



Boletín Informativo

Sociedad
Española de
Astronomía

Número 6, febrero 1997

Contenidos

Avisos	2
San Sebastián octubre de 1996: un pequeño resumen	2
Resúmenes de las charlas	3
Resúmenes de los posters	28
Nota del nuevo tesorero	35
Nota de la comisión de información	36

Editorial

Con algo de retraso sobre la periodicidad semestral que tenemos marcada desde el principio, sale el sexto Boletín de la Sociedad Española de Astronomía. Antes de entrar en materia, deseamos expresarte los mejores deseos para 1997 tanto en el campo personal como en el profesional.

Como ves, este Boletín tiene un formato distinto, por cuanto varía algo el carácter de sus contribuciones con respecto a los números anteriores. Hemos decidido en esta ocasión darle un contenido más científico y por ello, justo después de la IV Asamblea de la SEA y de la II Reunión Científica en San Sebastián, a principios de octubre, solicitamos a los participantes que contribuyeron con comunicaciones orales, o con posters, un resumen de las mismas para ser publicadas en esta entrega del Boletín. La respuesta ha sido bastante entusiasta, de modo que los que no pudisteis asistir a la Reunión, podeis encontrar aquí un amplio abanico con prácticamente todo lo que los “doctores recientes” presentaron.

Una de las secciones habituales del Boletín la constituyen los resúmenes de las Tesis Doctorales leídas en el último semestre. Como excepción y dado que este número está dedicado en buena parte a las contribuciones presentadas en San Sebastián, dejamos para la séptima entrega del Boletín los resúmenes que recibamos. Hasta hoy, y desde el mes de julio, sólo hemos recibido el de la Tesis de Maria Cristina Rabello. Maria Cristina, en el próximo número aparecerá tu contribución.

Se incluye también en este número un artículo donde se detallan algunos de los aspectos más relevantes de lo que sucedió en San Sebastián, tanto en la Asamblea, como en la Reunión Científica, y por su importancia, se trata un poco más ampliamente uno de los puntos claves que se discutieron en San Sebastián: la posible participación española en ESO y el papel que la construcción del Gran Telescopio de 10m podría jugar en ella. Alrededor de estos temas, hubo presentaciones

Editores

Benjamín Montesinos,
bmm@laeff.esa.es

Xavier Barcons,
barcons@ifca.unican.es

Xavier Luri,
xluri@mizar.am.ub.es

Sociedad Española de Astronomía

<http://sea.am.ub.es>

Comisión de Información

seac1@astsun1.ifca.unican.es

por parte del Director General de ESO, Prof. Riccardo Giacconi y del responsable científico del Gran Telescopio de 10m, Dr. José Miguel Rodríguez Espinosa, además de una amplia discusión científica al respecto.

No dejamos de insistir en que el Boletín de la SEA no es un coto cerrado a los que lo editamos. Os animamos a que nos hagais sugerencias, preguntas y quejas que contribuyan a mejorar la calidad del Boletín para que éste constituya cada vez un vehículo más eficaz de comunicación entre los componentes de la SEA. Una de las ideas que la Comisión de Información tiene en mente es aproximarnos directamente a vosotros para solicitaros artículos. De esta forma queremos abrir el Boletín a todos con el fin de darle sistemáticamente un contenido científico del que a veces carece.

Finalmente, los editores del Boletín agradecen la colaboración prestada por Ignasi Ribas en la confección y composición de este número. Ignasi se incorpora desde este momento al equipo de editores.

Avisos

Durante el presente año recibireis un directorio impreso con los nombres, direcciones postal y electrónica, teléfonos, fax. . . de todos los miembros de la SEA. Toda esta información está disponible en las páginas WWW de la SEA, pero hemos pensado que siempre es conveniente tener a mano un directorio impreso para hacer consultas rápidas. Si habeis cambiado de dirección o si alguno de los datos que aparecen acerca de vosotros –o de alguien de vuestro entorno– en la página WWW no es correcto, por favor, comunicadlo al Secretario de la SEA mediante un mensaje a SEA@astro1.ft.uam.es, de este modo la información que recibais y la que aparezca en la página WWW será lo más exacta posible.

El envío se hará sólo a los miembros que estén al corriente del pago de sus cuotas, lo cual es una práctica común en muchas sociedades de las características de la nuestra.

Desde la Junta Directiva de la SEA os agradeceríamos a aquellos que teneis cuotas atrasadas, que os pongais al día cuanto antes. No es un gran esfuerzo y, aunque parezca que una cuota impagada no supone nada de cara a los fondos de la Sociedad, la acumulación de ellas puede ser importante. La forma más cómoda de resolver este problema es una domiciliación de los pagos. En la página WWW de la SEA podeis encontrar el impreso y las instrucciones para domiciliar el pago.

San Sebastián octubre de 1996: un pequeño resumen

Como todos recordareis, entre los días uno y cuatro de octubre del año pasado celebramos en San Sebastián la IV Asamblea ordinaria y la II Reunión Científica de la Sociedad Española de Astronomía. El emplazamiento se había escogido aprovechando el ofrecimiento de la Sección de Astronomía de la Sociedad de Ciencias Aranzadi, para celebrar nuestros actos en paralelo con las Jornadas de Astronomía que desde hace seis años organiza esa Sociedad.

En este artículo intentaré resumir, para aquellos que no tuvisteis la oportunidad de estar en Donostia con nosotros, algunas de las cosas que allí sucedieron. En primer lugar señalar que nos reunimos alrededor de 60 socios de la SEA, que participamos bien con la asistencia o con presentaciones de posters o contribuciones orales. No abundaré en detalles acerca de los contenidos de las charlas que los doctores más recientes que han leído sus Tesis en España dieron en San Sebastián, ni tampoco de los temas que trataron los posters, ya que el grueso de este número del Boletín está dedicado precisamente a ellos. Tan sólo reseñar el nivel científico y el entusiasmo de todos los participantes, que asegura la presencia de astrónomos de calidad para el futuro de nuestro país, a pesar de la evidente dificultad para encontrar puestos de trabajo.

Intercaladas con esas charlas, hubo una serie de conferencias más extensas encaminadas a presentar los instrumentos o proyectos relacionados con la Astronomía que van a ser fundamentales para el trabajo científico en nuestro campo en los próximos años. Entre esas charlas, destacar las del Prof. Riccardo Giacconi sobre el European Southern Observatory, el Dr. José Miguel Rodríguez Espinosa sobre el proyecto de Gran Telescopio en Canarias, del Prof. Paul Vanden Bout y el Dr. Juan Usón sobre el Millimeter Array, del Dr. Vicente Domingo sobre los primeros y espectaculares resultados de SOHO y del Dr. Alvaro Giménez sobre el proyecto INTEGRAL.

Con todas esas conferencias se mostró a las personas asistentes a la reunión científica un amplio abanico de instrumentación puntera que sin duda contribuirá a los mayores avances en la Astronomía de principios del siglo XXI.

El jueves tres de octubre se celebró la IV Asamblea ordinaria. Aunque todos recibiréis en su momento el acta provisional de la misma, no está de más recordar algunos de los temas que en ella se trataron. En el informe del Presidente saliente de la SEA, Prof. Ramón Canal, quedó patente la actividad de la Sociedad durante el año 1996, con el apoyo a la organización del *Infrared Space Interferometry Workshop* en Toledo; la publicación de los resúmenes de los trabajos presentados en el *workshop* "Astrofísica con Plataformas Espaciales" celebrado en Sitges en 1995; la publicación del informe sociológico preparado por miembros de la Universidad de Granada y los contactos entre las Juntas Directivas de la SEA y la EAS (European Astronomical Society).

El Prof. José Luis Ballester, Tesorero, también sa-

liente, nos informó del estado de cuentas de la SEA. El saldo de la Sociedad, en el día de asamblea era de 1.342.265 pesetas. La propuesta del presupuesto para 1997, partiendo del dinero que se tenía, sumando cobros de cuotas atrasadas y restando gastos derivados de subvenciones a congresos, material fungible, impresión del Boletín, desplazamientos, etc. asciende a 2.422.415 pesetas. Quedó de manifiesto una vez más el problema del cobro de las cuotas cuando éstas no están domiciliadas.

También quedó aprobada la composición de la Junta Directiva que viene actuando desde el uno de enero de 1997. Siguiendo lo dispuesto en los Estatutos, y dado que no se presentó ninguna candidatura alternativa, quedó aprobada la propuesta de la Junta Directiva saliente. La Junta está formada ahora por: Prof. Jon Marcaide (Presidente), Prof. Eduard Salvador (Vicepresidente), Dr. Carlos Eiroa (Secretario), Dr. Artemio Herrero (Tesorero) y Prof. José Luis Ballester, Dr. Benjamín Montesinos y Profa. Rosa Domínguez (Vocales).

Durante la Asamblea se habló en profundidad acerca del telescopio español de 10m y la entrada de nuestro país en ESO. En buena medida, la discusión fue una continuación de la amplia sesión dedicada a estos temas en el seno de la Reunión Científica. Se acordó enviar una carta a las instancias políticas y científicas apropiadas con el sentir de la SEA. En términos generales esta postura se resume en los tres puntos siguientes:

1. La SEA apuesta por una acción conjunta sobre la entrada en ESO y la construcción del telescopio español de 10m. Considera que ambos aspectos al unísono permitirán no sólo el mantenimiento del nivel científico alcanzado por la comunidad astronómica en los últimos años sino también acceder a escalones aún más destacados dentro del panorama de la astronomía mundial.

2. Dado que la entrada en ESO y el telescopio de 10m tendrán una enorme repercusión en el conjunto de la astronomía del país, la SEA, como foro donde están representados la inmensa mayoría de los astrónomos profesionales españoles, estima que debiera ser escuchada, informada, e incluso tener presencia activa en las negociaciones que se están realizando con ESO.

3. Puesto que la entrada en ESO y el telescopio de 10m tendrán un impacto global en todas las actividades, tanto observacionales como teóricas, que se realicen en la astronomía española, sería muy deseable la existencia de un "Plan nacional de astronomía" en la misma línea de los dedicados a la investigación espacial y a la física de altas energías.

Como asuntos más o menos de rutina se procedió al informe de las actividades de algunas Comisiones y a la admisión de nuevos miembros.

En paralelo a nuestros actos, como indicábamos más arriba, se celebraron las VI Jornadas de Astronomía organizadas por la Sociedad de Ciencias Aranzadi. Como es habitual, constaron de cuatro conferencias abiertas al público en general, impartidas este año por el Prof. Riccardo Giacconi, y los Drs. Luciana Bianchi, Alvaro Giménez, Carlos Eiroa y Ricardo Amils. Es de destacar el esfuerzo de los conferenciantes por hacer asequibles a un público realmente hete-

rogéneo temas tan dispares como la utilidad y necesidad de grandes telescopios en el futuro de la Astronomía óptica, los últimos logros del Telescopio Espacial, la Astrofísica Espacial o la detección de planetas tipo Tierra y los posibles trazadores de vida en esos planetas. Las conferencias, celebradas en el salón de Actos de la Kutxa, contaron con llenos totales. A la vez, la Sociedad Aranzadi, en colaboración con la SEA, organizó una exposición en la Sociedad Cultural Koldo Mitxelena, que tuvo que prolongar cinco días más de los previstos su tiempo de apertura. En ella se mostraban alrededor de 60 fotografías organizadas en paneles temáticos, una colección de sellos con temas astronómicos, una pequeña colección de meteoritos, maquetas de algunos observatorios espaciales y una proyección continua de videos.

Me gustaría dejar constancia de la recepción en el ayuntamiento de San Sebastián por el Sr. Odón Elorza, alcalde de la ciudad que nos hizo entrega de algunos regalos y, lo que fué más importante, nos ofreció la hospitalidad de la que disfrutamos en todo momento durante nuestra estancia en Donostia.

Benjamín Montesinos

bmm@laeff.esa.es

Resúmenes de las charlas

El continuo en el infrarrojo cercano de galaxias Seyfert

Autor/es: Almudena Alonso-Herrero

Centro/s: Steward Observatory, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA

El modelo de Unificación para galaxias activas (AGN) propone que las galaxias Seyfert están íntimamente relacionadas con los cuásares, en el sentido de que ambas clases de objetos poseen el mismo tipo de fuente primordial de energía: la acreción de materia por un objeto masivo único (un agujero negro), al menos en galaxias que presentan líneas de emisión anchas (galaxias Seyfert 1 – 1.5). En el caso de galaxias de tipo Seyfert 2 (cuya clasificación se basa en la presencia de únicamente líneas estrechas de emisión en el espectro óptico), la situación aparece menos clara. El modelo de Unificación propone que estos objetos son fundamentalmente idénticos a las galaxias Seyfert 1, y la única diferencia entre ambos tipos es que en las galaxias Seyfert 2 el núcleo compacto se ve a través de un toro ópticamente grueso compuesto de gas molecular y polvo que rodea la región de líneas anchas (BLR). Es decir, las diferencias observacionales son el resultado de efectos de orientación. Los modelos teóricos del toro de gas molecular y polvo predicen la naturaleza del continuo infrarrojo (IR) de galaxias Seyfert. El continuo en el IR-medio ($5 - 30 \mu\text{m}$) se produce por re-emisión de energía del polvo templado ($T_{\text{ef}} \simeq 600 - 800 \text{ K}$) que está localizado en la parte central y zonas externas del toro. Por el contrario, el continuo en el IR-cercano ($1 - 3.5 \mu\text{m}$) es debido a re-emisión de energía por parte

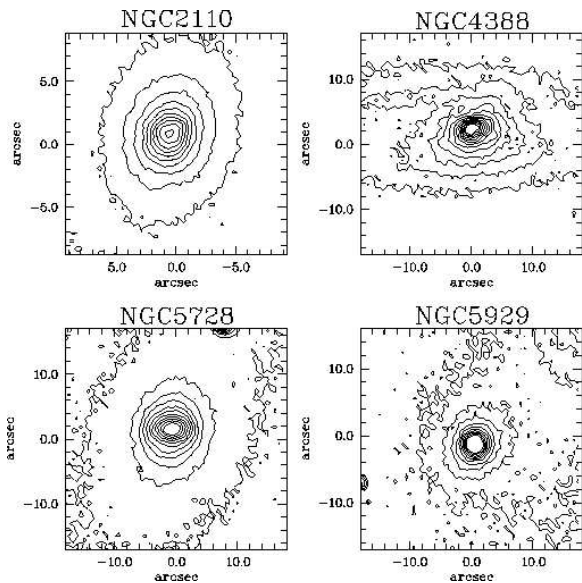


Fig. 1. Diagramas de contorno en la banda J de cuatro galaxias de la muestra

de polvo caliente ($T_{\text{ef}} \simeq 1300$ K) situado en las paredes internas del toro, y por tanto más cercano a la fuente central de la galaxia activa.

En este trabajo hemos estudiado el continuo (estelar y no estelar) en el IR-cercano de una muestra de galaxias Seyfert 2, clasificadas a partir de su espectro óptico. Las observaciones se llevaron a cabo durante 4 campañas de observación en los telescopios UKIRT (Mauna Kea, Hawaii), KPNO (Kitt Peak, Arizona) y CTIO (Cerro Tololo, Chile). En todas las campañas se utilizó un detector de tipo InSb 62×58 , y los filtros de banda ancha J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$), K ($2.2 \mu\text{m}$) y L ($3.5 \mu\text{m}$). Un ejemplo de imágenes obtenidas en la banda J para cuatro galaxias de la muestra se presenta en la Fig. 1. Los resultados obtenidos para las galaxias Seyfert 2 se comparan a lo largo de este estudio con resultados previos publicados para una muestra de galaxias Seyfert 1.

La determinación de las componentes estelar y no-estelar de la emisión en el IR-cercano de la muestra de galaxias se ha realizado mediante la descomposición de los perfiles de brillo superficial en tres componentes: núcleo (componente no-estelar) más bulbo y disco (componente estelar). Se ha demostrado por primera vez para galaxias Seyfert 2 que la contribución de la galaxia subyacente en forma de luz estelar producida en las regiones centrales (aperturas proyectadas de $3''$) domina los flujos IR, al menos hasta longitudes de onda de $2.2 \mu\text{m}$, siendo la fracción media de dicha componente de un 80%. A partir de la comparación con estudios previos de esta componente en galaxias Seyfert 1 se deduce que la componente estelar es mucho más importante en galaxias Seyfert 2, pero en ambos casos ésta disminuye a medida que aumenta la longitud de onda. Este resultado es incluso más significativo en la banda L , donde se encuentra una drástica disminución de la componente de origen estelar, con un valor medio para nuestra muestra de galaxias de aproximadamente un 30%.

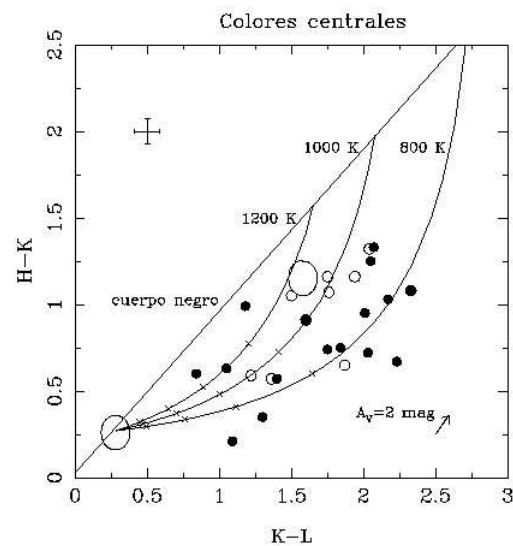
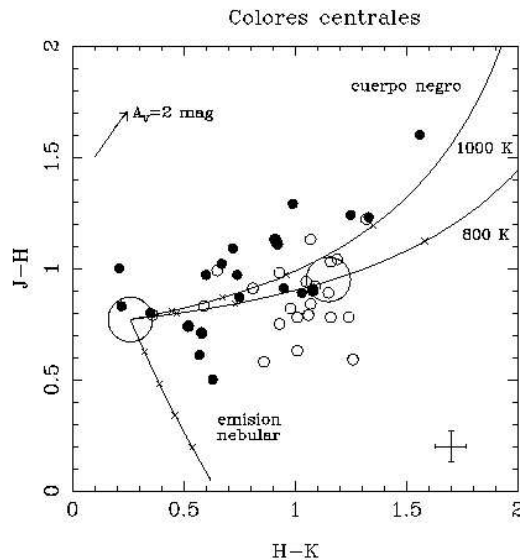


Fig. 2. Diagramas de dos colores IR. Los círculos negros son los colores de las galaxias Seyfert 2, y los círculos blancos los de las galaxias Seyfert 1

Los diagramas de dos colores IR ($J-H$ vs. $H-K$ y $H-K$ vs. $K-L$, ver Fig. 2) nos permiten identificar el origen del continuo en el IR-cercano. Los colores $J-H$ y $H-K$ de las regiones centrales de galaxias Seyfert 2 ponen de nuevo de manifiesto la importancia de la componente estelar. Los colores $H-K$ y $K-L$ de ambos tipos de galaxias se interpretan como una combinación de una componente de galaxia normal (entendiendo por galaxia normal, una galaxia compuesta por una población estelar evolucionada y sin signos de actividad), más una componente de polvo caliente en emisión, cuya temperatura se estima entre 800 y 1200 K. Este importante resultado es una evidencia indirecta de la presencia del toro de gas molecular y polvo descrito anteriormente. La fracción de emisión debida al polvo caliente es mayor en galaxias Seyfert 1, debido a que esta emisión se produce en las paredes internas del toro, y no es *ocultada* por las zonas medias y externas del toro, como ocurre en las galaxias Seyfert 2 (y

de tipos intermedios).

El estudio de los colores de las galaxias subyacentes de galaxias Seyfert es de un interés excepcional si se quiere entender las propiedades de las galaxias que *albergan* los núcleos activos. Según se desprende del modelo de Unificación no se deberían encontrar diferencias fundamentales entre la galaxias subyacentes de núcleos Seyfert 1 y de Seyfert 2. Hemos medido los colores infrarrojos $J - H$ y $H - K$ en anillos que excluyen los núcleos de las galaxias Seyfert 2 (colores extranucleares), y hemos encontrado que no existen diferencias significativas entre estos y los colores extranucleares de galaxias Seyfert 1 y de cuásares de pequeño desplazamiento al rojo de la muestra Palomar-Green (PG). Este resultado viene apoyado por la correlación que hemos encontrado entre la luminosidad del núcleo activo (medida con la línea de emisión $[O III]\lambda 5007$) y la luminosidad de la galaxia subyacente en la banda K para galaxias Seyfert de ambos tipos y la muestra de cuásares PG.

Por último hemos realizado un estudio estadístico de las propiedades en rayos X duros ($2 - 10$ keV), IR-cercano y $[O III]\lambda 5007$ de la muestra de galaxias Seyfert 2 (ampliada con datos obtenidos de la literatura) y de una muestra de objetos no oscurecidos (galaxias Seyfert 1 y cuásares PG). En primer lugar hemos confirmado la buena correlación que existe (tanto en flujos como en luminosidades) entre rayos X duros y $[O III]\lambda 5007$ para todos los tipos de objetos, puesto que ambas propiedades son una buena representación de la energía emitida por los núcleos activos, y por lo tanto son propiedades isotropas (es decir, no dependen de la orientación con la que se observa la galaxia). Existen muy buenas correlaciones entre la emisión en la banda L y las emisiones en rayos X duros y $[O III]\lambda 5007$ para objetos no oscurecidos. Sin embargo, la mayoría de las galaxias Seyfert 2 muestran una deficiencia de emisión en L que puede ser explicada si la emisión IR es una propiedad anisótropa (depende de la orientación). Bajo esta suposición se pueden calcular las extinciones en el visible; para nuestra muestra de galaxias se encuentran valores $A_V = 1 - 80$ mag, que están en buen acuerdo con los valores que se deducen a partir de las densidades de columna que se miden en los espectros de rayos X duros.

Distribución y propiedades espectrales de las fuentes extragalácticas de rayos X

Autor/es: M.Teresa Ceballos Merino

Centro/s: Instituto de Física de Cantabria

La emisión de rayos X denota siempre la presencia de partículas de muy alta energía debida a fuertes campos magnéticos, explosiones violentas o gravedad muy intensa. Las regiones del Universo en las que se encuentran dichas partículas constituyen las fuentes de

rayos X. De entre las extragalácticas, las más brillantes en rayos X son los Cúmulos de galaxias y los Núcleos Galácticos Activos (AGN), cuya distribución y propiedades espectrales hemos estudiado en el trabajo (Ceballos 1996) que se describe a continuación.

Los Cúmulos de Galaxias y el efecto Sunyaev-Zel'dovich

La emisión de rayos X de los cúmulos de galaxias es debida a la presencia de un gas intergaláctico caliente ($T \sim 10^7 - 10^8$ K), ópticamente delgado, y enriquecido con elementos pesados, atrapado en el pozo de potencial del cúmulo, que emite a través de un proceso de radiación de frenado térmica.

Cuando los fotones (de baja frecuencia) del Fondo Cósmico de Microondas (FCM) atraviesan este gas, se produce un proceso de *scattering* Compton Inverso, que da lugar a que parte de la energía de los electrones del gas sea cedida a estos fotones incidentes. De esta forma los fotones incrementan su energía, y dan lugar a una distorsión espectral en el FCM y, por tanto, a una variación de su temperatura de brillo con la dirección de observación (efecto "Sunyaev-Zel'dovich", Sunyaev y Zel'dovich, 1970).

La primera parte de este trabajo (Ceballos y Barcons 1994) recoge el estudio del efecto integrado (anisotropías) al que dan lugar todos los cúmulos que la radiación del FCM se encuentra en su camino hacia el observador.

El modelo de cúmulo que hemos utilizado es el que se obtiene a partir del colapso esférico (Peebles 1980), al que añadimos las hipótesis de que el gas está en equilibrio hidrostático y que el perfil de densidad tiene una forma constante hasta un cierto radio (radio del *core*) y luego cae como $\sim 1/r^2$. Este modelo nos permite establecer una serie de ecuaciones que ligán las variables características del cúmulo (M_{gas} , M_{grav} , T , R , etc.) y a partir de ellas evaluar el efecto de un solo cúmulo sobre la radiación de fondo:

$$N_{out}(x, z = 0) = (1 - \tau(z)) N_{in}(x, z = 0) + \tau(z) \int dx' \bar{G}(x - x'; T) N_{in}(x', z = 0) \quad (1)$$

donde N_{out} es el espectro saliente de la radiación a una frecuencia $x = \ln\left(\frac{h\nu}{kT_r}\right)$, N_{in} es el espectro incidente, T_r es la temperatura del FCM, τ es la profundidad óptica del gas (\sim número de colisiones) y la función de Green $\bar{G}(x - x'; T)$, da la probabilidad de que un fotón con energía incidente x' sea difundido a una energía x por los electrones que están a temperatura T en el gas (Rybicky & Lightman, 1979).

El siguiente paso es conocer la distribución de cúmulos que la radiación del FCM se encuentra en su camino. Para ello, y a diferencia de los trabajos anteriores en que se obtenía esta distribución a partir de la función de Press-Schechter, en este trabajo hemos utilizado la función de luminosidad de los cúmulos (número de objetos por unidad de volumen y de luminosidad) obtenida en rayos X (Edge et al. 1990).

Teniendo en cuenta el efecto producido por un solo cúmulo y su distribución, se puede obtener la función de correlación en la temperatura de la radiación (medida del efecto global), a partir de la correlación en el espectro, que es básicamente una integral de la ecuación 1 a todos los cúmulos.

Si se representa la variación del parámetro $(\frac{\Delta T}{T})_{\text{rms}}$ (raíz cuadrada de la correlación a separación angular cero) en función de la anchura de antena con que se observa el fondo, y se compara con la variación de la temperatura causada por un solo cúmulo (con gas a diferentes temperaturas) se observa que, a pequeñas (grandes) anchuras, el efecto de cualquier cúmulo con $T > 1$ keV ($T > 5$ keV), produce una señal perfectamente distinguible del ruido de confusión. Por este motivo, dichos cúmulos podrían ser eliminados de los mapas del FCM. La señal producida por los cúmulos más fríos sobre los que sí tiene efecto la confusión, sería entonces $\sim 10^{-8}(10^{-7})$, frente a valores de $\sim 10^{-6}$ obtenidos por otros métodos.

Modelos de absorción en el espectro de los Núcleos Galácticos Activos

La actividad de los AGN, está causada (según el modelo estándar) por la presencia de un agujero negro supermasivo y un disco de acreción en el centro de estos objetos. En esta zona más interior se produce, por tanto, la emisión de alta energía (UV y rayos X) que se observa en su espectro. La emisión en el óptico e infrarrojo es debida al reprocesamiento de esta radiación en material que se encuentra más alejado del núcleo y que es el responsable de un rasgo característico del espectro de rayos X: la absorción de la emisión nuclear de energía menor que 1-2 keV.

Precisamente este proceso se propuso como solución a la diferencia encontrada entre las curvas $N(S)$ (número de fuentes por unidad de ángulo sólido y de flujo) observadas en dos bandas de energía de rayos X distintas. Si en los muestreos a baja energía (EINSTEIN, 0.3-3.5 keV) se observaban menos fuentes que en los que se realizaban a energías mayores (Ginga, 2-10 keV), esto podría ser debido a que las fuentes estaban absorbidas y no se detectaban en la banda de menor energía (Butcher et al. 1996).

Para estudiar el papel que juega la absorción en el espectro de los AGN, analizamos (Ceballos y Barcons 1996) una muestra de 65 fuentes con datos en ambas bandas de energía obtenidos de los archivos y la bibliografía de ROSAT, EXOSAT, Ginga y HEAO. Para ello, construimos un diagrama de cociente de dureza en 0.5-2 keV, $HR = (H - S)/(H + S)$ (siendo H las cuentas en la sub-banda $\sim 0.1 - 0.4$ keV y S las cuentas en $\sim 0.4 - 2$ keV), frente a cociente de flujos entre las bandas 0.5-2 keV y 2-10 keV.

Para intentar reproducir la gran dispersión que muestran las fuentes, por todo el espacio de parámetros de dicho diagrama, simulamos con el paquete XSPEC, los cocientes de dureza y de flujos que se obtendrían en estas bandas para 3 modelos espectrales diferentes en rayos X: una simple ley de potencias sin absorción y con índices $\alpha \sim 0.7 - 0.9$ característicos, una ley de

potencias ($\alpha = 0.9$) más la emisión de un cuerpo negro (para reproducir la emisión del disco), ambos parcialmente absorbidos por gas neutro, y una ley de potencias ($\alpha = 0.9$) absorbida por gas ionizado.

El resultado que se obtiene es, por una parte, que el modelo de una simple ley de potencias es incapaz de reproducir el comportamiento de las fuentes en el diagrama, siendo precisa la existencia de absorción. Por otra parte, se ve que el modelo de cobertura parcial, sí es capaz de reproducir la dispersión observada, si las fuentes presentan diversos factores de cobertura y densidades columna (espectro no universal). Según este modelo las galaxias Seyfert 2 tendrían asociados en promedio valores mayores del factor de cobertura ($\sim 100\%$) y mayores densidades columna ($N_{HI} \sim 10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-2}$).

Finalmente, para que el modelo de absorción por gas ionizado sea capaz de reproducir el diagrama color-color en rayos X de la muestra presentada, encontramos que es necesaria la presencia añadida de gas neutro con columnas $N_{HI} \sim 10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

Las fluctuaciones del fondo de rayos X

El Fondo de Rayos X (FRX) es un fondo extragaláctico, isótropo a gran escala, resultado del efecto integrado de todas las fuentes de rayos X no resueltas. Precisamente, debido a estas fuentes, el FRX presenta unas fluctuaciones (variaciones de intensidad de un haz a otro de observación, en direcciones libres de fuentes), cuyo análisis permite la obtención de información sobre la distribución de estas fuentes en niveles de flujo donde no pueden ser resueltas directamente.

La idea básica de este análisis es que la distribución de estas fluctuaciones (curva $P(D)$) puede relacionarse con la función contaje de fuentes (curva $N(S)$), a flujos por debajo del nivel de detección, suponiendo que las fuentes están uniformemente distribuidas. Por lo tanto a partir de una parametrización de la curva $N(S)$ se puede obtener una curva $P(D)$ teórica, que al ser comparada con la distribución de intensidades de las imágenes reales, proporciona los parámetros que dan lugar al mejor ajuste (Shafer 1983).

Dos ideas han motivado la aplicación de esta técnica a una serie de imágenes profundas tomadas con ROSAT. Por una parte la diferencia entre el valor de la pendiente espectral del FRX a energías ~ 1 keV, $\alpha \sim 0.4 - 0.6$, y el valor de la pendiente espectral de los AGN ($\alpha > 0.7$) que se cree son los principales contribuyentes a este fondo. Una posible explicación a esta "paradoja espectral" sería que a flujos débiles, donde la observación directa de las fuentes no es posible, podrían dominar las fuentes con pendiente espectral mucho más plana, siendo por tanto muy interesante la obtención de información acerca de las fuentes a estos flujos.

Por otra parte, se ha observado que a flujos muy próximos al límite de detección directa, existen fuentes (Galaxias con Líneas de Emisión Estrechas o "NELGS", Romero-Colmenero et al. 1996), que ya presentan este espectro mucho más plano que los AGN a flujos más altos.

Por tanto, con la idea de estudiar las fuentes que contribuyen al FRX a flujos débiles, hemos aplicado (Ceballos, Barcons y Carrera 1996) la técnica del análisis de fluctuaciones a dos imágenes profundas tomadas con ROSAT en dos direcciones del cielo de baja columna Galáctica: UK Deep Survey de 70000 s (Branduardi-Raymont et al. 1994) y el Lockman Hole Survey de 100000 s (Hasinger et al. 1993). El análisis se realizó simultáneamente en dos sub-bandas de energía dentro de la banda del ROSAT, la banda R4 (0.44-1.01 keV) y la banda R7 (1.05-2.04 keV), lo que permitió obtener información no solo de los parámetros de la curva $N(S)$, sino también del índice espectral promedio de las fuentes que contribuyen al FRX a flujos $S_{0.5-2keV} \sim 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

El resultado obtenido para este índice promedio fue $\alpha = 0.85$, lo que muestra, que las fuentes más débiles siguen teniendo, en promedio, pendientes espectrales similares a las de las fuentes a mayores flujos y, por tanto, mayores que la del FRX.

Finalmente estudiamos la posibilidad de que este índice promedio fuese el resultado de dos poblaciones, una con $\alpha \sim 1.2$ (como los QSO que se observan a flujos altos) y otra con índice espectral α_0 más plano. Lo que obtuvimos fue que, de existir esas fuentes y ser espectralmente similares a las NELGS observadas ($\alpha_0 \sim 0.4-0.6$), contribuirían al $40 \pm 20\%$ de las cuentas a los flujos que estamos considerando, siendo imposible precisar más con los datos de que disponemos.

Referencias

- Branduardi-Raymont G. et al. 1994, MNRAS, 270, 947
 Butcher J.A. et al. 1996, MNRAS, enviado
 Ceballos M.T., Tesis Doctoral, Universidad de Cantabria
 Ceballos M.T., Barcons X., 1994, MNRAS, 271, 817
 Ceballos M.T., Barcons X., 1996, MNRAS, 282, 493
 Ceballos M.T., Barcons X., Carrera F.J., 1996, MNRAS, aceptado
 Edge A.C., Stewart G.C., Fabian A.C., Arnaud K.A., 1990, MNRAS, 245, 559
 Hasinger G., Burg R., Giacconi, R., Hartner G., Schmidt M., Trümper J., Zamorani G., 1993, A&A, 275, 1
 Romero-Colmenero E., Branduardi-Raymont G., Carrera F.J., Jones L.R., Mason K.O., McHardy I.M., Mittaz J.P.D., 1996, MNRAS
 Rybicki G.B., Lightman A.P., 1979, en Radiative Processes in Astrophysics, Wiley, New York
 Shafer R.A., 1983, Tesis Doctoral, Universidad de Maryland
 Sunyaev R.A., Zel'dovich Y.B., 1970, Astrophys. Space Science, 7, 3

Absorbentes en espectros de cuásares: su distribución y relación con las galaxias

Autor/es: Alberto Fernández Soto

Centro/s: Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC)

Presento a continuación los resultados obtenidos a lo largo del trabajo que ha constituido mi Tesis Doctoral, realizada bajo la dirección del Dr. Xavier Barcons Jáuregui.

En primer lugar mostramos los resultados obtenidos en el estudio del Efecto de Proximidad en pares de cuásares. Este efecto consiste en una disminución relativa de la densidad de absorbentes que se observa en las cercanías de un cuásar, cualquiera que sea su *redshift*. La hipótesis más generalmente aceptada supone que este efecto se debe a la fotoionización por parte del cuásar del Hidrógeno neutro (H I) que forma las nubes de absorción más cercanas a él. Una posible forma de comprobar la veracidad de este escenario consiste en intentar medir el mismo efecto que debe producirse cuando un cuásar más cercano está próximo a la línea visual hacia un cuásar lejano. En este caso es de esperar que el primero produzca la fotoionización del H I en sus cercanías, lo que debe traducirse en una disminución observable de la densidad de líneas de absorción en el espectro del segundo.

Hemos medido este efecto utilizando los espectros de tres pares de cuásares a *redshift* 1.8-2.3, y hemos detectado su presencia sólo a nivel 1σ . La debilidad del efecto nos impide alcanzar un nivel de confianza más alto. También hemos modelizado el efecto utilizando como parámetro libre el valor del flujo UV de fondo a $z \approx 2$, J_ν . Un ajuste del modelo a los datos disponibles nos permite deducir un valor de $J_\nu = 10^{-20.5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ rad}^{-1}$. Obtenemos también una cota inferior muy fiable (2σ) de $J_\nu > 10^{-21.8}$ (en las mismas unidades), aunque la ya mencionada debilidad del efecto no nos permite obtener una buena cota superior.

Para intentar mejorar la significación de nuestras medidas hemos desarrollado un método de detección de cuásares basado en criterios de color y magnitud. Hemos probado este método en una selección de 30 objetos, de los que 5 han resultado efectivamente ser cuásares, aunque ninguno de ellos dentro del intervalo de *redshift* que resultaría interesante para nuestro estudio.

El siguiente estudio presentado es la medida de la función de correlación a dos puntos (FCDP) de los absorbentes Lyman α a alto *redshift*. Medidas anteriores habían –supuestamente– demostrado que estos objetos no presentaban agrupamiento espacial. Este hecho contrasta de modo significativo con otros datos que se tienen acerca de ellos, como por ejemplo los siguientes:

- 1) Al menos el 60% de los absorbentes Lyman α a bajo *redshift* son producidos por galaxias, de las que sabemos que se agrupan de modo muy fuerte.
- 2) Espectros de muy alta calidad de absorbentes Lyman α muestran que poseen vestigios de metales asociados, y se sabe perfectamente que los absorbentes metálicos están fuertemente agrupados

Hemos utilizado datos del Telescopio W.M. Keck correspondientes a espectros de muy alta resolución que cubren absorción Lyman α y C IV para calcular de un modo diferente la FCDP de absorbentes Lyman α a alto *redshift* ($z \approx 2.7$).

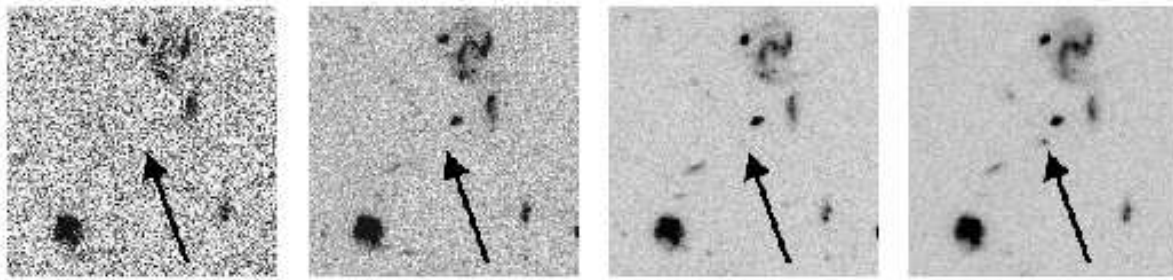


Fig. 3. Imagen de una de las galaxias más lejanas de la muestra tal y como se observa en los cuatro filtros del HDF. Se puede observar la ausencia total de flujo detectable en las tres bandas más azules, siendo la galaxia claramente detectable en la roja

Las líneas de absorción de C IV permiten observar la estructura interna de los absorbentes de modo mucho más fino que las Lyman α debido a la diferencia de masa de los átomos implicados (que hace que la agitación térmica del átomo de Carbono sea mucho menor a la misma temperatura) y a la menor abundancia de Carbono (que hace que las líneas de éste átomo no estén saturadas en casos en los que las líneas Lyman α asociadas lo están fuertemente).

Teniendo en cuenta este hecho, utilizamos los datos del Telescopio Keck para medir la FCDP de los absorbentes usando las detecciones de líneas de C IV siempre que es posible. Con ello observamos por primera vez agrupamiento muy fuerte en escalas de velocidad de $\Delta v < 250 \text{ km s}^{-1}$ de absorbentes Lyman α a alto redshift, comprobando además que las medidas anteriores eran erróneas debido al fuerte solapamiento que se produce en las líneas Lyman α .

Comprobamos también que la correlación observada es compatible con la que sería de esperar para las galaxias actuales a $z \approx 2.7$ siempre que el agrupamiento de éstas haya evolucionado de modo rápido entre aquella época y la actualidad, lo que nos lleva a sustentar la hipótesis de que los absorbentes Lyman α pueden ser causados por galaxias en cualquier rango de *redshift*.

En caso de confirmarse esta última hipótesis, los absorbentes Lyman α podrían constituir una excelente fuente de información sobre los procesos de formación y evolución de galaxias para cualquier valor de z entre 0 y 5. Recíprocamente, el estudio de galaxias lejanas puede dar información muy valiosa respecto a la evolución de los absorbentes.

En el último capítulo de la Tesis presentamos el estudio de las imágenes que forman el llamado *Hubble Deep Field*, tomadas por el Telescopio Espacial Hubble en Diciembre de 1995. Mediante un estudio fotométrico en las cuatro bandas (aproximadamente correspondientes a U, B, V y R) de las que consta la imagen hemos determinado redshifts aproximados para las 1683 galaxias detectadas en la imagen. Un primer conjunto de controles nos permite asegurar que estos objetos corresponden a detecciones reales, y no a fluctuaciones estadísticas en las imágenes.

Hemos realizado también un conjunto muy exhaustivo de pruebas para comprobar que los valores de z obtenidos son suficientemente fiables. Entre ellos cabe destacar la comparación con imágenes infrarrojas del mismo campo tomadas por el Telescopio W.M. Keck,

dos conjuntos de simulaciones que nos permiten estimar el error sistemático inducido por nuestro método, la derivación de la densidad superficial de galaxias a partir de la distribución de valores de z y, por supuesto la comparación con datos espectroscópicos de objetos del HDF disponibles en la actualidad.

Las características principales de la distribución de valores de z que obtenemos son las siguientes:

- 1- Presencia de un pico en la distribución a $z \approx 1.75$
- 2- Presencia de posibles picos secundarios, debidos probablemente a cúmulos de galaxias, a $z \approx 0.5$ y $z \approx 1.0$
- 3- La distribución tiene una cola muy larga hacia valores altos de *redshift*, extendiéndose hasta el punto de presentar 4 galaxias con valores estimados de $z > 6.0$
- 4- Estas galaxias observadas a muy alto *redshift* presentan un aspecto equiparable al de galaxias pequeñas actuales, en lo que se refiere a sus tamaños y luminosidades

La Fig. 3 muestra el aspecto que presenta la más brillante de las cuatro galaxias más lejanas, cuando se la observa en los diferentes filtros (comenzando por el más azul, a la derecha, hasta llegar al más rojo). La signatura característica de un objeto de este tipo es la de flujo cero para longitudes de onda menores que aproximadamente 6500 Å (debido a la absorción Lyman-limit por Hidrógeno neutro), que coincide plenamente con la ausencia de detección del objeto en los tres primeros filtros.

De confirmarse los valores de z estimados para las galaxias más lejanas, esto querría decir que estamos observándolas tal y como eran cuando el Universo tenía sólo el 5% de su edad actual (para una cosmología tipo Einstein-de Sitter, esto significa unos 700 millones de años frente a una edad actual de 15000 millones). Por tanto, su edad es comparable a su tiempo dinámico de formación, lo que nos lleva a afirmar que estamos observando los primeros brotes de formación estelar asociados al colapso de las primeras estructuras galácticas (o protogalácticas) en el Universo.

Detección astrométrica de un objeto de muy baja masa en torno a la radioestrella AB Doradus

Autor/es: J.C. Guirado^{1,2}, J.E. Reynolds³, J.-F. Lestrade⁴, R.A. Preston¹, D.L. Jauncey³, D.L. Jones¹, A.K. Tzioumis³, R.H. Ferris³, E.A. King⁵, J.E.J. Lovell⁵, P.M. McCulloch⁵, K.J. Johnston⁶, K.A. Kingham⁶, J.O. Martin⁶, G.L. White⁷, P.A. Jones⁷, F. Arenou⁴, M. Froeschlé⁸, J. Kovalevsky⁸, C. Martin⁸, L. Lindegren⁹, S. Soderhjelm⁹

Centro/s: ¹ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California 91109, USA

² Departamento de Astronomía, Universitat de València, 46100 Burjassot, Valencia, Spain

³ Australian Telescope National Facility, Epping, New South Wales 2121, Australia

⁴ Observatoire de Paris-Meudon-CNRS, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

⁵ University of Tasmania, Hobart, Tasmania 7001, Australia

⁶ U.S. Naval Observatory, Washington D.C., 20392, USA

⁷ University of Western Sydney, Sydney, New South Wales, Australia

⁸ Observatoire de la Côte d'Azur, CERGA, F-06130 Grasse, France

⁹ Lund Observatory, S-22100 Lund, Sweden

Resumen

Mediante la combinación de observaciones de referencia de fase con VLBI (Very Long Baseline Interferometry) y datos del satélite Hipparcos hemos encontrado evidencia de un objeto de baja masa en órbita en torno a la radioestrella AB Doradus. La masa derivada del movimiento orbital aparente sitúa a este nuevo objeto en el límite entre una enana marrón y una estrella de muy baja masa. Esta medida de la masa, una vez combinada con la apropiada información fotométrica, proporcionará un punto de calibración muy preciso para las diferentes relaciones teóricas masa-luminosidad para estos objetos. Esta es la primera detección de un objeto de baja masa usando la técnica de VLBI, una técnica prometedora en futuras búsquedas de planetas y enanas marrones en órbita alrededor de radioestrellas.

Introducción

Aunque la espectroscopía óptica ha demostrado ser extraordinariamente efectiva en la detección de planetas extrasolares, las técnicas basadas en astrometría ofrecen dos ventajas fundamentales: 1) la determinación de un conjunto completo de elementos orbitales, que proporcionan una estimación sin ambigüedades de la masa del objeto en órbita en torno a la estrella observada y 2) la detección de planetas a distancias mayores de la estrella progenitora que aquellos detectados mediante espectroscopía (es decir, órbitas similares a las presentes en nuestro sistema solar). La técnica de referencia de fase con VLBI ha alcanzado precisiones mucho mejores que un milisegundo de arco (Lestrade

et al 1995) en la determinación de la posición de radioestrellas (normalmente débiles radioemisores) y es, en potencia, una técnica poderosa para la búsqueda astrométrica de objetos de muy baja masa. Hemos muestreado con VLBI la posición de tres estrellas en el hemisferio Sur (Guirado et al 1996). Aunque la finalidad de nuestro análisis astrométrico era contribuir a la unificación de los sistemas de referencia Hipparcos y VLBI (Lindegren y Kovalevsky 1995), encontramos un resultado inesperado. Una de las estrellas observadas, AB Doradus (=HD 36705 = HIC 25647, AB Dor en lo que sigue, un estrella activa K0, miembro del supercúmulo "Pleiades Moving Group") mostraba una aceleración que podía explicarse de forma sencilla como el resultado de la interacción gravitatoria con un objeto de muy baja masa.

Observaciones y reducción de datos

Desde 1992 hemos realizado observaciones de referencia de fase de ABDor y la radiofuente extragaláctica, angularmente cercana a AB Dor, PKS 0516-621. La red de VLBI ha estado compuesta por las antenas australianas de 70m de NASA en Tidbinbilla, la antena de 64m del ATNF en Parkes y la antena de 26m del Mount Pleasant Observatory en Hobart. Usamos el sistema de grabación MarkIII a una frecuencia de 8.4 GHz; los datos fueron correlacionados en el US Naval Observatory en Washington, DC. Hemos seguido un análisis astrométrico idéntico al descrito por Lestrade et al (1990). Las coordenadas de AB Dor resultantes de este análisis, referidas al sistema de referencia de IERS, se usaron para obtener los parámetros astrométricos (posición, movimiento propio y paralaje) de esta estrella por medio de un ajuste de mínimos cuadrados ponderados. El elevado rms y el obvio comportamiento cuasi-sinusoidal de las posiciones residuales tras el ajuste nos llevaron a considerar la hipótesis de la presencia de un objeto invisible en torno a AB Dor. Con el fin de ampliar nuestro cubrimiento temporal, usamos posiciones de AB Dor medidas por el satélite Hipparcos durante un intervalo de tiempo no cubierto por las observaciones de VLBI. Hay que señalar que durante la reducción de los datos de Hipparcos (Kovalevsky et al 1995; Arenou 1996) se encontró que el movimiento del fotocentro de AB Dor no era lineal, lo que confirma de forma independiente que esta estrella es una binaria astrométrica. Puesto que las posiciones de Hipparcos también estaban referidas al sistema de referencia de IERS, nos fue posible combinar los dos conjuntos de posiciones VLBI+Hipparcos en nuestro ajuste de mínimos cuadrados para determinar no sólo los parámetros astrométricos del movimiento de AB Dor sino también sus elementos orbitales. El resultado de nuestro ajuste muestra que el cubrimiento temporal del conjunto de datos combinado VLBI+Hipparcos no cubre una órbita completa y que una amplia familia de órbitas con periodos mayores de siete a nos ajustan las posiciones con una rms similar. Partiendo de diferentes valores *a priori* de los elementos orbitales, hemos realizado una extensa búsqueda de las órbitas más probables para AB Dor; por cada órbita probable examinada, hemos usado la masa de AB Dor, el nuevo valor de su paralaje y la ter-

cera ley de Kepler para estimar el valor de la masa de la compa nera invisible, AB Dor C. Un examen preliminar muestra que la masa de AB Dor C se sitúa en el intervalo $0.070\text{--}0.126 M_{\odot}$. Una de las posibles órbitas aparentes de AB Dor correspondiente a un valor de la masa de AB Dor C hacia el centro de este intervalo se muestra en la Fig 1. Continuamos obteniendo más posiciones de AB Dor con nuestra red de VLBI, por lo que esperamos restringir el rango de masas permitidas para AB Dor C.

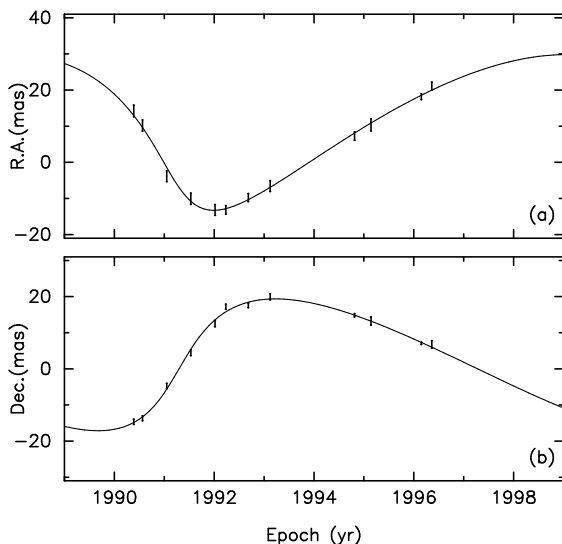


Fig. 4. Una de las posibles órbitas aparentes de AB Dor. La figura muestra la ascensión recta (a) y la declinación (b) de AB Dor en las diferentes épocas de observación después de sustraer los efectos de movimiento propio y paralaje; las cinco primeras épocas corresponden a datos del satélite Hipparcos. La línea continua corresponde al movimiento orbital de AB Dor resultante del ajuste de mínimos cuadrados.

Con una masa entre 0.070 y $0.126 M_{\odot}$, AB Dor C podría ser un objeto de transición justo en el límite subestelar, quizás una enana marrón. En cualquier caso es uno de los pocos objetos de este tipo cuya masa se ha determinado dinámicamente (Henry & McCarthy 1993). Por tanto, el sistema AB Dor ofrece la rara oportunidad de combinar una precisa determinación de la masa con información fotométrica de un joven objeto de muy baja masa. En particular, una detección fotométrica adecuada localizaría este objeto en un diagrama masa-luminosidad y constituiría un punto de calibración muy preciso para diferentes relaciones teóricas masa-luminosidad para estos objetos (D'Antona y Mazitelli 1995; Burrows et al 1993; Barrafe et al 1995). Dada la pertenencia de AB Dor al supercúmulo que incluye las Pléyades, podríamos escalar las masas de objetos que son candidatos a enanas marrones descubiertos mediante fotometría en las Pléyades (Stauffer et al 1994; Rebolo et al 1995). La diferencia de magnitud entre AB Dor y su compa nera invisible, nueve magnitudes menos brillante, y su separación, entre 0.25 y $1.2''$, hacen que la detección fotométrica de AB Dor C sea improbable con telescopios terrestres. La alta resolución espacial y las capacidades coronográficas de la cámara NICMOS que será instalada en el HST este

mismo a no 1997 parecen ser ideales para la detección de este objeto.

La detección astrométrica de AB Dor C demuestra la potencia de la técnica de referencia de fase con VLBI para la búsqueda de objetos de baja masa en torno a radioestrellas. Incluso con una resolución similar a la alcanzada en el caso de AB Dor, la aplicación de esta técnica a estrellas cercanas (<5 parsecs) de tipo dMe (fuertes radioemisoras y poco masivas) reportaría la detección de objetos subestelares con masas tan pequeñas como la de Júpiter para periodos menores que cinco a nos (Lestrade et al 1995).

References

- Arenou, F., 1996, en *De l'utilisation des données Hipparcos*, M. Froeschlé, J. Falin y J.L. Falin (eds), Observatoire de la Côte d'Azur, p. 31
- Barrafe, L., et al., 1996, *ApJ*, 446, L35
- Burrows, A., et al., 1993, *ApJ*, 406, 158
- D'Antona, F., & Mazitelli, I., 1985, *ApJ*, 345, 939
- Guirado, J.C. et al., 1996, en *Radio Emission from the Stars and the Sun*, A.R. Taylor y J.M. Paredes (eds), ASP Conf. Ser. Vol. 6 (ASP, San Francisco), p. 134
- Henry, T.J. & McCarthy, D., 1993, *AJ*, 106, 773
- Kovalevsky, J., et al., 1995, *A&A*, 304, 34
- Lestrade, J.-F. et al., 1990, *AJ*, 99, 1663
- Lestrade, J.-F. et al., 1995, *A&A*, 304, 182
- Lestrade, J.-F. et al., 1996, *JGR*, 101, E6, 14, 837
- Lindegren, L. & Kovalevsky, J., 1995, *A&A*, 304, 189
- Rebolo, R., et al., 1995, *Nature*, 377, 129
- Stauffer, J.R., Hamilton, D., and Probst, R.G., 1994, *AJ*, 108, 155

Simulaciones numéricas de galaxias en entornos de alta densidad

Autor/es: M. Ángeles Gómez-Flechoso

Centro/s: Univ. Autónoma de Madrid

Introducción

Las simulaciones numéricas de N-cuerpos son un buen método de estudio en situaciones en las que, debido

a la complejidad del problema, sea imposible obtener una solución analítica o semianalítica que permita una mejor comprensión de la situación física.

En este trabajo se han utilizado este tipo de métodos para llevar a cabo un estudio de los efectos morfológicos y dinámicos producidos sobre galaxias de distinto tipo (elípticas y espirales) cuando orbitan en regiones de alta densidad. Las regiones de alta densidad que vamos a considerar son los cúmulos ricos de galaxias y los grupos compactos de galaxias.

Para la realización de nuestras simulaciones hemos utilizado un código numérico tipo árbol (*treecode*) implementado por L. Hernquist⁶, que hemos modificado para introducir los efectos que un potencial externo (analítico) generaría sobre las galaxias en estudio. Por otra parte, las galaxias han sido simuladas como sistemas de N-cuerpos ($N \sim 5000 - 37000$ partículas).

Galaxias espirales en cúmulos ricos

Una de las características observacionales más destacables de los cúmulos ricos de galaxias es que existe una fuerte correlación de la morfología de las galaxias con la densidad local de galaxias^{3,17,23}, así como con su distancia al centro del cúmulo²¹. Esto se podría resumir en el hecho de que los tipos tempranos de galaxias se encuentran preferentemente en las zonas más centrales del cúmulo. Otra de las características observacionales, sugerida por algunos autores^{20,22}, es la posible correlación entre la posición dentro del cúmulo de las galaxias espirales y el decrecimiento de sus curvas de rotación, en contraposición con las típicas curvas de rotación planas de las espirales de campo. Sin embargo, dicha correlación ha sido puesta en duda por otros autores¹.

Estos dos hechos nos llevan a preguntarnos sobre el papel que puede jugar el potencial de los cúmulos en la morfología y la cinemática de las galaxias que orbitan en ellos.

Para realizar un estudio de esta posible relación hemos implementado un modelo numérico de galaxia de disco multicomponente (halo, disco y bulbo) en equilibrio en ausencia de fuerzas externas. Posteriormente, y mediante el código numérico *treecode*, modificado tal y como hemos expuesto anteriormente, dejamos orbitar nuestra galaxia de disco dentro del potencial que generaría un cúmulo de galaxias.

El potencial asociado al cúmulo lo hemos modelizado mediante un perfil analítico obtenido o bien a partir de observaciones⁴ en rayos X, o bien a partir de simulaciones sobre formación de cúmulos¹⁶. Además hemos considerado dos casos: a) cúmulos con potencial estático (no evolucionan con el tiempo), b) cúmulos con colapso esférico, en cuyo caso la evolución de la densidad con el *redshift* sería de la forma $\rho \propto (1+z)^3$. La masa asociada a este tipo de cúmulos sería del orden de $1.3 \times 10^{15} M_{\odot}$ dentro de 3 Mpc de radio, en la época actual.

Con el fin de abarcar todo el espacio de parámetros que puedan influir en la evolución de nuestra galaxia de disco hemos realizado simulaciones variando la órbita de la galaxia, su densidad, su masa, etc.

Los resultados que hemos obtenido son que, en general, los efectos encontrados en las galaxias son mayores cuanto menor es su densidad y en los casos en los que hemos considerado órbitas radiales (frente a órbitas externas) y/o cúmulos con colapso esférico (frente a cúmulos estáticos). Dichos efectos son los que vamos a enumerar a continuación:

- Truncación o destrucción del halo oscuro de la galaxia.
- Truncación de la parte *luminosa* de la galaxia (sistema disco + bulbo).
- Calentamiento del disco, reflejado en un ensanchamiento vertical.
- Decrecimiento de las curvas de rotación en las zonas externas del disco.

Galaxias elípticas en grupos compactos

Los grupos compactos de Hickson⁸ (GCH) son sistemas de pocas galaxias (4 – 10 galaxias), densos y aislados. Otras de las características de estos sistemas son su baja dispersión de velocidades^{9,12}, $\sigma \sim 250 - 300$ km/s). Esto, unido a la alta densidad de galaxias mencionada antes, supondría una rápida evolución del sistema que se reflejaría en la destrucción de las galaxias por fuerzas de marea y en la coalescencia de unas con otras, lo cual se traduciría en la desaparición de los GCH en cortos intervalos de tiempo (1 – 3 Gyr.) y en la formación de galaxias elípticas azules. Sin embargo, esta teoría sobre la naturaleza de los GCH presenta serios problemas dado que: a) no existe ninguna correlación entre las propiedades de los GCH y los signos de interacción entre sus galaxias^{14,18}, b) los porcentajes de galaxias con signos de coalescencia son muy bajos^{24,25,14}, y c) no se observan más galaxias elípticas azules que en otros entornos²⁴. Las explicaciones que se han sugerido para explicar este tipo de sistemas son que o bien se trata de superposiciones de filamentos o de grupos dispersos vistos en proyección^{11,7}, o bien son asociaciones dinámicamente jóvenes. Sin embargo, esto está en contradicción con las observaciones de emisión difusa en rayos X ($\sim 75\%$ de los GCH presentan emisión difusa¹⁹) y con los altos porcentajes de galaxias con signos de interacción, además del hecho de que no se observan *fósiles* de los GCH.

Por este motivo nosotros hemos buscado soluciones alternativas que nos permitan entender los GCH como asociaciones estables y reales de galaxias. Con este propósito hemos modelizado el potencial del halo común de materia oscura del grupo compacto mediante una ley de Hubble modificada, cuyos parámetros los hemos ajustado a partir de las observaciones¹⁵ en rayos X, fijando la masa oscura a 300 kpc en torno a $3 \times 10^{13} M_{\odot}$, mientras que para las galaxias hemos utilizado modelos de N-cuerpos que simulen galaxias elípticas. Para obtener la función de distribución de dichas galaxias hemos buscado soluciones de la ecuación de Boltzmann en equilibrio con la distribución de materia oscura del grupo compacto. De este modo hemos obtenido una familia de soluciones que hemos denominado *esferas de King modificadas*, dado que se obtienen siguiendo el mismo procedimiento matemático que las esferas de King¹⁰, pero se diferencian de éstas en que

para su obtención se tiene en cuenta el potencial de mareas generado por el grupo compacto. Las soluciones obtenidas dependen únicamente de dos parámetros (radio del *core*, r_c , y dispersión central de velocidades, σ_o) que se fijan a partir de las observaciones. Posteriormente hemos estudiado la estabilidad de dichas soluciones mediante varias simulaciones de grupos compactos virializados (con cuatro galaxias por grupo) que hemos dejado evolucionar dentro del potencial (estático) del halo de materia oscura durante 30–50 tiempos de cruce.

Los resultados que obtuvimos son los siguientes:

- La distancia media entre las galaxias no evoluciona con el tiempo y las trayectorias son estables.
- La dispersión de velocidad de las galaxias en el grupo no cambia en promedio.
- Las galaxias no coalescen unas con otras y, en general, las trayectorias son independientes de la presencia de otras galaxias.
- La dispersión de velocidades interna de las galaxias no varía.
- La fracción de masa de las galaxias perdida por fuerzas de marea es pequeña (10-20 %) y el perfil de densidad no evoluciona (ajusta a una ley de de Vaucouleurs).

Por el contrario, si realizamos simulaciones de GCH cuyas galaxias se modelizan mediante esferas de King estándar (fuera del equilibrio con el campo de mareas) o de GCH sin halo común obtenemos que las galaxias del grupo pierden gran parte de su masa y acaban coalesciendo en una fracción muy corta del tiempo de Hubble.

Conclusiones

A partir de los estudios realizados, podemos concluir que:

1. Las **galaxias espirales en cúmulos ricos**:
 - Son muy difíciles de transformar en galaxias elípticas con las características de las observacionales, ya que si bien morfológicamente se asemejan a elípticas, desde el punto de vista dinámico no se puede decir lo mismo. Además, sólo en condiciones muy extremas de los parámetros del cúmulos y de la galaxia se puede destruir una galaxia espiral. Por lo tanto, la relación observacional existente entre el tipo morfológico y la densidad local de galaxias no se puede explicar apelando únicamente a efectos dinámicos recientes.
 - Por otro lado, las curvas de rotación de las espirales en los cúmulos se ven modificadas por efecto del potencial del cúmulo (observándose un decaimiento en la parte externa), pero dichas modificaciones dependen de muchos parámetros (órbita, densidad de la galaxia, etc.). Esto explicaría la incertidumbre observacional que existe a este respecto.
2. Para las **galaxias elípticas en grupos compactos** hemos obtenido soluciones que permiten la existencia de los GCH como estructuras estables en presencia de un halo común de materia oscura. Los parámetros de dichas soluciones se encontrarían dentro del rango observacional existente para galaxias elípticas. El único hecho que podría afectar la

estabilidad de los GCH sería el decaimiento de las órbitas de las galaxias debido a fricción dinámica dentro del halo de materia oscura^{2,13}, si bien los estudios que hemos realizado de fricción dinámica sobre un objeto no rígido⁵, como son las galaxias, dan tiempos de caída mucho mayores que los estimados para un objeto rígido, lo que permitiría relajar la necesidad de que los GCH, tal y como los vemos, sean objetos dinámicamente jóvenes.

Referencias

1. Amram, P., Balkowski, C., Marcelin, M. & Cayatte, V. 1993, *ApJ Letters*, **403**, L59
2. Chandrasekhar, S. 1943, *ApJ*, **97**, 255
3. Dressler, A. 1980, *ApJ*, **236**, 351
4. Durret, F., Gerbal, D., Lachièze-Rey, M. & Sadat, R. 1995, *A&A*, *enviado*
5. Gómez-Flechoso, M.A. & Domínguez-Tenreiro, R. 1997, *en preparación*
6. Hernquist, L. 1987, *ApJS*, **64**, 715
7. Hernquist, L., Katz, N. & Weinberg, D.H. 1995, *ApJ*, **442**, 57
8. Hickson, P. 1982, *ApJ*, **255**, 382
9. Hickson, P., Mendes de Oliveira, C., Huchra, J.P. & Palumbo, G.G.C. 1992, *ApJ*, **399**, 353
10. King, I.R. 1966, *AJ*, **71**, 64
11. Mamon, G.A. 1986, *ApJ*, **307**, 426
12. Mamon, G.A. & Henriksen, M.J. 1996, *preprint*
13. Maoz, E. 1993, *M.N.R.A.S.*, **263**, 75
14. Mendes de Oliveria, C. & Hickson, P. 1994, *ApJ*, **427**, 684
15. Mulchaey, J.S., Davis, D.S., Mushotzky, R.F. & Burstein, D. 1996, *ApJ*, **456**, 80
16. Navarro, J.F., Frenk, C.S. & White, S.D.M. 1996, *M.N.R.A.S.*, *en prensa*
17. Oemler, A. 1974, *ApJ*, **194**, 1
18. Pildis, R.A., Bregman, J.N. & Schombert, J.M. 1996, *preprint*
19. Ponman, T.J. *et al.* 1996, *SISSA preprint (9607114)*
20. Rubin, V.C., Whitmore, B.C. & Ford, W.K. 1988, *ApJ*, **333**, 522
21. Sanromá, M. & Salvador-Solé, E. 1990, *ApJ*, **360**, 16
22. Whitmore, B.C., Forbes, D.A. & Rubin, V.C. 1988, *ApJ*, **333**, 542
23. Whitmore, B.C., Gilmore, D.M. & Jones, C. 1993, *ApJ*, **407**, 489
24. Zepf, S.E., Whitmore, B.C. & Levison, H.F. 1991, *ApJ*, **383**, 524
25. Zepf, S.E. 1993, *ApJ*, **407**, 448

Subestructura a pequeña escala en cúmulos de galaxias relajados

Autor/es: Guillermo González Casado

Centro/s: Dep. de Matemática Aplicada II, Fac. de Matemáticas y Estadística, Barcelona

Introducción

Durante la década de los 90 numerosos estudios han puesto de manifiesto que los cúmulos de galaxias son generalmente sistemas complejos con presencia de subestructuras en su interior que han sobrevivido al proceso de formación (ver Salvador-Solé et al. 1993a; Escalera et al. 1994 y referencias). Esto implica que el análisis del estado dinámico de los cúmulos de galaxias debe realizarse desde el punto de vista de que estos sistemas no están completamente relajados, o al menos no a todas las escalas relevantes para el sistema. Enfocado el problema de este modo, las observaciones conducen a una clasificación de los tipos de subestructura en dos grupos básicos: 1) subestructura a gran escala ($\geq 1h^{-1}$ Mpc), correspondiente al caso de dos o más cúmulos en proceso de fusión; y 2) subestructura a pequeña escala (entre $0.1h^{-1}$ Mpc y $0.3h^{-1}$ Mpc), que corresponde a subgrupos de galaxias inmersos en la región central de cúmulos de galaxias.

El segundo tipo de subestructura ha sido objeto de estudio en mi tesis doctoral. En ella se han desarrollado una serie de métodos que permiten el análisis de la distribución de galaxias en los cúmulos a diferentes escalas. Estos métodos han sido aplicados a una muestra de cúmulos reales obteniéndose una descripción cuantitativa de su grado de relajación y de la frecuencia y características del fenómeno de la subestructura a pequeña escala. Como complemento a este estudio, se ha realizado un análisis del tiempo de supervivencia dinámica de un subgrupo de galaxias inmerso en un cúmulo.

Métodos

Los métodos desarrollados se describen en detalle en Salvador-Solé et al. (1993a), Salvador-Solé et al. (1993b) y referencias. Resumiendo, se trata de dos métodos denominados de deconvolución (DEC) y directo (DIR). El método DIR permite obtener el perfil de densidad radial media (número de galaxias por unidad de superficie) de un cúmulo, y es insensible a la existencia de subestructura. El método DEC también proporciona un perfil de densidad radial pero es sensible a la existencia de subestructura. El resultado de ambos métodos es un perfil casi continuo convolucionado con una función filtro cuya escala debe ser fijada. Dicha escala determina la escala de resolución con la cual se ha obtenido el perfil final. En el límite de escala de resolución infinitamente pequeña el método DIR da como resultado una serie de picos centrados en las posiciones radiales de las galaxias del cúmulo. Por otro lado, si se utiliza una escala de resolución grande (mayor que la de la subestructura existente de manera que ésta queda limada) ambos métodos proporcionan el mismo perfil en cúmulos relajados.

Suponiendo que los cúmulos de galaxias son realizaciones concretas de un perfil de densidad media, $n(r)$, la autocorrelación del perfil derivado por el método DIR es una estimación de la autocorrelación del perfil de densidad media, $n * n$, mientras que la autocorrelación del perfil derivado por DEC es la autocorrelación del perfil de densidad de la realización concreta que repre-

senta el cúmulo analizado, $\rho * \rho$. La diferencia relativa de ambas autocorrelaciones define la llamada función de correlación a dos puntos media:

$$\bar{\xi}(s) = \frac{\rho * \rho - n * n}{n * n}$$

La función $(n * n)\bar{\xi}(s)$ mide el exceso de probabilidad (respecto al valor puramente poissoniano) de encontrar una galaxia a una distancia s de otra cualquiera. Por tanto se trata de un estadístico que permite caracterizar cuantitativamente la subestructura en los cúmulos de galaxias, de forma similar a su homólogo $\xi(s)$, que se utiliza para describir la estructura a gran escala del universo. De hecho $\bar{\xi}(s)$ se obtiene de un promedio convolucionado del estadístico habitual $\xi(s)$. Del mismo modo que la función $\xi(s)$ resulta adecuada para el estudio de muestras de densidad media constante, la función $\bar{\xi}(s)$ es especialmente adecuada para analizar muestras no homogéneas con simetría radial como es el caso de los cúmulos de galaxias.

Análisis de Cúmulos Reales

Los métodos anteriormente descritos han sido aplicados a una muestra de 14 cúmulos de galaxias (Dressler & Shectman 1988). Los principales resultados del estudio del perfil de densidad radial de los cúmulos de la muestra a diferentes escalas de resolución son los siguientes (vease para más detalles Salvador-Solé et al. 1993a):

En primer lugar los cúmulos libres de subestructura a gran escala analizados con escalas de resolución intermedias ($\simeq 0.5h^{-1}$ Mpc), presentan perfiles de densidad similares entre sí (dentro de la región central de radio igual a $1h^{-1}$ Mpc). El perfil medio de densidad radial y la desviación standard de los perfiles individuales son compatibles con una ley de King: $n(r) \propto [1 + (R/R_c)^2]^{-1}$, $R_c = 0.25h^{-1}$ Mpc. La existencia de un perfil universal a esta escala de resolución es indicativo de que los cúmulos de galaxias han alcanzado un estado de relajación dinámica común al menos a dicha escala.

En segundo lugar, cuando se calculan los perfiles de densidad radial a escalas más pequeñas ($\leq 0.3h^{-1}$ Mpc), se observan diferencias significativas entre los resultados obtenidos por los métodos DEC y DIR en el 50% de los cúmulos analizados. Estas diferencias son indicativas de la presencia de subestructura a pequeña escala.

Por otra parte, al calcular la función $\bar{\xi}(s)$ de los cúmulos de la muestra se confirman los resultados del análisis anterior (ver Salvador-Solé et al. 1993b). Los mismos cúmulos de galaxias con diferencias significativas entre los perfiles DEC y DIR presentan valores significativamente positivos de la función $\bar{\xi}(s)$ en escalas menores a $0.2-0.3 h^{-1}$ Mpc. Típicamente la significación de la señal de correlación es de 1.5–2.0 veces la desviación standard medida en simulaciones Monte Carlo libres de subestructura. Utilizando un modelo simple de agrupamiento de las galaxias en un cúmulo es posible reproducir el perfil típico de la función $\bar{\xi}(s)$ obtenido de la superposición aleatoria de los cúmulos de la muestra que presentan evidencias de albergar subestructura a escala pequeña. El modelo en cuestión (véase

González-Casado et al. 1993 para más detalles), supone la existencia de un subgrupo de galaxias con un radio de $0.2h^{-1}$ Mpc dentro de cada cúmulo. Dichos subgrupos se distribuyen homogéneamente dentro de la región central de radio $1h^{-1}$ Mpc y tienen un perfil de densidad intrínseco universal. El mejor ajuste de la función $\xi(s)$ observada en cúmulos reales utilizando un perfil de King para la subestructura, $\sigma(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-1}$, se obtiene para $r_c = 0.06h^{-1}$ Mpc. Por tanto, el modelo requiere que los subgrupos de galaxias inmersos en los cúmulos tengan una concentración central alta. En la siguiente sección veremos que esto es consistente con los resultados del estudio de la evolución dinámica de subgrupos dentro de cúmulos de galaxias relajados.

Supervivencia Dinámica de Subestructuras de pequeña escala

El análisis de la supervivencia dinámica de subestructuras se ha realizado mediante un modelo semi-analítico que tiene en cuenta los dos procesos más relevantes (ver González-Casado et al. 1994 para más detalles): 1) la fricción dinámica causada por las partículas de materia del medio intracumular (que se supone dominado por masa no visible), y 2) la interacción de marea causada por el potencial medio del cúmulo de galaxias. El primer proceso causa la caída de la órbita de la subestructura hacia el centro del cúmulo donde desaparece inmersa en su núcleo. El segundo proceso también causa la caída orbital pero en mayor medida puede producir la destrucción de la subestructura bien sea por una pérdida de masa excesiva o por un incremento de la energía interna que deja desligado gravitatoriamente el sistema.

Aunque la modelización semi-analítica naturalmente conlleva una serie de aproximaciones, permite explorar con rapidez un amplio rango de valores de los parámetros libres del problema, lo cual sirve como guía para posteriores cálculos más refinados pero que conlleven un mayor coste de tiempo como son las simulaciones de N-cuerpos.

Los resultados detallados del estudio están descritos en González-Casado et al. (1994). Suponiendo un límite superior para el radio de la subestructura de $0.3h^{-1}$ Mpc, se obtiene que los subgrupos con una masa superior al 5% de la masa total del cúmulo pueden sobrevivir durante alrededor del 10% de la edad del universo siguiendo órbitas radiales desde las regiones más externas del cúmulo. Si se trata de órbitas circulares el tiempo de supervivencia es mucho mayor, pudiendo llegar a ser comparable con la edad del universo. Según simulaciones de N-cuerpos cosmológicas de alta resolución dinámica realizadas recientemente por Tormen (1997) las órbitas de subgrupos de galaxias suelen tener una excentricidad media de 0.5, es decir, un valor intermedio entre una órbita radial y una circular. Por otro lado, si la subestructura tiene una masa inferior al 5% de la masa total del cúmulo, se ve afectada severamente por las fuerzas de marea, perdiendo gran cantidad de masa conforme se aproxima al núcleo del cúmulo y finalmente su energía interna pasa a ser positiva tras cruzarlo.

Un resultado interesante del estudio concierne a la caída de grupos de galaxias desde el exterior del cúmulo por acreción. Éste es uno de los posibles escenarios invocados para explicar la existencia de subestructura a pequeña escala en los cúmulos. Utilizando los parámetros habitualmente observados en grupos de galaxias se obtiene que en todos los casos son rápidamente destruidos por las fuerzas de marea al atravesar el núcleo del cúmulo. Los resultados indican que se requieren grupos con densidades similares o mayores a las observadas en los núcleos de cúmulos de galaxias, y por tanto sugieren que más bien podrían ser dichos núcleos los que tras una fusión reciente entre dos cúmulos producen la subestructura a escala pequeña.

Sumario

El trabajo realizado pone de manifiesto que la subestructura a pequeña escala es un fenómeno bastante común en cúmulos de galaxias que aparecen relajados en escalas intermedias. La función $\xi(s)$ permite describir la correlación a dos puntos observada mediante un modelo sencillo que requiere que la subestructura tenga una concentración central elevada, lo cual es consistente con los resultados del análisis dinámico posterior.

Utilizando simulaciones de N-cuerpos se está estudiando actualmente la respuesta de la función $\xi(s)$ cuando se aplica a un sistema resultado de una fusión reciente entre dos sistemas pre-existentes. Este trabajo tiene por objeto analizar el posible uso de esta función como herramienta para determinar cómo y cuándo se han formado los cúmulos de galaxias reales.

Referencias

- Dressler, A., Shectman, S. A. 1988, AJ, 95, 985
- Escalera, E., Biviano, A., Girardi, M., Giuricin, G., Mardirossian, F.,
- Mazure, A., Mezzetti, M. 1994, ApJ, 423, 539
- González-Casado, G., Solanes, J. M., Salvador-Solé, E. 1993, ApJ, 410, 15
- González-Casado, G., Mamon, G. A., Salvador-Solé, E. 1994, ApJ, 433, L61
- Salvador-Solé, E., Sanromà, M., González-Casado, G. 1993a, ApJ, 402, 398
- Salvador-Solé, E., González-Casado, G., Solanes, J. M. 1993b, ApJ, 410, 1
- Tormen, G. 1997, MNRAS, in press (astro-ph/9611078)

Combustión termonuclear en la frontera de núcleos estelares degenerados

Autor/es: Jordi Jose

Centro/s: Universitat Politècnica de Catalunya

La acreción de masa sobre la superficie de una estrella enana blanca, que forma parte de un sistema binario, juega un papel crucial en la caracterización de un amplio abanico de fenómenos astrofísicos en el contexto de la evolución estelar. En particular, las erupciones de

novas clásicas, las explosiones de supernova del tipo Ia o las fuentes binarias de rayos X poco masivas (relacionadas con la formación de estrellas de neutrones en sistemas binarios mediante el fenómeno de colapso inducido por acreción de la estrella enana blanca) están íntimamente ligadas a este escenario. En todos estos fenómenos astrofísicos, se pone de manifiesto el papel esencial de la envoltura exterior, previamente acretada, en la evolución final de la estrella enana blanca.

En esta tesis doctoral, se ha analizado el efecto de la combustión termonuclear en la frontera de núcleos degenerados de enanas blancas en acreción mediante un código hidrodinámico unidimensional, lagrangiano e implícito, aplicado a una amplia variedad de condiciones iniciales. Se ha puesto especial énfasis en el análisis de las erupciones de nova, así como en el desarrollo de frentes de detonación que dan lugar a explosiones de supernova del tipo Ia.

En lo referente a la descripción de las erupciones tipo nova, se ha analizado la influencia de la composición química de la enana blanca, el porcentaje de mezcla entre envoltura y núcleo, la masa de la enana blanca y el ritmo de acreción. Se han reproducido las propiedades principales correspondientes al final de la fase de acreción para dos series de modelos de enanas blancas de ONeMg, adoptando las mismas condiciones iniciales que Politano et al. [1995]. Uno de estos modelos se ha evolucionado hasta los estadios de explosión y expansión. La mayor parte de las magnitudes físicas características de la explosión se han reproducido satisfactoriamente (por ejemplo, la masa acretada en la envoltura, la temperatura máxima durante la explosión, el ritmo máximo de generación de energía por reacciones nucleares o la nucleosíntesis) a pesar de que se han obtenido algunas discrepancias en lo referente al mecanismo de eyección de masa, así como en las velocidades máximas alcanzadas en la envoltura. Estas diferencias han sido atribuidas al uso de otras prescripciones para el transporte convectivo.

Se ha incluido una composición inicial para una enana blanca de ONe basada en cálculos más realistas [Ritossa, García-Berro & Iben 1996] y se ha comparado la evolución de dos modelos idénticos, uno con una enana blanca de CO y otro en la que se ha optado por una composición de ONe. El resultado más destacado es la acreción de una mayor envoltura sobre la enana blanca de ONe, debido a la menor abundancia de ^{12}C . De esta forma, la ignición en el modelo de ONe tiene lugar en condiciones de mayor densidad (o presión propia), lo que comporta una mayor violencia en la explosión, que se manifiesta en un mayor pico de temperatura y una mayor cantidad de masa eyectada en la evolución a largo plazo. Además, la escala de tiempo característica de la erupción es más corta para el modelo de CO, resultado de notoria importancia para las abundancias finales presentes en la envoltura eyectada, especialmente ^7Li [Hernanz, José, Coc, & Isern 1996]. A destacar que la proporción isotópica $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ obtenida en el modelo de CO podría explicar las abundancias observadas en los llamados meteoritos Ne-E [Eberhardt 1974]. El efecto del grado de mezcla entre núcleo y envoltura ha sido analizado a través de un cierto número de modelos para enanas blancas

de CO u ONE de diversas masas. Su influencia ha resultado ser poco significativa comparada con el mayor efecto ejercido por otros parámetros del modelo.

El análisis del efecto de la masa de la enana blanca ha revelado que las estrellas más masivas acretan envolturas más ligeras, resultado que concuerda con las conclusiones de algunos estudios precedentes [Kutter & Sparks 1980; Prialnik et al. 1982]. En las estrellas enanas blancas más masivas, la ignición se produce toda vez se ha alcanzado una mayor presión en la base de la envoltura, es decir, en condiciones de mayor degeneración. En este caso, las explosiones resultantes son mucho más violentas, caracterizándose por temperaturas máximas más elevadas y escalas evolutivas más cortas, responsables de las diferencias obtenidas en la producción de especies nucleares en los distintos modelos simulados. Se han obtenido grandes cantidades de ^{13}C , $^{14,15}\text{N}$ y ^{17}O para los modelos de enanas blancas de ONe muy masivas (1.25 & $1.35 M_{\odot}$). Se ha concluido que los cocientes O/N menores que 1 y N/C mayores que 1 son indicadores de la presencia de una enana blanca muy masiva. En lo referente a la producción de ^{19}F , se ha sintetizado de forma apreciable en la envoltura acretada de enanas muy masivas, $\sim 1.35 M_{\odot}$, con abundancias promedio muy similares a las obtenidas en el estudio de pulsos térmicos en estrellas AGB [Forestini et al. 1992]. De este modo, la producción de ^{19}F en novas clásicas no puede ser descartado completamente por ahora. Se ha observado una marcada tendencia en la producción de $^{22,23}\text{Na}$: su abundancia se incrementa con la masa de la enana blanca (o con la disminución del ritmo de acreción), resultado que concuerda con las conclusiones esbozadas por Politano et al. [1995]. Por otro lado, ^{26}Al muestra elevadas sobreproducciones [José, Hernanz & Coc 1997], con una abundancia mínima alrededor del modelo de $1.25 M_{\odot}$, en desacuerdo con la tendencia obtenida por Politano et al., en la que la abundancia de ^{26}Al decrece monótonamente al incrementar la masa de la enana. En nuestro estudio, se ha concluido que esta discrepancia obedece al uso de diferentes prescripciones para los ritmos de las reacciones nucleares directamente involucradas en la síntesis de ^{26}Al . Los cocientes obtenidos entre $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ son compatible con las abundancias medidas en los denominados *X-grains*, aunque no permiten reproducir el cociente isotópico $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$. Las abundancias de magnesio obtenidas en todos los modelos están de acuerdo con la característica observacional que las novas de ONe son abundantes en Ne pero son muy pobres en Mg.

Se ha analizado la evolución de algunos modelos bajo distintos ritmos de acreción, para clarificar su incidencia en las explosiones de nova. Como era de esperar, ritmos de acreción bajos dan lugar a erupciones más violentas, caracterizadas por mayores picos de temperatura y mayores envolturas eyectadas al medio interestelar.

Se han utilizado dos ajustes distintos para las opacidades radiativas (Iben [1975] y Rogers & Iglesias [1993]) para estimar su posible efecto en la erupción. Su influencia, relegada a la fase inicial de relajación de los modelos, da lugar a envolturas más ligeras cuando se usan las opacidades de Rogers & Iglesias [1993], lo que comporta una erupción más suave, pese a que no se

aprecian diferencias notables en la nucleosíntesis final.

El análisis de las abundancias obtenidas en los diferentes modelos evolucionados ha revelado algunas similitudes con los valores observados en algunas novae. En particular, uno de los modelos de enanas blancas de ONe de $1.25M_{\odot}$ utilizado, presenta una abundancias similares a las deducidas en el sistema V693 CrA 1981 (Williams et al. [1985]). El modelo de $1.35M_{\odot}$ guarda por su parte un notable parecido con otra nova, V1370 Aql 1982 [Snijders et al. 1987]. En particular, este modelo proporciona abundancias de azufre próximas a las observadas en esta nova. Con respecto a las simulaciones de enanas blancas de CO, los modelos de $1.00M_{\odot}$ y $1.15M_{\odot}$ muestran abundancias promedio compatibles con la composición observada en el material eyectado por la nova V1688 Cyg 1978 [Andrea 1992].

Se ha dedicado especial énfasis al estudio de la producción de isótopos de interés para la astrofísica durante las erupciones de nova. En particular, las novae de CO aparecen como candidatas para la síntesis de ${}^7\text{Li}$, con factores de sobreproducción del orden de 2000, un orden de magnitud mayores que los obtenidos con novae de ONe. Nuestros resultados, publicados en *Astrophysical Journal*, difieren notoriamente de los obtenidos con modelos parametrizados de una capa [Boffin et al. 1993], lo que pone de manifiesto la importancia de la fase de acreción, la fase de subida de temperatura hasta el máximo y el transporte convectivo.

Notables abundancias de ${}^{22}\text{Na}$ se han obtenido al evolucionar núcleos masivos de enanas blancas de ONe. Los resultados obtenidos concuerdan con los límites superiores derivados por Iyudin et al. [1995] a partir de la infructuosa búsqueda de la emisión γ a 1.275 MeV proveniente de la desintegración del sodio, realizada por la misión COMPTEL. Hemos concluido, no obstante, que las abundancias obtenidas de ${}^{22}\text{Na}$ en las envolturas eyectadas de alguno de nuestros modelos podrían ser detectadas con equipamientos de mayor sensibilidad, como los de la próxima misión espacial INTEGRAL.

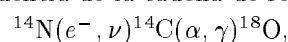
Con respecto a la posible contribución de las erupciones de nova a las abundancias galácticas de ${}^{26}\text{Al}$, nuestros resultados muestran la necesidad de recurrir a otros escenarios para explicar las $3M_{\odot}$ de ${}^{26}\text{Al}$ galáctico estimadas, dado que sólo unas $\sim 0.4M_{\odot}$ pueden ser atribuidas a erupciones de nova. Esta conclusión está parcialmente apoyada por el reciente modelo basado en progenitores jóvenes, como estrellas AGB masivas, explosiones de supernova del tipo II o estrellas Wolf-Rayet, sugerida por las observaciones de la distribución de ${}^{26}\text{Al}$ en la Galaxia, realizadas por COMPTEL. [Prantzos & Diehl 1996].

Se han analizado también los problemas relativos a la acreción de helio en enanas blancas poco masivas, desde el inicio de la fase de acreción, en la que una envoltura masiva rica en helio se acumula gradualmente sobre el núcleo inerte de una enana blanca, seguido por la ignición explosiva del helio cerca de la base de la envoltura, dando lugar a dos ondas de choque: un frente de detonación que se propaga hacia la superficie, incinerando la mayor parte de la envoltura a ${}^{56}\text{Ni}$, y una onda de compresión que viaja hacia el centro de la estrella e induce la ignición del carbono. En to-

dos los modelos evolucionados con ritmos de acreción moderados ($\dot{M} \sim 10^{-8}M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$), el carbono igniciona cerca del centro de la estrella, típicamente a una distancia de $M_r \sim 10^{-3}M_{\odot}$ desde el centro. Los ritmos de acreción menores comportan un aumento en cuanto a la masa acretada en la envoltura. La evolución a ritmos de acreción mayores ($\dot{M} \sim 10^{-7}M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$), por contra, revela la aparición de una erupción de helio violenta, por encima de la base de la envoltura. La posterior expansión de la envoltura detiene la explosión.

Se han comparado algunos de los modelos estudiados con cálculos anteriores debidos a Woosley & Weaver [1994] en su análisis de explosiones de supernovas del tipo Ia sub-Chandrasekhar. A pesar de las diferencias intrínsecas en el método de implementar la acreción, la concordancia hasta la fase de ignición del carbono es notable.

Una conclusión destacada guarda relación con la influencia de la cadena de reacciones



cuyo papel es crucial en los modelos para los que la densidad característica de ignición del helio es mayor que $\rho_{He} > 10^6 \text{g.cm}^{-3}$.

En la descripción de la evolución posterior de los modelos de enanas blancas de $0.8M_{\odot}$, se ha puesto de manifiesto que el tiempo de propagación del frente de detonación exterior es independiente del ritmo de acreción, pese al amplio rango de variación adoptado (que conlleva la acreción de envolturas muy diversas). Por contra, la onda de compresión que se mueve hacia el interior igniciona el carbono con mayor antelación cuanto mayor es el ritmo de acreción adoptado.

En lo que respecta a las estrellas de $0.6M_{\odot}$, éstas acretan envolturas ligeramente menores que las correspondientes a los modelos de $0.8M_{\odot}$. Durante el análisis de los modelos de $0.6M_{\odot}$, se ha encontrado una especie de transición suave entre los modelos que generan intensas ondas de choque (y que finalmente ignicionan el carbono cerca del centro de la enana) y aquellos para los que la ignición del helio fuera de la base de la envoltura da lugar a una erupción violenta, pero sin generar ningún tipo de frente de detonación. Esta transición tiene lugar a un ritmo de acreción de $\dot{M} \sim 2.5 \times 10^{-8}M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$. Este resultado pone de manifiesto el papel crucial del ritmo de acreción en el destino final de estrellas enanas blancas en acreción.

De cara a completar el análisis autoconsistente del efecto de la combustión termonuclear en estrellas enanas blancas en acreción realizado en esta tesis doctoral, se han perfilado algunos aspectos de interés que serán desarrollados en un futuro próximo: la inclusión y el análisis de mecanismos de mezcla entre envoltura y núcleo, tales como la difusión de núcleos, para explicar el enriquecimiento en metales requerido para explicar las propias erupciones de novae; una descripción adecuada del transporte de la radiación más allá de la aproximación de difusión para derivar apropiadamente curvas de luz de novae; y un estudio detallado de la nucleosíntesis resultante en las explosiones de supernovas del tipo Ia sub-Chandrasekhar, analizando la propagación de la detonación del carbono.

Modelado del agrupamiento gravitatorio en escenarios jerárquicos de formación de estructura

Autor/es: Alberto Manrique y Eduard Salvador-Solé
Centro/s: Dpt. d'Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona

Introducción

La rápida obtención de datos observacionales de calidad procedentes del universo distante y su contraste con los correspondientes al universo cercano, requieren una mejor comprensión de los procesos que intervienen en la formación y evolución de objetos virializados. Este conocimiento debe servir para determinar propiedades características de objetos de origen cosmológico (e.g. nubes Ly- α , galaxias o cúmulos de galaxias) y para discriminar el posible escenario cosmogónico, evaluando cantidades como el espectro de las perturbaciones de densidad $P(k)$, el parámetro de densidad Ω_0 , o la constante cosmológica, Λ .

El marco teórico usual donde se desarrollan los modelos de formación y evolución de estructura es el de inestabilidad gravitatoria a partir de un campo de perturbaciones de densidad con un espectro que conduce a un escenario jerárquico. En este tipo de escenario se forman primeramente los objetos de baja masa, mientras que los masivos aparecen posteriormente por agrupamiento gravitatorio de los primeros. Para simplificar la explicación se considerará un universo plano con $\Lambda = 0$ (universo Einstein-de Sitter).

Contrariamente a lo que sucede en la fase lineal, el crecimiento de las perturbaciones de densidad en régimen no lineal no tiene solución exacta. Esto significa que para seguir el colapso y virialización de las perturbaciones se debe recurrir a simulaciones numéricas de N-cuerpos y/o hidrodinámicas. No obstante, dichas simulaciones consumen un tiempo excesivo de CPU que limita el rango dinámico. Una estrategia alternativa es utilizar modelos analíticos aproximados que incorporan una dinámica de colapso simplificada. Aunque por ello puedan ser menos precisos, e incluso poco justificados, proporcionan un mejor conocimiento del agrupamiento gravitatorio en régimen no lineal.

El primero de estos modelos se debe a Press & Schechter (1974; PS). Basado en el colapso esférico, permite determinar la función de masas, esto es, la densidad de objetos virializados de masa M en la época t , así como la función de masas condicional (Bower 1991), que es esencial para deducir (Lacey & Cole 1993) cantidades como el ritmo de fusión, el tiempo de supervivencia o el tiempo de formación. Ambas funciones dan buenos ajustes a los resultados de simulaciones de N-cuerpos, lo cual significa que el modelo de PS da una descripción adecuada del agrupamiento gravitatorio real.

Sin embargo, tal prescripción no está exenta de ciertas deficiencias. Por ejemplo, el campo de densidad real produce desviaciones respecto al colapso esférico y no se puede asegurar que la ventana (que fija la escala

de las fluctuaciones) o las relaciones masa del objeto-escala de filtrado, $M(R)$ y umbral-tiempo de colapso, $\delta_c(t)$, dadas por este modelo sean las más adecuadas. Por otro lado, PS establece que puntos del campo de perturbaciones con sobredensidad $\delta > \delta_c$ son buenas semillas de objetos virializados. No obstante, se ha demostrado que los máximos (picos) resultan ser semillas con mejor justificación física.

El modelo que se presenta a continuación da respuesta a estos problemas, pues sigue correctamente el agrupamiento de objetos virializados procedentes de picos. Además, proporciona un filtro justificado y fija las relaciones $M(R)$ y $\delta_c(t)$.

La función de masas en el modelo de picos

Análogamente a PS, nuestro modelo utiliza propiedades del campo lineal de densidad para extraer información referente a objetos virializados. Se basa en el *ansatz* del modelo de picos (inspirado en el colapso esférico) que establece que picos con altura δ_c en escalas en el intervalo $[R, R + dR]$ en un tiempo t_i arbitrario dan lugar a objetos en la época t con masas en el intervalo $[M, M + dM]$, siendo $M(R)$ una función creciente y $\delta_c(t)$ una función decreciente.

La idea central del modelo es seguir la evolución dinámica de objetos con masas $[M, M + dM]$ en t a través de la evolución por filtrado de picos de escalas $[R, R + dR]$ en t_i . La conexión entre ambos procesos no es trivial debido al problema de identificar picos a diferente escalas. Uno de los principales logros del modelo es el desarrollo del formalismo del sistema confluyente que permite establecer tal conexión.

En el agrupamiento gravitatorio, los objetos evolucionan por acreción o por fusión. El primero es un proceso continuo: dado un objeto de masa M siempre se puede encontrar otro de masa $M + dM$ que lo incluye. Su contrapartida en la evolución por filtrado requiere que un pico en la escala $R + \Delta R$ englobe un pico en la escala R , lo cual implica que la distancia entre picos es como mucho de $O(\Delta R)$. El conjunto de picos que trazan a un mismo objeto que evoluciona por acreción describe una trayectoria $\delta(R)$, que debe ser monótonamente decreciente puesto que los objetos que acretan aumentan su masa con el tiempo. Esto sólo ocurre si el campo de densidad es filtrado con una ventana gaussiana (ventana natural del modelo).

Por otro lado, la fusión es un proceso discontinuo: se producen saltos discretos en masa que delimitan el objeto que fusiona del resultante. El volumen asociado a picos que evolucionan por acreción aumenta, produciéndose un encaje de éstos en otros de mayor escala (efecto de nubes encajadas o *cloud-in-cloud*). Después de corregir de dicho efecto se obtienen discontinuidades en las trayectorias $\delta(R)$ que se interpretan de modo natural como fusiones.

Para obtener la función de masas en el formalismo del sistema confluyente, se necesita: a) determinar la densidad de picos con δ_c en el intervalo de escalas $[R, R + dR] \rightarrow N_{pk}(R, \delta_c)$, b) corregir dicha función de escalas del efecto de nubes encajadas $\rightarrow N(R, \delta_c)$, y c) transformar $N(R, \delta_c)$ en la función de masas mediante

$$N(M, t) dM = N(R, \delta_c) \frac{dR}{dM} dM \quad (2)$$

Finalmente falta fijar las relaciones $M(R)$ y $\delta_c(t)$. En un universo Einstein-de Sitter con un campo de densidad descrito por un espectro del tipo $P(k) \propto k^n$, el agrupamiento gravitatorio es autosimilar. El modelo reproduce dicho comportamiento si $M(R) \propto R^3$ y $\delta_c(t) \propto a(t_i)/a(t)$, siendo $a(t)$ el factor de expansión en la época t .

Tomamos

$$M(R) = (2\pi)^{3/2} \bar{\rho}(qR)^3 \quad \text{y} \quad \delta_c(t) = \delta_{c0} \frac{a(t_i)}{a(t)} \quad (3)$$

donde las constantes δ_{c0} y q son parámetros libres que dan cuenta de la dinámica real de colapso (i.e. se fijan ajustando la función de masas a resultados de simulaciones).

Ritmos y tiempos típicos de crecimiento

Los ritmos de crecimiento informan sobre la tasa de destrucción y formación de objetos. En la evolución por filtrado de picos, la destrucción está relacionada con picos no encajados que se imbrican en otros de mayor escala (fusión), mientras que la formación está relacionada con picos no encajados que aparecen. El formalismo del sistema confluyente permite determinar la densidad neta de picos no encajados que se imbrican, $\mathbf{N}^d(R \rightarrow R', \delta) dR dR' d\delta$, así como la densidad neta de picos no encajados que aparecen, $\mathbf{N}^f(R, \delta) dR d\delta$. Usando las relaciones $M(R)$ y $\delta_c(t)$ se obtiene

a) El ritmo instantáneo de destrucción en t de objetos de masa M que dan lugar a objetos de masa $[M', M' + dM']$

$$r^d(M \rightarrow M', t) = \frac{\mathbf{N}^d(R \rightarrow R', \delta_c)}{N(R, \delta_c)} \left(\frac{dM'}{dR'} \right)^{-1} \left| \frac{d\delta_c}{dt} \right|. \quad (4)$$

b) El ritmo instantáneo de captura (fusión + acreción) en t de objetos de masa M' que proceden de objetos de masa $[M, M + dM]$

$$r^c(M' \leftarrow M, t) = \frac{r^d(M \rightarrow M', t) N(M, t)}{N(M', t)}. \quad (5)$$

c) El ritmo instantáneo de formación en t de objetos de masa M

$$r^f(M, t) = \frac{\mathbf{N}^f(R, \delta) \left| \frac{d\delta_c}{dt} \right|}{N(R, \delta_c)}. \quad (6)$$

d) El ritmo de acreción de masa:

$$r_{mass}^a(M, t) = \left(\frac{\partial \delta}{\partial R} \right)^{-1} \left(\frac{dM}{dR} \right) \left| \frac{d\delta_c}{dt} \right|. \quad (7)$$

La distinción práctica entre fusión y acreción, que realiza el formalismo del sistema confluyente, permite definir tiempos de crecimiento característico como los

de formación y destrucción, que corresponden respectivamente a las épocas en las que objetos de masa M son típicamente formados o destruidos por fusiones. A partir de estos tiempos se obtiene la edad típica de objetos de masa M (intervalo de tiempo transcurrido desde la última fusión), el tiempo supervivencia (intervalo de tiempo transcurrido hasta la próxima fusión) y el tiempo de vida (intervalo de tiempo durante el cual el objeto evoluciona por acreción), que se calcula como diferencia de los dos anteriores.

Los tiempos de destrucción y formación se determinan mediante la variación (debido a fusiones y formaciones) en las poblaciones de objetos supervivientes y preexistentes respectivamente.

$$\frac{dN_{sur}}{dt} = -r^d[M(t), t] N_{sur}(t), \quad (8)$$

$$\frac{dN_{pre}}{dt} = r^f[M(t), t] N[M(t), t] - r^d[M(t), t] N_{pre}(t), \quad (9)$$

siendo $M(t)$ solución de la ecuación $(dM/dt) = r_{mass}^a[M(t), t]$.

El tiempo de destrucción (t_d) se define como el tiempo para el cual población inicial de objetos supervivientes de masa M decrece un factor e , de tal modo que el tiempo de supervivencia es $t_{sur} = t_d - t_0$. Análogamente el tiempo de formación (t_f) se define como el tiempo para el cual población inicial de objetos preexistentes de masa M decrece un factor e y la edad típica es $t_{age} = t_0 - t_f$, siendo t_0 en ambos casos el tiempo de referencia (e.g. la época actual).

Resumiendo: se ha desarrollado el formalismo del "sistema confluyente", que permite seguir la evolución por filtrado de los picos en un campo de perturbaciones de densidad. Este formalismo se ha aplicado para deducir una función de masas totalmente justificada en el marco del modelo de picos. Además proporciona una distinción práctica entre procesos de acreción y fusión que conduce a una definición natural de la formación y destrucción de un objeto y, por lo tanto, a mejores estimaciones de ritmos y tiempos típicos de crecimiento.

La descripción detallada del modelo se puede encontrar en Manrique & Salvador-Solé 1995, 1996.

Referencias

- Bower, R.J., 1991, MNRAS 248, 332
 Lacey, C. & Cole, S. 1994, MNRAS 271, 676
 Manrique, A. & Salvador-Solé, E. 1995, ApJ 453, 6
 Manrique, A. & Salvador-Solé, E. 1996, ApJ 467, 504
 Press, W.H. & Schechter, P. 1974, ApJ 187, 425

Variaciones posicionales del elipsoide de velocidades residuales estelares en el entorno solar

Autor/es: M. Moreno Lupiáñez

Centro/s: Dep. Física i Enginyeria Nuclear, EUPVG, Universitat Politècnica de Catalunya y Dep. d'Astronomia

i Meteorología, Universitat de Barcelona

El entorno solar es una mezcla compleja de sistemas estelares diferentes tanto en sus propiedades físicas como cinemáticas. El análisis de la distribución de las velocidades de los distintos tipos de estrellas se basa en la interpretación de las velocidades observadas como una suma de una velocidad sistemática (campo medio de velocidades y rotación galáctica), reflejo del movimiento solar respecto del conjunto, más una velocidad residual o aleatoria particular de cada estrella. El estudio realizado da cuenta no sólo del campo de velocidades sistemáticas, cuestión ésta ampliamente tratada por muchos autores, sino también de la distribución local de velocidades aleatorias caracterizada por el elipsoide de velocidades residuales

La variación con la posición de la forma y de la orientación del elipsoide de velocidades de las estrellas jóvenes del entorno solar ha sido muy poco estudiada, no existiendo ningún método general desarrollado en este sentido hasta el trabajo de Oblak (1983), y aún éste restringiéndose al plano galáctico. Usualmente se ha asumido, a pesar de ciertas evidencias observacionales, que, en el entorno solar, este elipsoide es independiente de la posición.

El objetivo propuesto en el presente trabajo es la búsqueda de los gradientes espaciales de los momentos centrados de segundo orden de la distribución de velocidades residuales estelares, los cuales definen el elipsoide de velocidades, para muestras homogéneas de estrellas jóvenes *normales* del entorno solar.

Debido a que cabe esperar que los gradientes buscados sean débiles, y con el fin de obtener estimaciones estadísticamente fiables, es necesario disponer, por un lado, de muestras estelares importantes en cuanto a número de estrellas seleccionadas atendiendo a criterios físicos bien definidos (edad) y, por otro, desarrollar métodos de cálculo que tengan en cuenta de forma óptima los datos observacionales.

Entre las aportaciones del presente trabajo está, pues, la constitución de una muestra de 2147 estrellas de tipos espectrales B5-B9, A y F y clase de luminosidad IV y V, con edades comprendidas entre $7.5 < \log(\text{edad}) < 9.7$ (errores relativos en la edad inferiores al 100%; velocidades residuales respecto del centroide de Delhaye inferiores a 65 km/s y distancia menor que 300 pc) procedente mayoritariamente (87%) del catálogo de entrada Hipparcos (Turón et al., 1992). La muestra contiene toda la información astrométrica y física individual necesaria para el estudio detallado del campo de velocidades. La determinación de los parámetros físicos individuales de cada estrella se ha efectuado tras la incorporación de la fotometría Strömgren de los catálogos de Hauck y Mermilliod (1990) y Perry (1991) y de los resultados de las campañas de observación que viene desarrollando el grupo de Barcelona.

La magnitud absoluta, temperatura efectiva y la gravedad superficial de cada estrella se han determinado a partir de los índices fotométricos según los algoritmos de Figueras et al. (1991) y Jordí et al. (1996). Se han asignado distancias fotométricas, que poseen un

error relativo constante, tras compararlas con las obtenidas a partir de las paralajes trigonométricas. La edad individual ha sido calculada a partir de modelos evolutivos recientes (Schaller et al., 1992) mediante el algoritmo de interpolación desarrollado por Asiain (1993, 1996). Los movimientos propios se han tomado del catálogo PPM (Röser et al., 1994). Se han adjudicado los errores en la velocidad radial del catálogo de Barbier-Brossat (1989).

Seguidamente, se ha efectuado un estudio aproximado del campo de velocidades definido por la muestra, en función de la longitud galáctica, y de la distancia, mediante un método numérico clásico (Atanasijević, 1971). Tras la aplicación de un criterio cinemático de selección (Heck, 1975), se ha constituido una muestra final de 1699 estrellas, habiéndose repartido, en función de la edad, en seis submuestras (con edades comprendidas entre 1 y 12 revoluciones galácticas).

A continuación, se han planteado las ecuaciones cinemáticas que rigen el comportamiento de cada estrella. Por un lado, estas ecuaciones tienen en cuenta toda la información cinemática disponible y, por otro, proporcionan de forma simultánea el campo de velocidades medias (sólo se ha considerado el movimiento solar) y la distribución de velocidades residuales así como sus eventuales variaciones con la posición (en la aproximación del desarrollo a primer orden según las direcciones del centro, rotación y polo norte galácticos).

Para su resolución se han desarrollado dos métodos estadísticos de estimación de los parámetros cinemáticos. Uno basado en un método de mínimos cuadrados iterativo y otro, desarrollado inicialmente por Oblak (1983), basado en el método de la máxima verosimilitud, que ha sido extendido y adaptado para la inclusión de los gradientes posicionales según la dirección perpendicular al plano galáctico y que hace uso del método de Monte Carlo. La consideración de los errores observacionales permite obtener una estimación de los parámetros cinemáticos libres, en principio, de la contaminación provocada por los mismos. Los métodos propuestos suponen una importante mejora en relación a los métodos *clásicos* (Torra, 1984; Figueras, 1986) y son una extensión del de Oblak (1983). Estos métodos dan cuenta de toda la información disponible (errores observacionales incluidos) y permiten abordar, con garantía, la búsqueda de las irregularidades del campo local de velocidades residuales.

La ventaja del primer método es su rapidez de cálculo, aunque, por contra, la convergencia no siempre está asegurada. En el segundo, la búsqueda de la solución es, en comparación, mucho más laboriosa al seguirse un procedimiento de Monte Carlo (tirajes gaussianos y reconducción de la dirección de búsqueda) y requiere establecer unos valores de partida (que tomamos de la solución numérica aproximada proporcionada por el método de Atanasijević) y unos intervalos de variación de las incógnitas. Este consumo de tiempo de cálculo se ve compensado después, al utilizar los tirajes sucesivos para dar un valor al error de la estimación, a diferencia de otros métodos de maximización de la función de verosimilitud que requieren la generación de muestras aleatorias para estimar los errores. Ambos métodos pueden ser utilizados de forma complementaria.

ria.

Los resultados obtenidos mediante la aplicación de estos métodos a cada una de las submuestras estelares seleccionadas por edad, ponen de manifiesto la existencia de gradientes posicionales del elipsoide de velocidades que, aunque de valor pequeño (en la mayoría de casos, por debajo de $1 \text{ km}^2\text{s}^{-2}\text{pc}^{-1}$), pueden considerarse significativos. Nuestros resultados muestran una concordancia satisfactoria con otras estimaciones (Oblak, 1983; Figueras, 1986).

La dependencia temporal de la desviación del vértice obtenida confirma los resultados del análisis cinemático preliminar de las submuestras. Dejando a un lado la submuestra más joven, la desviación del vértice está presente en todas las submuestras. Se mantiene en torno a 20° , con un máximo para la submuestra número 5, y decae bruscamente hasta reducirse a menos de la mitad para la submuestra de más edad. La lenta variación de la desviación del vértice está de acuerdo con el modelo propuesto por Mayor (1970) de una perturbación local del potencial galáctico y excluye la interpretación de esta anomalía únicamente en términos de las condiciones iniciales en el momento de la formación de las estrellas.

Las submuestras 2 y 5 (de edades comprendidas entre 1 – 2 y 4 – 6 revoluciones galácticas) son las que presentan el mayor número de gradientes significativos (error de la estimación inferior al valor del parámetro), siendo esta última la que presenta una desviación del vértice ($\varphi = 22.5^\circ \pm 2.9^\circ$) superior al resto. Los gradientes posicionales significativos detectados corresponden, en la mayoría de casos, al momento centrado de segundo orden μ_{200} . En general, podemos destacar: $\frac{\partial \mu_{200}}{\partial \eta} < 0$, $\frac{\partial \mu_{200}}{\partial z} < 0$, y $\frac{\partial \mu_{002}}{\partial z} \simeq 0$, siendo estos gradientes según z la primera vez que son estimados en un modelo cinemático en el entorno solar. En particular, los valores significativos, correspondientes a la submuestra número 2 (que contiene el mayor número de estrellas): $\frac{\partial \mu_{200}}{\partial \xi} = -.49 \pm .22$, $\frac{\partial \mu_{200}}{\partial z} = -.47 \pm .30$, $\frac{\partial \mu_{020}}{\partial z} = .38 \pm .12$, $\frac{\partial \mu_{110}}{\partial z} = .21 \pm .15 \text{ km}^2\text{s}^{-2}\text{pc}^{-1}$, siendo el primer valor coincidente con el resultado de Oblak (1983) para la muestra del mismo rango de edades.

Para verificar la validez de los débiles valores obtenidos de los gradientes posicionales del elipsoide de velocidades residuales y la influencia de diversos factores (número de estrellas por submuestra, errores observacionales), se han llevado a cabo diferentes simulaciones y tests a partir de muestras estelares ficticias, generadas sintéticamente tomando como base el algoritmo desarrollado originalmente por Hernández (1991). Los resultados muestran el buen acuerdo de los métodos entre sí y su capacidad para reproducir las características buscadas, ratificando, con ello, la validez y calidad de los gradientes posicionales obtenidos en los casos reales.

La interpretación física de la existencia de estos gradientes del elipsoide de velocidades se ha realizado en base a dos hipótesis, en principio, independientes. Una reposa en la existencia, en las submuestras estelares utilizadas, de *grupos móviles*, de cuyas características cinemáticas participarían las estrellas del entorno solar.

El uso del algoritmo desarrollado por Chen et al. (1996) ha permitido la detección de candidatos a miembros de los grupos móviles conocidos (Pléyades, Sirio e Híades). La comparación de los resultados obtenidos aplicando nuestros métodos de estimación a las muestras de estrellas resultantes de la eliminación de los mismos, no permiten afirmar que los valores de los gradientes de los elipsoides de velocidades desaparezcan. Al contrario, en algunos casos estos se ven notablemente reforzados mientras que en otros, la tendencia es a disminuir. En cambio, el movimiento solar medio, las dispersiones de la velocidad y la desviación del vértice sí se ven significativamente influenciados. La tendencia de éste último es a la disminución una vez se han extraído las estrellas de grupos móviles. Las simulaciones efectuadas para verificar estos resultados apuntan en la misma línea.

La segunda hipótesis considerada se basa en una perturbación del potencial galáctico provocada, bien por la existencia de una cierta estructura galáctica local, bien por la estructura espiral (Mayor, 1970). Asumiendo, según este modelo, que las rectas de igual desviación del vértice indican las direcciones en que actúa la perturbación, hemos podido establecer la inclinación de la estructura responsable de la misma: subyacería en el plano galáctico en la dirección de longitud galáctica $l = -13.5^\circ \pm 24^\circ$, presentando también una cierta inclinación respecto de este plano, del mismo orden de magnitud. Este valor se aleja del *propuesto* como inclinación del brazo local de Orión ($l = 45^\circ - 80^\circ$), aunque la estimación es lo suficientemente incierta como para no descartar la conexión con el mismo. Modelos más complejos como el propuesto por Dolittle (1983) a base de un sistema doble de brazos espirales de inclinación diferente, podrían ser también una alternativa para la interpretación física del resultado obtenido. Ello indicaría la coexistencia de dos modos o estructuras espirales: una fuertemente enrollada, dominante a gran escala y, la otra, con una orientación, que sería la responsable de los efectos en la cinemática local.

Como conclusiones del trabajo remarcamos la existencia de irregularidades significativas en la distribución de velocidades residuales de las estrellas jóvenes *normales* de la secuencia principal (con edades comprendidas entre 0.5 y 12 revoluciones galácticas) en el entorno solar (distancias inferiores a 300 pc). Irregularidades que se manifiestan por la existencia de gradientes de la dispersión de las velocidades residuales según la posición y la presencia de la desviación del vértice, fenómenos que no encuentran su explicación en el marco de un modelo de galaxia axisimétrico y estacionario.

Pese a su débil valor, la existencia de estos gradientes posicionales pone en entredicho la hipótesis usualmente asumida de un elipsoide de velocidades invariable, localmente, con la posición.

En resumen, disponemos de unas herramientas matemáticas (los métodos estadísticos desarrollados) cuya aplicación a muestras estelares homogéneas nos permite avanzar en la comprensión de la estructura de la Galaxia en la vecindad solar.

Identificación y análisis de imágenes en placas astrográficas

Autor/es: Amelia Ortiz Gil

Centro/s: Observatorio Astronómico, Universidad de Valencia

En este trabajo hemos llevado a cabo la identificación y el análisis de imágenes en dos tipos diferentes de placas astrográficas: placas de *campo pequeño* ($1^\circ.3 \times 1^\circ.5$) para la determinación y mejora de órbitas de asteroides, y placas de *campo grande* ($2^\circ \times 2^\circ$) pertenecientes al primer registro fotográfico del cielo completo, el proyecto denominado “Carte du Ciel”. El principal objetivo que orienta el estudio de estas placas es la obtención de movimientos propios con una resolución de 2 mas para un total de $\approx 10^7$ estrellas, siendo la magnitud límite de las placas de $B \approx 15$.

Los algoritmos de identificación de imágenes desarrollados para placas de campo pequeño se basan en el conocimiento a priori de las posiciones de las estrellas y otro tipo de objeto (en este caso un asteroide) en la placa. Otra característica importante de las placas es que presentan *exposiciones múltiples*, es decir, de cada estrella u objeto tenemos dos (o incluso tres) exposiciones en la misma placa. El conocimiento de las posiciones relativas entre las diferentes exposiciones de un mismo objeto es de gran utilidad a la hora de su identificación.

El proceso automático de medida empieza con la determinación de la transformación entre los sistemas de coordenadas del catálogo estelar y el de la máquina donde se lleva a cabo el proceso de medida de la placa. También se determinan las posiciones relativas entre las diferentes exposiciones y se elige la secuencia en que la máquina irá buscando, identificando y midiendo la posición de los objetos en la placa.

La identificación se realiza a través de la búsqueda de *cuadrados activos* en las zonas donde se sabe a priori que debe de encontrarse un objeto. Estos cuadrados activos son simplemente grupos de 9×9 píxeles en los cuales la intensidad media detectada está por encima de un cierto umbral. El paso siguiente consiste en la ordenación por orden decreciente de intensidad de la lista de cuadrados activos obtenida. Se selecciona el primero de la lista (que corresponderá al de intensidad máxima) y se busca alrededor de él, y dentro de un cierto radio, todos los cuadrados activos que pueda haber y se los excluye de la lista. Cada grupo de cuadrados activos construido de este modo constituye lo que denominamos una *zona activa*. Se procede entonces a la búsqueda de la zona activa alrededor del siguiente cuadrado activo que haya quedado primero en la lista, y se sigue el mismo proceso anterior hasta que todos los cuadrados activos han sido asignados a una zona activa. Una zona activa es identificada como perteneciente a la imagen de un objeto real si cumple básicamente tres condiciones: su posición relativa respecto de otras zonas activas es la que cabe esperar de las posiciones reales ocupadas por las diferentes exposiciones de cada objeto, su forma es aproximadamente circular y su tamaño está comprendido dentro de unos ciertos límites. Con estos criterios prácticamente todas las imágenes espúreas que habían

sido detectadas son eliminadas. Finalmente, la determinación del centro de las imágenes se realiza ajustando distribuciones marginales en x e y a las distribuciones de intensidad correspondientes.

Se trata de un algoritmo que falla en muy pocas ocasiones. Tiene la ventaja de ser completamente automático, aunque es posible intervenir en cualquier momento del proceso deteniéndolo momentáneamente y alterar el valor de los parámetros utilizados en los criterios de identificación y/o selección, según convenga a las características concretas de la zona de la placa en estudio. El análisis es realizado en tiempo real, con lo que se evitan problemas de almacenamiento de cantidades ingentes de datos. Es un proceso bastante rápido, tardando de 15 a 20 minutos en medir una placa que contenga unos 20 objetos, y la precisión con que se determina la posición del asteroide es de $0''.3$.

El proceso de determinación de posiciones de los objetos en las placas de campo grande de la “Carte du Ciel” fue diferente dado las peculiares características de estas placas. En primer lugar, también se trata de placas con exposiciones múltiples, dispuestas formando un triángulo más o menos equilátero (Fig. 5), separadas entre sí unos $170 \mu m$. Esto conlleva graves problemas de solapamiento entre las tres exposiciones correspondientes a las estrellas más brillantes ($B < 12$, aproximadamente), que no sólo dificulta la identificación de las exposiciones individuales, sino que además resulta en una aparente repulsión entre los centros de las imágenes. Esta repulsión es la manifestación del llamado *efecto Kostinsky*, un efecto fotográfico que afecta a imágenes de objetos puntuales que yacen muy cerca unas de otras y que se debe al agotamiento del revelador y a la inhibición del proceso de revelado en la zona de contacto entre las exposiciones. El problema se agrava cuando se trata de imágenes pertenecientes a estrellas dobles. Hay que añadir también la presencia de un retículo impresionado en estas placas y sobre el cual yacen algunas de las imágenes estelares, cuyo perfil de densidad resulta, en consecuencia, alterado. Las determinaciones de posición y magnitud en estos casos son poco fiables. Por supuesto, y para finalizar, las aberraciones esférica y curvatura de campo se manifiestan de forma notoria (Fig. 6) sobre todo a distancias del centro > 5 cm.

La determinación de las posiciones ha sido realizada ajustando simultáneamente los perfiles de densidad de las tres exposiciones de cada objeto con la suma de tres distribuciones gaussianas bidimensionales modificadas con un *parámetro de saturación* (s) que da cuenta del achatamiento que sufren los perfiles a medida que se alcanza el límite de saturación de la placa, al presentar ésta una respuesta no lineal con la densidad de las imágenes. Concretamente, la densidad en el pixel i, j se toma como:

$$D_{ij} = B + \sum_{k=1}^3 A_k \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{1}{1-t_k^2} \left(\left(\frac{x_{ij}-x_{ck}}{\sigma_{xk}} \right)^2 + \left(\frac{y_{ij}-y_{ck}}{\sigma_{yk}} \right)^2 - 2t_k \left(\frac{x_{ij}-x_{ck}}{\sigma_{xk}} \right) \left(\frac{y_{ij}-y_{ck}}{\sigma_{yk}} \right) \right) \right] \right\}^{s_k} \quad (10)$$

donde A_k es el pico de densidad de la imagen k -

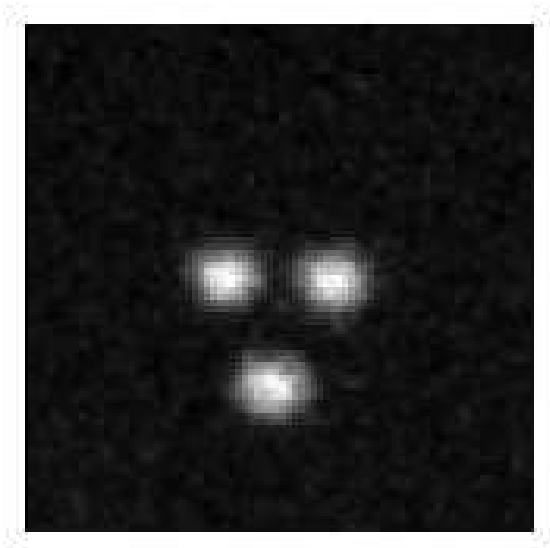


Fig. 5. Exposición triple de una estrella en una placa de la "Carte du Ciel"

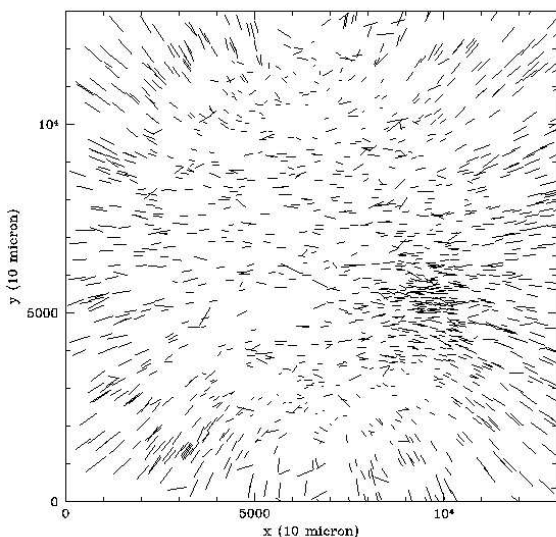


Fig. 6. Curvatura de campo en la placa. La longitud de los segmentos es proporcional a la elipticidad media de las tres exposiciones. La orientación coincide con la de los semiejes mayores

ésima ($k = 1, 2, 3$), (x_{ij}, y_{ij}) son las coordenadas de pixel, (x_{ck}, y_{ck}) son las coordenadas del centro de la imagen, s_k es el parámetro de saturación y σ_{xk} , σ_{yk} y t_k son parámetros de una elipse con orientación y tamaño de ejes arbitrarios. El parámetro B es el fondo y se considera constante para las tres exposiciones ya que el proceso de ajuste del modelo se lleva a cabo dentro de ventanas de tan sólo 0.6×0.6 mm de tamaño (o de 0.8×0.8 mm cuando se trata de las estrellas más brillantes), área suficientemente pequeña como para suponer que dentro de ella el fondo no varía.

Este algoritmo fue aplicado a varias placas de la

"Carte du Ciel" procedentes de los observatorios de Helsinki y Burdeos. En concreto, una placa de Burdeos del año 1922 se mostró especialmente adecuada a nuestro estudio dado que contiene en su campo el cúmulo abierto M67 para el cual existe un catálogo astrométrico de precisión.

En primer lugar se estudió la precisión interna de la placa. Esta se obtiene transformando los sistemas de coordenadas de las tres exposiciones a uno común, determinando entonces los errores resultantes en la posición de cada exposición. Se utilizó un total de 1365 estrellas presentes en la placa y la transformación de coordenadas se realizó con polinomios en x e y de segundo grado. Los errores encontrados en las posiciones de cada exposición son $\Delta x_i = \Delta y_i = 0''.16$, ($i = 1, 2, 3$) cuando consideramos la placa entera, y $\Delta x_i = \Delta y_i = 0''.09$ si sólo se considera una región central en la placa de 5 cm de radio, con lo que son excluidas las regiones de la placa donde las aberraciones ópticas son más importantes.

La reducción externa de la placa se llevó a cabo con dos catálogos diferentes. En primer lugar se compararon las posiciones de las estrellas en la placa con las dadas en el catálogo de Girard et al. (AJ 98, 1, 1989), construido expresamente para una región entorno al cúmulo M67. El problema que se nos presentó fue que ese catálogo sólo cubre una zona de aproximadamente $1^\circ \times 1^\circ$ en el borde de la placa. El modelo de placa utilizado (es decir, la transformación entre el sistema de coordenadas del catálogo y el de la placa fotográfica) fue de polinomios en x e y de segundo grado y la reducción fue llevada a cabo con la posición media de las tres exposiciones para evitar en lo posible el error introducido por el efecto Kostinsky en las posiciones individuales. 196 estrellas fueron utilizadas y los errores obtenidos fueron $\Delta x_m = \Delta y_m = 0''.20$.

La reducción externa de la placa entera fue realizada con posiciones procedentes del catálogo PPM. Por desgracia, las estrellas que aparecen en este catálogo son todas ellas de magnitud $V \leq 11$ aproximadamente, con lo que aparecen solapadas en nuestra placa y presentan los problemas antes explicados. Tan sólo 10 estrellas del catálogo presentaban la calidad suficiente y la reducción de la placa condujo a posiciones de las estrellas con errores $\Delta x_m = 0''.23$ y $\Delta y_m = 0''.19$. El proceso de reducción fue el mismo explicado en el párrafo anterior, utilizando de nuevo la posición media de las tres exposiciones.

En cuanto a la determinación de las magnitudes de las estrellas, ésta se realizó a partir de la determinación de los volúmenes de las gaussianas ajustadas a cada exposición. Se comprobó la necesidad de distinguir entre imágenes que no alcanzan el límite de saturación de la placa e imágenes que sí lo hacen dado que en estas últimas el volumen medido va a resultar menor que el de la gaussiana no deformada que le correspondería en caso de no alcanzar este límite.

Para la reducción fotométrica empleamos datos para 105 estrellas procedentes de la base de datos SIMBAD. Ajustando un modelo basado en un polinomio de segundo grado obtuvimos magnitudes de las estrellas con un rms = 0.12.

Un breve resumen de los logros de este trabajo sería el siguiente:

- Desarrollo de un algoritmo de identificación y análisis de imágenes automático, rápido, que trabaja en tiempo real, eficiente y que proporciona posiciones de objetos con una precisión de $0''.3$
- Determinación de posiciones en las placas de la "Carte du Ciel" con una precisión de $0''.1 - 0''.2$
- Determinación de magnitudes fotográficas en placas de la "Carte du Ciel" con una precisión de 0.12^m

Formación estelar en regiones circumnucleares de galaxias activas

Autor/es: Diego E. Pérez-Olea Meyer-Döhner

Centro/s: Dpto. Física Teórica C-XI, Univ. Autónoma de Madrid

Introducción

Se han estudiado las regiones de formación estelar encontradas en las partes nucleares de galaxias activas dentro de un estudio multifrecuencia. Se han realizado observaciones en el óptico (tanto de imagen como de espectroscopía) y en rayos X de una muestra de galaxias que están clasificadas desde poco activas (*starburst*) a muy activas (de tipo Seyfert 1). Las distancias a las que se encuentran van desde los $7 Mpc$ ($1'' \sim 35 parsecs$) hasta $65.5 Mpc$ ($1'' \sim 350 parsecs$).

Por otro lado, se han desarrollado modelos evolutivos para la emisión radio, donde se incluye, por primera vez, la emisión asociada a explosiones de supernova, y para la emisión infrarroja. A partir de estos modelos se quiere estudiar la correlación universal *FIR*-radio, y estudiar si es necesario una fuente adicional (*AGN*) para explicar las galaxias *radio quiet*.

Finalmente se han aplicado los estudios anteriores a las galaxias luminosas en el infrarrojo lejano (*LIRGs*) para estudiar la naturaleza de la fuente ionizante. Según pasamos de estudiar los objetos cercanos (NGC 1097, NGC 2903, NGC 3351, NGC 3504, NGC 7469) a las *LIRGs*, la resolución angular no nos permite resolver las posibles fuentes emisoras. Por ello, es importante estudiar objetos cercanos para ver cual es la contribución de las regiones de formación estelar circumnucleares a la emisión integrada y comparar esta emisión con la generada en el núcleo de la galaxia.

Observaciones en el óptico y en rayos X

Se ha realizado imagen (V, R, [OIII], $H\alpha$ + [NII]) y espectroscopía (3700\AA - 9250\AA) de las partes nucleares de NGC 2903, NGC 3351 y NGC 3504, encontrando regiones de formación estelar a distancias entre 200 y 600 parsecs respecto del núcleo. Estas regiones presentan propiedades similares a las encontradas en regiones HII gigantes y parecidos a la región de formación estelar

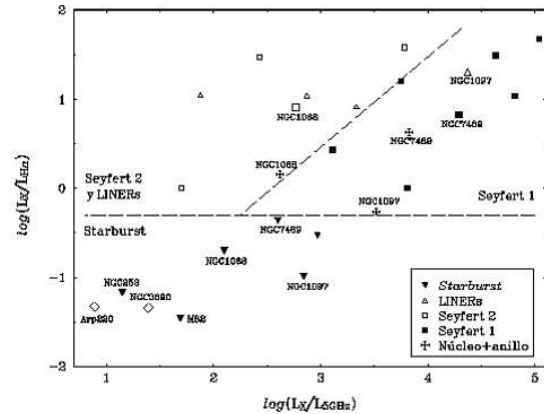


Fig. 7. Diagrama $\log(L_X/L_{rad})$ vs $\log(L_X/L_{H/\alpha})$. Se muestran las posiciones de las regiones circumnucleares en NGC 1097, NGC 1068 y en NGC 7469

Doradus en la Nube de Magallanes, aunque las densidades son más elevadas ($\sim 300-600 cm^{-3}$). Los estudios de espectroscopía sobre las regiones de formación estelar resaltadas por el mapa en $H\alpha$ muestran regiones con una importante absorción de la población estelar subyacente, elevadas extinciones y una alta metalicidad ($\geq 2Z_\odot$). Este estudio encuentra por primera vez regiones de formación estelar muy metálicas en galaxias clasificadas como *starburst*, lo que indica que esta metalicidad sería similar en el núcleo de estas galaxias. Este resultado es muy importante para el modelo de formación estelar (Terlevich & Melnick 1985, *MNRAS*, **213**, 842).

Por otro lado, imagen en rayos X blandos en NGC 1097 y NGC 7469 (Pérez-Olea & Colina 1996, *ApJ*, **468**, 191) muestran que las regiones de formación estelar circumnucleares presentan valores L_X/L_{radio} y $L_X/L_{H\alpha}$ similares a las encontradas en galaxias *starburst* (ver Fig. 7). Ampliando la muestra con observaciones de alta resolución en rayos X se encuentra que las fuentes *AGN* presentan, para la misma luminosidad $H\alpha$, dos órdenes de magnitud más luminosidad en rayos X que no puede ser explicada con formación estelar. Por tanto, la contribución de los anillos de formación estelar a la emisión total en rayos X blandos va disminuyendo según aumenta la clasificación activa de la galaxia (20% en los *LINERs*, 10% en Seyfert 2, 4% en Seyfert 1).

Modelos emisión radio e infrarroja

Se han desarrollado modelos evolutivos para la emisión radio (Pérez-Olea & Colina 1995, *MNRAS*, **277**, 857) donde se ha incluido por primera vez la contribución de radio supernovas. En la última década, estudios de supernovas de tipo Ib y de tipo II (Weiler et al. 1986, *ApJ*, **301**, 790) encuentran que estas supernovas son fuentes intensas en radio y, en especial aquellas supernovas con masa de la estrellas progenitora $13 \leq M/M_\odot \leq 30$. Estas radio supernovas emiten durante una vida de 100 años y posteriormente pasan a considerarse como remanentes de supernova. La luminosidad se calcula entonces a partir de la relación brillo superficial-diámetro (Huang

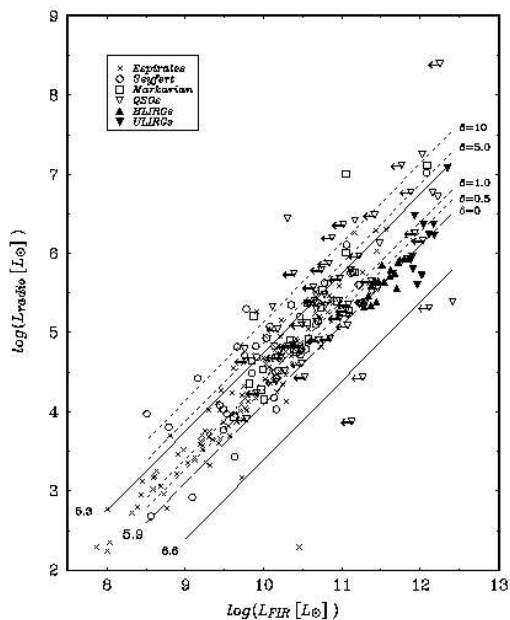


Fig. 8. Relación *FIR*-radio para galaxias activas *radio quiet*. Las líneas sólidas muestran el rango de los valores reproducidos por modelos de formación estelar. La línea discontinua de trazo largo muestra el valor medio medido en *starbursts*. Las líneas discontinuas muestran distintas contribuciones de una fuente *AGN*

et al. 1994, *ApJ*, **424**, 114). Se incluye también en los modelos la contribución térmica. Por otro lado, a partir de los modelos evolutivos (García-Vargas et al. 1995, *A&A*, **112**, 13), se conoce la distribución espectral de energía que permite calcular la emisión infrarroja.

Se puede entonces estudiar cual es la correlación *FIR*-radio producida por modelos de formación estelar y comprobar si se puede reproducir las observaciones (Sopp & Alexander 1992, *MNRAS*, **251**, 14p). Se encuentra (ver Colina & Pérez-Olea 1995, *MNRAS*, **277**, 845) que los parámetros de la función inicial de masa no afectan prácticamente a la relación *FIR*-radio, y está controlada por los parámetros que rigen los procesos de extinción. Con modelos de formación estelar se reproducen los valores observados en la mayor parte de galaxias *radio quiet* (ver Fig. 8), si bien es necesaria una fuente adicional (*AGN*) para explicar todo el conjunto. Esta fuente *AGN* puede dominar la emisión radio ($\delta = L_{rad}^{AGN}/L_{rad}^{SB}$, con $0 \leq \delta \leq 10$) pero, sin embargo, la luminosidad infrarroja lejana va a estar dominada por la formación estelar, asumiendo que un *AGN* sigue la relación $L_{rad}/L_{FIR} = 10^{-2.5}$ (Sanders et al. 1989, *ApJ*, **347**, 29). Como consecuencia de ello, se infiere la presencia de regiones circumnucleares de formación estelar en *QSOs* (marcados en la Fig. 8 con el símbolo ∇). Por otro lado, galaxias *radio loud* presentan una relación *FIR*-radio que no puede ser reproducida por formación estelar y la emisión radio e infrarroja estaría dominada por una fuente *AGN*.

Galaxias luminosas en el infrarrojo lejano (*LIRGs*)

Estas galaxias, con $L_{FIR} \geq 10^{11} L_{\odot}$, presentan una relación *FIR*-radio que se reproduce con modelos de formación estelar únicamente. Se han ajustado las observaciones a los modelos y se encuentra un límite superior de masa $30-60 M_{\odot}$. Sin embargo, se encuentra una fuerte discrepancia con la emisión en la línea de $H\alpha$. Esto se atribuye a procesos de extinción. Se ha estudiado la naturaleza de la fuente ionizante en las *LIRGs* en distintas bandas espectrales. La distribución espectral de energía en el infrarrojo lejano de las *LIRGs* es similar a la encontrada en galaxias con formación estelar y distinta de la encontrada en galaxias de tipo Seyfert y cuásares. La emisión en rayos X (NGC 3690 y *Arp* 220 en la Fig. 7) presenta valores L_X/L_{rad} , L_X/L_{FIR} y $L_X/L_{H\alpha}$ similares a los encontrados en galaxias de formación estelar que se encuentran de canto (como en M 82 y NGC 253), y distinta a las encontradas en las estructuras núcleo *AGN* más anillo circumnuclear como las encontradas en NGC 1097 y en NGC 7469. Observaciones interferométricas en radio muestran unas fuentes radio compactas (supuestamente *AGNs*) que contribuyen $\sim 10\%$ a la emisión total. Si se asume el valor L_{rad}/L_{FIR} encontrado en cuásares de catálogo *Palomar-Green*, la emisión infrarroja producida por esta fuente sería despreciable. Incluso si $L_{rad}/L_{FIR} = 10^{-5.6}$ (valor medio encontrado en las galaxias espirales), la contribución a la emisión infrarroja de la fuente *AGN* sería menor de un 10%. En resumen, el origen de la emisión en las *LIRGs* parece ser formación estelar como fuente dominante.

Conclusiones generales

Las regiones de formación estelar circumnucleares encontradas en galaxias cercanas parecen existir en objetos más distantes, independientemente de la clasificación activa de la galaxia. La contribución de las regiones de formación estelar es una fracción importante ($\geq 50\%$) de la luminosidad integrada de la galaxia, excepto en rayos X, donde en objetos más activos domina la emisión del núcleo (p.e. un 4% en la galaxia Seyfert 1 NGC 7469). Como parte final de este estudio, se encuentra que en las *LIRGs*, los procesos de formación estelar dominan todo el rango espectral. Como resultados también importantes, destacar la detección de regiones circumnucleares con elevada metalicidad en galaxias con núcleo *starburst* (NGC 2903, NGC 3351) y en un objeto *pre-LINER* (NGC 3504). Por otro lado, se han desarrollado modelos evolutivos para la emisión radio, donde por primera vez se incluye la contribución de radio supernovas, y para la emisión infrarroja lejana que son capaces de reproducir la correlación *FIR*-radio observada en galaxias *radio quiet*, concluyendo que deberían de existir regiones de formación estelar en *QSOs*.

Análisis espectroscópico de estrellas δ Sct

Autor/es: E. Solano

Centro/s: INSA - Observatorio IUE, Madrid

Introducción

Las estrellas δ Scuti forman un grupo de variables pulsantes de Población I, tipos espectrales A–F y un rango de luminosidades que se extiende desde la Secuencia Principal hasta dos magnitudes por encima de ella. Se caracterizan por presentar períodos de pulsación menores de 0.3 días, un rango de amplitudes que abarca desde milimagnitudes hasta décimas de magnitud y complicadas curvas de luz que pueden variar con el tiempo (Rodríguez et al. 1994).

Si bien en los últimos años se han realizado numerosas campañas fotométricas encaminadas a la identificación de los modos de pulsación, existen relativamente pocos estudios espectroscópicos de estrellas δ Sct incluso cuando éstas, especialmente las de pequeña amplitud, son objetos brillantes. El principal objetivo de este trabajo ha sido precisamente el de obtener un conjunto extenso y homogéneo de estrellas δ Sct tanto de pequeña como de gran amplitud, calcular sus parámetros físicos (velocidad de rotación, temperatura efectiva, abundancias metálicas) y estudiar las posibles relaciones con los parámetros de pulsación (amplitud y período). Un total de 68 δ Scutis y 48 estrellas no variables del mismo tipo espectral fueron observadas a lo largo de 8 campañas de observación llevadas a cabo durante los años 1990–1994 en dos observatorios diferentes: Observatorio del Roque de los Muchachos (La Palma, España) y el Observatorio de McDonald (Texas, EEUU).

Determinación de los parámetros físicos

– Cálculo de velocidades de rotación

Para calcular la velocidad de rotación proyectada ($v \sin i$) se seleccionó un conjunto de líneas espectrales en las que la rotación es la principal fuente de ensanchamiento y se utilizó el método descrito por Gray (1992), basado en la relación entre las frecuencias en las que la transformada de Fourier del perfil de rotación alcanza un mínimo relativo y la velocidad de rotación proyectada. La principal ventaja de este método sobre otros comúnmente utilizados es que produce medidas directas (sin necesidad de calibraciones respecto de algún parámetro; e.g. FWHM) e independientes del perfil instrumental. Diversas fuentes de error (aproximación lineal de la ley de oscurecimiento del limbo, influencia del nivel de continuo, limitación de la frecuencia de muestreo e influencia de los modos de pulsación no-radial en la deformación de los perfiles de las líneas) fueron estudiadas y cuantificadas.

– Determinación de temperaturas efectivas

Las líneas de Balmer son indicadores óptimos de temperatura para $T_{eff} \leq 8500\text{K}$ debido a su dependencia prácticamente nula con la gravedad y su escasa dependencia con la metalicidad. En este trabajo las temperaturas efectivas se han obtenido mediante comparaciones, utilizando ajustes de mínimos cuadrados, entre el perfil de las

líneas de Balmer observadas ($H\alpha$, $H\beta$) y un conjunto de perfiles sintéticos generados utilizando ATLAS8 (Kurucz 1979). Las temperaturas efectivas calculadas fueron comparadas con los valores obtenidos de distintas calibraciones fotométricas comúnmente utilizadas encontrándose que las menores diferencias se obtienen con la calibración de Moon & Dworetzky (1985). Igualmente los valores de T_{eff} calculados fueron comparados con valores de T_{eff} obtenidos a partir de métodos espectrofotométricos (e.g. Malagnini et al. 1986) y de flujo infrarrojo (IRFM) (e.g. Blackwell & Lynas-Gray 1994) encontrándose errores menores de 100 K.

– Cálculos de abundancias metálicas

El cálculo de abundancias se restringió a aquellas estrellas observadas en McDonald con velocidades de rotación menor que 40 km/s para evitar el solapamiento de líneas debido a rotación. Para calcular los valores de $[\text{Fe}/\text{H}]$ y $[\text{Ca}/\text{H}]$ se determinaron las anchuras equivalentes de líneas sintéticas generadas con ATLAS8 para distintos valores de temperatura y metalicidad y se compararon con las anchuras equivalentes medidas sobre las líneas observadas. Debido a la falta de valores suficientemente precisos del parámetro fuerza del oscilador ($\log gf$) para las líneas estudiadas, decidimos calcular estos valores comparando las anchuras equivalentes de dichas líneas medidas en el Atlas de Procyon (Griffin & Griffin 1979) y en el espectro sintético generado con los parámetros físicos de Procyon (Steffen 1985).

Relación entre parámetros físicos y de pulsación

– Velocidad de rotación y amplitud

En la Fig. 9 se ha representado la variación en amplitud de las estrellas δ Sct observadas frente a $v \sin i$. Aunque en esta figura podemos apreciar la presencia en la región de pequeña amplitud ($\Delta V = 0^m.1$) tanto de estrellas pulsantes multimodales ($N=15$) como de pulsantes en uno ó dos modos ($N=10$), la presencia de estas últimas se debe posiblemente a un insuficiente número de observaciones. El hecho de que las estrellas δ Sct con gran variación en amplitud presenten bajas velocidades de rotación puede explicarse según la teoría del *acoplamiento no lineal de modos* la cual sugiere una distribución de energía a través de resonancias que impide que un modo dado tenga asociada una gran amplitud. Dziembowski et al. (1988) demostraron que el acoplamiento de tres modos reduce significativamente la amplitud para estrellas con $v \sin i \leq 20$ km/s, lo que concuerda con la Fig. 9, a excepción de V1162 Ori ($v \sin i=46$ km/s; $\Delta V = 0.18$) cuya monopereodicidad necesita ser analizada más cuidadosamente.

Por lo que respecta a las cuatro estrellas δ Sct que muestran pequeñas amplitudes ($\Delta V \leq 0.1$) y $v \sin i \leq 20$ km/s (GN And, V526 Cas, IM Tau y V644 Her) se podría pensar que constituyen un grupo de δ Scutis de gran amplitud siendo éstas limitadas por algún mecanismo físico (e.g. difusión). Sin embargo, el análisis de abundancias realizado a

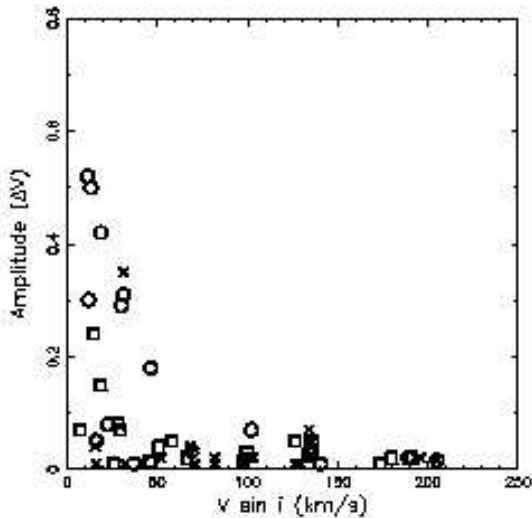


Fig. 9. Distribución de las velocidades de rotación de las estrellas δ Sct según sus variaciones en amplitud. Los círculos representan estrellas pulsantes en uno o dos modos (18 estrellas), los cuadrados estrellas pulsantes multimodales (17 estrellas) y las cruces estrellas cuyos modos de pulsación no han sido identificados (27 estrellas)

este grupo de estrellas no muestra la presencia de características típicas de estrellas A_m . La hipótesis más probable es que este grupo se encuentre formado por δ Sct de pequeña amplitud con pulsación multimodal vistas en dirección polar. El hecho de que la distribución teórica de $v \sin i$ asumiendo una orientación aleatoria de los ejes de rotación reproduzca con gran similitud la distribución observada refuerza esta hipótesis.

Igualmente, con vistas a determinar si la distribución de valores de $v \sin i$ para las estrellas δ Sct de pequeña amplitud es similar a la de las estrellas no variables se ha aplicado el test de Kolmogorov-Smirnov encontrándose que la hipótesis de que ambas muestras procedan de la misma función de distribución puede ser rechazada con un nivel de confianza del 98%: las estrellas δ Sct muestran una distribución de $v \sin i$ más ancha y una $v \sin i$ mayor, lo que podría ser indicativo de que las altas velocidades de rotación puedan favorecer la presencia de pulsación.

– Temperatura efectiva y amplitud

En este apartado se compararon las temperaturas efectivas de las estrellas δ Sct de gran y pequeña amplitud. Aunque el reducido número de δ Sct de gran amplitud con valores de T_{eff} a lo largo del ciclo de pulsación impide extraer ninguna conclusión del test de Kolmogorov, los valores obtenidos parecen indicar que las δ Sct de gran amplitud presentan valores de T_{eff} más bajos, lo cual es consistente con Breger (1980) quien postula que este tipo de estrellas se encuentran más evolucionadas y cruzan la franja de inestabilidad a luminosidades más altas y, por tanto, a menores temperaturas. La relativa escasez de δ Sct de gran amplitud comparada con las de pequeña amplitud (Rodríguez et

al. 1994) también concuerda con esta hipótesis.

– Velocidad de rotación/temperatura efectiva y período

Un histograma de los períodos de las estrellas δ Sct de gran y pequeña amplitud nos muestra que las primeras presentan períodos más largos, lo que concuerda con la idea de que estas estrellas se encuentran en un estado evolutivo posterior: de la relación $P \propto L^{3/4}/(M^{1/2} * T^3)$ se obtiene que la disminución de la temperatura en la fase post-Secuencia Principal produce un aumento del período. Igualmente se encontró una clara relación entre T_{eff} y el período: los períodos son tanto más pequeños cuanto más altas son las temperaturas, lo cual viene nuevamente explicado por la relación amplitud-temperatura-período citada con anterioridad. Por otro lado, no se encontró ninguna correlación entre el período y la velocidad de rotación proyectada.

– Abundancia metálica y amplitud

Una representación de las abundancias metálicas de las estrellas δ Sct de gran y pequeña amplitud nos indica que las primeras (a excepción de V1162 Ori) presentan valores de abundancias metálicas ligeramente más altos. No obstante, son necesarias nuevas observaciones para confirmar este resultado.

Conclusiones

Se han calculado velocidades de rotación proyectadas, temperaturas efectivas y abundancias metálicas para 68 estrellas δ Sct y para 41 estrellas no variables del mismo tipo espectral. Las velocidades de rotación se han calculado siguiendo el método desarrollado por Gray (1992) que ha demostrado ser eficiente para espectros con moderada resolución y buena relación señal-ruido. Las temperaturas efectivas se calcularon a partir de los perfiles observados de $H\beta$ y $H\alpha$, no encontrándose diferencias significativas entre los valores así calculados y los obtenidos mediante métodos espectrofotométricos o de flujo infrarrojo (IRFM). Las abundancias metálicas se han calculado utilizando los modelos de atmósfera ATLAS8 (Kurucz 1979).

Se ha encontrado igualmente una clara relación entre la amplitud de la pulsación y $v \sin i$, la cual es consistente con la hipótesis de acoplamiento no lineal de modos (Dziembowski et al. 1988). Comparando la muestras de $v \sin i$ para δ Sct de pequeña amplitud y para estrellas no variables del mismo tipo espectral se concluye que ambas presentan funciones de distribución diferentes, sugiriendo que las altas velocidades de rotación pudieran favorecer la aparición de pulsación. Igualmente, de la relación período-temperatura para las δ Sct, tanto de gran como de pequeña amplitud, se concluye que las primeras son sistemáticamente más frías y presentan períodos más largos, lo cual es consistente con Breger (1980) quien sugiere que las δ Sct de gran amplitud son más evolucionadas (sub-gigantes) que las de pequeña amplitud (secuencia principal).

Referencias

- Blackwell D.E., Lynas-Gray A.E., 1994, A&A 282, 899
 Breger M., 1980, ApJ 235, 153
 Dziembowski W., Królikowska M., Kosovitchev A., 1988, Acta Astron. 38, 61
 Gray D.F., 1992. En: Cambridge Univ. Press (eds.) The observation and analysis of stellar photospheres, p. 368
 Griffin R., Griffin R., 1979. En: The Observatory. Cambridge Univ. Press (eds.) A photometric atlas of the spectrum of Procyon $\lambda\lambda 3140-7470 \text{ \AA}$
 Kurucz R.L., 1979, ApJS 40, 1
 Malagnini M.L., Morossi C., Rossi L., Kurucz R.L., 1986, A&A 162, 140
 Moon T.T., Dworetzky M.M., 1985, MNRAS 217, 305
 Rodríguez E., López de Coca P., Rolland A., Garrido R., Costa V., 1994, A&AS 106, 21
 Steffen M., 1985, A&AS 59, 403

Evolución cosmológica de sistemas de absorción de cuásares

Autor/es: Erik Stengler Larrea

Centro/s: Instituto de Física de Cantabria

Se ha estudiado la evolución cosmológica de las nubes de hidrógeno intergalácticas que producen la multitud de líneas de absorción que se observan en los espectros de cuásares y cuyo conjunto se conoce como el “bosque de Lyman- α ”. Dentro de los límites dados por la resolución espectral de los datos que se examinan, no se ha obtenido ninguna indicación de que esta evolución sea distinta para nubes que producen líneas de diferente intensidad. Se ha obtenido además un interesante resultado sobre la distribución de los valores del parámetro de Doppler, b , de dichas líneas: es una distribución con una amplia dispersión, centrada en valores de b relativamente altos en relación con lo que previamente se creía. Se discuten las implicaciones de este resultado para modelos de las nubes de hidrógeno que producen las líneas y se concluye que una fracción significativa de la tan buscada materia oscura del universo se encuentra asociada a estas nubes intergalácticas.

En la segunda parte de lo que constituyó mi tesis doctoral la atención se centra en las líneas de absorción producidas no ya por las nubes de hidrógeno, sino por gas asociado a galaxias. Ajustando por vez primera perfiles de Voigt a una amplia muestra de líneas de CIV se han medido las correspondientes densidades de columna y se ha llegado al resultado de que el valor medio de densidad de columna de CIV por absorbente disminuye en un factor ~ 19 entre $z = 1.5$ y $z = 4.5$. Esto concuerda con predicciones anteriores, basadas en el ancho equivalente de las líneas, que habían establecido que se debería encontrar una disminución de *al menos un factor 3*. Como complemento a lo que se presentó en la tesis presento una ampliación de este análisis, en el que, con la misma muestra, se ha llegado al resultado de que los sistemas de CIV evolucionan con el tiempo cósmico de modos diferentes según se trate de sistemas

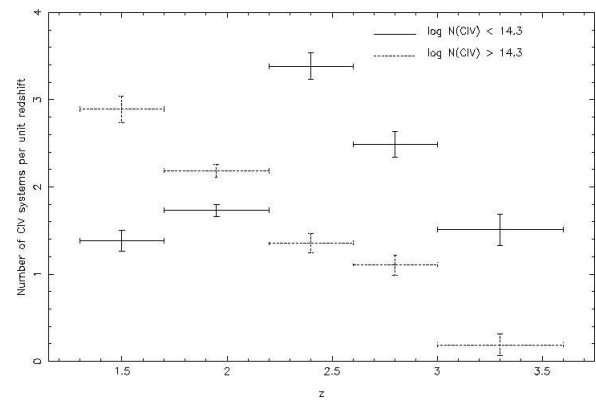


Fig. 10.

de líneas débiles o fuertes (Fig. 10).

Volviendo al resumen de la tesis, se presentaron también mediciones fotométricas en banda V de 37 cuásares. Este estudio se realizó como parte de la preparación de una propuesta de observación para el telescopio espacial Hubble por parte el equipo del proyecto clave del Hubble de “Líneas de absorción en cuásares”. Estas observaciones fueron realizadas con éxito posteriormente y se utilizan en parte para el estudio de sistemas de absorción en el límite de Lyman descrito a continuación.

En este estudio sin precedentes sobre la evolución de los sistemas de absorción en el límite de Lyman utilizando espectros de 186 cuásares se ha podido establecer que ésta sigue una tendencia uniforme e indica que estos sistemas podrían aumentar ligeramente en número con la distancia si se adopta $q_0 = 0.5$. Anteriormente se habían obtenido resultados contradictorios al respecto y en este trabajo, además, se han podido encontrar los sesgos de los anteriores estudios, afianzando así el resultado obtenido y resolviendo una larga controversia sobre el asunto: la evolución cosmológica de los sistemas del límite de Lyman es muy poco pronunciada y podría ser consistente, dentro de los errores estadísticos del estudio, con una ausencia de evolución. Este resultado se combina con la evolución obtenida arriba para las líneas de CIV para llegar a la conclusión de que detrás de ésta se esconde un gradiente de abundancias y no un cambio en el estado de ionización del gas absorbente, como ha sido sugerido por otros investigadores. Por último, esto permite también estudiar el comportamiento de la radiación ultravioleta de fondo a grandes distancias y concluir que no sufre ningún cambio significativo. Este resultado se compara con los resultados obtenidos para varios rangos de distancias con otros métodos basados en el estudio de líneas de absorción en cuásares.

Todo esto está hace tiempo listo para ser publicado en un artículo enviado a Monthly Notices, en el que a su vez se enmarca en el contexto de los más recientes modelos sobre la estructura y las condiciones físicas de los sistemas de absorción tratados, pero el cada vez más frecuente politiquero de las fases de “refereo” ha hecho que hoy, más de 2 años después de la lectura de la tesis, aún este sin publicar. Igual en 1997 se conseguirá, si es que siga en el ámbito de la investigación “profesional”, lo cual, dadas las circunstancias (éstas que acabo

de mencionar y otras de todos conocidas), capaces de minar el tesón de hasta los más entusiastas, es cada vez menos probable. Por ello, quisiera aprovechar el espacio que me queda, para agradecer a todos los que han confiado en mí hasta el momento y han hecho lo posible para retenerme en esta actividad, además de haber hecho mi estancia en diversos centros una experiencia muy agradable e inolvidable. Y si luego resulta que sigo adelante en esto, pues nunca estará de más haber mostrado que “*es de bien nacidos ser agradecidos*”.

Resúmenes de los posters

Edades y masas a partir de modelos evolutivos. Test con binarias eclipsantes

Autor/es: R. Asiain, I. Ribas

Centro/s: Departament d’Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona

El objetivo de este trabajo es, por una parte, presentar un algoritmo que permite determinar las edades y masas de estrellas B, A y F de la secuencia principal y, por otra, aplicar dicho algoritmo a estrellas binarias eclipsantes –de parámetros fundamentales conocidos– para evaluar la calidad de algunos de los modelos de evolución estelar más recientes.

Suponiendo conocidos los parámetros físicos de una estrella (T_{ef}^* , $\log g^*$ y Z^*) se determina, en primer lugar, un Conjunto de Modelos Evolutivos a $Z = Z^*$ a partir de una interpolación lineal entre dos conjuntos a distintas Z .

La T_{ef}^* y $\log g^*$ son entonces interpoladas entre los nuevos modelos evolutivos para determinar así la edad y masa de la estrella, aplicando un tratamiento especial en la *Overlap Region*, donde tres estados evolutivos son posibles para cada (T_{ef}^* , $\log g^*$) (Asiain 1996). Los errores han sido evaluados mediante simulaciones de MonteCarlo.

Hemos realizado un análisis comparativo de los distintos modelos a partir de una muestra de sistemas binarios eclipsantes, separados y con líneas dobles en los espectros, los cuales poseen masas y radios determinados con una precisión del orden de 1-2%. Si consideramos que las dos componentes del sistema binario se originaron al mismo tiempo y del mismo material interestelar (las dos tienen la misma composición química), los modelos deberían ser capaces de asignar la misma edad a las dos componentes para una metalicidad determinada. Estas hipótesis son las bases de nuestros tests.

Aplicando un algoritmo análogo al anteriormente descrito calculamos la edad y T_{ef} de estas estrellas partiendo de su M y $\log g$, suponiendo una metalicidad constante $Z=0.02$. Al comparar por un lado las edades obtenidas para cada componente del sistema binario, y

por otro las T_{ef} así calculadas con las fotométricas, observamos una mejora casi cronológica de los modelos, lo que se traduce en el éxito de los modelos que consideran el efecto de el *overshooting* (especialmente los de los grupos de Ginebra y de Padova).

En una segunda parte del test empleamos el algoritmo interpolador para hallar la metalicidad para la cual los modelos son capaces de ajustar una isocrona a ambas componentes del sistema binario eclipsante. En este caso se utilizaron los modelos del grupo de Ginebra y los del grupo de Padova, puesto que cubren un amplio rango de metalicidades y, como demostramos en el anterior análisis, son los que proporcionan mejores resultados.

En algunos casos no resultó posible ajustar una isocrona para ningún valor del rango de metalicidades abarcado por los modelos evolutivos. Así pues, distinguimos entre sistemas con y sin solución. El número de sistemas con solución decrece para T_{ef} inferiores a 11000 K y en escasas ocasiones los modelos evolutivos describen adecuadamente los sistemas con componentes de T_{ef} inferiores a 8000 K. Cabe también destacar que los modelos del grupo de Padova son capaces de ajustar un mayor número de sistemas binarios que los del grupo de Ginebra.

Se observó además que la práctica totalidad de los sistemas sin solución ($\approx 95\%$) presentan una edad para la primaria inferior que para la secundaria en todo el rango de metalicidades, y que las T_{ef} derivadas de los modelos evolutivos para los sistemas de la muestra resultan sistemáticamente mayores que las determinaciones fotométricas.

Respecto a la metalicidades, los valores obtenidos a través de los dos conjuntos de modelos muestran un buen acuerdo mutuo, y también son compatibles, dentro de los errores, con la determinación fotométrica y espectroscópica de la metalicidad atmosférica (sólo disponible para dos sistemas).

Estrellas masivas en M33, M31 y NGC6822: fotometría y espectroscopia con HST

Autor/es: Luciana Bianchi

Centro/s: Center for Astrophysical Sciences, JHU, Baltimore, USA y Osservatorio Astronomico di Torino, Italy

En este programa utilizamos el Telescopio Espacial Hubble (HST) para estudios de poblaciones de estrellas masivas en galaxias del Grupo Local. El fin es comparar parámetros estelares entre galaxias con metalicidades e historias de formación estelar diferentes. Establecer relaciones observacionales entre parámetros estelares y características globales de su galaxia puede ayudar a comprender mejor la evolución estelar y galáctica.

Estudios globales de población. Fotometría

En un trabajo (Bianchi et al. 1997a) analizamos imágenes con la cámara WFPC-2 tomadas en siete campos

de M33, que incluyen el centro (población del bulbo), zonas brillantes de brazos de espiral (cúmulos ricos de estrellas O-B luminosas), y zonas más oscuras entre los brazos o periféricas. Utilizamos filtros U,B,V y UV (F170W). Las ventajas fundamentales con respecto a anteriores estudios desde Tierra (ej. Massey et al. 1996) son (1) la resolución espacial de HST, que a la distancia de M33 permite resolver los objetos individualmente, y (2) la adicional fotometría UV, fundamental para diagnóstico de estrellas masivas y calientes (O,B tempranas, WR), a cuyas temperaturas los clásicos filtros ópticos U,B,V no son sensibles. La fotometría UV,U,B,V se interpreta con modelos evolutivos, para identificar los objetos más masivos, poblaciones coevas, y comparar características en diferentes sitios de la galaxia.

Estudio de estrellas individuales. Espectroscopia

Para las estrellas más luminosas y calientes, los espectros en el rango UV (HST FOS y GHRS) nos dan información sobre el viento estelar (aceleración y velocidad terminal) y sobre abundancias de elementos pesados. La comparación directa entre perfiles P Cygni (UV) observados en estrellas del mismo tipo espectral en M33, M31, NGC6822, Vía Láctea y Nubes de Magallanes, muestra efectos de la metalicidad. (ej. Bianchi et al. 1996, Bianchi et al. 1997b). Combinando el análisis de líneas UV y líneas ópticas (observadas con WHT-IAC) obtenemos una determinación consistente de parámetros fotosféricos y de la envoltura: T_{eff} , L_{bol} , $\log g$, Radio, velocidad del viento, pérdida de masa, abundancias (Bianchi et al. 1994, 1997b).

Referencias

- Bianchi, L., et al. 1994: A.A., 292, 213
- Bianchi et al 1996: A.J., 111, 2303
- Massey, P., Bianchi, L. et al. 1996: Ap.J., 469, 629
- Bianchi, L. et al. 1997a: in preparation
- Bianchi, L. et al. 1997b: in preparation

Observaciones infrarrojas de binarias de rayos-X

Autor/es: Alberto J. Castro-Tirado

Centro/s: Laboratorio de Astrofísica Espacial y Física Fundamental (LAEFF),
INTA, P.O. Box 50727, 28080 Madrid

Resumen

Presentamos los resultados de observaciones IR de las dos fuentes superlumínicas de nuestra Galaxia, GRS 1915+105 y GRO J1655-40. Asimismo se incluyen observaciones de una tercera binaria de rayos-X, 4U 1755-33. Todas estas fuentes tienen contrapartidas variables en las bandas JHK del infrarrojo cercano. Las observaciones de GRS 1915+105 tomadas durante la ex-

plosión X acaecida en Octubre de 1994, revelan líneas de emisión intensas en la banda K. GRO J1655-40 fue observado durante un periodo tranquilo (Mayo 1995), entre dos explosiones X, revelando líneas de emisión más débiles que GRS 1915+105. Y por lo que respecta a 4U 1755-33, la observación se realizó en Septiembre de 1996, meses después de ser observada por RXTE en el estado *off* por vez primera.

Introducción

Tanto GRS 1915+105 como GRO J1655-40 son las primeras fuentes superlumínicas descubiertas en nuestra Galaxia (Castro-Tirado et al. 1994, Mirabel & Rodríguez 1994, Hjellming & Rupen 1995). Su comportamiento es único y probablemente contienen agujeros negros. La binaria de rayos-X 4U 1755-33 (= Sco X-6) fue descubierta en 1965 y desde entonces se ha venido observando con frecuencia.

Observaciones y Resultados

Las observaciones fueron realizadas en tiempo de servicio con el *United Kingdom Infrared Telescope* (UKIRT) en Hawaii. Se utilizaron tanto CGS4 (espectrómetro) como IRCAM3 (cámara IR). Los resultados más importantes fueron los siguientes:

(a) GRS 1915+105. Líneas de emisión en la banda K (Br- γ , He I 2.06 μm y He II 2.19 μm) se observan en Octubre de 1994 (periodo de gran actividad X) y no así en Septiembre de 1993 (período de baja actividad). La diferencia en continuo (un factor 2) es apreciable. Ello refuerza la idea de la presencia de un disco de acrecimiento alrededor del objeto compacto.

(b) GRO J1655-40. Líneas de emisión en la banda K (Br- γ , He I 2.06 μm), aunque más débiles que para GRS 1915+105.

(c) 4U 1755-33. Las imágenes JHK muestran que la contrapartida IR ha disminuido de brillo, no llegando a poder ser detectada, lo cual es lo que se espera durante el estado *off*, en el que la emisión por parte del disco de acrecimiento en torno al objeto compacto es prácticamente nula.

Nuevas observaciones -tanto fotométricas como espectroscópicas- se realizarán en el futuro, con el fin de adquirir una mejor comprensión de los procesos físicos involucrados en este tipo de objetos.

Referencias

- Castro-Tirado, A. J. et al. 1994, ApJ SS 92, 469
- Hjellming, R. M. & Ruppen, M. P. 1995, Nat 375, 464
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1994, Nat 371, 46

H₂-jets en el núcleo de Serpens

Autor/es: C. Eiroa, J. Palacios

Centro/s: Dpto. Física Teórica, Universidad Autónoma

de Madrid

El núcleo de Serpens es una región de formación estelar activa con propiedades muy notables. Contiene un cúmulo de estrellas de baja masa, $\leq 1-2 M_{\odot}$, de más de 50 miembros. Existe un número importante de nebulosas bipolares y cometarias orientadas en una dirección media general sureste-noroeste, observadas en el óptico y en el infrarrojo cercano. Hay una fuente triple en el radiocontinuo que presenta emisión sincrotón, orientada en la dirección antes aludida, asociada a una fuente en el infrarrojo lejano; en esta posición se ha detectado un jet de hidrógeno molecular y un chorro bipolar de NH_3 . La emisión de CO muestra la existencia de gas de alta velocidad con una geometría muy compleja, debido posiblemente a la interacción de los vientos estelares PMS del núcleo. Observaciones submilimétricas prueban la existencia de unas fuentes que se encuentran entre los mejores candidatos conocidos a protoestrellas "puras". En los últimos años hemos dedicado una intensa actividad observacional al estudio de esta región, con observaciones en el óptico, infrarrojo, submilimétricas y radio y modos de observación-imagen, fotometría y espectroscopia. En base a ellas, hemos analizado los distintos fenómenos presentes en el núcleo de Serpens, desde los chorros, a vientos estelares y características de las fotosferas PMS de los miembros del cúmulo.

En este poster presentamos imágenes infrarrojas del núcleo de Serpens, obtenidas con la cámara MAGIC del observatorio de Calar Alto. Las imágenes revelan la existencia de nuevos jets de H_2 asociados con los objetos PMS EC53 y EC105, además de una extensión del jet asociado con la fuente triple de radio (EC41). Nuestras imágenes revelan también la existencia de un jet de H_2 no asociado de forma evidente con algún objeto del núcleo y varias condensaciones, así como la presencia de gas molecular chocado asociada con la binaria PMS SVS20 (EC90). Un estudio detallado de la emisión de H_2 y otros fenómenos revelados por las imágenes IR se está llevando a cabo actualmente y será publicada en colaboración con M. Casali, J. Eisloffel y S. Curiel. Solamente queremos recalcar que, de nuevo, el núcleo de Serpens presenta una riqueza muy notable en uno de los fenómenos más espectaculares asociados con los procesos relacionados con la formación y evolución presecuencia principal.

Espectroscopia Ultravioleta de la Estrella T-Tauri BP Tau

Autor/es: Ana Ines Gómez de Castro

Centro/s: Departamento de Astronomía y Geodesia, Universidad Complutense de Madrid

BP Tau es una de las pocas estrellas T Tauri "clásicas" en las que se ha detectado claramente sobre su superficie la presencia de manchas calientes. El calentamiento se produce probablemente por la energía gravitacional liberada por el material que cae al chocar con la superficie estelar. Esta energía se radiará prin-

cipalmente a longitudes de onda ultravioletas. En esta contribución damos cuenta de las variaciones del espectro ultravioleta de BP Tau del 5 al 19 de enero de 1992, cuando la estrella fue seguida con IUE durante 2 periodos de rotación. Nuestros datos indican que las líneas que pueden ser excitadas mediante procesos de recombinación, como las de O I y He II, tienen curvas de luz de tipo periódico, mientras que las líneas que sólo se excitan por colisión no siguen tal tendencia. Estos resultados pueden interpretarse en términos del modelo de acreción magnetosférica; la energía cinética liberada en los choques de acreción calienta el gas a temperaturas del orden de los $10^6 K$ y por tanto produce radiación ionizante. El continuo ultravioleta (Balmer) y las líneas de O I y He II son resultado directo del proceso de recombinación. Sin embargo, las líneas de C IV, Si II y Mg II se excitan por colisión no sólo en la región en que se produce el choque del material que cae, sino también en la magnetosfera activa y en episodios de acreción inhomogénea, y por tanto se espera que sus curvas de luz se vean afectadas por estos procesos irregulares. Además presentamos la detección de gas caliente cayendo sobre la superficie estelar a partir de la presencia de componentes en absorción desplazadas al rojo (81 Km/s) en algunos de los perfiles de alta resolución del Mg II procedentes de los archivos de IUE y HST.

Identificación y caracterización de nuevas estrellas variables

Autor/es: J.M. Gómez Forrellad¹ y E. García Melendo²

Centro/s: ¹Grup d'Estudis Astronòmics

²Fundació Observatori Esteve Duran

En 1995 el Grup d'Estudis Astronòmics inició un programa de búsqueda de nuevas estrellas variables. El objetivo eran estrellas regulares de corto periodo, por lo que se centró en la identificación de RR Lyrae y W UMa. Fueron seleccionadas alrededor de 500 estrellas candidatas de las cuales se llevan observadas unas 200, habiéndose confirmado hasta el presente más de 40 variables. Muchas ya constaban como *suspected*, aunque un tercio de ellas son variables totalmente nuevas, halladas durante la prospección.

El trabajo consta de dos fases. La primera es de prospección. Cada estrella es observada durante varias horas seguidas en diferentes noches para comprobar si realmente es variable. En caso afirmativo, se pasa a la segunda fase que consiste en la obtención de una curva de luz para caracterizar la variable y, si procede, obtener efemérides. Es de destacar que menos del 20% de las *suspected* son realmente variables y cuando lo son, en un 50% el tipo de variabilidad indicado en los catalogos es incorrecto. Otro dato a destacar es el alto número de nuevas variables que se detectan, sobre todo teniendo en cuenta que el campo típico cubierto es de tan sólo unos 100' cuadrados.

En todos los casos las curvas de luz obtenidas son las primeras existentes para estas variables, que desglo-

sadas por tipos son las siguientes:

- 8 eclipsantes tipo EA
 - 3 eclipsantes tipo EB
 - 11 eclipsantes tipo EW
 - 5 RR Lyrae tipo RRab
 - 1 RR Lyrae tipo RRd (doble modo)
 - 1 RR Lyrae tipo RRc
 - 2 Cefeidas clásicas
 - 1 Delta Scuti
 - 4 semirregulares e irregulares de espectro K
 - 2 semirregulares o irregulares de espectro M
 - 1 UV Cet
 - 1 periódica de tipo no determinado (¿elipsoidal?)
 - 1 estrella presentando un evento transitorio (>9 magnitudes)
- Varias más bajo observación aún por caracterizar

Las magnitudes de estas estrellas van de la 7 a la 14.5 y para su observación se utilizan cámaras CCD dotadas con filtros UBVRI. En las tareas de estandarización de magnitudes también se emplean fotómetros fotoeléctricos. En el programa participan 10 observatorios con telescopios de 26, 31, 41, 51 y 60 cm. En la reducción, análisis y publicación de los resultados intervienen dos programadores y dos analistas.

La distancia a las Pléyades y su lugar en el diagrama HR

Autor/es: Cristina S. Hansen Ruiz^{1,2} y F. van Leeuwen²

Centro/s: ¹ General Dávila 43 C, 3^oA, Santander 39003
² Royal Greenwich Observatory (RGO), Madingley Road, Cambridge

La escala cósmica de distancias se basa en última instancia en distancias determinadas trigonométricamente y las luminosidades absolutas derivadas de ellas. Los primeros peldaños de la escala de distancias comprenden las distancias calibradas de cúmulos abiertos, fundamentalmente las secuencias principales de edad cero de las Híades y las Pléyades. Por primera vez, el satélite HIPPARCOS nos permite calcular para estos cúmulos paralajes absolutos con exactitud, así como para estrellas a distancias menores que 100-200 pc. Los datos del HIPPARCOS nos proveerán de información nueva sobre masas y radios de estrellas en sistemas múltiples. Añadiendo los datos fotométricos y espectroscópicos tomados desde tierra, podremos refinar las restricciones a las teorías de evolución estelar, y conocer mejor los efectos de la metalicidad y la edad sobre la luminosidad.

El objeto de nuestro estudio es determinar la distancia de las Pléyades con una exactitud del $\sim 2\%$ en paralaje, y localizar su secuencia principal en el diagrama HR para que sirva de punto de referencia en la escala de distancias tanto en metalicidad como en edad. Este cúmulo sirve a nuestros propósitos al tener una metalicidad similar a la solar y una secuencia principal bien definida hacia la región de las estrellas masivas. La distancia del cúmulo se determinará

usando los datos del HIPPARCOS (ESA, 1997), que nos dan paralajes absolutos. La muestra de ~ 65 miembros de las Pléyades observados por HIPPARCOS no es completa en ningún sentido, pero llega a $M_V = 6$. La distribución de las exactitudes de las paralajes de esta muestra tiene un máximo en $0.001''$, estando éste un poco distorsionado por movimientos orbitales y la presencia de sistemas múltiples. Usaremos movimientos propios diferenciales medidos desde tierra (de unas 5 a 10 veces más precisos que los de HIPPARCOS) y fotometría (que nos reduce la dispersión de las paralajes) en combinación con los datos astrométricos intermedios del HIPPARCOS para obtener la paralaje y el movimiento propio del cúmulo en una solución única para todos los miembros reconocidos de éste. De este modo tendremos en cuenta las (pequeñas) correlaciones existentes entre las medidas de estrellas en un área pequeña del cielo, mientras que los datos tomados desde tierra reducen los grados de libertad en la solución final.

Para ver cuán representativa del cúmulo es la muestra de HIPPARCOS tenemos fotometría Walraven (van Leeuwen et al. 1986) de una muestra más grande de miembros de las Pléyades en un área de $\sim 9^\circ \times 9^\circ$. Esta muestra será analizada en cuanto a enrojecimiento y binariedad. Las correcciones de enrojecimiento, decisivas para construir la estrecha secuencia principal, será estimada usando diferentes medios: empíricamente, modelos de atmósfera estelar teóricos y mapas de IRAS. Otra información que mejore la estimación podrá venir de imágenes en HI, de muestreos polarimétricos y del IUE. Para reducir el efecto de la binariedad en la anchura de la secuencia principal, consideraremos todas las binarias conocidas y las separaremos en sus diferentes componentes en la secuencia principal.

Referencias

- ESA 1997, HIPPARCOS Catalogue, ESA IP-1200
- Perryman, M.A.C. et al. 1995, *A&A* **304**, 69
- van Leeuwen, F., Alphenaar, P. and Brand, J. 1986, *A&ASS* **65**, 309

Luminosidad y cinemática: un algoritmo de máxima verosimilitud para la explotación de los datos Hipparcos

Autor/es: X.Luri¹, M.O. Mennessier², F. Figueras¹, J. Torra¹ y A. Gómez³

Centro/s: ¹ Departament d'Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona, Avda. Diagonal 647, E-08027 Barcelona

² Université Montpellier II, G.R.A.A.L., F-34095 Montpellier CEDEX 5, Francia

³ Observatoire de Paris-Meudon, D.A.S.G.A.L., F-92195 Meudon CEDEX Francia

Los datos Hipparcos estarán disponibles en breve plazo. Con el objetivo de usar esta información, de

una calidad y en un volumen sin precedentes, hemos desarrollado un nuevo método basado en el principio de Máxima Verosimilitud (MV) para obtener calibraciones de luminosidad, características cinemáticas y la distribución espacial de muestras de estrellas.

Nuestro método puede usar toda la información disponible para las estrellas – paralajes trigonométricas, movimientos propios, velocidades radiales y fotometría –, pero también puede ser usado cuando falta parte de la información o cuando sus errores son grandes. Esta característica es especialmente importante en las regiones brillantes del diagrama HR (gigantes rojas, estrellas O y B, etc.) donde las calibraciones de luminosidad no pueden obtenerse únicamente a partir de paralajes trigonométricas: en estas regiones incluso la precisión de Hipparcos para este observable es insuficiente, dadas las grandes distancias implicadas.

Por otra parte, nuestro método tiene en cuenta las restricciones observacionales de las muestras (como por ejemplo el límite en magnitud aparente) y los errores observacionales, de forma que los resultados están libres de los efectos provocados por éstos. La rotación galáctica y la absorción interestelar también han sido modelizadas e incluidas. Finalmente, el método también permite modelizar específicamente la física de la muestra (las distribuciones de magnitud absoluta, de velocidades y espacial), incluyendo la posibilidad de identificar y separar grupos de estrellas físicamente distintos mezclados en la muestra, de forma que las calibraciones resultantes son más precisas y tienen más significado físico.

Segregación de estrellas CP2 en el diagrama HR a partir de la fotometría Strömgen

Autor/es: Eduard Masana y Carme Jordi

Centro/s: Departament d'Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona

La identificación de las estrellas CP2 (peculiares magnéticas) en el sistema fotométrico Strömgen se ha limitado tradicionalmente al uso del índice m_1 . Sin embargo algunos trabajos previos (Cameron 1967, Hauck 1975) muestran que la peculiaridad afecta no sólo a este índice, sino a todos los del sistema $uvby - \beta$. Nuestro objetivo es utilizar este hecho para establecer una segregación más efectiva de las estrellas CP2 respecto de las estrellas normales.

Para ello hemos confeccionado dos muestras: una formada por estrellas CP2 del *General Catalogue of Ap and Am stars* (Renson et al. 1991) y otra formada por estrellas normales. La fotometría Strömgen de estas estrellas fue extraída de varias fuentes, incluyendo observaciones propias. Las muestras contienen 660 y 2800 estrellas, respectivamente.

Hemos utilizado el *Análisis Canónico de Poblaciones* (ACP) (ver por ejemplo Rao 1948). Este método analiza g poblaciones formadas por n_g individuos y caracterizadas por p variables. El ACP representa las

g poblaciones a lo largo de unos ejes canónicos ortogonales de una manera óptima. En nuestro caso las poblaciones son 2 (estrellas normales y peculiares) y las variables son los colores observados en el sistema Strömgen. Un solo eje es suficiente para representar dos poblaciones. Llamaremos Z a la coordenada asociada a este eje.

Antes de aplicar el ACP las estrellas fueron clasificadas fotométricamente en regiones siguiendo Figueras et al. (1991) y Jordi et al. (1996). El ACP fue aplicado a cada región por separado. Nos limitaremos aquí a comentar los resultados correspondientes a la región temprana (estrellas B). Para reducir el efecto del enrojecimiento interestelar limitamos la muestra original a estrellas con $E(b - y) > 0.1$. La coordenada Z obtenida es:

$$\begin{aligned} Z &= 47.628 + 12.595(b - y) + 52.514m_1 + \\ &\quad + 0.11764c_1 - 19.289\beta \\ Z_o &= -3.54026 + 15.8748[u - b] - 20.9851[u - b]^2 + \\ &\quad + 8.3983[u - b]^3 \end{aligned}$$

donde Z_o es un polinomio que ajusta las estrellas normales. El índice de peculiaridad que utilizaremos será $\Delta Z = Z - Z_o$. Definimos como umbral de peculiaridad el valor de ΔZ que separa el 50% de las estrellas CP2 ($\Delta Z_{pec} = 1.5$). Sólo un 2% de estrellas no peculiares muestran un valor superior a este umbral, lo cual da una idea de la eficacia de la segregación.

Comparaciones de nuestro índice con otros índices de peculiaridad como Δa (Maitzen 1976) o $\Delta(V_1 - G)$ de Ginebra muestran una buena correlación, si bien la eficacia de ΔZ es algo menor.

Referencias

- Cameron R.C. 1967, in R.C. Cameron (ed.) *The Magnetic and Related Stars*, Mono Book Corp., Baltimore, p. 471
- Figueras F., Torra J., Jordi C., 1991, *A&AS* 87, 319
- Jordi C., Masana E., Figueras F., Torra J., 1996, *A&AS*, (en prensa)
- Maitzen H.M. 1976, *A&A* 51, 223
- Rao C.R., 1948, Test of significance in multivariate analysis, *Biometrika* 35, 58
- Renson P., Gerbaldi M., Catalano F.A., 1991, *A&AS* 89, 429

Gradiente de Abundancias de Oxígeno en M33

Autor/es: M.I. Monteverde Hernández y A. Herrero
Centro/s:

El gradiente radial de abundancias en galaxias espirales, es decir, la variación de las abundancias locales con la distancia al centro de la galaxia, es un importante parámetro en el estudio de la evolución química

de dichas galaxias. En nuestra Galaxia los gradientes de abundancias determinados a partir de análisis de atmósferas estelares y los basados en regiones H II, presentan discrepancias. En lo referente a galaxias externas los conocimientos sobre sus abundancias se limitan a regiones H II, por ello es importante extender el estudio estelar a galaxias externas.

Así pues, hemos iniciado un estudio sobre abundancias estelares en la galaxia espiral del Grupo Local, M33. Hasta ahora, los gradientes de metalicidad de M33 están principalmente basados en estudios de regiones H II (Vilchez et al., 1988, MNRAS, 235, 66320 y Henry & Howard, 1995, ApJ, 438, 170). Las supergigantes AB, al ser las estrellas visualmente más brillantes, son candidatas idóneas para realizar análisis espectroscópicos en M33 con la ayuda de modelos de atmósferas. Hemos centrado nuestro estudio en supergigantes B y la determinación de abundancias de elementos como el O, Mg y Si. Presentamos aquí, los primeros resultados de gradientes de abundancias de oxígeno en una galaxia externa.

Hemos observado y clasificado estrellas de M33 a diferentes distancias radiales (ver Monteverde et al. 1996, A&A, 312, 24). Cada supergigante B obtenida ha sido comparada con estrellas de la Galaxia y de la Nube Pequeña de Magallanes del mismo tipo espectral. Los parámetros de comparación utilizados han sido las anchuras equivalentes de diferentes líneas (O, Si, Mg) y las abundancias de O en no equilibrio termodinámico Local (no-ETL).

Las abundancias de O han sido obtenidas a partir de curvas de crecimiento en no-ETL mediante cálculos teóricos de formación de líneas en no-ETL para diferentes abundancias y microturbulencias. Se empleó el modelo atómico de O II de Becker & Butler (1988, A&A, 201, 232) y para fijar la microturbulencia hemos considerado que las estrellas galácticas, que se encuentran en la vecindad del Sol, tienen la abundancia de oxígeno solar.

Con las abundancias de O derivadas obtenemos un gradiente radial de oxígeno de -0.16 ± 0.06 dex/kpc, y un gradiente total de -0.20 ± 0.05 dex/kpc si se incluye las abundancias de Fe de dos estrellas A supergigantes de M33 estudiadas por McCarthy et al. (1995, ApJ, 455, L135). Estos valores son intermedios entre los derivados a partir de estudios de regiones H II; por una parte está el de Vilchez et al., 1988, MNRAS, 235, 663 (-0.13 dex/kpc) y por otra el de Henry & Howard, 1995, ApJ, 438, 170 (-0.22 dex/kpc).

Formación estelar en galaxias espirales: mecanismos y eficiencias

Autor/es: Fernando de Pablos y Jordi Cepa
Centro/s: Instituto de Astrofísica de Canarias

La galaxia espiral de gran diseño NGC5248 presenta a simple vista una alta simetría en su disco interno, sin embargo hemos encontrado diversos indicadores que ponen de manifiesto ciertas diferencias en los mecanismos de formación estelar de ambos brazos.

Las diferencias en las posiciones medias de los brazos en H_α con respecto a B son sistemáticamente mayores en el brazo sur que en el brazo norte. Tales diferencias están en concordancia con los resultados esperados en la teoría de ondas de densidad. Las estrellas recién formadas, como consecuencia de la onda espiral, van evolucionando en su rotación entorno al centro de la galaxia. Tanto este resultado como la presencia de líneas de polvo más intensas en el brazo sur con respecto al brazo norte, son indicativos de una diferencia en la intensidad del disparo de la formación estelar en ambos brazos.

Por otra parte, a partir de los datos en H_α y a partir de los datos en la banda I, corregidos convenientemente de extinción utilizando la emisión H_β , podemos calcular tasas y eficiencias relativas, es decir tasas y eficiencias del brazo con respecto al interbrazo, de formación estelar de estrellas masivas. La tasa relativa es significativamente mayor que la unidad en casi todo el disco interno para el brazo sur, mientras que para el brazo norte esto sólo ocurre en determinadas zonas a partir de un cierto radio galactocéntrico $R=60''$. Estas zonas coinciden con los puntos donde se observan desplazamientos en las posiciones medias de los brazos determinadas a partir de las imágenes H_α con respecto a las determinadas en la banda B. De este estudio se puede inferir de nuevo que, aunque esta galaxia presenta una gran simetría en su disco interno, posee ciertas diferencias en lo que se refiere al disparo de la formación estelar, estando ésta principalmente presente en el brazo sur.

Finalmente, un parámetro decisivo para estudiar el disparo de la formación estelar en galaxias espirales es la eficiencia relativa de la formación estelar, la cual tiene en cuenta la cantidad de gas presente en los brazos con respecto al interbrazo. Hemos calculado la eficiencia relativa de formación estelar de estrellas masivas en función del radio galactocéntrico, utilizando la amplitud del brazo en la banda I, para ambos brazos. Esta eficiencia es mayor que la unidad en prácticamente todo el disco interno para el brazo sur, lo cual vuelve a ser indicativo de que hay algún mecanismo que dispara la formación estelar en esta zona de la galaxia.

Emisión de H_2 en NGC 7129

Autor/es: J. Palacios¹, C. Eiroa¹, L.F. Miranda²
Centro/s: ¹ Dpto. Física Teórica. Universidad Autónoma de Madrid

² Dpto. Astrofísica, Universidad Complutense de Madrid

NGC 7129 es una nebulosa de reflexión iluminada por un cúmulo de estrellas PMS de masa baja e intermedia, situada a una distancia de 1 kpc. La fuente principal es LKH α 234. La región es muy compleja en términos de fenómenos asociados con pérdida de masa y choques. Existen dos chorros de CO, uno de los cuales está asociado con LKH α 234, cuyo viento ha provocado también una cavidad en la nube molecular ambiente, encontrándose en el extremo de la misma una región difusa excitada enteramente por choques, donde se encuentran numerosas condensaciones Herbig-Haro,

siendo las dos más prominentes GGD 32 y HH 103. Además, existen otros objetos HH y jets asociados con otras estrellas PMS de la región. Nuestro grupo ha estudiado en los últimos años NGC 7129 mediante observaciones ópticas de imagen y espectroscópicas, haciendo hincapié en las propiedades de las estrellas PMS y las condiciones físicas de los objetos HH. En el poster, se ha presentado un complemento a estas observaciones en otros rangos de longitudes de onda.

En concreto, se han presentado un análisis de la emisión IRAS en NGC7129 y de la emisión en el rango submilimétrico de la fuente protoestelar de Clase I NGC7129/FIRS2. Además, se han mostrado imágenes y espectros IR de NGC7129, obtenidos con la cámara MAGIC del observatorio de Calar Alto. Los datos IR nos permiten analizar con gran detalle la emisión H₂ presente en la región y su relación con los objetos Herbig-Haro. En particular, podemos establecer una comparación de las propiedades físicas de los choques que trazan ambas emisiones. Complementariamente, las imágenes IR nos ha permitido descubrir un compañero IR de la estrella de tipo T Tauri V350Cep. El análisis exhaustivo de estos datos será publicado en una revista de difusión regular.

Calibración biparamétrica de masas, radios y gravedades superficiales a partir de binarias eclipsantes

Autor/es: I. Ribas

Centro/s: Departament d'Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona

Las masas, radios y gravedades superficiales de estrellas de secuencia principal son frecuentemente determinadas a partir de calibraciones unidimensionales, tomando como parámetro libre la temperatura efectiva, un índice de color o el tipo espectral. Los errores son de hasta un 15% en la masa y un 50% en el radio (Andersen, 1991).

Andersen (1991) propuso la construcción de calibraciones biparamétricas que tuvieran en cuenta la anchura natural de la secuencia principal, usando un índice de color relacionado con T_{ef} , otro relacionado con la evolución y una relación de referencia para la ZAMS. En este trabajo hemos utilizado una muestra de 31 sistemas binarios separados con determinaciones precisas de masa y radio, y fotometría Strömrgren individualizada para cada componente, para construir este tipo de calibraciones. Las estrellas de la muestra fueron divididas en tres regiones puesto que los índices fotométricos son indicadores de cantidades físicas distintas en cada región. Los índices relacionados con la temperatura efectiva (c_T) y con la gravedad superficial (c_g) son, respectivamente: c_o y β para la región temprana ($T_{ef} > 11000$ K), a_o y r para la región intermedia ($8500 \text{ K} < T_{ef} < 11000$ K), y β y c_o para la región tardía ($T_{ef} < 8500$ K).

Las expresiones de las calibraciones adoptan la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \log M &= \log M_{ZAMS}(c_T) + f_M \cdot \delta c_g \\ \log R &= \log R_{ZAMS}(c_T) + f_R \cdot \delta c_g \\ \log g &= \log g_{ZAMS}(c_T) + f_g \cdot \delta c_g \end{aligned}$$

Con δc_g definido como: $\Delta\beta = \beta_{ZAMS}(c_o) - \beta$, $\Delta r = r - r_{ZAMS}(a_o)$ y $\delta c_o = c_o - c_{o,ZAMS}(\beta)$, para las regiones temprana, intermedia y tardía, repectivamente. La relación para la ZAMS fue tomada de los modelos evolutivos de Schaller *et al* (1992).

Los ajustes lineales para la región temprana nos proporcionan unos valores de $f_M = 1.77$, $f_R = 4.88$ y $f_g = -7.99$, y un residuo medio para las 19 estrellas con $T_{ef} < 20000$ K de: $\sigma_{\log M} = 0.027$ dex, $\sigma_{\log R} = 0.046$ dex y $\sigma_{\log g} = 0.08$ dex. En el caso de la región intermedia obtenemos: $f_M = 1.55$, $f_R = 4.14$ y $f_g = -6.74$ y un residuo medio para las 6 estrellas de la muestra de: $\sigma_{\log M} = 0.041$ dex, $\sigma_{\log R} = 0.057$ dex y $\sigma_{\log g} = 0.10$ dex. La construcción de las calibraciones de la región tardía se restringió a la zona con $\beta > 2.72$ ($T_{ef} > 7000$ K) y fue necesario considerar un término lineal dependiente de δm_o en las expresiones para tener en cuenta los efectos de diferentes metalicidades de las estrellas de la muestra. Los valores obtenidos fueron: $f_M = 0.66$, $f_R = 1.76$ y $f_g = -2.87$, y unos coeficientes de -1.12 , -3.34 y 5.56 , respectivamente, para el término lineal en δm_o . Los residuos medios para las 19 estrellas de esta región son: $\sigma_{\log M} = 0.021$ dex, $\sigma_{\log R} = 0.052$ dex y $\sigma_{\log g} = 0.09$ dex.

Los errores obtenidos con las presentes calibraciones se sitúan alrededor del 5-8% en la masa, 0.08-0.10 dex en $\log g$ y 10-15% en el radio, para estrellas de secuencia principal con T_{ef} entre 7000 y 20000 K. Se realizó también una comparación con los valores de $\log g$ y $\log M$ determinados mediante la interpolación en modelos de atmósfera y de evolución estelar. Los residuos medios obtenidos para las estrellas de la muestra utilizando este procedimiento son completamente equivalentes a los resultantes de la aplicación de las calibraciones propuestas en este trabajo.

Referencias

- Andersen, J., 1991, *A&AR* **3**, 91
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., Maeder, A., 1992, *A&A* **96**, 269
- Strömrgren, B., 1966, *ARA&A* **4**, 433

Enrojecimiento de los cuásares, límite al polvo

Autor/es: Sánchez S.F.^{1,2}, González-Serrano I.¹, Carballo R.^{1,2}, Vigotti M.³, Benn C.⁴

Centro/s: ¹ Instituto de Física de Cantabria-CSIC, Univ. de Cantabria, 39005 Santander, Spain

² Dpto. de Física Moderna, Universidad de Cantabria, 39005 Santander, Spain

³ Instituto de Radioastronomía di Bologna-CNR, 40129 Bologna, Italy

⁴ Royal Greenwich Observatory-La Palma, Spain

En una reciente publicación, Webster *et al* (Nature, 1995, 375, 469), presentaron resultados de observa-

ciones en las cuales se podía apreciar que los cuásares seleccionados de una muestra de radio presentaban una amplia gama de colores óptico-infrarrojo. En esta publicación se interpretaban estos colores como el resultado de distintas cantidades de polvo en la línea de visión que oscurecía a los cuásares. Como consecuencia más remarcable de esta cantidad de polvo se estarían perdiendo el 80% de los cuásares seleccionados en el óptico, con todas las consecuencias cosmológicas que ésto supondría.

Con el fin de comprobar esta afirmación, realizamos observaciones en el telescopio de 4.2m William Herschel, sito en la isla de La Palma, con el fin de obtener imagen infrarroja de una muestra de 53 cuásares. Este muestra de control es una submuestra de del catálogo B3VLA de radio cuásares (Vigotti M. et al., 1989, AJ, 98, 419).

Aunque muchos de estos cuásares presentan un color óptico-infrarrojo muy elevado, la mayor parte puede ser atribuido a un exceso de luz en el infrarrojo más que a un posible déficit en la banda óptica, debido a efectos oscurecimiento por polvo.

Presentamos evidencias que demuestran que el exceso de luz en la banda infrarroja proviene de luz estelar de la galaxia anfitriona de estos cuásares (Sánchez et al., 1996, en preparación), o es debido a colas de la emisión sincrotrón asociadas a las fuentes de radioespectro plano: La totalidad de las fuentes con color $B - K > 5$ son extensas en la banda K , disminuyendo en de 3.3 hasta 2.4 el color medio $\langle B - K \rangle$ al descontaminar la contribución de la luz proveniente de la galaxia anfitriona. Por otra parte no existen fuentes de radioespectro plano con $B - K < 2$, lo que indica también la importancia de la contribución de la emisión sincrotrón en la dispersión de colores encontrada.

Todo esto no lleva a pensar que no hay evidencias de un alto grado de oscurecimiento debido a polvo en luz proveniente de los cuásares.

Evolución temporal de los impactos del cometa Shoemaker-Levy 9 con Júpiter durante los meses de julio 1994 - agosto 1995

Autor/es: A. Sánchez Lavega, J. Lecacheux, F. Colas, P. Laques, J.M. Gómez, J.F. Rojas, J.R. Acarreta, E. Garcia-Melendo

Centro/s:

Esta investigación se basa en una larga serie de imágenes CCD obtenidas con el telescopio de 1 m del Observatorio del Pic-du-Midi en Francia en el rango de longitudes de onda desde los 450 nm a los 900 nm (incluyendo filtros interferenciales centrados en las bandas de absorción del metano en 619, 725 y 890 nm), durante los meses de Julio, Agosto, Septiembre, Octubre y Diciembre 1994, así como en Febrero, Abril, Junio y Julio de 1995. El estudio se complementa con imágenes obtenidas con la cámara infrarroja MAGIC en el telescopio de 3.5 m del Observatorio de Calar Alto en 1.7,

2.12, 2.16 y 2.3 micras en Marzo y Agosto 1995.

Los aerosoles formados tras los impactos fueron transportados fundamentalmente en dirección Este-Oeste por la acción dominante de los vientos zonales. En promedio, en la latitud abarcada inicialmente por los impactos ($\sim 35S$ a $55S$) la velocidad del viento medida usando los aerosoles como trazadores, varió entre los -10 y los +20 m/s. Los núcleos centrales de los impactos a $47S$ se movieron con velocidades de apenas -1 a -2 m/s. Aparte de estos movimientos medios se observaron otros relacionados con las fases iniciales expansivas de las nubes de impacto (velocidades entre 40 y 60 m/s), así como interacciones de los aerosoles con los vórtices presentes en esas latitudes. Al cabo de un mes se formó una banda oscura, permaneciendo observable en las longitudes de onda del visible (entre 400 y 700 nm en el continuo) hasta comienzos de 1995. Posteriormente la banda se debilitó, siendo sólo perceptible en las bandas de absorción intensas del metano

Se produjo simultáneamente un transporte meridional de las partículas fundamentalmente hacia el ecuador, alcanzando en Agosto 1995 el paralelo $20S$. Las observaciones infrarrojas situaban a las partículas más altas en niveles estratosféricos ($P \sim 1-10$ mbar), deduciéndose una circulación global de los vientos estratosféricos de Sur a Norte con velocidad ~ 1 m/s.

Finalmente, hemos estudiado los movimientos verticales de los aerosoles. En base a las imágenes en las bandas de absorción del metano (Julio 1994 - Agosto 1995), hemos efectuado medidas fotométricas interpretadas mediante un modelo de transporte radiativo que incluye la absorción por el gas y el *scattering* de Mie por las partículas, estudiando la variación del espesor óptico de los aerosoles en el tiempo. Mediante un modelo microfísico (que considera los procesos de coagulación, coalescencia y sedimentación), y a partir del tiempo de residencia de las partículas, concluimos que los aerosoles tienen tamaños entre las 0.1 y 0.3 micras. La dispersión horizontal por los vientos zonales y por la circulación meridional, así como la sedimentación, son capaces de explicar la evolución temporal observada de las nubes de impacto.

Nota del nuevo tesorero

Hola a todos,

Como miembro de la candidatura presentada en la Asamblea celebrada en San Sebastián, deseo daros las gracias por vuestro apoyo. Apoyo que ahora hace que me presente a vosotros como nuevo tesorero de nuestra sociedad. Permitidme que mis primeras palabras sean de felicitación al tesorero saliente, Jose Luis Ballester, por su muy eficaz labor, así como al resto de miembros que dejan la Junta Directiva, y de ánimo a mis compañeros en la nueva etapa de la Junta.

Tres son, a mi entender, las tareas principales del tesorero, una general y dos específicas. La general es participar en las reuniones y deliberaciones de la Junta Directiva. La primera de las específicas es llevar las

cuentas de la sociedad, tenerlas en orden y al día, y rendirlas anualmente en la Asamblea. El llevarlas adelante es responsabilidad exclusiva de quien ocupa el puesto, y yo me comprometo a cumplir con ellas.

La última, es hacer lo posible para que la relación de los miembros de la sociedad con la tesorería sea lo mas sencilla posible. Esto incluye facilitar el modo de pago de las cuotas, pero también –ingrata tarea– recordar a aquellos que no están al día en las mismas la importancia de que cumplan el compromiso que ellos mismos adquirieron libremente. La Sociedad Española de Astronomía podrá hacer tanto más por sus miembros y por la Astronomía y la Astrofísica cuanto más recursos pueda obtener. La SEA se autofinancia con las cuotas, por lo que es muy importante para su funcionamiento y el desarrollo de sus actividades el que sus miembros contribuyan.

Deseo que durante estos años que me esperan como tesorero de la SEA, este último aspecto sea el que menos tiempo me ocupe.

Un saludo a todos,
Artemio Herrero

`ahd@ll.iac.es`

Nota de la comision de información

Como algunos de vosotros habreis notado ya, hemos realizado algunos cambios en las páginas *Web* de la SEA (<http://sea.am.ub.es>). Hemos mejorado la presentación mediante el uso de *frames* para hacer más agradable y fácil el acceso a la información. Sin embargo, para aquellos de vosotros que usais clientes *Web* que no aceptan *frames*, las antiguas páginas siguen disponibles.

Por otra parte hemos instalado y puesto en marcha en el servidor de la SEA un gestor de listas de correo electrónico. Tal vez habreis notado que las informaciones de la SEA os llegan ya a traves de una lista llamada *NOTICIAS@sea.am.ub.es*. Si quereis obtener información del servidor podeis mandar un mensaje conteniendo la palabra *HELP* (en el mensaje, no en el *subject*) a `listproc@sea.am.ub.es`.

De momento tenemos este sistema en periodo de pruebas, pero en el futuro podrán ponerse en marcha listas de discusión a traves de correo electrónico. Si alguien está interesado en iniciar una lista puede contactar con los editores.

Xavier Luri

`xluri@mizar.am.ub.es`