Über Häufigkeitsfunktion und Entfernung bei den hellen Milchstraßenwolken. Von A. Kopff.

1. Die Untersuchungen *H. Shapleys* über die räumliche Verteilung der Kugelsternhaufen haben für das Milchstraßensystem zu Dimensionen geführt, die von einer anderen Größenordnung sind als die vor allem durch *H. v. Seeliger* und *J. C. Kapteyn* auf rein stellar-statistischem Wege gewonnenen Werte. Diese letzteren Untersuchungen beschränkten sich freilich stets auf das typische Sternsystem, und es ist zu erwarten, daß beim Übergang zum wirklichen System, also bei einer Trennung der Abzählungsergebnisse nach galaktischen Längen, die Dimensionen sich stellenweise stark ändern, wie dies bereits die Arbeiten von *C. V. L. Charlier* (*Studies in stellar statistics I. Constitution of the milky way*) und *A. Pannekoek* (*The local starsystem*) gezeigt haben. Aber auch hier bleibt die Größenordnung der Dimensionen dieselbe wie bei den zuerst erwähnten statistischen Untersuchungen.

In seiner Arbeit »The distance of the milky way«¹⁾ hat nun *A. Pannekoek* für die hellen Wolken in Cygnus und Aquila Entfernungen von 40000 und 60000 Parsec hergeleitet, also Werte, die denen der entfernteren Kugelsternhaufen entsprechen. Die folgenden Überlegungen jedoch, die sich mit der Frage beschäftigen, in welcher Weise Sternabzählungen in Milchstraßenwolken bei der Bestimmung der Entfernung dieser Wolken Verwendung finden können, machen es wahrscheinlicher, daß auch hier die Entfernungen innerhalb der auf rein statistischem Wege gefundenen Größenordnung bleiben. Nach ihnen wäre die helle Cygnus-Wolke, die als Beispiel betrachtet werden soll, in einer Entfernung von etwa 4000 bis 6000 Parsec anzunehmen.

2. Die Sternabzählungen allein vermögen natürlich keinen Aufschluß über die Entfernung einer Milchstraßenwolke zu geben; es müssen vielmehr weitere Beobachtungstatsachen oder besondere Annahmen hinzutreten, um das Problem lösen zu können. Bezeichnen wir nämlich für eine Sternwolke die Anzahl aller Sterne der scheinbaren Größe m pro Quadratgrad mit $b'_m dm$, so ist:

$$b'_m = [6.4837 - 10] \int_{r_0}^{r_1} r^2 D(r) \Phi(m - 5 \log r) dr. \quad (1)$$

Hierbei sei als Längeneinheit das Parsec gewählt; r_0 und r_1 bedeuten die Grenzen der Sternwolke im Visionsradius, $D(r)$ die Dichte, $\Phi(m - 5 \log r) = \Phi(m - \rho)$ die Häufigkeitsfunktion.

Wir machen nun, da es sich zunächst nur um eine erste genäherte Lösung des Problems handeln kann, die Annahme, daß die Ausdehnung des inneren und dichtesten Teiles der Sternwolke in Tiefe gering sei und daß ferner $D(r)$ und $\Phi(m - \rho)$ innerhalb desselben in bezug auf r als konstant angesehen werden können. Die Annahme einer konstanten Dichte $D(r)$ ist dabei ziemlich unwesentlich; Versuchsrechnungen haben gezeigt, daß die Voraussetzung

mehrerer Schichten verschiedener nach außen abnehmender Dichte die Ergebnisse kaum ändert. Wesentlich dagegen ist die Konstanz von Φ . Die folgenden Betrachtungen würden ihre Gültigkeit bei rasch wechselnden Φ völlig verlieren. Doch zeigen vielleicht die Verhältnisse in unserem engeren Bereich des Sternsystems, daß dieser Annahme eine gewisse Berechtigung zukommt.

Wir erhalten unter den erwähnten Voraussetzungen:

$$b'_m = [6.4837 - 10] r^2 Ar D(r) \Phi(m - \rho). \quad (2)$$

r bedeutet hier die mittlere Entfernung der Sternwolke, Ar deren Tiefe.

Die Sternabzählungen ergeben nun nicht unmittelbar

die Werte b'_m , sondern vielmehr die Beträge $A_m = \int_{m_0}^m b_m dm$.

b_m ist die Anzahl der Sterne der scheinbaren Größe m pro Quadratgrad für das allgemeine Sternsystem und die Sternwolke zusammen, wenn wir letztere als eine Verdichtung im gesamten Sternsystem auffassen. Läßt sich hiervon der Teil, der sich auf das allgemeine System bezieht, abtrennen,

so bleiben Zahlen $A'_m = \int_{m_0}^m b'_m dm$ übrig, aus denen die b'_m

ermittelt werden können. Bei Abzählungen in engen Helligkeitsintervallen können wir auch die Zahlen b_m bzw. b'_m unmittelbar als gegeben ansehen.

Die Gleichung (2) zeigt, daß die aus Sternabzählungen gewonnenen b'_m lediglich den Verlauf der Häufigkeitsfunktion angeben. Wir können setzen:

$$\Phi(m - \rho) = C \cdot b'_m. \quad (3)$$

Die Häufigkeitsfunktion für die Sternwolken kann also nicht willkürlich gewählt werden, sie ist vielmehr in ihrem Verlauf durch die Abzählungen bereits festgelegt, allerdings, soweit Daten gegenwärtig vorhanden sind, nur in einem kleinen Bereich.

Auch die Bestimmung der Gesamthelligkeit einer Sternwolke vermag nicht über die Kenntnis der Häufigkeitsfunktion hinauszuführen. Denn die Gesamthelligkeit pro Quadratgrad ist gegeben durch:

$$\mathcal{F} = \int_{m_0}^{m_1} b'_m \mathcal{F}_m dm \quad (4)$$

wobei $\mathcal{F}_m$ die scheinbare Helligkeit eines Sterns m^{ter} Größe bedeutet, sowie m_0 und m_1 die obere und untere Grenzhelligkeit angeben. Der aus Beobachtungen ermittelte Wert von $\mathcal{F}$ kann lediglich zur Kontrolle der b'_m dienen, oder, wie dies gegenwärtig der Fall ist, dazu gebraucht werden, die Häufigkeitsfunktion über den Bereich der beobachteten b'_m hinaus zu extrapolieren.

¹⁾ MN 79.500, 1919.

Zur Bestimmung der Entfernung einer Sternwolke sind also Abzählungsergebnisse und Kenntnis der Gesamtintensität nicht hinreichend. In welcher Weise weitere Beobachtungsdaten oder Annahmen heranzuziehen sind, ist im einzelnen Falle festzustellen.

3. Wir wählen als Beispiel die helle Cygnus-Wolke (zwischen β und γ Cygni). Das hierfür vorliegende Beobachtungsmaterial ist freilich äußerst spärlich, sodaß dem Folgenden nur eine geringe Sicherheit zukommt. Es ist vielleicht mehr als ein Hinweis darauf anzusehen, in welcher Richtung die für eine Behandlung der Aufgabe notwendigen Beobachtungen ausgeführt werden müssen.

Als Abzählungsergebnisse seien die von *A. Pannekoek* gegebenen A_m ¹⁾ zugrunde gelegt; sie sind in Tabelle 1 enthalten.

Tabelle 1.

Anzahl A_m der Sterne pro Quadratgrad von den hellsten bis zu denen der Größe m im Bereich der hellen Cygnus-Wolke.

m	$\log A_m$	A_m
6.60	9.46	0.3
8.15	0.352	2.2
9.29	1.031	10.7
11.97	2.260	182
12.89	2.629	426
14.67	3.737	5460

Die Angabe für die schwächsten Sterne beruht auf den Sterneichungen *W. Herschels*. Von diesen Werten A_m ist die Anzahl derjenigen Sterne abzuziehen, die nicht zur Sternwolke selbst gehören. Dies ist nur näherungsweise möglich. Vergleicht man die Werte für $\log N$, die *A. Pannekoek* an derselben Stelle für die der Sternwolke östlich benachbarte sternärmere Gegend gegeben hat, mit den Mittel-Werten für $\log N$ ($b = 0^\circ$) von *P. J. Van Rhijn*²⁾, so darf man wohl annehmen, daß diese Mittelwerte nur sehr wenig von den Sternwolken beeinflusst sind, daß also in diesen letzteren sternarme und sternreiche Gegenden sich im wesentlichen ausgeglichen haben. Fällt nun das allgemeine System, soweit es durch die Mittelwerte erfaßt worden ist, im ganzen mit dem lokalen System zusammen — die von *H. v. Seeliger* für das typische System gefundenen Grenzen machen dies wahrscheinlich — und liegen die Sternwolken außerhalb desselben, so würden die gesuchten A'_m sich aus:

$$A'_m = A_m - N \quad (5)$$

ergeben.

Auch wenn man *Kapteyns* unendliches Sternsystem³⁾ zugrunde legt, wird bei größerer Entfernung der Sternwolken die Gleichung (5) zur Herleitung der A'_m brauchbar bleiben. Die Anzahl der Sterne bis zur scheinbaren Größe m pro Quadratgrad ist in der galaktischen Breite 0° des *Kapteynschen* Sternsystems für eine Schicht in der Entfernung

	4000 bis 5000 Parsec:	5000 bis 8000 Parsec:
12 ^m 0	1.8	2.0
13.0	9	9
14.7	75	94

Der Anteil der entfernteren Teile des Systems an den Werten N

ist also wegen der stark abnehmenden Dichte nur gering, und die aus (5) gewonnenen A'_m sind jedenfalls für weitere Untersuchungen geeignet. Sie wurden noch abgerundet und sind in Tabelle 2 wiedergegeben.

Tabelle 2.

Anzahl A'_m der Sterne pro Quadratgrad von den hellsten bis zu denen der Größe m für die helle Cygnus-Wolke selbst.

m	A'_m
10.0	0
12.0	50
13.0	120
14.7	4100

Hieraus wurden durch ein Näherungsverfahren die in Tabelle 3 gegebenen b'_m hergeleitet.

Tabelle 3.

Anzahl b'_m der Sterne der Größe m pro Quadratgrad für die helle Cygnuswolke selbst (und Vergleich mit *Kapteyns* Häufigkeitsfunktion).

m	b'_m	$\log b'_m$	<i>Kapteyn</i> M	$\log \Phi(M)$
10.0	0	$-\infty$		
10.5	10	1.00		
11.0	20	1.30	-11.6	1.2-10
11.5	40	1.60		
12.0	60	1.78	-10.6	1.6
12.5	70	1.85		
13.0	80	1.90	-9.6	2.6
13.5	400	2.60		
14.0	1000	3.00	-8.6	3.4
14.2	4000	3.60		
14.5	9500	3.98	-8.1	3.9
14.7	12500	4.10		

Die Werte b'_m sind natürlich bis zu einem gewissen Grade willkürlich; es wären zur genaueren Ermittlung Abzählungen in engeren Helligkeitsintervallen erforderlich. Auch ist durch diese Werte der Verlauf der Häufigkeitsfunktion nur in einem engen Bereich gefunden, sodaß eine starke Extrapolation notwendig ist, wenn man über den Aufbau der Sternwolke etwas aussagen will. Wie weit hierzu die Gesamtintensität der Wolke herangezogen werden kann, wird sich sofort ergeben.

Es sei zunächst noch der Betrag dieser Intensität hergeleitet. Die Helligkeit der Milchstraße pro Quadratgrad im Bereich der hellen Cygnuswolke sei nach *Pannekoek*⁴⁾ gleich derjenigen eines Sternes 3.3^{ter} Größe angenommen. Einige Zehntel Änderung vermag die folgenden Ergebnisse nicht zu beeinflussen. Für die entsprechende Flächenhelligkeit des allgemeinen Systems müssen wir denjenigen Wert annehmen, der sich aus den mittleren Sternzahlen N des typischen Systems ergibt. Nach den Untersuchungen *P. J. Van Rhijns* ist diese Flächenhelligkeit für $b = 0^\circ$ gleich derjenigen eines Sternes 4.15^{ter} Größe⁵⁾, sodaß also, wenn man dieselben Erwägungen anstellt, die zu Gleichung (5) geführt haben, der Sternwolke allein eine Flächenhelligkeit gleich der eines Sternes 4.0^{ter} Größe pro Quadratgrad zukommt.

¹⁾ A. a. O. S. 501.

²⁾ AN 213.47 (Nr. 5091).

³⁾ Mt. Wilson Contr. Nr. 188 u. ApJ 52.23 (1920).

⁴⁾ Die nördliche Milchstraße. Ann. Leiden XI, 3. Stück und AN 214.392 (Nr. 5132).

⁵⁾ Mt. Wilson Contr. Nr. 173 und ApJ 50.356 (1919). Table XI. Spalte Gron., 27.

4. Wir müssen nunmehr die Bestimmung der Entfernung der Cygnus-Wolke unter Heranziehung einer weiteren Annahme versuchen. Vergleicht man den Verlauf der $\log b'_m$ in Tabelle 3 mit den Werten $\log \Phi(M)$ von *Kapteyn*¹⁾, so findet man eine erhebliche Ähnlichkeit, wenn man $m = +11.0$ etwa $M = -11.6$ gleichsetzt. Die entsprechenden Werte *Kapteyns* sind in Tabelle 3 beigelegt worden. Danach könnte man die Annahme machen, die Häufigkeitsfunktion in der Sternwolke habe denselben Verlauf wie die von *Kapteyn* für das lokale System in der Nähe der Sonne ermittelte Häufigkeitsfunktion, wobei der scheinbaren Größe 11.0 die absolute -11.6 entspricht. Man kommt dadurch zu einer Entfernung von 33000 Parsec für die Cygnus-Wolke.

Dieses Verfahren ist im Prinzip mit dem zweiten von *A. Pannekoek* angewendeten identisch; man kann durch eine kleine Verschiebung zu dessen Wert von 40000 Parsec gelangen.

Durch unsere Annahme ist nun der Verlauf der b'_m vollständig festgelegt, und es läßt sich die Gesamtintensität der Sternwolke nach (4) berechnen. Einfacher jedoch erhält man diese auf folgendem Wege. Setzt man nach *F. H. Seares*²⁾ die gesamte Helligkeit eines Kubik-Parsec von der Dichte 1 in der Entfernung 1 unter Annahme der *Kapteynschen* Häufigkeitsfunktion gleich der Helligkeit eines Sternes der absoluten Größe $+3.16$, so ergibt sich als Helligkeit eines Quadratgrades einer Sternwolke, für welche $D(r) = 1$ und $Ar = 1$ ist, die Helligkeit eines Sternes der 12.0^{ten} Größe. Bei der angenommenen Häufigkeitsfunktion und Entfernung ist $\log [Ar D(r)] = 4.48$, woraus für die Gesamthelligkeit des Quadratgrades der Cygnus-Wolke diejenige eines Sternes 0.8^{ter} Größe folgt. Dieser Betrag übertrifft den aus den Beobachtungen hergeleiteten (4.0^{te} Größe) ganz erheblich. Die Gleichungen (3) und (4) sind also unter den über die Häufigkeitsfunktion gemachten Voraussetzungen nicht miteinander vereinbar. Die Häufigkeitsfunktion muß für die Cygnus-Wolke eine andere als für die Umgebung der Sonne sein, und damit wird auch die soeben durchgeführte Ermittlung der Entfernung hinfällig.

Beim Vergleich mit dem Ergebnis von *A. Pannekoek* ist zu beachten, daß bei dessen erster Methode durch die Wahl der dortigen Konstanten C lediglich ein Anschluß an die Gesamtintensität entsprechend der Gleichung (4) gesucht wird, daß dagegen die Forderung der Darstellung der beobachteten b'_m bzw. A'_m weder erhoben noch erfüllt ist (vergl. Table I, II, III). Ein Verzicht auf die Darstellung der beobachteten Abzählungen scheint aber nicht zulässig. Wollte man bei *A. Pannekoek* in diesem letzteren Punkt eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung erzielen, so müßte man etwa $m_0 = 28$ und $\log C = 8.9$ wählen, wobei f gleich der Intensität eines Sternes der Größe 0.4 wird in hinreichender Übereinstimmung mit dem vorher ermittelten Wert. Es zeigt sich also auch hier wieder bei der Cygnus-Wolke die Unvereinbarkeit der Häufigkeitsfunktion von *Kapteyn* (bzw. *Schouten*) mit den Gleichungen (3) und (4).

Wollten wir die *Kapteynsche* Häufigkeitsfunktion durch die von *H. v. Seeliger* gefundene (in ihren verschiedenen Modifikationen) ersetzen, so würden dieselben Schwierigkeiten

auftreten. Die berechnete Gesamtintensität der Sternwolke würde den beobachteten Wert wieder ganz erheblich übersteigen.

5. Doch läßt sich aus den beobachteten Daten, trotz ihrer Mangelhaftigkeit, der Verlauf der Häufigkeitsfunktion wenigstens in großen Zügen überblicken. Berechnet man nach Gleichung (4) die Flächenhelligkeit der Sternwolke allein aus den b'_m von 10.0 bis 14.7, so kommt man auf die Helligkeit eines Sternes 4.8^{ter} Größe pro Quadratgrad. Der Wert der Intensität für die ganze Sternwolke (4.0^{te} Größe) ist also bereits zu einem erheblichen Betrag erreicht. Die Zahlen b'_m müssen für Sterne unter der 15^{ten} Größe einen steilen Abfall zeigen. Man kann hierfür etwa den in Tabelle 4 gegebenen Verlauf ansetzen.

Tabelle 4.

Angenommener Verlauf der Sternzahlen b'_m .

m	$\log b'_m$
...	...
14.0	3.0
14.5	4.0
15.0	4.5
15.5	4.0
16.0	3.0
...	...

Die Berechnung der Helligkeit der Sternwolke nach Gleichung (4) führt dann auf die 4.0^{te} Größe. Die Sterne heller als $m = 14.0$ sind dabei nach Tabelle 3 berücksichtigt; der Beitrag noch schwächerer Sterne als 16.0^{ter} Größe wird bei weiterem Abfall sehr gering. Die Häufigkeitsfunktion zeigt also in ihrem Verlauf einen raschen Anstieg von der scheinbaren Größe 12.0 bis 15.0, von da an einen ebenso raschen Abfall. Die Sternwolke wäre also ihrem Aufbau nach den offenen Sternhaufen nahe verwandt.

6. Könnte man den Spektralcharakter der Sternwolke feststellen, so wäre deren Entfernung unter der Voraussetzung gleichen physikalischen Aufbaues der Sterne innerhalb der Sternwolke und in der Nähe der Sonne angebar. Nun ist das Milchstraßenspektrum im Schwan früher von *E. A. Fath*³⁾ ermittelt und hierfür das Sonnenspektrum gefunden worden.

Aus folgenden Gründen ist es jedoch sehr fraglich, ob dieses Spektrum die Sterne der Milchstraßenwolke erfaßt hat. Für die Gegend um Messier 11 (Scutum Sobiesii) hat *Fath* ebenfalls das Sonnenspektrum festgestellt. *H. Shapley*⁴⁾ hat neuerdings für die Sternwolke derselben Gegend den Farbenindex schwacher Sterne (12. bis 15. Größe) bestimmt. Zweierlei ist bei diesen Ergebnissen wesentlich. Der Farbenindex zeigt mit abnehmender Helligkeit eine Zunahme nach blau hin; und unter den schwachen Sternen wiegen solche vom Charakter a und f bei weitem vor. Die Häufigkeitskurve der Farbenindices zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die hier ermittelte Häufigkeitsfunktion der Sterne der Cygnuswolke. Man kann wohl diese Beobachtungsergebnisse dadurch deuten, daß man annimmt, die Sterne vom Charakter a und f , die ebenso wie die der Sternwolke angehörenden Sterne erst etwa bei der 14. Größe stärker einsetzen, gehören im wesentlichen der Sternwolke an; diejenigen vom Charakter

¹⁾ Mt. Wilson Contr. Nr. 188 und ApJ 52.30. Table IV.²⁾ ApJ 36.362 (1912).³⁾ Mt. Wilson Contr. Nr. 191 und ApJ 52.162 (1920).⁴⁾ Mt. Wilson Contr. Nr. 133 und ApJ 46.64 (1917).

N. Tamm. Photographische Methode zur Untersuchung der Farbenindices.

Praesepe, 4 malige Vergrößerung der Originalplatte, mit Zentralblende im gelben Fokus 30^m exponiert. Der unter jedem Sternbild sichtbare Punkt ist das Bild von einer Exposition von 3^m im photographischen Fokus.

W. Heiskanen. Komet 1921 a (Reid).

1921 April 30.

g und k , wozu die helleren Sterne vorwiegend zu rechnen sind, dem allgemeinen bzw. lokalen System. Bei den Untersuchungen von *Fath* haben die Sterne des allgemeinen Systems diejenigen der Wolke im Spektrum verdeckt.

Nehmen wir dieselben Verhältnisse auch für die Cygnus-Wolke an, die aller Wahrscheinlichkeit nach sich in ähnlicher Entfernung von uns wie die Scutum-Wolke befindet, so wäre die scheinbare Größe 14.0 etwa gleich der absoluten Größe M der Sterne vom Typus A und F zu setzen. Dies führt, je nachdem man $M = -4$ bzw. $M = -5$ wählt, zu einer Entfernung der hellen Cygnus-Wolke von 4000 bzw. 6000 Parsec¹⁾.

7. Diese Auffassung wird durch verschiedene Momente gestützt, die hinfällig werden, sobald man die von *A. Pannekoek* erhaltene große Entfernung zugrunde legt, oder auch dann, wenn man die Sterne der Milchstraßenwolke als Sonnen-Sterne (Zwerge) auffassen wollte.

Die hellsten Sterne der Cygnus-Wolke besitzen unter Zugrundelegung der soeben erhaltenen Entfernung die absolute Größe -8 bzw. -9 . Dieser Wert zeigt eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit dem durch *H. v. Seeliger* für das allgemeine bzw. lokale System hergeleiteten Maximalwert. Wir hätten in diesem Punkte also völlige Analogie mit dem lokalen System. Im ganzen freilich würden die Riesen in der Sternwolke stark überwiegen und die Zwerge vollständig zurücktreten.

Wir können ferner versuchen, die Dichte der Cygnus-Wolke zu ermitteln. Definieren wir als Dichte 1 diejenige Dichte, bei welcher die Sterne der scheinbaren Größe 14.0 ebenso häufig vorkommen, wie die Sterne der absoluten Größe -5 in der Umgebung der Sonne, und setzen wir

nach *Kapteyn*²⁾ für letzteren Betrag $\log \Phi(-5) = 5.8 - 10$, so wird $D(r) \Delta r = 1200$. Beide Faktoren lassen sich nicht trennen, aber unter einigermaßen wahrscheinlichen Annahmen über die Tiefe Δr des inneren Teiles der Sternwolke kommt man doch zu einem Betrag der Dichte $D(r)$ von 1 bis höchstens 2, der recht annehmbar erscheint. Ersetzt man bei der Definition der Dichte 1 den absoluten Wert -5 durch -4 , so wird $D(r) \Delta r = 1000$; die Dichte ändert sich also wenig.

Die für die Cygnus-Wolke gefundene Entfernung ordnet sich schließlich recht gut in unsere gegenwärtige Auffassung vom gesamten Aufbau der Fixsternwelt ein³⁾. Die Grenze des lokalen Systems in der Richtung der Milchstraße liegt wohl in einer durchschnittlichen Entfernung von 3000 bis 4000 Parsec. Die helle Cygnus-Wolke und ebenso die übrigen hellen Milchstraßenwolken wären dann als unmittelbar benachbarte Teilsysteme aufzufassen, die gleich unserem lokalen System den Charakter offener Sternhaufen besitzen. Wir werden hier also wieder an den Vergleich des ganzen Milchstraßensystems mit einem Spiralnebel erinnert; das lokale System und die Milchstraßenwolken würden den einzelnen Knoten in den Armen des Spiralnebels entsprechen.

Wie aber bereits hervorgehoben wurde, müssen die hier gefundenen Ergebnisse erst eine Bestätigung durch viel weitergehende Beobachtungen erfahren. Diese hätten sich auf Abzählungen in engen Helligkeitsintervallen bis zu möglichst schwachen Größenklassen, sowie auf die Bestimmung von Spektraltypus oder Farbe der schwächeren Milchstraßensterne und auf Messungen der Gesamtintensität einzelner Milchstraßenteile zu erstrecken. Auch müßten sie über den ganzen Verlauf der Milchstraße ausgedehnt werden.

Heidelberg-Königstuhl, März 1922. *A. Kopff.*

¹⁾ Dieselbe Größenordnung der Entfernung würde man natürlich auch unter der Voraussetzung erhalten, daß die Sterne 14. Größe der Cygnus-Wolke Riesen von Typus G sind. Vergl. *Scheiner-Graff*, Astrophysik. Leipzig 1922. S. 446.

²⁾ Mt. Wilson Contr. Nr. 188, Table IV.

³⁾ Siehe z. B. *Scheiner-Graff*, Astrophysik. S. 445.

Über eine photographische Methode zur Untersuchung der Farbenindices. Von *N. Tamm*.

Auf dem Astronomenkongreß in Potsdam wurden die Hauptzüge dieser Methode angegeben. Die Untersuchungen mit der Methode werden fortgesetzt; wegen ungünstiger Witterungsverhältnisse sind diese Untersuchungen bis jetzt nicht so weit gediehen, daß die Resultate veröffentlicht werden können. Es scheint mir jedoch angebracht, in den A.N. eine kurze Mitteilung über die neue Methode zu geben, und ich gebe eine solche im folgenden in der Hoffnung, daß die Methode mit vorhandenen, der Aufgabe angepaßten Instrumenten geprüft werden möchte.

Die Methode arbeitet nach dem folgenden Prinzip: die zentralen Lichtstrahlen werden durch einen kleinen Schirm — eine Zentralblende — ausgeschaltet, der in passender Weise vor dem Objektiv eines photographischen Fernrohres angebracht wird. Fig. 1 gibt den schematischen Gang der Lichtstrahlen verschiedener Farbengattung durch das in dieser Weise abgeblendete Objektiv.

Die photographisch wirksamen Strahlen denken wir uns für einen gemeinsamen Fokus (F_p) chromatisch korrigiert, hinter dem sie dann divergieren, sodaß sie im gelben Fokus (F_g)

Fig. 1.

ein extrafokales Bild geben, dessen mittlerer Teil jedoch durch die Zentralblende beschattet wird. Innerhalb dieses Schattenbereiches liegt das gelbe Fokusbild, von roten und grünen Strahlen umgeben, außerhalb welcher die blauen und die übrigen photographischen Strahlen bei p einen Ring bilden.

Der innere Halbmesser dieses Ringes (R_s), d. h. der Halbmesser des Schattens, hängt in folgender Weise von dem Halbmesser (R_c) der Zentralblende ab:

$$R_s/R_c = (F_g - F_p)/F_p$$

wo F_g und F die Brennweiten der gelben, bzw. der photo-