

**Zeitschrift:** Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft  
**Herausgeber:** Schweizerische Astronomische Gesellschaft  
**Band:** 33 (1975)  
**Heft:** 148

**Artikel:** Messung der Lichtgeschwindigkeit nach Ole Roemer  
**Autor:** Fuchs, H.-U.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-899444>

### 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:** 12.02.2026

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

# Messung der Lichtgeschwindigkeit nach Ole Roemer

von H.-U. FUCHS, Zürich

Es soll ein historisch und methodisch interessantes Verfahren, die Lichtgeschwindigkeit zu messen, besprochen werden, wie sie mit heutigen Mitteln vom Amateur wiederholbar ist.

## I. Historisches

In der Physik des ARISTOTELES wurde angenommen, das Licht breite sich instantan (also mit unendlicher Geschwindigkeit) aus. Diese Ansicht beherrschte das ganze Mittelalter und auch Teile der beginnenden Neuzeit. Das mittelalterlich-aristotelische Weltbild war eine so enge Verflechtung von Religion und Naturwissenschaft, von Glauben und Denken, dass neue Ideen einen schweren Stand haben mussten. Diese Verflechtung, die erst im christlichen Mittelalter entstand, konnte nur allmählich gelöst werden (in den Naturwissenschaften durch KOPERNIKUS, KEPLER, GALILEI; in der Philosophie durch R. DESCARTES<sup>1</sup>).

Neben ARISTOTELES war zur Zeit RÖMERS (OLE ROEMER, dänischer Astronom, 1644–1710) auch DESCARTES ausschlaggebend für das naturwissenschaftliche Denken. Im Jahre 1600 hatte TH. HARIOT, 1620 W. SNELL (Snellius) das Sinusgesetz der Lichtbrechung entdeckt. 1637 wurde es von R. DESCARTES (1596 bis 1650) in seiner Optik veröffentlicht. Dieser begründete es dort unter der Annahme, das Licht habe eine endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit. Er erhielt:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1} \quad (1)$$

Das Brechungsgesetz stimmt in dieser Form (1) nicht, wenn man unter  $v$  die Geschwindigkeit von Lichtteilchen versteht. Wie wir ja heute wissen, gilt

$$n \approx \frac{1}{v} \text{ und nicht } n \approx v$$

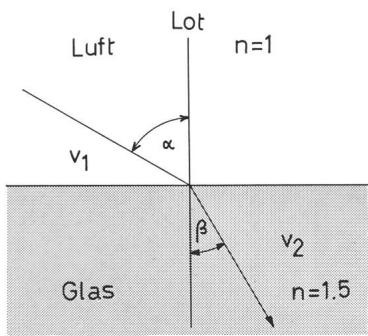


Fig. 1

( $n$  = Brechungsindex). Wir wissen, dass die Lichtgeschwindigkeit im optisch dichten Medium kleiner ist:  $v_1 > v_2$ . FERMAT erhielt 1662 durch ein Variationsprinzip die richtige Form

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1a)$$

Es wurde oft gesagt, DESCARTES habe das Sinusgesetz völlig falsch hergeleitet. Man vergisst dabei aber, dass er unter  $v$  vermutlich nicht die Geschwindigkeit der Teilchen, sondern ihre Bewegungsgröße (Impuls  $p$ ) verstand<sup>2</sup>). Aus der Quantentheorie kennen wir die Beziehung zwischen dem Impuls  $p$  eines Photons und seiner Geschwindigkeit  $c$ :

$$p = \frac{h \cdot v}{c} \quad (2)$$

also  $p \sim 1/c$ . Der Impuls eines Photons ist im optisch dichten Medium also grösser. Unter dieser Voraussetzung ist DESCARTES' Herleitung (1) korrekt.

Trotz der hier benötigten Annahme von der Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit liess sich DESCARTES später zur Aristotelischen Ansicht «bekennen», und zwar einfach, weil damals noch keine Aberration der Fixsterne gemessen worden war.

Die Ausgangslage war für OLE ROEMER also alles andere als rosig. Er arbeitete seit 1672 mit G. D. CASSINI (1625–1712) an der Pariser Sternwarte zusammen. CASSINI war ein eifriger Erforscher der Welt der Jupitermonde. Er hatte z. B. vorgeschlagen, geographische Längenmessungen mit Hilfe gleichzeitiger Beobachtung von Trabantenverfinsterungen an verschiedenen Orten durchzuführen. Dass diese Methode zur Bestimmung der Länge von Uraniborg auf Hven (Brahes Observatorium) verwendet wurde, brachte es mit sich, dass ROEMER mit CASSINI bekannt geworden war.

CASSINI wusste schon von den Unregelmässigkeiten, die in den Trabantenerscheinungen aufraten. ROEMER erkannte nun, dass die Verfrühung oder Verspätung von Verfinsterungen in einem direkten Zusammenhang mit der Entfernung Erde–Jupiter stehen. Dieses Gesetz liess ihn vermuten, dass die Unregelmässigkeiten nicht auf Bewegungsanomalien der Jupitertrabanten zurückzuführen sein würden. Er nahm richtig an, dass die Differenz zwischen vorhergesagter und beobachteter Verfinsterungszeit durch die endliche Laufzeit des Lichtes erklärt werden kann. Je nachdem, wie weit Jupiter und Erde voneinander entfernt sind, braucht das Licht als Übermittler des Ereignisses länger oder weniger lang, um zur Erde zu gelangen (siehe Fig. 2).

Im Extremfall kann die beobachtete Zeit etwa 17 Minuten von der berechneten abweichen.

ROEMER erhielt durch seine Messungen den (viel zu kleinen) Wert von 42 000 Meilen pro Sekunde für die Lichtgeschwindigkeit. Das war im Jahre 1676.

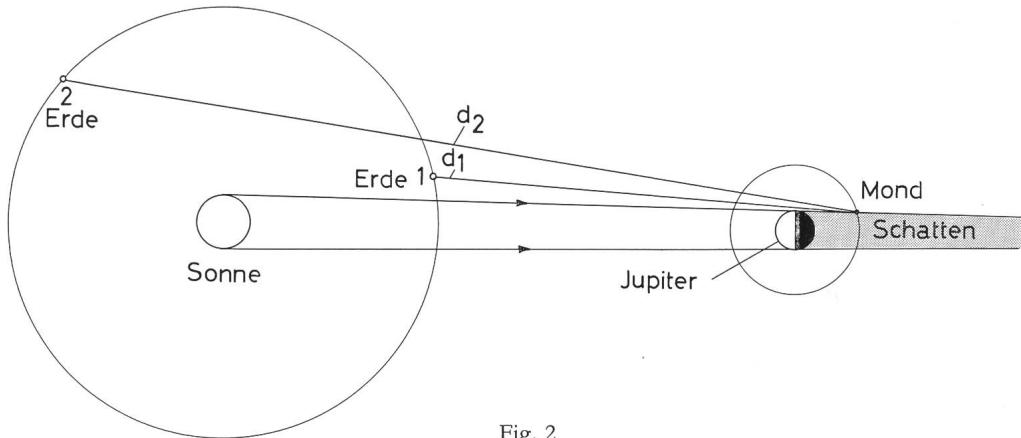


Fig. 2

Diese Erklärung der Erscheinungen wurde nicht gerade überall gnädig aufgenommen. Die alten Vorurteile waren zu gross. Erst 1728 berichtete BRADLEY (1692–1762) von der Messung der Aberration des Sternes  $\gamma$  Draconis. Damit war ein weiterer Beweis erbracht, dass ROEMER recht gehabt hatte. Langsam setzte sich dann die Einsicht durch, dass das Licht sich nicht unendlich schnell ausbreitet.

## II. Prinzip der Messung

Mit modernen Hilfsmitteln, besonders den sehr genau bekannten astronomischen Grössen (Elemente der Planeten- und Mondbahnen), ist es heute auch dem Amateur möglich, eine ansprechend genaue Messung der Lichtgeschwindigkeit vorzunehmen, die auf ROEMERS Methode beruht. Allerdings verlangt der hier unterbreitete Vorschlag ein Ephemeridenbuch, das eine Bestimmung der heliozentrischen Länge Jupiters auf  $1/100^\circ$  für die gewünschten Zeitpunkte zulässt. Ist das nicht vorhanden, so können diese Werte auch selbst berechnet werden; allerdings ist die Rechnung wohl nur noch mit der Maschine sinnvoll, da sie sonst zu viel Zeit beansprucht. Mindestens einer der modernen kleinen Taschenrechner (mit Winkelfunktionen und deren Umkehrung) wird dazu gebraucht.

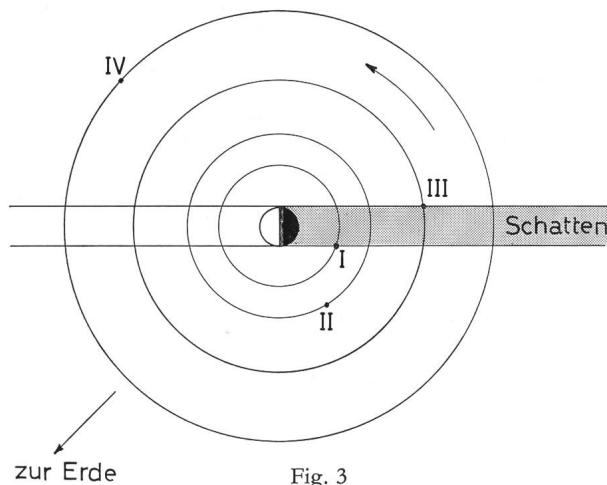


Fig. 3

Zur Messung werden nur die Verfinsterungen der Jupitermonde durch Jupiters Schatten verwendet. Gemessen werden der Verfinsterungsanfang VA (I, Fig. 3) oder das Verfinsterungsende VE (III). Von der Erde aus ist jeweils nur eines der Ereignisse sichtbar. Vor der Opposition von Jupiter ist es VA, nach der Opposition VE. Fig. 3 zeigt die Stellung der Erde vor der Opposition.

Man beobachtet nun irgend eine Verfinsternis und stellt deren Zeitpunkt  $t_0$  fest. Man berechnet darauf, wann eine n-te Verfinsternis stattfinden sollte (nach  $n$  synodischen Umlaufzeiten eines Jupitermondes) und bezeichnet diese Zeit mit  $t_n$ . Die Beobachtung des n-ten Ereignisses liefert  $t_n'$ . Die Differenz

$$\Delta t_n = t_n - t_n' \quad (3)$$

röhrt von daher, dass sich die Distanz Erde–Jupiter inzwischen von  $d_0$  auf  $d_n$  verändert hat. Die Lichtgeschwindigkeit ergibt sich zu

$$c = \frac{d_0 - d_n}{t_n - t_n'} = \frac{\Delta d_n}{\Delta t_n} \quad (4)$$

$$\text{mit } \Delta d_n = d_0 - d_n. \quad (5)$$

Man trägt die Änderung der Distanz zwischen Erde und Jupiter in einem Diagramm gegen die Werte  $\Delta t_n$  auf. Die Steigung der Geraden, die die Messpunkte am besten approximiert, liefert die Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

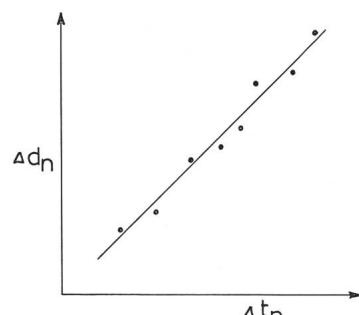


Fig. 4

### III. Berechnung der theoretischen Verfinsterungszeiten

In Sky and Telescope vom November 1972<sup>3)</sup> ist eine neue Version des ROEMER-Experiments beschrieben. Allerdings ist jene Methode nicht besonders elegant, da sie die Kenntnis der Lichtgeschwindigkeit schon voraussetzt. Nach dieser Methode nimmt man aus einem Jahrbuch (z. B. NAEF oder AHNERT) die Voraussage für eine Verfinsterung, beachtet aber dabei, dass dafür die Laufzeit des Lichtes schon einberechnet wurde. Nun rechnet man einfach mit Hilfe der Lichtgeschwindigkeit zurück und erhält so  $t_n$ .

Um diesen Selbstbetrug zu vermeiden, sei gezeigt, wie man die Werte für  $t_n$  selbst erhalten kann. Zur Vereinfachung nehmen wir zuerst als Verfinsterungs-

punkt immer den Schattenmittelpunkt, der die gleiche heliozentrische Länge wie Jupiter hat.

#### 3.1. Berechnung für Kreisbahnen

Nimmt man die Jupiterbahn als Kreis an, so ist die Berechnung aufeinanderfolgender Verfinsterungen sehr einfach. Die Zeit zwischen zwei Verfinsterungen ist dann gleich der (mittleren) synodischen Umlaufzeit (diese ist konstant!) der Trabanten, also

$$t_n(kr) = t_0 + n \cdot T_{\text{syn}} \mathbb{C} \quad (6)$$

(kr) steht hier für die Näherung für Kreisbahnen. Eine Korrektur dafür, dass die Mondbahnen nicht kreisförmig sind muss nicht angebracht werden. Für die Monde I bis IV ist die Exzentrizität ihrer Bahn vernachlässigbar.

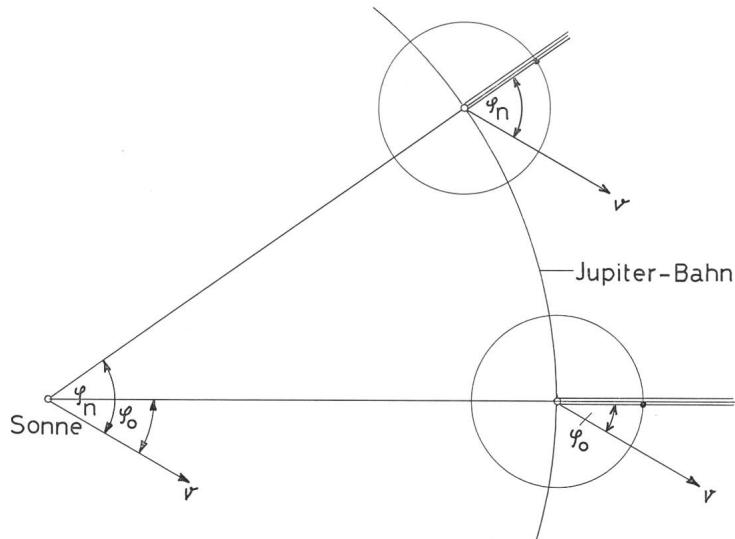


Fig. 5

#### 3.2. Elliptische Jupiterbahn

Die Exzentrizität der Jupiterbahn fällt aber für eine genaue Berechnung ins Gewicht. Man kann das leicht einsehen. Der Winkel  $\varphi_n$  (Abb. 5) ist *nicht* einfach gleich

$$\varphi_n(kr) = \varphi_0 + n \cdot \mu_J \cdot T_{\text{syn}} \mathbb{C} \quad (7)$$

Dabei ist  $\mu_J$  die mittlere zeitliche Bewegung des Jupiter. Nehmen wir an, der Jupiter sei seiner mittleren Bewegung davongelaufen. Es gilt also

$$\varphi(t_n) = \varphi_n > \varphi_n(kr)$$

d. h. der Mond muss noch den Winkel  $\varphi_n - \varphi_n(kr)$  zurücklegen, um in den Jupiterschatten einzutauchen. Er braucht dazu die Zeit  $\delta t$ :

$$t_n = t_0 + n \cdot T_{\text{syn}} \mathbb{C} + \delta t \quad (8)$$

wobei für  $\delta t$  natürlich folgende Beziehung gilt:

$$\delta t = \frac{\varphi(t_n) - (\varphi_0 + n \cdot \mu_J \cdot T_{\text{syn}} \mathbb{C})}{\mu \mathbb{C}}. \quad (9)$$

Dabei ist  $\mu \mathbb{C}$  die mittlere Bewegung des Jupitermon-

des.  $\varphi_n = \varphi(t_n)$  kann aber gar nicht berechnet werden da  $t_n$  noch nicht bekannt ist. Es genügt allerdings, anstelle von  $t_n$  die beobachtete Zeit  $t_n'$  oder auch  $t_n(kr)$  zu setzen. Diese Zeiten weichen sicher nie mehr als einige Minuten von  $t_n$  ab. Jupiter bewegt sich innerhalb von 3 Stunden nur um  $1/100^\circ$  vorwärts (siehe numerische Werte):

$$\varphi(t_n) - \varphi(t_n') < 1/100^\circ$$

Der Wert von  $1/100^\circ$  ist so gewählt, dass mit der Bestimmung von  $\varphi$  auf  $1/100^\circ$  genau die Verfinsterungszeit des Mondes I (Io) auf 4 Sekunden genau gegeben ist. Die gegenseitigen Mondbahnhörungen können durch die Annahme einer leicht variablen synodischen Umlaufszeit  $T_{\text{syn}} \mathbb{C}$  angemessen berücksichtigt werden, womit die Messung der Lichtgeschwindigkeit an Genauigkeit gewinnt. Beispielsweise ist die Umlaufszeit für 1975 für Io vor der Opposition =  $1^d 18^h 28^m 40^s$  und nach der Opposition =  $1^d 18^h 28^m 32^s$ , also + bzw. - 4 Sekunden einzusetzen. Damit sind die gegenseitigen Mondbahnhörungen praktisch ausreichend kompensiert. Vgl. hierzu auch die Ausführungen von K. ROHLFS<sup>4)</sup>.

### 3.3. Berechnung der heliozentrischen Länge Jupiters

Mit dem Obigen stellt sich die Aufgabe der Berechnung der wahren heliozentrischen Länge von Jupiter:

$$\varphi(t_n) \approx \varphi(t_n') \approx \varphi(t_{n(kr)}),$$

wobei für  $n = 0$  exakt gilt:  $\varphi_0 = \varphi(t_0) = \varphi(t_0')$ .

Zu dieser Berechnung dienen die Gleichungen für die Bahnberechnung der Planeten, wobei die folgenden Definitionen verwendet werden:

$t$	Zeit seit dem Periheldurchgang
$\mu$	mittlere tägliche Bewegung
$M$	mittlere Anomalie
$E$	exzentrische Anomalie
$v$	wahre Anomalie
$r$	Radiusvektor des Planeten
$a$	große halbe Bahnachse
$e$	Exzentrizität
$\omega$	Länge des Perihels
$\varphi$	Länge des Planeten

Zuerst wird die exzentrische Anomalie über die KEPLERgleichung berechnet:

$$E - e \cdot \sin E = \mu \cdot t = M \quad (10)$$

Dann erhält man den Radiusvektor und die wahre Anomalie:

$$r = a(1 - e \cdot \cos E) \quad (11)$$

$$\tan \frac{1}{2} v = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \frac{1}{2} E \quad (12)$$

Die heliozentrische Länge des Planeten ergibt sich sehr einfach:

$$\varphi = v + \omega. \quad (13)$$

Die Zeit  $t$ , die in (10) eingesetzt werden muss, ist die seit dem Periheldurchgang verflossene. Setzen wir für den letzten Periheldurchgang die Zeit  $T_0$ , so gilt:

$$t = t_n - T_0 \approx t_{n(kr)} - T_0. \quad (14)$$

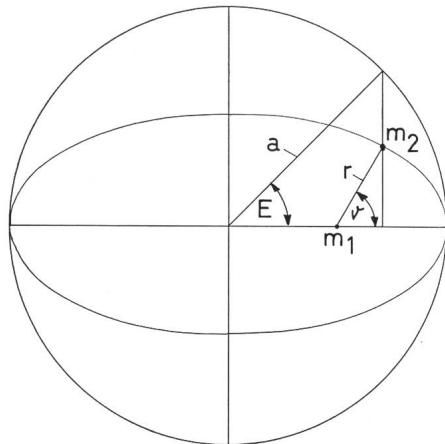


Fig. 6

### IV. Ein Algorithmus zur Berechnung der Exzentrischen Anomalie

Die KEPLERgleichung

$$E - e \cdot \sin E = M \quad (10)$$

muss gelöst werden. Die Genauigkeit von  $v$  soll dann in der Ordnung von  $1/100^\circ$  liegen.

In (10) sind  $e$  und  $M$  bekannt. (10) wird durch Näherung gelöst. Als ersten Näherungswert für  $E$  setzen wir  $E_1 = M$ , d. h.

$$E_1 - e \cdot \sin E_1 = M_1, \text{ oder } M - e \cdot \sin M = M_1 \quad (15)$$

Der Fehler in  $M$  beträgt

$$M - M_1 = e \cdot \sin M \quad (16)$$

$E_1 = M$  liefert  $M_1$ . Nun wird der Anfangswert von  $E$  um den Fehler in  $M$  erhöht:

$$E_2 = M + e \cdot \sin M$$

$$E_2 - e \cdot \sin E_2 = M_1 \quad (17)$$

Durch Einsetzung erhält man:

$$M_2 = M + e \cdot \sin M - e \cdot \sin(M + e \cdot \sin M). \quad (17a)$$

$$\Delta = M - M_2 = M - \{M + e \cdot \sin M - e \cdot \sin(M + e \cdot \sin M)\}$$

$$\Delta = e \{ \sin(M + e \cdot \sin M) - \sin M \} \quad (18)$$

Eine numerische Berechnung von  $\Delta(M)$  (siehe Fig. 7) zeigt, dass der Fehler auf alle Fälle bereits unterhalb der geforderten Grenze liegt.  $E_2$  ist also eine genügend genaue Näherung für  $E$ :

$$E = M + e \cdot \sin M \quad (19)$$

Dieser Algorithmus ist für Exzentrizitäten, wie sie bei den Planeten vorkommen, völlig ausreichend, da der Fehler von  $M$  höchstens  $2 \cdot 10^{-5}^\circ$  beträgt. Damit ist auch  $E_2$  bis auf  $5 \cdot 10^{-5}^\circ$  bestimmt, und man erhält die wahre Anomalie  $v$  bis auf etwa  $10^{-5}^\circ$  genau.

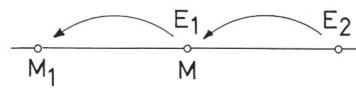


Fig. 7

### V. Entfernung Erde-Jupiter\*)

Für die Entfernung  $d$  erhält man (wenn man die Neigung der Jupiterbahn gegen die Ekliptik vernachlässigt):

$$d^2 = d_E^2 + d_{SJ}^2 - 2 d_E d_{SJ} \cdot \cos(\varphi_E - \varphi_J) \quad (20)$$

Hier können die erforderlichen Werte mit genügender Genauigkeit auch einem kleinen Jahrbuch entnommen werden.

\*) siehe numerische Werte S. 79

## VI. Umrechnung von Verfinsterungsbeginn auf Verfinsternisende

Normalerweise wird man mit den Beobachtungen vor der Jupiteropposition beginnen. Man beobachtet dann die Verfinsterungsanfänge. Nach Gl. (8), (9) berechnet man dann die nächsten theoretischen Zeiten für den Verfinsterungsbeginn.

Um die Zeit der Opposition herum muss aber die theoretische Zeit für die Verfinsterungsenden berechnet werden, da von da an nur noch diese beobachtbar sind. Die Rechnung ist sehr einfach. Man rechnet weiter mit den Verfinsterungsbeginnen und muss nun nur noch die Zeit dazuzählen, die der Mond benötigt, um den Jupiterschatten zu durchqueren oder man definiert  $t_0$  nach der Opposition neu.

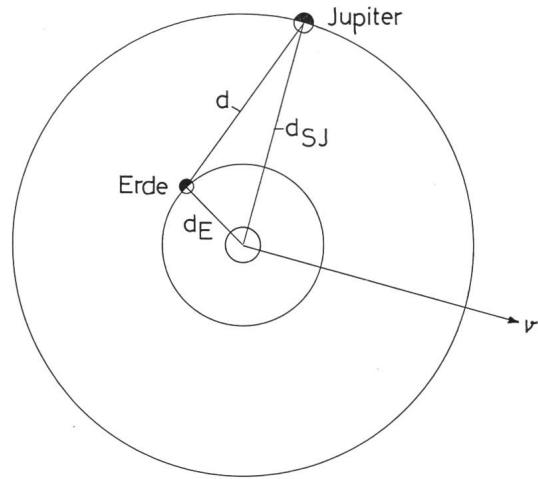


Fig. 8

## VII. Beobachtung der Verfinsterungen

- Siehe dazu Sky and Telescope<sup>3)</sup>. Zur Beachtung:
- Es sollte immer das gleiche Teleskop verwendet werden
  - immer der gleiche Beobachter
  - möglichst gleiche Sichtbedingungen.

Dann lässt sich nach Sky and Telescope  $t_{n'}$  von einem guten Beobachter bis auf etwa 10 sec genau bestimmen (für Io).

In Abschnitt III wurde nicht festgelegt, welcher Zeitpunkt  $t_n$  wirklich berechnet wird. Ist  $t_n$  die Zeit der Vollmondphase (Mond in der Mitte des Schattens), ist es der Anfang oder das Ende des Verfinsternisbeginnes?

Aber diese Festlegung ist unwesentlich. Wir gehen von einer Beobachtung aus ( $t_0$ ). Welcher Konstellation das entspricht, wissen wir nicht (und wollen es auch gar nicht wissen). Wir wollen nur wissen, wann der Mond wieder in der selben Position zu finden ist,

### Literatur:

- 1) siehe z. B. HANS BLUMENBERG, Die kopernikanische Wende. Suhrkamp 1965.
- 2) F. HUND, Geschichte der physikalischen Begriffe, BI, S. 144, 1972 (Bibliogr. Institut Mannheim).
- 3) MC MILLAN, KIRZENBERG, A modern Version of the OLE ROEMER Experiment, Sky and Telescope 44, 300 (1972).

also z. B. wann der Mond wieder gleich weit vom Schattenrand entfernt sein wird wie bei  $t_0$ . Und wir können dann ruhig annehmen, dass der Mond zu den Zeiten  $t_n$  wieder die genau gleiche Verfinsterungsphase zeigen sollte wie früher (theoretisch).

Wir können aber nur dann sicher sein, dass wir jedesmal die gleiche Phase beobachten, wenn die oben erwähnten Voraussetzungen erfüllt sind (gleiches Instrument etc.).

Einigermaßen objektiv könnte diese Messung nur sein, wenn die Helligkeit des Mondes während der Verfinsterung absolut festgehalten wird. Durch jeweiliges Eichen eines Photometers wäre der Fehler, der durch verschiedene Sichtbedingungen verursacht wird, weggehoben. Man legt dann einfach fest, bei welcher Helligkeit man den Mond als verfinstert betrachten will. Eventuell wäre die von der Erde gesehene Mondphase zu berücksichtigen. Es müsste festgestellt werden, ob solche Beobachtungen sinnvoll realisiert werden können.

## VIII. Numerische Werte

Mittlere Entfernung Sonne-Jupiter	778 264 000 km
kleinste Entfernung	740 520 000 km
größte Entfernung	815 320 000 km
Bahnexzentrizitäten: ( $\epsilon$ )	
Jupiter	0.0480
Erde	0.0167217
Umlaufzeiten:	
Jupiter	4332.588 d
Erde	365.2564 d
Mittlere tägliche Bewegung:	
Jupiter $\mu_J$	0.0831 °/d
Erde $\mu_E$	0.985608 °/d
Bahnneigung gegen Ekliptik:	
Jupiter	1.3°
Länge des Perihels:	
Jupiter $\omega_J$	13.96°
Erde $\omega_E$	102.42444°
Periheldurchgang: ( $t = 0$ )	
Jupiter	2438305.40433
Erde	2440224.46536
Radius des Jupiter	71 370 km
Radius der Sonne	695 300 km
Astronomische Einheit (AE)	149 600 000 km

Der Wert für die Länge des Perihels von Jupiter ist stark veränderlich, während die anderen Größen für Jupiter langsamer ändern. Man erhält ungefähr:

$$\bar{\omega}_J = 0.046^\circ \cdot J + 10.488^\circ,^5)$$

wenn man für  $J$  die Jahreszahl minus 1900 einsetzt. Alle Werte für Jupiter stammen von AHNERT<sup>6)</sup>, die anderen Tabellenwerte von SANDNER<sup>7)</sup>, Meyers Handbuch über das Weltall<sup>8)</sup>, Landolt-Börnstein<sup>9)</sup> und AHNERT<sup>10)</sup>.

<sup>4)</sup> K. ROHLFS, OLAF ROEMER und die Lichtgeschwindigkeit, SuW 13, 311 (1974).

<sup>5)</sup> Interpoliert nach den Werten für die Länge des Perihels von Jupiter aus P. AHNERT, Kalender für Sternfreunde 1969–1975.

<sup>6)</sup> P. AHNERT, Kalender für Sternfreunde 1975, S. 82.

- 7) W. SANDNER, Trabanten im Sonnensystem BI 1966.  
 8) K. SCHAIFERS und E. TRAVING, Meyers Handbuch über das Weltall 1973, S. 217.  
 9) LANDOLT-BÖRNSTEIN, Neue Serie VI/1 Astronomie, Springer 1965, S. 155, 158.

- 10) P. AHNERT, Das System der Jupiter-Monde I-III, Die Sterne 39, 9/10 (1963); Jupiterbeobachtungen 1964/65 und 1965/66. Die Sterne 42, 9/12 (1966); Beobachtungen der Jupitermond-Erscheinungen. Kalender für Sternfreunde 1973, S. 125.

*Adresse des Verfassers:*  
 H.-U. FUCHS, Lerchenrain 7/25, CH-8046 Zürich.

## Zur Bahn der Sonde Helios A

eine Anmerkung von A. P. WEBER, Erlenbach

In ORION 146, S. 22 wurde darauf hingewiesen, dass die Sonde Helios A einen «bedeutend kleineren Abstand als der Planet Merkur» zur Sonne erreichen werde. Um falsche Vorstellungen darüber beim Leser zu vermeiden, sei hiermit präzisiert, dass Merkur einen mittleren Sonnenabstand von 0.38 AE aufweist, während Helios A einen Sonnenabstand von 0.31 AE erreicht. Die Differenz von nur 0.7 AE erscheint relativ klein, sie entspricht aber doch einem Unterschied von 10 472 000 km.

Die Solarkonstante  $S$  wird im Abstand von 0.31 AE rund  $10 \times$  grösser als auf der Erde. Da die Gesamtstrahlung der Sonne  $E = 3.8 \cdot 10^{33} \text{ erg/sec}$  oder  $8.88 \cdot 10^{25} \text{ cal/sec}$  beträgt und nach dem Entfernungsgesetz  $S = E/4\pi \cdot a^2$  ist, worin  $a$  den Sonnenabstand bezeichnet, ergibt sich für

$$S_{\text{Helios A}} = \frac{8.88 \cdot 10^{25} \cdot 60}{4\pi(46.5 \cdot 10^{11})^2} \cong 20 \text{ cal/cm}^2/\text{min}.$$

*Adresse des Verfassers:*  
 A. P. WEBER, Ing. S.I.A., Zollerstrasse 54, CH-8703 Erlenbach.

## 4. Frühjahrstagung des VdS

in Würzburg am 5. April 1975

Diese jeweils von mehr als 100 Sternfreunden aus Deutschland, Österreich und der Schweiz besuchte Tagung brachte auch dieses Jahr dem Veranstalter einen vollen Erfolg. In seiner Eröffnung gedachte der Präsident des VdS, Herr Dr. F. FREVERT, zunächst mit warmen Worten unseres so plötzlich verstorbenen ROBERT A. NAEF und seiner grossen Verdienste um die Amateurastronomie innerhalb der SAG und mit seinem kleinen astronomischen Jahrbuch «Sternenhimmel», das weit über unsere Landesgrenzen hinaus beliebt und geschätzt ist.

Das reich befrachtete Vortragsprogramm begann mit einem Bericht von H. G. SCHMIDT, München, über die visuelle Beobachtung und Zeichnung von MESSIER-Objekten. Obwohl irgendwie anachronistisch, waren die Ausführungen des Vortragenden doch insofern aufschlussreich, als sie zeigten, dass man unter günstigen Voraussetzungen viel mehr sehen und mit dem Stift festhalten kann, als gemeinhin angenommen wird. Anschliessend sprach Herr Dr. L. D. SCHMADEL, Wiesloch, über das RITCHIEY-CHRÉTIEN-Teleskop als universelles Amateur-Instrument.

Da auf der Erde die Strahlungsintensität  $S \cong 2 \text{ cal/cm}^2/\text{min}$  beträgt, ist diese im Perihel der Helios A-Bahn rund  $10 \times$  grösser. Die resultierende Temperatur der Sonde berechnet sich nach dem Strahlungsgesetz

$$E = \tau T^4 \text{ zu } T = \sqrt[4]{E/\tau}.$$

Rechnet man mit dem Maximalwert der Strahlungskonstante

$$\tau = 4.96 \text{ cal/cm}^2/\text{h} \text{ } ^\circ\text{K}^4 \cdot 10^{-8},$$

so ergibt die Rechnung für  $T \cong 700 \text{ } ^\circ\text{K} \cong 430 \text{ } ^\circ\text{C}$ .

Da bei der Sonde Helios A die Strahlungskonstante  $\tau$  kleiner als 4.96 sein wird, ist mit entsprechend höheren Oberflächentemperaturen zu rechnen. Die Konstruktionsfirma der Sonde rechnete mit Temperaturen von 400–700 °C.

Mit noch erheblich höheren Temperaturen wird bei der Sonde Helius B gerechnet werden müssen, da diese sich bis auf 0.28 AE der Sonne nähern soll.

Veranlassung zu seinen Ausführungen bot eine statistische Auswertung von Umfragen über die Wünsche der Amateure, deren Mehrzahl ein kurz gebautes Instrument mit etwa 25 cm Öffnung besitzen möchte, dessen Brennweite etwa 2 m beträgt. Der Vortragende wiederholte dann allgemein Bekanntes über Zweispiegelsysteme, dessen Quintessenz in der professionellen Astronomie bekanntlich zum RITCHIEY-CHRÉTIEN-System geführt hat, und propagierte dann dieses auch in Koma korrigierte Zweispiegel-System für die Amateurastronomie, ohne indessen auf seine weitere Verbesserung durch R. WILSON hinzuweisen. Dagegen belegte er seine Vorteile gegenüber dem 1:3-CASSEGRAIN mit deformiertem Hauptspiegel und dem DALL-KIRKHAM-System mit deformiertem Fangspiegel durch vergleichende Spot-Diagramme. Er wies auch darauf hin, dass der Restfehler des RC-Systems, die Bildfeldwölbung, durch eine Ebnungslinse verbessert werden kann und das von 40' auf etwa 1.5° erweiterte Bildfeld dann keine Durchbiegung des Aufnahmematerials erfordert. Er wies aber auch darauf hin, dass die hyperbolischen