

Dichtewellen : eine Erklärung der Spiralstruktur?

Autor(en): **Wiedemann, Doris**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft**

Band (Jahr): **30 (1972)**

Heft 128

PDF erstellt am: **18.04.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-899727>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

wärtig z. B. nach den der Erde sehr nahe kommenden «Hermes» und «Apollo».

1966 wurde ein weiteres Beobachtungsprogramm mit demselben Instrument in Angriff genommen, die Beobachtung von künstlichen Satelliten für geodätische Zwecke. Die Beobachtungsmethoden sind nicht wesentlich anders als für die Kleinen Planeten. Einzig der Zeit muss grössere Beachtung geschenkt werden. Gleichzeitige Beobachtung von weit auseinanderliegenden Stationen (Grössenordnung 1000 km) gestattet die relative Lage der beiden Stationen zu bestimmen. Im Laufe dieses Jahres wurde zudem ein *Puls-Laser* auf dem Teleskop montiert. Es wird die Laufzeit eines Laser-Pulses, der am Satelliten mittels Retro-Reflektoren zurückgeworfen wird, auf Nanosekunden (10^{-9} sec) genau gemessen und damit die Entfernung des Satelliten auf ungefähr 1 Meter bestimmt. Die Lage von Zimmerwald ist nach den bisherigen Beobachtungen in einem weltweiten Ko-

ordinatensystem schon recht genau bekannt, und die alte geodätische Tradition der Berner Sternwarte wurde mit modernsten Mitteln fortgesetzt.

Die Überwachungsaufnahmen für Supernovae werden in Zukunft von einer kleinen Doppel-Schmidt-Kamera 250/400/400 mm übernommen werden, die in der Privatsternwarte von W. SCHAERER nicht weit von Zimmerwald steht.

Neben den reinen Beobachtungs-Programmen sind im Institut auch noch einige himmelsmechanische Arbeiten durchgeführt worden oder in Durchführung begriffen. Das CASSEGRAIN-Teleskop soll in Zukunft auch für lichtelektrische Beobachtungen benutzt werden. Im weiteren ist eine Bildverstärkeranlage in Entwicklung begriffen, mit der wir am CASSEGRAIN relativ schwache Objekte in kurzer Belichtungszeit zu erfassen hoffen.

Adresse des Verfassers: Prof. Dr. M. SCHÜRER, Astronomisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH 3000 Bern.

Dichtewellen - eine Erklärung der Spiralstruktur?

VON DORIS WIEDEMANN, Basel

Das eindrucklichste Merkmal vieler Sternsysteme ist wohl die ausgeprägte *Spiralstruktur*, welche etwa 70

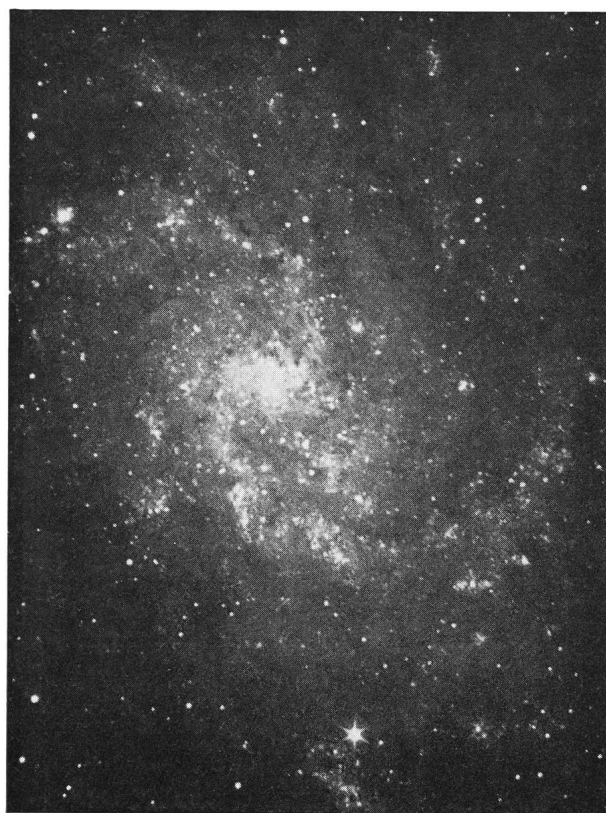


Fig. 1: Die Galaxie M 33

Prozent aller bekannten Galaxien aufweisen. Meistens sind es zwei Spiralarme, die an diametral gegenüberliegenden Punkten, nahe beim Kern der Galaxie, beginnen und sich etwa über 10 kpc nach aussen erstrecken. Figur 1 zeigt als Beispiel die kleine Galaxie M 33. Nachdem man erkannt hatte, dass diese Systeme nicht wie ein starrer Körper, sondern im allgemeinen stark differentiell rotieren, erhob sich alsbald die Frage nach der Beständigkeit der Spiralarme. Es lässt sich nämlich durch eine einfache kinematische Überlegung zeigen, dass die differentielle Rotation eine Spiralstruktur mit der Zeit zerstört. Wir wollen diese Überlegung benutzen, um die charakteristische Zeit abzuschätzen, in der das Spiralmuster verloren gehen sollte.

Zu diesem Zweck betrachten wir einen äusseren Stern A und einen inneren Stern B, die das galaktische Zentrum, welches das Kraftzentrum sein soll, auf Kreisbahnen mit den Radien r_1 und r_2 umlaufen (Fig. 2). Die beiden Sterne sollen zur Zeit $T = 0$ in Konjunktion stehen. Infolge der differentiellen Rotation läuft der innere Stern jedoch schneller um das galaktische Zentrum als der äussere, so dass sich die beiden nach einer gewissen Zeit T in Opposition befinden werden. T lässt sich aus den Umlaufzeiten der beiden Sterne berechnen:

$$T = \frac{1}{2} \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}.$$

In einigen wenigen Vielfachen von T wird eine gegebene Struktur verwischen, so dass die Grössenordnung von T der Lebensdauer der Spiralarme entspricht.

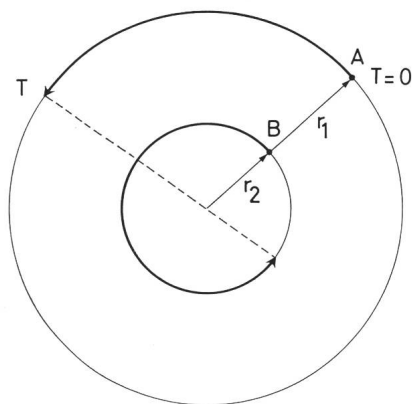


Fig. 2: Der Glättungseffekt der differentiellen Rotation.

spricht. Nimmt man Zahlenwerte, die etwa für unsere Milchstrasse gelten:

$$\begin{array}{lll} r_1 = 10 \text{ kpc} & \text{d. h.} & T_1 \sim 2 \cdot 10^8 \text{ Jahre,} \\ r_2 = 4 \text{ kpc} & \text{d. h.} & T_2 \sim 1 \cdot 10^8 \text{ Jahre,} \end{array}$$

so findet man

$$T \sim 10^8 \text{ Jahre.}$$

Diese Zeit ist nun aber kurz im Vergleich zum Alter der Galaxien, das in der Grössenordnung von 10^{10} Jahren liegt. Unter der Annahme, die Spiralarme seien ungefähr gleichzeitig mit der Galaxie entstanden, sollten also gar keine Spiralnebel mehr zu sehen sein.

Warum beobachten wir dennoch häufig dieses Spiralmuster? Zwei Fälle sind denkbar: entweder muss irgendein Mechanismus die Auswirkung der differentiellen Rotation kompensieren, oder die Spiralarme sind in Wirklichkeit die Kompressionszonen einer um das galaktische Zentrum laufenden Dichtewelle. Dieser letztere Gedanke bildet den Ausgangspunkt einer Theorie von C. C. LIN und F. H. SHU, welche das Bestehen eines Spiralusters in differentiell rotierenden Sternsystemen erklärt. Im folgenden sollen die Grundidee dieser Theorie sowie ein paar Vergleichsmöglichkeiten von Theorie und Beobachtung skizziert werden.

Es ist zweckmässig, sich zunächst zu überlegen, wie eine periodische Störung, die im Abstand r um das galaktische Zentrum läuft, beschrieben wird. Wir betrachten daher eine Störung S , die sich zur Zeit t am Ort (r, θ) befindet und mit der Winkelgeschwindigkeit Ω_s längs des Kreises vom Radius r fortschreitet (Fig. 3). Dieselbe Störung befand sich zur früheren

Zeit $t - \frac{\theta}{\Omega_s}$ am Orte $(r, 0)$; sie lässt sich daher auf diesen Ort zurückführen:

$$S(r, \theta, t) = S(r, 0, t - \frac{\theta}{\Omega_s}).$$

Wenn wir jetzt annehmen, dass ein am Orte $(r, 0)$ stationärer Beobachter eine Störung wahrnimmt, die sich periodisch – also etwa kosinusförmig – mit der Zeit ändert, so gilt für einen beliebigen Zeitpunkt τ

$$S(r, 0, \tau) = A(r) \cos \{ \omega \tau + \Phi(r) \}.$$

Die Amplitude A und Phase Φ sollen der Allgemeinheit halber von r abhängen. Wird nun τ durch $t - \frac{\theta}{\Omega_s}$ ersetzt, so ergibt sich für die *periodische*, um das galaktische Zentrum laufende Störung

$$S(r, \theta, t) = A(r) \cos \left\{ \omega t - \frac{\omega}{\Omega_s} \theta + \Phi(r) \right\}.$$

Von dieser allgemeinen Form müsste auch eine periodische, um das galaktische Zentrum laufende Dichtewelle sein. Sehen wir jetzt, wie LIN und SHU zu einer Dichtewelle dieser Form gelangen, und wie damit das Bestehen einer Spiralstruktur erklärt werden kann.

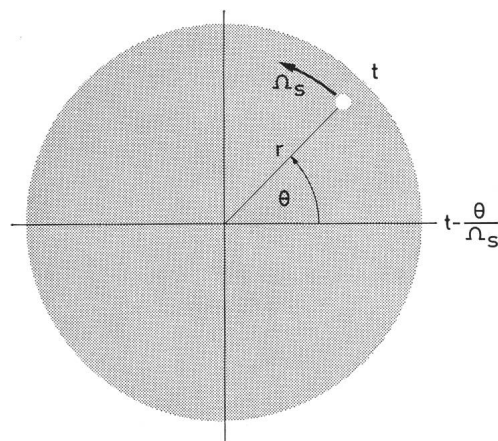


Fig. 3: Im Abstand r mit der Winkelgeschwindigkeit Ω_s umlaufende Störung.

In ihrem ursprünglichen Modell¹⁾ nehmen LIN und SHU eine beliebig dünne galaktische Scheibe an, die eine Flächendichte besitzt, die gleich der in die galaktische Ebene projizierten räumlichen Dichte ist. In dieser Näherung enthält die Dichte sowohl den Massenanteil der Sterne, als auch jenen des interstellaren Gases. Untersucht werden nun nicht die Bahnen einzelner Sterne, vielmehr wird das Sternsystem als Ganzes mit Hilfe der Verteilungsfunktion beschrieben, welche die Anzahl Sterne pro Phasenraumelement zu einer gewissen Zeit angibt. In einem ersten Schritt werden auch die Peculiarbewegungen der Sterne ver-

nachlässigt. LIN und SHU erhalten dann zur Beschreibung des Systems folgende drei Grundgleichungen:

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + \Delta \cdot \mu \vec{v} = 0 \quad \text{Kontinuitätsgleichung}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla \varphi \quad \text{Hydrodynamische Gleichung}$$

$$\Delta \varphi = -4\pi\gamma\mu \quad \text{Poissongleichung}$$

Hierin bedeuten

μ die Flächendichte

$\vec{v}$ den Mittelwert der Geschwindigkeit eines Sterns am Ort (x, y, z) zur Zeit t

φ das Gravitationspotential

γ die Gravitationskonstante.

Durch die Kontinuitätsgleichung wird die Erhaltung der Masse ausgedrückt, während die Hydrodynamische Gleichung im wesentlichen das NEWTON'sche Aktionsprinzip darstellt. Für diese beiden Beziehungen beschränken sich LIN und SHU auf die galaktische Ebene $z=0$, während die Poissongleichung im dreidimensionalen Raum gelten soll.

Schreibt man diese drei Gleichungen in Zylinderkoordinaten auf, so erkennt man als mögliche Lösung für die Dichte und den Mittelwert der Geschwindigkeitskomponenten

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_0(r) \\ v_r &= 0 \\ v_\theta &= r \cdot \Omega(r) > 0 \end{aligned}$$

Diese Lösung stellt einen möglichen Gleichgewichtszustand des Sternsystems mit rotationssymmetrischer Dichteverteilung dar. Die Sterne umlaufen dabei das Zentrum der Galaxie auf Kreisbahnen mit der mittleren Winkelgeschwindigkeit $\Omega(r)$, die durch die Stärke des Kraftzentrums bestimmt ist. Das System rotiert also differentiell.

Es werden nun *kleine* Abweichungen von diesem Gleichgewichtszustand untersucht. Wir setzen daher zum Beispiel für μ

$$\mu = \mu_0(r) + \mu'(r, \theta, t),$$

wobei die gestrichenen Grössen von θ und der Zeit abhängen dürfen und von erster Ordnung sein sollen. Analoge Ansätze gelten für v_r , v_θ und φ . Geht man mit diesen Ansätzen in obige drei Grundgleichungen ein und berücksichtigt dabei nur Grössen erster Ordnung, so entsteht ein Gleichungssystem für μ' , v_r' , v_θ' und φ' . Die Pointe besteht jetzt darin, dass dieses linearisierte System in erster Näherung Lösungen vom Typ

$$\mu'(r, \theta, t) = A(r) \cos \{ \omega t - n\theta + \Phi(r) \},$$

$$n = 1, 2, \dots$$

zulässt. Vergleicht man diesen Ausdruck mit der oben abgeleiteten Darstellung für die Störung S , so zeigt sich, dass die Abweichung von der Gleichgewichtsdichte gerade eine Dichtewelle darstellt, die mit der Winkelgeschwindigkeit

$$\Omega_s = \frac{\omega}{n}$$

um das galaktische Zentrum läuft. Die Störung besteht also hier aus einer lokalen Massenverdichtung, ähnlich etwa der lokalen Verdichtung von Luftmolekülen in Schallwellen. Die Umlaufgeschwindigkeit der Dichtewelle ist allerdings nicht ganz unabhängig vom Rotationsgesetz $\Omega(r)$; man findet nämlich als Bedingung für die Existenz dieser periodischen Lösungen die Ungleichung

$$\Omega - \frac{\kappa}{n} < \Omega_s < \Omega + \frac{\kappa}{n}.$$

κ bedeutet hierin die Frequenz der Epizykelbewegung eines Sterns im Abstand r ; sie hängt nur vom Rotationsgesetz ab. Die Tatsache, dass die Umlaufgeschwindigkeit der Dichtewelle in diesen Grenzen liegen muss, hat Konsequenzen sowohl für die räumliche Ausdehnung der Spiralstruktur als auch für die Anzahl Spiralarme der Galaxien. Bevor wir hierauf zurückkommen, wollen wir jedoch einsehen, dass unsere Dichtewelle tatsächlich eine Spiralstruktur mit sich bringt.

Zu diesem Zweck denken wir uns zum Zeitpunkt $t = t_0$ eine Momentaufnahme der Dichteabweichung μ' gemacht. Wir betrachten μ' zunächst auf einem Kreis mit dem Radius r_0 und setzen

$$\mu'(r_0, \theta, t_0) = A(r_0) \cos n(\theta - \theta_0)$$

wobei wir die Abkürzung

$$\theta_0 = \frac{1}{n} \{ \Phi(r_0) + \omega t_0 \}$$

verwenden. μ' ändert sich kosinusförmig längs dieses Kreises. Wo liegen nun die Punkte grösster Dichte? Sie liegen offenbar dort, wo der Kosinus gleich eins wird, das heisst bei den Winkeln

$$\theta_k = \frac{2\pi}{n} k + \theta_0, \quad k = 0, 1, \dots, n-1$$

und es existieren insgesamt n Dichtemaxima längs dieses Kreises. In Figur 4 ist dies für $n=2$ veranschaulicht; die Dichtemaxima liegen hier bei θ_0 und $\theta_0 + \pi$. Geht man jetzt zu einem grösseren Kreis über, so ist zu beachten, dass sich θ_0 , das ja die Phase $\Phi(r)$ enthält, ändert. Nimmt Φ mit wachsendem r ab, so wird auch θ_0 mit wachsendem r abnehmen und die Dichtemaxima werden sich im Uhrzeigersinn, das heisst entgegen dem angenommenen Rotationsinn der Galaxie verlagern, je weiter man sich vom Zentrum entfernt. Damit erkennt man aber so-

gleich das Zustandekommen der Spiralstruktur. Man erkennt auch, dass n die Anzahl Spiralarme angibt. Dieses ganze Muster rotiert mit der Winkelgeschwindigkeit Ω_s im Umlaufsinn der Sterne um das galaktische Zentrum. Das heisst allerdings nicht a priori, dass die Spiralarme bei der Rotation «nachgeschleppt» werden, wie man aufgrund der Figur zunächst vermuten könnte. Nimmt nämlich Φ (und damit θ_0) mit wachsendem r zu, so tritt genau das Gegenteil ein. LIN und SHU behaupten allerdings, dass bessere Näherungen zugunsten nachgeschleppter Arme entscheiden²⁾³⁾.

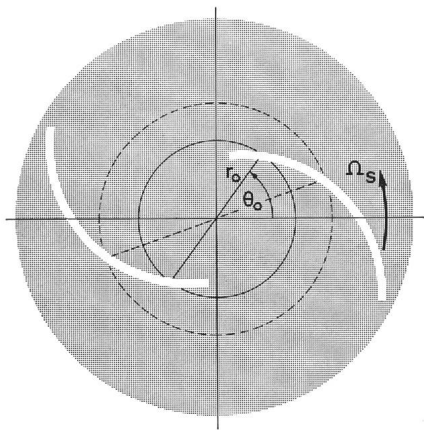


Fig. 4: Zustandekommen des Spiralmusters im Fall von $n = 2$ Armen.

Wir sahen, dass LIN und SHU bei ihrer Erklärung der Spiralstruktur nur dynamische Prinzipien benützen. Sie zeigen, dass eine Dichtewelle mit diesen Prinzipien vereinbar ist und postulieren daher, dass sie auch tatsächlich existiert. Dies ist zugleich der entscheidende Punkt ihrer Theorie. Da das Spiralmuster nicht raumfest ist, sondern sich mit der Winkelgeschwindigkeit Ω_s dreht, wird dieses Postulat als die *QSSS-Hypothese* bezeichnet, die Hypothese der *quasistationären Spiralstruktur*.

Nach diesen eher abstrakten Überlegungen ist es natürlich interessant, danach zu fragen, welche beobachtbaren Tatsachen für diese Theorie der Spiralstruktur sprechen. Es seien hierüber ein paar Bemerkungen angeschlossen.

Da ist zunächst einmal der *Rotationssinn* der Galaxien. Es wurde bereits erwähnt, dass nach der Theorie diese Sternsysteme bevorzugterweise wie ein Feuerad (nachgeschleppte Spiralarme) rotieren. Nachdem längere Zeit dieser Punkt ungeklärt war, scheint heute dieser Rotationssinn auch aus Beobachtungen gesichert.

Ein weiterer Vergleich zwischen Beobachtung und Theorie ergibt sich aufgrund der *Anzahl* Spiralarme,

die nach der Theorie in engem Zusammenhang mit der *Ausdehnung* der Spiralstruktur steht. Dieser Zusammenhang ist durch die oben erwähnte Ungleichung gegeben; er lässt sich anhand der Figur 5 am Beispiel unserer Milchstrasse besser verstehen. In der Figur sind $\Omega(r)$ und die epizyklische Frequenz $\kappa(r)$ für das SCHMIDT-Modell⁴⁾⁵⁾ unserer Milchstrasse ($n = 2$) aufgetragen. Die sich daraus ergebenden Grenzen für die Umlaufgeschwindigkeit des Spiralmusters, $\Omega \pm \frac{\kappa}{2}$, sind gestrichelt eingezeichnet. Da eine Dichtewelle nur in dem durch diese Grenzen definierten Radialbereich bestehen kann, zeigt uns die Figur: Wenn eine Spiralstruktur mit *zwei* Armen über den Bereich von etwa 4 bis 16 kpc Radius besteht, so muss ihre Winkelgeschwindigkeit zwischen etwa 11 und 20 km/(s kpc) liegen. Anders würden die Verhältnisse liegen, wenn man dieselbe Figur für $n = 3$ oder mehr Arme zeichnen würde. Die gestrichelten Kurven würden dann immer näher an die Kurve für Ω heranrücken und eine Spiralstruktur könnte nur über einen viel engeren Bereich bestehen. Dadurch gibt die Theorie eine Erklärung dafür, dass wir in Galaxien, die der unsrigen ähnlich sind, mehrheitlich zwei Arme beobachten.

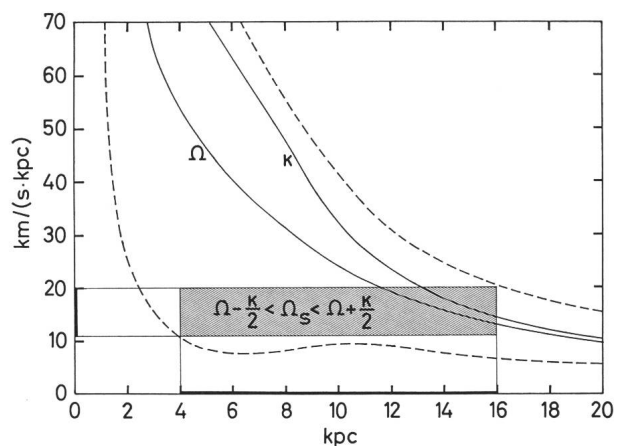


Fig. 5: Rotationsgesetz u.s.w. für das SCHMIDT-Modell unserer Milchstrasse.

Da qualitativ für alle S-Galaxien etwa dasselbe Rotationsgesetz $\Omega(r)$ gilt, gibt die Figur auch gleich die zu erwartende Grössenordnung der Winkelgeschwindigkeit des Spiralmusters an:

$$\Omega_s \sim 10 \frac{\text{km}}{\text{s kpc}}.$$

Lässt sich Ω_s aus Beobachtungen ermitteln, so kann man auch einen Vergleich mit der Theorie anstellen, indem man nachprüft, ob dieses Ω_s der obigen Ungleichung genügt. Wie lässt sich die Umlaufgeschwindigkeit der Dichtewelle bestimmen? In geeigneten

Fällen ist dies aufgrund folgender Überlegung möglich:

Die Spiralarme scheinen im wesentlichen interstellares Gas und junge O- und B-Sterne zu enthalten. Nehmen wir an, ein Stern habe sich in einem Spiralarm am Ort A aus diesem Gas gebildet. Er wird sich jetzt mit der Geschwindigkeit $\Omega_*(r)$ um das galaktische Zentrum bewegen. Nach einer gewissen Zeit Δt hat sich die Spiralstruktur von A nach A' verlagert, während der Stern, sofern seine Umlaufgeschwindigkeit grösser als jene der Dichtewelle ist, nach A'' weitergewandert ist (Fig. 6). Die Distanz

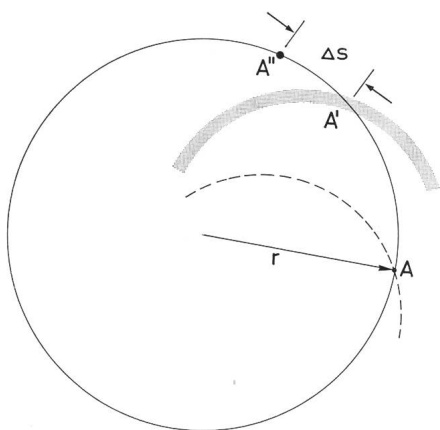


Fig. 6: Bewegung junger Sterne bezüglich der Spiralarme.

$A' A'' = \Delta s$ lässt sich beobachten, so dass bei bekanntem Alter Δt des Sterns und gegebenem Rotationsgesetz $\Omega(r)$ auch die Umlaufgeschwindigkeit der Dichtewelle bestimmt ist:

$$\Omega_s = \Omega_* - \frac{\Delta s}{r \cdot \Delta t}.$$

Betrachten wir abschliessend hierzu ein Beispiel. COURTES und DUBOUT⁵⁾ haben in der Galaxie M 33 (Fig. 1) zum ersten Mal in einem extragalaktischen

System eine Dichtewelle nachzuweisen versucht. Sie betrachten die grossen, etwa 500 pc von ihrem ehemaligen Geburtsort entfernten Assoziationen im südlichen Arm von M 33. Ihr Abstand vom Zentrum der Galaxie beträgt etwa 1,5 kpc. Durch Vergleich mit Assoziationen des Andromedanebels und unserer Milchstrasse kann ihr Alter zwischen $8 \cdot 10^6$ und $20 \cdot 10^6$ Jahre geschätzt werden; wir wollen hier mit dem Mittelwert $1,4 \cdot 10^7$ Jahre rechnen. Aus dem Rotationsgesetz von M 33, das in einer früheren Studie von CARRANZA und anderen⁷⁾ untersucht wurde, ergibt sich schliesslich für die Sterne im Abstand von 1,5 kpc eine Umlaufgeschwindigkeit von 31 km/(s kpc). Mit diesen Zahlenwerten findet man

$$\Omega_s = 31 \frac{\text{km}}{\text{s kpc}} - \frac{500 \text{ pc}}{(1,5 \text{ kpc})(1,4 \cdot 10^7 \text{ Jahre})} = 9,6 \frac{\text{km}}{\text{s kpc}}$$

Dieser Wert liegt einerseits in der erwarteten Grössenordnung, andererseits lässt sich aber auch zeigen, dass er mit der Ausdehnung der Spiralstruktur vereinbar ist. Aufgrund des Rotationsgesetzes⁷⁾ ergibt sich nämlich, wenn man beachtet, dass sich das Spiralmuster in radialer Richtung von etwa 500 pc bis 4 kpc erstreckt, für Ω_s der Bereich $7,5 < \Omega_s < 35 \text{ km}/(\text{s kpc})$.

Ausser bei M 33 und unserer Milchstrasse wurden auch in anderen Galaxien Hinweise auf Dichtewellen gefunden.

Die Suche nach Indizien, die für die Theorie von LIN und SHU sprechen, ist zur Zeit Gegenstand aktueller astronomischer Forschung.

Literatur:

- 1) C. C. LIN and F. H. SHU, Ap. J. 140, 646 (1964).
- 2) C. C. LIN, Ann. Rev. Astron. Ap. 5, 453 (1967).
- 3) L. WOLTIER, Galaxies and the Universe, Columbia Univ. Press, N. Y. 1968.
- 4) M. SCHMIDT, Galactic Structure, Univ. of Chicago Press, Chicago 1965.
- 5) C. C. LIN and C. YUAN, Ap. J. 155, 721 (1969).
- 6) G. C. COURTES et R. DUBOUT, Astron. and Astrophys. 11, 468 (1971).
- 7) G. CARRANZA et al., Ann. d'Astrophys. 31, 63 (1968).

Zusammenfassung

Die Beständigkeit der Spiralarme von S-Galaxien lässt sich mit Hilfe dynamischer Prinzipien erklären, wobei das Sternsystem als statistische Gesamtheit betrachtet wird. Die Spiralarme sind lokale Massenanhäufungen in einer um das galaktische Zentrum laufenden Dichtewelle. Beobachtungen scheinen für dieses Modell zu sprechen. Weitere Untersuchungen sind im Gange.

Résumé

La permanence des bras des nébuleuses spirales des galaxies type S se peut expliquer à la base des principes dynamiques, en considérant le système comme unité statistique. Les bras des nébuleuses spirales se présentent comme des accumulations locales de masse dans une onde de densité circulant autour du centre galactique. Les observations semblent confirmer ce modèle. Les recherches sur ce problème se continuent.

Adresse der Autorin: DORIS WIEDEMANN, Astronomisches Institut der Universität Basel, Venusstrasse 7, 4102 Binningen.