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: 152 (1972)

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: 24.11.2025

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

Präsident: Prof. Dr. ULI W. STEINLIN, Astronomisches Institut der Universität Basel, 4102 Binningen
Sekretär: dipl.Math. PAUL WILD, Astronomisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3000 Bern

Samstag, 14. Oktober

Wissenschaftliche Sitzung

1. L. MARTINET (Genève): *Relation entre la dissolution des courbes invariantes sur une surface de section de l'espace des phases et les paramètres de modèles de potentiel galactique*

2. A. MAEDER (Observatoire de Genève, Sauverny): *Une relation période–luminosité pour les supergéantes non-céphéides*

La variabilité en lumière de différents types d'étoiles a été étudiée sur la base de 5000 mesures de 660 étoiles observées dans le système photométrique de l'Observatoire de Genève. Cette analyse (MAEDER et RUFENER, 1972) a permis d'étudier la variabilité de types d'étoiles généralement considérés comme stables: parmi ceux-ci, les supergéantes de type B à G. La variabilité de ces étoiles est caractérisée par de faibles amplitudes (de $0\overset{m}{.}02$ à $0\overset{m}{.}04$ en indices, et moins de $0\overset{m}{.}06$ en magnitudes) et par des périodes de quelques semaines à quelques mois. Ceci exige des mesures très précises et présentant une cohérence élevée. C'est la raison pour laquelle les variations de ces étoiles n'ont été que très peu étudiées.

Mentionnons quelques résultats de cette analyse:

1. La fréquence des étoiles variables augmente fortement avec la luminosité absolue. Les étoiles de classe de luminosité II ne présentent pas de variations de lumière; tandis que celles de classe Ia sont *toutes* variables.

2. L'amplitude des variations de lumière croît également avec la luminosité absolue.

3. Il existe une relation entre la période (ou plutôt le temps caractéristique) des variations et la luminosité absolue. Cette relation présente les deux propriétés suivantes: a) elle est parallèle à la relation période-luminosité des céphéides; b) elle dépend du type spectral.

Ces derniers faits peuvent s'interpréter de la manière suivante. Si les variations sont dues à un mouvement oscillatoire, on a la relation $P \sim Q\bar{\varrho}^{-1/2}$ entre la période P et la densité moyenne $\bar{\varrho}$, où Q est une caractéristique du mouvement oscillatoire et de la structure stellaire. En utilisant la relation masse-luminosité et la définition de la température effective T_{eff}, on obtient la relation:

$$\log P = \log Q - 3 \log T_{\text{eff}} - 0{,}24\, M_{\text{bol}} + \text{C}$$

Cette relation explique de façon correcte: a) la pente de la relation période-luminosité; b) la dépendance de cette relation vis-à-vis des effets de température.

L'analyse de ces étoiles nous montre que les supergéantes non-céphéides sont le siège de méchanismes de pulsations. La raison de ces pulsations est encore inconnue.

BIBLIOGRAPHIE

MAEDER, A., RUFENER, F.: Astron. Astrophys. *20*; 437 (1972).

3. A. ZELENKA (Zürich): *Untersuchungen über das solare* H_α*-Profil*

1. *Der* H_α*-Absorptionskoeffizient*

In der Photosphäre, in der die Linienflügel entstehen, dominiert die Eigendruckverbreiterung. Die Starkverbreiterung darf aber nicht vernachlässigt werden. Dem Einfluss der Protonenstösse wird nach der quasistatischen Näherung (Holtsmarkprofil) Rechnung getragen. Der Einfluss der Elektronenstösse kann auf verschiedene Arten berücksichtigt werden. Wir wählen die Darstellung von A. C. KOLB (1957). In der Chromosphäre sind diese Effekte gegenüber der Strahlungsdämpfung vernachlässigbar (Dopplerverbreiterung ist natürlich überall vorhanden). H_α ist ein Übergang, der aus 7 Linien besteht. Üblicherweise fasst man die einzelnen Niveaus in den beiden Konfigurationen mit Hauptquantenzahlen $n = 2$ und $n = 3$ zusammen. Dies ist so lange erlaubt, als man beweisen kann, dass die Niveaus tatsächlich gemäss ihrem Entartungsgrad besetzt sind. Theoretisch geschieht dies, indem gezeigt wird, dass die Stossraten $C_{n,l;n,l\pm1}$ mit den Strahlungsraten $A_{n,l;n-1,l\pm1}$ stets vergleichbar sind. Den experimentellen Hinweis darauf bildet das Fehlen einer Radiolinie bei 9882 MHz, die einer Überbevölkerung des metastabilen $2S_{1/2}$-Niveaus gegenüber dem $2P_{3/2}$-Niveau gleichkäme (E. M. PURCELL, 1952). Bezüglich der gesamten Emissions- und Absorptionseigenschaften des Atoms ist also die Betrachtung der Konfigurationen alleine berechtigt. Dagegen sieht der atomare Absorptionskoeffizient $\alpha(\Delta\lambda)$ entschieden anders aus, je danach ob man ihn für die 2 Konfigurationen oder für die 7 Linien berechnet. Im 1. Falle ist

$$\alpha(\Delta\lambda) = \alpha_0 \, \mathrm{H}(a, v) = \frac{\pi e^2}{m\,c} \frac{\lambda_0^2}{c} f_{23} \frac{\mathrm{H}(a, v)}{\sqrt{\pi}\,\Delta\lambda_\mathrm{D}} \tag{1}$$

während im 2. Falle

$$\alpha(\Delta\lambda) = \alpha_0 \sum_{i=1}^{7} \frac{f_i}{f_{23}} \mathrm{H}(a_i, v_i) \tag{2}$$

wobei

$$a_i = \gamma_i / 2\Delta\omega_\mathrm{D}\,, \; v_i = (\Delta\lambda + \Delta\lambda_i) / \Delta\lambda_\mathrm{D} \text{ und } \Delta\lambda_i = \lambda_{\mathrm{H}\alpha} - \lambda_i$$

Die Werte der indizierten Grössen sind in der Tabelle I zusammengefasst.

Tabelle I

λ_i [Å]	$\Delta\lambda_i$ [Å]	f_i	γ_i (s^{-1})
6562,710	+0,085	0,173946	$6{,}9075 \times 10^8$
6562,725	+0,070	0,072477	$1{,}8960 \times 10^8$
6562,752	+0,043	0,003397	$6{,}3245 \times 10^8$
6562,772	+0,023	0,036239	$1{,}8960 \times 10^8$
6562,852	—0,057	0,313103	$6{,}9075 \times 10^8$
6562,867	—0,072	0,034789	$6{,}9075 \times 10^8$
6562,910	—0,115	0,006795	$6{,}3245 \times 10^8$
$\lambda_{\mathrm{H}_\alpha}$		f_{23}	γ_{23}
6562,795		0,640747	$5{,}6940 \times 10^8$

Das Profil nach (2) ist breiter als das Profil nach (1) und ist überdies leicht asymmetrisch.

2. *Ein Anwendungsbeispiel*

Eine konsequente Lösung des H_α-Transportproblems müsste in allen 7 Linien vorgenommen werden. Da der Kern von H_α ausserhalb der Bedingung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts entsteht (im Folgenden, in Anlehnung an die einschlägige englische Literatur, LTE genannt), wäre dies ein ziemlich aussichtsloses Unternehmen. Eine Näherung erreicht man, wenn man, gestützt auf die obenstehenden Argumente, postuliert, dass die Niveaus innerhalb der einzelnen Konfigurationen entsprechend ihrem statistischen Gewicht besetzt sind, also nur die Besetzungszahlen der Konfigurationen von ihrem LTE-Wert abweichen lässt, für den Absorptionskoeffizienten aber (2) anstelle von (1) verwendet.

In der Abbildung 1 wird eine derartige Lösung gezeigt. Die Temperaturverteilung in der Atmosphäre ist gleich der des HSRA-Modells (O. GINGERICH, 1971) gesetzt worden. Bis zur Höhe von 0 km, entsprechend $\tau_{5000} = 1$, wird die HSRA-Photosphäre beibehalten. Es wird ein Modell-

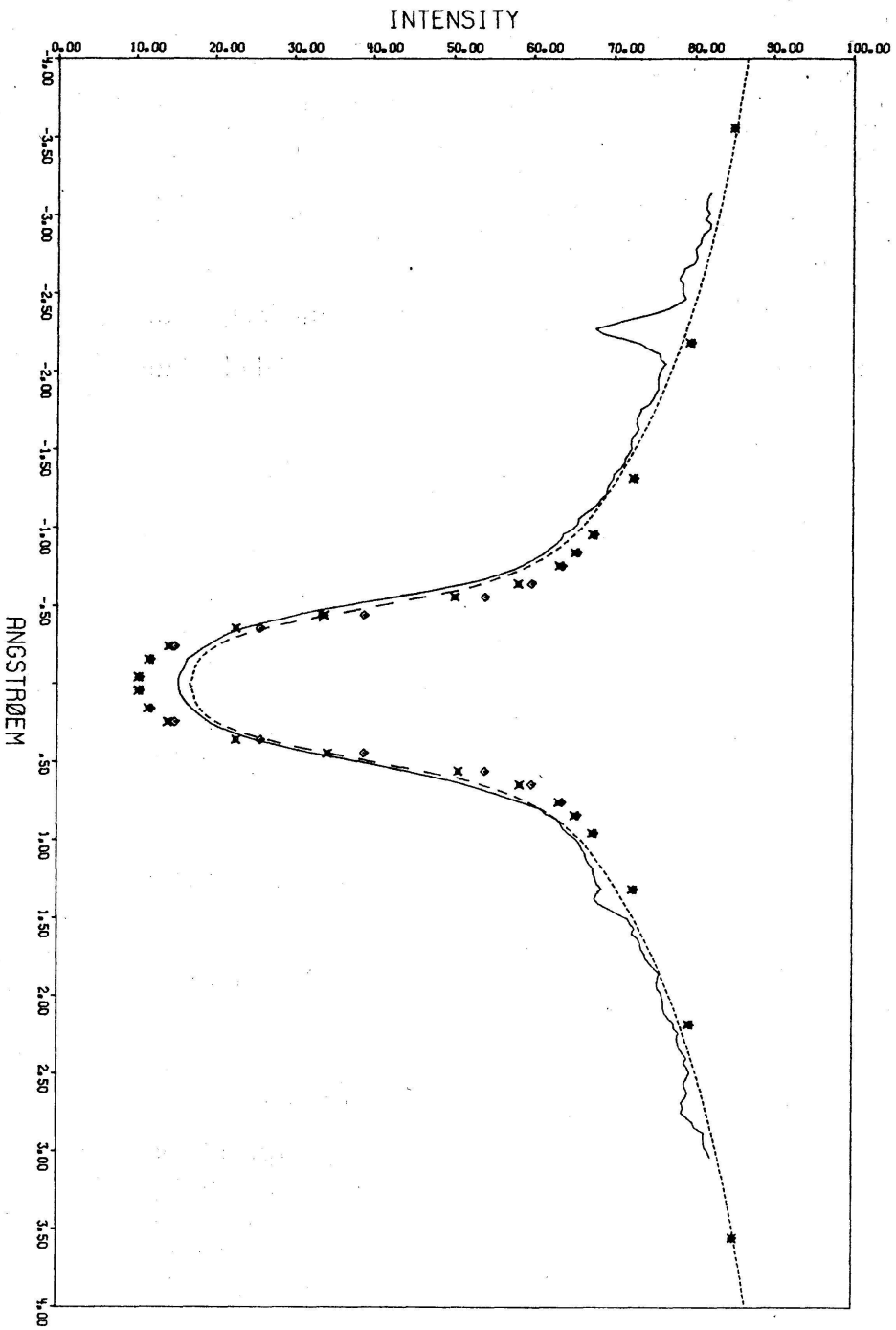


Abbildung 1

Beobachtete und berechnete H_α-Profile für die Mitte der Sonnenscheibe
– – – – = Beobachtung von DAVID (1961)
——— = Beobachtung von WHITE (1964)
o = Berechnung ohne Feinstrukturberücksichtigung
× = Berechnung mit Feinstrukturberücksichtigung
In beiden Fällen wurde eine mittlere Geschwindigkeit für das mikroturbulente Feld = 3,9 km/s angenommen

atom, bestehend aus 3 gebundenen Zuständen und dem Kontinuum, behandelt. Die Strömungsgleichung wird nach der Methode von P. FEAUTRIER für 64 Frequenz-Winkel- und 73 -Höhenpunkte gelöst. Für die Berechnung der Photoionisationsraten werden Strahlungstemperaturen von 5400 °K für das Balmer- und 5800 °K für das Paschenkontinuum angesetzt. Sämtliche Lyman-Strahlungsübergänge sind im Gleichgewicht angenommen worden. Neben der Beschränkung des Atommodells auf 3 gebundene Zustände ist diese Annahme für die zu geringe Zentralintensität verantwortlich: die HSRA-Temperaturverteilung folgt nämlich aus der richtigen Behandlung des Lymankontinuums, das gerade in der Entstehungshöhe der H_α-Linienmitte im Gleichgewicht zu sein aufhört.

3. *Folgerungen*

Unabhängig von der Unvollkommenheit der präsentierten Lösung ist es ersichtlich, dass die Berücksichtigung der Feinstruktur im Absorptionskoeffizienten den Aufbau eines Atmosphärenmodells in dem Sinne beeinflussen muss, dass, um das gemessene Profil wiederzugeben, geringere Temperaturen oder mikroturbulente Geschwindigkeiten in den Entstehungshöhen des Linienkerns benötigt werden. Zudem ist die Profilflanke auf der roten Seite etwas steiler als auf der blauen Seite. Der Unterschied ist aber mit der Messgenauigkeit vergleichbar.

LITERATUR

GINGERICH, O., et al.: Sol.Phys. *18:* 347 (1971).
KOLB, A.C.: Diss., University of Michigan, 1957.
PURCELL, E.M.: Astrophys.J. *116:* 457 (1952).
DAVID, K.H.: Z.Astrophys. *53:* 37 (1961).
WHITE, O.R.: Astrophys.J. *139:* 1340 (1964).

4. K. FLÜCKIGER und E. SCHANDA (Institut für angewandte Physik, Universität Bern): *Über die zeitliche Struktur impulsiver solarer Mikrowellenausbrüche*

Sonnenerscheinungen sind vielfältiger Natur, und unter ihnen faszinieren immer wieder die Sonnenflecken mit ihren zeitlichen Veränderungen und explosiven Phasen wie Flares. Diese Erscheinungen lassen sich gut verfolgen durch Beobachtungen der H_α-Linie im optischen Spektrum. Parallel dazu verlaufen Ereignisse im Bereiche der Radiowellen. Dabei zeigen sich besondere Phänomene, wie im folgenden geschildert wird, bei einer Wellenlänge von 3 cm.

Unser Radioteleskop ist speziell zur Registrierung kurzzeitiger Ereignisse geeignet, und deshalb stellen wir bei der Untersuchung des Zeitverlaufs der Intensität fest, dass sich impulsive Mikrowellenausbrüche

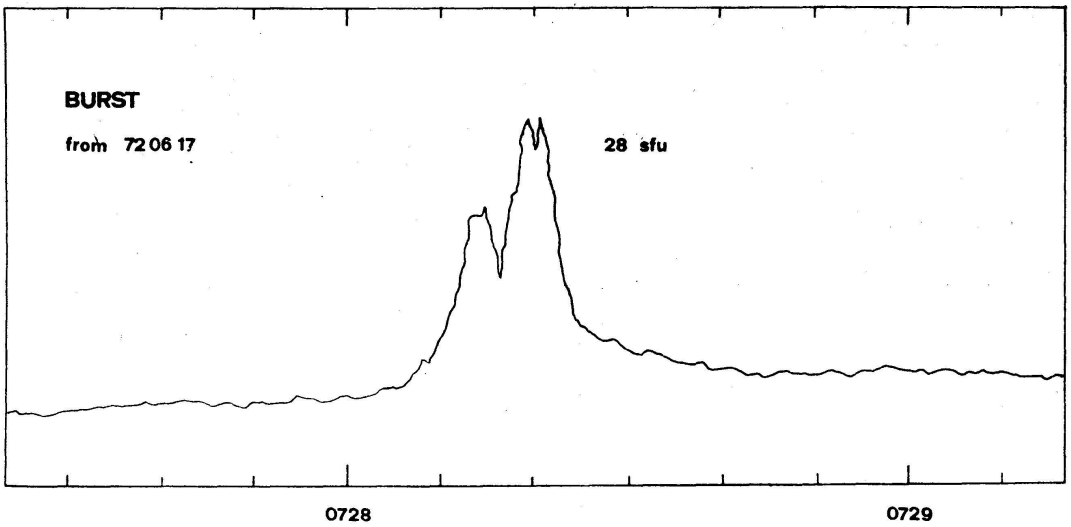


Abbildung 1

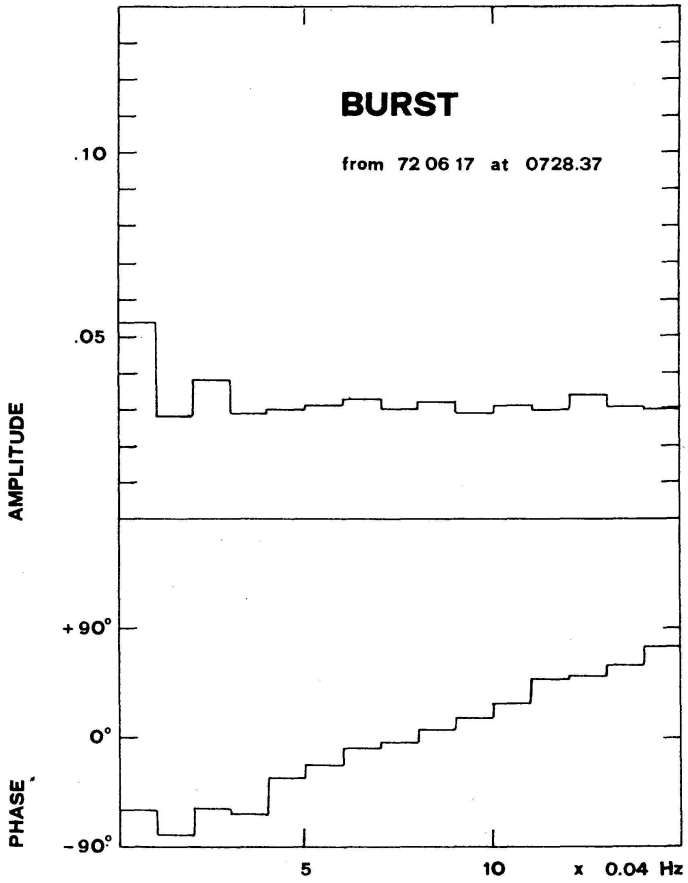


Abbildung 2

Fourier Analysis

ereignen, deren kurze Dauer mit entsprechend kurzen Anstiegs- und Abfallzeiten viele Probleme zu deren Erklärung aufwirft.

Erstens muss erklärt werden können, welcher Prozess in so kurzer Zeit die erforderliche Menge strahlender Teilchen zu beschleunigen vermag. Diese wiederum müssen imstande sein, das beobachtete Spektrum und den Zeitverlauf durch einen bestimmten Strahlungsvorgang zu erzeugen. Simultan dazu soll der Beschleunigungsprozess zu möglichst vielen konsistenten Resultaten der übrigen Erscheinungen führen, wie zum Beispiel optischen.

Nach dem Beschleunigungsvorgang werden die beschleunigten Teilchen wieder abgebremst, und damit soll auch die Abstrahlung der Mikrowellenausbrüche analog abnehmen. Schwierigkeiten treten dann auf, wenn man versucht, die beobachteten kurzen Abklingzeiten in der Grössenordnung von einigen Sekunden zu erklären (Reports Institut für angewandte Physik). Strahlungsverluste und Kollisionsverluste allein genügen nicht (TAKAKURA und KAI, 1966), diese kurzen Zeiten mit heute üblichen Annahmen über Temperatur, Dichte und Magnetfelder der strahlenden Region zu beschreiben. Modelle, beruhend auf Strahlungsverlusten durch Umverteilung der Richtungen strahlender Elektronen durch Streuung an thermischen Teilchen (SPITZER, 1962), vermögen aber die kurzen Abklingzeiten in Einklang mit den Beobachtungen zu bringen (FLÜCKIGER, 1972a; FLÜCKIGER, 1972b; FLÜCKIGER, 1973). Zudem zeigen systematische Untersuchungen impulsiver Ausbrüche, dass sich oft die Abklingform stark von der Form einer e-Funktion unterscheidet. Die obgenannten Modelle ergeben im allgemeinen eine wesentlich bessere Übereinstimmung und geben Resultate über Höhe, Dicke der strahlenden Region und Divergenz des Magnetfeldes.

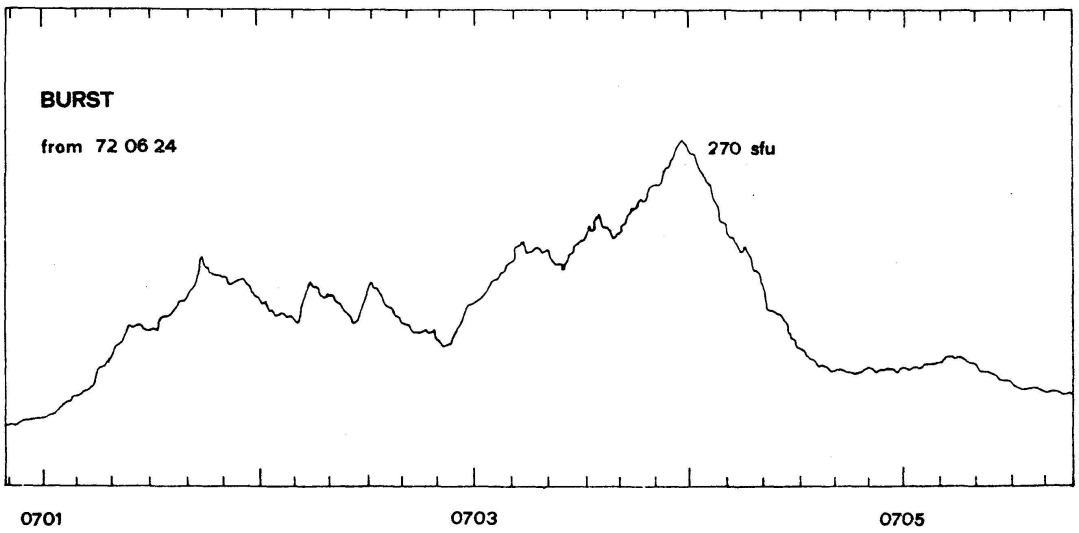


Abbildung 3

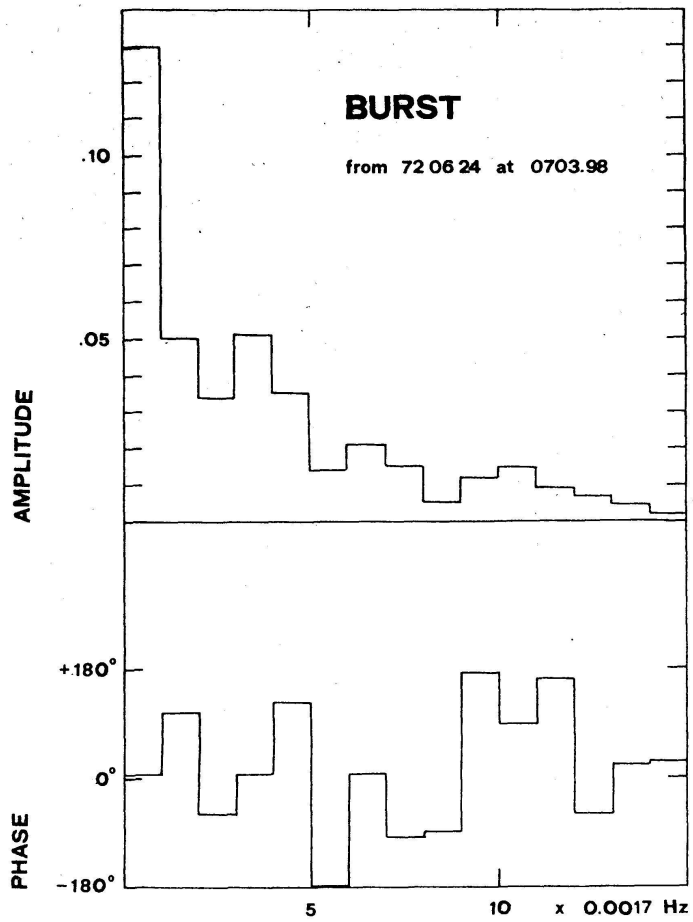


Abbildung 4

Fourier Analysis

Für die Untersuchung von weiteren Eigenschaften der Ausbrüche müssen verschiedene Methoden angewendet werden. So eignen sich Analysen mit approximierten Polynomen für Formtests. Wogegen sich mit Auto- und Kreuzkorrelationen sogenannt homologe Ausbrüche, d. h. zeitlich verschobene ähnliche Ausbrüche, finden lassen.

An den hier gezeigten Beispielen soll auf die Möglichkeit hingewiesen werden, durch Fourieranalyse Ausbrüche erstens objektiver als bisher zu klassifizieren und zweitens eventuelle periodische Erscheinungen, wie Pulsationen, zu erfassen.

Während der Ausbruch vom 17. Juni 1972 ein Beispiel für einen kurzen, sogenannt simplen impulsiven Ausbruch darstellt, der ein mehr oder weniger konstantes Fourierspektrum erwarten lässt (Abb. 1 und 2), muss vom Ereignis des 23. Juni 1972 wegen dessen komplexerer Struktur ein vielfältigeres Spektrum zu erwarten sein (Abb. 3 und 4). Wir hoffen,

unsere weiteren Ereignisse, die wir am Observatorium Uecht registrieren, in der obgenannten Art und Weise zu analysieren.

LITERATUR

FLÜCKIGER, K.: Proceedings of the second meeting of the Committee of European Solar Radio Astronomers (CESRA). Trieste 1972a, p. 73, ed. A. Abrami.

FLÜCKIGER, K.: Diss., University of Berne, Berne 1972b.

FLÜCKIGER, K.: To be published 1973 in the Proceedings of the third meeting of the Committee of European Solar Radio Astronomers (CESRA), Bordeaux.

Reports Institut für angewandte Physik: Institute of Applied Physics, Div. of Solar Observations, University of Berne, Nr. 2–18.

SPITZER, L.: Physics of Fully Ionized Gases. Interscience Publishers, 1962.

TAKAKURA, T./KAI, K.: Publ.Astron.Soc.Japan *18:* 57 (1966).

5. A. MAGUN and C. MÄTZLER (Institute of Applied Physics, University of Berne): *On the linear polarization of solar microwave bursts*

Abstract

A microwave polarimeter has been developed in order to observe the linearly polarized component of solar microwave bursts. Our observations have shown that the degree of linear polarization of solar microwave bursts is less than the minimum detectable degree of our polarimeter, which is about 1%. Some explanations for the absence of linear polarization are given.

It has been known for a long time that many solar microwave bursts have a partly circular polarization, the degree of which changes with frequency. In many cases the rotation sense of the circularly polarized component of a burst is reversed at one or even two frequencies in the microwave spectrum.

Very little however is known about a linearly polarized component, because it is rather difficult to build a polarimeter, measuring all four polarization parameters. AKABANE [1] was the first to observe the total of four Stokesparameters of microwave bursts. Within 120 microwave bursts with an intensity greater than 100 solar flux units he found 25 bursts with a small linear component, but from our view it cannot be excluded that linear polarization has been simulated by his polarimeter especially if the burst radiation had a strong circular component. Several explanations have been given for these observations of linear polarization in the microwave region. It cannot originate from the source region: Nearly all microwave bursts are generated by the gyro-synchrotron mechanism. The radiation of a single electron has a linear component because ordinary and extraordinary mode are emitted coherently. Because of the strong magnetic field within the source, the polarization plane of the linear component is rotated several times by the process of Faraday rotation before leaving the source region. The radiation emitted by different electrons in the source region has different Faraday rotation because of

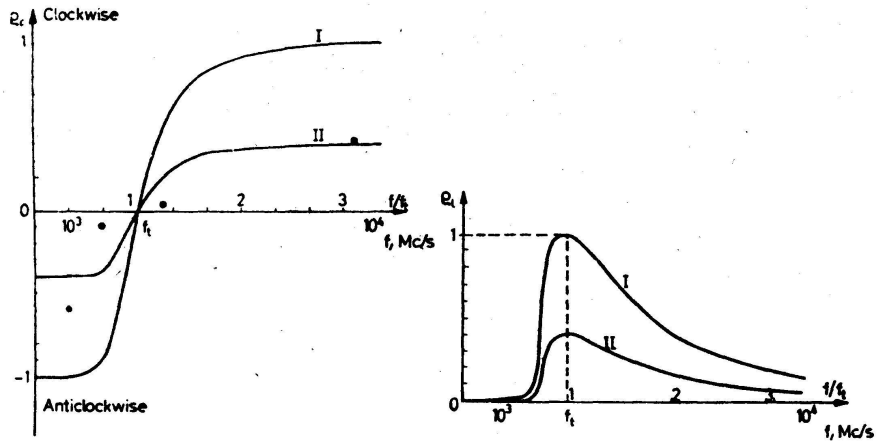


Figure 1

its different propagation length. Because of this the superposition of the radiation coming from different electrons contains no linear component and we are not able to observe linear polarization. Assuming reasonable values of electron density and magnetic field in the source region, one finds that a source with a diameter of more than 25 km emits no linear component.

There is however a process, called mode-coupling, which can produce linear polarization. It occurs during propagation of polarized radiation through a quasitransverse *(QT)* magnetic field region, that is a region, where the magnetic field is perpendicular to the path of propagation. In the outer corona the linear component is Faraday rotated and can be observed, if the dispersion and the high-frequency bandwidth of the polarimeter are low enough. The results of the theory of mode-coupling as given by ZHELEZNYAKOV [2] are shwon in figure 1.

Curve 1 shows the frequency dependence of the degree of circular polarization of the radiation, having crossed the quasitransverse magnetic field region. It is assumed that the radiation is completely circularly polarized in the positive sense before mode-coupling occurs. At low frequencies, the rotation sense of circular polarization is reversed because of the reversal of the longitudinal magnetic field in the *QT*-region. At the so-called transit frequency f_t the sense of circular polarization is reversed and at high frequencies, where mode-coupling is strong, the circular polarization remains unchanged during propagation through the *QT*-region. In the same figure also the degree of linear polarization is plotted versus frequency. It has its maximum in the neightbourhood of the transit frequency and vanishes for higher and lower frequencies. The fourth power of the transit frequency f_t is proportional to

$$f_t^4 \sim \frac{N_e\,|B|^3}{\dfrac{d\alpha}{dz}}$$

N_e is the electron density, B the transverse magnetic field and $d\alpha/dz$ the change of the angle between the magnetic field and propagation path z in the QT-region. Taking reasonable values for the lower corona, one obtains transit frequencies in the microwave region. It should be noted that linear polarization occurs at the frequency of reversal of the circular polarization sense. The observation of linear polarization at the frequency of reversal is therefore an indication for the occurrence of mode-coupling.

In order to check the observations of AKABANE and to investigate the polarization characteristics of solar microwave bursts in more details, we have built a microwave polarimeter. It measures all four Stokesparameters simultaneously at three different bandwidths, so that we are able to calculate the original polarization state near the QT-region and the Faraday rotation. The frequency of observation is 8,918 GHz and the bandwidths are 5 MHz, 400 kHz and 40 kHz.

Calibration of the polarimeter has been performed by placing a transmitter in the far field of the antenna with variable and exactly known

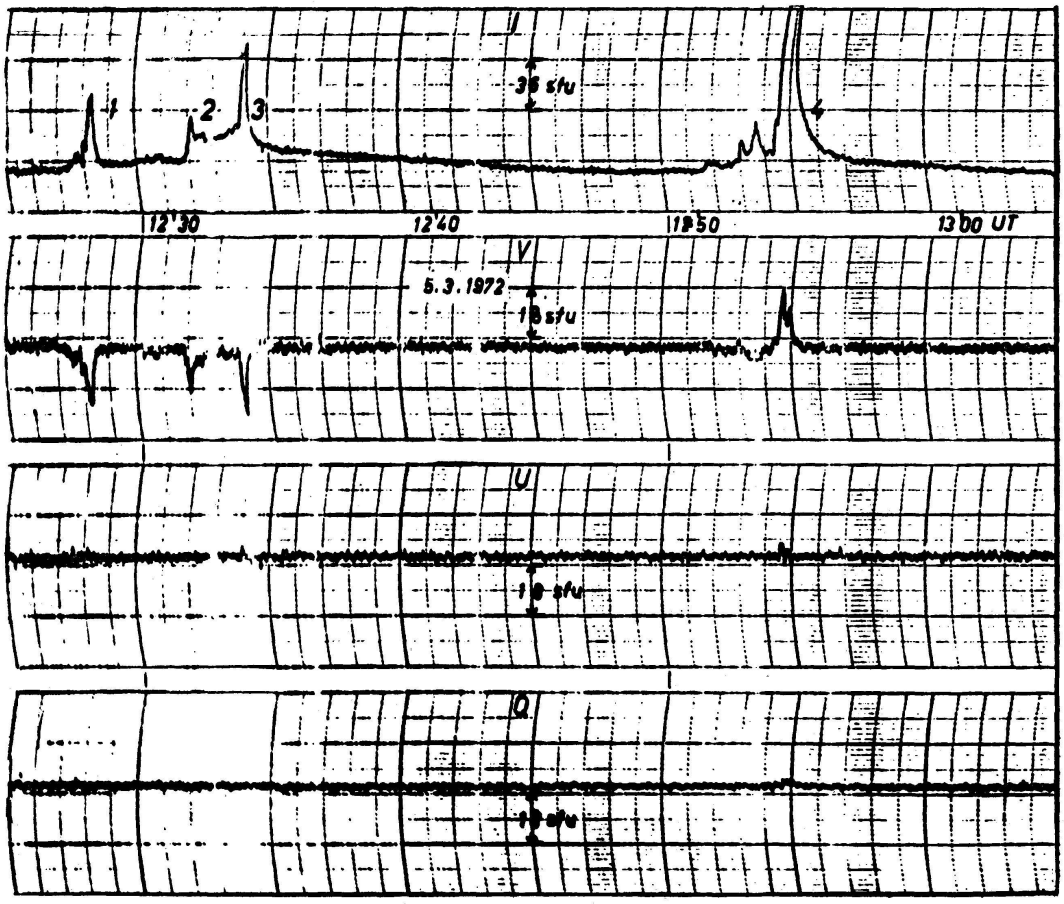


Figure 2

polarization characteristics. Special attention has been paid to this calibration. The error of the Stokesparameters U, Q and V are less than 1% of the intensity I, for intensities less than 1700 solar flux units. The minimum detectable change for each of the four Stokesparameters is 1,3 and 9 solar flux units at the bandwidths of 5 MHz, 400 kHz and 40 kHz respectively and at an integration time of 1 sec. Observations have been made since May 1971. At the beginning we had some troubles with the registration simulating linear polarization during several bursts. From the 1st of September to the 1st of April 1972 68 bursts with an intensity between 5 and 3000 solar flux units have been observed. No linear polarization has been found within the limits of accuracy of our polarimeter. A typical recording of a group of four bursts, which occured on the 5th of March 1972 is shown in figure 2.

Only the Stokesparameters I, Q, U and V at the greatest bandwidth are shown. It can be seen that the bursts have only a circular component V of 40%, 45%, 30% and 10% of the maximum burst intensity. During the last burst the sense of the circular polarization is reversed. The registrations at the smaller bandwidths also did not show any linear polarization within the limits of accuracy. Many bursts have been observed since the 1st of April until now and also no linear polarization has been found. For the lack of linear polarization several explanations are possible:

1. It can be expected that the Faraday rotation angle of the burst radiation has a typical value ranging between 10^3 and 10^4 radians. This value is obtained by assuming that linear polarization would come from a height of about $5 \cdot 10^4 - 10^5$ km above the photosphere and by considering typical values for the coronal magnetic field and the coronal electron density. A change of only 1‰ of the longitudinal magnetic field along the path of propagation results in a variation of the rotation angle by 1–10 radians. If the period of rotation lies below the integration time of the polarimeter linear polarization becomes unmeasurable. Fast variations of the magnetic field could be produced by the shock waves induced by the burst.

2. There is another more important effect, which destroys linear polarization. Every point of the QT-region (fig. 3) which receives circular polarized radiation from the source is emitting linearly polarized radiation with initially parallel polarization planes. Because of the inhomogeneity of the coronal magnetic field the polarization planes of different points within the QT-region are subjected to different Faraday rotation during propagation in the corona. Therefore the superposition of the radiation coming from different points does not yield any linearly polarized component. This effect has been investigated in detail. We assumed a dipol magnetic field, with its axis lying on the surface of the sun. Cross-sectional plane formed by the dipolaxis and the direction of observation is shown in figure 3. p is the distance between the dipol center and the direction of observation. The extension Δp of the source and the in-

homogeneity of the magnetic dipol field are responsible for the dispersion $\Delta\chi$ of Faraday rotation occurring behind the QT-region. Our calculations have shown that the dispersion $\Delta\chi$ is proportional to the mean Faraday rotation behind the QT-region and the source-diameter Δp devided by the distance p between dipol and direction of propagation. In order to observe linear polarization the dispersion $\Delta\chi$ must be less than 1 radian. Assuming a typical value of 10^3 radians for the Faraday rotation

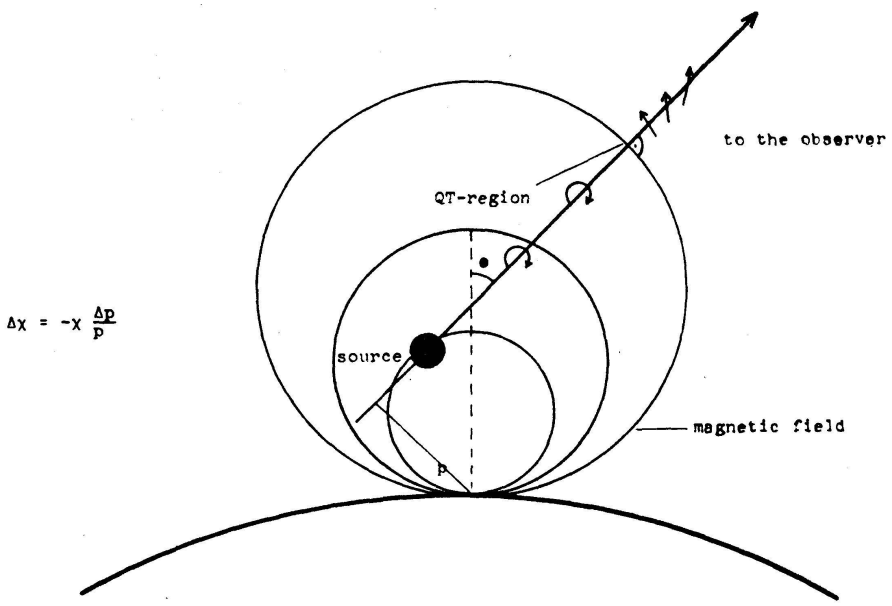


Figure 3

angle χ one finds that $\Delta p/p$ must then be less than 10^{-3}. With a typical value of 10^5 km for p the source diameter must be less than 100 km in order to observe linear polarization. This is a very little diameter and we are not very optimistic in observing linear polarization. Nevertheless, with the help of a more sensitive radiometer we will try to observe linear polarization especially during bursts with low intensity. It can be expected that these bursts have a small diameter and that the magnetic shock is small enough not to destroy linear polarization.

REFERENCES

1. Akabane, K.: Publ.Astron.Soc.Japan *10:* 99 (1958).
2. Zheleznyakov, V.V.: Soviet Astr. *7:* No. 4 (1964).

6. P. STETTLER und F. KNEUBÜHL (Zürich) und E. A. MÜLLER (Genf): *Absolute measurements of the Solar brightness in the spectral region between 100 and 500 microns* (erschienen in: Astron. Astrophys. *20*, 309–312 [1972])

7. E. SCHANDA (Institut für Angewandte Physik, Universität Bern): *Nichtlineare Kopplung von Radiowellen bei Sonnenausbrüchen*

Die hohen Intensitäten der Mikrowellenstrahlung in der Umgebung ($\simeq 10^4$ km) der Quellgebiete von solaren Eruptionen sind imstande, eine nichtlineare Kopplung zwischen verschiedenen Teilen des Radiospektrums auszulösen. Um diese Kopplung effektiv werden zu lassen, müssen sich die Wellen verschiedener Frequenzen, die miteinander wechselwirken sollen, über eine lange Wegstrecke (Grössenordnung $\simeq 10^3$ km) mit gleicher Phasengeschwindigkeit ausbreiten. Unter der Voraussetzung, dass sich die beteiligten Wellen in gleicher Richtung ausbreiten, ist gleiche Phasengeschwindigkeit gleichbedeutend mit gleichem Brechungsindex im Medium. Aus den Dispersionskurven für elektromagnetische Wellen im magnetisierten Plasma lassen sich Situationen finden (Verhältnisse zwischen Plasma- und Zyklotronfrequenz), für die ausser der Gleichheit der Phasengeschwindigkeiten auch die Bedingungen für die Erhaltung von Energie und Impuls bei der Erzeugung einer neuen Welle aus den zwei ursprünglichen, miteinander wechselwirkenden Wellen erfüllt werden können. So hat ein stark magnetisiertes Plasma (z.B.: B = 300 Gauss, Elektronendichte $n = 10^8$ cm^{-3}, d.h. $\omega_p/\omega_{ce} \simeq 0{,}1$) über weite Teile des Hochfrequenzspektrums (unterhalb und oberhalb der Elektronen-Zyklotronfrequenz) für Wellenausbreitung senkrecht zum Magnetfeld den Brechungsindex von Vakuum; oder für die gleiche Ausbreitungsrichtung in schwächer magnetisiertem Plasma ($\omega_p/\omega_{ce} \gtrsim 1$) lassen sich die obigen Bedingungen mit einem Brechungsindex $0 < N < 1$ erfüllen.

Die wichtigste Bedingung für nichtlineare Wellenkopplung ist, dass zumindest eine der wechselwirkenden Wellen mit genügender Intensität auftritt. Eine ausführliche Rechnung zeigt [1], dass die Intensitäten grosser impulsiver Mikrowellenausbrüche ($\simeq 10^4$ solarer Flusseinheiten $= 10^{-18}$ W/m^2 Hz) genügen, um auf einer Strecke von 10^3 km durch diesen Wechselwirkungsprozess einen nennenswerten Teil der Energie einer intensiven Welle auf ein anderes Spektralgebiet, z.B. auf die Harmonische der ursprünglichen Welle, überzuführen. Die physikalischen Verhältnisse, die diesen Betrachtungen zugrunde liegen (Elektronendichte und Magnetfeld) dürften mit Ausnahme der stark vereinfachten Geometrie auf eruptionsaktive Gebiete der Sonnenatmosphäre weitgehend zutreffen.

Ausführlichere Darstellungen zu den plasmaphysikalischen Aspekten dieser Arbeit wurden vom Autor in [1] und [2] gegeben.

LITERATUR

1. SCHANDA, E.: Parametric wave interaction in a magnetized Plasma, Proceedings of the Summer School on Plasma Physics and its applications to solar radio phenomena, Ile de Ré, 4.–19.9.1972, ed. A. Mangeney, Plenum Press.
2. SCHANDA, E.: On the possibility of wave-wave interactions during solar radio bursts, Proceedings of the third meeting of the Committee of European Solar Radio Astronomers, 21.–22.9.1972, Bordeaux, ed. F. Poumeyrol.

8. E. WIEDEMANN (Riehen): *Zur Kenntnis der Maksutov-Systeme*

Etwa zehn Jahre nach der Erfindung der Schmidt-Kamera [1] haben fast gleichzeitig vier Autoren, nämlich: D. GABOR [2], A. BOUWERS [3], K. PENNING [4] und D. D. MAKSUTOV [5] ein System beschrieben, in welchem die Schmidt-Platte durch einen schwach zerstreuenden Meniskus ersetzt ist, der seine hohle Fläche dem einfallenden Licht zukehrt. Da D. D. MAKSUTOV dieses System als erster in der Literatur beschrieben hat, erhielt es seinen Namen.

Schmidt-Kamera und Maksutov-Kamera sind in der Folge durch Hinzunahme eines Gegenspiegels zu entsprechenden Cassegrain-Systemen weiterentwickelt worden.

Diese Instrumententypen sind schematisch in Abbildung 1 dargestellt. In diesem Bericht soll jedoch nur auf die beiden Maksutov-Systeme eingegangen werden, und zwar zuerst auf die Maksutov-Kamera und dann auf das Maksutov-Cassegrain-System.

1. *Die Maksutov-Kamera*

Der Schmidt-Kamera und der Maksutov-Kamera ist gemeinsam, dass das Bild, entsprechend der Petzval-Summe = −1,00, auf einer gegen das Objekt zu hohlen Kugelschale mit dem Radius der Brennweite liegt und dass zufolge der Beseitigung der Koma und des Astigmatismus relativ grosse Bildfelder ausgezeichnet werden.

Während aber bei der Schmidt-Kamera der sphärische Fehler des Kugelspiegels durch eine Planplatte beseitigt wird, deren Hinterfläche zu einer Fläche 4. Ordnung deformiert ist, und Koma und Astigmatismus dadurch beseitigt werden, dass diese Planplatte als Eintrittspupille im Abstand der doppelten Brennweite angeordnet ist, wird diese Korrektur beim Maksutov-System durch einen Meniskus erzielt, der kurz vor dem Brennpunkt steht.

Die Maksutov-Kamera kann also wesentlich kürzer als die Schmidt-Kamera gebaut werden, und ihre chromatische Korrektur ist erst noch besser. Andererseits gestattet ihr Aufbau aus nur drei Kugelflächen keine völlig zonenfehlerfreie Korrektur, es sei denn, man würde eine ihrer Flächen deformieren.

Der Meniskus anstelle der Schmidt-Platte ermöglicht also eine sphärische Korrektur, eine Komakorrektur, eine Korrektur des Astigmatismus

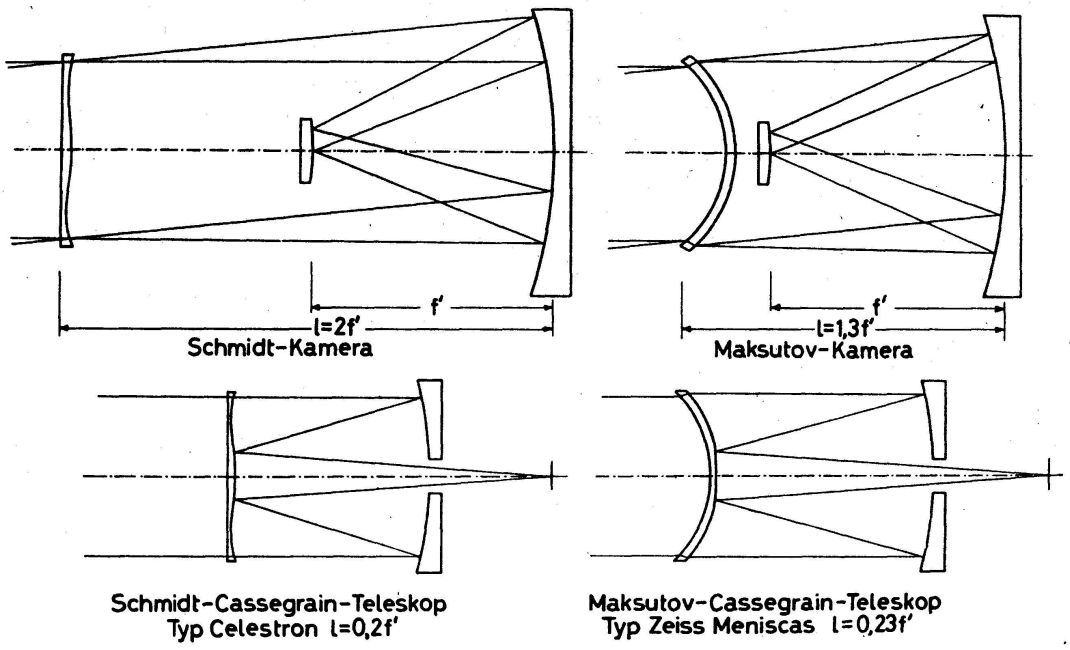


Abbildung 1

Schmidt-Kamera
Schmidt-Cassegrain-System

Maksutov-Kamera
Maksutov-Cassegrain-System

und eine ausgezeichnete Korrektur des Farbfehlers bei Verkürzung der Baulänge des Systems auf die Hälfte.

Diese Eigenschaften erschienen als interessant genug, um an Hand eigener Rechnungen zu prüfen, wo etwa die Grenzen der Maksutov-Kamera liegen, wenn man die Forderung stellt, dass die unvermeidlichen Zonenfehler bei mässigen Bildfeldern von 10–20° nur zu Zerstreuungskreisen führen, die kleiner als das Korn des Negativmaterials sind.

Limitiert man im Hinblick auf diese Forderung das Maximum des sphärischen Zonenfehlers auf 5/100000 der Brennweite und lässt man für den Komafehler etwa den doppelten Wert zu, so kann man nach F.B. WRIGHT [6] mit Hilfe der von D.D. MAKSUTOV gegebenen Formel:

$$r_2 - r_1 = \left(\frac{n^2-1}{n^2}\right) \cdot e_1'$$

jene Meniskusdicken und Öffnungsverhältnisse von Maksutov-Kameras berechnen, die dieser Bedingung genügen.

In dieser Formel bedeuten: r_1 den ersten und r_2 den zweiten Meniskusradius, n den Brechungsindex des Meniskenglases und e_1' die axiale Dicke des Meniskus. Ein Ergebnis solcher Rechnungen ist in Abbildung 2 wiedergegeben.

Für die in bezug auf den Farbkoma-Restfehler günstigsten Meniskusdicken von 1%, 2% und 3% der Systembrennweite sind die Öffnungs-

verhältnisse von 1 : 4,3, 1 : 3,8 und 1 : 3,6 erreichbar, wenn diese Systeme mit Brennweiten von 1000–500 mm gebaut werden. Sie genügen dann der Bedingung, dass für Bildwinkel von 20–10° die Zerstreuungskreis-Durchmesser kleiner als das Korn des Negativmaterials bleiben. Dies ist gewiss auch ein interessanter Aspekt für die professionelle Astronomie und nicht nur für Astroamateure. Für Brennweiten unter 500 mm sind natürlich grössere Öffnungsverhältnisse möglich und auch realisiert worden, doch soll hier nicht darauf eingegangen werden.

Zu Abbildung 2 sei noch das Folgende angemerkt: Die dargestellten Kurven in bezug auf die Strahleinfallshöhe *h* der sphärischen Aberration (ausgezogene Linie) und des Komafehlers (gestrichelte Linie) gelten stets

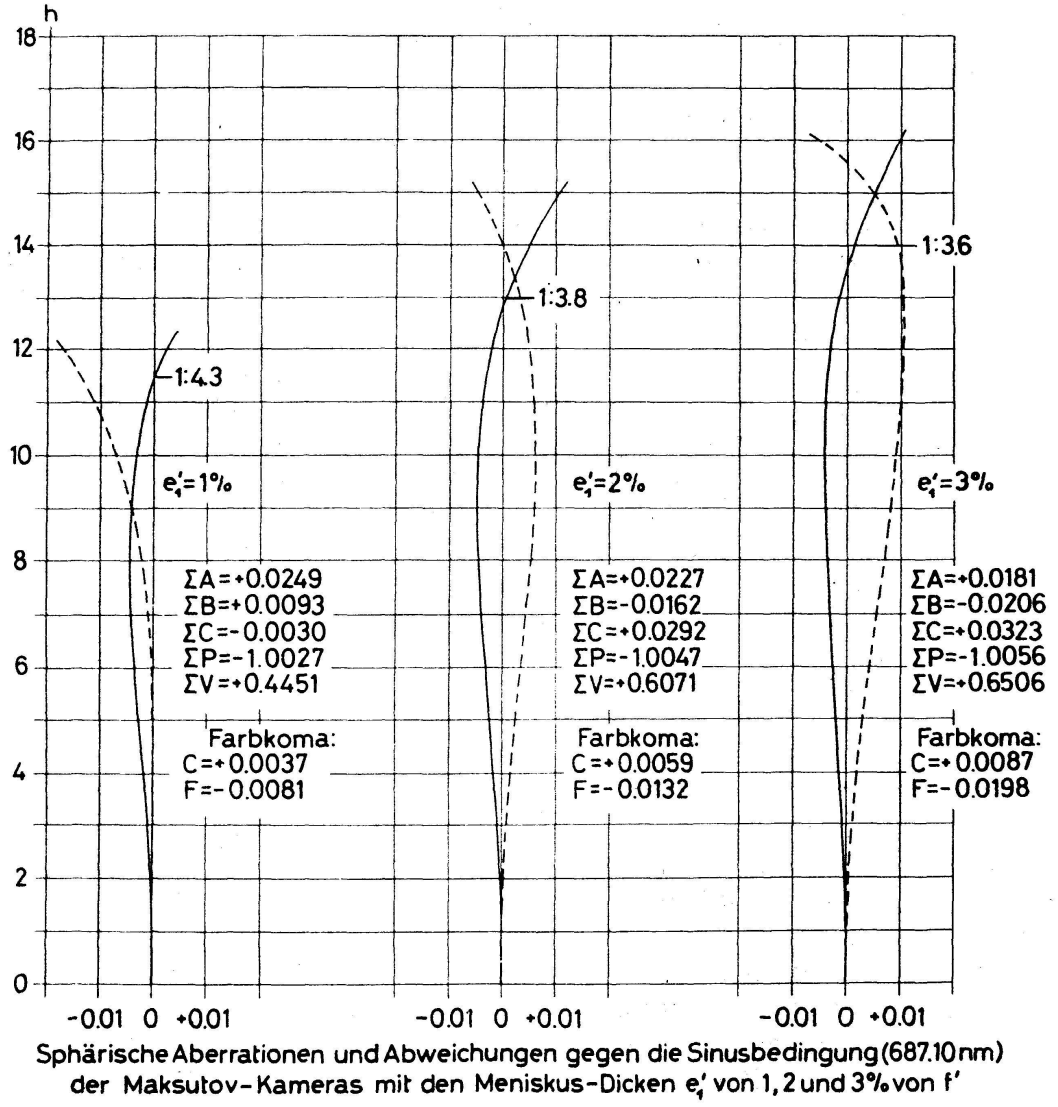


Abbildung 2

Korrektionsdarstellungen dreier Maksutov-Kameras

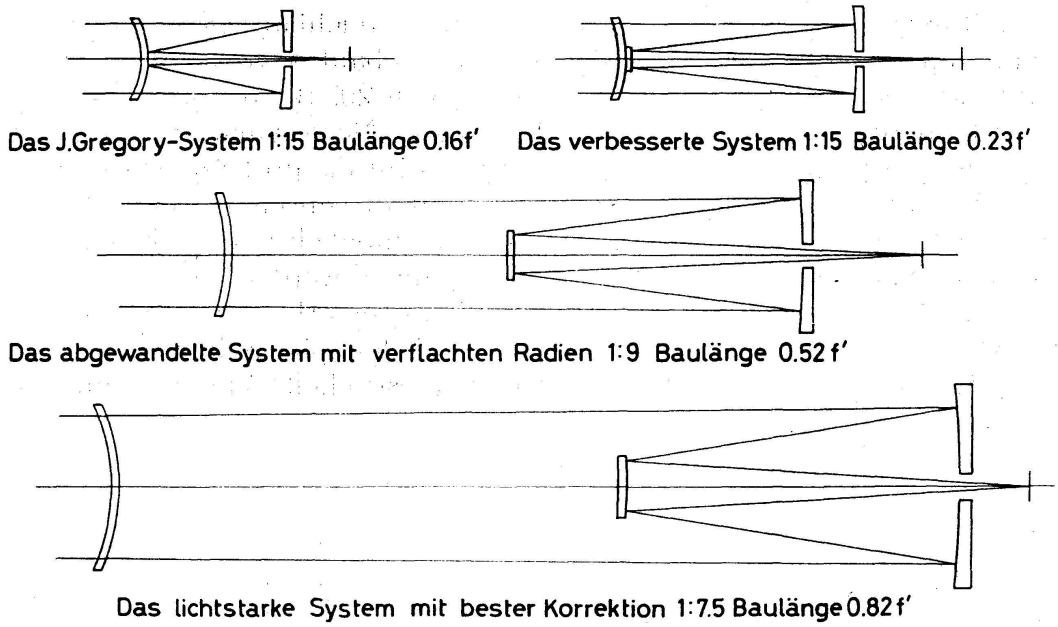


Abbildung 3

Oben: Zwei Beispiele bisher bekannter Maksutov-Cassegrain-Systeme
Darunter: Neue Modifikationen dieser Systeme, auf die weiter unten eingegangen wird

für eine Brennweite von 100 Einheiten. Die beigeschriebenen Werte sind die Summenwerte nach der 3. Ordnung, und zwar: ΣA für den Öffnungsfehler, ΣB für den Komafehler, ΣC für den Astigmatismus, ΣP für die Petzval-Summe und ΣV für den Verzeichnungsfehler. Je näher diese Summen dem Wert 0 kommen, um so besser ist der betreffende Fehler korrigiert. Der Farbkomafehler gibt die entsprechenden Werte für die Wellenlängen 565,30 mμ (C-Linie) und 486,10 mμ (F-Linie) als Differenz zur Wellenlänge 587,60 (d-Linie). Diese Angaben sind in der rechnenden Optik üblich und gelten auch für die nachfolgenden Diagramme.

2. *Die Maksutov-Cassegrain-Systeme*

Wir gehen nun zu den Maksutov-Cassegrain-Systemen über, wie sie durch die Hinzunahme eines Gegenspiegels erhalten werden können. Bei der Schmidt-Kamera hat dies möglicherweise als erster R. R. Wiley [7] verwirklicht, und heute werden Schmidt-Cassegrain-Systeme von mehreren optischen Firmen hergestellt. Maksutov-Cassegrain-Systeme sind wahrscheinlich zuerst von J. Gregory [8], R. L. Waland [9] und N. W. Merman [10] beschrieben worden. Sie haben ebenfalls mehrere Hersteller, darunter auch Carl Zeiss, Jena, gefunden.

Abbildung 3 zeigt oben zwei Beispiele bisher bekannter Maksutov-Cassegrain-Systeme. Darunter sind vom Verfasser neu berechnete Varianten dargestellt. Bei der Entwicklung dieser Systeme war man zunächst

im Hinblick auf eine möglichst kurze Baulänge und auf eine einfache Herstellung dem Vorschlag von J. GREGORY [8] gefolgt und hatte den Gegenspiegel als zentralen Fleck auf die Hinterfläche des Meniskus aufgedampft. Eine Durchrechnung dieses Systems, wie sie in der nächsten Abbildung gezeigt wird, lässt jedoch auch bei dem relativ kleinen Öffnungsverhältnis von 1:15 eine unbefriedigende Korrektur erkennen.

Eine wesentlich bessere Korrektur ist möglich, wenn man dem Gegenspiegel eine flachere Krümmung gibt. Dies wurde wahrscheinlich zuerst im *Zeiss*-Werk erkannt und durch Anschleifen eines flacheren Gegenspiegels an den Meniskus verwirklicht, während andere Hersteller einen flacheren Gegenspiegel am Meniskus befestigten. Durch diese Massnahmen war bei gleichbleibendem Öffnungsverhältnis von 1:15 und ohne wesentliche Vergrösserung der Baulänge eine Verkleinerung der axialen und ausseraxialen Restfehler um etwa einen Faktor 5–10, also um eine Grössenordnung, und damit ein erheblich besserer Korrektionszustand zu erreichen.

Diese Entwicklung wird durch Abbildung 4 veranschaulicht, welche die Durchrechnungsergebnisse der Systeme von J. GREGORY und *Carl Zeiss* zeigt.

Von diesem Stand der Technik ausgehend, wurde in eigenen Rechnungen untersucht, ob und wie weit sich das Maksutov-Cassegrain-System durch eine konsequente Weiterführung des Prinzips der Trennung des Gegenspiegels vom Meniskus und durch freie Wahl ihrer Radien nochmals verbessern lässt.

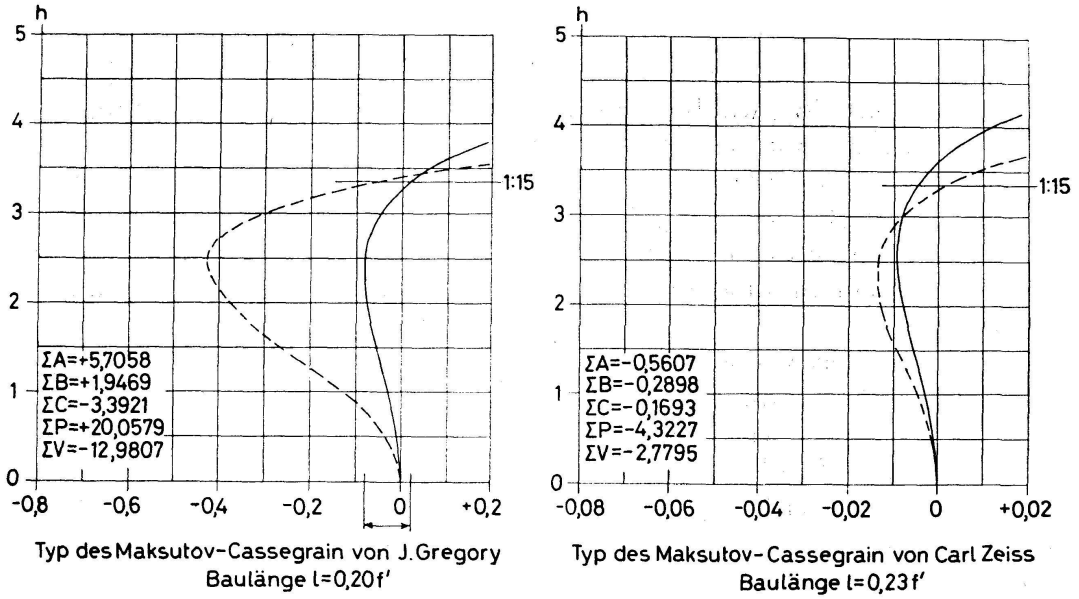


Abbildung 4

Die Korrektionszustände der Maksutov-Cassegrain-Systeme von J. GREGORY und *Carl Zeiss*

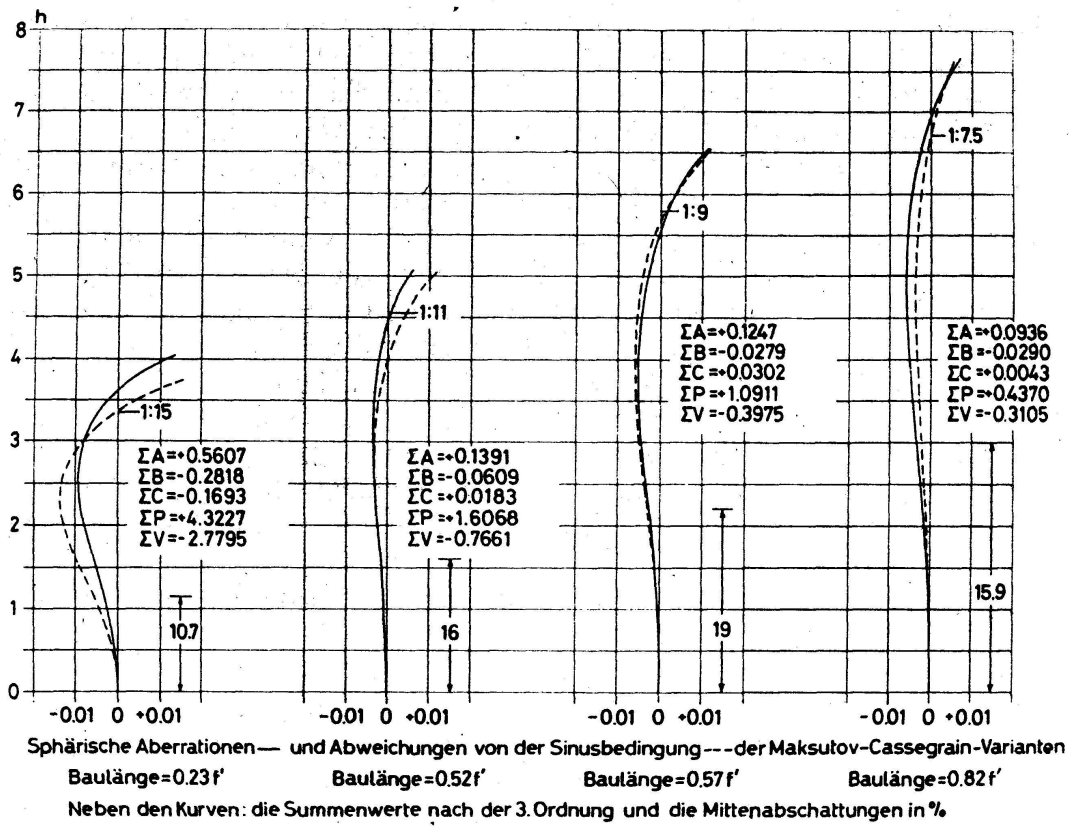


Abbildung 5

Die Durchrechnungsergebnisse einiger neuer Maksutov-Cassegrain-Systeme

Dabei war wieder, wie bei den Maksutov-Kameras, die Bedingung zu stellen, dass die Zerstreuungskreise im brauchbaren Bildfeld kleiner als das Korn des Negativmaterials bleiben. Da das Öffnungsverhältnis bei den Maksutov-Cassegrain-Systemen prinzipiell kleiner als bei den Kameras ist, konnte auch hier – für Brennweiten bis zu einigen Metern – die Limite der Zonenfehler mit 5/100000 der Brennweite angenommen werden.

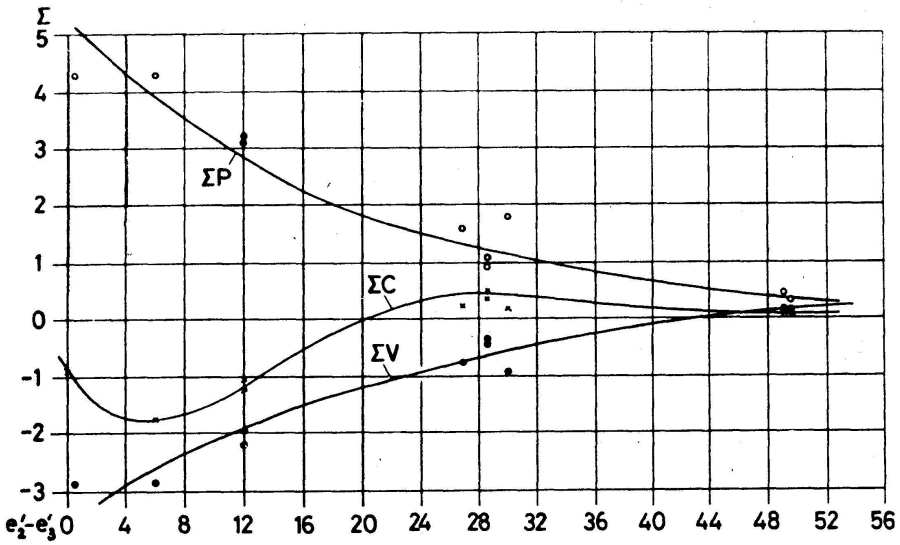
Unter Vergrösserung des Abstandes Meniskus–Gegenspiegel bei gleichzeitiger Verflachung der Radien war schliesslich eine Steigerung der Lichtstärke auf den vierfachen Wert, nämlich von 1:15 auf 1:7,5, und gleichzeitig eine Verkleinerung der Bildfeldfehler um nochmals etwa eine Grössenordnung zu erreichen. Dies wird durch die Durchrechnungsergebnisse belegt, wie sie in Abbildung 5 dargestellt sind.

Bei gleichbleibenden axialen Zonenfehlern von 5/100000 der Brennweite gehen mit der Steigerung der Lichtstärke die Bildfeldfehler stetig zurück, wie dies aus den Zahlenwerten der Summen nach der 3. Ordnung ersichtlich ist. Beim lichtstärksten Typ mit der Öffnung 1:7,5 verschwindet schliesslich der Astigmatismus praktisch völlig, und Petzval-Summe

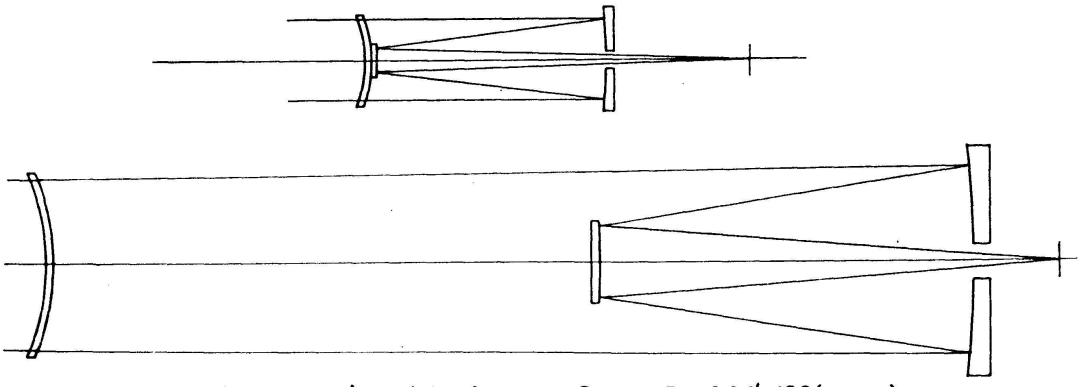
und Verzeichnung werden sehr klein, so dass ein anastigmatisches System und nicht nur ein aplanatisches System resultiert.

Der Preis dafür ist eine Vergrösserung der Baulänge von 0,23 auf 0,82 Einheiten der Brennweite, die aber dann immer noch kleiner als die eines Newton-Teleskops bleibt, dessen Bildqualität in der Nähe der Achse und im Bildfeld durch die Korrektion der Koma und des Astigmatismus natürlich bei weitem übertroffen wird.

Die hier beschriebene Weiterentwicklung des Maksutov-Cassegrain-Systems lässt sich am besten an Hand der Graphik (Abb. 6) übersehen. Bei konstant auf 5/100000 der Brennweite gehaltenen Achsen-Aberratio-



Die Änderung der Bildfeld-Summenwerte nach der 3. Ordnung (ΣC×10, ΣP, ΣV) mit der Differenz $e_2'-e_3'$ (Abstand Meniskus-Gegenspiegel) und mit steigender Lichtstärke (1:15 - 1:6.8) bei aplanatischer Korrektion (Zonenfehler - 0.005 max.)



Das System R=1:15, f'=100 (oben) und das System R=1:6.8, f'=100 (unten)

Abbildung 6

Graphik der neuen Modifikationen des Maksutov-Cassegrain-Systems

nen nehmen mit dem Ansteigen der Lichtstärke auf den vierfachen Wert die Bildfeldfehler nach der 3. Ordnung stetig gegen den Wert 0 zu ab, wenn die Baulänge des Systems bis auf 0,82 Einheiten der Brennweite anwächst.

Bedenkt man, dass dieses Ergebnis mit nur zwei brechenden und zwei reflektierenden sphärischen Flächen erreicht wird, und bedenkt man weiter, dass der sehr kleine sphärische Restfehler durch eine ganz geringfügige Retouche beseitigt werden kann, so darf angenommen werden, dass die hier vorgestellten neuen Systeme auch für die Fachastronomie Bedeutung erlangen können, nämlich wenn von mittelgrossen Instrumenten ein erweitertes scharf ausgezeichnetes Bildfeld verlangt wird.

Diese Systeme können zwischen den kurzbrennweitigen Kameras und den langbrennweitigen Teleskopen eine Lücke ausfüllen; ihr nutzbares Bildfeld umfasst etwa 5–10° und übertrifft damit jenes aller bekannten Cassegrain-Systeme einschliesslich des Ritchey-Chrétien-Systems bei weitem.

Eine Fortführung der Rechnungen wird noch aufzuzeigen haben, ob die Lichtstärke noch weiter gesteigert werden kann und ob es möglich ist, nach dem Vorgang von H. SLEVOGT [11] die Petzval-Summe auf den Wert 0 zu bringen und damit das Bildfeld völlig zu ebnen.

LITERATUR

1. SCHMIDT, B.: Zentralztg.Optik Mechanik *52:* 25 (1931).
2. GABOR, D.: Brit.P. 544.694 (1940).
3. BOUWERS, A.: Niederl.P. 102.016 (1941).
4. PENNING, K.: D.B.P. 907.709 (1941).
5. MAKSUTOV, D.D.: J.opt.Soc.Amer. *34:* 270 (1944).
6. WRIGHT, F.B.: Amateur Telescope Making *III:* 574 (1961).
7. WILEY, R.R.: Sky and Telescope *23:* April 1961.
8. GREGORY, J.: Sky and Telescope *13:* März 1957, S. 236.
9. WALAND, R.L.: J.opt.Soc.Amer. *51:* 359 (1961).
10. MERMAN, N.W.: Mitt.Pulkovo *20:* H. 6 (Nr. 159), 144 (1958).
11. SLEVOGT, H.: Z.Instr. *62:* 312 (1942).

9. E. A. MÜLLER et R. DE LA REZA (Observatoire de Genève, Sauverny): *The micro- and macro-turbulence fields in the solar atmosphere*

The knowledge of the physics of a stellar atmosphere and of its chemical composition depends critically on the understanding of the prevailing turbulent velocity fields, and these are still very poorly known.

We have attacked the problem by studying the center-to-limb variation of some 50 medium-strong spectral lines of metallic elements (such as Na*I*, Ca*I*, Ti*I*, Cr*I*, Cr*II*, Fe*I*, Fe*II*) in the solar atmosphere. The observations were secured together with J. W. BRAULT at the Kitt Peak National Observatory (USA). The selected lines cover the wavelength region $\lambda = 4500-6500$ Å, are free from blends and were observed over quiet regions of the photosphere.

Two kinds of tubulent velocities are being considered:

1. the micro-turbulence which represents the motions of the small scale eddies, and
2. the macro-turbulence whose elements are large compared to the layers where the greater portion of a line is formed.

Micro-turbulence enters in the calculations of a line profile through the absorption coefficient. Thus it affects the total absorption in the line, and consequently the abundance computed from the equivalent width. Macro-turbulence does not affect the total absorption but it modifies the line profile by redistributing the intensities within the line. We account for the macro-turbulence by convoluting the theoretical line profile with a Gaussian distribution function of velocities. The mean value of this velocity distribution is considered to be the representative macro-turbulence for a given line. This value is obtained by fitting the intensity at line center of the convoluted profile with the observed central intensity.

We calculated the profiles of the selected lines at $\mu = 1.0$ and $\mu = 0.3$, employing the HSRA model (GINGERICH et al., 1971) and the HOLWEGER model (1971), and using different values for the microturbulence field. These selected lines are assumed to be formed in LTE. The elemental abundance is adjusted until the theoretical line profile has the observed equivalent width. This theoretical profile is then convoluted with the Gaussian distribution function representing the macro-turbulence velocities, as mentioned above. In order to obtain the best micro- and macro-turbulence fields, consistent for all lines, we require that (a) the profiles of all our selected lines are well synthesized at the center and near the limb of the solar disk, and (b) that the abundance derived from a given line at the disk center is the same near the limb.

The following are our results:

1. An anisotropic micro-turbulence is necessary in order to keep the abundance constant from center to limb for a given line.
2. A depth dependent micro-turbulence (such as the one suggested by HOLWEGER [1967] and improved by GARZ et al. [1969]) may be required, although a well chosen micro-turbulence value independent of depth (but anisotropic) might also give satisfactory results.
3. An anisotropic macro-turbulence is necessary in order to fit the observed profiles at the center and near the limb. The value of the macro-turbulent velocity derived at $\mu = 0.3$ is larger by approximately 0.5 km/sec than the value at $\mu = 1.0$.
4. In the photosphere the macro-turbulence decreases with height at the rate of about 0.3 km/sec over a height of $\log \tau_0 = 1.0$. In the region of the temperature minimum there is an indication of a relatively rapid increase of the macro-turbulence outwards.
5. The values of the macro-turbulence velocities are always larger than the micro-turbulence velocities (at the center as well as at the limb).

Obviously the macro-turbulence values will depend on the micro-turbulence field used.

6. The results of the non-LTE calculations of the relatively strong K*I* resonance line at $\lambda = 7699$ Å are very consistent with the above results.
7. The Ca*I* lines of our list, calculated in LTE show a different behaviour and must be studied separately by considering departures from LTE.

REFERENCES

GARZ, T./HOLWEGER, H./KOCK, M./RICHTER, J.: Astron.Astrophys. *2:* 446 (1969).
GINGERICH, O./NOYES, R.W./KALKOFEN, W./CUNY, Y.: Solar Phys. *18:* 347 (1971).
HOLWEGER, H.: Z.Astrophys. *65:* 365 (1967).
HOLWEGER, H.: Astron.Astrophys. *10:* 128 (1971).

10. R. DE LA REZA et E. A. MÜLLER (Observatoire de Genève, Sauverny): *L'abondance de potassium dans l'atmosphère solaire*

Dans une étude sur la formation de la raie d'absorption à $\lambda = 7698{,}977$ Å appartenant au doublet de résonance du K*I* (DE LA REZA et MÜLLER, 1971) nous avons conclu que seule une théorie plus générale que celle de l'équilibre thermodynamique local (ETL) pouvait rendre compte des observations que nous avons obtenues en collaboration avec J. W. BRAULT au Kitt Peak National Observatory (USA). Nous présentons ici les résultats, pour la même raie, d'une étude en dehors de l'ETL encore plus détaillée que la précédante et qui nous a permis de calculer l'abondance du potassium dans la photosphère.

Nous avons considéré les trois niveaux suivants de l'atome de K*I*: les deux niveaux $4s\ ^2S_{1/2}$ et $4p\ ^2P^0_{1/2}$ correspondant à la raie étudiée (noté ci-après 1 et 2) et le continu (noté 3). Le niveau $4p\ ^2P^0_{3/2}$ correspondant à l'autre transition du doublet n'a pas été pris en considération, car les effets de collisions dans l'atmosphère du soleil sont suffisants pour que l'on puisse considérer les deux niveaux 4P comme un seul. Effectivement on peut montrer, en utilisant les sections efficaces mesurées par CHAPMAN et KRAUSE (1966), que les collisions avec les atomes de He*I* par exemple, sont à elles seules suffisantes pour rendre les fonctions sources du doublet égales.

Pour résoudre les équations de l'équilibre statistique nous avons calculé les différents mécanismes par collisions et radiatifs de la manière suivante:

Mécanismes par collisions. Les collisions sont produites avec des électrons. On admet la validité de la distribution maxwellienne des vitesses pour toutes les particules. Les taux d'excitation et de desexcitation entre les niveaux 1 et 2 sont calculés d'après les sections efficaces mesurées par VOLKOVA et DEVYATOV (1963) et par ZAPESOCHNYI et SHIMON (1966). Les taux d'ionisation et de récombinaison par collisions entre 1 et 3 sont calculés en utilisant les sections efficaces proposées par LOTZ (1967), alors

qu'entre 2 et 3 le calcul se fait au moyen de sections efficaces approximées par la formule générale de SEATON (voir p.ex. ALLEN, 1963).

Mécanismes radiatifs. Les mécanismes de photoionisation et de récombinaison entre les niveaux 1 et 3 sont calculés d'après une moyenne des sections efficaces présentées par MARR (1967), alors que pour les niveaux 2 et 3 les sections efficaces sont calculées par l'approximation hydrogenoïde de UNSÖLD.

Les équations de l'équilibre statistique et du transfert radiatif sont résolues simultanément d'après la méthode proposée par ATHAY et SKUMANICH (1967). Ceci nous a permis de connaître les valeurs de la fonction source de la raie et de calculer les profils. L'abondance initiale a été modifiée jusqu'à ce que les largeurs équivalentes théoriques et observées soient égales. Nous avons réalisé ces calculs pour le centre et près du bord du disque solaire ($\mu = 1{,}0$ et $\mu = 0{,}2$) en utilisant le modèle de la photosphère et de la chromosphère de GINGERICH et al. (1971). Quatre distributions différentes de la microturbulence ont été utilisées. Trois distributions ont des valeurs constantes en profondeur et isotropes (les valeurs choisies étaient 0, 1 et 2 km/s), alors que la quatrième proposée par HOLWEGER (1967) et modifiée par GARZ et al. (1969) est anisotrope et variable en profondeur. Les principaux résultats sont les suivants:

1. La formation de la raie est contrôlée par les collisions. Ceci est principalement dû aux valeurs assez grandes des sections efficaces de collisions entre les niveaux 1 et 2.
2. Les valeurs de la fonction source de la raie sont inférieures aux valeurs de la fonction de PLANCK dans une grande partie de la zone de formation de la raie, et cette zone se trouve dans la photosphère.
3. Seule une microturbulence anisotrope peut reproduire la variation centre–bord de la largeur équivalente de la raie. Les effets de variations de la microturbulence ne sont pas très importantes.
4. Il est nécessaire d'introduire un champ de vitesses de macroturbulence également anisotrope pour reproduire les profils observés au centre et au bord du disque.
5. Le potassium se trouve essentiellement dans l'état une fois ionisé. Ceci est dû au très faible potentiel d'ionisation du K*I* (4,339 e.v.).
6. Pour l'abondance de potassium dans la photosphère nous trouvons $\log \varepsilon_K = 5{,}10$ (à l'échelle $\log \varepsilon_H = 12{,}00$). Cette valeur est plus grande d'un facteur 2,5 que celle déterminée par GOLDBERG, MÜLLER, ALLER (1960) en admettant l'ETL. Elle est proche de la valeur trouvée dans les météorites (UREY, 1967). Par contre, elle est plus petite que la valeur correspondante de la couronne solaire d'un facteur valant environ 5 (WITHBROE, 1971).

La valeur f utilisée dans notre détermination de l'abondance est égale à 0,339 et elle a une incertitude de moins de 10% (WIESE, 1969). L'incertitude de 1 km/sec dans la valeur de la microturbulence introduit une incertitude de $\pm 0{,}1$ dans notre valeur de $\log \varepsilon_K$. Remarquons que cette

valeur reste photosphérique, ce qui soulève l'intérêt du problème de la différence avec la valeur de la couronne.

BIBLIOGRAPHIE

ALLEN, C.W.: Astrophysical Quantities. 2 ed., Athlone Press, London 1963, p. 41.
ATHAY, G./SKUMANICH, A.: Ann.Astr. *30:* 669 (1967).
CHAPMAN, G.D./KRAUSE, L.: Canad.J.Phys. *44:* 753 (1966).
GARZ, T./HOLWEGER, H./KOCK, M./RICHTER, J.: Astron.Astrophys. *2:* 446 (1969).
GINGERICH, O./NOYES, R.W./KALKOFEN, W./CUNY, Y.: Solar Phys. *18:* 347 (1971).
GOLDBERG, L./MÜLLER, E.A./ALLER, L.H.: Ap.J.Suppl. *5:* 1 (1960).
HOLWEGER, H.: Z.Astrophys. *65:* 365 (1967).
LOTZ, W.: Ap.J.Suppl. 128 (1967).
MARR, G.V.: Photoionisation Processes in gases. Academic Press, 1967, p. 113.
DE LA REZA, R./MÜLLER, E.A.: Act.scientif.Soc.helv.Sci.natur., Fribourg 1971.
UREY, H.C.: Q.J.R.A.S. *8:* 23 (1967).
VOLKOVA, L.M./DEVYATOV, A.M.: Bull.Acad.Sci.USSR Phys.Ser. 27 (1963).
WIESE, W.L./SMITH, M.W./MILES, B.M.: N.B.S. 22 (1969).
WITHBROE, G.L.: The Menzel Symposium, N.B.S. esp.pub. 353,127 (1971).
ZAPESOCHNYI, I.P./SHIMON, L.L.: Optics and Spectroscopy *34:* 155 (1966).

11. B.W. LITES et E.A. MÜLLER (Observatoire de Genève, Sauverny): *The formation of strong lines of neutral metallic elements in the solar and stellar atmospheres*

The strongest Fraunhofer lines in the visible and near ultraviolet solar spectrum are the resonance lines of singly ionized calcium, and the Balmer lines of hydrogen. The next strongest lines are those due to the unionized abundant metals; for example calcium, iron, magnesium and sodium. The solar abundances of these metallic elements lie in the range 10^{-4} to 10^{-6} relative to hydrogen, and since they have rather low ionization potentials these elements are predominantly singly ionized. However, the very strong resonance transitions in the neutral atoms offset this depopulation by ionization to give rise to strong lines. In the solar spectrum the neutral metallic lines are characteristically one to two Angstroms equivalent width and have distinct Doppler cores and well-developed collisionally broadened wings. When observed at the center of the solar disk these lines have central intensities of a few percent of the continuum intensity.

A thorough understanding of the formation processes that give rise to the neutral metallic lines is in many ways valuable to the investigation of the structure of the solar atmosphere. The line cores form in the region of the initial outward temperature rise of the chromosphere and hence they are indicators of the conditions in this poorly known region. The many strong lines between 3500 Å and 4500 Å, especially those due to neutral iron, contribute strongly to the solar line blanketing and a precise description of their formation is necessary to the computation of line-blanketed solar models. The line cores also may be employed to study

the non-thermal velocities in the low chromosphere both on the small scale (micro-turbulence) and on an observable scale. The wings of the strong lines provide a check of the abundances of these elements without any assumptions about the turbulent velocity. Finally, it is important to know to what extent departures from LTE in the strong lines affect the formation of weaker lines, for example those iron lines commonly used to measure photospheric magnetic fields and Doppler shifts.

We approach the problem of the formation of the strong neutral metallic lines by profile synthesis from model solar and stellar atmospheres. An analysis of this type demands high quality observations of line profiles, and in the solar case it is most helpful to have observations at several disk positions. We secured such observations, in collaboration with J. W. BRAULT, with the McMath solar spectrograph of the Kitt Peak National Observatory (USA). Departures from LTE are generally quite large in strong neutral metallic lines, so a proper theoretical treatment must involve the simultaneous solution of the coupled statistical equilibrium and radiative transfer equations. It is then necessary to construct model atoms for these elements that realistically account for the important atomic rates, and the model atoms must be quite complex for complex atoms such as neutral iron.

We have been able to obtain good center-to-limb fits to the line profiles of a number of solar neutral iron lines with numerical models of the mean solar atmosphere. The understanding gained from that investigation paves the way for future work on detailed high spatial resolution solar spectra of the neutral iron lines, and also for profile synthesis of complex spectra in other stars. We are currently investigating the neutral calcium ionization and excitation equilibrium in the solar spectrum since the weaker Ca*I* lines show somewhat deviant properties in comparison with similar lines of other elements. Work is also in progress on the influence of blending on the formation of strong lines (blends have heretofore been neglected), the solar line blanketing due to neutral iron, and the reflection effect in strong lines formed in eclipsing binary stars.