

ASOCIACION ARGENTINA DE ASTRONOMIA

8574
26 X. 61

BOLETIN No 3

Correspondiente al año 1960

LA PLATA

1961

ASOCIACION ARGENTINA DE ASTRONOMIA

BOLETIN N° 3
Correspondiente al año 1960

LA PLATA

1961

INTRODUCCION

La Asociación Argentina de Astronomía se complace en presentar este tercer número de su Boletín, que contiene las Actas de la Tercera Reunión Científica de la Asociación, realizada en el Observatorio Astronómico de La Plata los días 8 y 9 de setiembre y en el Observatorio de Física Cósmica de San Miguel el día 10 de setiembre de 1960.

La impresión de este Boletín se ha podido efectuar gracias a un subsidio del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas que esta Asociación agradece vivamente.

La responsabilidad editorial ha estado confiada al Doctor Carlos Jaschek, Secretario de la Asociación, quien la comparte con los Secretarios de la Tercera Reunión, Dr. A. Feinstein y Astr. L. Milone, de acuerdo a una resolución de la Tercera Asamblea de socios.

La preparación del Boletín para su impresión ha estado a cargo del señor A. Guillén, Encargado de Publicaciones del Observatorio Astronómico de La Plata, cuya valiosa colaboración se agradece.

Toda correspondencia debe dirigirse a: Asociación Argentina de Astronomía, Observatorio Astronómico, La Plata. R. Argentina.

INTRODUCTION

This volume is the third issue of the Argentine Astronomical Society and contains the proceedings of the Third Meeting of the Society, held at the La Plata Observatory on September 8 and 9 and at the San Miguel Observatory on September 10, 1960.

Each paper is followed by an English or German summary. The English index is given on page 94.

The printing was made possible thanks to a grant from the "Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas".

The volume was edited by C.Jaschek, assisted by Dr.A.Reinstein and Mr. L.Milone.

Address all correspondence to "Asociación Argentina de Astronomía. La Plata. Argentina".

8 de Setiembre.

PRIMERA SESION

COMUNICACIONES

10.00 hs.

1. VARSAVSKY C. (Facultad de Ciencias Exactas, Buenos Aires): rotometría en tres colores de estrellas tipo T Tauri.
2. MILONE L.. (Observatorio Astronómico, Córdoba): variación del gradiente de temperatura de una masa fluida de simetría esférica por efecto de una pulsación radial.
3. SAHADE J. (Observatorio Astronómico, La Plata): sobre las masas estelares máximas.
4. JASCHEK C. (Observatorio Astronómico, La Plata): Sobre las distancias máximas de los satélites.

SEGUNDA SESION

INFORME

15.00 hs.

1. SADOSKY M. (Facultad de Ciencias Exactas, Buenos Aires): máquinas de calcular modernas.

COMUNICACIONES

5. FEINSTEIN A. y HERNANDEZ C. (Observatorio Astronómico, La Plata): Observaciones espectroscópicas del cúmulo IC 2391.
6. JASCHEK M. y JASCHEK C. (Observatorio Astronómico, La Plata): Estudios espectroscópicos de las estrellas de Silicio en la región visual.
7. RIU P. (Buenos Aires): Cálculo de perturbaciones de la anomalía media y del radio vector en el caso especial del problema de los tres cuerpos.
8. SAHADE J. (Observatorio Astronómico, La Plata): 27 Camis Majoris en 1960.
9. AMORIN J. (Departamento de Astronomía, Montevideo): Exposición crítica sobre las teorías de Bruce sobre tormentas eléctricas cósmicas.
10. SERSIC J. (Observatorio Astronómico, Córdoba): La distancia de NGC 5128.

11. SERSIC J. (Observatorio Astronómico, Córdoba): El trío de galaxias en Pavo.

9 de Setiembre.

T E R C E R A S E S I O N

INFORME

9.00 hs.

- II. CESCO R.P. (Observatorio Astronómico, La Plata): Las series de Sundman y problemas relacionados.

COMUNICACIONES

12. LANDI DESSY J. (Observatorio Astronómico, Córdoba): Problemas de máximo rendimiento de espectrógrafos a red.
13. PLATZECK R. y LANDI DESSY J. (Observatorio Astronómico, Córdoba): El nuevo espectrógrafo a red para el telescopio de Bosque Alegre.
14. JASCHEK M. y JASCHEK C. (Observatorio Astronómico, La Plata): Clasificación espectral de estrellas con espectros peculiares.
15. STRUVE O., SAHADE J. y ZEBERGS V. (Observatorio Nacional de Radioastronomía, Green Banks, EE.UU. y Observatorio Astronómico, La Plata): Resultados recientes sobre σ Scorpii.
16. WILKENS H. (Observatorio Astronómico, La Plata): Los diámetros de los cúmulos globulares y sus variables.

C U A R T A S E S I O N

14.00 hs.

- a). Reunión de Comisión Denominadora.
b). Reunión de la Comisión Directiva de la Asociación.

15.30 hs.

ASAMBLEA DE SOCIOS.

10 de Setiembre.

Q U I N T A S E S I O N

10.30 hs.

- a). Palabras de bienvenida del Dr. J. Bussolini (SJ), Director del Observatorio de San Miguel.
b). Homenaje del Prof. J. Nissen, al Dr. B.H. Dawson, en nombre de la Asociación Argentina de Astronomía.

11.00 hs.

INFORME

III. SERSIC J. (Observatorio Astronómico, Córdoba): Escala de distancias extragalácticas.

S E X T A S E S I O N

INFORMES DE TRABAJO

16.00 hs.

1. ALTAVISTA C. (Observatorio Astronómico, La Plata): Determinaciones de órbitas de asteroides utilizando cuatro observaciones.
2. RAME M.J. y BROUDEUR E.A. (Observatorio Astronómico, Córdoba, e I.M.A.F., Córdoba): Nuevo sincronizador de velocidad variable para el guiage de estrellas sobre la ranura del espectrógrafo de Bosque Alegre.
3. SLAUGHTERS S. (Observatorio Astronómico, La Plata): La Estación austral de La Plata "Félix Aguilar" en Santa Cruz.

NOTAS:

- I. Los informes son puestas al día de temas de interés general.
Las comunicaciones son trabajos de investigación originales e inéditos.
Los informes de trabajo son exposiciones de trabajos realizados que entran en una de las siguientes categorías:
 - 1) Investigaciones que por el tiempo que demanda su realización no permiten aún la presentación de resultados definitivos, pero cuyo estado de realización merece ser relatado.
 - 2) Relato de construcciones de equipos o instrumental empleado para investigaciones, pero que no presenten innovaciones fundamentales.
 - 3) Actividades proseguidas en programas permanentes.

FOTOMETRIA EN TRES COLORES DE ESTRELLAS TIPO T TAURI

Carlos M. Varsavsky

(Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Buenos Aires)

Investigaciones recientes de Merle Walker permitieron determinar el diagrama de Hertzsprung-Russell para cúmulos sumamente jóvenes, tales como NGC 2264. Una Fracción considerable de las estrellas estudiadas se encuentra en el período de contracción gravitacional, estudiado teóricamente por Henyey y sus asociados. Sandage llevó a cabo una comparación entre las predicciones teóricas y las observaciones, y llegó a la conclusión de que había una seria discrepancia entre ambas.

Para llevar a cabo dicha comparación, Sandage necesitó transformar los colores B-V de Walker en temperaturas efectivas, para lo cual utilizó la relación válida para estrellas en la secuencia principal. Sospechando que dicho paso era injustificado, llevé a cabo un estudio fotométrico de estrellas de tipo T Tauri cuyos espectros se conocen. Suponiendo que los espectros dan un valor correcto de la temperatura efectiva, y con los B-V medidos, fué posible estudiar la relación B-V, T_e . La conclusión a que se ha llegado es que no existe una relación unívoca entre estas cantidades sino que las estrellas T Tauri tienen excesos azules de distinta magnitud.

Con estos resultados se pueden re-interpretar los resultados de Walker, obteniéndose entonces un acuerdo satisfactorio entre la teoría y las observaciones.

Este trabajo será publicado "in extenso" en el "Astrophysical Journal".

Summary:

THREE COLOR PHOTOMETRY OF T TAURI STARS

A group of stars, presumably in gravitational contraction, were observed photoelectrically; their spectra were investigated earlier by Joy (1949). The results of combining the two types of observations indicate that, probably because of the influence of emission lines, the B-V color is not a good measure of the effective temperature of the star. For a given temperature we observe a range in B-V up to 0^m8 toward the blue side of the relationship for normal stars. Taking this effect into account, we find no discrepancy between the observed color-magnitude diagrams of very young clusters and those predicted from a theory of gravitational contraction.

(Abstract of the paper published in the Astrophysical Journal, vol. 132, p. 354.(1960)).

VARIACION DEL GRADIENTE DE TEMPERATURA DE UNA MASA FLUIDA
DE SIMETRIA ESFERICA POR EFECTO DE UNA PULSACION RADIAL

Luis A. Milone
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

En conexión con un trabajo de Van Hoff (1) que trata de explicar los fenómenos que presentan las estrellas Beta Canis Majoris, se elabora una teoría relativa a la variación que experimenta el gradiente de temperatura de una masa fluida cuando ésta pulsa radialmente. En el desarrollo se desprecian los términos en que aparecen potencias de grado superior al primero de la amplitud; además se considera que las transformaciones que experimenta la masa fluida son adiabáticas.

Supongamos que el modelo admite una configuración de equilibrio en la cual existe una distribución de temperatura, función de la distancia al centro $T_0 = T_0(a)$, y además un gradiente de temperatura $\frac{dT_0}{da} = f(a)$. Cuando el modelo pulsa radialmente, la abscisa inicial a de un elemento de masa se transforma en (1) $r = a(1 + \xi)$, y su temperatura en: (2) $T = T_0(1 + \tau)$, siendo

$$\xi = \xi(a; t) = \xi(a) \cdot e^{i\sigma t} \quad \tau = \tau(a, t) = \tau(a) \cdot e^{i\sigma t}$$

El gradiente de temperatura instantáneo es $\frac{dT}{dr}$, y la variación que experimenta el gradiente de temperatura es $\frac{dT}{dr} - \frac{dT_0}{da}$. Diferenciando (1) y (2), dividiendo y transformando algo la expresión, resulta:

Se presentan dos casos:

$$\frac{dT}{dr} - \frac{dT_0}{da} \begin{cases} < 0, \text{ grad } T \text{ aumenta;} \\ > 0, \text{ grad } T \text{ disminuye.} \end{cases}$$

Admitamos que sea $\frac{dT_0}{da} < 0$, y consideremos el caso cuando la estrella se contrae (ξ, ξ' y ξ'' son negativos). Por razones de estabilidad γ no puede ser menor que 1, por lo tanto el término en ξ es negativo; se puede demostrar que el término en ξ' es negativo en las proximidades de la periferia de una estrella (atmosfera estelar) en condiciones de equilibrio convectivo y el término en ξ'' es positivo. De modo que el primero y el segundo están en fase, no así el tercero; si bien es de esperar que predominen los dos primeros, nada se puede asegurar en definitiva.

En el caso del modelo homogéneo, $\xi = \text{cte.}$ y por lo tanto $\xi' = \xi'' = 0$ las relaciones (3) y (4) nos dicen que cuando este modelo se contraiga, aumentará su gradiente de temperatura en valor absoluto; lo contrario ocurre cuando se expande. Con ayuda de la relación (3) y empleando valores de Miss Kluyver (2) se calculó numéricamente el comportamiento del modelo "standard" (politropa $n=3$) y se encontró el mismo resultado que para el homogéneo. Estos resultados favorecen a la teoría de Van Hoff.

Este trabajo será publicado en extenso en el Boletín N°3 del Instituto de Matemática, Astronomía y Física (Univ. Nac. de Córdoba).

Bibliografía:

- (1) van Hoof, A. Publ. A.S.P. 69-308 (1957)
- (2) Kluyver, H.A. B.A.N. 7, 265 (1935).

Summary:

A general formula is deduced showing the variation of the temperature gradient of a radially pulsating fluid mass; it is shown that the variation is a function of the temperature, temperature gradient, pulsation amplitude and its first and second derivatives. This theory is applied to study the behaviour of both the homogeneous and the standard model.

SOBRE LAS MASAS ESTELARES MAXIMAS

Jorge Sahade
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Se considera el problema de las masas de las componentes de la estrella HD 47129 y de las estrellas B supergigantes. Se muestra que, hasta ahora, no hay evidencias en favor de la existencia de masas mayores que las masas máximas deducidas por Schwarzschild y Härm para estrellas estables.

El trabajo será publicado "in extenso" en otro lugar.

Summary:

ON THE MAXIMA STELLAR MASSES

The question of the masses of the components of HD 47129 and of the B supergiant stars is discussed. It is shown that, so far, there is no evidence for the existence of masses larger than the maxima masses established by Schwarzschild and Härm for stable stars.

The discussion will be published in full elsewhere.

SOBRE LAS DISTANCIAS MAXIMAS DE LOS SATELITES

Carlos O.R. Jaschek
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Se muestra que en todos los casos conocidos de sistemas de satélites, el satélite más lejano se encuentra a una distancia proporcional a la potencia 0,8 de la masa del planeta al cual pertenece el sistema. Se analiza esta relación como caso particular del problema restringido de los tres cuerpos, con resultado negativo.

El trabajo será publicado más extensamente en "The Observatory"

Summary:

ON THE MAXIMAL DISTANCE OF NATURAL SATELLITES

It is shown that in all known cases of planetary satellites systems, the outermost satellite is found at a distance which is proportional to the 0,8 power of the mass of the planet. This relation is analysed as a particular case of the restricted three body problem, with negative result.

SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF THE CLUSTER IC 2391 .

A. Feinstein and C. Hernández
(La Plata Observatory)

With the grating spectrograph of the Bosque Alegre telescope, which gives a dispersion of 42 Å/mm, the brightest stars of the galactic cluster IC 2391 were taken, for the purpose of radial velocity measurements and for a provisional spectral classification in the MK system.

Two stars, namely N.2 and 6 (HR 3442 and HD 74275, respectively) from Hogg's list (1960) display radial velocity variations. The mean of the radial velocity of 11 stars gives $V = +15,0 \text{ km/sec} \pm 2,1$. Star number 32 (HD 74536) according to Hogg's color and proper motion perhaps does not pertain to the cluster. When leaving out this star, the $\bar{V} = 13,6 \pm 1,8 \text{ km/sec}$.

The most interesting results of the spectral classification are the following: star N.4 (HR 3466) is a peculiar star of the Si-A4200 type; star N.11 (HD 74169) is a metallic-line star being classified A2 according to hydrogen and A7 according to the metallic lines; star number 32, for which unfortunately we have only one plate also displays some peculiarities. The brightest stars of this cluster are of spectral type B6 and α Vel, as judged by its spectrum, would lie a little above the main sequence.

With our spectral types and luminosity classes and the intrinsic colors we obtain a color excess $E_{B-V} = -0^m.01 \pm 0^m.01$ and adopt thus $E_{B-V} = 0^m.00$. The spectral types and the related absolute magnitudes (Johnson and Iriarte, 1958) give the modulus $m-M = 6^m.28 \pm 0^m.07$ (excluding star number 32), which gives a distance of 182 pc.

A discussion of the proper motions of the zone shows that the proper motion of the cluster obtained by Hogg is mainly the reflected solar motion.

The star HD 73340 was classified by Jaschek and Jaschek (1959) as pertaining to the Si- λ 4200 group and is located at a distance of 2° from the center of the cluster. Its spectrum is practically identical with the one of the cluster star N.4. From the radial velocity ($V_r = +16,5$ km/sec) and the apparent visual magnitude ($m_v = 5,96$) it seems certain that HD 73340 pertains also to the cluster, lying about 6 pc. away from the cluster center.

The cluster is not associated with HII regions (Hogg, 1960), but in the neighborhood ($30'$ and 3°) there are some (Abt, Morgan and Strömgren, 1957; Gum, 1956) which are excited by γ^2 Vel and ζ Pup, located at a distance of about 250 pc. As the cluster is located at 182 pc from us and the projected distance between the cluster and the cloud is 5; it results that IC 2391 is within the Strömgren sphere produced by the two stars, which would explain the absence of HI and HII regions.

The age of the cluster found by Hogg (approximately 2 or 4×10^7 years) is not changed by the present results. Therefore this object is one of the youngest clusters which contains peculiar stars.

The work will be extended to fainter stars.

Bibliography:

- Abt, H.A., Morgan W.W. and Strömgren B. Ap.J. 126, 322, 1957.
Gum, C.S. Memoirs of the Royal Astronomical Society. 67, 155, 1955.
Gum, C.S. The Observatory, 76, 150, 1956.
Hogg, A.R. Publ. A.S.P. 72, 85, 1960.
Jaschek M. and C. Jaschek, Publ. A.S.P. 71, 48, 1959.
Johnson, H.L. and B. Iriarte, Lowell Observatory, Bulletin 91, 1958.

LINE IDENTIFICATIONS IN SILICON STARS IN THE VISUAL REGION

Mercedes Jaschek and Carlos Jaschek
(La Plata Observatory)

We have analysed a group of four silicon stars (HD 29305= α Dor, HD 54118, HD 73340 and HD 133880) and the normal AIV star HD 135382, on the basis of Bosque Alegre spectrograms (42 A/mm) in the red region ($\lambda\lambda$ 4800-6700). The purpose of the work was to provide an identification list of all lines which could be distinguished in at least two silicon stars. We derived wavelenghts accurate to 0,2 A for 350 lines. The results are:

- 1) The SiII lines are the strongest visible lines in the red region (especially $\lambda\lambda$ 5056, 6347 and 6371). These lines can be used as finding criteria for the silicon stars.
- 2) In the silicon stars lines pertaining to the following elements were found: FeI,II; CrI,II; VII; TiI; SiII; CaI; N I. The presence of Ti II, Al II, Eu II, Ne I, O I and S II is doubtful.
- 3) In three of the stars - α Dor, HD 73340, 133880- which show the unidentified λ 4200 line, ten more medium-strong lines appear which have found so far no satisfactory identification.

The complete work will be published elsewhere.

CALCULO DE LAS PERTURBACIONES DE LA ANOMALIA MEDIA
Y DEL RADIO VECTOR POR EL METODO DE BOHLIN

Pedro Carlos Ríu

Este trabajo tiene por objeto:

1) Calcular las perturbaciones de la anomalía media y del radio vector por el método de Bohlin suponiendo (caso especial del problema de los tres cuerpos) que el planeta perturbador Júpiter y el asteroide no perturbado tengan excentricidades nulas y que ambos planetas se muevan en un plano, tomando como variable independiente a la función:

$$\zeta = A \int_0^t \Delta_0^{-3} dt$$

2) Comparar los resultados numéricos obtenidos en el caso particular del asteroide Thule, con los de las tablas de Bohlin.

1) El desarrollo de la función perturbadora es en general una serie rápidamente convergente de la forma:

$$R = \sum B \cdot \cos(\kappa_1 \lambda_1 + \kappa_2 \lambda_2) + \sum C \cdot \sin(\kappa_1 \lambda_1 + \kappa_2 \lambda_2)$$

donde k_1 y k_2 son números enteros, λ_1, λ_2 las longitudes medias. Los coeficientes B y C son funciones de los elementos elípticos osculadores a, e, i, ω, θ de ambos planetas.

Para los grandes planetas y algunos asteroides, la utilización del desarrollo anterior no presenta dificultades. Sin embargo, en aquellos casos que la relación $-k_1/k_2$ de ambos números enteros tengan un valor muy próximo a la relación de los movimientos medios diurnos n'/n de ambos planetas, al integrar se introducen pequeños divisores ($k_1 n + k_2 n'$) que originan desigualdades de largos perio-

con, las cuales pueden alcanzar valores considerables.

El cálculo exacto del coeficiente afectado por el pequeño divisor es una tarea complicada que exige el cálculo previo de los términos anteriores que no son directamente útiles.

2) El método de Hansen para el cálculo de perturbaciones de pequeños planetas, cuyas ecuaciones diferenciales empleamos, depende fundamentalmente de la hipótesis de la existencia de una órbita elíptica fija como base cuyos elementos osculadores son conocidos y entonces define los componentes n , δ , z , ν y u , del desplazamiento de su posición en la órbita a su posición perturbada en el espacio. La posición perturbada en el espacio se determina por la solución de la ecuación de Kepler, con la anomalía media perturbada:

$$M_0 + n_0(t - t_0) + n\delta z = \bar{E} - e_0 \sin \bar{E}$$

que es equivalente a resolver la ecuación de Kepler para el tiempo $t + \delta z$ en lugar de t . La anomalía excéntrica \bar{E} corresponde a la proyección de la posición perturbada sobre la órbita fija plana. En cuanto al radio vector r , su proyección sobre la órbita fija es $a_0(1 - e_0 \cos \bar{E})(1 + \nu) = \bar{r}(1 + \nu)$. Las perturbaciones de la anomalía media y del radio vector $n\delta z$ y ν , respectivamente, se expresan en series periódicas cuyos argumentos dependen de las posiciones de ambos planetas, perturbado y perturbador, e implícitamente del tiempo.

3) Si la distancia mutua entre dos de los n cuerpos de un sistema tiende a cero cuando $t \rightarrow t_0$, mientras que las distancias mutuas de los restantes $(n-2)$ cuerpos se conservan acotadas inferiormente y se supone nula la acción de los $(n-2)$ cuerpos respecto de los dos primeros, la solución del problema de n cuerpos para $t=t_0$, ($t_0 \neq \infty$) presenta la singularidad de una colisión binaria.

En caso de colisiones binarias (reales o imaginarias) y aún de colisiones triples (reales, el caso del movimiento lagrangiano y para valores particulares de las masas m_n y de las constantes de integración), puede intentarse la regularización de la singularidad introduciendo en lugar de t la variable independiente u cuya forma más general, según Sundman y Levi-Civita, es del tipo:

$$A \cdot dt = S(r) \cdot du$$

donde $A = \text{Constante}$ y $S(r) = S(r_1, r_2, r_3)$ es una función homogénea de primer grado de las tres distancias mutuas. La solución del problema es uniformizada por medio del parámetro u :

$$r_1 = r_1(u) \quad t = T(u) \quad i = 1, 2, 3 \quad -\infty < u < \infty$$

de manera que a cada valor de u corresponde un conjunto de valores de las distancias mutuas.

4) Es la variable independiente ζ regularizadora en el sentido de Sundman y Levi-Civita? No.^(*) Pero la variable independiente ζ tiene la propiedad de "absorber" la "singularidad" de carácter práctico que se presenta como consecuencia de la distancia $\Delta_0 > 0$ alcanza valores muy pequeños y en cierto modo a causa que $\mu \sim 3/4$ es aproximadamente conmensurable. Cabe destacar que el caso $\mu \sim 3/4$ es más difícil que aquel de $n'/n \sim 1/3$ porque el asteroide está más próximo a Júpiter en el primer caso que en el segundo.

II

1) Para simplificar el problema, suponemos que las órbitas del asteroide y de Júpiter están sobre un mismo plano (inclinación mutua nula) y que ambas órbitas son circulares (excentricidad nula). Δ_0 es la distancia mutua entre el asteroide y Júpiter.

$$(1) \Delta_0^3 = a'^3 (1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos H)^{3/2} \quad a/a' = \alpha < 1$$

^{*}) Por razones de brevedad omitimos la demostración que está ampliamente desarrollada en nuestra tesis, donde seguimos la exposición de

Además: (2) $H = e - e'$ (3) $e = nt + c$ (4) $e' = n't + c'$
 donde e y e' son las anomalías excéntricas y c, c' constantes.

Por otra parte: (5) $e' = \mu e - \mu c + c'$

de donde:

$$(6) H = (1 - \mu)e + \mu c - c' \quad (7) H = (1 - \mu)nt + c - c' \quad (8) \beta dH = de$$

$$(9) de = n \cdot dt \quad (10) \frac{\beta}{n} dH = dt$$

Sea la variable independiente:

$$(11) \zeta = \Lambda \int_0^t \Delta_0^{-3}(t) dt$$

y elegida la constante $\Lambda = n/\beta$ y efectuado el cambio de variable, resulta:

$$(12) \zeta = \int_{H=H(t_0)}^{H=H(t)} \Delta_0^{-3} \cdot dH$$

Con los valores numéricos de c, c' y μ las expresiones (6) y (7) resultan:

$$(13) H = (1 - \mu)e - 3,0466 \quad (14) H = (1 - \mu)nt - 2,5261$$

y la integral (12), tomado el valor numérico del límite inferior para $t = 0$:

$$(15) \zeta = \int_{-2,5261}^H \Delta_0^{-3}(H) \cdot dH$$

2) Para calcular la integral (15), desarrollamos Δ_0^{-3} en una serie trigonométrica cuyos coeficientes de Laplace han sido tabulados por Brown-Brouwer en "Tables for the development of the disturbing functions":

$$\zeta = \text{Const} + C_0 H + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{n} \cdot \text{sen } nH$$

A. Wintner "The Analytical Foundations of Celestial Mechanics" de los resultados y métodos de la teoría de K.F. Sundman.

y haciendo:

$$\zeta^* = \frac{\zeta - \text{Const}}{c_0}$$

resulta:

$$(16) \quad \zeta^* = H + \sum_{n=1} C_n^1 \cdot \text{sen } nH$$

3) Del método Hansen-Bohlin, tenemos:

$$(17) \quad e - e_0 \cdot \text{sen } \vartheta = nt + n\delta z + c \quad r = r_0(1 + \nu) \quad (18) \quad T = \frac{dW}{de}$$

donde n , δ , z y ν son las perturbaciones de la anomalía media y del radio vector, respectivamente, y T es la función:

$$(19) \quad T = M' a \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial U} + N' a^2 \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial r}$$

donde:

$$\mathcal{Q} = m' \left(\frac{1}{\Delta_0^3} - \frac{r}{r'^2} \cos H \right)$$

Ahora expresamos la anomalía excéntrica como suma de un término secular más dos términos, una que llamaremos parte irracional y otra que es una constante:

$$(20) \quad e = mH + m\beta(\mu - \mu_0)H + \text{Const.}$$

y sea la relación entre μ y μ_0 :

$$\mu - \mu_0 = -w\mu_0 \quad \mu = \frac{n'}{n}$$

donde w es un parámetro. Como veremos más adelante, H y u serán expresadas como funciones de w . μ_0 es el valor numérico de la fracción de dos números enteros más próximos a n' y n .

De lo anterior, resulta: para el caso particular de $\beta = 3/4$

$$(21) \quad e = 4H + \theta + B$$

donde: $-\beta w(m - 1)H = \theta \quad B = \text{Const.}$

Del desarrollo $\zeta^* = f(H)$ definido por la (16) hemos obtenido por interpolación gráfica los valores de ζ^* necesarios para hallar el desarrollo de Fourier de la función inversa de la (16), o sea

$H = F(\bar{z}^*)$ donde $\bar{z}^* = b_0 z^*$ siendo b_0 una constante.

4) El desarrollo de la función T (18) es el siguiente (1):

$$(22) \quad T = m' \left\{ 3 \left(\frac{a^2 a'}{\Delta_0^3} - \alpha^2 \right) \operatorname{sen} H + \right. \\ \left. + \operatorname{sen}(\psi - \theta - B) \left[3 \left(\alpha^2 - \frac{a^2 a'}{\Delta_0^3} \right) (\cos 3H - \cos 5H) + \frac{2a^3}{\Delta_0^3} \cos 4H \right] + \right. \\ \left. + \cos(\psi - \theta - B) \left[3 \left(\alpha^2 - \frac{a^2 a'}{\Delta_0^3} \right) \left(\frac{1}{3} \operatorname{sen} 5H - \operatorname{sen} 3H \right) - \frac{2a^3}{\Delta_0^3} \operatorname{sen} 4H \right] \right\}$$

para el caso particular $\mu_0 = 3/4$.

Efectuamos el cambio de variable en la ecuación diferencial de Hansen (18) y resulta:

$$\frac{dW}{d\bar{z}^*} = T \beta \Delta_0^3 \quad (23) \quad W = \beta \int_{\bar{z}_0^*}^{\bar{z}^*} T \Delta_0^3 d\bar{z}^* \quad (24)$$

En lugar de Δ_0^3 escribimos $a^3 \theta_0^3 = \Delta_0^3$ siendo $\theta_0^3 = (1 + \alpha^2 - 2\cos H)^{3/2}$ y multiplicados ambos miembros de (22) por Δ_0^3 y divididos por a^3 , obtuvimos:

$$(25) \quad \beta T \theta_0^3 = \frac{dW}{d\bar{z}^*} = m' \beta \left\{ 3\alpha^2 (1 - \theta_0^3) \operatorname{sen} H + \right. \\ \left. + \operatorname{sen}(\psi - \theta - B) \left[3\alpha^2 (\theta_0^3 - 1) (\cos 3H - \frac{1}{3} \cos 5H) + 2\alpha^3 \cos 4H \right] + \right. \\ \left. + \cos(\psi - \theta - B) \left[3\alpha^2 (\theta_0^3 - 1) \left(\frac{1}{3} \operatorname{sen} 5H - \operatorname{sen} 3H \right) - 2\alpha^3 \operatorname{sen} 4H \right] \right\}$$

5) Siendo $\alpha^3 = \mu^2$ de donde $\alpha = \mu^{2/3}$ por la relación $w = 1 - \mu/\mu_0$ es $\mu = \mu_0(1-w)$ de manera que $\alpha = \alpha(w)$. También $H = H(w)$ como resulta de reemplazar en (6) a μ por $\mu_0(1-w)$. De esto:

$$H = d_0 w + d_1 e + d_2$$

$$\text{donde:} \quad d_0 = (e - c) \mu_0 \quad d_1 = (1 - \mu_0) \quad d_2 = (\mu_0 c - c')$$

Además:

$$\alpha = \mu_0^{2/3} (1 - 0,66w - 0,11w^2 \dots)$$

$$\theta_0^3(w) = \left[(1,6816 - 0,9088w + 0,1515w^2) - \right. \\ \left. - (1,6512 - 1,1008w - 0,1813w^2) \cdot \cos(d_0 w + d_1 e + d_2) \right]^{3/2}$$

$$\beta = (1 - \mu)^{-1} = 3,9867 - 11,7353w \dots$$

$$3m' \beta \alpha^2 = 0,00813 - 0,03476w \dots$$

$$2m' \beta \alpha^3 = 0,00448 - 0,02195w \dots$$

$$d_0 = (2,9900H + 7,5482) - (8,8015H + 26,8146)w \dots$$

Desarrollamos $\theta_0^3(w)$, $\cos nH$ y $\sin nH$, según la fórmula de Taylor, en una serie de potencias del parámetro w :

$$(26) \quad \theta_0^3(w) = \theta_0^3(0) + \left(\frac{\partial \theta_0^3(w)}{\partial w} \right)_{w=0} w$$

$$\sin nH = \sin n(d_1 e + d_2) + n d_0 \cos n(d_1 e + d_2)w + \dots$$

$$\cos nH = \cos n(d_1 e + d_2) - n d_0 \sin n(d_1 e + d_2)w + \dots$$

Introduciendo en (26) los distintos desarrollos obtenidos en este párrafo, resulta:

$$(27) \quad \frac{dW}{d\bar{z}^*} = L_1 + L_1^! + \cos(\psi - \theta - B)(L_2 + L_2^!) + \sin(\psi - \theta - B)(L_3 + L_3^!)$$

donde L_n y $L_n^!$ son funciones de $H = H(\bar{z}^*)$, siendo L_n los términos independientes de w y $L_n^!$ los términos que contienen a w .

6) Ahora consideremos otra ecuación diferencial de Hansen:

$$d(n\delta z) = \bar{W}.de$$

en la que efectuaremos el cambio de variable. En efecto:

$$de = \beta \cdot \Delta_0^3 \cdot d\bar{z}^*$$

de donde:

$$\frac{d(n\delta z)}{d\bar{z}^*} = \beta \bar{W} \cdot \Delta_0^3$$

o integrando:

$$n\delta z = \beta \int_{\bar{z}_0^*}^{\bar{z}^*} \bar{W} \cdot \Delta_0^3 d\bar{z}^*$$

Como hemos restringido el cálculo de las perturbaciones al intervalo $0 \leq H \leq 20^\circ$ que corresponde a $0 \leq \bar{\zeta} \leq 3,1416$, para obtener el límite inferior de integración determinamos la función $\tau = F(t)$ tal que $\bar{\zeta}_0(\tau) = 0$ cuando $H = H(t) = 0$, es decir, iniciamos la cuenta del tiempo cuando el asteroide y Júpiter están en oposición ($H = 0$, $\bar{\zeta} = 0$). A tal efecto, con una transformación lineal obtuvimos:

$$\tau = t - 5014,3 \quad t = \tau + 5014,3$$

De esto, el límite inferior de las integrales que determinan W y n, δ, z , es $\bar{\zeta}_0 = 0$ para $\tau = 0$:

$$W = \beta \int_0^{\bar{\zeta}} T \cdot \theta_0^3 \cdot d\bar{\zeta} \quad n \delta z = \beta \int_0^{\bar{\zeta}} \bar{W} \cdot \Delta_0^3 \cdot d\bar{\zeta}$$

donde \bar{W} es la función W después de reemplazar el parametro ψ por $\bar{e} = 4H + \theta + B$

Los desarrollos en series trigonometricas de las funciones L_n y L_n^i se han obtenido por análisis harmónico con un esquema de 12 ordenadas siendo las abscisas $\bar{\zeta} = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, \dots, 180^\circ$.

7) Para integrar la ecuación diferencial:

$$\frac{dW}{d\bar{e}} = T$$

(donde $W = W_n(\bar{\zeta}, \theta, w)$) suponemos que la solución es desarrollable en la serie

$$(28) \quad W = W_1 + W_2 + W_3 + \dots + W_n + \dots$$

y satisface a la ecuación a derivadas parciales:

$$(29) \quad \frac{\partial W}{\partial \bar{\zeta}} = \frac{\partial W}{\partial \bar{\zeta}} + \frac{\partial W}{\partial \theta} \frac{d\theta}{d\bar{\zeta}} = T = T_0 m^i + T_1 m^i w + T_2 m^i w^2 + \dots$$

Tenemos:

$$- 3\beta Hw = \theta \quad (\text{párrafo 3}) \quad \beta = 3,9867 - 11,7353w \quad (\text{párrafo 5) de donde:}$$

$$(30) \quad \frac{\partial \theta}{\partial \bar{z}} = -(11,9601w - 35,2059w^2) \Delta_0^3(\bar{z}^*)$$

que introducimos en (29). Por otra parte, siendo $w = 0,012$, podemos escribir:

$$(31) \quad w \sim \frac{\sqrt{m'}}{z} \quad m'/9 \sim w^2$$

Entonces, resulta de (28), (29), (30) y (31):

$$(31) \quad \frac{\partial W_1}{\partial \bar{z}^*} + \frac{\partial W_2}{\partial \bar{z}^*} + \frac{\partial W_3}{\partial \bar{z}^*} \dots - (11,9601w - 35,2059w^2) \left(\frac{\partial W_1}{\partial \theta} + \frac{\partial W_2}{\partial \theta} + \frac{\partial W_3}{\partial \theta} \right) \Delta_0^3(\bar{z}^*) \\ = (T_0' + T_1'w + T_2'w^2 + \dots)m'$$

Igualando los términos a derecha e izquierda en (31) del mismo orden de w , resulta el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales para determinar W .

$$(32) \quad \frac{\partial W_1}{\partial \bar{z}^*} = 0$$

$$(33) \quad \frac{\partial W_1}{\partial \bar{z}^*} = -11,9601w \Delta_0^3 \frac{\partial W_1}{\partial \theta} = T_0'$$

$$(34) \quad \frac{\partial W_2}{\partial \bar{z}^*} = -11,9601w \Delta_0^3 + 35,2059w^2 \Delta_0^3 \frac{\partial W_2}{\partial \theta} = T_1'$$

En la ecuación diferencial (32), la función de W_1 no depende de w , y es función de la variable θ , $W_1 = \phi_1(\theta)$. Suponemos condiciones iniciales que hacen $\phi_1(\theta) = 0$. Integramos la ecuación diferencial (33):

$$(35) \quad W_2 = \int T_0' d\bar{z}^* + \phi_2(\theta)$$

con la condición reducida de $\phi_1(\theta)$ para que W no contenga términos seculares en \bar{z}^* y que $\phi_2(\theta) = 0$. Resulta:

$$(36) \quad W_2 = \text{Const} + F_3(\bar{z}^*)$$

siendo $F_3(\bar{z}^*)$ una serie trigonométrica. Y así sucesivamente.

De (27) resulta:

$$(38) \quad T_0' = L_1 + \cos(\psi - \theta - B)L_2 + \operatorname{sen}(\psi - \theta - B)L_3$$

$$(39) \quad T_1' = L_1' + \cos(\psi - \theta - B)L_2' + \operatorname{sen}(\psi - \theta - B)L_3'$$

e integrando las series (38) y (39) resultan las series trigonométricas (36) y (37), con las cuales queda determinada la función W .

8). Hemos Calculado

$$W = W_2 + W_3 + \dots$$

y reemplazando el parámetro ψ por $e = 4H + \theta + B$, los $\cos(\psi - \theta - B)$ y $\operatorname{sen}(\psi - \theta - B)$ se transforman en $\cos 4H$ y $\operatorname{sen} 4H$ que expresamos en funciones de \bar{z}^* mediante el análisis armónico. Introducidos en las series que resultan de la integración de (38) y (39), resulta la función: \bar{W}

$$\bar{W} = \bar{W}_2 + \bar{W}_3 + \dots$$

y con la ecuación diferencial de Hansen escrita en el párrafo 6, que integramos, resulta la serie trigonométrica para calcular la perturbación de la anomalía media, de primero y segundo orden, en primera aproximación.

9). Para calcular la perturbación total v del radio vector, empleamos la ecuación diferencial de Hansen⁽¹⁾:

$$(40) \quad \frac{dv}{d\varepsilon} = -\frac{1}{2} \frac{\partial W}{\partial \psi}$$

donde, efectuado el cambio de variable, resulta:

$$(41) \quad \frac{dv}{d\bar{z}^*} = -\frac{1}{2} \beta \frac{\partial \bar{W}}{\partial \psi} \Theta^3$$

(1) Tisserand - Mec.Céleste, Tomo IV, (Méthode de Hansen).

La derivada parcial $\frac{\partial \bar{w}}{\partial \psi}$ significa que primero se deriva \bar{w} respecto al parámetro ψ y despues se hace $\psi = \epsilon = 4H + \theta_1 + B$. En el resultado de la integración no aparecen discriminadas las perturbaciones por su orden primero, segundo, etc. a consecuencia de haber desarrollado la función $\bar{w} = \bar{w}_2 + \bar{w}_3 + \dots$ introduciendo en el miembro \bar{w}_3 el valor numérico de w porque en primera aproximación no es posible limitar el desarrollo de $\bar{w} \sim \bar{w}_2$ porque \bar{w}_3 alcanza valores numéricos del mismo orden de \bar{w}_2 .

10). Para cotejar los resultados de nuestro cálculo de las perturbaciones del radio vector y de la anomalía media con aquellos obtenidos por K.Bohlin en su memoria,⁽²⁾ hemos calculado las mencionadas tablas para $\mu_0 = 3/4$ ya que ellas contienen solamente los coeficientes para $\mu_0 = 1/3$.

Además, los argumentos de las funciones trigonométricas del método de Bohlin tienen la forma $((1-\mu)\epsilon + \theta_1)$, de manera que para comparar ambos resultados hemos introducido en este argumento una variable que dependa implícitamente de \bar{z}^k . A tal efecto, hemos obtenido:

$$(1-\mu)\epsilon + \theta_1 = 0,00052 \cdot \tau + 3,1419$$

11). Los resultados que hemos obtenido, han sido calculados con las siguientes series:

$$\begin{aligned} (\pi \delta_1)_1 &= -224''54 \quad 238''96 \cos \bar{z}^2 - 12''36 \cos 2\bar{z}^2 - 2''06 \cos 3\bar{z}^2 + \\ &\quad + 4''12 \cos 4\bar{z}^2 - 8''24 \cos 5\bar{z}^2 + 2''06 \cos 7\bar{z}^2 + \dots \\ &= 202''16 - 313''52 \cos \bar{z}^2 + 156''72 \cos 2\bar{z}^2 - 57''76 \cos 3\bar{z}^2 + \\ &\quad + 33''00 \cos 4\bar{z}^2 - 16''52 \cos 5\bar{z}^2 - 4''12 \cos 6\bar{z}^2 + \dots \end{aligned}$$

(2) K.Bohlin - Formeln und Tafeln zur Gruppenweise Berechnung der Allgemeinen Störungen ... (Upsala, 1896).

$$\frac{1}{\omega} (n\delta z)_2 = 0,0000263 + 0,0000316 \cos \bar{z}^x - 0,0000063 \cos 2\bar{z}^x + \\ + 0,0000019 \cos 3\bar{z}^x - 0,0000007 \cos 4\bar{z}^x + 0,0000004 \cos 5\bar{z}^x - \\ - 0,0000001 \cos 6\bar{z}^x$$

Serios de Bohlin para $(n\delta z)_1$, $(n\delta z)_2$, v_1 , v_2 para $u_0 = 3/4$

$$s = (1 - \mu)\epsilon + \theta_1 = 0,00052 \tau + 3,1419$$

$$\frac{n}{2k} = 0,424 \quad \frac{\omega}{2} \left(\frac{n}{2k}\right)^2 = 0,00108 \quad \omega \left(\frac{n}{2k}\right)^2 = 0,00216$$

$$(n\delta z)_1 = \frac{n}{2k} (-2459''16 \text{ sen } s - 4595''76 \text{ sen } 2s - 4168''48 \text{ sen } 3s - \\ - 437''12 \text{ sen } 4s + 1325''31 \text{ sen } 5s + 407''41 \text{ sen } 6s + \\ + 185''57 \text{ sen } 7s + 99''53 \text{ sen } 8s + 49''50 \text{ sen } 9s + \\ + 34''90 \text{ sen } 10s)$$

$$(n\delta z)_2 = \omega \left(\frac{n}{2k}\right)^2 (8834''74 \text{ sen } s + 33229''01 \text{ sen } 2s + 21788''80 \text{ sen } 3s + \\ + 5948''29 \text{ sen } 4s - 37212''52 \text{ sen } 5s - 9571''91 \text{ sen } 6s - \\ - 1676''15 \text{ sen } 7s - 657''76 \text{ sen } 8s - 411''16 \text{ sen } 9s - \\ - 261''24 \text{ sen } 10s)$$

$$v_1 = \frac{n}{4k} (193''68 + 665''32 \cos s + 2628''72 \cos 2s + \\ + 3357''18 \cos 3s + 42''88 \cos 4s - 1541''12 \cos 5s - \\ - 528''64 \cos 6s - 272''96 \cos 7s - 149''51 \cos 8s - \\ - 78''66 \cos 9s - 56''87 \cos 10s)$$

$$v_2 = \frac{\omega}{2} \left(\frac{n}{2k}\right)^2 (25602''57 - 8031''60 \cos s - 14630''26 \cos 2s - \\ - 11835''03 \cos 3s - 22''59 \cos 4s + 40203''89 \cos 5s + \\ + 11533''47 \cos 6s + 2706''79 \cos 7s + 1009''73 \cos 8s + \\ + 638''62 \cos 9s + 389''48 \cos 10s)$$

Comparación de las perturbaciones de la anomalía media y del radio vector calculadas con las tablas de Bohlin y en este trabajo

τ Días	H	$\bar{\zeta}^*$	s	$(n\delta z)_1$		$(n\delta z)_2$	
				(I)	(II)	(I)	(II)
0	0	0	3,1419	0	0	0	0
10	0,0052	0,0873	3,1471	- 2"06	- 1"63	1"14	1"81
20	0,0104	0,1565	3,1523	- 4"18	- 4"43	3"30	3"45
30	0,0156	0,2616	3,1575	- 8"03	- 6"83	6"83	5"36
40	0,0208	0,3056	3,1627	- 8"45	- 7"00	8"94	7"08
50	0,0260	0,3784	3,1679	-10"30	- 8"55	9"88	8"83
60	0,0312	0,4238	3,1731	-15"24	-12"59	11"16	10"84

Días	H	$\bar{\zeta}^*$	s	ν	
				(I)	(II)
0	0	0	3,1419	0	0
10	0,0052	0,0873	3,1471	- 0"02	- 0"06
20	0,0104	0,1565	3,1523	- 0"10	- 0"08
30	0,0156	0,2616	3,1575	- 0"16	- 0"12
40	0,0208	0,3056	3,1627	- 0"25	- 0"20
50	0,0260	0,3784	3,1679	- 0"27	- 0"25
60	0,0312	0,4238	3,1731	- 0"35	- 0"40

(I) Resultados según nuestro trabajo.

(II) Resultados según Bohlin.

Summary:

CALCULATION OF THE PERTURBATIONS OF THE MEAN ANOMALY AND THE RADIUS VECTOR BY BOHLIN'S METHOD

The classical disturbing function $R = \sum B \cdot \cos(k_1 \lambda_1 + k_2 \lambda_2) + \sum C \cdot \sin(k_1 \lambda_1 + k_2 \lambda_2)$ is not suitable to most of the asteroids because in the integration of R , in the case $-k_1/k_2$ approximately equal to n'/n , the very small divisor $(k_1 n + k_2 n')$ gives origin to a very large period inequality. In order to avoid such a difficulty we have solved the differential equations of Hanson-Bohlin's method, by means of trigonometrical series, using as independent variable the function $\zeta = A \int_0^t \Delta_0^{-3} dt$ instead of the excentric anomaly.

We used a numerical method, assuming that both of the orbits (disturbing and disturbed planets) are circular and coplanar. The perturbations of the mean anomaly and the radius vector, in the first approximation, are calculated in the particular case of the asteroid Thule. Though the independent variable ζ is not a regularizing variable in the sense of the Levi-Civita-Sundman theories, it has the property to absorb the singularities of practical character when the mutual distance $\Delta_0^3 > 0$ reaches very small values.

27 CANIS MAJORIS EN 1960

Jorge Sahade

(Observatorio Astronómico, La Plata)

Se describe y se discute el aspecto del espectro de 27 Canis Majoris en abril de 1960 y los cambios observados en H α entre abril y mayo del mismo año, en placas tomadas por el autor en el Observatorio de Mount Wilson.

El trabajo "in extenso" será publicado en las Publications of the Astronomical Society of the Pacific.

Summary:

27 CANIS MAJORIS IN 1960

The appearance of the spectrum of 27 Canis Majoris in April, 1960, and the changes in H α between April and May, 1960, on plates taken at the Mount Wilson Observatory, are described and discussed.

The paper will be published in full in the Publications of the Astronomical Society of the Pacific.

LA DISTANCIA DE NGC 5128

José Sésic
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

Se estima los módulos de distancia verdadera y aparente en base a diversos criterios. Se discute la absorción galáctica en el área y se concluye que una estima probable para la distancia es cuatro megaparsec. Se hace notar la trascendencia de esto en el plano de la naturaleza de las radiogalaxias.

Summary:

THE DISTANCE OF NGC 5128

The apparent and true distance moduli are estimated from several criteria. The galactic absorption in this area is discussed and it is concluded that a probable estimate of the distance is 4 Mpc. The importance of this result in connection with the nature of the radiogalaxies is stressed.

EL TRIO DE GALAXIAS EN EL PAVO

José Sersic

(Observatorio Astronómico, Córdoba)

Con los datos fotométricos de Córdoba y espectroscópicos de Radcliffe se discute la estabilidad del grupo, llegándose a la conclusión de que se expande. Se hace notar la trascendencia de la escala de distancias en el cálculo de las masas.

Summary:

THE PAVO TRIPLET OF GALAXIES

With the photometric data from Córdoba and the spectroscopic data from Radcliffe the stability of the group is discussed. The conclusion is that the group expands. The influence of the distance upon the calculation of the masses is stressed.

Informe

Sundman's series and related problems

R. P. Cesco
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Summary. One of the topics of the international competition opened in 1885 for the prize of Sweden's King Oscar II was, as it is well known, to find the solution of the n-body problem of the celestial mechanics by means of power series uniformly convergent for all values of t . Later works and difficulties fastened the idea that the solution of this problem for $n \geq 3$ could not be attained without the introduction of new and complicated transcendental functions.

However, in 1912, Karl Sundman, Head of Helsingfors's Observatory for many years, gave the exact solution of the three-body problem, not certainly in the sense of that of Euler, Lagrange and others, but in the sense of the theory of analytical functions, with the only tool of known theorems of mathematical analysis and without introducing any new special function.

The main results due to Sundman are:

- i) In order that a simultaneous collision takes place it is necessary that the angular momentum vector be null.
- ii) In the case of binary collisions the independent variable $\tau = \int_0^t \frac{dt}{r}$ where $r = \text{Min}(r_1, r_2, r_3)$, r_x mutual distances, the integral being convergent, regularizes the equations of the motion.
- iii) The fundamental theorem in virtue of which: if the angular momentum vector $C \neq 0$, the coordinates and the time can be developed into power series in the regularization variable τ -pseudotime- convergent in the infinite strip of the complex plane $u = \tau + i\theta$ defined by $-\infty < \tau < \infty$ and $|\theta| < \delta$ where δ depends only on the masses and the initial

conditions, corresponding to the real-axis $-\infty < t < \infty$ of the u-plane
the real-axis $-\infty < t < \infty$

Unfortunately for the later development of these ideas, as we shall see, Sundman has made finally a conformal mapping, by means of Poincaré's transformation of the strip mentioned above, of the u-plane into the unit circle of another w-plane. By means of this transformation he has expressed the solution of that problem in power series in w convergent in the unit circle $|w| < 1$ corresponding at the interval $|R(w)| < 1$ the real-axis $-\infty < t < \infty$

What are the reasons that these so beautiful and important results of Sundman, in which researches the greater astronomers and mathematicians failed during two centuries, have only been known in small circles...nur in kleinem Kreise bekannt... as Siegel has said in his beautiful book of the yellow series, in spite of the simplifications due to Levi-Civita, Hadamard, Birkhoff...

This question is connected with this other: Is it true the recent sentence of Chazy (1952), based on calculations of Belorizky we shall soon mention, and which expresses the old views held by most astronomers, saying that "Mieux vaut en pratique employer les séries divergentes antérieures que les séries convergentes de Sundman"

In a series of papers appeared since 1931 D. Belorizky has studied the convergence of the solution of the three-body problem given by Sundman arriving to the conclusion that Sundman's series are very slowly convergent and therefore useless for all practical purposes. The arguments of Belorizky are not, however, very convincing for: 1st. Instead of analysing the convergence of Sundman's series in power in t , Belorizky has studied the series obtained by application of Poincaré's transformation, showing really that this transformation

is inadequate for the numerical solution of the three-body problem. 2nd. Since in the example used by Belorizky, a special Lagrange's equilateral solution, a binary collision cannot occur, the use of a regularization variable is unnecessary. Belorizky himself has found that in this case one has $\tau = At$ (A , a constant) and that the solution in power series in τ are as rapidly convergent as the known expansions

$$\sin t = t - \frac{t^3}{3!} + \dots \quad \cos t = 1 - \frac{t^2}{2!} + \dots$$

This same observation can be made to the recent example elaborated by Vernić with the aim of contradicting Belorizky's conclusions. This example, early calculated by Zunkley for an interval $0 < t < 10$ (Gauss's const. = 1; sidereal year = 2π) has allowed Vernić to obtain Sundman's series enough convergent because their first coefficients decrease very rapidly.

But as there is no possibility of binary collisions for $t > 0$, at the same results and more simply one arrives without the use of regularization variable, by direct application of Taylor's series, as I myself have calculated.

In this note I make another application of Sundman's series, but choosing this time an example in which there must occur binary collisions, and therefore Taylor's series cannot be applied directly.

By a theorem of Fransen and Wilczynski the only isosceles solutions of the three-body problem are:

- i) The motion, not rectilinear, with a fixed axis of symmetry;
 - ii) The motion, not planar, with a fixed plane of symmetry; and
 - iii) The motion on a plane with a fixed axis of symmetry,
- being equal, in all three cases, the masses placed on the base of the isosceles triangle.

In the 3rd case, as Wintner has observed in his text-book "The analytical Foundation of Celestial Mechanics", a simultaneous collision, but not a binary collision, can be excluded by suitable choice of the initial conditions. Since in this case the angular momentum vector vanishes, Sundman's theorem cannot be applied without excluding the possibility of such a simultaneous collision of the three bodies.

It is shown that if $m_0 = 1 - 2\mu = 0.8$; $m_1 = m_2 = \mu = 0.1$ and for $t = t_0 = 0$: $x^0 = 8$, $y^0 = 1$, $\dot{x}^0 = 1$; $\dot{y}^0 = -8$ where x, y denotes the heliocentric coordinates of m_1 with m_0 as Sun, then:

- i) No simultaneous collisions can occur;
- ii) The pseudotime $\tau = \int_0^t dt/2y$ regularizes the equations of motion, the integral being convergent for all values of t .
- iii) Sundman's series are in this case more rapidly convergent than the known expansion of the exponential function

$$e^{-16\tau} = 1 - 16\tau + \frac{1}{2!} (16\tau)^2 - \dots$$

and, by means of them, we can determine both the collision path and the abscissa and date of the binary collision, taking into account no much more than 35 terms, with a very good approximation and a trivial bound for the error.

As a control one can use the energy integral as well as the integral obtained by successive approximations. After finding the abscissa and the pseudotime τ_1 of the binary collision, new expansions into power series in $\tau - \tau_1$ still more rapidly convergent are obtained. (To be published in Anales de la Academia Nacional de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales).

PROBLEMAS DE MAXIMO RENDIMIENTO DE ESPECTROGRAFOS
CON RED DE DIFRACCION

Jorge Landi Dessy
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

El diseño de un espectrógrafo estelar, tiene como problema principal conseguir que entre la mayor luz posible dentro de la ramura del mismo, sin desmedro de su calidad óptica.

En un telescopio reflector, la pupila de entrada tiene el aspecto de una corona circular iluminada por la luz estelar (fig.1). Este haz con semejante geometría debe caer sobre el elemento dispersor -en nuestro caso una red rectangular- que por lo general tiene una geometría bastante diferente. La primer idea que se tiene, es que el haz debe estar contenido completamente en la red para no perder luz. Esta idea sería correcta si se pudiera disponer de redes de cualquier tamaño, pero no siendo ésta la realidad, es menester tener en cuenta otros factores para poder obtener -con una red de tamaño dado- el máximo rendimiento.

Sea

D = diámetro del objetivo del telescopio

d = diámetro del colimador del espectrógrafo

F_t = distancia focal del telescopio

F_{c1} = distancia focal del colimador

F_{ca} = distancia focal de la cámara

h = ancho de la ramura sobre el plano focal del telescop.

a = ancho de la ramura proyectada sobre el plano focal
de la cámara

e = diámetro de la imagen de la estrella sobre la ramura
(en seg. de arco).

Las primeras cuatro cantidades se relacionan de la siguiente manera:

$$(1) \quad F_{cl} = m \cdot F_t$$

siendo

$$m = \frac{d}{D}$$

Como en general D y F_t están dados a priori por las características del telescopio, se ve que F_{cl} es tanto mayor cuanto mayor sea d , pero d a su vez está condicionado por la geometría del elemento dispersor.

Por otra parte se sabe que la ramura proyectada no debe pasar de 20 micrones, límite fijado en general por el poder separador de las placas fotográficas; luego si se necesita hacer entrar la mayor luz posible -es decir poder abrir la ramura hasta que ésta contenga la mayor parte del disco atmosférico de la estrella- es menester que F_{cl} sea la mayor posible por la siguiente relación:

$$(2) \quad h = \frac{F_{cl}}{F_{ca}} \cdot a$$

F_{ca} queda determinada por la dispersión en que se desea trabajar y a'' por el poder separador de la placa fotográfica. De (1) y (2) se obtiene:

$$(3) \quad h = \frac{m \cdot a \cdot F_t}{F_{ca}}$$

h linealmente es tanto mayor cuanto mayor sea F_t , pero angularmente la porción de cielo abarcada es independiente de F_t para un telescopio dado, pues interviene el factor de escala. Por lo tanto para h'' (h en segundos de arco) se tiene fácilmente

$$(4) \quad h'' = E \cdot h = \frac{206264,8}{F_t} \cdot h = \frac{r \cdot m \cdot a}{F_{ca}}$$

Se tiene pues que la porción de cielo que entra por la ranura de un espectrógrafo está dada solamente por d , es decir por el diámetro del colimador; considerando que D , F_{ca} y " a " son cantidades dadas de antemano. Estas fórmulas valen para espectrógrafos sin dispositivos especiales que aumenten el rendimiento, como ser el dispositivo de imágenes múltiples u otros equivalentes.

De lo anterior se deduce que al aumentar " d " aumenta F_{c1} y por consiguiente se puede abrir más la ranura.

Como segunda etapa se puede pensar que sea conveniente que el área de luz del colimador que no cubre el elemento dispersor sea igual al área del elemento dispersor no usado por el haz del colimador. Se puede calcular fácilmente que el diámetro del colimador correspondiente a la condición mencionada está dado por

$$(5) \quad d = 2 \sqrt{\frac{la \cdot lb}{\pi(1 - 1/q^2)}}$$

Se supone que el elemento dispersor sea un rectángulo de lados la y lb respectivamente; el denominador corresponde a la superficie en forma de corona, siendo $1/q$ la relación de obstrucción entre el espejo secundario y primario del telescopio.

Hay que tener en cuenta todavía otro factor y éste es la inclinación de la red respecto del eje óptico del colimador. Este factor introduce para una misma dispersión un acortamiento de la distancia focal de la cámara y por consiguiente un nuevo factor que permite abrir más la ranura, pues disminuye F_{ca} para una dispersión dada.

Para normalizar el cálculo hemos supuesto una ranura que permite la entrada de un rectángulo de luz cuyo lado menor sea de $2''$; en estas condiciones el rendimiento del espectrógrafo es de 100%. En la

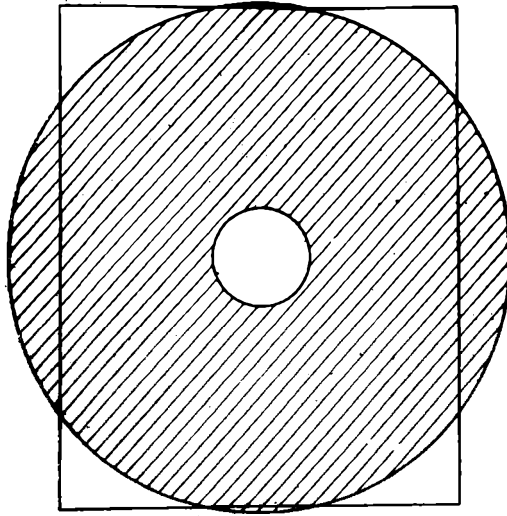


Fig. 1

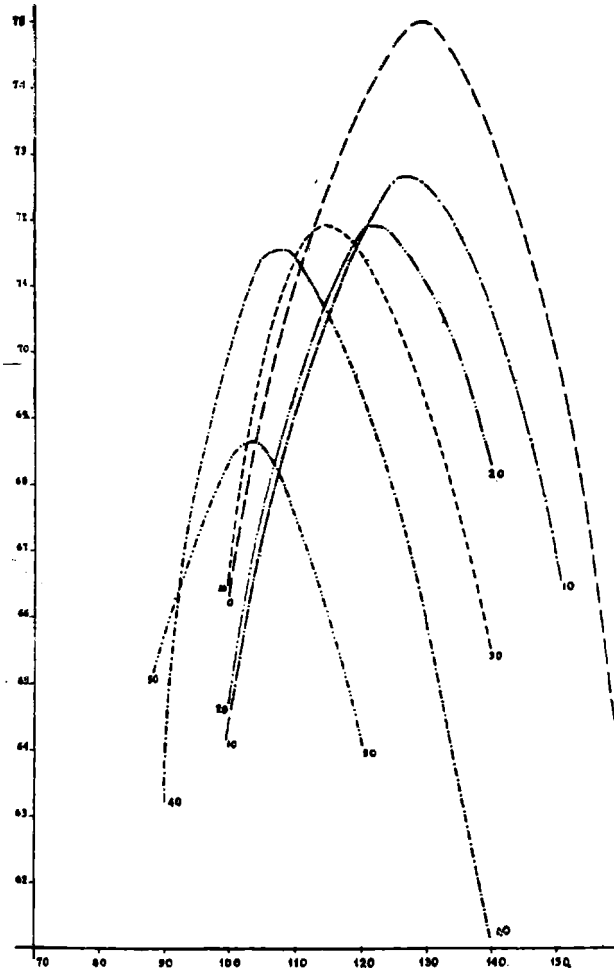


Fig. 2

fig. 2 se ve la familia de curvas que resulta para diversas inclinaciones de la red. La abscisa representa el radio del colimador y la ordenada el porcentaje de luz del colimador empleada por el espectrógrafo. El hecho más notable es que entre las inclinaciones correspondientes a 20° y 40° practicamente el rendimiento no varia, mientras que si se pasa este último valor, decrece muy rapidamente.

Las curvas han sido calculadas tomando como ejemplo una red cuyos lados tienen las siguientes medidas: $l_a = 203$ mm y $l_b = 254$ mm. Con otros valores para la red, la familia de curvas se desplaza, pero mantiene la propiedad mencionada en el párrafo anterior.

La fórmula (5) da valores en general más grandes que los obtenidos por las curvas, pero pueden servir para una primera aproximación.

Bibliografía.

Ira S. Bowen. The spectrographic equipment of the 200-inch Hale Telescope. Ap.J. 116, 1 (1952).

Zusammenfassung:

Zum Studium der Höchstleistung eines Spektrographen mit Kollimator des invertierten Cassegrain Typs werden eine Reihe von Kurven studiert und graphisch dargestellt (Abbildung 2) welche für verschiedene Neigungen der Gitternormalen zur optischen Achse des Kollimators die Lichtmenge relationieren, die der Spektrograph von dem durch seinen Spalt eindringenden Lichtbündel benötigt.

Als Berechnungsnorm wird als 100% leistungsfähig ein Spalt angenommen, dessen kürzere Seite in der Fokalebene des Fernrohres $2''$ lang ist. Es fällt dabei auf, dass sich zwischen Neigungen von 20° bis 40° die Leistung wenig ändert, beim Hinausgehen über diese Spanne jedoch die Variationen viel grösser sind. Die Werte und Formen der Kurven hängen von der Geometrie des Dispersionselementes ab, aber die allgemeinen Eigenschaften der Kurven bleiben bestehen.

EL NUEVO ESPECTROGRAFO DE RED PARA EL TELESCOPIO DE BOSQUE ALEGRE

Ricardo P. Platzcek

(Comisión Nacional de la Energía Atómica, Bariloche)

y

Jorge Landi Dessy

(Observatorio Astronómico de Córdoba.)

El telescopio de 154 cm. de Bosque Alegre tiene el serio inconveniente de no permitir instalar en forma adecuada un espectrógrafo Coudé. Es necesario por lo tanto proyectar un espectrógrafo colgante ubicado en el foco Cassegrain que permita obtener dispersiones bastante elevadas; no siendo al mismo tiempo demasiado pesado y reuniendo las condiciones de rigidez requeridas.

La posibilidad de conseguir redes de gran tamaño con concentración de la luz en regiones adecuadas del espectro, ha permitido encarar el diseño con rendimiento bastante elevado. Se estima que en la región de las placas 0 se tendrá una ganancia de más de una magnitud respecto al espectrógrafo actualmente en uso.

El esquema general (fig.1) permite apreciar la distribución de los diversos elementos y algunos detalles de los mismos. Se ha tomado como punto de partida el diseño del espectrógrafo actualmente en uso, modificando y completando lo que la experiencia ha sugerido. Para cada componente del nuevo instrumento se ha buscado el sistema óptico más adecuado, siguiendo el propósito general enunciado en el primer párrafo.

DESCRIPCION GENERAL

COLIMADOR: El colimador es del tipo de telescopio cassegrain invertido, análogo al del espectrógrafo actual; sistema ideado y construido por primera vez por el Dr. Enrique Gaviola. El diámetro del mismo se

ha determinado de acuerdo al análisis efectuado por uno de los autores (1). El espejo primario lleva la corrección necesaria para eliminar la lente correctora de las cámaras. Para el uso del dispositivo de imágenes múltiples o para el empleo de diversas cámaras, es menester cambiar el mismo; operación que se hace removiendo todo el tubo que lo contiene, con la ramura inclusive.

Medidas:

Diámetro del colimador	230mm.
Distancia focal resultante	5228mm.
Distancia focal del primario	740mm.
Distancia focal del secundario	115,6 mm.
Posición del foco	- 60 mm.

REDES: Las redes poseen surcos de 203 mm. de longitud con una extensión del área rayada de 254 mm. Ambas redes tienen 600 surcos por mm. La luz se concentra para la primer red (A) aproximadamente en los 4000 Å y en la segunda red (B) a los 7500 Å. La red A se la emplea solamente en el primer orden, mientras que la red B en el primer y segundo orden.

CAMARAS: I) Tipo Wright

Distancia focal	1163 mm.
Separación espejo red	1511,8 mm
Separación plano focal - red	348,8 mm

Figurado primario : $A = -0,538461$

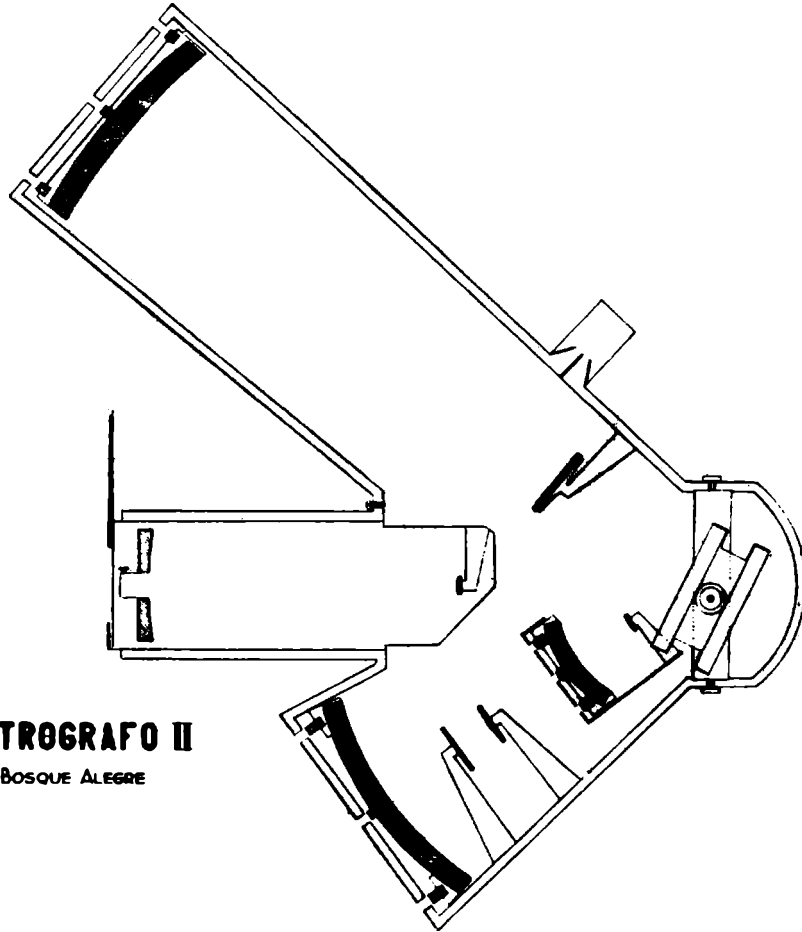
Figurado lente correctora: $=1,5384615$

Astigmatismo : $= 0,35$

Dimensiones espejo cámara: 450 x 205 mm

Radio de curvatura del plano focal : 5039 mm

Esta cámara puede llevar un dispositivo de imágenes múltiples que permite obtener un factor 5 en el rendimiento; resultando la ramura, en este caso, con una apertura de 2".6.



ESPECTROGRAFO II

PARA BOSQUE ALEGRE

II) Tipo Baker-Schmidt sin errores de tercer orden y con campo plano. Esta cámara tiene un espejo secundario, lo que hace perder aproximadamente el 15% de la luz, pero en cambio tiene el campo plano con muy buena calidad óptica. Esta pérdida no afecta prácticamente el alcance del espectrógrafo y en cambio evita la rotura de placas. En el espectrógrafo actual para exposiciones cortas y medianas, el número de placas rotas es del mismo orden de magnitud; pero para exposiciones de varias horas supera el 50%.

Distancia focal: 407 mm;
 Distancia focal primario y secundario: 325,6 mm
 Figurado primario: A = - 0,1250; Figurado secundario: B = 0,0128
 Dimensiones espejo principal: 450 x 205 mm;
 Dimensiones espejo secundario: 90 x 41 mm
 Los espejos primario y secundario son casi esféricos.

III) Tipo Schmidt. No emplea todo el haz suministrado por el colimador. Campo muy curvo; es menester usar película.

Distancia focal del espejo principal : 136 mm
 Dimensiones espejo principal: 194 x 123 mm

DISPERSIONES POSIBLES

(Tabla 1)

Cámara	Dispersión	Red	Orden	Blaze	Región espectral	Zona abarcada	Ap. ranura	(2)
I	7 Å/mm	B	2°	3470	2900 - 5000 Å	1100 Å	0"52	2"60
I	14	A	1°	3764	2900 - 5000	2200	0"52	2"60
I	14,1	B	1°	6950	5000 - 10000	2200	0"52	2"60
II	20	B	2°	3470	2900 - 5100	2200	1"5	-
II	40	A	1°	3764	2900 - 5100	4400	1"5	-
II	40	B	1°	6950	5100 - 10000	4400	1"5	-
III	60	B	2°	3470	2900 - 5100	2500	2"5	-
III	120	A	1°	3764	2900 - 5100	5000	2"5	-
III	120	B	1°	6950	5000 - 10000	5000	2"5	-

(2) Abertura de la ranura con el dispositivo de imágenes múltiples

Bibliografía:

- J. Landi Dessy. Problemas de máximo rendimiento de espectrógrafos con red. A.A.A. Bol. N.3 (1961)
 E.H. Linfoot. Recent Advances in Optics. Oxford, 1955
 (Para la interpretación de los parámetros ópticos)

Zusammenfassung:

Es wurde ein neuer Spektrograph für den 154 cm. Reflektor in Bosque Alegre entworfen. Die Schwierigkeit bestand darin, ziemlich hohe Dispersionen mit einem hängenden Spektrographen zu erhalten, da dieses Fernrohr die Installation eines Coudé nicht zulässt. In Abbildung 1 wird das Schema und die Verteilung der Elemente dargestellt. Er besteht aus einem Kollimator des invertierten Cassegrain Fernrohrtyps und drei Kameras mit für jeden Fall speziell studierter Optik, um einen starren und leichten Apparat zu erhalten.

Die Kamera N°I ist vom Wright Typ, die N°II vom Typ Baker-Schmidt ohne optische Fehler dritten Ordnung mit flachem Feld, die Kamera N°III ist vom gewöhnlichen Schmidt-Typ mit Filmbenützung. Es werden 2 Gitter von 203 x 254 mm mit ungefähr 4000 und 7000 Å blaze benützt. Tafel I zeigt die möglichen Kombinationen zwischen Gitter und Kamera mit respektiven Dispersionen und Spektralregionen. Die Kamera mit der grössten Dispersion wird mit der "Vorrichtung vielfacher Bilder" des Dr. R.P. Platzek versehen, die eine Oeffnung des Schlitzes von 2"6 im Fokalplan des Fernrohres ermöglicht, was einer Projektion von 20 Mikronen auf der photographischen Platte entspricht.

CLASIFICACION ESPECTRAL DE ESTRELLAS CON ESPECTROS PECULIARES

Mercedes Jaschek y Carlos Jaschek
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Como resultado de una búsqueda sistemática de estrellas peculiares australes entre los tipos espectrales B8 y F5 y entre magnitudes aparentes 5.5 y 7.0 se listan las clasificaciones en el sistema MK de 23 estrellas con líneas metálicas, 5 peculiares y 7 objetos con espectros compuestos.

El trabajo será publicado "in extenso" en el "Publications of the Astronomical Society of the Pacific".

Summary:

SPECTRAL CLASSIFICATION OF STARS WITH SPECTRAL PECULIARITIES

As the result of a systematic search for southern stars having spectral peculiarities, in the spectral range B8 to F5 and between apparent magnitudes 5.5 and 7.0, the classification in the MK system are given for 23 metallic line stars, 5 peculiar A-type stars and 7 objects with composite spectra.

The work will be published in detail in the "Publications of the Astronomical Society of the Pacific".

RESULTADOS RECIENTES SOBRE SIGMA SCORPII

O. Struve, J. Sahade y V. Zebergs
(Observatorio Nacional de Radio Astronomía, Green Bank, W.Va., EE.
y Observatorio Astronómico, La Plata)

Espectrogramas de Sigma Scorpii obtenidos en mayo de 1960 e
Observatorio de Mount Wilson muestran:

- a) que en 1960 el efecto van Hoof es tan grande como en 1954;
- b) que no ha habido variación apreciable en el período fundamental en los últimos diez años;
- c) que el apartamiento sistemático de las velocidades del hidrógeno con respecto a las del OII que se encontrara en 1954 y que sugiere la existencia de material que cae hacia la estrella, no está presente en 1960.

El trabajo será publicado "in extenso" en el *Astrophysical Journal*.

Summary:

RECENT RESULTS ON SIGMA SCORPII

Material on Sigma Scorpii secured at the Mount Wilson Observatory in May, 1960, shows

- a) that in 1960 the van Hoof effect was as strong as in 1954;
- b) that there has been no appreciable change in the fundamental period in the last ten years;
- c) that the systematic departure of the H velocities relative to those of O II, displayed by the material taken in 1954 and suggesting an inflow of matter towards the star, was absent in 1960.

The paper will appear in full in the *Astrophysical Journal*.

LOS DIAMETROS DE LOS CUMULOS GLOBULARES Y SUS VARIABLES

Herbert Wilkens

(Observatorio Astronómico, La Plata).

Se muestra que la luminosidad y el logaritmo del diámetro aparente (o la luminosidad absoluta y el diámetro lineal) de los cúmulos globulares están relacionados entre sí por una simple ecuación lineal. En 15 cúmulos ricos en variables los diámetros fueron estimados en base a la distribución de variables pertenecientes a los mismos. En otros 40 cúmulos se usaron los diámetros sensitométricos de Shapley y Sayer, corregidos por absorción.

El trabajo será publicado "in extenso" en las "Circulares" del Observatorio de La Plata.

Summary:

THE DIAMETERS OF THE GLOBULAR CLUSTERS AND THE VARIABLE STARS

It is shown that the luminosity and the logarithm of the apparent diameter (or the absolute luminosity and the linear diameter) of the globular clusters are related by a linear equation. In 15 variable-rich globular clusters the diameters were estimated from the distribution of these variables. In other 40 clusters the sensitometric diameters of Shapley and Sayer were used, after taking into account the absorption correction.

The paper will be published in full in the "Circulares" of the La Plata Observatory.

Informe

LA ESCALA DE DISTANCIAS EXTRAGALACTICAS

J.Sérsic

(Observatorio Astronómico, Córdoba)

1.- Supuestos básicos y definiciones

Las líneas de los espectros ópticos de las galaxias muestran un corrimiento hacia el rojo (efecto Hubble) que aumenta con el decrecer del brillo aparente. Los hechos parecen ser consistentes con la idea de que las galaxias están retrocediendo con velocidades proporcionales a sus distancias, al menos en una primera aproximación.

Tal interpretación, usualmente aceptada, parece confirmarse con el reciente descubrimiento por Lilley, McClain y Heeschen (1956) de que la línea de 1420 Mc/s del hidrógeno neutro participa del mismo efecto y en la misma proporción que en el caso óptico.

El hecho de que una propiedad tan general como es el movimiento de las galaxias pareciera ser independiente de la dirección, indica que el universo es isótropo como un todo en torno nuestro. Si no fuera homogéneo, aunque sí isótropo, deberíamos quedar en una posición preferencial difícil de aceptar por razones filosóficas que nos vemos forzados a postular la homogeneidad y por ende la isotropía del Universo.

La homogeneidad implica que un observador en una galaxia cualquiera tendría una imagen del universo similar a la nuestra, si éste fuera estacionario, o la misma secuencia de eventos si estuviera evolucionando. Este postulado fundamental o principio cosmológico constituye la base para el estudio del universo, ya que sin dicho principio sería imposible dar validez a la operación fundamental de

la física, la comparación.

Sin embargo, es preciso dar al principio cosmológico su verdadero alcance, pues si fuera incorrectamente aplicado podrían viciarse nuestras inferencias. El nudo de la cuestión está en que el principio se refiere a muestras de universo suficientemente grandes como para que las inhomogeneidades se reduzcan a fluctuaciones locales que no interfirieran con aquellos elementos de información realmente comparables. En otras palabras, las muestras deben ser lo suficientemente grandes como para que en ellas se definan valores medios comparables al resto del universo. Y aquí surge el problema de cuán grande es la celda mínima sobre la cual pueden definirse valores medios no viciados. Recientes investigaciones de Morgan muestran que existen fluctuaciones del contenido estelar de las galaxias, que son del orden de las dimensiones de cúmulos y nubes de galaxias.

Aquellos objetos astronómicos que posean por lo menos una característica medible para lo cual es posible definir un valor medio y su correspondiente dispersión, se dicen ser indicadores de distancia, si resultan comparables con los correspondientes a nuestra vecindad, por ejemplo la Galaxia; en el sentido de que una permutación de estos por aquellos no alteraría la postulada homogeneidad del universo.

Si consideramos eliminados los factores de error en las mediciones, restaría una dispersión, llamada dispersión cósmica, que mide el valor intrínseco de los objetos en cuestión como indicadores de distancia. Es innecesario decir que los únicos de interés práctico son aquellos que poseen una pequeña dispersión cósmica y valores medios que los tornen fácilmente observables.

Con los presentes métodos sólo es posible establecer tres categorías de indicadores de distancia: fotométricos, geométricos y las

velocidades radiales. Las posibilidades de estas últimas son muy grandes, pero es preciso establecer primero la constante de proporcionalidad en la ley de velocidad, y ello sólo puede hacerse recurriendo primero a otros indicadores.

2.- Indicadores fotométricos

La comparación de la magnitud media aparente de un indicador con la correspondiente magnitud absoluta no es suficiente para conocer la distancia, pues es necesario tener la absorción galáctica y eventualmente la absorción interna en el sistema estudiado. Una estimación del primer efecto puede obtenerse a través de la llamada ley de la cosecante

$$A = a_0 \operatorname{cosec} b$$

basada en la hipótesis de una distribución continua y uniforme del material interestelar en una capa coincidente con el plano de la Galaxia y de semi-espesor óptico a_0 .

Oort determinó a_0 con los datos de Hubble y obtuvo $a_0 = 0.31$, mientras Mineur halla independientemente 0.28 ± 0.02 y 0.22 ± 0.02 para los hemisferios galácticos sur y norte respectivamente. Es interesante notar que Holmberg llega a resultados en esencial acuerdo con los de Mineur, incluso para la asimetría norte-sur. En efecto, del análisis estadístico del enrojecimiento en 174 galaxias este autor saca

$$\bar{E} = 0.062 \pm .007 \text{ (en } m) \text{ y entonces } a_0 = 0.248 \pm 0.026$$

mientras que la asimetría llega a 0.048 ± 0.024 , en notable coincidencia con Mineur.

Es usualmente aceptado el valor medio usado en el catálogo de Mt. Wilson-Palomar-Lick de velocidades radiales

$$A = 0.25 \operatorname{cosec} b$$

Finalmente, Shane y Wirtanen han calculado un semi-espesor medio de 0.46 basado en recuentos de galaxias sobre placas tomadas con el astrógrafo Carnegie. Este valor es empero, provisorio, y a nuestro juicio algo exagerado.

En cuanto a la aplicación de la ley de la cosecante, existen pruebas de grandes desviaciones. Por ejemplo, los recuentos de estrellas hechos por Shane en la dirección de la galaxia de Andrómeda indicarían una absorción de una magnitud aproximadamente, mientras que por otra parte los colores fotoeléctricos medidos por Code en la parte sur precedente de la nebulosa muestran poca absorción. Como es de imaginar, tales irregularidades traen aparejadas más incertezas en la determinación de distancias. Ha sido sugerido por Gum y de Vaucouleurs por un lado y por Whitford por otro, que las regiones III de sistemas externos podrían servir para hacer un control de la efectividad de la hipótesis de la absorción uniforme.

Otra dificultad de los indicadores fotométricos es precisamente la absorción en el sistema que las contiene. A este respecto la dispersión anormal en la relación P-L de las cereidas de M 31 fué interpretada por Baade y Swope como resultado de la absorción del brazo espiral donde se encuentran. Sería entonces razonable establecer la relación P-L sólo con las más brillantes cereidas. Para las estrellas no variables, es necesario un estudio del color y de la ley de enrojecimiento, aunque esta última parece ser normal en varios sistemas extragalácticos (M31, M51, M81, NGC 5128). Un programa de colores intrínsecos de las estrellas más brillantes de sistemas externos está siendo desarrollado por Code y Houck y ellos encuentran que las supergigantes OB en M 31 no muestran trazas de

enrojecimiento y que en consecuencia no hay absorción considerable. Una extensión de este tipo de investigación a los demás miembros del grupo local con supergigantes azules podría ser de interés, no tan sólo para estudiar la absorción interna sino para descubrir si hay diferencia intrínsecas entre las supergigantes de esos sistemas y la Galaxia.

No nos detendremos aquí a analizar los orígenes de los errores sistemáticos que condujeron a escalas fotométricas equívocas, pero si señalaremos la escasez e importancia de las secuencias fotoeléctricas hasta magnitudes muy débiles, por ejemplo 20a., en el área misma de estudio. Esto requiere el uso de fotómetros de alta eficacia junto con numerosas horas de trabajo, y hasta el presente sólo los observatorios californianos están capacitados para ello. Así pues, debemos contentarnos con las viejas escalas de Seares que están afectadas de errores de varios décimos en el extremo débil.

Veamos ahora qué es posible desentrañar sobre las propiedades de los indicadores fotométricos.

2a. Estrellas variables.

Las relaciones entre período y magnitud absoluta por una parte y la facilidad de su identificación por otra, hacen de las estrellas variables un indicador de distancia de grandes posibilidades. Hasta un módulo de distancia de 28 magnitudes pueden hacerse estimas basadas en este tipo de estrellas con el telescopio de Palomar.

En nuestra proximidad es posible observar variables de tipo Cúmulo, es decir RR Lyrae y Cefeidas de tipo II. Sistemas enanos como Sculptor, Fornax, Leo II, etc., las poseen en gran número y al menos para el último sistema se ha llevado a cabo una concienzuda investigación (aún sin publicar) por parte de Baade y Swope. La impor-

tancia de estas estrellas para el establecimiento de la escala de distancias radica en su papel de intermediarias para la calibración de luminosidades, ya que ellas no son directamente observables en objetos con módulos superiores a 24.

Pese a las tempranas investigaciones estadísticas de Woolley, e independientemente de Parenago y Pavlovskaya, que ya en 1953 y 1954 sugerían para las RR Lyrae una magnitud absoluta de ± 0.6 y ± 0.5 respectivamente, ha sido muy recientemente -después de las investigaciones de Arp, Sandage, Eggen y Hoyle- que se ha decidido abandonar la vieja convención que otorgaba a estas estrellas una magnitud absoluta de 0.0. En efecto, los últimos autores citados han dado pruebas observacionales y teóricas de que la magnitud absoluta de las RR Lyrae es precisamente del orden de ± 0.5 .

Así por ejemplo Arp ha establecido una calibración rigurosa mediante el empalme de las secuencias principales de los cúmulos globulares a una secuencia standard correspondiente a estrellas de bajo contenido metálico. Tal proceso implica el cálculo del efecto que sobre el índice de color observado produce el debilitamiento de las líneas de Fraunhofer. Por su parte Sandage y Eggen estudian grupos de estrellas de alta velocidad que precisamente contienen RR Lyrae y tomando en cuenta el mismo efecto establecen su diagrama H-R, que, empalmado al del cúmulo globular M 13, da $+0.5^m$ para la magnitud absoluta de las RR Lyrae y -2.3^m para las estrellas más brillantes de población II. Finalmente Hoyle basándose en consideraciones teóricas sobre el papel jugado por la reacción p-p en las estrellas de tipo II, concluye que las RR Lyrae no pueden ser más brillantes que $+0.5^m$ M y que la edad del universo excede de 10^{10} años. Analizaremos más adelante el significado de este último resultado.

En lo que respecta a las demás variables de población II, Arp

ha estudiado las luminosidades de las cefeidas, las W virginis, las RV Tauri y las variables de largo período en los cúmulos globulares. El sugiere cuatro diferentes relaciones P-L, pero para fines prácticos es difícil decidir a cuál de ellas pertenece una estrella. Según Baade es más sencillo, para encontrar la luminosidad, usar las magnitudes mínimas y no las medias. Entonces se consiguen sólo dos relaciones: la primera corresponde a las cefeidas de tipo II y las restantes se encuentran en la segunda. Hasta el presente no se ha encontrado un significado físico para este fenómeno.

Los indicadores de distancia de Población II están interconectados a través del trabajo de Arp y también con el trabajo de Baade en los sistemas tipo Sculptor. Conexiones entre los de Población I y Población II son posibles establecer en M 31 y las Nubes de Magallanes, donde existe la posibilidad de ligar las cefeidas clásicas con las variables tipo cúmulo.

Las cefeidas clásicas, por su alta luminosidad intrínseca, constituyen los más valiosos auxiliares para llevar nuestras estimas más allá del grupo local. Las más exactas determinaciones de magnitudes absolutas de tales estrellas provienen de aquellas que pertenecen a cúmulos galácticos. Recientes contribuciones de Arp, Sandage, Eggen, Johnson, Irwin, Kron y Svolopoulos conducen a fijar un cero de -1.1 para la relación P-L,

$$M_p = -1.1 - 2.0 \log P$$

según recientes cálculos de Van den Berg. La pendiente de la relación P-L es un compromiso entre los valores -1.74 de Shapley y McNair y -2.2 de Arp para la Nube Menor. Precisamente esta pendiente es la que corresponde a los datos citados por Baade acerca de M 31. Actualmente un cierto número de investigadores continúa estudiando cefeidas

adicionales que pueden ser miembros de cúmulos galácticos. Los resultados proporcionarían una mejor calibración de la relación P-L.

Con referencia al uso de las cereidas como indicadores de distancia, Sandage concluyó hace un par de años que la relación P-L no era tan simple como se pensaba. Las relaciones físicas para esta clase de estrellas pulsantes están ligadas por una ecuación entre el período, la luminosidad y el color intrínseco, dando por resultado que si a esta función se la aproximase con sólo dos variables, P y L, resultaría una dispersión intrínseca proveniente del color. Según Sandage, la dispersión puede llegar a 0.5 magnitudes, según lo que dedujo de un modelo teórico, pero esto fué criticado por Reddish, quien demostró que la dispersión sería inferior a la citada, aunque sin dar cifras.

Finalmente Hubble y Sandage han observado que entre las más brillantes estrellas de M 31 y M 33 existen variables irregulares - cuya magnitud absoluta media es $M_p = -8.8 \pm 0.2$. Según los mismos autores, se conocen otros sistemas con esta clase de estrellas, los que proporcionarían una gran muestra para futuras estadísticas.

2b. Estrellas más brillantes, cúmulos globulares.

Las cereidas no pueden ser identificadas en galaxias con módulos de distancia más grande que $m - M = 28$. Las únicas galaxias más cercanas que este límite son los miembros del grupo local, el de M 81, de M 101 y el del polo galáctico sur. Los corrimientos al rojo sistemáticos recién superan definitivamente los movimientos peculiares más allá de $m - M = 30$. Es necesario pues recurrir a indicadores más brillantes que las cereidas para llenar este intervalo de dos o tres magnitudes.

Entre los indicadores individuales, Hubble usó las estrellas más brillantes de una galaxia. Según Sandage, es posible hacer por lo menos tres reservas al respecto: 1) Es posible que Hubble haya confundido regiones HII brillantes y compactas con estrellas, haciendo que la diferencia de módulos entre grupos próximos, donde sí se observan las verdaderas estrellas, y el de Virgo, donde ya existe la posibilidad de confusión, haya sido subestimada en un par de magnitudes. 2) Es probable que la magnitud absoluta de las estrellas más brillantes dependa del tipo nebuloso y de la magnitud absoluta del sistema al que pertenecen. Es bien conocida a este respecto la correlación hallada por Holmberg en 1950, aunque es preciso actualizarla. Indicios de una correlación con el tipo nebuloso han sido destacados hace un par de años por el presente autor. 3) Las estrellas más brillantes no aparecen aisladas sino en grupos y asociaciones que son difíciles de resolver para módulos del orden de 30, aún con los mayores telescopios.

A estas observaciones el mismo Sandage antepone las siguientes vías de solución: 1) Mediante la fotografía sensible al rojo, hoy es posible separar regiones espectrales. 2) Con el telescopio de 200 pulgadas es posible estudiar cefeidas en los grupos ya citados. Los tipos nebulosos de las 30 galaxias que les pertenecen van desde las Sb- hasta las IrrI y las magnitudes absolutas desde -21 hasta -14. Este intervalo entre tipos y magnitudes absolutas permitirá el establecimiento de la relación $M_g = f(M_g; T)$; que podrá extenderse así hasta $m-M = 30$ para la estimación de distancias.

Aunque parezca sorprendente, la única fuente sistemática y de valor estadístico sobre las magnitudes de presuntas estrellas en galaxias data de 1936 y procede de Hubble. Desde entonces no se han

publicado más magnitudes, salvo esporádicos y fragmentarios estudios sobre el tema. Los datos de Hubble padecen de los inconvenientes que se señalaron hace un momento, más el agravante de los errores sistemáticos en la escala de magnitudes que según Baade llegan hasta nueve décimos de magnitud en el extremo débil. Es de nuestro conocimiento que actualmente está en marcha un programa fotométrico en el Observatorio de Lick para suplir esta deficiencia.

De todos modos, los valores corrientes para las magnitudes absolutas de las estrellas más brillantes en las galaxias son las siguientes:

Galaxia.....	-9.8; -9.4; -8.8	
Nube Mayor	-10.1; -9.8; -9.5	(19.2)
Nube Menor	-8.8; -8.5	(19.2)
M 33	-8.9	(24.5)
M 31	-8.6	(24.6)
NGC 6822	-8.3	(24.1)

para los módulos que se citan entre paréntesis, los cuales probablemente son exagerados en unos 0.3 de magnitud. Las magnitudes citadas para M 31, M 33 y NGC 6822 son resultados de análisis estadísticos de Hubble y otros; deben esperarse entonces valores sistemáticamente más débiles que los otros, que provienen directamente de identificaciones.

Las anteriores consideraciones se refieren solamente al extremo superior de la función de luminosidad de Población I; en cuanto a las estrellas de Población II, éstas sólo pueden observarse en su extremo superior de luminosidad en galaxias del grupo local. Es clásica la observación de Baade sobre la simultánea resolución de los cúmulos globulares y del fondo continuo de Población II en Andrómeda,

al llegar a la magnitud aparente fotovisual 21.2, que sirvió para hacer una estima del módulo de esa galaxia al identificar esas estrellas con el extremo brillante de la Población II de los cúmulos globulares. Hemos visto al hablar de las RR Lyrae que las gigantes de M 13 tienen $M_v = -2.3$; tal es la magnitud de las estrellas más brillantes de la segunda población que se adopta hoy.

Los cúmulos globulares como indicadores de distancia presentan la ventaja de renuir el material absorbente -si lo hay- de la galaxia donde se encuentran y por consiguiente dar el módulo de distancia libre de absorción intrínseca. Sin embargo, no es fácil su identificación, sobre todo en objetos espirales vistos de plano, pues en tal caso se proyectan sobre la estructura espiral y son difíciles de hallar. Los cúmulos globulares aparecen en gran número en la galaxia de Andrómeda, donde son casi tan numerosos como en la nuestra y han sido objeto de estudios detallados por Hubble y Mayall. Se conoce así la función luminosidad de estos objetos y su extremo superior cercano a -10. Un primer máximo en dicha función se encuentra entre -9.0 y -8.5, lo que la hace especialmente útil para estimas de distancia.

Sin embargo, los cúmulos globulares presentan una dificultad en su papel de indicadores de distancia. Existen serias razones para creer que no forman un grupo homogéneo sino que sus características dependen de diferencias sistemáticas de composición química entre las galaxias. Tal sería la explicación de los llamados cúmulos azules de las Nubes de Magallanes y en M 33 recientemente descubiertos por Hiltner e independientemente por Mayall. Tales objetos en M 33 son sistemáticamente más débiles, por dos magnitudes, que los de M 31.

Es evidente, pues, que debe procederse con esta clase de objetos en la misma forma que con las estrellas más brillantes, es decir, buscar la correlación entre los parámetros que definen la función de luminosidad de los cúmulos globulares con los tipos y magnitudes absolutas de las galaxias. En este sentido podría preverse ya una correlación entre el extremo superior de la función de luminosidad y la magnitud absoluta, ya que está probado por Jaschek que el número de cúmulos globulares aumenta con la luminosidad del sistema estelar a que pertenecen. Así por ejemplo NGC 4486 en Virgo parece tener más de un millar de ellos y es un ejemplar superluminoso con $M = -20.7$.

Existen indicios de que las galaxias tempranas, elípticas y espirales Sa, Sb- son propensas a poseerlos en grandes números, lo que coincide con los datos de Jaschek, pues precisamente estos sistemas son los más luminosos. También aquí la escasez de datos es abrumadora. No existe una búsqueda sistemática de cúmulos globulares en galaxias más allá del grupo local. Esta podría empezar por los objetos elípticos más próximos, siguiendo después con las Sa y Sb-. En cuanto a la información fotométrica tan escasa, ello se debe a la enorme cantidad de tiempo que insume el trabajo fotoeléctrico sobre objetos débiles, ya que esto puede realizarse en unos pocos observatorios solamente.

En las galaxias tardías es difícil separar cúmulos globulares y galácticos pues la existencia de cúmulos globulares "azules" no permite usar el color como criterio. La situación se torna problemática cuando se comprende que la única manera de separar ambas clases de objetos es por medio de la topología del diagrama H-R, un criterio bastante difícil de aplicar más allá de las Nubes de Magallanes.

2c. Regiones de emisión.

Aunque hasta el presente no han sido estudiadas fotométricamente, los grandes complejos de emisión que aparecen en las espirales desde los tipos Sb- hasta las IrrI presentan excelentes posibilidades como indicadores de distancias. Así lo demostramos hace un tiempo, al probar que las magnitudes absolutas de estos objetos llegan a un máximo de -12 en las espirales Sc- y en las Sb- e IrrI todavía son tan brillantes como -10.5. Esto hace de esta clase de objetos los más brillantes indicadores después de las novae. Según Hubble, la utilidad de estos complejos de emisión como indicadores de distancia es indiscutible, dado que varían ampliamente en dimensiones y magnitudes. La observación es exacta pero incompleta, pues las variaciones en tamaño, si bien existen, correlacionan armoniosamente con el tipo de galaxia, como veremos más adelante y otro tanto parece ocurrir con las magnitudes. También aquí el Observatorio de Lick se halla comprometido en un programa de largo alcance.

Mediante fotografía a través de convenientes regiones espectrales es sencillo establecer la presencia de estos objetos. Las modernas técnicas desarrolladas por G. Courtès basadas en filtros interferenciales e interferómetros de Fabry-Perot son muy promisorias. Los filtros interferenciales recientemente adquiridos por el Observatorio de Córdoba, hacen posible extender esta clase de investigaciones al hemisferio sur.

2d. Novas y super-novas.

Del punto de vista histórico, son estos objetos los primeros usados para hacer estimas de distancia y en ser llamados indicadores.

La presente calibración de magnitudes para novas proviene de Arp, quién realizó un sistemático estudio de estas estrellas en la galaxia de Andrómeda. Este trabajo, que es un modelo de planeamiento y realización, muestra que hay dos grupos de luminosidades máximas: el primero en -8.5 y el segundo alrededor de -6.4 magnitudes absolutas; ellos corresponden respectivamente a las novas rápidas y a las novas lentas. El valor medio de ambos grupos es -7.5 , que es precisamente el valor hallado por Cechini y Gratton, para las novas galácticas.

En 1955 Buscombe y de Vaucouleurs estudiaron la relación entre las magnitudes al máximo y las velocidades de declinación de las novas, siguiendo los pasos de McLaughlin y confirmando los resultados de este último. Posteriormente Th. Schmidt (1957) discutió los datos de McLaughlin, Arp y los anteriores, junto a mejores estimas de la absorción, llegando para las novas rápidas y lentas a magnitudes de -9 y -6.5 respectivamente.

En un reciente trabajo de van den Bergh se establece una calibración para las supernovas mediante el empleo sistemático de un sistema de clasificación bidimensional en tipos morfológicos y clases de luminosidades para las galaxias. Sus resultados, que se basan en una escala de distancias de $H = 100 \text{ Km/sec. Mpc.}$, son $M = -18.7$ y $M = -16.3$ para las magnitudes medias al máximo de brillo de las supernovas de tipos I y II respectivamente. La frecuencia de aparición parece favorecer los objetos más luminosos, mientras que la frecuencia media de las supernovas en una determinada galaxia es de una cada cuatro siglos, según Zwicky. Un programa continuo de patrullaje de supernovas, con cámaras de gran luminosidad está hoy en marcha en varios observatorios boreales, con un resultado neto de cuatro o cinco supernovas por año. El hemisferio austral carece de programas similares, los que

podrían ser de gran interés para el establecimiento de distancias en cúmulos densos y lejanos.

2e. Magnitudes absolutas de las galaxias

El último indicador fotométrico de distancia al que es posible recurrir es la luminosidad intrínseca de las galaxias. Ello importa un conocimiento de las magnitudes absolutas en función del tipo y clase de luminosidad.

Recientemente S. van den Bergh ha establecido un sistema de clasificación a dos parámetros, basándose en que las luminosidades de las galaxias parecen estar vinculadas al grado de desarrollo de la estructura espiral. La correlación es en el sentido de que los objetos más luminosos presentan brazos más largos y mejor desarrollados. En cuanto a las magnitudes absolutas de las irregulares, éstas parecen depender del brillo superficial.

El primer parámetro de la clasificación es el grado de concentración central (tipos de Hubble) y el segundo es la clase de luminosidad. La nomenclatura elegida para esta última es semejante a las cinco clases I al V del sistema espectral de Yerkes.

Mediante la calibración establecida por van den Bergh, se pueden hacer estimas de magnitudes absolutas individuales con una precisión de media magnitud mientras que para cúmulos y grupos es posible aumentar la exactitud. Aunque puede objetarse el empleo de las cartas y no las placas del Palomar Sky Survey para la clasificación, el citado autor ha podido hacer un estudio sistemático de cúmulos y grupos de galaxias hasta módulos del orden de 32,5, es decir hasta unos 30 megaparsec, que parece estar en buena coincidencia con aquellas regiones ya estudiadas.

La clásica aplicación de la luminosidad de una galaxia como indicador se ha hecho, empero, recurriendo a la función de luminosidad general de las galaxias, y en particular a su extremo superior. Esto, sobre todo para cúmulos distantes, constituye el único método presente de determinación de distancias para módulos superiores a $m-M=35$. Los valores corrientes para el extremo superior de luminosidad de las galaxias oscilan entre -21 y -22 magnitudes absolutas, los que permitirían llegar hasta unos 10.000 megaparsec.

Sin embargo, serias dificultades de naturaleza estadística han sido señaladas por Behr y más tarde por Scott, en el sentido de que las galaxias seleccionadas en cúmulos distantes tenderían a ser más y más excepcionales en luminosidad, viciando así las estimas. Para escapar a este dilema -según Scott- sería menester conocer la función de luminosidad de las galaxias con suficiente precisión y constatar si es la misma para todos los cúmulos de galaxias.

3. Indicadores geométricos de distancia.

Un indicador geométrico es un detalle medible de una galaxia que tiene un diámetro lineal definido y una dispersión relativamente baja. Por su naturaleza, estos indicadores son independientes -al menos en primera aproximación- de la absorción, dando entonces directamente los módulos verdaderos. El máximo alcance que se obtiene con este tipo de indicadores está dado por el poder separador del telescopio y la placa, el disco de confusión atmosférica y finalmente la difusión de la luz en la gelatina. Estos tres efectos contribuyen a la formación de imágenes estelares con diámetros rinitos y a ensanchar el diámetro verdadero de un indicador. Así, por ejemplo, en un caso tan favorable como el del telescopio de 5.08 metros de Mt. Palomar, es

posible medir diámetros con precisión superior al 25% siempre que nos mantengamos por encima del diámetro verdadero de 2ⁿ5.

3a. Anillos y regiones de HII.

Hace ya unos años Gum y de Vaucouleurs demostraron la constancia de los diámetros de los mayores anillos de hidrógeno en emisión (HII) en las galaxias. El diámetro medio de estas formaciones resulta ser del orden de los 100 parsec dentro de un 7 %, cuando se los mide sobre placas azules. Aunque no parece que estas formaciones aparezcan en todas las galaxias con población I, constituyen un excelente indicador de distancia allí donde se los encuentra. Sin embargo, los módulos de distancia usados por estos autores no concuerdan con los presentemente aceptados y una actualización de sus resultados muestra la insuficiencia del material empleado por ellos.

Es por eso que el autor de este informe investigó las posibilidades de las regiones de HII como indicadores de distancia, sin particular referencia a si eran anillos o no. Una clase tan general de objetos se halla presente en todas las galaxias con población I; su extremo superior es fácilmente identificable y según se encontró, dicho extremo superior correlaciona muy bien con el tipo de galaxia (grado de concentración central) como se constata en la tabla siguiente:

Tipo:	Sa	Sb-	Sb	Sc-	Sc	IrI	dSc
Diam:	60	90	140	180	145	110	70 parsec

La dispersión de estos valores apenas llega al 20 % del valor de las mismas. También en este caso encontramos que la estima de distancia en grupos de galaxias puede hacerse con relativa precisión, comparable a la obtenida con los mejores métodos fotométricos.

Una seria dificultad consiste en que no es posible ir más allá de los 10 megaparsec de distancia, sin modificar seriamente la precisión de los resultados. Sin embargo, como criterio para la metagalaxia interior, las regiones de HII parecen ser adecuadas y parecen constituir un poderoso auxiliar para las estimas de absorción para aquellos grupos con módulos fotométricos conocidos.

Como un método adicional para el mejoramiento de las distancias de los grupos de galaxias próximas, Sandage está empleando la función de distribución de los diámetros de las regiones de HII. Por supuesto que dicha función habrá de depender del tipo de galaxia, por lo menos, y será pues menester comparar objetos similares. El programa recién ha comenzado y hasta el presente sólo se conoce la función de distribución de las regiones de emisión de M 33, medida por el autor de este informe.

3b. Formas anulares en galaxias.

G. de Vaucouleurs sostiene -como consecuencia de sus trabajos sobre estructuras anulares- que con frecuencia se observan en ciertos tipos de galaxias y que poseen un diámetro lineal medio de 36 kiloparsec con una dispersión del 15 %. Sin embargo, Vorontsov-Veliaminov no ha encontrado una dispersión tan pequeña en más de doscientas galaxias del Sky survey y es de opinión de que las formaciones anulares en cuestión no son aptas como indicadores.

3c. Diámetro de las galaxias.

De la estrecha correlación entre los diámetros aparentes y las magnitudes totales de las galaxias -ya encontrada en tiempos de Hubble- es posible, al menos en principio, utilizar unos u otros como

indicadores de distancias. Como consecuencia de la gran variación intrínseca de las magnitudes (y por ende de los diámetros) de las galaxias de un mismo tipo, no es posible deducir la distancia de una galaxia aislada sea con su magnitud aparente, sea con su diámetro. La determinación de la razón de las distancias de dos grupos o cúmulos exigiría en principio la comparación de las funciones de luminosidad y de distribución de los diámetros, lo que es difícilmente factible. En la práctica nos hemos contentado con las magnitudes de las cinco o diez primeras galaxias como indicadores relativos. Pero las magnitudes son a veces difíciles y siempre laboriosas de medir. El empleo de los diámetros no exige, por el contrario, más que medidas fáciles y rápidas, logrando así medir en poco tiempo muchos objetos en un sistema homogéneo. Tal sistema ha sido usado por numerosos autores y en particular en tiempos recientes por de Vaucouleurs, para el establecimiento de una escala relativa de distancias en el hemisferio austral, que al presente está extendiendo al norte.

Establecimiento de la escala de distancias.

4.- Distancia de las galaxias.

Discutiremos brevemente nuestro conocimiento de las distancias en el grupo local y algunos grupos y cúmulos próximos, siempre que éstas se basen en estimas directas, por medio de indicadores fotométricos o geométricos.

4a. En el grupo local.

Por su proximidad, los miembros del grupo local juegan un papel fundamental en el establecimiento de la escala de distancias. El alto grado de resolución de estas galaxias permite ensayar en ellas todos

los indicadores de distancias primarios, lo que daría por resultado un gran peso a las estimas.

Las Nubes de Magallanes. Los trabajos de Thackeray, Wesselink, Shapley y McNaill, permiten hacer estimas basadas en indicadores de Población II. Así los dos primeros autores hallan una magnitud aparente fotográfica de 19.1 para las RR Lyrae en la Nube Menor y 19.2 para la Nube Mayor. Según Shapley y McNaill, las estrellas más brillantes de los cúmulos globulares aparecen en 16.4 y 16.2 magnitudes fotográficas para los mismos objetos. Estas cifras conducen a módulos siguientes:

	RR Lyrae	Estr. Pob. II
Nube Menor	18.9	19.1
Nube Mayor	19.0	18.9

Si aceptamos 0.2 y -2.7 para las magnitudes absolutas de las RR/Lyrae y las estrellas más brillantes de Población II.

De la relación P-L anteriormente citada, se deduce un módulo $m-M = 18.8$ para la Nube Menor. Este valor es muy incierto, pues está basado en el supuesto de que la relación P-L en la Nube Menor es idéntica a la que encontramos en la Galaxia. Un número de recientes investigaciones, en particular de Arp, van den Bergh, Kron y Evolopoulos sugieren que las estrellas jóvenes en la Nube Menor contienen elementos menos pesados que las de nuestra galaxia. Si esto fuere el caso, entonces las relaciones P-L de ambos sistemas bien podrían ser diferentes.

Las novas también han sido usadas para estimas de módulos de distancia de las nubes, por varios autores. Así por ejemplo Henize, Hoffleit y McNaill obtienen $m-M = 18.7$ para la Nube Menor y 19.0 para la Mayor, basándose en los probables máximos de las novas. Similarmente

Buscombe y de Vaucouleurs hallan 18.6 ± 0.2 para la nube menor. Este último astrónomo rediscutió las novae de ambas nubes, pero esta vez usando la magnitud 15 días después del máximo, hallando 18.8 y 18.4 respectivamente para la Nube Menor y Mayor. Finalmente Th. Schmidt obtiene 19.2 ± 0.4 para ambas, después de una discusión de todas las novae conocidas.

Resumiendo: El módulo fotométrico de las Nubes de Magallanes parece ser $m - M = 18.9 \pm 0.2$.

La galaxia de Andrómeda: La importancia de esta galaxia desde el punto de vista cosmológico no necesita destacarse más. Su conveniente ubicación en el hemisferio norte la torna fácilmente observable con los instrumentos más poderosos y al presente, gracias a los importantísimos trabajos de Baade, es el objeto extragaláctico mejor estudiado.

La media de las magnitudes fotográficas de 212 cúmulos globulares observados por Szejtler y Nassau, 17.32, junto con la magnitud absoluta media de -7.0 para objetos similares en nuestro sistema (corregida en 0.5 por el cambio de magnitud de las RR/Lyr), nos da un módulo de 24.3. Según Baade, las estrellas más brillantes de población II tienen una magnitud aparente visual de 21.2. Observaciones de cúmulos globulares en nuestra galaxia indican que las RR/Lyr son unas 2.9 magnitudes visuales más débiles que las estrellas más brillantes de los cúmulos globulares. En M 31 las RR/Lyr deberían aparecer en consecuencia en $m_v = 24.1$. Si tomamos 0.4 para el índice de color de estas estrellas y 0.2 para el enrojecimiento producido por el material interestelar entre el sol y M 31, se obtiene 24.7 para la magnitud fotográfica aparente de dichos objetos. De aquí sale el módulo 24.2.

Las cefeidas clásicas condujeron a Baade y Swope a estimar el módulo aparente en 24,25, pero recientes comentarios de Baade tienden a

Llevar esta cifra a 24.34. El uso de centésimos es quizá un tanto exagerado. Por su parte van den Bergh estima el módulo de M 31 en base a las cefeidas y la relación P-L ya citada en 24.2, suponiendo además que la dispersión por color y absorción interna lleva a las cefeidas mas brillantes de un periodo dado 0.5 magnitudes por encima de la relación P-L media hallada por Baade y Swope.

En cuanto a las novas, las magnitudes citadas por Hubble, Mayall y Arp, conducen a módulos que van desde 23.8 hasta 24.4. Por otro lado, Th. Schmidt encuentra 24.6 ± 0.3 y 24.45 ± 0.3 , si se toma en cuenta la posible absorción interna de M 31. Finalmente Baade ha observado seis objetos que identifica con nebulosas planetarias, con una magnitud absoluta media de -22.04 m. Con la fórmula de Briggmann que correlaciona la magnitud absoluta de una planetaria con la diferencia de magnitudes entre ésta y su estrella central, deduce Baade $m - M = 24.2$ a 24.5 .

Como vemos, ya aquí las discrepancias son mayores que en las Nubes de Magallanes, puesto que un factor de diez en la distancia reduce mucho las posibilidades de encontrar otros indicadores.

En resumen: El módulo aparente fotográfico de M 31 parece ser 24.3 ± 0.2 , si se toma en cuenta la absorción interna de esa galaxia.

Otros miembros del grupo local. Tan magros son nuestros conocimientos de las distancias de las galaxias del grupo local, que fuera de las tres mencionadas sólo conocemos datos fragmentarios, en su mayoría provenientes de Hubble acerca de M 33, NGC 6822, IC 1613 y de Baade con referencia a las galaxias enanas de tipo Sculptor. Generalmente se aceptan los módulos relativos de Hubble, que son:
 $(M33)-(M31) = -0.1$ $(NGC\ 6822)-(M31) = -0.5$ $(IC\ 1613)-(M\ 31) = -0.1$
mientras que Baade cita los siguientes:

NGC 185 23.9: NGC 147 23.9: Fornax 21.4: Leo 23.3: Sculptor 19.6:
Draco 20.3 Leo II 22.5 UMi 19.9:

para los miembros enanos del grupo local.

En conclusión, la situación del grupo local de galaxias no resulta muy halagadora, ya que solamente las Nubes de Magallanes y la Galaxia de Andrómeda poseen determinaciones directas de sus distancias.

Sandage ha propiciado el uso provisorio de módulos de distancias en el grupo local basados únicamente en las novae, y adopta para este fin aquellos de Th.Schmidt.

Este punto de vista es a nuestro criterio algo apresurado ya que no es posible prescindir de los demás indicadores, aunque fueren cefeidas, pues todos concuerdan en valores 0.3 a 0.4 magnitud por debajo de los de aquel autor.

Esto es probablemente debido a que no se ha tomado en cuenta la absorción interna en las Nubes y en M 31, al menos por parte de Sandage, ya que esto lo previó Schmidt. La situación es tanto más difícil de sostener por cuanto el nuevo cero de las RR Lyrae tiende a reducir los módulos provenientes de aquellas, de las estrellas más brillantes de Población II y de las magnitudes de los cúmulos globulares, llevándolos a un mejor acuerdo con las cefeidas.

4b. En la metagalaxia interior.

Aceptando la nomenclatura de Shapley, la metagalaxia interior es el volumen contenido en una esfera de radio igual a la distancia del cúmulo de Virgo. Casi todas las galaxias que aquí se encuentran forman el catálogo de Shapley-Ames, aunque este llega algo más lejos para los objetos intrínsecamente más brillantes.

Dentro de esta fracción del universo es ya fácil ver que la mayoría de las galaxias están agrupadas en grandes o pequeñas estructuras y que no existe un "campo" uniforme sobre el cual tales estructuras se superpongan. Esta impresión se confirma al agregar una tercera dimensión a la distribución superficial de los objetos del catálogo de Shapley-Ames, por medio de estimas de distancias o con las velocidades radiales. La presencia de grupos de galaxias, posiblemente asociadas físicamente y de origen común, es un hecho de gran importancia para la determinación de sus distancias. Por una parte si la dispersión no es muy grande, puede aumentarse considerablemente el peso del módulo común y por otra parte la casi equidistancia de los miembros del grupo permite descubrir diferencias sistemáticas entre los indicadores que dependan del tipo y la magnitud.

Discutiremos a continuación las distancias de algunos grupos importantes en ambos hemisferios galácticos.

Grupo del Polo Galáctico Sur: Una media docena de espirales tardías en un área de diez grados de radio en altas latitudes, que también es conocido como el grupo de Sculptor. Los grandes diámetros, alto grado de resolución en estrellas de magnitudes del orden de 18.5 y bajas velocidades radiales, condujeron a de Vaucouleurs a un módulo aparente de 27.0 ± 0.2 . Independientemente quién esto escribe determinó la distancia de este grupo por medio de los diámetros de las regiones de emisión medidos en cinco de los seis miembros, llegando a un módulo verdadero de 26.9 ± 0.1 que podría conducirnos a uno aparente de 27.15 en bastante buen acuerdo con el anterior. Para un módulo de 27 o una distancia de 2.5 megaparsec, resulta posible resolver estas galaxias con el reflector de Bosque Alegre. Actualmente está en progreso un programa intensivo de búsqueda y mejoramiento de indicadores

de distancia con el objeto de refinar las estimas previas.

Grupo de M 81. Sandage ha publicado hace varios años una estima del módulo de M 81 que es la galaxia más luminosa de este grupo de una decena de objetos. Los datos usados fueron: una cefeida clásica de magnitud fotográfica aparente al máximo de 21.4 y período de 30.65 días; variables azules irregulares, las dos más brillantes apareciendo en 18.4 y 18.7 y veinte novas observadas por Hubble. Sandage supone una amplitud de un par de magnitudes para la cefeida, lo que con la relación P-L antes citada da $m - M = 26.5$. Si las variables azules tienen $M_p = -8.8$, entonces $m - M = 27.1$ ó 27.4 . Además Sandage usa la observación de Hubble de que las novas en M 81 aparecen en media 3.8 magnitudes más débiles que las de M 31, cuando se las observa 15 días post máximo. Si empleamos ahora el módulo actualizado de M 31, es decir 24.3, resulta para M 81, $m - M = 28.1$.

De todo ello es difícil sacar una conclusión optimista, aunque la media simple de esas cifras 27.3 ± 0.4 está acorde con el módulo verdadero del grupo deducido de las regiones de emisión $(m-M)=26.8$ y con una absorción de 0.5 magnitudes, muy plausible en esas latitudes. Por otra parte van den Bergh estimó los módulos de distancia verdaderos para cuatro miembros del grupo en base a sus clases de luminosidad; de la media $(m-M)=26.5 \pm 0.3$ y las anteriores estimas se saca $(m-M)=26.7 \pm 0.2$ como el mejor valor para el momento.

Grupo de M 101: Desde la publicación del módulo de M 81 por Sandage, siempre se atribuyó la misma distancia al grupo de M 101, sin que en realidad parezca ser este el caso.

El módulo verdadero del grupo deducido de las regiones de emisión es $(m-M) = 28.0 \pm 0.2$, mientras que la media de los cuatro módulos

verdaderos dados por van den Bergh para otros miembros es $(m-M) = 27.9 \pm 0.3$. Finalmente el mismo autor piensa que este grupo forma parte de una extensa nube de galaxias que se extiende al norte de Virgo, sobre Canes Venatici y Ursa Majoris. Para esta nube, que él llamó de Canes, dedujo un módulo de 27.6 ± 0.2 verdadero, también en base a las clases de luminosidad. En nuestra opinión la estructura de esta parte de la metagalaxia no está todavía bien clara y puede muy bien considerarse al grupo de M 101 como una entidad aparte de la nube de Canes, o bien admitirse que la dispersión de los módulos en esta última es suficientemente grande como para no definir un módulo medio que conforme a todos los miembros. En este sentido hemos considerado en otro trabajo dos grupos que llamamos UmaI y UmaII con módulos verdaderos de 27.6 y 28.6 magnitudes, cuyos miembros lo son también de la Nube de Canes. Ambos grupos corresponden a velocidades radiales y diámetros aparentes sistemáticamente diferentes, que muy bien podrían estar situados estadísticamente al frente y al fondo de la expresada nube. De todos modos esta situación merece ser analizada en detalle en otro lugar.

El grupo en Leo: En el catálogo de velocidades radiales de nebulosas extragalácticas de Humason y asociados, Sandage incluye al grupo en Leo como un posible escalón para la escala de distancias antes de llegar al cúmulo de Virgo.

Hace un tiempo Holmberg estimó el módulo aparente de este grupo en 29.3 ± 0.4 magnitudes, basándose en la estadística de los diámetros y luminosidades de sus miembros. Este valor está corregido en 0.1 con el fin de actualizar el módulo de M 31. Por otra parte, los diámetros de las regiones de emisión dan un módulo verdadero de 29.1 ± 0.3 que concuerda perfectamente con el anterior al observarse que la absor-

ción en el área de este grupo es de 0.3 magnitudes. Ya aquí no existen otras determinaciones de distancias que las precedentes.

4c. Cúmulo de Virgo.

La velocidad radial media de este cúmulo sobrepasa el millar de kilómetros por segundo y es posible que supere ya los movimientos peculiares a tan punto que sea posible estimar la constante de Hubble con cierta confianza. Esta ha sido la idea corriente que hasta el presente es compartida por la mayoría de los astrónomos; de aquí el carácter fundamental de este cúmulo para nuestro conocimiento de la escala del universo.

La observación de Baum sobre la diferencia de magnitudes entre los cúmulos globulares de M 87 y M 31, que llega a seis magnitudes, conduce de inmediato a un módulo aparente de 30.3. Sin embargo, no debería confiarse demasiado en esta cifra, ya que proviene de comparar muestras muy dispares (un millar de cúmulos en M 87 y sólo 300 en M 31) y que ambas galaxias son de tipos diferentes (M 87 es una elíptica, mientras que M 31 es una Sb temprana).

Sandage ha observado la resolución de M 100 en Virgo en sus estrellas más brillantes en magnitud 20.8, por comparación con 19.0 dado por Hubble. La diferencia de 1.8 magnitudes proviene de que Hubble confundió regiones HII compactas con estrellas, por una parte y por otra, el error de sus escalas fotométricas. En una larga discusión, Sandage combina los viejos valores de Hubble tanto de las magnitudes absolutas de las estrellas como del módulo con las presentes estimas para las primeras de -8.5 ó -9.5. También usa módulos en el grupo local que provienen exclusivamente de las novas. Todo ello conduce a módulos aparentes que van desde 30.3 hasta 32.1. Como control también

Sandage recurre a los datos de Baum sobre los cúmulos globulares de M 87 y finalmente concluye que 30.7 podría ser la mejor estima por el momento.

El procedimiento de Sandage es objetable por las siguientes razones:

- 1) Combina valores antiguos de Hubble y sus incertidumbres de escala, con las presentes observaciones.
- 2) Los módulos del grupo local, basados en las novas, no sólo son de poco peso por provenir solamente de un indicador, sino que en ellos no se ha tomado en cuenta la absorción interna. Todo esto exagera los módulos en 0.3 ó 0.4 de magnitud.
- 3) No pueden usarse aisladamente como indicadores las estrellas más brillantes, pues las determinaciones son de muy bajo peso, dada la incertidumbre acerca de sus luminosidades.
- 4) Existen indicios de que el cúmulo de Virgo está rotando y que las galaxias más aptas para la observación espectroscópica no están parejamente distribuídas. Ello vicia la velocidad radial media. Esta observación, debida a Holmberg, conduce a una velocidad corregida de 1262 km/sec. comparada con 1136 km/sec. que es la media simple.

Muy recientemente S. van den Bergh publicó el resultado de su calibración de luminosidades de las galaxias y arribó a los siguientes valores del módulo verdadero:

29.89 ± 0.08 en base a todas las galaxias del cúmulo clasificadas por él (66).

29.96 ± 0.08 en base a los 58 miembros sin probables efectos de selección.

Estas cifras se han corregido para un módulo de M 31 de 24.3.

Previamente a las investigaciones de Sandage y van den Bergh, Holmberg publicó un minucioso estudio del módulo de este cúmulo basándose exclusivamente en consideraciones fotométricas. El compara las magnitudes de las espirales más brillantes del cúmulo, reducidas a inclinación de 90° con la luminosidad intrínseca de M 31, también reducida en la misma forma. Esto lo lleva a un módulo de 30.2 (aparente). Más adelante usa las magnitudes superficiales de los mismos objetos y una correlación hallada entre ese parámetro y la magnitud absoluta. Calibrando con M 31, M 81 y M 33 obtiene los resultados 30.8, 29.7 y 30.0 respectivamente. Además compara las funciones de luminosidad de las galaxias de los grupos local, de M 81 y M 101 con la del cúmulo de Virgo, sacando $m-M=30.3$. Todo esto conduce a Holmberg a adoptar un módulo de 30.2, una cifra que coincide con las precedentes, cuando se observa que la absorción en el área del cúmulo es de 0.26 mag. (29.94).

Finalmente el autor de este informe dedujo de los diámetros de las regiones de emisión en una decena de espirales del cúmulo un módulo verdadero de 30.0, en plena coincidencia con los valores precedentes. Esto es quizás un tanto fortuito, ya que la corrección de los diámetros medidos es muy incierta a esas distancias.

En conclusión diremos que toda la evidencia hasta el presente tiende a favorecer un módulo verdadero del cúmulo de Virgo del orden de 30 magnitudes y una distancia de 10 megaparsec. Incidentalmente observamos que el módulo aparente de 30.3 difiere de aquel dado por Sandage en precisamente 0.4 magnitudes, una cifra que es del orden del exceso de los módulos provenientes de novas dados por Th. Schmidt sobre los módulos medios deducidos de varios indicadores en las galaxias del grupo local.

4d. Las distancias más allá del cúmulo de Virgo.

Las distancias de las galaxias cercanas hasta el cúmulo de Virgo pueden estimarse por sucesivas aplicaciones de los diversos indicadores. Más allá las distancias cósmicas en el resto del universo deben ser deducidas a través de la comparación de las propiedades integradas de las galaxias mismas, usando el cúmulo de Virgo como referencia. En este sentido, de Vaucouleurs y van den Bergh han usado los diámetros aparentes y las luminosidades intrínsecas, respectivamente, como criterios. El primero estableció los módulos relativos de varios grupos, nubes y cúmulos australes, pero recién se está efectuando la extensión al hemisferio norte para establecer la calibración. El segundo, en cambio, ha llegado hasta unos 30 megaparsec para todos los objetos registrados en el Sky-Survey. Mas allá es preciso recurrir a las propiedades de los cúmulos de galaxias, pero aún se puede decir poco al respecto.

Es aquí donde se hace necesario un indicador de distancias independiente de la naturaleza de la galaxia a que corresponde, ya que para objetos tan lejanos es difícil determinar el tipo nebuloso, medir sus magnitudes o diámetros. Aquella propiedad general del universo a la que nos referíamos al comienzo de este informe, es el corrimiento hacia el rojo que llena este vacío.

5. El corrimiento hacia el rojo como indicador de distancia.

5a. La ley de Hubble.

El catálogo de velocidades radiales de nebulosas extragalácticas de los observatorios de Mt. Wilson-Palomar-Lick, contiene toda la información recopilada desde 1928 hasta 1956. Esos datos sobre veloci-

dades y magnitudes permiten una completa rediscusión de la relación corrimiento al rojo-magnitud para galaxias del campo general y cúmulos. Del análisis de los datos concluye Sandage que:

- 1) La pendiente de la recta de correlación entre magnitudes y corrimientos para galaxias del campo o cúmulos, con velocidades menores que el 10 % de la de la luz es igual a 5, dentro de los errores de la solución.
- 2) La aparente expansión parece ser isótropa.
- 3) Los puntos correspondientes a cúmulos con velocidades radiales superiores al 10 % de la de la luz se apartan significativamente de la relación lineal.

Sandage finalmente concluye que el parámetro de expansión es del orden de $H = 180 \text{ km/sec Mpc}$, basándose en una estima del módulo de distancia del cúmulo de Virgo, hoy ya en desuso. Sin embargo resulta ilustrativo referir aquí las conclusiones arribadas por Hnatek después de analizar el mismo material de Sandage con el agregado de algunos grupos no empleados por éste. Hnatek observa que la adopción de una única magnitud absoluta para las más brillantes galaxias de campo y cúmulo respectivamente, conduce a valores de H muy discrepantes que oscilan entre 50 y 200 km/sec.Mpc . y encuentra factible representar a las velocidades con un H que a su vez depende linealmente de las velocidades. Finalmente hace notar que de no haberse descubierto unos pocos de los cúmulos más lejanos, podría haberse llegado a un valor de H igual a 158 km/sec.Mpc . ! La incertidumbre de criterios tales como el del objeto más brillante, conduce pues a resultados contradictorios.

Análogamente los efectos de selección son muy grandes para cúmulos lejanos, y la desviación de la linealidad observada por Sandage

es precisamente en el mismo sentido que el efecto de este tipo previsto por Scott.

Por el otro extremo, las velocidades peculiares vician los corrimientos al rojo sistemáticos en galaxias y grupos próximos, aunque existen indicios de que las velocidades medias de los grupos pueden corresponder a la ley de Hubble en un rango de distancias tan grande como un factor 10. Resulta importante entonces calcular el factor de proporcionalidad, o constante de Hubble H , para así disponer del factor de escala.

5b. La constante de Hubble.

Estimas tradicionales de H dependieron siempre del módulo de distancia aceptado para el cúmulo de Virgo, y de su velocidad radial. Así por ejemplo los varios módulos citados por Sandage lo condujeron a valores de 55, 83, 87 y 125 km/sec.Mpc., adoptándose actualmente cifras redondas de 100 ó 75 km/sec.Mpc., según sea el gusto del interesado. Sin embargo hemos visto que los módulos citados por Sandage resultan algo exagerados y en consecuencia sus valores de H un tanto pequeños.

Holmberg hizo estimas de H basadas en un módulo de M 31 de 24.25 y una velocidad radial de Virgo de 1262 km/sec. Dividió el material en dos partes: Las galaxias de campo y las del cúmulo de Virgo. Para las primeras usó la relación luminosidad-brillo superficial y para el segundo empleó su módulo de 30.2. Las dos estimas dan una media de 134 ± 6 km/sec.Mpc., que corregida por diferencia de módulos en M 31 resulta 128 ± 6 km/sec.Mpc.

Por otra parte el autor del presente informe estimó H por medio de las velocidades radiales medias de cinco grupos y del cúmulo de Virgo junto con las distancias inferidas de los diámetros de las regio-

nes de HII. La solución se calibró con el grupo local, para cuyos miembros se usaron módulos en esencial acuerdo con los citados más arriba. Los valores de H determinados para cada tipo de galaxia por separado condujeron a una media de $H = 125 \text{ km/sec.Mpc}$. Desde los 4 megaparsec hasta los 10 de distancia del cúmulo de Virgo, la representación de la ley de Hubble resulta lineal dentro de la incertidumbre de los errores.

Recientemente van den Bergh recalibró su sistema de clases de luminosidad para las galaxias con el grupo local, usando módulos prácticamente idénticos a los nuestros (Sandage-0.4) llegando a un valor para H de $120 \pm 20 \text{ km/sec.Mpc}$. Aquí la distancia sobre la cual se extienden las observaciones llega a los 30 megaparsec, probando así la constancia de H en un largo rango.

Las tres últimas determinaciones no dependen sólo del cúmulo de Virgo, sino que entran en las soluciones otros grupos y galaxias aisladas que contribuyen a dar más peso a un valor de H sensiblemente superior a los corrientemente citados, quizás del orden de $126 \pm 3 \text{ km/sec. Mpc}$.

La extensión de la ley de Hubble a distancias aún mayores está por completarse y la presente información es magra y contradictoria. El proyecto más ambicioso viene de Baum, quien piensa basar sus conclusiones en mediciones exclusivamente fotoeléctricas en seis colores diferentes, para así medir simultáneamente magnitudes y corrimientos de la curva de energía proveniente del efecto Doppler.

6. Conclusión.

De todo lo expuesto anteriormente se desprende que un valor de 125 km/sec Mpc para la constante de Hubble nos conduciría a una esca-

la de tiempo para el universo del orden de 8×10^9 años. Las modernas teorías de la evolución estelar permiten por otro lado determinar las edades de cúmulos y grupos de estrellas, y establecer por ende una comparación entre ambas escalas. Y es aquí donde surge la dificultad crucial: los cálculos de Hoyle y colaboradores conducen a edades cada vez mayores para las estrellas de población II, del orden de 10^{10} años, y de acuerdo a la escala precedente el universo pareciera no responsabilizarse de su propio contenido. Tradicionalmente una discrepancia en este sentido implicó siempre una revisión de la escala de distancias y una ulterior disminución de H, pero las últimas revisiones de ambas escalas implican una contradicción esencial. En efecto, más arriba hemos visto que los cálculos de Hoyle conducen **simultáneamente** a una disminución del brillo intrínseco de las RR/Lyrae y a un incremento de la edad de las estrellas de población II en un factor dos, pasando de los 6.5×10^9 a 10^{10} años. Dado que la escala de distancias depende críticamente de las RR/Lyrae y el nuevo valor de la luminosidad implica **disminución**, mientras que la edad de esas estrellas implicaría un **aumento** de aquella, sólo cabe buscar la raíz del dilema en los fundamentos de las teorías evolucionarias, y sobre todo en las composiciones iniciales que se adoptan para las estrellas de población II. Así por ejemplo el reciente aumento de la edad de dichas estrellas proviene según Hoyle de que (sic) "Ahora parece que la reacción no resonante $N^{14}(p,\gamma)O^{15}$ debe ser tomada como factor determinante del ciclo C-N y que la producción total de energía debe tomarse como inferior en un factor 100; esto aumenta la importancia del ciclo (p,p), el cual introduce un sensible aumento del tiempo requerido para que la evolución lleve a las estrellas fuera de la secuencia principal."

Recientemente Struve hizo notar también otras contradicciones en el mismo sentido, provenientes de una estadística de Oort sobre la frecuencia de tipos espectrales en cúmulos galácticos y otra de S.S. Huang sobre las masas de las estrellas dentro de 10 parsec de distancia. En ambos casos existe una deficiencia de estrellas en los tipos tardíos y masa pequeña en relación al Sol. Según Huang sus resultados podrían conducir a edades del orden de 6 u $8 \cdot 10^9$ años.

Finalmente recordemos lo expresado más atrás cuando nos referíamos a la aplicación del principio cosmológico. Los indicadores de distancias que hemos usado, realmente cumplen con el principio cosmológico? Existen sospechas de que ese no es el caso, al menos entre la Nube Menor y la Galaxia. P.Hodge hizo notar recientemente que debido a que las distancias de las galaxias próximas se determinan con las magnitudes aparentes de estrellas gigantes evolucionadas, tales como Cefeidas y RR Lyrae y las estrellas más brillantes de Población II, existe la posibilidad de que esas distancias no sean necesariamente correctas, ya que las características de las gigantes y sus trazas evolutivas parecen diferir de una galaxia a otra y no podrían compararse sus correspondientes estrellas hasta tanto no comprendamos completamente esas diferencias. Hodge basa esa observación en el hecho ya encontrado por Arp de que los diagramas H-R de los cúmulos en la Nube Menor parecen sugerir diferencias de composición química con los de la Galaxia. Pero tampoco esto parece estar definitivamente establecido, pues Feast, en un reciente análisis del material fotométrico de Arp y el suyo propio, concluye que no hay evidencia de que la Nube Menor sea una galaxia pobre en metales ni que sus estrellas sean sistemáticamente diferentes a las de nuestra galaxia.

Informe de trabajo

DETERMINATION OF MINOR PLANETS ORBITS BY MEANS OF FOUR OBSERVATIONS

C.A. Altavista
La Plata Observatory.

Von Veithen, among other authors, devised a method for the determination of the orbit of a minor planet, using four observations. He chose a Gaussian type procedure.

The fundamental system to solve in this method, is, in the first approximation:

$$\Delta_2 = (f_2 + g_2 \xi + i_2 \xi \eta) \Delta_1 + (\kappa_2 + m_2 \xi + o_2 \xi \eta)$$

$$\Delta_3 = (f_3 + g_3 \xi + i_3 \xi \eta) \Delta_1 + (\kappa_3 + m_3 \xi + o_3 \xi \eta)$$

$$r_2^2 = \Delta_2^2 + R_2^2 + 2 \Delta_2 S_2$$

$$r_3^2 = \Delta_3^2 + R_3^2 + 2 \Delta_3 S_3$$

where:

$$\xi = \frac{1}{(r_2 + r_3)^2} \quad \eta = \frac{r_2 - r_3}{r_2 + r_3}$$

$f_i, g_i, i_i, k_i, m_i, o_i$ ($i=2,3$) are functions of the observations and time intervals.

r_i, Δ_i ($i=2,3$) are resp. the heliocentric and geocentric distances of the object in question.

$S_i = R_i \cos \psi_i$ ($i=2,3$) is the product of the Earth's heliocentric distance by the cosine of the angle between R_i and Δ_i

Now, we introduce a simple Lagrangean method in which the problem, in the first approximation, depends upon the solution of an algebraic equation of eighth degree, namely:

$$\Delta = P + \frac{Q + q\Delta}{r^3}$$

$$r^2 = \Delta^2 + R^2 - 2\Delta S$$

We have computed the orbit of La Plata 1957 III and obtained the following residuals (O-C):

$$\begin{array}{rcccl} \Delta \alpha \cos \delta & 0''0 & 1''8 & 1''4 & 0''0 \\ \Delta \delta & 0''0 & 1''5 & 0''0 & 0''2 \end{array}$$

The total time interval is about 35 days.

We are now computing the orbit of Ino, 55 days total interval. By this way we intend to investigate the possible effects in a critical case for the convergence of the series.

For the present subject Jekhowski¹⁾ and Rure²⁾ have made contributions but in a some different way.

Bibliography:

- 1) B.Jekhowski. J.des Observateurs. 8, 1 (1925)
- 2) H.Rure. J.des Observateurs. 15, 89 (1932)

Informe de trabajo

Nuevo sincronizador de velocidad variable para el guiaje de estrellas sobre la ranura del espectrógrafo de Bosque Alegre

Miguel Ramé y Eduardo Broudeur

(Observatorio Astronómico, Córdoba; LMAF, Córdoba)

La nueva clasificación espectral de estrellas mediante una dispersión de 42 A/mm ha renovado y agudizado un viejo problema del reflector de Bosque Alegre. Este telescopio permitía guiar la estrella sobre la ranura del espectrógrafo con una sola velocidad: la diferencia de marcha entre tiempo medio y sidéreo. Como es sabido, esta velocidad es función de la declinación del astro, por lo que resultaba un árduo problema obtener espectros bien ensanchados y de densidad uniforme para ciertas magnitudes en determinadas declinaciones.

Con el objeto de dar una solución simple y rápida se ha diseñado y ejecutado con buenos resultados el circuito electrónico -extremadamente sencillo por cierto- que a continuación pasamos a describir.

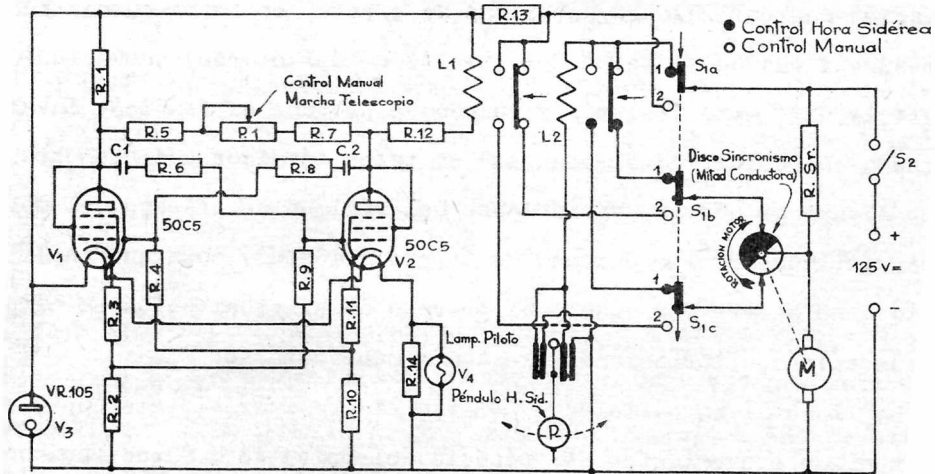
El mecanismo guiador del telescopio de 154 cm. de la Estación Astronómica de Bosque Alegre dependiente del Observatorio Astronómico de Córdoba, es accionado por un motor de cc. de 125 v. que normalmente y sin ningún dispositivo de control imprime al conjunto una velocidad mayor que la requerida. Solidario al eje de este motor se ha agregado un disco que tiene la particularidad de ser únicamente la mitad del mismo, cumpliendo junto con el resistor Rsr y el relay L1 o L2 una función reguladora que asegura el movimiento uniforme del sistema.

Es evidente que ello se cumple reduciendo la velocidad del motor intercalando en serie con la alimentación del mismo la resistencia Rrs,

operación que por razones de diseño se efectúa en forma automática. En resumen: cuando el telescopio tiende a adelantarse, queda incluido en el circuito este resistor y cuando se produce el fenómeno inverso, se anula. Describir este mecanismo en tales términos posiblemente induzca a suponer que las variaciones del régimen de trabajo del motor puedan introducir alteraciones de marcha molestas, cosa que en la realidad no ocurre por cuanto el proceso de sincronización se cumple sin que tales perturbaciones lleguen a manifestarse.

La llave S1 en posición 1 permite sincronizar el telescopio con los impulsos provenientes del péndulo del reloj de H.S que acciona el relay L2 cerrando el circuito cada segundo. Conmutando esta llave-pos.2- se reemplaza este relay por el L1 que será energizado por los impulsos de sincronismo provenientes del multivibrador, los que por medio del control P1 pueden variarse a voluntad. Es evidente que si el movimiento del telescopio, con relación a la marcha de una estrella, se atrasa o adelanta, nos permitirá "pasear" esta estrella por la ranura del espectrógrafo, lográndose de esta manera el fin perseguido. Nosotros por razones técnicas derivadas del diseño del disco de sincronización y del valor de Rsr, hemos optado retrasar la marcha.

El circuito electrónico en sí está basado en el clásico oscilador de Eccles-Jordan que hemos modificado ligeramente obteniendo condiciones de estabilidad y exactitud en alto grado satisfactorias, que nos permiten retrasar la marcha en forma continua hasta veinte veces la correspondiente a la diferencia tiempo medio-tiempo sidéreo.



CIRCUITO ESQUEMATICO GOBIERNO TELESCOPIO DE BOSQUE ALEGRE - CORDOBA - RA.

Summary:

A mechanism for guiding stars on spectrograph slits with variable velocity

A device has been built enabling to guide the reflector at Bosque Alegre at different speeds, which is most useful for guidance of stars on the spectrograph slit. The normal movement of the reflector at Bosque Alegre is achieved by making the telescope a slave of a sidereal or medium clock, whereas the new device supplies other frequencies by means of which the different speeds are obtained. The oscillating circuit is based on a modification of the classical Eccles-Jordan oscillator.

Highly satisfactory conditions of stability and exactness have been obtained which permit setting back the movement continuously up to twenty times the one corresponding to the difference: mean time - sidereal time.

Informe de trabajo

La Estación Austral del Observatorio Astronómico de La Plata "Félix Aguilar" en Santa Cruz

Sergejs J. Slaucitajs
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Hace ya bastante tiempo que el mundo astronómico viene expresando en las Asambleas Internacionales su anhelo de que se instale en el Hemisferio Sur un Observatorio Astronómico más, en algún lugar suficientemente apropiado como para poder realizar las observaciones astrométricas de carácter fundamental de las estrellas australes. Debido al poco número de observatorios en este Hemisferio, se explica la inferioridad de condiciones en que actualmente se encuentra la Astronomía de posición o Astrometría Meridiana con respecto a la del Norte. La necesidad más urgente es la determinación de las coordenadas absolutas de un número, aunque fuere limitado, de estrellas australes.

Sin embargo, especialmente en los últimos años, (Segunda Conferencia de Astrometría celebrada en Cincinnati, U.S.A., del 17 al 21 de Mayo de 1959 y la Primera Conferencia Interamericana de Astronomía, realizada en La Plata y Córdoba, del 30 de Octubre al 3 de Noviembre del mismo año), se encaró nuevamente este problema, discutiéndose en general sobre las posibilidades de observaciones astrométricas fundamentales y en particular sobre las futuras actividades de la Estación Austral en Santa Cruz, dependiente del Observatorio Astronómico de La Plata.

Así, entre las resoluciones adoptadas en la Segunda Conferencia Astrométrica de Cincinnati, se pueden mencionar las dos siguientes:

1. La Conferencia considera como urgente la intensificación de las observaciones astrométricas en el Hemisferio Sur, especialmente las determinaciones absolutas de las posiciones de estrellas.
2. Que la Estación Austral del Observatorio Astronómico de La Plata, en Santa Cruz, deberá completarse a la brevedad posible para poder comenzar las observaciones meridianas en una latitud Sur mayor.

Por mi parte me fué altamente grato manifestar en esta Conferencia, que por el interés personal puesto de manifiesto por el actual Director del Observatorio Astronómico de La Plata, la Estación del Río La Leona comenzará sus actividades en el curso del presente año, concretándose así el anhelo tantas veces expresado en numerosos Congresos Astronómicos.

Me permito exponer aquí brevemente sobre la fundación, ubicación, edificación, instrumental y primeras actividades de la Estación.

La Estación Austral, dependiente del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de La Plata, situada en La Leona, Provincia de Santa Cruz, ha sido planeada como una sucursal permanente para las observaciones astrométricas desde una mayor latitud austral (Posición aproximada: $\varphi = -49^{\circ}50'7''$ $L = +4^{\text{n}}48^{\text{m}}2$). Está ubicada entre los lagos Viedma y Argentino, habiendo reservado el Gobierno de la Nación aproximadamente unas 2350 has., según decreto del Poder Ejecutivo en el expediente 8965 - 1940, el que en su parte pertinente dice:

"EL VICE PRESIDENTE DE LA NACION ARGENTINA EN EJERCICIO DEL PODER EJECUTIVO DECRETA:

Artículo 1.º Resérvese para la Estación Astronómica Austral, dependiente de la Universidad Nacional de La Plata, la superficie

aproximada de dos mil trescientos cincuenta hectáreas, en la parte Sud-Oeste del lote n° 117 Zona Norte del Río Santa Cruz, en el Territorio del mismo nombre, cuya ubicación y extensión definitiva será determinada por la mensura complementaria, la que deberá respetar la iracción Nord-Oeste del lote citado, con superficie de dos mil quinientas hectáreas...

Rdo. CASTILLO. D. Amadeo Videla.

Decreto N° 78-321".

En el año 1947 el Interventor de la Universidad, a propuesta de la Dirección del Observatorio Astronómico de La Plata, designó con el nombre de "Félix Aguilar" a la Estación, como homenaje a su fundador.

A las proximidades del lugar llegan dos caminos carreteros: uno comunica con el puerto de Santa Cruz y el otro con el de Río Gallegos.

La Estación está construida sobre un pequeño morro de algo menos de 100 ms. de altura con relación al terreno circundante, y está ubicada al Oeste y próxima al Río La Leona, en un terreno montañoso desprovisto de árboles y cuya vegetación se compone de pequeños arbustos y pastos duros.

Al finalizar el año 1949 estaban terminadas las construcciones de los edificios denominados "Descanso de astrónomos" y "Caballeriza" destinándose ahora la primera de dichas construcciones para oficina. El edificio para el Círculo meridiano, con techo en forma de cúpula fué armado durante el año 1950, preparándose en el mismo año un plano para la construcción del sótano de los relojes, cuya construcción comenzó en el corriente año esperándose terminarlo para fines del mismo.

La Estación cuenta con una casa prefabricada en buenas condicio-

nes, de cuatro piezas y cocina, como vivienda provisoria para su personal, hasta tanto se construya una casa de material ya prevista en los planos definitivos.

El instrumento principal es el Círculo Meridiano que el Observatorio Astronómico de La Plata obtuvo en préstamo del Observatorio de Lick, Universidad de California, EE.UU. de Norte América. Es un instrumento Repsold con objetivo de 160 mm., micrómetro registrador en AR y un micrómetro para 5 modelo 1880. Los relojes principales que se instalarán al principio serán un péndulo libre de Shortt y un reloj de Kierler, como también un cronógrafo a pluma. Además se instalará un pequeño servicio de la Hora. Para el futuro se ha proyectado equipar la Estación con reloj de cristal de cuarzo portátil y un cronógrafo impresor. En el año próximo, para modernizar el Círculo Meridiano, se le adicionará un dispositivo para registro fotográfico de las posiciones del círculo y otros accesorios más.

Después de determinar prolijamente todas las constantes instrumentales (debo hacer notar que el instrumento se halla sin uso desde 1932) y las coordenadas exactas del pilar del Círculo Meridiano, se ha proyectado como programa principal la observación, en forma fundamental, de las estrellas australes del RA3 y RA3 supp.

La Estación será inaugurada a principios de noviembre del año corriente durante la Conferencia de Astronomía y Mecánica Celeste que se realizará en La Plata del 7 al 12 de noviembre, a la que se han invitado a concurrir a astrónomos extranjeros.

Summary:

The Southern Station of the La Plata Observatory in Santa Cruz, $\psi = -49^{\circ}50'7$, $L = +4^{\text{h}}48^{\text{m}}2$, is planned for fundamental astrometric observations from a high southern latitude. The Station will be equipped with Repsold meridian circle, loaned by Lick Observatory, U.S.A. and will have, at first, a Shortt free pendulum, a Riefler clock and a multiple-pen chronograph. In November 1960 the Station will start with its observational work. After a careful determination of the exact geographical coordinates, the fundamental observations of the southern stars of FK3 and FK3 supp. are foreseen.

ENGLISH INDEX

Communications:	Page
Three color photometry of T Tauri stars, C. Varsavsky.....	6
Variations of the temperature gradient in a radially pulsating fluid sphere of spherical symmetry, I. Milone.....	7
On the maxima stellar masses, J. Sahade	10
On the maximal distance of natural satellites, C. Jaschek..	11
Spectroscopic observations of the cluster IC 2791, A. Feinstein and C. Hernández	12
Line identifications in silicon stars in the visual region, M. Jaschek and C. Jaschek	14
Calculation of the perturbations of the mean anomaly and the radius vector by Bohlin's method, P. Riu	15
27 Canis Majoris in 1960, J. Sahade	29
The distance of NGC 5128, J. Sersic	30
The Pavo triplet of galaxies, J. Sersic	31
 Misc au point:	
Sundman's series and related problems, R. P. Cesco.....	32
 Communications:	
Problems of maximum efficiency in grating spectrographs, J. Landi Dessy	36
The new grating spectrograph for the Bosque Alegre telescope, R. Platzeck and J. Landi Dessy	41
Spectral classification of stars with spectral peculiarities, M. Jaschek and C. Jaschek	46
Recent results on Sigma Scorpii, O. Struve, J. Sahade, and V. Zebergs	47
The diameters of the globular clusters and the variable stars, H. Wilkens	48
 Misc au point:	
The extragalactic distance scale, J. Sersic	49
 Preliminary reports:	
Determination of minor planets orbits by means of four observations, C. Altavista	54
A mechanism for guiding stars on spectrograph slits with variable velocity, M. J. Rame and E. A. Broudeur	86
The southern station "Felix Aguilar" in Santa Cruz, S. Slaucajs	89

