

Zeitschrift:	Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Herausgeber:	Schweizerische Astronomische Gesellschaft
Band:	34 (1976)
Heft:	156
Artikel:	Le problème cosmologique et ses hypothèses (II)
Autor:	Dubois, J.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-899528

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: 23.01.2026

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

Breite, sondern die Polarsternhöhe einsetzen. Das wird einen Fehler bei t_2 zur Folge haben, die Länge wird nicht genau stimmen und auch für t_1 und t_3 wird man nur ungenaue Werte erhalten. Immerhin wird sich aber im dritten Teil der Rechnung ein Näherungswert für φ ergeben, der besser ist als die zunächst verwendete Polarsternhöhe, und diesen setzt man bei der Wiederholung des Rechenvorganges in (1) ein. Diesmal wird man ein genaueres φ erhalten, eine nochmalige Wiederholung wird für einen ausreichend genauen Wert genügen. Man rechnet ein letztes Mal t_2 und daraus die Länge, wobei man anstatt h''_2 die um den Indexfehler i korrigierte Höhe

$$h_2 = h''_2 + i$$

verwendet. Mit φ zusammen wird ja auch i berechnet. Bei der Iteration darf man daher keinesfalls h''_1 und h''_3 durch verbesserte (das heißt um i korrigierte) Werte ersetzen, sonst wird $i = 0$!

Geht bei obigem der Rechenaufwand für einen einzelnen Durchgang schon weit über das mit Tafelwerken sinnvolle hinaus, so ist die Iteration ohne Rechenmaschine völlig undiskutabel. Der Mindestaufwand ist in einem tastenprogrammierbaren Taschenrechner zu sehen. Im folgenden sei die Rechnung für einen Privileg PR 56 (72 Programmspeicherplätze, 10 Konstantenspeicher) dargestellt. Dieser Rechner verwendet übrigens die arithmetische Notation, und nicht- wie beispielsweise der vom Verfasser an anderer Stelle erwähnte HP 35 – die polnische. Die Frage, welche der beiden Notationen im Hinblick auf ein bestimmtes Problem das kürzere Rechenprogramm ermöglicht, lässt sich übrigens allgemein nicht beantworten.

Dem oben auf einem Formblatt wiedergegebenen Beispiel liegen drei Sternbeobachtungen zu Grunde:

- 1) Polaris, beob. um 24-00-00 MGZ in scheinb. Höhe $39^\circ 24,5'$
- 2) Wega, beob. um 23-21-00 MGZ in scheinb. Höhe $34^\circ 58,5'$
- 3) Spica, beob. um 23-22-14 MGZ in scheinb. Höhe $38^\circ 38'$

Auf dem oberen Teil des Blattes werden die Ausgangsdaten vorbereitet und in den Konstantenspeicher gegeben; dann wird das Programm dem Formularvordruck entsprechend eingetastet und dreimal iteriert. Beim dritten Durchgang ergibt sich die Breite $\varphi = 40,2022^\circ$ (oder sexagesimal $40^\circ 12,1'$). Für i erhält man $-0,0440^\circ$, dies wird zu $h''_2 = 34,9533^\circ$ addiert, mit dem resultierenden $h_2 = 34,9093^\circ$ wird nochmals bis Schritt 22 gerechnet, was einen östlichen Stundenwinkel von $t_E = 73,5988^\circ$ ergibt (weil Stern 2 in E beobachtet wurde). Wie bei den vorangegangenen Durchgängen wird dieser Wert in den (westlich gerechneten) Wert $t_2 = 286,4012^\circ$ umgerechnet (durch Subtraktion von 360°). Letztere Zahl wird mit α_2 zusammen vom Greenwicher Stundenwinkel des Frühlingspunktes, den man dem Jahrbuch entnommen hat, abgezogen, was die Länge λ ergibt. Gegebenenfalls ist noch 360° zu addieren, um westliche Länge zu erhalten.

Literatur:

- 1 WALDMEIER, M.: *Leitfaden der astronomischen Orts- und Zeitbestimmung*, Verlag H. R. Sauerländer & Co., Aarau 1958.
- 2 FRICK, M.: *Ortsbestimmung mit Libellensextanten*, Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft 1966.

Adresse des Autors:

MARTIN FRICK, Markgrafenstrasse 12, D-7777 Salem 1.

Le problème cosmologique et ses hypothèses (II)

par J. DUBOIS

Confrontation avec l'observation

Dans un précédent article¹⁾ nous avons examiné les hypothèses générales que l'on rencontre en cosmologie, puis présenté les modèles relativistes les plus simples.

Certains de ces modèles^{2,3,4,5,6)} ne sont pas en désaccord avec les résultats de l'observation tels que la valeur de la constante de HUBBLE (voir appendice), la densité moyenne de la matière dans l'univers, l'abondance du deutérium et de l'hélium, l'âge des étoiles des amas globulaires et l'existence du rayonnement thermique à $3^\circ K$ résidu d'un état très condensé de l'univers.* Encore que, en ce qui concerne ce dernier point, ce rayonnement n'est nullement

inclus dans les modèles car, par hypothèse, ils ne contiennent qu'un fluide matériel. C'est uniquement l'existence d'une singularité, valeur de t pour laquelle $R(t) = 0$, qui est favorable à la présence de ce rayonnement.

Il n'en reste pas moins que l'on rencontre quelques difficultés qui sont, en partie tout au moins, à l'origine soit de modifications des modèles relativistes présentés, soit de théories nouvelles, indépendantes de la relativité générale. Parmi celles-ci, citons les travaux de DIRAC⁷⁾, HOYLE et NARLIKAR⁸⁾, BRANS et DICKE⁹⁾, NOTTALE, PECKER, VIGIER et YOURGRAU¹⁰⁾, ALFVÉN¹¹⁾, CHARON¹²⁾ et il y en a d'autres encore.

Avant d'examiner dans un prochain article les hypothèses de quelquesunes de ces théories, il y a lieu de décrire les problèmes soulevés par l'observation.

* En fait, il ne s'agit là que d'une interprétation. Il est vrai qu'elle est généralement admise. Toutefois, d'autres explications de l'origine de ce rayonnement ont été formulées.

Homogénéité et isotropie

De plus en plus l'observation de la répartition de la matière dans l'espace nous montre que l'uniformité postulée par la théorie est bien loin d'être réalisée¹³⁾. Il y a non seulement des amas de galaxies, mais encore des superamas. Ainsi l'amas local, auquel appartient notre galaxie, ferait partie d'un superamas centré sur l'amas de Virgo. Ce superamas aurait un rayon d'environ 50 millions d'années-lumière. C'est-à-dire que notre galaxie se trouverait au bord de ce superamas.

Autre chose encore, depuis quelques années des mesures révèlent une certaine anisotropie de la valeur de la constante de HUBBLE, de même qu'une variation avec la distance qui nous sépare de la source lumineuse¹⁰⁾. Plus précisément certains cosmologistes pensent que la constante de HUBBLE varie selon que le rayon lumineux issu d'une source très lointaine est amené à traverser ou non des amas de galaxies. Il faut noter que ces différences sont numériquement importantes et en contradiction avec les résultats des travaux de SANDAGE et TAMMANN¹⁴⁾ et ceux de KIRSHNER et KWAN¹⁵⁾. Précisons que ces résultats et ces idées sont actuellement l'objet de discussions¹⁶⁾. Mais si ces effets sont bien réels, alors il est évident que l'univers ne peut pas être supposé homogène et isotrope. C'est-à-dire que le principe cosmologique n'est pas fondé¹⁾.

Décalage spectral vers le rouge

Depuis quelques années, on observe des groupes de galaxies et de quasars dont les membres ont des décalages spectraux très différents¹⁷⁾. Or dans les modèles d'univers à expansion, le décalage spectral vers le rouge correspond à une vitesse d'éloignement de la source lumineuse. Il y a lieu de bien comprendre que ce que l'on observe est un décalage spectral vers le rouge. Considérer que ce décalage est la conséquence d'un mouvement de récession des galaxies n'est ni plus, ni moins qu'une interprétation. Il y en a d'autres moins évidentes peut-être.

On observe, par exemple, un groupe de cinq galaxies (VV 172) dont quatre ont une vitesse de 16 000 km/s, et la cinquième une vitesse de l'ordre de 39 000 km/s. Dans un autre groupe, plusieurs galaxies ont une vitesse d'environ 4500 km/s et une autre de 19 900 km/s. (Sextet de Seyfert). Plus significatif encore est le cas de la galaxie NGC 7603, laquelle est physiquement liée par deux bras de matière à une petite galaxie. Or, les vitesses sont de l'ordre de 8800 km/s pour NGC 7603 et de 16 900 km/s pour la galaxie satellite.

Il y a aussi des associations galaxies et quasars. Remarquons, en passant, que la nature des quasars et l'origine de leur décalage spectral sont toujours sujets à controverses. Dans ce cas, on ne parle pas volontiers de vitesse d'éloignement, mais on considère uniquement le décalage spectral, noté z , donnée de l'observation.

En effet, dans l'hypothèse d'un modèle d'univers

en expansion, la relation entre la vitesse d'éloignement V_r d'une source lumineuse et le décalage spectral est:

$$V_r = cz \quad (8)$$

mais seulement si z est *beaucoup plus petit que l'unité*. Cette condition est réalisée dans le spectre de la plupart des galaxies pour lesquelles la mesure de z est possible.

Mais dans le cas d'un objet pour lequel z est de l'ordre de l'unité (pour certains quasars $z = 3,5$) la vitesse V_r de la source est une fonction compliquée, non seulement de z , mais encore d'autres paramètres. La forme de la fonction dépend de la définition utilisée pour introduire la notion de distance* et les valeurs des paramètres dépendent du modèle d'univers utilisé. Cela signifie que, pour une valeur donnée de z , la valeur de la vitesse V_r sera différente selon le modèle d'univers et la distance adoptée¹³⁾. On constate donc que la notion de vitesse d'éloignement, comme celle de distance, devient floue lorsqu'on considère des sources lumineuses munies d'un z élevé.

Revenons aux observations en citant la paire constituée par la galaxie NGC 4713 avec $z = 0,0332$ et le quasar 3C 455 avec $z = 0,543$. La distance angulaire des deux objets est de l'ordre de 0,4 minute d'arc. Enfin, on trouve deux quasars TON 155 et TON 156, le premier avec $z = 1,703$ et le deuxième avec $z = 0,549$, et leur distance angulaire est d'environ 0,6 minute d'arc.

Alors, parmi les spécialistes on en trouve qui estiment que ces associations sont bien réelles physiquement et que tous les objets qui les composent sont à la même distance de nous. Ce qui contredit l'idée d'un univers en expansion et la plupart des modèles relativistes. D'autres, au contraire, pensent que ces associations sont accidentelles, c'est-à-dire qu'elles sont dues à un effet de projection sur la sphère céleste. En faveur de l'une ou de l'autre de ces interprétations, il y a des arguments plus ou moins subtils. Nous renvoyons le lecteur intéressé à la référence¹⁷⁾.

La flèche du temps

On sait qu'un signal électromagnétique se propage toujours de l'émetteur vers le récepteur, en ce sens qu'il est reçu après son émission. Or, la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques est compatible avec la situation opposée où le signal serait reçu avant son émission. Tout se passe comme si la théorie électromagnétique était trop riche en étant capable de décrire une situation que nous n'observons pas actuellement dans la partie de l'univers où nous vivons. Au sens de propagation des signaux électromagnétiques correspond l'idée du sens de ce que l'on nomme habituellement la flèche du temps. Phénomène auquel la vie, au sens biologique, nous a rendu familier au point que l'on ne se pose en général pas de question.

* On peut s'interroger quant à la signification du concept distance dans un univers en expansion.

Nous retrouvons cette idée de flèche du temps en thermodynamique où l'entropie d'un système isolé ne peut qu'augmenter s'il subit des transformations irréversibles, en mécanique statistique où un système de particules évolue toujours d'un état ordonné vers un état moins ordonné. Quelques cosmologistes pensent qu'un modèle de l'univers doit être en mesure d'expliquer ce phénomène de la flèche du temps⁸). D'autres ne le mentionnent pas. Ce qu'il faut noter ici, c'est que les modèles relativistes de FRIEDMANN ne paraissent pas donner satisfaction en ce qui concerne le sens de propagation des signaux électromagnétiques¹⁹).

Formation des galaxies

Un des reproches qui est formulé aux modèles relativistes uniformes, est qu'ils ne sont pas en mesure de décrire la formation des galaxies⁸).

Tout d'abord, il faut remarquer que, par l'hypothèse no. 1¹), ces modèles ne contiennent pas davantage l'idée de galaxie que celle d'étoile. D'autre part le fluide matériel est au repos, l'expansion ou la contraction étant une propriété de l'espace et non un mouvement de la matière.

Alors pour faire naître une galaxie dans le modèle qui aura été choisi au préalable, il faut introduire, à un moment déterminé par l'âge moyen des galaxies et en un point quelconque de l'espace, une perturbation sous la forme d'une inhomogénéité de la densité du fluide en ce point. On peut penser que l'attraction gravitationnelle de cette condensation va agir sur la matière environnante et augmenter toujours plus sa masse. Or, il se trouve que l'expansion, en éloignant les particules du fluide les unes des autres, ne permet pas à ces condensations de se développer et d'atteindre la masse d'une galaxie.

Modifications des modèles relativistes

Pour faire face aux difficultés mentionnées, la première idée est d'apporter aux modèles relativistes des modifications aussi judicieuses que possible. Cela ne peut se faire qu'en modifiant ou en supprimant certaines hypothèses, que l'on remplace éventuellement par d'autres.

Par exemple, afin d'introduire dans le modèle le rayonnement thermique à 3° K, on modifie l'hypothèse no. 1¹).

Erratum

Le problème cosmologique et ses hypothèses.
ORION 155.

Page 85: Dans l'énoncé de l'hypothèse no. 2, supprimer: «introduit par l'hypothèse no. 1».

Page 89: 1ère colonne, ligne 13, lire: $\Lambda = 0$ ou $\Lambda = 0$.

thèse no 7¹) en introduisant une pression somme de la pression p_m du fluide matériel et de la pression de radiation p_r du rayonnement thermique. Ce qui entraîne que la densité ϱ est aussi la somme de la densité du fluide ϱ et de la densité «équivalente» ϱ du rayonnement.

Nous avons donc:

$$p = p_r + p_m \quad (9)$$

$$\varrho = \varrho_r + \varrho_m \quad (10)$$

et nous avons déjà vu¹):

$$\frac{8\pi G p}{c^2} = -\frac{2R''}{R} - \frac{R'^2}{R^2} - \frac{kc^2}{R^2} + \Lambda \quad (5)$$

$$8\pi G \varrho = \frac{3}{R^2} (kc^2 + R'^2) - \Lambda \quad (6)$$

Si l'on suppose $\Lambda = 0$, nous avons quatre équations et sept fonctions inconnues du temps t , à savoir, p , p_r , p_m , ϱ , ϱ_r , ϱ_m , et R . La physique du rayonnement nous donne la relation:

$$p_r = \frac{1}{3} c^2 \varrho \quad (11)$$

Ces travaux sont dûs à T. L. MAY et G. C. McVITIE^{20, 21}). Dans leurs calculs ils remplacent la fonction inconnue $R(t)$ par sa dérivée première $R'(t)$. Comme il manque encore deux équations, ils introduisent deux relations arbitraires, l'une entre $R'(t)$ et le rapport $p/c^2 \varrho$, l'autre entre $R'(t)$ et la pression p_m .

La forme de ces équations et les paramètres qu'elles contiennent peuvent être ajustées de sorte que l'on obtienne finalement des modèles physiquement acceptables. Tout cela représente un certain nombre d'hypothèses. Au moins deux pour le choix des équations, mais peut-être davantage pour adapter la théorie à l'observation.

En ce qui concerne les modèles obtenus, disons que dans certains d'entre eux la fonction $R(t)$ s'annule. Ajoutons encore qu'il est possible de calculer la température du rayonnement thermique T en fonction de R .

Il existe aussi des modifications des modèles uniformes pour tenir compte de la présence des galaxies ou d'une façon plus générale de l'inhomogénéité de la répartition de la matière^{22, 23}).

Appendice

La constante de HUBBLE

La loi énoncée par HUBBLE pour décrire le décalage spectral vers le rouge dans le spectre des galaxies exprime que la vitesse d'éloignement V_r de la galaxie est proportionnelle à sa distance d , HUBBLE n'ayant pas observé d'anisotropie, donc:

$$V_r = Hd \quad (12)$$

où la constante de proportionnalité est la constante de HUBBLE H . Cela suppose implicitement que le décalage spectral est dû au mouvement des galaxies. Actuellement, on attribue à cette constante la valeur¹⁴:

$$H_0 = 55 \pm 5 \text{ km/s/Mpc.}$$

ou encore¹⁵⁾:

$$H_0 = 60 \pm 15 \text{ km/s/Mpc.}$$

Il est intéressant de noter que ces deux valeurs sont obtenues par des procédés différents.

En cosmologie, on note souvent avec un indice o la valeur actuelle d'une grandeur.

Mpc.: 1 million de parsec = $3,26 \cdot 10^6$ années-lumière.

En introduisant le paramètre d'échelle $R(t)$, nous pouvons écrire:

$$H = \frac{R'(t)}{R(t)} \quad (13)$$

On voit ici que la constante de HUBBLE est en réalité fonction du temps. Elle n'est réellement constante que dans les modèles stationnaires, c'est-à-dire satisfaisant au principe cosmologique strict¹⁾.

On pose encore:

$$q = -\frac{R''(t)}{R(t)} \cdot \left[\frac{R(t)}{R'(t)} \right]^2 \quad (14)$$

q est appelé paramètre de décélération.

Alors, avec (13) et (14), les équations (5) et (6) relatives aux modèles cosmologiques uniformes¹⁾ se réécrivent:

$$8\pi G \varrho = 3H^2 + \frac{3kc^2}{R^2} - \Lambda \quad (15)$$

$$\frac{8\pi G p}{c^2} = H^2(2q-1) - \frac{kc^2}{R^2} + \Lambda \quad (16)$$

En posant encore:

$$\delta = \frac{4\pi G \varrho}{3H^2} \quad (17)$$

$$\varepsilon = \frac{p}{\varrho c^2} \quad (18)$$

nous transformons (15) et (16) en:

$$\Lambda = 3[(1+3\varepsilon)\delta - q]H^2 \quad (19)$$

$$\frac{kc^2}{(RH)^2} = 3(1+\varepsilon)\delta - q - 1 \quad (20)$$

Dans les modèles à pression nulle, $\varepsilon = 0$, et nous obtenons:

$$\Lambda = 3(\delta - q)H^2 \quad (21)$$

$$\frac{kc^2}{(RH)^2} = 3\delta - q - 1 \quad (22)$$

Finalement, si l'on fait l'hypothèse $\Lambda = 0$ (modèles de FRIEDMANN), nous avons:

$$q = \delta \quad (23)$$

$$\frac{kc^2}{(RH)^2} = 2\delta - 1 \quad (24)$$

Dans ce cas, on constate que la géométrie de l'espace ($k = -1,0$ ou 1) est déterminée par la valeur de δ , donc dépend essentiellement de l'évaluation de la densité moyenne ϱ de la matière dans l'univers, puisque la valeur actuelle de la constante de HUBBLE est assez bien connue. En effet:

$$2\delta - 1 < 0 \text{ ou } \delta < \frac{1}{2} \text{ entraîne } k = -1$$

$$2\delta - 1 = 0 \text{ ou } \delta = \frac{1}{2} \text{ entraîne } k = 0$$

$$2\delta - 1 > 0 \text{ ou } \delta > \frac{1}{2} \text{ entraîne } k = 1$$

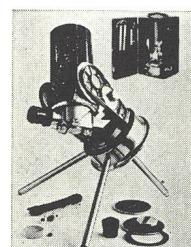
Si l'on admet pour ϱ la valeur de $3 \cdot 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ et pour H_0 celle de 55 km/s/Mpc. , on trouve $\delta = 0,025$ et alors $2\delta - 1$ est largement négatif, donc $k = -1$ et le modèle d'univers est hyperbolique^{1, 2, 3)}.

Références:

- 1) Dubois J., Orion no. 155, août 1976.
- 2) Gott J. R., Gunn J. E., Schramm D. N., Tinsley B. M., Scientific American, mars 1976, p. 62.
- 3) Les mêmes, Ap. J. (1974), vol. 194, p. 543.
- 4) Landsberg P. T. et Pathria R. K., Ap. J. (1974), vol. 192, p. 577.
- 5) Landsberg P. T. et Brown B. M., Ap. J. (1973), vol. 182, p. 653.
- 6) Pathria R. K., Nature (1972), vol. 240, p. 298.
- 7) Dirac P. A. M., Proc. R. Soc. Lond. (1974), vol. A 338, p. 439.
- 8) Hoyle F. et Narlikar J. V., M.N.R.A.S. (1972), vol. 155, p. 323.
- 9) Brans C. et Dicke R. H., Physical Review (1961), vol. 124, p. 925.
- 10) Nottale L., Pecker J. C., Vigier J. P., Yourgrau W. La Recherche, juin 1976.
- 11) Alfvén H., Physics Today, février 1971, p. 28.
- 12) Charon J. E., Théorie Unitaire, Albin Michel, 1974.
- 13) de Vaucouleurs G., Astronomie, janvier 1976, p. 25.
- 14) Sandage A. et Tamman G. A., Ap. J. (1975), vol. 197, p. 265.
- 15) Kirshner R. P. et Kwan J., Ap. J. (1974), vol. 193, p. 27.
- 16) Rowan-Robinson M., Nature (1976), vol. 262, p. 97.
- 17) Burbidge G. R., Nature Physical Science (1973), vol. 246, p. 17.
- 18) McVittie G. C., Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society (1974), vol. 15, p. 246.
- 19) Hoyle F. et Narlikar J. V., Action at a distance in Physics and Cosmology, Freeman, San Francisco, 1974.
- 20) May T. L. et McVittie G. C., M.N.R.A.S. (1970), vol. 148, p. 407.
- 21) May T. L. et McVittie G. C., M.N.R.A.S. (1971), vol. 153, p. 491.
- 22) Dyer C. C. et Roeder R. C., Ap. J. (1974), vol. 189, p. 167.
- 23) Roeder R. C., Ap. J. (1975), vol. 196, p. 671.
- Ap. J.: Astrophysical Journal.
M.N.R.A.S.: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.
Proc. R. Soc. Lond.: Proceedings of the Royal Society, London.

Adresse de l'auteur:

JEAN DUBOIS, Pierrefleur 42, CH-1018 Lausanne.



In einem Gerät vereinigt:

1. Super-Fernrohr, ab 40 x, aufrechtes Bild. Einstellbereich von 3 m bis Unendlich. Bequeme Bedienung, feinste Präzision.
2. Super-Teleskop, 40-250 x, größte Schärfe. Mit parallakt. Montierung. Elektrische Nachführung. Auch für Sonnenbeobachtung und Astrofotografie.
3. Super-Teleobjektiv, f/1400 mm, für KB und Filmkameras. 24 verschiedene Brennweiten einstellbar. Jedem Teleproblem gewachsen.

Questar (USA) . . . das beste Kompakteleskop der Welt. Das vollständige Observatorium in kleinem Lederkoffer, 6,5 kg. Ab DM 4.300,-. Prospekte frei.

Alleinvertrieb: Helmuth T. Schmidt

Sondererzeugnisse der Optik und Elektronik
D 6000 Frankfurt-M., Steinweg 5, Tel. (0611) 29 57 80