leuchtet. Die physikalische Möglichkeit dieser Erklärung hat Hertzsprung nachgewiesen. Wieweit das Spektrum des von den Sternen erleuchteten Himmelsgrundes (der Atmosphäre) mit hineinspielt, läßt sich schwer beurteilen. Ein anderes Objekt dieser Art ist der Nebel NGC 7023, der nach Pease ein kontinuierliches Spektrum gleich dem des in ihm stehenden Sternes 7. Größe hat mit Absorptionslinien die eine Radialgeschwindigkeit von + 0.7 km ergeben.[116])

Nichtleuchtende Nebelflecke.

Sehr merkwürdig sind die Sternleeren, Sternhöhlen, Höhlennebel, „dark markings", oder wie man sie sonst noch genannt hat, nebelfleckartig gestaltete dunkle Flecken, die vorwiegend in der Milchstraße auftreten, sich deutlich von dem mattschimmernden nebeligen oder sternreichen Hintergrund abheben und häufig mit leuchtenden Nebelmassen in Verbindung stehen oder sich auf sie projizieren, zuweilen aber auch isoliert auftreten. Die Kenntnis dieser Gebilde ist, wie schon bemerkt, besonders durch Wolf und Barnard gefördert worden. Letzterer stellte einen Katalog von 182 solchen Gebilden auf. Die großen Milchstraßennebel sind zum Teil von solchen Sternleeren umrahmt. Die auffälligsten und bekanntesten finden sich in den Nebelregionen der Milchstraße bei ρ und θ Ophiuchi, bei π_2 Cygni (Coconnebel) und im Cepheus ($\alpha = 20^h 48^m$, $\delta = +59.6^0$, 1855). Die Randnebel der Höhlen haben nach Wolf ein schwaches Gasspektrum, die Höhlennebel selbst, die um helle sternartige Kerne lagern, ein kontinuierliches Spektrum, wozu das gleiche zu bemerken ist wie bei den Plejadennebeln. Slipher findet für den Nebel um ρ Ophiuchi ebenfalls ein kontinuierliches Spektrum, das dem des Sternes gleicht.[147])

Ausgedehnte Nebelregionen.

Über die großen Nebelregionen ist Physikalisches wenig zu sagen; sie sind im allgemeinen zu schwach leuchtend für eine Untersuchung ihres Spektrums. Auch sie finden sich hauptsächlich in und nahe bei der Milchstraße. Eine besonders ausgezeichnete liegt nach Barnard im Skorpion und Ophiuchus; über Teile derselben ist vorhin bereits bei den dunkeln Nebeln berichtet worden. Sie hüllen die Sterne der Gegend ein, ohne aber ihr Licht gänzlich auszulöschen. Eine andere, hauptsächlich von Wolf erforschte Nebelregion im Orion wurde bereits erwähnt. Es ist wahrscheinlich, daß der größte Teil des Himmels von solcher schwachleuchtenden Nebelmaterie überzogen ist.[148])

Die kleinen regelmäßigen Gasnebel.

Die kleinen regelmäßigen Nebel — planetarische, ringförmige, Nebelsterne usw. — unterscheiden sich in physikalischer Beziehung nur insofern wesentlich von den übrigen Gasnebeln, als die meist in ihnen auftretenden sternartigen Verdichtungen ihrem Spektrum nach den Sternen näher stehen als den Nebeln, während die Nebelhüllen echte Gasnebel sind. Dagegen

verhalten sich ihre Radialgeschwindigkeiten ganz verschieden, indem ziemlich hohe Werte derselben die Regel bilden. Dies erhellt aus der folgenden Zusammenstellung nach Campbell und Moore: Radialgeschwindigkeiten derselben.

7 ausgedehnte Nebel	mittlere Geschwindigkeit	10 km	
73 planetar. oder regelmäßige Nebel	„	„	39 „
34 Nebelsterne	„	„	50 „
39 scheiben- oder ringförmige Nebel	„	„	29 „

Unter den regelmäßigen Nebeln sind Fälle sehr hoher Geschwindigkeit bekannt; so hat der Nebel NGC 6644 + 202 km, der nur wenige Grade entfernte Nebel NGC_2 4732 — 136 km, der Crabnebel nach Sanford — 800 km. Sieben Gasnebel mit mehr als 80 km Geschwindigkeit haben im Durchschnitt 132 km. Dagegen ist kein Vorherrschen einer bestimmten Richtung, wie bei den Spiralnebeln und kugelförmigen Sternhaufen, bemerkbar; das algebraische Mittel der Geschwindigkeiten ist nahezu Null. Auffallend ist, daß die Geschwindigkeiten nicht nach der Wahrscheinlichkeit verteilt sind, sondern daß alle Werte ziemlich gleichhäufig vertreten sind. Eine besondere Stellung nehmen die Gasnebel in den Magellanschen Wolken ein, die, soweit sie untersucht sind, an der Bewegung des Systems, dem sie angehören, teilnehmen. So haben nach Wilson 5 Gasnebel in der kleinen Wolke Geschwindigkeiten zwischen + 158 und + 301 km.[149])

Innere Bewegungen in den planetarischen Nebeln.

Die Versuche, innere oder Rotationsbewegungen in den regelmäßigen Nebeln festzustellen, sind in den letzten Jahren von Erfolg gekrönt gewesen. Unter 40 Nebeln zeigten 20 deutliche relative Bewegungen innerhalb der Nebel, die sich durch leichte Neigung oder Krümmung der Spektrallinien oder auch Verdopplungen, letztere nahe der Mitte der Nebel, verriet. Je größer die Elliptizität der Begrenzung des Nebels, desto größer war im allgemeinen der beobachtete Effekt. Die Rotationsachse fiel anscheinend mit der kleinen Achse des Nebels nahe zusammen. Die Rotationsgeschwindigkeit wurde in der Mitte am größten gefunden; nach dem Rande nahm sie angulär und linear ab. Sie ist in allen Fällen ziemlich klein; die größte bisher gefundene differentielle Geschwindigkeit beträgt 42 km (NGC 7026). In den Ringnebeln sind vielleicht andere Formen von innerer Bewegung als Rotation vorhanden. So zeigten die Spektrogramme im Ringnebel in der Leier beträchtliche innere Bewegungen an, die nicht als Rotationsbewegung interpretiert werden können. In einigen Fällen war große Geschwindigkeit der Nebelmaterie nach dem Kern angedeutet. Unter Voraussetzung Keplerscher Bewegung um die Zentralmasse und einer mittleren wahrscheinlichen Entfernung von 1000 Lichtjahren (abgeleitet von Curtis aus der durchschnittlichen Eigenbewegung und Radialgeschwindigkeit) ergaben sich die Minimalmassen (Neigung der Rotationsachse gegen die Gesichtslinie 90°) von 9 „rotierenden“ Nebeln zwischen 4 und 120 Sonnenmassen.[150])

Minimalmassen der planetarischen Nebel.

Stellung der Gasnebel in der Entwicklungsreihe.

Eine der wichtigsten, die Gasnebel und insbesondere die regelmäßigen (planetarischen und ringförmigen) betreffenden Fragen ist die ihrer Stellung in der Entwicklungsreihe der Sterne oder, was auf dasselbe hinausläuft,

innerhalb des Spektralsystems. Hier haben zahlreiche Untersuchungen eingesetzt mit dem Ziel, den schon früh vermuteten Zusammenhang zwischen den planetarischen und ringförmigen Nebeln einerseits und den Wolf-Rayet-Sternen andererseits zu erforschen. Ihre Erörterung macht zunächst einige vorbereitende Bemerkungen nötig.

Zahl, Durchmesser, Parallaxen usw. der regelmäßigen Gasnebel.

Die Zahl der bekannten planetarischen Nebel beträgt noch nicht 150, ist also sehr beschränkt, was auf einen sporadischen Fall der Sternentwicklung hinweist (Curtis, Campbell und Moore). Ihre scheinbaren Durchmesser zeigen eine Abhängigkeit von der galaktischen Breite in der Weise, daß, je kleiner der Durchmesser, desto kleiner im Durchschnitt auch der Abstand von der Milchstraße, mit andern Worten, die größeren stehen der Sonne durchschnittlich näher als die kleineren. Zwischen ringförmigen, planetarischen und sternartigen Nebeln kommen alle Übergänge vor: die Extreme sind eine mehr oder weniger helle, ziemlich scharf begrenzte, planetenartige Scheibe ohne auffallende zentrale Verdichtung, und ein nahezu sternartiger Kern mit nur noch schwach leuchtender Nebelhülle (Nebelsterne). Die Mehrzahl der planetarischen Nebel zeigt bei genauerer Untersuchung ebenfalls mehr oder weniger ausgeprägte Ringform. Die scheinbaren Durchmesser schwanken zwischen 15′ (NGC 7293) und wenigen Sekunden; die untere Grenze wird hauptsächlich von den Nebelsternen gebildet. Man nennt häufig auch die in ausgedehnten Nebeln stehenden und mit ihnen in offenbarem Zusammenhang stehenden Sterne „Nebelsterne", es soll das Wort hier aber in der angedeuteten beschränkteren Bedeutung gebraucht werden. An einigen planetarischen Nebeln mit sternartigem Kern hat van Maanen direkte Parallaxenbestimmungen ausgeführt, aus denen folgende Dimensionen und absolute Helligkeiten ($p = 0.1''$) der Zentralsterne sich ergeben; zum Vergleich diene die Angabe, daß der Durchmesser der Neptunsbahn 60 Astron. Einheiten (zu je 150 Mill. km) beträgt.

NGC	Absolute Parallaxe	Absolute Helligk. des Zentralsterns	Scheinbarer Durchmesser	Wahrer Durchm. in Astron. Einheiten	Wahrer Durchm. in Lichtjahren
2392	+ 0.022″	+ 6.7^m	46″	2100	0.03
6720	+ 0.008	+ 9.2	80	10000	0.16
6804	+ 0.022	+ 10.1	32	1450	0.02
6905	+ 0.015	+ 10.4	47	3100	0.05
7008	+ 0.016	+ 8.8	95	5900	0.09
7662	+ 0.023	+ 9.7	31	1350	0.02

Die absolute Helligkeit der Zentralsterne ist also auffallend gering. Die O-Sterne, mit denen sie nachher zu vergleichen sein werden, haben nach van Maanen eine durchschnittliche Helligkeit von etwa 0^m. Die geringe absolute Helligkeit der Zentralsterne der planetarischen Nebel steht übrigens in merkwürdigem Einklang mit ihrer hohen durchschnittlichen Radialgeschwindigkeit von 29 km. Für 13 K- und M-Sterne der mittleren absoluten Helligkeit 10.0^m fanden Adams und Strömberg im Mittel 30 km.[151])

Das Gesamtspektrum der planetarischen und verwandten Nebel ist, wie

bereits bemerkt, ein typisches Gasnebelspektrum, in der Regel mit mehr oder weniger kräftigem kontinuierlichen Untergrund, der aber auch scheinbar ganz fehlen kann. Da auch nach der älteren Auffassung der Spektralreihe die Gasnebel, und unter ihnen besonders die anscheinend am weitesten in der Kondensierung fortgeschrittenen planetarischen, dem frühesten Spektraltypus am nächsten stehen mußten, so forschte man schon frühzeitig nach Übergängen und Beziehungen zwischen den planetarischen Nebeln und den Wolf-Rayet-Sternen. Bereits Pickering und Keeler hatten 1890 auf die Ähnlichkeit der Spektren der O-Sterne mit den Spektren der Gasnebel hingewiesen, und Keeler insbesondere hatte schon die Übereinstimmung der Spektren der Kerne der planetarischen Nebel und der O-Sterne erkannt. Campbell erörterte 1894 die Frage in Verbindung mit einer Untersuchung des Spektrums der Wolf-Rayet-Sterne, kam jedoch im wesentlichen zu einem negativen Ergebnis. Später hat Wright die Frage mit geeigneteren instrumentellen Mitteln wieder aufgegriffen und die Identität der Spektren der Nebelkerne mit den Spektren vom Typus O in allen Fällen, in denen die Spektren Einzelheiten erkennen ließen, festgestellt. Damit war wenigstens in spektraler Beziehung die Brücke geschlagen. Eine starke Stütze erfuhr die Feststellung durch Wrights schon erwähnten Nachweis einer kontinuierlichen Reihe von Übergängen zwischen den reinen planetarischen Nebeln über die Nebelsterne hinweg zu den O-Sternen; ferner durch die schon früher erwähnte Entdeckung Hartmanns, daß das Spektrum der Novae aus dem Nebeltypus allmählich in den Wolf-Rayet-Typus übergeht, so daß die Neuen Sterne, gleichsam wie nach dem biogenetischen Grundgesetz die Organismen in ihrem Embryonalzustande ihre Stammesgeschichte in abgekürzter Form durchlaufen, in schneller Folge die Entwicklungsgeschichte eines Sternes uns vor Augen zu führen scheinen. Eine Ähnlichkeit zwischen den Novae und den Zentralsternen der planetarischen Nebel besteht auch insofern, als die ersteren in ihrer normalen Helligkeit wahrscheinlich ebenfalls zu den absolut schwachen Sternen gehören. Nur eine große Schwierigkeit ließ sich vorläufig nicht überwinden. Die durchschnittliche Radialgeschwindigkeit der dem Typus O folgenden Sterne des Typus B ist sehr klein, etwa 6 km; für die folgenden Spektralklassen nimmt sie allmählich zu. Man sollte daher erwarten, daß die durchschnittliche Geschwindigkeit der O-Sterne und der planetarischen Nebel noch kleiner oder mindestens ebenso klein sei als die der B-Sterne, um so mehr, als man für die ausgedehnten Gasnebel, die eine noch frühere Stufe als die planetarischen darzustellen scheinen, äußerst kleine Geschwindigkeiten gefunden hatte. Dies ist aber, wie schon gezeigt wurde, durchaus nicht der Fall; die planetarischen und verwandten Gasnebel zeigen durchschnittlich hohe Geschwindigkeiten, während für die O-Sterne vorerst nur sehr spärliche Beobachtungsbelege vorhanden sind, aus denen noch keine Schlüsse gezogen werden können. Diese Schwierigkeit scheint nunmehr auch behoben zu sein, nachdem Ludendorff es wahrscheinlich gemacht hat, daß bei den frühen B-Sternen diejenigen mit größerer Masse

Spektrum der regelmäßigen Gasnebel. Zusammenhang mit den O-Sternen.

durchschnittlich eine mit der der planetarischen Nebel durchaus vergleichbare, viel größere Geschwindigkeit besitzen als die übrigen. Die Massen der planetarischen Nebel sind aber allem Anschein nach ebenfalls recht beträchtlich im Vergleich zu denen der gewöhnlichen Sterne. Die planetarischen Nebel schließen sich demnach also durch Vermittlung der O-Sterne den B-Sternen mit großen Massen an. Man hat hier wiederum ein Anzeichen dafür, daß die planetarischen und verwandten Nebel einen besonderen, nicht regelmäßigen Fall der Sternentwicklung darstellen, hervorgerufen wahrscheinlich durch ungewöhnlich große Masse, die aus irgendeinem Grunde (Strahlungsdruck?) einen vorübergehend instabilen Zustand zur Folge hat.

Es mögen noch einige Bemerkungen über das Spektrum der planetarischen Nebel im Zusammenhang mit dem der O-Sterne folgen. Wright verglich die beiden Objekte NGC 6572 und BD + 30°3639 miteinander, von denen das erstere ein planetarischer Nebel mit nebeligem Kern, das letztere ein O-Stern mit einer 7″ großen schwachen Nebelhülle ist, die im Fernrohr unmittelbar nicht sichtbar ist, aber spektroskopisch sich dadurch verrät, daß die hellen Wasserstofflinien des Sternspektrums dasselbe zu beiden Seiten überragen. Eingehende Untersuchungen ergaben die Identität des Spektrums der schwachen Nebelhülle von BD + 30°3639 mit dem des planetarischen Nebels, während der Stern selbst und der Kern des Nebels ein Spektrum vom Typus O besitzen. Die Hauptnebellinien sind im Spektrum des Sternes nicht vorhanden, wie umgekehrt die typischen Wolf-Rayet-Bänder in der Nebelhülle bzw. dem Nebel fehlen. Nachgewiesen sind in der Nebelhülle von BD + 30°3639 die Nebellinien 3726, 3729, 4069, 4076, 4959, 5007, 5755, 6303, 6548, 6583, 6730 und die Wasserstoffserie von Hα bis Hλ. Indessen reichen anscheinend nicht alle Linien durch die ganze Hülle hindurch; so sind z. B. 5007 und 4959 sehr schwach und kürzer als die Wasserstofflinien. Der Befund ist typisch für alle planetarischen Nebel und Nebelsterne. Zuweilen zeigen die Kerne der Nebel ein rein kontinuierliches Spektrum, dessen Intensitätsverteilung jedoch die der O-Sterne ist; bei der Lichtschwäche der meisten dieser Objekte ist es nicht überraschend, daß es oft nicht gelingt, die verwaschenen und nicht immer sehr hervorstechenden hellen Bänder herauszubringen. Die Frage, ob nicht alle Wolf-Rayet-Sterne als Kerne von planetarischen Nebeln zu betrachten sind, die nur in vielen Fällen bisher ihrer Lichtschwäche wegen der Feststellung entgangen sind, ist noch offen. Nach den früheren Ausführungen ist es aber nicht als wahrscheinlich zu erachten, daß dies der Fall ist, da nicht notwendig jeder Wolf-Rayet-Stern das Nebelstadium zu durchlaufen braucht.[152])

Geschichtete Emission in den Gasnebeln.

Es ist vorhin eine Frage berührt worden, die von größerem Interesse zu werden verspricht. Es wurde erwähnt, daß die hellen Linien der Hülle des Nebelsternes nicht alle gleich lang gefunden werden. Diese Erscheinung findet ihre Beleuchtung durch mehrjährige, schon früher einsetzende Untersuchungen von Wolf an planetarischen und ringförmigen Nebeln. Es ergab sich, daß die Länge der Linien, von der Mitte der Nebel aus gerechnet, eine

ganz bestimmte, stets wiederkehrende Reihenfolge einhält. Die emittierenden Gase sind also in diesen Nebeln nicht gleichmäßig durcheinander gemischt, sondern nach einem noch unbekannten Prinzip geschichtet. So wurden im Ringnebel in der Leier die Linien Hα, 5007, 4959, Hβ, 4686, 4472, 4363, 4340, 4102, 4071, 3968, 3869, 3727 festgestellt. Der Durchmesser des Ringes beträgt in der Richtung der Rektaszenion 86″, der des Hohlraumes 47″. Die Linie 4686 z. B. erfüllt nur den schwach leuchtenden Hohlraum, fehlt aber in dem hellen Ring, während die Nebellinie 3727 im Hohlraum schwach, aber im Ring hell ist und bis zum äußeren Rande des Ringes reicht. Ebenso verhalten sich die Nebel H IV. 39 Argus und der Dumbbellnebel. Die Wasserstofflinien reichen zwar auch bis zum äußersten Rande der Nebel, haben aber ihr Helligkeitsmaximum mehr nach dem Innern als die Linie 3727. Auch Wright bemerkt die verschiedene Länge der Linien in den planetarischen und verwandten Nebeln. Ähnliche ungleichmäßige Verteilung der Gase ist schon früher beim Orionnebel erwähnt worden, wo sie von Hartmann, Campbell u. a. bemerkt wurde. Wright findet in den planetarischen Nebeln in Übereinstimmung mit Wolf die Linie 4686 stets unter den kürzesten, dann folgen die Linien des He, Nu, H. Es ist bemerkenswert, daß die Linie 4686 in den Wolf-Rayet-Spektren ein charakteristisches Band bildet. Im Sinne der vorhin skizzierten Anschauung, nach der ein planetarischer Nebel sich in einen O-Stern entwickeln muß, oder das Umgekehrte der Fall sein kann, bezeichnet die Länge der Linien die Reihenfolge der Einziehung der Gase in den Kern oder umgekehrt die Reihenfolge, in der die Gase vom Kern abgestoßen werden. Nicht in allen Nebeln ist die Schichtung so ausgeprägt, wie in den besprochenen Fällen; so ist der Nebel NGC 7027 ungewöhnlich homogen, die Linie 4686 wahrscheinlich ebenso lang wie die übrigen Linien.

Die Linie 4686 und die anderen kurzen und langen Linien hat Wright zu seiner bereits erwähnten Klassifizierung der Nebel benutzt. Er setzt an den Anfang seiner Reihe die Nebel mit homogener Verteilung der Gase, wie NGC 7027, und an das Ende die Nebelsterne mit nur noch schwacher Nebelhülle, in denen die Nebellinien sehr lichtschwach und kurz sind.[153])

Veränderliche Nebel.

Es bleibt noch eine kurze Betrachtung der Nebel mit veränderlicher Helligkeit übrig, die vielleicht mit den vorhin besprochenen wenig gemeinsam haben, möglicherweise aber den bei der Nova Persei beobachteten Nebeln verwandt sind. Der bekannteste ist der schon von Hind 1852 entdeckte veränderliche Nebel NGC 1555 ($4^h16.1^m$, $+19^0 17'$, 1900). Ganz in seiner Nähe, 15^s vorangehend, 0.2′ südlicher, ist ein zweiter veränderlicher Nebel, NGC 1554, der mit dem ersteren wohl in irgendeinem Zusammenhang steht, und von O. Struve gefunden wurde. Andere Fälle der Art sind NGC 955 ($2^h25.3^m$, $-1^0 33'$), NGC 3666 ($11^h19.2^m$, $+11^0 54'$), NGC 6760 ($19^h6.1^m$, $+0^0 52'$), NGC 6729 (18^h52^m, $-37^0 8'$), NGC 2261 ($6^h33.7^m$, $+8^0 49'$). Bei einigen bedarf die Veränderlichkeit noch der Bestätigung. Bei diesen meist schwachen und unansehnlichen Nebeln ist es aufgefallen, daß sie zeitweise ziemlich

hell und selbst in kleineren Instrumenten sichtbar waren, zu andern Zeiten dagegen in den lichtstärksten Instrumenten vergeblich gesucht wurden. Auch die Formen sind teilweise veränderlich gewesen. NGC 1554 und 1555 haben offenbar zu dem Veränderlichen T Tauri, NGC 6729 zu R Coronae australis, NGC 2261 zu R Monocerotis, die in ihnen stehen, Beziehungen. Wahrscheinlich ist die Veränderlichkeit der Nebel mit der der Sterne eng verknüpft, jedoch nicht einfach so, daß Helligkeit des Nebels und des Sternes parallel verlaufen. Der Nebel um R Coronae australis macht auf den Aufnahmen von Knox Shaw den Eindruck einer von dem Stern zur Zeit seines Maximums ausgestoßenen Gas- oder Staubwolke, die sich in der Folge von diesem loslöst und verschwindet. Sie scheint wenigstens teilweise im reflektierten Licht des Sternes zu leuchten. Die Änderungen in Form und Helligkeit sind zuweilen bereits innerhalb weniger Tage merklich. Nach den schon früher erwähnten Untersuchungen Ludendorffs gehört der Veränderliche T Tauri zum Typus R Coronae borealis. Sein Spektrum hat helle und dunkle Linien; erstere erinnern an den O-Typus (BD + 30°3639), letztere scheinen dem Typus F5 anzugehören. Die hellen Linien ragen über das kontinuierliche Spektrum hervor und verraten damit eine den Stern umgebende Nebelhülle. Ebenso scheint R Coronae australis dieser Klasse von Veränderlichen anzugehören. Auch der Veränderliche T Orionis, der von Ludendorff zu derselben Klasse gerechnet wird, steht in einer Nebelgegend, die zum Orionnebel gehört. Daß Sterne und Nebel in physischem Zusammenhang stehen, dürfte aus dem Vorhandensein heller Linien in den Spektren aller daraufhin untersuchten Veränderlichen der Klasse hervorgehen. In einzelnen Fällen geht der Zusammenhang übrigens schon aus dem unmittelbaren Anblick hervor; so breiten sich die Nebel 6729 und 2261 von einem Stern oder sternartigen Kern als Kopf kometenartig aus. In dem Nebel 2261 hat Hubble starke Bewegungen und sonstige Änderungen innerhalb weniger Monate feststellen können. Er macht auch darauf aufmerksam, daß die Nebel 6729, 2261, 1555 in einer Sternleere (Höhlennebel?) liegen. Eine Objektivprismenaufnahme von NGC 2261 ergab ein kontinuierliches Spektrum ohne Linien, dessen Helligkeitsverteilung dem Sonnentypus entspricht. Slipher findet für den Kern ein kontinuierliches Spektrum mit hellen Linien oder Bändern, die aber nicht die für die Gasnebel typischen sind.[154])

Zusammenhang zwischen den veränderlichen Nebeln und den veränderlichen Sternen vom Typus R Coronae borealis.

Photographische Aufnahmen von Sternhaufen und Nebelflecken sind durch gute Reproduktionen in größerer Zahl in dem zweibändigen Atlas von Isaac Roberts und in den Bänden 8 und 11 der Veröffentlichungen der Licksternwarte der Allgemeinheit zugänglich gemacht worden. Dies konnte der großen Herstellungskosten wegen nur mit Hilfe privater Mittel geschehen. Vereinzelte Reproduktionen findet man ferner in den Veröffentlichungen oder Jahresberichten der Heidelberger, der Harvard-, der Yerkes-, der Mount Wilson- und anderer Sternwarten, sowie in den astronomischen Zeitschriften. Für die zahlreichen schönen Aufnahmen der Heidelberger Sternwarte, die durch Originalkopien wenigstens den engeren Fachkreisen nach Möglichkeit

Sammlungen von Sternhaufen- und Nebelfleck-aufnahmen.

zur Verfügung gestellt werden, hat sich bisher ein Mäzen nicht gefunden, so daß dieses Kulturdokument nicht die Verbreitung gefunden hat, die es verdient hätte.

IV. Physikalische Theorien. 1. Der innere Aufbau der Fixsterne. Die selbstleuchtenden Fixsterne sind als ungeheure Gasbälle zu betrachten, mit effektiven Oberflächentemperaturen zwischen etwa 3000° und 15000° und inneren Temperaturen, die noch viel höher liegen, ferner mit mittleren Dichten zwischen dem Mehrfachen des Wassers und Werten, die weit unter der Dichte der Erdatmosphäre liegen, endlich mit Massen von etwa $^1/_{10}$ bis zum 30- oder 40fachen der Sonnenmasse (1.9×10^{33} Gramm). In den dichteren Sternen (Dichte von der Größenordnung 0.01 des Wassers oder mehr) können die Gase nicht als im Zustande idealer Gase befindlich angenommen werden, dagegen kann diese Annahme in erster Näherung für die Sterne sehr geringer Dichte gemacht werden. Man mag die letzteren mit den absolut hellen Sternen, den Riesen, die ersteren mit den Zwergen und den Sternen nahe dem Gipfel der Lockyer-Hertzsprung-Russellschen Entwicklungskurve identifizieren. Der innere Aufbau der Fixsterne.

Es entstehen nun folgende Fragen: Woher rührt die hohe Temperatur der Sterne? Woher kommt es, daß die Sterne durch Jahrmillionen hindurch unverändert ihre Strahlung beibehalten, daß ihre Temperatur trotz der enormen Ausstrahlung nicht bereits in historischen Zeiträumen merklich abnimmt? Welches ist die Quelle dieser Strahlung? Erreichen alle Sterne ungefähr die gleiche maximale Temperatur? Wie muß die Konstitution der Sterne angenommen werden, damit die beobachteten Tatsachen erklärlich erscheinen?

Es wird allgemein angenommen, daß die Fixsterne (und ihre Planeten) sich aus dem hypothetischen Anfangszustande, dem chaotischen Gasnebel oder der kosmischen Staubwolke, unter dem Einfluß der Gravitation durch allmähliche Kontraktion gebildet haben. Bei dieser Kontraktion wird Bewegung in Wärme verwandelt; wahrscheinlich spielen auch noch andere physikalische und chemische Vorgänge bei der Wärmeerzeugung mit. Der entstehende Weltkörper erhitzt sich und erreicht schließlich eine außerordentlich hohe Temperatur, wenn die vorhandene Masse genügend groß ist. Es muß zugegeben werden, daß die beobachteten Erscheinungen im allgemeinen zugunsten dieser Vorstellung sprechen. Wir haben anscheinend alle Phasen dieses Entwicklungsprozesses am Himmel vor Augen. Es lag daher der Versuch nahe, die so glücklich eingeführte Vorstellung von der Kontraktion der Materie unter dem Einfluß der Gravitation auch auf den weiteren Werdegang eines fertigen Fixsternes anzuwenden, d. h. in der Kontraktion die Hauptquelle seiner fortgesetzten Strahlung zu suchen (Helmholtz, Lane, Ritter u. a.). Diese Vorstellung hat sich lange Zeit hohen Ansehens erfreut. Kontraktionstheorie.

Neuere theoretische Untersuchungen einerseits und die geologische Forchung andererseits haben jedoch ergeben, daß die durch Kontraktion allein Schwierigkeiten der Kontraktionstheorie.

erzeugte Wärme bei weitem nicht ausreicht, um den Strahlungsverlust eines Sternes für die erforderlichen langen Zeiträume zu decken. So findet Eddington bei alleinigem Vorhandensein der Kontraktion als Deckung des Strahlungsverlustes für die Dauer des Gigantenstadiums den unmöglich kurzen Zeitraum von 100 000 Jahren, während von den Geologen allein schon für die Bildung der geologischen Schichten seit dem Silur ein Zeitraum von 100 Millionen Jahren als notwendig erachtet wird. Die wirkliche Dauer des Gigantenstadiums wird eher nach Tausenden von Millionen Jahren zu schätzen sein. Die neueren Theorien haben zwar die eigentliche Quelle der fortgesetzten Strahlung eines Fixsternes noch nicht ermitteln können, aber sie haben wenigstens erwiesen, daß sie in der Kontraktion nicht zu suchen ist, und sie haben darüber hinaus so überraschende und überzeugende Aufschlüsse über die Ursachen einiger der an den Fixsternen beobachteten allgemeinen Tatsachen geliefert, daß man sie als bloße Spekulationen nicht mehr betrachten kann, wenn auch Reserve geboten bleibt.

Neuere Theorien.

Prinzip des Strahlungsgleichgewichtes.

Den Anstoß zu der neueren theoretischen Entwicklung gab Schwarzschilds Theorie des Strahlungsgleichgewichtes. Das Prinzip des Strahlungsgleichgewichtes in Anwendung auf eine Gaskugel ist folgendes. Der Energieaustausch im Innern der Kugel findet überwiegend durch Strahlung (nicht durch Leitung oder durch Konvektion) statt. Die aus dem Innern der Kugel aus unbekannter Quelle stammende Energie durchstrahlt die aufeinanderfolgenden Schichten, wird teils von ihnen absorbiert, teils durchgelassen. Der absorbierte Teil bedeutet Energiezufuhr. Außerdem strahlen aber die Schichten auch selbst, sie geben also Wärme ab an die folgenden Schichten. Wie muß nun der Verlauf der Temperatur der aufeinanderfolgenden Schichten sein, damit Zufuhr und Abgabe der Energie sich das Gleichgewicht halten, d. h. damit die Temperatur der Schichten konstant bleibt? Die Theorie ist von Schwarzschild selbst nur auf die Oberfläche der Sonne angewandt worden. Sie wurde dann 1916 von Eddington aufgegriffen und hat in seiner Hand zu sehr bemerkenswerten Ergebnissen geführt. Zunächst zeigte sich allerdings, daß die Theorie des Strahlungsgleichgewichtes allein noch nicht zu einer befriedigenden Theorie des inneren Aufbaues eines Sternes führte, indessen erkannte Eddington, daß der Grund in der Vernachlässigung des Strahlungsdruckes lag, der von der Absorptionskonstanten der Materie im Sterninnern abhängt und der Gravitation entgegenwirkt. Die Eddingtonsche Theorie ist anschaulich von A. Kohlschütter dargestellt und in einer noch nicht veröffentlichten Arbeit noch weiter entwickelt worden. Der Zustand eines Sternes wird bedingt durch Druck, Temperatur und Dichte der Gase in jedem Punkte seines Innern. Die Theorie hat den Verlauf dieser Größen zu bestimmen und daraus Folgerungen abzuleiten, die der Feststellung durch die Beobachtung fähig sind. Die drei Bestimmungsgrößen erfordern drei voneinander unabhängige Gesetze oder Gleichungen, die in die Theorie einzuführen sind. Als erstes Gesetz kommt das Gesetz des mechanischen Gleichgewichtes in Betracht, d. h. der auf jedes Massen-

Ausbau der Theorie des Strahlungsgleichgewichtes. Strahlungsdruck.

element infolge der Gravitation durch die über ihm lagernde Massensäule ausgeübte Druck muß gleich sein dem inneren Gasdruck plus dem Strahlungsdruck. Das zweite zu verwendende Gesetz ist eine Zustandsgleichung der Gase. Hier ist nun gleich zu unterscheiden zwischen den dichten Zwergsternen und den Riesensternen sehr geringer Dichte. Nur in letzteren kann der Zustand eines idealen Gases näherungsweise erreicht sein, für welche die einfache Zustandsgleichung: Druck des Gases proportional seiner Temperatur und Dichte, gilt. Für größere Dichte kann die genauere van der Waalssche Zustandsgleichung verwendet werden, jedoch müssen dabei unsichere Annahmen über die Konstanten derselben gemacht werden. Bis dahin unterscheidet sich die neue Theorie nicht wesentlich von der älteren. Neu ist nur das dritte Gesetz, das an Stelle älterer Annahmen gesetzt wird, nämlich das oben formulierte Prinzip des Strahlungsgleichgewichtes, modifiziert durch den Strahlungsdruck. Von wesentlicher Bedeutung ist nun bei der Durchführung der Theorie die Annahme über den Massenabsorptionskoeffizienten und über das Molekulargewicht der Gase, endlich über die Verteilung der Energiequellen im Innern des Sternes. Der Absorptionskoeffizient wird als konstant innerhalb des Sternes und von Stern zu Stern angenommen; bezüglich des Molekulargewichtes werden der Reihe nach die Werte 54 und 18 und schließlich, mit Rücksicht auf den sehr wahrscheinlich vorhandenen weitgehenden Dissoziationszustand der Gase im Innern eines Sternes der Wert 2.8 durchgerechnet. Beabsichtigt war der Wert 2, infolge eines Versehens ist jedoch in Wirklichkeit der Wert 2.8 zugrunde gelegt. Kohlschütter rechnet mit dem Wert 2. Für die pro Masseneinheit im Innern des Sternes entstehende Energie wird ebenso wie für den Absorptionskoeffizienten ein konstanter, d. h. vom Ort im Stern unabhängiger Mittelwert eingeführt. Die letztere Annahme bedeutet zwar bis zu einem gewissen Grade Verzichtleistung auf die Kenntnis des Verlaufes der Zustandsgröße im Sterninnern, aber auf diese kommt es vorläufig weniger an als auf die Folgen der Theorie, die sich auf den ganzen Stern beziehen und die allein der Beobachtung zugänglich sind. Der Aufbau eines Sternes wird nun zunächst für einen Stern geringer Dichte, einen Giganten, für den die Theorie strenger und mit einem geringeren Aufwand an mehr oder weniger unsicheren Voraussetzungen durchgeführt werden kann, ermittelt. Der von Eddington gewählte Normalstern hat die mittlere Dichte 0.002 des Wassers, die effektive Temperatur 6500° und die Masse 1.5 (Sonnenmasse = 1). Für die Molekulargewichte 2 und 54 ergibt sich der Absorptionskoeffizient zu 5 bzw. 30 CGS-Einheiten, beides physikalisch plausible Werte; es soll aber nur die erstere Annahme weiterverfolgt werden. Für den Normalstern ergab sich im Mittelpunkt die Dichte zu $^1/_9$ des Wassers, der Druck zu 20 Millionen Atmosphären, die Temperatur zu 5 Millionen Grad. Halbwegs vom Mittelpunkt zum Rande beträgt die Temperatur noch $^1/_4$ des Höchstwertes. Die Änderung der Temperatur beim Fortschreiten vom Mittelpunkt zum Rande beträgt nirgends mehr als $1^1/_2{}^0$ pro Kilometer.

Aufbau der Sterne geringer Dichte.

Das Verhältnis von Strahlungsdruck zur Gravitation, das nur von der Masse des Sternes abhängt (die Temperatur ist durch Masse und Dichte gegeben, ebenso die Gravitation), wächst mit zunehmender Masse zuerst sehr langsam und ist noch für Massen von der Ordnung 10^{33} gr kleiner als 0.1. Dann steigt es plötzlich an und ist für 10^{34} gr bereits 0.8, um dann weiterhin asymptotisch sich der Einheit (für unendlich große Masse) zu nähern. Nun ist zu bedenken, daß, wenn die Gravitation den Strahlungsdruck nur wenig überwiegt, eine kleine äußere Zusatzkraft, z. B. langsame Rotation des Sternes, genügen würde, um seinen Zustand instabil zu machen. Es bedeutet also der Wert 10^{34} gr der Masse gewissermaßen eine Grenze der Existenzmöglichkeit für die Fixsterne. Ist also bei der Entstehung der Sterne hinreichend Masse zur Verfügung gewesen, so werden alle bis höchstens zu dieser Grenze anwachsen, sie also nicht wesentlich überschreiten. Dieses Ergebnis der Theorie steht in bemerkenswertem Einklang mit den Beobachtungsergebnissen, denn alle bisher bestimmten (selbstleuchtenden) Sternmassen sind von der Größenordnung 10^{33} bis 10^{34} gr. Hiermit erklärt sich, daß unter den Fixsternen bisher im allgemeinen keine Massen gefunden werden, die 40 Sonnenmassen übersteigen, und daß in den Fällen anscheinend größerer Massen, wie bei den planetarischen Nebeln und einigen Wolf-Rayet-Sternen, Anzeichen von Instabilität sich bemerkbar machen. Daß auch andererseits keine Massen unter den selbstleuchtenden Fixsternen gefunden wurden, die erheblich kleiner als die Sonnenmasse sind, konnte bereits von den älteren Theorien erklärt werden. Der Energievorrat kleiner, sich kontrahierender Massen ist zu gering, um eine sehr hohe Temperatur zu erzeugen. Ein Stern mit großer Masse wird im Verlauf seiner Entwicklung eine höhere Temperatur, d. h. einen „früheren" Spektraltypus erreichen als ein Stern kleiner Masse, der es vielleicht nur bis zum Typus K oder M bringt.

Dies leitet die Aufmerksamkeit auf die Beziehungen zwischen Masse, Dichte und effektiver Temperatur der Sterne. Die Theorie ergibt Proportionalität zwischen der effektiven Temperatur einerseits, der 3. Wurzel aus der Masse und der 6. Wurzel aus der mittleren Dichte andererseits. Die Beziehung zwischen der Temperatur und der Dichte ist von der Annahme über das Molekulargewicht (und von der Masse) unabhängig. Die Beziehung zwischen Temperatur und Masse läßt sich wegen der geringen Verschiedenheit und kleinen Zahl der bekannten Massen astronomisch nicht prüfen. Die durchschnittlichen Dichten in der Gigantenserie in Abhängigkeit vom Spektraltypus oder der effektiven Temperatur gehen nach Russell von 0.00004 für den Typus M bis 0.1 für den Typus A. Dies entspricht einem Temperaturverhältnis von 1:3.7, sehr nahe dem wirklich beobachteten Werte.

Aus der Theorie folgt weiter, daß die absolute Helligkeit eines Riesensternes nur von seiner Masse, nicht von seiner Dichte und seiner effektiven Temperatur (seinem Spektraltypus) abhängt. Mit anderen Worten, der Helligkeitsgewinn durch die Zunahme der Temperatur im Verlauf der Entwick-

lung des Sternes wird durch den Helligkeitsverlust infolge der Verminderung der Oberfläche durch Kontraktion nahezu kompensiert: die absolute Helligkeit ist im aufsteigenden Ast der Lockyer-Hertzsprung-Russellschen Entwicklungskurve nahe konstant, was natürlich nicht allzu wörtlich zu nehmen ist. Dies Ergebnis gilt nicht für einen Stern des absteigenden Astes, für einen dichten Zwergstern; seine Helligkeit muß, da Temperatur und Oberfläche nun im gleichen Sinne sich ändern, um so schneller abnehmen. Es kann nicht geleugnet werden, daß die heute von zahlreichen Astronomen vertretene Anschauung von einer auf- und absteigenden Entwicklung der Sterne, so große Bedenken ihr auch sonst noch entgegenstehen, durch die neuere Strahlungstheorie eine starke Stütze gewonnen hat. Es darf aber nicht außer acht gelassen werden, daß die Theorie infolge der Unsicherheit, die bezüglich der Zahlenwerte der erwähnten Konstanten herrscht, noch nicht zwingend genug ist, um jede Möglichkeit nur zufälliger guter Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen auszuschließen. Außerdem sind insbesondere bezüglich der Zuverlässigkeit der Dichtebestimmungen der absolut hellen Sterne noch erhebliche Zweifel möglich, worüber im Früheren das Nötige bereits gesagt wurde.

Aufbau der Sterne großer Dichte.

Die Ausdehnung der Betrachtungen auf die dichteren Sterne, deren Zustand nicht mehr als der eines idealen Gases angenommen werden kann, ist mit weiterer Einbuße an Strenge verbunden. Von Eddington wurde die van der Waalssche Zustandsgleichung zugrunde gelegt und außer dem Normalstern die Sonne zur Konstantenbestimmung herangezogen. Mit der früheren Festsetzung des Molekulargewichtes ergibt sich die Konstante der maximalen Dichte in der Zustandsgleichung zu 3.9. Das Temperaturmaximum oder der „früheste" Spektraltypus wird je nach der Masse bei Dichten zwischen 0.2 und 0.4 erreicht: je größer die Masse, desto größer die Dichte der maximalen Temperatur. Die folgende Tabelle gibt nach Eddington die Massen, die nötig sind, damit eine bestimmte Temperatur, ein bestimmter Spektraltypus, von dem Stern im Verlauf seiner Entwicklung erreicht wird.

Mindestmasse (Sonne = 1)	Effektive Temperatur	Ungefährer entsprechender Spektraltypus
4.0	15000°	Oe 5
2.5	14000	B
1.8	12000	
1.2	10000	A
0.8	8000	F
0.46	6000	G
0.29	4500	K
0.14	3000	M

Aus dieser Übersicht geht hervor, weshalb unter den selbstleuchtenden Sternen Massen, die kleiner als $^1/_{10}$ der Sonnenmasse sind, nicht gefunden werden; so kleine Massen erreichen niemals eine hinreichende Leuchtkraft, um uns sichtbar zu werden. Ferner ist aus der Tabelle abzulesen, daß die höchste effektive Temperatur, die die Sonne jemals erreicht hat, 9000° be-

trägt und daß sie damals der Spektralklasse A angehörte. Ihre gegenwärtige Temperatur ist bekanntlich 6000°. Endlich erklärt sie die durchschnittlich großen Massen der B-Sterne; die theoretischen stimmen auch numerisch gut mit den durch die Beobachtung ermittelten überein. Eddington berechnet noch die Unterschiede der absoluten Helligkeiten der Riesen und Zwerge des Typus M und findet für die letzteren $+10.6^m$ bis $+9.5^m$, wenn die Masse von 0.2 bis 3.0 variiert wird, für die ersteren $+4.3^m$ bis -0.7^m für die Massen 0.5 bis 4.5. Nach der spektroskopischen Methode der Bestimmung der absoluten Helligkeit fand Adams für 10 Zwerge und 48 Riesen $+10.7^m$ bis $+9.8^m$ bzw. $+3.4^m$ bis $-1.0^m.^{155}$)

Theorien über Veränderliche und Neue Sterne.

2. Theorien über Veränderliche und Neue Sterne. Da in der Theorie der Bedeckungsveränderlichen, deren Helligkeitsschwankungen eine einfache geometrische Erklärung finden, in neuerer Zeit prinzipielle Fortschritte nicht gemacht worden und auch wohl nicht mehr zu erwarten sind, so kann sie hier um so mehr außer Betracht bleiben, als jede gemeinverständliche Astronomie das Nötige über sie bringt. Das Problem der Bedeckungsveränderlichen kann in der Hauptsache als erledigt gelten. Anders steht es um die Erklärung der Erscheinungen, die die physischen Veränderlichen und die Neuen Sterne darbieten. Hier hat noch keine Theorie den entschiedenen Sieg errungen, aber von Tag zu Tag lichtet sich das Dunkel mehr, das über diesen rätselhaften Himmelskörpern lagert. Man hat vor allem das Problem der δ Cephei-Sterne und ihrer Verwandten in Angriff genommen, in dem sicheren Gefühl, daß mit ihm die anderen Probleme, die der Mira-, U Geminorum-, R Sagittae- und μ Cephei-Sterne, von selbst fallen werden. Auch das Problem der Neuen Sterne ist anscheinend nicht mehr fern von seiner endgültigen Lösung.

Das δ Cephei-Problem.

Unter den heute noch ernstlich in Betracht kommenden Theorien über die δ Cephei-Sterne sind drei Hauptklassen zu unterscheiden, die aber unter sich mancherlei Beziehungen besitzen: Fleckentheorien, Eruptionstheorien, Pulsationstheorien. Den Fleckentheorien und einer der beiden Eruptionstheorien liegt teils die Anschauung zugrunde, daß die δ Cephei-Sterne enge Doppelsterne sind, deren Umlaufszeit gleich der Periode des Lichtwechsels ist, teils die Anschauung, daß sie einfache Sterne sind, deren Rotationsperiode gleich der Lichtwechselperiode ist oder in einem ganzzahligen Verhältnis zu ihr steht. Der Pulsationstheorie im eigentlichen Sinne sowie einer der Eruptionstheorien, die ersterer sehr nahe steht, liegt die Anschauung zugrunde, daß die δ Cephei-Sterne einfache Sterne sind, deren Rotationsperiode in keinem wesentlichen Zusammenhang mit dem Lichtwechsel steht.

Fleckentheorien.

Gyldén (1880) und Bruns (1881) hatten bereits den analytischen Nachweis geliefert, daß jede beliebige, stetig und periodisch verlaufende Lichtkurve durch beliebig viele Helligkeitsverteilungen auf der Oberfläche eines rotierenden Himmelskörpers hervorgebracht werden kann. Offenbar ohne Kenntnis dieser älteren Arbeiten hat Russell 1906 diesen Beweis nochmals erbracht, wobei er jedoch auf die Einschränkung aufmerksam macht, die der

Beweis in der Wirklichkeit durch gewisse physikalische Forderungen (insbesondere Ausschluß negativer Helligkeiten) erfährt. Auf diesen Punkt hatte aber bereits lange vorher Seeliger hingewiesen. Nimmt man jedoch einen mehr oder weniger starken Helligkeitsabfall nach dem Rande der Sternscheibe infolge Absorption des Lichtes in der Sternatmosphäre an, wie er ja auf der Sonne beobachtet wird, ferner, was aus spektralen Gründen wahrscheinlich ist, daß das Licht des helleren Oberflächengebietes infolge verminderter Absorption aus tieferen Schichten stammt als das Licht der dunkleren Teile, so kann man unter plausibelen physikalischen Annahmen sämtliche beobachteten, sicher festgelegten Lichtkurven darstellen. Die Schwierigkeit wurde hauptsächlich darin empfunden, daß es nicht zu gelingen schien, mit plausibelen Annahmen über die Helligkeitsverteilung auf der Sternoberfläche den extrem steilen Anstieg der Helligkeit vom Minimum zum Maximum in den Lichtkurven der Antalgolsterne zu erklären. Experimentelle Versuche haben aber diese Möglichkeit dargetan. Soweit kommt die Frage, ob die δ Cephei-Sterne Doppelsterne oder einfache sind, noch gar nicht in Betracht.

Der Zusammenhang zwischen Lichtwechsel und Radialgeschwindigkeitsschwankung. Deutungen der letzteren.

Erst die innige Beziehung zwischen Lichtkurve und Geschwindigkeitskurve, wie sie bei den δ Cephei-Sternen beobachtet wird, zwingt dazu, sich klarzumachen, in welchem physischen Zusammenhang der Lichtwechsel mit der Radialgeschwindigkeitsschwankung steht. Die ursprüngliche Anschauung geht dahin, diese Schwankung ohne weiteres als eine elliptische Bahnbewegung zu interpretieren, wobei sich dann die schon früher berührte Schwierigkeit der Einordnung der δ Cephei-Sterne in die übrigen spektroskopischen Doppelsterne ergibt. Auf Grund der Doppelsternannahme muß man sich vorstellen, daß der schwächere, bei den eigentlichen δ Cephei-Sternen im Spektrum stets unsichtbare Begleiter die meteorologischen Verhältnisse der Atmosphäre der helleren Komponente in der Weise beeinflußt, daß eine dem Lichtwechsel entsprechende Helligkeitsverteilung auf der Oberfläche derselben zustande kommt. Die Radialgeschwindigkeiten werden durch teils beständige, teils unbeständige Konvektionsströmungen in der Atmosphäre verändert, so daß eine systematisch verfälschte, zuweilen auch stark veränderliche Bahnbewegung beobachtet werden muß. Mit den Veränderungen der scheinbaren Bahnbewegung müssen natürlich auch Veränderungen der Lichtkurve einhergehen. Alles dies entspricht der wirklichen Erfahrung. Es erhebt sich nun die Vermutung, ob nicht die ganze beobachtete Schwankung der Radialgeschwindigkeit von Konvektionsströmungen in der Sternatmosphäre allein herrührt. Diese Vermutung erhält manche Unterstützung durch eigentümliche, in den letzten Jahren aufgefundene Fälle (12 Lacertae, γ Lyrae u. a.). In der Tat gelangt man durch die Annahme, daß über dem hellen Oberflächengebiet vorwiegend aufsteigende, über dem dunkeln vorwiegend absteigende Gasströme herrschen, ebenfalls zu einer vollkommenen Darstellung der beobachteten Geschwindigkeiten und ihrer engen Beziehungen zu den Lichtkurven, sowie zu einer zwanglosen Erklärung mancher anderen

spektralen Eigentümlichkeiten der δ Cephei-Sterne. Indessen gibt es einige Fälle (in denen allerdings die Lichtkurve nicht den reinen δ Cephei-Charakter besitzt, sondern aus mehreren Wellen besteht), die sehr entschieden zugunsten der Doppelsternannahme sprechen, indem bei ihnen die zweite Komponente ihr Dasein durch ihre Linien im Spektrum verrät (o Persei, ζ_1 Ursae majoris, Boss 46 u. a.). Abgesehen davon würde es auch schwierig sein, eine plausibele Ursache der ungleichförmigen Helligkeitsverteilung zu finden, die ja bei sehr vielen Sternen nicht vorhanden zu sein scheint. Eine eigentümliche, aber durch manche Beobachtungen gestützte Folgerung der entwickelten Anschauungen ist die, daß die Periode des Lichtwechsels nicht notwendig gleich der Periode der Bahnbewegung oder der Rotation zu sein braucht, sondern $\frac{1}{n}$ derselben sein kann, wo n eine kleine ganze Zahl bedeutet. Dieselbe Folgerung gilt für die spektroskopische Periode. Vielleicht sind so die aus mechanischen Gründen unwahrscheinlich kurzen Perioden und der veränderliche Charakter der Geschwindigkeitskurven einiger spektroskopischen Doppelsterne zu erklären.

Eruptionstheorien.

Von den Eruptionstheorien setzt eine, die von Hagen in jüngster Zeit aufgestellt worden ist, ebenfalls ein Doppelsternsystem voraus, während die andere, von Jeans, die Frage nach der Ursache der Eruptionen offen läßt. Die Jeanssche Theorie schließt sich eng an die Pulsationstheorie an und soll mit dieser zugleich betrachtet werden. Hagen nimmt an, daß der Begleiter im Periastron auf dem Hauptstern eine Eruption hervorruft. Damit ist natürlich jede beliebig stark asymmetrische Lichtkurve erklärbar. Die Häufung der Periastronlängen ω um den Wert 90° würde sich mit dieser Annahme zwanglos dadurch erklären, daß die Wahrscheinlichkeit der Entdeckung des Lichtwechsels am größten ist, wenn das Periastron zur Gesichtslinie so liegt, daß der Lichtausbruch gerade auf der uns zugewandten Seite des Hauptsternes stattfindet, d. h. wenn eben $\omega = 90^0$ ist. Es ist bemerkenswert, daß es spektroskopische Doppelsterne ohne merkliche Helligkeitsschwankungen gibt, die sonst alle charakteristischen Eigenschaften der δ Cephei-Sterne aufweisen mit der alleinigen Ausnahme, daß ω sehr verschieden von 90° ist. Dieser Umstand kann offenbar aber auch zugunsten der zuerst entwickelten Anschauungen gedeutet werden.

Pulsationstheorien.

Seit 1913 hat man, veranlaßt durch die Schwierigkeiten, die sich der Doppelsternannahme entgegenstellten, versucht, diese Annahme ganz zu verlassen und die δ Cephei-Sterne als einfache Sterne zu betrachten, die als Gaskugeln freie (nicht erzwungene) Eigenschwingungen oder Pulsationen vollführen. Diese Pulsationen bestehen in periodisch sich wiederholenden Kontraktionen und Expansionen des ganzen Sternes, also in periodischen Schwankungen des Volumens, der Oberfläche, und eventuell der Form. Die Möglichkeit solcher Schwingungen um einen Gleichgewichtszustand ist für Gaskugeln theoretisch nachgewiesen. Ihre Schwingungsperiode hängt für polytrope Gaskugeln nur von der Dichte der Gaskugel, nicht von ihrer

Größe ab; sie ist umgekehrt proportional der Wurzel aus der Dichte und aus der Ordnung der Kugelfunktion, nach der die Kugeloberfläche deformiert wurde. Die Hauptschwingung ist die der zweiten Ordnung; einmal angeregt, kann sie durch längere Zeiträume hindurch sich erhalten, ohne durch Reibung zerstört zu werden. Für Sonnendichte würde die Periode von der Größenordnung 2 Stunden sein. Den ersten Anstoß gab 1913 eine spektroskopische Untersuchung von Ludendorff, in der dieser starke Zweifel an der Doppelsternnatur der δ Cephei-Sterne aussprach. Bald darauf empfahl Plummer die Anwendung der Pulsationstheorie auf diese Veränderlichen. Diese ist dann in sehr eingehender und geschickter Weise von Shapley durchgeführt und von Eddington unter Anlehnung an seine Strahlungstheorie theoretisch behandelt worden. Gerade die Eigenschaft, einer weitgehenden mathematischen Behandlung zugänglich zu sein, hat der neuen Theorie viel Anhänger erworben, trotz ihrer etwas künstlichen und gewaltsamen physikalischen Vorstellungen.

Shapley nimmt nun weiter an, daß die Pulsationen von Eruptionen begleitet sind, damit ungefähr Gleichzeitigkeit zwischen Helligkeitsmaximum und negativem Maximum der Geschwindigkeit, wie in der Regel, jedoch nicht ausnahmslos, beobachtet, erzielt wird. Eddington behält die reine Pulsationstheorie bei, und es gelingt ihm nicht, die Verspätung des beobachteten Helligkeitsmaximums um $^1/_4$ der Periode gegen die Zeit der stärksten Kompression, wo die Temperatur am höchsten sein muß, hinreichend zu erklären. Er hat seine Analyse auf eine im Innern adiabatische Gaskugel angewandt und nimmt an, daß die Verspätung durch die äußeren nichtadiabatischen Schichten verursacht werde. Im übrigen liefert die Theorie eine sehr befriedigende Erklärung für eine Reihe von charakteristischen Eigenschaften der δ Cephei-Sterne, insbesondere für die Abhängigkeit der Periodenlänge vom Spektraltypus (d. h. der Dichte), für die absoluten Werte der Perioden, die asymmetrische Form der Lichtkurven. Die Amplituden der Pulsationen betragen zwischen 5% und 11% des Radius. Wenn die Kontraktion die alleinige Quelle für die Strahlungsenergie wäre, so müßten sich die Perioden der δ Cephei-Sterne in leicht meßbarem Grade verkürzen. Da dies in Wirklichkeit nicht der Fall ist, so folgt auch aus dieser Betrachtung, daß noch andere Energiequellen vorhanden sein müssen.

Jeans, der gegen Eddingtons Theorie verschiedene Einwände zu erheben hat, nimmt seinerseits Explosionen an, die auf einem rotierenden einfachen, ellipsoidischen Stern jedesmal bei derselben Rotationsphase auftreten, womit eine Darstellung der Lichtkurve erzielt werden kann, fürchtet aber selbst, daß seine Theorie mit den spektroskopischen Beobachtungen in Konflikt geraten werde. Eine plausible Ursache für die periodischen Explosionen, die man wohl als erzwungene Schwingungen betrachten muß, versucht er nicht zu geben.

Ellipsoidtheorie.

Schließlich ist noch eine eigentümliche, der zuerst skizzierten Fleckentheorie nahestehende Theorie zu erwähnen, die in jüngster Zeit von Bott-

linger aufgestellt worden ist. Dieser nimmt auch einen einfachen Stern an; derselbe soll ein Jacobisches Ellipsoid sein, das so stark verlängert ist, daß es an der Grenze der Stabilität sich befindet. Infolgedessen lösen sich an den beiden Enden der großen Achse, wo die Gravitation am kleinsten ist, beständig Gasmoleküle vermöge ihrer molekularen Eigengeschwindigkeit ab und fallen in ellipsenähnlichen Bahnen rückwärts (relativ zur Rotationsrichtung des Ellipsoids) auf halbem Wege zwischen den beiden Achsenenden auf die Oberfläche zurück. Hierdurch entsteht eine Helligkeitsverteilung und eine Deformation der Oberfläche, die die beobachteten Lichtkurven und Geschwindigkeitskurven darzustellen vermögen. Man sieht, daß diese Annahme zwei gleiche oder ungleiche Maxima und Minima während einer Umdrehung zur Folge hat, wofür die meisten δ Cephei-Sterne keinen Anhalt liefern. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, muß das Jacobische Ellipsoid durch eine Poincarésche Birnenfigur ersetzt werden.[156])

Theorien über die Neuen Sterne.

Bezüglich der Neuen Sterne sind die Ansichten heute weniger geteilt. Über das Phänomen des Aufleuchtens selbst haben die spektroskopischen Forschungen der letzten Jahre so weitgehende Aufschlüsse erbracht, daß man über seine wahre Natur kaum mehr im Zweifel sein kann. Mehr dagegen gehen die Meinungen über die eigentliche Ursache des Aufleuchtens auseinander.

Die Ansicht, daß das Aufleuchten der Neuen Sterne auf gewaltige Eruptionen, auf Protuberanzen im größten Ausmaße zurückzuführen sei, ist bereits von Zöllner 1865 geäußert worden, sicherlich hat man sich aber schon früher eine ähnliche Vorstellung von dieser Erscheinung gebildet. Sie hat im wesentlichen den Wandel der Zeiten bis heute überdauert, wenn auch im einzelnen, besonders hinsichtlich der Konstitution des von der Katastrophe betroffenen Weltkörpers, die neuere Forschung zu wesentlich modifizierten Anschauungen geführt hat. Auch die Ansichten von Vogel (Zusammenstoß oder starke Annäherung zweier Weltkörper), Seeliger (Eindringen eines Sternes in eine kosmische Wolke und Erhitzung durch Reibung), Lohse (chemische Wärmeprozesse), Klinkerfues-Wilsing (ähnlich der Ansicht von Vogel, starke Gezeitenwirkung in der Atmosphäre eines Sternes durch Annäherung eines anderen) usw. arbeiten mehr oder weniger mit Eruptionen. In der Tat sprechen die spektroskopischen Befunde, die früher auseinandergesetzt wurden, eine unwiderlegliche Sprache zugunsten dieser Anschauung. Es sollen die beobachteten Erscheinungen an Hand derselben kurz interpretiert und dann Seeligers Vorstellungen über die Ursache der Eruption skizziert werden.

Zunächst noch eine Vorbemerkung. Die wachsende Häufigkeit der Entdeckungen Neuer Sterne läßt immer klarer erkennen, daß diese Objekte keineswegs solche Ausnahmeerscheinungen in der Fixsternwelt sind, wie man früher glaubte. Nach allervorsichtigster Schätzung muß man die Zahl der jährlich in der Milchstraße aufleuchtenden Neuen Sterne, die im Maximum die 10. Größe oder mehr erreichen, zu mindestens 2 annehmen; wahr-

scheinlich ist sie jedoch beträchtlich größer. Vergleicht man aber diese Zahl mit der Gesamtzahl der unserer Beobachtung zugänglichen Sterne überhaupt, so möchte man vermuten, daß solche Katastrophen etwas durchaus Normales und Notwendiges im Entwicklungsgang eines Sternes bedeuten. Nebenbei bemerkt, kann dann eine statistische Vergleichung der Zahl der Neuen Sterne in der Milchstraße mit der in den Spiralnebeln vielleicht dazu dienen, die kosmische Rangordnung der letzteren zum System der Milchstraße zu erkennen, wenn man voraussetzen darf, daß das Verhältnis der Novae zur Gesamtzahl der Sterne eines Komplexes im ganzen zugänglichen Weltraum als konstant anzusehen ist.

Deutung der spektralen Erscheinungen.

Die spektralen Erscheinungen lassen folgendes erkennen. Von dem Stern erheben sich zu Beginn der Katastrophe in einer oder mehreren Eruptionen gewaltige Gasmassen, die sich in der Umgebung desselben ausbreiten und, unterstützt durch die Rotation des Sternes, diesen alsbald vollständig einhüllen. Die schon zu Anbeginn große Geschwindigkeit der emporgeschleuderten Massen nach außen wächst unter dem Einfluß des Strahlungsdruckes zu ungeheuren Beträgen an, sie beschleunigt die völlige und spurlose Zerstreuung derselben im Weltraum. Wahrscheinlich treten dabei auch Kondensationen ein. Diejenigen Gasmassen, die sich auf die Sternscheibe und deren intensiv leuchtende nächste Umgebung projizieren, erzeugen die stets stark nach Violett verschobenen, verhältnismäßig schmalen Absorptionslinien. Von den außerhalb der Sternscheibe auf den dunklen Himmelsgrund sich projizierenden Gasmassen dagegen rühren die breiten, im Mittel wenig verschobenen Emissionsbänder her. Die geometrischen Verhältnisse sind ohne weiteres zu übersehen. Mehrere Sätze von Linien mit verschiedener Geschwindigkeit und von verschiedener Breite und Schärfe rühren von mehreren, zeitlich nicht zusammenfallenden Eruptionen her. Ruhende scharfe Linien werden von stark verdünnten Gasmassen in der weiteren Umgebung des Sternes erzeugt, die ursprünglich vielleicht von dem Stern ausgestoßen worden sind und ihre Geschwindigkeit verloren haben, vielleicht aber auch gar nicht von dem Stern herrühren, was für Seeligers Theorie in Betracht kommt. Das Spektrum der Novae ist in jedem bisher der Beobachtung zugänglich gewesenen Stadium wesentlich das der ausgestoßenen Gas- und anderen Massen. Die periodischen Helligkeitsschwankungen werden am zwanglosesten durch die Rotation der ungleichmäßig hellen mittleren Masse hervorgerufen. Auch Pulsationen werden zur Erklärung herangezogen. Ob das schließlich auftretende Wolf-Rayet-Spektrum das des eigentlichen Sternes ist, kann nicht beurteilt werden, bevor nicht von einer Nova das Spektrum vor dem Ausbruch bekannt ist. Die an den Nebeln um die Nova Persei beobachteten Erscheinungen sind bereits früher interpretiert worden. Erwähnt sei nur noch eine Ansicht von Wilsing und Newcomb, nach der die Bewegungen dieser Nebel wirkliche sind und von einer von der Nova ausgeübten Repulsivkraft (Strahlungsdruck) herrühren.

Seeligers Theorie der Novae.

Das Charakteristische von Seeligers Theorie ist die Erklärung der

Eruptionen als Folge des Eindringens des Sternes in eine kosmische Wolke (Gas- oder Staubmassen), wodurch eine Wirkung erzeugt wird, die in kleinem Maßstabe täglich an den in die Erdatmosphäre eindringenden Meteoren zu beobachten ist. Die Analogie zwischen beiden Erscheinungen geht so weit, daß auf photographischem Wege auch bei den Sternschnuppen periodische Helligkeitsschwankungen festgestellt wurden. Auf diese Analogie hat Ebert hingewiesen. Da die Photographie das Vorhandensein von Nebel- oder Staubmassen im Weltraum nachgewiesen hat und solche Massen tatsächlich in der Umgebung der Nova Persei festgestellt werden konnten, so ist nicht zu leugnen, daß die Seeligersche Anschauung viele Wahrscheinlichkeit für sich hat. Es läßt sich allerdings nicht leicht mit ihr der Eindruck vereinigen, daß das Novastadium eine normale Entwicklungsstufe im Leben eines Sternes darstellt.[157])

Theorien über die Gasnebel.

3. Theorien über die Gasnebel. Zwei Fragen sind es hauptsächlich, die hier im Vordergrund des Interesses stehen, die Frage nach der Art und Quelle der Strahlung der Gasnebel und die Frage nach der Herkunft der Nebellinien, soweit sie nicht mit Linien bekannter Elemente identifiziert sind. Besonders die letzte Frage ist von großer physikalischer Bedeutung, da vermutlich in den Gasnebeln die Materie in einem stark dissoziierten, primitiven Zustande sich befindet. Die Frage nach der kosmogonischen Stellung der

Quelle der Strahlung.

Gasnebel muß hier außer Betracht bleiben. Das Leuchten der Gase und Dämpfe wird nach der herrschenden Ansicht der Physiker nicht von der Temperatur allein bedingt. Durch bloße Zufuhr von Wärme, ohne daß dadurch zugleich eine andere Art der Anregung der Emission (z. B. Änderungen im Aufbau des Atoms) ausgelöst wird, kann ein Gas nicht zur Strahlung veranlaßt werden. Andererseits kann ein Gas, z. B. durch elektrische Anregung allein, ohne merkliche Temperaturerhöhung, zum Leuchten gebracht werden. Dies würde auch bezüglich der Strahlung der gasförmigen Fixsterne zu beachten sein, obwohl es keinem Zweifel unterliegt, daß ihre Temperatur eine außerordentlich hohe ist und daß ihre Wärmeenergie die letzte bisher feststellbare Quelle ihrer Strahlung ist. Diese Quelle kann man aber bei den ausgedehnten Gasnebeln nicht als vorhanden annehmen, denn es ist ganz undenkbar, daß diese Gebilde von unvorstellbar geringer Dichte eine erheblich höhere Temperatur besitzen sollten als der Raum, in dem sie sich befinden. Die früher erwähnte Temperaturbestimmung des Orionnebels bezieht sich auf den dichtesten Teil des Nebels in der Nähe der Trapezsterne, und sie beruht auf der Annahme, daß die symmetrische Verbreiterung der Linien, die bei ruhendem Atom monochromatisch sein müßten, allein von Wärmebewegungen der Atome oder Moleküle gemäß der kinetischen Gastheorie herrühren. Die Verbreiterung kann aber sehr wohl zum Teil auch instrumentellen Ursprungs sein, mit welcher Möglichkeit auch die Beobachter selbst rechnen.

Die Schwierigkeit, sich eine anschauliche Vorstellung von dem Zustandekommen des Leuchtens eines Gasnebels zu bilden, verschwindet größtenteils,

wenn man den Vorgang der Emission atomistisch betrachtet. Sitz der Emission sind die einzelnen Atome des Gases, soweit sie in emissionsfähigem Zustande sich befinden. Worin dieser Zustand besteht, muß hier unerörtert bleiben. Über die letzte Quelle der Strahlungsenergie wissen wir bei den Nebeln so wenig Sicheres wie bei den Fixsternen.

Untersuchungen über die Herkunft der nicht identifizierten Nebellinien

Die Vermutung, daß die noch nicht identifizierten Nebellinien vielleicht gar keinem unbekannten Gase angehören, sondern unter gewissen, noch unbekannten Bedingungen von einem oder mehreren der bekannten Gase, etwa Wasserstoff oder Helium, emittiert werden, hat bisher keine experimentelle Stütze gefunden. Vielmehr ist es Nicholson in den letzten Jahren auf Grund der modernen Vorstellungen über den Bau des Atoms und den Vorgang der Emission, jedoch auf anderem Wege als dem von Bohr beschrittenen, gelungen, fast alle unbekannten Nebellinien (neben anderen in den O-Sternen und in der Sonnenkorona) theoretisch abzuleiten unter der Voraussetzung, daß sie Gasen mit möglichst einfacher Atomstruktur (sehr geringem Atomgewicht) angehören. Es gelingt ihm zunächst, wichtige bis dahin nicht identifizierte Nebellinien mit Ausnahme der Linien 4686, 4068.8 und 3729 durch einfache Atommodelle mit verschiedenen elektrischen Ladungen darzustellen. Die erste der drei Linien wird jetzt, wie früher erwähnt, dem Helium zugeschrieben. Das unbekannte Gas, dem unter anderen die Linien 5007, 4959 und 4363 angehören, wurde von ihm Nebulium genannt. Sein theoretisches Atomgewicht ist 1.31. Das Atomgewicht des hypothetischen Koronaelementes Protofluor ist 2.0. Nicholsons Ergebnis erhielt eine gewichtige Stütze durch Wolfs Entdeckung der geschichteten Emission in Gasnebeln und durch die nachträgliche Auffindung zweier von ihm vorausgesagter neuer Nebellinien λ 4353 und 6584 in Gasnebeln und O-Sternen, die Wright und Wolf gelang. Eine andere aus der Theorie sich ergebende und von Wolf in den O-Sternen gefundene Linie ist λ 3484, die einem weiteren hypothetischen Gase, Archonium, mit dem Atomgewicht 2.95 zugeschrieben wurde. Die nahe Übereinstimmnng dieses Wertes mit dem des von Bourget, Buisson und Fabry für das Gas der Nebellinie 3729 gefundenen Atomgewichtes (3) ließ vermuten, daß auch die Linie 3729 dem Archonium angehöre. Diese Vermutung wurde durch die Theorie bestätigt und führte weiter zur Identifizierung der Linie 4068.8, die ebenfalls diesem Gase zugeordnet werden konnte.

Für das die charakteristische Nebellinie 3869 erzeugende Gas wurde das Atomgewicht 0.3275, ein Drittel desjenigen des Wasserstoffs, gefunden. Experimentell konnte dies bisher noch nicht nachgeprüft werden.

Das Leuchten der Nebel.

Das Leuchten der Nebel rührt nach Nicholson davon her, daß in ihnen die Elektronen vom Atom leichter als unter den im Laboratorium und den Sternen gegebenen Bedingungen freigelassen werden, so daß ein beständiger Austausch von freien Elektronen stattfindet. Diese bombardieren die Atome und lösen durch die Störung der Atomstruktur die Emission aus. Moleküle (im Gegensatz zum Atom) fehlen in den Nebeln.[158]) —

Die Beschränkung des hier zur Verfügung stehenden Raumes machte es leider nötig, von einer eingehenden Betrachtung sämtlicher Theorien, die auf die Objekte des Fixsternhimmels Bezug haben, abzusehen. Aus diesem Grunde mußten mehr in das Gebiet der Himmelsmechanik fallende, obwohl teilweise von physikalischen Betrachtungen ausgehende Arbeiten, wie die Untersuchungen über die Dynamik der kugelförmigen Sternhaufen und Spiralnebel, die zahlreichen kosmogonischen Betrachtungen usw. außer Betracht bleiben. Aber das Gesagte zeigt schon zur Genüge, wie es einerseits gerade durch die Verwendung der neuesten Ergebnisse der physikalischen Forschung jetzt mehr und mehr gelingt, die überwältigende Fülle der astrophysikalischen Beobachtungsergebnisse zu ordnen und einheitlich zu erklären, und wie andererseits immer wieder der Sternhimmel für den Physiker die große Werkstatt ist, in der sich die physikalischen Vorgänge in einer Großartigkeit abspielen, wie er sie in seinem irdischen Laboratorium niemals zu erreichen vermag.

Literatur.

Die folgenden Literaturnachweise wollen in keiner Weise vollständig sein, sondern dem Interessenten nur einige Fingerzeige geben, vor allem bezüglich der seit dem Beginn des Krieges erschienenen schwer zugänglichen ausländischen Literatur. Folgende Abkürzungen sind gebraucht: A. A. = Astronomy and Astrophysics. A. J. = Astronomical Journal. A. N. = Astronomische Nachrichten. Ap. J. = Astrophysical Journal. A. Ph. = Annalen der Physik. Ait. = AITKEN, The Binary Stars, New York 1918. B. Z. = Beobachtungszirkular der Astron. Nachrichten. C. M. W. = Contributions of the Mt. Wilson Observatory. H. A. = Annalen der Harvard-Sternwarte. H. C. = Harvard Circulars. H. S. = Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie. J. B. A. A. = Journal of the British Astronom. Association. J. C. R. A. S. = Journal of the Royal Astronom. Soc. of Canada. Li. B. = Lick Observatory Bulletin. Lo. B. = Lowell Observatory Bulletin. M. N. = Monthly Notices of the Royal Astronom. Society London. M. R. A. S. = Memoirs of the R. A. S. London. M. Phot. = Müllers Photometrie der Gestirne. N. = Nature (London). N. E. = NEWCOMB-ENGELMANN, Pop. Astronomie, 5. Aufl. Natw. = Die Naturwissenschaften. O. = The Observatory. P. A. = Popular Astronomy. P. A. O. = Publ. Allegheny Observatory. P. A. S. P. = Publ. Astron. Society of the Pacific. P. H. = Publ. des Astrophys. Obs. Heidelberg-Königstuhl. P. L. = Publ. Lick Observatory. P. P. = Publ. des Potsdamer Astrophys. Obs. Ph. T. = Philosophical Transactions. Ph. Z. = Physikalische Zeitschrift. Pr. N. A. Proceedings of the National Academy of Sciences, Washington. Pr. R. S. = Proceedings of the R. Society, London. R. M. W. = Report of the Mt. Wilson Observatory. S. M. = Sidereal Messenger. S. V. = Sammlung Vieweg. Sp. V. = Publ. der Specola Vaticana. V. B. B. = Veröffentl. der Sternwarte Berlin-Babelsberg. V. J. S. = Vierteljahrsschrift der Astron. Gesellschaft. W. A. = Wiedemanns Annalen. Z. I. = Zeitschrift für Instrumentenkunde. Die Zahlen bedeuten in der Regel den Band.

1. M. WOLF A. N. 161; M. N. 64, 68, 69 u. a. BARNARD P. A. 14; Science 25; Ap. J. 25, 31, 41; A. N. 177 u. a. KOPFF P. H. 1. — 2. HARTMANN Ap. J. 19. FROST Ap. J. 29. ADAMS und STRÖMBERG Ap. J. 47 u. a. — 3. LUDENDORFF, GUTHNICK A. N. 209. — 4. M. Phot. 456. — 5. M. Phot. HAGEN Die Veränderlichen Sterne. — 6. Ebenda. — 7. M. Phot., vgl. auch Anm. 12. — 8. ZÖLLNER Photometr. Untersuchungen. MÜLLER M. Phot. und P. P. — 9. H. A. 11, 14, 23, 64, 69. — 10. KAYSER A. N. 57. — 11. M. Phot. — 12. MÜLLER M. Phot.; A. N. 154. ROSENBERG A. N. 172. HARTMANN A. N. 185. GRAFF Z. I. 35. PICKERING, vgl. PARKHURST Researches in Stellar Photometry. — 13. HARTMANN A. N. 185. — 14. SCHOENBERG Publ. Dorpat 1914. — 15. SCHWARZSCHILD Göttinger Aktinometrie. PARKHURST Yerkes Actinometry Ap. J. 36. KING H. A. 59. — 16. CHARLIER Svensk. Vet.-Akad. Handl. 14. Publ. Astron. Gesellschaft 19. — 17. SCHWARZSCHILD Publ. Wien-Ottakring 5. KRON P. P. 22. — 18. ROSENBERG Sirius 53. — 19. CHARLIER l. c. — 20. PARKHURST Ap. J. 36. — 21. WOLF A. N. 126. SCHEINER A. N. 128. — 22. SCHWARZSCHILD l. c. — 23. KRON l. c. — 24. PARKHURST Ap. J. 26, 35. SEARES Ap. J. 38—41 u. a. — 25. SCHWARZSCHILD A. N. 183. — 26. HERTZSPRUNG P. P. 22. — 27. SCHWARZSCHILD A. N. 170, 174; Göttinger Aktinometrie. — 28. BRENDEL V. J. S. 45, 46. — 29. BRILL A. N. 210. — 30. HARTMANN Z. I. 19. — 31. Stereokomparator, WOLF A. N. 157, Naturw. Rundschau 16. — 32. Blinkmikroskop, Z. I. 24, 30. — 33. MINSCHIN Pr. R. S. 58, 59. — 34. STEBBINS Ap. J. 26, 27, 32ff. — 35. ELSTER und GEITEL Ph. Z. 11, 12, 13 u. a. — 36. Lichtelektrische Sternphotometer MEYER und ROSENBERG V. J. S. 48. STEBBINS Li. B. 277. LINDEMANN M. N. 79. GUTHNICK A. N. 196. GUTHNICK und PRAGER V. B. B. 1, 2. — 37. POHL

und PRINGSHEIM S. V. 1. — 38. NICHOL Ap. J. 13. — 39. PFUND P. A. O. 3. COBLENTZ Bureau of Standards Washington 11. Li. B. 266. P. A. 22. P. A. S. P. 26. — 40. A. Ph. 24, 33. — 41. Thermoelemente, Literatur MÜLLER-POUILLET, Physik, 4 S. 1186. — 42. STETSON Ap. J. 43. — 43. OSTHOFFS Farbenskala Sp. V. 8. — 44. HAGEN Ap. J. 34. Sp. V. 3. — 45. Effektive Wellenlängen, ältere Anregungen von SCHWARZSCHILD, COMSTOCK, PROSPER HENRY, LAU, vgl. HERTZSPRUNG A. N. 182. — 46. LINDBLAD Uppsala Universitets Årsskrift 1920. — 47. V. B. B. 1, 2. A. N. 210. — 48. SEARES Pr. N. A. 2. — 49. VOGEL und MÜLLER Monatsberichte der Akademie Berlin 1880. PICKERING A. N. 128. Spektralphotom. Bestimmung effektiver Temperaturen WILSING, SCHEINER, ROSENBERG, MÜNCH P. P. 19, 24. Acta Leop. Carol. Halle 101. A. N. 193, 204. — 50. P. P. KOCH A. Ph. 39. — 51. ADAMS Ap. J. 33 u. a. — 52. H. A. 26, 27, 28ff. — 53. HERTZSPRUNG A. N. 207. — 54. PICKERING H. A. 26. Ap. J. 31. H. C. 110. SCHWARZSCHILD P. P. 23. — 55. HARTMANN Z. I. 21; Ap. J. 15. — 56. HARTMANN Z. I. 20. WRIGHT Ap. J. 12. Ottawa Reports u. a. — 57. HARTMANNs Dispersionsformel P. P. 12; Z. I. 19. — 58. Spektrokomparator P. P. 18; Ap. J. 24. Z. I. 26. — 59. EDDINGTON Stellar Movements. — 60. Neben der Rev. Harv. Photometry in H. A. 50 hauptsächlich noch H. A. 54 und 74. — 61. Ap. J. 36. — 62. SCHWARZSCHILD Archiv für Optik 1, und zahlreiche weitere Arbeiten, vgl. LINDBLAD, Anm. 46. — 63. SEARES Pr. N. A. 5. LINDBLAD l. c. — 64. WIRTZ V. J. S. 54. LINDBLAD Arkiv f. Mat. 13. PARKHURST Ap. J. 27. SCHWARZSCHILD Gött. Aktin. B. — 65. KING H. A. 59. — 66. SCHWARZSCHILD Gött. Aktin. B. — 67. ADAMS Ap. J. 39. SEARES P. A. S. P. 30. LINDBLAD Arkiv f. Mat. 13 — 68. SEARES Pr. N. A. 5. LINDBLAD vgl. Anm. 46. — 69. VOGEL P. P. 12. CANNON, MAURY H. A. 28, 56. LOCKYER Ph. T. 184; A. N. 149. Spezialuntersuchungen über einzelne Spektraltypen CAMPBELL A. A. 13 und P. L. oder Li. B. HALE, ELLERMAN, PARKHURST Publ. Yerkes Obs. 2 u. a. — 70. ADAMS Pr. N. A. 2. — 71. HERTZSPRUNG A. N. 179. — 72. FOWLER M. N. 73. EVANS N. 1913. PASCHEN A. Ph. 50. — 73. HERTZSPRUNG Zeitschr. f. wiss. Photographie 3, 5; A. N. 179. RUSSELL O. 35. — 74. EDDINGTON O. 36. — 75. LUDENDORFF A. N. 189, 211. — 76. RUSSELL O. 37. — 77. HEPBURN J. B. A. A. 29. ADAMS und JOY Ap. J. 46. SHAPLEY Pr. N. A. 1; Ap. J. 38. ADAMS und JOY C. M. W. 164. — 78. WILSING und SCHEINER, ROSENBERG vgl. Anm. 49. — 79. WILSING ebendort. — 80. ÖPIK Ap. J. 44. BERNEWITZ, noch nicht veröff. — 81. HEPBURN Anm. 77. ÖPIK Anm. 80. Nach BERNEWITZ erhält man für Krüger 60, den Procyonbegleiter u. a. auch mit Spektrum Mb unmöglich hohe Dichten. — 82. ADAMS und KOHLSCHÜTTER Pr. N. A. 1. Ap. J. 46. — 83. HERTZSPRUNG A. N. 179. — 84. ADAMS und KOHLSCHÜTTER Ap. J. 39. — 85. Dieselben Ap. J. 40. ADAMS Pr. N. A. 2. ADAMS und JOY Ap. J. 46. — 86. HARTMANN Ph. Z. 18. KOHL, Astr. Mitt. Göttingen 16. DEBYE Ph. Z. 18. HUGGINS An Atlas of representative stellar spectra. — 87. FABRY und BUISSON Ap. J. 31. EVERSHED Kodaikanal Bull. 1914. — 88. Für eingehende Information: Ait. Ferner CAMPBELL Li. B. 181. LUDENDORFF V. J. S. 45 ff. Literar. Beibl. der A. N. 50. Veröffentlichungen der Sternwarte Ottawa. Li. B., Ap. J. u. a. — 89. PAVEL und BERNEWITZ A. N. 211. — 90. κ Pegasi Li. B. 9. — 91. EDDINGTON M. N. 77, vgl. auch Abschnitt IV dieses Artikels. — 92. LUDENDORFF A. N. 189, 211. — 93. Ait. — 94. Ait. EDDINGTON Stellar Movements. INNES South African Journ. of Science 1916. STEELE P. A. 1917. — 95. CAMPBELL Li. B. 181. SCHLESINGER und BAKER P. A. O. 1. LUDENDORFF A. N. 184. JORDAN P. A. O. 3. Ait. — 96. POOR A. J. 28. BOHLIN A. N. 176. EVERETT M. N. 56. SEE Evolution of Stellar Systems 1. DOBERCK A. N. 147, 179 u. a. LEWIS und TURNER M. N. 67 u. a. GUTHNICK und PRAGER, Festschrift Elster und Geitel. — 97. LUDENDORFF A. N. 193. PLUMMER M. N. 73 ff. SHAPLEY Ap. J. 40. EDDINGTON M. N. 79. Vgl. auch HAGEN A. N. 209. BOTTLINGER A. N. 210. — 98. CAMPBELL Li. B. 181. LUDENDORFF V. J. S. 45 ff. und A. N. HELLERICH Diss. Berlin, Bonn 1913. Ait. EDDINGTON M. N. 79. — 99. Polaris: Unters. von CAMPBELL, HARTMANN, HERTZSPRUNG, COURVOISIER. Algol: CHANDLER, BELOPOLSKY, CURTISS, SCHLESINGER, HELLERICH. λ Tauri: V. ARETIN, SCHLESINGER. ζ Cancri, ϵ Hydrae: SEELIGER. ξ Ursae maj.: NÖRLUND, HERTZSPRUNG. κ Pegasi: HENROTEAU M. N. 78. Li. B. 9, vgl. Ap. J. 12. 70 Ophiuchi: PAVEL Diss. Berlin 1920. ι Cassiopeiae: M. R. A. S. 56. — 100. MAURY H. A. 28. CANNON H. C. 221. Spektra von visuellen Doppelsternen CANNON H. A. 56. — 101. Hauptsächliche Quellen:

HARTWIG V. J. S.; H. A.; H. C.; Harv. Bull.; A. N.; Ap. J.; Li. B.; M. N.; P. P.; V. B. B.; Pr. N. A.; Gesch. der Veränd. Sterne (Astr. Gesellsch.). — 102. Nach BUTLER M. N. 79. — 103. LUNT M. N. 79, 80. — 104. NEWALL M. N. 79. — 105. EVERSHED M. N. 79. — 106. STRATTON M. N. 80. — 107. CORTIE M. N. 79. — 108. NICHOLSON M. N. 72 ff. — 109. Spektrum der Nova P Cygni H. A. 28, 50, 56. FROST Ap. J. 35. — 110. Z. I. 25. — 111. HARTMANN A. N. 177. ADAMS und PEASE Ap. J. 40. — 112. Nebel um Nova Persei: WOLF, PERRINE, RITCHEY, BOHLIN, KOPFF. A. N. 156. P. H. 2. Ap. J. 14—17. — 113. KAPTEYN, A. N. 157. SEELIGER Ap. J. 16, 20. BELL Ap. J. 16. KOPFF P. H. 2. NEWCOMB A. J. 549. — 114. PERRINE Ap. J. 16, 17. — 115. WILSING A. N. 208. GUTHNICK A. N. 210. — 116. LUDENDORFF P. P. 19; A. N. 209. Spektrum H. A., P. P., Yerkes. — 117. LUDENDORFF A. N. 209. MAGGINI Ap. J. 48. GUTHNICK A. N. 209. — 118. Spektrum H. A. 56. NIJLANDs Hypothese in Hemel en Dampkring 1917, vgl. auch V. D. BILTs Untersuchungen über U Geminorum (Publ. Utrecht). Ferner LEINER A. N. 211. — 119. HAGEN M. N. 79. — 120. SCHWARZSCHILD Publ. Wien-Ottakring 5. WIRTZ A. N. 154. WILKENS A. N. 172. SHAPLEY Ap. J. 44. XX Cygni: H. und M. B. SHAPLEY Ap. J. 42. δ Cephei, ζ Geminorum: GUTHNICK A. N. 208, 211. RR Lyrae: MARTIN und PLUMMER M. N. 75. PRAGER Sitz.-Ber. Berlin 1916. SHAPLEY Ap. J. 43. Beziehung zwischen Lichtkurve und Geschwindigkeitskurve der δ Cephei-Sterne: S. ALBRECHT Li. B. 118, Ap. J. 25. — 121. RUSSELL Ap. J. 35, 36. SHAPLEY Ap. J. 38. β Lyrae: STEBBINS Li. B. 277. GUTHNICK und PRAGER Sitz.-Ber. Berlin 1917. BAADE Diss. Göttingen 1918. Algol: STEBBINS Ap. J. 32, 33. WILSING A. N. 124. β Aurigae: STEBBINS Ap. J. 34. u Herculis: P. A. O. 2. — 122. V. B. B. 1, 2; A. N. 208, 211. — 123. SHAPLEY C. M. W. 16 Artikel. — 124. WRIGHT Ap. J. 40. KEELER P. L. 3. CAMPBELL A. A. 13. PICKERING P. A. S. P. 2 u. a. — 125. WRIGHT Pr. N. A. 1. — 126. LEAVITT H. C. 172. — 127. Untersuchungen über kugelf. Sternhaufen von SCHEINER, LUDENDORFF, PICKERING, v. ZEIPEL, FAGERHOLM, KÜSTNER und seinen Schülern u. a. — 128. PEASE und ADAMS, Spektren von 40 Sternen in M 13 A—K, im Durchschnitt F. — 129. FATH Li. B. 149; Ap. J. 33, 36, 37. LUNDMARK und LINDBLAD A. N. 205; Ap. J. 46. HERTZSPRUNG Ap. J. 41 u. a. — 130. Vermessungen von kugelf. Sternhaufen von SCHEINER, LUDENDORFF, GOULD, Bonn, Heidelberg, FAGERHOLM, BOHLIN, PLUMMER u. a. — 131. SLIPHER P. A. 26 und bei SHAPLEY Artikel 12; J. C. R. A. S. 11. — 132. H. A. 60 u. a., SHAPLEYs Artikel u. a. — 133. SEARES und SHAPLEY Pr. N. A. 1 und Ap. J. 42. SHAPLEYs Artikel. HERTZSPRUNG Ap. J. 42. — 134. LAU, ROSENBERG, HERTZSPRUNG u. a. P. P. und A. N. — 135. O 41; P. L. 8. — 136. O. 39; N. E.; SHAPLEYS Artikel. HARDCASTLE und HINKS M. N. 74. SANFORD Li. B. 297. SULLIVAN O. 39 (133). TRUMAN P. A. 1916; O. 39 (134). — 137. REYNOLDS O. 39. — 138. V. D. PAHLEN A. N. 188. L. BECKER M. N. 77. — 139. Spektrum der Spiralnebel: Zahlreiche Untersuchungen von WOLF, FATH, SLIPHER, PEASE u. a. H. S.; C. M. W.; Ap. J. 33, 37; Li. B. 149 u. a. — 140. SEARES Pr. N. A. 2. LUNDMARK und LINDBLAD A. N. 205, Ap. J. 46. — 141. Zahlreiche Untersuchungen von WOLF (V. J. S. 49), SLIPHER, PEASE, WRIGHT, ADAMS. Rotation der Spiralnebel: WOLF, SLIPHER, PEASE, ADAMS. Innere Bewegungen (sphärische) VAN MAANEN Pr. N. A. 2. KOSTINSKY M. N. 77. — 142. CURTIS P. A. S. P. 27. — 143. SHAPLEY, CURTIS O. 41. LUNDMARK A. N. 209. — 144. HARTMANN V. J. S. 52. WOLF A. N. 204. — 145a. W. H. PICKERING S. M. 9. WOLF H. S. 1910. BARNARD. — 145b. BUISSON, FABRY und BOURGET Ap. J. 40; O. 36, 38. Vgl. MICHELSON Ap. J. 2. Frost Pr. N. A. 1. CAMPBELL P. A. S. P. 29. WRIGHT Li. B. 19, 183. Ältere Untersuchungen der Radialgeschw. VOGEL, EBERHARD, HARTMANN. — 146. SLIPHER Lo. B. 55; P. A. 21. PEASE C. M. W. 132. P. A. S. P. 27. HERTZSPRUNG A. N. 195. — 147. BARNARD Pr. N. A. 1. WOLF vgl. Anm. 1. Spektrum: WOLF A. N. 204. SLIPHER Lo. B. 75. Vgl. P. A. 23 (596); Ap. J. 41 (253), 43 (1). — 148. BARNARD Ap. J. 31 u. a. WOLF H. S. u. a. — 149. CAMPBELL und MOORE Pr. N. A. 1. SANFORD R. M. W. 1919. Nebel in den Magellanschen Wolken: WILSON Pr. N. A. 1. Vgl. auch HERTZSPRUNG M. N. 80. — 150. CAMPBELL und MOORE Li. B. 278; Pr. N. A. 2; P. A. S. P. 28, 29; O. 40. GREEN Li. B. Bd. 9. — 151. CURTIS P. A. S. P. 28. CURTIS, CAMPBELL und MOORE O. 40. Größter Ringnebel (N G C 7293) P. A. S. P. 24, 28. Parallaxen: VAN MAANEN Pr. N. A. 4; P. A. S. P. 30. ADAMS und STRÖMBERG C. M. W. 131; Ap. J. 45. — 152. KEELER P. A. S. P. 2; P. L. 3. CAMPBELL A. A. 13. WRIGHT Ap. J. 40; Pr. N. A. 1.

LUDENDORFF A. N. 212. — 153. WOLF H. S. 1911ff.; A. N. 199. WRIGHT Pr. N. A. 1. CAMPBELL und MOORE P. A. S. P. 29. REYNOLDS M. N. 79. — 154. HIND A. N. 35. REYNOLDS M. N. 76. KNOX SHAW M. N. 76. LUDENDORFF A. N. 209. HUBBLE Ap. J. 44, 45; Pr. N. A. 2. SLIPHER P. A. 25. LAMPHAND P. A. 25. PEASE Ap. J. 45. R. M. W. 1919. BARNARD M. N. 35, 59. — 155. EDDINGTON M. N. 77. KOHLSCHÜTTER Natw. 7. SCHWARZSCHILD Göttinger Nachr. 1906. EMDEN Gaskugeln. RITTER W. A. 5—36. G. H. DARWIN Ph. T. 180. LANE, LORD KELVIN u. a. — 156. GYLDÉN Acta Soc. Fennicae 1880. BRUNS Monatsber. Berl. Ak. 1881. RUSSELL Ap. J. 24; P. A. 22. SEELIGER V. J. S. 43. HAGEN A. N. 209; Ap. J. 51. HELLERICH Diss. Berlin, Bonn 1913. LUDENDORFF A. N. 193. PLUMMER M. N. 73, 74, 75, 80. PERRINE Ap. J. 50. SHAPLEY Ap. J. 40. EDDINGTON M. N. 79. JEANS O. 42. ADAMS und SHAPLEY O. 42. BOTTLINGER A. N. 210. GUTHNICK und PRAGER V. B. B. 1, 2. GUTHNICK A. N. 208, 209. BOSS 46 A. N. 211. Ältere Theorien von LOUD (CURTISS) und DUNCAN Ap. J. und Li. B. — 157. SEELIGER A. N. 130, 133. HALM A. N. 156, 160. KIENLE Ph. Z. 21. ZÖLLNERS Photometr. Untersuchungen. NEWCOMB A. J. 550. WILSING u. a. — 158. KONEN Die Wissenschaft 49. KAYSER, Handbuch der Spektroskopie. NICHOLSON M. N. 72ff. BOHR Phil. Mag. 1913; M. N. 74 (359).