

PUBLICACIONES DEL OBSERVATORIO ASTRONÓMICO DE LA UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

DIRECTOR : CAPITÁN DE FRAGATA (R.) GUILLERMO O. WALLBRECHER

**SERIE ASTRONÓMICA. — Tomo XXIII**

# **LAS FORMULAS DE LA ABSORCION INTERESTELAR GENERAL**

**EN 8 LONGITUDES DE ONDA EFECTIVA**

POR

**HERBERT WILKENS**



LA PLATA

OBSERVATORIO ASTRONÓMICO

—  
1947

Imprenta y Casa editora Coxí, Perú 684, Buenos Aires

# AUTORIDADES DE LA UNIVERSIDAD

---

## INTERVENTOR

DOCTOR ORESTES E. ADORNI

## SECRETARIO GENERAL DE LA INTERVENCIÓN

DOCTOR DIEGO J. J. MARTINEZ

## GUARDA SELLOS

DOCTOR FERNANDO SCHWEIZER

## SECRETARIO PRIVADO DEL INTERVENTOR

DOCTOR DANIEL HUGO NEGRETTE

## PROSECRETARIO GENERAL DE LA INTERVENCIÓN

SEÑOR RODOLFO A. CAMPOLONGO

## SECRETARIO GENERAL DE LA UNIVERSIDAD Y DEL CONSEJO SUPERIOR

DOCTOR JULIO M. LAFFITTE

## DELEGADOS INTERVENTORES

Facultad de Agronomía : DOCTOR EMILIANO J. MAC DONAGH.

Facultad de Ciencias Físicomatemáticas : INGENIERO ANÍBAL F. COLLAZO.

Facultad de Ciencias Jurídicas y Sociales : DOCTOR JULIO M. LAFFITTE.

Facultad de Humanidades y Ciencias de la Educación : DOCTOR DIEGO J. J. MARTÍNEZ

Facultad de Medicina Veterinaria : DOCTOR JORGE E. DURRIEU.

Facultad de Química y Farmacia : DOCTOR CARLOS ALBERTO CASTRO.

Facultad de Ciencias Médicas : DOCTOR JOAQUÍN D. MARTÍNEZ.

Escuela de Bellas Artes : DOCTOR EDUARDO S. CORAZZI.

## DIRECTORES DE INSTITUTOS SUPERIORES

Instituto del Museo : DOCTOR EMILIANO J. MAC DONAGH.

Instituto del Observatorio Astronómico : CAPITÁN DE FRAGATA (R.) GUILLERMO O. WALLBRECHER.

## ENCARGADO DE PUBLICACIONES

ABOGADO ESTANISLAO DE URBASA

# INSTITUTO DEL OBSERVATORIO ASTRONÓMICO

Y

## ESCUELA SUPERIOR DE CIENCIAS ASTRONÓMICAS Y CONEXAS

---

DIRECTOR

CAPITAN DE FRAGATA (R) GUILLERMO O. WALLBRECHER

SECRETARIO

ABOGADO ANDRES GUILLEN

### PERSONAL DOCENTE, CIENTÍFICO Y TÉCNICO

Jefes de Departamento y Profesores : INGENIEROS MIGUEL A. AGABIOS, SIMÓN GERSHÁNIK y NUMA TAPIA. y  
DOCTOR ALEXANDER WILKENS.

Jefes de departamento : AGRIMENSORES ÁNGEL A. BALDINI, MIGUEL ITZIGSOHN y PASTOR J. SIERRA (interino.)

Profesor *Ad honorem* : DOCTOR REYNALDO P. CESCO.

Astrónomo de Primera : AGRIMENSOR HUGO ARTURO MARTÍNEZ.

Astrónomos de Segunda : SEÑOR SILVIO MANGARIELLO, DOCTOR PASCUAL SCONZO (Jefe de la Sección Efemérides),  
y DOCTOR HERBERT WILKENS.

Astrónomos de Cuarta : AGRIMENSOR GUILLERMO H. BOREL, SEÑOR JORGE A. GARBARINO, SEÑORITA HULDA ALICIA  
HARTMANN, SEÑOR BENSIÓN MAYO y SEÑOR DOMINGO S. SARMIENTO.

Calculista : SEÑOR JULIO LENZI.

Ayudantes Técnicos de Primera : SEÑOR ASCENSIÓN L. CABRERA, SEÑOR CARLOS O. R. JASCHEK y SEÑORITA SUSANA MARTÍNEZ SALAS.

Ayudante Técnico de Segunda : SEÑOR JOSÉ BLASETTI.

Meteorólogo : SEÑOR LUIS E. DAGNINO.

Ayudantes Técnicos de Tercera : SEÑOR JUAN CARBIA (H), SEÑOR LUIS A. CETTOLO y SEÑOR JOSÉ BIENVENIDO.

Ayudantes Técnicos de Cuarta : SEÑORITA AMELIA CANOSA EVANS, SEÑORITA MERCEDES ISABEL CORVALAN y SEÑOR  
ZELMAR H. MONASTERIO SEGÚ.

Ayudante : SEÑORITA ELENA ALICIA BAUER.

Mecánico Especialista : SEÑOR ATLANTO FRESNEDA.

Óptico : SEÑOR CARLTON J. PEARSON.

## AGRADECIMIENTO

El autor expresa su sincero agradecimiento al Ex-Director del Observatorio Ing. Virginio Manganiello, por la amabilidad con que siempre le dispuso su benevolente apoyo. Ello hizo en especial posible que la impresión de la figura 1, con el « Diagrama S-T-Z de la absorción interestelar », que es la más importante novedad de esta publicación, fuese efectuada a seis colores, como es requerido para su completa y fácil comprensión.

Asimismo el autor se siente agradecido al actual Director, Capitán de Fragata (R) Guillermo O. Wallbrecher, por el interés que mostró, en que este trabajo se editara cuanto antes, y por haber accedido a que tuviera un apéndice en alemán para la mejor divulgación de los resultados en el mundo científico.

Quiere además manifestar su especial agradecimiento al señor Andrés Guillén, actualmente secretario del Observatorio, por haberlo ayudado con tanta solicitud como en años pasados, teniéndolo al corriente de las novedades bibliográficas y resolviendo satisfactoriamente las muchas dificultades de la impresión.

Finalmente desea dar las gracias al señor Juan José Nissen, por haber traducido al castellano su manuscrito alemán, y al señor Carlos O. R. Jaschek por haber revisado esa traducción.



# LAS FÓRMULAS DE LA ABSORCIÓN INTERESTELAR GENERAL

## EN 8 LONGITUDES DE ONDA EFECTIVA

### INTRODUCCIÓN

Esta publicación es en cierto modo el remate de las investigaciones que el autor lleva efectuadas sobre el problema de la absorción interestelar de la luz. Aquellos lectores que quieran informarse con algún detalle sobre las primeras investigaciones consagradas a este problema, pueden consultar, p. ej. la exposición del autor al principio de su anterior publicación (del año 1945): « Estadística estelar, simultáneamente en varias longitudes de ondas efectivas, y las leyes de la absorción interestelar ».

Digamos ya, con motivo de esta primera cita, que toda referencia bibliográfica que ocurra en el texto de este artículo, se efectuará indicando solamente el año de publicación del correspondiente trabajo. Los detalles pertinentes pueden obtenerse en el índice bibliográfico final, donde los trabajos citados han sido ordenados primeramente según el año de publicación y luego, para cada año, según el nombre del autor.

Los valores obtenidos para los distintos coeficientes de la absorción interestelar suelen ser muy dispares, aún en trabajos modernos. No es raro que se halle para el coeficiente  $\frac{dS}{dR}$  correspondiente por ejemplo a la absorción azul ( $\lambda \sim 430 \mu\mu$ ) un nuevo valor (que importa quizás una o varias magnitudes por kiloparsec, pero quizás sólo una fracción de magnitud por kiloparsec) y que difiera de todos los otros atribuidos a él anteriormente. Lo mismo puede ocurrir en la onda efectiva amarilla ( $\lambda \sim 530 \mu\mu$ ) y por cierto también tratándose del coeficiente de absorción diferencial  $\frac{d}{dR}(S_{\lambda_1} - S_{\lambda_2}) = \frac{d}{dR}E_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2}$  entre dos longitudes de onda  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  cualesquiera. Para un mismo coeficiente se ha obtenido, en el curso de los últimos 10-20 años, un abigarrado montón de valores, operando en las más distintas regiones del cielo — pero también a veces en regiones muy vecinas y aún enfiladas; y finalmente esto ha conducido automáticamente al convencimiento [ver por ejemplo: J. Stebbins, C. M. Huffer and A. E. Whitford (1939, 1940)] de que *la idea de una capa uniforme con coeficientes constantes de absorción interestelar para una longitud de onda individual (= valores absolutos) o entre dos longitudes de onda (= valores selectivos) no puede ser ya sustentada*. Pues las «nubes» que motivan la absorción interestelar resultan estar evidentemente demasiado sueltas e irregularmente distribuidas, siendo por lo tanto su efecto

absorbente y colorante sobre la luz de las estrellas en buena parte irregular. Solamente unas pocas características importantes resultan en forma incuestionable de las observaciones, a saber :

- 1) Las nubes absorbentes se hallan en general en las proximidades del plano galáctico.
- 2) La coloración interestelar es mayor en la dirección hacia el centro de la galaxia que en la dirección contraria.
- 3) Aun las regiones más brillantes de la vía láctea están parcialmente oscurecidas.
- 4) En general, los distintos coeficientes de absorción  $\frac{dS}{dR}$ ,  $\frac{dE}{dR}$  solamente pueden ser consideradas

como constantes hasta 1 kpc (o a lo sumo hasta 2 kpc); en casi todas las direcciones del cielo disminuyen de valor cuando se va más lejos, llegando a veces a anularse por completo. A más, queda por elucidar la cuestión [formulada por Wilhelm Becker (1938)] de si la materia interestelar se presenta únicamente en forma de nubes oscuras aisladas, dispuestas como cortinados en el espacio, o si las tales nubes oscuras no son sino regiones de mayor densidad en una capa de conexión no interrumpida de materia interestelar.

Es natural que no pasara mucho tiempo sin que la dependencia de la absorción interestelar  $S$  de la longitud de onda  $\lambda$ , en la conocida forma  $S(\lambda) \sim \lambda^X$ , fuera examinada tanto en su aspecto puramente teórico [E. Schoenberg (1932); E. Schoenberg u. B. Jung (1934, 1937); C. Schalén (1934, 1939); etc.] como también empíricamente mediante observaciones adecuadas [R. J. Trümpler (1930.2); O. Struve, P. C. Keenan and J. A. Hynek (1934); J. Rudnick (1936); J. S. Hall (1937); O. A. Melnikov (1937); Herbert Wilkens (1937); J. L. Greenstein (1938); etc.]. En esas numerosas investigaciones los valores atribuidos al exponente  $X$  van desde  $-1$  hasta  $-8$ , y la inseguridad sobre su verdadero valor resultaba ser casi tanta como para el coeficiente  $\frac{d}{dR} S(\lambda)$  de una determinada longitud de onda efectiva  $\lambda$ .

Sin embargo, de esas investigaciones parecía resultar por lo menos que en las inmediatas proximidades de nuestro plano galáctico (digamos para  $Z < 0.100$  kpc) se tiene casi siempre  $X \approx -1,2$ ; es decir, que el exponente  $X$  es algo más negativo que  $-1$ . Por lo demás parece [según B. Sticker (1937); Herbert Wilkens (1937); J. L. Greenstein and L. G. Henyey (1941)] que la parte de la absorción interestelar que no depende de la longitud de onda es, si no nula, por lo menos ciertamente muy pequeña; en consecuencia nosotros continuaremos despreciándola por completo también en esta investigación.

La finalidad del anterior trabajo del autor [1945] era intentar poner fin «en cierto sentido» a esta confusión reinante en el problema de la absorción interestelar. Ya que para una determinada longitud de onda efectiva  $\lambda$  el sencillo cómputo de la fracción  $\frac{\Delta S_\lambda}{\Delta R}$  en los diversos casos tratados había conducido a valores diferentes, se le ocurrió pensar que quizá postulando una única y apropiada función  $S_\lambda(R)$  de la distancia  $R$  (en kpc) todos esos diferentes resultados pudieran explicarse satisfactoriamente; y en este sentido fué muy alentador el resultado logrado por Oort (1938, 1 y 2) sobre la función  $E_{426-477}(Z)$  considerado como dependiente de la distancia  $Z$  al plano galáctico, del que tuvo conocimiento el autor precisamente al principio de su investigación. Una investigación de tal envergadura no era posible sino apoyándose en recuentos de estrellas efectuados en varias (por lo menos dos) longitudes de onda efectiva y que abarcaron desde las más brillantes hasta las más débiles estrellas. En consecuencia, los números estelares en el azul y en el amarillo de Seares, van Rhijn, Joyner y Richmond, publicados por Mount

Wilson en 1925 y que son resultado de promedios extendido a casi todo el cielo, fueron simultáneamente sometidos a un análisis teórico con ayuda del esquema de Kapteyn según el método de Bok. Así se lograron simultáneamente las funciones

$$S_{\lambda=430\mu\mu} (B; R) \quad \text{y} \quad S_{\lambda=530\mu\mu} (B; R)$$

de la absorción interestelar azul y amarilla en su dependencia de la latitud galáctica  $B$  y de la distancia  $R$ ; y ellos sirvieron, en la segunda parte de aquella investigación del autor (1945), para mostrar que se podía explicar mediante ese mismo sistema ampliado de funciones de la absorción interestelar los ya observados y elaborados excesos de color  $E_{426-477} \simeq E_{430-480}$  de las estrellas de tipo B [Stebbins y Huffer (1934); Stebbins, Huffer y Whitford (1939, 1940. 1, 2); J. H. Oort (1938, 1, 2)] y de los cúmulos globulares, situados diez veces más lejos [Stebbins y Whitford (1936)]. Tal sistema es válido en el « cierto sentido » antes aludido: o sea *con la restricción de que las funciones  $S_{\lambda}(R)$  y los exponentes  $X(\lambda)$  que las relacionan entre sí se supongan promediados para todas las longitudes galácticas*. El autor llegó en la referida publicación (1945) a los siguientes resultados:

1) Las funciones de la absorción interestelar general no dependen en forma puramente lineal de la distancia al sol, sino tienen un andar similar al de la función arc tg. Para la correspondiente a la longitud de onda efectiva  $\lambda$  es apropiado suponer que la forma matemática de su dependencia de la latitud galáctica  $B$  y de distancia verdadera  $R$  es en general

$$S_{\lambda}(B; R) = \frac{T_0 \cdot R}{1 + \frac{T_0 \cdot R}{S_{\infty} \cdot \csc |B|}}$$

siendo  $T_0$ ,  $S_{\infty}$  constantes que dependen de  $\lambda$ . En particular se tiene

$$S_{\lambda=430\mu\mu} (B; R) = \frac{3.162 R}{1 + \frac{3.162 R}{0.398 \csc |B|}}; \quad S_{\lambda=480\mu\mu} (B; R) = \frac{2.833 R}{1 + \frac{2.833 R}{0.338 \csc |B|}}$$

$$S_{\lambda=530\mu\mu} (B; R) = \frac{2.566 R}{1 + \frac{2.566 R}{0.126 \csc |B|}}; \quad S_{\lambda=630\mu\mu} (B; R) = \frac{2.158 R}{1 + \frac{2.158 R}{0.016 \csc |B|}}$$

suponiendo  $R$  expresado en kiloparsecs. La inexactitud de las constantes  $T_0$  y  $S_{\infty}$  es aproximadamente  $\pm 20\%$ ; debiéndose además recordar que según las propias palabras del autor [1945, « Estadística... », pág. 109] el resultado sobre la absorción roja  $S_{\lambda=630\mu\mu} (B; R)$  debe considerarse como « *una tentativa muy insegura* ».

De estas fórmulas resultan inmediatamente los siguientes semivalores  $S(90^\circ; \infty) = S_{\infty}$  de la absorción interestelar de polo a polo:

$$S_{\lambda=430\mu\mu} (90^\circ; \infty) = 0^m 398 \qquad S_{\lambda=480\mu\mu} (90^\circ; \infty) = 0^m 338$$

$$S_{\lambda=530\mu\mu} (90^\circ; \infty) = 0^m 126 \qquad S_{\lambda=630\mu\mu} (90^\circ; \infty) = 0^m 016$$

y los siguientes valores  $\left[ \frac{\Delta S(B; R)}{\Delta R} \right]_{\lim R \rightarrow 0} = T(0) = T_0$  de los coeficientes de absorción en el plano galáctico :

$$\begin{aligned} T_{\lambda=430\mu\mu}(0) &= 3.162 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}} & T_{\lambda=480\mu\mu}(0) &= 2.833 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}} \\ T_{\lambda=530\mu\mu}(0) &= 2.566 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}} & T_{\lambda=630\mu\mu}(0) &= 2.158 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}. \end{aligned}$$

De acuerdo con esas fórmulas, nuestro Sol se encontraría en medio de una capa absorbente fuertemente concentrada hacia el plano galáctico, pero que perdiendo densidad se extendería muy lejos a ambos lados del mismo. A una distancia de 1 kpc del plano galáctico sería extraordinariamente tenue, aunque de efectos aún sensibles.

2) Relacionando las funciones de absorción según la regla

$$\frac{S_{\lambda}}{S_{\lambda=430\mu\mu}} = \left( \frac{\lambda_{\mu\mu}}{430} \right)^x$$

quedan definidos los exponentes  $x$ , para los cuales resultan valores que en forma muy sumaria se indican a continuación :

$$\begin{aligned} x(Z=\infty; \lambda=480) &= -1.5; & x(Z=\infty; \lambda=530) &= -5.5; & x(Z=\infty; \lambda=630) &= -8.4 \\ x(Z \neq 0; \lambda) &= x(Z; \lambda) & &= \dots \neq \text{const.} \dots & & \\ x(Z=0; \lambda) &= x(\lambda) & &= -1.0 = \text{const.} \dots & &= -1.0 \dots &= -1.0 \end{aligned}$$

La conocida ley  $\lambda^{-1}$  de coloración interestelar valdría según esto solamente para muy pequeñas distancias  $Z$  al plano galáctico. En la ley general  $\lambda^x$  el exponente  $x$  disminuye fuertemente cuando crece  $Z$  y también cuando crece  $\lambda$ .

A fin de poder aplicar con facilidad y rapidez estas nuevas fórmulas de la absorción interestelar general a cualquier estrella de latitud galáctica  $B$  y de distancia verdadera  $R$  — y por consiguiente de distancia  $Z = R \cdot \sin B$  al plano galáctico — fué ideado el « esquema B-R-Z » [Herbert Wilkens 1945, tabla 14].

Un vistazo al mismo es suficiente para lograr una impresión viva del complicado juego de colores que se desarrolla cuando luz de diversas ondas atraviesa los estratos de variada densidad que en conjunto constituyen la gran capa galáctica de materia absorbente. Especialmente en las proximidades del plano galáctico la variación de la densidad y del poder absorbente de los estratos se produce con manifiesta rapidez. Teniendo esto presente, no debemos extrañarnos porque los distintos investigadores no lograran resultados concordantes en el valor de un determinado coeficiente de absorción, por ejemplo  $T_{430}$ , ni sobre el valor del exponente  $x$  de la coloración interestelar; pues en realidad no existen tales constantes en sentido absoluto.

Sin embargo, el fenómeno de absorción en nuestro sistema galáctico no es en realidad tan sencillo como pareciera seguirse de lo que se acaba de decir. Esta complicación ha sido puesta en evidencia

sometiendo las nuevas fórmulas de absorción a un control riguroso, según se refiere en la última parte de nuestra publicación (1945). Como material de control sirvieron principalmente los excesos de color  $E_{430-480}$  observados de 1332 estrellas de tipo B y sus correspondientes módulos de distancia  $(m_s - M)_{530}$  « observados », es decir afectados por absorción interestelar (amarilla); datos todos ellos aportados por Stebbins, Huffer y Whitford (1940.1). Pero también se usó con gran provecho el trabajo de O'Keefe (1941), donde con especial cuidado se redetermina la clase espectral de 178 estrellas de tipo B y la magnitud absoluta visual de 130 de ellas, con excesos de color  $E_{430-480}$  observados casi siempre mayores que  $0^m20$ . Ese control de nuestras nuevas fórmulas dió fundamento a una manifestación que hicimos (1945, « Estadística... », pág. 128), que incluye también nuestra respuesta a la cuestión formulada por Wilhelm Becker (1938) con respecto a la forma de distribución de la materia absorbente en nuestra galaxia; considerándola de especial importancia la reproduciremos textualmente a continuación:

« *Determinando sólo con suficiente exactitud los tipos espectrales y las luminosidades absolutas de estrellas de color alterado, se comprueba con bastante exactitud que una gran parte de ellas (más o menos la mitad o aun más) se presenta alterada en su color por una capa interestelar de absorción que obedece en nuestra vía láctea a fórmulas perfectamente determinadas. Los fenómenos de alteración de color observados en la otra mitad de las estrellas en o entre diferentes longitudes de ondas efectivas, ahora como antes se deben atribuir ya sea a que la luz de estas estrellas en su camino hacia nosotros ha pasado por uno o varios de los muchos lugares de irregularidad existentes en nuestra capa galáctica de absorción, que por lo demás se presenta construída muy regularmente, o de lo contrario a que esto es provocado por una distribución anormal de la energía que se revela en el espectro de estas estrellas particulares. En realidad esto último parece ocurrir raras veces; Wilhelm Becker (1939. 2) no registra, por ej., en una lista de 200 estrellas de los tipos B y cB ningún caso; antes por el contrario de la alteración de color de estas 200 estrellas comprobó siempre su origen interestelar* ».

## 1. ORIGEN Y OBJETO DE ESTE TRABAJO

Como acaba de ser recordado en la Introducción precedente, en nuestra anterior publicación del año 1945 conseguimos expresar los excesos de color  $E_{430-480}$  observados tanto en las estrellas de tipo B cuanto en los cúmulos globulares, empleando una *única* función.

$$E_{430-480}(B; R) = S_{430}(B; R) - S_{480}(B; R)$$

dependiente de la latitud galáctica B y de la distancia verdadera R, a pesar de que los cúmulos globulares ( $\bar{R} \simeq 10-20$  kpc), que están unas diez veces más lejos que las estrellas de tipo B ( $R \simeq 1-2$  kpc), tienen excesos de color más o menos unas dos veces mayores que los de éstas. También se recordó que únicamente una parte de las estrellas se ajustaban — pero en forma sorprendentemente exacta — a las nuevas fórmulas de absorción interestelar, mientras que el resto no lo hacía en modo alguno.

Para el autor, la nueva publicación de Joel Stebbins y A. E. Whitford (1943): « Six-color photometry of stars, I. The law of space reddening from the colors of O and B stars » llegó como respondiendo a sus deseos, debido a la oportunidad que le proporcionaba para mejorar la insegura fórmula dada (1945) para la absorción interestelar roja  $S_{630}$  (B ; R) ; para controlar la evidente división de las estrellas en los dos grupos de « regularmente » coloreadas y de « irregularmente » coloreadas y poder quizá evidenciar el fenómeno en cada caso individual ; y en general, para redeterminar más exactamente, si fuera posible, las dos constantes  $T_0$  y  $S_\infty$  correspondientes a las distintas longitudes de onda. Con las ideas originales que acababa de lograr sobre las leyes de la absorción interestelar, mal podía el autor contentarse con la mera prueba de la ley  $\lambda^{-1}$  a que se habían limitado Stebbins y Whitford (que por cierto no podían conocer aún la nueva teoría). Por el contrario, las discrepancias sistemáticas de los nuevos datos observacionales con respecto a esa ley  $\lambda^{-1}$ , siempre en el mismo sentido para las cuatro longitudes de onda efectiva  $\lambda = 422, 488, 570, 719 \mu\mu$ , tuvieron por efecto que el autor no pudiera permanecer sordo a la exhortación que hacen Stebbins y Whitford al final de su artículo, de llevar adelante el estudio teórico del material que aportan. Pues de inmediato tuvo la vehemente sospecha de que los colores observados por Stebbins y Whitford en las 6 longitudes de onda efectiva  $\lambda = 353, 422, 488, 570, 719, 1030 \mu\mu$  pudieran seguir la regla de Melnikov (1937), según la cual cada longitud de onda efectiva tiene su propia ley  $\lambda^N$ , tal como precisamente entonces (1945) lo había comprobado en su investigación sobre « Estadística estelar, simultáneamente en varias longitudes de ondas efectivas, y las leyes de la absorción interestelar ».

## 2. PREPARACIÓN DEL MATERIAL OBSERVACIONAL

Stebbins y Whitford en su investigación (1943) han determinado la coloración interestelar formando para distintas parejas de estrellas del mismo tipo espectral las diferencias de sus colores en 6 particulares longitudes de onda. Así por ejemplo para las 16 estrellas de tipo O que figuran en su tabla 3 calculan :

Color de la 9ª estrella	<i>menos</i>	Color de la 1ª estrella
» 10ª	»	» 2ª
. . . . .	. . . . .	. . . . .
» 16ª	»	» 8ª

Es posible que de esta manera se obtenga una mejor alisadura de ciertos inevitables errores de observación, lo que con la subsiguiente introducción de una escala unitaria mediante división por las diferencias de color (U-I) puede tener un efecto ventajoso en el examen teórico a que se someten luego sus resultados observacionales.

Nosotros empero renunciaremos a una tal mejora artificial de los datos observacionales. Por el contrario, empezaremos con la intención de aprovechar íntegramente los colores observados por Stebbins y Whitford. Por eso es que compararemos a todas las estrellas de un grupo espectral con *una misma* estrella del grupo, que será naturalmente aquella que a ojos vista esté menos afectada por la absorción inter-





estelar. En consecuencia, para cada uno de los cuatro grupos de estrellas de tipo B0, B1, B2 y B3 hemos elegido como estrella de comparación la que lleva en la tabla 3 de Stebbins y Whitford el número 1. Los números atribuidos por esos dos autores a las distintas estrellas son reproducidas en nuestra gran tabla 2 en ambas columnas 0.1 de los extremos izquierdo y derecho. Pero para el grupo de estrellas de tipo O hemos elegido como estrella de comparación la n° 2 y no la n° 1, debido a que en ésta — como ya Stebbins y Whitford lo señalan a pág. 30 en su artículo — la medición del color infrarojo ( $\lambda_{ef=1030\mu}$ ) resulta inexplicablemente distinta de lo que pudiera esperarse. (Debido a ello, en la figura 3 de Stebbins y Whitford, donde se dan gráficamente las discrepancias con respecto a la ley  $\lambda^{-1}$ , la curva correspondiente a la pareja en que entra dicha estrella tiene un fuerte pico). Todos los datos correspondientes a las cinco estrellas de comparación están asentados en nuestra gran tabla 2, bien destacadas entre dos barras horizontales.

Previamente y para hacer más perspicuo al cálculo, correremos para cada estrella las magnitudes U, V, B, G, R, I dadas en la tabla 3 de Stebbins y Whitford en el importe I, con lo que se transforman en las magnitudes  $U_0, V_0, B_0, G_0, R_0, I_0$ , siendo naturalmente  $I_0 = 0$  para todas. Recién después de hecho esto procedemos a cotejar los colores de las distintas estrellas, formando las diferencias correspondientes a las 6 particulares longitudes de onda. En esta operación usamos para cada grupo una única estrella de comparación, elegida como acaba de decirse.

Bastará tratar un solo ejemplo típico, que se hallará elaborado en nuestra tabla 1. Tomemos la estrella B0 n° 13, cuyo color compararemos con el de la estrella B0 n° 1. Las cifras tumbadas en el encabezamiento en la tabla 1 indican longitudes de onda efectiva medidas en  $\mu$ . El significado de las cifras en las columnas 4.1, 4.2, 4.3, 4.5, 4.7, 4.8 bajo los títulos

$$\begin{array}{cccccc} U, & V, & B, & G, & R, & I \\ U_0, & V_0, & B_0, & G_0, & R_0, & I_0 \end{array}$$

se entiende pues de inmediato. La 3ª fila en esas columnas se originan formando las diferencias de color, para cada una de las 6 longitudes de onda efectiva, entre esa estrella y la estrella de comparación, por ejemplo :

$$\begin{array}{l} U_0(n^\circ 13) - U_0(n^\circ 1) = (\Delta S_{353})_{ob}, n^\circ 13-1 \\ \quad - 1^m 09 \quad + 3^m 53 = + 2^m 44 \\ V_0(n^\circ 13) - V_0(n^\circ 1) = (\Delta S_{422})_{ob}, n^\circ 13-1 \\ \quad - 0^m 47 \quad + 2^m 49 = + 2^m 02 \\ \dots \dots \dots \end{array}$$

Para la estrella de comparación misma resulta naturalmente  $(\Delta S_\lambda)_{ob} = 0$ , es decir, se supone en primera aproximación, como expediente para dar comienzo a la investigación, que esa estrella no está afectada por absorción interestelar en ninguna longitud de onda. La fila de los 6 valores  $(\Delta S_\lambda)_{ob}$  así obtenidos :

$$+ 2^m 44, \quad + 2^m 02, \quad + 1^m 71, \quad + 1^m 26, \quad + 0^m 68, \quad 0^m$$

nos da pues en primera aproximación (es decir suponiendo  $S_{1030} = 0$ ) el andar de la absorción interestelar que afecta a la estrella Bo n° 13. Digamos que esta 3ª fila es reproducida, en las columnas igualmente numeradas, en nuestra gran tabla 2 ; pero allí aparece como la primera fila correspondiente a la estrella en cuestión, ya que constituye la base de la ulterior elaboración.

Lo único que con gran probabilidad podemos por ahora decir de nuestros 6 valores  $(\Delta S_\lambda)_{ob}$ , es que son valores mínimos de la absorción interestelar, puesto que al fin de cuentas no hay razón para que sea  $S_{1030} = 0$ , según se ha supuesto en primera y provisoria aproximación. Pero quizá sea posible que podamos lograr una estimación más justa de los 6 importes  $\Delta S_\lambda$  aplicando el esquema B-R-Z de la absorción interestelar. Recurriremos al único esquema de esta especie que por el momento existe, a saber, al nuestro propio (1945, tabla 14). Lo usaremos en la forma indicada con referencia a la ecuación [8.3] en página 119 de la citada publicación.

El cálculo se hace como pasamos a detallar (refiriéndose siempre en especial a la estrella Bo n° 13 elegida para ejemplo ; véanse las columnas 1.2-1.6 de nuestra tabla 1). El dato inicial es la magnitud visual aparente observada,  $m_{ob} = 7^m 10$ , que tomamos directamente de las publicaciones de Stebbins y Whitford (1940.1 y 1943) y para la cual valen las advertencias que sobre su origen hacen allí esos dos autores,  $m_{ob}$  está naturalmente afectada por absorción interestelar (visual,  $\lambda \simeq 530\mu\mu$ ). Para su magnitud visual absoluta, de acuerdo con nuestra publicación 1945, tabla 23, hemos adoptado

$$-M_{11W}(Sp = Bo) = + 3^m 4$$

El tipo espectral ha sido tomado de Stebbins, Huffer y Whitford (1940.1). Se sigue pues Módulo de distancia visual observado :

$$\text{Mod}_{ob} = \left\{ \begin{array}{l} + (m_{530})_{ob} \\ - M_{530} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} + 7 \cdot 10 \\ + 3.4 \end{array} \right\} = 10^m 50$$

Como se consigna en nuestra tabla 1, es posible mediante nuestro esquema B R-Z (1945, tabla 14) dar cuenta de este resultado mediante su descomposición en dos sumandos :

$$\text{Absorción interestelar visual : } (S_{530})_{ta} = 1^m 28$$

y

$$\text{Módulo de distancia verdadero : } \text{Mod}_{ta} = 9^m 22$$

El esquema nos dice además que a este último corresponden

$$\log |Z| = 0,29 \cdot 2$$

$$(E_{426-477})_{ta} = 0^m 21$$

$$(S_{430})_{ta} = 1^m 95, \quad (S_{630})_{ta} = 0^m 42$$

A fin de poder cotejar mejor estos valores  $S_{ta}$  y  $E_{ta}$  con los valores  $(\Delta S)_{ob}$ , en las columnas 4.4 y 4.6 de la tabla 1 (y también de la tabla 2) se han calculado las sencillas expresiones



S + H + W [1940 Ap J 94 p 26 Table 3]				O'K [1941 Ap J 94 p 357 Table 4]				HW (1945)				Stebbins + Whitford [1943 Ap J 98 p 24 Table 4]										HW (1948)																																									
00	01	02	03	11	12	14	16	18	21	22	24	26	28	31	32	34	36	38	4.0	4.1	4.2	4.3	4.4	4.5	4.6	4.7	4.8	5.0	5.4	0.1																																	
HD	L <sub>1</sub>	L <sub>2</sub>	L <sub>3</sub>	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>5</sub>	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>5</sub>	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>5</sub>	L <sub>1</sub>	L <sub>2</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ab</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>bc</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>cd</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>de</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ef</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>gh</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>hi</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ij</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>kl</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>lm</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>no</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>op</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>qr</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>st</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>uv</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>wx</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>yz</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>aa</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>bb</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>cc</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>dd</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ee</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ff</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>gg</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>hh</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ii</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>jj</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>kk</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ll</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>mm</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>nn</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>oo</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>pp</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>qq</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>rr</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ss</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>tt</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>uu</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>vv</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>ww</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>xx</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>yy</sub>	(L <sub>1</sub> ) <sub>zz</sub>
198781	5	0.73	+1.25	108	0.08	0.12	0.16	0.20	0.24	0.28	0.32	0.36	0.40	0.44	0.48	0.52	0.56	0.60	0.64	0.68	0.72	0.76	0.80	0.84	0.88	0.92	0.96	1.00	1.04	1.08	1.12	1.16	1.20	1.24	1.28	1.32	1.36	1.40	1.44	1.48	1.52	1.56	1.60	1.64	1.68	1.72	1.76	1.80	1.84	1.88	1.92	1.96	2.00										
205139	7	0.81	+0.64	103	0.07	0.11	0.15	0.19	0.23	0.27	0.31	0.35	0.39	0.43	0.47	0.51	0.55	0.59	0.63	0.67	0.71	0.75	0.79	0.83	0.87	0.91	0.95	0.99	1.03	1.07	1.11	1.15	1.19	1.23	1.27	1.31	1.35	1.39	1.43	1.47	1.51	1.55	1.59	1.63	1.67	1.71	1.75	1.79	1.83	1.87	1.91	1.95	1.99	2.03									
218347	9	0.70	+0.28	137	0.14	0.18	0.22	0.26	0.30	0.34	0.38	0.42	0.46	0.50	0.54	0.58	0.62	0.66	0.70	0.74	0.78	0.82	0.86	0.90	0.94	0.98	1.02	1.06	1.10	1.14	1.18	1.22	1.26	1.30	1.34	1.38	1.42	1.46	1.50	1.54	1.58	1.62	1.66	1.70	1.74	1.78	1.82	1.86	1.90	1.94	1.98	2.02											
239334	11	0.83	+0.27	161	0.17	0.21	0.25	0.29	0.33	0.37	0.41	0.45	0.49	0.53	0.57	0.61	0.65	0.69	0.73	0.77	0.81	0.85	0.89	0.93	0.97	1.01	1.05	1.09	1.13	1.17	1.21	1.25	1.29	1.33	1.37	1.41	1.45	1.49	1.53	1.57	1.61	1.65	1.69	1.73	1.77	1.81	1.85	1.89	1.93	1.97	2.01												
24398	6	1.03	+0.55	068	0.06	0.10	0.14	0.18	0.22	0.26	0.30	0.34	0.38	0.42	0.46	0.50	0.54	0.58	0.62	0.66	0.70	0.74	0.78	0.82	0.86	0.90	0.94	0.98	1.02	1.06	1.10	1.14	1.18	1.22	1.26	1.30	1.34	1.38	1.42	1.46	1.50	1.54	1.58	1.62	1.66	1.70	1.74	1.78	1.82	1.86	1.90	1.94	1.98	2.02									
109916	10	0.66	+0.23	184	0.19	0.23	0.27	0.31	0.35	0.39	0.43	0.47	0.51	0.55	0.59	0.63	0.67	0.71	0.75	0.79	0.83	0.87	0.91	0.95	0.99	1.03	1.07	1.11	1.15	1.19	1.23	1.27	1.31	1.35	1.39	1.43	1.47	1.51	1.55	1.59	1.63	1.67	1.71	1.75	1.79	1.83	1.87	1.91	1.95	1.99	2.03												
205021	1	0.63	+0.40	064	0.05	0.09	0.13	0.17	0.21	0.25	0.29	0.33	0.37	0.41	0.45	0.49	0.53	0.57	0.61	0.65	0.69	0.73	0.77	0.81	0.85	0.89	0.93	0.97	1.01	1.05	1.09	1.13	1.17	1.21	1.25	1.29	1.33	1.37	1.41	1.45	1.49	1.53	1.57	1.61	1.65	1.69	1.73	1.77	1.81	1.85	1.89	1.93	1.97	2.01									
169454	13	0.43	+0.21	276	0.28	0.32	0.36	0.40	0.44	0.48	0.52	0.56	0.60	0.64	0.68	0.72	0.76	0.80	0.84	0.88	0.92	0.96	1.00	1.04	1.08	1.12	1.16	1.20	1.24	1.28	1.32	1.36	1.40	1.44	1.48	1.52	1.56	1.60	1.64	1.68	1.72	1.76	1.80	1.84	1.88	1.92	1.96	2.00															
198319	8	0.82	+0.11	323	0.21	0.25	0.29	0.33	0.37	0.41	0.45	0.49	0.53	0.57	0.61	0.65	0.69	0.73	0.77	0.81	0.85	0.89	0.93	0.97	1.01	1.05	1.09	1.13	1.17	1.21	1.25	1.29	1.33	1.37	1.41	1.45	1.49	1.53	1.57	1.61	1.65	1.69	1.73	1.77	1.81	1.85	1.89	1.93	1.97	2.01													
286411	12	0.57	+0.04	217	0.18	0.22	0.26	0.30	0.34	0.38	0.42	0.46	0.50	0.54	0.58	0.62	0.66	0.70	0.74	0.78	0.82	0.86	0.90	0.94	0.98	1.02	1.06	1.10	1.14	1.18	1.22	1.26	1.30	1.34	1.38	1.42	1.46	1.50	1.54	1.58	1.62	1.66	1.70	1.74	1.78	1.82	1.86	1.90	1.94	1.98	2.02												
197778	12	0.74	+0.26	151	0.16	0.20	0.24	0.28	0.32	0.36	0.40	0.44	0.48	0.52	0.56	0.60	0.64	0.68	0.72	0.76	0.80	0.84	0.88	0.92	0.96	1.00	1.04	1.08	1.12	1.16	1.20	1.24	1.28	1.32	1.36	1.40	1.44	1.48	1.52	1.56	1.60	1.64	1.68	1.72	1.76	1.80	1.84	1.88	1.92	1.96	2.00												
204457	15	0.18	+0.10	150	0.15	0.19	0.23	0.27	0.31	0.35	0.39	0.43	0.47	0.51	0.55	0.59	0.63	0.67	0.71	0.75	0.79	0.83	0.87	0.91	0.95	0.99	1.03	1.07	1.11	1.15	1.19	1.23	1.27	1.31	1.35	1.39	1.43	1.47	1.51	1.55	1.59	1.63	1.67	1.71	1.75	1.79	1.83	1.87	1.91	1.95	1.99	2.03											
204865	11	0.18	+0.21	140	0.14	0.18	0.22	0.26	0.30	0.34	0.38	0.42	0.46	0.50	0.54	0.58	0.62	0.66	0.70	0.74	0.78	0.82	0.86	0.90	0.94	0.98	1.02	1.06	1.10	1.14	1.18	1.22	1.26	1.30	1.34	1.38	1.42	1.46	1.50	1.54	1.58	1.62	1.66	1.70	1.74	1.78	1.82	1.86	1.90	1.94	1.98	2.02											
104279	10	0.88	+0.08	120	0.10	0.14	0.18	0.22	0.26	0.30	0.34	0.38	0.42	0.46	0.50	0.54	0.58	0.62	0.66	0.70	0.74	0.78	0.82	0.86	0.90	0.94	0.98	1.02	1.06	1.10	1.14	1.18	1.22	1.26	1.30	1.34	1.38	1.42	1.46	1.50	1.54	1.58	1.62	1.66	1.70	1.74	1.78	1.82	1.86	1.90	1.94	1.98	2.02										
169394	17	0.43	+0.15	30	0.25	0.29	0.33	0.37	0.41	0.45	0.49	0.53	0.57	0.61	0.65	0.69	0.73	0.77	0.81	0.85	0.89	0.93	0.97	1.01	1.05	1.09	1.13	1.17	1.21	1.25	1.29	1.33	1.37	1.41	1.45	1.49	1.53	1.57	1.61	1.65	1.69	1.73	1.77	1.81	1.85	1.89	1.93	1.97	2.01														
24760	1	0.82	+0.08	036	0.03	0.07	0.11	0.15	0.19	0.23	0.27	0.31	0.35	0.39	0.43	0.47	0.51	0.55	0.59	0.63	0.67	0.71	0.75	0.79	0.83	0.87	0.91	0.95	0.99	1.03	1.07	1.11	1.15	1.19	1.23	1.27	1.31	1.35	1.39	1.43	1.47	1.51	1.55	1.59	1.63	1.67	1.71	1.75	1.79	1.83	1.87	1.91	1.95	1.99	2.03								
194279	16	0.43	+0.12	300	0.24	0.28	0.32	0.36	0.40	0.44	0.48	0.52	0.56	0.60	0.64	0.68	0.72	0.76	0.80	0.84	0.88	0.92	0.96	1.00	1.04	1.08	1.12	1.16	1.20	1.24	1.28	1.32	1.36	1.40	1.44	1.48	1.52	1.56	1.60	1.64	1.68	1.72	1.76	1.80	1.84	1.88	1.92	1.96	2.00														
196978	13	0.53	+0.09	077	0.07	0.11	0.15	0.19	0.23	0.27	0.31	0.35	0.39	0.43	0.47	0.51	0.55	0.59	0.63	0.67	0.71	0.75	0.79	0.83	0.87	0.91	0.95	0.99	1.03	1.07	1.11	1.15	1.19	1.23	1.27	1.31	1.35	1.39	1.43	1.47	1.51	1.55	1.59	1.63	1.67	1.71	1.75	1.79	1.83	1.87	1.91	1.95	1.99	2.03									
193383	14	0.36	+0.05	126	0.12	0.16	0.20	0.24	0.28	0.32	0.36	0.40	0.44	0.48	0.52	0.56	0.60	0.64	0.68	0.72	0.76	0.80	0.84	0.88	0.92	0.96	1.00	1.04	1.08	1.12	1.16	1.20	1.24	1.28	1.32	1.36	1.40	1.44	1.48	1.52	1.56	1.60	1.64	1.68	1.72	1.76	1.80	1.84	1.88	1.92	1.96	2.00											
212450	5	0.70	+0.21	30	0.30	0.34	0.38	0.42	0.46	0.50	0.54	0.58	0.62	0.66	0.70	0.74	0.78	0.82	0.86	0.90	0.94	0.98	1.02	1.06	1.10	1.14	1.18	1.22	1.26	1.30	1.34	1.38	1.42	1.46	1.50	1.54	1.58	1.62	1.66	1.70	1.74	1.78	1.82	1.86	1.90	1.94	1.98	2.02															
194335	1	0.53	+0.08	092	0.09	0.13	0.17	0.21	0.25	0.29	0.33	0.37	0.41	0.45	0.49	0.53	0.57	0.61	0.65	0.69	0.73	0.77	0.81	0.85	0.89	0.93	0.97	1.01	1.05	1.09	1.13	1.17	1.21	1.25	1.29	1.33	1.37	1.41	1.45	1.49	1.53	1.57	1.61	1.65	1.69	1.73	1.77	1.81	1.85	1.89	1.93	1.97	2.01										

## TABLA 2

### ELABORACION DEL MATERIAL OBSERVACIONAL

#### RESULTADOS FINALES

S+H+W = Stebbins + Buffer + Whitford;

O'K = O'Keefe;

HW = Herbert Wilkens.

$\frac{1}{Z} \left( \frac{S_{100} Z}{Z} \right) = 2.0272$	0.9371	0.4156	0.2158	0.0357	0.0077
$\frac{1}{Z} \left( \frac{S_{100} Z}{Z} \right) = 1.65$	1.18	0.11	0.01	0.00	0.00
$\frac{1}{Z} \left( \frac{S_{100} Z}{Z} \right) = 0.9311$					



$$\frac{(\Delta S_{488} + \Delta S_{570})_{ob}}{2} \simeq (\Delta S_{525})_{ob} \quad \text{y} \quad \frac{(\Delta S_{570} + \Delta S_{719})_{ob}}{2} \simeq (\Delta S_{634})_{ob}$$

que corresponden bastante aproximadamente según longitud de onda efectiva a  $(S_{530})_{ta}$  y  $(S_{630})_{ta}$ .

Sobre las longitudes de onda efectiva  $\bar{\lambda}$  que se ha atribuido a los resultados de estos dos promedios cabe observar lo siguiente. Si se supone que en las regiones espectrales que van de  $\lambda = 488$  a  $570 \mu\mu$  y de  $\lambda = 570$  a  $719 \mu\mu$  valga para la absorción interestelar una ley  $\lambda^{-1}$ , resultarán para las longitudes de onda efectiva de los promedios  $\bar{\lambda} = 526$  y  $\bar{\lambda} = 636 \mu\mu$ ; si valiese una ley  $\lambda^{-2}$ , sería en cambio  $\bar{\lambda} = 524$  y  $\bar{\lambda} = 632 \mu\mu$ ; para una ley  $\lambda^{-3}$  el último sería  $\bar{\lambda} = 628 \mu\mu$ . Como para longitudes de onda corta es de esperar para el exponente  $X$  un valor comprendido entre  $-1$  y  $-2$ , hemos adoptado para el primer promedio  $\bar{\lambda} = 525 \mu\mu$ ; para el segundo, que corresponde a luz roja, habíamos adoptado primero  $\bar{\lambda} = 632 \mu\mu$ , pero nos decidiremos por  $\bar{\lambda} = 634 \mu\mu$ , que está más de acuerdo con el resultado final.

No queremos renunciar por completo a un cotejo de los valores  $(E_{426-477})_{ta}$  y  $(E_{426-477})_{ob}$  con el nuevo material observacional, y por eso en la columna 4.2 a la derecha de la Tabla 1 hemos calculado

$$\left. \begin{aligned} (\Delta S_{422} - \Delta S_{488})_{ob} &= (\Delta E_{422-488})_{ob} \\ 2^{m_{02}} - 1^{m_{71}} &= + 0^m 31 \quad (\text{para la estrella Bo n}^\circ 13) \end{aligned} \right\}$$

No debemos sin embargo olvidar que  $(\Delta E_{422-488})_{ob}$  deberá resultar decididamente mayor — no precisaremos por ahora en cuánto mayor — que  $(E_{426-477})_{ta}$ , ya que el intervalo espectral  $488-422 = 66 \mu\mu$  es alrededor de una tercera parte más grande que el intervalo  $477-426 = 51 \mu\mu$ .

Naturalmente hemos aplicado también a las estrellas de comparación nuestro esquema B-R-Z. Así la Tabla 1 nos muestra por ejemplo que la estrella Bo n<sup>o</sup> 1, aunque es una estrella de 2<sup>a</sup> magnitud visual, en manera alguna deja de estar afectada por la absorción interestelar; pues a ella corresponden los valores tabulares  $(S_{\lambda})_{ta}$  teóricos:

$$(S_{430})_{ta} = 0^m 37, \quad (S_{530})_{ta} = 0^m 28, \quad (S_{630})_{ta} = 0^m 17.$$

La gran discrepancia, completamente anormal, que ocurre para esta estrella:

$$(E_{426-477})_{ob} - (E_{426-477})_{ta} = (E_{ob} - E_{ta})_{426-477} = + 0^m 16 - 0^m 04 = + 0^m 12$$

no debe preocuparnos mayormente; pues queda suficientemente explicado por Stebbins y Whitford (1943) en una nota al pie de su tabla 3 y por una observación en el texto a página 31. Aprovechando esta ocasión debemos advertir que se tiene siempre  $(E_{426-477})_{obs} = 0^m 05 + E_{st}$ , siendo  $E_{st}$  los excesos de color observados entre esas longitudes de ondas por Stebbins, Huffer y Whitford (1940.1, tabla 3:  $E_1$ ). La necesidad de la corrección  $0^m 05$  fué señalado por Oort (1938.2, pág. 243) y ratificada por nosotros (1945, pág. 101).

Después de estos preparativos procederemos a un primer cotejo de nuestra « antigua » teoría de la absorción interestelar con las « nuevas » observaciones. Acabamos de mostrar que las estrellas de comparación están ciertamente afectadas por absorción interestelar. Se sigue pues que los ocho valores

$(\Delta S_\lambda)_{ob}$  — dos de ellos formados mediante promedios — que aparecen en las columnas 4.1 a 4.8 de nuestra tabla 1 no pueden ser sino valores mínimos de la absorción interestelar, ya por la razón de requerir incrementos aproximadamente iguales a los valores  $(S_\lambda)_{ta}$  correspondiente a la estrella de comparación del mismo tipo espectral. Teniendo esto presente, efectuemos ahora el cotejo de « teoría » y « observación » para la estrella Bo n° 13 elegida como ejemplo en la tabla 1. Si a los valores de absorción  $(\Delta S_\lambda)_{ob}$  « observados »

$\lambda$	422 $\mu\mu$	525 $\mu\mu$	634 $\mu\mu$
$(\Delta S_\lambda)_{ob}$ :	2 <sup>m</sup> 02	1 <sup>m</sup> 48	0 <sup>m</sup> 97

aplicamos los incrementos correspondientes a la estrella de comparación Bo n° 1, que son

0.4	0.3	0.2
-----	-----	-----

obtenemos los valores  $(\Delta S_\lambda)_{co}$  « corregidos »

$(\Delta S_\lambda)_{co}$ :	2.4	1.8	1.2
-----------------------------	-----	-----	-----

Si a éstos los comparamos con los correspondientes valores tabulares  $(S_\lambda)_{ta}$  « teóricos »

$(\Delta S_\lambda)_{ta}$ :	1.95	1.28	0.42
-----------------------------	------	------	------

somos conducidos a las siguientes conclusiones :

- 1) Los valores de absorción « observados » son todos mayores que los valores tabulares « teóricos »
- 2) La discrepancia entre « teoría » y « observación » se acentúa al crecer la longitud de onda, en forma especialmente fuerte para la luz roja.

Naturalmente, estas discrepancias son especialmente manifiestas en las estrellas más coloreadas. A fin de evitar un recargo sin sentido en la discusión, de las 69 estrellas de tipos B y O que figuran en la tabla 3 de Stebbins y Whitford (1943), hemos eliminado casi todas aquellas para las cuales es  $(\Delta S_{353})_{ob} < 1^m$ . En lo que sigue nos consagraremos exclusivamente al resto, que no contando las 5 estrellas de comparación, está formado por

11	estrellas de tipo	O
13	»	Bo
9	»	B1
8	»	B2
1	»	B3 (ó B4)

y que en total incluye 42 estrellas de tipo O y B. En nuestra gran tabla 2 se puede ver si una determinada estrella ha sido o no retenida ; es oportuno observar al respecto que a la estrella Bo n° 18 de la lista de Stebbins y Whitford la hemos hecho figurar como estrella B2 « n° 17 », debido a que O'Keefe (1941) le ha atribuído tipo especial B2.

Nos hallamos ahora frente al problema de hacer concordar « teoría » y « observación ». No debemos olvidar que por el momento las « observaciones » aparecen solamente en la forma aproximada de las 8 partes  $(\Delta S_\lambda)_{ob}$  ó  $(\Delta S_\lambda)_{co}$ , mientras que los 8 valores  $S_\lambda$  de la absorción interestelar total no nos son conocidos todavía. Para ello nos falta aún el importe  $S_{1030}$ , variable de estrella a estrella, y que sería un segundo incremento, común a todas las longitudes de onda. Pero esta importante cuestión será tratada recién en el siguiente capítulo.

Consideremos pues de nuevo las dos series de valores  $(\Delta S_\lambda)_{co}$  y  $(S_\lambda)_{ta}$ . La explicación para la discrepancia de teoría y observación en la luz roja ( $\lambda \simeq 630 \mu\mu$ ) es muy sencilla. Proviene de la inseguridad que aqueja a nuestra determinación (1945) de las dos constantes  $T_0$  y  $S_\infty$  correspondientes a esa longitud de onda, inseguridad que ya hemos especialmente señalado entonces. Una cosa puede decirse desde ya. Una « nueva » teoría de la absorción interestelar roja debe dar valores considerablemente mayores que la « antigua » teoría; o dicho de otra manera: el exponente  $X_{430-630}$  ( $Z = \infty$ ) de la nueva teoría debe ser considerablemente menos negativo que el de la antigua teoría, que tiene el valor  $-8$ . Restringiendo apropiadamente la magnitud del efecto, podríamos alegar exactamente la misma explicación para la absorción interestelar amarilla ( $\lambda \simeq 530 \mu\mu$ ). Pero para la absorción interestelar azul ( $\lambda \simeq 430$ ) ciertamente no es posible llevar a buen acuerdo teoría y observación mediante este expediente (aunque en esa longitud de onda es donde la teoría difiere menos de las nuevas observaciones, existen indudablemente las discrepancias). A página 96 de nuestra anterior publicación (1945) recalcamos que los valores allí calculados (tabla 1.4) de  $S_{430}$  (B; R) no eran mayormente alterables, ya que el error medio de  $\pm 20\%$  de las constantes  $T_0$  y  $S_\infty$ , determinado allí (págs. 100-109) en general para todas las longitudes de ondas debía ser indudablemente menor para el caso particular de  $\lambda = 430 \mu\mu$ .

Frente a estas dificultades aparentemente insalvables, hemos recordado los buenos servicios que nos prestó en nuestra anterior publicación (1945, pág. 125) la cuidadosa redeterminación del tipo espectral de 178 estrellas B y de la magnitud absoluta visual de 130 de ellas efectuada por O'Keefe (1941). Para la estrella Bo n° 13 de nuestro ejemplo, en vez de la magnitud absoluta visual  $-M_{uv}(Sp = Bo) = +3^m4$  adoptemos siguiendo a O'Keefe  $-M_{ok}(Sp = Bo) = +5^m2$  e indagemos qué ocurre (ver al respecto tabla 1, columnas 2.2-2.6). El cálculo — efectuado usando nuevamente el esquema B-R-Z de nuestra « antigua » absorción interestelar — se desarrolla como antes, es decir como quedó indicado en las columnas 1.2-1.6 de nuestra tabla 1. El módulo de distancia visual  $Mod_{ob}$  se corre de  $10^m50$  a  $12^m30$ ; la absorción interestelar visual  $(S_{530})_{ta}$ , de  $1^m28$  a  $1^m85$ ; el módulo de distancia verdadero  $Mod_{ta}$ , de  $9^m22$  a  $10^m45$ . En correspondencia con este último cambio,  $\lg |Z|$  pasa de  $0,29-2$  a  $0,54-2$  y  $(E_{426-477})_{ta}$  de  $0^m21$  a  $0^m35$ .

Queremos aquí llamar la atención sobre la figura 10 (y 11) de nuestra anterior publicación (1945, siguiendo a pág. 122), dibujada tomando como coordenadas

$$\Lambda = E_{ob} \quad ; \quad \left\{ \begin{array}{l} Y = (E_{ob} - E_{ta})_{HW} = \\ \quad = + 0^m32 - 0^m21 = + 0^m11 \\ \text{o bien} \\ Y = (E_{ob} - E_{ta})_{OK} = \\ \quad = + 0^m32 - 0^m35 = - 0^m03 \end{array} \right.$$

refiriéndose los números aquí asentados a nuestra estrella Bo n° 13. Esa estrella cae hacia el medio de la referida figura 10, y ofrece un ejemplo típico de cómo por lo general la diferencia entre  $E_{ob}$  y  $E_{ta}$  se reduce considerablemente cuando al formar el módulo de distancia observado  $m_s - M$  (y en consecuencia también el verdadero  $m - M$ ) se utiliza una magnitud absoluta  $M$  especialmente bien determinada.

No podemos dejar de recordar al lector lo que a este respecto ya dijimos antes (1945, pág. 125-129). En esa ocasión un ejemplo particularmente ilustrativo estaba dado por 12 estrellas, cuyo tipo espectral había sido indicado sin mayor precisión como B — por Stebbins, Huffer y Whitford (1940.1), con lo que la magnitud absoluta quedaba bastante insegura. El empleo de las magnitudes absolutas de O'Keefe nos permitió sin embargo verificar que para 8 de esas estrellas se tenía  $|(E_{ob} - E_{ta})| < 0^m 10$  — entre ellas 2 para las cuales casualmente esa diferencia era exactamente nula —, aun cuando para los excesos de color observados  $E_{ob}$  de esas 8 estrellas se tenía

$$0^m 34 \leq E_{ob} \leq 0^m 50$$

de modo que realmente se trataba de estrellas fuertemente coloreadas.

Pero volvamos a nuestra estrella Bo n° 13. El signo negativo de  $(E_{ob} - E_{ta})_{OK}$  puede indicar que al pasar, bien de

$$(m_s - M)_{530, HW} = 10^m 50 \quad \text{a} \quad (m_s - M)_{530, OK} = 12^m 30,$$

o bien de

$$\left\{ \begin{array}{l} (S_{530})_{a, HW} = 1^m 28 \\ (m - M)_{530, HW} = 9^m 22 \end{array} \right\} \quad \text{a} \quad \left\{ \begin{array}{l} (S_{530})_{ta, OK} = 1^m 85 \\ (m - M)_{530, OK} = 10^m 45 \end{array} \right\}$$

o quizá ambas veces, hayamos ido demasiado lejos. Veamos lo que nos dice la comparación de los valores corregidos  $(\Delta S_\lambda)_{co}$  con los correspondientes valores  $(S_\lambda)_{ta, OK}$ :

$\lambda$	: 422 $\mu\mu$	525 $\mu\mu$	634 $\mu\mu$
$(\Delta S_\lambda)_{co}$	: 2 <sup>m</sup> 4	1 <sup>m</sup> 8	1 <sup>m</sup> 2
$(S_\lambda)_{ta, OK}$	: 3 <sup>m</sup> 1	1 <sup>m</sup> 85	0 <sup>m</sup> 47

Evidentemente se infiere

- que  $(S_{430})_{ta, OK}$  es posiblemente algo grande
- que  $(S_{530})_{ta, OK}$  es quizá aceptable
- que  $(S_{630})_{ta, OK}$  sigue siendo con seguridad demasiado chico.

En primera instancia, nuestra comparación entre « teoría » y « observación » no hace pues sino aumentar el desconcierto.

Ahora bien, las observaciones de O'Keefe (1941) cubren solamente una parte de nuestras 42 estrellas O y B. En detalle se tiene

Observadas	No observadas	Total	Tipo espectral
0	11	11	O
5	8	13	B0
6	3	9	B1
5	3	8	B2
1	0	1	B3 (ó B4)
17	25	42	—

Debido a ello en nuestra gran tabla 2 hemos agregado un tercer grupo de columnas (3.1-3.8), destinado a un uso similar al de los grupos 1.1-1.8 y 2.1-2.8 de la misma tabla 2 y al de los grupos de columnas 1.2-1.6 y 2.2-2.6 de la tabla 1 (El subíndice « ta » en la tabla 2 se refiere ya a nuestra « nueva » teoría de la absorción interestelar, según la tabla 4 al final de esta publicación). Mientras que en el primer grupo de columnas el dato inicial era la magnitud absoluta visual  $M_{HW}$  y en el segundo grupo la  $M_{OK}$ , lo que respectivamente conducía en general a los resultados  $(E_{ta})_{HW} \neq E_{ob}$  y  $(E_{ta})_{OK} \neq E_{ob}$ , en el tercer grupo de columnas seguiremos un camino inverso: supondremos que sea  $E_{ob} - E_{ta} = 0$ , y determinaremos con ayuda de nuestro esquema B-R-Z de la absorción interestelar cuáles son el módulo de distancia verdadero  $m - M = Mod_{ta}$  y la absorción  $(S_{530})_{ta}$  que satisfacen a esa condición. Hecho esto, se sigue  $m - M + (S_{530})_{ta} = (m_s - M)_{530} = Mod_{ob}$ . Como disponemos de la magnitud aparente visual observada  $(m_s)_{530}$ , podemos determinar un valor  $-M_{530}$  que a ella sumada nos da el módulo de distancia visual coloreado  $(m_s - M) = Mod_{ob}$  que acabamos de calcular; valor que en realidad debe ser considerado, como un máximo de la verdadera magnitud absoluta visual, debido a lo extremo de la hipótesis  $E_{ta} = E_{ob}$ . No hemos llenado las columnas 3.1-3.8 para todas las estrellas, sino que por lo general lo hemos hecho solamente cuando era  $(E_{ob} - E_{ta})_{HW} > 0^m 10$  ó  $(E_{ob} - E_{ta})_{OK} > 0^m 10$ . Para nuestra estrella B0 n° 13 se tiene según la tabla 1:

$$(E_{ob} - E_{ta})_{HW} = + 0^m 11 \quad (E_{ob} - E_{ta})_{OK} = - 0^m 03$$

de modo que según esa decisión ya no correspondía llenar las columnas del tercer grupo para esa estrella.

En algunos casos resultan en el tercer grupo de columnas valores de la magnitud absoluta  $-M_{530} < + 7^m$  que son enteramente aceptables, y entonces un cotejo entre los valores  $(S_{\lambda})_{ta}$  del primer y tercer grupo por una parte y los valores observados  $(\Delta S_{\lambda})_{ob}$  y  $(\Delta S_{\lambda})_{co}$  del cuarto por otra, revela frecuentemente que en la luz azul ( $\lambda \simeq 430$ ) ya se ha alcanzado una buena concordancia entre teoría y observación. Es una pena que esto ocurra justamente para las estrellas cuya magnitud absoluta visual no ha determinado O'Keefe, pues de haberlo hecho habría obtenido seguramente por lo general nuestros valores  $-M_{530}$  del tercer grupo. Se trata casi sin excepción de estrellas solo medianamente afectadas por absorción interestelar y para la mayoría de las cuales es  $(S_{430})_{ta} < 3^m$ .

En otros casos (en especial pues cuando se trata de estrellas muy fuertemente coloreadas) aparecen en el tercer grupo de columnas de nuestra gran tabla 2, valores muy fuertes y decididamente inaceptables de la magnitud absoluta visual  $(-M_{530})_{HW} > (+ 7^m)$  o aún  $[+ 8^m]$ , valores que por lo tanto hemos encerrado entre paréntesis en la forma indicada.

Los valores en las columnas del tercer grupo de la tabla 2 representan una información suplementaria sobre las estrellas cuyos datos en el segundo grupo (derivado de O'Keefe) o bien faltan o bien no nos habían conducido a un resultado satisfactorio. Nuestro éxito logrado con el tercer grupo está esencialmente restringido a las menos coloreadas de nuestras 42 estrellas de tipos O y B; pero aún en los casos de desventura se logra calcular un límite superior para  $\lg |Z|$  y por lo tanto para la distancia  $Z$  al plano galáctico, lo que tendrá importancia más adelante.

A fin de no demorar el avance del lector, nos hemos contentado con tratar como ejemplo solamente una estrella, a saber la Bo n° 13, simultáneamente con su estrella de comparación, la Bo n° 1. Fortuitamente ocurre que en este caso existen observaciones de O'Keefe y que ellas conducen a un resultado satisfactorio, de modo que no ha habido motivo para agregar a nuestra tabla 1 otro grupo de columnas que se hubieran designado 3.2-3.6; tal grupo aparece recién en nuestra gran tabla 2, donde es utilizado al tratar otras estrellas (debiéndose recordar como ya dicho que en ellas el subíndice « ta » se refiere a la « nueva » teoría). Pero esto no altera el resultado de nuestro somero cotejo preliminar, que con cautela resumiremos así:

1. Puede que  $(S_{430})_{ta}$  sea aproximadamente correcto; parece que  $(S_{530})_{ta}$  es frecuentemente algo chico y con seguridad  $(S_{630})_{ta}$  es casi siempre manifiestamente pequeño. En consecuencia: el exponente  $X$  de una « nueva » teoría de la absorción interestelar, al hacerse cada vez más negativo con el crecer de la longitud de onda  $\lambda$ , *no debe variar tan rápidamente ni alcanzar un valor extremo tan fuerte* como en la « antigua » teoría (fuera, claro está, del plano galáctico mismo, donde se tiene  $X_{\lambda_1 - \lambda_2} (Z = 0) = \text{const} = -1$ ).

2. Desconcierto e intranquilidad motivan muchas estrellas, por lo general fuertemente coloreadas, para las cuales en forma alguna y ni siquiera en la longitud de onda efectiva azul ( $\lambda \simeq 430 \mu\mu$ ) se logra un indicio de acuerdo entre teoría y observación. En las tablas 1 y 2 se puede ver que para ellas tanto el resultado del primer grupo de columnas como el resultado del segundo grupo discrepan fuertemente con los valores observados asentados en el cuarto grupo, a la vez que en el tercer grupo de columnas se obtienen para sus magnitudes absolutas visuales  $-M_{530}$  valores tan fuertes que son completamente inaceptables.

### 3. TRATAMIENTO SISTEMÁTICO DE LAS OBSERVACIONES

Como resultados de la observación consideraremos de aquí en adelante a las partes de la absorción interestelar  $(\Delta S_\lambda)_{ob}$  que como se indicó al principio del anterior capítulo hemos obtenido mediante sencillas diferencias de los « colores » de las estrellas de tipo O y B dados por Stebbins y Whitford (1943, tabla 3); en nuestra gran tabla 2 se tiene por ejemplo como valores  $(\Delta S_\lambda)_{ob}$  correspondientes a la estrella Bo n° 13:

$$+ 2^m44, \quad + 2^m02, \quad + 1^m71, \quad + 1^m26, \quad + 0^m68, \quad 0^m$$

El primer paso en una investigación sistemática sería transformar estos valores  $(\Delta S_\lambda)_{ob}$  « observados » en los correspondientes valores  $(\Delta S_\lambda)_{co}$  « corregidos », tomando en cuenta que las estrellas de

comparación, para las cuales es  $(\Delta S_\lambda)_{ob} \equiv 0$ , están sin embargo algo afectadas por la absorción interestelar. Podría pensarse que para ello fuera imprescindible conocer ya las « nuevas, mejoradas » fórmulas de la absorción interestelar; pero como para las 5 estrellas de comparación los valores de la absorción interestelar que da la « nueva » teoría difieren tan poco de los valores que da la « antigua » teoría — lo que puede ser debidamente comprobado al final de este trabajo —, sin inconveniente alguno podemos usar estos últimos y seguir adelante.

No es nuestra intención referir minuciosamente al lector las distintas tentativas de solución que durante los años 1945 y 1946 efectuamos para vencer las dificultades del problema; únicamente cuando nos parezca necesario lo informaremos sobre uno que otro pormenor. Así advertiremos ya al lector que en nuestra gran tabla 2, dentro de cada clase espectral, todas las estrellas — incluyendo las de comparación — han sido rigurosamente ordenadas según valores crecientes de la distancia  $|Z|$  dada en la columna 4.0. La idea que informa el esquema R-B-Z de la absorción interestelar nos condujo a adoptar ese orden ya al comenzar esta investigación, y por cierto que con razón, dadas las ventajas que resultan para localizar a las estrellas; pero para no complicar la designación de las estrellas hemos mantenido los números asignados por Stebbins y Whitford (1943, tabla 3), que son reproducidos en ambas columnas 0.1 de nuestra tabla 2. (El signo \* después del número de la H. D. se refiere a las notas en la publicación de Stebbins y Whitford). Después de varias tentativas de solución, los valores de  $\lg |Z|$  en la columna 4.0 se presentaron como los más probables que por el momento se podía lograr en base a los valores de  $\lg |Z|$  en las columnas 1.4, 2.4, 3.4. No se ha tenido por lo común mayores dificultades en obtenerlos, ya que aunque la magnitud absoluta visual  $-M_{330}$  varíe considerablemente al pasar de las columnas del primer grupo a las del segundo grupo y aún a las del tercer grupo, lo que significaría fuerte alteración de la distancia R de la estrella, debido a la pequeña latitud galáctica ello motiva relativamente poco cambio en  $\lg |Z|$  y  $|Z|$ . De recordar es que el valor de la  $\lg |Z|$  que figura en la columna 3.4 representa una cota que no debe ser sobrepasada. Sin embargo, por lo común no nos fué posible fijar los valores de  $\lg |Z|$  de la columna 4.0 sino con una precisión de  $\pm 0.1$  en el logaritmo. Pero para las estrellas de comparación la precisión aumentaba a  $\pm 0.01$ , debido a que para ellas el pequeño importe de la absorción interestelar se puede dar con seguridad de  $\pm 0.01$ , con lo que queda muy bien determinado el módulo de distancia verdadero. Por ejemplo para nuestra estrella Bo n° 13 se halló al principio (tabla 1)  $\lg |Z| = 1.57-4$  y más tarde (tabla 2)  $\lg |Z| = 1.58-4$ , lo que prácticamente significa lo mismo, a saber  $\lg |Z| = 1.6-4$  y  $|Z| = 0.004$  kpc.

Con el objeto ya expresado de hacer nuestra exposición lo más breve posible, vamos a comunicar ahora mismo al lector los resultados adoptados como consecuencia de numerosas tentativas más o menos felices de solución, y que numéricamente deben considerarse como la « penúltima » solución de nuestro problema. En el curso de la investigación no surgió motivo alguno para alterar la forma matemática hallada en nuestra anterior publicación (1945) para ley de absorción interestelar, a saber

$$S_\lambda(B; R) = \frac{T_\lambda(Z=0) \cdot R}{1 + \frac{T_\lambda(Z=0) \cdot R}{S_\lambda(B=90^\circ; Z=\infty) \cdot \csc |B|}}$$

o también

$$S_\lambda(B; Z) = \frac{T_\lambda(0) \cdot Z \cdot \csc |B|}{1 + \frac{T_\lambda(0)}{S_\lambda(90^\circ; \infty)} \cdot |Z|}$$

Para las constantes de la « penúltima » solución se obtuvieron los siguientes valores

$$\begin{aligned} S_{422}(B=90^\circ; Z=\infty) &= 0^m 398, & \text{es decir} & \quad 10 + \lg S(\infty) = +9.60 \\ T_{422}(Z=0) &= 2.884 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}, & \text{''} & \quad 10 + \lg T(0) = +10.46 \end{aligned}$$

Los logaritmos de  $S_\infty = S(Z=\infty)$  y de  $T_0 = T(Z=0)$  no pudieron ser apreciados sino a  $\pm 0.01$  y el exponente  $x$  de la ley  $\lambda^x$  a  $\pm 0.1$ , siendo

$$\begin{aligned} x_{422-1030}(Z=\infty) &= -4.0 \\ x_{422-1030}(Z=0) &= -1.0 \end{aligned}$$

Examinando los números que anteceden, es digno de notarse que el semivalor antes hallado (1945) para la absorción interestelar azul ( $\lambda \simeq 430 \mu\mu$ ) de polo a polo, que era  $S_{422}(90^\circ; \infty) = 0^m 40$ , aparece inalterado. En cambio el coeficiente de absorción interestelar azul en el plano galáctico mismo aparece disminuído en un 9 % de su antiguo valor, que era  $T_{422}(Z=0) = 3.16 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$ , variación perfectamente compatible con un error medio apreciado en  $\pm 20\%$ .

Los dos valores dados del exponente  $x$ , que correspondiendo a la fotometría en 6 colores de Stebbins y Whitford (1943) van esta vez hasta  $\lambda_{\text{eff}} = 1030 \mu\mu$  en vez de ir solo hasta  $630 \mu\mu$  como antes, no admiten precisamente por eso una comparación inmediata. Pero es evidente que nuestro antiguo valor  $x_{430-630}(Z=\infty) = -8$  que fué ya en 1945 señalado como muy inseguro, resulta ser muy errado, puesto que nuestro « nuevo » valor  $x_{422-634}(Z=\infty)$  necesariamente debe ser aún menos negativo que  $x_{422-1030}(Z=\infty) = -4$ . Estas alteraciones en los distintos exponentes  $x_{\lambda_i \rightarrow \lambda_k}(Z \neq 0)$  resultan estar completamente de acuerdo con lo pronosticado al final del anterior capítulo. Observemos que en el plano galáctico mismo ( $Z=0$ ) la ley  $\lambda^{-1}$  parece valer inalteradamente para todas las longitudes de onda. Sin embargo pronto señalaremos ciertos apartamientos de esta aparente uniformidad.

Las cuatro suposiciones ya apuntadas relativas a la « penúltima » solución, a saber

$$\begin{aligned} S_{422}(90^\circ; \infty) &= 0^m 398 & x_{422-1030}(Z=\infty) &= -4.0 \\ T_{422}(Z=0) &= 2.884 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}} & x_{422-1030}(Z=0) &= -1.0 \end{aligned}$$

nos permiten calcular, usando las ecuaciones

$$\frac{S_{422}(\infty)}{S_\lambda(\infty)} = \left(\frac{422}{\lambda}\right)^{X_{422-\lambda}(\infty)}, \quad \frac{T_{422}(0)}{T_\lambda(0)} = \left(\frac{422}{\lambda}\right)^{X_{422-\lambda}(0)}$$

las dos « penúltimas » constantes

$$\begin{aligned} S_{1030}(90^\circ; \infty) &= 0^m 0112 \\ T_{1030}(Z=0) &= 1.182 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}} \end{aligned}$$

El semivalor  $S_{1030}(90^\circ; \infty) = 0^m01$ , parece sorprendentemente pequeño frente a  $S_{422}(90^\circ; \infty) = 0^m40$ , mientras que el coeficiente  $T_{1030}(Z=0) = 1.18 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$  parece normal frente a  $T_{422}(Z=0) = 2.88 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$ .

Estas dos « penúltimas » constantes  $S_{1030}(90^\circ; \infty)$  y  $T_{1030}(0)$  difieren ya tan poco de sus correspondientes « últimos » valores (que calcularemos pronto), que el lector puede lograr una muy buena idea del andar de la « penúltima » función  $S_{1030}(B; R)$  examinando la « última » función  $S_{1030}(B; R)$  en nuestro esquema B-R-Z de la « nueva » absorción interestelar (tabla 4). En especial se ve allí, en la columna (-2) destinada a  $\left(\frac{\Delta S}{\Delta Z}\right)_{1030}$ , que la función  $S_{1030}(B; R)$  crece bastante rápidamente hasta  $Z \simeq 0.010$  kpc que de ahí hasta  $Z \simeq 0.100$  kpc crece despacio, y que más allá prácticamente no crece más. Esta forma aplastada de  $S_{1030}(B; R)$  se refleja también en los valores del exponente  $x_{422-1030}(Z)$  en la columna (-4), que con gran presteza se acercan a su máximo valor negativo, y en los valores de  $\frac{S_{1030}}{S_{422}}$  en la columna (-3), que muestran cuán rápidamente  $S_{1030}$  se hace insignificante frente a  $S_{422}$ .

Estos valores de  $\frac{S_{1030}}{S_{422}}$ , que dependen exclusivamente de  $Z$ , nos han servido en seguida para calcular  $S_{1030}$  partiendo de  $S_{422}$ , cosa que hemos hecho primero para nuestras 5 estrellas de comparación y luego para cada una de las otras 42 estrellas más coloreadas. Para las estrellas de comparación, tan poco afectadas por la absorción interestelar, podemos fijar inmediatamente y con mucha precisión a ( $\pm 0^m01$ ) los valores  $S_{422}(Z)$ . Así hallamos en el primer grupo de columnas de la tabla 2 para nuestra estrella Bo n° 1 el valor  $S_{422} = 0^m33$ , al cual resulta corresponder  $S_{1030} = 0^m10$ .

Los valores de la absorción, correspondientes a otras longitudes de onda han sido calculados por proporción utilizando los valores promedios dados por Stebbins y Whitford (1943, tabla 9). La siguiente tabla 3, muestra el detalle del cómputo.

**TABLA 3**  
**Cálculo de la absorción interestelar para una estrella de comparación**  
 (Ejemplo: Estrella Bo n° 1)

$\lambda$	353	422	488	525	570	634	719	1030	$\mu$
$(\Delta S)_{co} \dots \dots \dots$	1.000	<b>0.821</b>	0.676		0.498		0.274	0.000	(ApJ 98 tab. 9)
$(\Delta S)_{co} \dots \dots \dots$	0.28	<b>0.23</b>	0.19		0.14		0.08	0	* Bo n° 1
$S_{ob} \dots \dots \dots$	0.38	<b>0.33</b>	0.29	0.26	0.24	0.21	0.18	0.10	
$S_{ta} \dots \dots \dots$		<b>0.33</b>		0.26				0.10	

Se supone, para la estrella Bo n° 1:

$$(S_{422})_{ob} = (S_{422})_{ta} = 0^m33$$

y 
$$(S_{1030})_{ob} = (S_{1030})_{ta} = 0^m10$$

de modo que 
$$(S_{422} - S_{1030})_{ob} = (\Delta S_{422})_{co} = 0^m23$$

y 
$$(\Delta S_{1030})_{co} = 0^m00$$

Los valores  $(\Delta S_\lambda)_{co}$  para las otras cuatro longitudes de onda  $\lambda = 353, 488, 570, 719 \mu\mu$  se calculan de modo que correspondan a la relación

$$\frac{(\Delta S_{422})_{co} [\text{Bo n}^\circ 1]}{(\Delta S_{422})_{co} [\text{Ap. J. 98}]} = \frac{0.23}{0.821}.$$

Finalmente, como en general es

$$S_\lambda = (\Delta S_\lambda)_{co} + S_{1030},$$

para la estrella Bo n° 1 se tiene en particular

$$S_\lambda = (\Delta S_\lambda)_{co} + 0^m 10 \quad (\lambda = 353, 488, 570, 719 \mu\mu).$$

y  $S_{535}, S_{634}$  se calculan promediando los valores vecinos. Por casualidad resultó para esa estrella  $(S_{525})_{ob} = (S_{525})_{ta} = 0^m 26$ . Aunque sencillo, este procedimiento de cálculo es muy suficiente para nuestro objeto.

Las dos series de valores de absorción  $(\Delta S_\lambda)_{co}$  y  $(S_\lambda)_{ob}$  obtenidos en la tabla 3 se encontrarán naturalmente reproducidas en las columnas 4.1-4.8 en la fila de la estrella Bo n° 1. Y precisamente los 6 valores  $(\Delta S_\lambda)_{co}$  correspondientes a esta estrella, a saber

$$+ 0^m 28, \quad + 0^m 23, \quad + 0^m 19, \quad + 0^m 14, \quad + 0^m 08, \quad 0^m 00$$

son los incrementos dependientes de la longitud de onda que los valores  $(\Delta S_\lambda)_{ob}$  de cada una de nuestras estrellas de tipo Bo requieren para transformarse en los correspondientes valores  $(\Delta S_\lambda)_{co}$ , según ya se indicó a pág. 16 del anterior capítulo. Para la estrella Bo n° 13 los 6 valores

$$(\Delta S_\lambda)_{ob} : \quad + 2^m 44, \quad + 2^m 02, \quad + 1^m 71, \quad + 1^m 26, \quad + 0^m 68, \quad 0^m$$

se transforman así en los valores

$$(\Delta S_\lambda)_{co} : \quad + 2^m 72, \quad + 2^m 25, \quad + 1^m 90, \quad + 1^m 40, \quad + 0^m 76, \quad 0^m$$

Cada una de estas series de partes de absorción interestelar  $(\Delta S_\lambda)_{co}$  requiere además — como ya lo indicamos a pág. 17 — un segundo incremento, variable de estrella a estrella, pero constante para todas las longitudes de onda de una misma estrella. Ese incremento, que no es sino  $S_{1030}$  (B; R), puede considerarse como el « pedestal » común de las observaciones correspondientes a una estrella, observaciones que llegan precisamente hasta  $\lambda_{ef} = 1030$ . El cómputo del « pedestal »  $(S_{1030})_{ob}$  en la columna 4.8 de la tabla 2 es muy sencillo. Se lo efectúa según la fórmula

$$\frac{(S_{1030})_{ta}}{(S_{422} - S_{1030})_{ta}} = \frac{(S_{1030})_{ob}}{(\Delta S_{422})_{co}}$$

cuyo primer miembro se puede expresar mediante las dos « penúltimas » funciones  $S_{422}(90^\circ; Z)$  y  $S_{1030}(90^\circ; Z)$ .



lar »  $(S_{1.030})_{1a}$  lo ofrece la estrella **B2** n° 16. Para esa estrella nuestra solución final empieza con la adopción de  $\lg |Z| = 0.1-2$  en la columna 5.0 de la tabla 2, de lo que se seguiría  $(S_{1.030})_{1a} = 0^m3$ , mientras que la columna 4.8 da  $(S_{1.030})_{ob} = 1^m1$ , de modo que la diferencia resulta ser  $0^m8$ . También todos los demás datos referentes a esa estrella indican claramente que los valores de absorción observados para ella no pueden ser explicados por nuestro esquema general B-R-Z de la « nueva » absorción interestelar. Nuestra adopción de  $\lg |Z| = 0.1-2$  no tuvo más fin que el lograr un módulo de distancia verdadero  $Mod_{1a} = 8^m9$  que aumentado en  $(S_{5.25})_{ob} = 4^m0$  conduzca al módulo de distancia « observado »  $Mod_{ob} = 12^m85$  correspondiente a la magnitud absoluta visual  $(-M_{530})_{OK} = +5^m8$  observada por O'Keefe para esa estrella. Esto es probablemente lo mejor que podíamos hacer en este caso. Por lo demás es indudable que la estrella **B2** n° 16 debe calificarse como anormal por su coloración excesivamente intensa, y en consecuencia le hemos puesto dos signo + en la columna « Abs. exc. ».

Acabamos de considerar dos casos típicos de absorción interestelar. Las observaciones de una estrella concordaban excelentemente con la « nueva » teoría de la absorción interestelar general, las de la otra discrepaban palmariamente. No hubiéramos por cierto perseverado en forjar una « nueva » teoría, a pesar del desconcierto inicial a que se ha hecho referencia en el anterior capítulo, si en cada una de las tentativas en que nos empeñábamos no hubiésemos logrado éxitos cada vez más promisorios. ¿Cuáles son — se podría preguntar — los éxitos conseguidos mediante nuestra « penúltima » solución, en lo que respecta a las 42 estrellas, de tipos O y B? La más pronta respuesta a esta pregunta la da la columna 5.4 encabezada con « Abs. exc » en la tabla 2.

Los tres signos allí empleados indican

—	=	Absorción interestelar de intensidad normal
+	=	» » quizá excesiva
+ +	=	» » seguramente excesiva

y su distribución en los distintos grupos espectrales es la siguiente :

		—	+	+ +
11	* O	9	1	1
13	* B0	9	1	3
9	* B1	6	1	2
8	* B2	2	2	4
1	* B3 (ó B4)	1	0	0
42	* O y B	27	5	10

Recién ahora, ya próximos al fin de nuestra investigación, podemos tener la certidumbre de que por lo menos  $\frac{1}{4}$  de las 42 estrellas tratadas están tan intensamente coloreadas, que constituyen verdaderas excepciones a la norma general. Al principio de la investigación podíamos sospechar que algo parecido ocurriría (de acuerdo con las consideraciones al final de la Introducción), pero no podíamos señalar cuáles estrellas en particular nos molestarían en nuestro empeño de lograr « nuevas » fórmulas generales de

absorción. Podemos decir ahora que tales fórmulas tendrán validez aceptable solamente para  $\frac{5}{8}$  de las 42 estrellas; y que para  $\frac{1}{8}$  de ellas resulta dudoso decidir si son casos normales o de excepción.

En cuanto se puede hacer estadística en tan pocas estrellas [y excluyendo naturalmente la *única* estrella B3 (ó B4)] resulta interesante notar cómo aumenta el porcentaje de estrellas excesivamente coloreadas cuando se pasa del tipo O (donde es solamente 10%) al tipo B2 (donde ya llega a 50%). Observemos que para todos los tipos espectrales la mayoría de nuestras estrellas pertenecen a la misma región de la vía láctea [aproximadamente  $L_{II} = 40^{\circ}-70^{\circ}$  (columna 0.2 de la tabla 2)] y que, en general, las estrellas O están sólo un poco más distantes que las estrellas B2 (columna 5.0 de la tabla 2).

Pasemos ahora a tratar sistemáticamente los valores de absorción « observados » ( $S_{\lambda}^{\text{ob}} = S_{\text{ob}}(B; R)$ ) de las columnas 4.1-4.8 de nuestra tabla 2, a fin de obtener la « última » solución del problema. La fórmula teórica es

$$S_{\lambda}(B; R) = \frac{T_{\lambda}(Z=0) \cdot R}{1 + \frac{T_{\lambda}(Z=0) \cdot R}{S_{\lambda}(B=90^{\circ}; Z=\infty) \cdot \csc |B|}}$$

Correspondiendo a las 6 longitudes de onda efectiva para las cuales están dadas las observaciones, la « última » solución se descompone en 6 soluciones parciales separadas, una para cada particular longitud de onda. Convengamos ante todo en sobreentender el subíndice  $\lambda$ , que en adelante no será escrito. En la fórmula de cada solución parcial aparecen sólo dos incógnitas, que son

$$\begin{aligned} S(B=90^{\circ}; Z=\infty) &= S(90^{\circ}; \infty) \\ T(Z=0) &= T(0) \end{aligned}$$

La fórmula puede de inmediato escribirse de manera conveniente para la aplicación del método de los cuadrados mínimos, a saber

$$T(0) - \left( \frac{T(0)}{S(90^{\circ}; \infty)} \right) \cdot \frac{S(B; R)}{\csc |B|} = \frac{S(B; R)}{R} \quad [1]$$

Pero se tiene  $\frac{S(B; R)}{\csc |B|} = S(90^{\circ}; Z)$ ; y esto no es sino la proyección del valor de la absorción « observada »  $S(B; R)$  sobre el eje de las  $Z$ , es decir sobre la dirección del polo galáctico. Además se puede poner  $\frac{S(B; R)}{R} = \frac{S(B; R)}{Z \cdot \csc B} = \frac{S(90^{\circ}; Z)}{|Z|}$ . Por lo tanto, si queremos incluir una estrella coloreada en la solución, debemos conocer por lo menos su coordenada  $Z$ . Naturalmente el conocimiento de la coordenada  $Z$  es equivalente al de la distancia verdadera  $R$ , puesto que subsiste la relación  $R = Z \csc B$ . Pero la distancia verdadera  $R$  de una estrella se logra restando del módulo de distancia « observado », afectado por absorción ( $m_s - M$ ) el valor  $S$  de la absorción interestelar total:

$$(m_s - M) - S = m - M = 10 + 5 \lg R$$

Por lo tanto para obtener la « última » solución de nuestro problema, es decir para poder determinar las « últimas » fórmulas de la absorción interestelar, es necesario conocerlas ya en su « penúltima »

forma. No puede calificarse de « última » una solución que no concuerde suficientemente en la « penúltima » (como ya se dijo, hemos probado una tras otra varias soluciones, pero naturalmente publicamos sólo los detalles de la « última »). Parecería pues que para resolver nuestro problema necesitásemos conocer ya su solución, lo que es absurdo. Pero en la práctica y para nuestro caso, esa concordancia es requerida imprescindiblemente sólo para las dos longitudes de onda  $\lambda = 422$  y  $1030 \mu\mu$ . Y bien: por una parte la función  $S_{422}(B; R)$  nos era ya conocida con notable seguridad; por otra parte los « pedestales »  $S_{1030}$  suministrados por la « llamante » función  $S_{1030}(B; R)$  son en general pequeños a causa de la gran longitud de onda  $\lambda = 1030 \mu\mu$  y la exactitud de sus valores en la « penúltima » solución está afianzada por la previa adopción de valores suficientemente seguros para  $Z$  y  $\lg Z$  en la columna 4.0 de la tabla 2. Para las otras 6 longitudes de onda  $\lambda = 353, 488, 525, 570, 634, 719 \mu\mu$ , resulta de ese modo que nuestras « nuevas » o « últimas » fórmulas de la absorción interestelar pueden considerarse como un resultado independiente y verdaderamente nuevo.

Nuestra ecuación [1] puede pues escribirse

$$T(o) - \left( \frac{T(o)}{S(90^\circ; \infty)} \right) \cdot S(90^\circ; Z) = \frac{S(90^\circ; Z)}{|Z|} \quad \left. \vphantom{\frac{T(o)}{S(90^\circ; \infty)}} \right\} \quad [2]$$

o también

$$A \cdot \alpha + B \cdot \beta = \gamma$$

las dos incógnitas son

$$T(o) = A \quad - \quad \frac{T(o)}{S(90^\circ; \infty)} = B$$

mientras que

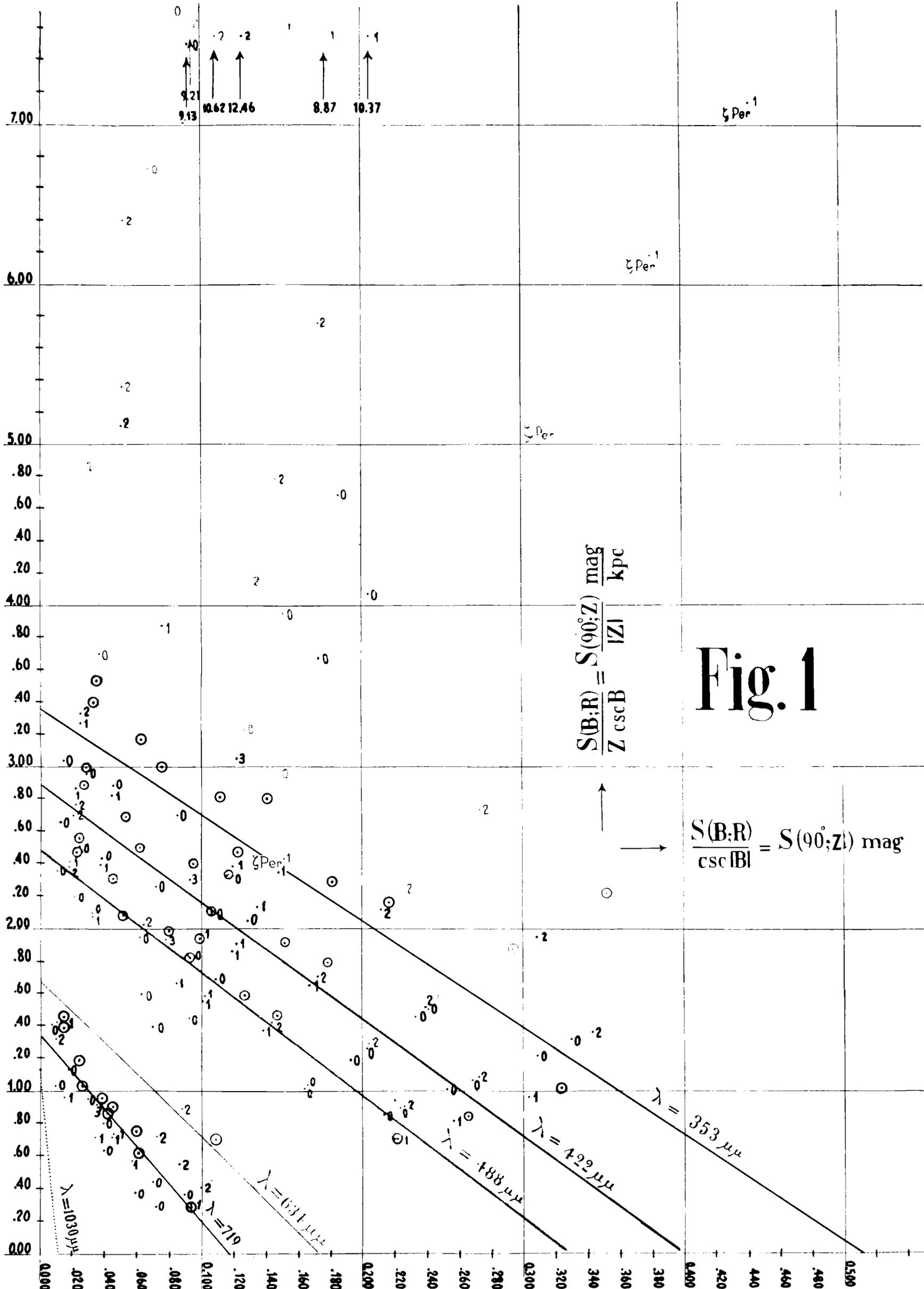
$$\alpha = 1 = \text{const} \quad \beta = S(90^\circ; Z) \quad \gamma = \frac{S(90^\circ; Z)}{|Z|}$$

son conocidos. Los valores numéricos de  $\beta$  y de  $\gamma$  se han anotado en las columnas 4.1-4.8 de nuestra tabla 2.

Ya que estamos seguros de que entre nuestras 42 estrellas de tipos O y B aparecen 10 estrellas que están afectadas por valores tan grandes de la absorción interestelar que superan en mucho a lo que cualquier fórmula general podría dar, es evidente que desde un principio debemos excluir a tales estrellas excepcionales de la resolución definitiva según el método de los cuadrados mínimos, a fin de que el resultado corresponda lo mejor posible a los casos normales. La distinción entre estrellas « utilizables » y estrellas « no utilizables » (que sólo pueden sembrar confusión) se ve claramente justificada en la figura 1, donde se ha representado gráficamente la ecuación [2] para la totalidad de las 42 estrellas. Para ello se la ha considerado en la forma

$$A + B X = Y \quad [3]$$

siendo  $X = S(90^\circ; Z)$ ,  $Y = \frac{S(90^\circ; Z)}{|Z|}$  las coordenadas corrientes (véase fig. 1). Cada una de las 6 longitudes de onda efectiva en que Stebbins y Whitford (1943) han realizado las observaciones da para cada una de las 42 estrellas un punto en nuestro diagrama de la figura 1 (Para  $\lambda = 1030 \mu\mu$  no los hemos asentado, porque resultaban demasiado apiñados; pero su disposición es completamente similar a la correspon-



**Fig. 1**

**Fig 1 Diagrama S-T-Z de la absorcion interestelar**



diente a las otras longitudes de onda). Como no podíamos *a priori* tener la seguridad de que por un motivo cualquiera — por ejemplo, debido a mala adopción de magnitudes absolutas — no resultase inespereadamente que se requería una solución especial para cada grupo espectral, los hemos discriminado usando los siguientes signos :

Representación de una estrella de tipo O :	☉
»                    »                    »	Bo :    ·0
»                    »                    »	B1 :    ·1
»                    »                    »	B2 :    ·2
»                    »                    »	B3 (C4) : ·3

Nos ocuparemos primeramente de los puntos correspondientes a la longitud de onda azul  $\lambda = 422 \mu\mu$ , pues es allí donde nos sentimos más seguros. Como ya sabe el lector, los distintos puntos en la figura 1 encarnan para nosotros la « penúltima » solución de nuestro problema, cuya « última » solución (suponiendo que una tal se deje vislumbrar) debemos buscar en la curva que en forma aproximada y sensata los una entre sí. Pero vemos de inmediato que la mayoría de los puntos correspondientes a la longitud de onda azul (lo mismo que los correspondientes a cualquiera de las otras longitudes de onda) caen muy aproximadamente a lo largo de una « recta », tal como presupone nuestra ecuación de condición [3]. No resulta aparente que la disposición de los puntos correspondientes a una particular clase espectral ofrezca peculiaridades y difiera marcadamente de la del conjunto ; de toda manera, dada la pequeña cantidad de estrellas disponibles, no valdría la pena examinarlo con más detención.

Las 10 estrellas de coloración excesivamente intensa y que manifiestamente deben ser descartadas, han sido registradas en nuestra figura 1 a media tinta, para que no molesten, distrayendo al ojo de la solución general adecuada para el resto de las estrellas. Sólo ahora, al contemplar la figura 1, podemos darnos verdaderamente cuenta de lo enorme que es el apartamiento de algunos puntos (y por lo tanto de las estrellas que representan) de la solución general.

En esto se lleva la palma la estrella B2 n° 16, que ya antes (pág. 25/26) nos resultó notable por sus valores excesivamente fuertes de absorción interestelar « observada » y a la cual, a pesar de que estábamos constreñidos a adoptar  $Z = 0.010$  kpc (tabla 2 columna 4.0) y no más, tuvimos que endilgar el mayor de todos los « pedestales observados »  $(S_{1030})_{ob} (B = + 0^m9 ; R = 0.48 \text{ kpc}) = 1^m1$ . En vez de la ordenada

$$Y = \left[ \frac{S_{422}(90^\circ ; Z)}{|Z|} \right]_{|Z|=0.010 \text{ kpc}} \simeq 2.7 \frac{\text{mag}_{422}}{\text{kpc}}$$

que en virtud de su distancia  $Z$  al plano galáctico le debería « normalmente » corresponder, resulta en base al fuerte valor de absorción interestelar « observada »  $(S_{422})_{ob} (B ; R)$  ó  $(S_{422})_{ob} (90^\circ ; Z)$  la ordenada

$$Y = 10.6 \frac{\text{mag}_{422}}{\text{kpc}}.$$

Mucho menos llamativa es la estrella B2 n° 17. Aparece en la publicación de Stebbins y Whitford (1943) como estrella Bo n° 18 ; pero es considerada por O'Keefe (1941) como de tipo B2, y se distingue en la lista de 1332 estrellas de tipo B preparada por Stebbins, Huffer y Whitford (1940.1) por tener el mayor exceso de color « observado »  $(E_{426} - E_{477})_{ob} (Sp = B2) = + 0^m70$ . También esta estrella cae en

la figura 1 muy lejos de la fila en que se ordenan las estrellas que determinarán nuestra solución general; de ser « normal » le correspondería la ordenada

$$Y = \left[ \frac{S_{422}(90^\circ; Z)}{|Z|} \right]_{|Z| = 0.032 \text{ kpc}} \simeq 2.4 \frac{\text{mag}_{422}}{\text{kpc}}$$

mientras que en realidad aparece con la ordenada  $Y = 4.8 \frac{\text{mag}_{422}}{\text{kpc}}$ .

A este respecto conviene mencionar finalmente la estrella B1 n° 6. Bajo el nombre de  $\zeta$  Persei tiene larga fama por su intensísima coloración, debido a la cual ha sido en fotometría espectral objeto de diversas investigaciones [por ejemplo: J. Rudnick (1936), J. S. Hall (1937)]. Sus coordenadas galácticas son (para 1900):  $L_H = 130^\circ 3$ ;  $B_H = -15^\circ 5$ . Está pues en medio de una región del borde austral de la vía láctea que ya en nuestra anterior publicación (1945, pág. 130 y fig. 15) nos había particularmente interesado. La « zona carente de nebulosas » de Hubble (« zone of avoidance »; 1934, fig. 3) tiene en esa longitud galáctica ( $\simeq 130^\circ$ ) una de sus más largas excrecencias en forma de apéndice hacia el sur, en la cual no es visible prácticamente ninguna nebulosa extragaláctica. Según nuestra figura 15 (1945), ninguna de las estrellas de la región tiene una diferencia  $(E_{ob} - E_{ta})_{426-477}$  tan grande como la de  $\zeta$  Persei. « Normalmente » le correspondería la ordenada

$$Y = \left[ \frac{S_{422}(90^\circ; Z)}{|Z|} \right]_{|Z| = 0.063 \text{ kpc}} \simeq 2.0 \frac{\text{mag}_{422}}{\text{kpc}}$$

pero en realidad resulta tener

$$Y = 6.1 \frac{\text{mag}_{422}}{\text{kpc}}$$

En nuestra figura 1 aparecen naturalmente también estrellas cuyos puntos caen bastante próximos a la larga fila de puntos normales. Se nos presenta así el problema de resolver definitivamente a cuáles estrellas incluiremos y a cuáles estrellas eliminaremos en nuestra resolución final según el método de los cuadrados mínimos. Como ya se ha dicho, no hay duda que 10 estrellas deben ser descartadas, de modo que nos quedarían sólo 32 estrellas para determinar nuestra « última » solución. Para algunas de éstas, el examen de la figura 1 nos ha llevado a reconsiderar el valor de  $\lg |Z|$  o  $|Z|$  que habíamos adoptado.

Aumentando  $|Z|$  se disminuye  $Y = \frac{S(90^\circ; Z)}{|Z|}$  y bien podría ocurrir que una estrella apartada resultase de este modo « trasladada » a la fila de las estrellas normales. Pero es evidente que debemos proceder con mucha circunspección en estas alteraciones postizas de  $Z$ , pues no es el caso de lograr que la coloración de una estrella sea « normal » a costa de que su magnitud absoluta sea « anormal ». Los datos en el tercer grupo de columnas de la tabla 2 servirán para prevenirnos de semejante desmán.

Para 4 estrellas parecía factible un mayor acercamiento a la fila de estrellas normales sin que la magnitud absoluta fuese alterado en forma censurable; con objeto de que el lector pueda estar seguro de que las modificaciones a los valores originalmente adoptados para la distancia  $Z$  al plano galáctico son enteramente razonables y no motivan magnitudes absolutas demasiado brillantes, se detallan a continuación los cambios efectuados:

	Columna 4.0 Tabla 2			Columna 4.0 Tabla 2				
★ B1 n° 5	De $\lg  Z  = 1.1-2$ a $\lg  Z  = 1.5-2$ , es decir, de $ Z  = 0.126$ kpc a $ Z  = 0.316$ kpc							
★ B1 n° 12	»	1.8-4	»	1.9-4,	»	0.006	»	0.008
★ B2 n° 10	»	0.9-2	»	1.0-2,	»	0.079	»	0.100
★ B2 n° 14	»	0.0-2	»	1.9-4,	»	0.010	»	0.008

según esto, la magnitud absoluta atribuida a la estrella B1 n° 5 pasa de  $-(M_{530})_{HW} = +3^m 1$  a  $-(M_{530})_{HW} \simeq +5^m$  [es de sentir que O'Keefe (1941) no haya considerado esta estrella]; para las tres estrellas restantes las alteraciones de la magnitud absoluta resulta de poca monta.

Antes de pasar a la resolución final, es provechoso considerar un poco más nuestra figura 1. Podemos suponer que los distintos puntos se marcan de la siguiente manera. Para un determinado  $|Z|$  consideremos un punto auxiliar de abscisa  $X_0 = |Z|$  y de ordenada constante  $Y_0 = 1$ . El punto del diagrama que para la longitud de onda  $\lambda$  corresponde a una estrella que tenga la distancia  $Z$  al plano galáctico, se obtendrá entonces multiplicando simultáneamente las coördenadas  $X_0, Y_0$  por el factor  $\frac{S_\lambda(90^\circ; Z)}{|Z|}$ . Así

pues, los puntos del diagrama que corresponden a estrellas con un mismo  $|Z|$  caen sobre una misma línea que pasa por el origen; y en especial sobre el eje de los  $Y$  caen los puntos correspondientes a estrellas, para los cuales  $Z = 0$  y sobre el eje de las  $X$  caen los puntos correspondientes a estrellas para las cuales  $|Z| = \infty$ . Se sigue inmediatamente que las rectas sobre las que se alinean los puntos del diagrama correspondientes a una misma longitud de onda  $\lambda$ , cortarán los ejes  $Y$  y  $X$  a la altura de la ordenada  $T_\lambda(0)$  y de la abscisa  $S_\lambda(90^\circ; \infty)$  respectivamente. Estos valores pueden pues ser directamente leídos en el diagrama; razón por la cual llamaremos « Diagrama S-T-Z ». Tal como lo hemos dibujado, nos muestra que para cada longitud de onda efectiva hay una rama que muy aproximadamente es recta y que está claramente marcada por 32 puntos, mientras que otros 10 se apartan completamente.

El diagrama S-T-Z es pues muy importante: Nos muestra inmediatamente, por ejemplo en el caso de las 42 estrellas observadas por Stebbins y Whitford en distintas longitudes y latitudes galácticas, que para 32 de ellas, o sea aproximadamente 3/4 del total, se logra explicar muy bien los valores de la absorción interestelar observados en todas las longitudes de onda efectiva, mediante las fórmulas matemáticas de validez general que hace poco (1945) publicamos en el « Tomo 22 de La Plata ». Las dos constantes  $T(0)$  y  $S(90^\circ; \infty)$  que para cada particular longitud de onda aparecen en esas fórmulas, resultarán tener para  $\lambda = 422 \mu\mu$  y aún para  $\lambda = 488 \mu\mu$  valores muy concordantes con los dados en la citada publicación; en cambio los nuevos valores diferirán algo para la luz amarilla y mucho para la luz roja de los antiguos valores. Pero sin hesitación son de preferir los valores que se obtienen en esta nueva re-determinación.

Finalmente, debemos hacer una importante observación, que resulta inmediatamente de la inspección de nuestro diagrama S-T-Z. Y es que *las 6 rectas* que para  $\lambda = 353, 422, 488, 570, 719, 1030 \mu\mu$  representan las soluciones más plausibles de nuestro problema, *no son paralelas entre sí*. Limitándose a dos longitudes de onda vecinas — exceptuado la  $\lambda = 1030 \mu\mu$  — es posible quizá tener dudas al respecto; pero la visión de conjunto de nuestro diagrama S-T-Z, considerando simultáneamente las 6 longitudes

de onda, muestra inconcusamente que la fracción  $\frac{T(\lambda)}{S(90^\circ; \infty)} = -B$  no es constante, sino que adquiere valores que crecen junto con  $\lambda$ .

Esto tiene importante repercusión en el comportamiento del exponente  $X$  de la ley  $\lambda$  de la absorción interestelar, que en general (ver la Introducción) es función de  $\lambda$  y de  $Z$ . Los valores especiales  $x_{\lambda_i-\lambda_k}(\lambda)$  y  $x_{\lambda_i-\lambda_k}(\infty)$  están determinados por las ecuaciones

$$x_{\lambda_i-\lambda_k}(\lambda) \cdot \lg\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_k}\right) = \lg\left(\frac{T_{\lambda_i}(\lambda)}{T_{\lambda_k}(\lambda)}\right)$$

$$x_{\lambda_i-\lambda_k}(\infty) \cdot \lg\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_k}\right) = \lg\left(\frac{S_{\lambda_i}(90^\circ; \infty)}{S_{\lambda_k}(90^\circ; \infty)}\right)$$

Si hubiese paralelismo entre las rectas de nuestra figura 1, es decir si fuese

$$\frac{T_{\lambda_i}(\lambda)}{T_{\lambda_k}(\lambda)} = \frac{S_{\lambda_i}(90^\circ; \infty)}{S_{\lambda_k}(90^\circ; \infty)}$$

o lo que es lo mismo

$$\frac{T_{\lambda_i}(\lambda)}{S_{\lambda_i}(90^\circ; \infty)} = \frac{T_{\lambda_k}(\lambda)}{S_{\lambda_k}(90^\circ; \infty)} = \dots = \text{const.} = \text{una constante universal,}$$

resultará que

$$x_{\lambda_i-\lambda_k}(\lambda) = x_{\lambda_i-\lambda_k}(\infty) = \text{const.}_{ik} = \text{otra constante universal.}$$

Y puesto que las curvas que solucionan nuestro problema en el diagrama S-T-Z son rectas, resultaría en general (como un sencillísimo cálculo lo muestra) que

$$x_{\lambda_i-\lambda_k}(\lambda) = \dots = x_{\lambda_i-\lambda_k}(Z) = \dots = x_{\lambda_i-\lambda_k}(\infty) = \text{const.}_{ik}$$

y análogamente

$$x_{\lambda_k-\lambda_l}(\lambda) = \dots = x_{\lambda_k-\lambda_l}(Z) = \dots = x_{\lambda_k-\lambda_l}(\infty) = \text{const.}_{kl} \neq \text{const.}_{ik}$$

Por lo tanto los diversos exponentes  $x$  serían ciertamente distintos uno de otro si correspondiesen a dos pares distintos de longitudes de onda efectiva, pero un determinado exponente  $x_{\lambda_i-\lambda_k}$  tendría un valor constante, independiente de la distancia  $Z$  al plano galáctico.

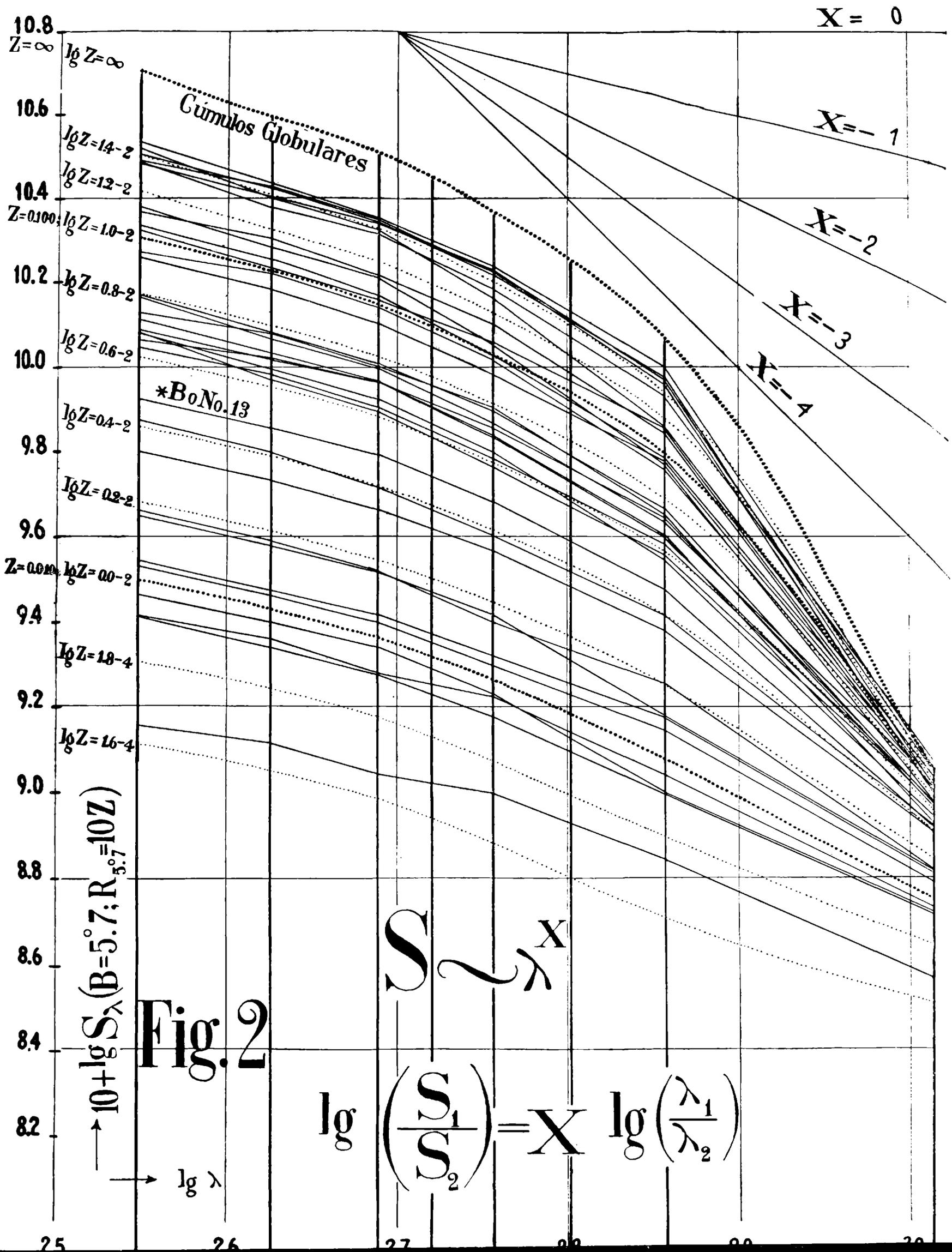
Pero esto, dicho con otras palabras, no es sino el método que ya antes (1945, pág. 110-115) hemos impugnado, de transformar  $S_{\lambda_i}(90^\circ; Z)$  en  $S_{\lambda_k}(90^\circ; Z)$  mediante multiplicación por un factor independiente de  $Z$ , es decir constante; pues es equivalente a poner

$$x_{\lambda_i-\lambda_k}(Z) = \text{const.} = \text{independiente de } Z.$$

Nuestras investigaciones de estadística estelar simultánea en las longitudes de onda efectiva  $\lambda = 430$  y  $530 \mu\mu$ , en conexión con el problema de la absorción interestelar, mostraron en esa ocasión que era abso-

# FIG. 2

Dependencia de la absorción interestelar  $S_{\lambda}^2$  de la longitud de onda  $\lambda$  y de la distancia  $Z$  al plano galáctico. Para auxiliar al lector se han trazado arriba a la derecha cuatro rectas de inclinaciones  $X = -1, -2, -3, -4$





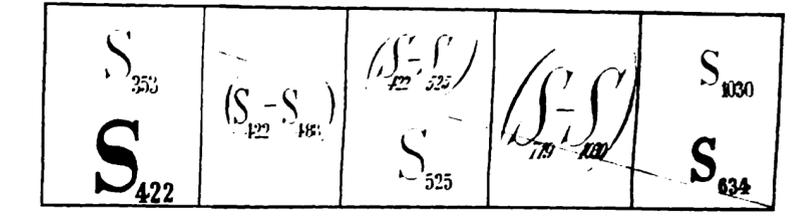
(-4)	(-3)	(-2)	(-1)	(0)	(+1)	(+2)	(+3)	(+4)	(+5)	(+6)	(+7)	(+8)	(+9)	(+10)	(+11)	(+12)	(+13)	(+14)	(+15)	(+16)	(+17)	(+18)	(+19)	(+20)
$\lambda_1 - \lambda_2$	$\frac{S_{\lambda_1} - S_{\lambda_2}}{S_{\lambda_2}}$	$\frac{S_{\lambda_1} - S_{lambda_2}}{S_{\lambda_2}}$	$\frac{S_{\lambda_1} - S_{\lambda_2}}{S_{\lambda_2}}$																					
$\Delta Z$																								
$ Z $																								
$\lg Z $																								
$\lg \frac{ Z }{m-w}$																								
$\lg \text{csc }  B  = 0.0$																								
$\text{csc }  B  = 1.0$																								
$ B  = 90.0$																								

# TABLA 4

## Esquema B-R-Z

de la absorcion interestelar general  $S_{\lambda}(B, R_B) = \frac{T(R_B=0) \cdot R_B}{1 + \frac{T(R_B=0)}{S(B, R_B=\infty)} \cdot R_B}$

Cada c6lula individual contiene este nuestro grupo de valores de  $S_{\lambda}$  y de  $(S_{\lambda_1} - S_{\lambda_2})$ :



(+21)	(+22)	(+23)	(+24)	(+25)	(+26)	(+27)
20	21	22	23	24	25	26
100.0	126	158	200	251	316	398
0.46	0.36	0.29	0.23	0.18	0.14	0.11

m-w-g

8  
7  
6  
5  
4  
3  
2  
1  
0

8-20    9-20    0-10    1-10    2-10    3-10    4-10    5-10    6-10    7-10    8-10    9-10



lutamente necesario que el exponente  $x_{430-530}$  disminuyera fuertemente al crecer  $|Z|$ . Y también la explicación mediante un *único* sistema de fórmulas, de los excesos de color  $E_{430-480}$  observados en las estrellas de tipo B y en los mucho más lejanos cúmulos globulares requería la variación del correspondiente exponente, que iba de  $x_{430-480}(Z=0) = -1$  a  $x_{430-480}(Z=\infty) = -1.5$ .

Queremos advertir ya al lector que las columnas (-3) de la tabla 4 dan en función de Z los nuevos valores de los factores de transformación

$$\frac{S_{\lambda_i}}{S_{\lambda_k}} \quad \text{y} \quad \frac{S_{\lambda_i} - S_{\lambda_l}}{S_{\lambda_k}} = \frac{E_{\lambda_i - \lambda_l}}{S_{\lambda_k}}$$

para varios valores de las longitudes de onda. Sólo de esta manera es por ejemplo posible lograr que las dos funciones de la absorción interestelar  $S_{430}(90^\circ; Z)$  y  $S_{480}(90^\circ; Z)$  tengan para cualquier distancia Z al plano galáctico valores separados en la medida que lo exigen las observaciones. En la tabla 22 de nuestra publicación del año 1945 lo hemos demostrado directamente en base a las series numéricas allí dadas.

Vamos a confirmarlo aquí mediante la figura 2. En las columnas 4.1-4.8 de la tabla 2 los valores  $S(90^\circ; Z)$  y  $\frac{S(90^\circ; Z)}{|Z|}$  correspondientes a las 10 estrellas «no utilizables» han sido tachados. Los valores  $S_\lambda(90^\circ; Z)$  correspondientes a las restantes 32 estrellas «utilizables» han sido llevados a la figura 2 observando que

$$S_\lambda(B = 5^\circ 7; R_{5^\circ 7} = 10 Z) = 10 \cdot S_\lambda(90^\circ; Z)$$

y marcando puntos de coordenadas

$$Y = \lg \lambda \quad y = 10 + \lg S_\lambda(B = 5^\circ 7, R_{5^\circ 7} = 10 Z)$$

Como siempre, hemos preferido referirnos a la latitud galáctica  $B = 5^\circ 7$  y no a la  $B = 90^\circ$ , a fin de adaptarnos mejor a las circunstancias de la observación real. [Por lo demás el paso de un sistema a otro no puede ser más sencillo, debido a que el factor de transformación es 10 (al que en logaritmos corresponde el sumando 1)]. En la figura 2 los puntos correspondientes a las observaciones han sido unidos mediante rectas, mientras que los correspondientes a la teoría de nuestra «última» solución lo han sido mediante curvas punteadas. Recién ahora estamos en condiciones de explicar por qué para la función  $S_{1030}(B; R)$  se adoptó el peculiar andar aplastado a que se hizo referencia a página 23. Confesaremos que hicimos una tentativa de solución suponiendo que fuera  $x_{422-1030}(\infty) = -3.0$  [en vez de  $-4.0$ ], es decir

$$\frac{S_{1030}(90^\circ; \infty)}{S_{422}(90^\circ; \infty)} = \frac{0.03}{0.40} \left[ \text{en vez de } \frac{0.01}{0.40} \right].$$

Pero resultó que así no sólo la concordancia entre valores tabulares teóricos y valores observados de la absorción para las 32 estrellas de tipos B y O era en general peor, sino también que los excesos de color  $E_{434-467}$  y  $E_{426-477}$  observados en los cúmulos globulares no podían ser explicados con suficiente exactitud, porque para esos dos pares de longitudes de onda efectiva, las curvas de absorción  $S_{\lambda_1}$  y  $S_{\lambda_2}$ , para grandes

distancias  $|Z|$  al plano galáctico y debido a ser el exponente  $x_{422-488}(\infty) = -1.2$  [en vez de  $-1.4$ ], resultaban estar demasiado poco separadas.

Para cada una de las 6 longitudes de onda efectiva, el correspondiente sistema de 32 ecuaciones de condición [2] — pág. 28 — fué resuelto por el método de los cuadrados mínimos de un saque, sin subdividirlo según clases espectrales. Los resultados se han apuntado en las últimas filas de las columnas 4.1-4.8 de la tabla 2. En primer término se da allí el error medio

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{[\delta\delta]}{n-m}} = \sqrt{\frac{[\delta\delta]}{30}} = \varepsilon \left( \frac{S(90^\circ; Z)}{|Z|} \right)$$

de una ecuación de condición. Sin embargo, la figura 1 nos da una impresión mucho más viva de la precisión lograda en nuestra investigación. El error medio de las dos constantes A y B resulta muy satisfactorio por lo pequeño, especialmente en el caso de  $A = T(0)$ , en que para las distintas longitudes de onda es sólo de  $\pm 2-5\%$ . El error medio de  $S(90^\circ; \infty) = \frac{A}{-B}$  fué calculado por la fórmula

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{B^2\varepsilon^2(A) + A^2\varepsilon^2(B)}{B^4}}$$

y resultó ser de  $\pm 6-10\%$ . La precisión en la determinación de las fórmulas de la absorción interestelar lograda mediante la utilización de las medidas de color de Stebbins y Whitford es notablemente superior a la alcanzada en el « Tomo 22 de La Plata » (1945), donde el error medio de las constantes se apreció en  $\pm 20\%$ . Los valores  $S_{525}(90^\circ; \infty)$ ,  $S_{634}(90^\circ; \infty)$  y  $T_{525}(0)$ ,  $T_{634}(0)$  se obtienen como promedio de los análogos correspondientes a longitudes de onda vecina.

#### 4. LAS NUEVAS FÓRMULAS DE LA ABSORCIÓN INTERESTELAR. SU SIGNIFICACIÓN Y ALCANCE

Más interesante aún que el comportamiento de los exponentes particulares  $x(0)$  y  $x(\infty)$ , dado en la tabla 2, debe ser el andar de las curvas de absorción teóricas, dibujadas a trazo punteado en la figura 2. En las inmediatas proximidades del plano galáctico corresponden a ellas valores del exponente  $x$  comprendidos entre  $-0.5$  y  $-1.8$ , y que parecen oscilar alrededor de  $-1.2$ . Pero más allá de  $|Z| = 0.010$  kpc el exponente  $x$  disminuye siempre al crecer la longitud de onda  $\lambda$ . Los detalles al respecto pueden verse en la columna (-4) de la tabla 4. Hemos calificado de « última » a esta solución de nuestro problema, debido a que para  $\lambda = 422$  y  $1030 \mu\mu$  los « últimos » exponentes  $x(0)$  y  $x(\infty)$  concuerdan excelentemente con los correspondientes « penúltimos » exponentes, a saber

$$\begin{aligned} -4.0 &= x_{422-1030}(\infty) = -4.0 \\ -1.0 &\simeq x_{422-1030}(0) \simeq -1.06 \end{aligned}$$

# TABLA 5

Factores de conversión de la absorción interestelar para diferentes distancias al plano galáctico.

$ Z $	$\lg  Z $	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
		$\frac{E_{426-477}}{E_{422-488}}$	$\frac{E_{426-477}}{E_{434-467}}$	$\frac{S_{426}}{E_{426-477}}$	$\frac{S_{525}}{E_{426-477}}$	$\frac{S_{525}}{E_{422-525}}$
$\infty$	$\infty$	0.74	1.76	7.3	5.2	2.4
1.000	0.0	0.74	1.75	7.5	5.4	2.5
0.316	1.5-2	0.74	1.72	7.9	5.7	2.6
0.100	1.0-2	0.75	1.69	8.4	6.3	2.9
0.032	0.5-2	0.75	1.66	9.0	6.9	3.2
0.010	0.0-2	0.76	1.64	9.3	7.2	3.3
0.003	1.5-4	0.76	1.64	9.4	7.3	3.4
0	$-\infty$	0.76	1.63	9.5	7.4	3.4



Las columnas 5.0 y 5.4 dan finalmente nuestra « ultimísima » solución para cada una de las 42 estrellas. Posteriormente nos entraron dudas sobre si habíamos hecho bien en incluir ciertas estrellas — 5 en total — en la resolución general por el método de los cuadrados mínimos; por eso en la columna « Abs. exc. » hemos puesto a esas estrellas un signo +. (Véase la tabla 4 al final)

En las columnas (– 3) de la tabla 4 se da una selección de factores de transformación de la absorción absoluta o selectiva, que permiten pasar de uno a otro grupo de longitudes de onda. A veces esos factores dependen de  $Z$  en forma muy sensible. En la tabla 5 damos además otros cinco de esos factores que también pueden ser útiles.

En la columna (1) de la tabla 5 se dan los factores  $\frac{E_{426-477}}{E_{422-488}}$ . Ellos sirven para convertir los excesos de color  $E_{422-488}$ , dados por el esquema B-R-Z de nuestra tabla 4, en los excesos de color  $E_{426-477}$ , para los cuales hay observaciones de Stebbins, Huffer y Whitford (1940.1) en 1332 estrellas de tipo B. La dependencia de  $Z$  es tan poco sensible que en la práctica esos factores bien pueden suponerse constantes e iguales a  $0.75 = \frac{3}{4}$ .

En la columna (2) de la tabla 5 se dan los factores  $\frac{E_{426-477}}{E_{434-467}}$ . La cuestión de si en la práctica dichos factores pueden suponerse de valor constante fué ya considerada en nuestra anterior investigación (1945, pág. 95). Anteriormente Stebbins y Whitford (1936) habían usado el factor constante 1.68. Teniendo en cuenta la disposición simétrica de ambos intervalos de longitud de onda efectiva, consideramos entonces aceptable la constancia del factor — al menos operando con los excesos de color de los cúmulos globulares, considerados como grupo cerrado de objetos a gran distancia  $|Z|$  del plano galáctico; y no tenemos por qué arrepentirnos de esa decisión, pues la tabla 5 nos dice que para los cúmulos globulares corresponde el factor constante 1.75 (muy poco diferente de 1.68).

En cambio el factor  $\frac{S_{426}}{E_{426-477}}$  en la columna (3) de la tabla 5 muestra ya una muy fuerte dependencia de  $Z$ . Para los cúmulos globulares su valor es solamente  $\simeq 7.5$  [en vez de 10, Stebbins y Whitford (1936)]. Ya en 1945 (pág. 106) habíamos advertido que no se debía afectar a los cúmulos estelares — especialmente a los próximos al centro galáctico — con valores de absorción demasiado grandes; pues de hacerlo resulta « artificialmente » una distribución espacial de los cúmulos estelares con una marcada punta en nuestro Sol. En cambio, para las estrellas de tipo B debemos según la tabla 5 adoptar para ese factor de transformación un valor mayor:  $\simeq 8.5$  hasta 9.5, según sea la distancia  $Z$ .

En diversas investigaciones de Stebbins y colaboradores (1939, 1940.1, 1940.2, 1941) y también investigaciones de otros, se utiliza siempre el factor constante  $\frac{S_{525}}{E_{426-477}} = 7$ . Ya en 1945 (pág. 106) habíamos advertido que para las estrellas de tipo B el valor de ese factor variaba entre 5 y 7, cosa que la columna (4) de la tabla 5 confirma. (Para  $|Z| < 0.100$  kpc el valor constante 7 puede considerarse sin embargo como una buena aproximación).

Queremos hacer notar aquí que de las columnas (3) y (4) de la tabla 5 se sigue que

$$\frac{S_{426}}{E_{426-477}} - \frac{S_{525}}{E_{426-477}} = \frac{E_{426-525}}{E_{426-477}} = \text{const} = 2.1$$

Según la determinación de Stebbins, Huffer y Whitford (1940.1, pág. 23) la relación entre los índices de color  $C_{\text{int}}$  y  $C_{426-477}$  es  $\frac{C_{\text{int}}}{C_{426-477}} = 1.5$ . Suponer en base a ello que también  $\frac{E_{\text{int}}}{E_{426-477}} = 1.5$ , está en contradicción con nuestra teoría de la absorción interestelar, que exige  $\frac{E_{\text{int}}}{E_{426-477}} = 2.1$ . Cabe observar al respecto que Seares y Joyner, por observaciones (1943.1, pág. 272) y teóricamente (1943.1, pág. 287 y 1943.2, pág. 315, tabla 7), hallaron también para  $\frac{C_{\text{int}}}{C_{426-477}}$  los valores  $\simeq 2.1$  y  $\simeq 1.9$ , considerablemente mayores que 1.5.

Finalmente, la columna (5) de la tabla 5 da los valores de  $\frac{S_{525}}{E_{422-525}}$ . Tales valores muestran una clara dependencia de la distancia  $Z$  al plano galáctico, y con ella disminuyen de 3.4 a 2.5. Seares y Joyner (1943.1, fig. 5 y pág. 285-287) utilizan un factor  $\frac{S_{\text{pv}}}{E_{\text{pg-pv}}} = \text{const.} = 3.8$  para el cálculo de la absorción interestelar fotovisual. Su figura 5 da el exceso de color  $E_{\text{pg-pv}}$  en función de la distancia verdadera  $R$ , para estrellas al norte de los  $+80^\circ$  de declinación; en nuestra notación da pues  $E_{\text{pg-pv}} (L = 90^\circ; B = 28^\circ; R_{280})$ . Nuestra teoría hubiese requerido un valor más pequeño del factor de transformación,  $\frac{S_{\text{pg}}}{E_{\text{pg-pv}}} \simeq 2,9$  hasta 2,6, según fuese la distancia  $R$ . Pero aún con ello la concóva de la curva  $E_{\text{pg-pv}} (L = 90^\circ; B = +28^\circ; R_{280})$  — los dos autores dicen que la subida de la curva es «demasiado empinada» — no se corrige del todo. De  $R = 0$  a  $R = 0,200$  kpc o, dicho de otra manera, de  $Z = 0$  a  $Z = 0,100$  kpc, es perfecta la concordancia entre la curva de los excesos de color  $E_{\text{pg-pv}}$  en la región del polo norte de la rotación terrestre según Seares y Joyner y la curva construida con los valores de  $E_{422-425} (B = 28^\circ; R_{280})$  dado por nuestro esquema B-R-Z de la absorción interestelar general en la tabla 4. Más allá de  $R_{280} = 0,200$  kpc no hay modo de evitar la fuerte separación entre esas dos curvas de absorción selectiva. Una investigación de Wilhelm Becker (1939.1) en esa misma región del cielo, pero efectuada en otras dos longitudes de onda efectiva ( $\lambda = 417$  y  $580 \mu\mu$ ) conduce a un resultado completamente similar. Parece pues seguro que en esa dirección [Shapley y Jones (1937) dan como dirección del efecto máximo:  $L_{\text{II}} = 90^\circ, B_{\text{II}} = +30^\circ$ ] y a una distancia de pocos cientos de parsecs hay una condensación especial de la capa galáctica absorbente. En nuestra anterior publicación (1945, pág. 134) habíamos señalado ya, especialmente mediante la figura 16, que las curvas correspondientes a las funciones de absorción selectiva tienen un punto de inflexión; pero — en seguida volveremos sobre ello — en nuestra nueva teoría de la absorción interestelar general la inflexión no resulta patente sino para excesos de color entre longitudes de onda muy grandes, por ejemplo entre  $\lambda = 719$  y  $1030 \mu\mu$ . En este caso y en otros análogos, únicamente mediante una investigación a fondo, llevada sobre muchas longitudes de onda, podrá decidirse en forma definitiva si se trata efectivamente de una condensación de la materia interestelar, o de una alteración local de las leyes de absorción, o de ambas cosas a la vez.

Las columnas (-2) de nuestra tabla 4 dan los valores de las secantes  $\frac{\Delta S_{\lambda_i}}{\Delta |Z|}$  y  $\frac{\Delta (S_{\lambda_i} - S_{\lambda_k})}{\Delta |Z|}$ , que para  $Z = 0$  se convierten naturalmente en las tangentes  $T_{\lambda_i}(0)$  y  $T_{\lambda_i}(0) - T_{\lambda_k}(0)$ . En cada columna individual la correspondiente función muestra al crecer  $|Z|$  un andar propio, distinto del de las otras

funciones. Todas las funciones del tipo  $\frac{\Delta S_\lambda}{\Delta |Z|}$  decrecen ininterrumpidamente, aunque no en la misma proporción para distintas longitudes de onda, llegando sin embargo todas ellas a anularse para  $|Z| = \infty$ . Debido a ello no podemos decir nada sobre la posible existencia de una hipotética función  $S_{\lambda_0}(90^\circ; Z)$  caracterizada — por mera casualidad — por crecer en todas las distancias  $Z$  en forma proporcional a la densidad del polvo interestelar. Hemos considerado ya este problema en nuestra anterior publicación (1945, pág. 110-112), por lo que nos limitamos aquí a recordar que para explicar el conjunto de los distintos datos observacionales recogidos es necesario exigir de los exponentes de la ley  $\lambda^N$  que  $x_{\lambda_i-\lambda_k} = x(\lambda_i, \lambda_k; Z) \neq \text{const.}$

Todas las funciones del tipo  $\frac{\Delta (S_{\lambda_i} - S_{\lambda_k})}{\Delta |Z|}$  van creciendo desde su arranque en el origen ( $Z = 0$ ) hasta alcanzar un máximo, que corresponde al punto de inflexión en las curvas de absorción selectiva, después de lo cual decrecen ininterrumpidamente hasta anularse para  $|Z| = \infty$ . Pero en nuestra nueva teoría de la absorción interestelar el punto de inflexión resulta aparente sólo para aquellos excesos de color que corresponden a longitudes de onda muy grandes; así en nuestra tabla 4 sólo para  $\lambda = 719$  y  $1030 \mu\mu$ . Entre las longitudes de onda  $\lambda = 422$  y  $525 \mu\mu$ , y con mayor razón entre  $\lambda = 422$  y  $488 \mu\mu$ , la coordenada  $Z$  del punto de inflexión resulta ser  $< 0.003$  kpc, de modo que no tiene importancia práctica alguna.

El contenido de las columnas ( $-1$ ) de la tabla 4 no requiere explicación alguna. En nuestra anterior publicación (1945, pág. 30) dijimos por qué creíamos conveniente adoptar el kiloparsec como unidad para las distancias  $R$  e introducir la nueva magnitud absoluta  $W = M + 10$ . Con la magnitud aparente  $m$  se calcula el módulo de distancia mediante la sencilla ecuación

$$m - W = 5 \lg R.$$

Hemos usado una u otra magnitud absoluta,  $M$  o  $W$ , según fuese más conveniente para el asunto tratado.

En la tabla 4 las columnas (0), (+1), (+2), hasta (+27) y (+ $\infty$ ) constituyen propiamente el esquema B-R-Z de la absorción interestelar general y dan los valores funcionales. Supondremos que el lector está ya familiarizado con la estructura de dicho esquema. [Una explicación detallada de las ideas que han conducido a crearlo está dada en nuestra anterior publicación (1945, págs. 63-69)]. Como ya fué dicho, los valores dados en ese esquema representan la « última » solución de nuestro problema. En consecuencia el lector hallará en él los mismos valores de las constantes  $T_\lambda(0)$  y  $T_{\lambda_i-\lambda_k}(0)$  ya dados en la tabla 2; y los encontrará no sólo en la última línea de la columna ( $-2$ ), sino también en la columna (+ $\infty$ ) correspondiendo a  $B = 0^\circ$ ,  $R = 1$  kpc. En lo más alto de la columna (0) se encuentran los correspondientes valores de las constantes  $S_\lambda(90^\circ; \infty)$  y  $E_{\lambda_i-\lambda_k}(90^\circ; \infty)$ .

Los valores de la absorción azul  $S_{422}(B; R)$  son en todo el esquema casi los mismos que antes. En cambio se ve que los valores referentes a todas las otras observaciones que admiten una comparación inmediata, discrepan sensiblemente con los valores que habíamos dado antes. Nuestros « nuevos » valores  $E_{422-488}(B; R)$  y  $E_{426-477}(B; R) = \frac{3}{4} E_{422-488}(B; R)$  no son directamente comparables con las curvas de absorción selectiva entre  $\lambda = 426$  y  $477 \mu\mu$  halladas por Stebbins, Huffer y Whitford (1941) para

las regiones del polo norte de la rotación terrestre ( $L = 90^\circ$ ;  $B = +28^\circ$ ) y de los polos de la galaxia [debido a la corrección constante  $+0^m05$  que se debe aplicar a todos los  $E_{st}$  (ver lo dicho antes, pág. 15) y debido a la variabilidad con  $Z$  del factor de transformación  $\frac{S_{525}}{E_{426-477}}$ , que esos autores han supuesto constante e igual a 7]; pero en lo que respecta a la magnitud del efecto, la concordancia es buena.

Para distancias  $|Z| > 0.100$  kpc. los « nuevos » valores de la absorción amarilla  $S_{525}(B; R)$  llegan a ser considerablemente mayores que antes, y por lo tanto los « nuevos » excesos de color  $E_{422-525}(B; R)$  considerablemente menores. Debido a ello se robustece la probabilidad de que en la dirección del polo norte de la rotación terrestre ( $L=90^\circ$ ;  $B=+28$ ) exista una nube especial que absorba la luz en forma anormalmente intensa (ver lo dicho antes, pág. 36).

Excepto para  $|Z| < 0.010$  kpc, en casi todo el resto del esquema de la tabla 4 los « nuevos » valores de la absorción roja  $S_{634}(B; R)$  resultan ser varias veces mayores que los « antiguos », cosa que desde el principio preveíamos. Se desvanece con ello nuestra esperanza de que mediante fotografías en esa longitud de onda efectiva se pudiera llegar hasta el centro galáctico mismo.

Ya que los valores de la llamada absorción fotográfica [ $\simeq S_{422}(B; R)$ ] se mantienen muy poco alterados, no hay motivo para reconsiderar detalladamente aquí los resultados de ella dependientes a que habíamos llegado a nuestra anterior publicación (1945) con respecto a los cúmulos globulares. Remitimos al lector a las tablas 15, 16, 17, 18, 19 y figuras 4, 5, 6, 7, 8 de esa publicación, que prácticamente subsisten inalteradas. Recordemos solamente que usando el esquema B-R-Z correspondiente a esa absorción resulta muy sencillo reconocer que, contra la antigua opinión, un cierto número de cúmulos globulares de pequeña latitud galáctica caen por cierto bien dentro de la capa general absorbente. En virtud de este resultado nos fué posible evitar enteramente que las distancias fotométricamente determinadas de esos cúmulos globulares resultasen afectadas de una sobrecorrección por absorción interestelar « que resultaría aplicando la « ley de la esc pura »). De el centro galáctico mismo no podríamos ver sino escasísimos cúmulos globulares, que por decirlo así harían de bonete en las direcciones norte y sur galácticas.

Nos limitaremos aquí a dar como tabla 6 la versión modernizada de la parte de la antigua tabla 18 referente a los excesos de color  $E_{pg-pv}$  (antes precisados como  $E_{430-530}$ , ahora como  $E_{422-525}$ ) para estrellas más brillantes que  $(m_s)_{422} \simeq +13^m5$ . Debido a la escasez porcentual de estrellas gigantes al igual que antes hemos adoptado generalmente  $W_{422} = (M_{422} + 10) = +10^m$  como valor extremo de la magnitud absoluta, de modo que se tiene  $(m_s - W)_{422} = \text{const.} = +3^m5 = (m - W) + S_{422}(B; R)$ .

Naturalmente la « nueva » curva límite azul en la tabla 6 apenas difiere de la « antigua » correspondiente al mismo módulo de distancia. Pero la « nueva » serie de excesos de color  $E_{pg-pv}$  en la última línea de la tabla 6 satisfacen ahora estrictamente la condición límite hallada por Seares (1936), a saber, que debe ser  $E_{pg-pv} < +1^m$  para todas las estrellas cuya magnitud aparente  $(m_s)_{422}$  sea menor que  $+13^m5$ .

Los « nuevos » excesos de color  $E_{426-477} \simeq \frac{3}{4} E_{422-488}$  resultan ser un 10% menores que antes (1945). Entonces habíamos encontrado para los polos galácticos:  $E_{426-477}(90^\circ; \infty) = 0^m060$ , mientras que ahora tenemos  $E_{426-477}(90^\circ; \infty) \simeq \frac{3}{4} E_{422-488}(90^\circ; \infty) = 0^m054$ , valor que casualmente coincide exactamente con el ya encontrado por Oort (1938.2, pág. 245) al elaborar los excesos de color observados por

# TABLA 6

Las curvas azules límites entre visibilidad e invisibilidad de los astros en el cielo, en un corte perpendicular al plano galáctico para el valor límite  $(m_S - W)_{422} = \text{const.} = 3.5 \text{ mag.}_{422}$  del módulo aparente de distancia, observado en el azul.

Sucesión de los valores máximos de los excesos de color  $E_{422-525}(B;R)$  aún visibles.

$\log \text{csc }  B $	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	.....	2.5	.....	$\infty$
$\text{csc }  B $	1.00	1.26	1.58	2.00	2.5	3.2	4.0	5.0	6.3	7.9	10.0	12.6	15.8	20.0	25.	32.	40.	50.	63.	79.	100.	.....	320.	.....	$\infty$
$ B $	90°0	52°6	39°1	30°1	23°5	18°4	14°5	11°5	9°1	7°2	5°7	4°6	3°6	2°9	2°3	1°81	1°44	1°14	0°91	0°72	0°57	.....	0°182	.....	0'
$S_{422} [\text{mag}]$	0.38	0.48	0.59	0.74	0.90	1.09	1.31	1.55	1.79	2.03	2.24	2.44	2.59	2.72	2.84	2.92	2.99	3.04	3.09	3.12	3.15	.....	3.23	.....	3.26
$(m - W) [\text{mag}]$	3.12	3.02	2.91	2.76	2.60	2.41	2.19	1.95	1.71	1.47	1.26	1.06	0.91	0.78	0.66	0.58	0.51	0.46	0.41	0.38	0.35	.....	0.27	.....	0.24
$R [\text{kpc}]$	4.2	4.0	3.8	3.6	3.3	3.0	2.7	2.5	2.2	1.97	1.79	1.63	1.52	1.43	1.36	1.31	1.26	1.24	1.21	1.19	1.17	.....	1.13	.....	1.12
$ Z  [\text{kpc}]$	4.2	3.2	2.4	1.80	1.32	0.94	0.68	0.50	0.35	0.25	0.179	0.129	0.096	0.072	0.054	0.041	0.032	0.025	0.019	0.015	0.012	.....	0.004	.....	0
$E_{422-525} [\text{mag}]$	0.11	0.14	0.17	0.22	0.26	0.32	0.38	0.44	0.50	0.56	0.61	0.64	0.66	0.69	0.70	0.71	0.71	0.72	0.73	0.73	0.74	.....	0.74	.....	0.74

$(m_S - W)_{422} = \text{const.} = 3.5 \text{ mag}_{422}$



Stebbins y Whitford (1936) en cúmulos globulares. Los excesos de color  $E_{426-477}$  de las estrellas de tipo B nos habían permitido — utilizando trabajos teóricos también de Oort (1938.1, 1938.2) — reconocer de inmediato que para pequeñas distancias al plano galáctico vale una ley  $\lambda^{-1}$  de absorción interestelar. Actualmente nuestro diagrama S-T-Z de la absorción interestelar en la figura 1, donde se consideran 6 longitudes de onda efectiva, nos permite ver directamente las discrepancias con respecto a tal ley, discrepancias que felizmente son de poca monta en general; resulta pues superfluo recordar cosas ya dichas en nuestra anterior investigación [A pág. 17 ya nos referimos a las figuras 10 y 11, y a pág. 30 a la figura 15 de dicha investigación (1945)].

Sobre los excesos de color  $E_{719-1030}$  (B; R) debemos decir todavía algunas palabras. Los hemos hecho figurar en pleno en el esquema B-R-Z de la tabla 4, a fin de recordar al lector la inesperada particularidad de algunos excesos de color, descubierta por el autor en su anterior publicación (1945, pág. 131-137). Para una distancia constante, p. ej. para  $R = 1$  kpc, los excesos de color dependen de sólo una variable, la latitud galáctica B; cuando se hace variar B entre  $90^\circ$  y  $0^\circ$ , con lo que  $\lg \csc |B|$  varía entre 0 y  $\infty$ , podría creerse que un determinado exceso de color  $E_{\lambda_i - \lambda_k}$  (B; R = const.) varía entre un mínimo correspondiente a  $B = 90^\circ$  y un máximo correspondiente a  $B = 0^\circ$ , análogamente a lo que ocurre evidentemente para cualquier función de absorción de una sola longitud de onda  $S_\lambda$  (B; R = const.). Nótese sin embargo que la función  $E_{719-1030}$  (B; R = const. = 1) arranca con el valor  $+ 0^m 10$  para  $B = 90^\circ$  y crece hasta alcanzar su valor máximo  $+ 0^m 71$  para  $B = 1^\circ 4'$  o sea para  $\lg \csc |B| = 1.6$ , pero que luego una pequeña variación ulterior de la latitud galáctica la hace caer al valor  $+ 0^m 21$  para  $B = 0$ . Un vistazo a la tabla 4 nos muestra que el valor máximo  $+ 0^m 71$  se alcanza a la distancia  $|Z| = 0.025$  kpc al plano galáctico, y también que todas las funciones  $E_{719-1030}$  (B; R = const.) alcanzan su valor máximo siempre a esta misma distancia  $|Z| = 0.025$  kpc al plano galáctico, cualquiera que sea la distancia fija  $R = \text{const.}$  que se considere (en la tabla los máximos de dichas funciones han sido subrayados). Ya fué demostrado antes (1945), que considerando otro par de longitudes de onda la coordenada Z del valor máximo adquiere naturalmente otro valor, como asimismo que en los excesos de color  $E_{426-477}$  (B; R = const.) el valor de Z correspondiente al máximo es inferior a 0,003 kpc. de modo que resulta prácticamente inobservable y ni ha sido observado tampoco.

Habíamos antes, apoyándonos en los datos de nuestras tablas 14, 25 y 26 (1945), pronosticado que a la distancia  $|Z| = 0.045$  kpc debían ocurrir los máximos de las funciones del tipo  $E_{430-530}$  (B; R = const.), aunque no habíamos excluido del todo la posibilidad de que quizá estuviésemos equivocados. Efectivamente el nuevo y rico material observacional de Stebbins y Whitford nos ha obligado a alterar considerablemente algunos de los valores individuales de los exponentes  $\alpha$  en las fórmulas de la absorción interestelar. Pero no ha habido razón alguna para modificar la forma matemática de dichas fórmulas; y en consecuencia subsiste la interesante propiedad de las funciones de la absorción selectiva para estrellas a distancia constante de alcanzar su máximo algunos grados antes de llegar al plano galáctico ( $B \neq 0^\circ$ ). Lo que debemos advertir ahora es que esa propiedad resulta realmente observable sólo para longitudes de onda bastante grandes. Puede decirse que prácticamente no existe en los excesos de color  $E_{422-488}$  (B; R = const.) así como en los  $E_{422-525}$  (B; R = const.), pero que en los

$$E_{719-1030}(B; R = \text{const.}),$$

debe ser tomada en cuenta,

Por lo demás ya en nuestra anterior publicación (1945) habíamos señalado mediante la figura 16 la notable diferencia en el andar de las distintas curvas de absorción. Mientras que las  $S_\lambda(90^\circ; Z)$ , dependientes de una única longitud de onda, están curvadas en el mismo sentido en toda su extensión, como era de esperar, las  $E_{\lambda_i-\lambda_k}(90^\circ; Z)$ , dependientes de un par de longitudes de onda, tienen por el contrario un punto de inflexión. Esto último es sorprendente, pero nuestra teoría lo exige. Debemos sin embargo advertir al lector que, por ejemplo, la ondulación de la curva  $E_{719-1030}(90^\circ; Z)$  es tan poco marcada, que la existencia de su punto de inflexión ha de ser quizá algo difícil de comprobar mediante observaciones. (Recordemos que proyectando sobre el eje Z cualquier exceso de color observado

$$E_{719-1030}(B; R)$$

se obtiene un punto de dicha curva).

Sin embargo, cuando se construye una curva selectiva  $E_{\lambda_i-\lambda_k}(B = \text{const}; R)$  ó  $\frac{E_{\lambda_i-\lambda_k}(B = \text{const}; R)}{\csc |B|} = E_{\lambda_i-\lambda_k}(90^\circ; Z)$  utilizando directamente observaciones y resultare que dicha curva tiene una inflexión, debemos ser cautos en nuestra interpretación del comportamiento de la absorción interestelar en la dirección celeste implicada. Lo común hasta ahora fué anunciar el descubrimiento de una condensación en la capa de materia absorbente, o dicho de otro modo, de una nube absorbente especial. Es bien posible que esto sea correcto; pero es cuestionable que las leyes de absorción interestelar sean regidas en la región de condensación por los mismos exponentes  $x_{\lambda_i-\lambda_k}$  que la rigen en regiones normales. En este sentido merece todo interés la curva de absorción selectiva para la dirección del polo norte celeste  $E_{pg-pv}(L = 90^\circ; B = +28^\circ; R)$  hallada por Seares y Joyner (1943.1) (véase lo dicho a pág. 36); como así también otras tres para direcciones pertenecientes a la constelación del Aguila:

$$E_{415-595}(L \simeq 10^\circ; B \simeq +4^\circ 1; R)$$

$$E_{415-595}(L \simeq 11^\circ; B \simeq -0^\circ 9; R)$$

$$E_{415-555}(L \simeq 12^\circ; B \simeq -7^\circ 0; R)$$

halladas por C. E. Smith (1937). Pero mientras la absorción interestelar de una determinada dirección celeste no sea investigada en un número considerable de longitudes de onda efectiva, son igualmente posibles muchas interpretaciones, no excluida la de la alteración de las leyes de absorción sin que necesariamente haya una especial condensación de la materia interestelar.

No parece que sea difícil evidenciar mediante observaciones la existencia de una inflexión en la curva de absorción selectiva general  $E_{719-1030}(90^\circ; Z)$ . Habría que observar dicho exceso de color en estrellas situadas aproximadamente a una determinada distancia constante, p. ej. a  $R = 1 \text{ kpc}$ , eligiéndolas de modo que figuren latitudes galácticas positivas y negativas bien distribuidas. Para verificar nuestra teoría sería ampliamente suficiente limitarse a latitudes galácticas pequeñas comprendidas entre  $B = +5^\circ 7$  y  $B = -5^\circ 7$ .

Habría que comprobar que los mencionados excesos de color tienen el valor  $+0^m 5$  para  $B = \pm 5^\circ 7$ , que toman el mismo valor máximo  $+0^m 7$  para  $B = \pm 1^\circ 4$  y que adquieren en forma muy marcada el valor mínimo  $+0^m 2$  para  $B = 0^\circ$ . En nuestra anterior publicación (1945, pág. 121) dijimos ya que diversas razones nos inducían a creer que — por lo menos en la dirección del centro galáctico — la máxima

absorción se producía para una pequeña latitud galáctica positiva ( $0^\circ < B < 1^\circ$ ). Por esas mismas razones creemos que el mencionado mínimo de la curva  $E_{719-1030}$  ( $B$ ;  $R = \text{const.}$ ) quizá no ocurra exactamente para  $B = 0^\circ$ . Para otras longitudes galácticas — por ejemplo en la dirección contraria al centro galáctico — no podemos, naturalmente, hacer ningún pronóstico de esta especie.

Tampoco en la presente publicación queremos terminar estas consideraciones sobre el « extraño » comportamiento de algunos excesos de color sin recordar de nuevo el comportamiento similar de las intensidades del calcio interestelar.

Hace 12 años Stebbins y Huffer (1934) dieron gráficamente (fig. 10), la distribución galáctica aparente de las intensidades del calcio interestelar; y allí puede verse que un grupo de intensidades medianas tiene evidentemente mayor concentración galáctica que el grupo de las intensidades más fuertes. Si la célula fotoeléctrica empleada entonces por ambos autores, en vez de ser sensible para longitudes de onda  $\lambda < 500 \mu\mu$ , lo hubiese sido solamente para  $\lambda = 719$  y  $1030 \mu\mu$ , habrían hallado — supuesto que nuestra teoría de la absorción interestelar sea correcta — que la distribución galáctica de los excesos de color  $E_{719-1030}$  era similar, en el sentido de que los valores máximos no se apeñuscaban sobre el ecuador galáctico. En base a ello nadie hubiese dudado que la materia absorbente interestelar tenía poca concentración galáctica. Nuestras nuevas fórmulas de la absorción interestelar, como ya fué dicho (ver pág. 36/37), no permiten decir nada sobre la densidad de la materia interestelar. Después Oort (1938) calculó para zonas de distinta latitud galáctica las intensidades del calcio interestelar  $\bar{I}$  de grupos de estrellas  $B$  a distancia media  $\bar{R} \simeq \text{const.} \simeq 0.8$  kpc, obteniendo los siguientes resultados, que expresamos en nuestra notación :

$B \geq 12^\circ \dots\dots\dots$	$\bar{I}(\bar{B} = 18^\circ 4; \bar{R} = 0.86) = 5.07$
$B = 6^\circ - 11^\circ \dots\dots\dots$	$\bar{I}(\bar{B} = 8^\circ 6; \bar{R} = 0.94) = 5.36$
$B = 3^\circ - 5^\circ \dots\dots\dots$	$\bar{I}(\bar{B} = 4^\circ 0; \bar{R} = 0.79) = 5.62$
$B = 0^\circ - 2^\circ \dots\dots\dots$	$\bar{I}(\bar{B} = 1^\circ 2; \bar{R} = 0.78) = 5.40$

El valor máximo de las intensidades  $\bar{I}$ , si bien poco marcado, ocurre a  $4^\circ$  del ecuador galáctico.

La cuestión de si entre el polvo interestelar, que motiva la absorción de la luz de las estrellas, y el gas interestelar, del cual depende la intensidad de las líneas « estacionarias » del calcio y otros elementos, existe alguna relación, ha recibido en los últimos años respuestas que las más veces son negativas; pero debido a nuestras fórmulas de absorción interestelar esa cuestión debe plantearse de nuevo, aunque por el momento no se la pueda contestar definitivamente.

Cuando la presente investigación estaba ya prácticamente terminada, llegó a nuestras manos el número de noviembre de 1945 (volumen 102) del *Astrophysical Journal*. Contiene un artículo de Stebbins y Whitford, titulado: *Six-color photometry of stars. — III. The colors of 238 stars of different spectral types*. Aprovechando los resultados observacionales comunicados en este artículo, hubiésemos podido agregar a nuestra primitiva lista de 42 estrellas de tipo O y B algo así como una docena de estrellas gigantes de tipo tardío que evidencian fuerte coloración. No hemos querido hacerlo, debido al pesado trabajo que significaría p. ej. recalcular los muchísimos números que figuran en el esquema B-R-Z de la absorción interestelar. Nos ha parecido — y esperamos que el lector sea de la misma opinión — que era más importante publicar sin dilación alguna las nuevas fórmulas de la absorción interestelar general que

ponerse a computar las pequeñas alteraciones, sin ninguna importancia actual, que pudiera motivar la inclusión de un par de nuevas estrellas.

Ese mismo número del *Astrophysical Journal* contiene también un artículo de Stoddard, titulado: *A study of general and selective absorption in four small dark nebulae*. En él se investigan 4 nubecillas oscuras muy pequeñas del Atlas de Barnard (1927), mediante recuentos de estrellas. Por varios motivos los resultados allí logrados son interesantes en relación con nuestras propias investigaciones:

1) Según Stoddard, en esas 4 nubecillas oscuras la proporción de la absorción interestelar fotovisual a la fotográfica resulta en promedio ser  $\frac{S_{445}}{S_{560}} = 1.31$ , siguiéndose pues que es  $\frac{S_{560}}{S_{445}} = 0.76$ . Tam-

bién según Stoddard, esas nubecillas oscuras distan a lo sumo 1 kpc; y como en promedio su latitud galáctica es más o menos  $2^\circ$ , resulta que su distancia al plano galáctico es a lo sumo  $|Z| \simeq 0.030$  kpc.

Para este valor nuestra tabla 4 nos da  $\frac{S_{525}}{S_{422}} \simeq 0.76$ . Si bien las 4 nubecillas oscuras de Stoddard están todas a menos de  $45^\circ$  del anticentro galáctico y si bien lo distinto de los dos sistemas de longitudes de onda reclama cautela, la concordancia de ambos resultados nos fuerza a pensar que quizás esas leyes de la capa general de absorción interestelar sufren poca alteración al penetrarse en algunas nubes oscuras.

2) Según Stoddard las nubecillas oscuras consideradas tienen en promedio un diámetro aparente  $\omega = 15'$  y su distancia es a lo sumo  $R = 1$  kpc; por lo tanto resultan tener en promedio un diámetro lineal no superior a  $D_m = 0.005$  kpc. En consecuencia Stoddard advierte al lector que en el interior de esas 4 nubecillas oscuras los coeficientes de absorción interestelar deben importar *por lo menos* de 100 a  $250 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$ . El artículo de Stoddard termina con estas palabras:

« En esas pequeñas nubes el coeficiente de absorción es pues varios cientos de veces mayor que el valor que por lo común se asigna al coeficiente de la absorción interestelar general ».

En base a algunos tanteos que hemos efectuado aquí en La Plata, no podemos sino aprobar la opinión de Stoddard. A pág. 21 de nuestra anterior publicación (1945) comunicábamos al lector que:

« dicha publicación fué planeada al principio como la parte teórica introductoria de una continuación ampliada y mejorada de las anteriores *Photometrisch-Stellarstatistische Untersuchungen in ausgewählten hellen und dunklen Feldern der südlichen Milchstraße* del autor (1938) ».

La preparación, mediante recuentos de estrellas, de la parte práctica de la referida continuación llegó en 1940 a un punto interesante. Al respecto reproducimos textualmente lo siguiente del « Informe del año 1940 » que el autor presentó sobre sus trabajos en este Observatorio (1941):

« El andar de las curvas de Wolf azules en la más grande y brillante nube estelar de Norma ( $L_n = 299^\circ 9$ ,  $B_n = -2^\circ 9$ ) y en la inmediata región oscura ( $L_n = 298^\circ 0$ ,  $B_n = -1^\circ 1$ ) es especialmente digna de atención. En base a sencillas hipótesis sobre la distribución de las magnitud-

des absolutas en las nubes estelares de la vía lactea, despunta ya la sospecha de que la nube oscura posea un poder absorbente en el azul ( $u$ ) de  $\frac{dS_u}{dR} = 40$  a  $80 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$ .

Hasta ahora no ha sido hallado un valor tan grande para un coeficiente de absorción. Se trata de algo que es imperioso investigar a fondo. En consecuencia se ha preparado en seguida un adecuado programa de observaciones a realizar en el próximo año. Utilizando el Atlas de la Vía Láctea de Barnard se han elegido 12 regiones apropiadas en las constelaciones Scorpius, Ophiuchus, Sagittarius y Scutum ».

Sólo tres de esas regiones correspondían a núcleos de grandes nubes brillantes de la Vía Láctea. En cada una de las restantes nueve había una nubecilla oscura aislada, aparentemente de gran poder absorbente y situada más acá de espacios muy ricos en estrellas; se las eligió tratando que esos « dark objects » de Barnard fueran lo más chicos posible (en seis casos su superficie era inferior a  $6' \times 6'$ ).

Textualmente reproducimos la siguiente parte del « Informe del año 1941 » del autor (1942):

« A pesar de que se ha llegado hasta la magnitud  $m_u = 16^m5$ , que es lo más que se puede alcanzar en placas azules con una exposición de 2 horas, no ha aparecido ninguna estrella en la mayoría de las manchas oscuras de Barnard. En base a ello se puede fácilmente deducir que la absorción en el azul es por lo menos de  $4^m$ . Dada la aparente y real pequeñez de esas manchas oscuras de Barnard, estamos obligados a sospechar que su poder absorbente en el azul es extraordinariamente fuerte, del orden de unas  $1000 \frac{\text{mag}_u}{\text{kpc}}$ . Para llevar a buen fin estas importantes e interesantes investigaciones sería necesario utilizar un gran reflector de 1 a 2 metros de abertura en vez un refractor astrográfico de 34 centímetros ».

En apoyo de este increíblemente alto poder absorbente se podrían citar los resultados de recuentos de estrellas en las proximidades de  $\theta$  Ophiuchi, donde hay un gran campo oscuro de unos  $3^\circ$  de diámetro. Rolf Müller (1931) halló que en la parte central del mismo, de más o menos  $1^\circ$  de diámetro, la absorción total azul era  $S_u = 4^m$ , mientras que en el resto del campo era sólo  $S_u = 2^m$ . Rolf Müller atribuye el exceso  $4 - 2 = 2^m$  de absorción de la parte central a la anteposición de una nubecilla oscura, de aproximadamente  $1^\circ$  de diámetro aparente y situada a sólo 0.100 kpc. En base a estos datos y suponiendo siempre que la forma de una nube sea aproximadamente esférica, llegamos a la conclusión de que la nubecilla oscura en  $\theta$  Ophiuchi debe tener el formidable poder absorbente de  $1000 \frac{\text{mag}_u}{\text{kpc}}$ . El diámetro lineal  $D_m$  de esa nubecilla oscura antepuesta sería de sólo 0.002 kpc, en buena concordancia con el tamaño común de las manchas oscuras de Barnard.

Ahora bien, las así llamadas « grandes » nubes oscuras de nuestra Vía Láctea tienen en general un diámetro aparente  $\omega$  de  $1^\circ$  a  $5^\circ$ ; por lo tanto la relación de su diámetro lineal  $D_m$  a su distancia media  $R$ , es decir  $\frac{D_m}{R} = \frac{\omega}{57}$ , tiene generalmente valores comprendidos entre  $\frac{2}{100}$  y  $\frac{10}{100}$ . Suponiendo para  $R$  valores comprendidos entre 0.1 y 1 kpc, resultan para el diámetro lineal  $D_m$  valores comprendidos entre 0.002 y 0.100 kpc. Si en una de esas « grandes » nubes se observara una absorción total de

solo  $1^m$ , ya se tendrían coeficientes de absorción de 500 a  $10 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$ . La explicación de que hasta ahora se hayan hallado por lo general solamente valores bajos, está, como es sabido, en que interpretando mal las curvas de los recuentos de estrellas se adopta para  $D_m$  un valor demasiado grande en relación a  $R$  (de modo que la nube oscura resulta tener la forma de un cigarro dirigido hacia el observador). Parece que aun ahora no es superfluo recomendar que no se cometa ese error. Debemos pues alegrarnos cuando Malmquist (1941, pág. 49) escribe :

« ... se puede mostrar, como lo hemos hecho en esta investigación, que las particularidades observadas en todas las regiones oscurecidas consideradas, pueden explicarse mediante nubes de reducida extensión radial ».

En seguida Malmquist hace suya la conocida protesta de B. J. Bok (1937, pág. 50) sobre :

« la alarmante frecuencia con que en la bibliografía astronómica hacen su aparición nubes oscuras cuya extensión radial es enorme comparada con su extensión transversal ».

Podemos pues decir que en las grandes nubes oscuras de nuestra Vía Láctea los coeficientes de absorción medios toman valores del orden de 10 hasta  $100 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$ . En las pequeñas nubes oscuras ( $D_m \simeq 0.002 \text{ kpc}$ ) esos valores aumentan hasta llegar ocasionalmente a  $1000 \frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$ . Esto significa una extraordinaria ampliación de la escala de valores que dichos coeficientes medios pueden tomar, ya que, en los primeros diez años subsiguientes al descubrimiento por Trümpler (1930) de la existencia general de absorción en el espacio interestelar, sólo se estaba acostumbrado a valores de unos pocos  $\frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$ . Las nubes oscuras son regiones de fuerte concentración de la materia interestelar, y alcanzan su máxima potencia absorbente en las más pequeñas de las manchas oscuras de Barnard. No sin razón escribió Barnard (1913) p. ej. al escribir su « Plate 50 » [= Plate 26, 27, 30 de su Atlas de la Vía Láctea, posteriormente publicado (1927)] que la apariencia de su mancha oscura Ba 86 ( $\omega \simeq 5'$ ) era la de una pequeña y renegrida « salpicadura de tinta » sobre la luciente faz de la gran nube estelar del Sagitario.

No sería nada raro que el firmamento estuviese copiosamente rociado de tales « salpicaduras de tinta ». En general no las podríamos percibir. Sólo cuando se encuentran delante de una nube estelar muy rica — cosa que ocurre a menudo en las proximidades del ecuador galáctico — resultan por contraste de inmediato conspicuas. Las fotografías de Barnard, p. ej. en las constelaciones de Ophiuchus y Sagittarius ( $L_{II} = 330^\circ$ ) son famosas por el gran número de esas pequeñas manchas absorbentes, de pocos minutos de arco en extensión, y a veces de forma curiosamente irregular. Como ya dijimos a página 43, Rolf Müller (1931) cree que existe una mancha oscura bastante grande ( $\omega \simeq 1^\circ$ ) en el medio del gran campo oscuro de  $\theta$  Ophiuchi ; pero sobre tal fondo no resalta directamente y sólo mediante cuidadosos recuentos de estrellas ha podido Rolf Müller percatarse de su existencia.

En base a todo ello podemos terminar esta nueva publicación con una declaración que precisa algo mejor nuestra opinión sobre la naturaleza de la absorción interestelar en la vía láctea, que la hecha al

final de nuestra anterior publicación (1945, pág. 128) y que ya reproducimos textualmente en la Introducción (pág. 11). Mientras que Stebbins, Huffer y Whitford (1939, 1940.1, 1940.2) se habían pronunciado contra el empleo de coeficientes de absorción medios, habíamos nosotros (1945) llegado a la conclusión que, por cierto no tales coeficientes constantes, pero sí fórmulas válidas en general permitían, por lo menos en la mitad de las estrellas, explicar la coloración observada; conclusión reforzada por el hecho de que muchas estrellas fuertemente coloreadas se sometían a la teoría cuando se determinaba su tipo espectral y su magnitud absoluta con mayor precisión [O'Keefe (1941)]. Sin embargo, también nosotros teníamos que reconocer que algo menos de la mitad de las estrellas coloreadas resultaban reacias a una teoría general de la absorción interestelar, a causa de la existencia de « regiones de irregularidad » que aparecían como excepción en una capa galáctica absorbente regularmente constituida. En la presente investigación llegamos en esencia a los mismos resultados. Hemos encontrado verificada la teoría de una absorción interestelar general en su nueva y mejorada forma, comprobando a la vez que tampoco ahora su validez se extiende a todas las estrellas sin excepción. Pero actualmente estamos en condiciones de precisar mejor el vago concepto de « región de irregularidad ».

Según toda probabilidad, se trata de nubes o nubecillas oscuras absorbentes, del tipo de las manchas oscuras y « salpicaduras de tinta en el firmamento » descubiertas directamente por Barnard, e indirectamente por Rolf Müller y otros. Pero por otra parte no puede dejar de causar extrañeza el que en la Vía Láctea haya además, por una parte grandes regiones en las que parece valer sin excepción la teoría general de la absorción interestelar, y por otra parte grandes regiones en las que parece que todas las estrellas — salvo naturalmente las más próximas — están anormalmente coloreadas. Así por ejemplo entre  $L_{II} = 40$  y  $46^\circ$  [Plate 43, 43 de Barnard (1927)] caen 9 de las 42 estrellas aquí consideradas, y las 9 resultan estar normalmente coloreadas; mientras que entre  $L_{II} = 46$  y  $53^\circ$  [Plate 44, 45 de Barnard (1927)] caen 4 de las 42 consideradas, y las 4 resultan estar excesivamente coloreadas, cada una con características propias. La última estrella normalmente coloreada es HD 193322 = nuestra n.º 10 de tipo O, y está situada en  $L_{II} = 45^\circ 8$ ,  $B_{II} = + 2^\circ 0$  a la distancia  $R = 0.72$  kpc (Tabla 2). La primera estrella anormalmente coloreada es HD 194279 = nuestra n.º 16 de tipo B2, y está situada en  $L_{II} = 46^\circ 3$ ;  $B_{II} = + 1^\circ 2$  a la distancia  $R = 0.60$  kpc (Tabla 2); es la más anómala de las 10 estrellas para las cuales con seguridad no vale nuestra teoría de la absorción interestelar general (fig. 1). De los datos consignados se sigue inmediatamente que la distancia lineal entre ambas estrellas es pequeña, digamos de 0.010-0.100 kpc. A pesar de esta proximidad, la figura 1 muestra que la segunda resulta (expresándolo en magnitudes)  $\frac{10.6}{2.7} \simeq 4$  veces más fuertemente coloreada que lo normal. Para ella p. ej. la observación da  $S_{422} = 5^m 10$ , mientras que « normalmente » se debería tener sólo  $S_{422} = 1^m 3$ . Está pues afectada por el enorme exceso de coloración  $\Delta S_{422} \simeq 4^m$ . Precisamente éste era el monto de la absorción que atribuíamos ya en el año 1941 a algunas manchas oscuras de Barnard vecinas al centro galáctico. La estrella a que nos estamos refiriendo es la más brillante del pequeño cúmulo disperso N. G. C. 6910. De la inspección directa de la placa 44 del Atlas de Barnard no surge motivo alguno para sospechar la existencia de tan fuerte exceso de coloración. Pequeñísimas deben pues ser las dimensiones tanto aparente como lineal y formidable el poder de absorción en  $\frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$  de la nubecilla oscura que situada a una distancia  $R < 0.6$  kpc motiva tan marcado e inesperado apartamiento del resultado previsto por nuestras fórmulas de la absorción interestelar general.

## 5. RESUMEN

En el año 1943 Stebbins y Whitford (*Six color photometry of stars*; Ap. J. 98, pág. 20), dieron a conocer los colores de 69 estrellas de tipos O y B en las longitudes de onda efectiva  $\lambda = 353, 422, 488, 570, 719, 1030 \mu\mu$ . En la presente publicación el autor ha tratado de deducir las fórmulas  $S_\lambda(B; R)$  de la absorción interestelar en función de la latitud galáctica B y de la distancia verdadera R (en kiloparsecs) para las ocho longitudes de onda efectiva  $\lambda = 353, 422, 488, 525, 570, 634, 719, 1030 \mu\mu$ , utilizando al efecto los datos observacionales de Stebbins y Whitford correspondientes a aquellas 42 estrellas de tipo O y B que aparecen más afectadas por coloración interestelar.

Muy importante era la presuposición de la forma matemática de la ley de absorción. Se decidió adoptar directamente la dada en la anterior publicación del autor (1945, tomo 22 de La Plata) a saber

$$S_\lambda(B; R) = \frac{T_\lambda(Z=0) \cdot R_B}{1 + \frac{T_\lambda(Z=0) \cdot R_B}{S_\lambda(B=90^\circ; R=\infty) \cdot \csc |B|}}$$

En esta fórmula es

$$Z = R_{B=90^\circ}$$

siendo además

$$T_\lambda(Z=0) = T_\lambda(0)$$

y

$$S_\lambda(B=90^\circ; R=\infty) = S_\lambda(90^\circ; \infty)$$

dos constantes que dependen, cada una según su propia manera, de la longitud de onda. No ha surgido motivo alguno para modificar esa forma matemática (cuya gráfica es muy parecida a la del Arctg.).

Los datos observacionales de Stebbins y Whitford dan únicamente excesos de color, hasta el límite  $\lambda = 1030 \mu\mu$ . El valor de la absorción interestelar total en cada longitud de onda resulta todavía totalmente desconocido. La presuposición del valor  $S_{1030}(B; R)$  — el más pequeño de los  $S_\lambda(B; R)$  considerados — que debe corresponder a cada una de las 42 estrellas es también muy importante, ya que con ello queda fijado el monto de la absorción total en todas las demás longitudes de onda. Los valores adoptados como correctos son los que al final de cuentas resultan cuando, postulando la validez general de un único sistema de fórmulas, se hace que mediante las funciones  $S_{426}(B; R)$  y  $S_{477}(B; R)$  queden explicados, tanto en las estrellas de tipo B como en los cúmulos globulares diez veces más alejados, los excesos de color  $E_{426-477}(B; R)$  observados con anterioridad por Stebbins, Huffer y Whitford.

Ambas constantes  $T_\lambda(0)$  y  $S_\lambda(90^\circ; \infty)$  fueron determinadas según el método de los cuadrados mínimos. La representación gráfica de las ecuaciones de condición en esta compensación condujo al autor a lo que ha llamado « Diagrama S-T-Z » (fig. 1, entre págs. 28 y 29). Examinando esa figura se ve que solamente 32 de las 42 estrellas coloreadas consideradas — es decir, a lo sumo  $\frac{3}{4}$  del total — se disponen con notable precisión a lo largo de una recta para cada una de las seis longitudes de onda efectiva, tal como debía suceder en caso normal de acuerdo a la teoría de una absorción interestelar general; mien-

tras que las restantes 10 estrellas, todas ellas excesivamente coloreadas, se apartan marcadamente y en todas direcciones (distancias  $Z$  al plano galáctico) de la solución general.

El Diagrama S-T-Z resulta sumamente importante porque :

1) Funciona como un filtro que permite separar infaliblemente a las estrellas coloreadas en forma anormalmente intensa y que no harían sino falsear la solución general.

2) Permite hallar de inmediato las constantes  $T_\lambda(0)$  y  $S_\lambda(90^\circ; \infty)$ , debido a que a cada longitud de onda hace corresponder una recta que marca :

- a) sobre el eje de las  $X$ , el valor de la constante  $S_\lambda(90^\circ; \infty)$
- b) " " "  $Y$ , " " "  $T_\lambda(0)$

3) Muestra en forma directa que la inclinación de las rectas correspondientes a las seis longitudes de onda efectiva va disminuyendo a medida que ésta aumenta, de modo que excluye la idea de que las rectas « observadas » puedan ser paralelas. Esto corresponde (para la teoría, ver pág. 32/33) a que la relación entre los valores  $S_{\lambda_i}$  y  $S_{\lambda_k}$  de la absorción para dos longitudes de onda  $\lambda_i$  y  $\lambda_k$  distintas no es una constante universal, sino una función de la distancia  $Z$  de la estrella al plano galáctico — exactamente como ocurre también para el exponente  $\alpha$  de la ley  $\lambda^\alpha$  de la absorción interestelar entre las mismas longitudes de onda.

Para cada una de las ocho longitudes de onda consideradas se obtuvieron los siguientes semivalores de la absorción interestelar de polo a polo :

$\lambda$	353	422	488	525	570	634	719	1030 $\mu\mu$
$S_\lambda(90^\circ; \infty)$	+0.512	+0.395	+0.324	+0.278	+0.232	+0.175	+0.117	+0.011 mag
e. m. ....	$\pm 0.039$	$\pm 0.024$	$\pm 0.018$	—	$\pm 0.016$	—	$\pm 0.011$	$\pm 0.001$ »

y los siguientes coeficientes de absorción en el plano galáctico :

$T_\lambda(0)$ .....	+3.35	+2.91	+2.51	+2.25	+1.19	+1.67	+1.34	+1.13 $\frac{\text{mag}}{\text{kpc}}$
e. m. ....	$\pm 0.08$	$\pm 0.06$	$\pm 0.05$	—	$\pm 0.05$	—	$\pm 0.05$	$\pm 0.06$ »

En su anterior publicación, que consideraba la absorción en las cuatro longitudes de onda  $\lambda = 430, 480, 530, 630 \mu\mu$  solamente, el autor se vió obligado a estimar prudentemente en  $\pm 20\%$  el error medio de esas constantes. Aquí los errores medios calculados oscilan entre  $\pm 2$  y  $10\%$ ; la mejora lograda es pues evidente. Para los exponentes  $\alpha$  que rigen las nuevas fórmulas de la absorción interestelar ( $S \sim \lambda^\alpha$ ) resultan los siguientes valores :

$\lambda_i - \lambda_k =$	353 - 422	422 - 488	422 - 525	488 - 570	422 - 634	570 - 719	422 - 1030	719 - 1030 $\mu\mu$
$N_{\lambda_i - \lambda_k}(Z = \infty) =$	-1.45	-1.38	-1.61	-2.14	-2.01	-2.95	-4.0	-6.5
$X_{\lambda_i - \lambda_k}(Z = 0) =$	-0.80	-1.02	-1.18	-1.48	-1.37	-1.72	-1.06	-0.47

Más intuitiva todavía que estos números, resulta la figura 2 (entre págs. 32/33) en la que se ha representado (en escala logarítmica) la absorción interestelar  $S$  como función de la longitud de onda  $\lambda$  para distintas distancias  $Z$  al plano galáctico. Las curvas de trazo continuo representan las observaciones referentes a las 32 estrellas « normalmente » coloreadas, mientras que las curvas punteadas corresponden a la nueva teoría. Todo lo que se requiere para el estudio y aplicación práctica de los nuevos números se hallará en el « Esquema B-R-Z » de la nueva absorción interestelar (tabla 4, véase al final).

Entre  $\lambda \simeq 400$  y  $500 \mu\mu$  las « nuevas » fórmulas de la absorción interestelar difieren muy poco de las « antiguas » fórmulas dadas en el tomo 22 de La Plata. Las conclusiones, en parte nuevas, a que se llegaba allí sobre la verdadera distribución de los cúmulos globulares en el espacio y en particular sobre su distribución con respecto al centro galáctico, quedan pues en pleno vigor y no necesitan ser repetidas aquí. Las leyes de la absorción interestelar para  $\lambda = 353 \mu\mu$  son totalmente nuevas y no hay pues lugar a compararlas con otras anteriores. Para  $\lambda = 630 \mu\mu$  la determinación anterior era floja; sufre ahora una modificación fuerte, pero bien establecida. Como es natural, lo más inseguro es también aquí la absorción interestelar correspondiente a la longitud de onda más grande, esta vez  $\lambda = 1030 \mu\mu$ , ya que no se apoya directamente en la observación y ha sido fijada mediante presuposiciones teóricas; pero dada la pequeñez de sus valores, no tiene de por sí mayor significación.

La apreciable cantidad de longitudes de onda efectiva consideradas en esta investigación dió motivo para recalcar en forma más detallada (tablas 4 y 5) que los factores que relacionan las absorciones absolutas o selectivas en distintas longitudes de onda sólo en raros casos pueden considerarse prácticamente como constantes universales, siendo en cambio en general funciones de la distancia  $Z$  al plano galáctico.

El nuevo esquema B-R-Z de la absorción interestelar muestra ahora con todo rigor que a las estrellas más brillantes que  $m_{pg} = 13^m.5$  debería normalmente corresponder siempre un exceso de color  $E_{pg-pv} < +1^m$ , cualquiera que sea la latitud galáctica (tabla 6).

Según la anterior teoría las funciones de la absorción selectiva para estrellas a distancia constante debían alcanzar su valor máximo algunos grados antes ( $B \neq 0$ ) que se llegara al plano galáctico mismo ( $B = 0$ ); esta muy notable particularidad subsiste en la nueva teoría, si bien sólo puede resultar de importancia práctica en la región de las longitudes de onda grandes, por ejemplo entre  $\lambda = 719$  y  $1030 \mu\mu$ . Al respecto es oportuno recordar el comportamiento similar de las intensidades observadas del calcio interestelar.

Las fórmulas generales de la absorción interestelar fallan evidentemente — si bien en grado muy diverso — por lo menos para un cuarto del total de las estrellas fuertemente coloreadas. Estas repentinas y fuertes discrepancias con lo pronosticado por la teoría de la absorción general deben por lo común ser motivadas por nubes oscuras absorbentes de pequeño y de muy pequeño diámetro (tanto aparente como lineal), del tipo de las manchas oscuras y de las « salpicaduras de tinta » de Barnard; probablemente en la región galáctica del firmamento se esconden todavía muchísimos más objetos de esta clase que los que han sido descubiertos hasta la fecha.

## BIBLIOGRAFIA

OBRAS CITADAS EN LOS TOMOS XXII (1945) Y XXIII (1947)

			Citada en T. 22   T. 23 página
W. Herschel		« Account of some observations tending to investigate the construction of the heavens »	5
	1784	Phil Trans Roy Soc 74 p 437, London.	
»		« On the construction of the heavens »	5
	1785	Phil Trans Roy Soc 75 p 213, London.	
»	(1912)	Collected Scientific Papers I p 517 etc., p. 233 etc. London)	
H. W. M. Olbers	1823	Astronomisches Jahrbuch für 1826, p 110.	5
J. Herschel		« Results of astronomical observations made at the Cape of good Hope (1834-38) »	5
	1847	Encyclopedia Metropolitana.	
F. G. W. Struve		« Etude d' Astronomie Stellaire »	5
	1847	St. Petersbourg.	
R. Wolf		« Geschichte der Astronomie », p 420.	93
	1877	München.	
H. W. M. Olbers		« Sein Leben und seine Werke », p 133.	5
	1894	Berlin.	
J. C. Kapteyn		« Remarks on the determination of the number and mean parallax of stars of different magnitude and the absorption of light in space »	5 21
»	1904	AJ 24 p 115.	
		« On the number of stars of determined magnitude and determined galactic latitude »	23
	1908	Gro Pu 18.	
H. von Seeliger		« Betrachtungen über die räumliche Verteilung der Fixsterne »	5 21
»	1909	Abh Bayer Akad Wiss 25 Heft 3, München.	
		« Über die räumliche Verteilung der Sterne im schematischen Sternsystem »	5 21
	1911	Sitzungsberichte Bayer Akad Wiss für 111, p 453.	
W. Herschel		« Account of some observations tending to investigate the constructions of the heavens »	
	(1784)	Phil Trans Roy Soc 74 p 437, London)	

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
W. Herschel	« On the construction of the heavens »		
(1785	Phil Trans Roy Soc 75 p 213, London)		
»	1912 Collected Scientific Papers I 517 etc., p 233 etc, London.	5	
E. E. Barnard	« Photographs of the Milky Way and of Comets »		44
1913	Lick Obs Publ 11.		45
			48
H. S. Jones	The absorption of light in space »	6	
1915	MN 75 p. 4-16.		
H. Shapley	« Studies based on the colors and magnitudes in stellar clusters. Second paper: 1300 stars in the Hercules cluster (Messier 13) »	6	
1915	Mt Wilson Contr 116.	8	
J. Halm	« On the question of extinction of light in space and the relations between stellar magnitudes, distances and proper motions »	6	
1917	MN 77 p 251, p 268-269.		
H. Shapley	« Studies of magnitudes in star clusters. Further evidence of the absence of scattering of light in space »	6	
1917	Mt Wilson Comm 44.	8	
P. J. van Rhijn	« On the number of stars of each photographic magnitude in different galactic latitudes »	23	
1917	Gro pu 27.		
C. V. L. Charlier	« Studies in stellar statistics. Stellar clusters and related celestial phaenomena »	87	
1918	Lund Medd Ser II, N° 19.		
E. C. Pickering J. C. Kapteyn and P. J. van Rhijn	« Harvard-Groningen-Durchmusterung of Selected Areas 1-206 »		
1918	Harv Ann 101	13	
(1923	Harv Ann 102)		
(1924	Harv Ann 103)		
W. J. A. Schouten	« On the determination of the principal laws of statistical astronomy »	13	
1918	Inaug. Diss, Amsterdam.	19	
J. Halm	« Statistical investigation of the distribution of the stars and their luminosities »	23	
1919	MN 78 p 162.		
J. C. Kapteyn and P. J. van Rhijn	« On the distribution of the stars in space, especially in the high galactic latitudes ».		
1920	Mt Wilson Contr 188 = ApJ 52 p 23.	139	
H. Shapley and A. L. Cannon	« On the relation of spectral type to magnitude »	24	
1921	Harv Circ 226.		

		Citada en
		T. 22   T. 23
		página
H. Kienle	« Die Absorption des Lichtes im interstellaren Raume »	6
1922	Jahrb Radioakt u. Elektron 20 Heft 1, Leipzig.	
F. H. Seares	« Report of Commission on Photometry. Table I. Magnitudes of the North Polar Sequence »	
1922	Trans IAU 1 p 71.	28
H. Shapley	« On the spectral constitution of the nearer parts of the Milky Way »	24
1922	Harv Circ 240.	
E. C Pickering J. C. Kapteyn and P. J. van Rhijn	« Harvard-Groningen Durchmusterung of Selected Areas 1-206 »	
(1918	Harv Ann 101)	
1923	Harv Ann 102	13
(1924	Harv Ann 103)	
H. Shapley	« Spectral class, aparent magnitude, and galactic position for stars of the Henry Draper Catalogue »	24
1923	Harv Circ 248.	
M. Wolf	« Über den dunklen Nebel NGC 6960 »	13
1923	AN 219 p 109.	
A. Pannekoek	« Researches on the structure of the Universe »	
1924	Publ Astron Inst of the Univ Amsterdam N° 1	29
(1929	Publ Astron Inst of the Univ Amsterdam N° 2)	
E. C. Pickering J. C. Kapteyn and P. J. van Rhijn	« Harvard-Groningen Durchmusterung of Selected Areas 1-206 »	
(1918	Harv Ann 101)	
(1923	Harv Ann 102)	
1924	Harv Ann 103.	13
F. H. Seares	« Remarks on the luminosity and density functions »	29
1924	Mt Wilson Contr 271 = ApJ 59 p. 11.	
»	« The form of the luminosity function »	29
1924	Mt Wilson Contr 273 = ApJ 59 p 210.	
K. Lundmark	« The motions and the distances of Spiral Nebulae »	6
1925	MN 85 p 965.	8
F. H. Seares	« The mean color-index of stars of different apparent magnitude »	24
1925	Mt Wilson Contr 287 = ApJ 61 p 114.	25 58
»	« Some relations between magnitude scales »	28
1925	Milson Contr 288 = ApJ 61 p 284.	35

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
F. H. Seares		13	33
P. J. van Rhijn		23	34
M. C. Joyner		24	35
and M. L. Richmond	« Mean distribution of stars according to apparent magnitude and galactic latitude »	26	50
		28	58
	1925 Mt Wilson Contr 301 = ApJ 62 p 320.		
P. J. van Rhijn	« On the frequency of the absolute magnitudes of the stars »	13	29
		19	33
	1925 Gro Pu 38.	21	34
		28	35
		37	
E. E. Barnard	« A photographic Atlas of Selected Regions of the Milky Way, I and II »	12	13
		13	14
	1927 Carnegie Institution of Washington. Publ 247.		42 45
			43 48
			44
H. S. Jones and J. Halm	« Magnitudes of stars contained in the Cape Zone Catalogue » London.	13	
	1927		
E. A. Kreiken	« On the colour of the faint stars in the Milky Way and the distance of the Scutum Group »	25	
	1927 MN 87 p. 196.		
K. G. Malmquist	« Investigations on the stars in high galactic latitudes ».	23	
	I. « Colours and magnitudes of 3700 stars within 10° of the north galactic pole »	57	
	1927 Lund Medd Ser II N° 37.		
»	II. » Photographic magnitudes and colour indices of about 4500 stars near the north galactic pole »		
	(1936 Stockholm Obs Ann 12 N° 7)		
F. H. Seares and M. C. Joyner	« Systematic deviations from the mean stellar distribution »	13	
	1928 Mt Wilson Contr 346 = ApJ 67 p 24.		
F. H. Seares	« Some structural features of the galactic system »	13	
	1928 Mt Wilson Contr 347 = ApJ 67 p 123.		
H. Shapley and H. H. Swope	« Studies of the galactic center. II. Preliminary indication of a massive galactic nucleus »	12	
	1928 Harv Repr 52.		
P. ten Bruggenkate	« Note on the structure of Shapley's larger galactic system »	84	
	1928 BAN 4 p 198.		
A. Brill	« Die isophoten Wellenlängen der Integralthelligkeiten der Fixsterne in Rechnung und Beobachtung »	28	
	1929 Veröff Berlin-Babelsberg 7 Heft 5.		
A. Pannekoek	« Researches on the structure of the Universe »		
	(1924 Publ Astron Inst of the Univ Amsterdam N° 1)		
	1929 Publ Astron Inst of the Univ Amsterdam N° 2.	29	

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
C. Schalén	« Zur Frage einer allgemeinen Absorption des Lichtes im Weltraum » 1929 AN 235 p 249.	6	
		10	
		12	
		40	
H. Shapley and A. Ames	« The Coma-Virgo Galaxies, I: On the transparency of intergalactic space » 1929 Harv Bull 864.	6	
		8	
P. J. van Rhijn	« Distribution of stars according to apparent magnitude, galactic latitude and galactic longitude » 1929 Gro Pu 43.	13	
K. F. Bottlinger und H. Schneller	« Über die interstellare Absorption innerhalb der Milchstraße » 1930 ZfA 1 p 139.	11	
		16	
F. H. Seares J. C. Kapteyn and P. J. van Rhijn	« Mount Wilson Catalogue of photographic magnitudes in Selected Areas 1-139 » 1930 { « Mt Wilson Obs Paper 4 == } == Carnegie Institution of Washington. Publ 402.	13	
H. Shapley	« Star Clusters » 1930 Harvard Monograph 2.	6 71	
		8 72	
		12 73	
		22 74	
		55 80	
		63 83	
R. J. Trümpler	« Preliminary results on the distances, dimensions and space distribution of open star clusters » 1930.1 Lick Obs Bull 14 p 154.	6 38	44
		10 46	
		12 59	
R. J. Trümpler	« Spectrophotometric measures of interstellar light absorption » 1930.2 Publ Astr Soc of the Pacific 42 p 267.	14	8
P. van de Kamp	« On the absorption of light in space » 1930 AJ 40 p. 145.	10	
B. J. Bok	« Analysis of star counts » 1931 Harv Obs Circ 371.	28	
		13 29	
		15 33	
		19 38	
Helmut Müller	« Untersuchungen über absorbierende Wolken » 1931 ZfA 2 p. 254.	21 41	
		13	
Rolf Müller	« Ueber den Dunkelnebel bei $\theta$ Ophiuchi » 1931 ZfA 3 p 261.		43
			44
			45

		Citada en T. 22   T. 23 página
F. H. Seares	« Effect of space absorption on the calculated distribution of stars »	22
	1931 Mt Wilson Contr 428 = ApJ 74 p 91.	
»	« A numerical method of determining the space density of stars ».	29
	1931 Mt Wilson Contr 436 = ApJ 74 p 268.	
»	« Note on changes in the luminosity function with distance from the sun »	29
	1931 Mt Wilson Contr 437 = ApJ 74 p 312.	
»	« Mean parallaxes and the luminosity function »	29
	1931 Mt Wilson Contr 438 = ApJ 74 p 320.	
P. van de Kamp	« On the distance to the galactic center »	12
	1931 AJ 41 p 81.	73
A. Brill	« Ein Kriterium für die Existenz einer allgemeinen interstellaren Absorption »	14
	1932 ZfA 5 p 288.	
Friedrich Becker	« Zur Statistik der Spektraltypen »	
	1932 Handbuch der Astrophysik 5, 1.	24
»	(1936 Handbuch der Astrophysik 7 (Ergänzungsband)]	
»	(1938 Trans IAU 6 p 458)	
»	« Das Verteilungsbild der Spektralklassen in den Selected Areas des Südhimmels »	
	(1939 ZfA 17 p 148)	
C. O. Lampland and C. W. Tombaugh	« Object NGC 5694 a distant Globular Star Cluster »	86
	1932 AN 246 p 171.	93
J. Ohlsson	« Lund Observatory Tables for the conversion of equatorial coordinates into galactic coordinates »	70
	1932 Lund Obs Ann 3.	
J. H. Oort	« The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic system and some related problems »	31 57 60
	1932 BAN 6 p 249.	
E. Schoenberg	« Untersuchungen über die Diffusion des Lichtes in Anwendung auf astronomische Probleme »	11   8
	1932 Mitteilungen Breslau 3.	
P. van de Kamp	« On the absorption of light in the galactic system »	12 80
	1932 AJ 42 p 97.	46 81 54 85 59 86
L. B. Andrews	« Dark nebulosity near S Monocerotis »	23
	1933 Publ AAS 7 211.	
W. Gleißberg	« Farben-Exzesse und interstellare Streuung des Sternlichts »	95
	1933 Veröff Breslau 6 = AN 248 p 317.	

		Citada en		
		T. 22		T. 23
		página		
B. Lindblad	1933	« Die Milchstraße »	10	
		Handbuch der Astrophysik 5,2.	14	
	(1936	Handbuch der Astroph. 7 (Ergänzungsband)].	121	
			136	
H. Shapley		« Stellar Clusters »	6 72	
			8 73	
	1933	Handb. d. Astroph. 5,2.	12 74	
			22 80	
	(1936	Handb. d. Astroph. 7 (Ergänzungsband)].	63 85	
			69 87	
			71 90	
J. Stebbins		« Absorption and space reddening in the Galaxy as shown by the colors of globular clusters »	72	
			73	
	1933	Mt Wilson Comm 111 = Proc Nat Acad Sci 19 p 222.	85	
			121	
P. van de Kamp		« Note on the space distribution of Globular Clusters »	85	
	1933	AJ 42 p 161.		
R. S. Zug		« An investigation of color excess in galactic star clusters »	10	
	1933	Lick Obs Bull 16 p. 119.	40	
A. Brill		« Ueber die numerische Lösung der Integralgleichung der Stellarstatistik $a(m) = K \int_0^{\infty} D(\lg \varphi) \varphi^2 \varphi(M) d\varphi$ bei inter- stellarer Absorption »	41	
			46	
	1934	ZfA 8 p. 379.		
E. Hubble		« The distribution of extra-galactic nebulae »	15 54	30
	1934	Mt Wilson Contr 485 = ApJ 79 p 8.	44 116	
			46 130	
C. Schalén		« Untersuchungen über Dunkelnebel »	14	8
	1934	Uppsala Medd 58.		
E. Schoenberg und B. Jung		« Ueber die Lichtzerstreuung im interstellaren Raum durch Wolken metallischer Partikel »	14	8
	1934	AN 253 p 261.		
J. Stebbins and C. M. Huffer		« Space Reddening in the galaxy from the colors of 733 B-stars »	17 95	9
			41 101	41
	1934	Washburn Obs Publ 15 Part 5.	46 109	
			51 136	
		85		

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
O. Struve P. C. Keenan and J. A. Hynek		14	1 8
	« Color temperatures of B-type stars and Rayleigh scattering »	59	
Emma T. R. Williams	1934 ApJ 79 p 1.	15	46
	« A study of the color indices of 535 faint stars of known spectra in low galactic latitudes »	16	54
	1934 ApJ 79 p 395.	40	
W. Baade		70	
	« The globular cluster NGC 2419 »	88	
	1935 ApJ 82 p 396.		
F. K. Edmondson		85	
	« The motions of the Globular Clusters and the Galactic Rotation »		
	1935 AJ 45 p 1.		
Helmut Müller und L. Huftnagel		23	
	« Untersuchungen über absorbierende Wolken beim Nordamerika-Nebel unter Benutzung von Farben-Indizes schwacher Sterne »		
	1935 ZfA 9 p 331.		
A. Schwassmann und P. J. van Rhijn		24	
	« Bergedorfer Spektral-Durchmusterung »	27	
	1935 Bergedorf, Band 1.		
	(1938 Bergedorf, Band 2)		
H. Shapley and A. R. Sayer		73	78
	« The angular diameters of globular clusters »	74	80
	1935 Harv Repr 116 = Proc Nat Acad Sci 21 p 593.	75	
P. J. van Rhijn und A. Schwassmann		31	
	« Die Dichteverteilung der Sterne in höheren galaktischen Breiten »	57	
	1935 ZfA 10 p 161.	60	
A. J. Wesselink		28	
	« Note on the energy distribution in the spectra of the stars »		
	1935 BAN 7 p 239		
Friedrich Becker			
	« Zur Statistik der Spektraltypen »		
	(1932 Handb. d. Astroph. 5.1.		
"	1936 Handb. d. Astroph. 7 (Ergänzungsband)	24	
"	(1938 Trans IAU 6 p 458)		
"	« Das Verteilungsbild der Spektralklassen in den Selected Areas des Südhimmels »		
	(1939 ZfA 17 p 148)		
A. Corlin			
	« On the existence of obscuring matter in the vicinity of our solar system »	14	
	1936 ZfA 11 p 221.		

		Citada en		
		T. 22	T. 23	
		página		
H. D. Curtis	« The nebulae »	10		
	1936 Handb. d. Astroph. 7 (Ergänzungsband)			
B. Lindblad	« Die Milchstraße »	10		
	(1933 Handb. d. Astroph. 5,2)	14		
	1936 Handb. d. Astroph 7 (Ergänzungsband)	121		
		136		
K. G. Malmquist	« Investigations on the stars in high galactic latitudes »			
	I. « Colours and magnitudes of 3700 stars within 10° of the north galactic pole »			
	(1927 Lund Medd Ser II N° 37)			
	II. « Photographic magnitudes and colour indices of about 4500 stars near the north galactic pole »	23		
	1936 Stockholm Obs Ann 12 N° 7.	57		
Helmut Müller	« Photographische und photovisuelle Helligkeiten von 7437 Sternen in der Gegend des Nordamerika-Nebels »	23		
	1936 Veröff Berlin-Dahlem 53.			
J. H. Oort	« Mean parallaxes of faint stars derived from the Radcliffe Catalogue of proper motions »	41		
	1936 BAN 8 p 75.	110		
J. Rudnick	« On reddening in B-type stars »	14		8
	1936 ApJ 83 p 394.	59		30
F. H. Seares	« Selective absorption of starlight by interstellar clouds »	110		
	1936 Mt Wilson Comm 119 = Proc Nat Acad Sci 22 p 327.	115		38
H. Shapley	« Stellar Clusters »	116		
	(1933 Handb. d. Astroph. 5,2)	22	71	
	1936 Handb. d. Astroph. 7 (Ergänzungsband).	63	72	
J. Stebbins and A. E. Whitford	« Absorption and space reddening in the galaxy from the colors of globular clusters »	69	87	
		17	83	9
		64	87	35
		70	90	39
		72	93	46
		73	95	
		80	98	
	1936 Mt Wilson Contr 547 = ApJ 84 p 132.	82	106	
		121		
P. J. van Rhijn	« The absorption of light in interstellar galactic space and the galactic density distribution »	16	34	
		17	36	
	1936 Gro pu 47.	19	37	
		21	38	
		29	41	
		31	56	
		33	60	
		110		
L. Berman	« A study of the galactic rotation from the data of the planetary nebulae »	16		
	1937 Lick Obs Bull 18.			

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
B. J. Bok	« The distribution of stars in space »	13 19	44
1937	Astrophysical Monograph, Chicago.	14 33	
J. S. Hall	« Observations of B-type stars in the red and infra-red regions of the spectrum »	14	8
1937	ApJ 85 p 145.	59	30
O. A. Melnikov	« On the reddening of the early c-stars and the law of cosmic absorption »	110	
1937	Pulkovo Obs Circ 21.	15	8
E. Schoenberg und B. Jung	« Ueber die Absorption des Lichtes im interstellaren Raume bei verschiedenen Zuständen der dunklen Materie »	99	12
1937	Mitteilungen Breslau 4.	110	
H. Shapley and C. D. Boyd	« Distant variable stars in low galactic latitude »	14	8
1937	Harv Ann 105 p 243.	59	
H. Shapley and R. Jones	« Note on an obscuring cloud near the north pole »		36
1937	Harv Bull 905 p 14.		
Clifford E. Smith	« An investigation of selective absorption in the Aquila Region of the Milky Way »	115	40
1937	Lick Obs Bull 18 p 39.	121	
B. Sticker	« Der Cepheusnebel »	134	
1937	Veröff Bonn 30.	15	8
P. van de Kamp and A. N. Vysotsky	« A study of the proper motions of 18000 stars derived at the Leander McCormick Observatory VII »		
1937	AJ 46 p 25.	17	
A. van Maanen	« The absolute magnitudes of the stars of large proper motion »	64	
1937	Mt Wilson Contr 562 = ApJ 85 p 26.	32	
E. von der Pahlen	« Lehrbuch der Stellarstatistik »	60	
1937	Leipzig.	10 25	
		13 28	
		14 29	
		19 33	
		21 38	
		23 41	
		24 140	
Herbert Wilkens	« Untersuchungen über die interstellare Absorption auf Grund von Blau-, Gelb- und Rot- Helligkeiten von 27 Kugelhaufen »	14 59	8
		15 71	
		47 88	
		50 96	
		56 99	
»	« Ueber die Form des Gesetzes der interstellaren Absorption in der Milchstraße »	14	8
1937	Mitteilungen Breslau 4.	46	
		59	
		99	

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
Friedrich Becker	« Zur Statistik der Spektraltypen »		
	(1932 Handb. d. Astroph. 5, 1)		
»	(1936 Handb. d. Astroph. 7 (Ergänzungsband)]		
»	1938 Trans IAU 6 p 458.	24	
		25	
»	« Das Verteilungsbild der Spektralklassen in den Selected Areas des Südhimmels »		
	(1939 ZfA 17 p 148)		
Wilhelm Becker	« Materie im interstellaren Raume »	17	8
	1938 Fortschr Astron 1 p 44. Leipzig.	128	11
J. L. Greenstein	« A determination of selective absorption based on the spectrophotometry of reddened B-stars »	14	8
	1938 Harv Repr 148 = ApJ 87 p 151.	51	
		59	
		96	
B. Lindblad	« On the state of motion in the stellar system and the probable relation of the Galaxy to the sequence of types of Spiral Nebulae »	84	
	1938 Bergstrand-Festschrift p 15 (Uppsala, Stockholm).		
K. G. Malmquist	« Joint meeting of commissions . . . for a discussion on Galactic Structure »	31	
	1938 Trans IAU 6 p 446 resp. 459.	57	
P. W. Merrill and R. F. Sanford	« Studies based on the intensities and displacements of interstellar lines »	16	
	1938 Mt Wilson Contr 585 = ApJ 87 p 118.		
J. H. Oort	« Quelques résultats concernant la répartition de la matière interstellaire et la structure du système galactique »	41	8
	1938.1 Annales d'Astrophysique 1 N° 1 p 71.	110	9
		115	38
		134	41
		135	
»	« Absorption and density distribution in the galactic system »	16 106	8
		41 110	9
		62 115	15
	1938.2 BAN 8 p 233.	98 122	38
		101 134	41
		103 135	
A. Schwassmann and P. J. van Rhijn	« Bergedorfer Spektral-Durchmusterung »	24	
	(1935 Bergedorf, Band 1)	27	
	1938 Bergedorf, Band 2.		
F. H. Seares	« Report of Commission on Photometry: Zero Point of Photographic Magnitude and Colour Index »	115	
	1938 Trans IAU 6 p 215.		

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
Herbert Wilkens	« Photometrisch-stellarstatische Untersuchungen in ausgewählten hellen und dunklen Feldern der südlichen Milchstraße »	19 26	42
1938	AN 266 p 349.		
Friedrich Becker	« Zur Statistik der Spektraltypen »		
(1932	Handb. d. Astroph. 5, 1)		
»	(1936 Handb. d. Astroph. 7 (Ergänzungsband])		
»	(1938 Trans IAU 6 p 458)		
»	« Das Verteilungsbild der Spektralklassen in den Selected Areas des Südhimmels »	24 25	
1939	ZfA 17 p 148.		
Wilhelm Becker	« Interstellare Verfärbung in ausgewählten Gebieten der Milchstraße. I »	16 115	36
1939.1	ZfA 17 p 285.		
»	« Ueber den Ursprung der Verfärbung der «gelben» B-Sterne und der cB-Sterne »	129	11
1939.2	ZfA 18 p. 25.		
»	« Die interstellare Verfärbung als ein Mittel zur Bestimmung absoluter Helligkeiten von cB-Sternen und anderen Objekten »	123	
1939.3	ZfA 18 p 45.		
»	« Bestimmung absoluter Helligkeiten von O-Sternen aus der interstellaren Verfärbung »	123	
1939.4	ZfA 18 p 94.		
G. Hartwig	« Untersuchungen über die Auriga-Dunkelwolke »	23	
1939	ZfA 17 p 191.	70	
A. H. Joy	« Rotation effects, interstellar absorption and certain dynamical constants of the galaxy determined from Cepheid Variables »	16	
1939	Mt Wilson Contr 607 = ApJ 89 p 356.		
Freeman D. Miller and J. A. Hynek	« Eighteenth Magnitude Star-Counts and the Galactic Structure in Cygnus »	41	
1939	Perkins Obs Contr 13 p 329.		
C. Schalén	« Beiträge zur Theorie der interstellaren Absorption »	14	8
1939	Uppsala Ann 1 n° 2.		
J. Stebbins C. M. Huffer and A. E. Whitford	« Space reddening in the galaxy »	17 95 22 101 41 124 64 125 70 129 130	7 9 35 45 46
1939	Mt Wilson Contr 617 = ApJ 90 p 209.		

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
A. Wallenquist	« A study of the distribution of the stars in the Sagittarius and Ophiuchus Regions of the Milky Way »	84	
1939	Ann Lembang (Java). Vol. V. 5 <sup>o</sup> Gedeelte (Uppsala).		
J. A. O'Keefe	« New B-Type Supergiants »	125	
1940	Publ ASP 52 p 144.		
F. H. Seares	« The dust of space »	115	
1940	Publ ASP 52 p 80.		
J. Stebbins		17	118
C. M. Huffer		22	119
and A. E. Whitford	« The colors of 1332 B stars »	41	120
1940.1	Mt Wilson Contr 621 = ApJ 91 p 20.	55	122
»		64	124
		95	125
		101	127
		117	133
	« The mean coefficient of selective absorption in the galaxy »	17	64
		22	95
1940.2	Mt Wilson Contr 631 = ApJ 92 p 193.	41	111
			125
			45
			46
R. J. Trümpler	« Galactic star clusters »	16	
	ApJ 91 p 186.	40	
1940			
A. Wallenquist	« On the space reddening in the Sagittarius and Ophiuchus Regions of the Milky Way »	130	
1940	Festschrift für Elis Strömgren. p 282. Kopenhagen.		
Ralph E. Wilson	« Galactic rotation and absorption »	16	
1940	Mt Wilson Contr 631 = ApJ 92 p 170.		
J. L. Greenstein			
and L. G. Henyey	« The ratio of interstellar absorption to reddening »	15	8
1941	ApJ 93 p 327.		
P. C. Keenan			
and H. W. Babcock	« Interstellar absorption near the north pole of rotation »	116	
1941	ApJ 93 p 64.		
K. G. Malmquist	« On the determination of distance, absorbing power and radial extension of a dark nebula »		44
1941	Uppsala Ann 1 N <sup>o</sup> 7.		
J. A. O'Keefe	« The distances of the reddened B stars »	125	11 25
1941	ApJ 94 p 353.		16 26
			17 29
			18 31
			45
C. K. Seyfert			
and D. M. Popper	« Studies of faint B-type stars »	123	
	ApJ 93 p 461.		

		Citada en	
		T. 22	T. 23
		página	
J. Stebbins C. M. Huffer and A. E. Whitford	« Selective absorption in space near the sun » 1941 Mt Wilson Contr 650 = ApJ 94 p 215.	17 116	35 37
Herbert Wilkens	« Informe del año 1940 » 1941 Obs Astr Nac de La Plata.		42 45
Ralph E. Wilson	« The luminosities of the nonvariable c stars » 1941 ApJ 93 p 212.	123	
»	« Mean absolute magnitudes of stars of spectral types O5-B5 » 1941 ApJ 94 p 12.	123	
Herbert Wilkens	« Informe del año 1941 » 1942 Obs Astr Nac de La Plata.		43
F. H. Seares and M. C. Joyner	« Discussion of color index and spectral type » 1943.1 Mt Wilson Contr 684 = ApJ 98 p 261.		36 40
»	« Effective wave lengths of standard magnitudes; color temperature and spectral type » 1943.2 Mt Wilson Contr 685 = ApJ 98 p 302.		36
J. Stebbins and A. E. Whitford	« Six-color photometry of stars » I. « The law of space reddening from the colors of O and B stars » 1943 ApJ 98 p 20.		12 24 13 28 14 29 15 31 16 34 20 39 22 46
»	III. « The colors of 238 stars of different spectral types » 1945 ApJ 102 p 318.		41
L. G. Stoddard	« A study of general and selective absorption in four small dark nebulae » 1945 ApJ 102 p 267.		42
Herbert Wilkens	« Estadística estelar, simultáneamente en varias longi- tudes de ondas efectivas, y las leyes de la absorción in- terestelar » 1945 Publ La Plata. Ser Astr Tomo 22.		7 31 8 32 9 34 10 35 11 36 12 37 14 38 15 39 17 40 18 42 21 45 23 46

ESTA OBRA HA SIDO COMPUESTA TIPOGRÁFICAMENTE A MANO E IMPRESA  
EN LA IMPRENTA Y CASA EDITORA «CONI». CALLE PERÚ 684. BUENOS  
AIRES, EL 27 DE ABRIL DE 1948. LAS TABLAS Y FIGURAS FUERA DE  
TEXTO, FUERON ENTREGADAS YA IMPRESAS POR EL OBSERVATORIO DE  
LA PLATA PARA SER INTERCALADAS EN EL TOMO