

EVIDENCIAS FOTOMETRICAS Y POLARIMETRICAS

SOBRE LA EXISTENCIA DE NUBES DE POLVO

EN EL INTERIOR DE CUMULOS GLOBULARES.

Tesis Doctoral

Raúl Mariano Méndez

Director:

Dr. Juan Carlos Forte

FACULTAD DE CIENCIAS ASTRONOMICAS Y GEOFISICAS

UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

1989



A mis padres,

Y especialmente a Laura,  
presente en cada línea de este trabajo,  
que sin cuyo afecto continuo  
nunca podría haber concluido.



1.	INTRODUCCION.	
1.1	Generalidades.....	1
1.2	Gas en emisión.....	5
1.3	Polvo.....	7
1.4	Enfoque del problema.....	10
2.	DATOS FOTOMETRICOS: ENFOQUE OBSERVACIONAL, REDUCCION Y ANALISIS.	
2.1	Observaciones.....	13
2.1.1	Características instrumentales.....	13
2.1.2	Corrección por efectos instrumentales.....	14
2.1.3	Características de las observaciones.....	16
2.2	Reducción.....	18
2.2.1	Introducción.....	18
2.2.2	Centrado.....	19
2.2.3	Perfiles.....	22
2.2.4	Ajuste de un perfil de King. Brillo del cielo.....	25
2.2.5	Brillo central.....	26
2.3	Análisis.....	30
2.3.1	Aspectos morfológicos.....	30
2.3.2	Absorciones aparentes.....	35
2.3.3	Ajuste.....	43
2.3.4	Las nubes cerca del núcleo de NGC 362.....	50
3.	POLARIMETRIA: ENFOQUE OBSERVACIONAL Y REDUCCION.	
3.1	Características instrumentales y de observación.....	53
3.2	Reducción.....	58
4.	UN MODELO PARA LA POLARIZACION Y EL SCATTERING.	
4.1	Introducción.....	61
4.2	Hipótesis.....	64
4.3	Planteo.....	67
4.4	Resultados.....	70
4.5	Análisis.....	76
4.6	Dependencia del Scattering con $\lambda$ .....	78
4.7	Comparación con las observaciones.....	80
	APENDICE A.	
	I. Integrales para la polarización y el scattering.....	88
	II. Relación entre $l$ y $x_N$ .....	91
5.	CONCLUSIONES.	
5.1	Masas y origen de las nubes.....	93

5.2	Conclusiones.....	98
5.3	Perspectivas.....	100
APENDICE B.		
	"Dust Clouds Within Globular Clusters", Juan C. Forte and Mariano Méndez, Astron. Journal, 95, 500 (FM1).....	103
	REFERENCIAS.....	105

Quiero aprovechar estas líneas para agradecer a todas aquellas personas que contribuyeron de alguna forma a la realización de esta tesis:

Al Dr. Juan Carlos Forte, por haber sugerido el tema, por su constante interés en el mismo -trabajando junto al telescopio, reduciendo e interpretando las observaciones-, y por haberme guiado en esta investigación, evitando mis tan frecuentes intentos por caminos sin salida.

A mis padres, por su esfuerzo para que me pudiera dedicar plenamente a mis estudios y a mi trabajo; por haber fomentado mi curiosidad desde mi infancia, y haberme enseñado la importancia del sacrificio y la perseverancia cuando se trata de alcanzar un objetivo concreto.

Al Dr. Hugo G. Marraco y la Calc. Científica Ana M. Tessadro, por haberme permitido hacer uso de sus programas de reducción y análisis para imágenes bidimensionales.

A la Dra. Irene Vega y a los Lic. Carlos Feinstein y Sergio Cellone, por su colaboración en la observación de algunos de los cúmulos de esta tesis.

A los Dres. Alejandro Clocchiatti y Omar Benvenuto, y a los Lic. Hugo Dessaunet y Carlos Feinstein, por sus varias sugerencias, que en muchos casos resultaron muy útiles al resolver algunos de los problemas que se me presentaron en este trabajo.

Al Sr. Roberto Leonardi, por el uso de su programa de graficación, con el cual se representaron varias de las figuras que acompañan al texto.

A la Sra. María C. Fanjul de Correbo por su colaboración en los dibujos.

A la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, y a la Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, por el apoyo económico brindado a este trabajo, tanto a través de ayuda para viajes de observación, como permitiéndome hacer uso de instrumental de su propiedad.

Al Observatorio Interamericano de Cerro Tololo, y al Complejo Astronómico El Leoncito, por el tiempo de telescopio otorgado a este programa. A su personal, por su esmero para que cada uno de mis turnos resultara provechoso.

Finalmente, a la Srta. Laura Barberis, por su comprensión, afecto, apoyo y amistad durante tanto tiempo. Por su interés en mi trabajo, y por haber revisado tan minuciosamente el manuscrito original de esta tesis, haciendo sugerencias que sirvieron para mejorar notablemente su redacción.

A todos ellos pido disculpas si en esta tesis no he satisfecho las expectativas que en mí habían depositado.

La Plata, 12 de Mayo de 1989.



They are astonishing constructions. Their silvery radiance is a delight to the eye; the imagination is allured by their visionary beauty; reason is startled by the recondite nature of the problems they intimate. What, we cannot but ask ourselves, is the true nature of these mysterious "balls of stars"? Are the luminous particles composing them suns in the proper sense? What are their mutual relations? How did they originate? In what are they to eventuate? Can mechanical stability be claimed for them, or must they be supposed to form temporary societies undermined by forces tending towards dissolution? On all these points definite information is still lacking; but there is reason to despair of its future provision, since the inclusion of globular clusters within the scope of organized research is of quite recent date, and knowledge respecting them is accordingly in a nascent stage...  
... yet centuries may elapse before it becomes possible -in Kepler's phrase- to "think over again" with apprehensive minds, those wonderful "thoughts of God".

Agnes M. Clerke  
Problems in Astrophysics, 1903.



## 1. INTRODUCCION.

*La verdad acerca de ciertos objetos físicos debe ser extraña. Pudiera ser inasequible, pero si alguien cree haberla alcanzado, el hecho de que lo que ofrece como verdad sea algo raro, no puede proporcionar una base sólida para objetar su opinión.*

**Bertrand Russell.**

*Argumentar la inverosimilitud en contra de ciertas ideas es muestra de una estremecedora candidez.*

**Ernesto Sábato.**

### 1.1 Generalidades.

Las estrellas en nuestra Galaxia no están distribuidas uniformemente, sino que se las encuentra asociadas entre sí en subsistemas de diferentes tipos. Existen concentraciones mayores hacia el núcleo y el plano galáctico, pero también aparecen sistemas aislados más pequeños, denominados cúmulos estelares. Entre éstos, los cúmulos globulares son los más masivos. Formados por una distribución casi esférica de entre  $10^4$  y  $10^6$  estrellas, marcadamente concentrados hacia el centro, sus miembros más brillantes son gigantes rojas que han evolucionado más allá de la secuencia principal.

Es posible hallar cúmulos globulares tanto en el halo como en

el disco de la galaxia, siendo su distancia típica al sol del orden de 10 Kpc. Sus tamaños promedio rondan los 50 pc en diámetro, sus radios de core (distancia a la cual el brillo cae a la mitad de su valor en el centro) pueden alcanzar valores de un par de pc, y en las regiones centrales su densidad puede llegar a  $10^3$ ,  $10^4$  estrellas por parsec cúbico (20000 veces la densidad estelar en la vecindad solar).

La cantidad de temas de interés astrofísico generados por el estudio de cúmulos globulares ha sido enorme:

Siendo los sistemas estelares más viejos que se conocen, sus edades imponen un límite mínimo a la edad del Universo, a la vez que su contenido metálico -bajo, pero no nulo-, ha generado un interesante planteo sobre la abundancia química inicial del Universo.

Debido a su distribución en el cielo (con una marcada concentración en la región de Scorpio-Sagitario), y bajo la hipótesis de que estos objetos forman un grupo cuyo centroide es el centro del sistema, los cúmulos globulares fueron usados para determinar el tamaño de nuestra Galaxia y la posición del Sol dentro de ella, dando origen de esta manera, al estudio de la estructura galáctica.

Dada la contemporaneidad de las estrellas que los componen, los cúmulos globulares conforman uno de los puntos de referencia

más importantes para la verificación de las teorías de evolución estelar.

Esta enumeración podría extenderse agregando temas tales como dinámica estelar, formación galáctica, emisión en rayos X, poblaciones estelares, etc.

A pesar de todo lo expuesto, ha sido tradición suponer que por su antigüedad y por no presentar signos de formación de estrellas, los cúmulos globulares debían de carecer de material interestelar en su interior (tanto gas como polvo).

Luego, la pregunta debería ser: ¿por qué han de esperarse gas y polvo en el interior de un cúmulo globular?. La respuesta está dada en la evolución de sus miembros. Una estrella de  $\sim 0.8 M_{\odot}$  sobre la secuencia, evoluciona durante  $\sim 10^{10}$  años convirtiéndose sucesivamente en gigante roja, estrella de la rama horizontal hasta alcanzar la rama asintótica. Durante este camino, la estrella pierde entre 0.2 y 0.3  $M_{\odot}$  (ver por ej. Renzini 1979). Esta masa eyectada pasa a formar parte del medio interestelar del cúmulo, y un cálculo cualitativo permite estimar que para  $\sim 10^3$  estrellas por encima del turn-off, el total de gas y polvo acumulado en  $\sim 10^8$  años, puede alcanzar 300  $M_{\odot}$  (Roberts 1960). Este lapso,  $10^8$  años, es el tiempo medio entre dos pasajes consecutivos de un cúmulo globular por el plano galáctico, pasaje durante el cual, gran parte del material se perdería por

calentamiento debido a shocks gravitatorios (ver Roberts 1988, para referencias sobre otros mecanismos capaces de limpiar a los cúmulos de este material eyectado por sus estrellas).

Esta cantidad de material, en forma de hidrógeno atómico (ionizado o neutro) o moléculas, debería ser fácilmente detectable.

*Las sirenas poseen un arma más poderosa aún que su canto: su silencio...*

**Franz Kafka.**

## 1.2 Gas en emisión.

Desde el año 1959 hasta la fecha han aparecido más de veinte trabajos en la literatura sobre búsqueda de gas en emisión en cúmulos globulares. Desde 21 cm en radio hasta rayos X, pasando por H $\alpha$  extendido, continuo free-free de HII y moléculas en radio e infrarrojo, los resultados han sido casi siempre negativos (o al menos desalentadores), a excepción de la detección de alas de emisión en los perfiles de absorción H $\alpha$  en gigantes rojas (Cohen, 1976, Mallia y Pagel, 1978, Peterson, 1981, Gratton, 1983, Cacciari y Freeman, 1983), indicativo de la pérdida de masa por vientos estelares (una lista bibliográfica completa acerca de estas búsquedas, se puede ver en Roberts, 1988).

Analicemos brevemente el problema que presentan algunos de estos surveys:

- Las observaciones de radio no cuentan con la resolución adecuada para identificar nubes pequeñas, debido al tamaño del haz de

antena utilizado.

- Las observaciones fotométricas en  $H\alpha$  (Grindlay y Liller 1977) sufren una limitación similar, debido al uso de fotómetros fotoeléctricos y diafragmas concéntricos, a lo cual se suman los problemas de centrado, propios del método (ver Hanes y Brodie 1985)

- Los resultados infrarrojos dependen fuertemente del modelo que se adopte para la componente de brillo del cúmulo, sobre la cual debería detectarse la emisión (Gillet et al., 1987)



*I carry the dust of a journey,  
that cannot be shaken away...*

**Keith Emerson.**

### 1.3 Polvo.

Ya en 1861, Lord Rosse observa manchas oscuras (dark lanes) sobre la imagen del cúmulo globular NGC 6205 (M13). Sus presunciones son posteriormente confirmadas por Holden (1891), Scheiner (1893) y un gran número de observadores calificados, quienes coinciden en señalar situaciones similares en ese y otros cúmulos, tanto a través de observación directa, como en placas fotográficas. La lista de detecciones es larga, siendo la Tabla 1.1 una recopilación de las mismas hasta la fecha.

Pero a pesar de este número razonable de citas, el tema ha permanecido siempre relegado a un segundo plano. Probablemente, la ausencia aparente de gas en cúmulos globulares, ha sido una de las causas preponderantes para rechazar la posibilidad de asociar estas manchas oscuras con nubes de polvo en el interior de aquéllos, aunque en rigor de verdad, por más de un siglo no existieron pruebas contundentes a favor de este argumento.

Las posibilidades que se han enfrentado a esta hipótesis son dos:

1) Las supuestas nubes, son debidas al agrupamiento inhomogéneo de las estrellas en un cúmulo globular.

2) Las manchas son realmente nubes, pero nubes que aparecen entre el observador y el cúmulo (Hogg 1959 a y b).

La discusión sobre la validez de estos dos argumentos se puede encontrar en Roberts (1960), Kanagy y Wyatt (1978) donde se discute el segundo, y esta tesis (Cap. 2) donde se discute el primero.

---

Tabla 1.1

Bibliografía sobre polvo en cúmulos globulares.

---

1. 1861: Rosse, E., Ph. Tr. Roy. Soc. Lon., 151, 732, placa 28.
  2. 1879: Rosse, E., Tr. Roy. Dublin Soc., 2.
  3. 1891: Holden, E.S., P. A. S. P., 3, 375.
  4. 1892: Scheiner, J., Abh. kgl.-preuß. Akad. Wiss., Anh. 1, 1.
  5. 1893: Scheiner, J., Himmel und Erde, 6, 105.
  6. 1931: Barnard, E.E., Pub. Yerkes Obs., 6, 1.
  7. 1953: Lindsay, E.M., 1953, Irish. Astron. J., 2, 145.
  8. 1955: FitzGerald, A.P., Irish Astron. J., 3, 204.
  9. 1956: Gascoigne, S.C., Burr, E.J., M. N. R. A. S., 116, 577.
  10. 1959: Hogg, H.S., A. J., 64, 427.
  11. 1959: Hogg, H.S., Handbuch der Physik, 53, 185.
  12. 1959: Idlis, G.M., Nikol'skii, G.M., Soviet Astron., 3, 652.
  13. 1960: Hodge, P.A., P. A. S. P., 72, 308.
  14. 1960: Roberts, M.S., A. J., 65, 457.
  15. 1967: Gascoigne, S.C., Ford, V., Proc. Ast. Soc. Aus., 1, 16.
  16. 1975: Johnson, H.M., Ap. J., 202, 490.
  17. 1977: Kanagy, S.P., Tesis, Univ. of Illinois at Urbana.
  18. 1978: Kanagy, S.P., Wyatt, S.P., A. J., 83, 779.
  19. 1981: Martin, P.G., Shawl, S.J., Ap. J., 251, 108.
  20. 1984: Gillet, F.C., et al., B. A. A. S., 16, 526.
  21. 1984: Gillet, F.C., et al., B. A. A. S., 16, 948.
  22. 1987: Dottori, H., et al., Rev. Mex. Astr. Astrof., 14, 183.
  23. 1988: Forte, J.C., Méndez, M., A. J., 95, 500.
  24. 1988: Gillet, F.C., et al., A. J., 96, 116.
  25. 1989: Méndez, M., Forte, J.C., Orsatti, A.M., 1989, Ap. J.,  
336, 138.
  26. 1989: Forte, J.C., Méndez, M., Ap. J., en prensa.
-

*Todas las noches a las dos, en una esquina de la calle Sanabria, lejos de los poderes del Angel Gris, aparecen las Sirenas de Santa Rita. Se trata de criaturas de perversa belleza...*

*... el beso de las Sirenas es fatal, pero es imposible resistir la tentación.*

*Algunos camioneros audaces se atan con cadenas al volante de sus vehículos y pasan por la calle Sanabria para poder ver y escuchar este prodigio.*

*Por eso es que hay en esta zona muchísimos accidentes de tránsito.*

**Alejandro Dolina.**

#### 1.4 Enfoque del problema.

Los métodos de procesamiento de imágenes han demostrado gran potencialidad en problemas análogos a los que se plantean en este trabajo (búsqueda de efectos fotométricos a bajos niveles de brillo). El ejemplo más representativo es el de Gallagher y Hunter (1981), quienes usando técnicas de este tipo sobre placas fotográficas digitalizadas con PDS, consiguieron detectar nubes de polvo en galaxias enanas, miembros del Grupo Local. También Kanagy y Wyatt (1978) hacen uso de estos métodos en el caso de nubes (las más conspicuas) en cúmulos globulares, midiendo de esta forma el comportamiento de la extinción con la longitud de onda. Pero sin duda, estos procedimientos encuentran su mejor aplicación en imágenes obtenidas con detectores del tipo CCD, debido a que éstos poseen mayor rango dinámico que una placa fotográfica.

Por otra parte, Jura (1978), y Martin y Shawl (1981, MS), han señalado la importancia que tendría sobre la polarización de la luz de galaxias elípticas y cúmulos globulares, la eventual presencia de una nube de polvo en su interior (polarización por scattering Rayleigh). La detección, en este caso, no demandaría un gran esfuerzo de reducción, aunque sí mucha paciencia para la observación.

Estos dos puntos señalan una posibilidad interesante: dos métodos complementarios, e independientes entre sí, para la búsqueda de nubes de polvo inmersas en el interior de cúmulos globulares. El uso de un CCD permite un análisis relativamente rápido de un gran número de objetos y de sus propiedades fotométricas, de modo de seleccionar los candidatos más propicios para su posterior estudio polarimétrico.

Estas son las bases en que se funda este trabajo. De aquí en más, entraremos en la discusión propia del tema, comenzando por un análisis observacional en los capítulos 2 y 3, interpretando estas observaciones en base a modelos más o menos simples (capítulos 2 y 4), para finalmente arribar a las conclusiones en el capítulo 5.



## 2. DATOS FOTOMETRICOS: ENFOQUE OBSERVACIONAL, REDUCCION Y ANALISIS.

### 2.1 Observaciones.

#### 2.1.1 Características instrumentales.

Las observaciones se obtuvieron a lo largo de dos turnos en el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo (CTIO), durante los meses de Agosto de 1985, y Septiembre de 1987. En ambos casos se utilizó el telescopio de 90 cm, en modo directo, usando una cámara CCD como detector en el foco Cassegrain.

En el primero de los turnos, el chip CCD fue un RCA de 508 x 312 pixels ("picture elements"), sensible entre 4000 y 9000 Å. Durante el segundo turno se contó también con un detector TI de 396 x 396 pixels, tratado especialmente para aumentar su respuesta en el ultravioleta (hasta 3200 Å). De esta forma, fue posible observar a la mayoría de los cúmulos en las bandas UBVR<sub>I</sub><sub>KC</sub>; también se obtuvieron un par de frames (placas) por cúmulo, usando un filtro interferencial sintonizado en una longitud de onda muy cercana a H-alfa.

La distancia focal del telescopio es de 12.376 m, y dado que

el tamaño de los pixels para ambos chips es de 30 micrones, la escala en ambos casos resulta de 0.5 segundos de arco por pixel. De este modo, el campo abarcado por el CCD en cada caso es de 4.3 x 2.6, y 3.3 x 3.3 minutos de arco (chips RCA y TI, respectivamente).

El resultado de una observación es una imagen bidimensional, en la cual la intensidad de brillo de cada punto individual está representada por un número entero de dos bytes (entre -32768 y +32767). Este corresponde a la salida del conversor analógico-digital del sistema, frente a la carga de cada uno de los fotodiodos (pixels). El resultado se transfiere a la computadora que controla las operaciones de la observación, y se almacena en un disco rígido, capaz de contener un gran número de estas imágenes. Un frame de 500 x 300 pixels ocupa más de unos 300 Kbytes en disco, y ¡sólo representa unos pocos minutos de observación!

#### 2.1.2 Corrección por efectos instrumentales.

Las observaciones "en crudo" salidas del telescopio deben ser corregidas por efectos instrumentales, debidos al detector o al sistema de lectura. No nos detendremos en detalles de los mismos; sólo serán enumerados, y se señalará brevemente el camino para su eliminación. Una descripción más detallada sobre CCDs



(electrónica, uso astronómico, problemas instrumentales, etc.), puede encontrarse en Djorgovski (1984), o Mackay (1986).

La lectura del chip introduce una carga residual, aún en caso de no haber sido expuesto. Este nivel de carga (nivel de piso) se denomina "bias", y se puede estimar y eliminar, efectuando exposiciones de 0 segundos de tiempo de integración.

La sensibilidad del detector no es igual a lo largo de toda su superficie, y no es raro que ésta varíe hasta en un 10% entre pixel y pixel. Esta imperfección de un CCD se puede precisar si se expone un campo de iluminación uniforme (campo plano, o "flat-field"), que puede ser el cielo en el crepúsculo, o una superficie adecuadamente iluminada dentro de la cúpula. La imagen que se obtiene es la "impresión digital" del chip a través de todos sus pixels. El modo de regularizar su sensibilidad, consiste en normalizar el valor de cada elemento por su respuesta a una iluminación uniforme (corrección por efecto multiplicativo). Es así que dividiendo toda imagen posterior salida del telescopio por el campo plano (adecuadamente normalizado), se obtiene una uniformidad en la sensibilidad del 1% (o menor), a lo largo de todo el CCD.

Finalmente, existe también una carga en el amplificador, que es de origen térmico ("dark" o corriente de oscuridad). Dado que esta carga decrece exponencialmente con la temperatura, es

factible eliminarla casi totalmente refrigerando el sistema (generalmente hasta  $-180^{\circ}\text{C}$ ), en tanto que el efecto residual puede ser descontado mediante exposiciones prolongadas con el obturador cerrado.

Cabe acotar que la mayor parte del ruido instrumental se origina en la lectura del CCD (read-out-noise), en la etapa de amplificación; es aditivo, y dado que depende de cuestiones de tipo constructivo, no puede ser corregido durante la observación. Este inconveniente restringe el uso de CCDs en programas en los cuales la señal sea comparable al ruido de lectura.

### 2.1.3 Característica de las observaciones.

Las observaciones se obtuvieron en noches con luna de cuarto menguante a nueva, y además de los frames de calibración (bias, flat-field y dark), cada noche se observó un grupo de estrellas de referencia para fotometría, las cuales se usaron para relacionar el sistema instrumental y el standard. Sin embargo, es importante señalar que, como se verá más adelante, la extinción aparente en las nubes de polvo se obtiene en forma diferencial, por lo que no tiene importancia la determinación precisa del punto de cero en las relaciones fotométricas.

Se usaron las estrellas 11, 13, 15 y 18 de Vigneau y

Azzopardi (1982), y m y s de la región E 7 de Graham (1982). Las relaciones obtenidas fueron:

$$\begin{aligned}V &= v - 0.098 (B-V), \\(U-B) &= 0.96 (u-b) - 0.867, \\(B-V) &= 1.17 (b-v) + 0.233, \\(V-R) &= 0.93 (v-r) + 0.570, \\(V-I) &= 0.99 (v-i) + 1.230.\end{aligned}\tag{2.0}$$

Respecto de los cúmulos globulares, se tomaron al menos dos frames por objeto y por filtro. En uno se ubicó al cúmulo en el centro del CCD, y en el otro, cerca de una de las esquinas, esto último para lograr una mejor determinación del brillo del cielo.

Los tiempos de exposición variaron para cada cúmulo y cada filtro, pero oscilaron entre 30 y 60 segundos para el I y el R, de 40 a 120 segundos para el V y el B, y de 300 a 600 segundos para el U. En todos los casos se prefirió tomar varios frames de menor exposición y luego sumarlos, a tomar uno equivalente de exposición más larga, ya que de este modo es posible minimizar el número de rayos cósmicos que caen sobre el detector, produciendo una señal indeseada (ver por ejemplo Djorgovski, 1984).

De cualquier forma, en la mayoría de los casos se tomó más de un frame, con distinta exposición, de modo de separar estos picos espúreos de luz, de los rasgos verdaderos de una imagen.

Finalmente, el transporte desde CTIO a La Plata se efectuó en cinta magnética, con las imágenes escritas en formato standard FITS (Wells y Greisen 1979).

## 2.2 Reducción.

### 2.2.1 Introducción.

Para detectar ópticamente una nube de polvo en un cúmulo globular, es necesario contar con un fondo de luz suficientemente suave, en contra del cual la misma pueda ser vista en absorción. Si el fondo no es suave a causa de, por ejemplo, la presencia de estrellas resueltas, es posible clasificar como nube de polvo a una fluctuación estadística en la distribución de estas estrellas, debido al número finito de las mismas.

Este es verdaderamente el caso en un cúmulo globular, donde el perfil de brillo está constituido por la mezcla de un par de cientos de gigantes rojas (resueltas), y de varias decenas de miles de estrellas de la secuencia principal y el turn-off, que forman un fondo de luz suave (no resuelto).

Una forma de quedarse únicamente con la contribución de esta última componente, sería "borrar" (digitalmente) las imágenes de todas aquellas estrellas resueltas en el frame, a través de, por

ejemplo, programas del tipo del DAOPHOT (Stetson, 1987).

Otro modo, podría ser el de muestrear la imagen sólo en zonas no contaminadas por estrellas resueltas, o más específicamente, de alguna manera darle menor peso a aquellos pixels más afectados por la presencia de estrellas individuales. Este fue el método aplicado en este caso.

Una vez determinados los parámetros que caracterizan a esta componente suave, es posible eliminar su contribución al brillo superficial del cúmulo, de modo de resaltar la posible existencia de zonas en absorción.

Veamos entonces, cuáles son los pasos necesarios para lograr los objetivos que se acaban de describir.

### 2.2.2 Centrado.

El primer paso es posicionar el centro de la distribución de luz del cúmulo. Este punto es crucial en el análisis subsiguiente, ya que su mala determinación puede ser causa de generación espúrea de nubes por la sobre-sustracción de la componente suave en alguna zona, así como de la desaparición de nubes verdaderas por la sub-sustracción en otras.

En tanto que el centrado es una de las mayores causas de

error en estudios con fotometría de diafragmas concéntricos (ver por ejemplo Hanes y Brodie 1985), existen varias formas relativamente simples de resolver este problema en el caso de fotometría bidimensional. Es así que este paso fue completado a través de tres técnicas diferentes, de modo de mantener un chequeo de la consistencia interna en los resultados.

Cuando el cúmulo era suficientemente concentrado (todos los casos, excepto NGC 6723), el centro se calculó a través de la suma de las distribuciones marginales de brillo, en una zona seleccionada previamente en las cercanías del centro visual de simetría (ver por ejemplo, Van Altena y Auer, 1975). Este método tiene la desventaja de darle demasiado peso a los picos luz, y por lo tanto, se ve altamente afectado por la presencia de estrellas gigantes individuales, o grupos de gigantes, cerca del centro del cúmulo (este algoritmo resulta más adecuado para determinar el centro de un perfil estelar, y es para lo que generalmente se utiliza).

El segundo método es una variación (y mezcla) de las técnicas usadas por Kron et al. (1984), y Forte y Méndez (1984). Partiendo del valor del centro que se había obtenido a través del procedimiento anterior, se extrajo un perfil en la dirección de Y sumando las contribuciones de las 61 columnas centrales en la dirección X, y otro en la dirección X sumando las contribuciones de las 61 filas centrales en la dirección Y (estas sumas

"transversales" sirven para atenuar, en parte, el "ruido" producido por estrellas individuales). Estos perfiles se convolucionaron con gaussianas de su mismo ancho mitad, y fueron "doblados" alrededor de distintos puntos de prueba, hasta encontrar la máxima simetría (es decir, la mejor superposición posible entre ambas ramas del perfil doblado). El punto obtenido de esta manera se tomó como el nuevo centro, se lo usó para extraer un nuevo par de perfiles X e Y, y todo el proceso fue repetido. En general, el algoritmo converge rápidamente, y en unas pocas iteraciones (no más de tres), las nuevas coordenadas del centro no difieren ya de las anteriores.

Por último, todos los centros fueron recalculados a través del método de Auto-Correlación Reflejada (Mirror Auto-Correlation), explicado, por ejemplo, por Djorgovski (1988). El método se basa en calcular la función de correlación entre la imagen original y su reflejo en X e Y, y asignar el centro de simetría al punto que maximiza dicha función.

Todos los centros resultantes fueron chequeados de la siguiente manera:

Los datos fueron agrupados por sectores acimutales dentro de anillos circulares de un ancho dado, y a diferentes distancias radiales. Si el centro había sido estimado correctamente, el perfil acimutal resultante debía ser independiente del ángulo

(constante). Pero si el anillo se encontraba levemente descentrado, los valores calculados de esta forma mostrarían un comportamiento sinusoidal de un período por cada giro de 360 grados. Por otro lado, si las isofotas verdaderas fueran elípticas en vez de circulares, el comportamiento de estos perfiles con el ángulo sería también sinusoidal, pero de dos períodos por giro. Dentro de los errores involucrados, ninguno de estos fenómenos fue observado.

De esta forma, se pudo establecer que la determinación del centro de simetría de los cúmulos estudiados es preciso, internamente, a menos de 2 pixels (1 segundo de arco), y que en todos los casos, un modelo con isofotas circulares resulta una buena aproximación a la distribución observada de brillo. La única excepción bien notable es NGC 6266, que presenta una deformación de sus isofotas para bajos niveles de brillo a unos 4 radios de core del centro. Sin embargo, la morfología de esta deformación, en forma de corte neto de un solo lado, sugiere que la misma no se debería a elipticidad en el cúmulo (White y Shawl, 1987, dan una razón de ejes de 0.99 para este cúmulo), sino a la presencia de una nube de polvo externa en esa posición.

### 2.2.3 Perfiles.

Una vez determinado el centro, cada pixel fue asignado al



anillo circular  $n$ , de acuerdo con la expresión:

$$n = \text{int} (1 + r/w),$$

(ver Newell y O'Neil 1978), siendo  $r$  la distancia del pixel  $i$  al centro del cúmulo, y  $w$  el ancho del anillo en pixels. Para los casos descritos en este trabajo,  $w$  tomó valores de entre 2 y 4 (dando un ancho del anillo aproximadamente igual al FWHM del perfil del seeing).

Se construyeron histogramas de la distribución del número de pixels por unidad de intensidad en cada anillo, e inmediatamente resultó evidente que tales histogramas no eran simétricos, sino que presentaban un "sesgo" hacia valores mayores de brillo.

No es difícil encontrar la razón para esta asimetría: la inclusión de estrellas brillantes (tanto gigantes rojas del cúmulo, como estrellas de campo), que contaminan la distribución de luz en cada anillo. De este modo, el promedio de cada histograma se ve desplazado hacia valores mayores que el que le habría correspondido, si previamente se hubieran eliminado todas las estrellas resueltas dentro del frame.

Para contrarrestar este problema, se descartaron aquellas partes de los histogramas por encima del valor medio, de modo de eliminar la mayor parte de los pixels contaminados por estrellas brillantes; las distribuciones que resultaron fueron nuevamente

analizadas, y la moda, -su valor más frecuente-, fue asociado al brillo del background no resuelto del cúmulo.

Vale la pena señalar, sin embargo, que este algoritmo se vuelve ineficiente para distancias muy cercanas al centro del cúmulo, debido a que el número de gigantes allí aumenta en tal forma, que resulta imposible muestrear la componente suave subyacente. Por esta razón, en lo que sigue, los perfiles sólo se extrajeron y se ajustaron fuera del radio de core ( $r_c$ ) de cada cúmulo.

Este procedimiento se aplicó en todas las imágenes de cada cúmulo globular, para todos los filtros UBVRI. De esta forma, y aislada en cada filtro, fue fácil determinar los colores de esta componente en forma separada.

Veamos cuál es el significado físico de la misma:

Para esto se integró la función de luminosidad de un cúmulo globular a lo largo de su secuencia principal hasta el turn-off (Bolte 1987), de modo de sintetizar los colores integrados de este conjunto de estrellas.

Si estos se comparan con los colores de la población aislada por el procedimiento de la moda, la coincidencia entre ambos permite concluir que a través de los pasos descritos, es posible estimar la contribución de las estrellas no resueltas de la

secuencia principal, al brillo total de un cúmulo globular, a pesar del "ruido" ocasionado por las gigantes rojas (ver Forte y Méndez 1988, FM1).

#### 2.2.4 Ajuste de un perfil de King. Brillo del cielo.

El siguiente paso es ajustar un modelo al perfil de la moda ya descrito. King (1962 y 1966), mostró que es posible reproducir la dependencia radial del brillo superficial proyectado de un cúmulo globular a través de una curva de tres parámetros de la forma:

$$f(r) = f_0 \cdot \left\{ \frac{1}{[1 + (r/r_c)^2]^{1/2}} - \frac{1}{[1 + (r_t/r_c)^2]^{1/2}} \right\}^2, \quad (2.1)$$

donde  $f_0$  es una medida de su brillo central, y  $r_c$  y  $r_t$  son el radio del núcleo (core) y el radio de marea (tidal) del cúmulo, respectivamente (este último se tomó en todos los casos de la compilación de Webbink, 1984).

Dado que nuestras observaciones no se extienden suficientemente lejos de los cúmulos como para medir directamente el brillo del cielo, es necesario adoptar una técnica iterativa para poder determinarlo. Esta se basó en un procedimiento de dos pasos.

Como se mencionó más arriba, se habían tomado algunas

imágenes con los cúmulos en las esquinas del detector. Las mismas se usaron para obtener un primer valor del brillo del cielo (obviamente, una sobre-estimación, ya que la contribución del cúmulo en esa zona no podía considerarse despreciable); se derivó un perfil preliminar, y se lo ajustó con un modelo de King, determinando su radio de core (si se trabaja en unidades normalizadas  $f_0$  vale 1, y como para  $r_t$  se usan valores de la literatura, sólo es necesario ajustar  $r_c$ ). A continuación, se calculó la contribución de este modelo a la luz en la periferia del cúmulo, donde el cielo había sido medido, y el valor inicial fue disminuido teniendo en cuenta este brillo residual. El mecanismo se repitió hasta que las correcciones fueran despreciables (usualmente, no más de dos iteraciones).

De esta manera se ajustaron simultáneamente el brillo del cielo en cada frame, y el radio de core de cada cúmulo; este último en todos los casos estuvo de acuerdo con los valores publicados (por ejemplo Webbink, 1984, o Harris y Racine, 1979), con diferencias menores que 0.5 segundos de arco.

#### 2.2.5 Brillo central.

Usando la ecuación (2.1), conocidos  $r_c$  y  $r_t$ , y habiendo medido  $f(r)$  a una distancia  $r$ , es posible deducir el valor de  $f_0$ . Esto se puede hacer para cualquier par de valores de  $r$  y  $f(r)$ , y

como  $f_0$  es una constante, el valor que surja en cualquier caso debe ser el mismo. Sin embargo, esta última afirmación será cierta sólo si  $r_c$ ,  $r_t$  y el brillo del cielo se encuentran bien determinados. Una buena forma de medir la calidad del ajuste, será entonces derivar y graficar el valor de  $f_0$  para cada anillo, ya que esta curva debería ser una recta de pendiente nula, ordenada al origen igual a  $f_0$ , siendo la dispersión alrededor de este valor una medida del ruido del ajuste.

La fig. 2.1 muestra la dependencia de  $f_0$  (en magnitudes) con  $r$  para NGC 7078. El primer caso es el de mejor ajuste de los parámetros ( $r_c$  y el cielo). En los dos casos subsiguientes se muestra el efecto de una mala determinación del cielo sobre estas curvas (recordar que los anillos externos subtienden un área mayor, y por lo tanto se ven más afectados que los anillos internos por errores en el cielo). En el primer caso, el cielo usado es un 30% más brillante que el verdadero, y en el segundo, es un 30% más débil.

Respecto del ajuste, en general la dispersión varía de 0.06 magnitudes en el ultravioleta y el azul, hasta 0.09 magnitudes en el rojo e infrarrojo, siendo este aumento en el ruido causado por la diferencia de brillo de las gigantes en las distintas bandas, y su influencia en la determinación de la moda.

Finalmente, y para comprobar la confiabilidad del método, se

"fabricaron" frames CCD de cúmulos globulares compuestos únicamente por estrellas del turn-off y gigantes rojas (algunos detalles sobre la generación se dan en la sección siguiente). A estas imágenes se les aplicó la cadena de reducciones explicada anteriormente, y se determinó el brillo central de la componente no resuelta, estrellas del turn-off, contaminada por las gigantes. La diferencia entre la medida y el valor verdadero (el que se usó inicialmente en la construcción de la imagen), resultó ser siempre menor que los errores en el ajuste del perfil de King (menores que 0.04 magnitudes en todos los casos).

En conclusión, hemos obtenido los parámetros que caracterizan a la distribución de la población de estrellas no resueltas de la secuencia principal de un cúmulo globular; con ellos podremos construir una imagen de la misma que pueda ser usada como fondo de luz, en contra del cual resaltar los efectos de absorción de las posibles nubes de polvo.

En la Tabla 2.1 se listan algunos datos de los cúmulos tratados en este trabajo (radio de core, radio tidal, brillo central de la componente no resuelta, centro del cúmulo, y cantidad de nubes detectadas en cada uno).

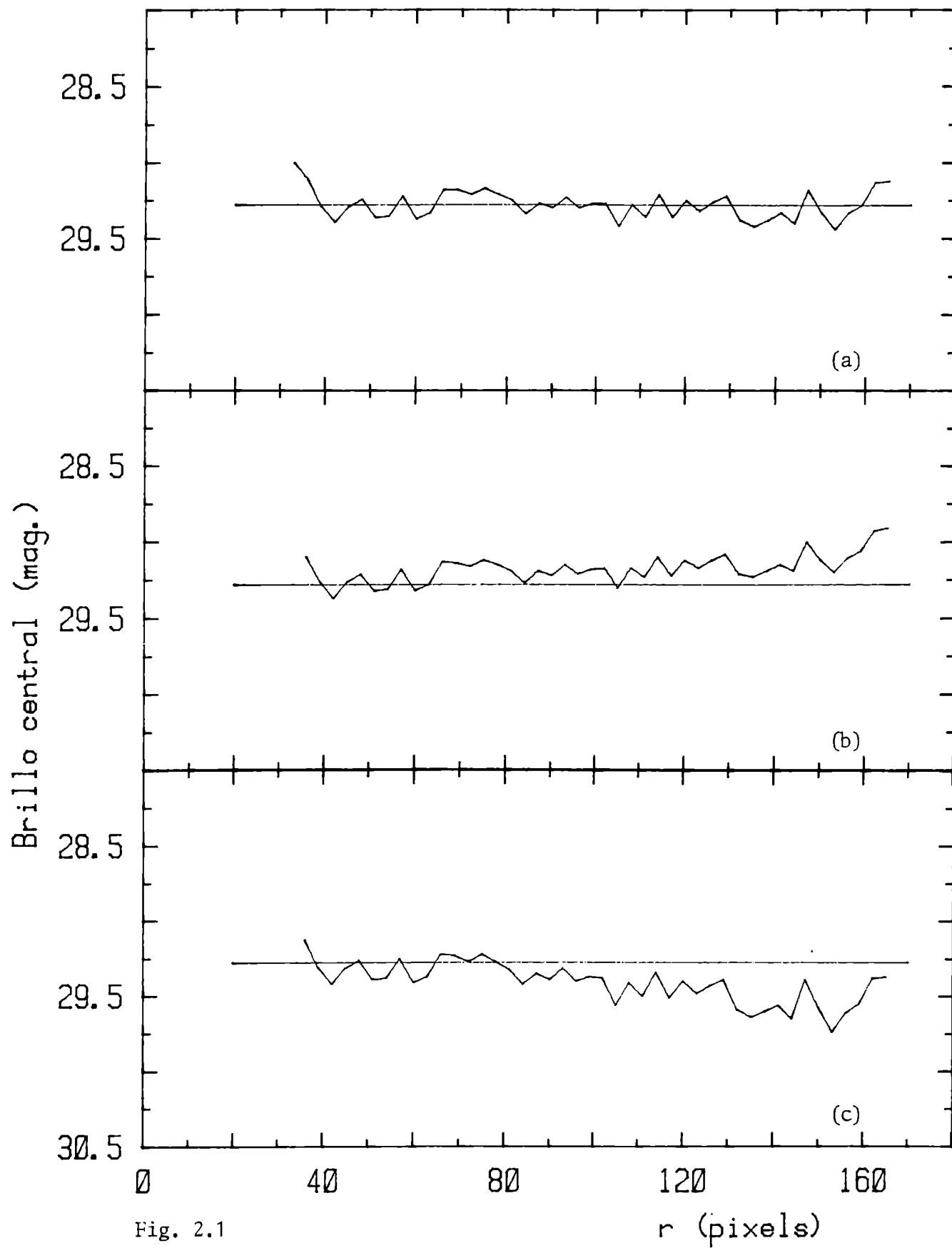


Fig. 2.1





-----  
 Tabla 2.1  
 Cumulos estudiados. Datos.  
 -----

Cúmulo	Centro (x-y)	$r_c$	$r_t$	$V_c$	Cantidad de nubes
NGC 362	168-269	13.0	614	15.41	4
NGC 1261	191-236	17.9	474	17.68	1
NGC 1851	193-281	8.0	486	15.11	1
NGC 2808	163-234	15.0	848	15.60	1
NGC 5824	179-274	3.5	1200:	15.72	-
NGC 6266	184-290	14.5	642	15.69	6
NGC 6388	176-283	9.5	498	14.78	3
NGC 6624	174-273	12.5	378:	17.12	-
NGC 6723	199-309	35.0	756	18.14	-
NGC 6752	191-268	33.0	2082	16.99	4
NGC 7078	155-241	13.5	5472	14.15	1
NGC 7099	178-281	13.5	948	16.90	4

Coordenadas del centro, en pixels.

$r_c$  y  $r_t$ , en segundos de arco.

$V_c$ , en magnitudes por segundo de arco cuadrado.  
 -----

## 2.3 Análisis.

### 2.3.1 Aspectos morfológicos.

Los resultados de la sección anterior fueron usados para eliminar la contribución de las estrellas no resueltas de la secuencia principal y el turn-off al brillo total de cada cúmulo, operación que inmediatamente puso en evidencia la presencia de zonas oscuras (es decir, con brillos superficiales menores que los de la componente restada).

Las mismas, con deficiencias de brillo mayores que un 30% y tamaños típicos de unos cuantos segundos de arco, se pueden apreciar en las Placas 2.1 a 2.11 al final de este capítulo. En ellas se representa la extinción aparente en unidades del brillo esperado en la zona, en escala lineal.

Los contornos de las regiones oscuras en estas figuras están definidos por niveles de 0.30 magnitudes por debajo del valor esperado para el cúmulo en ese lugar (la aparente distribución anular, es causada por efectos de selección del método para determinar el background que no puede ser muestreado en las zonas más internas debido al apiñamiento de gigantes. En las zonas más externas, el límite está impuesto por la menor relación señal-ruido).

La nube en NGC 7078 (Kanagy y Wyatt, 1978), se ubica en la periferia del cúmulo, tornándose casi imposible su detección por medio de la técnica descrita previamente. Su posición se muestra con una cruz en la Placa 2.11 (nótese que en los alrededores de la nube se aprecia una disminución del número de estrellas, en comparación con zonas similares en otras partes del cúmulo).

Es posible asignar tres causas inmediatas al origen de estos agujeros, en la distribución (suave) de brillo de estrellas no resueltas de un cúmulo globular:

- a) Absorción por nubes de polvo entre el objeto y el observador.
- b) Fluctuaciones estadísticas en la distribución de estrellas (en número finito) del cúmulo.
- c) Absorción por nubes de polvo en el interior del cúmulo.

La primera hipótesis implicaría un elevado número de nubes en altas latitudes galácticas, por lo que puede ser descartada. Este análisis fue hecho en el pasado por Roberts (1960), y Kanagy y Wyatt (1978).

Comparando las nubes con glóbulos de Bok, Roberts estima que son necesarios 20 veces más de estos glóbulos en altas latitudes galácticas, que los que se observan en el plano.

Por su parte, Kanagy y Wyatt calculan que de ser nubes de

campo, se esperaría que alrededor de una docena de éstas aparecieran proyectadas en contra de las nebulosas planetarias más grandes, y alrededor de cien frente a galaxias elípticas. De ninguna forma este es el caso.

La segunda hipótesis fue rechazada por Roberts (1960), en base a un análisis estadístico del número de "agujeros" que aparecían al azar, al distribuir estrellas según parámetros de un cúmulo globular. Las nubes a las que hace referencia este autor son las más conspicuas, y aparecen a mayores distancias del centro de los cúmulos, que las estudiadas en este trabajo. A la vez el fondo sobre el cual se las reconoce, también es diferente en ambos casos.

Por esta razón se decidió repetir el análisis, bajo las nuevas condiciones, para saber cuál es la posibilidad de que tales regiones puedan deberse a fluctuaciones aleatorias en el número de estrellas que componen el background no resuelto de un cúmulo.

Siguiendo los lineamientos del trabajo de Roberts, se generaron modelos bidimensionales de un cúmulo globular similares a los que se indicaron precedentemente, salvo que en este caso contaban sólo con estrellas del turn-off.

Usando los parámetros de NGC 362, los modelos se construyeron de la siguiente forma:

- 1) Se generaron al azar las coordenadas de un punto sobre el CCD.
- 2) Se evaluó el valor de un perfil de King de radio de core  $r_c$  y radio tidal  $r_t$  (13" y 612" respectivamente para NGC 362), usando la expresión (2.1).
- 3) Se usó el método Monte Carlo para decidir si en ese punto se debía agregar o no una estrella más al cúmulo (ver, por ejemplo, Marraco, 1975).
- 4) Si se aceptaba la estrella, se le asignaba el brillo y el color correspondiente al turn-off point del diagrama de Bolte (1987) para NGC 362 ( $V=18.5$  y  $B-V=0.45$ ).
- 5) La estrella era convolucionada con un perfil de seeing adecuado.
- 6) Se repetía el procedimiento.

La secuencia se interrumpía cuando se había generado la cantidad de estrellas necesarias para reproducir el brillo central de la componente suave del cúmulo. En el caso de NGC 362, con un brillo central de 15.41 magnitudes por segundo de arco cuadrado, fueron necesarias 40000 estrellas del turn-off dentro del frame de 400 x 400 pixels.

A la imagen así formada se le aplicó la secuencia de reducciones descrita en la sección 2.2, y tal como se había hecho

con las imágenes realmente observadas, se representó su extinción porcentual. De esta forma se analizó la cantidad de zonas con deficiencia de brillo mayores que el 30%, formadas sólo por efectos al azar, entre 1 y 3 radios de core, y se las agrupó según su área. El histograma conseguido de esta forma se muestra en la fig. 2.2 (obtenido de la combinación de cuatro modelos distintos, de modo de disminuir el ruido estadístico). Siendo estas deficiencias realmente al azar, es de esperar que sus áreas tengan una distribución normal (sólo para valores positivos).

Los datos fueron ajustados por una gaussiana con desviación standard de 4.1 segundos de arco cuadrado, representada en la misma figura. Esto permite asignar la probabilidad de encontrar áreas sin estrellas de cualquier tamaño. Para el caso de NGC 362, con cuatro nubes, tal probabilidad vale ~4% para la nube 173-216, y esencialmente cero para las tres restantes. La situación es similar para las demás nubes en el resto de los cúmulos.

En conclusión, podemos afirmar que las manchas y regiones oscuras encontradas en cúmulos globulares son reales, no se deben a fluctuaciones estadísticas, y debido a su frecuencia, resulta muy improbable su explicación a través de nubes foreground en altas latitudes galácticas.

Nótese también que la situación planteada, únicamente estrellas del turn-off, es la más conservadora, ya que al ser las

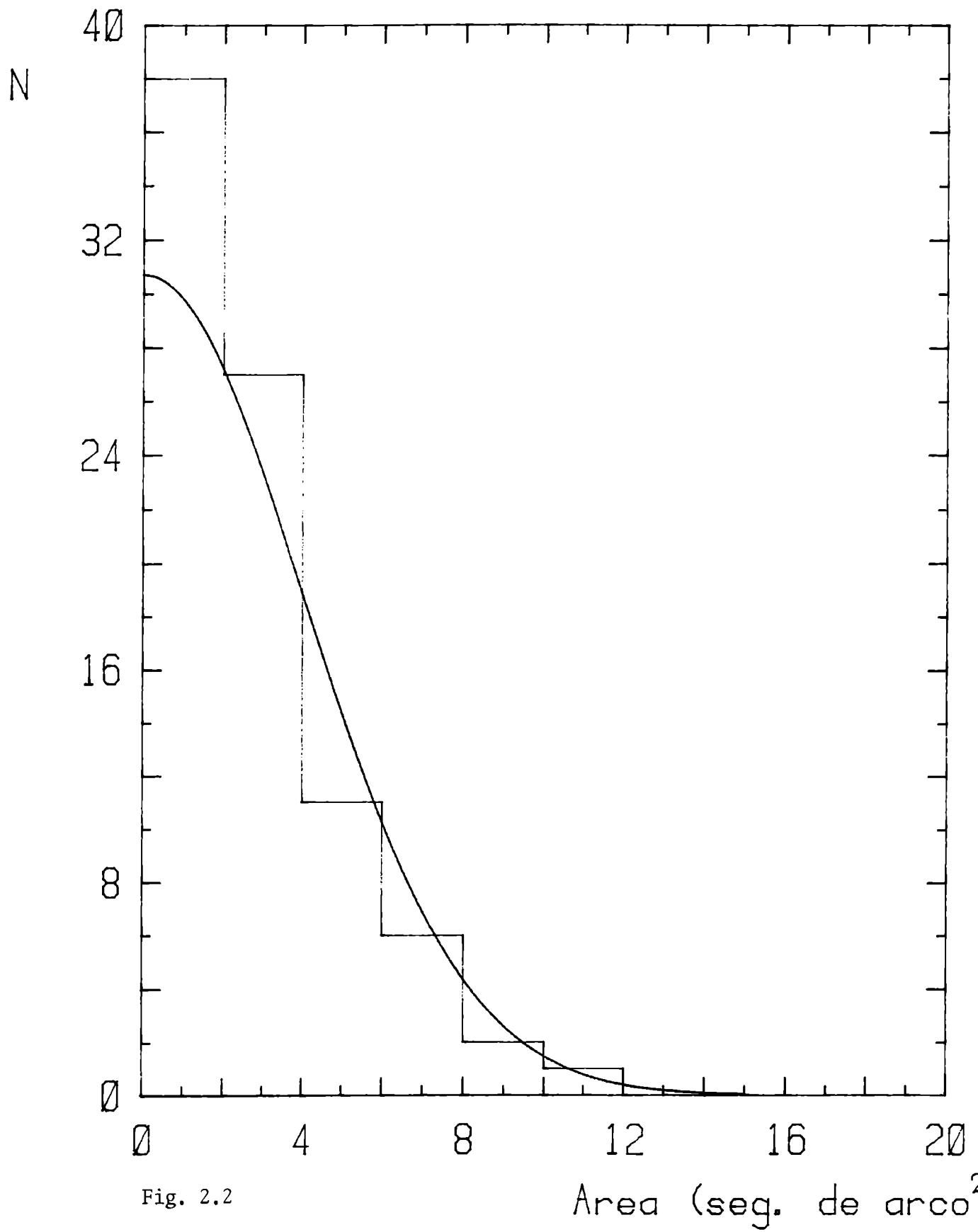


Fig. 2.2





más brillantes de la secuencia principal, el número necesario de estrellas para reproducir el brillo central del cúmulo, es menor que si hubiéramos usado una función de luminosidad más realista (a más estrellas, menos agujeros).

Esta línea argumental nos ha llevado, por la vía de la eliminación, a admitir la existencia de nubes de polvo en el interior de cúmulos globulares. A continuación, se presentarán los argumentos más contundentes que sustentan esta afirmación.

### 2.3.2 Absorciones aparentes.

Un buen comienzo es analizar el comportamiento de la extinción aparente de las nubes en las distintas longitudes de onda. Para esto se seleccionaron aquellas que no tuvieran alguna estrella brillante a menos de 10 segundos de arco, evitando de esta forma, la contaminación que pudiera originar la luz dispersada en las alas de su perfil. Esta restricción, más el hecho de que algunas de las nubes eran demasiado pequeñas como para medirlas adecuadamente, nos impidió analizar los casos de NGC 6624 y NGC 6723. En el primero el polvo muestra una estructura en forma de elipse, sugiriendo una forma de burbuja en expansión. En NGC 6723 aparecen gran cantidad de nubes cerca del núcleo, a menos de un radio de core del centro, lo cual podría tener conexión con la abrupta caída del perfil de luz encontrada por Kron et al.

(1984) en el centro de este cúmulo.

Las nubes elegidas (ver Tabla 2.2) fueron medidas a través de una ventana de 3x3 pixels (1.5x1.5 segundos de arco, es decir el núcleo de las mismas), luego de convolucionar la imagen con un filtro de tres por tres (con pesos de 0.172 en el centro, 0.121 en los laterales, y 0.086 en las esquinas), para reducir en parte el ruido de lectura del chip.

-----  
 Tabla 2.2  
 Nubes de Polvo  
 Coordenadas y Tamaños.  
 -----

Cúmulo	X(pix.)	Y(pix.)	D(")	D(pc)
NGC 362	158	159	5	0.24
	173	216	3	0.15
	210	287	4	0.20
	227	221	12	0.59
NGC 1261	183	250	4	0.27
NGC 1851	158	325	5	0.26
	232	257	7	0.39
NGC 2808	209	306	7	0.32
NGC 6266	75	238	12	0.32 (+)
	151	244	6	0.16
	158	279	5	0.13
	209	307	5	0.13
	218	356	5	0.13
	231	282	8	0.23
NGC 6388	94	319	10	0.66
	179	359	9	0.61
	210	222	5	0.34
	245	305	5	0.34
NGC 6752	164	215	8	0.15
	193	366	11	0.22
	269	255	16	0.34
	281	266	16	0.34
NGC 7078	96	143	13	0.33 (#)
NGC 7099	148	286	7	0.28
	163	392	7	0.28 (+)
	197	268	5	0.18
	240	277	4	0.12

En caso de nubes elongadas se indica el diámetro promedio.  
 (#) Kanagy y Wyatt (1978).  
 (+) Aproximado. Por ser nubes muy externas es difícil  
 determinar sus límites con precisión.

-----

Las extinciones instrumentales se transformaron al sistema standard usando las ecuaciones (2.0). Si indicamos con el subíndice cero al valor esperado, sin extinguir por la nube, y sin subíndice al valor medido, tendremos que en el visual:

$$A_v = V - V_0 = v - v_0 = a_v,$$

y para el filtro X:

$$A_x = X - X_0 = (X - X_0) - (V - V_0) + A_v = (X - V) - (X_0 - V_0) + A_v =$$

$$C_x \cdot (x - v) - C_x \cdot (x_0 - v_0) + a_v = C_x \cdot [(x - x_0) - (v - v_0)] + a_v =$$

$$C_x \cdot (a_x - a_v) + a_v = C_x \cdot a_x + (1 - C_x) \cdot a_v,$$

donde las minúsculas indican valores instrumentales, las mayúsculas valores standard, y la constante  $C_x$  corresponde a la pendiente de la transformación del color (X-V) en las ecuaciones (2.0).

Los resultados se listan en la Tabla 2.3, y algunas de las curvas (las más representativas) se muestran en las fig. 2.3.

-----  
 Tabla 2.3  
 Extinciones Aparentes  
 -----

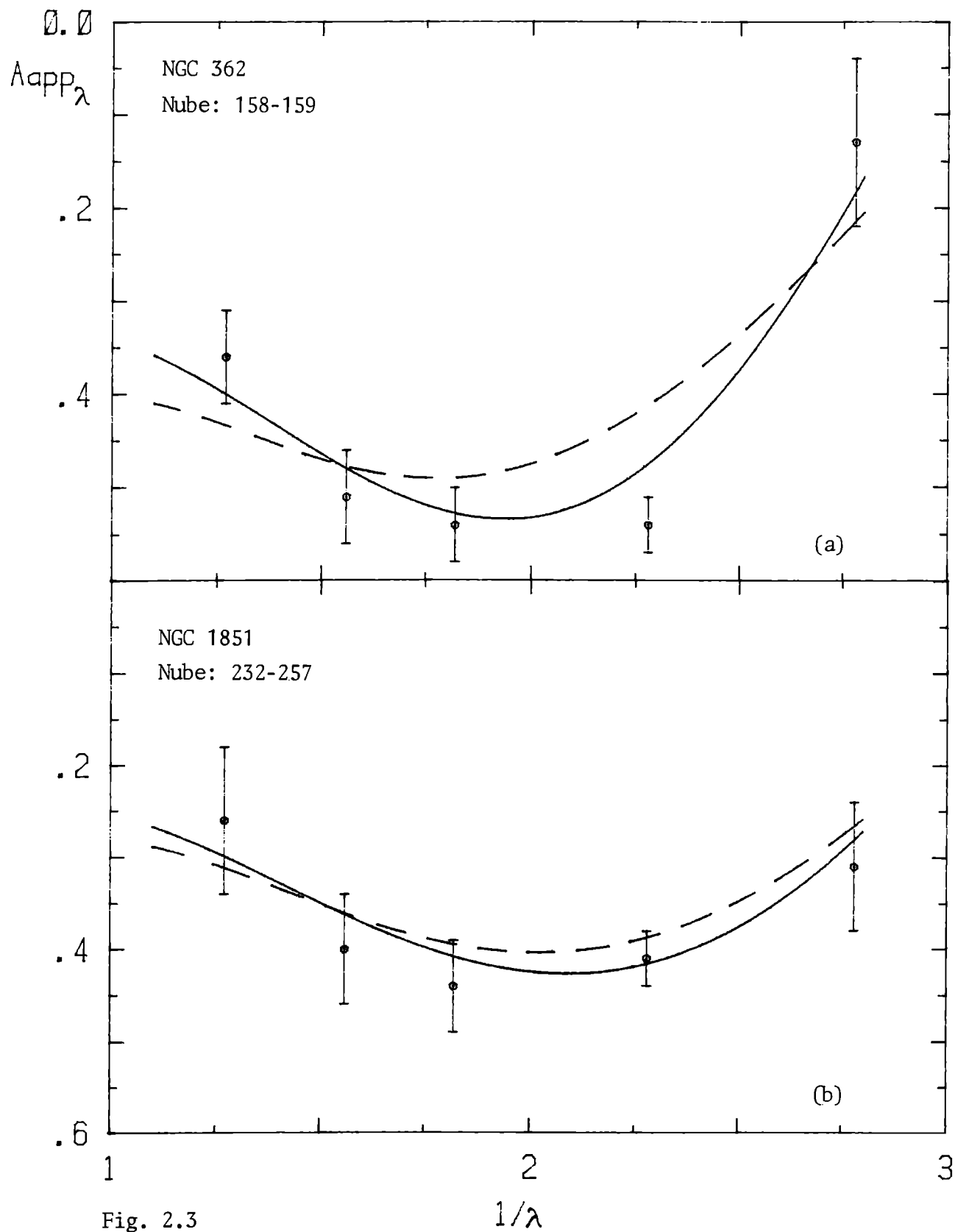
Cúmulo; x-y	$A_U$	$A_B$	$A_V$	$A_R$	$A_I$
NGC 362					
158-159	0.13 (9)	0.54 (3)	0.54 (4)	0.51 (5)	0.36 (5)
173-216	0.11 (9)	0.32 (3)	0.31 (5)	0.30 (8)	0.29 (9)
210-287	0.48 (7)	0.52 (3)	0.51 (5)	0.49 (4)	0.52 (3)
227-221	0.42 (9)	0.58 (3)	0.54 (2)	0.56 (4)	0.53 (2)
NGC 1261					
183-250		0.40 (5)	0.36 (5)	0.37 (7)	0.38 (9)
NGC 1851					
232-257	0.31 (7)	0.41 (3)	0.44 (5)	0.40 (6)	0.26 (8)
NGC 2808					
209-306		0.49 (7)	0.59 (5)	0.50 (7)	0.40 (9)
NGC 6266 (M62)					
75-238	0.14 (3)	0.35 (5)	0.41 (5)	0.48 (9)	0.34 (7)
151-244	0.17 (4)	0.31 (3)	0.45 (2)	0.46 (3)	0.42 (6)
158-279		0.40 (2)	0.45 (2)	0.43 (2)	0.41 (3)
209-307		0.30 (2)	0.38 (3)	0.39 (4)	0.36 (3)
218-356		0.51 (3)	0.53 (3)	0.56 (7)	0.45 (8)
231-282		0.36 (2)	0.39 (5)	0.39 (4)	0.34 (7)
NGC 6388					
94-319	0.39 (9)	0.38 (4)	0.63 (5)	0.57 (5)	0.57 (7)
179-359	0.51 (9)	0.35 (9)	0.44 (4)	0.43 (3)	0.36 (6)
210-222	0.20 (9)	0.26 (9)	0.38 (9)	0.43 (7)	0.39 (9)
NGC 6752					
164-215	0.22 (8)	0.52 (4)	0.55 (5)	0.51 (7)	0.52 (8)
193-366	0.45 (7)	0.86 (5)	0.94 (5)	0.85 (4)	0.68 (4)
269-255	0.38 (9)	0.70 (6)	0.73 (3)	0.70 (4)	0.63 (5)
281-266		0.72 (6)	0.70 (4)	0.66 (8)	0.58 (9)

-----

-----  
 Tabla 2.3 (cont.)  
 Extinciones Aparentes  
 -----

Cúmulo; x-y	$A_U$	$A_B$	$A_V$	$A_R$	$A_I$
NGC 7078 (M15)					
96-143	0.39 (2)	0.59 (2)	0.55 (4)	0.46 (2)	0.34 (2)
NGC 7099 (M30)					
148-286	0.33 (3)	0.42 (5)	0.53 (5)	0.50 (6)	0.44 (8)
163-392	0.30 (9)	0.35 (9)	0.44 (9)	0.29 (9)	0.28 (9)
197-268	0.10 (3)	0.25 (6)	0.35 (3)	0.32 (4)	0.27 (8)
240-277	0.33 (9)	0.51 (4)	0.71 (5)	0.73 (9)	

Los errores entre paréntesis están en centésimos de magnitud.  
 -----







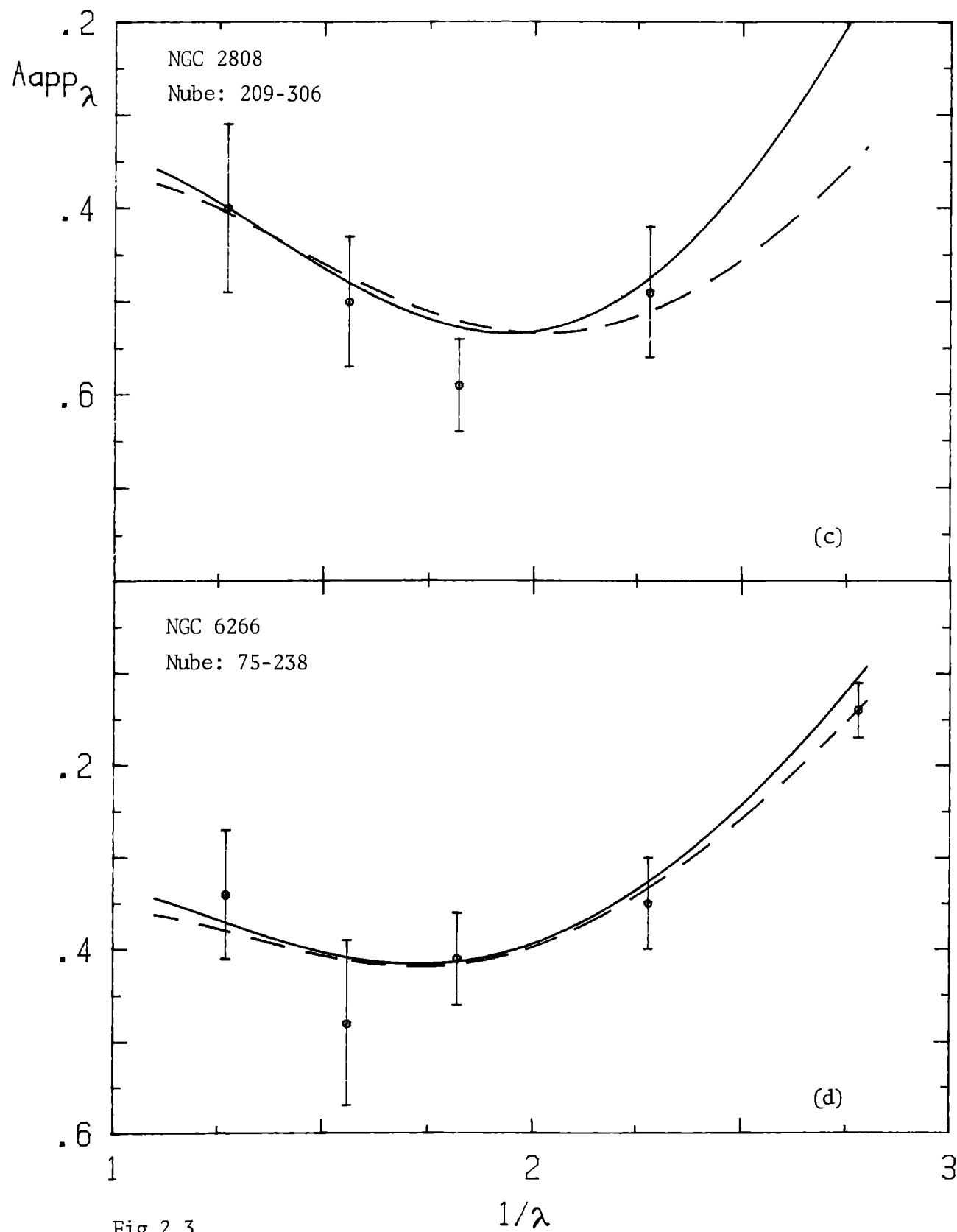


Fig 2.3



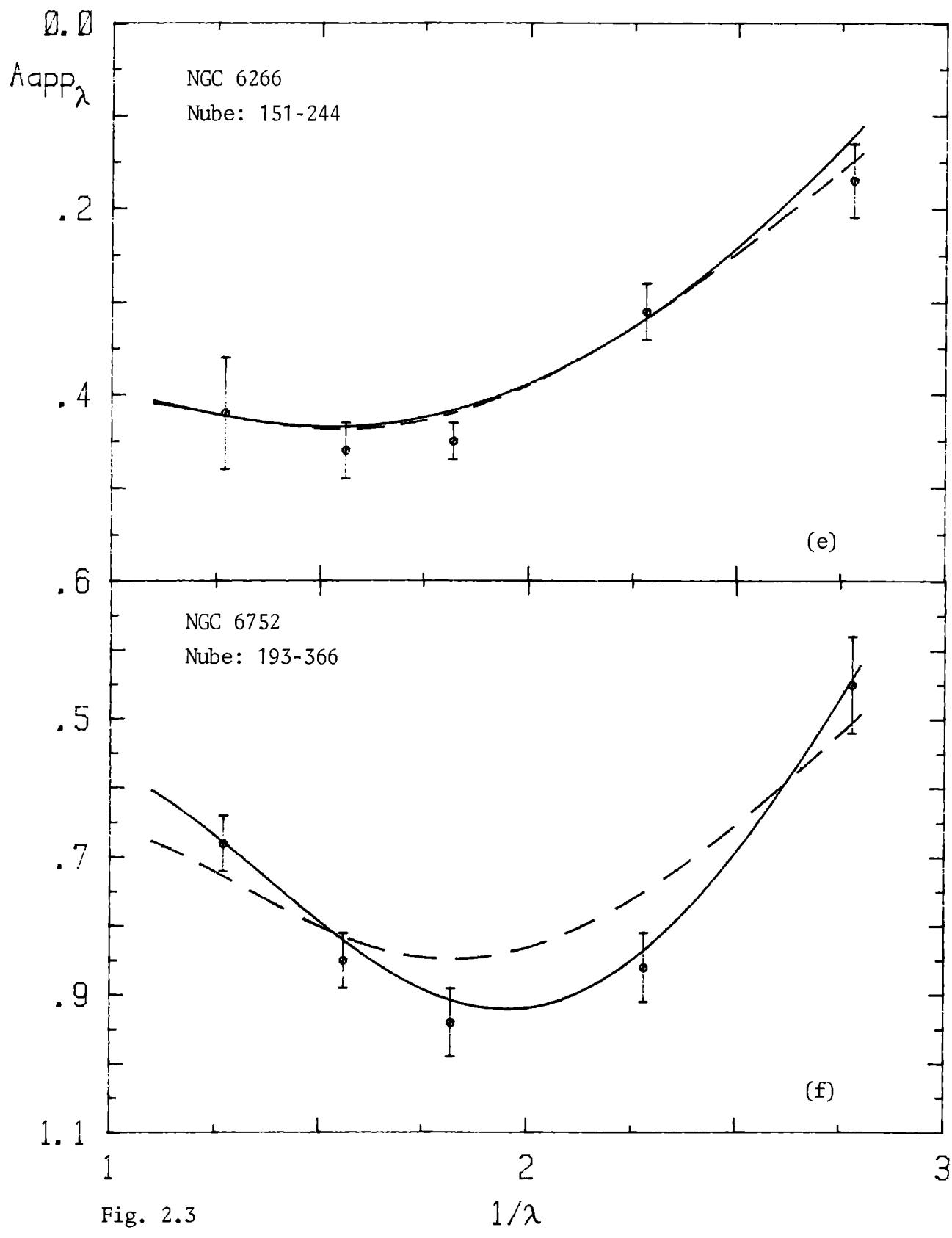


Fig. 2.3

$1/\lambda$



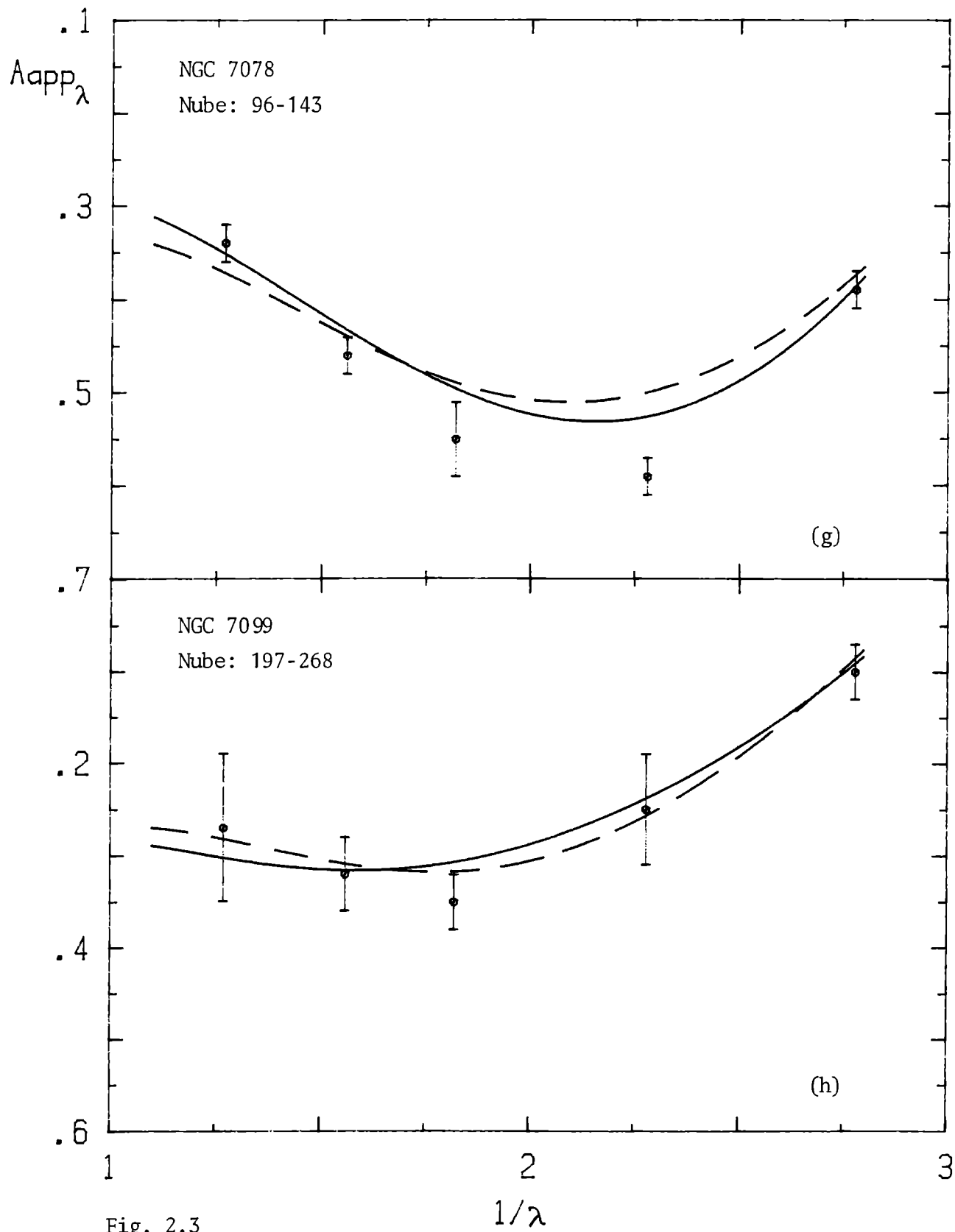


Fig. 2.3



En los casos en que se contaba con más de un frame por color, la medida se repitió en cada uno, correspondiendo el valor listado en la Tabla 2.2 al promedio, y el error, al error del valor medio. En los demás casos, éste último corresponde a la dispersión de las medidas dentro de la ventana de 3x3 pixels.

Resulta interesante comparar las extinciones aparentes obtenidas en este trabajo, con los únicos resultados similares publicados anteriormente (Knagay y Wyatt, 1978, a través de medidas fotográficas en M3, M13 y M15).

En ambos casos el comportamiento es el mismo: las extinciones crecen desde el infrarrojo hasta el visual, y vuelven a disminuir hacia el azul y el ultravioleta. Aunque las barras de error les impide a estos autores identificar esta tendencia, levemente notable en sus observaciones, la misma se torna muy evidente a la luz de estos nuevos datos (FM1, MFO).

La pregunta es entonces cómo conciliar estos resultados con la curva de extinción interestelar normal, que en el rango óptico va con  $\lambda^{-1}$ , es decir siempre creciente hacia el ultravioleta.

Aunque es cierto que las estrellas del cúmulo entre la nube y el observador modificarán ese comportamiento, la respuesta no puede provenir sólo de este hecho, lo cual se puede ver más o menos fácilmente:

Si  $l$  representa el brillo superficial debido a las estrellas del cúmulo entre la nube y el observador, en unidades del brillo superficial esperado para el cúmulo en la posición de la nube, y  $t_\lambda$  es la profundidad óptica de la nube de polvo, entonces la extinción aparente en esa posición será:

$$A_{app,\lambda} = -2.5 \log [ l + (1 - l) \exp(-t_\lambda) ]. \quad (2.2)$$

Evidentemente, variando  $l$  entre 0 y 1, lo único que se logra es cambiar la pendiente de la curva de extinción (para  $l=0$  es la curva normal, y para  $l=1$  es constante, es decir la nube no produce ningún efecto), tal como se muestra en la fig. 2.4, pero no es posible reproducir las observaciones (en este caso se usó la ley de extinción dada por Schultz y Wiemer, 1975).

Sin embargo, si la nube se encuentra en el interior del cúmulo, es natural esperar que el brillo que medimos sobre su posición provenga, en parte, de la dispersión de la luz del cúmulo que incide sobre ella, y este efecto debe ser considerado en la ecuación (2.2).

Si llamamos  $S_\lambda$  al total de luz dispersada por la nube en dirección del observador en la longitud de onda  $\lambda$ , y en las mismas unidades que  $l$ , podremos escribir que:

$$A_{app,\lambda} = -2.5 \log [ l + (1 - l) \exp(-t_\lambda) + S_\lambda ], \quad (2.3)$$



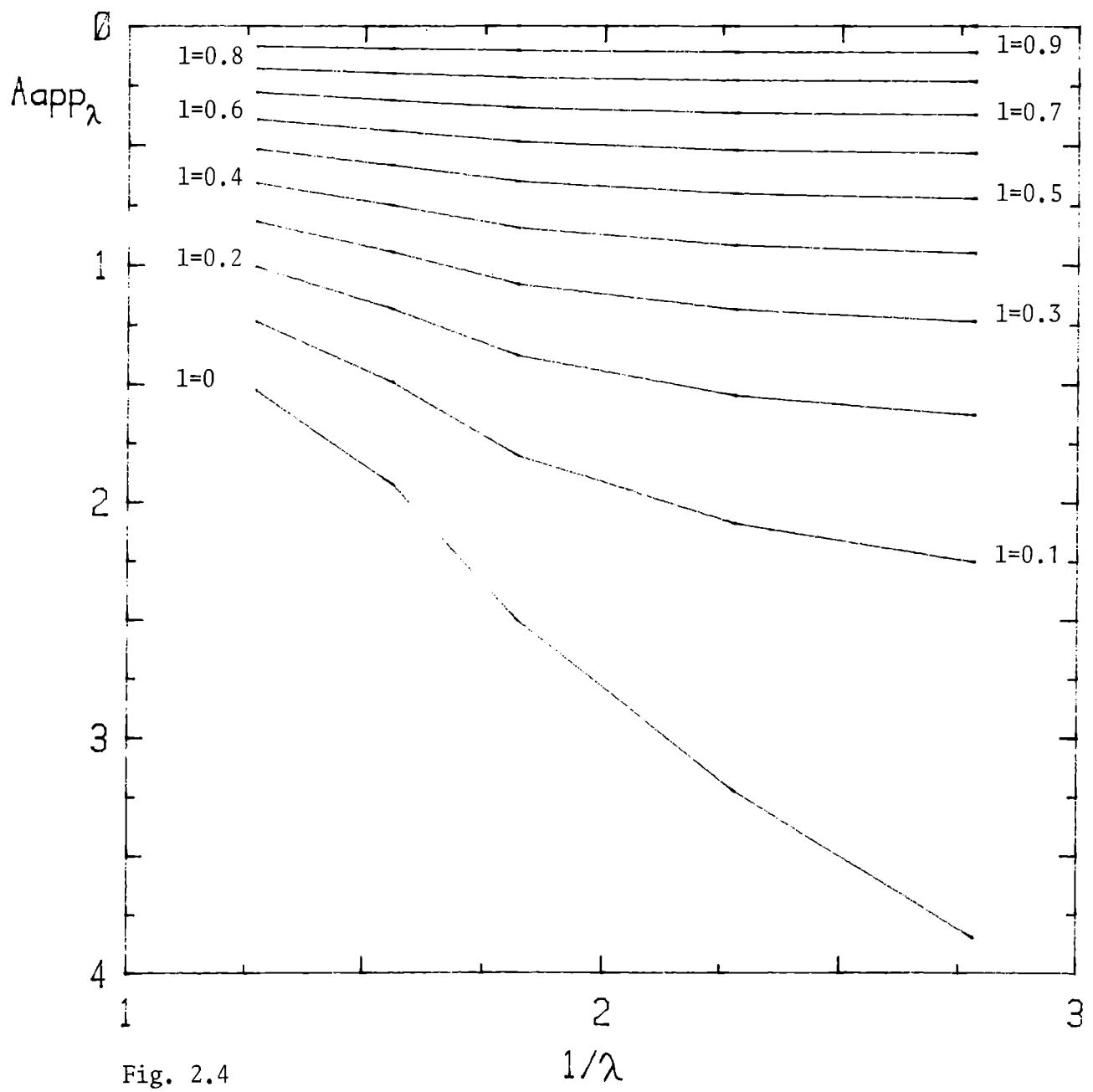


Fig. 2.4



y será el parámetro  $S_\lambda$ , el que intervenga para explicar la curva de extinción observada.

Si ponemos que  $t_\lambda = t_\lambda \cdot z_v$ , y  $S_\lambda = s_\lambda \cdot S_v$ , y adoptamos una forma para las funciones  $t_\lambda$  y  $s_\lambda$ , entonces podremos usar la ecuación (2.3) para ajustar las observaciones, variando tres parámetros:

- $l$ , como medida de la profundidad de la nube dentro del cúmulo,
- $t_v$ , la profundidad óptica (verdadera) en el visual de la nube,  
y
- $S_v$ , la fracción de luz dispersada por la nube en el visual, en unidades del brillo del cúmulo (sin extinguir) en la posición de la nube.

### 2.3.3 Ajuste.

En principio, como ya se dijo, es necesario adoptar una forma para las funciones  $t_\lambda$  y  $s_\lambda$  con  $\lambda$ .

Para la primera se supuso la forma de la ley standard de extinción (usando los valores de Schultz y Wiemer 1975), a pesar de que la misma surge de medidas del material interestelar del plano, con origen en estrellas de Población I, en tanto que en los cúmulos el polvo procede de estrellas de menor metalicidad. Al no

existir ningún estudio previo sobre el comportamiento fotométrico de material interestelar de Población II, esta es la mejor (y única) elección posible.

Respecto del scattering, la respuesta se puede separar en dos partes:

- La naturaleza de las partículas dispersoras:

Para moléculas (tamaños  $\ll \lambda$ ), tal como ocurre en la atmósfera terrestre, el scattering es Rayleigh, y la cantidad de luz dispersada crece hacia el ultravioleta con  $\lambda^{-4}$ .

En el caso de granos de polvo podemos hacer el siguiente razonamiento: en una nube de profundidad óptica  $t$ , la fracción de luz dispersada será proporcional a  $w \cdot [1 - \exp(-t)]$  (siendo  $w$  el albedo de los granos). Si la nube es ópticamente delgada ( $t \leq 1$ ), la anterior se puede poner como  $w \cdot t$ , con  $t \sim \lambda^{-1}$  para el material interestelar normal.

En base a estos dos casos parece razonable suponer que  $s_\lambda$  siga una ley de potencias,  $s_\lambda \sim \lambda^{-n}$ .

- La similitud de la situación estudiada, con el caso de las nebulosas de reflexión:

En un trabajo reciente, Witt y Schild (1986) analizan la eficiencia de scattering de estos objetos utilizando los índices  $\Delta C(B,V)$ , y  $\Delta C(V,I)$ , definidos como:

$$\Delta C(\lambda_1, \lambda_2) = \log(S/F_*)_{\lambda_1} - \log(S/F_*)_{\lambda_2}$$

los cuales dan una medida de los colores de la luz dispersada por la nebulosa, independientemente del tipo de estrella que la ilumina.

El análisis de las curvas de extinción aparente de las nubes de varios cúmulos globulares, indica que la luz dispersada puede ser ajustada sólo con coeficientes  $\Delta C(B,V)$  y  $\Delta C(V,I)$  que varían entre (0.24,0.30) y (0.30,0.70), correspondiendo a dependencias de la forma  $\lambda^{-2}$  y  $\lambda^{-4}$  respectivamente. Como se discute más adelante (Cap. 4), esta ambigüedad puede resolverse apoyándose en las medidas de polarización de la luz dispersada en las nubes.

Con esto en mente el ajuste se efectuó por mínimos cuadrados, linealizando la ecuación (2.3), dándole valores iniciales a los parámetros,  $l$ ,  $t_v$ , y  $S_v$ , y calculando las correcciones los mismos,  $\Delta l$ ,  $\Delta t_v$ , y  $\Delta S_v$ . Los parámetros mejorados volvieron a usarse como datos iniciales, obteniéndose nuevas correcciones, y el proceso continuó hasta que las correcciones fueran despreciables habiéndose logrado siempre en menos de cinco iteraciones.

Las líneas sólida y de trazos en las fig. 2.3, corresponden al modelo que mejor representa las observaciones para una

dependencia del scattering con  $\lambda^{-4}$  y  $\lambda^{-2}$ , respectivamente. Los parámetros de mejor ajuste en cada caso, se indican en la Tabla 2.4.

-----  
 Tabla 2.4  
 Ajuste de las curvas de extinción aparente.  
 -----

Cúmulo	Nube	$A_V(1)$	$l(1)$	$S_V(1)$	$A_V(2)$	$l(2)$	$S_V(2)$
NGC 362							
	158-159	1.00	0.20	0.08	1.50	0.20	0.22
	173-216	1.30	0.54	0.05	1.00	0.20	0.22
	210-287	4.00	0.60	0.00	5.00	0.60	0.02
	227-221	3.56	0.55	0.02	2.78	0.46	0.09
NGC 1261							
	183-250	5.00	0.70	0.00	5.00	0.70	0.00
NGC 1851							
	232-257	1.05	0.41	0.04	1.00	0.20	0.16
NGC 2808							
	209-306	1.00	0.20	0.08	1.00	0.00	0.20
NGC 6266 (M62)							
	75-238	2.22	0.56	0.06	1.43	0.23	0.23
	151-244	4.04	0.62	0.05	2.42	0.43	0.18
	158-279	3.00	0.60	0.04	3.00	0.60	0.04
	209-307	2.50	0.60	0.06	1.50	0.30	0.22
	218-356	2.50	0.50	0.04	2.50	0.50	0.06
	231-282	1.50	0.50	0.06	1.50	0.40	0.14
NGC 6388							
	94-319	6.94	0.57	0.03	4.22	0.48	0.10
	179-359	2.00	0.60	0.00	2.50	0.60	0.02
	210-222	7.01	0.68	0.03	4.35	0.60	0.11
NGC 6752							
	164-215	2.09	0.45	0.06	1.50	0.10	0.26
	193-366	1.49	0.11	0.08	2.00	0.10	0.20
	269-255	2.13	0.34	0.06	1.50	0.00	0.24
	281-266	3.00	0.50	0.06	2.50	0.40	0.14

-----

-----  
 Tabla 2.4 (cont.)  
 Ajuste de las curvas de extinción aparente.  
 -----

Cúmulo	Nube	$A_V(1)$	$l(1)$	$S_V(1)$	$A_V(2)$	$l(2)$	$S_V(2)$
NGC 7078	(M15)						
	96-143	1.00	0.30	0.04	1.00	0.10	0.16
NGC 7099	(M30)						
	148-286	3.22	0.58	0.03	2.29	0.43	0.13
	163-392	1.17	0.50	0.03	1.00	0.30	0.12
	197-268	3.50	0.70	0.04	1.02	0.18	0.23

(1) Determinados usando  $S_\lambda \sim \lambda^{-4}$

(2) Determinados usando  $S_\lambda \sim \lambda^{-2}$

-----



Diferenciando la ecuación (2.3), podemos apreciar la importancia de los errores en cada uno de los parámetros, sobre el error en la extinción aparente:

$$dA_{app,\lambda} = -1.086 \cdot \frac{[1-\exp(-t_\lambda)] \cdot dl + dS_\lambda - (1-l) \cdot \exp(-t_\lambda) \cdot dt_\lambda}{1 + (1-l) \cdot \exp(-t_\lambda) + S_\lambda},$$

por lo que:

$$\Delta A_{app} \cong 1.086 \times 10^{0.4 A_{app}} \{ [1-\exp(-t)]^2 \Delta l^2 + \Delta S^2 + [(1-l) \cdot \exp(-t)]^2 \Delta t^2 \}^{1/2}$$

(en la diferenciación no se tuvo en cuenta la dependencia de  $t_\lambda$  y  $S_\lambda$  con la longitud de onda).

Esta ecuación indica que el  $t$  no puede determinarse con mucha precisión, dado que su influencia en el error está moderada por la función exponencial. Esta observación se refleja en el análisis del ajuste, el cual, teniendo en cuenta las barras de error en las observaciones, permite concluir que la precisión en los valores de  $l$  y  $S_V$  es del 15%, y del 50% para  $A_V$  ( $A_V = 1.086 t_V$ ).

Los resultados más interesantes para destacar, son los siguientes:

- La posición de la nube dentro del cúmulo, representada por  $l$ , es en todos los casos menor que 0.6. Nubes muy detrás del plano del cielo que pasa por el núcleo, producirían efectos fotométricos

difíciles de detectar.

- Las absorciones intrínsecas en el visual se disponen en un rango chico de valores alrededor de 2.5 magnitudes.

A esto último se puede agregar que usando las distancias para cada cúmulo (Webbink, 1984), y los tamaños angulares medidos para las nubes, las dimensiones lineales típicas de éstas resultan ser muy homogéneas, con un valor medio de 0.25 parsecs.

#### 2.3.4 Las nubes cerca del núcleo de NGC 362.

Este ha sido uno de los cúmulos más estudiados por nosotros respecto de la existencia de nubes de polvo (fotométricamente en FM1, y Méndez, Forte y Orsatti 1989, MFO, con procesamiento de imágenes en MFO, y polarimétricamente en Forte y Méndez 1989, FM2).

En esta sección, haremos breve referencia a los resultados sobre la aplicación de técnicas de procesamiento de imágenes en las cercanías del núcleo de este cúmulo, tal como aparece en MFO.

Utilizando un frame azul y uno infrarrojo con seeings comparables, se construyó un mapa de color (B-I), superponiendo primeramente ambas imágenes, y restando los valores de cielo correspondiente a cada una.

Un mapa de color así construido debe ser capaz de detectar la existencia de absorción selectiva, si es que ésta existe.

El resultado se muestra en la Placa 2.12, donde se puede apreciar que la distribución de color dentro de un radio de core no es uniforme alrededor del centro (indicado con una cruz), y que existe una mancha azul (blanca en la figura) hacia el norte (izquierda de la placa).

Esta asimetría en el mapa de color sugiere que el complejo de nubes ubicado al sur del centro (y fuera de un radio de core), se podría extender hasta la región nuclear.

Por esta razón, y con el fin de mejorar la resolución de nuestras imágenes en las vecindades del núcleo del cúmulo, intentamos una variación del método de "unsharp masking" (Malin, 1981). En nuestro caso usamos una imagen roja de filtro ancho, y otra obtenida usando un filtro angosto centrado en 6606 Å, ambas con seeings ligeramente distintos, quedando al mismo tiempo definido un índice de color, como consecuencia de la diferencia de longitudes de onda efectiva de ambos filtros.

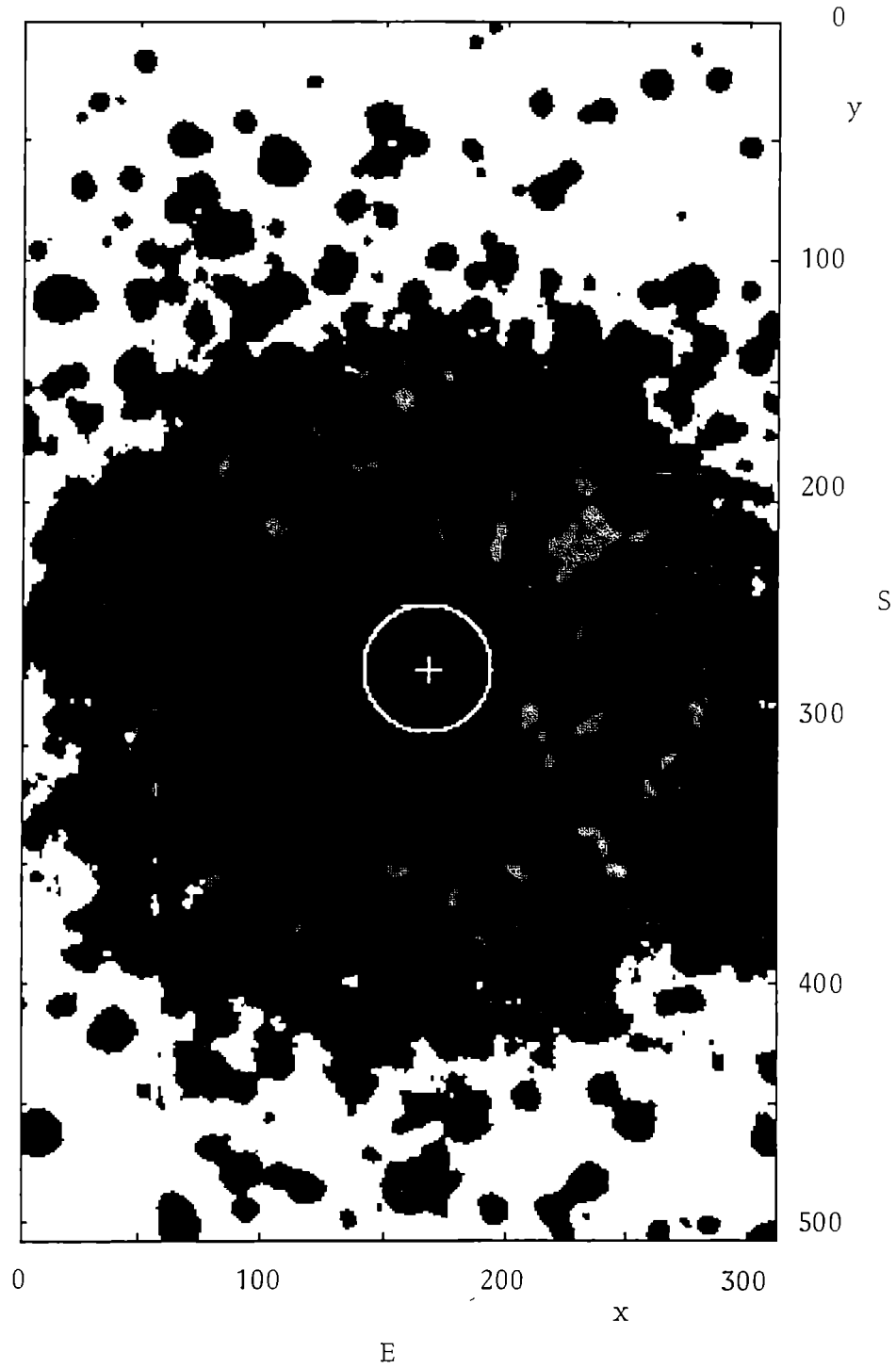
Luego de restar los cielos, ambas imágenes fueron muestreadas en anillos concéntricos, con el fin de determinar el factor de escala que las llevara al mismo nivel de señal (teniendo en cuenta las diferencias entre tiempos de exposición y ancho de los filtros).

Así la imagen de 6606 Å fue restada de la imagen R, siendo la Placa 2.13 el resultado. En la misma, las estrellas de colores intermedios ( $0.25 < (V-I) < 1.50$ ) aparecen como puntos blancos rodeados por un anillo negro, realzando la posición del pico del perfil estelar; las estrellas más rojas ( $(V-I) > 1.50$ ) aparecen como discos negros, y las más azules ( $(V-I) < 0.25$ ), como discos blancos.

El rasgo más notorio en esta imagen, es que la mancha azul observada al norte del centro del cúmulo, se resuelve en muchas estrellas individuales.

Conteos dentro de un círculo de 10 segundos de arco de radio, muestran un exceso de 60% de imágenes estelares en el semicírculo norte, comparado con su contraparte sur. Tales fluctuaciones, pueden interpretarse como ocasionadas por nubes de polvo que se extienden hasta el núcleo por el sur desde las zonas más externas, enrojeciendo las estrellas en esa zona, y sugiriendo una conexión física entre todas las nubes del cúmulo, en forma de un único complejo visto a través de sus partes.

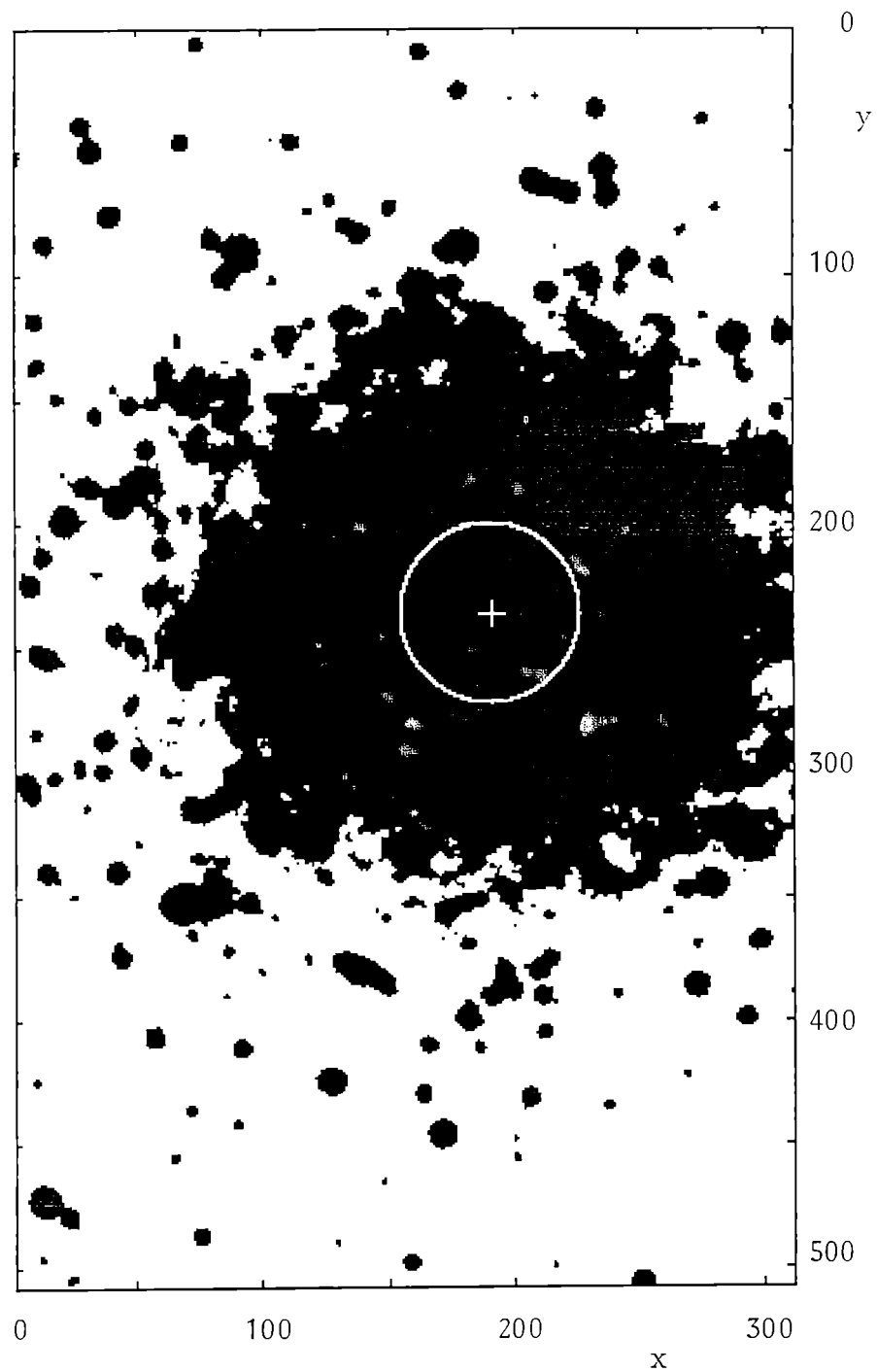
NGC 362 Visual.



Placa 2.1



NGC 1261 Visual.

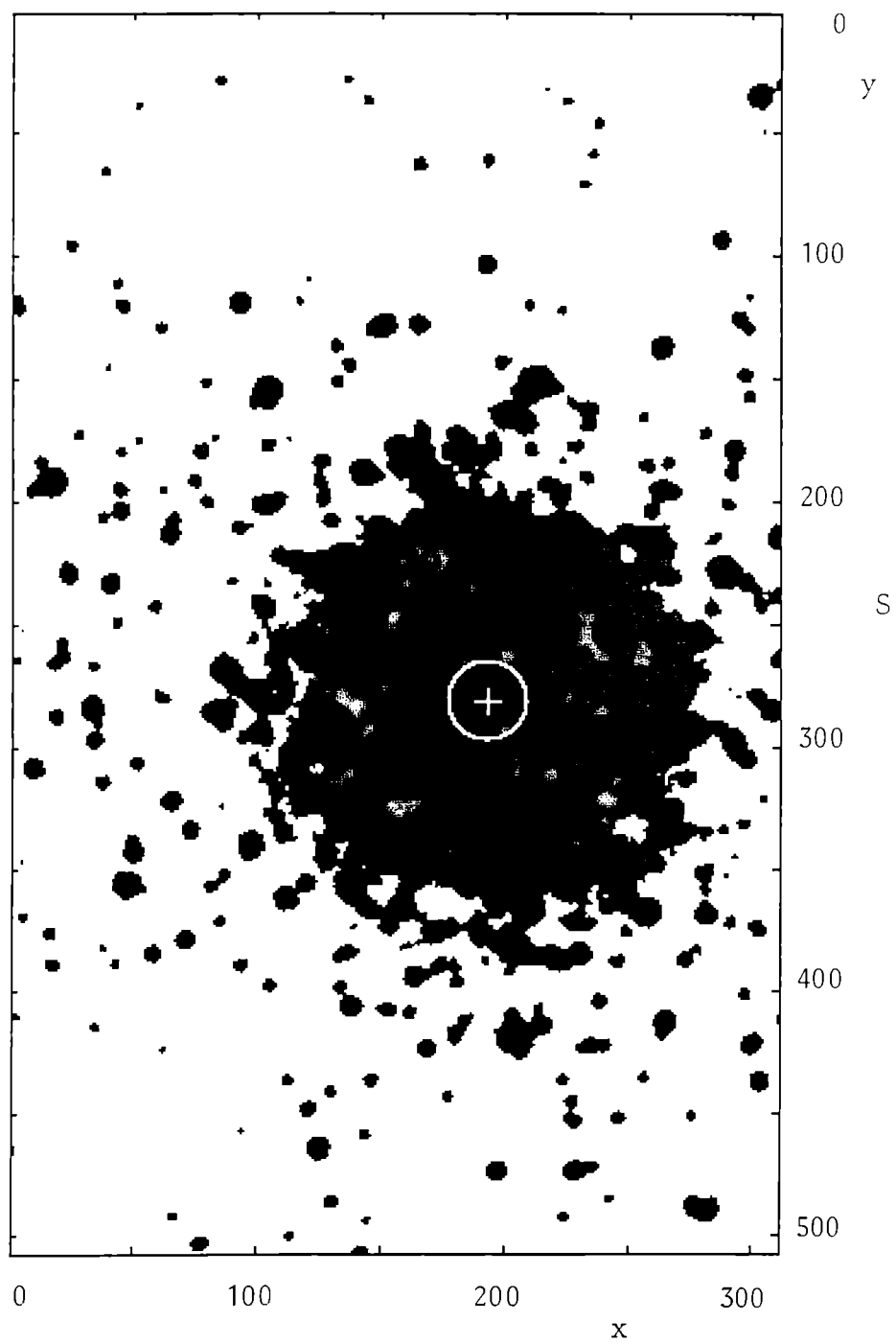


Placa 2.2





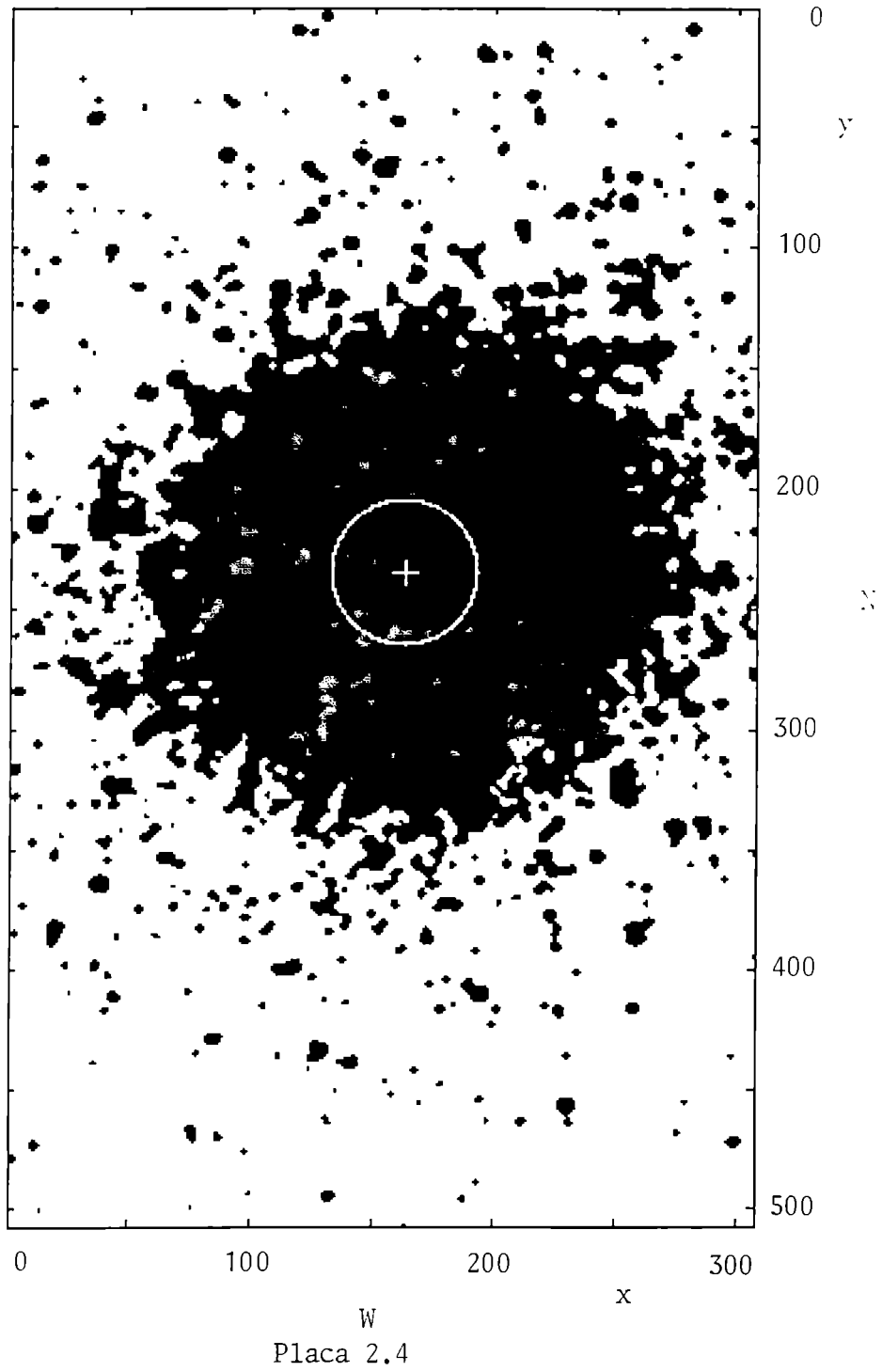
NGC 1851 Visual.



E  
Placa 2.3

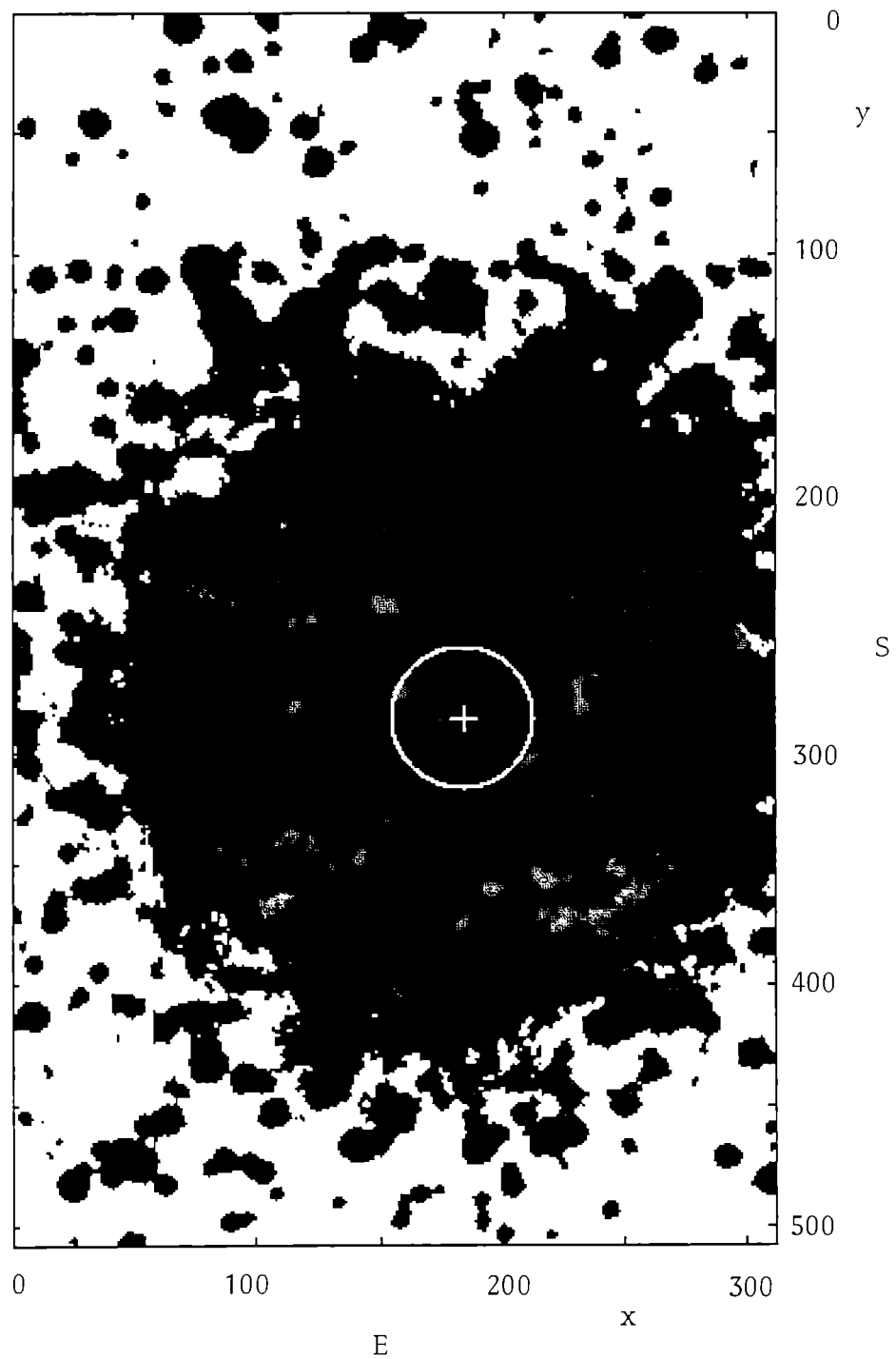


NGC 2808 Visual.





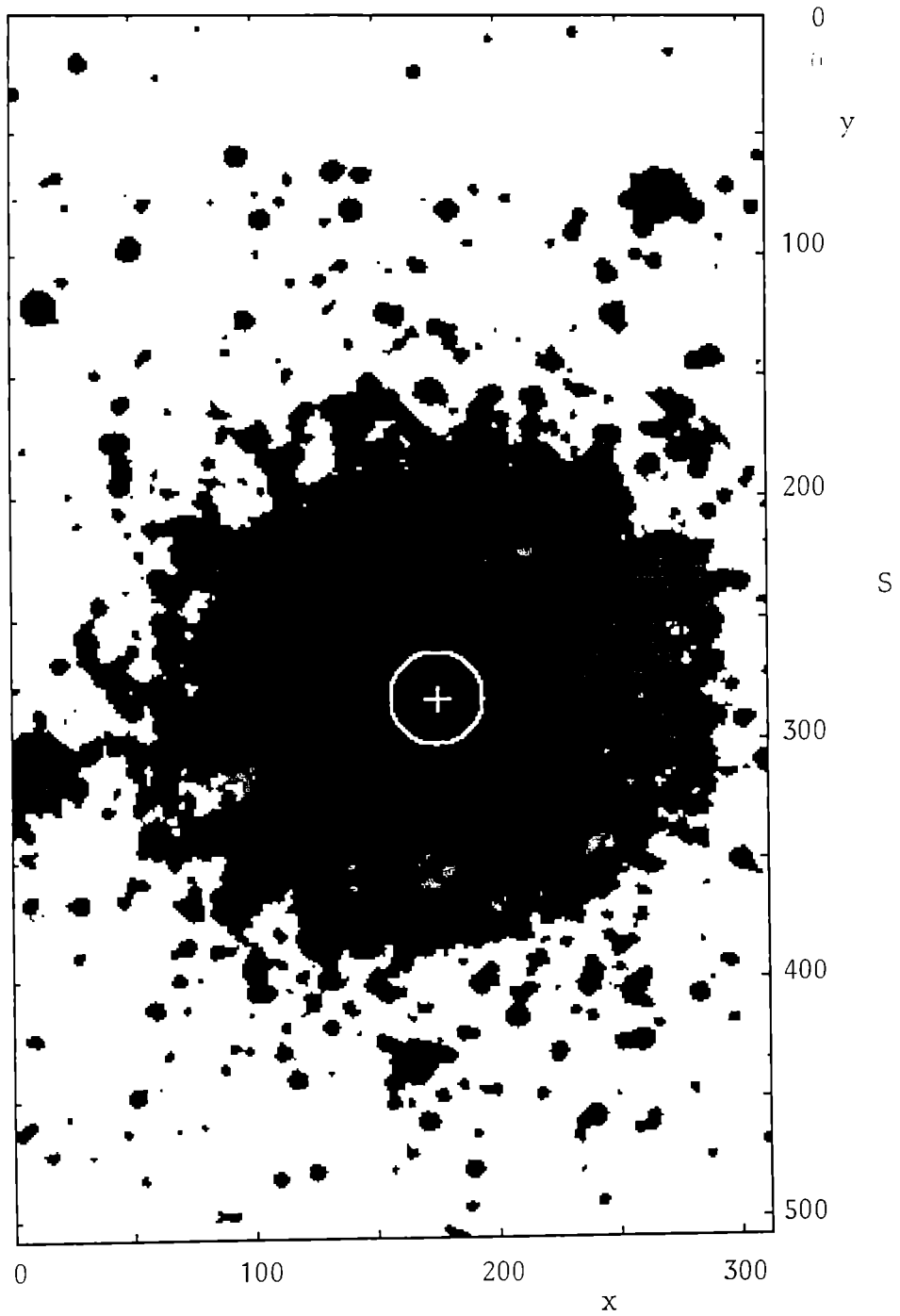
NGC 6266 Visual.



Placa 2.5



NGC 6388 Visual.

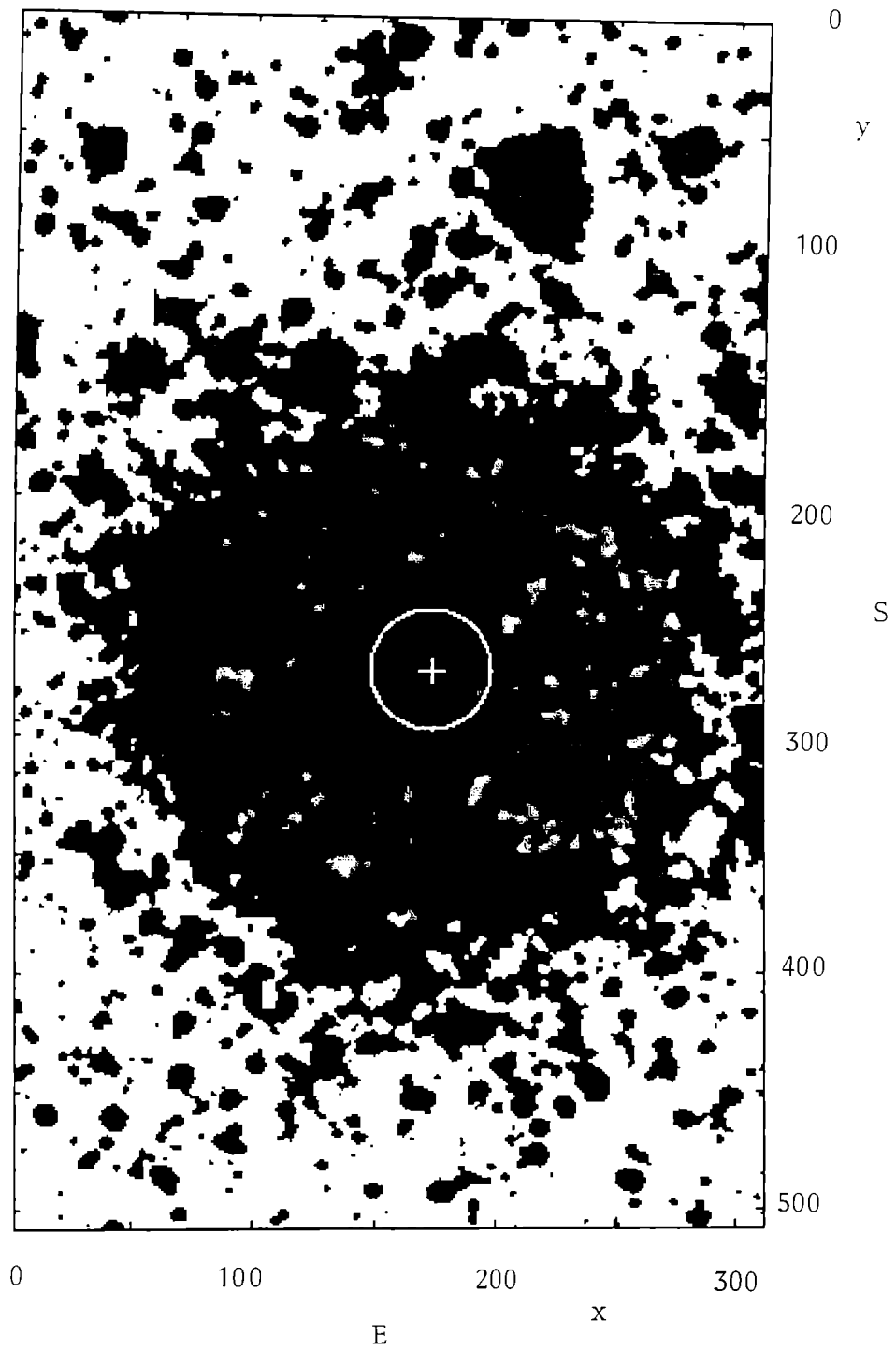


E  
Placa 2.6





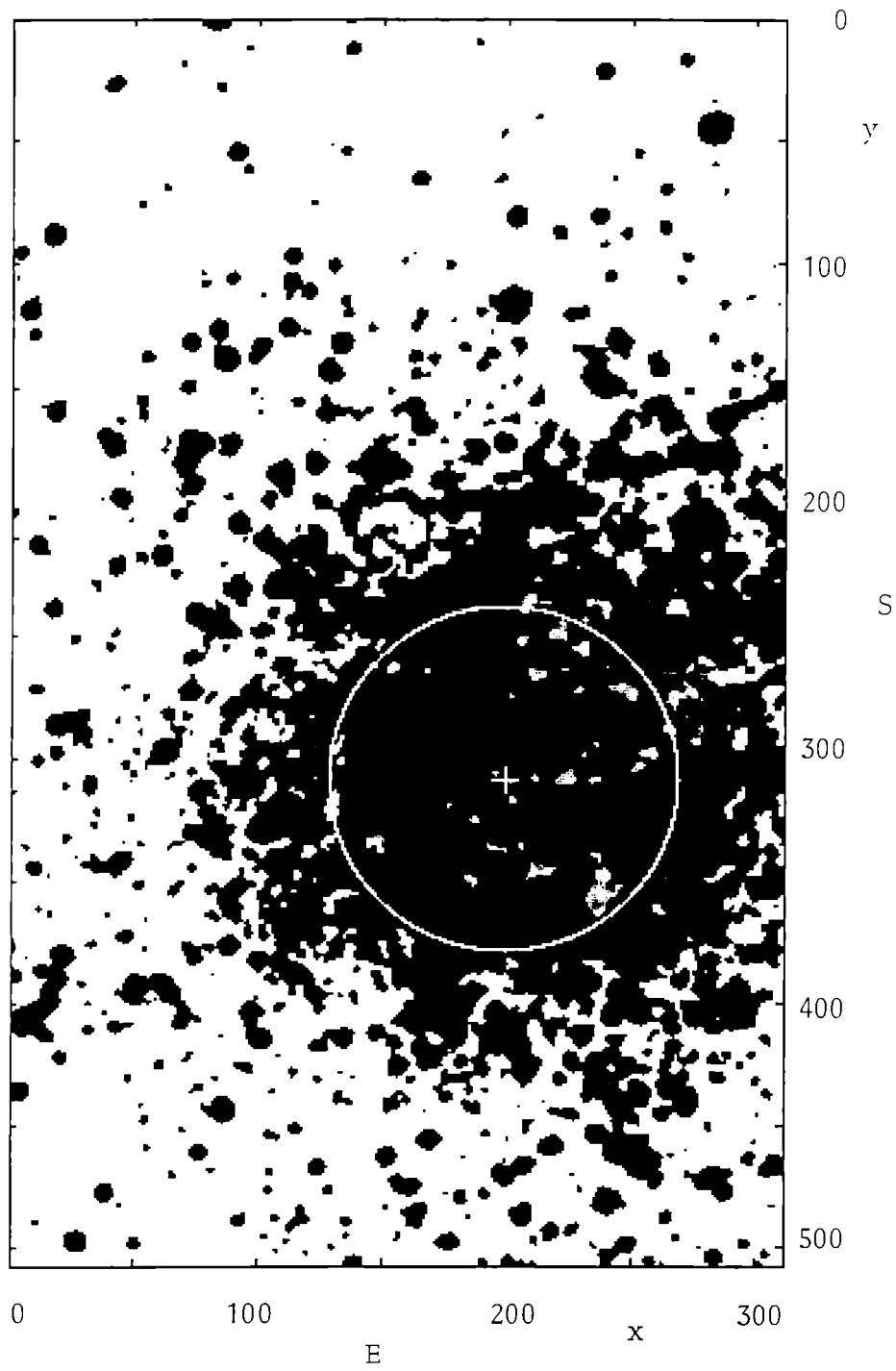
NGC 6624 Visual.



Placa 2.7



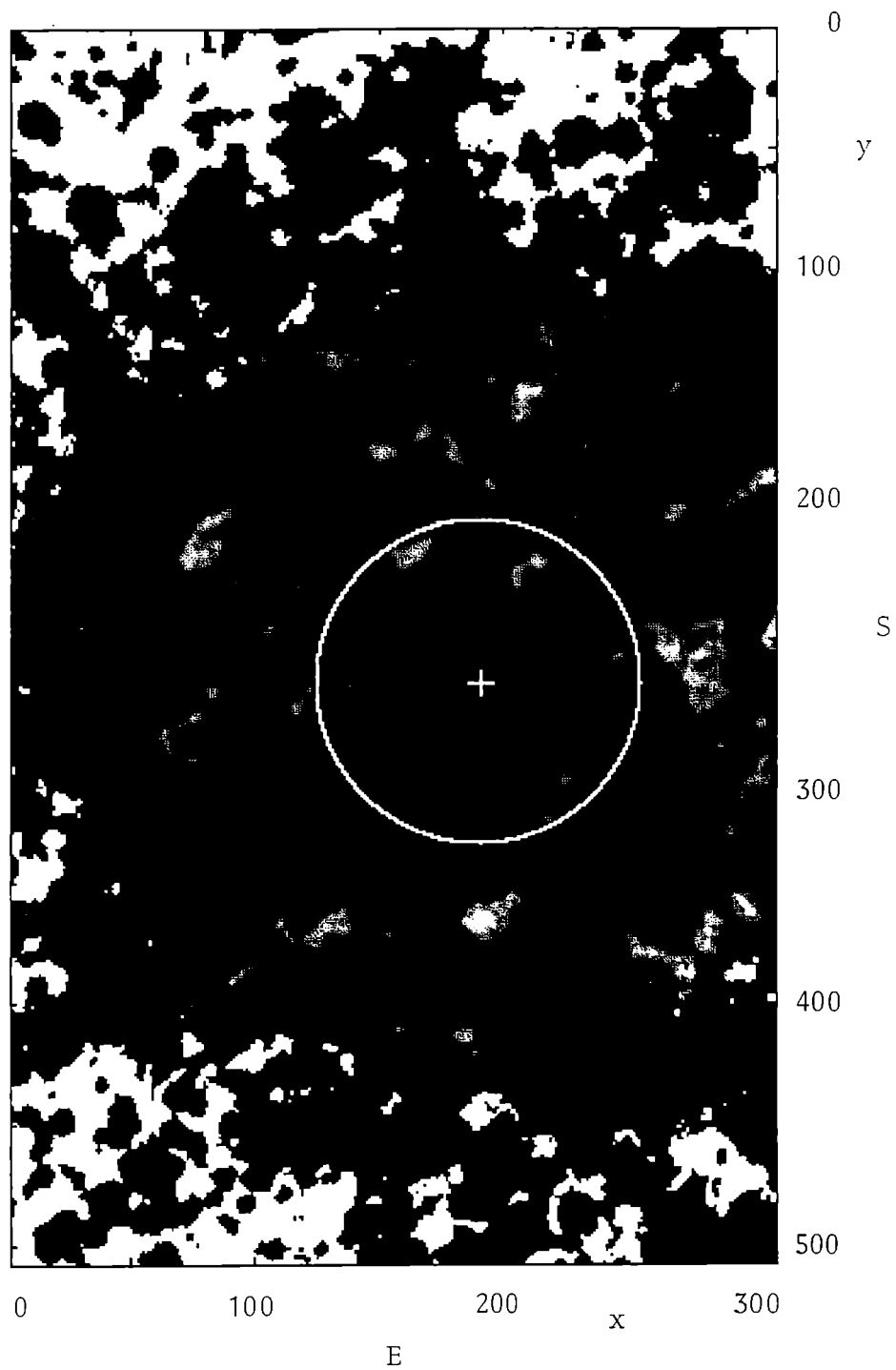
NGC 6723 Visual.



Placa 2.8



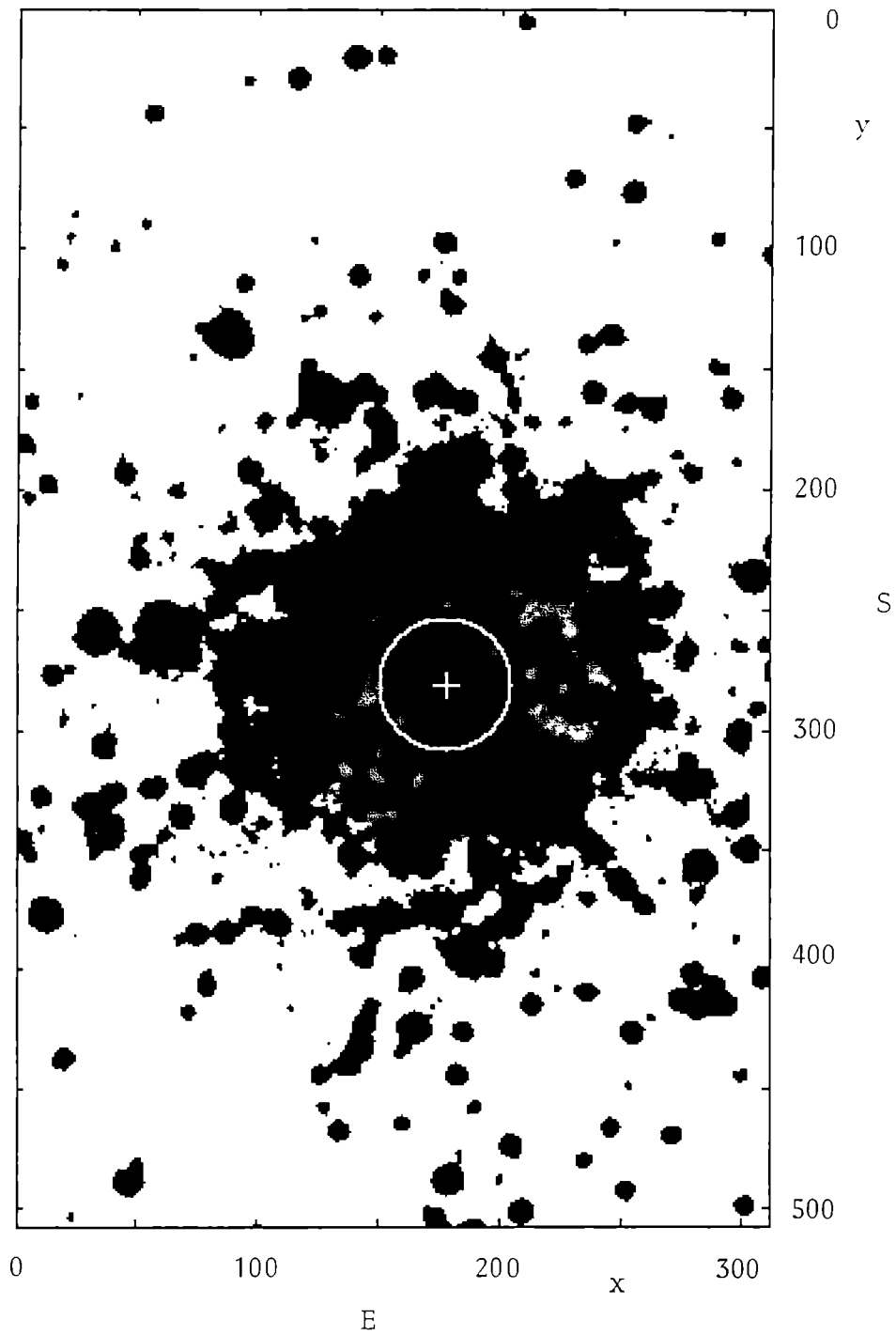
NGC 6752 Visual.



Placa 2.9



NGC 7099 Visual.

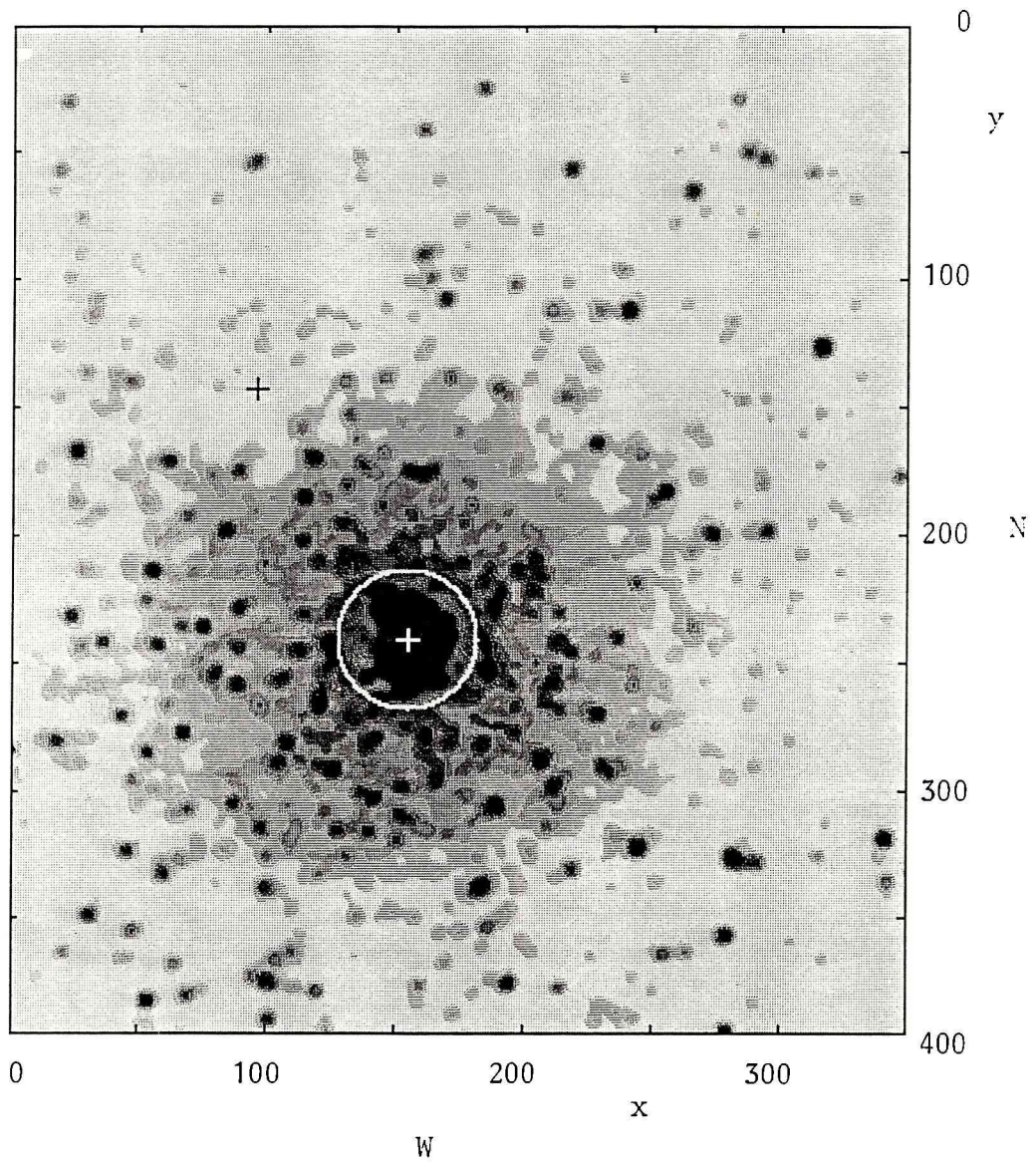


Placa 2.10





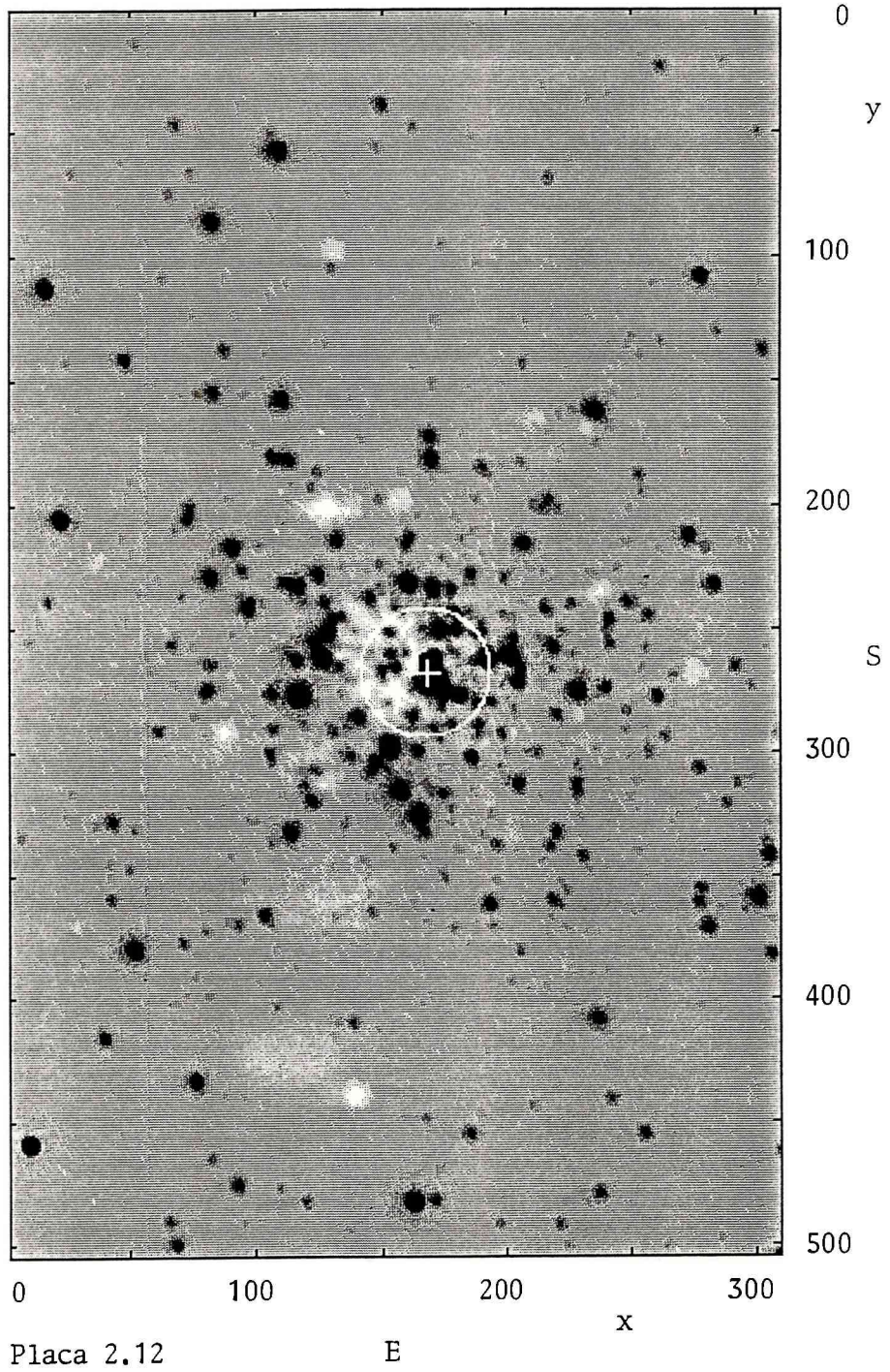
NGC 7078 Visual.



Placa 2.11

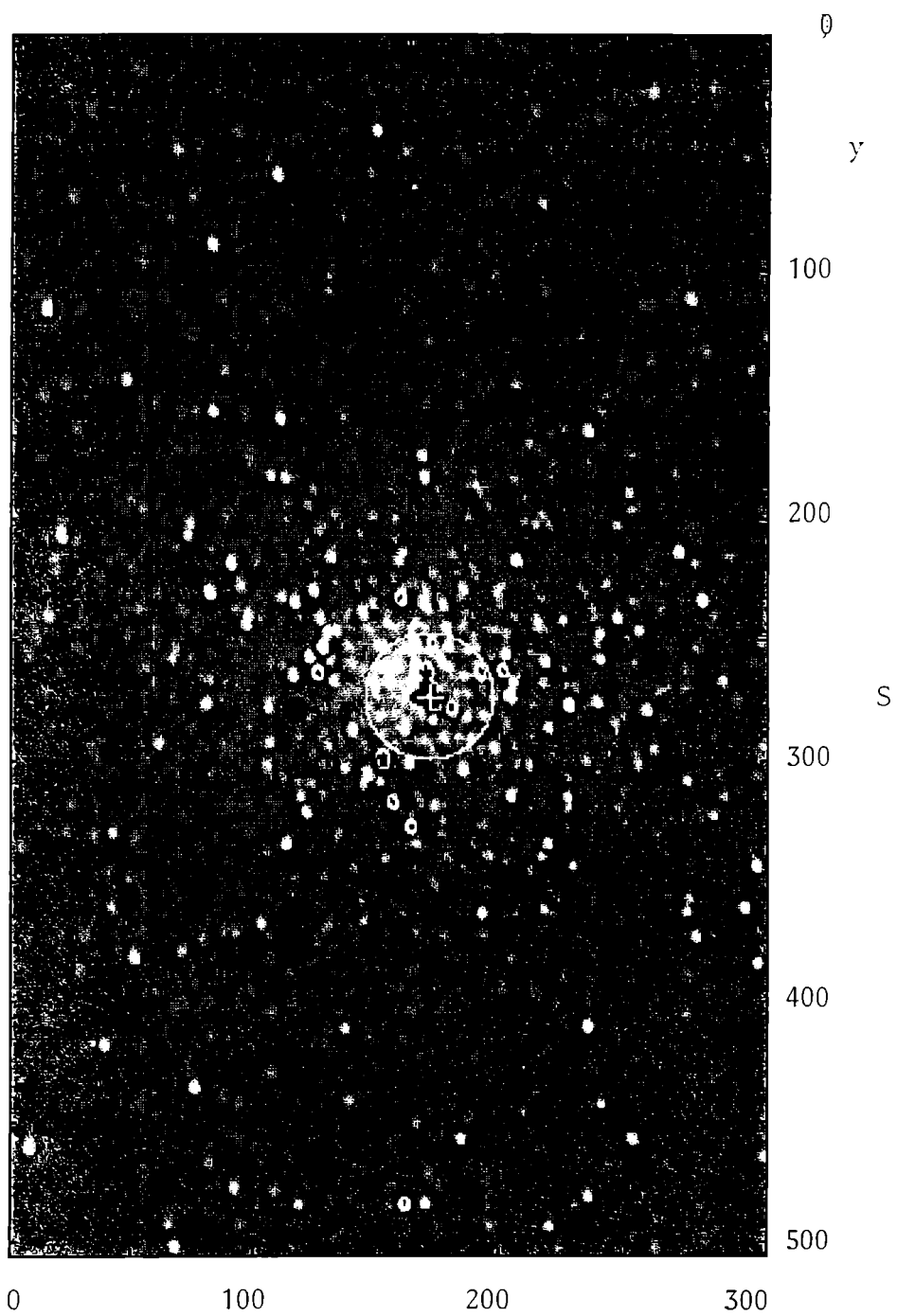


NGC 362 (B-I).





NGC 362 Unsharp Masking.



Placa 2.13

E



### 3. POLARIMETRIA: ENFOQUE OBSERVACIONAL Y REDUCCION.

#### 3.1 Características instrumentales y de observación.

Las observaciones se llevaron a cabo en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) en la provincia de San Juan, con el telescopio de 215 cm, durante dos turnos en los meses de julio y diciembre de 1988.

En ambas ocasiones se hizo uso del polarímetro construido por el grupo de investigación del Observatorio Astronómico del Vaticano, VATPOL, cuya descripción se puede encontrar en Magalanes et al. (1984). Se usaron los filtros UBVRI del instrumento, aptos para reproducir el sistema de Kron-Cousins.

En ambos turnos se cuidó de observar los cúmulos en los lapsos sin luna, no sólo debido al bajo brillo superficial de las nubes de polvo, sino también a la importancia de la luna sobre el valor de polarización del cielo.

Utilizando estrellas cercanas no polarizadas del Catalogue of Nearby Stars (Gliese 1969) se midió la polarización instrumental, comprobándose que la misma era siempre despreciable.

Las observaciones fueron reducidas al sistema ecuatorial

usando estrellas altamente polarizadas de la lista de Serkowski et al. (1975), en tanto que la estabilidad del sistema de ángulos fue chequeada a lo largo de todas las noches utilizando un prisma de Glan, comprobándose que el sistema permaneció estable en todo momento a menos de 0.1 grados.

Los cúmulos fueron elegidos de acuerdo con el siguiente criterio:

NGC 362 tiene un bajo exceso de color; posee una de las nubes más espectaculares, 227-221, aparentemente parte de un complejo más grande que se extiende hasta el núcleo (Placa 2.1). La mayor desventaja en este caso es la cercanía de la nube al centro del cúmulo, y el consiguiente aumento en la depolarización (ver Cap. 4).

NGC 6266 muestra una asimetría en las isofotas, tal como un corte de cuchillo, a unos 4 radios de core del núcleo (ver Placa 3.1). El problema en este caso es el exceso de color (el cúmulo está muy cerca del plano galáctico).

NGC 7078 es el cúmulo estudiado por MS con técnicas similares, y debía representar un buen punto de referencia acerca de la confiabilidad de los resultados (Placa 2.11).

NGC 7099 es uno de los primeros cúmulos en los que encontramos nubes de polvo, lo que sumado a su similitud



morfológica con NGC 7078, y a su bajo exceso de color, lo hacía un candidato interesante (Placa 2.10).

Dado que la polarización intrínseca esperada en las nubes es bastante baja (ver por ejemplo MS, FM2, y Cap. 4), es necesario corregir las observaciones de la contaminación provocada por el material interestelar entre el cúmulo y el observador (polarización foreground), por más pequeña que esta contaminación sea. En los casos de NGC 362, 7078 y 7099 (con excesos de color (B-V) de 0.04, 0.12 y 0.01 mag.), el problema no es demasiado serio, pero sí adquiere mayor importancia para NGC 6266, con un exceso de 0.46 mag. (todos los excesos de Harris y Racine 1979).

Así fue necesario observar una fuente cercana a la nube en el cielo, y aproximadamente a la misma distancia, la luz de la cual no estuviese intrínsecamente polarizada. En este caso, el objeto más adecuado resultó ser siempre el cúmulo globular mismo (más precisamente su región central, tal como sugieren MS), dado su brillo y cercanía con las nubes, y ya que como indican los resultados de Dyck y McClure (1969), Serkowski et al. (1975, Apéndice, Tabla A2) y MS, su polarización propia debería ser despreciable.

Finalmente, en todos los casos las observaciones fueron corregidas por la polarización del cielo, obtenida a través de medidas en distintas zonas ubicadas cerca de los cúmulos

estudiados, y libres de estrellas, cuidando de efectuar tantas integraciones de cielo como las que se habían llevado a cabo para el objeto.

De este modo el mecanismo de observación de una nube, en un filtro dado, fue el siguiente: cielo, núcleo, cielo, nube, cielo.

En el caso de NGC 6266, dada su cercanía al plano galáctico, también se midió una de sus estrellas, a fin de determinar posibles cambios en la polarización foreground en escala de algunas fracciones de minuto de arco (ver Placa 3.1).

De esta forma, los tiempos de integración por cúmulo y por filtro variaron entre 10 y 30 minutos para los núcleos, y entre 30 minutos y 4 horas para las nubes. La Tabla 3.1 es una descripción de las características de las observaciones para núcleo y nube de cada cúmulo (filtros, tiempos de exposición, etc.). En ella también se indican los valores de polarización en cada caso, su error, y su orientación en el sistema ecuatorial.

-----  
 Tabla 3.1  
 Observaciones Polarimétricas  
 -----

Objeto	Filtro	Exposición	P(%)	$e_p$ (%)	$\theta$ (°)
NGC 362					
Núcleo	B	10 min.	0.24	0.02	97.8
Nube 227-221	B	32 min.	0.23	0.08	92.1
NGC 6266					
Núcleo	U	20 min.	1.29	0.07	58.4
	B	40 min.	1.61	0.02	54.6
	V	5 min.	1.74	0.02	55.3
	R	4 min.	1.73	0.02	51.9
	I	5 min.	1.61	0.02	55.0
Nube 75-238	U	45 min.	1.58	0.15	66.5
	B	106 min.	1.98	0.13	64.0
	V	45 min.	2.15	0.05	61.6
	R	15 min.	1.82	0.10	60.1
	I	20 min.	1.80	0.06	59.4
Estrella Ref.	B	40 min.	1.39	0.05	47.0
	V	10 min.	1.64	0.05	54.0
	R	20 min.	1.60	0.10	50.0
	I	10 min.	1.60	0.07	56.0
NGC 7078					
Núcleo	B	45 min.	0.05	0.01	37.0
	V	5 min.	0.07	0.02	15.0
	R	5 min.	0.03	0.01	21.0
Nube 96-143	B	140 min.	0.35	0.02	12.6
	V	15 min.	0.15	0.06	::
	R	25 min.	0.21	0.04	2.0
NGC 7099					
Núcleo	B	15 min.	0.11	0.03	96.2
Nube 163-392	B	40 min.	0.58	0.20	1.0

-----

### 3.2 Reducción.

El resultado más importante que se aprecia en la Tabla 3.1 es que en tres de los cuatro casos, la polarización en las nubes de polvo es diferente a la de los núcleos de los cúmulos globulares que las contienen, y si verdaderamente esta última es de origen interestelar, entonces podremos concluir que la diferencia es debida a polarización propia en las nubes.

Para comprobar si esto es efectivamente así, podemos analizar la dependencia con la longitud de onda de las medidas en el núcleo de NGC 6266, el más extensamente observado de los cinco cúmulos, y de la estrella de referencia en su campo.

El resultado, en ambos casos, es que la polarización sigue esencialmente una ley de Serkowski para material interestelar normal:

$$P(\lambda) = P_{\max} \exp[-k \ln^2 (\lambda_{\max}/\lambda)],$$

con longitud de onda de máxima polarización en el visual,  $\lambda_{\max} = 0.56 \mu\text{m}$ , y con  $k=1.15$  (ver Wilking et al. 1982).  $P_{\max}$  vale 1.74 y 1.65 para el núcleo y para la estrella, respectivamente (ver fig. 3.1).

Este resultado, sumado a los de Serkowski et al. (1975), permite afirmar que la polarización en los núcleos de los cúmulos

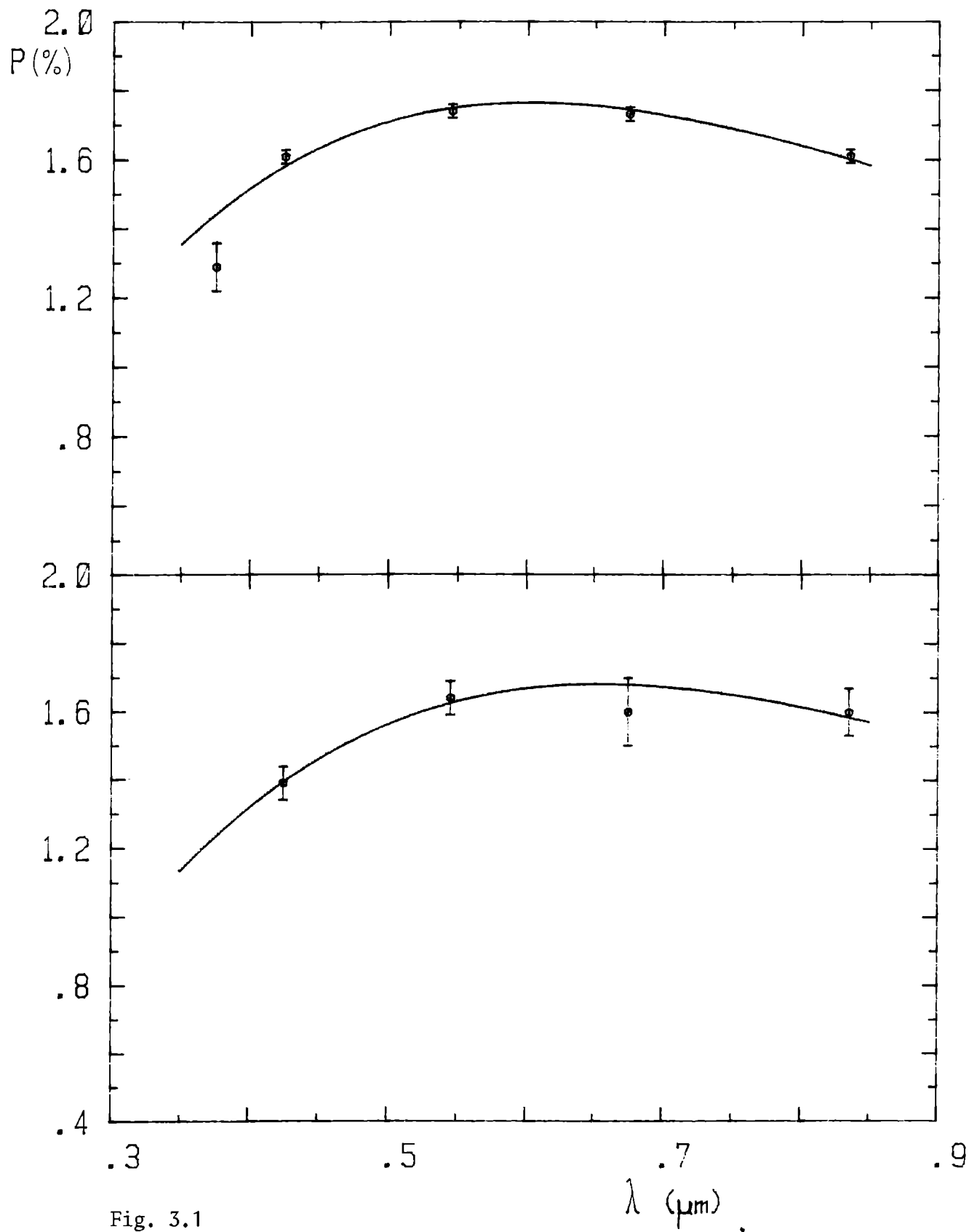


Fig. 3.1



globulares es esencialmente interestelar, de lo que sigue que las nubes de polvo poseen una polarización propia, no interestelar, que llamaremos polarización intrínseca ( $P_{int}$ ).

La forma de aislarla es restando ambas polarizaciones (nube y núcleo), componente a componente en el plano (Q,U) (ver por ejemplo MS, Méndez et al. 1988, o FM2).

El resultado más interesante que surge de este procedimiento, es la disposición geométrica del vector de la  $P_{int}$ . En todos los casos es normal a la dirección núcleo-nube (polarización tangencial, un resultado similar al encontrado por MS para M15), siendo  $22^\circ$  la desviación máxima respecto de esa dirección ideal. La probabilidad de que esta situación se repita tres veces simplemente por azar es  $(22/90)^3$ , es decir menor que un 1.5%, por lo que podemos concluir que efectivamente la polarización encontrada en los cuatro casos es tangencial.

En la Tabla 3.2 se exhiben los valores de la polarización neta para cada nube, obtenida en la forma indicada anteriormente.

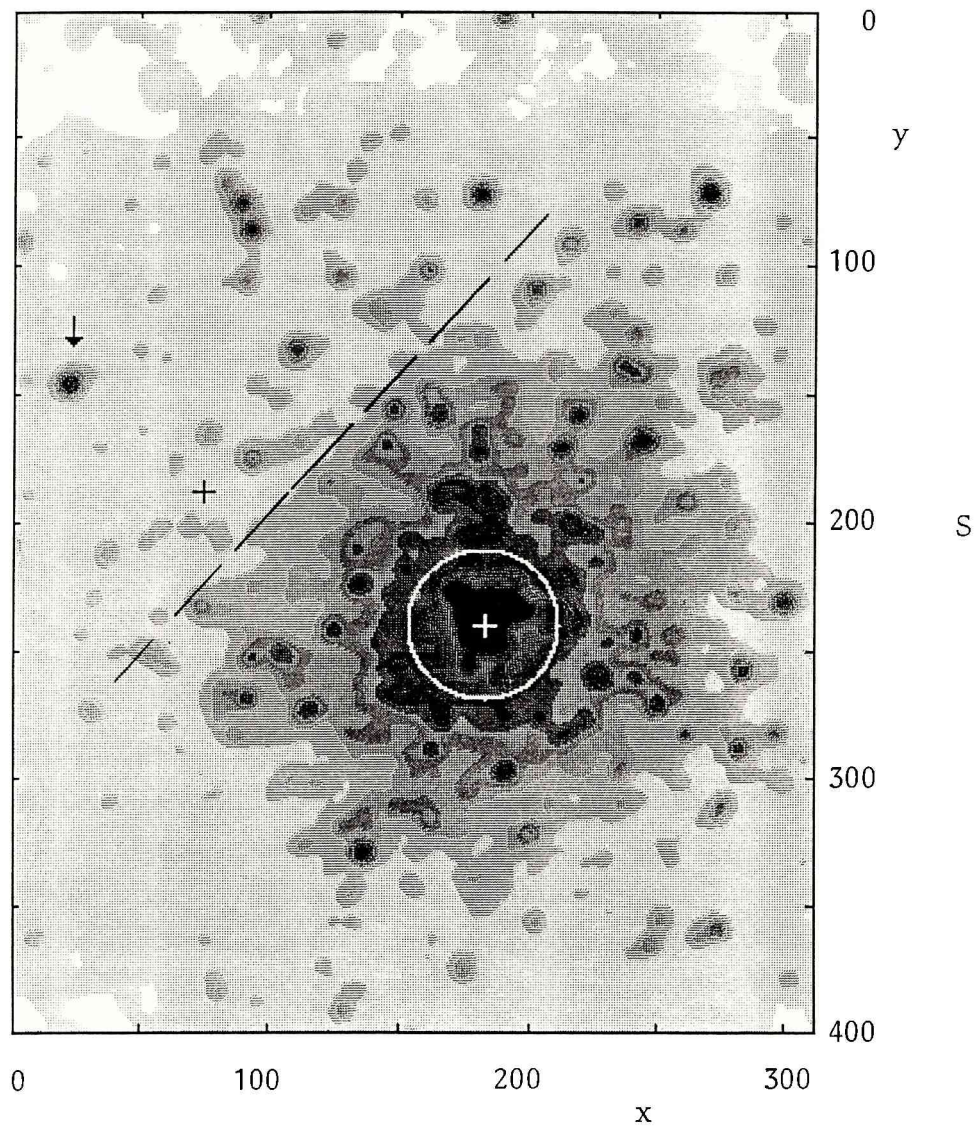
-----  
 Tabla 3.2  
 Polarizaciones Netas.  
 -----

Nube	P.A.	Filtro	P(%)	$e_p$ (%)	$\theta$ (°)
NGC 362					
Nube 227-221	215	B	0.05	0.08	43.9
NGC 6266					
Nube 75-238	330	U	0.50	0.17	269.8
		B	0.68	0.13	268.2
		V	0.59	0.05	261.6
		R	0.51	0.10	270.1
		I	0.32	0.06	264.2
NGC 7078					
Nube 96-143	125	B	0.32	0.02	9.2
		R	0.19	0.04	179.2
NGC 7099					
Nube 163-392	77	B	0.69	0.20	1.8

-----



NGC 6266 Visual.



E

Placa 3.1



#### 4. UN MODELO PARA LA POLARIZACION Y EL SCATTERING.

##### 4.1 Introducción.

En el capítulo anterior se señalaba la disposición geométrica observada para el vector de polarización, que en tres de los cinco casos resultaba ser perpendicular a la dirección definida por la nube y el núcleo del cúmulo. Esta geometría es similar a la que se observa en las nebulosas de reflexión, en las cuales la polarización siempre es normal a la dirección entre la estrella iluminadora y la zona de la nebulosa donde la luz es reflejada.

En el caso de las nebulosas de reflexión, este fenómeno se debe a que para partículas con radios  $\ll \lambda$ , la luz que las mismas dispersan se encuentra fuertemente polarizada en dirección perpendicular al plano definido por la fuente emisora, la partícula dispersante, y el observador (ver por ejemplo Martin 1978).

Es natural pensar que un fenómeno similar deberá ocurrir para el caso de una nube de polvo en el interior de un cúmulo globular, salvo que la geometría en este caso deberá ser levemente distinta. En esta situación, el vector de polarización resultante surgirá de la composición de los vectores de polarización provocados por los

diferentes elementos de volumen del cúmulo, pesados con su brillo y su distancia a la nube de polvo.

Es así que se construyó un modelo que tuviese en cuenta las consideraciones enumeradas, de modo de reproducir la polarización observada, y determinar aquellos parámetros de mayor influencia sobre ésta.

Aunque un modelo de este tipo no resulta una novedad, su importancia radica en que es, en todo caso, una generalización de los anteriores.

Jura (1978), planteó las ecuaciones básicas que determinan la contribución diferencial a la polarización producida por una nube de polvo iluminada por una cáscara esférica de espesor infinitesimal. La hipótesis fundamental del modelo de Jura es que la nube de polvo es ópticamente delgada (con lo que sólo debe considerarse un scattering por fotón). Las hipótesis adicionales que plantea son:

- La nube está ubicada en el plano del cielo, es decir que el ángulo que forman ésta y el observador, medido desde el centro del cúmulo, es de 90 grados.
- Las partículas dispersantes son mucho menores que la longitud de onda de la luz incidente (dispersores Rayleigh).
- La función de fase (FF) de los granos de polvo es isotrópica.

Esta serie de suposiciones permite resolver analíticamente el problema, a costa de quitarle en parte generalidad. Por lo tanto, tomando diferentes formas para la dependencia radial de brillo, es posible predecir el porcentaje de polarización debido a una distribución de brillo (estrellas) que simule, por ejemplo, una galaxia elíptica.

En 1981, Martin y Shawl (MS) utilizaron los resultados de Jura para estimar la polarización producida por scattering en nubes de polvo en el interior de cúmulos globulares. De esta manera, adoptaron la forma  $[1+(r/r_c)^2]^{3/2}$  para la dependencia radial del brillo del cúmulo, donde  $r_c$  es su radio de concentración (o radio de core). Esta expresión es apropiada para modelos de King con radio tidal muy grande, o para pequeñas distancias al centro del cúmulo. Con esta expresión es posible integrar las ecuaciones de Jura, y de esta forma, MS predicen polarizaciones típicas de un 1.5% para un caso estándar. Este resultado, sumado a los bajos valores de polarización encontrados en tres cúmulos globulares (M3, M13 y M15), llevaron a estos autores a deducir que el albedo de estos supuestos granos de polvo, o sea, su capacidad para dispersar la luz, debería ser mucho menor que el del material interestelar normal (0.07, frente a valores de 0.7 para el polvo en el plano de la Vía Láctea), y que su tamaño típico también sería un orden de magnitud menor.

Sin embargo, estas conclusiones se basan fundamentalmente en

las hipótesis adoptadas para el modelo de polarización, que fueran enumeradas más arriba, y que serán discutidas en lo que sigue.

A lo largo del capítulo se plantearán las hipótesis básicas para construir un modelo de polarización, las ecuaciones que describen el problema, los parámetros libres que regulan su solución, y los resultados que surgen del mismo. Posteriormente se generalizarán algunas de las hipótesis, en particular respecto del tamaño y la geometría de la eficiencia de dispersión de las partículas involucradas, y se aprovechará el mismo planteo para determinar el parámetro de scattering en base a las hipótesis usadas. Se analizará la aplicación de estos resultados para las observaciones de que se disponen, se estudiará la hipótesis básica de nube ópticamente delgada, y se discutirán, cualitativamente, las consecuencias sobre la polarización, en el caso en que la nube de polvo fuera ópticamente gruesa. Finalmente, se señalarán otros efectos que pueden influir sobre la polarización observada.

#### 4.2 Hipótesis.

Con el fin de comprender el problema que se intenta resolver, es necesario plantear las suposiciones que definen su física y su geometría.

En nuestro caso supondremos que el cúmulo globular está

compuesto por estrellas distribuidas con simetría esférica, de modo tal que la energía emitida por unidad de volumen y de ángulo sólido,  $e(r)$ , por un volumen elemental del cúmulo,  $dV$ , se exprese (siguiendo a MS) como:

$$e(r) = \frac{e_0}{[1 + (r/r_c)^2]^{3/2}} \quad (4.1)$$

Esta forma para la distribución radial de brillo es adecuada en el caso en que las distancias consideradas sean mucho menores que el radio tidal (estrictamente esta expresión es válida en el caso en que el radio tidal sea infinito), y su uso se encuentra justificado, ya que las nubes consideradas se encuentran, en todos los casos, a distancias menores que  $0.1 r_t$ .

Consecuentemente, el brillo superficial observado a una distancia proyectada  $y$ , se puede escribir como:

$$I_0 = \frac{2 \cdot e_0 \cdot r_c}{1 + h^2} \quad , \quad (4.2)$$

siendo  $h=(y/r_c)$ .

Respecto de la posición de la nube dentro del cúmulo, llamaremos  $(x,y)$  a sus coordenadas en un sistema con origen en el centro del cúmulo (ver Fig. 4.1), y  $(r_N, \Psi)$ , a sus coordenadas polares con igual origen, según nos convenga. La nube se

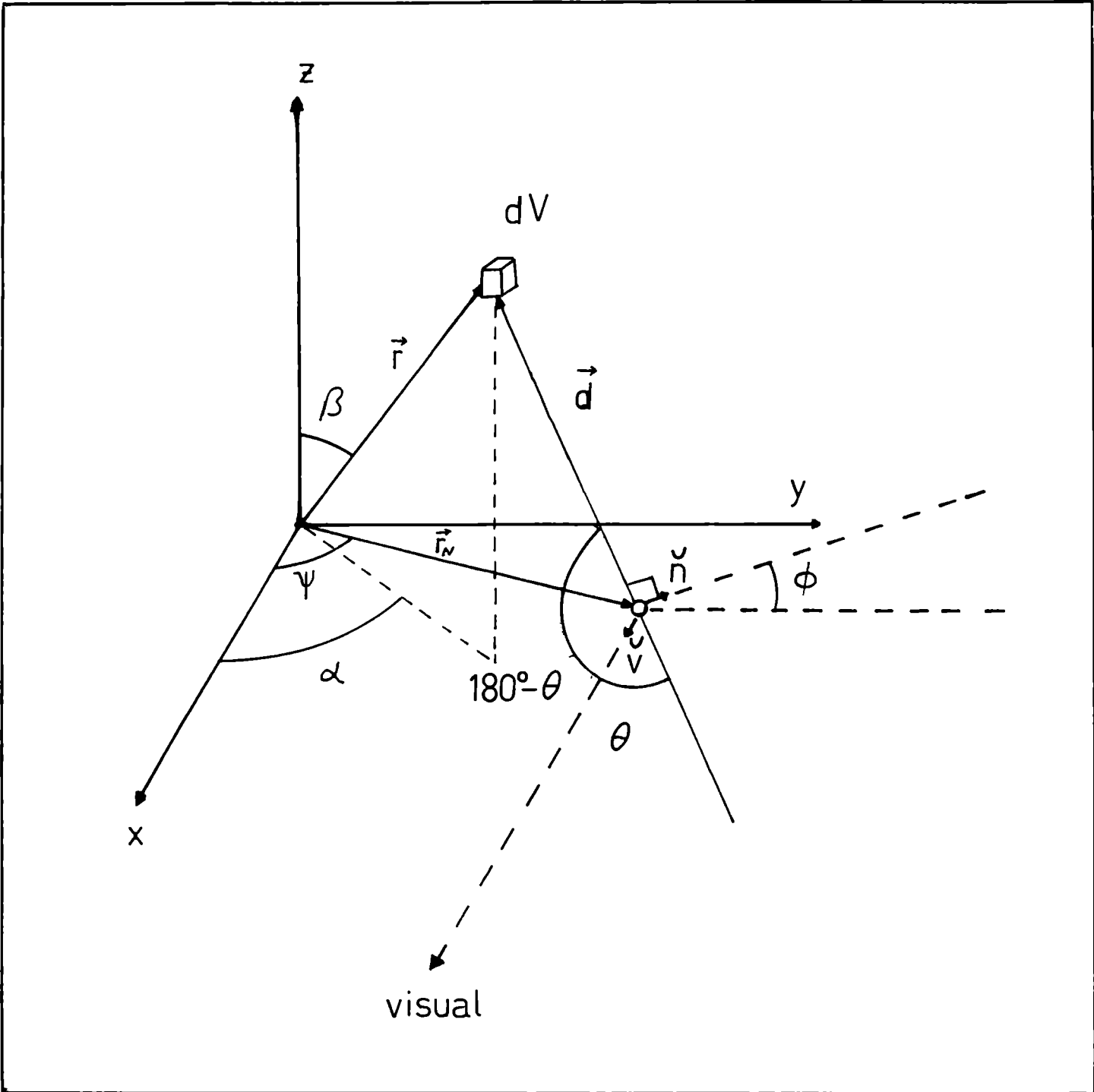
encontrará siempre ubicada sobre el plano  $xy$ , lo cual no quita generalidad al planteo (pues en cualquier caso siempre es posible efectuar una rotación del sistema de coordenadas alrededor del eje  $x$ ).

Diremos que un elemento de volumen  $dV$  del cúmulo tendrá coordenadas  $(r, \alpha, \beta)$ , y llamaremos  $d$  a la distancia entre éste y la nube. Llamaremos  $\theta$  al ángulo de scattering, siendo éste el complementario al ángulo medido, en la posición de la nube entre el elemento de volumen y la dirección al observador.

De esta forma nos queda definido un plano  $\Pi$ , que contiene al observador, al elemento de volumen  $dV$ , y a la nube. Si definimos el versor  $\mathbf{v}$  desde la nube en dirección del observador, y  $\mathbf{d}$  como vector (de componentes  $X, Y, Z$ ) con sentido desde la nube al elemento de volumen  $dV$ , entonces la dirección de la normal al plano  $\Pi$  se determina del producto vectorial entre  $\mathbf{d}$  y  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{d} \times \mathbf{v}$ . La normal al plano y el plano  $xy$ , formarán así un ángulo que denominaremos  $\phi$  (ver siempre Fig. 4.1).

Respecto de la nube de polvo, supondremos que la luz que incide sobre ella se dispersa una sola vez en uno de sus granos, sin volver a interactuar con otra partícula del medio. Esta suposición ("single-scattering", SSc) será aproximadamente válida siempre y cuando la profundidad óptica de la nube,  $t$ , sea menor que 1. Esta hipótesis es fundamental en lo que sigue, y como se







verá más adelante, resulta crucial en cuanto a los valores de polarización que surgen del modelo.

#### 4.3 Planteo.

Una vez aclaradas todas estas hipótesis, es posible plantear las ecuaciones que describen la polarización. El flujo emitido por un elemento de volumen  $dV$  que incide sobre la nube, será:

$$dF = \frac{e(r) \cdot \sigma}{d^2} dV, \quad (4.3)$$

donde  $\sigma$  es la sección eficaz de la nube, y  $\sigma/d^2$  es el ángulo sólido que subtende la misma vista desde el  $dV$ . De este flujo que recibe, sólo una fracción  $w \cdot p(\theta)$  se dispersará en la dirección del observador, siendo  $w$  el albedo de los granos de polvo ( $w = t_s / (t_s + t_a)$ ), y  $p(\theta)$  su FF (si consideramos que las partículas dispersan la luz en forma isotrópica, entonces será  $p(\theta) = 1/4\pi$ ). De esta cantidad, la fracción  $R(\theta)$  estará polarizada; valores de  $R(\theta)$  menores que cero significarán polarización perpendicular al plano  $\Pi$  (polarización tangencial), en tanto que valores positivos, indicarán polarización en la dirección de la fuente (polarización radial). En el caso de partículas mucho menores que  $\lambda$ , la función  $R(\theta)$  es:

$$R(\theta) = - \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (4.4)$$

que es siempre negativa (ver Martin 1978, p. 71). Nótese que esta expresión para la eficiencia de polarización vale -1 para  $\theta = 90^\circ$  (polarización de un 100%), y 0 para  $\theta = 0^\circ$  ó  $180^\circ$  (es decir, elemento de volumen, nube y observador, todos sobre una misma recta).

De este modo, la polarización intrínseca producida por esta nube de polvo, sin considerar todavía efectos de dilución, y tomando sólo en cuenta la contribución del  $dV$ , será:

$$dP_{int} = \frac{w.p(\theta). e(r). (\sigma/d^2). R(\theta). dV}{\int_V w.p(\theta). e(r). (\sigma/d^2). dV} \quad (4.5)$$

Para obtener la polarización intrínseca total, que llamamos  $P_{int}$ , debemos integrar sobre todo el volumen del cúmulo, de radio tidal  $r_t$ , y dividir por el total de luz dispersada en la dirección del observador (polarizada y no polarizada). Pero dado que la polarización se comporta como un vector, hay que sumar sobre sus componentes, por lo que la integral se debe efectuar en el plano (Q,U) (ver Luna, 1982). Es así entonces que:

$$Q_{int} = \frac{\int_V w.p(\theta). e(r). (\sigma/d^2). R(\theta). \cos 2\phi . dV}{\int_V w.p(\theta). e(r). (\sigma/d^2). dV} \quad (4.6)$$

$$U_{int} = \frac{\int_V w.p(\theta). e(r). (\sigma / d^2). R(\theta). \text{sen}^2 \phi . dV}{\int_V w.p(\theta). e(r). (\sigma / d^2). dV} , (4.6')$$

donde el eje Q está definido en la dirección de los y positivos. De esta forma, una polarización tangencial como la observada, se representará con un valor de  $Q_{int}$  negativo y  $U_{int} = 0$ .

Notemos además que la integral

$$\int_V w.p(\theta). e(r). (\sigma / d^2). dV \quad (4.7)$$

representa la cantidad de luz emitida por todo el cúmulo, y dispersada en la dirección del observador, independientemente de su estado de polarización. Si, usando la ecuación (4.2), dividimos la anterior por  $I_0 \cdot \sigma$ , obtendremos el parámetro de scattering tal como fue definido en el Cap. 2:

$$S = \frac{\int_V w.p(\theta). e(r). (\sigma / d^2). dV}{I_0 \cdot \sigma} \quad (4.8)$$

De esta forma, usando el mismo modelo, seremos capaces de dar simultáneamente el valor de la polarización esperada, y la fracción de luz del cúmulo que se dispersa en la dirección del observador (estas son expresiones formales, en tanto que en el Apéndice de este capítulo, están escritas explícitamente las ecuaciones tal como para ser integradas).

Finalmente, debe notarse que las ecuaciones de polarización (4.6) y (4.6'), y del scattering (4.8), no dependen del tamaño de la nube o del radio de core del cúmulo, mientras que las (4.6) y (4.6'), tampoco dependen del albedo de los granos (ver el Apéndice).

#### 4.4 Resultados.

En la práctica no es factible resolver analíticamente estas integrales, por lo que es necesario solucionarlas en forma numérica. Para esto es más conveniente introducir las nuevas variables  $r'$ ,  $\alpha'$  y  $\beta'$ , como:

$$\begin{aligned} r &= r_t (r' + 1) & ; & \quad dr = r_t dr' \\ \alpha &= \pi (\alpha' + 1) & ; & \quad d\alpha = \pi d\alpha' \\ \beta &= \frac{\pi}{2} (\beta' + 1) & ; & \quad d\beta = \frac{\pi}{2} d\beta' \end{aligned}$$

las cuales quedan definidas en el intervalo  $[-1,1]$ , con lo que es posible integrar las ecuaciones a través del método de Gauss (ver por ejemplo Abramowitz y Stegun 1972, Cap. 25).

De todo lo expuesto surge que los resultados del modelo dependerán de los valores que se adopten para los siguientes parámetros:

a) En el caso de la polarización:

- Dependencia de la FF con el ángulo de dispersión,  $\theta$ . En primera instancia supondremos que la misma es constante (dispersión isotrópica),  $p(\theta) = 1/4\pi$ , lo que nos permitirá comparar nuestros resultados con los de MS. Más adelante generalizaremos esta hipótesis.

- El tamaño de las partículas de polvo. También en este caso supondremos, como MS, que las mismas son mucho menores que  $\lambda$ . Posteriormente, analizaremos el caso de tamaños comparables a la longitud de onda.

- Posición de la nube dentro del cúmulo. Su coordenada y surge directamente de las observaciones, en tanto que su posición en el eje  $x$  está determinada, vía una ecuación integral del tipo de Abel, por los valores de  $I$  obtenidos fotométricamente en el Cap. 2 (ver el Apéndice al final de este capítulo).

- Radio tidal del cúmulo. En realidad, éste se tomará fijo en todos los casos, e igual a  $40 r_c$ , dado que variaciones en el mismo no afectan al resultado de la integración (esto se debe a la dependencia con  $1/r^2$  del flujo que incide sobre la nube, la cual hace que la contribución por parte de elementos cada vez más alejados disminuya rápidamente). El valor elegido resulta típico para el caso de cúmulos globulares galácticos.

b) En el caso del scattering:

- Dependencia de la FF con  $\theta$ .
- Posición de la nube dentro del cúmulo.
- Albedo de los granos de polvo, y a través de éste, tamaño de las partículas.

En la fig. 4.2, se muestran los resultados de la polarización intrínseca en función de la coordenada  $y$  y de la nube, para  $y$  entre 0 y  $5 r_c$ , lo cual representa el rango de valores para los que existen observaciones en la actualidad. Estos cálculos se efectuaron dejando la coordenada  $x = 0$ , es decir con la nube ubicada en el plano del cielo. Esta figura puede ser comparada con la fig. 1 de MS, para la cantidad  $p_s$ . Tal como se ve en ambos casos la polarización se anula en el centro, y crece a medida que la nube se ubica hacia el exterior del cúmulo. Esto es debido a que en las zonas más externas es mayor la asimetría del campo de radiación, y consecuentemente la polarización.

En la fig. 4.3 se muestran los resultados del modelo para una nube con  $y$  fija e igual a  $4 r_c$ , en función de su posición en  $x$ . Los valores tabulados fueron elegidos de modo tal que  $l$  variara con paso constante, estando los gráficos hechos en función de  $l$  (definido en el Cap. 2). La relación entre  $l$  y  $x$ , para distintos valores de  $y$ , se puede encontrar en el Apéndice de este capítulo. Nótese que la curva es simétrica alrededor de  $l=0.5$  ( $x=0$ ), lo cual refleja la simetría en la geometría del problema,



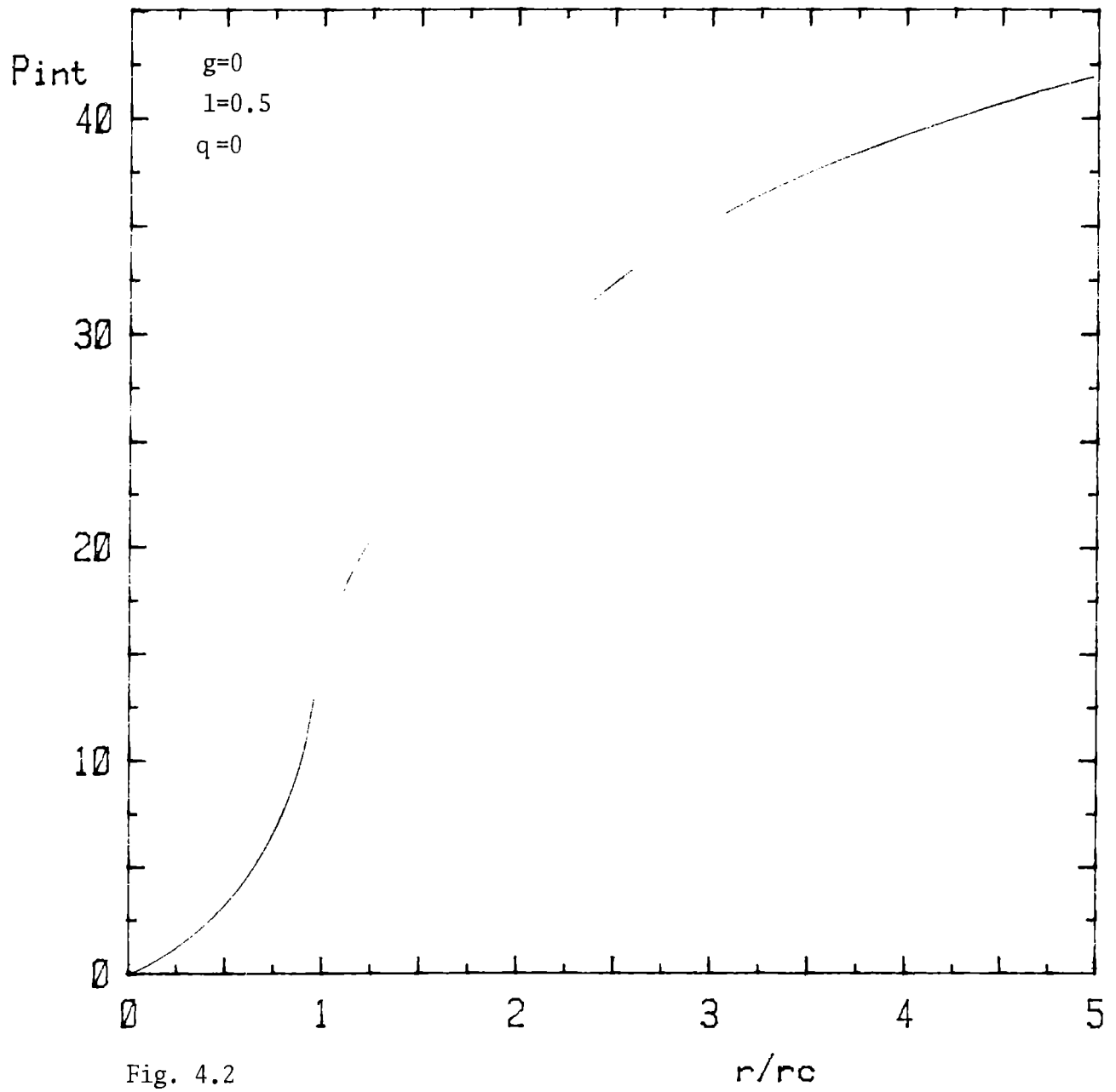


Fig. 4.2



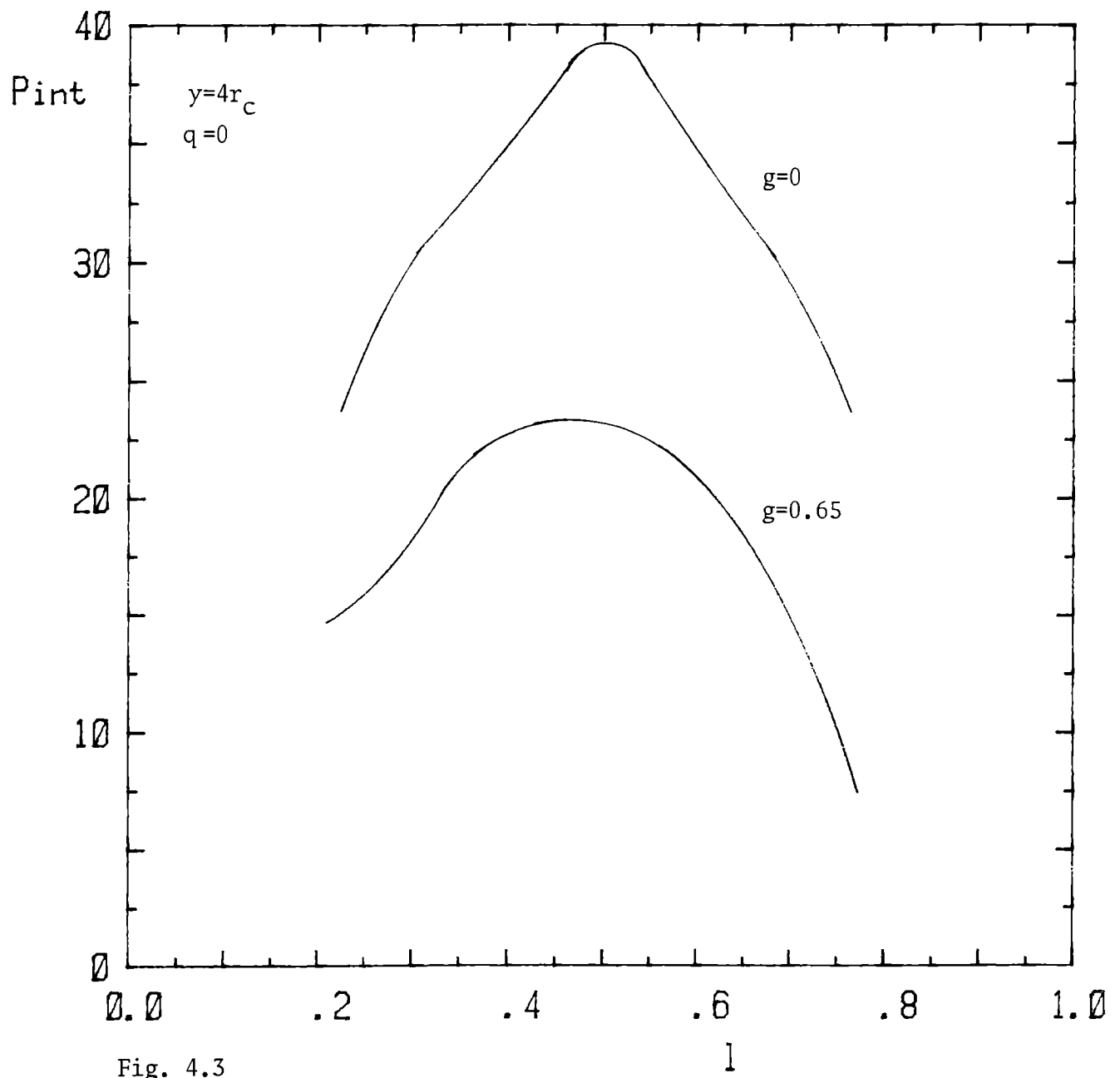


Fig. 4.3



así como la isotropía de las funciones que representan la eficiencia de dispersión,  $p(\theta)$ , y de polarización,  $R(\theta)$ .

Pero, ¿qué sucede con la polarización si uno cambia las hipótesis de partida usando otras de mayor realidad física?. Veámoslo por partes:

Supongamos primeramente que aproximamos a la FF para los granos de polvo a través de una función del tipo de Henyey-Greenstein (ver Martin 1978, p. 65):

$$p(\theta) = (1 - g^2) \cdot (1 + g^2 - 2 \cdot g \cdot \cos \theta)^{-3/2}, \quad (4.9)$$

siendo  $g$  una medida de la anisotropía (o de la isotropía) de la eficiencia de scattering. Si  $g=0$ , la eficiencia de scattering es independiente del ángulo de dispersión, es decir que el scattering es isotrópico. A medida que  $g$  crece, la FF desarrolla una dirección preferencial alrededor de  $\theta = 0^\circ$  (forward scattering).

Fijemos entonces a la nube en coordenadas  $x=0$  e  $y=4 r_c$ , y veamos como responde la polarización a cambios en el parámetro  $g$  (recordemos que los valores de  $g$  que mejor reproducen la FF del material interestelar, varían entre 0.55 y 0.75, según la longitud de onda considerada). Este comportamiento se muestra en la fig. 4.4, en la cual se ve que la polarización intrínseca disminuye a medida que crece  $g$ . Esto se debe a que las partes del cúmulo que determinan con el observador ángulos de scattering  $\theta < 90^\circ$ , contribuyen en menor medida a la cantidad de luz dispersada (hay

un menor aporte de los elementos de volumen que están delante del plano del cielo que contiene a la nube). Si adoptamos un valor de  $g$  de 0.65 (valor típico), podemos graficar nuevamente la  $P_{int}$  contra  $l$  (Fig. 4.3), y ver claramente este efecto. Esta vez la curva resultante no es simétrica con respecto a  $l=0.5$ , sino que disminuye más rápidamente, a medida que aumenta la profundidad de la nube dentro del cúmulo. Esto es así, ya que a medida que crece  $l$  (y disminuye  $x$ ), es mayor el volumen del cúmulo que determina ángulos de scattering con el observador mayores de 90 grados.

En segundo lugar, modifiquemos la hipótesis de partículas Rayleigh (tamaños  $\ll \lambda$ ), lo cual significa cambiar la forma de la función  $R(\theta)$ , a la vez que volvemos a tomar la FF isotrópica.  $R(\theta)$  actúa dentro de las integrales (4.6) y (4.6') de la misma forma que la FF (pesando el brillo de cada volumen elemental del cúmulo según su ángulo de scattering con el observador), por lo que es posible hacer un análisis cualitativo semejante acerca de los efectos que la misma produce sobre la polarización.

Para expresar la dependencia de  $R(\theta)$  a medida que introducimos cambios en el tamaño de los granos de polvo, se usaron las tablas dadas por Blumer (1925), que dan la eficiencia de polarización para partículas esféricas de radio  $a$  e índice de refracción  $n$  (real, es decir dispersores perfectos). La forma en que se calculan estos valores está explicada, por ejemplo, en Born y Wolf (1959) (desde un punto de vista teórico), y en Van de Hulst (1957)

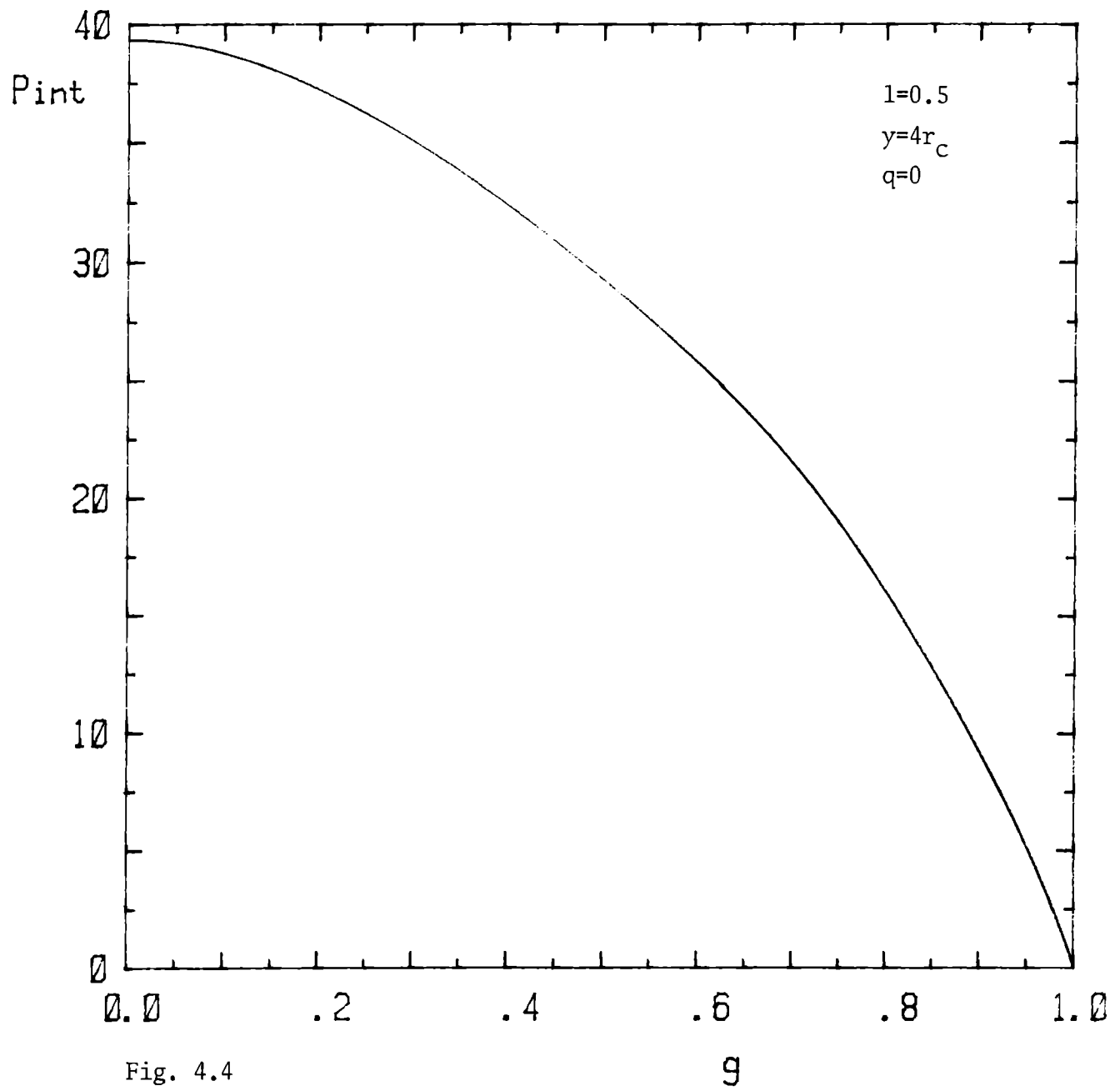


Fig. 4.4





(desde un punto de vista práctico).

En nuestro caso se eligieron valores de  $n$  entre 1.33 y 1.5, apropiados para el material interestelar (por ejemplo para el silicio  $n=1.5$ ), en tanto que se usaron valores de  $a$  de hasta 0.15 micrones. Vale aclarar que el tamaño no puede crecer libremente si se pretende reproducir la geometría observada en el vector de polarización. Si denominamos  $q=2\pi a/\lambda$ , existe un valor máximo de  $q$  - $q_{\max}$ -, a partir del cual la polarización por scattering se transforma de tangencial en radial, es decir que  $R(\theta)$  cambia de signo. Por lo tanto estaremos restringidos a valores de  $q < q_{\max}$ .

En la fig. 4.5 podemos ver como depende la polarización  $P_{\text{int}}$  con  $q$ . A medida que  $q$  crece  $P_{\text{int}}$  decrece, reflejándose así la menor eficiencia de polarización por scattering de las partículas más grandes.

Finalmente las fig. 4.6, 4.7 y 4.8 muestran, respectivamente, la dependencia del scattering con el parámetro  $g$  de asimetría de la FF para  $x = 0$  e  $y = 4 r_c$ , con la distancia de la nube al centro del cúmulo para  $x = 0$  y  $g = 0.65$ , y con la profundidad de la nube dentro del cúmulo para  $y = 4 r_c$  y  $g = 0.65$ . En todos los casos se tomó el albedo  $w = 0.7$ , ya que finalmente, éste actúa sólo como un parámetro de escala.

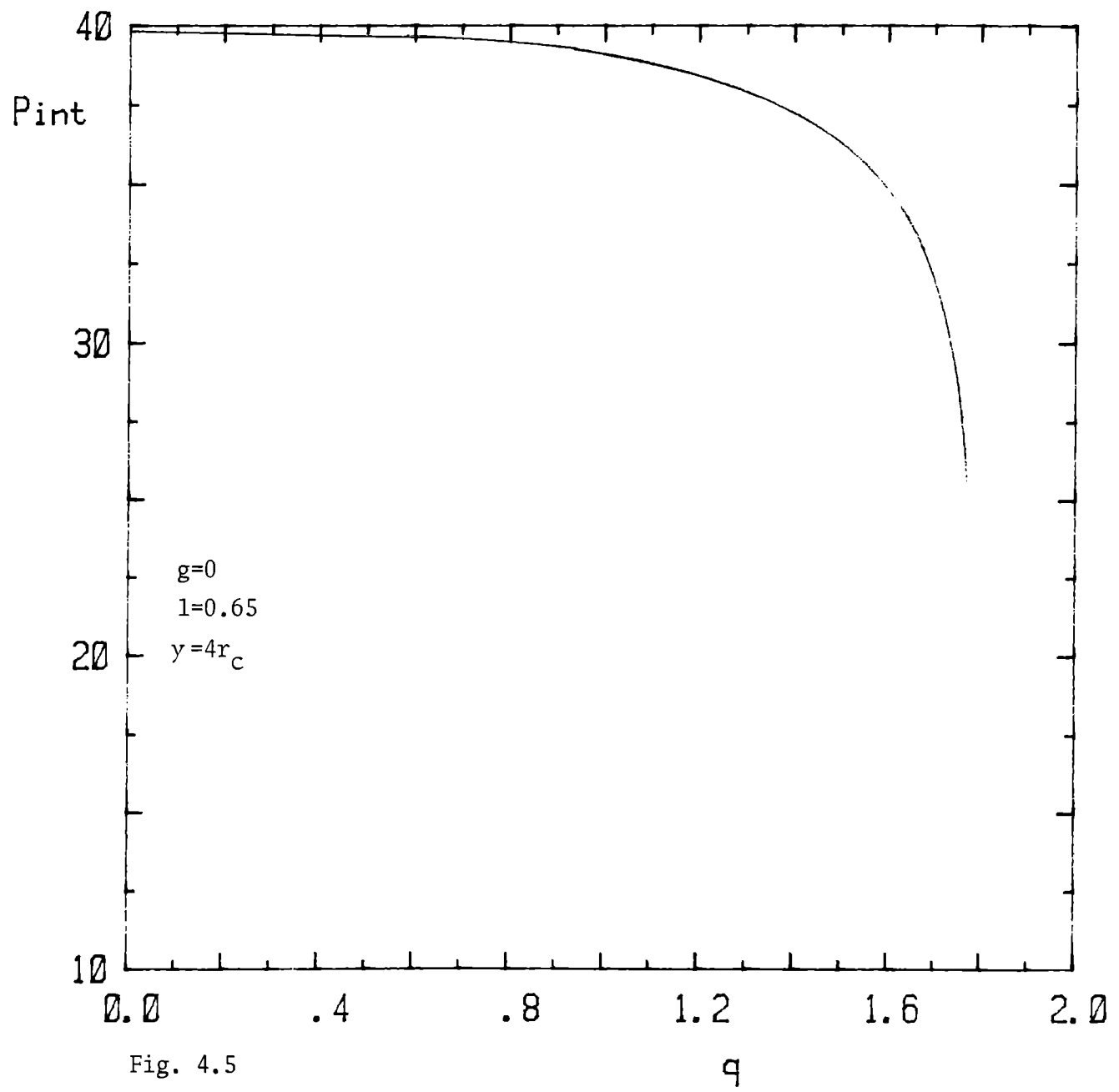
#### 4.5 Análisis.

Hablemos ahora de la aplicación de este modelo a las observaciones presentadas en los capítulos anteriores. En el Cap. 2, se hizo un ajuste de las extinciones aparentes a través de un modelo simple con tres parámetros libres: la absorción total de la nube, su posición dentro del cúmulo, y su eficiencia para dispersar la luz del cúmulo que incide sobre ella. En la sección anterior, se obtuvieron valores para este último parámetro a partir de modelos de un cúmulo tipo. Estos resultados y las observaciones pueden ser inmediatamente comparados.

En cambio, no ocurre lo mismo con los resultados para la polarización. Además de la contaminación provocada por el material interestelar entre el observador y el cúmulo (detallada en el Cap. 3), las observaciones están afectadas por el brillo del cúmulo en la posición de la nube (dilución). En todos los casos este efecto tiende a reducir el valor de la polarización, y por lo tanto, se hace necesario descontarlo antes de hacer las comparaciones.

Entonces empezamos por poner que la polarización observada en la posición de la nube en un cúmulo globular, se escribe como:

$$P_{\text{obs}} = \frac{S_1 \cdot I_0}{[1 + (1 - l) \cdot \exp(-t) + S] \cdot I_0} , \quad (4.10)$$





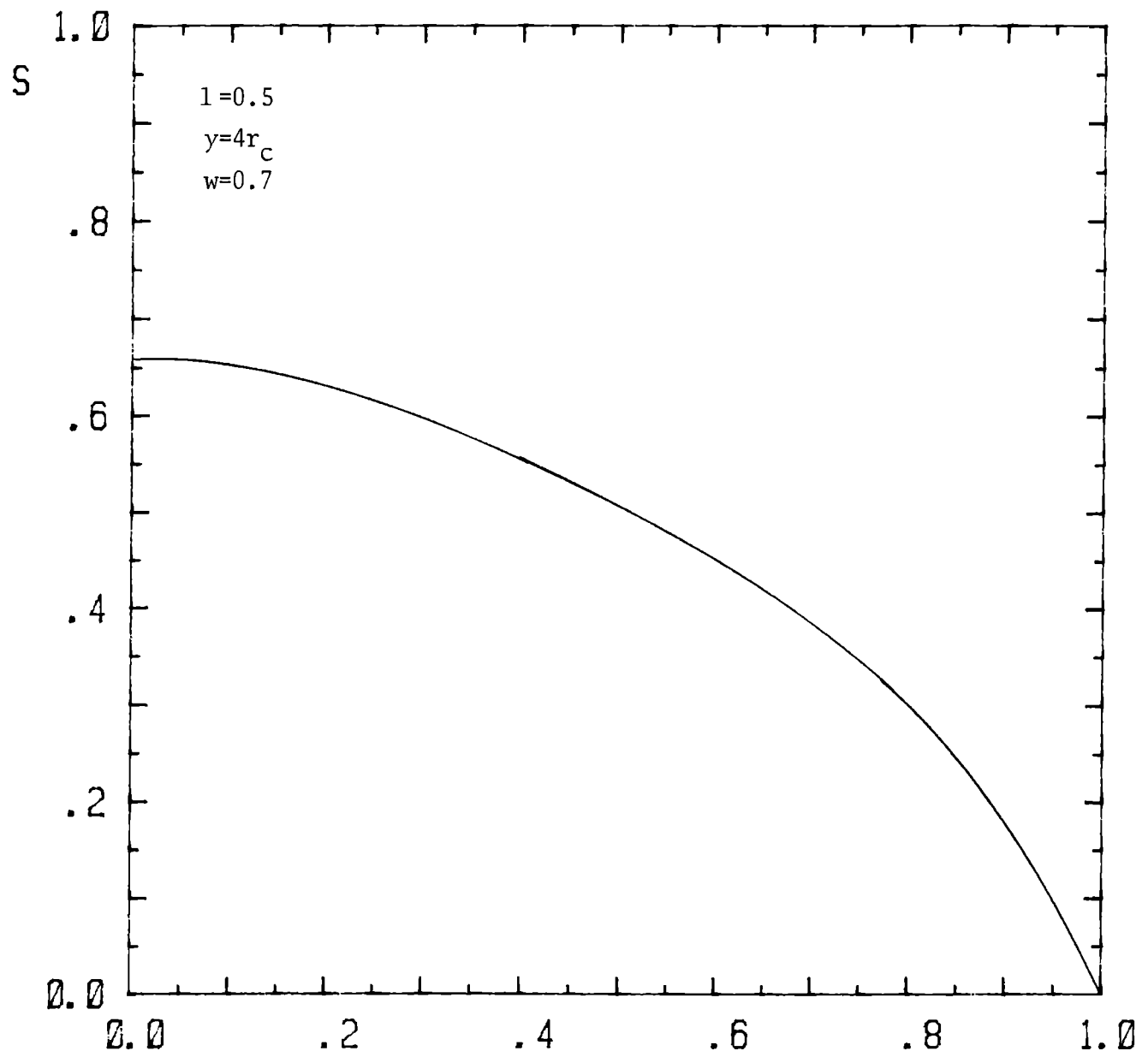


Fig. 4.6



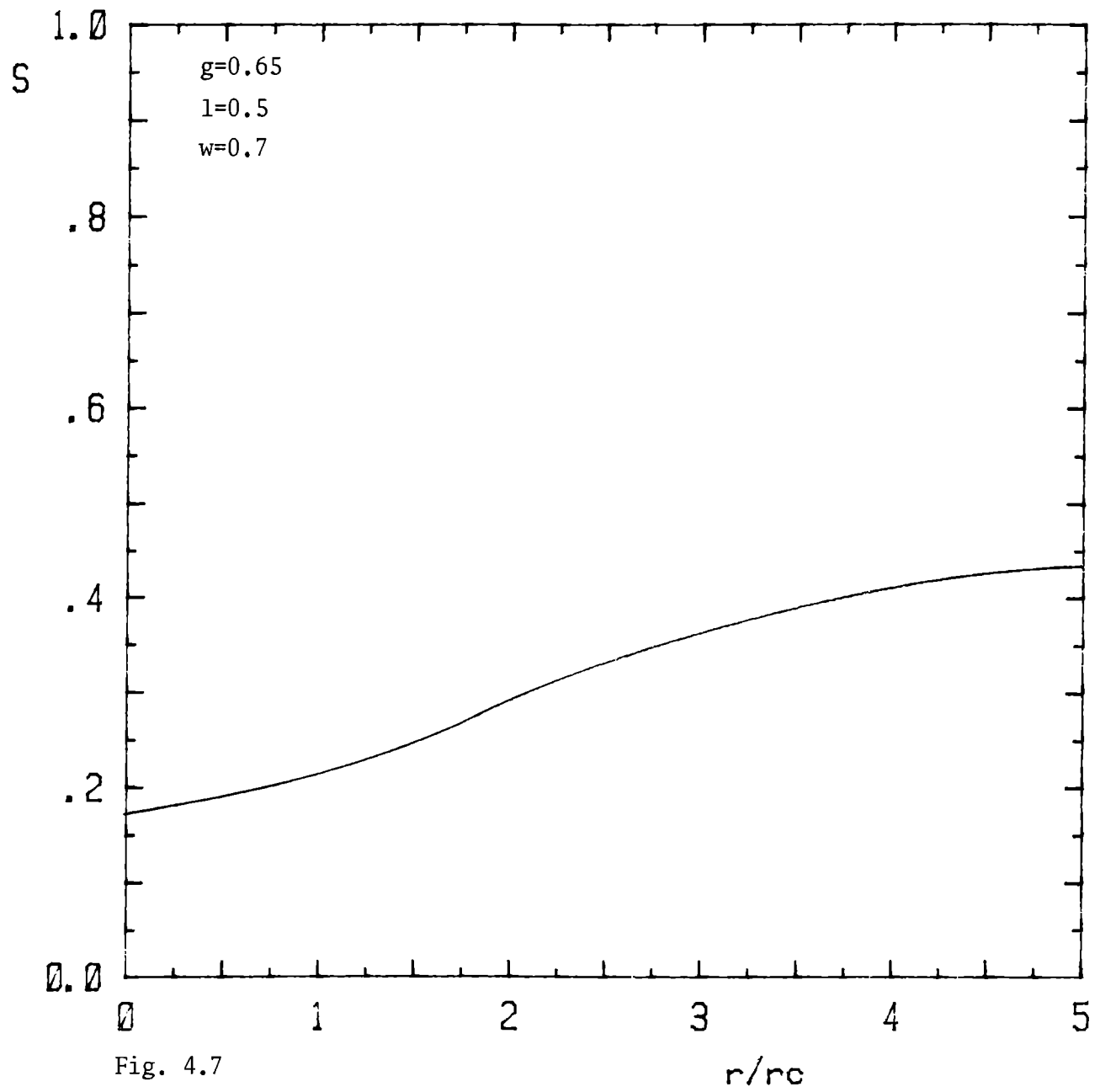


Fig. 4.7





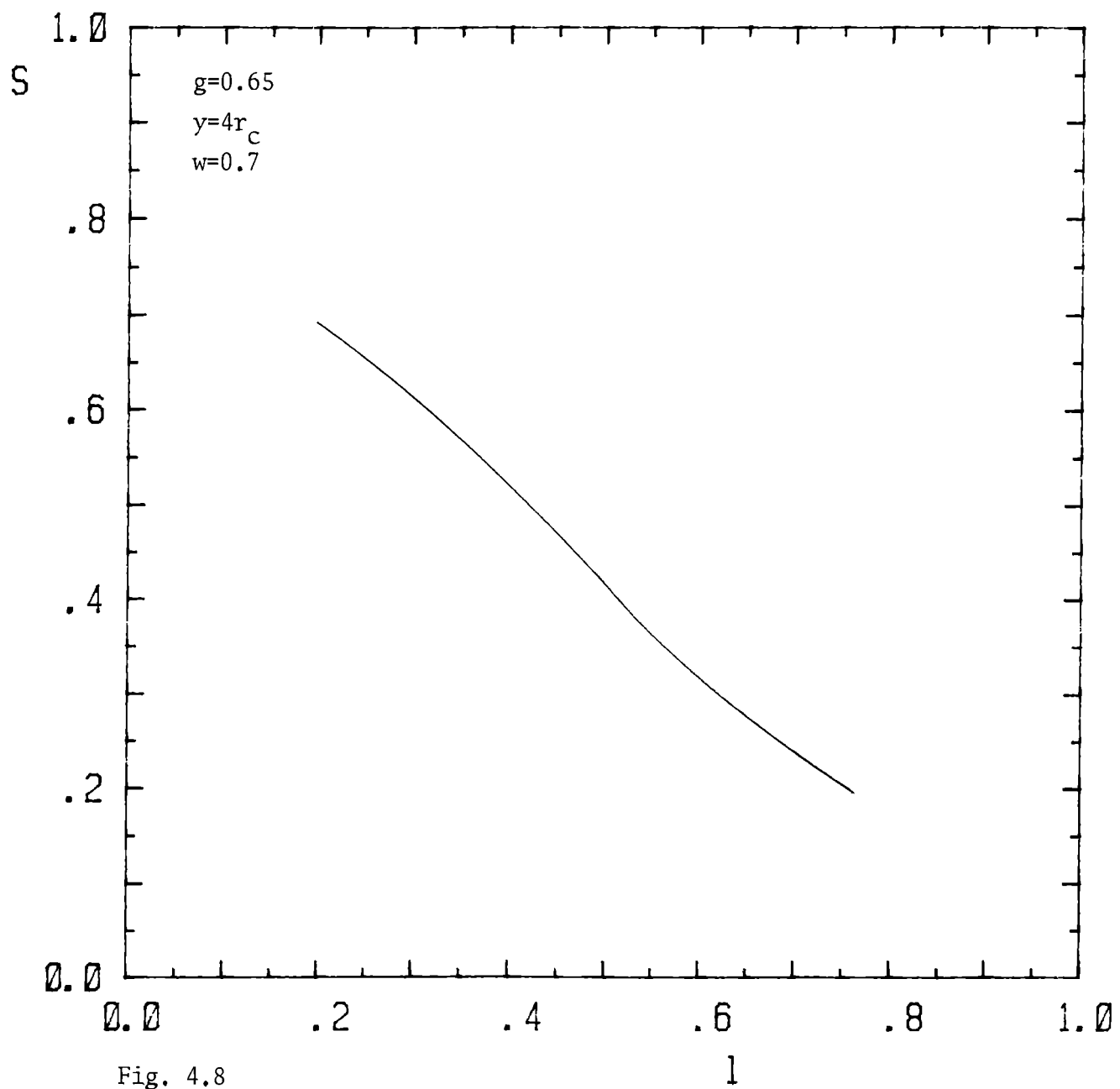


Fig. 4.8



es decir, la cantidad de luz polarizada dispersada en dirección al observador,  $S_I \cdot I_o$ , dividida por la cantidad total de luz que recibe el observador desde la posición de la nube. Esta última es igual a la suma del total de luz dispersada (sin importar su estado de polarización),  $S \cdot I_o$ , y el brillo superficial del cúmulo en esa posición teniendo en cuenta la extinción producida por la nube,  $[1+(1-l) \cdot \exp(-t)] \cdot I_o$ .

Por otro lado, la polarización intrínseca será (ver ecuaciones (4.6) y (4.6')):

$$P_{int} = \frac{S_I \cdot I_o}{S \cdot I_o} \quad , \quad (4.11)$$

es decir, la cantidad de luz polarizada respecto del total de luz dispersada en la dirección del observador. Por lo tanto, podemos poner que:

$$P_{obs} = \frac{P_{int} \cdot S}{1 + (1 - l) \cdot \exp(-t) + S} = P_{int} \cdot S \cdot 10^{0.4 A_{app}} \quad .(4.12)$$

Es así que podremos comparar las observaciones y el modelo de polarización sólo en caso que conozcamos el factor de dilución,  $S/[1+(1-l) \cdot \exp(-t) + S] = S \cdot 10^{0.4 A_{app}}$ , es decir, en caso de haber medido previamente las extinciones aparentes de las nubes,  $A_{app}$ . Dado que éstas varían entre 0.2 y 0.6, y el parámetro de scattering  $S$  es menor que 0.4, el factor de dilución puede llegar

a tomar valores entre 0.25 y menos que 0.10, por lo que la  $P_{\text{Obs}}$  puede llegar a ser 4 y hasta más de 10 veces menor que la  $P_{\text{int}}$ .

Nótese finalmente, que a pesar de que la  $P_{\text{int}}$  es independiente del albedo de los granos de polvo,  $P_{\text{Obs}}$  sí depende de éste (implícitamente a través de  $S$ ).

#### 4.6 Dependencia del Scattering con $\lambda$ .

Antes de comparar el modelo con las observaciones, debemos definirnos sobre la forma que adoptaremos para la dependencia del scattering con la longitud de onda.

Ya se señaló en el Cap. 2, que para poder ajustar las curvas de extinción aparente, el scattering debía seguir una ley de la forma  $\lambda^{-n}$ , con  $n$  entre 2 y 4. También vimos que según se tomara uno u otro de estos valores, el total de luz dispersada en el visual ( $S_v$ ), que aparece en (4.12), podía variar en un 100%.

Sin embargo, allí se anticipaba que las medidas de polarización en distintas bandas podían clarificar este punto. Veamos cómo:

Si, tal como ocurre en las nebulosas de reflexión, por ejemplo CRL 2688 (Cohen y Kuhl 1977, o Lupie y Stockman 1988), aceptamos que la  $P_{\text{int}}$  es independiente de  $\lambda$  (polarización "gris"), usando (4.12), podremos poner que:

$$(S_{\lambda}/S_V) = (P_{obs,\lambda}/P_{obs,V}) \cdot 10 \quad (4.13)$$

NGC 6266 es el cúmulo en el cual la polarización fue estudiada con más detalle en los distintos filtros, y será el que usemos para este análisis.

Dado que la depolarización aumenta con la profundidad óptica del medio dispersor (ver por ejemplo Martin 1978 p. 84), la  $P_{obs}$  en los filtros V, R e I será la que sufra este efecto en menor medida.

De este modo, ajustamos una curva de la forma  $(S_{\lambda}/S_V) \sim \lambda^{-n}$  a estos datos, obteniéndose un valor para n de 1.83. Si incluimos también el filtro B en el ajuste, el valor de n disminuye a 1.74, pero de ningún modo es posible agregar el U, ya que el incremento de la profundidad óptica hacia cortas longitudes de onda, trae aparejado un fuerte aumento en la depolarización.

El análisis de este caso indica que la dependencia de la luz dispersada con la longitud de onda es muy aproximadamente de la forma  $\lambda^{-1.8}$ .

Sin embargo, de los ajustes de las Fig. 2.3 se deduce que en varias nubes, el mejor ajuste a las observaciones fotométricas se alcanza con una dependencia más fuerte del scattering con la

longitud de onda. Esto parece contradictorio con el resultado obtenido por medios polarimétricos, y al respecto se puede argumentar que este último está basado en el caso de una sola nube (75-238 en NGC 6266), la cual se puede ajustar igualmente bien con funciones de scattering de la forma  $\lambda^{-2}$  como  $\lambda^{-4}$ . También es posible pensar que las las nubes pudieran estar compuestas por una mezcla de granos de polvo (con una dependencia suave del scattering con  $\lambda$ ), y moléculas (cuyo scattering iría con  $\lambda^{-4}$ ). Finalmente, no debe dejarse de lado la posibilidad de que esta contradicción pueda deberse a limitaciones en el modelo usado para describir la polarización observada.

#### 4.7 Comparación con las observaciones.

Pasemos ahora sí, a las comparaciones en concreto, para lo cual usaremos los valores de  $l$  e  $y$  que se obtuvieron en el Cap. 2. Fijada así la posición de la nube, calcularemos sucesivamente la polarización intrínseca,  $P_{int}$ , para tres situaciones diferentes:

- 1) FF,  $p(\theta)$ , isotrópica y eficiencia de polarización,  $R(\theta)$ , correspondiente a partículas pequeñas,
- 2) FF de Henyey-Greenstein con  $g=0.65$ , y eficiencia de polarización para partículas pequeñas, y

3) FF de Henyey-Greenstein con  $g=0.65$ , y eficiencia de polarización correspondiente a silicatos de 0.15 micrones de radio.

Estos tres resultados, casos 1, 2 y 3, se muestran en la Tabla 4.1, para las nubes, 75-238 en NGC 6266 (M62), 96-143 en NGC 7078 (M15, esta es la nube que también fue medida por MS), 163-392 en NGC 7099 (M30). En esta Tabla también se da el valor de polarización que debería observarse (considerando la dilución), y el valor medido en el filtro V, para cada una de las nubes.

-----  
 Tabla 4.1  
 Polarización Intrínseca.  
 -----

Cúmulo; Nube	$P_{int}$ (1)	$P_{int}$ (2)	$P_{int}$ (3)	$P_e$ (4)	$P_v$
NGC 6266					
75-238	36.76	21.98	10.97	0.75	0.59
NGC 7078					
96-143	21.44	14.30	9.07	0.55	0.32
NGC 7099					
163-392	38.15	23.08	14.64	0.98	0.69

(1)  $g=0$ , partículas Rayleigh.

(2)  $g=0.65$ , partículas Rayleigh.

(3)  $g=0.65$ , partículas con radio de  $0.15 \mu\text{m}$  e índice de refracción  $n=1.5$ .

(4) Polarización esperada, usando la  $P_{int}$  de la columna anterior, las  $A_{app,v}$  de la Tabla 2.3 para cada cúmulo, y  $S_v=0.10$  en todos los casos.  
 -----



De los valores de la Tabla, surge que en todos los casos el modelo predice una polarización,  $P_{obs}$ , que es casi el doble de la que se ha medido. En este punto se hace entonces necesaria una discusión sobre la validez de algunas de las hipótesis de partida, y su influencia sobre los resultados de los modelos.

Para construir los modelos se formuló una hipótesis fundamental: nube de polvo ópticamente delgada (equivalente a SSC). Esta suposición es también la de menor realidad física. ¿Cuál es entonces la razón para resolver esta situación, en vez del caso más general de una nube ópticamente gruesa? Lo que ocurre es que en el primer caso el planteo es directo y la solución es simple, en tanto que en el segundo, es necesario resolver la ecuación de transporte radiativo en una geometría sin ninguna simetría.

Sin embargo es posible analizar, al menos cualitativamente, y sin entrar en detalles matemáticos del problema, cuáles serían los efectos sobre la polarización en el caso en que la nube fuese ópticamente gruesa.

En principio, si la nube no es ópticamente delgada, un fotón que incida sobre ella se dispersará un número  $n \geq 1$  de veces sobre las partículas que la componen, antes de emerger o ser absorbido ("multiple scattering", MSc).

La luz emitida desde un  $dV$  del cúmulo que incide sobre la

nube, tiene inicialmente polarización nula, pero tan pronto como se dispersa una vez estará polarizada en una fracción  $R(\theta)$  ( $\theta$  es el ángulo de dispersión, definido más arriba en este capítulo), y en dirección perpendicular al plano definido por el emisor, el dispersor y la dirección de emergencia.

Pero ahora, si la nube es ópticamente gruesa, el fotón dispersado tendrá una probabilidad proporcional a  $[1-\exp(-t)]$  de volver a interactuar con otra partícula del medio, y una probabilidad proporcional a  $w \cdot [1-\exp(-t)]$  de que tal interacción resulte ser una nueva dispersión. En ese caso, el fotón emergente también estará polarizado, sólo que la polarización será normal al plano definido por la nueva dirección de incidencia, el nuevo dispersor, y la nueva dirección de emergencia.

A medida que aumente el número de dispersiones, menor será la "memoria" que le quede al vector de polarización acerca de la dirección en que incidió el fotón original, con lo cual se perderá la geometría preferencial de polarización que se tenía en el caso del modelo con SSc (salvo quizás por los pocos fotones que se dispersen una sola vez, antes de emerger en la dirección del observador).

Por otra parte, un mayor número de scatterings contribuye a disminuir el valor del módulo del vector de polarización. Las dispersiones posteriores a la primera, generan polarizaciones con

distribución aleatoria, que sumadas (vectorialmente) tienden a anularse, a la vez que algunos de los fotones dispersados, al ser absorbidos dentro de la nube no contribuyen a la luz que se dispersa.

En la literatura, se reconoce la importante influencia que este fenómeno tiene en los valores de polarización observados en nebulosas de reflexión (ver por ejemplo Martin 1978, pág. 84). A pesar de ello, la dificultad que plantea la resolución analítica de la ecuación de transporte en esta geometría, ha impedido la obtención de resultados cuantitativos al respecto. En cuanto a estimar el brillo y color de las nebulosas de reflexión debido a la luz dispersada varias veces (MSc), pero sin tener en cuenta su estado de polarización final, sí existen algunos resultados publicados, aunque sólo para algunas configuraciones geométricas especiales entre la nebulosa y la estrella que la ilumina (Witt 1977a, b, c y d).

Martin (1978, pág. 84) escribe, sin más aclaración, que para valores de  $t$  del orden de 1.5 mag., es razonable esperar que por efecto de MSc, la polarización caiga en un factor 2.

De este modo, si aplicamos esta corrección cualitativa, los valores esperados ( $P_e$  en la Tabla 4.1), se comparan más razonablemente con las observaciones.

Existen aún otros efectos en la observación que pueden

disminuir la polarización medida.

Si el diafragma en el polarímetro resulta pequeño frente a las dimensiones del área a medir, entonces las observaciones reflejarán la situación física en las zonas más internas de las nubes. Allí la polarización es producida básicamente por scattering múltiple (siendo la zona central de las nubes más densa que la periferia).

Por el contrario, si el diafragma es grande frente al diámetro de la región, las medidas incluirán luz no polarizada proveniente de estrellas del cúmulo en los alrededores de la nube.

Un pequeño número de estrellas del cúmulo iluminará a la nube desde adentro, lo cual dará lugar a luz dispersada no polarizada (esto es así, ya que a priori se puede esperar que no existan asimetrías en tal configuración).

Usando las ecuaciones escritas más arriba en el capítulo, es posible estimar la fracción de luz que emitirían las estrellas desde el interior, respecto del total de luz que incide sobre la nube, producto de la iluminación de todo el cúmulo. Este valor es función de la posición de la nube dentro del cúmulo, y varía desde 1.05 a una distancia de  $1 r_c$ , hasta 0.10 a  $5 r_c$ . Como se ve, este efecto es notable solamente en las cercanías del centro del cúmulo, donde por otro lado, es menor la polarización intrínseca esperada.

Es obvio que para cualquiera de los efectos mencionados, el resultado final es una disminución en el vector de polarización.

Concluyendo entonces este capítulo, repasemos los resultados más importantes que se presentan:

- Una nube de polvo, inmersa en un cúmulo globular, es capaz de producir una polarización por scattering razonablemente grande como para poder ser medida.
- En caso de que la nube sea ópticamente delgada, la polarización resultará tangencial (perpendicular a la dirección nube-núcleo).
- Incluso para una nube ópticamente gruesa, la dirección del vector de polarización estará dominada por la contribución de las zonas más delgadas. El efecto en este caso, será atenuar la polarización originada en las zonas menos densas.
- Los bajos valores de polarización observados, pueden ser muy bien explicados a través de un modelo simple, a la vez que sugieren que las partículas que constituyen las nubes deben tener tamaños del orden de 0.15 micrones, muy similares a los valores típicos de los granos de polvo en el material interestelar de disco.

APENDICE A.

I. Integrales para la polarización y el scattering.

Para poder integrar las ecuaciones (4.6), (4.6') y (4.8), primeramente es necesario expresar todo en función de las variables de integración. Si, tal como sugiere la simetría del problema, usamos coordenadas esféricas, podremos poner que:

$$dV = r^2 \sin\theta \, dr \, d\alpha \, d\beta \quad (\text{A.1})$$

con:

$$0 \leq \alpha \leq 2\pi \quad , \quad 0 \leq \beta \leq \pi \quad , \quad 0 \leq r \leq r_t.$$

Para expresar  $\theta$  y  $\phi$  en función de las variables del problema hagamos el siguiente razonamiento:

El producto escalar entre  $\mathbf{d}$  y  $\mathbf{v}$  será:

$$\mathbf{d} \cdot \mathbf{v} = |\mathbf{d}| |\mathbf{v}| \cos \theta,$$

entonces,

$$\cos \theta = \frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{v}}{d} = \frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{i}}{d} = \frac{X}{d}, \quad (\text{A.2})$$

donde  $X$  es la componente  $x$  del vector  $\mathbf{d}$ , e  $\mathbf{i}$  es el versor en la dirección  $x$  (dirección al observador). También:

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{d} \times \mathbf{v}}{|\mathbf{d}| \cdot |\mathbf{v}| \cdot \sin \theta} = \frac{\mathbf{d} \times \mathbf{i}}{d \cdot \sin \theta},$$

y

$$\cos \phi = \mathbf{n} \cdot \mathbf{j} = (\mathbf{d} \times \mathbf{i}) \cdot \mathbf{j} / [d \cdot \sin \theta],$$

que aplicando una rotación cíclica se puede poner como

$$\cos \phi = \frac{(\mathbf{i} \times \mathbf{j}) \cdot \mathbf{d}}{d \cdot \sin \theta} = \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{d}}{d \cdot \sin \theta} = \frac{z}{d \cdot \sin \theta}. \quad (\text{A.3})$$

Además sabemos que

$$x = r \cdot \sin \beta \cdot \cos \alpha - r_N \cdot \cos \psi,$$

$$y = r \cdot \sin \beta \cdot \sin \alpha - r_N \cdot \sin \psi,$$

$$z = r \cdot \cos \beta,$$

$$d^2 = r^2 + r_N^2 - 2 \cdot r \cdot r_N \cdot \sin \beta \cdot \cos(\psi - \alpha), \quad (\text{A.4})$$

$$\cos 2\phi = 2 \cdot \cos^2 \phi - 1,$$

$$\sin 2\phi = 2 \cdot \cos \phi \cdot (1 - \cos^2 \phi)^{1/2}$$

Por lo tanto, usando (A.1), (A.2), (A.3) y (A.4) es posible, al menos formalmente, integrar las ecuaciones (4.6), (4.6') y (4.8). Si además usamos al radio de core como unidad para medir distancias, tendremos que:

$$\sigma = \pi \cdot r'^2 \cdot r_c^2 = \sigma' \cdot r_c^2,$$

$$d = d' \cdot r_c ,$$

$$dV = r_c^3 \cdot r'^2 \cdot \text{sen} \beta \, dr' \, d\alpha' \, d\beta' = r_c^3 \cdot dV' ,$$

$$e(r') = \frac{e_o}{(1 + r'^2)^{3/2}} ,$$

$$y = h \cdot r_c ,$$

$$r_t = r_t' \cdot r_c ,$$

y definiendo:

$$I_o = \frac{2 \cdot e_o \cdot r_c}{(1 + h^2)} ,$$

$$I1 = \int_v w \cdot r_c^3 \cdot p(\theta) \cdot e(r') \cdot (\sigma'/d'^2) \cdot dV' ,$$

$$I2 = \int_v w \cdot r_c^3 \cdot p(\theta) \cdot e(r') \cdot (\sigma'/d'^2) \cdot R(\theta) \cdot \cos 2 \phi \cdot dV' ,$$

$$I3 = \int_v w \cdot r_c^3 \cdot p(\theta) \cdot e(r') \cdot (\sigma'/d'^2) \cdot R(\theta) \cdot \text{sen} 2 \phi \cdot dV' ,$$

se ve que

$$Q_{int} = I2/I1 ,$$

$$U_{int} = I3/I1 ,$$

$$S = I1 / (I_o \cdot \sigma' \cdot r_c^2) ,$$

resultan independientes de  $r_c$  y del tamaño de la nube, en tanto



que  $Q_{int}$  y  $U_{int}$  tampoco dependen del albedo,  $w$ .

## II. Relación entre $I$ y $x_N$ .

Sean  $x_N$  e  $y_N$  las coordenadas de la nube, y  $e(r)$  el flujo emitido por el cúmulo por unidad de volumen y de ángulo sólido. Entonces la contribución al brillo superficial debida a las estrellas que están a una distancia  $r$  del centro, delante de la nube, será:

$$I = \int_{x_N}^{(r_t^2 - y_N^2)^{1/2}} e(r) \cdot dx / L,$$

siendo  $L = 2 \cdot e_0 \cdot r_c / [1 + (y_N/r_c)^2]$  el brillo superficial del cúmulo a la misma distancia del centro. Cambiando variables:

$$r^2 = x^2 + y_N^2, \text{ entonces } r \cdot dr = x \cdot dx, \text{ y}$$

$$dx = \frac{r \cdot dr}{x} = \frac{r \cdot dr}{(r^2 - y_N^2)^{1/2}},$$

y llamando:

$$r = r' \cdot r_c, \quad y_N = h \cdot r_c, \quad r_t = r'_t \cdot r_c, \quad x_N = x'_N \cdot r_c$$

entonces:

$$I = \frac{(1 + h^2)}{2} \int_{(x_N'^2 + y_N'^2)^{1/2}}^{r'_t} \frac{r' \cdot dr'}{(1 + r'^2)^{3/2} \cdot (r'^2 - h^2)^{1/2}} \cdot \quad (A.5)$$

Es decir que  $l$  y  $x_N$  están relacionadas a través de la ecuación integral (A.5).

## 5. CONCLUSIONES.

Antes de resumir las conclusiones de este trabajo, analicemos algunas otras características de estas nubes de polvo, como su masa total, la aparente ausencia de gas asociada a las mismas, o las evidencias sobre su posible origen.

### 5.1 Masas y origen de las nubes.

Usando los datos obtenidos precedentemente, podemos hacer una estimación de la masa de las nubes de polvo encontradas en los distintos cúmulos.

Siguiendo a Kanagy y Wyatt, la masa,  $M_d$ , de una nube esférica será:

$$M_d = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \cdot n_g \cdot m_g , \quad (5.1)$$

donde  $r_d$  es su radio,  $n_g$  el número de granos de polvo por unidad de volumen, y  $m_g$  la masa de cada grano.

La profundidad óptica de la nube es:

$$t \approx 2 \pi a^2 \cdot Q \cdot n_g \cdot r_d , \quad (5.2)$$

con  $a$  el radio de los granos, y  $Q$  su eficiencia de absorción.

Entonces:

$$M_d \approx \frac{8\pi}{9} \cdot r_d^2 \cdot \rho_g \cdot (a/Q) \cdot t , \quad (5.3)$$

donde  $\rho_g$  es la densidad del material.

Si, como sugieren los resultados polarimétricos, los granos están formados por silicatos, siguiendo a MS podemos poner que  $Q/a \sim 2800 \cdot (n \cdot k / 0.015) \text{ cm}^{-1}$ , y tomando  $\rho_g = 1 \text{ g.cm}^{-3}$ , y  $n=1.5$  ( $m=n-ik$  es el índice de refracción del material), tendremos que:

$$M_d \approx (0.047/k) r_d^2 t \quad (\text{masas solares}) \quad (5.4)$$

será la masa de una nube esférica de radio  $r_d$  (en parsecs) y profundidad óptica verdadera  $t$ . Para  $k=0.33$ , la constante entre paréntesis vale 0.13 (Kanagy y Wyatt, 1978), y para  $k=0.01$  (Martin y Shawl, 1981) llega a valer 4.7.

Hay que señalar, también, que la ecuación (5.4) esconde algunas incertezas sobre la geometría real de las nubes, la forma de su densidad, y las propiedades físicas de los granos que las componen.

Ya que típicamente  $r_d$  vale  $\sim 0.25 \text{ pc.}$ , y  $t \sim 2.5$  magnitudes (ver cap. 2), es posible estimar que, en promedio, la masa de polvo será de unas  $0.056 M_\odot$  por nube, llegando a  $0.17 M_\odot$  por cúmulo.

Teniendo en cuenta las limitaciones del método fotométrico para detectar nubes con  $I$  mayor que 0.5-0.6, es razonable esperar

que la muestra deba ser corregida en un factor 2 debido a límites de completitud, de modo que el total de polvo por cúmulo puede alcanzar a  $0.34 M_{\odot}$ .

Usando estos números, y suponiendo una razón de gas a polvo de  $\sim 150$  (Knapp 1985), podríamos esperar unas  $50 M_{\odot}$  de gas en algunos de estos cúmulos (este valor debe tomarse como un límite inferior, ya que la razón gas/polvo usada surge de análisis en estrellas de Población I, Frogel y Elias, 1988, proponen un valor de 250 para la razón gas a polvo en el caso de objetos de Población II).

Esta masa está casi un orden de magnitud por encima de los resultados que registra la literatura (por ejemplo Smith et al. 1976, y otras referencias presentadas en la introducción), pero muy por debajo (al menos un orden de magnitud) de las predicciones hechas por la teoría de evolución estelar (ver, por ejemplo, Roberts 1960).

Esta aparente ausencia de gas asociado con el polvo en las nubes, puede ser entendida en el siguiente escenario:

El material es inyectado en el medio por las estrellas del cúmulo (Frogel y Elias 1988, presentan datos de fotometría infrarroja que avalan la existencia de envolturas frías alrededor de variables en algunos cúmulos globulares, en tanto que White et al. 1984, encuentran polarización en la luz de algunas gigantes

rojas). A medida que se expande, la cáscara de gas y polvo eyectada, sufre el efecto gravitatorio y de presión de radiación de las estrellas que van quedando envueltas por ella. El movimiento del polvo estará gobernado por la acción de quien domine entre gravedad y presión de radiación; en tanto, debido a su menor sección eficaz, el gas responderá únicamente a los efectos gravitatorios. El resultado es la diferenciación de dos fases en el material (ver por ejemplo Bhatt 1988): el gas vuelve a caer sobre las estrellas, en tanto que el polvo permanece flotando en el campo de radiación (segregación gas-polvo).

La situación se puede vislumbrar, en forma muy simplificada, considerando el comportamiento de una partícula de polvo en el campo gravitatorio y de radiación de una población de estrellas con densidad uniforme, con iguales propiedades, y en las mismas proporciones que en un cúmulo globular. De este modo, sin considerar el movimiento de las estrellas, la interacción gas-polvo, etc., se puede estimar que estas cáscaras alcanzan radios del orden de 0.20 parsecs (ceranos a los valores hallados) en unos  $10^4$  años.

Como visión alternativa, el material podría ser barrido continuamente por efecto de vientos estelares (Scott y Rose, 1975). Sin embargo, este mecanismo no explicaría los bajos niveles de gas encontrados en cúmulos masivos y concentrados, con velocidades de escape elevadas (por ejemplo, NGC 6388). En estos

casos, Scott y Durissen (1978) asignan un rol importante a posibles explosiones de novas, como generadoras de la energía necesaria para que el material alcance la velocidad suficiente, y pueda escapar del cúmulo.

Respecto de esta discusión, queda un punto que no ha sido tratado a lo largo de este trabajo, y es la posible existencia de un sustrato uniforme de polvo en el interior de algunos cúmulos globulares. Este supuesto sustrato, al no formar parte de nubes, no aparecería en los mapas de extinción aparente, del tipo de los que se muestran en las Placas 2.1 a 2.10, aunque su presencia podría ser diagnosticada de manera diferente:

Esta "sopa" de polvo debería producir un ensanchamiento en la secuencia principal de un cúmulo globular; sin embargo, sólo recientemente han comenzado a aparecer en la literatura, los primeros diagramas color-magnitud con secuencias principales suficientemente completas como para intentar apreciar este efecto. Estos datos, tomados en todos los casos en las zonas más externas de los cúmulos, resultan todavía insuficientes para formular alguna conclusión sobre la importancia de este fenómeno.

Pero por otro lado, este material distribuido provocaría variaciones en los colores del cúmulo en escalas de algunas fracciones de minuto de arco, variaciones que deberían ser más notables en las zonas internas, debido al rápido aumento en el

número de estrellas proyectadas por unidad de área. Este fenómeno puede compararse con el análisis presentado en la sección 2.3.4, y en las Placas 2.12 y 2.13.

## 5.2 Conclusiones.

Ahora sí hagamos un resumen de los resultados encontrados a lo largo del trabajo:

Mediante tres medios independientes -fotometría, polarización y procesamiento de imágenes-, se mostró la existencia de nubes de polvo en el interior de cúmulos globulares:

1) Inicialmente, las nubes fueron detectadas fotométricamente, por su efecto sobre el brillo de la componente no resuelta de estrellas del turn-off y de la secuencia principal del cúmulo.

Se construyeron imágenes artificiales de cúmulos globulares, para conocer la probabilidad de que estas nubes pudieran ser causadas por fluctuaciones estadísticas en el número de estrellas. El resultado fue que, frente a los tamaños de las nubes encontradas, tal posibilidad era despreciable.

Se midieron entonces las extinciones aparentes de las nubes en cinco colores (UBVRI), explicándose su comportamiento a través de un modelo de tres parámetros:



- la absorción verdadera de la nube en el visual,  $A_V$ ,
- su posición dentro del cúmulo, representada por el brillo superficial de las estrellas del cúmulo entre la nube y el observador,  $l$ , y
- la fracción de luz del cúmulo dispersada por la nube en dirección al observador,  $S_V$ .

Paralelamente, esta explicación elimina la posibilidad de que las nubes se pudieran encontrar delante del cúmulo, en cuyo caso, las absorciones aparentes deberían seguir la ley de extinción interestelar normal.

2) Por otro lado, se detectó polarización tangencial en la posición de algunas de las nubes, un fenómeno similar al que ocurre en nebulosas de reflexión galácticas, y un método independiente del anterior para comprobar su existencia.

La fracción de luz dispersada por la nube,  $S$ , y el porcentaje de polarización esperado, fueron calculados para el caso ópticamente fino, con un modelo que reproducía las condiciones geométricas del problema. Los resultados que se obtuvieron muestran una coincidencia satisfactoria con las observaciones, indicando que los tamaños típicos de los granos de polvo que componen las nubes rondan los 0.15  $\mu\text{m}$ ; sin embargo, esos mismos resultados sugieren que el problema debería ser tratado en forma

más rigurosa, resolviendo la ecuación de transporte en el caso ópticamente grueso.

3) La presencia de polvo está también sustentada por los resultados de mapeo de color y técnicas de "unsharp masking" en el núcleo de NGC 362. En este caso, la técnica aplicada permite el estudio de las zonas más internas del cúmulo, no alcanzadas por el primer método.

Finalmente, la masa total de polvo encontrada en estos objetos, enfatiza aún más el problema de los bajos niveles de gas mono-atómico hallados en estos sistemas.

Este efecto es más drástico aún, si se tiene en cuenta que sólo se ha examinado una pequeña parte de cada cúmulo, y que aún resta por saber qué cantidad de polvo puede existir más allá de 5 radios de core de sus centros.

### 5.3 Perspectivas.

El tema deja abiertos aún algunos interrogantes, y puntos por investigar.

Por ejemplo, cómo detectar posibles nubes de polvo en zonas más alejadas de los núcleos de los cúmulos, donde la relación señal-ruido en el background, no permite usar el método de la

moda. La polarización parece una alternativa, aunque un poco engorrosa si no se sabe dónde buscar.

Sería pues interesante conocer los efectos de hipotéticas nubes sobre los perfiles de brillo en las zonas más externas, donde la luz del cúmulo dispersada por la nube, dominaría a la absorción sobre un background mucho más débil.

Aún quedan por entender los pocos datos IR con que se cuenta, poniendo el máximo cuidado para eliminar el brillo del cúmulo en forma adecuada (fundamentalmente las gigantes y estrellas de la rama asintótica).

Asociada a este punto, también queda pendiente la cuestión de las condiciones físicas del polvo (temperatura, densidad), y un análisis de la polarización y el scattering en el caso ópticamente grueso, acompañado de la utilización de métodos matemáticos más complejos.

Debido a su origen (Población II), quedaría por conocer la forma de la curva de extinción interestelar normal para los granos de polvo que conforman las nubes halladas en estos cúmulos. En este trabajo se utilizaron valores correspondientes a material del plano galáctico (de Población I), dado que actualmente se carece de datos para resolver correctamente este problema, en tanto que estos primeros resultados parecen justificar un esfuerzo futuro en busca de la respuesta a este interrogante.

Como se ve, el tema no está terminado. Resta mucho por hacer aún, tanto desde un punto de vista observacional como desde una perspectiva teórica. Parte de este trabajo será cosa que nos competa a nosotros. El resto dependerá de la repercusión que logremos con estos resultados entre la comunidad astronómica...

...después de 100 años de controversia, y de mentes acostumbradas a la idea de cúmulos globulares "limpios", esa será otra de las tareas en la que nos veremos comprometidos en el futuro.

APENDICE B.

"Dust Clouds Within Globular Clusters", Juan C. Forte and  
Mariano Méndez, *Astron. Journal*, 95, 500 (FM1).



## DUST WITHIN GLOBULAR CLUSTERS

JUAN CARLOS FORTE<sup>a),b)</sup>Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires, Argentina  
and

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, La Plata, Argentina

MARIANO MÉNDEZ<sup>a)</sup>

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, La Plata, Argentina

Received 22 June 1987; revised 8 September 1987

## ABSTRACT

This paper presents a four-color ( $BVRI_{KC}$ ) CCD survey of ten southern globular clusters. Surface-brightness analysis shows the existence of regions with light deficiency, which are likely to be identified as obscured areas. The behavior of the apparent extinction can be explained, assuming that relatively dark clouds (intrinsic  $A_V = 2.5$  mag, on the average) are located *within* the clusters. Color sampling on 21 cloud candidates reveals that, in 18 cases, the apparent extinction as a function of wavelength is consistent with a combination of geometrical (position) and scattering effects. Dust masses are on the order of  $5 \times 10^{-3} M_{\odot}$  per cloud, but the minimum total dust content in each cluster may be one order of magnitude larger.

## I. INTRODUCTION

The existence of dark patches in globular clusters has been frequently mentioned in the literature (Rosse 1861; Hogg 1959a,b), and Roberts (1960) presented arguments supporting their intracluster nature. More recently, Kanagy and Wyatt (1978) suggested the existence of selective reddening, consistent with normal interstellar dust, for some cloud candidates in M3 and M15. Additional arguments to support the existence of dust clouds in globulars have been given on polarimetric grounds (Martin and Shawl 1981). However, the presence of nebular matter in globular clusters is not widely accepted because the results mentioned before are conflicting with those coming from *gas* searches, both in the optical and radio domains. On the other side, current ideas on stellar evolution predict that, as a result of mass loss from stars in the red giant phase, several hundred solar masses of nebular material should be present, at least between two passages of the cluster across the galactic disk. A detailed report about the different surveys related to this problem and about the "cleansing" mechanisms which could be responsible for the depletion of interstellar matter in globular clusters can be found in Roberts (1987).

The problem of the optical detection of dust clouds in globular clusters is the lack of an obvious smooth light background against which these objects could be seen in absorption. In fact, such background exists: the "unresolved" population of main-sequence stars in the neighborhood of the cluster nuclei. However, this background is rendered extremely noisy by the presence of the brightest giant stars. Kanagy and Wyatt (1978) attempted the measurement of extinction against an average background defined by means of densitometric plate tracings. This paper takes advantage of the larger dynamic range of CCD detectors, and in our case the smooth background is defined by sampling the images in concentric rings and computing the mode of the pixel brightness distribution in each one. The digital subtraction of the background so defined from the original images en-

hances the presence of regions with deficiency of light. The method is constrained both for small and large angular distances from the cluster nuclei. In the first case, the presence of the bright giant stars and the overlapping of their seeing and instrumental profiles prevent the sampling of the faint underlying population. At large radii, the signal-to-noise ratio decreases and the background cannot be reliably defined.

A crucial test for the interpretation of regions with light deficiency as a result of extinction by dust would be the detection of selective absorption, having in mind, however, that this implies the assumption that the grains behave like the "average" interstellar ones.

This work includes six clusters with low foreground reddening ( $E_{B-V}$  from 0.01 to 0.04 mag), while the remaining ones exhibit an  $E_{B-V}$  color excess range from 0.14 to 0.32 mag. We note that, the extinction being measured in a *differential* way, the existence of dust along the line of sight to these last clusters should not affect our results, provided that this material behaves in a uniform way on scale lengths of some tens of arcseconds.

## II. OBSERVATIONS AND DATA HANDLING

The observations were made using the 0.9 m telescope at Cerro Tololo in combination with the RCA chip No. 4. The resulting scale was 0.49 arcsec per pixel at the Cassegrain focus. The frames were obtained between 5 and 9 August 1985, and typical exposures were about 180 s for the blue band and 50 s for the near-infrared filter. The filter set reproduced the Johnson  $BV$  and Kron-Cousins  $RI$  bands. The zero point and color coefficients were determined by observing standard-star sequences from Vigneanu and Azzopardi (1982), yielding

$$\begin{aligned} V &= v - 0.098(B - V) + 11.64, \\ (B - V) &= 1.17(b - v) + 0.233, \\ (V - R) &= 0.93(v - r) + 0.570, \\ (V - I) &= 0.99(v - i) + 1.230. \end{aligned}$$

Instrumental effects were corrected using the CFCCD package, and subsequent analysis was performed using specifically written routines (center determination, mode analysis) and the CTIO-IRAF facilities.

<sup>a)</sup> Visiting Astronomer, Cerro Tololo Inter-American Observatory, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA, Inc.), under contract with the National Science Foundation.

<sup>b)</sup> Member of the Carrera del Investigador Científico, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, República Argentina.





Each frame centered on the clusters was supplemented with an offset one in order to help in estimating the level of the sky brightness.

### III. MODEL FITTING

In order to define the background to be subtracted from the original images, the frames were sampled in concentric rings (typically 1 to 2 arcsec wide) centered on the photometric center of the cluster (see below). For each ring, the analysis of the pixel-brightness distribution yields the mean and the median values. In general, the number versus intensity histograms show considerable skewness as a result of the contribution from the brightest stars. However, after rejecting all the pixels above the mean intensity value, a new mildly asymmetric histogram can be obtained. This fact allows the use of the “three and two” approximation to estimate the value of the mode (the most frequent pixel value).

To avoid the effects of the crowded stellar profiles in the central regions of the clusters, the mode analysis was performed at distances larger than one core radius. The behavior of the mode values as a function of angular radius showed that in all cases they can be adequately represented by a King (1962) profile. Noticeable deviations from these analytical profiles are known to exist (Leroy *et al.* 1976; Kron *et al.* 1984) but, in general, they are confined to the innermost regions of the clusters. Consequently, we adopted the King profiles that give the best overall fit to the “mode” backgrounds as the smooth component to be subtracted from the observed frames.

The King profiles give the run of the projected stellar density or surface brightness  $f$  as a function of the angular radius  $r$  and require two scale parameters:  $r_c$ , the core or concentration radius, and  $r_t$ , the tidal radius:

$$f = f_0 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - (r/r_c)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 - (r_t/r_c)^2}} \right]^2,$$

where  $f_0$  is a normalization parameter. The tidal radii were taken from Peterson and King (1975) and are on the order of several hundred arcsec. The core radii were independently estimated for each cluster, showing an agreement within  $\pm 0.5$  arcsec with the published values. The quality of the

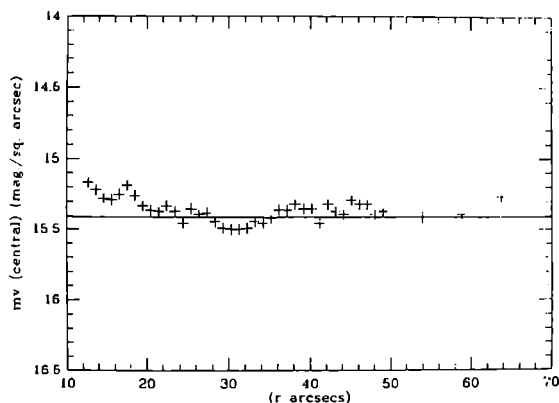


FIG. 1. Central surface brightness computed from the fitting of the mode background at different angular distances from the center for NGC 362. The horizontal line,  $m_v = 15.41$ , represents the adopted value. The range of the fitting is approximately 1 to 5 core radii ( $r_c = 13$  arcsec).

King fitting can be estimated by computing the central surface brightness (i.e., for  $r = 0$ ) predicted by the mode value determined in each ring. As an example, Fig. 1 shows the results obtained from the visual frame of NGC 362. This fitting spans a radial range from 1 to 5 core radii and shows a noise of  $\pm 0.08$  mag. These rms errors are typical for our program clusters. The absence of a bias effect as a function of radius on the estimated mode values was checked with diagrams like the one depicted in Fig. 1, for all clusters and each color. The increasing trend observed in brightness for the smaller  $r$  values is the result of the presence of the brightest stars, whose images become closely packed in the central regions, and prevent the estimate of the underlying background. The remaining colors show a similar behavior, the noise being decreased to 0.8 of the  $V$  value for the blue filter and increased to 1.2 in the  $I$  band.

The efficiency of the algorithm in estimating the mode distribution was tested by running the routine on semiartificial models of globular cluster images. The main concern was the effect arising in the light scattered from the brightest stars on the mode values. The semiartificial clusters were generated by combining the images of all the resolved stars in the observed clusters with analytical backgrounds having surface brightnesses ranging from 0.9 to 0.5 of the observed ones. In all cases, the test backgrounds were recovered with uncertainties smaller than  $\pm 6\%$ , and no radial trends were found. This result suggests that, at the angular distances where the fittings were made, the instrumentally scattered light does not play a major role in the estimate of the background level.

Three steps had to be performed previous to the model fitting:

(a) *Determination of the cluster center:* We define this point as the one that provides the best symmetry center for the overall light distribution. The mirror-autocorrelation method (e.g., Djorgovski 1987) and the simulation of strip photometry along the N-S and E-W directions (Forte and Méndez 1984) were employed. Both methods gave typical uncertainties on the order of  $\pm 1 - \pm 1.5$  pixels.

(b) *Sky level:* Since our frames do not reach far enough from the cluster center for a direct estimate of the sky brightness, we adopted an iterative procedure. An initial value for the sky was measured near the edges of the CCD frames. This value was used as input in a first King profile fitting. The cluster contribution, at the positions where the sky was measured, was then subtracted from the original values, and this new sky was used in a second fitting. The procedure was iterated until the final sky values did not differ by more than readout noise. In turn, these values were compared with the sky measured on off-centered frames that reach an angular distance of some 250 arcsec from the cluster nuclei, showing agreements to within  $\pm 10\%$ .

(c) *Image shifting:* The images show slight relative shifts. All the images were moved to the same coordinate system by measuring the centroids of some 10 to 15 stellar images and using the IRAF-imshift routine. The centering errors (with respect to the  $V$  frames that were taken as reference) were estimated as  $\pm 0.1''$ .

The visual central brightness and colors for the background determined for each cluster, as well as the range of the fitting in  $r$  (expressed in core radii units), are given in Table I.

The physical meaning of the background can be explained by means of Fig. 2. Large dots represent the observed colors,

TABLE I. Central brightness and colors for the globular cluster backgrounds.

Cluster	$V_c$	$r_c$	$r_1$	$(B - V)$	$(V - R)_{KC}$	$(V - I)_{KC}$	Fitting range ( $r_c$ )
NGC 362	15.41	13.0	10.2	0.58	0.44	0.83	1- 5.0
NGC 1261	17.68	17.9	7.9	0.47	0.49	0.81	1- 3.0
NGC 1851	15.11	8.0	8.1	0.65	0.49	0.87	1- 5.0
NGC 5824	15.72	3.5	20.0:	0.84	0.35:	1.02	1-16.0
NGC 6266	15.69	14.5	10.7	1.10	0.68	1.40	1- 4.0
NGC 6388	14.78	9.5	8.3	1.12	0.69	1.45	1- 4.0
NGC 6624	17.12	12.5	6.3:	0.86	0.58	1.24	—
NGC 6723	18.14	35.0	12.6	0.62	0.47	0.88	1- 1.9
NGC 6752	16.99	33.0	34.7	0.51	0.40	0.90	1- 1.8
NGC 7099	16.90	13.5	15.8	0.58	0.29	0.66	1- 6.0

Notes to TABLE I

$V_c$  in magnitudes per sq. arcsec.

$r_c$  in arcsec.

$r_1$  in arcmin (from the compilation by Harris and Racine 1979).

while the small ones are the result of foreground-reddening corrections along paths with  $E_{V-I}/E_{B-V} = 1.30$  and adopting the  $E_{B-V}$  values given by Harris and Racine (1979, hereafter referred to as HR). Although the use of the quoted reddening slope for globular clusters can be questioned, we note that this uncertainty has no effect on the slightly reddened clusters, whose average values are  $(B - V) = 0.54 \pm 0.07$  and  $(V - I) = 0.85 \pm 0.10$  (rms). The reddened clusters are shifted towards positions that are compatible with the errors of those averages, with the exception of NGC 6388. The discrepancy could be removed if the color excess quoted by HR for this cluster ( $E_{B-V} = 0.32$  mag) is increased by 0.10–0.15 mag, or by some 0.03–0.08 mag if we adopt the color excess given by Reed *et al.* (1987).

The integration of the luminosity function below the turn-off point (e.g., using the C–M diagrams published by Bolte (1987a,b) of some globular clusters gives colors that range from  $(B - V) = 0.45$  (for the “blue” NGC 7099) to  $(B - V) = 0.52$  (for NGC 362 and 6752). These values are compatible with the color determined for our unreddened clusters, and we conclude that the algorithm has been able to estimate the brightness contribution from the unresolved main-sequence stars.

IV. CLOUD CANDIDATES

The results of the subtraction of the backgrounds from the visual frames are shown in Figs. 3–11 [Plates 17–25]. These

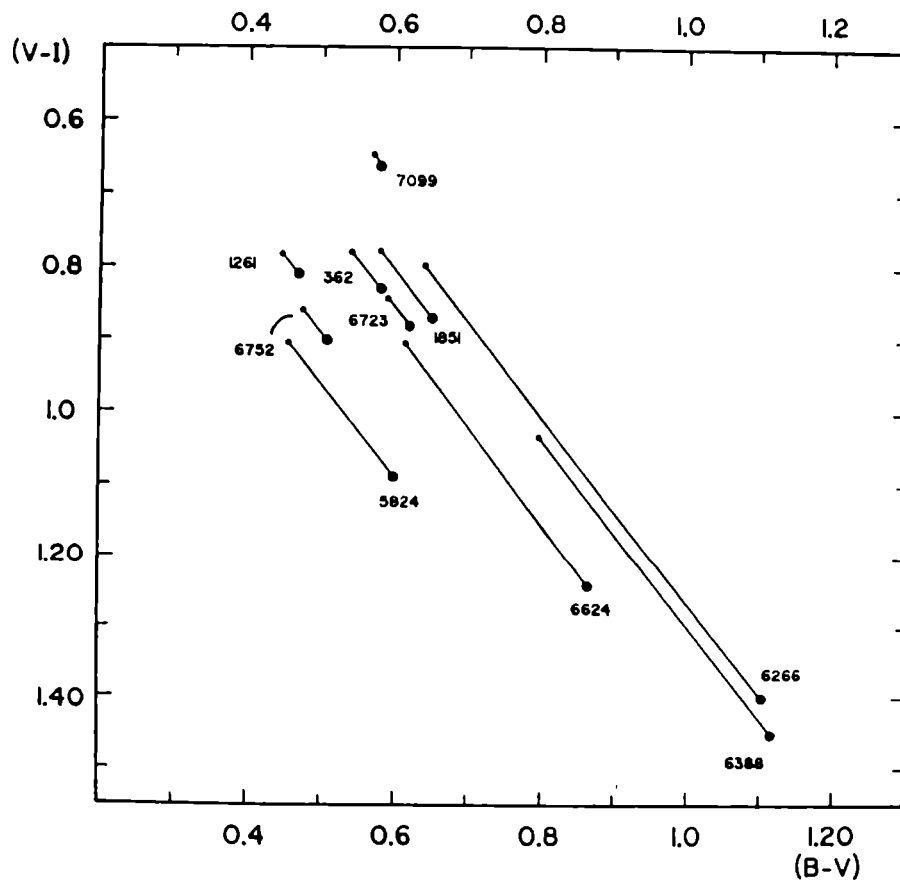


FIG. 2. Two-color diagram for the derived backgrounds (large dots). Small dots represent the locus of the unreddened colors along paths with  $E_{V-I}/E_{B-V} = 1.3$  (see the text).

TABLE II. Cloud candidates.

Cluster	x (pix.)	y (pix.)	$\phi$ (arcsec)	$\phi$ (pc)	Comments
NGC 362	168	269			Center
	173	216	3	0.09	1.84
	210	287	4	0.17	1.73
	227	221	12	0.52	2.91
NGC 1261	191	236			Center
	183	250	4	0.27	0.44
NGC 1851	193	281			Center
	232	257	7	0.39	2.84
	158	325	5	0.26	3.49
NGC 6266	184	290			Center
	151	244	6	0.16	1.95
	158	278	5	0.13	0.95
	209	307	5	0.13	0.95
	218	356	5	0.13	2.52
	231	282	8	0.23	1.60
NGC 6388	176	283			Center
	94	319	10	0.66	4.95
	179	359	9	0.61	4.19
	210	222	5	0.34	3.80
	245	305	5	0.34	4.50
NGC 6752	191	268			Center
	164	215	8	0.15	0.90
	193	366	11	0.22	1.47
	269	255	16	0.34	1.19
NGC 7099	281	216	16	0.34	1.35
	178	281			Center
	148	286	7	0.28	1.13
	197	268	5	0.18	0.85
	241	235	4	0.12	1.65

Notes to TABLE II

In the case of elongated clouds, an average diameter is given.

composite images depict the percent extinction (i.e., extinction divided by the expected brightness from the modal analysis) in linear units. The cluster contours were obtained by setting a limiting brightness level ten times above the original readout noise (after sky subtraction). The cloud contours are defined by an isophotal level that is 0.25–0.30 mag below the expected brightness derived from the fitted background.

The apparent annular distribution of the clouds that can be seen in some cases is a result of a selection effect, since the method will generally fail to reveal clouds very close to the nuclei and, on the other hand, we required that the cloud cores should be ten to fifteen times above the noise after sky subtraction.

The rectangular coordinates of the center of the clouds in pixel units, apparent approximate diameters, and linear diameters (adopting the distances given in HR), as well as distances to the cluster centers (in  $r_c$  units), are listed in Table II. Table III gives the apparent extinctions for the different wavelengths, measured through  $3 \times 3$  pixel windows ( $1.5 \times 1.5$  arcsec). These measures were made after convolving the images with a square filter (weights for the central, side, and corner pixels: 0.172, 0.121, 0.086, respectively). This operation decreases the resolution but, at the same time, obliterates the readout noise. In all cases, we avoided the sampling in regions with bright stars within 10 arcsec.

The average linear size of the clouds listed in Table II is close to 0.25 pc in diameter. However, this size may be only typical for the cloud cores. In some cases, the distribution of

TABLE III. Apparent extinctions.

Cluster	x-y	$A_B$	$A_V$	$A_R$	$A_I$	Errors <sup>a,b</sup>			
NGC 362	158-159		0.54:						
	173-216	0.32	0.31	0.30	0.29	3	5	8	9
	210-287	0.52	0.51	0.49	0.52	3	5	4	3
	227-221	0.58	0.54	0.56	0.53	3	2	4	2
NGC 1261	183-250	0.40	0.36	0.37	0.38	5	5	7	17
NGC 1851	232-257	0.41	0.44	0.40	0.26	3	5	6	8
NGC 6266	151-244	0.31	0.45	0.46	0.42	3	2	3	6
	158-279	0.40	0.45	0.43	0.41	2	2	2	3
	209-307	0.30	0.38	0.39	0.36	2	3	4	3
	218-356	0.51	0.53	0.56	0.45	3	3	7	8
	231-282	0.36	0.39	0.39	0.34	2	5	4	7
NGC 6388	94-319	0.38	0.63	0.57	0.57	4	5	5	7
	179-359	0.35	0.44	0.43	0.36	9	4	3	6
	210-222	0.26	0.38	0.43	0.39	11	12	7	12
NGC 6752	164-215	0.52	0.55	0.51	0.52	4	5	7	8
	193-366	0.86	0.94	0.85	0.68	5	5	4	4
	269-255	0.70	0.73	0.70	0.63	6	3	4	5
	281-216	0.72	0.70	0.66	0.58	6	4	8	9
NGC 7099	148-286	0.42	0.53	0.50	0.44	5	5	6	8
	197-268	0.25	0.35	0.32	0.27	6	3	4	8
	240-277	0.51	0.71	0.73	—	4	5	10	—

<sup>a</sup> Errors in hundredths of a magnitude.

<sup>b</sup> The quoted errors are computed from the rms of the measure inside the  $3 \times 3$  pixel window. An additional systematic uncertainty depends upon the fitting of the background (typically,  $\pm 0.05$  mag).

these cores suggests that they belong to larger complexes with sizes on the order of 1–1.5 pc.

The smallest angular size of the detected clouds is about 4 arcsec. It means that adopting the linear average size quoted above, a typical cloud could not be detected for distances larger than some 14 kpc. This is consistent with the negative results obtained for NGC 5824 ( $d \approx 15$  kpc), a cluster with a very small concentration radius ( $r_c = 3.5$  arcsec) and with the detection of a single cloud in NGC 1261 ( $d \approx 13.5$  kpc). The cloud with the largest angular extent in our sample is 193-366 in NGC 6752. Its linear diameter, 0.22 pc, is close to the overall mean value.

There is no obvious relation between the largest extinctions detected in each cluster and the distances of the clusters to the Sun. This means that the projected linear size of our sampling window (0.03–0.10 pc) did not introduce important “washout” effects on the derived extinctions.

Some clusters deserve particular comments. NGC 6624 shows a very complex “microstructure,” and no color sampling was possible because of the small size of the cloud candidates. The existence of an expanding nebula close to the center of this cluster has been reported (Bel *et al.* 1980), and the possible connection between both phenomena should be investigated. NGC 6266 shows remarkably asymmetric isophotes even on direct images, suggesting the existence of an extended cloud complex. In NGC 6723, the situation is similar to the case of NGC 6624 and there is an obvious concentration of the light deficiency inside the core radius. The fact that this cluster is underluminous in the central region was already reported by Kron *et al.* (1984).

V. THE SELECTIVE ABSORPTION LAW

The apparent extinction as a function of inverse wavelength for each cloud candidate is shown in Fig. 12. Some

values listed in Table III were not plotted because they looked very similar to others already depicted in this figure. The cloud candidates detected in NGC 362 and NGC 1261 do not show any evident dependence on wavelength, a behavior that would be consistent with the hypothesis that they are just statistical fluctuations. However, additional arguments, based on image-processing techniques and on scattering modeling, can be given to support the existence of the clouds, at least for NGC 362 (Forte *et al.* 1987).

The remaining clouds show a systematic behavior: in general, the apparent extinction increases from the near infrared towards the visual and then decreases in the blue filter. The same behavior is clearly seen in Figs. 3 and 4 of Kanagy and Wyatt (1978), who reach the near-UV region. This run of the apparent extinction with wavelength can be explained if the clouds are located *inside* the clusters.

Let us assume that  $\varphi(r)$  is the integrated luminosity function in a unit volume and  $l_1, l_2$  are the boundaries of the cluster along a given line of sight. The surface brightness at a given point will be proportional to

$$L = \int_{l_1}^{l_2} \varphi(r) dl.$$

If a cloud is located inside the cluster at a position  $l_0$ ,

$$l = \int_{l_1}^{l_0} \varphi(r) dl$$

will be the brightness contribution from stars located between the cloud and the observer. If  $\tau_\lambda$  is the optical depth of the cloud at wavelength  $\lambda$ , the apparent extinction will be given by

$$\Delta m_\lambda = -2.5 \log \left[ \frac{l + (L - l)e^{-\tau_\lambda}}{L} + S_\lambda \right].$$

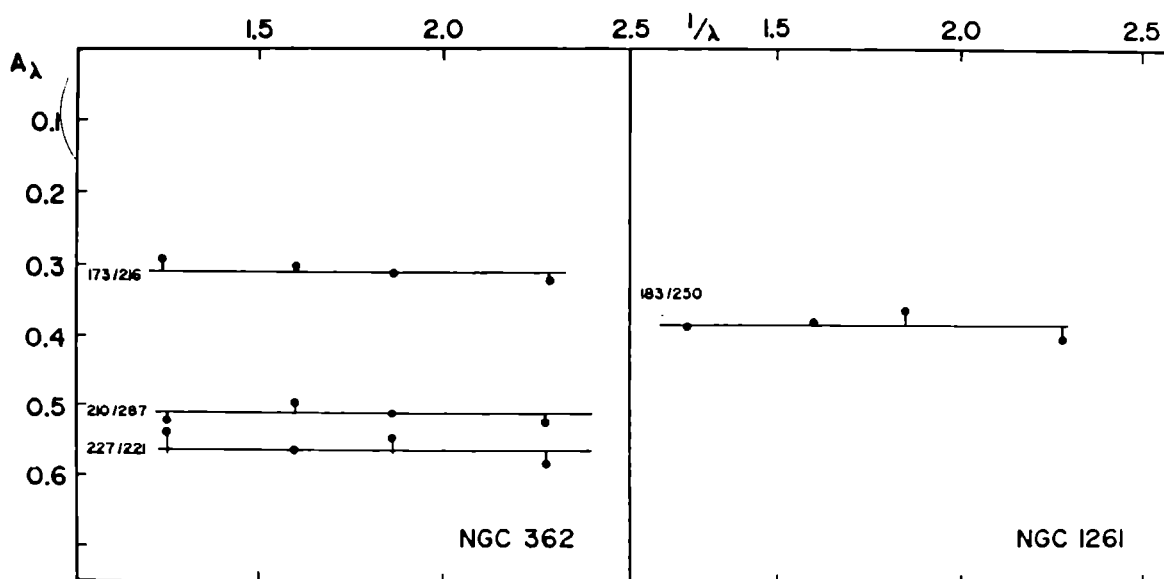


FIG. 12. Apparent extinction as a function of inverse wavelength for cloud candidates listed in Table III. The solid lines represent model fittings characterized by the parameter  $A_v$  (intrinsic extinction),  $l$  (a measure of the cloud position within the cluster), and  $S_v$  the contribution from the light scattered in the visual range (in units of fractions of the surface brightness at the position of the cloud).

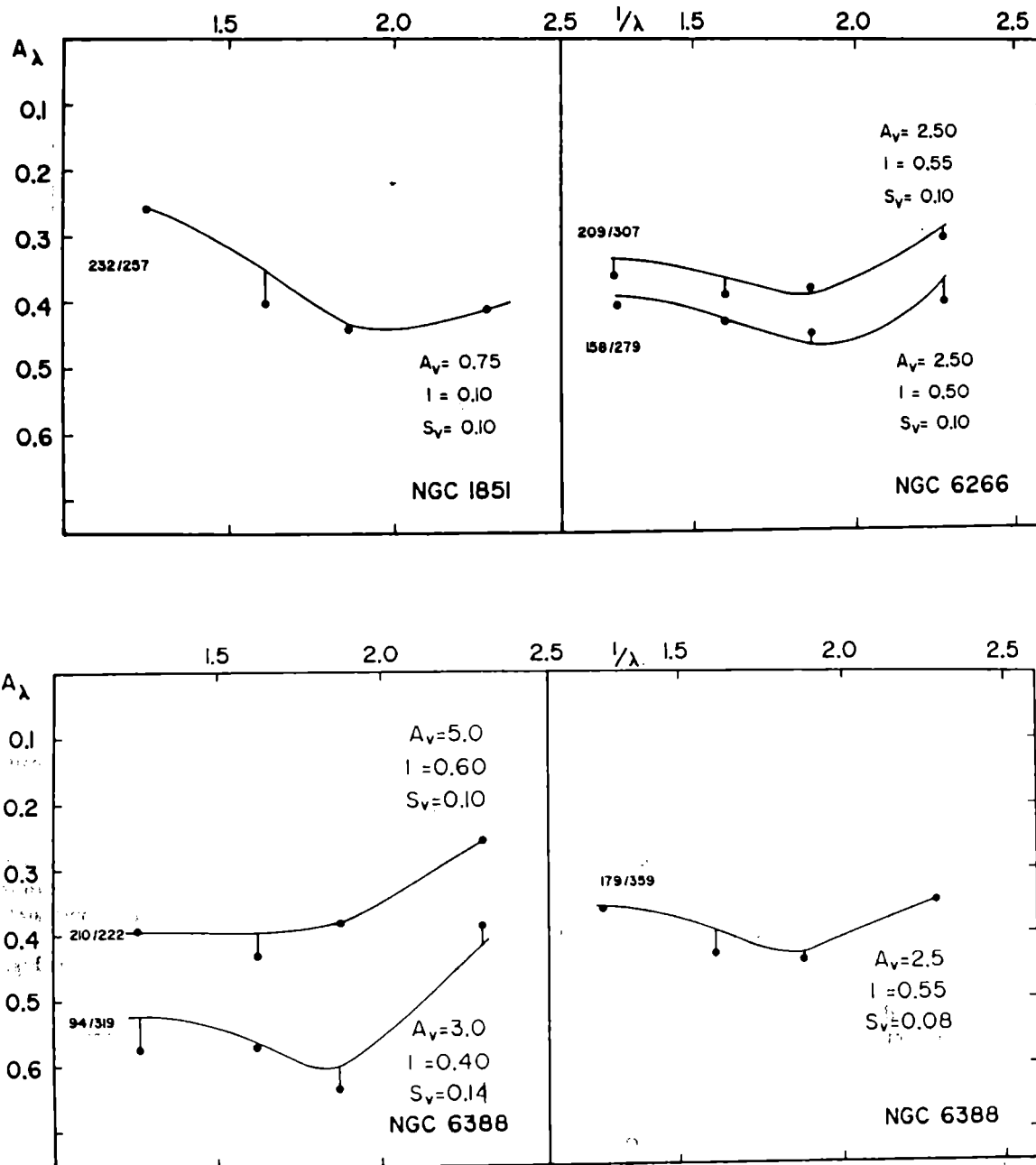


FIG. 12. (continued)

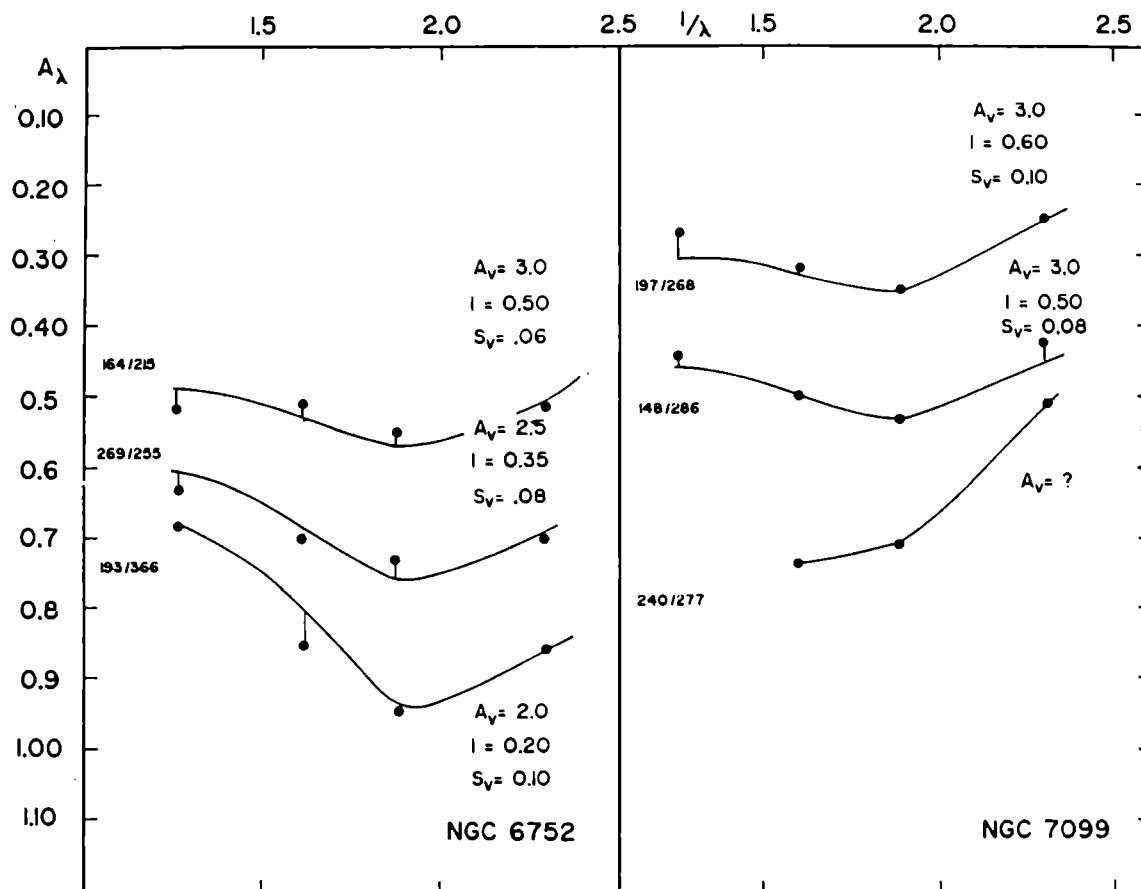


FIG. 12. (continued)

This expression includes a parameter  $S_\lambda$  which accounts for the light scattered by the dust along the line of sight, measured in fractions of the unextinguished surface brightness at the projected position of the cloud. In our case, we assumed that  $\tau_\lambda$  can be approximated with the standard extinction law (e.g., Schultz and Wiemer 1975), despite the fact that, if the dust has been originated in a low-metallicity environment, its photometric properties might be different from those typical for the galactic plane dust. The situation for modeling the scattering is more complex, and, as a first step, we adopted a parametric description. A recent investigation about properties of reflection nebulae can be found in Witt and Schild (1986). These authors discuss the behavior of the  $\Delta C(B,V)$ ,  $\Delta C(V,I)$  indexes, which measure the colors of the scattered light independently of the colors of the illuminating stars. The color dependence for the scattered light will be set both by the variation of the effective cross section and by the variation of the phase function (i.e., the degree of anisotropy) of the dust grains with wavelength. This last effect introduces a geometric factor which will depend upon the position of the cloud inside the cluster and requires a detailed model for each case. As a first approach, we adopted a color dependence given by  $\Delta C(B,V) = 0.20$  and  $\Delta C(V,I) = 0.12$ . These numbers were computed with models that follow the lines described in Witt and Schild (1986) for the "single-scattering" situation, and are averages for clouds at different positions along the line of sight. These models assume, as

explained in what follows, that the main source of scattered light is the cluster as a whole.

The solid curves in Fig. 12 represent different cloud models typified by the parameters  $l$  (a measure of the position of the cloud inside the cluster),  $A_V$  (the intrinsic visual extinction) and the scattering parameter  $S_V$ . Even though those parameters were chosen without any *a priori* constraint, the following results can be noted:

- (a) The distribution of the parameter  $l$  (shown in Fig. 13)

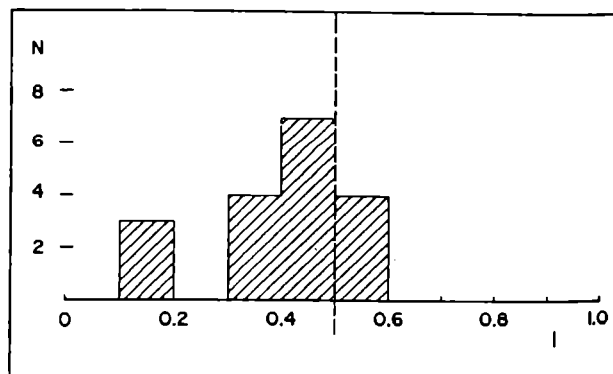


FIG. 13. Distribution of the parameter  $l$  (position along the line of sight) from the fittings shown in Fig. 3 for the cloud candidates.

suggests that the detected clouds are located mainly between the plane (parallel to sky) that contains the cluster nucleus and the observer. This is the most likely situation, since clouds located beyond that plane will produce smaller detectable effects.

(b) The range of intrinsic extinctions seems rather narrow, with a peak around  $A_V = 2.5$  mag, suggesting some kind of homogeneity, already noted, regarding the linear sizes of these clouds.

(c) The parameter  $S_V$  shows little variation within each cluster and even from cluster to cluster, ranging from 0.06 to 0.15 in the most extreme cases.

(d) The adoption of a steeper color dependence for the scattered light, for example,  $\Delta C(B,V) = 0.30$ ,  $\Delta C(V,I) = 0.70$ , which in Fig. 15 of Witt and Schild (1986) belongs to the bluest colors for reflection nebulae, leads to a decrease of the average  $A_V$  and  $S_V$  values of some 20% and 30%, respectively. The distribution of the parameter  $l$  remains essentially unchanged.

The behavior of the  $S_V$  values, i.e., the lack of a strong dependence on radial position, can be explained in terms of a simple model, which shows that the main source of scattered light (for  $r$  larger than  $r_c$ ) is the illumination provided by the whole cluster and is less dependent on the conditions inside or in the immediate neighborhood of the cloud. A quantitative estimate of the expected values of  $S_V$  can be obtained assuming that (following Martin and Shawl 1981)

$$\epsilon(r) = \frac{\epsilon_0}{[1 + (r/r_c)^2]^{3/2}}$$

gives a good approximation to the energy output (per unit volume and solid angle) for a stellar distribution whose surface brightness follows a King profile. If the impact parameter of a visual line through the cluster is  $z = hr_c$ , the integrated surface brightness at  $z$  will be given by

$$I_0 = \frac{2\epsilon_0 r_c}{1 + h^2}.$$

If a cloud producing scattering has a volume  $V = 4/3\pi r_c^3$  and an effective cross section  $\sigma$ , the illumination coming from an elementary volume  $dV$  at a distance  $d$  will be given by

$$dF = \frac{\epsilon(r) \sigma}{d^2},$$

and a fraction  $pdF$  of this flux will be scattered toward the observer, where  $p$  is the phase function of the dust grains. The computation of the factor  $p$  implies the adoption of a phase function, which in our case we approximated with the Henyey–Greenstein (see Martin 1978) analytical function.

The computation of  $p$  also requires the definition of a scattering angle, set by the relative position of the volume,  $dV$ , the cloud, and the observer.

In this calculation, we assume that all the energy crossing the cloud boundaries is scattered, thus giving upper limits for the parameter  $S_V$ , which is a measure of the light scattered towards the observer. This parameter can be evaluated by integrating the product  $pdF$  contributed by the whole cluster. Table IV gives the results of a numerical integration for a cluster with  $r_c = 0.5$  pc (which is a representative value for our program clusters) and adopting a cloud diameter of 0.25 pc. Column 1 gives the radial position of the cloud (in terms of  $r_c$ ), and columns 2 and 3 give the total incident flux (from outside the cloud) and the mean energy arising from stars inside the cloud. The following columns give the total flux scattered towards the observer for different values of the angle  $\psi$  (the angle measured at the cloud, between the cluster nucleus and the observer) and the expected surface brightness  $I_0$   $\sigma$  (unextinguished) at the projected radial position of the cloud. The main conclusions that can be drawn from this table are:

(a) The external flux seems to be the main contributor to the illumination of the cloud volume in the range from 1 to 5  $r_c$ .

(b) The adoption of a “forward-throwing” phase function for the dust grains introduces a strong variation of the flux scattered towards the observer (depending on  $\psi$ ) but

(c) The ratio  $\alpha$  of the flux scattered towards the observer to the surface brightness at the projected position of the cloud shows a variation smaller than 2 over the radial range of 1 to 5  $r_c$  (in the most extreme case) and is practically constant for clouds beyond the cluster nucleus ( $\psi < 90^\circ$ ). This last situation is a consequence of the adoption of a forward-throwing phase function.

(d) This last ratio is (for clouds with  $l < 0.5$  and  $\psi > 90^\circ$ ) some four times larger than the observed  $S_V$  values. The discrepancy could be removed by postulating that the clouds are optically thick, and including an effective absorption in the range from 1.5 to 2 mag. These values are consistent with the intrinsic extinctions derived from Fig. 12.

A more rigorous treatment involves the solution of the transfer equation (which, at this stage, is beyond the scope of this paper) and would require a detailed mapping of the cloud density as a function of radius, etc.

The previous reasoning assumes the existence of a smooth illuminating background, typified by  $\epsilon(r)$ . However, the existence of bright giants close to or inside the clouds can produce strong fluctuations in the illumination conditions. Assuming that an average cluster contains some 200 giants, the probability of having one inside a cloud (with typical radius

TABLE IV. Illumination conditions for a globular cluster with  $r_c = 0.5$  pc.

$r/r_c$	$\psi = 45^\circ$						$\psi = 90^\circ$				$\psi = 135^\circ$			
	$F_i/\epsilon_0^a$	$F_v/\epsilon_0^a$	$F_s/\epsilon_0^b$	$I_0\sigma/\epsilon_0^b$	$h$	$\alpha$	$F_i/\epsilon_0^b$	$I_0\sigma/\epsilon_0^b$	$h$	$\alpha$	$F_i/\epsilon_0^b$	$I_0\sigma/\epsilon_0^b$	$h$	$\alpha$
1	23.85	9.84	15.46	97.64	0.71	0.16	20.08	73.24	1.0	0.27	29.13	97.65	0.71	0.30
2	12.09	2.52	7.65	48.82	1.42	0.16	10.70	29.28	2.0	0.36	18.56	48.82	1.42	0.38
3	7.50	0.89	4.34	26.62	2.13	0.16	6.28	14.66	3.0	0.43	11.93	26.63	2.13	0.45
4	5.18	0.40	2.76	16.27	2.84	0.17	4.05	8.61	4.0	0.47	7.71	16.26	2.84	0.47
5	3.81	0.21	1.89	10.85	3.55	0.17	2.83	5.63	5.0	0.50	5.91	10.85	3.55	0.54

<sup>a</sup> In units of  $10^{53}$  (in cgs units).

<sup>b</sup> In units of  $10^{52}$  (in cgs units).

of 0.12 pc) ranges from 15% for a radial distance of 1  $r_c$  and decreases to less than 1% at  $r_c = 5$ . These numbers show that giant stars can introduce some "noise" on the real values of  $S_V$  but, in general, the overall illuminating conditions will prevail in the case of sampling a large number of clouds.

#### VI. DUST MASSES

The estimate of the dust masses faces a large number of uncertainties regarding the properties of the grains and the geometry of the clouds. For a preliminary estimate, we will adopt the parameters given in Kanagy and Wyatt (1978), which lead to mass ( $M_d$ ), size ( $r$ ), and optical depth ( $\tau$ ) of the form

$$M_d = 0.13r^2\tau.$$

Adopting  $r_c = 0.12$  pc and  $\tau \approx 2.3$  from Fig. 12, we find  $M_d = 5 \times 10^{-3} M_\odot$  (per cloud). However, in some cases, like 94-319 in NGC 6388, a single cloud might reach  $M_d = 0.04 M_\odot$ . It is interesting to note that the most massive and intrinsically darkest clouds are found in this object, which is one of the most massive clusters in the Galaxy, with escape velocity on the order of 73 km/s (Webbink 1985).

The minimum dust content per cluster can be estimated by taking into account that, on the average, three clouds have been found per cluster, while Fig. 13 suggests a completeness factor close to 2. This raises the total dust mass to some  $3 \times 10^{-2} M_\odot$ . This mass must be taken cautiously and is very dependent on the adopted grain model. The effect of adopting different grain material may introduce uncertainties close to two orders of magnitude (see Martin and Shawl 1981). On the other hand, the total mass might be increased by searches reaching higher signal-to-noise ratios in the peripheral regions of the clusters.

It can be mentioned that the mass estimated per cloud is well within the range of masses quoted by Gillet *et al.* (1986), who found a warm dust cloud (IRAS 1833 – 2357) located in the field of the globular cluster NGC 6566 and also report the existence of extended infrared emission near the cluster center.

#### VII. CONCLUSIONS

This preliminary survey, based on background subtraction, suggests that dust clouds, with intrinsic extinctions close to  $A_V = 2.5$  mag and sizes on the order of tenths of a parsec, exist in globular clusters. These clouds seem to be

located deep within the clusters, and only in some particularly favorable conditions may they be directly observable as dark patches. The existence of geometric and scattering effects both tend to wash out the amplitude of the apparent extinction and the wavelength dependence of the selective extinction curve.

The derived sizes and apparent extinctions are similar to those derived by Kanagy and Wyatt (1978), who found an almost normal dependence of the selective extinction law. Since those authors observed *conspicuous* clouds (i.e., characterized by low  $l$  values), their result is consistent with the behavior of clouds located near the boundaries of the cluster (and towards the observer).

The estimate of the total dust mass is a rather speculative matter and must await the results of surveys reaching higher signal-to-noise ratios in the peripheral regions, as well as additional information about grain properties (e.g., from extensive polarimetry). The fact that most of the cloud candidates share the same photometric properties of the normal interstellar dust suggests that, in fact, a major contribution to the origin of those grains has occurred in the atmosphere of cool giants. The similitude should be further investigated, since "normal" interstellar dust is, presumably, Population I in chemical composition.

Finally, we note that a number of deep C–M diagrams (Bolte 1987a,b) show very clean and narrow main sequences, without any evidence of differential reddening. This fact is not contradictory with our results, since those data usually come from the peripheral regions of the clusters, while the clouds, aside from having small projected areas, might be concentrated near the nuclei. Theoretical arguments have been proposed to support this last possibility (Angeletti *et al.* 1982).

J. C. F. is grateful to the CTIO Director and Staff for their hospitality during a six month stay at the La Serena compound, where most of this paper was written. Thanks are also due to S. G. Djorgovski for constructive remarks in an early phase of this work and to Dr. J. Hesser for a careful reading of the manuscript. It is also a pleasure to acknowledge the careful photographic work by Marcelo Bass.

This work was partially covered with grants from the International Astronomical Union, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, República Argentina, and Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, La Plata, Argentina.

#### REFERENCES

- Angeletti, L., Blanco, A., Bussoletti, E., Capuzzo-Dolcetta, R., and Gianone, P. (1982). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199**, 441.
- Bel, N., Clavel, J., and Foy, R. (1980). *Second IUE European Conference*, p. 183.
- Bolte, M. (1987a). *Astrophys. J.* (to be published).
- Bolte, M. (1987b). *Astrophys. J.* (to be published).
- Djorgovski, S. G. (1987). In *Globular Cluster Systems in Galaxies*, IAU Symposium No. 126, edited by J. Grindlay and A. G. D. Philip (Reidel, Dordrecht) (in press).
- Forte, J. C., and Méndez, M. (1984). *Astron. J.* **89**, 648.
- Forte, J. C., Méndez, M., and Orsatti, A. M. (1987). In preparation.
- Gillet, F. C., Neugebauer, G., Emerson, J. P., and Rice, W. L. (1986). *Astrophys. J.* **300**, 722.
- Harris, W. E., and Racine, R. (1979). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **17**, 241.
- Hogg, H. S. (1959a). *Handb. Phys.* **53**, 185.
- Hogg, H. S. (1959b). *Astron. J.* **64**, 425.
- Kanagy, S. P., and Wyatt, S. P. (1978). *Astron. J.* **83**, 779.
- King, I. R. (1962). *Astron. J.* **67**, 471.
- Kron, G. E., Hewitt, A. V., and Wasserman, L. H. (1984). *Publ. Astron. Soc. Pac.* **96**, 198.
- Leroy, J. L., Aurière M., and Laques, P. (1976). *Astron. Astrophys.* **53**, 227.
- Martin, P. G. (1978). *Cosmic Dust: Its Impact in Astronomy* (Clarendon, Oxford).
- Martin, P. G., and Shawl, S. J. (1981). *Astrophys. J.* **251**, 108.



- Reed, B. C., Hesser, J. E., and Shawl, S. J. (1987). *Publ. Astron. Soc. Pac.* (in press).
- Roberts, M. S. (1960). *Astron. J.* **65**, 457.
- Roberts, M. S. (1987). In *Globular Cluster Systems in Galaxies*, IAU Symposium No. 126, edited by J. Grindlay and A. G. D. Philip (Reidel, Dordrecht) (in press).
- Rosse, Earle of (1861). *Philos. Trans. R. Soc. London* **151**, plate 28.
- Schultz, G. V., and Wiemer, W. (1975). *Astron. Astrophys.* **43**, 133.
- Vigneau, J., and Azzopardi, M. (1982). *Astron. Astrophys. Suppl.* **50**, 119.
- Webbink, R. F. (1985). In *Dynamics of Star Clusters*, IAU Symposium No. 113, edited by J. Goodman and P. Hut (Reidel, Dordrecht), p. 541.
- Witt, A. N., and Schild, R. E. (1986). *Astrophys. J. Suppl.* **62**, 839.



REFERENCIAS.

- Abramowitz, M., Stegun, I. 1972, *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Publications, New York.
- Bhatt, H.C. 1988, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc*, **233**, 867.
- Blumer, H. 1925, *Z. Physik*, **32**, 119.
- Bolte, M. 1987, *Astrophys. J.*, **315**, 469.
- Born, M., Wolf, E. 1959, "*Principles of optics, electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*", Pergamon Press, London - New York.
- Cacciari, C., Freeman, K.C. 1983, *Astrophys. J.*, **268**, 185.
- Cohen, J.C. 1976, *Astrophys. J. Lett.*, **203**, L127.
- Cohen, M., Kuhl, L.V. 1977, *Astrophys. J.*, **213**, 79.
- Djorgovski, S.G. 1984, *NASA Workshop: "Improvements to Photometry"*, W.J. Borucki, A. Young (eds.), NASA Conference Publ. No. **2350**, 152.
- Djorgovski, S.G., 1988, *Simposio No. 126 de la IAU, "Globular Clusters Systems in Galaxies"*, J. Grindlay, A.G.D. Philip (eds.), 333. Dordrecht: Reidel.
- Dyck H.M., McClure R. 1969, *Astron. J.*, **74**, 1177.
- Forte, J.C., Méndez, M. 1984, *Astron. J.*, **89**, 648.
- Forte, J.C., Méndez, M. 1988, *Astron. J.*, **95**, 500. (FM1)
- Forte, J.C., Méndez, M. 1989, *Astrophys. J.*, en prensa. (FM2)
- Frogel, J.A., Elias, J.A. 1988, *Astrophys. J.*, **324**, 823.
- Gallagher, J.S., Hunter, D.A., *Astron. J.*, **86**, 1312.
- Gillett, F.C., de Jong, T., Neugebauer, G., Rice, W.L., Emerson, J.P. 1988, *Astron. J.*, **96**, 116.
- Gliese, W. 1969, *Catalogue of Nearby Stars* (Veroff. Astr. Rechen-Instituts, Heidelberg), No. **22**.
- Graham, J.A. 1982, *Pub. Astr. Soc. Pacif.*, **94**, 244.

- Gratton, R.G. 1983, *Astrophys. J.*, **264**, 223.
- Hanes, D.A., Brodie, J.P. 1985, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **214**, 491.
- Harris, W.E., Racine, R. 1979, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **17**, 241.
- Hogg, H.S. 1959a, *Astron. J.*, **64**, 425.
- Hogg, H.S. 1959b, *Handbuch der Physik*, S. Flugge (ed.), **53**, 185. Springer-Verlag, Berlin.
- Holden, E.S. 1891, *Pub. Astr. Soc. Pacif.*, **3**, 375.
- Jura, M. 1978, *Astrophys. J.*, **223**, 421.
- Kanagy, S.P., Wyatt, S.P. 1978, *Astron. J.*, **83**, 779.
- King, I.R. 1962, *Astron. J.*, **67**, 471.
- King, I.R. 1966, *Astron. J.*, **71**, 64.
- Knapp, G.R. 1985, *Astrophys. J.*, **293**, 273.
- Kron, G.E., Hewitt, A.V., Wasserman, L.H. 1984, *Pub. Astron. Soc. Pacif.*, **96**, 198.
- Lupie, O.L., Stockman, H.S. 1988, *Sp. Tel. Sci. Inst. Prep. No.* **252**.
- Luna, H.G. 1982, *Tesis Doctoral*, Universidad Nacional de la Plata.
- Mackay, C.D. 1986, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 265.
- Magalanes, A.M., Benedetti, E., Roland, E.H. 1984, *Pub. Astron. Soc. Pacif.*, **96**, 383.
- Malin, D.F. 1981, *J. Photogr. Sci.*, **29**, 199.
- Mallia, E.A., Pagel B.E.J. 1978, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **184**, 55.
- Marraco, H.G. 1975, *Tesis Doctoral*, Universidad Nacional de la Plata.
- Martin, P.G. 1978, *"Cosmic Dust. Its Impact in Astronomy"*, Clarendon Press, Oxford.
- Martin, P.G., Shawl, S.J., 1981, *Astrophys. J.*, **251**, 108. (MS)

- Méndez, M., Clocchiatti, A., Benvenuto, O.G., Feinstein, C., Marraco, H.G. 1988, *Astrophys. J.*, 334, 295.
- Méndez, M., Forte, J.C., Orsatti, A.M., 1989, *Astrophys. J.*, 336, 138. (MFO)
- Newell, B., O'Neil, E.J. 1978, *Astrophys. J. Suppl.*, 37, 27.
- Peterson, R.C. 1981, *Astrophys. J. Lett.*, 248, L31.
- Renzini, A. 1979, "Stars and Star Systems", B.E. Westerlund (ed.), 155, Dordrecht: Reidel.
- Roberts, M.S. 1960, *Astron. J.*, 65, 457.
- Roberts, M.S. 1988, *Simposio No. 126 de la IAU, "Globular Clusters Systems in Galaxies"*, J. Grindlay, A.G.D. Philip (eds.), 411. Dordrecht: Reidel.
- Rosse, Earle of 1861, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 151, placa 28.
- Scheiner, J. 1893, *Himmel und Erde*, 6, 105.
- Schultz, G.V., Wiemer, W. 1975, *Astron. Astrophys.*, 43, 133.
- Scott, E.H., Rose, W.K. 1975, *Astrophys. J.*, 197, 147.
- Scott, E.H., Durissen, R.H. 1978, *Astrophys. J.*, 222, 612.
- Serkowski, K., Mathewson, D.S., Ford, V.L. 1975, *Astrophys. J.*, 196, 261.
- Smith, M.G., Hesser, J.E., Shawl, S.J. 1976, *Astrophys. J.*, 206, 66.
- Stetson, P. 1987, *Pub. Astron. Soc. Pacif.*, 99, 191.
- Van Altena, W.F., Auer, L.H., 1975, "Image Processing Techniques in Astronomy", C. de Jager, H. Nieuwenhuijzen (eds.), 411. Dordrecht: Reidel.
- Van de Hulst, H.C. 1957, "Light Scattering by Small Particles", Wiley & Sons Press, New York.
- Vigneau, J., Azzopardi, M. 1982, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 50, 119.

- Webbink, R.F. 1984, *Simposio No. 113 de la IAU, "Dynamics of Star Clusters"*, J. Goodman y P. Hut (eds.), 541. Dordrecht: Reidel.
- Wells, D.C., Greisen, E.W. 1979, *"Image Processing in Astronomy"*, 445. G. Sedmak, M. Capaccioli, R.J. Allen (eds.), Osservatorio Astronomico di Trieste.
- White, R.E, Shawl, S.J., Coyne, G.V. 1984, *Astron. J.*, **89**, 480.
- Wilking, B.A., Lebofsky, M.J., Riecke, G.H. 1982, *Astron. J.*, **87**, 695.
- Witt, A.N. 1977a, *Astrophys. J. Suppl.*, **35**, 1.
- Witt, A.N. 1977b, *Astrophys. J. Suppl.*, **35**, 7.
- Witt, A.N. 1977c, *Astrophys. J. Suppl.*, **35**, 21.
- Witt, A.N. 1977d, *Astrophys. J. Suppl.*, **35**, 31.
- Witt, A.N., Schild, R.E. 1986, *Astrophys. J. Suppl.*, **62**, 839.