

**Zeitschrift:** Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.  
Wissenschaftlicher und administrativer Teil = Actes de la Société  
Helvétique des Sciences Naturelles. Partie scientifique et administrative  
= Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali

**Herausgeber:** Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

**Band:** 154 (1974)

**Vereinsnachrichten:** Sektion für Astrophysik und Astronomie

**Autor:** [s.n.]

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 13.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## 2. Sektion für Astrophysik und Astronomie

Schweizerische Gesellschaft für Astrophysik und Astronomie  
Société Suisse d'Astrophysique et d'Astronomie  
Società Svizzera di Astrofisica e Astronomia

Präsident: Prof. Dr. U. W. Steinlin, Astronomisches Institut der  
Universität Basel, 4102 Binningen  
Sekretär: dipl. Math. P. Wild, Astronomisches Institut der  
Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3000 Bern

Wissenschaftliche Sitzung/Séance scientifique

Samstag, 12. Oktober/Samedi 12 octobre

### 1. B. Hauck (Lausanne): Activité de l'Institut d'Astronomie de l'Université de Lausanne en 1973/1974

Nous avons poursuivi durant cette période nos travaux de photométrie des étoiles A et F, ainsi que ceux concernant le recensement et l'homogénéisation des données photométriques. Outre les observations faites au Gornergrat et à l'Observatoire de Haute-Provence, nous avons observé pendant 18 nuits à l'ESO, en janvier et février, obtenant 700 mesures, dont 260 dans l'amas NGC 2516. Des études spectroscopiques concernant des étoiles B et A particulières ont également été entreprises de même que la sélection dans le catalogue MK de Jaschek et al. d'un type spectral unique pour chaque étoile.

Les principaux résultats obtenus peuvent être résumés ainsi:

- a) Etude des étoiles particulières B du groupe CNO (M. Jaschek en collaboration avec C. Jaschek) montrant que ces étoiles ont des variations spectrales. Par ailleurs, elles sont concentrées dans un petit intervalle U-B, leur vitesse radiale est généralement variable et leur rotation est faible.
- b) Classification spectrale dans l'UV, basée sur les spectres obtenus à l'aide du satellite TD1, pour les étoiles de type spectral 08 à B5 (M. Jaschek, en collaboration avec C. Jaschek et A. Cucchiaro, Liège).
- c) Identification des raies de l'étoile Ap HD 25354 (M. Jaschek).
- d) Etude des paramètres photométriques liés à la discontinuité de Balmer (P. Dysli).
- e) Photométrie des étoiles Ap (B. Hauck): deux étoiles considérées comme normales ont un comportement photométrique d'étoiles Ap (HD 47756 et HD 72524).
- f) Photométrie des supergéantes A et F (B. Hauck): étude de leur comportement dans les diagrammes  $d$  vs  $B2 - V1$  et  $d$  vs  $\Delta$ .



- g) Relation entre les paramètres photométriques de température (B. Hauck et P. Magnenat).
- h) Bande magnétique contenant les mesures UBV d'amas galactiques publiées avant le 1.1.1974 (J.-Cl. Mermilliod): 10601 enregistrements.
- i) Mise à jour pour le 1.1.1974 des mesures publiées dans les systèmes de Strömgren (B. Hauck et M. Roland) et UBV (J.-Cl. Mermilliod).
- j) Mise sur bande magnétique des mesures des systèmes photométriques suivants: (UBVr)20, (102, 65, 62) de Eggen, Vilnius, DD0 (P. Magnenat). Six-couleurs de Stebbins et Withford (Cl. Nicollier et P. Magnenat) et UBV du Cap (B. Micolet).
- k) Catalogue sur bande magnétique indiquant pour  $\sim 30000$  étoiles, outre l'identification de l'étoile, les systèmes photométriques dans lesquels elle a été mesurée (P. Magnenat).

## 2. Rapport sur quelques-uns des travaux récents faits à l'Observatoire de Genève

2.1 O. Steiger, P. Rigaud et D. Huguenin (Genève): Recherche sur l'ultra-violet stellaire et l'ozone atmosphérique à partir de ballons

La nouvelle nacelle stellaire stabilisée de l'Observatoire de Genève a effectuée sa première mission scientifique le 25 avril 1974 à partir de la base française d'Aire-sur-l'Adour. Portée par un ballon stratosphérique de  $350000 \text{ m}^3$ , elle a plafonné pendant 4 heures à une altitude de 38 km.

Cette plate-forme est équipée d'un pointeur stellaire de précision développé dans notre institut. La stabilité du pointage est de  $\pm 15$  secondes d'arc sur des étoiles de 3<sup>e</sup> magnitude et de  $\pm 1$  minute d'arc sur des étoiles de 6<sup>e</sup> magnitude. Grâce à une caméra de télévision à dissecteur d'image utilisant une technique de comptage de photoélectrons, il est possible d'acquérir n'importe quelle étoile plus brillante que la 6<sup>e</sup> magnitude en moins de 4 minutes. Le pointeur est équipé d'un dispositif de visée hors d'axe permettant d'observer le fond de ciel, des objets faibles ou des nébulosités à  $1,5^\circ$  de l'étoile-guide.

Les deux premières heures de ce vol furent consacrées à l'étude de l'effet de rotation dans l'UV sur une population de 12 étoiles chaudes. A cet effet, nous avons utilisé un photomètre à 6 canaux répartis entre 210 nm et 310 nm. Les données sont en cours d'analyse.

Pendant la fin du vol, le laboratoire de physique de l'atmosphère de l'Université de Paris a procédé à une mesure de la variation crépusculaire de l'ozone dans la haute atmosphère en observant la variation de transmission de l'atmosphère à 255 nm. Pendant cette expérience, la nacelle a pointé une étoile très chaude pendant tout le crépuscule, et jusqu'au lever du soleil. On a pu mettre en évidence une diminution de l'épaisseur réduite d'ozone d'environ 5%, au moment du lever du soleil, dans les couches atmosphériques situées au-dessus de 38 km. C'est la première fois que ce phénomène, que certaines théories récentes laissaient prévoir, a pu être mesuré avec précision.

2.2 L. Martinet (Genève): Problèmes d'évolution dynamique de la galaxie. L'activité présente du groupe de cinématique et de dynamique stellaire de l'Observatoire de Genève est toujours centrée plus particulièrement sur les problèmes posés par les premières phases de l'histoire de notre galaxie d'une part, par les effets de la structure spirale sur la population du disque d'autre part.

1. Au cours des derniers mois, nous avons achevé une exploration systématique des propriétés des orbites correspondant aux mouvements stellaires caractéristiques des vieilles populations du disque, du noyau et du halo galactique (L. Martinet 1974, L. Martinet et F. Mayer 1975). Le potentiel galactique est mal connu, du fait des incertitudes sur certaines fonctions fondamentales comme la courbe de rotation ou l'accélération perpendiculaire au plan galactique. Aussi un soin particulier a été apporté à l'étude de la sensibilité du comportement orbital à l'égard d'un certain nombre de paramètres caractérisant les modèles axisymétriques «réalistes» de la Galaxie, ceci afin d'être en mesure de ne considérer que les propriétés invariantes par un changement de modèle dans des limites raisonnables imposées par les incertitudes observationnelles. Nous citons ici deux applications parmi celles qui ont été traitées:

- a) Nous avons mis en évidence, par voie numérique, l'existence d'une 3<sup>e</sup> intégrale qui limite l'extension des mouvements stellaires de part et d'autre du plan galactique, non seulement pour la population du disque mais aussi pour les populations intermédiaire et du halo. (Il semble bien qu'un comportement semi-ergodique soit tout à fait exceptionnel pour les objets de ces populations dans notre voisinage.) Ces résultats sont indépendants du modèle de masse considéré (Schmidt 1956, Schmidt 1965, Innanen 1971).
- b) D'autre part des travaux récents ont suggéré que le disque galactique, pour être stable, doit présenter dans les régions relativement proches du centre (3–4 kpc) une dispersion des vitesses radiales assez élevée. Les calculs d'orbites doivent pouvoir indiquer si, sous certaines conditions initiales correspondant à cette propriété, les étoiles peuplant de manière dense ces régions du disque, restent piégées dans le disque, ou si au contraire leur comportement est semi-ergodique. Nos expériences numériques montrent en fait que des étoiles dont la distance moyenne au centre est de l'ordre de 3 kpc et dont le mouvement radial est de l'ordre du mouvement de rotation ( $200 \text{ km s}^{-1}$ ), ne s'écartent jamais de plus de 1 kpc du plan galactique, même si leur vitesse perpendiculaire à ce plan est de l'ordre de  $120 \text{ km s}^{-1}$ , lorsqu'elles le traversent.

2. A partir d'un échantillon de 1010 étoiles A et F pour lesquelles la photométrie uvby est disponible, M. Mayor (1974) a calculé les vitesses spatiales, les âges individuels et le paramètre  $\delta m_1$  considéré comme paramètre de métallicité. Ce matériel a été ensuite utilisé pour préciser certaines quantités fondamentales pour l'étude de la structure galactique, par ex.

le mouvement du soleil, le gradient radial local de densité, à l'aide de la relation du courant asymétrique liant la vitesse moyenne dans la direction de la rotation, la dispersion radiale des vitesses et le gradient de densité. Dans ce contexte, il a été montré qu'il n'est pas justifié d'utiliser dans de telles études les sous-populations à très faible dispersion des vitesses, qui sont trop sensibles aux perturbations typiques dans le disque galactique (onde de densité spirale par ex.). La valeur du mouvement du soleil proposée est  $S = (-10,6,6)$ . Le gradient radial local  $\delta \ln \rho / \delta \tilde{\omega}$  est estimé à  $-0,45 \pm 0,19$ . Finalement la relation entre l'âge et les propriétés, cinématiques des étoiles de l'échantillon susmentionné a été utilisée pour entreprendre la datation de phénomènes physiques comme par exemple l'activité chromosphérique, estimée par l'indice HK de la réémission des raies du calcium de Wilson.

3. L'activité présente et future du groupe de cinématique et de dynamique stellaire est centrée entre autres sur une rediscussion approfondie des paramètres fondamentaux et des propriétés de divers estimateurs cinématiques de la structure locale de la galaxie (constantes de Oort,  $R_\odot$ , gradients de densité, gradients d'accélération radiales et perpendiculaires, dispersion des vitesses en fonction de la distance au centre, etc.). L'amélioration des déterminations de ces paramètres est tributaire d'un accroissement des données observationnelles. C'est dans ce but que la mise en mesure systématique de vitesses radiales stellaires dans des directions galactiques privilégiées va être entreprise à l'aide du spectrophotomètre conçu et réalisé en collaboration avec l'Observatoire de Marseille et dont la construction est en voie d'achèvement.

#### Bibliographie

- A. Gomez et F. Mayer 1975: «On a condition of persistence for old stellar groups», en préparation.
- L. Martinet 1974, *Astronomy and Astrophysics*: «Heteroclinic orbits and wild behaviour in our Galaxy.»
- L. Martinet 1974, I.A.U. Symposium no 69 «Dynamics of stellar systems»: «Orbital behaviour in various models of the galactic potential.»
- L. Martinet et F. Mayer, soumis à *Astronomy and Astrophysics*: «Orbital properties and integrals of motion for the old galactic populations (III): comparison between various potentials and applications.»
- M. Mayor 1974, *Astronomy and Astrophysics* 32, 321: «Kinematics and Age of stars.»
- M. Mayor 1974, Colloque C.N.R.S. «Les Galaxies» Paris: «Que peut-on faire dire aux perturbations locales du champ de vitesses?»

#### 2.3 A. Maeder (Genève): Travaux en photométrie

Les travaux de photométrie se poursuivent avec continuité; ils portent 1° sur les recherches expérimentales, les développements instrumentaux et l'acquisition des mesures, 2° sur l'utilisation des observations en astrophysique stellaire et en astronomie galactique. Ces recherches connaissent actuellement plusieurs développements et résultats nouveaux.

## 1. Recherches expérimentales

Mis à part les observations régulières et classiques avec des photomètres à une voie, M. Golay et F. Rufener conduisent le développement de nos équipements selon deux directions qui tiennent compte du fait que nos bandes passantes se recouvrent en longueurs d'ondes.

A. F. Rufener et M. Burnet ont construit un nouveau photomètre à 2 faisceaux permettant l'échantillonnage rapide de nos sept couleurs alternativement sur chaque faisceau. L'écartement et l'orientation des 2 faisceaux sont réglables de  $0,5'$  à  $12'$  d'arc pour tous azimuts. La mesure est faite derrière un diaphragme qui reçoit en alternance rapide (réglable de 7 à environ 60 fois par seconde) le faisceau A puis le faisceau B. Entre le diaphragme et le photomultiplicateur, une roue porte-filtres tourne à une vitesse contrôlée pour qu'après chaque séquence des faisceaux A et B il se produise un changement de filtre. De cette façon, une à neuf fois par seconde les 7 couleurs des deux faisceaux sont mesurées par le même photomultiplicateur travaillant en compteur de photons. Les 14 voies d'acquisition sont prétraitées par un petit ordinateur puis enregistrées avec toutes les informations utiles sur des bandes magnétiques en cassettes. Nous perdons environ 20% du temps pour les commutations mais nous bénéficions d'un dispositif différentiel pour la mesure quasi-simultanée des 7 couleurs. L'emploi de ce photomètre permettra de traiter plusieurs problèmes difficiles tels que l'observation d'objets faibles, la détection et la surveillance d'étoiles faiblement variables ainsi que l'observation de celles qui sont rapidement variables.

B. La photométrie photoélectrique d'un champ où il y a beaucoup d'étoiles faibles est impraticable avec un photomètre à diaphragme. Une solution multiplexe très prometteuse est l'emploi de l'électrographie. Les caméras électroniques de Lallemand et Kron permettent d'obtenir de très bonnes électrographies avec des bandes passantes qui correspondent au système photométrique de l'Observatoire de Genève. La difficulté principale est actuellement la mesure précise des images enregistrées sur ces électrographies où le noircissement est proportionnel au flux reçu. F. Piloud a construit un microdensitomètre original dont les performances sont orientées pour une mesure précise, rapide et semi-automatique des images électrographiques. Cette machine contrôlée par un petit ordinateur possède plusieurs raffinements tels que :

- a) l'enregistrement des positions ou la mise en place précise du châssis porte-plaque. Cela autorise un automatisme du dépouillement lorsqu'il faut mesurer plusieurs fois les étoiles du même champ (électrographies en plusieurs couleurs et différentes poses sur le même champ).
- b) Le faisceau de mesure projette une suite de diaphragmes sur l'émulsion, leurs images sont reprises sur un deuxième jeu de diaphragmes correspondants. Cela permet de diminuer l'effet de la lumière diffusée. La lumière transmise est mesurée et égalée à celle reçue d'un deuxième faisceau contrôlé par un coin optique de référence. La position du coin optique devient la mesure de densité.

- c) Un dispositif permet le centrage automatique de l'image par rapport au jeu d'une quinzaine de diaphragmes concentriques. Ceci est important car les mesures de densité à travers cette suite de diaphragmes doivent permettre d'estimer par le calcul le «volume» d'une «colline» de densité supposée de révolution autour de l'axe de symétrie de l'image et des diaphragmes.
- d) Pour permettre la mesure d'images légèrement astigmatiques ou de clichés ayant un défaut de guidage, il est possible d'incliner les deux jeux de diaphragmes de façon à projeter des ellipses sur l'émulsion. Un système de masques permet de diviser les diaphragmes en secteurs afin d'éliminer par exemple l'effet d'une étoile voisine perturbatrice.
- e) Il est également prévu un système de mesure par balayage automatique d'une surface de cliché.

La construction de cette machine est terminée, les programmes de contrôle et de calculs sont en cours de développement.

Pour terminer cette partie, faisons le point sur l'ensemble des mesures faites dans le système de Genève. L'édition du catalogue préparée par Rufener contiendra quelque 5000 étoiles ayant nos six indices de couleur et la magnitude  $V$  déterminés avec une précision que caractériseront deux écarts-types, l'un pour les couleurs, l'autre pour la magnitude. Ce sont plus de 23 000 mesures qui sont comparées et moyennées pour ce travail. Plus de 300 autres mesures sont en cours de dépouillement. Cet ensemble se caractérise par l'homogénéité du traitement et par la conservation des bandes passantes au cours des quatorze années d'accumulation des mesures.

## 2. Recherches en astrophysique stellaire et en astronomie galactique

### 2.1 Astrophysique stellaire

La photométrie de l'Observatoire de Genève dispose actuellement de plusieurs méthodes complémentaires permettant la détermination précise des magnitudes absolues. La méthode, dite des «boîtes photométriques», mise au point par M. Golay, a donné des résultats particulièrement utiles pour les modules de distance d'amas. Cette méthode se base sur le fait que la coïncidence de deux étoiles à 1% ou 2% sur chacune des 7 couleurs implique l'identité de leurs propriétés physiques: les étoiles sont à l'intérieur de la même boîte. Cette identité complète exigée pour tout le spectre visible et proche UV constitue une contrainte beaucoup plus sévère que celle basée sur un caractère spectral particulier, ce qui rend cette méthode extrêmement précise.

Pour déterminer les magnitudes absolues des étoiles chaudes, on utilise habituellement des moyens spectroscopiques ou des photométries à bandes très étroites centrées sur les raies H-bêta et H-gamma. La discussion dans l'espace tridimensionnel des paramètres  $d$ ,  $\delta$  et  $g$  a permis à A. Maeder et N. Cramer d'obtenir des critères précis de luminosité. Cette méthode a déjà été appliquée à plus de 1000 étoiles; elle permet en outre une séparation très nette des étoiles Ap et Bp.

L'étude des amas ouverts (Maeder, 1974, *Astron. Astrophys.* 32, 177) a permis de confirmer qu'en dépit du bon accord d'ensemble entre les modèles théoriques et les séquences observées dans le diagramme HR, il existe des anomalies systématiques. Ces anomalies concernent surtout les 2 phases qui marquent la fin du séjour d'une étoile au voisinage de la séquence principale: «hydrogen exhaustion phase» et «shell ignition phase». La nature et le comportement de ces différences, inexplicables en terme du contenu en hélium et en métaux, ont conduit à suspecter des insuffisances dans la théorie des intérieurs stellaires (cf. le problème des neutrinos solaires). Pour tenter de résoudre ces difficultés, la formulation de certaines équations de base de la structure interne a été généralisée, notamment en ce qui concerne l'aspect hydrodynamique du transport d'énergie. Ces développements analytiques ont permis de remplacer le critère de Schwarzschild par une analyse du champ de vitesse dans les noyaux convectifs. Les premiers résultats de ces nouveaux modèles vont dans le sens d'une solution des anomalies mentionnées plus haut. Evidemment, ils auront pour conséquence une révision des échelles d'âges stellaires.

En liaison avec les problèmes de structure interne, l'étude purement analytique de l'évolution dans les phases avancées a été poursuivie. En se basant sur les propriétés physiques des gaz dégénérés, il a été montré (cf. *Astronomy and Astrophys.*, sous presse) que les limites de masse séparant l'évolution vers le stade de naines blanches, d'étoiles à neutrons et de trous noirs pouvaient varier d'un facteur 2 à cause de la forte rotation existant dans les noyaux stellaires aux stades avancés de l'évolution.

Les mesures d'occultation d'étoiles par la lune sont poursuivies par P. Bartholdi: Les occultations de 23 étoiles des Pléiades ont été observées en mars 1972; ce travail a été soumis à l'*Astronomical Journal*. Aucun diamètre n'est mesurable mais plusieurs doubles sont détectées, dont quelques-unes confirmées par d'autres observations faites à McDonald et au Mexique. Ces résultats concordent bien avec une analyse photométrique séparant les doubles et les rotateurs. Le taux d'étoiles doubles voisine 50% comme pour la plupart des autres amas, plus pauvres en rotateurs. L'étoile 31 Leo a été occultée en mai 1971 et observée à Herstmonceux. La réduction des mesures, faite ici, donne un diamètre d'environ  $4'' \times 10^{-3}$ . La discussion photométrique est en cours. Le diamètre de  $\epsilon$  Gem a également pu être observé et plusieurs occultations d'astres intéressants vont faire l'objet des prochaines missions. P. Bartholdi a également procédé lors de son séjour aux USA à des essais d'utilisation d'un tube TV SEC pour la photométrie en 7 couleurs.

## 2.2 Structure galactique

Un programme de recherche sur les étoiles de type 0 est développé par G. Goy (*Astron. Astrophys. suppl.* 12, 277, et 16, 329). L'existence de lois de rougissement propres à certains amas stellaires et parfois à certaines étoiles de ces groupes a été montrée. Un catalogue général d'étoiles 0 a été publié, il sera complété au fur et à mesure de l'accroissement des don-



nées sur ces objets. L'analyse des données statistiques de ce catalogue se révèle fructueuse, elle est en cours de publication. Actuellement, les mesures des étoiles 0 de l'hémisphère nord sont très avancées, celles du ciel sud sont à peine commencées. L'ensemble du travail conduira à une redétermination des magnitudes intrinsèques. La méthode de dérougissement tiendra compte pour la première fois avec rigueur des effets de largeur de bande et de loi d'absorption.

Les investigations photométriques dans le domaine des étoiles G, K et M ont été poursuivies par M. Grenon, en particulier sur les points suivants:

- Etoiles dM: la classification bidimensionnelle est achevée. Les possibilités d'une classification tridimensionnelle ainsi que d'une détection des étoiles à sursaut sont mises en évidence. Le programme de mesure permettant une calibration quantitative en abondance en métaux de ces objets est en cours d'exécution.
- Pôles galactiques: la mesure d'échantillons de géantes G, K et M à diverses distances en direction du pôle galactique sud, vient d'être terminée au Chili. L'analyse de ces données devrait fournir des informations nouvelles sur la variation de l'âge et de la métallicité en fonction de la distance au plan galactique.
- Etoiles F5-K5 du catalogue de Gliese: une détermination critique des parallaxes photométriques des abondances a été effectuée pour une partie importante des étoiles de l'hémisphère nord. Certains biais résultant des modes de sélection de ce catalogue sont détectés et partiellement corrigés. La surestimation des étoiles présumées appartenir à une sphère de 22,5 pc est d'environ 30% pour cet intervalle spectral. Parmi les résultats on peut signaler une nouvelle détermination de l'âge du disque galactique, soit  $8,9 \pm 1,2 \times 10^9$  ans.

### 3. A. Zelenka (Zürich): Photoionisationsraten für Wasserstoff in der Chromosphäre

Berücksichtigt man die Feinstruktur des  $H\alpha$ -Übergangs in der Gestalt des Linienabsorptionskoeffizienten, so zeigen berechnete  $H\alpha$ -Profile für statische Einkomponentenmodelle der Sonnenatmosphäre eine Asymmetrie besonderer Art: Linienkern und Linienflügel besitzen nicht dieselbe Symmetrieachse. Während der innerste Linienkern um 6562,795 Å ungefähr symmetrisch ist, liegen die Punkte gleicher Intensität in den Linienflügeln beidseits von 6562,852 Å. Bei Berücksichtigung aller Profiltile, welche in einem Gesamtintervall von etwa 8 Å um 6563 Å liegen, ergibt sich ein mittleres Symmetriezentrum von 6562,810 Å. Die «Linienmitte» ist also bei  $H\alpha$  im herkömmlichen Sinne nicht definiert. Welche Wellenlänge man auch dafür annimmt, so ergeben sich in gleichen Abständen  $\pm \Delta\lambda$  von dieser verschiedene Intensitäten in den steilen Profiltteilen. Will man den Einfluss dieses Sachverhalts auf die Interpretierung beobachteter Asymmetrien in  $H\alpha$ -Profilen gegebener chromosphärischer Strukturen

abschätzen, so sollte man zuerst eine bessere Übereinstimmung zwischen den berechneten und den beobachteten mittleren Profilen erreichen. Dies betrifft insbesondere die Zentralintensität, welche die Tendenz hat, stets zu niedrig auszufallen, und deren Wert von einigen Eigenschaften der modellmässigen Behandlung abhängt. Sie wird z.B. um so grösser, je intensiver die Photoionisationsprozesse angenommen werden.

Ganz allgemein ist die Strömung der  $H\alpha$ -Strahlung durch eine Modellsonnenatmosphäre, unter der Voraussetzung von kinetischem Gleichgewicht, stark vom Wert der Photoionisationsraten abhängig. Die Raten  $R_{2k}$  vom ersten angeregten Zustand des Wasserstoffs beeinflussen den Verlauf der optischen Tiefenskala wesentlich, und sie bestimmen teilweise den Wert der Ergiebigkeit. In der Chromosphäre, wo der  $H\alpha$ -Linienkern entsteht, sind sie konstant, und ihr Betrag  $R_{2k}^0$  wird durch das photosphärische Strahlungsfeld festgelegt. Bekanntlich vermögen die gegenwärtigen Modelle der Sonnenatmosphäre die beobachtete kontinuierliche UV-Strahlung nicht wiederzugeben, weil eine oder mehrere Opazitätsquellen in diesem Bereich fehlen. Ein zuverlässiger Wert für  $R_{2k}^0$  (und  $R_{3k}^0$ ) sollte deshalb aus dem beobachteten Spektrum hergeleitet werden. Abzuschätzen ist dann

$$R_{nk}^0 = 4\pi \int_{\nu_{nk}}^{\infty} \frac{\alpha_{\nu}^{nk} J_{\nu}^0}{h\nu} d\nu \quad (1)$$

wo  $\alpha_{\nu}^{nk}$  den Photoionisationsquerschnitt und  $h\nu_{nk} = \chi_{nk}$  die Ionisationsenergie ab dem Zustand  $n$  bedeuten. Die mittlere Intensität  $J_{\nu}^0$  ist aus der beobachteten Intensität der Scheibenmitte  $I_{\nu}^0$  und aus der beobachteten Randverdunkelung  $\Phi_{\nu}$  zu ermitteln. Die Resultate pflegt man in parametrischer Form mittels einer «Strahlungstemperatur»  $T_{nk}$  auszudrücken. Dabei geht man aus der Voraussetzung aus, dass sich  $J_{\nu}^0 = B_{\nu}(T_{nk})/2$  schreiben lässt, wo  $B_{\nu}(T_{nk})$  die Plancksche Strahlungsfunktion bei der Temperatur  $T_{nk}$  darstellt. Vernachlässigt man in dieser die erzwungenen Prozesse, so wird (1) zu

$$R_{nk}^0 = \frac{1}{2} \frac{7,87 \times 10^9}{n^5} E_1(\chi_{nk}/kT_{nk}) \bar{g}_{nk}(T_{nk}) \quad (2)$$

wo  $E_1$  das erste Exponentialintegral und  $\bar{g}_{nk}$  den mittleren Gauntfaktor bedeuten.

Unter Verwendung der  $I_{\nu}^0$ -Daten von D. Labs und H. Neckel (1972) und von R. Bonnet (1968) sowie der  $\Phi_{\nu}$ -Daten von K. H. David und G. Elste (1962), von R. Bonnet (1968) und von R. Peyturaux (1955) erhalten wir

$$T_{2k} = 5670 \text{ K und } T_{3k} = 5680 \text{ K} \quad (3)$$

Zum Vergleich ist mit dem  $J_{\nu}^0$ , das das HSRA-Modell liefert,  $T_{2k} = 6040 \text{ K}$ . Die hergeleiteten Werte (3) sind obere Grenzen für die  $R_{nk}^0$ , denn es ist dem Einfluss der Fraunhofer-Linien nur insofern Rechnung getragen wor-



den, als sie unaufgelöst schon im beobachteten Kontinuum enthalten sind. Führt man der HSRA-Opazität noch den «linienverschmierenden» Absorptionskoeffizient von J.P. Mutschlecner und C.F. Keller (1972) hinzu, so dürfte man eine erste Näherung für den Einfluss der Linien erhalten. Die Intensität für die Scheibenmitte, welche das HSRA-Modell dann ergibt, ist in Figur 1 abgebildet. Damit erhält man

$$T_{2k} = 5430 \text{ K und } T_{3k} = 5550 \text{ K} \quad (4)$$

Diese Werte sind viel kleiner als diejenigen, welche in vergleichbaren Untersuchungen in der Literatur angeführt werden. Dennoch erscheinen sie uns als realistisch genug, damit wir sie durchwegs verwenden. Ihre Größenordnung bedingt zum Teil die zu niedrige Zentralintensität unserer  $H\alpha$ -Profile. Es gibt aber in unserer modellmässigen Behandlung der  $H\alpha$ -Strahlungsströmung noch einige Vereinfachungen, deren Aufhebung die Zentralintensität verändern könnte. Entsprechende Untersuchungen sind im Gang.

#### Literatur

- Bonnet, R.: 1968, Ann.Astrophys. 31, 597.  
 David, K.H. und Elste, G.: 1962, Z.Astrophys. 54, 12.  
 Labs, D. und Neckel, H.: 1972, Solar Phys. 22, 64.  
 Mutschlecner, J.P. and Keller, C.F.: 1972, Solar Phys. 22, 70.  
 Peyturaux, R.: 1955, Ann.Astrophys. 18, 34.

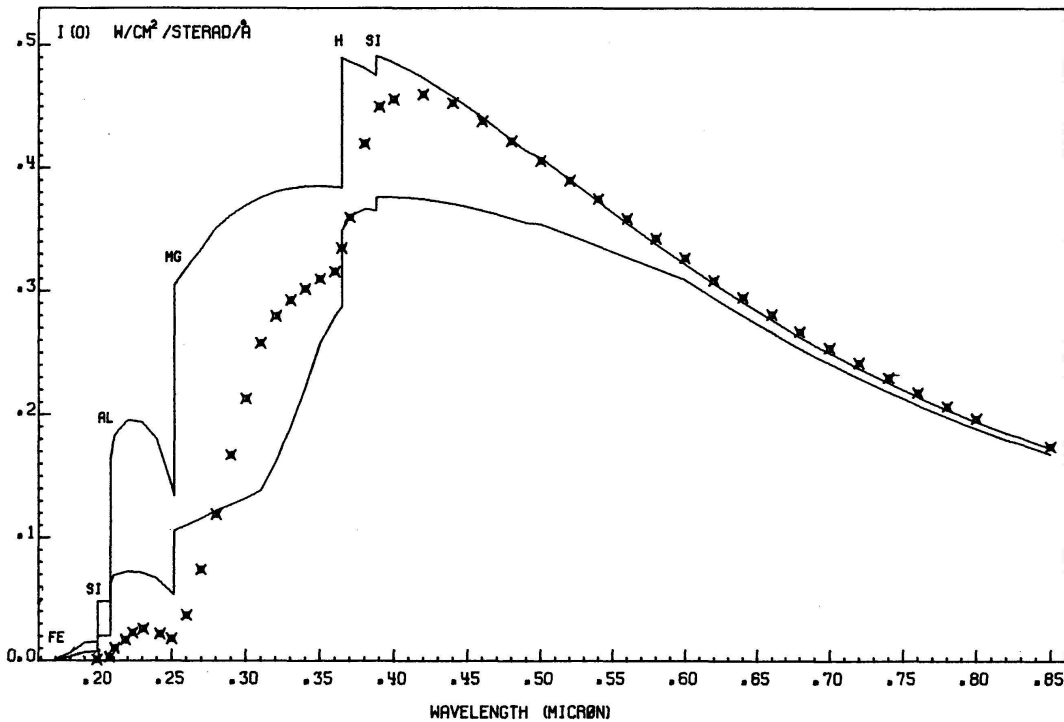


Fig. 1 Verlauf der Intensität für die Mitte der Sonnenscheibe. Die Beobachtungen sind durch Kreuze, die Ergebnisse der Modellrechnungen durch ausgezogene Linien dargestellt. Obere Linie: HSRA-Opazität allein. Untere Linie: HSRA-Opazität und linienverschmierender Absorptionskoeffizient

#### **4. Y. Chmielewski, E.-A. Müller (Observatoire de Genève): L'abondance du béryllium dans l'atmosphère solaire**

Nous avons entrepris la détermination de l'abondance du béryllium à partir d'observations de très haute qualité du doublet de résonance du Be II à 3131 Å, observations effectuées au centre ainsi que près du bord du disque solaire.

En l'absence d'autres raies observables du béryllium, il nous a fallu employer la méthode dite d'«analyse fine» fondée sur le calcul théorique de spectres synthétiques de la région observée.

Le fait de s'imposer de rendre compte théoriquement du comportement centre-bord des raies observées fournit une contrainte qui s'avère indispensable pour vérifier la validité des hypothèses de travail employées et pour fixer certains paramètres plus ou moins libres de la théorie de la synthèse spectrale.

Nous montrons en particulier que, pour pouvoir reproduire théoriquement l'absorption due aux raies de Be II aussi bien au bord qu'au centre du disque solaire, il est nécessaire:

- a) de rejeter l'hypothèse de la formation de ces raies en équilibre thermodynamique local (ETL), et d'effectuer un calcul détaillé des populations des niveaux les plus peuplés de l'atome de béryllium sur la base de l'hypothèse de l'équilibre statistique. Les équations de l'équilibre statistique ont été résolues simultanément à l'équation de transfert du rayonnement à laquelle elles sont couplées.
- b) de tenir compte de la source inconnue d'opacité continue qui agit dans l'ultraviolet proche.

Dans ces conditions nous aboutissons à une abondance

$$\log \varepsilon = 1,25 \pm 0,20$$

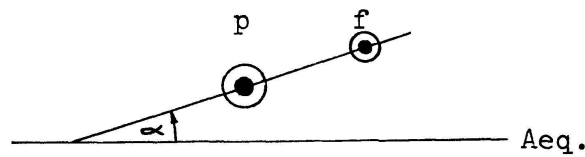
en utilisant les probabilités de transition données dans Wiese et al. (1966), c'est-à-dire une valeur très légèrement plus élevée que les valeurs obtenues récemment par d'autres auteurs.

#### **Bibliographie**

Wiese, W.L., Smith, M.N. and Glennon, B.M. (1966), Natl.Bur.Std., NSRDS-NBS 4, Vol. 1.

#### **5. H. Pfister (Eidg. Sternwarte, Zürich): Das Verhalten der Neigungswinkel von bipolaren Sonnenfleckengruppen**

In der folgenden Arbeit wird das Verhalten der Fleckenachsen (Verbindungsline von p-Fleck zu f-Fleck) bei bipolaren Gruppen untersucht. Falls der p-Fleck näher am Äquator lag als der f-Fleck, wurde der Neigungswinkel als positiv bezeichnet, andernfalls als negativ.

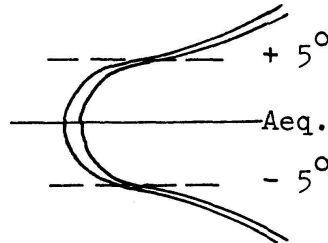


## Resultate

Figur 1 zeigt die Breitenvariation der Neigungswinkel. Kurve I stammt von Joy [1]; II von Brunner [2]; III umfasst die Jahre 1955–1961. Die Werte der Jahre 1967, 1969 und 1971 sind Kurve IV zu entnehmen.

Auffallend ist, dass meine Werte im Durchschnitt am grössten sind. Die Winkel der anderen Autoren wurden durch die differentielle Rotation und die Divergenzbewegung systematisch zu kleineren Werten verschoben, währenddem diese Messungen nur vom Anfang der Fleckenentwicklung stammen.

Das Ansteigen der Kurven I und III deutet darauf hin, dass die magnetischen Feldlinien schon in etwa  $\pm 5^\circ$  Breite umgebogen werden (siehe auch [3]).



In Figur 2 sind die Jahresmittelwerte eingezeichnet. Kurve II zeigt die Achsenneigungen aller Beispiele. Überraschend erreicht die Kurve 1958 ein Minimum, welches erst 1961 unterschritten wird, und dies nur, weil dann das Verhältnis der negativen zu den positiven Beispielen stark zugenommen hat (Kurve I). Darum sind in Kurve III als Vergleich nur die Flecken mit positivem Neigungswinkel eingezeichnet. – Im nächsten Zyklus haben wir dasselbe Phänomen, d.h. 1969 sind die Werte kleiner als 1967 und 1971 (Kurven IV und V).

Die Breitendifferenzen der beiden Hauptkomponenten verhalten sich fast gleich wie die Neigungswinkel. Infolgedessen sind die Längendifferenzen in allen hel. Breiten und in allen Jahren ungefähr gleich, nämlich  $5^\circ$  (heliozentrische Winkelgrade).

Neben Flecken mit positiver gibt es auch eine kleinere Anzahl mit negativer Achsenneigung. Die mittleren Äquatorabstände der Fälle mit negativer Achsenneigung sind etwa  $5^\circ$  kleiner als diese mit positiver Neigung. Dies auch in den Jahren, wo die Aktivitätszone sich noch in hoher hel. Breite befindet.

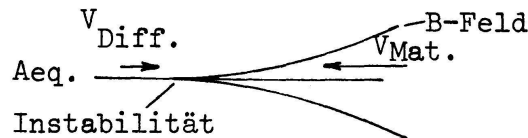
## Folgerungen

Babcock [3] hat in seiner Theorie über den Sonnenfleckenzzyklus den Neigungswinkel der durch die diff. Rotation aufgewickelten Magnetfeldlinien berechnet:

$$\text{ctg } \alpha = 35,5(n+3) \cdot \sin \varphi \cos \varphi$$

$\varphi$  = hel. Breite  
 $n$  = Jahre nach Beginn des laufenden Zyklus

Die mittleren Äquatorabstände der Flecken [4] von 1955–1961, in die Formel eingesetzt, ergeben Kurve VI (Fig. 2); falls man die 3 in der Formel weglässt, Kurve VII. Wie man sieht, viel zu kleine Werte!

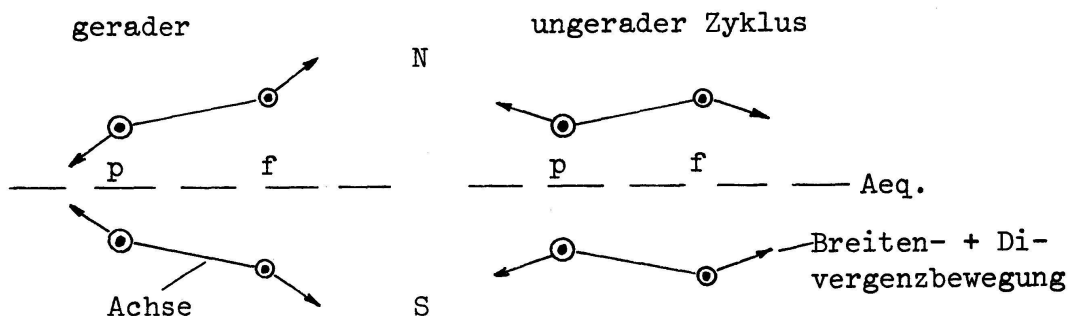


Besteht die Möglichkeit, dass das globale Magnetfeld stark durch die Materie diffundiert?

Oder ist die differentielle Rotation derart tiefenabhängig, dass die untern Schichten langsamer rotieren als die Sonnenoberfläche? Falls die tieferen Schichten schneller rotieren, könnten die «Magnetfeldschläuche» eine spiralförmige Struktur bekommen. Dadurch entstünde beim Auftauchen der Magnetbündel ein zusätzliches Drehmoment, das die Neigungswinkel vergrößern würde.

#### Achsendrehung

Ebenfalls etwas Neues ist bei der Betrachtung der zeitlichen Entwicklung der Achsenlage von bipolaren Gruppen aufgetaucht. Wie die folgende Skizze zeigt, dreht sich die Achse auf der Nordhemisphäre im Gegenuhrzeigersinn, auf der Südhemisphäre im Uhrzeigersinn, falls wir uns in einem geradzahligen Sonnenfleckenzyklus befinden. In einem ungeraden Zyklus wechseln die Drehrichtungen auf den beiden Hemisphären.



Man kann diese Beobachtung auch als Breitenverschiebung der einzelnen Flecken deuten, wobei in geraden Zyklen die p-Flecken gegen den Äquator wandern und die f-Flecken gegen die Pole. Umgekehrt bei ungeraden Zyklen. Dies wird bei 70–75% der einfach ausgebildeten, bipolaren Gruppen festgestellt. Betrachtet man die einzelnen Beispiele, so machen der p-, f- oder auch beide Flecken eine Breitenänderung zwischen 0° und etwa 3° (heliozentrischer Winkel).

Die Theorie der Sonnenaktivität braucht also noch eine wesentliche Verfeinerung, um diese Beobachtungen zu erklären.

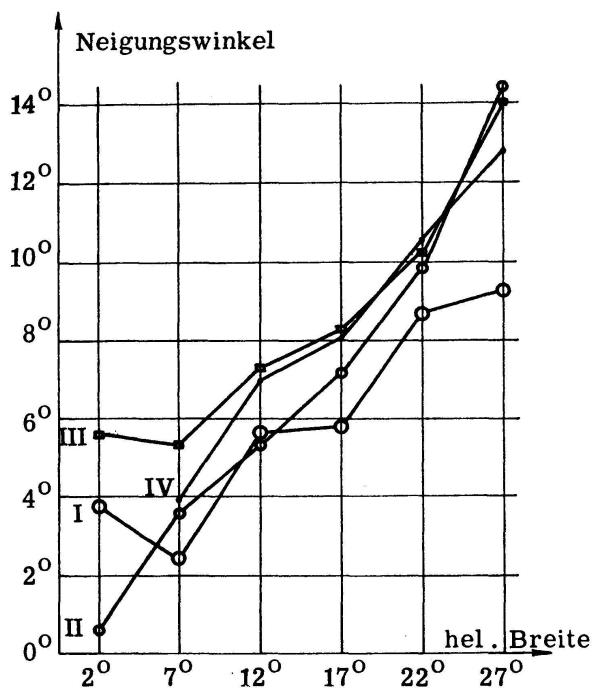


Fig. 1 Breitenvariation der Neigungswinkel

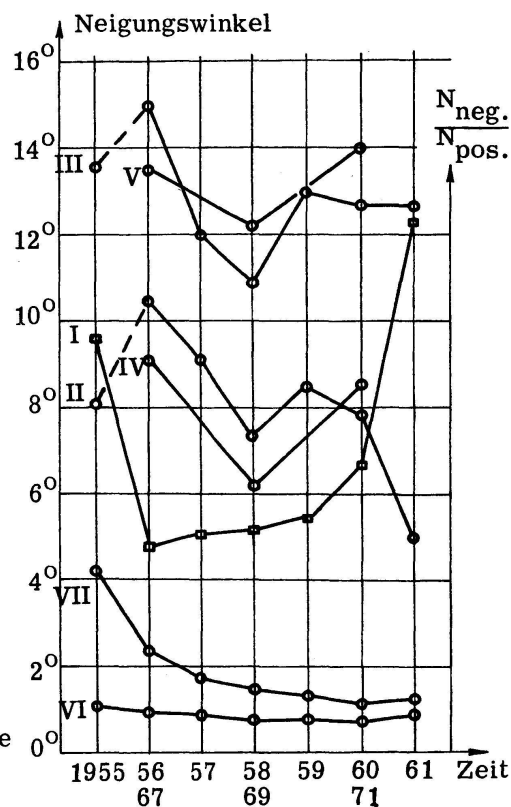


Fig. 2 Zeitliche Entwicklung der Neigungswinkel

#### Literatur

1. Hale, Ellerman, Nicholson, Joy; The Astroph. Journal 49, p. 153, 1919.
2. Brunner, Astron. Mitteilungen Zürich, Bd. 13, p. 67, 1930-1933.
3. Babcock, The Astroph. Journal 133, p. 572, 1961.
4. Waldmeier, Astron. Mitteilungen Zürich, Bd. 19, 20, Nr. 201, 208, 215, 221, 229, 237, 244, 1956-1963.

#### 6. R. Buser (Astronomisches Institut der Universität Basel): Die Suche nach einem idealen Photometrie-System; Ziel, Probleme, Methode

1. Seit der grundlegenden Entdeckung der Tatsache, dass mit spektralen und integralen photographischen Aufnahmen von Sternen physikalische Eigenschaften von Sternen und deren Zusammenhänge beobachtbar gemacht werden können, hat auch eine gegenseitige Durchdringung und Ergänzung der Beobachtungsmethoden stattfinden können: Spektralanalyse, Spektralphotometrie und Integralphotometrie sind, obwohl sie sachlich zusammengehören, methodisch eigene Disziplinen, deren Ergebnisse sich gegenseitig zu ergänzen und zu kontrollieren haben.

Das Verständnis der Sternspektren ist erst durch die ersten Ergebnisse der Atomphysik ermöglicht worden, und zwar in einer Weise, die wir heute

als selbstverständlich ansehen: die Beschreibung und Diskussion der beobachteten Sternspektren kann in den gleichen physikalischen Grössen erfolgen, die auch in der theoretischen Atom- und Astrophysik zur Beschreibung des Verhaltens und der Eigenschaften von Strahlung und Materie verwendet werden.

Man kann deshalb sagen, dass die heute verfügbaren Theorien des Sternaufbaus und der Sternatmosphären Theorien von solcher Reichhaltigkeit sind, die den in Sternspektren beobachteten Informationsreichtum mit einem hohen Grad von Angemessenheit reproduzieren und damit erklären können.

2. Der Ausdehnung dieser umfassenden und grundsätzlich möglichen Informationsgewinnung auf eine grosse Anzahl von Sternen werden durch den Lichtverlust der weit entfernten Objekte und durch die diesen nur beschränkt kompensierende Lichtstärke auch der grössten Teleskope Grenzen gesetzt. Die Direktphotographie und die Integralphotometrie von Sternen, mit denen diese Grenze durch den Verzicht auf spektrale Auflösung der Sternstrahlung weiter hinausgeschoben werden soll, müssen deshalb mit Rücksicht sowohl auf diesen Gewinn, als auch auf den Preis, den sie dafür zu leisten haben, entwickelt werden; die Konzeption eines Photometriesystems muss von den Entscheidungen aus erfolgen, welche Information durch das System notwendig erreicht werden können soll, oder anders gesagt: auf welche Information verzichtet werden kann, ohne dass die dann erhältlichen Ergebnisse für die weitere Forschung irrelevant oder sogar unbrauchbar werden.

In diesem Sinne kann die Suche nach einem Photometriesystem als Optimierungsproblem formuliert werden. Die Randbedingungen, unter denen das Problem zu lösen ist, werden durch die Kenntnis der maximal zugänglichen Information in feinanalysierten Sternspektren und durch einen Aufgabenkatalog bestimmt, der die Probleme enthält, die mit dem zu findenden Photometriesystem gelöst werden sollen.

3. Für dieses Optimierungsproblem gelten die folgenden Präzisierungen: in der Theorie können die physikalischen Grundgrössen  $\theta$ ,  $g$ ,  $\chi$  und mit ihnen auch die «theoretischen Beobachtungsgrössen» innerhalb bestimmter Grenzen als Parameter kontinuierlich variieren. Damit kann die Theorie grundsätzlich sehr feine Variationen der Parameter und der Funktionsverläufe berücksichtigen; insbesondere ist es dieser ihrer Eigenschaft zu verdanken, dass sie jedes Zahlentripel  $\theta_i$ ,  $g_i$ ,  $\chi_i$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$  als (diskreten) Punkt des dreidimensionalen Raumes  $(\theta, g, \chi)$  auffassen lassen und damit quantitative Unterschiede in den Zahlentripeln unmittelbar als Masse für qualitative Unterschiede in den durch die Koordinaten bezeichneten physikalischen Grössen nehmen kann.

Eine solche scharfe Unterscheidung ist in der Analyse empirischer Beobachtungsgrössen nicht mehr möglich: ein dem Zahlentripel  $(\theta_i, g_i, \chi_i)$  der Grundgrössen entsprechendes Tripel von (gemessenen) Beobachtungsgrössen  $(B_{\theta,i}, B_{g,i}, B_{\chi,i})$  ist mit Beobachtungsfehlern behaftet und kann

durch eine natürliche Streuung beeinflusst sein. Es ist daher nicht länger vernünftig, diesem Beobachtungswert eindeutig den (diskreten) Punkt  $(\theta_i, g_i, \chi_i)$  des Raumes  $(\theta, g, \chi)$  zuzuordnen; statt dessen wird man die einzelnen Messwerte einem endlichen Intervall der entsprechenden physikalischen Koordinate zuordnen müssen und z.B. Sterne, deren Messwerte demselben Intervall zugeordnet werden können, als zur gleichen «Klasse» gehörig bezeichnen. Das bedeutet, dass gemessene Unterschiede in den Beobachtungsgrößen dieser Art nur dann reale Unterschiede in den entsprechenden physikalischen Grundgrößen der interpretierenden Theorie bezeichnen, wenn sie von «globalen» Effekten herühren.

4. Die theoretische Interpretation der Spektralsequenz und der absoluten Helligkeitssequenz hat gezeigt, dass die Dispersionen dieser Beobachtungsgrößen in verschiedene Klassen die Dispersionen der entsprechenden physikalischen Größen  $T_{\text{eff}}$  und  $g$  geeignet abbilden: werden die Sterne aufgrund ihrer beobachteten Spektren und gemessenen Helligkeiten in Spektralklassen und Leuchtkraftklassen eingeordnet, so sind sie auch nach effektiven Temperaturen und Schwerebeschleunigungen geordnet.

5. Die Entdeckung der weitgehenden Äquivalenz von Spektraltyp und Farbindex unterstrich die Bedeutung der Existenz und Beobachtung «globaler» Unterschiede in den Intensitätsverteilungen der Sterne; zugleich wurde auch klar, dass die Integralphotometrie für diese Aufgaben das geeignete Mittel sein konnte.

Die in umfangreichen Analysen von Sternspektren gewonnenen Kenntnisse der Zusammenhänge von Leuchtkraft und chemischer Zusammensetzung der Sternatmosphären mit den Linienspektren liessen zunächst nur für die Bestimmung der Leuchtkraft Möglichkeiten erkennen, auf die detaillierte Auswertung von Spektren zu verzichten.

Die Möglichkeit, auch die chemische Zusammensetzung der Sternmaterie, und spezifischer: der Sternatmosphären, mit globalen Variationen der Intensitätsverteilungen zu bestimmen, wurde erst eröffnet, als die Theorien des Sternaufbaus und der Sternatmosphären zeigten, dass es genüge, die chemische Zusammensetzung durch das mittlere Molekulargewicht  $\mu$  der Sternmaterie zu charakterisieren.  $\mu$  wird dabei definiert durch die Massenanteile  $X$  des Wasserstoffs,  $Y$  des Heliums und  $Z$  aller schwereren Elemente («Metalle») der Gesamtmasse eines Sterns.

Nachdem theoretische Untersuchungen zur Feststellung geführt hatten, dass Aufbau und Entwicklung eines Sternes nur von zwei unabhängigen Größen, nämlich von seiner ursprünglichen Masse und seiner chemischen Zusammensetzung, bestimmt werden, wurde der Metallgehalt  $Z$  als Parameter zur Unterscheidung von Objekten verschiedener Generationen, d.h. der verschiedenen Populationen, eingeführt. Die Möglichkeit, diese globale Variation des Metallgehaltes auch mit integralphotometrischen Methoden sichtbar zu machen, wurde schliesslich erst zu Beginn der sechziger Jahre mit der Berechnung des Blanketingeffektes bestätigt,



der ein Mass für den globalen Einfluss aller Metalllinien auf die Intensitätsverteilung im Sternspektrum und damit auch auf die integralphotometrischen Grössen (Helligkeiten, Farbindices) darstellt.

6. Die Konzeption eines photometrischen Systems muss also erfolgen mit Rücksicht auf die grundsätzliche Möglichkeit der Klassifizierung der Objekte gemäss diesen globalen Effekten, die in den spektralen Intensitätsverteilungen der Sterne durch die Variation der physikalischen Grundparameter ( $\theta$ ,  $g$ ,  $\chi$ ) hervorgerufen werden. Die Beobachtungsgrössen, die mit dem zu konzipierenden photometrischen System erhalten werden können, müssen eine Trennung der Sterne in Spektraltypen, Leuchtkraftklassen und Populationen ermöglichen.

Die Erfüllung dieser dreifachen Aufgabe ist eine absolute Notwendigkeit bei Untersuchungen von statistischen Anzahlen schwacher Sterne, deren räumliche Verteilung sich in verschiedene Gebiete der Milchstrasse erstrecken kann, in denen Populationsunterschiede bedeutsam werden.

Allerdings kommt bei solchen Untersuchungen ein weiterer Faktor hinzu, der der Trennung der Klassen mehr oder weniger stark entgegenwirken kann: die Verfärbung der Sterne durch die selektive interstellare Extinktion. Als zusätzliches Postulat an die Leistungsfähigkeit eines photometrischen Systems tritt deshalb die Trennung der Sterne nach ihrem Verfärbungsgrad auf.

7. Das Optimierungsproblem kann nun folgendermassen formuliert werden: die photometrischen (Beobachtungs-)Grössen, die in dem zu konzipierenden Photometriesystem erhältlich sind, sollen auch von scheinbar schwachen Sternen Farbenindices und Kombinationen von Farbenindices abzuleiten gestatten, die, in zweidimensionaler Darstellung als «Pseudo-Zustands-Diagramme» (PZD), die statistische Trennung der Sterne nach

- a) Spektraltyp
- b) Leuchtkraftklasse
- c) Population
- d) Verfärbungsgrad

erlauben (cf. Becker und Steinlin (1956); Steinlin (1963); Becker (1972)).

8. In Ergänzung der von der Theorie der Sternatmosphären erbrachten Ergebnisse, die Hinweise auf die Bedingungen liefern, unter denen dieses Optimierungsproblem eine mögliche Lösung findet (Golay, 1971; Peytremann, 1970), sollen in der hier vorgestellten Arbeit diese Bedingungen ermittelt werden anhand empirischer Intensitätsverteilungen von Sternen und anhand konventioneller, in Gebrauch stehender und theoretischer Empfindlichkeitsfunktionen der Empfänger.

Diese Bedingungen lassen sich durch die folgenden Grössen angeben (Charakteristika der Empfindlichkeitsfunktionen der Empfänger):

- a) Wellenlänge des Schwerpunktes der Empfindlichkeitsfunktion  $S_i(\lambda)$ :  $\lambda_{0,i}$  (= mittlere Wellenlänge bei symmetrischen  $S_i(\lambda)$ );
- b) Halbwertsbreite der  $S_i$ :  
 $(\Delta\lambda)_i = \{\lambda / S_i(\lambda) \geq S(\lambda)_{\max}/2\}$ ;



- c) Profil der  $S_i(\lambda)$ :
  - c1) empirisch;
  - c2) gaussisch;
  - c3) rechteckig;
  - c4) dreieckig.
- d) Anzahl der  $S_i(\lambda)$  des Systems  $P$ .

9. Die photometrischen Messgrößen, die zur Ableitung der PZD führen, haben die Form

$$m_i = -2.5 \log \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} I(\lambda) S_i(\lambda) A(\lambda) E(\lambda) d\lambda, i = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

wo  $I(\lambda)$  die Intensitätsverteilung des Sternes,  
 $S_i(\lambda)$  die Empfindlichkeitsfunktion des Empfängers,  
 $\lambda_a, \lambda_b$  die Wellenlängen, für die gilt:  $\begin{cases} S(\lambda) > 0 & \lambda \in (\lambda_a, \lambda_b) \\ S(\lambda) = 0 & \text{sonst,} \end{cases}$   
 $A(\lambda)$  die selektive interstellare Extinktionsfunktion,  
 $E(\lambda)$  die selektive Extinktionsfunktion der Erdatmosphäre  
 bedeuten.

Die Integralhelligkeiten  $m$  werden durch numerische Integration nach Gl. (1) für verschiedene  $S$  und für verschiedene repräsentative Intensitätsverteilungen  $I$  berechnet.

10. Die Intensitätsverteilungen  $I(\lambda)$ .

Für die numerische Berechnung von Integralhelligkeiten geeignete  $I(\lambda)$  stehen in den Katalogen von Straizys und Sviderskiene (1972), Willstrop (1965) und Breger (1971) zur Verfügung.

Straizys und Sviderskiene haben aus verschiedenen Publikationen von Intensitätsverteilungen, die aus photoelektrischen scans gewonnen worden sind, 49 mittlere Intensitätsverteilungen für die wichtigsten Spektral- und Leuchtkraftklassen abgeleitet. Die Daten sind einheitlich auf die absolute Intensitätsverteilung von  $\alpha$  Lyr nach Oke und Schild (1970) bezogen und liegen für den Spektralbereich von 3000 Å bis 10000 Å als normierte Intensitätsintegrale über  $\lambda$ -Bereiche von 50 Å vor, die zentriert sind um Wellenlängen in Abständen von je 50 Å.

In der gleichen Weise sind die Intensitätsverteilungen für den Spektralbereich von 4000 Å bis 6500 Å von 215 Sternen verschiedener Spektral- und Leuchtkraftklassen in Willstrops Katalog von 1965 veröffentlicht. Die aus photoelektrischen scans gewonnenen Intensitätsverteilungen sind in absoluten Einheiten ( $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$ ) angegeben und so normiert, dass  $V = 0^m0$  für alle Sterne.

Ein umfassendes Kompendium von scans verschiedener Beobachter stellt der Katalog von Breger (1971) dar, der einheitlich auf die absolute Energieverteilung von  $\alpha$  Lyr (Oke und Schild, 1970) reduzierte Intensitäten von 419 Sternen der Spektralklassen B bis K enthält. Die Spektralbereiche, Bandbreiten und  $\lambda$ -Intervalle zwischen den einzelnen Messwerten sind allerdings nicht vereinheitlicht, so dass diese Daten unseren Rechnungen jeweils angepasst werden müssen.

Um für eine Anzahl von Sternen verfeinerte Intensitätsverteilungen zu erhalten, die auch den globalen Blanketingeffekt unter weitgehender Berücksichtigung der Metalllinien zu berechnen gestatten, nahmen wir rund 40 Sterne, die das Netz der wichtigsten Spektral- und Leuchtkraftklassen möglichst lückenlos besetzen und für die scans in mindestens einem der Kataloge von Willstrop und von Breger vorliegen, in das Beobachtungsprogramm mit dem Bonner Schmidtspiegel auf dem Hohen List auf. Von diesen Sternen sind im Herbst 1973 mit Objektivprisma und Objektivgitter Spektren auf 44 Platten gewonnen worden. Als Aufnahme-material wurden hauptsächlich Kodak 103a-F-Platten verwendet. Aufnahmen mit Kodak I-N-Platten ergaben wegen der geringeren Empfindlichkeit einige unterbelichtete Spektren oder aber, bei genügender Schwärzung des Programmsternspektrums ( $m_v \leq 6^m0$ ), meist unterbelichtete Spektren der benachbarten Sterne, die zur Plattenkalibrierung erforderlich sind. Wegen dieser Mängel und wegen Überlappungen von Programmspektren mit Spektren von Nachbarsternen musste insgesamt etwa ein Drittel aller Platten von der weiteren Behandlung ausgeschlossen werden.

Die verbleibenden guten Spektren wurden mit dem Edinburgher Mikrodensitometer gescannt. Von allen Programm- und Kalibrierungssternen (pro Platte 1 Programmstern und 2–6 Kalibrierungssterne) wurden die zentralen Spektren und die beiden Seitenspektren 1. Ordnung je einmal gemessen. Bei stark belichteten Platten wurden von den Programmsternen auch die Seitenspektren 2. Ordnung mitgemessen.

Der Messspalt des Mikrodensitometers wurde mit einer Breite von  $25 \mu$  gewählt, was bei der linearen reziproken Dispersion der Spektren von  $240 \text{ \AA/mm}$  bei  $H\gamma$  einem  $\lambda$ -Intervall von  $6 \text{ \AA}$  entspricht. Die Variation der  $\lambda$ -Intervalle der scans ist in Tabelle I gegeben.

Tab. I

$\lambda \text{ [\AA]}$	3500	3700	$H\gamma$	$H\alpha$	8000
$d \text{ [\AA/mm]}$	85	120	240	850	1680
$(\Delta\lambda)_{\text{slit}} \text{ [\AA]}$	2.125	3.00	6.00	21.25	42.00

Die spectral scans wurden graphisch, als kontinuierliche Registrierkurven, und in digitalisierter Form, als diskrete Punkte in äquidistanten Schritten von  $12.5 \mu$  in Dispersionsrichtung auf der Photoplatte, aufgenommen. Pro Spektrum wurden, je nach Spektraltyp, 800–1200 Messwerte registriert, die zur Verarbeitung mit dem Computer direkt auf Lochstreifen gestanzt sind.

Die Umwandlung der registrierten photographischen Dichten in relative Integralhelligkeiten erfolgt nach der von Schwarzschild gefundenen Gittermethode. Die so erhaltenen relativen Integralhelligkeiten werden unter der Voraussetzung, dass sich die Plattenempfindlichkeitsfunktion in  $\lambda$ -Bereichen der Grössenordnung von  $50 \text{ \AA}$  nicht wesentlich ändert, in Helligkeitsintegrale über die  $\lambda$ -Bereiche umgewandelt, für die photo-

elektrische scans vorliegen. Diese Helligkeitsintegrale werden an die «absoluten» Energiewerte der Kataloge von Willstrop oder Breger angeschlossen.

Mit den auf diese Weise erhaltenen Empfindlichkeitsfunktionen der verwendeten Photoplatten werden die ursprünglichen, digitalisierten Intensitätsintegrale in «absolute» Intensitätsintegrale über konstante Intervalle in  $(1/\lambda)$  umgerechnet. Die Mannigfaltigkeit dieser 800–1200 Intensitätswerte pro Stern ist die Intensitätsverteilung  $I(1/\lambda)$ , die in Gl. (1) zur Berechnung der Integralhelligkeiten  $m_i$  der Sterne in photometrischen Systemen mit Empfindlichkeitsfunktionen  $S_i$  grosser und mittlerer Bandbreiten eingesetzt wird.

#### 11. Die Empfindlichkeitsfunktionen $S_i(\lambda)$ .

Die ersten Rechnungen werden mit den publizierten  $S(\lambda)$  für die konventionellen Systeme RGU, UBV und uvby durchgeführt. Diese publizierten  $S(\lambda)$  sind entsprechend der  $\lambda$ -Auflösung der verfügbaren  $I(\lambda)$  graphisch und rechnerisch verfeinert und für die Verarbeitung im Computer präpariert worden.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Integralhelligkeiten  $m_i$  und der Farbenindizes  $m_i - m_j$ ,  $i \neq j$  von den in 8. definierten Systemparametern führen wir in die weiteren Rechnungen theoretische  $S(\lambda)$  ein. Es ist vorgesehen, die Parameter dieser theoretischen  $S(\lambda)$  in den Berechnungen der  $m_i$  nach Gl. (1) nach der Art des Schemas in Tabelle II systematisch zu variieren, um die Abhängigkeit der PZD von den Systemparametern zu untersuchen.

Tab. II

$\lambda_{i,0}$	$\lambda_{i,0,0}, \lambda_{i,0,0} \pm n \cdot 10 \text{ \AA}, n = 1, 2, 3, \dots$
$\Delta\lambda [\text{\AA}]$	50, 100, 200, 500, 1000
Form	G ( $\lambda$ ) Gaussprofil R ( $\lambda$ ) Rechteckprofil D ( $\lambda$ ) Dreieckprofil

$\lambda_{i,0,0}$  bedeutet hier eine Wellenlänge, die durch die bisherigen Erfahrungen und durch die in einem direkten Vergleich der Intensitätsverteilungen gewonnene Kenntnis der für die photometrisch erfassbaren globalen Effekte relevanten Spektralbereiche nahegelegt werden.

#### 12. Die selektive interstellare Extinktionsfunktion.

Das interstellare Extinktionsgesetz nach Whitford (1958) kann als allgemeines Gesetz betrachtet werden, das für unsere Zwecke, die Verfärbungslinien der Sterne in den berechneten PZD zu ermitteln, völlig ausreichend ist. Die Whitfordschen Daten werden in eine normierte Transmissionsfunktion  $A(\lambda)$  umgewandelt, die den Bruchteil der von der «Einheitsmasse» interstellar absorbierender Materie durchgelassenen Strah-

lung in Abhängigkeit von  $\lambda$  (oder  $1/\lambda$ ) angibt. Zur Berechnung des Einflusses grösserer interstellar absorbierender Massen und damit der Verfärbungslinien der Sterne in den PZD werden die Rechnungen nach Gl. (1) mit Potenzen  $[A(\lambda)]^p$  durchgeführt. Dabei ist  $p$  eine ganze Zahl  $\in \{1, 3, 5, 7, 9, 11\}$ .

### 13. Die atmosphärische Extinktionsfunktion.

Da die in Gl. (1) eingesetzten Intensitätsverteilungen  $I(\lambda)$  von atmosphärischen Extinktionseinflüssen befreit, d.h. auf ausserhalb der Erdatmosphäre reduziert sind, müssen diese Einflüsse in die Berechnung der PZD, d.h. der Beobachtungsgrössen  $m$  wieder eingeführt werden. Da die atmosphärische Extinktion erheblich vom Beobachtungsort auf der Erdoberfläche abhängt, bringen wir nur eine allgemeine Korrektur an, die der Tendenz ihrer Einflüsse auf die Beobachtungsgrössen Rechnung trägt. Wir verwenden dazu die standardisierten Funktionen aus Allen (1963) und Landolt-Börnstein (1965), die in speziellen Untersuchungen ebenfalls variiert werden können.

### 14. Programm.

Die Variationen aller in Gl. (1) eingehenden Funktionen machen die Rechenprogramme aufwendig und erfordern lange Rechenzeit. Es werden daher zunächst nur die absolut notwendigen Variationen der  $I(\lambda)$  (verschiedene Sterne) und der  $S(\lambda)$  der angegebenen empirischen Systeme durchgeführt, um die Ergebnisse mit den bisherigen anderweitigen Erfahrungen zu vergleichen.

Nach diesen Tests werden die systematischen Variationen nach dem Schema in Tabelle II vorgenommen. Anhand der dann vorliegenden Ergebnisse (PZD) sollte schliesslich die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Photometriesysteme nach den in 7. formulierten Kriterien zuverlässig beurteilt werden können.

### Literatur

- Allen, C. W.: *Astrophysical Quantities*, 2nd ed., Univ. of London, Athlone Press, 1963.  
 Becker, W.: *Q.Jl.R.astr.Soc.* 13, 226, 1972.  
 Becker, W. und Steinlin, U.: *Z.f.A.* 39, 188, 1956.  
 Breger, M.: *A Spectrophotometric Scanner Catalog*, *Communications in Astronomy from Stony Brook*, No. 1, 1971.  
 Golay, M.: *Introduction à la Photométrie Astronomique*, Preprint, Genève, 1971.  
 Landolt-Börnstein: *Neue Serie, Gruppe VI, Bd. I*, ed. H.H. Voigt, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1965.  
 Oke, J.B. and Schild, R.E.: *Ap.J.* 161, 1015, 1970.  
 Peytremann, E.: *Thèse*, Genève, 1970.  
 Steinlin, U.: *Contr.Bosscha Obs.* Nr. 21, 34, 1963.  
 Straizys, V. and Sviderskiene, Z.: *Bull.Vilniaus Astr.Obs.* Nr. 35, 1972.  
 Whitford, A.E.: *A.J.* 63, 201, 1958.  
 Willstrop, R.V.: *Mem.R.astr.Soc.*, Vol. 69, part 3, 83, 1965.

## **7. Jörg Waldvogel (Seminar für Angewandte Mathematik, ETH-Z): Altes und Neues über das Dreikörperproblem**

Das Dreikörperproblem gehört wohl zu den berühmtesten Problemen der Himmelsmechanik. Seit seiner Formulierung durch Leonhard Euler (1747) haben sich unzählige namhafte Astronomen und Mathematiker damit befasst. Die Faszination, die von diesem Problem ausgeht, liegt einerseits in der Einfachheit der Fragestellung, andererseits in der Schwierigkeit, Aussagen über die Gesamtheit der Lösungen zu machen.

Das astronomische Dreikörperproblem ist die Aufgabe, die Bewegung von drei nur ihren gegenseitigen Gravitationskräften unterworfenen Himmelskörpern zu untersuchen. Zahlreiche Anwendungen auf reale Drei- und Mehrkörpersysteme wie Sonne – Erde – Mond, Erde – Mond – Satellit, Sonne – Neptun – Pluto, Tripelsterne, Sternhaufen usf. erklären die grosse Aufmerksamkeit, die dem Dreikörperproblem noch heute geschenkt wird.

Die Gesetze der Dynamik und das Newtonsche Gravitationsgesetz erlauben es sofort, ein System von 18 Differentialgleichungen erster Ordnung für die Bewegung der drei Körper aufzustellen. Damit wird aus dem astronomischen Problem ein rein mathematisches, nämlich dasjenige der Lösung eines Systems von Differentialgleichungen.

In ihrer klassischen Form beschreiben die Differentialgleichungen des Dreikörperproblems die Bewegung von drei unendlich kleinen Massenpunkten. Somit haben die Lösungen bei sehr starker Annäherung von zwei Körpern keine physikalische Bedeutung mehr. Paradoxerweise sind es aber gerade solche irreale Bewegungsformen, welche in alter und neuer Zeit zum Verständnis der Lösungen des Dreikörperproblems geführt haben.

Vielfach stellt man sich unter der Lösung einer Differentialgleichung eine geschlossene Formel vor, aus welcher dann durch Einsetzen von Anfangswerten alle Information über das Verhalten des zu untersuchenden mechanischen Systems gewonnen werden kann. Dieser Standpunkt ist aber zu eng, denn man kennt nicht genügend Kandidaten für Lösungsfunktionen (wie etwa  $\sin x$ ,  $\log x$ ), um alle Differentialgleichungen erfüllen zu können. Es ist eine Seltenheit, wenn eine aus der Praxis herausgegriffene Differentialgleichung geschlossen gelöst werden kann. Das Zweikörperproblem zählt in gewisser Hinsicht zu diesen Fällen, aber das Dreikörperproblem ist dazu schon viel zu kompliziert.

Als fruchtbarer erweisen sich Näherungsmethoden, mit welchen die Lösungsfunktionen an vorgegebenen Stellen beliebig genau approximiert werden können (z. B. asymptotische Entwicklungen, numerische Integration). Falls sich dann die approximative Kenntnis der Lösungen auf beliebig grosse Zeiten ausdehnen lässt, ist der Informationsgehalt einer geschlossenen Lösung beinahe erreicht.

Für die Differentialgleichungen des Dreikörperproblems sind in jüngster Zeit in dieser Richtung bedeutende Fortschritte erzielt worden; darüber soll hier kurz berichtet werden.

## 1. Einige klassische Resultate

Von einer Vielzahl bedeutender Ergebnisse über das Dreikörperproblem sei hier nur der Satz von Sundman (1912) herausgegriffen: er garantiert die Existenz der Lösung zu gegebenen Anfangsbedingungen für alle positiven und negativen Zeiten. Sundman gelangte zu dieser tiefliegenden Aussage durch Betrachtung jener Ereignisse, welche die globale Existenz einer Lösung verderben können: die Kollisionen zwischen 2 oder 3 Massenpunkten. Zunächst kann der komplizierte Fall einer Dreierkollision ausgeschlossen werden durch Beschränkung auf Bewegungen mit nicht verschwindendem Gesamtdrehimpuls  $C$ ;  $C = 0$  ist eine notwendige Bedingung für das Auftreten einer Dreierkollision, wie Sundman bewiesen hat.

Die Zweierkollisionen hingegen sind für das Dreikörperproblem harmlose Singularitäten; sie können durch Einführung von geeigneten neuen Variablen wegtransformiert werden (Regularisierung). Damit kann die Bewegung mathematisch und physikalisch sinnvoll über eine Kollision hinaus fortgesetzt werden, und der Weg zum Beweis des globalen Existenzsatzes ist weitgehend geebnet.

## 2. Neuere Entwicklungen

Obwohl der Sundmansche Satz von grosser theoretischer Bedeutung für das Dreikörperproblem ist, gibt er nicht einmal qualitative Aussagen über das Verhalten der Lösungen. Schon sehr früh (Strömberg, 1919) hat man deshalb durch numerische Integration Lösungen näherungsweise berechnet. Dabei erweist sich die Regularisierung auch bei Fast-Kollisionen als vorteilhaft, um den störenden Einfluss der nahen Singularität zu mildern. Erst durch die Verwendung von Computern ist es aber möglich geworden, die Lösungen für sehr viele Anfangsbedingungen über lange Zeiträume zu berechnen. Besonders interessant sind Fälle von vergleichbaren Massen, vergleichbaren anfänglichen Abständen und negativer Totalenergie, wie sie in Sternhaufen realisiert sind. Die Dreikörperkonfigurationen im Sonnensystem sind mit grossem Erfolg mittels klassischer Störungsmethoden behandelt worden und sollen hier nicht mehr weiter betrachtet werden.

Die numerische Integration von vielen Fällen der erstgenannten Klasse hat ergeben (Szebehely, 1967), dass in der überwiegenden Mehrheit aller Fälle früher oder später einer der Körper entweicht und die andern beiden ein stabiles Paar bilden, sich somit näherungsweise gemäß den bekannten Gesetzen der Zweikörperbewegung verhalten. In all diesen Fällen ist damit die Bewegung für alle positiven Zeiten näherungsweise bekannt, obwohl nur über ein endliches Zeitintervall numerisch integriert wurde. Im Endeffekt ist dies einer geschlossenen Lösung nahezu ebenbürtig.

Der Vorgang der Paarbildung und des Entweichens zeigt eine merkwürdige Regelmässigkeit: in allen Fällen folgt er unmittelbar auf eine starke gegenseitige Annäherung aller drei Körper.

Im Hinblick auf das Verhalten nach langer Zeit scheint also die dreifache Annäherung die entscheidende Phase der Bewegung zu sein. Ironischerweise ist aber gerade diese Phase der numerischen Behandlung



nur schwer zugänglich wegen der starken Häufung von Kollisionssingularitäten. Erst die globale Regularisierung aller drei Zweierstöße (zweidimensional: Waldvogel, 1972; dreidimensional: Heggie, 1974) hat eine einigermaßen zuverlässige numerische Integration der dreifachen Annäherung ermöglicht.

So wie das Sundmansche Resultat erst durch Betrachtung der Zweierkollisionen gewonnen werden konnte, muss hier offenbar zum besseren Verständnis der Vorgänge die Dreierkollision untersucht werden.

Eine Dreierkollision ist der unbegrenzte Kollaps des Dreikörpersystems in den gemeinsamen Schwerpunkt hinein. Dabei wachsen die Geschwindigkeiten ohne Grenze. Sundman (1907) hat bewiesen, dass sich die Konfiguration der drei Körper bei Annäherung an eine Dreierkollision immer mehr einem gleichseitigen Dreieck nähert (die weniger wichtigen geradlinigen Konfigurationen seien hier der Einfachheit halber weggelassen). Die vollständige Charakterisierung der Dreierkollisionslösungen durch konvergente Potenzreihen ist von Siegel (1941) gegeben worden.

Jede noch so kleine Asymmetrie während des Kollapses wird dazu führen, dass einer der drei Körper «zu spät» im Zentrum ankommt. Es wird daher zunächst zu einer starken Annäherung der beiden andern Massenpunkte kommen, und der Kollaps wird bald von einem erneuten Auseinanderstreben der Körper abgelöst werden. Diese schnellen Vorgänge im Kleinen bilden den Schlüssel zum Verständnis der dreifachen Annäherung und dem nachfolgenden Entweichen.

Die Methode zur analytischen Behandlung dieser Bewegungsphase ist diejenige der singulären Störungen («matched asymptotic expansions», siehe z.B. J.Cole, 1968). Das Verfahren stammt ursprünglich aus der Grenzschichttheorie, ist aber in neuerer Zeit auf die verschiedensten Probleme angewendet worden. Es eignet sich überall dort, wo schnelle und langsame Prozesse, Vorgänge im Kleinen und im Grossen usw. in Zusammenhang gebracht werden müssen.

Die Grundidee zum Verständnis der dreifachen Annäherung ist die Einführung von neuen Massstäben für die örtlichen und die zeitlichen Variablen (Orts- und Zeitlupe), um die äusserst schnellen Vorgänge im Kleinen in vernünftige Proportionen zu bringen (Waldvogel, 1975). Wird die Zeit mit einem Faktor  $\varepsilon^{-3}$ , die Ortskoordinaten mit  $\varepsilon^{-2}$  gedehnt ( $\varepsilon \ll 1$ ), so bleiben die Differentialgleichungen des Dreikörperproblems invariant, währenddem alle Geschwindigkeiten mit  $\varepsilon$  multipliziert, also verkleinert werden. Die Zahl  $\varepsilon$  muss geeignet gewählt werden, so dass in den neuen Massstäben Ortskoordinaten und Geschwindigkeiten während der dreifachen Annäherung beispielsweise von der Grössenordnung 1 bleiben.  $\varepsilon$  ist um so kleiner, je «kritischer» die dreifache Annäherung ist, je «näher» die betrachtete Lösung bei einer Dreierkollisionslösung liegt. Im Grenzfall der exakten Kollision ist  $\varepsilon = 0$ .

Die Theorie der singulären Störungen erlaubt es nun, die Zahl  $\varepsilon$  aus dem Bewegungszustand der drei Körper lange vor der dreifachen Annäherung zu bestimmen. Damit wird diese Phase in den gedehnten Koordinaten, die sogenannte innere Lösung, zu einer gewöhnlichen Dreikörperbe-

wegung ohne dreifache Annäherung und ist somit der numerischen Behandlung zugänglich. In der inneren Lösung nähern sich die drei Körper nur bis auf minimale Abstände der Grössenordnung 1 und gehen dann wieder auseinander. Auch die Geschwindigkeiten bleiben dabei von der Grössenordnung 1. Es zeigt sich überdies, dass im allgemeinen alle dreifachen Annäherungen von drei bestimmten Massenpunkten auf lediglich zwei innere Lösungen zurückgeführt werden können. Diese lassen sich ein für allemal berechnen und tabellieren.

Den Geschwindigkeiten von der Grössenordnung 1 in der inneren Lösung entsprechen solche der Ordnung  $1/\varepsilon$  in der ursprünglichen Lösung. Somit können die Entweichgeschwindigkeiten beliebig gross sein, wenn nur die betrachtete Lösung genügend nahe bei einer Dreierkollisionslösung liegt.

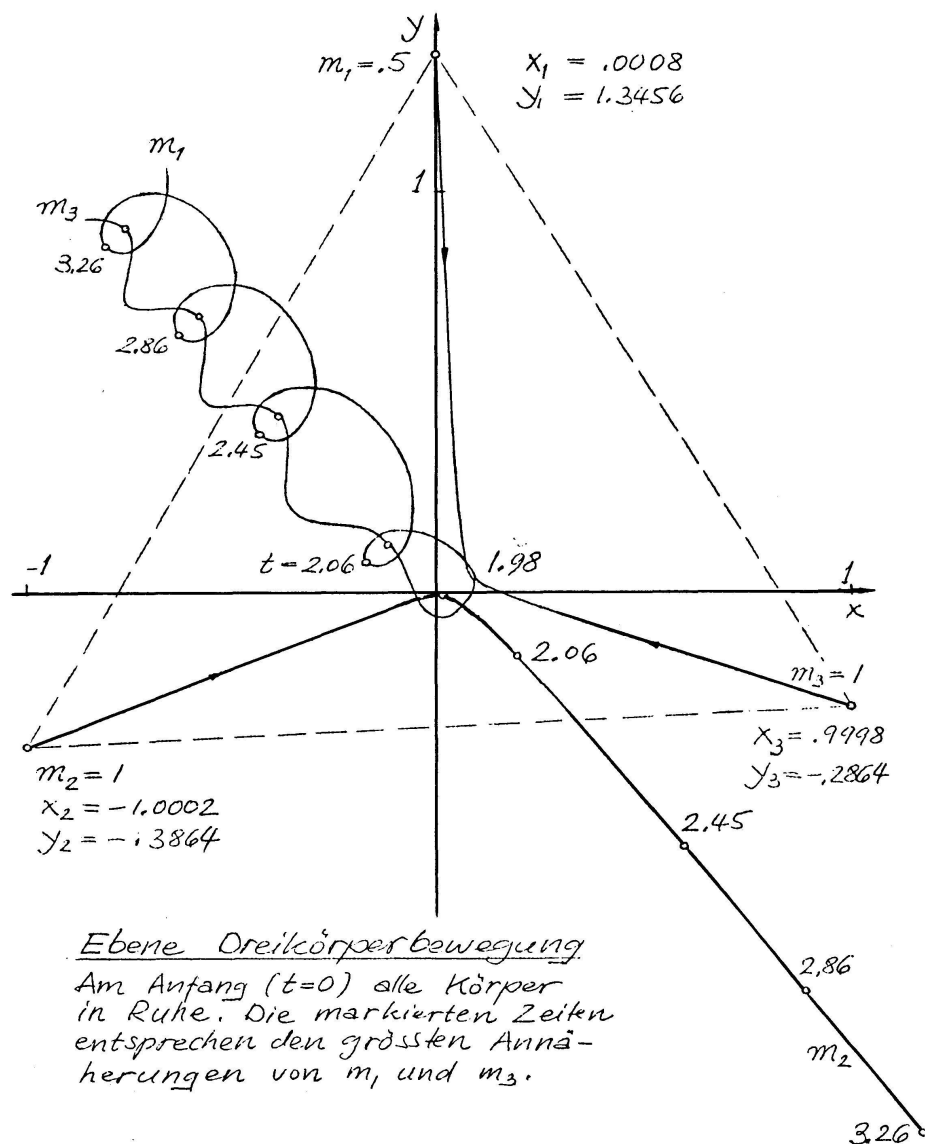


Fig. 1



Nach einer exakten Dreierkollision würden die drei Massenpunkte augenblicklich ins Unendliche wegspritzen, einer mit unendlicher Geschwindigkeit in eine gewisse Richtung, die andern beiden als unendlich enges und unendlich schnell rotierendes Paar in die entgegengesetzte Richtung. Ein solcher Vorgang hat natürlich nicht einmal einen mathematischen Sinn, geschweige denn einen physikalischen. Dies äussert sich unter anderem auch darin, dass die Siegelschen Dreierkollisionslösungen sich nicht über die Singularität hinweg fortsetzen lassen.

### 3. Astronomische Konsequenzen

Das Dreikörperproblem ist der einfachste Teilchenbeschleuniger! Man plaziere z.B. drei weisse Zwerge von je einer Sonnenmasse in die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks mit 1 Lichtjahr Seitenlänge. Beginnt die Bewegung aus der Ruhe, so kommt es zu einer exakten Dreierkollision ohne physikalischen Sinn. Durch eine kleine Störung in der Anfangslage oder in den Anfangsgeschwindigkeiten Sorge man deshalb dafür, dass der minimale Abstand von zwei Körpern z.B. etwa 500000 km ist (dies ist gross, verglichen mit der Ausdehnung eines weissen Zwerges). Dann ergibt die Theorie, dass nach der dreifachen Annäherung (nach etwa 1600000 Jahren) einer der Sterne mit einer Geschwindigkeit von über 400 km/sec entweicht. Dies würde genügen, um unsere Galaxie vom Ort der Sonne aus zu verlassen.

Es scheint, dass dieser oder ein ähnlicher Mechanismus in allen Sternsystemen wirksam ist. Über lange Zeiträume führt er zur Bildung eines Halos von entweichenden Sternen und einem immer dichter werdenden Kern. Die Struktur der galaktischen Kerne und die wahrscheinlich damit zusammenhängenden Quasare bilden eines der brennendsten Probleme der heutigen Astronomie, und es hat den Anschein, dass das Dreikörperproblem zumindest einen der Schlüssel zu seiner Lösung liefert.

### Literatur

- Cole, J.D., 1968: *Perturbation Methods in Applied Mathematics*. Blaisdell Publishing Company.
- Heggie, D.C., 1974: A Global Regularisation of the Gravitational N-Body Problem. *Celest.Mech.* 10, 217–241.
- Siegel, C.L., 1941: Der Dreierstoss. *Ann.of Math.* 42, 127–168.
- Strömberg, E., 1919: A New Class of Periodic Solutions in the General Problem of Three Bodies. *Monthly Notices of the R.A.S.* 80, 12–22.
- Sundman, K.F., 1912: Mémoire sur le problème des trois corps. *Acta Math.* 36, 105–179.
- Szebehely, V., 1967: Burrau's Problem of Three Bodies. *Proc.Nat.Acad.of Sciences USA* 58, 60.
- Waldvogel, J., 1972: A New Regularization of the Planar Problem of Three Bodies. *Celest.Mech.* 6, 221–231.
- Waldvogel, J., 1975: The Close Triple Approach. *Celest. Mech.* 11, 429–432.

## 8. M. Patenaude et P. Bouvier (Genève): Grille de modèles stellaires évoluant de la séquence principale vers le stade de géante: résultats préliminaires

Nous présentons ici quelques résultats préliminaires relatifs à l'établissement d'une grille de modèles d'étoiles dont les tracés évolutifs et les lignes isochrones devront permettre de calibrer le diagramme de Hertzsprung-Russell d'après les paramètres de masse et d'âge. Les étoiles considérées, de type spectral B à G, sont suivies dans leur évolution à partir de la séquence principale d'âge zéro jusqu'à la base du tracé, quasi vertical dans le plan ( $\log T_{\text{eff}}$ ,  $\log L$ ), conduisant au stade de géante rouge.

Les tracés calculés jusqu'ici concernent des masses séparées par  $\Delta \log (m/m_{\odot}) = 0,05$ , sur un intervalle compris entre 1 et  $1,6 m_{\odot}$ , mais que nous allons étendre de part et d'autre par la suite. Le programme utilisé est celui de Hofmeister, Kippenhahn et Weigert (1964), noté ici HKW, reposant sur la méthode de calcul numérique de Henyey et al. (1964) où un modèle provisoire approché est «relaxé» par corrections successives (au sens de Newton-Raphson) vers un modèle exact. Nous avons retouché le programme HKW sur un certain nombre de points de détail, notamment dans la limitation du pas temporel et celle du pas massique.

En ce qui concerne le passage d'un modèle au temps  $t$  au modèle suivant de la même étoile au temps  $t + \Delta t$ , le pas temporel  $\Delta t$  était fixé selon HKW par des critères basés sur des limites imposées aux variations de composition chimique consécutives aux réactions thermonucléaires, critères que les auteurs du programme original semblent avoir ensuite abandonnés au profit de critères portant sur la correction maximale de la méthode de relaxation. Il s'est avéré utile de compléter ce genre de critères par une borne supérieure imposée à la variation de densité centrale d'un modèle au suivant.

A propos du pas massique séparant deux niveaux consécutifs dans un modèle particulier, nous avons noté, pour une étoile possédant un noyau convectif, des irrégularités vraisemblablement d'origine numérique dans le profil d'abondance d'hydrogène  $X(m_r)$  lors de la phase de retrait du noyau. Ceci nous a amenés à resserrer les limites de variation imposées au pas massique  $\Delta m_r/m$  et à l'écart de pression  $\Delta \log P$  d'un niveau au suivant, sur un intervalle de masse convenablement choisi de part et d'autre du niveau défini par l'égalité des gradients radiatif et adiabatique, afin d'obtenir un profil  $X(m_r)$  lissé.

La physique utilisée dans le programme HKW a subi quelques améliorations de notre part; d'abord l'inclusion des tables d'opacité les plus récentes (Cox et Stewart 1969, 1970) auxquelles nous avons adjoint la conduction électronique de manière plus satisfaisante que précédemment (Bouvier et Patenaude, 1973). Nous avons par ailleurs considéré deux ensembles de tables, relatifs aux mélanges  $(X, Z) = (0,70, 0,02)$  et  $(0,70, 0,04)$  respectivement et pour justifier l'emploi de l'interpolation linéaire, il s'est révélé utile de raffiner la grille des valeurs ( $\log \rho$ ,  $\log T$ ) dans les

régions extérieures de l'étoile, obtenant ainsi  $\log \kappa$  en interpolant par arcs de polynômes (spline interpolation). Une comparaison de tracés suivis par  $1 m_{\odot}$  avec chacun des mélanges mentionnés ci-dessus comme composition chimique initiale uniforme, évoluant sur  $4,5 \times 10^9$  ans, nous a conduits à adopter  $(X, Z) = (0,70, 0,03)$  comme composition représentant le mieux le Soleil et plus généralement les étoiles de population I; avec une telle composition initiale, nous retrouvons en effet après 4,5 milliards d'années la position du Soleil dans le diagramme HR avec une incertitude de  $\Delta \log L = 0,02$  et  $\Delta \log T_{\text{eff}} = 0,01$ , ayant traité la convection non adiabatique dans l'enveloppe à l'approximation de la longueur de mélange, avec  $l/H_p = 1,5$ .

La table d'opacité pour le mélange (0,70, 0,03) a été construite par interpolation entre les tables relatives à (0,70, 0,02) et (0,70, 0,04). D'autre part, nous avons révisé les valeurs numériques des constantes figurant dans l'expression des réactions nucléaires, d'après les valeurs les plus récentes (Fowler et al., 1974).

Les 5 premiers tracés évolutifs ont été obtenus pour  $m/m_{\odot} = 1,00, 1,12, 1,26, 1,41, 1,58$ . Un noyau convectif central commence à apparaître vers  $m/m_{\odot} = 1,26$ , avec une masse relative d'environ 0,008 sur la séquence principale initiale, puis croissant jusqu'à un maximum proche de 0,037; malgré ces faibles valeurs, la présence du noyau convectif se traduit par le coude du tracé évolutif pour  $1,26 m_{\odot}$ , qui caractérise la phase d'épuisement rapide d'hydrogène dans le noyau (overall contraction).

Nous avons procédé à l'estimation des durées de vie de l'étoile au cours de ces premières phases d'évolution, à savoir la combustion d'hydrogène dans le noyau, la phase rapide de contraction globale, la combustion d'hydrogène dans une coquille épaisse; ainsi pour  $1,41 m_{\odot}$ , ces durées s'élèvent respectivement à  $2,12 \times 10^9$ ,  $6 \times 10^7$  et  $4,79 \times 10^8$  ans. Les durées relatives aux autres masses, ainsi que d'autres caractéristiques des tracés évolutifs et des isochrones seront présentées ultérieurement, lorsque la grille amorcée ici aura pris une extension plus grande.

## Références

- Bouvier, P./Patenaude, M.: Pub.Obs.Genève, A fasc. 80 (1973).  
 Cox, A./Stewart, J.: Scient.Inf.Astron.Council, USSR Acad.Sc. 15, 1 (1969).  
 Cox, A./Stewart, J.: Astroph.Journal suppl.v.19, n° 174 (1970).  
 Fowler, W.A.: Private comm. 1974, in connection with  
 Fowler, W.A./Caughlan, G.R./Zimmerman, B.A.: Ann.Rev.Astron. & Astroph. 5, 525 (1967).  
 Henyey, L.G./Forbes, J.E./Gould, N.L.: Astroph.Journal 139, 306 (1964).  
 Hofmeister, E./Kippenhahn, R./Weigert, A.: Zeits.f.Astroph. 59, 215 (1964).

## 9. H. Matile und H. Schilt (Biel): Über Messungen an Findlingen mit prähistorischen Zeichen, die sich auf den Jahreslauf der Sonne beziehen

H. Matile vermutete seit Jahren, einige Findlinge im Seeland seien astronomisch bedeutsam. Auf seine Veranlassung wurden im Sommer 1950 Messungen am «Zwölfstein» (Höheweg 82 in Biel) (490 m ü.M.; 585 230 m; 221 340 m) ausgeführt. Es zeigte sich, dass eine Kante die Richtung zum Sonnenaufgang am 21. Juni und somit auch zum Sonnenuntergang am 21. Dezember aufweist. Ferner hat der Stein zwei Kanten, die von Ost nach West weisen. Über diesen Stein gibt es eine Legende, die sagt, der Teufel wende ihn in jeder Quatembernacht.

In Tüscherz hat H. Matile einen grossen Granitblock entdeckt (520; 581 010; 217 988), der eine fast vertikale Fläche aufweist (rund  $3 \times 4$  m, mit einer Abweichung vom Lot kleiner als  $2^\circ$ ). Die Fläche ist nach Osten gerichtet; eine horizontale Visierlinie hat ein Azimut von  $89,8^\circ \pm 0,1^\circ$ . Wir nennen ihn Kalenderstein; er steht unter Naturschutz.

215 m vom Kalenderstein entfernt gibt es einen Schalenstein (510; 581 176; 218 125) mit 31 Schalen; er wurde ebenfalls von H. Matile entdeckt. Die äussersten Schalen liegen ungefähr 3 m auseinander; zwei von diesen bilden eine Gerade mit dem Azimut  $89,5^\circ$ . Herr Dr. Liniger (Basel) hat den Stein aufgenommen und glaubt, weitere wichtige Richtungen zu erkennen, die wir aber noch nicht genau bestimmt haben.

Ein Schalensein (Sumpstein: 431; 582 300; 215 970) in Lattrigen, bei einer ehemaligen Pfahlbausiedlung, besitzt 12 Schalen. Eine Richtung, markiert durch 3 Schalen, weist nach dem Sonnenuntergangspunkt am wahren Horizont zur Sommersonnenwende. Im März dieses Jahres wurde die Richtung gemessen und im Sommer das Phänomen beobachtet. Azimut  $299,0^\circ \pm 0,1^\circ$ .

In Grenchen hat es einen Schalenstein, der schon von Pinösch<sup>1</sup> beschrieben wurde (463; 595 940; 225 750). 17 Schalen bilden eine Richtung mit einem Azimut von  $232,6^\circ \pm 0,1^\circ$ . Diese Richtung weist auf den Sonnenuntergangspunkt am 21. Dezember.

Alle Azimute wurden berechnet auf Grund der Zeiten für den Durchgang der Sonne durch die Mittellinie einer speziell konstruierten Kippregel. Die zu bestimmende Richtung und die Spur der Kippregel wurden bezüglich des Zeichenblattes aus den Koordinaten je zweier Punkte berechnet.

Für das Zeichnen der Sonnenbahn am Horizont berücksichtigten wir die Refraktion und benutzten eine Schiefe der Ekliptik von  $24^\circ$ , was ungefähr dem Jahre — 2500 entsprechen dürfte.

## 10. J. Geiss (Bern): Zusammensetzung des Sonnenwindes und einige astrophysikalische Konsequenzen

---

<sup>1</sup> Dr. St. Pinösch: Die Schalensteine des Kantons Solothurn; Sonderdruck aus dem Jahrbuch der Solothurner Geschichte 1941. Verlag: Buchdruckerei Gassmann Solothurn.