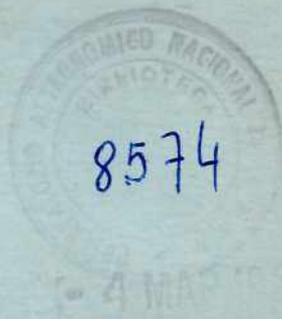


2-14

ASOCIACION ARGENTINA DE ASTRONOMIA



BOLETIN N° 6
Correspondiente al año 1963

LA PLATA

1963

ASOCIACION ARGENTINA DE ASTRONOMIA

BOLETIN Nº 6
Correspondiente al año 1962

LA PLATA

1963

INTRODUCCION

La Asociación Argentina de Astronomía se complace en presentar este sexto número de su Boletín, que contiene las Actas de la Sexta Reunión Científica de la Asociación, realizada en la Universidad de Tucumán (Hercó Molle) los días 22, 23, 24 y 25 de Mayo de 1963.

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 sido confiada a la Doctora Mercedes Jaschek.

La preparación del Boletín para su impresión ha estado a cargo del señor A. Guillén, Jefe 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 sixth issue of the Argentine Astronomical Society and contains the proceedings of the Sixth Meeting of the Society, held at the University of Tucumán, May 22, 23, 24 and 25, 1963.

Each paper is followed by an English summary. The English index is given on page 117.

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

The volume was edited by Mrs. Mercedes Jaschek.

Address all correspondence to "Asociación Argentina de Astronomía, Observatorio Astronómico. La Plata, R. Argentina".

S E S I O N E S

El Director del Instituto de Física de la Universidad de Tucumán,
Dr. Battig, dió la bienvenida a los asistentes a la reunión.

Por votación se designaron las siguientes autoridades: Drs. J. Roederer,
J. Sahade y J. Landi Dessy. Como secretarios actuaron los señores H. López
y C. Manzano.

Seguidamente se dió comienzo a las sesiones científicas, con el programa
que sigue a continuación:

22 de Mayo.

P R I M E R A S E S I O N

INFORMES

14 horas:

- I. Roederer J.G.: Problemas actuales de radiación cósmica.
- II. Santocchi O.: Astronomía gamma.
- III. Radicella S.: Ionósfera ecuatorial y subecuatorial.

23 de Mayo.

S E G U N D A S E S I O N

INFORME

8.30 horas:

- IV. Jaschek C.: Estrellas con anomalías de abundancia atmosférica.

COMUNICACIONES

1. Sahade J. y C.Hernández: La binaria espectroscópica χ Horologii.
2. Sahade J.: El espectro de HD 698.
3. Ringuelet-Kaswalder A.: Observaciones fotométricas de 27 Canis Majoris.
4. Ringuelet-Kaswalder A.: Estructura de las líneas de absorción de la envoltura en 48 Libras.
5. Feinstein A.: Fotometría de estrellas B con H α en emisión.
6. Jaschek M., C.Jaschek y C.J.Lavagnino: Identificación de Ga II en estrellas peculiares.
7. Jaschek M. y C.Jaschek: El espectro de las estrellas peculiares μ Leporis y 17' Bootis.
8. Jaschek M. y C.Jaschek: Una nueva estrella subenana de tipo O.

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

COMUNICACIONES

15 horas:

9. Cesco R.P.: Sobre un caso especial del problema de los tres cuerpos.
10. Sérsic J.L.: Oscilaciones hidromagnéticas de un plasma en un campo gravitatorio.

11. Lavagnino C.J.: Sobre una interpretación de los llamados números cósmicos.
12. Sésrio J.L.: Influencia de la dispersión atmosférica e instrumental en la distribución de brillo de una galaxia.
13. Muños F. y L.A.Cabrera: Resultados de la campaña de búsqueda de sitios.II.
14. Itsigsohn M.: Una estimación parcial del error externo del catálogo de Yale.
15. González Ferro O.H.: El fotómetro fotoeléctrico del Observatorio de La Plata y el equipo para aluminizado.
16. Blaucitajs S.: Sobre la constante de refracción astronómica; el índice de refracción; el coeficiente de dilatación y la densidad óptica del aire.
17. Kucewicz B.: Nuevo método para la determinación de la fórmula interpolatoria de Hartmann.

INFORMES DE TRABAJO

- a) Altavista C.: El uso de los elementos no osculadores para una teoría del problema de los tres cuerpos.
- b) Altavista C.: Método para el cálculo numérico de perturbaciones.
- c) Altavista C.: El problema de las soluciones homográficas.
- d) Hinguelet-Kaswalder A.: Programa de estudio de estrellas Be más brillantes que 7^{mo}.
- e) López A.: Estado de los trabajos de montaje del círculo meridiano.

24 de Mayo.

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

8.30 horas:

Homenaje: Otto Struve.

INFORME

V: Landí Dessy J.: El Simposio N.20 de la U.A.I.

COMUNICACIONES

18. Wilkens H.: Búsqueda de nuevas estrellas variables en los bordes del cúmulo globular ω Centauri.

19. Sérsic J.L.: Las regiones de emisión en las galaxias.
20. Sérsic J.L.: Fotometría de galaxias australes. VIII: El grupo de Doradus.

INFORMES DE TRABAJO

- f) Fourcade C.: Extensión de un trabajo de J.M.Danby.
- g) Pastoriza M.: Fotometría de galaxias australes.
- h) Carranza G.: Patrullaje de supernovas.
- i) Sérsic J.L.: Fotometría de galaxias australes.IX:NGC 1313.
- j) Sérsic J.L. y Z.M.Pereyra: Estado actual del atlas fotométrico de galaxias.

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

COMUNICACIONES

15 horas:

21. Landi Dessy J.: Sobre las familias de telescopios aplanáticos. I. Algunas propiedades poco conocidas de telescopios aplanáticos (Ritchey-Chrétien).
22. Landi Dessy J.: Sobre las familias de telescopios aplanáticos. II. Telescopios aplanáticos libres de distorsión.

INFORMES DE TRABAJO

- k) Landi Dessy J. y A.Puch: Tablas de parámetros de construcción en sistemas aplanáticos formados por un espejo primario cóncavo y un secundario convexo.
- l) Metzadour C. y M. Ramé: Receptor de detección sincrónica para señales horarias.
- m) del Giorgio J.: La radioastronomía en el Río de la Plata.
- n) Fourcade C. y J. Laborde: Estrellas variables en cúmulos globulares.
- o) Altavista C.: Aplicación del método de v.Zeipel al planetita Valentine.
- p) Iannini G.: Estado actual del catálogo del casquete polar Sur.

- a) Reunión del Comité Nacional de Astronomía.
- b) Reunión de Comisión Directiva
- c) Asamblea de socios.

NOTAS:

1. 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.

Informe

ESTRELLAS CON ANOMALIAS DE ABUNDANCIA ATMOSFERICA

Carlos Jaschek
(Observatorio Astronómico, La Plata)

En la década del treinta la Astrofísica pudo por primera vez atacar exitosamente el problema de cuántos átomos por unidad de superficie de una atmósfera estelar eran necesarios para producir las líneas del espectro observado. El ataque al problema se inició con el bien conocido trabajo de Russell (1929) sobre la composición de la atmósfera solar y fué seguido de estudios similares de estrellas de distinto tipo espectral. Unsöld introdujo posteriormente las nociones de "Grobanalyse" y "Feinanalyse", técnicas que con algunas modificaciones se aplican aún hoy día. Entre los muchos que han trabajado en este tema basta citar los nombres de Minnaert, Aller y Greanstein. No siendo sin embargo intención la de hacer una historia completa, basta señalar que alrededor de una década más tarde se llegó a la convicción de que todas las estrellas tenían una misma composición química, y que si se observaban diferencias de composición entre estrellas similares, ello se debía a la intervención de parámetros atmosféricos (presión electrónica y turbulencia, por ejemplo) que en distintas estrellas actuaban de distinto modo.

Más o menos alrededor de esta época los físicos -Bethe y Weizsäcker, por ejemplo- llegaron a formular por primera vez un esquema de las reacciones termonucleares que se desarrollan en las estrellas. Este problema, cuya solución fué uno de los triunfos de la Física Nuclear de aquellos años, tardó algunos años en plantearse con todas sus consecuencias a los astrónomos. El hecho de que las estrellas cambiaran, aunque en forma muy lenta, su composición química a lo largo de su vida, mostró que de un modo riguroso ya no se podía sostener la identidad de la composición química de todas las atmósferas. Sin embargo en la década del cuarenta se intentó en varias oportunidades formular teorías sobre la forma como se produjo la distribución de los elementos. Como se trataba de explicar una función única de frecuencia de elementos, no es de extrañar que la mayoría de estas teorías postularan mecanismos de poca duración (instantáneos), los que a partir de ciertas condiciones iniciales

producían todos los elementos del universo en forma casi simultánea.

Por diversos motivos ninguna de estas teorías resultó satisfactoria, por lo cual a principios de la década del cincuenta la misma cuestión se replanteó en otros términos. Lentamente se habían ido acumulando evidencias de que realmente existían estrellas con atmósfera de distinta composición química. Este hecho unido a un conocimiento más completo de las reacciones termonucleares que se desarrollan en las estrellas, permitieron formular una nueva teoría, la de la formación paulatina de los elementos. Esta teoría fue enunciada por Burbidge, Fowler y Hoyle (1957) y se basa en dos postulados. El primero postula que en el comienzo sólo había hidrógeno en la Galaxia. El segundo postula que todos los demás elementos se formaron a partir de ese hidrógeno, mediante procesos termonucleares que se desarrollan casi exclusivamente en el interior de las estrellas. La ventaja de esta teoría reside en que en alguna medida los dos postulados son controlables observacionalmente.

En primer lugar existe el así denominado "efecto de edad", consecuencia directa del postulado segundo, es decir, que el contenido de elementos más pesados que el hidrógeno debe incrementarse con la edad. Si se acepta que todas las estrellas que existen actualmente en la Galaxia se han formado simultáneamente, aquellas que desarrollan más rápidamente sus procesos nucleares deben contener mayor proporción de elementos pesados. Si se admite por el contrario que las estrellas no se han formado simultáneamente, y además que en alguna fase de su vida arrojan parte de su materia al espacio interestelar, las estrellas nacidas más tardíamente deben contener inicialmente mayor proporción de material pesado. En cualquiera de los dos casos el "efecto de edad" debe manifestarse.

En segundo lugar, como la velocidad con que se desarrollan los procesos termonucleares dependen fuertemente de la temperatura reinante en las estrellas, la velocidad de producción de los elementos depende de la posición de ésta en el diagrama HR.

La cuestión de si la abundancia incrementada de los elementos pesados

se manifiesta en la superficie estelar a través del espectro, sólo puede ser contestada en la medida de nuestros conocimientos sobre los procesos de circulación de material en el interior de las estrellas. Debemos confesar que este problema está lejos de estar resuelto.

Antes de proseguir, conviene decir algunas palabras sobre las técnicas que se emplean para analizar las abundancias de elementos en estrellas. El ataque fundamental y más directo se efectúa a través del análisis detallado de atmósferas estelares, basada en espectros de alta dispersión. En este análisis debe establecerse la dependencia de todos los parámetros atmosféricos (por ej. presión electrónica, densidad, temperatura) en función de la profundidad óptica. Esto se pudo hacer para muy pocas estrellas, por una parte por dificultades en la teoría y por otra parte porque nuestro conocimiento de ciertos parámetros atómicos, en especial de las intensidades de oscilador, es muy imperfecto. Por otra parte la fijación de fondo de radiación continua sólo se puede hacer en estrellas de los primeros tipos espectrales con la seguridad necesaria. Todo esto hace que estudios detallados se hayan hecho en pocos casos.

Como primera aproximación a estos estudios detallados se han efectuado análisis simplificados, basados en la "curva de crecimiento". Esta práctica no deja de ser peligrosa, ya que la fijación de la temperatura (única) se hace crítica. Además no debe perderse de vista que estos esquemas de modelos atmosféricos son válidos en la medida en que se cumplen las hipótesis iniciales. o sea esencialmente que las estrellas sean normales. Teniendo en mente estas reservas, puede parecer aventurado que haya lugar para técnicas aún más simplificadas. Estas son, en primer lugar la comparación visual de espectros estelares, y en segundo lugar las espectrofotometrías y fotometrías. El primero de estos métodos es el único práctico para detectar anomalías de abundancia de algún elemento aislado, pero es obviamente inadecuado cuando se intercomparan estrellas que tengan parámetros físicos esencialmente distintos. El segundo grupo de técnicas -las espectrofotométricas y las fotométricas- ya no pueden contestar cuestiones específicas sobre abundancia de determinados elementos, sino pueden relacionar tan sólo el concepto algo vago de "abundancia de

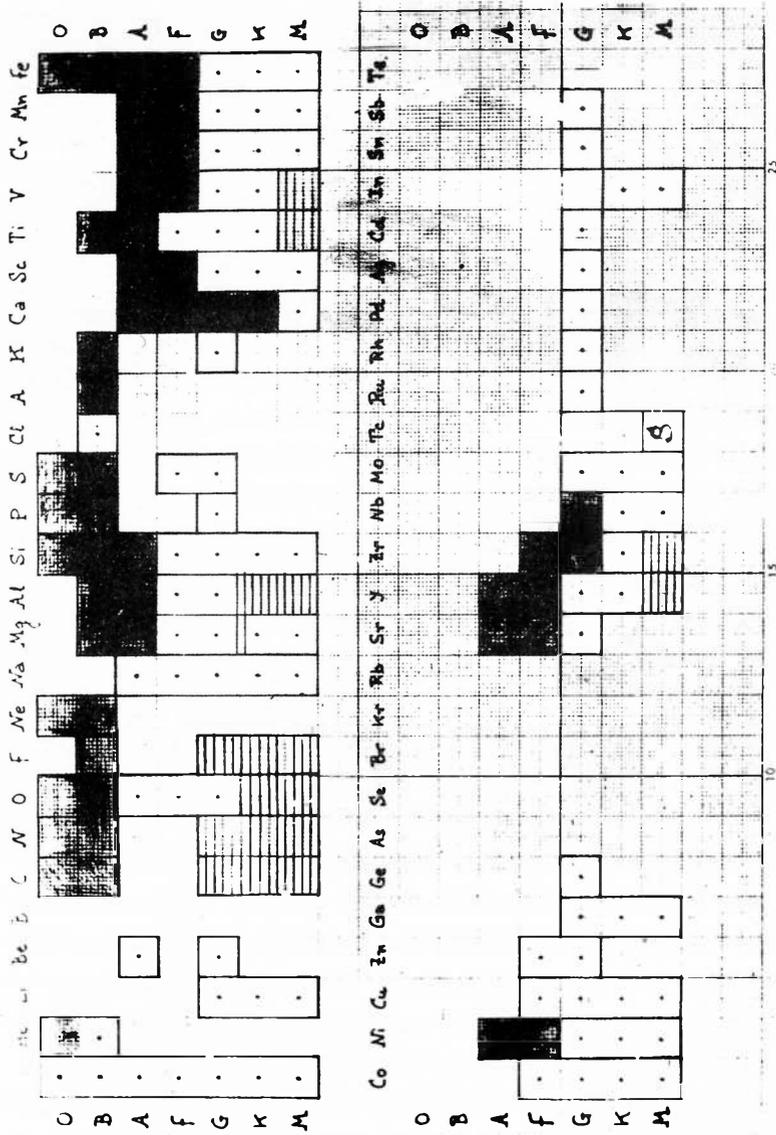


Fig. 1

Presencia de elementos en estrellas de distintos tipos espectrales
 Cuadrado con punto: el elemento se halla presente en estado neutro. Cuadrado negro: el elemento se halla presente en estado ionizado (uno o más veces). Cuadrado rayado: el elemento se halla presente en forma de molécula. Si sólo se encuentra este elemento en estrellas tipo S.

metales" con la depresión en el espectro continuo provocado por la mayor cantidad de líneas metálicas. Las deficiencias de radiación observadas en el espectro continuo deben ser calibradas cuidadosamente mediante análisis atmosféricos detallados.

Resulta bastante obvio que la facilidad observacional se relaciona en forma directa con la "resolución" del método -o sea que métodos más rápidos dan respuestas menos precisas en lo concerniente a la abundancia de elementos.

Cabe no obstante una nota adicional que introduce una incertidumbre también adicional a las dificultades enunciadas. Se trata de la cuestión de que no todos los elementos de la tabla periódica aparecen en un espectro estelar dado, en la región de longitud de onda habitualmente utilizada ($\lambda\lambda$ 3200-6800), debido al efecto de la temperatura. Para presentar gráficamente los resultados, se han reunido en la figura 1 los elementos que aparecen separadamente en cada tipo espectral. Es obvio que en un determinado tipo espectral sólo aparece una cantidad pequeña de todos los elementos.

Dejando ahora de lado las cuestiones generales y de principio, se trataría de presentar algunos resultados recientes referentes a distintos aspectos del problema. Como referencia general, se recomienda la consulta del libro de Aller "The abundance of the elements" (1961). Para ser más precisos, sólo se considerarán tres problemas: a) efecto de edad; b) estrellas de helio; c) estrellas peculiares de tipo A.

a) Efecto de edad. Como se dijo más arriba, debe esperarse de acuerdo a las hipótesis, que el contenido de metales, o, si se quiere, la relación

$$\alpha = \frac{(\text{metal/hidrógeno})_{\text{estr}}}{(\text{metal/hidrógeno})_{\text{sol}}}$$

varíe con relación a la edad. Siendo $\alpha = 1$ para el sol, α debe decrecer en función de la edad. Las estimaciones de edad se basan en la teoría de los mecanismos productores de energía, lo cual hace que no sean realmente un dato libre de toda sospecha. Aceptando no obstante las edades tal como lo sugieren los datos actuales, se ha recopilado los resultados contenidos en la tabla I.

TABLA I
CONTENIDO DE METALES EN FUNCION DE LA EDAD

<u>Autor</u>	<u>Año</u>	<u>Objeto</u>	<u>Edad en años</u>	<u>α</u>
Searle - Sargent - Jugaku	1963	2 Supergigantes F de alta latitud galáctica.	2×10^7	1
Parker, Greenstein, Helfer, Wallerstein	1961	2 enanas G de las Hyades	5×10^8	1(Si, Ca, Sc, Ti, Cr, Mn, Fe, Ni) Mg < 1 Ba > 2
Wallerstein - Helfer	1961	2 enanas G, BV 1 enana G, AV		1 : Mn def 0,5
Gunn - Kraft	1963	2 enanas F en NGC 752	1×10^9	1
Helfer - Wallerstein - Greenstein	1960	3 enanas G en cúmulos en mov.	8×10^8 5×10^9	1: Mn def (0,5) Ba > 2
Aller - Greenstein	1960	3 subenanas G 1 subenana A		0,05-0,025-0,01 C def.
Baschek	1959	1 subenana G		0,005 Ba def.
Helfer - Wallerstein - Greenstein	1959	2 gigantes K en cúmulos glob.		0,01
Wallerstein - Greenstein- Parker - Helfer - Aller	1963	3 gigantes G del campo galáctico	10×10^9 (?)	0,002: Mn def. Sr, Zr, Ba, Eu. 4×10^{-5}

Como se verifica en la tabla -ordenada por la edad de las estrellas- objetos más viejos que el sol presentan efectivamente un decrecimiento de α . En general se observa que la marcha de α es bastante regular. Llama la atención que muchos objetos presenten anomalías en el manganeso y en el bario.

b) Estrellas de helio. Uno de los resultados más generales del estudio de los procesos termonucleares que se desarrollan en el interior de las estrellas es la conversión del hidrógeno en helio. Como el helio sólo es observable en estrellas tempranas, sólo se presentarán resultados recientes para estrellas de

estos tipos. Ahora bien, si existe una circulación del material a la superficie, anomalías de H:He debieran observarse en algunos objetos, y se han observado efectivamente. En la tabla II están listados algunos objetos anómalos - las así denominadas estrellas deficientes en hidrógeno, y las subenanas ca--lientes.- Es notable que en el primer grupo casi siempre se presenten tam--bién anomalías en otros elementos, tales como carbono, oxígeno y nitrógeno.

TABLA II
ESTRELLAS O-B DEFICIENTES EN HIDROGENO

Objeto	Autor	T.Esp.	M	Publ.	Descripción
HD 160641	Bidelman 1952	O 9	-3	AV *	He fuerte, H ausente, C, N, Ne prominentes. Ne ~3, Si+Mg ~0,05
HD 96446	Jaschek y Jaschek 1959	B 1-2	-2	BV **	He fuerte, H débil, C, N presente, O reforzado
HD 124448	Popper 1946	B 2-3	-3	AV	He fuerte, H ausente, C intenso, O débil.
ED 10°2179	Klemola 1961	B 3	-2	AV	He fuerte, H débil, C, N, Mg, Ca, S, Al, Si presentes, O y Ne ausente.
HD 168476	Thackeray 1954	B 5	-1	AV	He fuerte, H ausente. C. N. Ne. Mg. Al, Si, S, Ca, Sc, Ti, Fe, pres. O aus.
HD 135485	Stewart 1956	B 6	0		He fuerte, H débil, C, N, O, Mg, Si, S presentes. Mg ~0,1

SUBENANAS TEMPRANAS

HZ 3	Greenstein and Münch			sdB	
HZ 1	Greenstein and Münch			sdO	+2
BD+ 75°325	Gould, Herbig and Morgan			edO	He fuerte, H débil, N fuerte, C débil.
HZ 44	Greenstein			sdO	+4 BV N/C ~300, Ne, Si normal, O débil
HD 127493	Greenstein and Münch			sdO	Para otras referencias ver Greenstein (1960)
BD+25°2534	Greenstein			sdOp	
BD+25°4655	Greenstein			sdO	
GS 259-8	Münch and Slettebak(1959)			sdO	+4 BV Además tiene Si IV y N III fuerte.
HD 49798	Jaschek and Jaschek			sdO	+2 BV N II, N III y N IV, este último excepcionalmente fuerte.

** BV=Estrella de baja velocidad; AV=estrella de alta velocidad.

Se puede entender esto si se observa que en estas estrellas masivas la transformación de H en He se efectúa mediante el ciclo C-N. Suponiendo que esté inicialmente presente una pequeña cantidad de C^{12} , el ciclo produce C^{13} , N^{14} y N^{15} . Un estudio detallado del ciclo -Caughlan y Fowler (1962)- predice que durante el desarrollo del ciclo debe obtenerse:

$$\frac{N^{14}}{C^{12}} = \left(\frac{200}{T_6}\right) \text{ donde } T_6 \text{ es la temperatura en } 1 \times 10^6 \text{ grados.}$$

$$\frac{C^{12}}{C^{13}} = 4$$

$$\frac{O^{16}}{N^{14}} \begin{cases} 3 \times 10^{-2} \\ 8 \times 10^{-3} \\ 3 \times 10^{-3} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{para } T = 2 \times 10^7 \\ - 4 \times 10^7 \\ - 1 \times 10^8 \end{array}$$

Supongamos ahora que en determinado momento se agote el hidrógeno del núcleo de la estrella y que comience la etapa de evolución rápida que lleva a la estrella hacia la derecha en el diagrama HR. La zona de producción de energía se desplaza ahora hacia una capa delgada en la periferia del núcleo, mientras que en el núcleo comienzan las reacciones de quemazón de He. El núcleo se hace convectorio en esta etapa y caben varias posibilidades, discutidas en detalle por Burbidge, Fowler y Hoyle (1957):

- 1) los materiales del interior, productos del ciclo C-N, llegan a la superficie. Se observa un exceso de nitrógeno.
- 2) los materiales producidos en el interior mediante el ciclo de quemazón de helio llegan a la superficie. Se observa un exceso de carbono.
- 3) los materiales producidos en el interior mediante el ciclo de quemazón de helio llegan a la superficie, atravesando previamente una capa donde aun se quema hidrógeno, según el ciclo CN. En esta etapa el O^{16} del interior se destruye y se transforma en C^{12} y N^{14} , principalmente en este último. El He^{20} del interior no es destruido.

Como ya mostraron los autores de la teoría, existen diversos grupos de estrellas que eventualmente podrían representar estas distintas posibilidades. Así tendríamos en el primer grupo las estrellas Wolf-Rayet del grupo nitrógeno y las estrellas pobres en hidrógeno, en el segundo las Wolf-Rayet del grupo carbono y en el tercer grupo las subenanas calientes.

Como se vé, es posible explicar esquemáticamente los grupos de estrellas que se observaron, mediante un conjunto de suposiciones bastantes razonables. Parece prematuro tratar de ir más allá de este esquema, ya que muy pocas de estas estrellas han sido analizadas detalladamente y dado que los procesos termonucleares mismos y la evolución de las estrellas se conocen bastantes imperfectamente.

c) Estrellas peculiares de tipo A. Como es sabido existe un grupo de estrellas A caracterizado por líneas reforzadas de uno o varios de los elementos siguientes: Mn, Si, Cr, Eu y Sr. El hecho de que estas estrellas casi siempre tienen campos magnéticos variables e intensos hizo pensar que ambos hechos estuviesen asociados. Los Burbidges (1956) analizaron detalladamente la posibilidad de que los campos magnéticos variables - imaginados como concentrados en manchas - mediante un efecto betatron produjesen neutrones que interactuaran en la superficie de la estrella con el material presente, originando así una serie de isótopos ricos en neutrones. El proceso debe terminar lógicamente en isótopos con un número mágico de neutrones. Las predicciones de la teoría son correctas a medias, ya que algunos elementos con isótopos con capas cerradas de neutrones no son superabundantes (p.ej. Ba y Ca). Debe señalarse sin embargo que todos los análisis hechos en estrellas de este tipo han sido hechos con modelos simplificados y despreciando la presión magnética. Es por lo tanto dudoso si los excesos o defectos de abundancia derivados son reales.

Algunos resultados nuevos y sumamente importantes fueron hallados por Sargent y Searle (1962), quienes analizaron en especial la abundancia de Be, C, N y O. El N resulta siempre subabundante, lo cual tomado junto con una abundancia normal de C elimina procesos internos, del tipo considerado para

las estrellas con anomalías de helio. La frecuencia del Be, explicable muy probablemente por "spallation" estaría en favor de la teoría de los Burbidge, que prevé estos productos de fisión.

El oxígeno se hace más deficiente (hasta un factor cien) a medida que se avanza hacia el grupo más tardío de peculiaridades (estrellas de estroncio).

En la tabla III están reunidos los resultados de todos los análisis hechos hasta la fecha, compilados de Aller (1961) y Sargent y Searle (1962).

Tabla III

Anomalías de abundancia en estrellas peculiares de tipo A

Objeto o subgrupo	He	Be	C	N	O	Mg	Si	P	Ca	Ti-Fe	Ga	Sr-Y-Zr	La-Eu	Pb
Si-λ 4200	0,1		0,2		1	1	10							
Mn		{ 100 1	1	0,1	1		alg.				100			
* Cno	0,1	100					100				100			
Si	1		1		1	1								
α ² CVn														
HD 133029						1	15		0,03	6		25	600	1500
Cr-Eu				0,1	<0,1									
Sr				0,1	<0,1	1								
HD 151199						1	1		2	Mn:10		65	130	

En conclusión podemos decir que la teoría de la evolución de los elementos a partir del hidrógeno halla respaldo en los hechos, si bien existen discrepancias de detalle, que sólo podrán ser eliminadas con una mayor cantidad de datos, tanto observacionales como teóricos.

Del lado observacional una de las tareas más fructíferas parecería consistir en la búsqueda de nuevas estrellas con anomalías de composición ya que nuestros casos "clínicos" son los que mejor permiten especificar los procesos termonucleares que se desarrollan. Ejemplos recientemente encontrados de tales anomalías

lo constituyen las estrellas con galio reforzado: Bidelman (1962), Jaschek, Jaschek y Lavagnino (1963); con fósforo reforzado: Bidelman (1960), Jugaku, Sargent y Greenstein (1961) y con hierro reforzado: Bidelman (1963).

Otro tópico observacional de gran interés es la extensión de los análisis a las regiones ultravioleta, roja y ultrarroja del espectro, ya que muchos elementos sólo son detectables allí.

Del lado teórico, el interés mayor se concentra obviamente en un estudio detallado de las atmósferas estelares que presentan anomalías de composición, a fin de descartar la posibilidad de que algunas de ellas sean debidas a una estructura anómala de la atmósfera.

Bibliografía.

- Aller L.H. and Greenstein J.L. (1960) - Ap.J. Suppl. V, N.46
Aller H.L. (1961) - "The abundance of the elements". Interscience Publishers, New York.
Baschek B. (1959) - Z.f Astroph. 48, 95
Bidelman W.P. (1952) - Ap.J. 116, 227.
Bidelman W.P. (1960) - Publ. A.S.P. 72, 24
Bidelman W.P., Corliss C.H. (1962) - Ap.J. 135, 968
Bidelman W.P. (1963) - A.J. 68, 273
Burbidge G.R. and Burbidge E.M. (1956) - Ap.J. Suppl. I, 431.
Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A. and Hoyle F. (1957). Rev.Mod.Physics 29, 547
Caughlan G.R. and Fowler W.A. (1962) Ap.J. 136, 453
Greenstein J.L. (1960) - "Stars and Stellar Systems" vol.VI, p.703. Chicago University Press.
Gunn J.E. and Kraft R.P. (1963) - Ap.J. 137, 301
Helfer H.L., Wallerstein G. and Greenstein J.L. (1959) - Ap.J. 129, 700
Helfer H., Wallerstein G. and Greenstein J.L. (1960) - Ap.J. 132, 553
Jaschek M. and Jaschek C. (1959) - Publ. A.S.P. 71, 465
Jaschek M. and Jaschek C. (1963) - Publ. A.S.P. (in press)
Jaschek M., Jaschek C. y Lavagnino C.J. (1963) - Publ. A.S.P. 75, 15
Jugaku J., Sargent W.L.W. and Greenstein J.L. (1961) - Ap.J. 134, 783
Klemola A.R. (1961) - Ap.J. 134, 130
Münch G. and A.Slettebak (1959) Ap.J. 129, 852
Parker R., Greenstein J.L., Helfer H.L. and Wallerstein G. (1961). Ap.J. 133, 101.
Popper D.M. (1942) - Publ. A.S.P. 54, 160
Russell H.N. (1929) - Ap.J. 70, 11
Sargent W.L.W. and Searle L. (1962) - Ap.J. 136, 408
Searle L., Sargent W.L.W., Jugaku J. (1963) - Ap.J. 137, 268

Stewart J.C. (1956) A.J. 61, 13
Thackeray A.R. (1954) M.N. 114, 95
Wallerstein G. and Helfer H.L. (1961) - Ap.J. 133, 562
Wallerstein G., Greenstein J.L., Parker R., Helfer H.L. and Aller H. (1963) -
Ap.J. 137, 280

Mise au point:

STARS WITH ABNORMAL ABUNDANCES IN THEIR ATMOSPHERES

A general introduction to the subject is given. In particular three problems are discussed in detail: the "age effect", the abundances in early type hydrogen deficient stars and the abundances in peculiar A-type stars.

LA BINARIA ESPECTROSCOPICA ζ HOROLOGII

Jorge Sahade* y Carlos A. Hernández
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Espectros tomados en Bosque Alegre en los años 1949 a 1951 y 1960 a 1963 han permitido confirmar que se trata de una binaria espectroscópica de líneas dobles y determinar sus elementos orbitales que son los siguientes: $P = 12,9274$ días; $\gamma = + 5,8$ km/seg; $K_1 = 58,1$ km/seg; $K_2 = 66,1$ km/seg; $e = 0,25$; $\omega = 78^\circ 6$; $T = 7,361$ días; $a_1 \sin i = 1,00 \times 10^7$ km; $a_2 \sin i = 1,14 \times 10^7$ km; $\gamma K_1 \sin^3 i = 1,3 \odot$; $\gamma K_2 \sin^3 i = 1,1 \odot$.

El trabajo in extenso será publicado oportunamente.

THE SPECTROSCOPIC BINARY ζ HOROLOGII

Spectra taken at Bosque Alegre from 1949 through 1951 and from 1960 through 1963 have confirmed that we are dealing with a double-lined spectroscopic binary and allowed us to determine the following orbital elements: $P = 12.9274$ days; $\gamma = + 5,8$ km/sec; $K_1 = 58.1$ km/sec; $K_2 = 66.1$ km/sec; $e = 0.25$; $\omega = 78^\circ 6$; $T = 7.361$ days; $a_1 \sin i = 1.00 \times 10^7$ km; $a_2 \sin i = 1.14 \times 10^7$ km; $\gamma K_1 \sin^3 i = 1.3 \odot$; $\gamma K_2 \sin^3 i = 1.1 \odot$.

The paper in full will appear elsewhere.

* Miembro de la Carrera del Investigador Científico, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina.

EL ESPECTRO DE HD 698
Jorge Sahade⁺
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Tres espectros de HD 698 generosamente tomados en Mount Palomar por el Dr. Greenstein, unos cuatro días antes de una de las conjunciones, no muestran la presencia de líneas espectrales correspondientes a la componente secundaria. Dada la dispersión de los espectrogramas (9 y 13,5 Å/mm) y la velocidad relativa que sugieren las curvas de velocidades publicadas por Pearce, el nuevo material confirma y refuerza las dudas indicadas por Struve y Rudkjøbing en 1948. En consecuencia, las masas que se asignan a las componentes de HD 698 deben desecharse.

THE SPECTRUM OF HD 698

Three spectra of HD 698 kindly taken for me by Dr. Greenstein at Mount Palomar, about four days before one of the conjunctions, do not show the presence of spectral lines of the secondary component. In view of the dispersion used (9 and 13.5 Å/mm) and the relative velocity suggested by Pearce's velocity curves, the new material confirms and strengthens the doubts raised by Struve and Rudkjøbing in 1948. As a consequence, the masses that are assigned to the components of HD 698 must be discarded.

⁺ Miembro de la Carrera del Investigador Científico, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina.

OBSERVACIONES FOTOMETRICAS DE 27 CANIS MAJORIS

Adela Ringulet-Kaswalder
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Se hicieron observaciones fotométricas de 27 Canis Majoris con el fotómetro adosado al reflector de 32", en La Plata. Los resultados indican que en B y V no hay apartamientos, respecto al valor medio, mayores de 0^m02 . Con este resultado y elementos de un trabajo anterior (Ap.J. 135, 755, 1962) se discute el posible modelo de la estrella.

ESTRUCTURA DE LAS LINEAS DE ABSORCION DE LA ENVOLTURA EN 48 LIBRAE

Adela Ringuet-Kaswalder
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Las absorciones originadas en la envoltura presentan dos núcleos originados en distintas regiones de la misma. Considerando las líneas del H: número cuántico, progresión de Balmer, etc. y el perfil de las componentes metálicas se puede hacer un modelo de la parte exterior de la envoltura.

Además se observaron en Si II $\lambda\lambda$ 4128,4130 componentes en absorción cuya velocidad radial coincide con las componentes anteriormente mencionadas como "estacionarias".

FOTOMETRIA DE ESTRELLAS B CON H α EN EMISION

Alejandro Feinstein
(Observatorio Astronómico, La Plata)

A mediados de noviembre de 1962 se comenzaron a efectuar observaciones con el nuevo fotómetro fotoeléctrico acoplado al reflector de 80 cm de La Plata. Los primeros ensayos permitieron corregir algunos defectos y obtener así el correcto funcionamiento del mismo. Se determinó la extinción, adoptándose del promedio de varias noches para los diversos colores: $k_V = 0.250$; $k_{B-V} = 0.180$; $k_{U-B} = 0.340$. Más adelante estos valores fueron verificados al observarse una misma estrella durante varias horas y en noches distintas, y se encontró que ellos eran los adecuados, salvo muy pequeñas variaciones de noche a noche.

Hasta Febrero de 1963 se usó una fotomultiplicadora LP21 sin refrigeración y el alcance estaba limitado hasta magnitudes 7 u 8, debido a la fuerte corriente de oscuridad. Un primer programa de trabajo fue la observación de las estrellas B con H α en emisión que M. y C. Jaschek y B. Kucwicz habían observado espectroscópicamente. Son todas estrellas más brillantes de magnitud 6.5.

A fines de Febrero de 1963 se montó una caja para la LP21 que permitió usar hielo seco, lo que mejoró la precisión y rapidez de las observaciones.

La fotometría fue realizada en el sistema UBV de Johnson, para lo cual se utilizaron los filtros que él indica, lo mismo que las estrellas de referencia.

El programa de Jaschek y Kucwicz de estrellas B α comprende 69, de las cuales se presentan los resultados fotométricos de 42. La gran mayoría tiene de 3 a 4 observaciones.

Los resultados obtenidos se compararon con los de Cape Observatory, para lo cual hay 22 estrellas en común en V y en B-V. La diferencia sistemática es de $\Delta V_{LP-C} = 0.00$ y $\Delta(B-V)_{LP-C} = -0.01$.

En el cálculo de estas diferencias no se incluyen a 3 estrellas con discrepancias de más de 0.1, que son:

	$V_{LP} - V_C$	Indicaciones del catálogo de Cape Observatory.
27 CMa	+ 0.37	rango 0.13 en b
HR 2787	- 0.11	variable ?
HR 2911	- 0.16	rango 0.10 en b

Se puede concluir que estas estrellas son seguramente variables.

La figura 1 es el diagrama B-V, U-B de todas las estrellas observadas.

No figura incluida en ella una estrella de espectro compuesto.

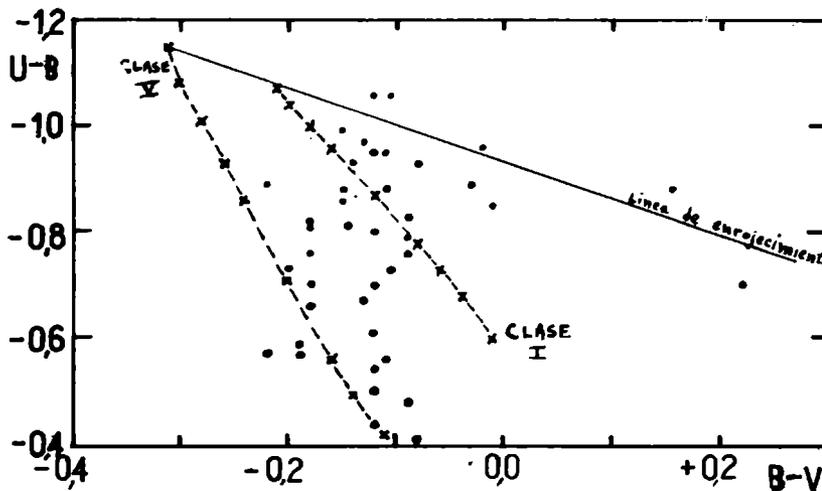


Figura 1

Ya que todas son más brillantes de $V = 6.5$, si fueran supergigantes tendrían que ser muy brillantes, o en caso contrario deberían estar muy enrojecidas. Pero, con excepción de dos (muy enrojecidas, seguramente supergigantes), ninguna otra cumple estas dos condiciones. Se puede concluir, por lo tanto, que la mayoría son enanas, aunque probablemente algunas sean de luminosidad intermedia.

La estrella: 27 CMa muestra un defecto en el U-B del orden de 0.2^m . Este efecto ya resultó evidente en las observaciones de seis colores efectuadas en Lick Observatory (no publicado).

En los espectros (dispersión 180 A/mm) había sido medido el ancho de la emisión en km/seg (W). Si representamos en un gráfico, U-B en función de W resulta la figura 2. Se puede ver que a mayor U-B aumenta W; la relación no es representada por una recta sino por una banda. Posiblemente esto es debido a que el anillo de materia que produce la emisión se observa desde diversos ángulos. Es posible también que este hecho produzca una dispersión en los valores de U para estrellas de igual B-V.

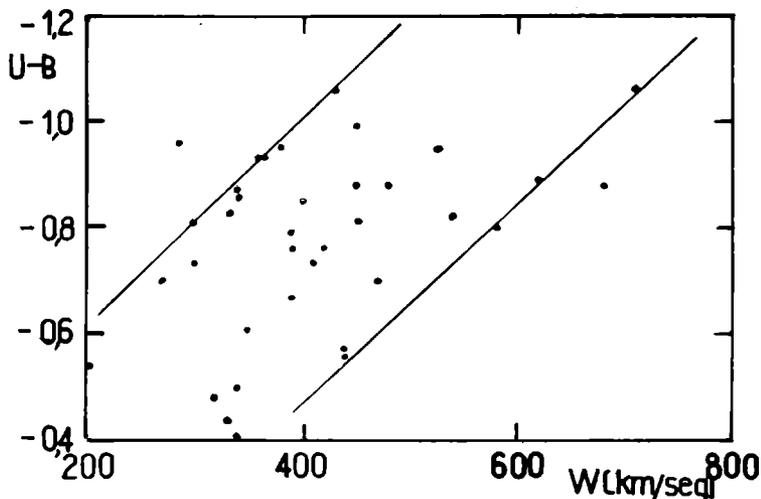


Figura 2

La figura 2 indica que a una mayor intensidad en la emisión en H α , mayor es el continuo a la izquierda del salto de Balmer, o lo que es lo mismo el salto de Balmer disminuye.

Se podría concluir, entonces, que el diagrama (B-V, U-B) podría no ser estrictamente aplicable a las estrellas Be y la ubicación de las mismas en el diagrama está relacionada con la emisión.

Bibliografía:

C.Jaschek, M.Jaschek, B.Kucewicz. Boletín de la A.A.A. n° 4,37, 1962.
Cape Mimeogram n° 12, 1961.

Summary:

PHOTOMETRY OF B STARS WITH H α IN EMISSION

It is shown the first results obtained with the new photoelectric photometer attached to the 32-inch reflector of La Plata. From 22 stars in common with the Cape Observatory the sistematic difference is $\Delta V_{LP-C} = 0.00^m$ and $\Delta (B-V)_{LP-C} = 0.01^m$. Three stars: 27 CMa, HR 2787 and HR 2911 show differences larger than 0.1^m in V, and according to Cape remarks are surely variables. 27 CMa shows also a depression of 0.2^m in U-B.

A relation between W (width of the H α emission in km/sec) and U-B is shown in fig.2. It is suggested that perhaps the diagram (B-V, U-B) is not applicable to the Be stars.

ON THE PRESENCE OF GALLIUM IN PECULIAR A-TYPE STARS

M.Jaschek, C.Jaschek and C.J.Lavagnino
(Observatorio Astronómico, La Plata)

The presence of Ga II was detected in several more objects of the manganese group of peculiar A-type stars. Several stars belonging to the other groups (chromium, europium and silicon stars) were analysed with negative results.

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

A SPECTROSCOPIC STUDY OF THE PECULIAR STARS μ LEP AND π^1 BOO

M.Jaschek and C.Jaschek
(Observatorio Astronómico, La Plata)

On the basis of Coudé material generously loaned by Dr.H.Babcock, about 250 lines were measured in the wavelength region $\lambda\lambda$ 3800 - 4600. A 94 % of them were identified. Of this percentage, 40% belong to Mn II. In both stars C II is too strong for this type. P II was not detected. Y II is surprisingly strong, with a slight difference in the enhancement between both stars. The stars were also compared with two other manganese stars already analysed at high dispersion.

The full paper will be published somewhere else.

A NEW HOT SUBDWARF

M.Jaschek and C.Jaschek
(Observatorio Astronómico, La Plata).

HD 49798 was found to be a hot subdwarf. It is, at the present time the brightest member of this group and also the only one known spectroscopic binary.

The complete paper will appear in the "Publications of the Astronomical Society of the Pacific".

SOBRE UNA INTERPRETACION DE LOS LLAMADOS NUMEROS COSMICOS

Carlos J. Lavagnino
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Fue señalado por Weyl¹ y más tarde investigado por Eddington², Dirac³ y Jordan⁴ el hecho de que entre ciertos parámetros del universo observable y algunas constantes atómicas aparecen relaciones numéricas que en el caso de ser adimensionales resultan, aproximadamente, potencias de 10^{39} . Así, designando G la constante de Gauss, R el "radio" del universo observable, M su masa, ρ su densidad, m_p y m_e las masas del protón y del electrón, e la carga de ambos, c la velocidad de la luz, h la constante de Planck, r_e el radio clásico del electrón y T la inversa de la constante de Hubble, se encuentra:

$$\frac{e^2}{Gm_p m_e} = 2,28 \cdot 10^{39} \equiv \mathcal{F}, \quad \frac{R}{r_e} \approx 6 \cdot 10^{37} \equiv \mathcal{R}, \quad \frac{T}{\frac{2}{mc^3}} = 4 \cdot 10^{39}$$

$$G \rho T^2 \approx 1 \quad \frac{\rho c^3 T^3}{m_p} \approx 13 \cdot 10^{78} \equiv \mathcal{N}, \quad \left(\frac{hc}{G}\right)^2 \frac{m_e^{-4}}{m_p} = 1,1 \cdot 10^{78}$$

La naturaleza de estas coincidencias fue discutida hasta ahora en el supuesto de que el universo sea un conjunto finito de partículas al cual pueden aplicarse las leyes cuánticas. La técnica que se aplica es por cierto muy elaborada, y Eddington en particular consideró haber demostrado incluso que las llamadas constantes atómicas deben ser las que son.

Por el momento nosotros dejamos para otro lugar la crítica de este punto de vista, basado esencialmente en el supuesto de que las leyes cuánticas de los procesos atómicos sean válidas también para un sistema cósmico. Tan sólo nos proponemos investigar si los números cosmológicos implican algún fenómeno de escala, y para eso nos bastarán los números \mathcal{N} , \mathcal{R} y \mathcal{F} . Esto se debe a que existe entre ellos una relación independiente de

los valores particulares de las constantes. En efecto, como se verá luego, $N = \mathcal{R}\mathcal{F}$, lo cual implica una relación entre masa y tamaño a través de una constante puramente física. Si esto es consecuencia de escala, lo más simple es suponer condiciones tales que las fuerzas eléctricas puedan desempeñar un papel esencial. En esta hipótesis se encuentra fácilmente que la masa mínima de un conjunto de neutrones capaz de retener gravitatoriamente a un electrón es $N_{op} = c^2/Gm_p = 10^{39}$. Pero la manifestación de la escala no ha de ser tan simple, ya que en realidad $N = N_0^2$. Por otro lado es $\mathcal{R} = \mathcal{F}$ a pesar de ser válida la \mathcal{F} para cualquier r macroscópica. Otra condición independiente de la escala la obtenemos si admitimos que el universo observable sea, más bien que resultado de una agregación, el remanente de una masa mayor. La velocidad de las partículas retenidas debió ser $v \leq c$, y como $v^2 = GM/R$, el valor máximo en la frontera resulta con $c^2 = GM/R$. Por lo tanto

$$\frac{N}{R} = \frac{c^2}{Gm_p} = 10^{52} \text{ cm}^{-1} \quad (1)$$

Esta será una condición necesaria si consideramos al universo observable como resultado de una "segregación". Multiplicando la (1) por r_0 se obtiene que $N = \mathcal{R}\mathcal{F}$ con independencia de los valores numéricos de las constantes. Así, será suficiente explicar a N ó a R . Se presentan dos posibilidades: un gas superdenso de protones y electrones (hipótesis I), o un gas neutro de muy baja densidad (hipótesis II).

Hip. I. Este caso se asemeja al de las configuraciones estelares completamente degeneradas, para las cuales existe, como se sabe, una masa superior límite establecida por Chandrasekhar⁵. Siendo ese límite del orden de la masa solar, la materia superdensa quedaría excluida. Sin embargo, un examen de la cuestión en las condiciones más generales posibles permite obtener algunos resultados de interés.

Supongamos que el universo observable sea el remanente de una materia con densidad superior o igual a la nuclear, materia que, además, debía admitir un límite superior. Si tal límite existió, la relación (1) lleva a

un decrecimiento del radio R , sin hablar de que las hipótesis implícitas en la misma (1) conducen no sólo a la muy importante

$$R = \frac{v}{2\sqrt{G\rho}} \approx 0,6 \frac{10^{14}}{\sqrt{v_0}} \quad (2)$$

sino también a la

$$N = \frac{v_0^3}{2m_p G^{3/2} \rho^{1/2}} = 10^{66} \cdot \rho^{-1/2} \quad (3)$$

que para la densidad nuclear da la masa de un planeta. Se obtiene un N aceptable con la densidad actual del universo, pero esto equivale a la Hip. II.

La conclusión anterior significa que la imposición de la densidad no dice más que la misma ecuación (1). Ensayemos entonces el determinar la existencia del límite.

Consideremos a los N protones y electrones como a un gas degenerado. Pongamos como única condición que valga el umbral de Fermi:

$$N'_0 = \frac{8}{3h^3} p_0^3 \quad (4)$$

siendo N'_0 el número de electrones por cm^3 , y p_0 el momento máximo de éstos. Expresemos la velocidad electrónica como una fracción γ de la velocidad de la luz. El número total de electrones resulta

$$N = 4 \cdot 10^{30} R^3 \gamma^3 \quad (5)$$

Una vez más, hay varias posibilidades: a) Si imponemos la (1) y $\gamma = 1$, tendremos $R = \frac{1}{2} 10^{11}$ y $N = 10^{63}$. Esta masa del orden de $10^7 M_\odot$ es intermedia entre las de los cúmulos globulares y la de la galaxia (\oplus).

(\oplus) Al preparar este trabajo para la publicación, tomamos conocimiento del artículo de Hoyle y Fowler⁶ donde se examina el punto de vista de que "at the centres of the galaxies there are star-like objects with masses up to $\sim 10^8 M_\odot$ " pero "to the argument that such objects would be unstable and cannot exist we turn a blind eye". Y según Detré⁷, H.J. Smith interpreta que la radiofuente 3C273 es un objeto de aquellas características.

El mismo resultado se obtiene si definimos la velocidad electrónica por la expresión

$$v = \left(\frac{GM}{R} \right)^{\frac{1}{2}}$$

o bien si consideramos la degeneración relativista.

b) Si admitimos la (1), y γ es muy pequeño, por ejemplo 10^{-10} , ó mejor, 10^{-12} , entonces $R = \frac{1}{2} 10^{29}$ y $M = 5 \cdot 10^{80}$. Pero éste sería un conjunto de partículas con velocidades de mm/seg, lo cual correspondería otra vez a la Hip. II.

c) La ecuación (5) puede resolverse si se encuentra una condición adicional. A tal efecto postulamos la igualdad entre la presión hidrostática y la presión del gas degenerado. Siendo

$$P = \frac{GM}{R} \rho$$

y

$$P_e = \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{hc}{8m_p^{4/3}} \left(\frac{\rho}{\mu'} \right)^{4/3}$$

con $\mu' = 2$ (masa media por electrón libre) y el paréntesis igual a 1, resulta para el caso relativista

$$\frac{M}{R} = 10^{46} \rho^{1/3}, \quad (6)$$

y para el caso no relativista

$$\frac{M}{R} = 10^{45} \rho^{2/3}. \quad (7)$$

Para que se cumpla la (1) deberá ser, respectivamente, $\rho = 10^{18}$ y $\rho = 10^{10}$. Es decir, el caso relativista exigiría una densidad superior en cien veces a la mayor densidad propuesta por Ambartsumián⁸. Esta densidad extrema no es necesaria, ya que en condiciones no relativistas la solución se obtiene con una densidad comprendida entre las de la primera fase y la segunda fase del gas de bariones de Ambartsumián. (Esencialmente se trataría de un gas de neutrones). Pero para cualquiera de esas densidades la (3) da una masa estelar, como puede verse, con un valor máximo de

$N = 10^{61} = 10^3 M_{\odot}^*$. Así, pues, la imposición de la (1) da masas pequeñas siempre que se adoptan altas densidades. Si prescindimos de ella y simplemente combinamos la (5) con la (7), tendremos

$$R^2 = \frac{1}{4} 10^{15} \rho^{2/3}$$

o sea

$$R = \frac{3}{2} 10^7 \cdot \rho^{1/3} \quad (8)$$

Con $\rho = 10^{16}$ esto haría $R = \frac{3}{2} 10^{13}$, que llevado a la (5) resulta en

$$N = 10^{68}$$

Esto no es sino la masa de una galaxia. Hay que considerar que tratándose de órdenes de magnitud, la forma de la (7) hace que la densidad de una u otra de las fases de Ambartsumián influya poco.

En resumen, la (5), la (7) y la (8) permiten obtener masas entre las de una estrella y la de una galaxia mediante densidades entre 10^7 y 10^{16} . La masa límite de Chandrasekhar aparece como un caso particular. Llama la atención que por el mismo procedimiento no pueda llegarse a la masa del universo observable. Quizá no sea ajeno a este hecho la circunstancia de que según De Witte¹⁰ la gravitación como campo estático sólo tenga sentido por encima de masas de 10^{-6} gr. En efecto, esta extrema posibilidad nos es sugerida por la pequeñez de dicha masa respecto de la $N m_p = 10^{39} \cdot 10^{-24} = 10^{15}$ gr. Si el resultado de De Witte es correcto, una relativa paridad entre las fuerzas nucleares y las gravitatorias se concebiría si 10^{-6} grs ocupasen un volumen del orden de r_{\odot}^3 , siendo $r_{\odot} = 10^{-13}$ el radio de las interacciones nucleares. Y es claro que a semejantes densidades las (5), (7) y (8) dan masas incluso superiores a la del universo observable.

Hip. II. Contrasta con la laboriosidad de las tentativas anteriores, la sencillez del siguiente tratamiento fundado en la turbulencia.

* Al mismo resultado, pero en forma más particularizada, llega E.R. Harrison⁹ en una nota que recibimos en el momento de presentar nuestro trabajo ante la VI Reunión de la A.A.A. en Tucumán. Harrison obtiene la masa estelar combinando una singularidad del campo de Schwarzschild con las propiedades cuánticas de un conjunto de fermiones.

Consideremos una masa M de N partículas neutras de masas m_p , caracterizadas por una velocidad térmica del orden de v' y un camino libre medio l . Sea R la escala del sistema, y v la desviación de las velocidades turbulentas en el campo correspondiente al número de Reynolds

$$Re = 3 \frac{vR}{v'l}$$

Pongamos la condición de que el cambio del momento de turbulencia en la unidad de tiempo sea del orden de la variación de la energía potencial sobre el camino l . Este es el límite de validez de la estadística de Boltzmann. Definimos la unidad de tiempo por l/v' y, sin considerar signos, resulta en órdenes de magnitud para partículas de masa protónica:

$$m_p \cdot R \cdot v \frac{v'}{l} = \frac{GM^2}{R^2} l = \frac{GM}{R} \cdot \frac{lM}{R} \quad (9)$$

Siendo que $GM/R \approx v^2$,

$$\frac{R^2}{l^2} \frac{v'}{v} = \frac{M}{m_p} = N$$

que combinada con

$$Re = \frac{3vR}{v'l}$$

resulta en

$$N = \frac{3R^3}{l^3} \frac{1}{Re}$$

Se puede admitir que

$$l = \frac{R^3}{N}$$

Entonces

$$N = \frac{3}{R_0} \frac{N^3}{R^6}$$

Y con la (1)

$$N^2 = \frac{N^6}{24 \cdot 10^{312}} Re$$

Por fin

$$N = \frac{2 \cdot 10^{78}}{Re^{\frac{1}{2}}} \quad (10)$$

Esta expresión da un N correcto con sólo tomar el Re comúnmente admitido para el espacio interestelar (10^5). Tal supuesto se justificaría por los indicios aportados en un trabajo anterior¹¹, donde se muestra que una relación masa-tamaño para los sistemas cósmicos es deducible de un campo de turbulencia si el coeficiente de la ley de Prandtl pudiese llegar a valer $-\frac{3}{4}$. Esto ocurriría para $Re = 10^5$.

Se podría objetar que en la (9) el momento debería definirse para v' y no para v , es decir

$$\frac{m}{P} R v' \frac{v'}{\ell} = \frac{GM}{R} \frac{\ell}{R} M \quad (9a)$$

No obstante corresponder este supuesto con más propiedad a la agitación térmica que al momento de la turbulencia, queremos también examinarlo. Con transformaciones enteramente análogas a las anteriores resulta sucesivamente:

$$\begin{aligned} \frac{m}{P} R \frac{v'^2}{\ell} &= \frac{GM}{R} \frac{\ell}{R} M \\ \left(\frac{R}{\ell}\right)^2 \left(\frac{v'}{v}\right)^2 &= \frac{M}{m_p} = N = \left(\frac{3R}{\ell}\right)^2 \left(\frac{1}{R_0}\right)^2 \left(\frac{R}{\ell}\right)^2 = 9 \cdot \frac{R^4}{\ell^4} \frac{1}{Re^2} \\ &= \frac{9}{Re^2} \left(\frac{N}{R^3}\right) R^4 = \frac{9}{Re^2} \frac{N^4}{R^3} = \frac{9}{Re^2} \frac{N^4}{N^3} 10^{416} \\ N^5 &= \frac{10^{417}}{Re^2} \\ N &= \frac{10^{83}}{Re^{2/5}} \end{aligned} \quad (11)$$

De modo que nuevamente con $Re = 10^5$ se tiene $N = 10^{81}$.

Si se considera la aproximación grosera de las hipótesis empleadas, el acuerdo entre la (10) y la (11) no parece casual, e indica más bien que una masa de partículas donde las interacciones sean preferentemente newtonianas y turbulentas, posee una cota superior del orden de la masa del

universo observable.

Esta conclusión no resuelve el problema de las relaciones entre las constantes de la física y los números cosmológicos, ya que si bien 10^{78} y 10^{83} son ciertas potencias de $c^2/G m_p$ (a causa de la (1)), no es menos cierto que el valor particular del número de Reynolds queda por ser explicado. Pero también quedan sin discutir algunas consecuencias del método empleado y de ciertas expresiones formales (como las de N en función de R y ℓ), todo lo cual dejamos para otra publicación. Aquí es suficiente haber puesto de relieve la importancia de la escala en la determinación de N , y consiguientemente de R . Con esto queda abierta la posibilidad de explicar por la cosmogonía las propiedades de los números cosmológicos, en lugar de hacerlo mediante la aplicación de la cuántica al estado actual del universo.

Bibliografía:

1. Weyl, Ann.d.Phys. 52, p. 129 (1919).
- 2a. Eddington, "Relativity Theory of Protons and Electrons", (1936).
- 2b. Id., "Fundamental Theory", (1946).
3. Dirac, Proc.Roy.Soc., 165, p. 199 (1938).
4. Jordan, Nature 164, p. 637 (1949).
5. Chandrasekhar, "Stellar Structure", (1939).
6. Hoyle y Fowler, MN 125, p. 169, (1963).
7. Inf.Bull.of Var.Stars, N.27, (1963).
8. Ambartsumian, Astr.Zh. 37, p. 193 (1960).
9. Id., Astr.News Letter 100, p. 27, (1960). Trad.del anterior al francés.
9. Harrison, Observatory 82, p. 75, (1962).
10. De Witte, "Gravitation", Editor Witten, (1962).
11. Lavagnino, Boletín Asoc.Arg.Astr. 4, p.58, (1961).

INFLUENCIA DE LA DISPERSION ATMOSFERICA e INSTRUMENTAL EN LA DISTRIBUCION
DE BRILLO DE UNA GALAXIA*

J. L. Sársic
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

Parece estar debidamente probado (de Vaucouleurs, 1948) que la distribución de brillo en las imágenes estelares en las placas y cerca del eje óptico, es gaussiana, como resultado de los efectos instrumentales y principalmente por la dispersión de turbulencia atmosférica. Tales fenómenos modifican los parámetros m'_0 , S'_0 y eventualmente n en la distribución de brillo original de una galaxia, como veremos enseguida.

Si la función dispersante es gaussiana

$$e^{-\frac{\pi(x^2 + y^2)}{2\sigma}}$$

Bracewell (1955) ha desarrollado un interesante método para corregir el aliado de distribuciones de brillo producido por el perfil del diagrama de antena de un radiotelescopio. Si $B(x,y)$ es el brillo en el punto (x,y) , el brillo resultante de la dispersión se escribe según Bracewell

$$B'(x,y) = \frac{1}{4}B(x - \frac{\sqrt{2}\sigma}{\pi}, y) + \frac{1}{4}B(x + \frac{\sqrt{2}\sigma}{\pi}, y) + \frac{1}{4}B(x, y - \frac{\sqrt{2}\sigma}{\pi}) + \frac{1}{4}B(x, y + \frac{\sqrt{2}\sigma}{\pi})$$

dentro de una aproximación de primer orden en σ .

Consideremos en nuestro caso una distribución de brillo descripta por isofotas circulares concéntricas. Sea $S(m)$ el área interior a la isofota de brillo superficial m , una forma muy general de la distribución de brillo de una galaxia se escribe

$$B(s) = 10^{-.4m''} \cdot e^{-n(\frac{s}{s_0})^{\frac{1}{n}}} \quad (1)$$

y es nuestro interés conocer como se modifican los parámetros m_0 , S_0 y n al ser dispersada esta distribución por la función gaussiana anteriormente

* Este trabajo ha sido hecho con los auspicios del Consejo Nacional de Investigaciones de Argentina.

escrita. Para ello debemos calcular el brillo (1) en los cuatro puntos

$$(x, \frac{\sqrt{2}\sigma}{n}, y); (x + \frac{\sqrt{2}\sigma}{n}, y); (x, y - \frac{\sqrt{2}\sigma}{n}); (x, y + \frac{\sqrt{2}\sigma}{n})$$

que en nuestro caso de isofotas circulares, corresponden a las áreas

$$s + \sigma - 2\sqrt{s}\sigma; s + \sigma + 2\sqrt{s}\sigma; s + \sigma; s + \sigma$$

las que llevadas a (1) y después de algunas transformaciones nos da

$$B'(s) = B(s + \sigma) \left(1 - h \frac{\sigma}{s}\right)$$

dentro de nuestra aproximación de primer orden en σ . Esta expresión tiene el significado de ser la nueva distribución de brillo superficial afectada por la dispersión atmosférica, en el sentido de que el brillo $B'(S)$ corresponde a la isofota de área S . El coeficiente h es una constante dependiente sólo del índice n .

El máximo de la función

$$SB'(s) = B(s + \sigma) (s - h\sigma)$$

corresponde a un valor S'_0 del argumento S que se relaciona con S_0 en la forma

$$S'_0 = S_0 + h.n.\sigma$$

siempre dentro de nuestra aproximación de primer orden en σ . La magnitud superficial m'_0 correspondiente al máximo en $B'S$ es

$$m'_0 = m_0 + 1.086 n.h. \frac{\sigma}{S_0}$$

Supongamos ahora que la nueva distribución de brillo $B'(S)$ corresponda a un nuevo índice n' .

Su luminosidad total

$$L'_t = Q_{n'} \cdot S'_0 \cdot 10^{-0.4 m'_0}$$

debe ser igual a la luminosidad total de la distribución original,

$$L_t = Q_n \cdot S_0 \cdot 10^{-0.4 m_0}$$

Recordando ahora las expresiones de S'_0 y m'_0 y siempre dentro de una aproximación de primer orden en σ resulta

$$Q_n = Q_{n'}$$

o sea

$$n = n'$$

El efecto de la dispersión atmosférica en una distribución de brillo tal como (1) es de primer orden sólo en S_0 y m_0 , dejando invariante el índice n . Esto equivale a escribir

$$S_0 \cdot 10^{-0.4 m_0} = S'_0 \cdot 10^{-0.4 m'_0}$$

o lo que es lo mismo

$$m'_0 - 2.5 \log S'_0 = m_0 - 2.5 \log S_0$$

una relación que permite conectar los puntos ceros de las escalas fotométricas de las dos distribuciones de brillo.

Referencias

Bracewell, R.N.; Australian Jor. of Phys. 8, 54, 1955.
de Vaucouleurs, G.; Ann.d'Astrophysique, 11, 247, 1948.

Summary.

Influence of the atmospheric and instrumental dispersion
on the brightness distribution in a galaxy.

It is demonstrated that a generalized de Vaucouleurs law of brightness distribution is conserved after a smearing of gaussian profile at least in the first approximation.

RESULTADOS DE LA CAMPAÑA DE BÚSQUEDA DE SITIOS. II.

F. Muñoz y L.A. Cabrera
(Observatorio Astronómico, La Plata)

La campaña de búsqueda de sitios para instalar el nuevo reflector de La Plata fué iniciada en 1960. Los resultados obtenidos durante los años 1960, 1961 y parte de 1962, fueron expuestos anteriormente (1). El presente trabajo informa sobre los resultados obtenidos en el lapso abril 1962 a abril 1963, y es continuación de la publicación anterior. Se puede considerar que la primera etapa de la búsqueda ha finalizado, la cual, de acuerdo a lo expuesto en la publicación anterior, tenía por finalidad la eliminación de los sitios inadecuados.

El instrumental y los métodos de trabajo empleados fueron los mismos que en la campaña anterior. La comisión recorrió los siguientes puntos:

Uspallata (Mendoza): abril 1962, octubre y noviembre 1962.

Los Blanquitos, Jachal (San Juan): junio 1962.

Anohumbil, Villa Unión (La Rioja): julio y diciembre 1962.

Puesto La Pampa, (San Juan): mayo 1962 (reocupación).

Alto Verde, Tunuyan (Mendoza): octubre 1962.

Bosque Alegre, (Córdoba): agosto-setiembre 1962 (comparación entre las observaciones de la comisión y las imágenes observadas en el reflector de 150 cm.)

Saavedra (Buenos Aires): marzo-abril 1963.

Resultados obtenidos durante los años 1960-1961

Como se hizo constar anteriormente (1), se procuró dejar en cada estación una persona del lugar encargada de efectuar observaciones meteorológicas y astronómicas elementales, (viento, nubosidad, precipitación, velo, centelleo y fenómenos especiales). Esta medida se tomó, en definitiva, en todos aquellos lugares donde no existía estación del Servicio Meteorológico Nacional. El material que dichas persona hicieron llegar al Observatorio de La Plata, unido al obtenido en el Servicio Meteorológico, resulta un conjunto aceptable de datos para muchos puntos, aunque desgraciadamente no para todos.

Resumen de los resultados obtenidos

Provincia	Mendoza	San Juan	La Rioja	(ocupación) San Juan	(ocupación) Mendoza	Buenos Aires
Departamento	Uspallata	Jachal	Villa Unión	Est. Graffigna	Tunuyán	Saavedra
Localidad	Uspallata	Los Blanquitos	Anchumbil	Puesto La Pampa	Alto Verde	
Longitud	69°23'	68°55'	68°00'	68°40'	69°00'	62°21'
Latitud	-32°33'	-30°16'	-29°00'	-32°04'	-33°30'	-37°46'
Temporada	IV/62 X-XI/62	VI/62	VII/62 XII/62	V/62	X/62	III-IV/63
N° de días	19 20	20 20	20 20	21	20	21
Noches observ.	18 15	8	12 10	17	9	10
" " " "	1 5	12	8 10	4	11	11
% " no "	5 25	60	40 50	20	55	52
% " buenas	0 0	0	0 0	10	0	0
% " regulares	16 5	10	10 10	35	5	9
% " malas	79 75	30	50 40	35	40	38
Turbulencia	0"42 0"42	0"35	0"42 0"44	0"34	0"43	0"40
" mínima	0"33 0"25	0"22	0"28 0"35	0"15	0"33	0"33
" máxima	0"54 0"60	0"60	0"61 0"50	0"45	0"64	0"49
N° de noches con viento fuerte	0 0	1	1 3	0	0	0

Se ha preferido en general dejar para más adelante el análisis de los datos del año 1962, por hallarse todavía incompletos.

Para efectuar una evaluación expeditiva de la calidad de cada punto se eligió el dato de nubosidad recogido a las 21 horas. Se eligió el dato correspondiente a esta hora porque tanto el Servicio Meteorológico como los observadores del lugar y el programa de los autores, toman datos en este momento. Todas las observaciones fueron reducidas a una escala común, a saber: nublado (N) de 7 a 10 décimos; seminublado (S) de 3 a 7 décimos y despejado (D), por debajo de los 3 décimos.

Se estableció luego, para cada lugar, la correlación entre nuestra observación de las 21 horas en dicha escala, y la clasificación que en definitiva correspondió a la noche (buena, regular, mala o inútil). (Véase para el criterio seguido para clasificar la noche, en (1)).

Con dicha correlación se aplicó una corrección estadística de los datos recibidos en cada punto. Los valores obtenidos constan en la tabla II.

TABLA II
Evaluación de la calidad de los distintos sitios

Porcentajes 1961	Inútiles	Buenas	Regulares	Malas	Total de noches con datos
Las Peñas	28	0	21	51	184
Villa Unión	-	-	-	-	-
Jachal	30	0	19	50	364
Los Colorados	60	7,0	20	13	54 (1)
El Leoncito	18	50,0	27	5	123
La Pampa	38	15,0	32	15	41
Uspallata	-	-	-	-	-
Tunuyán	30	0	12	58	164
Taminga	26	6,0	31	37	299
M. del Cura	48	0	15	38	326
Puesto Nuevo	30	0	14	56	365

(1) Los datos incluidos pertenecen al año 1960, y provienen de la comisión Cuyo-Columbia (observadores Sanguín-Sánchez).

Los datos de Villa Unión y Uspallata no obran aún en poder de esta comisión.

Discusión de los datos y su reducción

Los datos expuestos en el cuadro anterior pueden ser criticados en varios sentidos, tanto en lo que hace a la toma de datos como a su evaluación. Ante todo se hace notar que muchos de los lugares observados se hallaban relativamente distantes de toda población y debido a ello no se pudo ser muy exigente en la elección de los observadores. Este inconveniente fué obviado de la manera siguiente:

- a) Simplificando la forma de realizar las observaciones. Se prefirieron datos seguros antes que datos de gran precisión.
- b) Procurando elegir personas honestas que hiciesen confiables las observaciones y la transcripción de los datos.

Otro inconveniente provino de los horarios de observación. El Servicio Meteorológico realiza (salvo en estaciones de primera categoría) solamente observaciones a las 9, 15 y 21 horas. Las personas encargadas de cada lugar, por razones de carácter particular no podían hacer observaciones nocturnas. Por ello, como se dijo más arriba, se usó sólo el dato de las 21 horas.

Por el momento no ha sido analizado el material diurno que se posee, y para aprovecharlo será necesario también utilizar procedimientos estadísticos.

Un tercer aspecto que origina problemas y está sujeto a críticas es el de la falta de observaciones en algunos puntos durante períodos considerables. La última columna de la tabla II muestra el número de días observados durante 1961 en cada punto. Vemos en algunos casos la notoria insuficiencia de los mismos para hacer generalizaciones.

En cuanto a la forma adoptada para reducir los datos originarios a nuestra escala, por ser un método estadístico, puede estar viciado por la insuficiencia de noches observadas por nuestra comisión. En realidad lo que se ha hecho es una determinación de la correlación de la nubosidad a las 21 horas con la nubosidad, transparencia y calidad de imágenes en el resto de la noche. Un indicio de que este método no conduce a un error demasiado apreciable, es que esa correlación se mantiene dentro de límites razonables en las

reocupaciones de los distintos lugares.

A los efectos de eliminar indeterminaciones, sumaremos los porcentajes de noches buenas y noches regulares para cada punto. Ordenamos luego los lugares por dicha suma en orden descendente. Resultan así:

1) El Leoncito	77 %	5) Jachal	19 %
2) La Pampa	47 %	6) La Mesilla	15 %
3) Tanninga	36 %	7) P'to Nuevo	14 %
4) Las Peñas	21 %	8) Tunuyán	12 %

Los Colorados 27 % (observado en 1960)

Y sólo con las observaciones de la comisión en 1962:

Uspallata 12 %

Villa Unión 10 %

Tomando en cambio solamente en cuenta las noches inútiles (aquellas que por nubosidad o viento demasiado fuertes hubieran sido inutilizables totalmente) el orden es el siguiente:

1) El Leoncito	18 %	7) La Pampa	38 %
2) Tanninga	26 %	8) La Mesilla	48 %
3) La Peñas	28 %	9) Los Colorados (1960)	60 %
4) Tunuyán	30 %	10) Uspallata (1962)	15 %
5) Puesto Nuevo	30 %	11) Villa Unión (1962)	45 %
6) Jachal	30 %		

La primera lista ofrece la ventaja sobre la segunda que tiene en cuenta los nublados parciales, como así también la transparencia y calidad de imágenes.

En particular cabe señalar que "Puesto La Pampa" punto de mayor interés de acuerdo a la lista primera, resulta según la lista segunda uno de los puntos con mayor porcentaje de noches inútiles. Afortunadamente se poseen datos de este lugar de los tres últimos trimestres de 1962, aunque incompletos. Estos datos, elaborados por el procedimiento anterior, nos dan:

Datos 1962 - La Pampa

Inútiles	21.1 %
Buenas	30.0 %
Regulares	28.9 %
Malas	30.0 %
Totales de días	204

El primer dato de este cuadro muestra que en realidad las noches inútiles en "Puesto La Pampa" son muchas menos de lo que indica el cuadro segundo y que el alto número que figura en éste es puramente accidental, debido al escaso número de noches observadas en 1961 (41 noches, véase tabla II).

Referente a los puntos observados en 1962, si bien los datos son aún totalmente insuficientes, todo hace pensar que son poco prometedores. Uspallata, con su excelente ubicación en la lista segunda lo está pésimamente en la primera debido especialmente a sus imágenes demasiado malas. En cuanto a Villa Unión, no parece ser prometedora en ninguna de las dos listas.

Resumiendo estas consideraciones y teniendo en cuenta los datos de 1960 de la publicación anterior (1) existirían tres puntos a ser tenidos en cuenta:

- 1) El Leoncito: ver datos 1960-1961
- 2) La Pampa: " " 1961-1962
- 3) Tanninga: " " 1961

Los puntos restantes pueden ser eliminados por las consideraciones siguientes:

Las Peñas - Es aparentemente inferior a los tres nombrados. Además su latitud es muy boreal.

Los Colorados - La misma posible inferioridad. Por otra parte las condiciones de habitabilidad son muy malas.

Jachal - La Mesilla - Puesto Nuevo - Tunuyán - Sobre estos puntos se poseen datos suficientes como para considerarlos totalmente inferiores a los citados anteriormente. Debe dárselos como absolutamente eliminados.

En cuanto a Villa Unión y Uspallata, existiría la posibilidad (aunque no la probabilidad) de la inclusión del último de los nombrados en la lista de mayor interés; siempre que mantenga el alto número de despejados que tuvo durante la temporada que trabajó en él nuestra comisión.

La segunda etapa de la campaña de sitios deberá concentrarse pues sobre los tres puntos mencionados en primer término: El Leoncito, La Pampa y Tanin-ga.

Observaciones realizadas en Bosque Alegre.

Con el objeto de comparar los valores de la turbulencia cenital obtenidos mediante nuestras observaciones, con los diámetros de las imágenes estelares en un reflector de gran abertura, esta comisión permaneció en Bosque Alegre desde el 25 de agosto hasta el 28 de setiembre de 1962. Durante este lapso se hicieron observaciones por nuestro sistema habitual simultáneamente con medidas visuales de diámetros hechas en el reflector de 150 cm y trazos de estrellas sobre placas tomadas en el mismo.

Los diámetros fueron medidos mediante el método de la cuchilla de Foucault en el foco Newtoniano por el Dr. Sérsic, el Sr. Smith y el Sr. Pereira. En el foco Cassegrain los diámetros fueron estimados por comparación con el ancho de la ranura del espectrógrafo por el Dr. Landi, el señor Colazo y el señor Puch.

Cuando se observó en el foco Newtoniano se midieron cuatro o más estrellas simultáneamente con cada observación nuestra. En el foco Cassegrain se hizo una estimación única durante cada observación de la comisión.

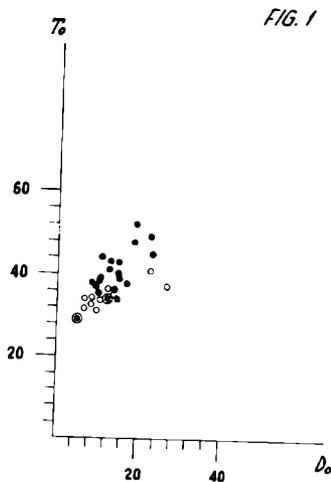
Los diámetros fueron reducidos al cenit mediante la expresión $D_0 = D \cos z$, siendo el D_0 adoptado el promedio de los obtenidos con todas las estrellas que se midieron. En la figura 1 están representados los resultados observacionales.

Vinculando los D_0 y los T_0 obtenidos simultáneamente, se ha deducido la expresión

$$T_0 = 0.443 \log D_0 - 0.093$$

que permite representar las observaciones con un error aceptable.

Mediante esta expresión podemos construir la siguiente tabla, que permitiría pasar de los T_0 nuestros a diámetros en el reflector de 150 cm de Bosque Alegre.



T_o	D_o
0"10	3"
15	4
20	5
25	6
30	8
35	10
40	13
45	17
50	22
55	28
60	37

ESTIMACIONES — DIAMETROS

- ESTIMACIONES EN EL NEWTONIANO.
- " " CASSEGRAIN.

Bibliografía:

(1) Asociación Argentina de Astronomía, 4, 61 (1962).

Summary.

RESULTS OF THE SITE TESTING CAMPAIGN. 2nd part.

This paper is the continuation of paper I (Bol.Asoc.Arg.Astr.4,p.61 (1962)) and gives the results obtained during 1962-63. The main results are embodied in the table given in the upper part of page 45, in which the places examined are listed according the percentage of usable nights. In consequence only the three best places (Leoncito, La Pampa and Tanninga) are recommended for re-examination.

EL FOTOMETRO FOTOELECTRICO DEL OBSERVATORIO DE LA PLATA
Y EL EQUIPO PARA ALUMINIZADO

O.H.González Ferro
(Observatorio Astronómico, La Plata)

En el Observatorio de La Plata funciona actualmente un fotómetro foto--
eléctrico "olásico", primera etapa productiva de un esfuerzo iniciado hace
años por el Dr. L.Gratton, y continuado posteriormente por el Dr.C.Jaschek.

Bajo la dirección de áquel el señor Glinschert, mecánico del Observato-
rio, construyó el cabezal que se usa actualmente (parte mecánica y óptica).
Diversos inconvenientes fueron postergando el programa, en especial dificul-
tades para obtener diversas partes del equipo electrónico.

Gracias a la llegada de instrumental prestado por la Institución Carnegie
de Washington (EE.UU), fué posible poner el fotómetro en buenas condiciones
de funcionamiento a principios del año 1962. El resultado fué sin embargo
muy pobre debido al mal estado de la única fotomultiplicadora de que se dis-
ponía.

En esta época se hizo efectivo un subsidio de la National Science Found-
ation al Dr. C.Jaschek que, unido a una nueva ayuda de la Fundación Carnegie,
posibilitó el funcionamiento del fotómetro en diciembre de 1962. El Dr. A.
Feinstein comenzó a usar regularmente el fotómetro para programas observa-
cionales, especialmente después que una visita del Dr. G.Kron del Observa-
torio de Lick (EE.UU) permitió eliminar las últimas dificultades.

I. Generalidades. Partes críticas.

Básicamente un fotómetro fotoeléctrico consta de un sistema óptico que
recoge luz del objeto cuya luminosidad se desea determinar, y concentra
una parte predeterminada de su espectro sobre un elemento fotosensible.
Así se obtiene una corriente que es amplificada y medida.

La realización práctica presenta algunos problemas, todos ellos prove-
nientes de la debilidad de los flujos luminosos a medir y de la alta

exactitud que se desea obtener normalmente, del orden del 1%. Esto significa que la exactitud propia de cada una de las partes de la cadena sea varias veces mayor.

a) Partes del fotómetro en que se hace difícil obtener buena sensibilidad.

1. La fotocélula. La corriente fotoeléctrica es demasiado débil para poder ser amplificada directamente sin introducir ruido adicional (error adicional). Por eso se recurre a las fotomultiplicadoras, que amplifican esa corriente electrónicamente sin ese problema.

Resuelta esa dificultad surge otra: a la salida de la fotomultiplicadora se encuentra siempre una "corriente de oscuridad", que enmascara en gran parte las pequeñas corrientes producidas por estrellas débiles. Su origen es la emisión termoelectrónica del cátodo y fugas en los aisladores.

La primer componente se reduce mucho refrigerando la fotocélula con hielo seco. Para disminuir las corrientes de fuga es necesario tomar adecuadas precauciones constructivas y eliminar completamente la humedad.

2. El amplificador. La parte más difícil del problema de amplificar la corriente fotoeléctrica se resuelve con el uso de fotomultiplicadoras. La corriente por ella entregada, aún muy débil, es amplificada sin dificultades hasta un valor fácilmente medible con un amplificador de corriente continua de diseño cuidadoso, que normalmente hace uso de válvulas electrométricas de muy baja corriente de rejilla.

b) Partes del fotómetro en que se hace difícil obtener suficiente exactitud.

1. Indicador de corriente de salida. Debe ser del tipo digital (indicación numérica directa) con 3 ó 4 dígitos. De lo contrario se debe tener una escala útil de más de 15 cm para evitar errores mecánicos y de lectura.

El registrador potenciómetrico Minneapolis-Honeywell usado comunmente tiene una escala de 25 cm, y el fabricante garantiza la linealidad dentro de un 0,25 %. Normalmente es aún mejor.

2. El amplificador. Es necesario que la ganancia y el "cero" se mantengan constantes durante por lo menos 10 ó 20 minutos, y si es posible durante toda la noche. Además la gran diferencia en el brillo de las distintas estrellas exige que la sensibilidad pueda variarse entre límites muy amplios, del orden de 1 a 10^8 . Se necesita para esto un mínimo de dos atenuadores variables de gran exactitud y estabilidad.

3. La fuente de alta tensión para la fotocélula. Para que la sensibilidad de la fotomultiplicadora se mantenga constante es indispensable que la tensión que la alimenta (500 V a 1500 V) no varíe. Como la ganancia de la fotomultiplicadora depende de la potencia $7,3$ de la tensión de alimentación, una estabilidad de $0,7\%$ en la ganancia significa una estabilidad de $0,1\%$ en la tensión.

II. El fotómetro del Observatorio de La Plata

a) Descripción

La parte óptica está montada en un tubo metálico colocado en el foco Cassegrain del reflector de 83 cm.

La luz atraviese en primer término un espejo diagonal perforado que permite la observación del campo con un ocular de campo grande. Luego pasa por el diafragma y el filtro de color, los que están montados en sendos discos giratorios que permiten cambiarlos fácilmente. Sigue un lente de Fabry que enfoca el espejo del telescopio sobre el cátodo de la fotomultiplicadora para evitar que desplazamientos de la estrella produzcan movimientos en la mancha luminosa sobre el cátodo. De no lograrse tal cosa las variaciones de sensibilidad de la superficie del cátodo producirían fluctuaciones en la corriente de salida.

Se usa una fotomultiplicadora RCA tipo 1P21 montada en un receptáculo hermético para evitar que la humedad produzca corrientes de fuga que arruinarían completamente el rendimiento del aparato.

* Los filtros actuales corresponden al sistema U - B - V.

Dicho receptáculo está en el interior de una caja de Tergopol y madera que puede albergar unos mil gramos de hielo seco, cantidad suficiente para varias horas. Se cuidó muy especialmente que todas las uniones entre el interior y el exterior de la caja aislante (alta tensión, ánodo y entrada de luz) fueran de muy baja conductividad térmica.

La corriente de salida (10^{-10} A para 15^m y 640 V) es amplificada por un electrómetro General Radio tipo 1230-A, y registrada en banda de papel por un registrador potenciómetro Minneapolis-Honeywell de 25 cm de escala. Los únicos agregados a esos equipos standard son un atenuador fino de tres pasos y una llave para controlar la constante de tiempo del sistema.

La alta tensión para la fotomultiplicadora se obtiene de una fuente superestabilizada construída en la Comisión Nacional de Energía Atómica, del tipo de oscilador interno.

b) Calidad del instrumento

La calidad de un instrumento para medir algo queda generalmente muy bien determinada mediante dos índices: la facilidad operacional del mismo y la cantidad y calidad de información que puede entregar en un tiempo dado. (Al decir calidad se hace referencia al error).

La facilidad operacional de este fotómetro es la común en instrumentos de este tipo (fotómetros de registro analógico). Aún no se han incorporado los atenuadores en fracciones exactas (0,5 mag.) y hay tres atenuadores en lugar de los dos necesarios.

En cuanto a la calidad y cantidad de información obtenible, en las figs. 1 y 2 se presentan los principales errores y sus fuentes. Este análisis es similar al que Hall efectúa en su artículo "Alternating-current techniques and sources of error in photoelectric photometry of stars".

El método de observación consiste en registrar primero la corriente producida por el brillo del cielo, sumada a la inevitable corriente de oscuridad, y después la producida por esos dos factores más la luz de la estrella.

* El Tergopol es un material de excepcionalmente baja conductividad térmica, construído a base de celulosa y aire.

La recta "señal" de la Fig. 1 representa el número de electrones (ordenadas) que en 20 segs libera el fotocátodo al recibir la luz de una estrella de la magnitud indicada en las abscisas. Este valor depende sólo del sistema óptico y de la eficiencia del fotocátodo.

" $\sqrt{\text{señal}}$ " representa el valor eficaz del ruido que va inevitablemente superpuesto a "señal", debido a la naturaleza cuántica de la corriente de cátodo (shot noise).

" $S' = 0,2 \%$ " da el valor del ruido producido por el centelleo (scintillation) de la atmósfera, y que tiene un valor medio de $0,2 \%$ cuando se observa con un tiempo de integración de un segundo. Ese ruido se iguala al debido al efecto cuántico en estrellas de magnitud 7. Este valor corresponde a un cielo promedio según varios observadores (J.S.Hall en Washington, p.e.).

" $S' = 1 \%$ " corresponde al centelleo observado con nuestro telescopio (1% con un segundo). Resulta un valor alto porque incluye las variaciones rápidas de transparencia y las fluctuaciones producidas por posibles defectos de los sistemas ópticos y electrónicos.

"Cielo" representa el flujo electrónico producido por un cielo de brillo medio en La Plata ($21^m / (1'')^2$) si se usa un diafragma muy pequeño de $10''$ de diámetro.

" $\sqrt{\text{cielo}}$ " corresponde al ruido cuántico de la señal del cielo. Se supone que el brillo del cielo es perfectamente constante, estando afectado sólo por el centelleo normal que produce un ruido muy inferior al cuántico.

"Corriente de oscuridad": es el flujo electrónico en el cátodo que corresponde a la corriente de oscuridad observada en la fotocélula refrigerada, y con la tensión de ánodo supuesta en todo este trabajo de 640 V.

"Ruido de I_d " es el ruido observado en ella, valor superior al ruido cuántico que correspondería, debido a la existencia de corrientes de fuga, muy ruidosas normalmente.

Las dos curvas "ruido total" corresponden a la suma geométrica de todos los ruidos, para los dos valores de centelleo. Estos valores presuponen un tiempo de observación de 20 seg. Como en ese tiempo es necesario hacer dos

observaciones, fondo y estrella, resulta que los tiempos reales de integración de cada una son menores, aumentando el error final. Al introducir estas correcciones en las curvas anteriores resultan las marcadas "error total".

A la derecha de la misma Fig. 1 se ha indicado el porcentaje p del tiempo total de observación que debe dedicarse al fondo para obtener el error mínimo en función de la magnitud de la estrella observada. Esta curva es válida sólo para este caso, pero sirve para cualquier valor del tiempo de observación total. Hay que hacer notar que el valor de p óptimo no es crítico.

En la Fig.2 se representó el error porcentual en función de la magnitud para los dos valores de centelleo: 0,2 % y 1 % (observado con un tiempo de integración de un segundo), y siempre para un tiempo total de observación de 20^s. El error correspondiente a un tiempo total distinto, t, se obtiene multiplicando por $(20/t)^{\frac{1}{2}}$.

También se ha presentado el error producido por distintas causas en caso de presentarse aisladamente.

III. Posibilidades de telescopios de menor abertura.

¿Qué ocurriría en el caso de colocar el fotómetro descrito en un reflector de 30 cm ? La "señal" y el cielo disminuirían con el cuadrado de la relación de aberturas, con el consiguiente incremento del ruido cuántico. El centelleo aumenta directamente con esa relación, pero no así las variaciones de transparencia atmosférica. Desgraciadamente la corriente de oscuridad se mantiene además en el mismo valor.

Una estrella de magnitud 15 puede ser medida con el telescopio de 86 cm en 20 seg. con una precisión del 4 %. Con el de 30 cm el error sería de 17%: la mayor parte es debida a la corriente de oscuridad y también al ruido cuántico.

Evidentemente hay una pérdida importante, pero no tanto como para no poder sacar muy buen partido de telescopios pequeños, posibilidad que se hace aún más interesante si se considera el relativamente bajo costo del equipo.

La parte óptica y mecánica es muy sencilla, no ofreciendo dificultades.

Todos los elementos restantes pueden adquirirse por unos 2.000 dólares. Esto vale para un equipo mínimo, con un registrador de menor precio que el Honeywell.

Pero no es difícil comprar sólo las fotocélulas y el registrador y construir el resto. Construir todo el equipo electrónico puede costar unos treinta mil pesos a los que hay que sumar alrededor de veinte mil más para las fotocélulas y otros cien mil del registrador más barato. Todos estos precios se refieren sólo a los elementos indispensables.

IV. Trabajos complementarios

La corriente que una cierta estrella produce en la fotomultiplicadora es proporcional al cuadrado del diámetro del espejo y a la eficiencia del telescopio. Este último valor no era muy grande en La Plata, debido al mal estado del aluminizado del espejo principal, que exigía ser renovado.

Este trabajo se hacía anteriormente enviando el espejo a Córdoba, con los riesgos y el costo consiguiente. En 1962 pudo realizarse por primera vez en el mismo subsuelo de la cúpula del telescopio, donde se instaló un equipo construido por una empresa de Buenos Aires y utilizando un tanque preparado en el Observatorio de Córdoba.

El éxito del trabajo se debe preponderantemente a la dirección, supervisión y labor personal del Dr. R. Platzeck.

El espejo se coloca en posición horizontal en el fondo del tanque, que tiene un diámetro de un metro. Los filamentos para la evaporación del aluminio son seis y están colocados en la tapa del tanque, quedando 45 cm. encima del espejo. La bomba difusora está conectada a un costado del tanque a través de un orificio de 20 cm. de diámetro, y tiene una capacidad de unos 750 l/seg a una presión de 10^{-5} mm de Hg. La capacidad de la bomba mecánica es de $50 \text{ m}^3/\text{h}$ a presión atmosférica.

El lavado del espejo se realizó primero con detergente y luego con hidróxido de sodio; después se compensó con ácido nítrico y agua corriente, siendo finalmente secado con trapos de algodón usados y bien limpios.

La limpieza iónica se efectuó mediante una descarga de CA entre un electrodo anular montado en la tapa del tanque y las paredes del mismo. Se usó un pequeño transformador de letrero luminoso que entregaba un máximo de unos 3000 V (1700 V en condiciones de trabajo) y consumía menos de 160 VA.

A partir del momento en que se lograron suprimir todas las pérdidas del sistema, no se presentaron problemas de importancia.

Todo el trabajo descripto se vió ampliamente recompensado al comprobarse que la sensibilidad del telescopio había aumentado en cerca de 2 magnitudes.

Otro problema que surgió al refrigerar la fotocélula y tratar de trabajar en estrellas débiles fué el de su visibilidad en el ocular de guía. Este contaba con varias superficies ópticas y el bajo rendimiento consiguiente molestaba mucho. Esto hizo pensar nuevamente en una vieja idea: usar el equipo de aluminizado pequeño existente en el Observatorio desde hace varios años para depositar capas anti-reflectantes en lentes.

Con tal fin decidimos aprovechar la estada en nuestro Observatorio del Dr. Kron, quien también ha trabajado en este aspecto de la técnica astronómica.

Bajo su asesoramiento se modificó en forma provisoria el equipo y se logró depositar algunas capas de criolita natural aparentemente buenas. Por falta de instrumental todavía no se han realizado mediciones de transparencia y reflectividad sobre las superficies ópticas tratadas.

Actualmente están terminándose una serie de mejoras en el equipo para iniciar posteriormente el trabajo productivo.

Summary.

THE PHOTOELECTRIC PHOTOMETER OF THE LA PLATA OBSERVATORY AND SOME RELATED
TOPICS

The basic principles of the photoelectric photometer are described.

Aiming at precisions of 1 % or less, severe conditions of stability and accuracy are imposed on all components of the system. After a description of the photometer, the results of an analysis of the different error sources are given.

Some related topics, namely the aluminizing equipment for the primary mirror of the reflector and the equipment for antireflecting coatings, are also discussed.

Comunicación

SOBRE LA CONSTANTE DE REFRACCION ASTRONOMICA, EL INDICE DE REFRACCION,
EL COEFICIENTE DE DILATACION y LA DENSIDAD OPTICA DEL AIRE

Sergejs J. Slaucitajs
(Observatorio Astronómico, La Plata)

Una teoría de refracción astronómica se basa sobre la variación del índice de refracción según la altura. De ahí que el cambio de temperatura y densidad del aire representan factores decisivos para el cálculo de la refracción. Estas magnitudes hasta ahora son observables solamente en alturas relativamente pequeñas y además sufren fuertes variaciones que dependen del instante y lugar de observación. Por eso cualquiera de las teorías de refracción astronómica, aunque teóricamente completa, puede ser considerada siempre sólo como una aproximación respecto a las relaciones verdaderas. Las distintas teorías, dadas por Newton, Laplace, Bessel, Gylden, Ivory y otros, se distinguen entre sí en la adopción de la ley de disminución de la temperatura y densidad del aire o en la determinación matemática de la trayectoria del rayo de luz en la atmósfera.

La integral simplificada de la refracción astronómica, $\text{Refr.} = z_{\text{verd}} - z_{\text{obs.}}$ que determina la desviación de la luz, puede ser escrita en la forma

$$\text{Refr.} = \int_1^{\mu_0} \frac{\mu_0 \sin z}{\sqrt{\frac{\mu r}{\mu_0 r_0} - \sin^2 z}} \frac{d\mu}{\mu}, \quad (1)$$

donde μ es el índice de refracción, r , r_0 , las distancias de la capa de la atmósfera y del lugar de observación desde el centro terrestre y z la distancia cenital observada aparente del astro.

La solución de la integral (1) exige el conocimiento de la variación de μ con la altura. La imposibilidad de obtener experimentalmente en general y en especial en el instante de observación, el curso verdadero de μ hasta el límite de la atmósfera, conociendo solamente el trayecto en la cercanía de la Tierra $\mu = \mu_0$ y su valor final $\mu = 1$, origina la imposibilidad de obtener una teoría de refracción astronómica rigurosa, válida para todos los casos.

Las experiencias físicas permiten determinar una relación entre la densidad del aire ρ y el índice de refracción μ , las experiencias meteorológicas, la relación entre ρ y r . De ahí que sea posible relacionar, de un modo indirecto, r con μ . Esta relación tiene un carácter interpolatorio.

Según las últimas investigaciones, la relación entre ρ y μ se puede expresar por medio de la ecuación

$$\mu^2 = 1 + 2c\rho, \quad (2)$$

donde c es una constante. A pesar de que la relación (2) carece de una base teórica rigurosa, las pruebas correspondientes han mostrado su validez para la práctica.

Entre la presión p , densidad ρ y temperatura t en C° , según la ley Gay-Lussac - Mariotte, tenemos:

$$\frac{p}{(1+mt)} = \text{const.}, \quad (3)$$

donde m es el coeficiente de la dilatación del aire. De las relaciones diferenciales entre r , ρ y t se obtiene:

$$\begin{aligned} dp &= - \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 g \rho' dr \\ dp &= \left(\frac{p_0}{\rho_0} \right) d[\rho(1+mt)], \end{aligned} \quad (4)$$

donde r_0 es el radio de curvatura de la superficie terrestre en el lugar de observación, g la gravedad del lugar, ρ' densidad del aire húmedo; p_0 , ρ_0 los valores de p y ρ correspondientes al lugar de observación.

Tomando en cuenta que el valor del cociente $\frac{\mu r}{\mu_0 r_0}$ es muy cercano a 1, la Refr. puede ser calculada según la integral

$$(\text{Refr.}) = \text{tg } z \int_1^{\mu_0} \frac{d\mu}{\mu} = \text{tg } z \ln \mu_0, \quad (5)$$

que da la refracción astronómica aproximada, pero muy cercana a la verdadera en todos los casos, para distancias cenitales pequeñas.

Considerando solamente la dependencia entre Refr. y μ para una distancia cenital fija, entonces, según (5):

$$\text{Refr.} = \alpha' \text{tg } z \quad (6)$$

y de aquí, la refracción astronómica es proporcional a la $\text{tg } z$.

El llamado coeficiente o constante de refracción α' no representa una magnitud independiente de z , como ha sido supuesto anteriormente.

La constante de refracción astronómica, α , definida más exactamente se expresa mediante la ecuación

$$\alpha = \frac{c \rho}{1 + 2c \rho} \quad (7)$$

La constante α comunmente se refiere a las condiciones normales del aire, es decir, adoptando como unidad la ρ que corresponde a la presión barométrica $B = 760$ mm y temperatura del aire $t = 0^\circ\text{C}$.

Para el cálculo de la corrección a refracción media (Refr. referida a las condiciones determinadas) por temperatura de observación, se necesita conocer con mucha exactitud el valor del coeficiente de dilatación del aire, m . Además para la determinación de la llamada densidad óptica del aire, tenemos que conocer el factor k en la expresión

$$\left(1 - \frac{k}{8} \frac{\pi}{960}\right) B, \quad (8)$$

donde π es la presión absoluta del vapor de agua en el aire en mm.

A principios de 1949 el autor de este trabajo comenzó en el Observatorio de La Plata, las observaciones astronómicas correspondientes con el Círculo Meridiano de Repsold, (190 mm de abertura), para un estudio detallado sobre la refracción astronómica, con el fin de dar nuevos valores mejorados para la constante de refracción, el índice de refracción, la latitud del pilar del instrumento y las declinaciones absolutas de 157 estrellas del FK3. Además, el objeto de esta amplia investigación fué llegar a conocer también las anomalías de la refracción astronómica existentes en el lugar de observación, determinar

directamente de las observaciones astronómicas el coeficiente de dilatación del aire, el factor k de la densidad óptica del aire, la influencia de la tensión del vapor de agua sobre la refracción astronómica, etc. Las observaciones se terminaron a fines del año 1954, pero los extensos cálculos basados en el material de observación se comenzaron en el año 1953. Las reducciones correspondientes están casi terminadas y se comenzaron los estudios de los resultados obtenidos. En esta comunicación se dan los resultados provisionales de las observaciones astronómicas para α , μ , m y k .

La deducción de la constante de refracción se basó sobre las observaciones de 48 estrellas en ambas culminaciones, comparando las declinaciones obtenidas de las culminaciones superior, δ_s e inferior, δ_i , según las ecuaciones de condición:

$$1.00 x + \frac{(1+y_s) r_s + (1+y_i) r_i}{100} y - (\delta_s - \delta_i) = 0, \quad (9)$$

donde $x = -2\Delta\varphi$ e $y = +100 \frac{\Delta\alpha_0}{\alpha_0}$. $\Delta\varphi$ significa la corrección a la latitud geográfica aplicada; α_0 es la constante de refracción de Bessel adaptada por Badau en sus tablas de refracción que hemos usado para las reducciones de las observaciones. $\Delta\alpha_0$ la corrección a la α_0 según las observaciones hechas en La Plata. r_s y r_i promedio de refracción en culminación superior e inferior; $y_{1,s}$ e $y_{1,i}$ magnitudes que dependen de las condiciones del aire.

Resolviendo las ecuaciones de condición con el método de mínimos cuadrados, y considerando los pesos correspondientes, se obtuvo

$$y = -0.449_2 \pm 0.067_7$$

$\alpha'' = 60''440$ para las condiciones: $B = 760$ mm al 0°C , $t = 0^\circ\text{C}$ y $\pi = 6$ mm, entonces

$$\alpha'' = 60''169 \pm 0''041$$

$$\alpha = 0.00029171 \pm 0.00000020$$

De la fórmula (7) para las condiciones normales del aire, $\rho=1$, tenemos:

$$\alpha = \frac{c}{1 + 2\alpha} \quad (10)$$

$$\delta = \frac{\alpha}{1 - 2\alpha} \quad (10')$$

y finalmente para el índice de refracción μ tenemos la expresión:

$$\mu^2 = 1 + 2c \rho = 1 + 2c \quad (11)$$

Del α determinado por el autor, para c y μ se obtienen los siguientes valores:

$$c = 0.00029188, \quad \mu = 1.00029184.$$

Mencionamos aquí los últimos valores de c , α , α'' y μ junto con los de Bessel obtenidos de las observaciones astronómicas y reducidos a las condiciones normales correspondientes:

	c	α	α''	μ
Bessel, Tab. Reg. :	0.00029319	0.00029302	60"440	1.00029315
Bauschinger, 1892-93:	29156	29139	.104	29152
Courvoisier, 1899-01:	29180	29167	.161	29180
Bonsdorff, 1908-10:			.160	
Wilkins A., 1922-25:			.096	

Radau en sus tablas de refracción adoptó para el coeficiente de dilatación del aire m el valor determinado por Regnault: 0.003663 (por centígrado). Ya que muchos astrónomos han obtenido un valor para m muy diferente al de Regnault, hemos determinado también el mismo de las observaciones realizadas en La Plata.

Cada una de las estrellas suministra una ecuación de condición de la forma:

$$(t_1 - t_0) 0.003663 \frac{r_m}{100} f - (z_1 - z_0) = 0, \quad (12)$$

donde t_1 y t_0 son las temperaturas máxima y mínima de observación correspondientes a las distancias cenitales z_1 y z_0 . $1 + \frac{f}{100}$ es el factor por el cual el coeficiente 0.003663 tiene que ser multiplicado para obtener la m , que corresponde a las observaciones, y r_m es el promedio de refracciones.

Se obtuvo para Δm el valor: - 0.000031 y con esto

$$m = 0.003632 \pm .000035$$

Los valores correspondientes para m , obtenidos de las observaciones astronómicas de los autores arriba mencionados, son:

Bessel:	0.003644
Bauschenger:	3780
Courvoisier:	3726
Bonsdorff:	3718

Para el cálculo de la refracción astronómica tiene que considerarse también la presión del vapor de agua. Radau en sus tablas ha introducido la llamada densidad óptica del aire, por medio de la expresión

$$\left(1 - \frac{1}{8} \frac{\pi}{760} \right) B, \quad (13)$$

adoptando el factor $\frac{1}{8}$, determinado empíricamente por Fizeau y Jamin, en tanto que la densidad física tiene la expresión aproximada

$$\left(1 - \frac{3}{8} \frac{\pi}{760} \right) B. \quad (13')$$

Para decidir objetivamente qué factor π tiene que ser considerado en los cálculos correspondientes, se debe apelar a las observaciones. Se pueden relacionar las diferencias $z_1 - z_0$ con las diferencias $\pi_1 - \pi_0$, ya que, en general, los extremos de temperaturas coinciden con los extremos de las presiones del vapor de agua.

Si k representa el factor a determinar, las ecuaciones de condición tendrán la forma

$$0.126 \Delta r (\pi_1 - \pi_0) (k - 1) - (z_1 - z_0) = 0, \quad (14)$$

donde Δr es la variación de la refracción para 1 mm de la presión.

Resolviendo las ecuaciones correspondientes, se obtuvo para $k - 1$ el valor - 0.067, de donde

$$k = 0.93 \pm 0.31.$$

Los más recientes valores de k , son:

Bauschinger :	4.37
Courvoisier :	2.83
Bonsdorff :	1.12

Las observaciones de La Plata (Slaucitajs), como de Odessa (Bonsdorff) muestran que $k \sim 1$ y no coincide con el valor del coeficiente en la expresión para "densidad física" del aire.

La tablilla que sigue demuestra las diferencias en las refracciones, calculadas con las tablas de Radau y Pulkovo, que provienen de dos distintas teorías de refracción y distintas hipótesis sobre la disminución de la temperatura con la altura: Ivory (tablas de Radau) y Gylden (tablas de Pulkovo).

Para las condiciones de la atmósfera, $B=718$ mm para 5°C del mercurio, 5° la temperatura del aire y presión del vapor de 6 mm, según Bauschinger:

z	Refracción según			Diferencias		
	Radau	Pulkovo	(Radau)'	Pulk-Rad.	Pulk-(Rad.)'	(Rad.)'-Rad.
4°33'	4.45	4.45	4.45	0.00	0.00	0.00
9 37	9.49	9.46	9.46	- 0.03	0.00	- 0.03
17 12	17.33	17.28	17.28	- 0.05	0.00	- 0.05
27 4	28.59	28.53	28.51	- 0.06	+ 0.02	- 0.08
36 50	41.91	41.79	41.79	- 0.12	0.00	- 0.12
46 50	59.61	59.44	59.44	- 0.17	0.00	- 0.17
56 35	84.64	84.40	84.40	- 0.24	0.00	- 0.24
66 28	127.79	127.44	127.43	- 0.35	+ 0.01	- 0.36
74 2	193.05	192.53	192.50	- 0.52	+ 0.03	- 0.55
79 4	281.64	280.85	280.84	- 0.79	+ 0.01	- 0.80
82 16	390.26	389.16	389.15	- 1.10	+ 0.01	- 1.11
84 7	497.20	495.68	495.78	- 1.52	- 0.10	- 1.42
86 22	728.82	726.40	726.74	- 2.42	- 0.34	- 2.08
87 56	1040.42	1036.67	1037.45	- 3.75	- 0.78	- 2.97

En la columna (Rad.)' están dadas las refracciones que se hubieran obtenido si las tablas de Radau hubiesen sido calculadas con la constante de refracción, adoptada en las tablas de Pulkovo. Las diferencias (Rad.)'- Rad. muestran en cuanto difiere la refracción astronómica para distintas distancias zenitales, adoptando solamente dos distintos valores de la constante de refracción.

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

Summary:

ON THE CONSTANT OF ASTRONOMICAL REFRACTION, REFRACTION INDEX,
EXPANSION COEFFICIENT and OPTICAL DENSITY OF THE AIR

The value of the refraction constant obtained at La Plata is very close to the modern values determined at other observatories. The results suggest the possibility of profiting the astronomical observations for determining with enough accuracy the values of the expansion coefficient of the air and the so-called factor k of the optical density. The value obtained for this factor of the optical density of the air does not agree with that of the physical density.

NUEVO METODO PARA LA DETERMINACION DE LA FORMULA INTERPOLATORIA DE HARTMANN

Boris Kucewicz
(Observatorio Astronómico, La Plata)

En el año 1898 Hartmann⁽¹⁾ propuso la siguiente fórmula interpolatoria para relacionar las lecturas de las líneas espectrales (s_n) y las longitudes de onda (λ_n) de estas mismas líneas:

$$s_n - s_0 = \frac{c}{(\lambda_n - \lambda_0)^\alpha} \quad (1)$$

donde s_0 , c , λ_0 y α son constantes a determinar. En el caso particular de $\alpha = 1$ las constantes se determinan por el siguiente sistema de fórmulas:

$$\lambda_0 = \lambda_1 - \frac{c}{s_1 - s_0} = \lambda_2 - \frac{c}{s_2 - s_0} = \lambda_3 - \frac{c}{s_3 - s_0} \quad (2)$$

$$c = \frac{(s_3 - s_0)(s_1 - s_0)(\lambda_1 - \lambda_3)}{s_3 - s_1} \quad (3)$$

$$s_0 = \frac{s_1(\lambda_1 - \lambda_2)(s_3 - s_2) - s_3(\lambda_2 - \lambda_3)(s_2 - s_1)}{(\lambda_1 - \lambda_2)(s_3 - s_2) - (\lambda_2 - \lambda_3)(s_2 - s_1)} \quad (4)$$

observese que $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ y $s_1 > s_2 > s_3$.

Cuando se desea utilizar el caso general ($\alpha \neq 1$) el cálculo se hace muy engorroso. Por ejemplo, Eberhard⁽²⁾ en el año 1907 determinó para una serie de valores de α los valores de las constantes s_0 , λ_0 y c . Adoptó como valor final de α aquel que produce los residuos menores entre las lecturas "calculadas" y las "leídas".

En el año 1917 Hartmann⁽³⁾ dió dos reglas que alivian algo la búsqueda por tanteo de los valores de las constantes, pero de todos modos la solución del problema es muy dificultosa. Al intentar determinar el valor exacto de α por las dos reglas de Hartmann, el autor de este trabajo ideó un método muy sencillo que expone a continuación.

Se parte de la expresión de la derivada $\frac{d\lambda}{ds} = D$, donde D es la dispersión. De la fórmula (1), como es fácil ver:

$$D_n = - \frac{\lambda_n - \lambda_0}{\alpha (s_n - s_0)}, \quad n = 1; 2; 3 \quad (5)$$

que permite determinar:

$$\alpha = - \frac{\lambda_n - \lambda_0}{D_n (s_n - s_0)} \quad (6)$$

si se conocen los correspondientes valores de D_n .

La expresión (1) se transforma en la ecuación:

$$s_n - s_0 = - \frac{\lambda_n - \lambda_0}{\alpha D_n} \quad (7)$$

donde s_0, λ_0 y α son constantes a determinar.

Si se suponen conocidos en tres puntos del espectro los valores:

$\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3; s_1 > s_2 > s_3; |D_1| < |D_2| < |D_3|$, resulta fácil deducir los valores de α, λ_0 y s_0 mediante transformaciones elementales. En efecto:

$$\alpha = - \frac{1}{D_1} \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{s_1 - s_0} = - \frac{1}{D_2} \frac{\lambda_2 - \lambda_0}{s_2 - s_0} = - \frac{1}{D_3} \frac{\lambda_3 - \lambda_0}{s_3 - s_0} \quad (8)$$

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_1 D_2 (s_2 - s_0) - \lambda_2 D_1 (s_1 - s_0)}{D_2 (s_2 - s_0) - D_1 (s_1 - s_0)} \quad (9)$$

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_1 D_3 (s_3 - s_0) - \lambda_3 D_1 (s_1 - s_0)}{D_3 (s_3 - s_0) - D_1 (s_1 - s_0)} \quad (10)$$

$$s_0 = \frac{s_1 D_1 (\lambda_2 - \lambda_3) + s_2 D_2 (\lambda_3 - \lambda_1) + s_3 D_3 (\lambda_1 - \lambda_2)}{D_1 (\lambda_2 - \lambda_3) + D_2 (\lambda_3 - \lambda_1) + D_3 (\lambda_1 - \lambda_2)} \quad (11)$$

Un control directo y necesario del sistema de fórmulas: (8), (9), (10) y (11) se obtiene haciendo $\alpha = 1$ con lo que al cabo de algunas transformaciones

algebraicas se reencuentra el sistema: (2), (3) y (4) de la fórmula de Hartmann como era de esperar.

Además, de la fórmula (5) podemos deducir que si un espectrógrafo tiene, por ejemplo, tres prismas y por consiguiente gran dispersión, tendrá un α menor que el espectrógrafo de un prisma, si todos los prismas están contruidos con el mismo material y tienen las mismas características. Esta deducción se halla comprobada por los valores de α obtenidos para distintos espectrógrafos⁽⁴⁾.

Un comentario especial debe hacerse con respecto a la determinación de la dispersión. Habitualmente la dispersión se determina como cociente de diferencias: $D_n = \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta s} \right)_n$ con $\Delta\lambda$ del orden de 35 a 40 Å. Para dispersiones del orden de 18 Å/mm para $H\gamma$ la pequeñez del intervalo $\Delta\lambda$ no permite determinar D con mucha exactitud, motivo por el cual conviene utilizar un artificio que hace uso del hecho de que la variación de la dispersión con λ es casi lineal. Conviene siempre representar graficamente $|D| = f(\lambda)$ para elegir el orden del intervalo de $\Delta\lambda$ tal que la curva de dispersión no tenga discontinuidades.

Consideremos tres líneas cercanas: λ_A ; λ_B ; λ_C (con $\Delta\lambda$ del orden de 35 a 40 Å) y sus respectivas lecturas. Se tendrá entonces:

$$D'_A = \frac{\lambda_B - \lambda_A}{s_B - s_A} \quad ; \quad D'_B = \frac{\lambda_C - \lambda_B}{s_C - s_B} \quad (12)$$

que dan las dispersiones correspondientes a las longitudes de onda:

$$\lambda'_A = \frac{\lambda_A + \lambda_B}{2} \quad \lambda'_B = \frac{\lambda_B + \lambda_C}{2} \quad (13)$$

Si se admite que la dispersión varía linealmente en el intervalo, es fácil mostrar que:

$$D_A = D'_A - \frac{\lambda_B - \lambda_A}{\lambda_C - \lambda_A} (D'_B - D'_A) \quad (14)$$

$$D_B = D'_A + \frac{\lambda_B - \lambda_A}{\lambda_C - \lambda_A} (D'_B - D'_A) \quad (15)$$

$$D_C = D'_B + \frac{\lambda_C - \lambda_B}{\lambda_C - \lambda_A} (D'_B - D'_A) \quad (16)$$

A continuación se da un ejemplo numérico basado en datos del promedio de las lecturas de 40 placas obtenidas con el espectrógrafo Hussey de La Plata, con la cámara de 18 $\overset{\circ}{\text{A}}$ /mm en H γ :

Determinamos la dispersión para tres líneas del espectro, aplicando las fórmulas (12), (14), (15) y (16):

	λ	s	D
1)	4071,740	97,1445	- 13,37
	4107,492	94,5260	
	4147,673	91,7090	
2)	4294,128	82,4515	- 17,89
	4337,049	80,0000	
	4375,932	77,8680	
3)	4459,121	73,5770	- 21,60
	4494,568	71,8510	
	4528,619	70,2485	

Determinamos las constantes: s_0, λ_0 y α aplicando las fórmulas: (11), (9), (10) y (8) a los datos:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 4071,740 & s_1 &= 97,1445 & D_1 &= - 13,37 \\ \lambda_2 &= 4337,049 & s_2 &= 80,0000 & D_2 &= - 17,89 \\ \lambda_3 &= 4528,619 & s_3 &= 70,2485 & D_3 &= - 21,60 \end{aligned}$$

se obtiene:

$$\begin{aligned} s_0 &= - 21,1032 & \lambda_0 &= 2230,162 & \alpha &= 1,1648393 \\ & & \lambda'_0 &= 2230,162 & \alpha &= 1,1648393 \\ & & & & \alpha &= 1,1648393 \end{aligned}$$

Quando es necesario reducir un gran número de placas en las cuales se determina la velocidad radial con un mismo conjunto de líneas, es habitual usar una tabla de reducción auxiliar, que da para cada línea de la estrella (suponiendo que ella tenga velocidad radial cero) la lectura "calculada". De lo expuesto se ve inmediatamente como se debe proceder.

Con la (5) se calculan las dispersiones para las líneas del hierro más cercanas a cada línea de la estrella, con la fórmula (15) la dispersión para cada línea del espectro estelar y con la (7) finalmente se determina las "lecturas calculadas", con las cifras decimales necesarias.

Cabe mencionar que el error cuadrático medio de la velocidad radial, determinada con la aplicación de los valores de las constantes obtenidas, resulta un 30 ó 50% menor que cuando se efectúa la reducción de la placa con la aplicación habitual de la fórmula de Hartmann ($\alpha = 1$).

Bibliografía.

- 1) Hartmann J., Publ. Potsdam, n° 42, 1898.
- 2) Eberhard G., Publ. Potsdam, n° 54, 1907.
- 3) Eberhard G., Handbuch der Astrophysik, Tomo 1, p. 355, 1933.
- 4) Eberhard G., Handbuch der Astrophysik, Tomo 1, p. 357, 1933.

Summary.

A NEW METHOD FOR THE DETERMINATION OF HARTMANN'S FORMULA

This method permits to determine easily the constants of the Hartmann's formula making use of the equations (8), (9), (10) and (11) of this paper. Specially interesting is the point that the exponent α can be determined accurately. A numerical example is given.

THE HII REGIONS IN GALAXIES

J.L.Sérsic
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

The correlation between morphological type and the diameters of the largest HII complexes in galaxies is interpreted theoretically as a consequence of the rate of stellar formation of massive stars and the original luminosity function in galaxies.

SOBRE LAS FAMILIAS DE TELESCOPIOS APLANATICOS

I - ALGUNAS PROPIEDADES POCO CONOCIDAS DE LOS TELESCOPIOS APLANATICOS

(RITCHY-CHRÉTIEN)

Jorge Landi Dessy
(Observatorio Astronómico e I.M.A.F.
Universidad Nacional de Córdoba).

En el presente trabajo nos referimos a los sistemas aplanáticos con primario cóncavo y secundario convexo, que denominamos en lo sucesivo sistemas Ritchey-Chrétien.

Durante muchos años este tipo de telescopio no fué tenido en cuenta al proyectarse grandes instrumentos, y recién con el reflector de 80" de Kitt-Peak el mundo astronómico verá un Ritchey-Chrétien de grandes dimensiones, prácticamente medio siglo después del proyecto estudiado por Chrétien para un reflector de 100". Sin embargo se puede objetar que esa versión quizás no tiene todas las ventajas que se pueden obtener de este tipo de instrumentos; análoga consideración se puede efectuar respecto del futuro telescopio de 84" del Observatorio de La Plata.

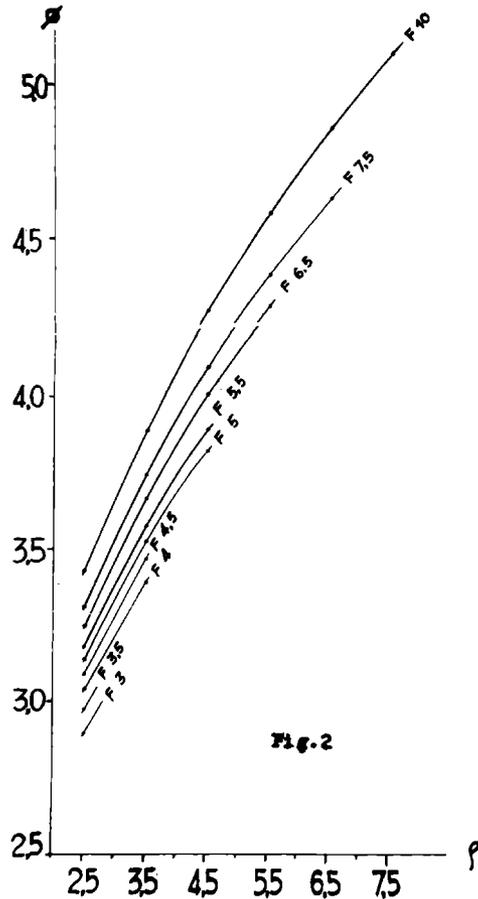
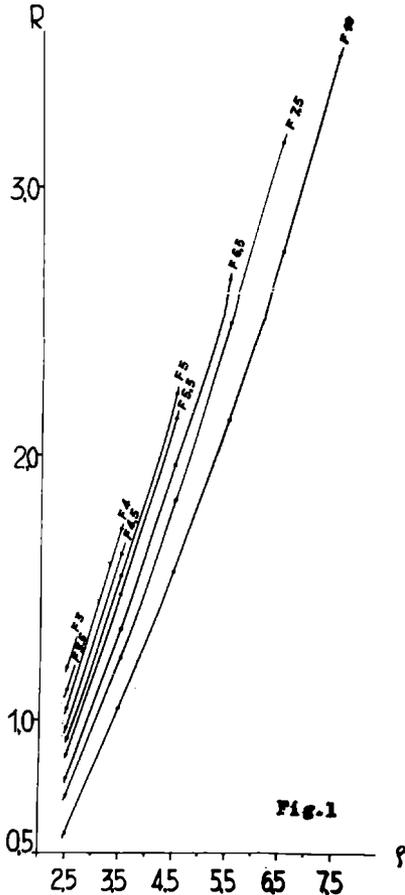
El presente trabajo tiene por objeto discutir las principales propiedades de estos instrumentos, mediante el empleo de gráficos. Estas propiedades - discutidas de esta manera - son al parecer poco conocidas o desconocidas, pues no se ha encontrado en la literatura un tratamiento similar. El autor debe confesar que se ha dado cuenta de estas propiedades al interpretar mal un parámetro en el trabajo de Chrétien. (1)

Se tomarán como parámetros para nuestros gráficos los siguientes: 1) La razón focal del espejo primario p ; 2) La razón focal del sistema F ; 3) La posición paraxial de la superficie media focal referida al vértice del espejo primario δ ; positiva detrás del vértice y negativa si la posición de dicha superficie se encuentra entre el primario y secundario. La unidad empleada es el diámetro del espejo principal, de manera que si éste se considera con un diámetro de 1 metro, las medidas de gráficos y tablas quedan

expresadas en dicha unidad. Las fórmulas empleadas y detalles del cálculo pueden consultar en (2).

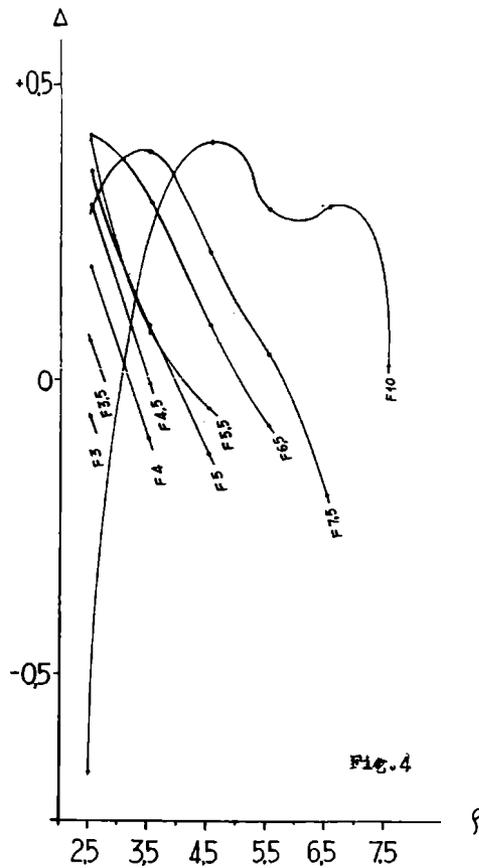
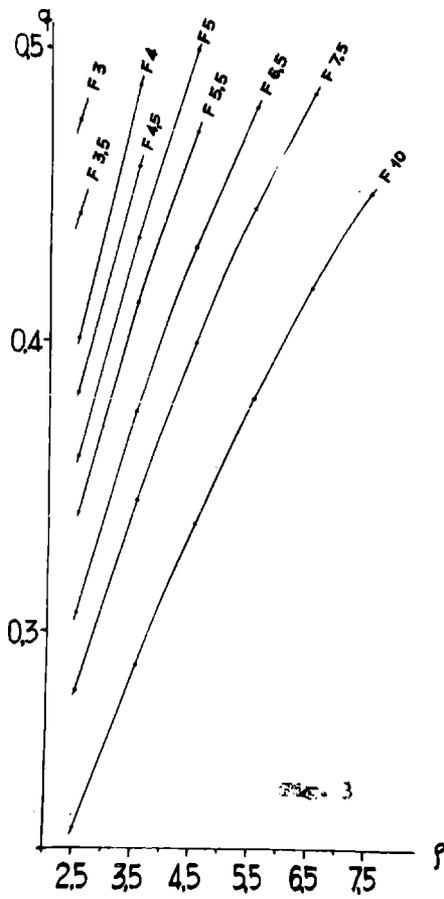
El primer gráfico da el radio de curvatura de la superficie focal media R (ordenada) en función de la razón focal del primario ρ (abscisa); como parámetro para cada curva se toma la razón focal del sistema F . Con este gráfico se puede notar que no es mayor problema diseñar un Ritchey-Chrétien con $F = 5$, siempre que la razón focal del primario no sea muy corta, lo que por otra parte tiene sus ventajas.

En el segundo gráfico se tiene el diámetro del campo en que la imagen se mantiene menor o igual a $1''$ (ordenada θ), en función de la misma abscisa ρ y parámetro F que en el gráfico anterior; aquí también podemos ver que la razón focal total del sistema F , tiene menor influencia en las propiedades que la razón focal del primario ρ .



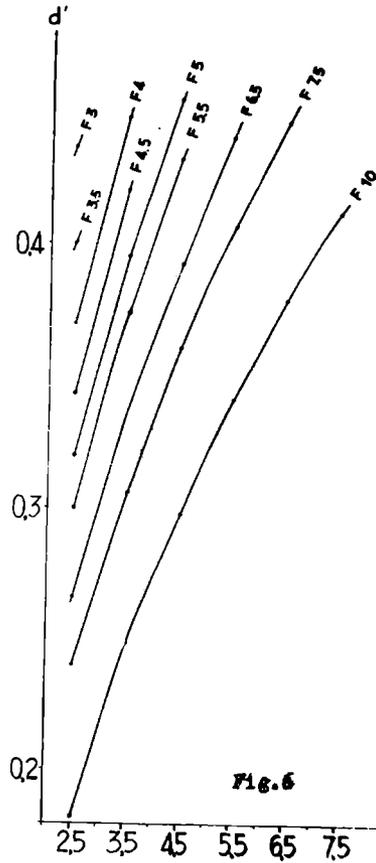
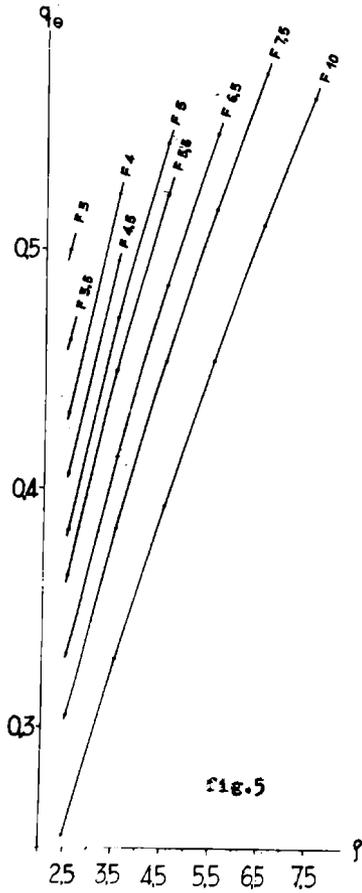
En el tercer gráfico se tiene la obstrucción del espejo secundario sin campo q (ordenada) en función siempre de la razón focal del espejo primario ρ .

El cuarto gráfico ilustra el andar de la distorsión respecto de ρ ; se puede ver que hay valores positivos y negativos, lo que sugiere la existencia de aplanáticos libres de distorsión.



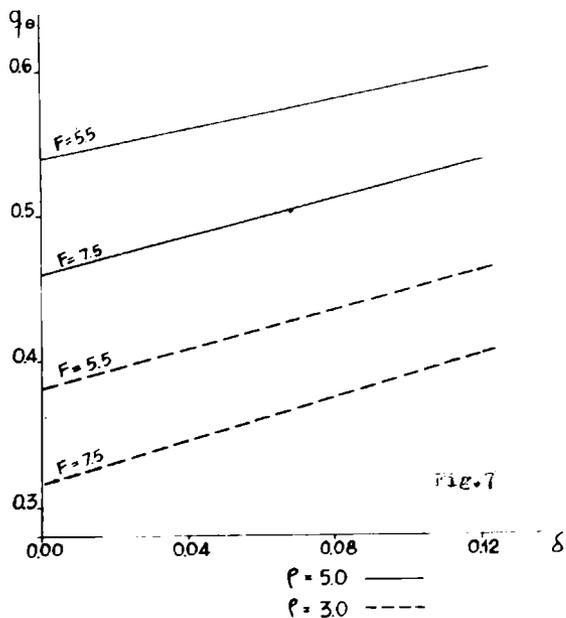
El quinto gráfico corresponde a la obstrucción con campo; es decir la obstrucción que produce el tamaño del secundario para cubrir el campo en el cual la imagen se mantiene menor o igual a 1".

El sexto gráfico nos da la separación entre los espejos en función de ρ .

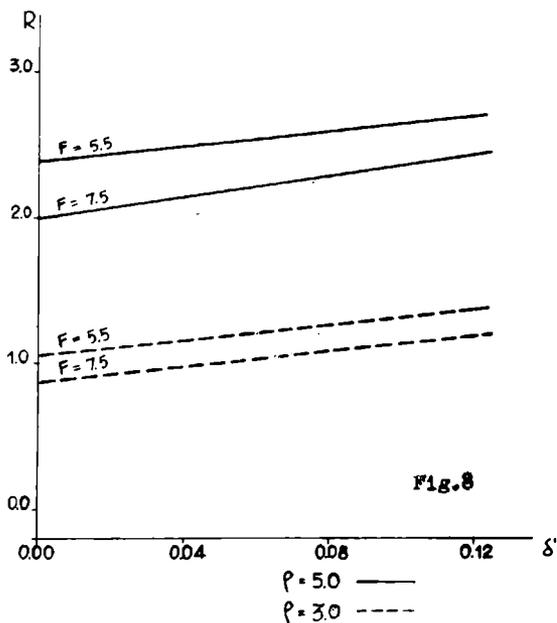


Considerando los gráficos conjuntamente vemos que por lo general al diseñar los Ritchey-Chrétien se ha tomado siempre la razón focal del primario demasiado corta, lo que empeora la calidad del campo, disminuye el radio de curvatura de la superficie focal media y limita la luminosidad del sistema, teniendo como única ventaja una menor obstrucción del espejo secundario. La obstrucción es el único inconveniente que presentan estos sistemas, pero en cambio la longitud del telescopio se hace menor.

En todos los gráficos se ha tomado la posición de la superficie focal media a una distancia de $0,04 F$ detrás del vértice del espejo primario. Si se varía este parámetro, se encuentra que acercando la placa al vértice del espejo primario se tiene menor astigmatismo y por consiguiente más campo, pero también mayor obstrucción. El efecto de este parámetro es menor que los anteriores y en la práctica se puede fijar en cualquier posición el plano o superficie focal media sin cambiar demasiado las propiedades del sistema. En el gráfico 7 se ve este efecto en la obstrucción con campo q (ordenada) en función



de δ (abscisa) y en el gráfico 8 se ve la curvatura de la superficie focal media R (ordenada) en función también de δ ; en ambos gráficos la curva continua corresponde a $\rho = 5,0$ y la de trazos a $\rho = 3,0$. En caso de un sistema libre de distorsión este parámetro queda fijado por esa condición.



A continuación se dan unos ejemplos para aclarar el empleo de los gráficos, tomando siempre el diámetro del espejo primario como unidad.

Tabla I

F=7,5	Diámetro del campo en minutos	Radio de curvatura de la placa	Obstrucción	Separación de los espejos
2,5	33'	0,719	0,280	1,80
3,5	37'	1,235	0,345	2,29
4,5	41'	1,829	0,400	2,70
5,5	44'	2,480	0,446	3,05
F=5,5				
2,5	32'	0,869	0,340	1,65
3,5	36'	1,468	0,413	2,05
4,5	39'	2,140	0,472	2,38
F=4,5				
2,5	31'	0,974	0,383	1,54
3,5	35'	1,624	0,460	1,89

Se ve claramente que es preferible un F = 5,5 respecto de un F = 7,5; prácticamente posee el mismo campo, pero el F = 5,5 tiene otras ventajas como ser menor curvatura de placa y menor longitud del tubo; por otra parte el aumento en obstrucción es aceptable.

Otro ejemplo más concreto se puede ver en la tabla II, en la que se consideran diferentes sistemas para un primario de tres metros de diámetro.

Tabla II

	4,5	5,0	5,5	4,5	5,0	5,5
p	2,5	2,5	2,5	3,0	3,0	3,0
D ₁	3,000	3,000	3,000	3,000	3,000	3,000
D ₂	1,22	1,15	1,09	1,40	1,29	1,22
d	4,63	4,80	4,95	5,18	5,40	5,59
θ	30'9	31'3	31'8	32'9	33'4	33'9
R	2,923	2,755	2,607	3,868	3,659	3,473
P	0,121	0,137	0,153	0,129	0,146	0,163
X _m	0,00063	0,00085	0,00112	0,00054	0,00073	0,00095

- D_1 - Diámetro del espejo primario
 D_2 - Diámetro del espejo secundario
 d - separación entre el primario y secundario
 θ - Campo dentro del cual la imagen se mantiene menor o igual a $1''$
 R - Radio de curvatura de la superficie focal media
 P - Tamaño de la placa correspondiente al campo θ
 K_m - Flecha que hay que curvar la placa, es decir la separación máxima de la placa curvada respecto a una superficie focal plana que pasa por los extremos de la placa.

El problema de la elección de parámetros en el diseño de un telescopio, depende en gran parte del tamaño del espejo primario; si éste posee un diámetro menor de dos metros, el problema de la obstrucción no es tan importante, se puede diseñar un sistema cuyo radio de curvatura de la superficie focal media sea grande, campo también grande y libre de distorsión, a costa de mayor obstrucción. En un telescopio gigantesco es más importante tener una obstrucción relativamente pequeña sacrificando eventualmente otros parámetros.

Como ejemplo final daremos los parámetros correspondientes al telescopio de La Plata de $84''$ tal como está proyectado; uno sugerido por el autor con la misma luminosidad total aproximadamente y otro con una luminosidad mayor.

Tabla III

Parámetros	La Plata (Kitt-Peak)	Variante la.	Variante recomen- dada por el autor	
D_1	2,13	2,13	2,13	(Unidad metros)
D_2	0,66	0,82	0,87	" "
d^2	3,9613	4,880	3,969	" "
f	16,188	15,975	11,715	" "
P	7,6	7,5	5,5	
ρ	2,6	3,5	3,0	
θ	33'6	37'4	33'9	(Unid. minutos)
Placa	0,156	0,174	0,116	(Unidad metros)
Flecha	0,00193	0,00144	0,00068	" "
Escala	2'124	2'152	2'934	(Unid. min/cm:)
Astigmatismo	+3,0826	+2,4526	+2,1926	(Unidad a em— plear $f=1$)
Distorsión	+0,326	+0,391	+0,293	(Unidad a em— plear $f=1$)

f - distancia focal del sistema.

Bibliografía.

- (1) H.Chretien. Cours de Calcul des Combinaison Optiques. Edité par la Revue d'Optique Théorique et Instrumental. Paris.
- (2) J.Landi Dessy y A.Puch. Tablas de parámetros de construcción de sistemas aplanáticos formados por un espejo primario cóncavo y un secundario convexo. Boletín n.5 del Instituto de Matemática, Astronomía y Física (I.M.A.F.). Córdoba.
- (3) A.Danjon y A.Couder. Lunettes et Télescopes. Paris, 1935.

Summary.

ON THE FAMILIES OF APLANATIC TELESCOPES

I. SOME CHARACTERISTICS OF THE APLANATIC TELESCOPES (RITCHIEY-CHRETIEN).

The characteristics of aplanatic optical systems with a concave primary and a convex secondary mirror are discussed in detail.

A summarized version in English will soon be published somewhere else.

SOBRE LAS FAMILIAS DE TELESCOPIOS APLANATICOS

II - TELESCOPIOS APLANATICOS LIBRES DE DISTORSION

Jorge Landi Dessy
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

Es conocido que las soluciones anastigmáticas no se han empleado hasta el presente en grandes telescopios. Las soluciones aplanáticas han dormido casi ininterrumpidamente cerca de medio siglo y recién en estos últimos tiempos están entrando verdaderamente en el ambiente astronómico. Mencionar hace un lustro las ventajas y posibilidades de construir un aplanático de grandes dimensiones era exponerse a la más absoluta incomprensión de parte del mundo astronómico y sólo unos pocos comprendían realmente el problema, como lo pudo experimentar el autor del presente trabajo.

Se considera en esta comunicación solamente los sistemas formados por un espejo primario cóncavo. El propósito es tratar de encontrar sistemas aplanáticos libres de distorsión. Las ecuaciones siguientes se tratan siguiendo el método de Burch.⁽¹⁾

$$(1) \quad A + B = \bar{P} \quad (\text{aberración esférica})$$

$$(2) \quad -\left(\frac{1-q}{q}\right) B = \bar{Q} \quad (\text{coma})$$

$$(3) \quad X = -\frac{\xi}{4(\xi-q)} \left[\left(\frac{1-q}{q}\right)^2 B - \bar{R} \right] \quad (\text{astigmatismo})$$

$$(4) \quad 8\Delta = +\left(\frac{1-q}{q}\right)^3 B + \frac{2\xi+1-q}{\xi(2\xi-q)} \bar{R} \quad (\text{distorsión})$$

en donde

$$(5) \quad \bar{P} = 1 - \frac{q^2(2\xi-q)^2}{\xi^3}$$

$$(6) \quad \bar{Q} = 2 - \frac{q^2(2\xi-q)(2\xi+1-q)}{\xi^3}$$

$$(7) \quad \bar{R} = 4 - \frac{q^2(2\xi+1-q)^2}{\xi^3}$$

f_1 = distancia focal del espejo 1 ; D_1 = diámetro del espejo 1

$$\xi = \frac{f_2}{f_1} \quad q = \frac{D_2}{D_1}$$

a estas ecuaciones se pueden agregar: la que da la situación paraxial de las superficies focales

$$(8) \quad \left(\frac{2\xi - q}{\xi - q} q - 1 \right) f_1 = \delta$$

(δ es positivo para posiciones detrás del vértice del primario y negativo cuando las superficies focales se sitúan entre el espejo primario y secundario) y la que da el aumento del sistema

$$(9) \quad r = \Lambda f_1 = \frac{\xi}{\xi - q} f_1$$

Mediante la ecuación (2) se puede aplanatizar las otras ecuaciones y tendremos:

$$(10) \quad A = \bar{P} + \frac{q}{1 - q} \bar{Q}$$

$$(11) \quad x = \frac{\Lambda}{4} \left(\frac{1 - q}{q} \bar{Q} + \bar{R} \right)$$

$$(12) \quad 8\Delta = - \left(\frac{1 - q}{q} \right)^2 \bar{Q} + \frac{2\xi + 1 - q}{\xi (2\xi - q)} \bar{R}$$

Las ecuaciones (10), (11) y (12) contienen todas las soluciones aplanáticas posibles con primario cóncavo. Si se desean sistemas libres de distorsión la ecuación (12) deberá ser igualada a cero y se tendrá:

$$(13) \quad \left(\frac{1 - q}{q} \right)^2 \bar{Q} = \frac{2\xi + 1 - q}{\xi (2\xi - q)} \bar{R}$$

Se puede poner $\xi = f(q)$ ó $q = f(\xi)$; efectuando las operaciones bastante engorrosas y largas, pero que no presentan mayor dificultad se obtiene la siguiente expresión:

$$(14) \sum_{i=0}^{i=7} a_i q^i = 0 = a_0 + a_1 q + a_2 q^2 + a_3 q^3 + a_4 q^4 + a_5 q^5 + a_6 q^6 + a_7 q^7$$

en donde

$$\begin{aligned} a_0 &= + 4\xi^5 & a_4 &= - (8\xi^4 + 20\xi^3 + 2\xi^2 - 5\xi - 1) \\ a_1 &= - (8\xi^5 + 2\xi^4) & a_5 &= + (12\xi^3 + 4\xi^2 - 9\xi - 3) \\ a_2 &= + (4\xi^5 - 12\xi^4 - 8\xi^3) & a_6 &= - (6\xi^2 - 3\xi - 3) \\ a_3 &= + (14\xi^4 + 24\xi^3 + 4\xi^2) & a_7 &= + (\xi - 1) \end{aligned}$$

La solución del polinomio no es sencilla y las raíces del mismo se pueden encontrar en (2) tabuladas para valores de $0,1 \leq \xi \leq 3,0$ con intervalo de $0,1\xi$.

La forma general del polinomio para algunos valores de ξ se puede ver en la figura 1.

En la figura 2 se ve una de las soluciones en función de ξ , juntamente con la posición del foco paraxial b . En esta solución b toma valores negativos para $\xi < 1,62$ lo que corresponde a valores relativamente grandes de q , que tiene sus ventajas para sistemas luminosos.

Si se hace $\xi = 1$, el polinomio se reduce a

$$(16) \quad 4 - 10q - 16q^2 + 42q^3 - 24q^4 + 4q^5 = 0$$

desapareciendo los términos de 6° y 7° grado; las soluciones en este caso para valores posibles de q son:

$$q_1 = 0,350\ 168 \quad q_2 = 1,000\ 000$$

Se tiene pues la posibilidad de construir telescopios aplanáticos libres de distorsión con obstrucciones cercanas a 0,5 lo que es factible con telescopios relativamente grandes; si se desea una obstrucción menor se tendrá un negativo, pero con valores en general pequeños, de modo que aún en este caso no se presentan inconvenientes insuperables.

La condición de aplanaticidad libre de distorsión, fija a priori la posición de la superficie focal, pero la variación pequeña de este parámetro-

-manteniendo la aplanaticidad - da sistemas en donde la distorsión es pequeña.

Fig.1

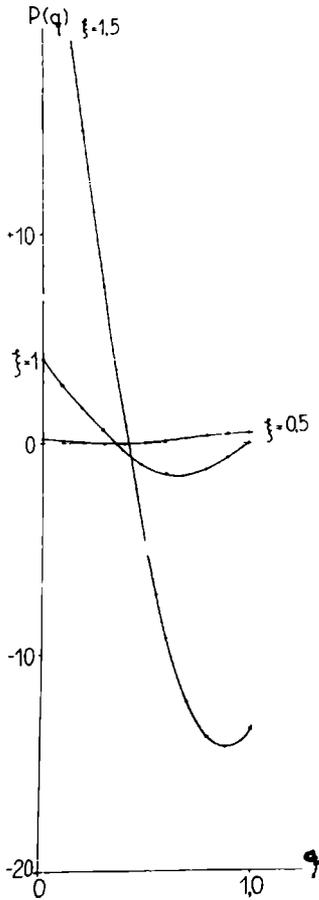
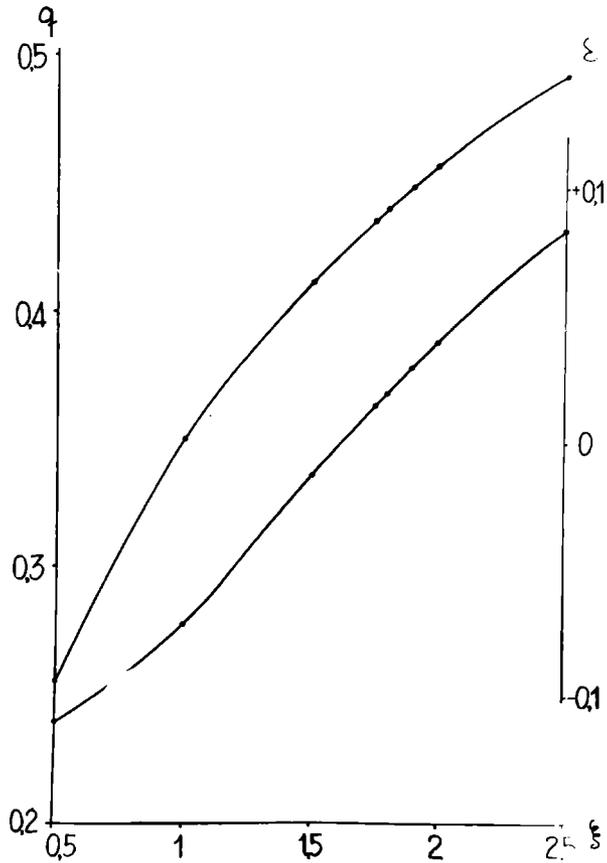


Fig.2



Valores de $\xi < 1$ para $1 \leq q < 0$ dan dos soluciones; en el caso de $\xi = 0,5$ ellas son

$$\begin{aligned} q_1 &= 0,25483 & q_2 &= 0,44436 \\ \delta &= -0,22547 f_1 & \delta &= +3,4375 f_1 \end{aligned}$$

Para $\xi < 0,4$ las raíces tienden a acercarse y para $\xi = 0,3$ la raíz es compleja, siendo su parte real $q_1 = q_2 = 0,20343$; señalando de todos modos el lugar en donde la distorsión es mínima en el intervalo considerado.

La tabla I da algunos ejemplos de sistemas aplanáticos libres de distorsión:

TABLA I

ξ	0,5	1,0	1,5	1,75	2,0	2,5
d'	0,36539	F' 0,42228	0,42552	0,42253	0,41831	0,40824
R'	-0,11829	F' -0,22195	-0,29819	-0,32900	-0,35610	-0,40164
θ_7	31'6	37'7	41'0	42'2	43'1	44'5
θ_5	26'7	31'9	34'7	35'6	36'4	37'6
$2x$	6,4145	4,5056	3,8135	3,6107	3,4565	3,2367
$q_{0.7}$	0,28641	0,40010	0,47341	0,50130	0,52526	0,56462
$q_{0.5}$	0,27389	0,38031	0,44942	0,47577	0,49844	0,53575
δ'	-0,11056	F' -0,072114	-0,012654	+0,014355	+0,039288	+0,083543
Δ	2,03940	1,53886	1,37978	1,33271	1,29667	1,24489

d' distancia entre los vértices de los espejos tomando $F' = l = F.D_1$

F' distancia focal del sistema

R' Radio de curvatura de la superficie focal media ($F' = l$)

θ_7 Diámetro del campo en que la imagen se mantiene 1" para un $F' = 7.D_1$

θ_5 Diámetro del campo en que la imagen se mantiene 1" para un $F' = 5.D_1$

$q_{0.7}$ Obstrucción del secundario teniendo en cuenta el campo θ_7 ($D_1 = 1$)

$q_{0.5}$ Obstrucción del secundario teniendo en cuenta el campo θ_5

δ' posición de la superficie focal media ($F' = l$).

Δ aumento ($F' = \Delta f_1$)

X astigmatismo

Se puede concluir que los sistemas libres de distorsión son realizables en la práctica y señalan la relación que debe mantener ξ respecto de q para que la distorsión sea pequeña o nula.

El planteo del problema se puede considerar poniendo $q = f(\xi)$, en este caso se obtiene la siguiente ecuación:

$$q^4(1-q)^3 + (5q^4 - 9q^5 + 3q^6 + q^7)\xi + (4q^3 - 2q^4 + 4q^5 - 6q^6)\xi^2 + (-8q^2 + 24q^3 - 20q^4 + 12q^5)\xi^3 + (-2q - 12q^2 + 14q^3 - 8q^4)\xi^4 + (4 - 8q + 4q^2)\xi^5 = 0$$

Se ha preferido el caso anterior por que facilita la discusión de otros parámetros como se efectuó en (3).

Soluciones de la ecuación (14) se encuentran tabuladas para intervalos de $0,1\xi$ entre $0,1 \leq \xi \leq 3,2$ (2).

Bibliografía.

- (1) E.H.Linfoot. Recent advances in optics. Oxford at the Clarendon Press. (1955).
- (2) J.Landi Dessy y A.Puch. Tablas de parámetros de construcción en sistemas aplanáticos formados por un espejo primario cóncavo y un secundario convexo. Boletín n° 5 del I.M.A.F.(en preparación)
- (3) J.Landi Dessy. Sobre las familias de telescopios aplanáticos I. Boletín n° 6, A.A.A.

Summary.

ON THE FAMILIES OF APLANATIC TELESCOPES

II. DISTORSION-FREE APLANATIC TELESCOPES

A solution of the equation containing the aplanatic systems free of distortion with a concave primary is given.(Equation 14).

The more important constructive parameters for some cases of practical interest are indicated.

A summarized version in English will soon be published somewhere else.

OTTO STRUVE
(1897 - 1963)

Como homenaje al eminente astrónomo Otto Struve fallecido el 6 de abril de 1963, el Dr. Jorge Sahade leyó un discurso en el que hizo una semblanza del científico desaparecido. El texto completo apareció en el número de julio de 1963 de la revista "Ciencia e Investigación".

As an homage to the outstanding astronomer Otto Struve that passed away on April 6, 1963, Dr. Jorge Sahade read an obituary article that has been published in full in the July, 1963, issue of "Ciencia e Investigación", a publication of the Argentine Association for the Advancement of Science.

THE USE OF NON OSCULATING ELEMENTS IN THE THREE BODY PROBLEM

C.A.ALTAVISTA*

We are developing a special method to solve the three body problem. A set of non osculating elements is used with that purpose.

Two cases are to be considered:

- a) The problem in the plane.
- b) The general problem in the space.

We have chosen in the first case the eccentric anomaly, the longitude of the perihelium, the semi-major axis and the eccentricity as dependent variables. The time is the independent one.

The differential equation for the eccentric anomaly, corresponds to a special case already studied by Poincaré. This author found out a theorem by which it is possible to determine the behaviour of the solutions of the equations:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} - \alpha x = \mu(x, t, \mu)$$

α is any constant and μ is a parameter.

Gylden has put the solution of that equation in terms of pure periodic series. Poincaré has shown that, in the restricted problem, the series converge absolutely and uniformly for every value of the time t , if $\alpha > 0$.

The constant α is negative in all the methods developed up to present time. In our method α has a different value for every value of the time t and depends on the values of undisturbed quantities. In this way we are able to apply Poincaré's theorem for every value of the time t , with different values of the constant α .

The constant α is positive in the interval

$$90^\circ < E < 270^\circ \quad (E = \text{eccentric anomaly})$$

* Yale University Observatory and La Plata Observatory.

It can be easily shown that a new equation may be built up in order to get absolute and uniform solutions in the interval $70^\circ < E < 90^\circ$.

We got simple representations for the solutions of the remaining variables, in terms of series of Bessel's functions.

In the general case we kept the above mentioned set of dependent variables, except the longitude of the perihelium. We used the directional cosines P and Q as additional dependent variables.

The trouble is only apparent, because it is possible to express the variations of the P's and Q's in terms of the variations of the remaining dependent variables and of six absolute constants.

METHOD FOR SPECIAL PERTURBATIONS

C.A.Altavista^{*}

A method for computing special perturbations has been devised.

At the present time we have only considered the case with three coplanar bodies.

Only one differential equation is to be solved. The radius vector \underline{r} is the dependent variable. The time has been taken as independent variable. The true anomaly \underline{y} is the remaining quantity to be disturbed. The corresponding set of equations are algebraic ones. The whole process is an iterative one. Special attention is to be paid for determining the most favorable cases for the applications.

HOMOGRAPHIC SOLUTIONS IN THE N BODY PROBLEM WITH AN ARBITRARY LAW OF ATTRACTION

C.A.Altavista^{*}

Moulton's method has been applied again in order to get new solutions in this particular problem. Interesting cases are such ones in which $n = 5$ and $n = 9$ respectively. The first one is a generalization of plane case treated by Moulton and collaborators. The problem is trivial when the masses are all equal.

^{*} Yale University Observatory and La Plata Observatory.

Informe de Trabajo

FOTOMETRIA DE GALAXIAS AUSTRALES

Miriani Pastoriza
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

El presente trabajo consiste en la fotometría de cinco galaxias australes en base a placas tomadas con el reflector de Bosque Alegre, sobre placas IIA0.

En la tabla se han reunido algunos datos referentes a los objetos.

	<u>Tabla</u>		
Objeto	<u>Tiempo de Exposición</u>	<u>Tipo morfológico</u>	
NGC 1097	60m		S.B.b
" 1291	45m		R(S.B.O)
" 1536	30m		S.Be
" 1549	"		E.O
" 1553	"		S.A.O

Las isofotas de cuatro de estos objetos fueron trazadas con el Balanced Beam Isophotometer del Observatorio de Michigan por J.L.Sérsic, e incluidas en un principio en el Atlas Fotométrico programado por el mismo autor. La reducción de dichos datos presentó dificultades debido principalmente al tamaño inadecuado del "spot" explorador, lo que condujo a que se nos sugiriese la repetición del trabajo con la misma técnica de análisis que actualmente se efectúa en Córdoba con el microfotómetro registrador Hilger.

Los resultados obtenidos serán incluidos en el Atlas Fotométrico.

La técnica puede resumirse en las siguientes partes:

- 1) Trazado de los perfiles con el microfotómetro. Estos pueden ser de dos tipos: polares o paralelos, dependiendo del grado de resolución del núcleo de la galaxia.
- 2) Reducción: curva característica, alisado del perfil y lectura de los mismos.
- 3) Dibujo de las isofotas.

4) Reducción del mapa de isofotas (áreas, integración y determinación de parámetros fotométricos).

Hasta este momento se han realizado las dos primeras etapas.

Summary.

PHOTOMETRY OF SOUTHERN GALAXIES

Isophots maps were traced of the following Southern galaxies:
N.G.C.: 1097 - 1291 - 1536 - 1549 - 1553, which will be reduced to obtain their photometric parameters. The final results will be included in the Photometric Atlas of Southern galaxies, programmed by J.L.Sérsic.

Informe de Trabajo

PATRULLAJE DE SUPERNOVAS

Gustavo J. Carranza
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

Dada su importancia desde el punto de vista cosmológico, se está realizando actualmente un programa internacional intensivo de rastreo de supernovas, bajo la supervisión general del Dr. F. Zwicky.

El Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba participa desde Marzo de 1962 en este programa, con el apoyo financiero del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

Para este programa se usa el siguiente instrumental:

- 1) Cámara Brashear, de apertura 12.5 cm. y distancia focal 63.5 cm.
- 2) Blink-microscopio Zeiss.

Los grupos de objetos que se siguen en Córdoba están todos situados al sur de declinación -20° , dado que objetos más boreales son estudiados por diversos observatorios del hemisferio Norte.

Ellos son:

Grupo	A.R.	Dec.
Eridano-Fornax II	3h 25m	-25°
Eridano-Fornax I	3 35	-36
entorno a NGC 1566	4 30	-57
entorno a NGC 5236	13 30	-32
Gruis	23 00	-40

de los cuales se han tomado unas 100 placas en el período Marzo 1962 - Marzo 1963.

Se trabaja en el sistema fotográfico con placas 103a0 y IIa0, con exposiciones entre 40 m (Eridano-Fornax) y 60 m (Gruis). No es necesario extender más los tiempos, dadas las características de los grupos fotografiados. Hasta marzo de 1963 no hubiera sido posible aunque se necesitara, pues la obtención de una placa requería guíaje permanente; desde entonces sí es posible gracias a la instalación en el mecanismo de relojería de un sincronizador (semejante al de Bosque Alegre) que transforma al telescopio en un

esclavo del reloj sidereo Shortt. La tarea citada fué llevada a cabo por los señores Broudeur, Ramé y Gleiser.

La necesidad de la sincronización se puso de manifiesto en el blinkeo de las placas, puse los defectos de guiaje las hacían de muy difícil comparación.

La frecuencia con que se observa cada grupo es el resultado de un análisis de las curvas de luz de los distintos tipos de supernovas y de la magnitud aparente de las galaxias en cada uno de ellos. No siempre se pudo llevar a cabo lo programado, por las condiciones climáticas en la zona de Córdoba. Por ejemplo, en marzo y abril pasados, fué prácticamente imposible tomar placas.

Summary.

SUPERNOVA TRACKING PROGRAM

Results of the Supernova Tracking Program from March 1962 to March 1963 are reported for the zones:

Zone	R.A.	Dec.
Eridano-Fornax II	3h 25m	-25°
Eridano-Fornax I	3 35	-36
around NGC 1566	4 30	-57
around NGC 5236	13 30	-32
Grus	23 00	-40

In March 1963 the Camera-driving was synchronized with a sidereal clock.

Informe de trabajo

PHOTOMETRY OF SOUTHERN GALAXIES IX: NGC 1313

J.L.Sérsic
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

A supernova of Type II was discovered in this galaxy. We are presently preparing a detailed photometric study and a catalogue of HII regions.

Informe de trabajo

TABLAS DE PARAMETROS DE CONSTRUCCION DE SISTEMAS APLANATICOS FORMADOS
POR UN ESPEJO PRIMARIO CONCAVO Y UN SECUNDARIO CONVEXO

Jorge Landi Dessy
(Observatorio Astronómico e I.M.A.F., Córdoba)

Angel Puoh
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

Los autores han calculado tablas que contienen parámetros y propiedades útiles en el diseño de telescopios aplanáticos. En el prólogo de las tablas se dan ejemplos y fórmulas para los diferentes casos, con breves demostraciones para las fórmulas menos corrientes. Las tablas in extenso serán publicadas en el Boletín del Instituto de Matemática, Astronomía y Física n° 5, de Córdoba.

Summary.

TABLES OF THE NECESSARY PARAMETERS FOR THE CONSTRUCTION OF APLANATIC
SYSTEMS FORMED BY ONE PRIMARY CONCAVE MIRROR AND A CONVEX SECONDARY

The authors have calculated tables containing many parameters useful for the design of aplanatic telescopes and aplanatic-free distortion systems. In the preface to the tables an example is given which shows the way of proceeding in the calculation and the formulas necessary for different cases, with a short demonstration for some of the less usual ones.

The tables will be published in the Boletín n° 5 of Instituto de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba.

Informe de trabajo

RECEPTOR DE DETECCION SINCRONICA PARA SEÑALES HORARIAS

Carlos Metzadour y Miguel Ramé
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

El detector de producto, también llamado a veces homodino, coherente o sincrónico, presenta características especialmente adecuadas para la recepción de señales de onda continua, tales como las frecuentemente empleadas en la transmisión de la hora.

El detector de producto es en esencia un multiplicador que da una señal de salida proporcional al producto de dos señales de igual frecuencia.

Sea $E(t) \sin \omega t$ la señal cuya modulación interesa obtener y $E_0 \sin(\omega t + \varphi)$ otra señal, no modulada, localmente generada y de igual frecuencia, difiriendo a lo sumo en un ángulo de fase constante φ con la señal que interesa recibir. La señal local es generada mediante un oscilador sincronizado a la señal de entrada.

La salida de un dispositivo que efectúe el producto de ambas señales será, sin considerar una constante de proporcionalidad:

$$E(t) \sin \omega t E_0 \sin (\omega t + \varphi) = \frac{E(t)E_0}{2} \cos [\omega t - (\omega t + \varphi)] - \\ - \frac{E(t)E_0}{2} \cos [2\omega t + \varphi] = \frac{E(t)E_0}{2} \cos \varphi - \frac{E(t)E_0}{2} \cos [2\omega t + \varphi]$$

El término $\frac{E(t)E_0}{2} \cos \varphi$ es una tensión continua, que variará de acuerdo, a la modulación $E(t)$ de la señal deseada, y que constituye la salida útil del detector. El término $\frac{E(t)E_0}{2} \cos (2\omega t + \varphi)$ es de frecuencia doble de la señal de entrada, y puede eliminarse fácilmente con un filtro pasa bajos despues del detector.

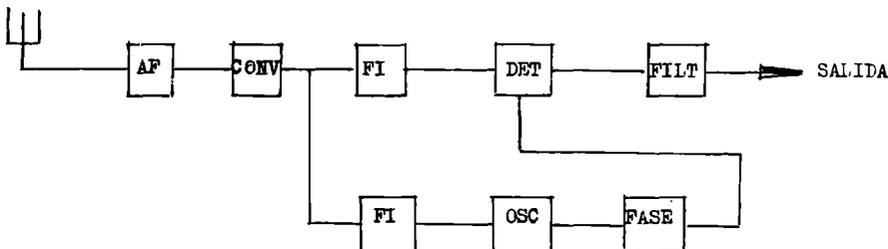
Si se trata de recepción de ondas continuas se obtendrán, a la salida del detector, pulsos de amplitud constante y duración definida que podrán utilizarse, previa amplificación si es necesario, para operar un aparato inscriptor.

La diferencia fundamental entre el comportamiento de un detector convencional y el de un detector sincrónico, es que cualquier señal presente en el detector convencional dará una componente continua a la salida, mientras que el detector sincrónico dará componente continua de salida si hay a la entrada una señal de la misma frecuencia que la señal local, y siempre que la diferencia de fase entre ambas sea constante, es decir, si ambas están en sincronismo. Cualquier otra frecuencia o ruido presente no dará componente continua a la salida del detector pues el primer término será

$$\frac{E(t)E_0}{2} \cos (\omega_1 - \omega)t \text{ que depende de } t.$$

El detector de producto puede entenderse como una etapa convertora en que la señal de entrada y la local tienen igual frecuencia. Por eso un receptor que utilice este principio suele ser llamado homodino por contraposición al heterodino en que se efectúa el producto de dos frecuencias diferentes.

El diagrama de bloques que sigue representa las diversas etapas de que consta el receptor completo



Las etapas de amplificación de alta frecuencia y convertora son convencionales, y tienen por finalidad amplificar y convertir la señal de antena en una de frecuencia adecuada para ser procesada. La etapa de frecuencia intermedia previa al detector es también convencional y si bien no es indispensable, puede utilizarse para obtener amplificación adicional. La etapa de frecuencia intermedia previa al oscilador deberá ser de gran amplificación y de banda muy estrecha. Deberá poseer una fuerte selectividad únicamente para la frecuencia deseada, pero no interesa ni siquiera la amplificación de las bandas

laterales. Puesto que la finalidad de este segundo canal de frecuencia intermedia es la de transmitir la información de la fase de la señal de entrada al oscilador, asegurando una señal de comando suficientemente fuerte como para obtener un buen enganche del mismo, lo ideal sería un filtro tan agudo como sea posible. Cuanto más estrecho el canal, menos señales espurias podrán interferir en el funcionamiento del oscilador sincronizado y mejor será el comportamiento del receptor frente a señales débiles en presencia de ruido. Si el Q del circuito sintonizado de la etapa osciladora es alto, la señal localmente generada será más fuerte y menos influenciada por el ruido de la señal de comando, pero se requerirá también una señal más intensa para mantener el "enganche".

Como puede verse en el diagrama, la salida del oscilador servirá de señal de control para el detector de producto. Así, como puede verse, se dispone de una señal localmente generada de igual frecuencia y fase que la señal que interesa recibir. A la salida del detector se obtendrá una componente continua para la señal en fase con la del oscilador local, y componentes alternas para todas las otras en la misma frecuencia o en sus alrededores. En el caso de recepción de señales de ondas continuas se puede separar fácilmente la señal de interés, descargando a tierra las otras componentes de audiofrecuencia.

En los momentos de silencio el oscilador local oscilará a su frecuencia propia, pero no habrá salida de tensión continua porque no habrá en el detector señal de entrada de esa frecuencia y en sincronismo con ella. El oscilador no puede sincronizar con el ruido porque éste no es coherente y la salida de corriente continua no será afectada sustancialmente por el mismo.

Si hay otra señal de igual frecuencia que la de interés y que pudiera molestar en los momentos de silencio, un control de umbral mínimo de sincronismo del oscilador permitirá hacer que éste se mantenga sincronizado para el nivel de la señal deseada; pero permitirá evitar el enganche con otras señales más débiles.

La unidad correctora de fase tiene por finalidad hacer que el ángulo de fase pueda ser llevado a cero, obteniendo el máximo de salida del detector.

En caso de que el detector de producto quiera utilizarse para la recepción de ondas moduladas, aún presenta ventajas con respecto al detector convencional.

El filtraje en audiodfrecuencia puede ser conformado más fácilmente que en radio frecuencia. En efecto, supuesto el caso de utilizar canales de 10 Kos. de ancho, una señal que difiera en 9 Kos. con respecto a la portadora deseada difiere solamente en un 2 % de la frecuencia central del canal, para frecuencia intermedia normal de 450 Kos., mientras que si el filtraje se realiza despues del detector, en audiodfrecuencia, 9 Kos. de diferencia corresponden a una señal 80 % más alta que la más alta de las señales del canal.

Entre otras ventajas de la detección de producto pueden citarse: Mejor relación señal-ruido que el detector convencional, eliminación de la distorsión debida a "fading" selectivo, posibilidad de recepción de señales de portadora reducida y de banda lateral reducida o suprimida, y bajo ciertas circunstancias, el rechazo de señales no deseadas mediante diseños apropiados. También es posible la transmisión de dos señales diferentes en la misma frecuencia si sus fases están en cuadratura, las que pueden ser detectadas independientemente mediante el detector de producto, o sea permitiendo el "multiplexing."

Se ha citado someramente algunas de las ventajas de utilizar un detector sincrónico en la recepción de señales de ondas continuas o moduladas en amplitud.

Existen algunas otras, que quedarían fuera del alcance de este artículo, y que pueden encontrarse en la bibliografía especializada.

Bibliografía:

- Colebrook, F.M., "Homodyne", The Wireless World and Radio Review, Feb. 20, 1924
Tucker, D.G., "The Synchrodyne", Electronic Engineering, March 1947.
Smith, R.A. "The Relative Advantages of Coherent and Incoherent Detectors", Proc. of The Institution of Electrical Engineers, Part 4, 1951, p43.
Costas, J.P. "Synchronous Detection of Amplitude Modulated Signals", Proc. of the National Electronics Conference, Vol. 7. 1951.
Apthorpe F.G., "The Synchrodyne", Electronic Engineering, July 1947, p. 238.

Informe de trabajo

LA RADIOASTRONOMIA EN EL RIO DE LA PLATA

J. A. del Giorgio
Facultad de Ingeniería e Instituto
Nacional de Radioastronomía. B. Aires)

ARGENTINA:

El Instituto Nacional de Radioastronomía (INRA) comenzó sus actividades en diciembre de 1962, y su creación se formalizó en base a la estructura de la Comisión de Astrofísica y Radioastronomía perteneciente a la Universidad de Buenos Aires, y a un convenio de colaboración mutua entre la Institución Carnegie de Washington y las siguientes entidades argentinas:

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

Comisión de Investigación Científica de la Provincia de Buenos Aires.

Universidad de Buenos Aires.

Universidad de La Plata.

Su objetivo principal fue el desarrollo de la Radioastronomía en nuestro país en su aspecto integral, y la formación del personal científico y técnico capaz de sustentarla y desarrollarla.

Se justificaba de este modo la creación de un "Instituto Nacional" para el logro de tales objetivos, si se tiene en cuenta la complejidad y elevado costo de las instalaciones e instrumental requerido. En países de tecnología más avanzada existen desde hace tiempo instituciones similares, tal el caso del "National Radioastronomy Observatory" operando en los Estados Unidos bajo el auspicio de un grupo de importantes universidades locales.

El Instituto posee un laboratorio de desarrollo situado en el edificio de la Facultad de Ingeniería, habiéndole otorgado el gobierno de la Provincia de Buenos Aires una fracción de 1 hectáreas situada dentro del parque Pereira Iraola, jurisdicción Berazategui, a los efectos de instalar allí el futuro observatorio radioastronómico.

Internamente el Instituto está estructurado en dos secciones principales:

a) Departamento de radioastronomía solar:

Como su nombre lo indica concentra sus esfuerzos en el estudio de las distintas facetas de la radiación solar, proyectando participar en el programa internacional del "Año del sol tranquilo" con la instalación y operación de dos radiotelescopios para la medición del flujo total emitido por el sol en las frecuencias de 86,5 Mc y 2.800 Mc respectivamente.

b) Departamento de radioastronomía galáctica:

Tendrá a su cargo los trabajos de investigación que se lleven a cabo con la antena parabólica de 30 mts. de diámetro y el receptor multicanal, en la detección de la línea espectral del hidrógeno galáctico en la frecuencia de 1420 Mc., a los efectos de conformar un atlas del cielo, además de trabajos de investigación específicamente propuestos.

PLANES DE TRABAJO

Interferómetro de 86,5 Mc.

La Comisión de Astrofísica y Radioastronomía instaló y operó durante quince meses un interferómetro destinado a la medición del flujo solar en la frecuencia de 86,5 Mc. compuesto de 16 antenas yagi de 5 elementos, separadas entre sí por una distancia $L = 20 \lambda$ ocupando una franja de un kilómetro en los terrenos de la Facultad de Agronomía y Veterinaria en Buenos Aires, con el propósito inicial de entrenar un grupo de personas en técnicas de interferometría.

El sistema completo fué posteriormente transferido al Instituto para su revisión total e instalación definitiva en los terrenos asignados, con el propósito de ser utilizado en patrullaje solar continuado durante el año del sol tranquilo. La fig. 1 muestra el diagrama en block del receptor completo, cuya técnica de operación se basa en el principio de comparación de la señal deseada con otra de amplitud perfectamente conocida que hace de referencia, principio utilizado con éxito en sistemas más complejos.

La fig. 2 muestra la disposición del sistema de antenas y líneas de transmisión encargado de captar la energía emitida por el sol a esta frecuencia, y entregarla al receptor para su detección y registro gráfico.

Como paso previo se montó un interferómetro elemental de dos antenas conectadas al receptor, perfectamente ajustado y con una sensibilidad de 1 ma. de corriente en la fuente de ruido calibrada para plena deflexión del registrador.

La fig. 3 muestra la disposición del conjunto.

Se proyecta ensayar antenas de mayor directividad para reemplazar las actuales y finalmente proceder al montaje del sistema completo de 16 antenas como se indicó previamente.

Interferómetro para 2.800 Mc.

Esta es considerada una frecuencia apropiada para la medición del flujo solar, y en tal sentido el National Bureau of Standards viene operando un radiómetro conectado a una antena parabólica de dos metros de diámetro aproximadamente.

Con la valiosa colaboración del Instituto de Investigaciones Científicas y Técnicas de las Fuerzas Armadas que pondrá a disposición del Instituto varias antenas parabólicas de 1,85 mts. de diámetro con su correspondiente montaje, se ha proyectado la construcción de un radiómetro para operar en una frecuencia próxima a los 2.800 Mc., destinado a la medición del flujo solar durante el año del sol tranquilo.

Asimismo se proyecta la instalación de un interferómetro para fines más específicos, esperando contar con ocho antenas de 1,85 mts. de diámetro. Puede obtenerse de este modo un poder de resolución tal que permita estudiar regiones aisladas dentro del disco solar, donde se producen fenómenos peculiares.

Radiotelescopio para la detección de la línea espectral del hidrógeno

El proyecto de más envergadura del Instituto es sin duda el montaje, calibración y operación del reflector parabólico de 30 mts. de diámetro, conectado

al receptor multioanal y destinado el conjunto a la detección de la minúscula cantidad de energía emitida por el hidrógeno atómico de nuestra galaxia, en la frecuencia de 1420 Mc., con un ancho de banda de 1 Mc., para permitir medir la velocidad de desplazamiento de nubes de hidrógeno por el efecto Doppler en el corrimiento de frecuencia detectable.

Para la construcción de su complejo y costoso receptor de 54 canales, la Institución Carnegie de Washington invitó a un grupo de especialistas argentinos actualmente pertenecientes al Instituto, encomendándosele al autor del presente trabajo la tarea de supervisar y coordinar las tareas del grupo. El receptor quedó prácticamente terminado en Mayo de 1961 y será enviado a la Argentina dentro del primer semestre de 1964 para su instalación definitiva. Asimismo la Institución Carnegie remitió a esta República los materiales para la construcción de la gigantesca antena parabólica de 30 mts. de diámetro, que será montada en los terrenos del Instituto con el asesoramiento de un grupo de especialistas enviados expresamente desde Washington. Tal instalación será la primera en su género en Sud-América, esperándose que comience a operar a fines de 1964. Se estima obtener los registros necesarios para la preparación de un atlas del cielo austral; verificar los resultados obtenidos por otro equipo similar que funciona desde hace tiempo en Australia y explorar el universo visible e invisible capaz de ser detectado desde nuestro hemisferio.

La Radioastronomía en el Observatorio Astronómico de La Plata

En base a una importante donación de material hecha por la Institución Carnegie de Washington, se construyó en el Observatorio un radiómetro para operar en la frecuencia de 408 Mc. con un ancho de banda de 1 Mc. El mismo será utilizado con un interferómetro formado por dos antenas parabólicas de 8 mts. de diámetro separadas por una distancia de 15 mts., con una sensibilidad de 0,5 μ V para plena deflexión del registrador, lo que permitirá el estudio del flujo solar así como de ciertas radiofuentes. Se ha pensado asimismo en una futura modificación para la posible recepción de la línea

espectral del deuterium en la banda de 322 Mc - 329 Mc. El sistema de antenas está fijo en la dirección Este-Oeste siendo variable en declinación. Se trata por lo tanto de un instrumento de tránsito, y su construcción y operación están a cargo del Ing. R. Marabini.

La Radioastronomía en Uruguay

En el Departamento de Astronomía de la Universidad Nacional existe un activo grupo bajo la dirección del Dr. F. Cernuschi, que con la colaboración del señor Sayd Codina, ha iniciado las tareas en radioastronomía con el montaje, en el aeropuerto de Carrasco, Montevideo, de un interferómetro para el estudio del flujo solar, en la frecuencia de 170 Mc., con material donado por la Institución Carnegie de Washington. El mismo es similar al que se está instalando en Buenos Aires para 86,5 Mc. y se compone de 16 antenas yagi de 10 elementos (8 directores) a lo largo de un Km de longitud, según la línea Este-Oeste. Los trabajos de montaje fueron realizados bajo la supervisión del Sr. Codina, habiéndose completado los ajustes y mediciones del sistema de antenas y líneas de transmisión, que estuvieron a cargo del autor de este trabajo, con la activa colaboración del Ing. D. Gianastasio, de la Facultad de Ingeniería de Montevideo, quien continuará ocupándose de los trabajos de mantenimiento del sistema. Se espera que el interferómetro descripto comience a operar a fines del corriente año, siendo intención de sus autoridades participar activamente del programa internacional del Año del sol tranquilo.

Informe de trabajo

ESTRELLAS VARIABLES EN CÚMULOS GLOBULARES

Carlos R. Fouroade y José R. Laborde
(Observatorio Astronómico, Córdoba.)

En un reciente trabajo, Rossino* (1962), da una lista de veinte cúmulos de declinación austral en los que se han encontrado variables, pero no se han publicado ni magnitudes ni tipos ni períodos.

De estos veinte cúmulos hemos elegido los siguientes para estudiarlos en un futuro inmediato:

NGC: 1851 - 2298 - 4372 - 5286 - 5886 - 5986 - 6304 - 6352 - 6362 - 6541 - 6569 - 6584 - 6637 - 6681 - 6752 • IC 4499.

Basándonos en 214 placas HP2 Ilford distribuidas entre 43 Cúmulos Globulares, existentes en nuestros archivos y tomadas por el Astrónomo Dartayet en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, desde el año 1943 hasta el año 1947, hemos esbozado un plan preliminar de estudios de estrellas variables en Cúmulos Globulares.

Dicho plan consta de:

- 1) Búsqueda de estrellas variables en cúmulos no estudiados o poco estudiados.
- 2) Determinación de magnitudes medias y tipos.
- 3) Estudio de períodos.
- 4) Determinación de curvas de luz en dos colores y posición de las variables de cada cúmulo en el diagrama H-R.

El primer punto de este plan ya ha sido puesto en ejecución, enriqueciéndose el material con doce nuevas placas 103a-0 con filtro GG 13 y utilizándose un nuevo diafragma de 110 centímetros de abertura.

Pasaremos a continuación a dar los resultados obtenidos provisoriamente:

NGC 1851: Se comparó un solo par de 269 días y se encontraron 2 posibles variables.

NGC 4372: Se compararon 2 pares, en el primero de 649 días de intervalo se

* Rossino (1962). Coelum 30, 9.

encontró una, y en el otro par de placas separado 158 días se encontró otra posible variable.

NOC 5286: Este cúmulo desde el principio fué el centro de la atención del programa, ya que teníamos de él cuatro excelentes placas HP2 Ilford y porque era observable cuando comenzamos el estudio de variables en cúmulos globulares.

Se detallan los trabajos realizados en el mencionado cúmulo:

En la 1.ª comparación de placas en el Blink se encontraron 2 posibles variables (el intervalo entre placas es de 33 días).

En el segundo par de 232 días se encontró una posible variable más.

En el tercer par se encontró una cuarta (el intervalo es de 1^{da} 91)

En el cuarto par, también de 1^{da} 91 de intervalo aparece nuevamente la cuarta variable.

En el quinto par, de un intervalo de 36 días 2 horas aparecen 3 nuevas posibles variables y además la primera variable encontrada en el par primero.

Aclaración: En los tres últimos pares se utilizaron placas 103a-0, con filtro GG 13 y diafragma de 110 cm de abertura; fueron sacadas recientemente por nosotros en B. Alegre.

NOC 5986: En un par de placas con intervalo de 735 días se encontró una posible variable.

NOC 6304: En un par de 738 días de intervalo se encontraron 24 posibles variables.

NOC 6352: En un par de 23 días se encontraron 4, y en otro par de 378 días, cuatro más.

NOC 6362: En un par de 797 días de intervalo se encontraron 6 posibles variables.

La confirmación de las mismas vendrá cuando se disponga de nuevo material a obtenerse en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre.

APPLICATION OF VON ZEIPEL'S METHOD TO THE MINOR PLANET (447) VALENTINE

C.A. Altavista⁺

Developments of the disturbing function up to the terms of sixth order in the eccentricities and mutual inclination of Valentine and Jupiter orbits have been considered in this problem.

This matter arises from the fact that two degrees are lost when the solutions of the Delaunay angular variables are taken into account. Moreover there are special combinations of the mean motions of Jupiter and Valentine which claim for the above mentioned accuracy.

In order to avoid the appearance of variables different from Delaunay's, Jupiter's orbital plane has been taken as fundamental one. Jupiter's elements are taken as constants in the first approximation. The longitudes are reckoned from Jupiter perihelium. We are computing the Laplace coefficients and their derivatives at the present time.

(This paper is being carried out at the Yale University Observatory under the sponsorship of a Guggenheim grant.)

⁺ Yale University Observatory and La Plata Observatory.

Informe

ESTADO ACTUAL DEL CATALOGO DEL CASQUETE POLAR SUR

Gualberto M. Iannini
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

El casquete polar sur fué medido con el Círculo Meridiano Repsold en el Observatorio Nacional Argentino en Córdoba, por el señor Jorge Bobone entre los años 1943 a 1945, y bajo su dirección se comenzó de inmediato la reducción, estando prácticamente terminados los cálculos en el año 1958, fecha de su fallecimiento.

Al ingresar el suscripto a dicho observatorio en el año 1962 encontró todo el material, totalmente reducido, hasta las posiciones medias de las estrellas referidas al equinoccio 1950.

Como se tenían 4 observaciones de cada estrella se pudo comparar cada una de ella frente a su promedio, indicando este simple procedimiento una gran cantidad de errores groseros. Se agruparon los errores de cada observación de acuerdo a la noche en que fueron hechas las observaciones, encontrándose así una buena cantidad de noches que tenían errores sistemáticos.

Esta gran cantidad de errores, que obliga a tener que reducir nuevamente por lo menos un 50 % del material, son atribuibles en su mayor parte a la gran cantidad de calculistas que intervinieron en los cálculos por períodos más o menos prolongados, a la falta de instrucciones precisas que hiciera homogéneos los procesos calculísticos y por último, a que todos los cálculos fueron hechos una sola vez.

Para resolver este grave problema se ha considerado reducir nuevamente todo el catálogo en la computadora electrónica del Instituto del Cálculo de la Universidad de Buenos Aires. La planificación del programa calculístico será hecho por el profesor del Instituto de Matemática, Astronomía y Física, Ing. Arcadio Niell.

Mientras tanto los calculistas asignados a la tarea del catálogo, señores Carlos Torres, Luis Mainardi y señorita Nélide Keller (de los cuales

el primero actuó como ayudante de observación del señor Bobone mientras observaba él mismo) se hallan ahora abocados a la revisión de la libreta de observación y revisión de los tránsitos.

Con esta forma de proceder se espera a fin del año 1963 contar con todo el material reducido y sin errores.

ENGLISH INDEX

	Page
Miss au point:	
Stars with abnormal abundances in their atmospheres.C.Jaschek	11
Communications:	
The spectroscopic binary ζ Horologii.J.Sahade & C.Hernández	23
The spectrum of HD 698. J.Sahade	24
Photometric observations of 27 Canis Majoris.A.Ringuelet-Kaswelder	25
The structure of the absorption lines in the shell of 48 Librae. A.Ringuelet-Kaswelder	26
Photometry of B stars with H α in emission. A.Feinstein	27
On the presence of Gallium in peculiar A-type stars.M.Jaschek, C.Jaschek and C.J.Lavagnino	31
A spectroscopic study of the peculiar stars μ Leporis and π^1 Bootis. M.Jaschek and C.Jaschek	31
A new hot subdwarf. M.Jaschek and C.Jaschek	32
An interpretation of the so called "cosmic numbers".C.J.Lavagnino	
Influence of the atmospheric and instrumental dispersion on the brightness distribution in a galaxy. J.L.Sérsic	41
Results of the site testing campaign.II part. F.Muñoz,L.A.Cabrera	44
The photoelectric photometer of the La Plata Observatory and some related topics.O.H.González Ferro.	52
On the constant of astronomical refraction, refraction index,expansion coefficient and optical density of the air. S.Slaucitajs	62
A new method for the determination of Hartmann's formula.B.Kucewicz	70
The H II regions in galaxies. J.L.Sérsic	75
On the familieu of aplanatic telescopes. I. Some characteristics of the aplanatic telescopes. J.Landi Dessy	76
On the families of aplanatic telescopes. II. Distorsion-free aplanatic telescopes. J.Landi Dessy	85
Homage:	
Otto Struve. J.Sahade	91
Preliminary reports:	
The use of non osculating elements in the three body problem. C.Altavista	92
Method for special perturbations. C.Altavista	94
Homographic solutions in the n-body problem with an arbitrary law of attraction. C.Altavista	94
Photometry of southern galaxies. M.Pastoriza	95
Supernova tracking program. G.J.Carranza	97
Photometry of southern galaxies. IX:NGC 1313. J.L.Sérsic	99
Tables of the necessary parameters for the construction of aplan- atic systems formed by one primary concave mirror and a convex secondary. J.Landi Dessy.	100

Synchronous detection receiver for time signals. C. Metzadour and M. Ramé	101
Radioc Astronomy in the Rio de la Plata region. J. A. del Giorgio	105
Variable stars in globular clusters. C. R. Fourcade and J. R. Laborde	111
Application of von Zeipel's method to the minor planet (447) Valentine. C. Altavista	113
Present state of the South Pole Catalogue. G. M. Iannini	114

NUEVO METODO PARA LA DETERMINACION DE LA FORMULA INTERPOLATORIA DE HARTMANN

Boris Kucewicz
(Observatorio Astronómico, La Plata)

En el año 1898 Hartmann⁽¹⁾ propuso la siguiente fórmula interpolatoria para relacionar las lecturas de las líneas espectrales (s_n) y las longitudes de onda (λ_n) de estas mismas líneas:

$$s_n - s_0 = \frac{c}{(\lambda_n - \lambda_0)^\alpha} \quad (1)$$

donde s_0 , c , λ_0 y α son constantes a determinar. En el caso particular de $\alpha = 1$ las constantes se determinan por el siguiente sistema de fórmulas:

$$\lambda_0 = \lambda_1 - \frac{c}{s_1 - s_0} = \lambda_2 - \frac{c}{s_2 - s_0} = \lambda_3 - \frac{c}{s_3 - s_0} \quad (2)$$

$$c = \frac{(s_3 - s_0)(s_1 - s_0)(\lambda_1 - \lambda_3)}{s_3 - s_1} \quad (3)$$

$$s_0 = \frac{s_1(\lambda_1 - \lambda_2)(s_3 - s_2) - s_3(\lambda_2 - \lambda_3)(s_2 - s_1)}{(\lambda_1 - \lambda_2)(s_3 - s_2) - (\lambda_2 - \lambda_3)(s_2 - s_1)} \quad (4)$$

observarse que $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ y $s_1 > s_2 > s_3$.

Cuando se desea utilizar el caso general ($\alpha \neq 1$) el cálculo se haos muy engorroso. Por ejemplo, Eberhard⁽²⁾ en el año 1907 determinó para una serie de valores de α los valores de las constantes s_0 , λ_0 y c . Adoptó como valor final de α aquel que produce los residuos menores entre las lecturas "calouladas" y las "leídas".

En el año 1917 Hartmann⁽³⁾ dió dos reglas que alivian algo la búsqueda por tanteo de los valores de las constantes, pero de todos modos la solución del problema es muy dificultosa. Al intentar determinar el valor exacto de α por las dos reglas de Hartmann, el autor de este trabajo ideó un método muy sencillo que expone a continuación.

Se parte de la expresión de la derivada $\frac{d\lambda}{ds} = D$, donde D es la dispersión. De la fórmula (1), como es fácil ver:

$$D_n = - \frac{\lambda_n - \lambda_0}{\alpha (s_n - s_0)}, \quad n = 1; 2; 3 \quad (5)$$

que permite determinar:

$$\alpha = - \frac{\lambda_n - \lambda_0}{D_n (s_n - s_0)} \quad (6)$$

si se conocen los correspondientes valores de D_n .

La expresión (1) se transforma en la ecuación:

$$s_n - s_0 = - \frac{\lambda_n - \lambda_0}{\alpha D_n} \quad (7)$$

donde s_0, λ_0 y α son constantes a determinar.

Si se suponen conocidos en tres puntos del espectro los valores: $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3; s_1 > s_2 > s_3; |D_1| < |D_2| < |D_3|$, resulta fácil deducir los valores de α, λ_0 y s_0 mediante transformaciones elementales. En efecto:

$$\alpha = - \frac{1}{D_1} \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{s_1 - s_0} = - \frac{1}{D_2} \frac{\lambda_2 - \lambda_0}{s_2 - s_0} = - \frac{1}{D_3} \frac{\lambda_3 - \lambda_0}{s_3 - s_0} \quad (8)$$

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_1 D_2 (s_2 - s_0) - \lambda_2 D_1 (s_1 - s_0)}{D_2 (s_2 - s_0) - D_1 (s_1 - s_0)} \quad (9)$$

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_1 D_3 (s_3 - s_0) - \lambda_3 D_1 (s_1 - s_0)}{D_3 (s_3 - s_0) - D_1 (s_1 - s_0)} \quad (10)$$

$$s_0 = \frac{s_1 D_1 (\lambda_2 - \lambda_3) + s_2 D_2 (\lambda_3 - \lambda_1) + s_3 D_3 (\lambda_1 - \lambda_2)}{D_1 (\lambda_2 - \lambda_3) + D_2 (\lambda_3 - \lambda_1) + D_3 (\lambda_1 - \lambda_2)} \quad (11)$$

Un control directo y necesario del sistema de fórmulas: (8), (9), (10) y (11) se obtiene haciendo $\alpha = 1$ con lo que al cabo de algunas transformaciones

algebraicas se encuentra el sistema: (2), (3) y (4) de la fórmula de Kartmann como era de esperar.

Además, de la fórmula (5) podemos deducir que si un espectrógrafo tiene, por ejemplo, tres prismas y por consiguiente gran dispersión, tendrá un α menor que el espectrógrafo de un prisma, si todos los prismas están contruidos con el mismo material y tienen las mismas características. Esta deducción se halla comprobada por los valores de α obtenidos para distintos espectrógrafos⁽⁴⁾.

Un comentario especial debe hacerse con respecto a la determinación de la dispersión. Habitualmente la dispersión se determina como cociente de diferencias: $D_n = \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta s} \right)_n$ con $\Delta\lambda$ del orden de 35 a 40 Å. Para dispersiones del orden de 18 Å/mm para H_γ la pequeñez del intervalo $\Delta\lambda$ no permite determinar D con mucha exactitud, motivo por el cual conviene utilizar un artificio que hace uso del hecho de que la variación de la dispersión con λ es casi lineal. Conviene siempre representar graficamente $|D| = f(\lambda)$ para elegir el orden del intervalo de $\Delta\lambda$ tal que la curva de dispersión no tenga discontinuidades.

Consideremos tres líneas cercanas: λ_A ; λ_B ; λ_C (con $\Delta\lambda$ del orden de 35 a 40 Å) y sus respectivas lecturas. Se tendrá entonces:

$$D'_A = \frac{\lambda_B - \lambda_A}{s_B - s_A} \quad ; \quad D'_B = \frac{\lambda_C - \lambda_B}{s_C - s_B} \quad (12)$$

que dan las dispersiones correspondientes a las longitudes de onda:

$$\lambda'_A = \frac{\lambda_A + \lambda_B}{2} \quad \lambda'_B = \frac{\lambda_B + \lambda_C}{2} \quad (13)$$

Si se admite que la dispersión varía linealmente en el intervalo, es fácil mostrar que:

$$D_A = D'_A - \frac{\lambda_B - \lambda_A}{\lambda_C - \lambda_A} (D'_B - D'_A) \quad (14)$$

$$D_B = D'_A + \frac{\lambda_B - \lambda_A}{\lambda_C - \lambda_A} (D'_B - D'_A) \quad (15)$$

$$D_C = D'_B + \frac{\lambda_C - \lambda_B}{\lambda_C - \lambda_A} (D'_B - D'_A) \quad (16)$$

A continuación se da un ejemplo numérico basado en datos del promedio de las lecturas de 40 placas obtenidas con el espectrógrafo Hussey de La Plata, con la cámara de 18 $\overset{\circ}{\text{A}}$ /mm en H γ :

Determinamos la dispersión para tres líneas del espectro, aplicando las fórmulas (12), (14), (15) y (16):

	λ	s	D
1)	4071,740	97,1445	- 13,37
	4107,492	94,5260	
	4147,673	91,7090	
2)	4294,128	82,4515	- 17,89
	4337,049	80,0000	
	4375,932	77,8680	
3)	4459,121	73,5770	- 21,60
	4494,568	71,8510	
	4528,619	70,2485	

Determinamos las constantes: s_0, λ_0 y α aplicando las fórmulas: (11), (9), (10) y (8) a los datos:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 4071,740 & s_1 &= 97,1445 & D_1 &= - 13,37 \\ \lambda_2 &= 4337,049 & s_2 &= 80,0000 & D_2 &= - 17,89 \\ \lambda_3 &= 4528,619 & s_3 &= 70,2485 & D_3 &= - 21,60 \end{aligned}$$

se obtiene:

$$\begin{aligned} s_0 &= - 21,1032 & \lambda_0 &= 2230,162 & \alpha &= 1,1648393 \\ & & \lambda_0 &= 2230,162 & \alpha &= 1,1648393 \\ & & & & \alpha &= 1,1648393 \end{aligned}$$

Cuando es necesario reducir un gran número de placas en las cuales se determina la velocidad radial con un mismo conjunto de líneas, es habitual usar una tabla de reducción auxiliar, que da para cada línea de la estrella (suponiendo que ella tenga velocidad radial cero) la lectura "calculada". De lo expuesto se ve inmediatamente como se debe proceder.

Con la (5) se calculan las dispersiones para las líneas del hierro más cercanas a cada línea de la estrella, con la fórmula (15) la dispersión para cada línea del espectro estelar y con la (7) finalmente se determina las "lecturas calculadas", con las cifras decimales necesarias.

Cabe mencionar que el error cuadrático medio de la velocidad radial, determinada con la aplicación de los valores de las constantes obtenidas, resulta un 30 ó 50% menor que cuando se efectúa la reducción de la placa con la aplicación habitual de la fórmula de Hartmann ($\alpha = 1$).

Bibliografía.

- 1) Hartmann J., Publ. Potsdam, n° 42, 1898.
- 2) Eberhard G., Publ. Potsdam, n° 54, 1907.
- 3) Eberhard G., Handbuch der Astrophysik, Tomo 1, p. 355, 1933.
- 4) Eberhard G., Handbuch der Astrophysik, Tomo 1, p. 357, 1933.

Summary.

A NEW METHOD FOR THE DETERMINATION OF HARTMANN'S FORMULA

This method permits to determine easily the constants of the Hartmann's formula making use of the equations (8), (9), (10) and (11) of this paper. Specially interesting is the point that the exponent α can be determined accurately. A numerical example is given.