

Die Herkunft der kurzperiodischen Cepheiden und anderer schnell bewegter Sterne

Von WERNER LOHMANN und GERHARD MICZAIKA

Aus der Badischen Landessternwarte Heidelberg-Königstuhl

(Z. Naturforschg. 2 a, 597–603, [1947]; eingegangen am 27. Juni 1947)

Nach einer Diskussion der Geschwindigkeitsverhältnisse und Bestimmung der Relationszeit wird abgeschätzt, daß die Anzahl der aus den kugelförmigen Sternhaufen diffundierten Sterne viel zu gering ist, um den Ursprung der kurzperiodischen Cepheiden der Galaxis in den Kugelhaufen suchen zu können. Das vorzugsweise Auftreten von Sternen des B a a d e s c h e n Sterngemisches II — zu dem auch die RR Lyrae-Sterne gehören — in den Kernen von Sternsystemen legt die Vermutung nahe, daß diese aus den Sternansammlungen des Milchstraßenkernes stammen. Die Asymmetrie der Bewegungen der kurzperiodischen Cepheiden und anderer schnellbewegter Sterne, die in der Sonnenumgebung zum Gemisch II gehören, läßt sich durch Sternströmungen erklären, die etwa radial von und zum galaktischen Zentrum verlaufen.

1. Bewegungsverhältnisse in kugelförmigen Sternhaufen

Sternzählungen in kugelförmigen Sternhaufen haben ergeben, daß die räumliche Sterndichte und damit im großen ganzen auch die Massendichte $\rho(r)$ im Abstand r vom Haufenmittelpunkt durch das Schustersche Gesetz

$$\rho = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{r^2}{b^2}\right)^{5/2}}$$

in brauchbarer Annäherung dargestellt werden können. Die Konstante ρ_0 ist die Zentraldichte, b ein Parameter. Da in einem stationären System — als solches möge ein Kugelhaufen vorausgesetzt werden — nach einem Satz von Jacobi zwischen der gesamten kinetischen Energie T und der potentiellen Energie Ω die Beziehung $2T = \Omega$ besteht, so kann aus T wiederum die mittlere Geschwindigkeit c der Haufensterne berechnet werden. Wird mit G die Gravitationskonstante, M , die Masse des Haufens innerhalb der Kugel mit

¹ O. Heckmann u. H. Siedentopf, Z. Astrophysik 1, 67 [1930].

² J. Greenstein, Astrophysic. J. 90, 387 [1939].

³ N. Pariski, Russ. Astronom. J. 3, 10 [1926].

⁴ W. Lohmann, Z. Naturforschg. 2 a, 477 [1947].

⁵ F. S. Hogg, Astronom. J. 42, 77 [1932].

⁶ E. Finlay-Freundlich, Monthly Notices Roy. astronom. Soc. 105, 237 [1945].

Radius r und mit M die Gesamtmasse bezeichnet, so ergeben sich

$$\Omega = G \int_0^M \frac{M_r dM_r}{r} = \frac{3 \pi}{32} \cdot G \frac{M^2}{b}$$

und

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{\Omega}{M}}.$$

Die für \bar{c} abgeleiteten Werte schwanken von Autor zu Autor, je nachdem, welche Annahmen für M und b gemacht werden. Für 8 Haufen verwenden Heckmann und Siedentopf¹ $b = 7,5$ pc,

$M = 10^6 \odot$ und bekommen damit $\bar{c} = 14$ km/sec.

Aus den Sternzählungen Greensteins² für M 4 folgt $b = 1,6$ pc, er selbst gibt $\bar{c} = 11$ km/sec an. Daraus berechnet sich rückwärts M zu $1,3 \cdot 10^5 \odot$. Pariski³ schätzt die Masse von M 13 auf $3,0 \cdot 10^5 \odot$. Für die drei Haufen M 3, M 13 und M 92 hat Lohmann⁴ die Masse bzw. Zahl der Sterne zu durchschnittlich $1,2 \cdot 10^5 \odot$ bzw. $2,4 \cdot 10^5$ bestimmt. Der Parameter b ergibt sich für M 3 und M 13 aus der Arbeit Hogg⁵ über die Verteilung des Gesamtlichtes zu $5,0$ bzw. $4,5$ pc, da Sternzahlen und Intensitätsverlauf miteinander proportional verknüpft sind. Daraus folgt $\bar{c} = 5,5$ km/sec. Sind alle diese mittleren Geschwindigkeiten wenigstens von gleicher Größenordnung, so weichen von ihnen die von Finlay-Freundlich⁶ aus van Maanenschen Eigen-



bewegungen⁷ einiger Sterne von *M 13*, *M 56* und *M 2* abgeleiteten Werte von 240 bis 570 km/sec beträchtlich ab. Man darf damit erneut schließen, daß diese Eigenbewegungen nicht reell sind oder die Sterne den Haufen nicht angehören. Schon Kipper⁸ wies 1931 darauf hin, daß man ungeheure Dichten der Sternhaufen annehmen muß, wenn diese gemessenen inneren Bewegungen reell sein sollen, oder daß andererseits die gemessenen Eigenbewegungen mit wirklichen Bewegungen nichts zu tun haben. Damit ist den Folgerungen Finlay-Freundlich⁹, die darauf abzielen, die Masse von 93 der Galaxis zugehörigen Kugelhaufen fast mit der Masse der Galaxis selbst vergleichbar zu machen, auch der Boden entzogen.

Die inneren Bewegungsverhältnisse in einem Kugelhaufen sind bereits 1916 von E. Strömgren¹⁰ diskutiert worden. Er sah von Störungen durch gegenseitige Sternbegegnungen ab und behandelte mit Rücksicht auf die unsicheren Daten das Problem in speziell normierten Koordinaten. Allgemein ergaben sich Rosettenbahnen mit sich schnell drehenden Apsidenlinien. Wegen der hohen Sterndichte im Kern des Haufens sind aber dort starke Bahnstörungen zu erwarten, während sich die Sterne in den äußeren Teilen fast auf Kepler-Ellipsen bewegen werden. Grenzfälle der Bewegungsformen sind Kreis- und Pendelbewegungen, die sich analytisch geschlossen integrieren lassen, während die übrigen Fälle durch elliptische Integrale dargestellt werden. Um einen Überblick über die vorkommenden Geschwindigkeiten zu erhalten, sollen die Grenzfälle und später die Relaxationszeiten betrachtet werden.

Wird mit v die individuelle Geschwindigkeit eines Sternes im Gravitationsfeld der übrigen bezeichnet, so ergibt sich für Kreisbahnen unter Annahme des Schusterschen Gesetzes aus

$$v = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}$$

ein Geschwindigkeitsmaximum bei $r = b\sqrt{2}$ vom Betrag

$$v_k = \sqrt{\frac{2GM}{3^{3/2} \cdot b}}.$$

⁷ A. van Maanen, *Astrophysic. J.* **66**, 89 = *Contrib. Mt. Wilson Obs.* 338 [1927].

⁸ A. Kipper, *Z. Astrophysik* **2**, 214 [1931].

Zwischen c und v_k besteht also die Beziehung $c = 0,875 \cdot v_k$. Es zeigt sich, daß v_k mit 6,3 km/sec nur unwesentlich größer als c ist. Das liegt offensichtlich daran, daß zum Haufeninnern wohl die Sternzahl stark zu-, die Kreisbahngeschwindigkeit jedoch abnimmt. Nach außen nimmt letztere ebenfalls ab, die Sternzahl aber sehr rasch. So ist der Beitrag der niederen Geschwindigkeiten beim Mittelbilden gering. Fragt man nach den Entfernungen r_1 bzw. r_2 , bei denen die Kreisbahngeschwindigkeit gleich c ist, so ergibt sich

$$r_1 = 0,77b, \quad r_{(v_k)} = 1,41b, \quad r_2 = 2,86b.$$

Die drei Entfernungen stehen also etwa im Verhältnis 1:2:4.

Bei der Entfernung des Haufens *M 13* von 9500 pc nach Shapley¹⁰ beträgt für $c = 5,5$ km/sec die maximale Eigenbewegung 0,00012", ist also rd. 35-mal kleiner als die von Finlay-Freundlich benutzte.

Bei Pendelbahnen folgt aus der Bewegungsgleichung

$$\ddot{r} = -G \frac{M_r}{r^2}$$

für das Quadrat der Geschwindigkeit

$$v^2 = \frac{2GM}{Vb^2 + r^2} - \frac{2GM}{Vb^2 + R^2},$$

wobei R die größte erreichbare Entfernung darstellt ($v_k = 0$). Um ins Unendliche zu gelangen, muß ein aus dem Zentrum auspendelnder Stern mindestens die Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{b}}$$

haben. Vergleicht man wieder mit c , so ergibt sich allgemein

$$v_\infty = 2,607c,$$

also mindestens 14,4 km/sec in unserem Modell. Denkt man sich die Masse des Haufens in einem Punkt vereinigt, so würde dann mit $R \rightarrow \infty$ $v_\infty = 0$ und

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$$

⁹ E. Strömgren, *Astronom. Nachr.* **203**, 17 [1916].

¹⁰ H. Shapley, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **30**, 61 = *Harvard Repr.* 257 [1944].

lauten. In der Entfernung $r = b$ hätte der Stern also gerade die Geschwindigkeit, die er sonst im Zentrum des Kugelhaufens besitzen müßte, um dem Haufenverband gerade noch entweichen zu können. Damit hat der Parameter b eine dynamische Bedeutung erhalten. Wenn ehemals einem Haufen angehörende Sterne jetzt in der Galaxis vorkommen sollten, dann braucht man nach den obigen Ergebnissen also nicht anzunehmen, daß sie bereits mit Geschwindigkeiten von Hunderten von km/sec den Haufen verlassen haben, wie es von Finlay-Freundlich vermutet wird.

2. Diffusion von Sternen aus Kugelhaufen

Dieses hier entwickelte Massen- und Geschwindigkeitsbild reicht aus, um die Relaxationszeit und die Wahrscheinlichkeit des Entweichens von Sternen bestimmen zu können. Da nach Shapley¹⁹ die absoluten Integralhelligkeiten von $M3$ und $M13$ etwa dem Durchschnitt von 30 Kugelhaufen entsprechen, so wird man das Ergebnis als einigermaßen repräsentativ für einen mittleren Kugelhaufen betrachten dürfen. Wird mit Heckmann und Siedentopf¹ sowie Fricke¹¹ in erster Näherung eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Sterne angenommen, so beträgt mit

$$c = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \cdot a$$

die Relaxationszeit

$$t = \frac{15 \cdot a^3}{8\sqrt{\pi} G^2 m^2 n}.$$

Darin bedeuten m die mittlere Masse eines Sternes und n die Zahl der Sterne pro Volumeneinheit. Mit $n = 500 \text{ pc}^{-3}$, $m = 2m_{\odot} = 4 \cdot 10^{33} \text{ g}$ und $c = 15 \text{ km/sec}$ erhält Fricke $t = 2,3 \cdot 10^{10} \text{ Jahre}$. Nach dem Vorstehenden ist jetzt $\bar{c} = 5,5 \text{ km/sec}$ und $m = 0,5 m_{\odot} = 10^{33} \text{ g}$ zu setzen. Wenn diese Zahlen auch von denen Frickes etwas abweichen, so ist dies auf die Relaxationszeit von geringerem Einfluß. Schwieriger ist es aber schon mit der Annahme eines passenden Wertes für n . An sich ist für die Herleitung der Relaxationszeit n als konstant vorausgesetzt worden. In Kugelsternhaufen kann davon aber keine Rede sein. Heckmann und Siedentopf und damit auch

¹¹ W. Fricke, Z. Astrophysik **20**, 268 [1941].

Fricke entscheiden sich, die zentrale Dichte zu wählen, da die Begegnungen im inneren Teil des Haufens die größte Rolle spielen werden. Der Einfluß der weit ausgedehnten äußeren Teile, die infolge der geringen Dichte die Relaxationszeit vergrößern, wird damit vernachlässigt. Die Ergebnisse der drei Autoren können daher nur eine untere Grenze sein. Uns erscheint es aber nicht berechtigt, die zentrale Haufendichte und damit den engen Kern für die mittleren Verhältnisse im ganzen Haufen als repräsentativ anzusehen. Aus diesem Grund wird hier für die Sternendichte die mittlere Dichte des ganzen Haufens angesetzt. Bei einem durchschnittlichen Haufenumfang von 31 pc ergibt sie sich zu rd. 2 pc^{-3} . Damit vergrößert sich die Relaxationszeit auf $4,5 \cdot 10^{12} \text{ Jahre}$, beträgt also das 1500-fache der Lebensdauer des Milchstraßensystems.

Nach Chandrasekhar¹² läßt sich die Wahrscheinlichkeit $Q(\tau)$ für das Entweichen eines Sternes aus einem Sternhaufen mittels

$$Q(\tau) = 0,9966 (1 - e^{-0,0075 \tau}) + \sum_{n=2}^{\infty} A_n (1 - e^{-\lambda_n \tau}) \quad (43 \text{ Ch})$$

berechnen. In ihr bedeutet τ die Zeit in Einheiten der Relaxationszeit, A_n und λ_n sind positive Konstanten. Die Formel gilt nur für die dimensionslose Veränderliche $\varrho = \varrho_{\infty} = 2,45$, die mit der Geschwindigkeit v und der Entweichgeschwindigkeit v_{∞} durch die beiden Beziehungen

$$v^2 = \frac{2}{3} |v|^2 \cdot \varrho^2 \quad \text{und} \quad \overline{v^2} = 4 |v|^2$$

verknüpft ist. Bei parabolischer Geschwindigkeit in der Entfernung $r = b\sqrt{2}$ ergibt sich nach $r_{\infty}^2 = 2 r_k^2$ und $r_k^2 = 1,3 \bar{c}^2 = 1,3 |v|^2$ für ϱ der Wert $\varrho_{\infty} = 2,0$. Entweicht der Stern andererseits auf einer Pendelbahn, so ist¹³ $v_{\infty}^2 = 6,76 \bar{c}^2$ und $\varrho_{\infty} = 3,2$. Chandrasekhar's Wert liegt etwas unterhalb des Mittels beider ϱ_{∞} . Da die parabolische Geschwindigkeit das $\sqrt{2}$ -fache der Kreisgeschwindigkeit nur im Fall eines zentralen Massenpunktes beträgt, so muß sie in Kugelhaufen etwas größer sein, da beim Entweichen infolge der räumlichen Verteilung der Sterne neue Sterne zur Zentralmasse treten. Es erscheint da-

¹² S. Chandrasekhar, Astrophysic. J. **98**, 54 [1943].

¹³ Es steht \bar{c} für $\sqrt{c^2}$.

her plausibel, statt (43 Ch) einfach den aus Tab. 2¹² für $\varrho_\infty = 2,6$ folgenden Wahrscheinlichkeitsausdruck

$$Q(\tau) = 0,9989 (1 - e^{-0,0038 \tau}) + \sum_{n=2}^{\infty} A_n (1 - e^{-\lambda_n \tau})$$

zu verwenden, da über eine Gewichtsverteilung der ϱ_∞ nichts ausgesagt werden kann. Selbst wenn man ein Überwiegen der Werte um $\varrho_\infty = 2,0$ annimmt, so muß dem entgegengehalten werden, daß diese Sterne erheblich langsamer diffundieren als jene um $\varrho_\infty = 3,2$. Für $\tau \rightarrow \infty$ muß $Q(\tau) = 1$ sein und demzufolge $\Sigma A_n = 0,0011$. Da in unserem Fall die Lebensdauer der Galaxis und damit die der Kugelhaufen nur $0,67 \cdot 10^{-3}$ ihrer Relaxationszeit beträgt, so kann man einfacher schreiben

$$Q(\tau) = 0,0038 \tau + \sum_{n=2}^{\infty} A_n (1 - e^{-\lambda_n \tau}).$$

Nach der Ungleichung

$$\sum_{n=2}^{\infty} A_n (1 - e^{-\lambda_n \tau}) < \sum_{n=2}^{\infty} A_n$$

folgt schließlich

$$Q(\tau) < 0,0011,$$

da der Summand $0,0038 \tau$ gegenüber $0,0011$ vernachlässigt werden kann. Die Zahl der Sterne, die insgesamt aus 150 Kugelsternhaufen zu je $2,4 \cdot 10^5$ Sternen in $3 \cdot 10^9$ Jahren diffundiert sind, ist also < 40000 . Denkt man sich diese Sterne in eine Kugel vom Radius des Milchstraßensystems (15000 pc) verteilt, so finden sich in dem uns zugänglichen Beobachtungsbereich von 200 pc weniger als 0,1 Sterne. Diese Zahl muß sicher noch deshalb verkleinert werden, weil die Sonne wesentlich vom galaktischen Zentrum absteht und um dieses eine Häufung der heranwandernden Fremden

¹⁴ J. H. Oort, Publ. Kapteyn Astronom. Labor. Groningen 40 [1926].

¹⁵ G. R. Miezaika, Astronom. Nachr. **270**, 249 [1940].

¹⁶ P. W. Merrill, Astrophysic. J. **58**, 215 = Contrib. Mt. Wilson Obs. 264 [1923]; Astrophysic. J. **94**, 171 = Contrib. Mt. Wilson Obs. 649 [1941].

¹⁷ A. H. Joy, Publ. astronom. Soc. Pacific **44**, 240 [1932]; **50**, 302 [1938]; Astrophysic. J. **96**, 344 = Contrib. Mt. Wilson Obs. 668 [1942].

¹⁸ R. E. Wilson u. P. W. Merrill, Astrophysic. J. **95**, 248 = Contrib. Mt. Wilson Obs. 658 [1942]; R. E. Wilson, Astrophysic. J. **96**, 371 = Contrib. Mt. Wilson Obs. 669 [1942].

sterne zu erwarten ist. Dieses Ergebnis ändert sich nur unwesentlich, wenn die Relaxationszeit Frickes von $2,3 \cdot 10^{10}$ Jahren verwandt wird. Dann ist $\tau = 0,13$ und $Q(\tau) < 0,0016$. Liegt die zuerst genannte Schranke 0,0011 wahrscheinlich noch zu hoch, so darf man das in viel stärkerem Maße von der zweiten (0,0016) erwarten. Nun dürfte das Verhältnis der Anzahl der RR Lyrae-Sterne zu allen Sternen in den Kugelhaufen höchstens von der Größenordnung 10^{-2} bis 10^{-3} sein. Überträgt man dieses Verhältnis auf die diffundierten Sterne, so dürfte für nicht mehr als 40 bzw. 400 RR Lyrae-Sterne der Ursprung in den Kugelhaufen zu suchen sein. Das ist aber nur ein verschwindender Bruchteil der bis jetzt in der Galaxis aufgefundenen RR Lyrae-Sterne.

3. Beziehungen zwischen kinematischen und physikalischen Eigenschaften von Sternen; kosmogonische Konsequenzen

Die Sterne hoher Geschwindigkeit umfassen nach Oort¹⁴, Miezaika¹⁵, Merrill¹⁶, Joy¹⁷, Wilson¹⁸ u. a. die unveränderlichen Riesen und Zwerge vom Spektraltyp später als etwa F5, die RR Lyrae-Sterne, einen Teil der langperiodischen Veränderlichen vom Spektraltyp M und Me, vornehmlich solche mit Perioden $< 300^d$ sowie einen Teil der weniger regelmäßigen M-Sterne. Durch die Untersuchungen von Kuiper¹⁹, Popper und Seyfert²⁰ hat sich gezeigt, daß auch die Unterzwerge in der Sonnenumgebung zu den schnellbewegten Sternen zu rechnen sind.

Alle diese Sterne zeigen die charakteristischen Eigenschaften der Schnellläufer. Kinematisch handelt es sich also um eine zusammenhängende Gruppe. Diese Gruppe ist bis auf die Unterzwerge, regelmäßigen und weniger regelmäßigen Langperiodischen identisch mit den Sternen des Baaedeschen Sterngemisches II^{21, 22}. Fügt man

¹⁹ G. P. Kuiper, Astrophysic. J. **91**, 269 [1940]; **92**, 126 [1940] u. f.

²⁰ D. M. Popper u. C. K. Seyfert, Publ. astronom. Soc. Pacific **52**, 401 [1940]; D. M. Popper, Astrophysic. J. **95**, 307 [1942]; **98**, 209 [1943].

²¹ Baaede hat gefunden, daß es zwei verschiedene Typen von Sterngemischen gibt. Dem Typ I entspricht im Hertzsprung-Russell-Diagramm die gewöhnliche Verteilung der Sterne, wie man sie aus der Milchstraße her kennt. Es enthält also die Sterne aller Spektraltypen, insbesondere auch die frühen, sehr hellen O- und B-Sterne. Dem Typ II entspricht die Verteilung im Hertzsprung-Russell-Diagramm, wie sie in den Kugelhaufen beobachtet wird. Es fehlen die

aus kinematischen Gründen die langperiodischen Veränderlichen hinzu, so wird das Gemisch über die von B a a d e gegebene Grenze bei K bis zu M ausgedehnt.

Nach noch nicht veröffentlichten Überlegungen v. Weizsäcker²² ist es wahrscheinlich, daß es sich beim Sterngemisch I um relativ junge Sterne handelt. Sie treten in Verbindung mit interstellarer Materie auf, während das Sterngemisch II ältere Sterne enthält, die in Gebieten erscheinen, die frei von interstellarer Materie sind, wie z. B. in den Kugelhaufen. Daß es sich bei den schnellbewegten Langperiodischen im Gegensatz zu der bisherigen Auffassung von den roten Riesen um alte Sterne handelt, hat Miezaika²³ bereits früher vermutet.

Nun bevorzugen die Sterne des Gemisches II die dichten Sternansammlungen, wie sie in den Kugelhaufen und Kerngebieten der Spiralnebel vom Typ *Sb* sowie den elliptischen Nebeln und den Spiralen vom Typ *Sc* gegeben sind. Es werden also Systeme einfacher rotationssymmetrischer Struktur von ihnen bevorzugt.

Für die Bildung von zwei so verschiedenen Hertzprung-Russell-Diagrammen (H-R-Diagramm) kommt in erster Linie verschiedene chemische Zusammensetzung der Sternmaterie als Ursache in Betracht. Es mag zunächst noch offen bleiben, ob die Materie von Anfang an verschieden war, oder erst durch unterschiedliches Lebensalter oder unterschiedlichen Entwicklungsgang chemisch verschieden zusammengesetzt worden ist.

Eine auffallend homogene Form von Sternsystemen stellen ohne Frage die Kugelhaufen dar, die sich aus Sternen des Typs II rekrutieren. Ihre Entwicklung ist höchstwahrscheinlich für alle Mitglieder ähnlich verlaufen. Es liegt nahe, ursprünglich gleichförmige Materie als Baustoff ihrer Mitglieder anzunehmen. Einzelheiten ihrer H-R-Diagramme oder sonstiger statistischer Zustandsbilder würden also ausschließlich durch ihr Alter und die Eigenschaften der primären Materie bestimmt sein. Über individuelle Unterschiede der H-R-Diagramme der einzelnen Haufen ist wenig bekannt. Besonders auffällig scheinen sie, wenn frühen Spektraltypen, dafür gehören aber die kurzperiodischen δ Cephei-Sterne dazu. Die räumliche Verteilung der beiden Sterngemische ist in der Milchstraße und in den extragalaktischen Sternsystemen verschieden.

²² W. B a a d e , *Astrophysic. J.* **100**, 137 = Contrib. Mt. Wilson Obs. 696 [1944]; *Astrophysic. J.* **100**, 117 = Contrib. Mt. Wilson Obs. 697 [1944].

sie überhaupt existieren, jedenfalls nicht zu sein. Als verbürgt ist im wesentlichen die wechselnde Stärke der Besetzung des Nebenastes der Riesenserie anzusehen, die durch die von Fall zu Fall verschiedene Größe des bekannten Buckels in der Häufigkeitsfunktion der absoluten Helligkeiten zum Ausdruck kommt. Die Größe dieses Exzesses über die monotone Kurve bestimmt die Zahl der kurzperiodischen Cepheiden in Kugelhaufen, wie kürzlich von Miezaika²⁴ gezeigt wurde. Tatsächlich sind darüber hinaus RR Lyrae-Veränderliche auch in den Sternansammlungen besonders häufig, in denen die Dichte des Nebenastes besonders groß ist. Falls eine Feststellung Schawarschilde²⁵ über $M3$ richtig und allgemeingültig ist, wäre anzunehmen, daß überhaupt alle Sterne in einem eng begrenzten Streifen des H-R-Diagramms in dieser Gegend kurzperiodische Cepheiden sein müssen.

Von Haufen zu Haufen weist die Häufigkeitsverteilung der Perioden der kurzperiodischen Cepheiden merkliche Unterschiede auf, deren Realität kaum zu bezweifeln ist. Die Kurven zeigen ausgeprägt zerrißene Struktur, während in der Milchstraße die Häufigkeitsfunktion ein gut ausgebildetes Maximum bei $P = 0^d48$ besitzt und von dort aus monoton nach kürzeren und längeren Periodenwerten hin abfällt. In den Kugelhaufen sind die Verhältnisse völlig anders. Der Parameter, der in den Haufen die Verteilung bestimmt, ist unbekannt. Vermutlich ist er im Alter, in der Massenhäufigkeitsfunktion oder der ursprünglichen chemischen Zusammensetzung zu suchen. Möglich ist vielleicht auch ein Einfluß der Dichteverteilung im Haufen.

Die Unterschiede der statistischen Zustandsbilder der Kugelhaufen und wahrscheinlich auch anderer Sternansammlungen sind überwiegend quantitativer Art. Für die Haufen kommt man daher mit der Annahme aus, daß die Massenverteilung verschieden ist. Unterschiedliche chemische Zusammensetzung müßte angenommen werden, wenn größere qualitative Unterschiede bestehen würden. Nach Ausweis der H-R-Diagramme ist

²³ Wir sind Hrn. v. Weizsäcker für die mündliche Mitteilung zu Dank verpflichtet. Inzwischen erschien in *Z. Astrophysik* **24**, 181 [1947].

²⁴ G. R. Miezaika, Veröff. Bad. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 7 [1946].

²⁵ G. R. Miezaika, Veröff. Bad. Landessternw. Heidelberg **14**, Nr. 8 [1946].

²⁶ M. Schawarschild, Harvard College Obs. Circ. 437 [1940].

das aber für die Kugelhaufen nicht der Fall. Anders ist es dagegen z. B. in den extragalaktischen Nebeln und im Milchstraßensystem, wo die Populationen I und II teilweise nebeneinander vorkommen. In diesem Sinne wäre auch das strukturlose, glockenkurvenähnliche Periodenhäufigkeitsdiagramm der RR Lyrae-Sterne im Milchstraßensystem zu deuten.

Nach dem bisher Gesagten besteht keine Notwendigkeit mehr zu der gelegentlich geäußerten Vermutung, daß die galaktischen RR Lyrae-Sterne aus Kugelhaufen stammen. Abgesehen davon, daß es nach den Bemerkungen im vorigen Abschnitt völlig unwahrscheinlich ist, die große Anzahl der in der Milchstraße beobachteten und darüber hinaus anzunehmenden kurzperiodischen Cepheiden durch Diffusion aus den die Galaxis begleitenden etwa 150 Kugelhaufen rein zahlenmäßig zu verstehen, ist es viel plausibler, ihre Herkunft in die dichten Sternwolken, vorzugsweise in die des galaktischen Zentrums, zu verlegen. Diese müssen auch als Ursprungsort der übrigen schnellbewegten Sterne einschließlich der langperiodischen Veränderlichen mit $P < 300^d$ angesehen werden. Das einfache Periodenhäufigkeitsdiagramm der galaktischen RR Lyrae-Sterne wäre demnach durch die Überlagerung zahlreicher einzelner zu verstehen. Sie kommt zustande durch die Herkunft von Cepheiden aus verschiedenen Milchstraßenwolken oder zumindest aus einer mit örtlich oder zeitlich schwankendem und für die Bildung der RR Lyrae-Sterne wichtigem Parameter. Dazu kommen noch diejenigen, die aus Kugelhaufen entwichen sind. Alter, Massenverteilung, chemische Anfangszusammensetzung und auch Dichte, falls sie eine Rolle spielt, werden für die einzelnen Wolken nicht die gleichen sein. Die Herausbildung der RR Lyrae-Sterne wird zu verschiedenen Zeiten aus unterschiedlicher Urmaterie unter nichteinheitlichen Kräfteverhältnissen stattgefunden haben, wenn sie den variierenden Parameter darstellen.

Vor einiger Zeit hat Miczaika²⁷ auf die Möglichkeit hingewiesen, daß die Schnellläufer zwei Ströme darstellen können, deren Mitglieder sich vorzugsweise nach $l = 175^\circ$ und $l = 305^\circ$ bewegen. Führt man eine Bewegung der Sonnen-

²⁷ G. R. Miczaika, Astronom. Nachr. **270**, 249 [1940].

²⁸ G. Strömgren, Astrophysic. J. **104**, 12 = Contrib. Mt. Wilson Obs. 722 [1946].

umgebung als Träger des Koordinatensystems gegen den Schwerpunkt der Ströme ein, so kann man sagen, daß mit einer nach $l = 46^\circ$, $b = -11^\circ$ gerichteten Geschwindigkeit von 48 km/sec die wahren Stromapices nach den galaktischen Längen $l = 148^\circ$ und $l = 328^\circ$ wandern, wobei die galaktische Ebene die Bewegungsebene darstellt. Die Strombewegung wäre also auf das galaktische Zentrum und von ihm fort gerichtet. Die Schnellläufer wären Sterne, die auf geradlinigen oder sehr langgestreckten Bahnen durch das Zentrum hindurchpendeln.

Vielleicht ist die bisher immer angenommene untere Grenzgeschwindigkeit der Schnellläufer von 63 km/sec überhaupt nicht so scharf ausgeprägt, wie zumeist geglaubt wird. Wenn man z. B. das Diagramm der auf die galaktische Ebene projizierten Geschwindigkeiten der Sterne innerhalb von 20 pc Sonnenentfernung betrachtet, wie es Strömgren²⁸ kürzlich aufgestellt hat, erkennt man das Einsetzen der Asymmetrie bei viel kleineren Geschwindigkeiten als 63 km/sec. Auch Vyssotsky²⁹ macht neuerdings darauf aufmerksam, daß die Geschwindigkeitsasymmetrie in der Richtung der galaktischen Rotation bei den M-Zwergen bereits bei kleineren Geschwindigkeiten einsetzt und dies auch für die G-Zwergen gelten soll.

Wenn tatsächlich eine sehr starke Konzentration der Masse des Milchstraßensystems nach dem galaktischen Zentrum besteht, läßt sich die Bewegungsgleichung

$$\ddot{r} = - \frac{G M}{r^2}$$

integrieren. Für die radiale Geschwindigkeit v eines Sternes im Abstand r vom galaktischen Zentrum folgt

$$r^2 = 2 G M \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right),$$

wobei R die maximal erreichbare Entfernung und G wieder die Gravitationskonstante bezeichnen. Für verschiedene v sind in Tab. 1 die erreichbaren R unter der Annahme $r_\odot = 10000$ pc zusammengestellt. Die in Sonnenentfernung notwendige Geschwindigkeit zum Entweichen stimmt übrigens mit der von Oort³⁰ gefundenen überein, die min-

²⁹ A. N. Vyssotsky, Astrophysic. J. **104**, 239 [1946].

³⁰ J. H. Oort, Bull. Astronom. Inst. Netherlands 8, 337 [1939].

<i>v</i> km/sec	<i>R</i> pc
50	10 150
100	10 600
200	13 000
300	20 900
416	∞

Tab. 1.

destens 400 km/sec betragen soll. Um schließlich vom galaktischen Kern bis zur Entfernung *R* auszupendeln, braucht ein Stern die Zeit

$$T = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{R^3}{2GM}},$$

die sich für Sonnenentfernung zu $3,7 \cdot 10^7$ Jahren errechnet. Sie ist also wesentlich kleiner als das Alter der Milchstraße, so daß ein Stern bereits eine größere Anzahl von vollständigen Schwingungen ausgeführt haben kann.

Man könnte nun erwarten, daß im statistischen Durchschnitt genau soviel Sterne nach außen wie nach innen strömen müssen. Wie man aus der graphischen Darstellung von Mieczakiewicz²⁷ über die Verteilung der Schnelläuferapices ersehen kann, überwiegen die vom galaktischen Zentrum fort gerichteten Bewegungen. Dieser Befund läßt sich verstehen, wenn man berücksichtigt, daß ein Teil der nach außen wandernden Sterne völlig entweichen wird. Ein anderer Teil wird infolge seiner immer kleiner werdenden Geschwindigkeit durch Begegnungen mit anderen Sternen in seiner Bahn gestört werden und deshalb auf anderen Bahnen zurückkehren. Das Verhältnis der nach außen zu den nach innen laufenden Sternen beträgt 7:5. Die beobachtete Streuung der Richtungen um die des Radiusvektors weist darauf hin, daß zu den streng radialen Bewegungen noch solche auf langgestreckten krummlinigen Bahnen treten. Die Richtungsstreuung der einströmenden Sterne ist größer als die der ausströmenden. Dies kann daran liegen, daß die Wahrscheinlichkeit für Bahnstörungen bei den zurückkehrenden Sternen größer ist als bei den ausströmenden.

²¹ N. U. Mayall, *Astrophysic. J.* **104**, 290 [1946].

²² W. Baade, *Astronom. Nachr.* **232**, 65 [1928]; *Astrophysic. J.* **79**, 475 = *Contrib. Mt. Wilson Obs.* 493 [1934].

Die erwähnte relative Geschwindigkeit der Sonnenumgebung von 48 km/sec in der Rotationsrichtung gegen den Schwerpunkt der Schnellläuferströme ist aufzufassen als Differenz der Rotationsgeschwindigkeit am Sonnenort gegen die aus dem galaktischen Kerngebiet „mitgebrachte“ Rotationsgeschwindigkeit der Schnellläufer. In diesem Zusammenhang ist eine Feststellung Mayalls²¹ von besonderem Interesse, die er aus den Radialgeschwindigkeiten von 50 Kugelhaufen gemacht hat. Danach ist die Kreisbahngeschwindigkeit der Sonnenumgebung um etwa 80 km/sec größer als ihre Geschwindigkeit gegen das System der Kugelhaufen.

Die vorgetragene Auffassung wird noch durch die Beobachtung gestützt, daß das Sterngemisch II, dem die Schnellläufer angehören, vorzugsweise in den Kernen der Sternsysteme bzw. ähnlich dichter Gebilde auftritt. Die Konzentration der kurzperiodischen Cepheiden nach dem Kerngebiet des galaktischen Systems ist stark. Allerdings weisen andere Milchstraßenwolken anscheinend eine solche Häufung von RR Lyrae-Sternen nicht auf. Baade²² hat trotz entsprechender Durchmusterung für die Cygnus-Wolke keine merkliche Konzentration gefunden. Im Gegensatz zum Milchstraßenkern scheinen die Verhältnisse hier also nicht so zu sein oder gewesen zu sein, daß Sterne des Gemisches II in ihnen vorzugsweise gebildet werden. Vermutlich war die Dichte hier nie so hoch, um das Gemisch II überwiegend entstehen zu lassen. Andernfalls könnte es schnellbewegte Sterne geben, deren Ursprung in solche Wolken zu verlegen wäre. Auffallenderweise zeigt die Cygnus-Wolke nach Plaskett²³ und Struve²⁴ eine ausgeprägte Anhäufung von *O*- bzw. *O*- und *B*-Sternen, also eine erhöhte Häufigkeit des Gemisches I.

²³ J. S. Plaskett, *Publ. Dominion astrophysic. Obs. Victoria* **2**, 339 [1924].

²⁴ O. Struve, *Astronom. Nachr.* **231**, 17 [1927].