



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

LA DISOCIACIÓN DE LAS ESTRELLAS DOBLES POR
ENCUENTROS CON OBJETOS MASIVOS EN EL HALO
DE LA GALAXIA.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A:

JORGE MÁRQUEZ CALDERÓN



TUTORA
DRA. CHRISTINE ALLEN ARMIÑO
2012



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del alumno

Márquez

Calderón

Jorge

5938 7966

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Físico

089381847

2. Datos del tutor

Dr.

Christine

Allen Armíño

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Arcadio

Poveda

Ricalde

4. Datos del sinodal 2

M en C

Rafael

Costero

Gracia

5. Datos del sinodal 3

Fís.

René

Ortega

Alvarado

6. Datos del sinodal 4

Dr.

Pablo Fabián

Velázquez

Brito

7. Datos del trabajo escrito.

La Disociación de las Estrellas Dobles por Encuentros con Objetos Masivos en el Halo de la Galaxia.

76 p

2012

A Frida y Regina.

Mis binarias más cercanas

AGRADECIMIENTOS:

- *A Brenda por estar ahí...*
- *A mis padres Vicente y Virginia por ser un ejemplo de vida y hacer de mí la persona que soy...*
- *A mis hermanos Vicente, Oscar y Mario por tener siempre una palabra que me ayudara a ser mejor cada día...*
- *Al Doctor Arcadio Poveda por su apoyo incondicional durante todo este tiempo y sus invaluable contribuciones a este trabajo...*
- *A Miguel Monroy por su desinteresada contribución al tema de la dinámica de la disociación de las estrellas binarias y por facilitarme el catálogo que permitió el desarrollo de éste trabajo...*
- *A la Doctora Christine Allen por su franco interés al desarrollo de este trabajo, su entusiasmo, estricta revisión y sus valiosos consejos sin los cuales este trabajo no hubiera podido llegar a su fin.*

A todos los que me han acompañado en algún momento de mi vida: Gracias.

2012.

ÍNDICE

§ I. INTRODUCCIÓN.	11
§ 2. DISTRIBUCIÓN DE SEPARACIONES.	17
§ 3. DINÁMICA DE SISTEMAS BINARIOS.	33
§ 4. SISTEMAS BINARIOS DEL HALO DE LA GALAXIA ¿ESTÁN AÚN LIGADOS?	43
§ 5. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES.	67
§ BIBLIOGRAFÍA.	73

§ I. INTRODUCCIÓN.

Desde el descubrimiento de Neptuno, por Adams y Leverrier independientemente, nuestra percepción del Universo cambió de algún modo, mostró que existe materia que a pesar de no ser "visible para el ojo humano" puede ser predicha por las ecuaciones de movimiento conocidas para posteriormente demostrar su existencia. Esto además trajo como consecuencia un cambio en el modo científico de pensar, al considerar la existencia de un tipo de materia que no era detectada fácilmente pero cuya existencia podía ser determinada a través de sus interacciones con los demás cuerpos celestes.

Sin embargo nuestro conocimiento ha aumentado desde ese entonces, algunas de nuestras dudas han sido resueltas y, como siempre, han surgido nuevas preguntas. En esa búsqueda de conocer un poco más del universo que nos rodea, hemos llegado y rebasado los límites de nuestra Galaxia.

Ahí en ese límite y rodeando toda la Galaxia, se ha observado que existe una gran cantidad de materia. Esta materia no puede ser detectada directamente, es conocida como materia oscura y su densidad en el halo disminuye con el inverso del cuadrado de la distancia galactocéntrica hasta un valor de al menos 70 kpc (Moore 1993), lo que implica que existe una gran cantidad de materia a distancia considerable del centro de la Galaxia. Así, los análisis dinámicos de la distribución de masa sugieren el resultado anterior.

En general, nuestra Galaxia y otras galaxias espirales están "embebidas" en un halo no visible, (De Rújula et al., 1992). Este halo es un orden de magnitud más grande y su masa es mayor que la masa de la región visible. Argumentos de la teoría que describe la nucleosíntesis primordial no restringen la naturaleza de la materia de estos halos, ni tampoco la teoría de materia oscura fría es lo suficientemente satisfactoria para requerir materia no bariónica solamente. Rees, (1986) y Carr (1990), sostienen que los halos galácticos podrían estar constituidos totalmente de materia bariónica.

Los estudios de las nubes de hidrógeno neutro en las galaxias espirales, han mostrado que éstas se extienden hasta distancias más allá de la región ópticamente visible. Sin embargo, la velocidad de rotación de las nubes de hidrógeno se mantiene constante hasta distancias muy alejadas del centro de las galaxias espirales. Una vez más se deduce de éstos resultados que existe una distribución de masa esferoidal con una densidad proporcional a r^{-2} respecto del centro de la galaxia.

Sin embargo han pasado varios años desde que se inicio su estudio y hoy en día se desconoce qué es lo que constituye la materia oscura en el halo de la Galaxia. Si la materia que constituye la materia oscura es bariónica o no bariónica es un tema que aún está por determinarse; a pesar de esto, se han propuesto varios candidatos. En general, se piensa que la materia bariónica que constituye a esta materia son hoyos negros, estrellas de baja masa, como enanas blancas o bien partículas exóticas sobrevivientes de la Gran Explosión (Big Bang), (Rees 1986).

Diversos científicos se han dado a la tarea de investigar no solamente qué es lo que constituye la materia oscura sino también de obtener una cota superior e inferior a la masa de estos elementos.

Lacey y Ostriker, en 1985, proponen que los hoyos negros en el halo de la Galaxia con una masa de $2 \times 10^6 M_{\odot}$, podrían ser responsables del calentamiento del disco de nuestra Galaxia y en otras.

En 1993, Moore, partiendo de la base de que existen cúmulos globulares de poca masa en el halo de la Galaxia, sugiere un límite superior a la masa de hoyos negros que pudieran constituir la materia oscura en el halo de la Galaxia. El límite lo fija en $10^3 M_{\odot}$. Argumenta que de otro modo muchos de los cúmulos globulares del halo de la Galaxia deberían haberse "calentado" hasta disolverse dentro de la primera mitad de su vida media. Más adelante, Arras y Wasserman (2000), estudian los cúmulos globulares analizados por Moore y sugieren que de acuerdo al análisis de Moore, estos cúmulos podrían ser disociados por perturbadores con masas a partir de unos pocos cientos de masas solares. Aunque toman en cuenta factores que Moore no considero, como la evolución del cúmulo a lo largo de la secuencia de King, no determinan una cota máxima para la masa de los objetos masivos en el halo de la Galaxia.

De Rújula et al. (1992), ya citado anteriormente, investigando la posibilidad de que las estrellas enanas café y nubes compactas de hidrógeno constituyan la materia oscura del halo de la Galaxia encuentran una cota inferior para los objetos masivos compactos del halo (MACHO's por sus siglas en inglés). En su estudio encuentran que sus candidatos podrían evaporarse en la escala de tiempo galáctica si su masa es menor a $10^{-7} M_{\odot}$.

Alcock et al. (2001), a través de estudios de microlentes, excluyen objetos masivos de $0.3 - 30.0 M_{\odot}$, para que contribuyan a la masa de los halos galácticos.

Otro estudio basado en microlentes ha descartado los objetos masivos compactos del halo de la Galaxia ó MACHO's, con masas en el intervalo $10^{-7} - 30 M_{\odot}$ como los mayores constituyentes de la materia oscura del halo en la Vía Láctea; excluyen de este modo objetos como enanas café u hoyos negros de masa solar, conforme al estudio de Wyrzykowski et al., (2009).

Debido a la complejidad del problema y a la falta de resultados contundentes respecto a la naturaleza y tamaño de los objetos que forman la materia oscura de los halos galácticos, otros investigadores han desarrollado su estudio del problema considerando otros sistemas como sensores de esta materia, y no solo cúmulos globulares.

Es decir, han considerado sistemas de estrellas binarias y no solo estrellas binarias, sino además estrellas binarias muy separadas, que en general pasen la mayor parte de su tiempo en el halo de la Galaxia. El considerar éstos sistemas tiene ventajas que los cúmulos globulares no ofrecen.

Por un lado, las estrellas binarias muy separadas conservan después de su formación sus parámetros orbitales originales, a menos que, durante su viaje por la Galaxia, se vean afectados por el encuentro con un objeto capaz de modificarlos. Por

otra parte, el sistema solamente se verá afectado una o ambas estrellas evolucionen fuera de la secuencia principal, perdiendo masa.

Debido a su gran separación, las estrellas binarias muy separadas, son fácilmente afectadas si durante su recorrido se encuentran con inhomogeneidades tales como hoyos negros, nubes moleculares u otros cuerpos, ya que su energía de enlace es baja y puede ser modificada por el encuentro con los cuerpos mencionados.

Aún más, la distribución de semiejes orbitales de estrellas dobles o múltiples es un registro de las condiciones en que se formaron las estrellas y el sistema binario. También es un registro de la evolución dinámica, ya sea que el sistema se mantenga asociado o bien que haya sido disociado, o esté en el proceso de disociación, por el encuentro con objetos masivos. Es decir, la distribución de semiejes refleja tanto el origen como la historia dinámica y puede dar luz respecto a la masa de los objetos masivos que puedan constituir el halo galáctico.

Heggie (1975), publica un tratado acerca de la evolución dinámica de los sistemas binarios, donde entre otras cosas, presenta las ecuaciones para el cambio en la energía de enlace en los casos en que estrellas binarias sufran encuentros con objetos masivos a una distancia cercana o lejana. Sin embargo no considera la aproximación de impulso para sus ecuaciones así como tampoco intenta cuantificar la masa de los objetos masivos que pudieran disociarlos; simplemente intenta describir analíticamente el comportamiento de estos sistemas.

El primer estudio encontrado, donde utilizan estrellas binarias como sensores de objetos masivos es el de Bahcall, Hut y Tremaine, (1985). En ese estudio sostienen que la existencia de estrellas binarias muy separadas implica la existencia de objetos no "vistos". Conforme a lo planteado en su artículo, su principal conclusión es que la masa de los objetos del disco no vistos satisface la desigualdad

$$M < 2 M_{\odot}$$

Para llegar a este resultado, modelaron la disociación de estrellas binarias que están inmersas en una distribución isotrópica de Maxwell y trataron el encuentro como una aproximación de impulso. Sin embargo no consideraron efectos de marea debidos al disco o al centro galáctico, por ejemplo.

Más adelante, Weinberg et al. (1987), realizan un estudio más específico sobre la evolución de estrellas binarias en su recorrido por la vecindad solar cuando se ven afectadas por objetos masivos como estrellas y nubes moleculares. Con técnicas de simulación Monte Carlo dividen su estudio considerando primero encuentros con parámetro de impacto grande respecto al sistema binario, llegando a la conclusión de que su efecto puede ser descrito como un proceso de difusión. Con la misma técnica tratan encuentros de parámetro de impacto corto o "catastrófico" de manera individual.

Este estudio considera, durante la simulación, efectos adicionales a los que Bahcall et al. (1985), consideraron y concluye, entre otras cosas, que los encuentros gravitacionales no provocan un cambio en la distribución de los semiejes sino que inducen un corte en la ley de potencia que caracteriza dicha distribución.

Entre los estudios más recientes mencionamos el de Yoo et al. (2004), simularon la evolución de estrellas binarias muy separadas cuando se encuentran, a través de su viaje por el halo de la Galaxia, con objetos masivos compactos del halo, MACHO's. Del mismo modo que muchos estudios anteriores utilizan simulaciones numéricas y la aproximación de impulso, pero en este caso comparan sus resultados con una muestra de estrellas binarias agrupadas en un catálogo elaborado por el mismo equipo de trabajo (Chanamé y Gould, 2004).

En el trabajo, los autores analizan la distribución observada para separaciones angulares en su muestra y notan que puede representarse por una ley de potencia, sin encontrar algún corte en la misma. Esto, junto con el hecho de que la distribución simulada muestra un corte que depende de la masa y densidad de los objetos masivos, les permite determinar una cota inferior para la masa de los MACHO's.

Ellos eliminan a todos los MACHO's con $M > 43 M_{\odot}$ suponiendo la densidad estándar del halo en la vecindad solar, $\rho_H = 0.009 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$. Lo cual es una cota muy rigurosa para los candidatos que pudieran ser considerados para formar el halo masivo obscuro de la Galaxia.

En contradicción con este resultado, Quinn et al., (2009), determinan observacionalmente las velocidades radiales de cuatro candidatos a sistemas binarios del catálogo de Chanamé y Gould (2004), con separaciones proyectadas mayores a 0.1 pc. Con estos resultados, estudian nuevamente las implicaciones respecto a los modelos de MACHO's para el halo galáctico, poniendo en duda las restricciones encontradas por Yoo y Chanamé (2004).

Como parte de sus resultados encuentran que uno de los candidatos del catálogo de Yoo et al. (2004) no es un sistema binario. Rehacen los cálculos siguiendo el mismo camino de Yoo et al. (2004), y obtienen una nueva cota para los MACHO's, dejándola en un valor de $M > 500 M_{\odot}$.

A pesar de que estos estudios sugieren resultados más precisos respecto al límite para la masa de los objetos masivos en el halo de la Galaxia, parten del hecho de que la distribución de separaciones está dada por una ley de potencias, donde la pendiente del logaritmo de la distancia de los semiejes de las binarias, es proporcional a $(\Delta\theta)^{-\alpha}$ con $\alpha = 1.55$. Quinn et al. (2009), siguiendo el análisis de Yoo, incluso sugiere que si el valor de $\alpha = 1$, entonces las observaciones serían de una distribución de semiejes de los sistemas binarios no evolucionada.

Por otra parte, Poveda et al., (2006), muestran que la distribución de frecuencia de los semiejes mayores de las estrellas binarias obedecen la distribución de Öpik, es decir que $f(a) \sim 1/a$ en el intervalo $100 \text{ AU} < a < a_c(t)$, donde $a_c(t)$ es el semieje mayor más allá del cual las estrellas binarias han sido disociadas por encuentros con objetos masivos.

En este trabajo proponen que la distribución de Öpik, la cual se cumple en las estrellas binarias de diferentes e independientes fuentes y edades, se establece debido a un proceso de relajación de energía.

Además proponen abandonar la teoría elaborada por Heintz (1969) y Duquennoy & Mayor (1991), de representar la distribución de semiejes de las binarias como una distribución Gaussiana para todos los valores de los semiejes ya que existen razones para pensar que las binarias abiertas y cerradas obedecen a procesos distintos de formación estelar.

Se menciona que, a muy cortas separaciones, a ≈ 100 AU, la distribución sería rápidamente modificada debido a la presencia de binarias muy cercanas y discos protoplanetarios y, en el otro límite para binarias muy separadas, a $\approx 3,000$ AU, los encuentros con objetos masivos, nubes moleculares, MACHO's, hoyos negros, etc.; irían gradualmente disociando a los sistemas binarios.

En el año 2000, se publicó un catálogo de estrellas binarias muy separadas, de alta velocidad y pobres en metales, por Allen et al. Este tipo de estrellas binarias son de mucho interés para el presente trabajo ya que son sistemas muy viejos y, debido a sus grandes semiejes, son sumamente sensibles a objetos masivos que se encuentren en su camino. Por otro lado, en este catálogo obtienen que la distribución de semiejes mayores cumple con la distribución propuesta por Öpik nuevamente para un intervalo importante de la muestra. También en los semiejes más grandes se encuentran estrellas binarias que dejan de seguir esta distribución. Ello se interpreta como debido al proceso de disolución por encuentros con objetos masivos durante su viaje por la Galaxia.

Para el presente trabajo, se considerará que la distribución de semiejes mayores de las estrellas binarias sigue una distribución conforme a Öpik.

Sin embargo, nos enfocaremos en revisar aquellas estrellas binarias que, en el límite superior, se empiezan a separar o ya se separaron de la distribución de Öpik.

Analizaremos sus características orbitales, principalmente su energía de amarre y trataremos de verificar si el sistema continúa ligado o bien si la estrella binaria ya no es tal. Es importante señalar que el estudio se realizará para una muestra de estrellas binarias muy separadas y que éstas pasan la mayor parte de su vida en el halo de la Galaxia.

Los resultados pueden ayudar a confirmar diferentes cuestiones: por un lado se tendría una prueba más de que la distribución de semiejes de las estrellas binarias sigue una ley de potencia de Öpik. Por otro lado, daría luz para conocer los límites superiores en que estrellas de las binarias se encuentran aún ligadas unas con otras, Por último, ayudaría a aproximarnos un poco más en el camino de establecer una cota para el tamaño de los objetos masivos en el halo de la Galaxia y así proponer qué tipo de objetos son los que conforman los MACHO's.

Para poder entender mejor el problema, en el capítulo II se presentarán las diferentes propuestas respecto a las distribuciones de los semiejes mayores de las estrellas binarias. Por un lado, se tiene que algunos investigadores piensan que la distribución puede representarse por medio de una Gaussiana y por otro lado existen grupos de trabajo que sostienen que la distribución es una ley de potencia proporcional a $1/a$, es decir, que la distribución de Öpik es la que mejor representa a la distribución

de semiejes y que, además, en cierto intervalo, incluye la parte de distribución Gaussiana que corresponde a las separaciones grandes.

En el tercer capítulo se presentará la dinámica de la disociación de las estrellas binarias ante el encuentro de objetos masivos. Este estudio se realizará, como otros investigadores han hecho, para dos regímenes. Por un lado, encuentros donde el efecto puede ser catastrófico y por otro lado encuentros donde el efecto es acumulativo. Como parte de este capítulo se establecerá que la cota para los objetos masivos del halo de la Galaxia aún no está establecida con certeza.

En el cuarto capítulo se presentará la muestra de las estrellas binarias muy separadas seleccionadas para este trabajo del catálogo de Allen et al. (2000) y del catálogo de Allen y Monroy, 2010. Se establecerán las reglas de selección de las mismas y se intentará inferir si aún están ligadas gravitacionalmente, es decir, se establecerá si su energía es positiva, en el caso de estar ya disociadas, o bien se seguirán caminos alternos para mostrar resultados en este sentido.

En el quinto y último capítulo haremos una discusión breve de los resultados obtenidos, nuestras conclusiones y propondremos algunos pasos futuros que lleven a un resultado más preciso respecto a las cotas para la masa de los objetos masivos o la distribución que sigan.

§ 2. DISTRIBUCIÓN DE SEPARACIONES.

Hemos comentado brevemente que la distribución de frecuencias, $f(a)$, de los semiejes de los sistemas binarios contiene información respecto al proceso de formación de estos sistemas. Asimismo es un registro de su evolución dinámica posterior y eventual disociación producida por encuentros con objetos masivos.

A pesar de los esfuerzos realizados por diferentes investigadores, en el estudio de las estrellas binarias muy separadas en el halo de la Galaxia aún tiene mucho camino por recorrer. Las estrellas del Halo de la Galaxia conforman menos del 0.2% de las estrellas locales (Helmi, 2008) y por otro lado, es difícil distinguir estrellas binarias abiertas en el halo, por mera asociación, en los catálogos disponibles.

A lo largo del estudio de los sistemas binarios y de la distribución de frecuencias de las separaciones (o semiejes), se han propuesto dos alternativas, a saber:

- i. Una distribución Gaussiana en $\log P$.
- ii. Una ley de potencia para la frecuencia de semiejes mayores de la forma $f(a) \sim a^{-\alpha}$

Al paso de los años y gracias al trabajo de muchos investigadores, se cuenta con mejores catálogos estelares para determinar la existencia de sistemas binarios.

Presentamos, en los siguientes incisos, los intentos para explicar cuál es el ajuste que mejor represente la física o naturaleza de estos sistemas y su distribución de separaciones conforme a los incisos señalados.

§ 2.1 Distribución Gaussiana en $\log P$.

En esta sección vamos a resumir algunos trabajos de investigadores que han propuesto que la curva de frecuencia de semiejes mayores se puede ajustar como una curva de campana, o Gaussiana, en $\log P$, donde P es el período de traslación en torno al centro de masa de la binaria. Cabe señalar que no son muchos los investigadores que se han dado a esta tarea; debido a ello, señalaremos algunos trabajos publicados bastante tiempo atrás.

Kuiper (1935) aborda el tema y comenta, como parte de su investigación acerca de estrellas binarias espectroscópicas y visuales, que al parecer las estrellas binarias forman parte de un solo grupo de objetos y tienen un mismo origen común. Advierte que la máxima frecuencia de las binarias ocurre a separaciones alrededor de 15 o 20 unidades astronómicas, justo entre binarias visuales y espectroscópicas. Menciona además que se pueden encontrar diferenciales pequeños y grandes de masa entre los componentes del sistema binario. A pesar de esto, no menciona que esta diferencia pueda deberse a procesos de formación distintos, aunque reconoce que la muestra utilizada no es completa para estrellas binarias muy separadas y con diferencias de masa muy grande entre ellas.

Presenta en su artículo una gráfica de las frecuencias, por unidad en $\log a$, de las binarias en un volumen del espacio cercano al Sol vs los logaritmos de semiejes mayores de las órbitas relativas de las binarias. Debido a la muestra utilizada de las

estrellas binarias y a la falta de datos se observa una región vacía en la gráfica. A pesar de esto, ajusta una curva Gausiana para una muestra de 465 estrellas (simples o múltiples). Figura 2.1.

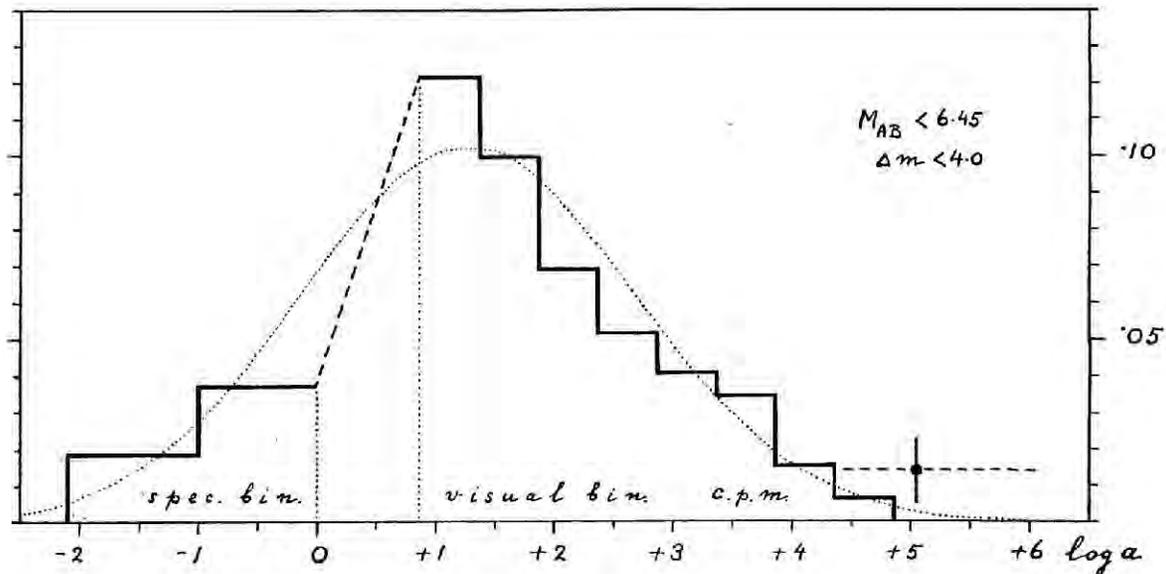


Figura 2.1. *Abscisa: Los logaritmos de los semiejes mayores de las órbitas relativas de las binarias. Ordenadas: Las frecuencias, por unidad de log a, de las binarias en un volumen de espacio cercano al Sol, expresado en el número total de sistemas, sencillos o múltiples. La línea punteada es una curva gaussiana. Límite $M_{AB} < 6.45$; $\Delta m < 4.0$; gigantes K y M excluidas (Tomada del artículo de Kuiper, 1935).*

El mismo Kuiper (1942), en un artículo posteriormente publicado, retoma el tema y hace un estudio para estrellas binarias espectroscópicas más cercanas que 10.5 pc del Sol. Presenta una tabla de 254 estrellas binarias con movimientos propios y paralajes para cada sistema. Considera esta vez la distribución de semiejes "a" de las estrellas binarias y grafica esta distribución de binarias vs la frecuencia de distribución por unidad de intervalo de $\log a$.

Con la gráfica obtenida, Kuiper, ajusta la mejor curva y muestra lo que considera como una Gausiana estrictamente. Como muestra de su ajuste hace referencia a su trabajo anterior y hace notar que ambos casos son cercanamente congruentes entre ellos. Señala que la curva suave, mostrada en la figura 2.2, por los puntos circulares vacíos es la mejor representación de la curva indicada.

A pesar de estos argumentos aclara que una mejor muestra deberá abarcar un volumen en el espacio más grande que el considerado y que es deseable un tratamiento estadístico adecuado que, eliminando factores de incompletez y sesgo, permita obtener mejores resultados.

Una referencia más reciente la encontramos en un trabajo realizado por Heintz, (1969), en el cual presenta su estudio estadístico de estrellas binarias. Aunque reconoce la importancia de la distribución de los semiejes para la historia de formación estelar, señala que estadísticamente existen limitaciones debido a los efectos de

selección tal como la probabilidad de descubrimiento y la disponibilidad de parámetros orbitales.

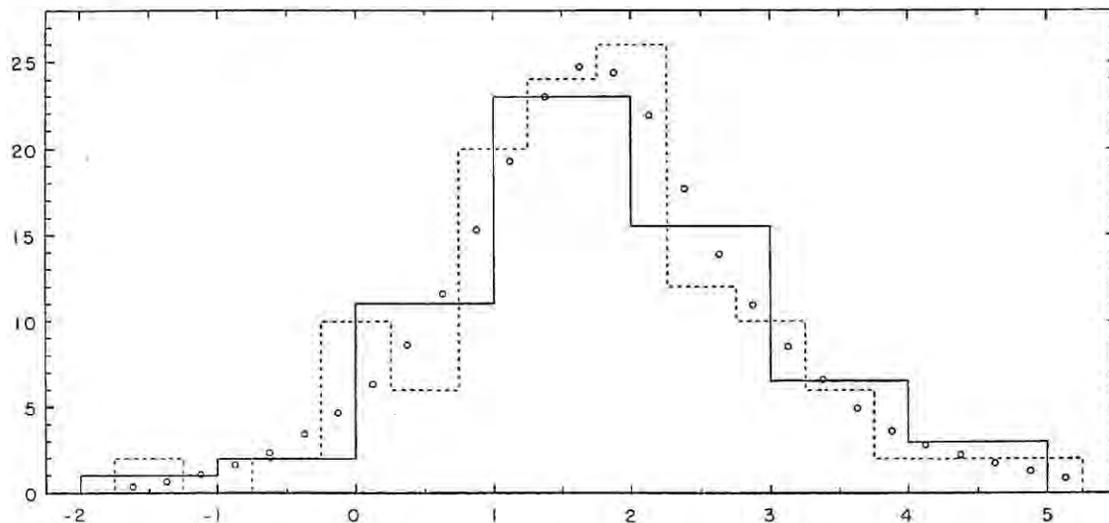


Figura 2.2. Número de binarias observadas por unidad de intervalo $\log a$. (Tomada del artículo de Kuiper, 1942).

Su muestra se compone de 600 binarias visuales y, dentro de los diversos temas que toca en su estudio, primero intenta, sin éxito, relacionar el periodo de la binaria con la excentricidad de la órbita, tanto para sus binarias visuales como para las estrellas binarias con datos de órbitas espectroscópicas disponibles. Sin entrar mucho en detalle, concluye que la separación de los sistemas binarios puede deberse a procesos de origen o, tal vez, a etapas distintas de evolución.

Otra sección de su estudio trata acerca del grado hasta el cual las estrellas binarias pueden ser asumidas como conocidas. Reconoce que, en esas fechas, las binarias visuales son una muestra incompleta incluso para magnitudes más brillantes que 9^m y que la muestra de las binarias más débiles es aún más incompleta. Además, por otras razones, como magnitudes inciertas, tipos espectrales y colores faltantes, así como incertidumbres en los movimientos propios y orbitales, no se las puede considerar para el análisis estadístico.

Continuando su trabajo, Heintz dedica un capítulo a analizar la distribución de semiejes mayores verdaderos. A partir del catálogo de Gliese (1957), presenta una tabla de frecuencia de semiejes en ciertos intervalos. La distancia promedio de estas binarias al Sol la considera de 15 pc y sostiene que la distribución de semiejes es continua y asimétrica.

Después de realizar este análisis, deriva la frecuencia de distribución de semiejes de estrellas binarias visuales en función de su magnitud aparente y separación (semieje a''). Los datos para sus binarias los obtiene del catálogo ADS (Aitken Double Star Catalogue, 1932) consiguiendo casi 8000 pares. Con estos datos muestra una gráfica del número de binarias visuales como una función de $\log a$ (logaritmo del semieje mayor), en el intervalo de magnitud visual entre 5^m75 y 6^m25 . Compara sus resultados con los obtenidos por Kuiper (1935, 1942), argumentando que

las diferencias principales están en el máximo de binarias encontradas para un semieje dado y en que el número de binarias muy separadas es mayor que el considerado por Kuiper.

Al final de su trabajo, Heintz asume que la formación de sistemas binarios o múltiples es una característica del origen estelar, comentando que de acuerdo con los datos observados, el nacimiento de estrellas aisladas es una excepción y no una regla.

Uno de los trabajos más recientes lo realizan Duquennoy y Mayor (1991). Estos autores reconsideran el tema de duplicidad estelar en la vecindad solar con una submuestra de 164 primarias de tipo solar, tomadas del catálogo de Gliese (1988). Basados en numerosos datos sobre las velocidades radiales de estas estrellas, derivan nuevos resultados para incidencia de binarias espectroscópicas y la distribución de elementos orbitales y razones de masa. Es interesante notar que una de las motivaciones para este trabajo es establecer restricciones sobre los posibles escenarios de formación estelar y sobre la evolución de los sistemas estelares, tal como la historia de formación estelar en la Galaxia a través del estudio de muestras de diferentes edades.

Reconocen que uno de los tres principales resultados de Abt and Levy (1976) es que la masa de las secundarias, de un sistema binario, depende del período orbital y destaca que los autores citados concluyen que la formación de binarias ocurre por procesos de formación distintos, según el semieje.

El primer resultado que enuncian es respecto a la distribución de períodos, para el que sostienen que es unimodal y que puede ser aproximada por una función tipo Gausiana con un período medio de 180 años (véase la figura 2.3).

Otro resultado mostrado en ese estudio es que las estrellas binarias con períodos $11 \leq P \leq 1000$ días, es decir, binarias poco afectadas por efectos de marea y no muy separadas, pueden reflejar procesos de formación de los sistemas. Cabe aclarar que este resultado, como lo indica el estudio, es válido para estrellas binarias cercanas. También es de notar que mencionan que las binarias, en promedio, pueden estar formadas por asociaciones aleatorias de estrellas desde la misma función inicial de masa, donde la estrella secundaria del sistema binario es de masa menor, conforme a la distribución de masa encontrada.

De acuerdo a Duquennoy y Mayor, la proporción de masas muy bajas entre las secundarias del sistema binario, con masas en el intervalo de $M_2 = 0.01 - 10 M_{\odot}$ no detectadas en su estudio, puede ser estimada como en $8 \pm 6\%$ de las primarias de su muestra. Mencionan que esta distribución puede ser útil para restringir procesos de formación estelar, considerando que la proporción de binarias pueden ser entre 65 y 100% hacia la parte media de la secuencia principal. Consideran como una conclusión preliminar de su trabajo que el proceso de formación de estrellas binarias es el mismo que el de las estrellas enanas café y que este proceso se debe a la fragmentación de los discos circunestelares.

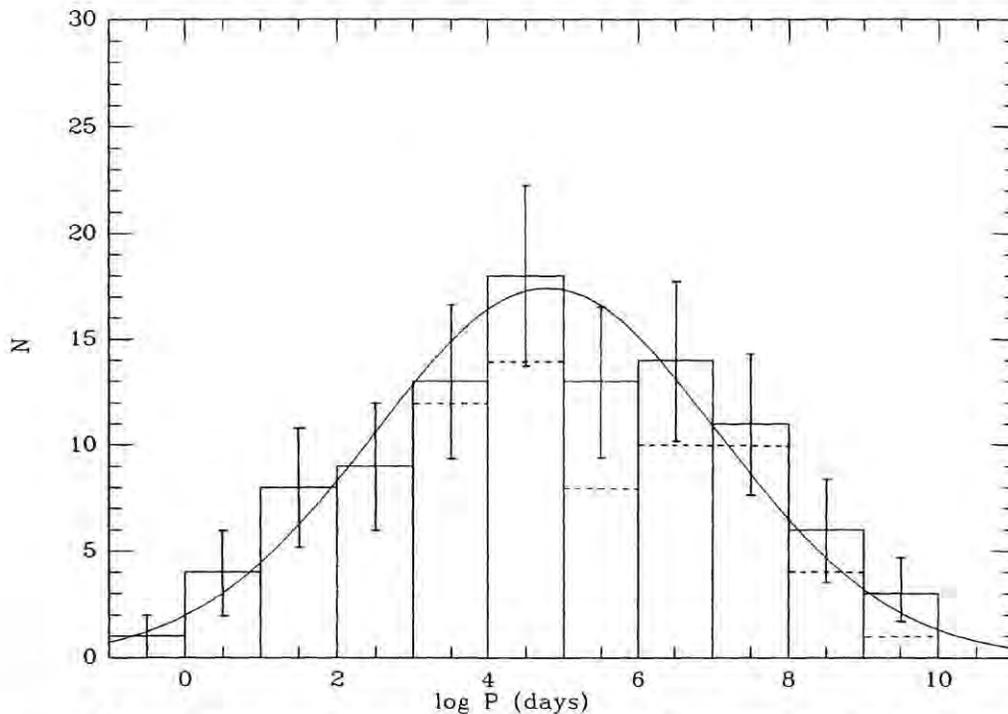


Figura 2.3. Distribución de los períodos en la muestra de las estrellas tipo G cercanas, vs $\log P$ (donde P es el período en días) tomada de Duquenooy y Mayor, 1991.

Después de describir la completitud de su muestra de "enanas" G, ie, estrellas G de la secuencia principal, que incluye 164 primarias, de las cuales 30 son binarias de movimiento propio común y las restantes espectroscópicas y visuales, realizan una gráfica de distribución de los períodos de los sistemas binarios (figura 2.3), donde sostiene que la línea sólida corresponde a una curva del tipo Gaussiana, incluyendo la ecuación que la describe. El histograma punteado corresponde a la gráfica obtenida sin las correcciones de incompletitud y sesgo. Esta corrección es considerable, y muy incierta, para las separaciones grandes (> 100 AU).

§ 2.2 Ley de potencia para la distribución de semiejes mayores de la forma $f(a) \sim a^{-\alpha}$.

Así como se señaló en la sección anterior, se analizaron los estudios más representativos de los investigadores que de algún modo u otro consideran que los sistemas binarios pueden ser representados por medio de una función tipo campana de Gauss, en esta sección abordaremos el problema desde un punto de vista distinto.

En esta sección mostraremos los trabajos de diferentes investigadores que han considerado que la distribución de los semiejes mayores de las estrellas binarias es una ley de potencias. Esta representación tiene ventajas en comparación con la expuesta en el § 2.1, ya que como se mostrará más adelante, toma en cuenta el hecho de que las binarias espectroscópicas y las binarias físicas muy separadas representan dos procesos de formación diferentes.

En 1924 sale publicado un artículo, que resultará clásico hasta nuestros días, escrito por Öpik en las publicaciones de El Observatorio de Astronomía de la Universidad de Tartu, es un estudio estadístico de estrellas binarias basado en el

Catálogo de Estrellas Binarias Visuales de Aitken (aún no publicado en esa fecha). Establece que la distribución de separación de las binarias contenidas en el catálogo puede ser bien representada por una ley de potencia $\rho(s) = ks^{-2}$, donde $\rho(s)$ es la densidad superficial observada de las secundarias. Esto equivale a decir que la distribución de separación de los semiejes de las estrellas binarias, $f(a)$, cumple con la función $f(a) = 1/a$. La densidad superficial de binarias observada va como

$$\rho(s) \approx s^{-2}.$$

Si calculamos cuántas secundarias hay en un anillo de área $s + ds$, donde s es el semieje mayor de la binaria, obtenemos:

$$\rho(s) \approx 2\pi \rho(s) s ds.$$

Ahora substituyendo $\rho(s) \approx s^{-2}$ se tiene que:

$$\rho(s) \approx 2\pi s^{-2} s ds \approx 2\pi s^{-1} ds, \text{ salvo un coeficiente de proporcionalidad:}$$

$$f(s) \approx ks^{-1} ds.$$

Poveda et al., (1982), encontraron que la distribución de la separaciones observadas para binarias visuales era $\rho(s) = ks^{-2.04}$. El estudio realizado se basa en la revisión al Catálogo Indexado de estrellas binarias dobles (FIDS, Filtered Index Double Star). Como se expone ahí, el resultado es el esperado conforme a lo señalado por Öpik. Más adelante, en la sección i del § 2.2.2, se hablará más en detalle de los resultados enunciados en ese artículo, Un ejemplo más de estudios de binarias muy separadas es el estudiado por Luyten (1969), que según Poveda et al., da como mejor ajuste $\rho(s) = ks^{-2.04}$.

Abt y Levy (1976) mostraron que la distribución de frecuencias de masa de las secundarias de una muestra de estrellas binarias con primarias tipo G, sigue una función de luminosidad de Van Rhijn (es decir cumplen con la función de masa de Salpeter), para estrellas binarias con períodos más largos que 100 años ($a \geq 25$ AU) mientras que para aquellas binarias con períodos más cortos, la distribución de masa de las secundarias está dada por $f(m) \approx m^{1/2}$.

De lo anterior se deduce que para estrellas binarias muy separadas, es más frecuente que la estrella secundaria sea sustancialmente menos masiva que la primaria y para binarias con períodos más cortos (binarias más cercanas) ambas masas tienden a ser iguales. En el artículo citado Abt y Levy concluyen que (como se mencionó anteriormente) existen dos procesos de formación de estrellas binarias, uno de ellos válido para separaciones pequeñas y el otro para separaciones grandes.

Según Allen et al. (1997), la función descrita por Öpik, $\rho(s) = ks^{-2}$, y confirmada por los estudios mencionados anteriormente, está en conformidad con las binarias de separaciones mayores a 25 AU, es decir para binarias abiertas o separadas. La función señalada por Öpik puede ser dependiente de la edad del sistema. Esto nos da una pista para estudiar si el hecho de que las estrellas binarias muy separadas ya no siguen la distribución de Öpik puede ser ocasionado porque ya fueron disociadas por encuentros con objetos masivos.

En ese mismo estudio (Allen et al., 1997), realizado para estrellas jóvenes de pre-secuencia principal, sugiere que también para estas estrellas es preferible representar de manera independiente los dos mecanismos de formación de estrellas binarias, a saber: propone para $a > 25$ AU la fragmentación del primer colapso de nubes moleculares (donde a es el semieje mayor del sistema binario) y, para $a < 25$ AU, la fragmentación de discos. El estudio menciona que el régimen correspondiente a la fragmentación, durante el primer colapso de una nube molecular, comprende separaciones desde unas cuantas UA hasta pocos cientos de UA. Un límite inferior conveniente parece ser el dado alrededor de los 25 UA, separación encontrada originalmente por Abt y Levy en el artículo ya referido.

El artículo concluye que la distribución de binarias muy separadas se establece durante la fase del primer colapso dinámico del cúmulo. Esta fase corresponde al proceso previsto como condensaciones independientes dentro de una nube protoestelar. También se señala que la distribución de separaciones de binarias cercanas podría originarse durante un segundo colapso dinámico, como consecuencia de la fragmentación del disco o anillos. De este modo se puede esperar que sigan una distribución de separación distinta. Como ya se ha mencionado la distribución de masas es distinta para ambos grupos de binarias, cercanas (menor Δm) y las más separadas con mayor Δm .

§ 2.2.1 El Catálogo de binarias abiertas de Allen et al. (2000).

Continuando con el interés respecto a la formación de las estrellas binarias y con la intención de contar con una muestra más confiable de estrellas binarias muy separadas Allen et al. publican, en el año 2000, un catálogo de binarias muy separadas entre las estrellas de alta velocidad y pobres en metales.

Presentan un catálogo de 122 estrellas binarias cuyas primarias fueron extraídas del catálogo de más de 1200 estrellas de alta velocidad y baja metalicidad de Schuster y colaboradores (1988, 1993), y cuyas compañeras fueron buscadas en los catálogos de Luyten.

Encuentran que para binarias muy separadas, $a > 25$ AU, la distribución acumulada de las separaciones angulares del catálogo muestra la distribución de Öpik ($f(a) \approx 1/a$), representada como una línea recta en el plano. Muestran dentro de una gráfica $\log(s'')$ vs $N(\log s'')$ dos ajustes para las binarias del catálogo.

Como puede apreciarse el primer ajuste (figura 2.4), situado a la izquierda de la gráfica, corresponde a valores menores de 15 segundos de arco. Se indica en el artículo que para separaciones muy cercanas la muestra no es tan completa debido a que el movimiento propio de las compañeras se hace inobservable para muchos de los componentes y en especial para los casos donde las diferencias de magnitud son grandes, Como consecuencia de la escala de las placas usadas.

El segundo ajuste, presentado a la derecha de la gráfica se realizó para separaciones entre los 27 y 310 segundos de arco. Independientemente de la completez, ambos ajustes corresponden claramente a la distribución de Öpik.

En el artículo también puede apreciarse la gráfica de $\log(a)$ vs $N(\log a)$, donde una vez más la distribución de los semiejes mayores cumple con la distribución de Öpik. Como puede apreciarse, figura 2.5, también se han realizado dos ajustes, que corresponden a los mismos intervalos realizados y mostrados en la figura 2.4. Se aclara que el cambio en la pendiente se localiza aproximadamente en las 1 000 AU (que corresponde a la discontinuidad mostrada en la figura 2.4), y que puede ser debida a la falta de datos completos de los catálogos de movimiento propios.

De este modo y con el apoyo de otros estudios, se menciona en la publicación de éste catálogo, que existe evidencia observacional amplia de que los encuentros con objetos masivos gradualmente provocarán que la distribución a las separaciones más grandes se vea mermados. De este modo el semieje "a" del cual la distribución observada comienza a separarse o alejarse de la señalada por Öpik, es una función de la edad del grupo de binarias considerado y de la densidad de perturbadores que encuentra la binaria en su recorrido por la Galaxia. Se toman como referencia también, estudios realizados por Nigoche (2000) respecto a estrellas binarias que siguen la distribución de Öpik hasta 30 000 AU para estrellas de cúmulo de la nebulosa de Orión y del cúmulo de las Híadas (de unos cuantos millones de años y 625 millones de años de edad, respectivamente).

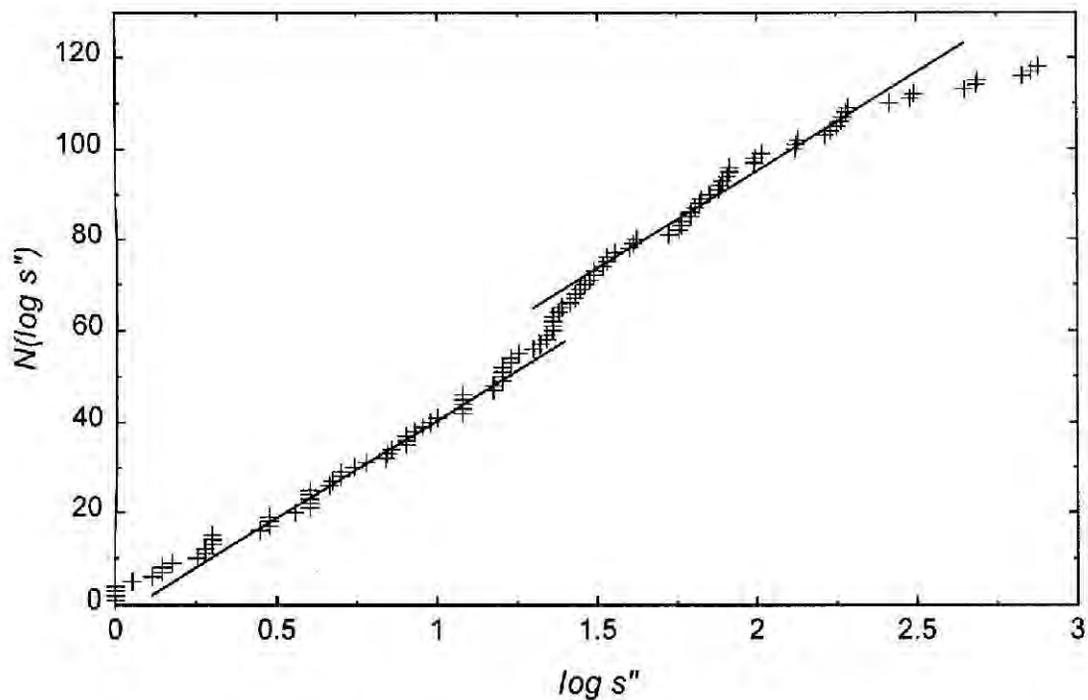


Figura 2.4 Distribución acumulativa de las separaciones angulares observadas de las binarias (tomada de Allen et al., *A A*, 356, 529-540 (2000)).

De estos resultados se puede inferir que los encuentros con objetos masivos tienden, conforme pasa el tiempo, a eliminar los sistemas binarios más separados y es debido a esto que para sistemas binarios más viejos las separaciones encontradas son mucho menores ya que muchos (o todos) los sistemas binarios mas separados ya han sido disociados.

Por otro lado, como las estrellas binarias de este catálogo, en su mayor parte pertenecen al halo o al disco grueso de la Galaxia, pasan poco tiempo de su vida en el disco galáctico, donde se encontrarían con una cantidad mayor de perturbaciones que las puedan disociar y por otro lado, se espera que los encuentros al que son sometidos sean muy rápidos y, con ello, poco eficientes.

Para darnos una idea de la distribución de semiejes que siguen la función de Öpik, conforme a ésta muestra, mencionaremos que las binarias que pasan más tiempo en el disco galáctico siguen la distribución de Öpik para semiejes de hasta 8000 AU, mientras que para las binarias que pasan más tiempo en el halo de la Galaxia el semieje para el cual se cumple ésta distribución es de hasta 20 000 AU.

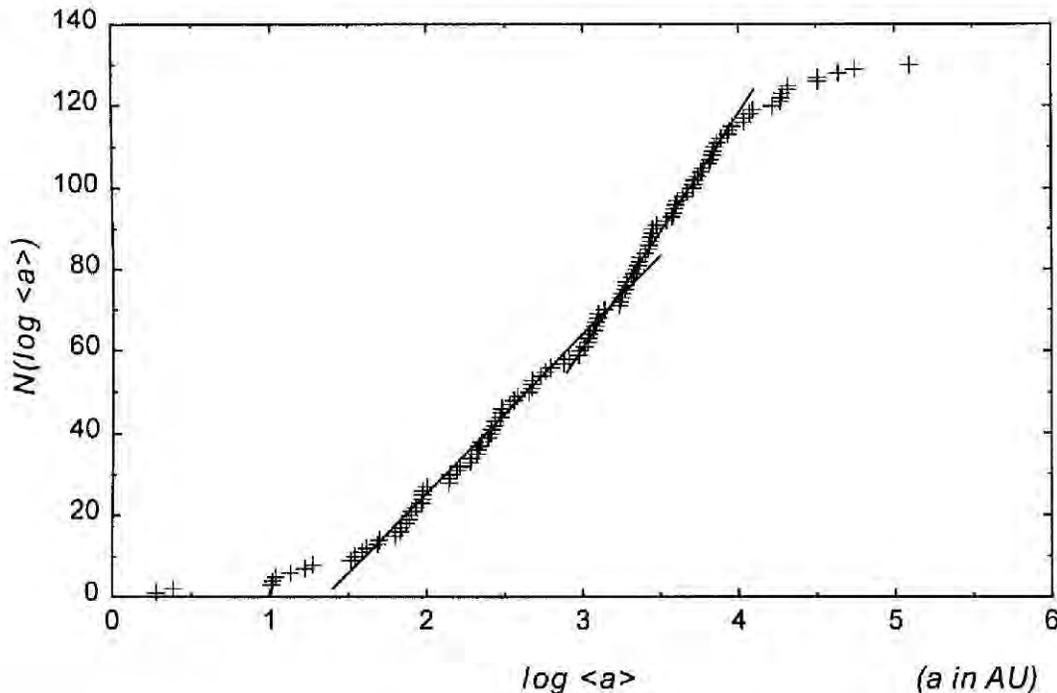


Figura 2.5 Distribución acumulativa de los logaritmos de los valores esperados de los semiejes mayores de las binarias en el catálogo Allen et al. (tomada de Allen et al., *A A*, 356, 529-540 (2000)).

§ 2.2.2 El artículo Poveda y Allen (2004).

El artículo Poveda y Allen (Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, 2004) es importante para nuestro objetivo ya que presenta una serie de resultados respecto a la distribución de los semiejes mayores de las estrellas binarias para diferentes grupos de binarias, de distintas edades. A continuación describimos los grupos estudiados, así como los principales resultados.

Señalamos que mientras se cite a éste artículo y hagamos referencia a $a_c(t)$, nos referiremos como el semieje máximo $a_c(t)$, hasta el cual es válida la distribución de Öpik, semieje que depende de la edad de la binaria y de la densidad y velocidad de los perturbadores masivos que encuentre el sistema binario por su recorrido a través

de la Galaxia. De este modo podemos considerar tres grupos de estrellas binarias que presentan una distribución de semiejes conforme a lo señalado por Öpik:

i. Binarias abiertas del Catálogo Indexado de estrellas dobles (IDS).

Como se comento previamente, Poveda et al., realizan un filtraje del catálogo Indexado de Estrellas Dobles, IDS por sus siglas en inglés, para minimizar la presencia de compañeras ópticas. Como resultado de este proceso de filtración, obtienen 51 201 entradas o binarias de alrededor de 69 819 candidatos. Muestran que para éstas binarias se sigue la función de Öpik, $f(a) \approx 1/a$, cuando se grafica la distribución de separaciones. Indican también que las compañeras más cercanas de los sistemas triples también siguen la función mencionada.

Asimismo, se compara la muestra con el Catálogo de Estrellas Dobles de Luyten (1969). Estas binarias difieren de las obtenidas en el IDS, en que son intrínsecamente más débiles y porque la realidad física de que sean sistemas binarios se asegura debido a su movimiento propio común. De éste catálogo se toman 562 pares que Luyten recomienda para fines estadísticos. Una vez más, se encuentra que la distribución de separaciones sigue la función de Öpik. Es necesario aclarar que la muestra tomada abarca sistemas binarios distintos de aquellos encontrados en el IDS.

ii. Binarias muy separadas en la vecindad solar.

A partir del catálogo de Gliese (1991), que está completo en un volumen con un radio de ≈ 20 pc para magnitudes más brillantes que $M_v \approx 9$, Poveda et al., presentan en 1994 un catálogo de 334 binarias y sistemas múltiples para los cuales obtienen los semiejes mayores esperados. Para las estrellas de Gliese se cuenta con datos cinemáticos, astrométricos y fotométricos actualizados. Además se cuenta con información adicional de los catálogos LDS y NLTT de Luyten.

Con estos datos, fue posible clasificar los sistemas binarios de la Vecindad Solar en dos grupos, a saber: los sistemas probablemente viejos y los probablemente jóvenes. Se encuentra que ambos grupos, los probablemente viejos y jóvenes siguen la distribución de Öpik pero que el semieje máximo es $a_c(t) = 2400$ AU para los sistemas más viejos y $a_c(t) = 8000$ AU para los sistemas más jóvenes.

Para el subgrupo de 260 binarias con semiejes comprendidos dentro del intervalo $60 \text{ AU} < a < 2965 \text{ AU}$, presentan una gráfica donde la función de Öpik con la probabilidad, de acuerdo a la prueba de Kolmogorov-Smirnov (examen K-S), de $Q = 0.96$. De donde se desprende que el ajuste a la distribución de Öpik resulta sumamente confiable.

Como hemos mencionado, en éste catálogo se han identificado en dos grupos las estrellas más viejas que el Sol y las más jóvenes, con lo cual se ha podido determinar si el semieje más grande $a_c(t)$, al que se adapta la función de Öpik, depende o no de la edad de las binarias.

Al graficar la distribución, $N(\log a)$, de semiejes mayores para el grupo de sistemas binarios más viejos se encuentra que, dentro del intervalo $60 \text{ AU} < a < 2409 \text{ AU}$, las 63 binarias pertenecientes a éste grupo dan una probabilidad de $Q = 0.99$ de

acuerdo al examen K-S donde se cumple la función de Öpik. Este grupo de estrellas binarias, si consideramos al análisis de dispersión de velocidades, usando la relación de Wielen (1977) muestra una edad promedio de 7 Giga años.

Por otro lado considerando $N(\log a)$ para el grupo de las binarias más jóvenes, la relación de Öpik se cumple para el intervalo $69 \text{ AU} < a < 7862 \text{ AU}$. El promedio de edades de estas binarias es de 2.5 Giga años.

Como se puede ver las binarias más viejas muestran una $a_c(t) = 2409 \text{ AU}$, mientras que para las más jóvenes se tiene $a_c(t) = 7862 \text{ AU}$. Es decir, $a_c(t)$ depende de la edad del grupo de binarias considerado.

Cabe mencionar que estos resultados concuerdan con el estudio teórico de Weinberg et al., 1987, en el cual se encuentra que las binarias con separaciones menores que 2000 AU prácticamente no han sufrido perturbación alguna en 10^{10} años, mientras que la probabilidad de que una binaria con un semieje $a = 13000 \text{ AU}$ sobreviva en un tiempo de 10^{10} años es de apenas el 10%.

Este argumento servirá para motivar los cálculos a mostrar en el capítulo 4, donde estudiaremos si la energía de las estrellas binarias del Halo de la Galaxia que ya no siguen la función de Öpik o que están muy cerca del $a_c(t)$ máximo es positiva, o no, para conocer si el sistema está ya disociado debido a encuentros con MACHO's, o en caso contrario, si permanece ligado.

iii. Binarias muy separadas en cúmulos jóvenes: El Cúmulo de la Nebulosa de Orión.

Este estudio, consistió en identificar binarias muy separadas en un cúmulo joven (10^6 años) y conocer así la distribución de separaciones más cercana a la original. El estudio se ha realizado buscando compañeros de movimientos propios común entre las estrellas pertenecientes al Cúmulo de la Nebulosa de Orión, aprovechando los movimientos propios determinados por Jones-Walker. Se han identificado 68 pares de estrellas con buena probabilidad de ser sistemas físicos ligados. Estas binarias siguen la distribución de Öpik, $f(s) ds \sim ds/s$, y las separaciones encontradas van desde las 2 000 AU hasta las 33 000 AU.

Esto sugiere que la distribución primigenia de separaciones sigue la función de Öpik y que $a_c(t)$ depende de la edad de la muestra ya que para estos sistemas muy jóvenes se encuentran binarias con separaciones mayores que en grupos de mayor edad.

Es importante señalar que la distribución de separaciones $f(a)$ para estrellas binarias muy separadas, de acuerdo a los resultados mostrados, sigue una ley de potencia que va como $1/a$, que corresponde a una función de Öpik. Esta función, que depende de la edad del sistema, es válida para en un intervalo de $100 \text{ AU} < a < a_c(t)$, donde esta $a_c(t)$, es el semieje mayor crítico donde más allá el sistema binario ha sido disociado por encuentros con objetos masivos.

Para dar una muestra del efecto recientemente señalado podemos analizar incluso la distribución propuesta por Duquennoy y Mayor (ya indicada en la sección

anterior) y, como la distribución de Öpik en el plano (N , $\log P$) es una línea recta, se puede observar que, dentro de las barras de incertidumbre, la distribución es cercanamente consistente con la de Duquennoy y Mayor para el intervalo $2.44 < \log P$ (años) < 5.44 ($53 < a$ (AU) < 5500 (Poveda et al. 2004).

Se propone que la física detrás de la distribución de separaciones según la función de Öpik puede verse como un proceso de relajación de energía (Poveda et al., 2007). La evolución dinámica ulterior tiene como consecuencia que las estrellas más viejas presenten un semieje máximo menor que las estrellas binarias más jóvenes, debido a que las primeras ya han sido disociadas a través del tiempo.

§ 2.2.3 El catálogo de Chanamé y Gould (2004).

En la sección anterior hemos visto que la distribución de separaciones de las estrellas binarias siguen una ley de potencia de la forma $f(a) \sim a^{-\alpha}$, donde hemos argumentado que el valor de $\alpha = 1$, por lo que se conoce como una distribución de Öpik.

En 2004 y basado en la revisión por Salim y Gould (2003) del catálogo "New Luyten Two Tenths" (rNLTT) se publica un catálogo de 1147 candidatos de binarias con movimiento propio común, realizado por Chanamé y Gould. Reconocen que encuentran entre su muestra un total de 999 pares físicamente genuinos y reportan 801 pares del disco galáctico, 116 subenanas del halo y 81 pares que contienen al menos una enana blanca.

De acuerdo al artículo en cuestión, la muestra de las binarias del halo y del disco son completas para separaciones de $\Delta\theta = 500''$ y $\Delta\theta = 900''$, que corresponden a separaciones de 0.1 pc (20 626 UA) y 1 pc (206 265 UA).

Conforme con los resultados descritos, reportan que ambas distribuciones siguen una ley de potencia de la forma $dN/d\Delta\theta \propto (\Delta\theta)^{-\alpha}$ y obtienen que $\alpha = 1.67 \pm 0.07$ para 323 binarias del disco y $\alpha = 1.55 \pm 0.10$ para 68 binarias del halo. Argumentan que el hecho de que debido a que ambas muestras tienen pendientes similares y normalizaciones similares, sugiere condiciones de formación estelar similar para estas dos poblaciones.

También indican que debido al hecho de que las binarias obedecen una ley de potencia para separaciones de hasta 1 pc, puede establecerse fuertes restricciones acerca de la masa de los objetos masivos del halo de la Galaxia.

Posteriormente, Yoo et al. (2004), realizan un estudio para acotar la masa de los MACHO's en el halo de la Galaxia. Toman todas aquellas binarias, que de acuerdo con los resultados de Chanamé et al., se ajustan bien a la ley de potencia para separaciones angulares $3.5'' < \Delta\theta < 900''$. El resultado de su análisis es que quedan excluidos todos los MACHO's con una masa mayor de $M > 43 M_{\odot}$ con un nivel de confianza del 95%.

Aunque el umbral más bajo de la muestra no está precisamente establecido, ellos consideran diferentes límites inferiores. Para los diferentes límites inferiores que consideran encuentran que para $3.5''$ ($\alpha = 1.567$), para $5.5''$ ($\alpha = 1.554$), para $7.5''$ (α

= 1.599) y para 10.5" ($\alpha = 1.587$). Como podemos apreciar el valor difiere del esperado para cumplir con una distribución de Öpik. Líneas abajo mostraremos que en realidad las binarias de Yoo et al. si cumplen con ésta distribución si se escoge el intervalo apropiado. Ello será de mucha ayuda para establecer a partir de qué punto las binarias dejan de cumplir con la distribución de Öpik y poder calcular si su energía corresponde a un sistema binario ligado o a un sistema que ya se ha disociado.

A pesar de la restricción impuesta por Chanamé et al., y tomando en cuenta que el catálogo está incompleto para separaciones angulares menores a 10" conforme a lo señalado por Chanamé et al., en el año 2006 Poveda et al., extraen las binarias con separaciones mayores a 10" y hacen notar que la distribución de separaciones $f(a) da$, se mantiene constante en el intervalo $1 \leq \log a \leq 1.55$. Además, si se considera que la distancia media reportada para las binarias por Chanamé et al., es de 60 pc pueden transformarse estas separaciones a unidades astronómicas obteniendo 840 a 2981 UA que es el intervalo donde la distribución de Öpik tiene validez para éstas binarias (Ver figura 2.6). Sin embargo y para futuras discusiones el modelo de Chanamé et al., favorece un halo sin MACHO's, es decir que los sistemas binarios no han sido disociados por estos objetos.

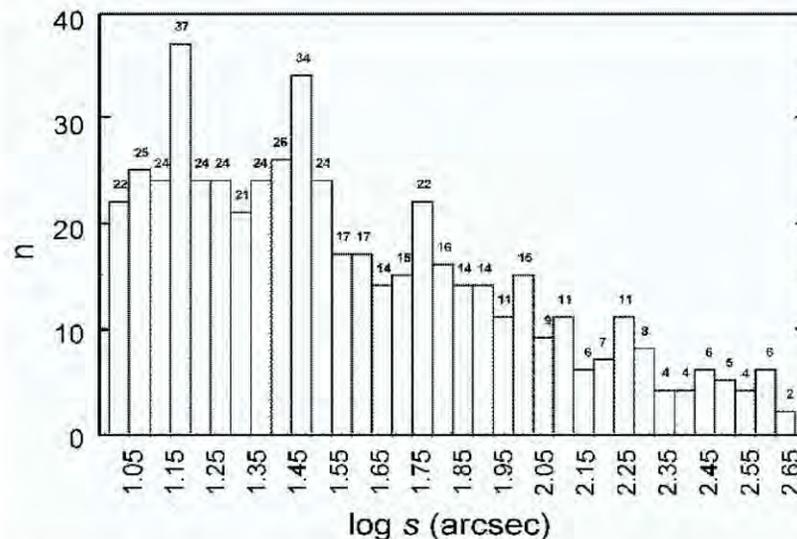


Figura 2.6 Distribución de frecuencias de las separaciones, s , para las binarias del disco de Chanamé y Gould (2004), para binarias con $s > 10$ arcsec (523 binarias). Note que en el intervalo $1 < \log s < 1.55$ (10 arcsec $< s < 36$ arcsec) que incluyen 285 binarias, esta distribución es consistente con la distribución de Öpik. Para separaciones mayores la distribución se despiece. Poveda et al (2006) interpretan esta desviación debida a la disociación de las binarias muy separadas por encuentros con perturbadores masivos (tomada de Poveda et al., IAU, No. 240, 2006)

Quinn et al. (2009), realizan un estudio sobre el trabajo de Yoo et al., y observan 4 candidatos a binarias del catálogo de Chanamé et al. para determinar sus velocidades radiales. Como motivación del trabajo argumentan que a medida que la separación angular, $\Delta\theta$, entre los miembros de un candidato a binaria aumenta, la probabilidad de que el par sea simplemente una asociación al azar aumenta como $(\Delta\theta)^2$; si bien Chanamé et al. argumentan que es improbable que su muestra pueda

estar contaminado para $\Delta\theta \leq 900''$ y a pesar de que las binarias en cuestión tienen separaciones angulares menores. Quinn et al., sostienen que debido a la importancia para poner restricciones para la masa de los MACHO's, se requiere que las binarias más abiertas sean sometidas a exámenes adicionales.

De este modo se dan a la tarea de establecer si de acuerdo a las velocidades radiales que miden, las cuatro binarias que seleccionan, son en realidad sistemas binarios. Señalan que sus resultados confirman que 3 de los 4 sistemas seleccionados son efectivamente estrellas binarias. Las componentes de la segunda binaria más separada de la muestra, aclaran, tienen velocidades radiales distintas, por lo cual, concluyen que no es un sistema binario físico.

Posteriormente, y con la certeza de la validez de las tres binarias reales, rehacen los cálculos hechos por Yoo et al. y determinan hasta qué grado afecta el eliminar la segunda binaria más separada de la muestra, los límites encontrados por Yoo et al.

El estudio lo realizan explorando las restricciones sobre la masa y la densidad de la población de perturbadores maximizando la probabilidad sobre el exponente α , de este modo asumiendo una distribución de semiejes inicial, presentan sus predicciones, de acuerdo a su modelo, para la distribución de separaciones angulares asumiendo MACHOS's de 50 y 500 masas solares. Encuentran valores para α de 1.06 y 0.80 respectivamente, valores muy cercanos para una distribución de Öpik. También se destaca que si consideran $\alpha = 1.56$ (un valor muy cercano al obtenido por Chanamé et al.) se favorece la conclusión de Yoo et al., sobre un sistema sin perturbadores.

También resulta interesante el cambio en nivel de confianza de los límites para la masa de los MACHO's cuando eliminan el sistema no binario mencionado, ya que el límite encontrado por Yoo et al., se incrementa hasta una masa cercana a las 500 M_{\odot} , haciendo evidente que las restricciones sobre la masa de los perturbadores son extremadamente sensitivas a las binarias más separadas de la muestra.

§ 2.3. Síntesis.

A lo largo de este capítulo hemos hablado del estudio de los sistemas binarios y de su distribución de frecuencias de separaciones, resaltando las dos alternativas:

- i. La distribución Gaussiana en $\log P$.

Como se menciona al principio del capítulo, los diferentes investigadores encuentran que la frecuencia de distribución de las binarias, en su mayoría espectroscópicas y visuales, se puede representar con una gráfica del tipo de Gauss, (Kuiper 1935, 1942). Nótese sin embargo, que se pueden encontrar sistemas binarios con diferenciales de masa pequeño y/o grande sin mencionar que pueda deberse a procesos de formación diferente

Incluso estudios más recientes (Heintz 1969) continúan con la misma argumentación incluso contando con una mayor cantidad de estrellas binarias disponible en la muestra analizada.

Más aún, Duquennoy y Mayor en 1991, estudiando una muestra de estrellas tipo solar del tercer catálogo de Gliese (1988), continúan mostrando que la frecuencia de distribuciones de separaciones de binarias corresponde a una gráfica del tipo Gaussiano. El estudio señalado se centra en las binarias espectroscópicas. Para las binarias más abiertas toman sus datos de la literatura y aplican correcciones por incompletez, que pueden ser cuestionadas. Es remarcable que desde el principio de los estudios señalados se menciona que puede ser debido a un mismo proceso de formación estelar para cada una de las binarias consideradas, pero este último sostiene dentro de sus conclusiones que el proceso de formación de sistemas binarios es el mismo que el de las estrellas enanas cafés (del tipo solar) y que además obedece a un proceso de fragmentación de los discos circumestelares.

ii. Una ley de potencia de frecuencia de semiejes mayores de la forma $f(a) \sim a^{-\alpha}$.

Desde 1924 Öpik consideró que la densidad superficial observada de las secundarias es bien representada por $\rho(s) = ks^{-2}$, lo que equivale (como se mostró anteriormente) a la función $f(a) = 1/a$, donde a es el semieje de la binaria.

Muchos años después, Poveda et al. (1982) encuentra que las separaciones para las binarias del FIDS cumple con $\rho(s) = ks^{-2.04}$. Este resultado lo confirman Allen et al. (1997) para binarias con separaciones mayores a 25 AU para estrellas jóvenes y sugieren la posibilidad de contar con dos procesos de formación estelar: para $a > 25$ AU la fragmentación del primer colapso de nubes moleculares (donde a es el semieje mayor del sistema binario) y para $a < 25$ AU la fragmentación de discos. De donde se puede explicar el hecho que binarias más cercanas tienen un Δm menor y para binarias más abiertas se tienen un Δm mayor.

Con la publicación del catálogo de binarias abiertas, tomadas del catálogo de estrellas de alta velocidad y baja metalicidad de Schuster et al. (1988, 1993), Allen et al. (2000), indican que dentro de intervalos bien delimitados la distribución de separaciones sigue una función de Öpik para estrellas binarias muy abiertas y que los sistemas binarios con separaciones muy grandes pueden ser mermados por encuentros con objetos masivos. Así y el semieje límite de los sistemas binarios es dependiente del tiempo y de la densidad de objetos perturbadores existentes en el medio ya la muestra comienza a separarse de la función de Öpik que sigue el conjunto de sistemas observado. Se menciona que para la muestra presentada en este catálogo se tienen sistemas con separaciones de hasta 20 000 AU.

Ya en el 2004, Poveda y Allen presentan un artículo que reúne una vasta cantidad de resultados que sus investigaciones y de otros autores sobre el tema han obtenido, donde se menciona, entre otros, las binarias obtenidas del catálogo indexado de estrellas dobles siguen una distribución de Öpik.

Asimismo, mencionan que los sistemas binarios muy separados de la vecindad solar obtenidos del catálogo de Gliese, también cumplen con la función de Öpik, tanto los sistemas probablemente viejos como los probablemente jóvenes y señalan que $a_m(t) = 2400$ AU para los sistemas más viejos y $a_m(t) = 8000$ AU para los sistemas más jóvenes, $a_m(t)$, indica el valor hasta donde es válida la distribución de Öpik. De este modo confirman nuevamente que el semieje depende de la edad del sistema.

También presentan los resultados mostrados cuando identifican sistemas binarios jóvenes del Cúmulo de la Nebulosa de Orión, de 10^6 años, donde encuentran sistemas binarios de hasta 33 000 AU, que siendo sistemas muy jóvenes pueden presentar separaciones mayores que los encontrados en sistemas más viejos y que además, las binarias estudiadas también cumplen con la distribución de Öpik.

Posteriormente en un artículo más reciente, Poveda et al. (2007), proponen que la física involucrada en la distribución de separaciones que sigue la función de Öpik, puede verse como un proceso de relajación de energía debido a la disociación de los sistemas a través del tiempo.

Otros investigadores sugieren que la distribución de separaciones de las estrellas binarias de la forma $f(a) \sim a^{-\alpha}$ no forzosamente tiene que tomar la forma $f(a) \sim 1/a$, es decir que $\alpha \neq -1$.

Chanamé y Gould (2004), publican un catálogo con 1147 candidatos a sistemas binarios basados en la revisión de Salim y Gould del NLTT, con separaciones entre 0.1 y 1 pc, reportan además que los sistemas siguen una ley de potencia de la forma $dN/d\Delta\theta \propto (\Delta\theta)^{-\alpha}$ y obtienen que $\alpha = 1.67 \pm 0.07$ para 323 binarias del disco y $\alpha = 1.55 \pm 0.10$ para 68 binarias del halo. Consideran que ambos sistemas tienen un origen común debido a la similitud de las pendientes.

Yoo et al., (2004), basados en el estudio anterior, acotan la masa de los MACHO's en el Halo de la Galaxia, basados en aquellas binarias que siguen la ley de potencia indicada en el intervalo de $3.5'' < \Delta\theta < 900''$. El resultado de su análisis es que quedan excluidos todos los MACHO's con una masa mayor de $M > 43 M_{\odot}$.

Poveda et al. (2006), extraen las binarias con separaciones mayores a $10''$ y hacen notar que la distribución de separaciones $f(a) da$, se mantiene constante en el intervalo $1 \leq \log a \leq 1.55$. Considerando que la distancia media reportada para las binarias por Chanamé et al. es de 60 pc, transforma las separaciones a unidades astronómicas obteniendo $840 \leq a \leq 2981$ que es el intervalo donde la distribución de Öpik tiene validez para éstas binarias.

Quinn et al. (2009) someten a un examen más riguroso a 4 candidatas a binarias del catálogo de Chanamé et al., determinan sus velocidades radiales y concluyen que 3 de los 4 sistemas son binarias físicamente ligadas. Con la certeza de las 3 binarias confirmadas rehacen los cálculos de Yoo.

Encuentran que el valor de α de 1.06 y 0.80, muy cercano al valor de 1 para que cumpla con una distribución de Öpik.

Uno de los resultados más interesantes del estudio es el cambio en el nivel de confianza para los límites para la masa de los MACHO's que es fijado en un nuevo valor de hasta $500 M_{\odot}$. Se nota además que las restricciones sobre la masa de los perturbadores son extremadamente sensitivas a las binarias más separadas de la muestra.

§ 3. DINÁMICA DE SISTEMAS BINARIOS.

Como hemos visto anteriormente, la distribución de separaciones de las estrellas binarias sigue una función de Öpik, donde la separación de semiejes mayores de las binarias cumple con una ley de potencia que va como $f(a) \sim 1/a$. Sin embargo como se ha mostrado en el capítulo anterior, a ciertas separaciones más grandes, el sistema binario (suponemos), comienza su proceso de disociación por encuentros con objetos masivos y debido a ello, estos sistemas comienzan a separarse de la distribución de separación y ya no contribuyen con la distribución de Öpik.

Se puede suponer, por lo tanto que si las estrellas binarias más separadas (conforme a los estudios señalados anteriormente), comienzan a separarse de ésta distribución, es posiblemente debido a que su energía de enlace es ya positiva o está en proceso, por lo que han comenzado a disociarse y ya no forman parte de un sistema binario.

Para poder entender el proceso en que las estrellas binarias se disocian, consideraremos que los encuentros con objetos masivos se producen de dos formas. La primera es cuando el objeto masivo tiene un parámetro de impacto menor al semieje del sistema binario, contrariamente al segundo donde el parámetro de impacto es mayor al semieje del sistema.

La base de los cálculos es suponer en todos los encuentros de un objeto masivo con un sistema binario que son del tipo lineal, es decir, cumplen con la aproximación de impulso o dicho de otro modo el ángulo en que el objeto masivo se desvía de su trayectoria en línea recta es despreciable.

§ 3.1. CAMBIO DE VELOCIDAD RELATIVA.

Supongamos a una estrella en el espacio que tiene un encuentro con un objeto masivo, donde la velocidad de la estrella V_e , es mucho menor a la velocidad del perturbador v_p . Es decir, $V_e \ll v_p$.

De este modo podemos considerar que la estrella está en reposo y abordar el problema en un sistema coordenado ajeno al encuentro para calcular el cambio de velocidad de la estrella debido al encuentro con un objeto masivo.

Consideremos que el objeto masivo viaja con una velocidad $v_p \gg \Delta V_e$ (donde ΔV_e es el cambio de velocidad de la estrella), es decir el encuentro es lineal o lo que se conoce como aproximación de impulso.

Sea el punto E la posición de la estrella (figura 3.1), q-q' la trayectoria del objeto masivo.

La fuerza de atracción entre el objeto masivo y la estrella de masa m, para cualquier posición del objeto masivo es:

$$F = \frac{GMm}{r^2} = ma$$

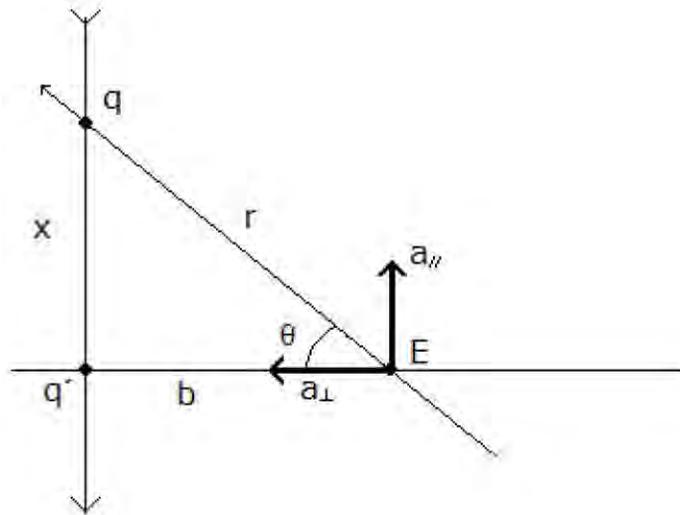


Figura 3.1 Cambio de velocidad relativa (ver texto para más detalles).

donde G es la constante de gravitación universal, M es la masa del objeto masivo, m es la masa de la estrella y r es la distancia entre la estrella y el objeto masivo.

La aceleración que sufre la estrella debido al encuentro está dada por la recta $E-q$, y es entonces:

$$a = G \frac{M}{r^2}$$

de la figura 3.1 se ve que $r = \frac{b}{\cos \theta}$, a cada instante de r , donde b es la distancia mínima a la que se presenta el encuentro (parámetro de impacto); con lo que substituyendo en la anterior ecuación tenemos:

$$a = G \frac{M \cos^2 \theta}{b^2}$$

La aceleración está dirigida en la dirección de la recta $E-q$ por lo que se puede descomponer en dos componentes:

- i. Dirección $q-q'$. Es la dirección en la que viaja del objeto masivo, como se está considerando la aproximación de impulso, la trayectoria es recta, por lo cual la aceleración paralela que se produzca sobre la estrella al acercarse se anula con la aceleración que se produzca al alejarse.
- ii. Dirección transversal o perpendicular a $q-q'$. Esta dirección la llamaremos a_{\perp} , por lo que la componente transversal a_{\perp} se representa por:

$$a_{\perp} = a \cos \theta$$

Por lo tanto la aceleración total final dependerá únicamente de la componente de la aceleración transversal (perpendicular) a la trayectoria del perturbador:

$$a_{\perp} = G \frac{M \cos^3 \theta}{b^2}$$

El cambio de velocidad de la estrella será:

$$\Delta V_E = \int_{-\infty}^{\infty} a_{\perp} dt \quad (3.1)$$

De acuerdo con la figura 3.1 tenemos que $x = b \tan \theta$, y como la velocidad está dada por:

$$v = \frac{dx}{dt}$$

se sigue que:

$$v = b \sec^2 \theta \frac{d\theta}{dt}$$

de donde:

$$dt = \frac{b \sec^2 \theta}{v} d\theta$$

Por lo que la ecuación 3.1 se convierte en:

$$\Delta V_E = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} G \frac{M \cos^3 \theta}{b^2} \frac{b \sec^2 \theta}{v} d\theta \quad (3.2)$$

que resulta:

$$\Delta V_E = \frac{2GM}{bv} \quad (3.3)$$

§ 3.2. APROXIMACIÓN IMPULSIVA PARA BINARIAS.

Ahora bien, primero se supone en todos los encuentros de un objeto masivo con un sistema binario que son del tipo lineal, es decir, cumplen con la aproximación de impulso o dicho de otro modo el ángulo en que el objeto masivo se desvía de su trayectoria en línea recta es despreciable.

Partiendo de esa primera aproximación, surge la duda de cuantos encuentros son capaces de disociar un sistema binario cuando ha viajado durante un tiempo T en el halo de la Galaxia, o bien de qué depende que el sistema se disocie. Calculemos primero del número de choques que puede tener un sistema binario cuando viaja por un medio homogéneo e isotrópico, con densidad de número de objetos ρ , a una velocidad v y que se encuentra con objetos de masa M. Es decir los encuentros totales, N, que sufrirá el sistema binario en el tiempo T serán:

$$N = \int \frac{dN}{dA} dA = \int 2\pi b \left(\frac{\rho v T}{M} \right) db \quad (3.4)$$

Encontrando la primitiva de esta integral tenemos:

$$N = \frac{2\pi\rho v T}{M} \frac{1}{2} b^2 = \frac{\pi\rho v T}{M} b^2$$

Despejando para b obtenemos:

$$b = \left(\frac{NM}{\pi\rho v T} \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

Como caso particular y considerando que un solo encuentro pueda disociar al sistema binario $N = 1$, la ecuación (3.5) queda como:

$$b = \left(\frac{M}{\pi\rho v T} \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

La velocidad del objeto masivo o perturbador, V_p , y su velocidad angular, ω_p , están relacionadas directamente con la distancia mínima en que se da el encuentro. Esta distancia es lo que hemos estado mencionando como el parámetro de impacto.

Entonces:

$$V_p = \omega_p \cdot b$$

Así, definimos como el parámetro de impacto crítico al parámetro donde se cumple que:

$$b_c = \frac{V_p}{\omega_p} \quad (3.7)$$

Si el parámetro de impacto es mucho mayor al semieje mayor de la binaria, es decir $b \gg a$, y si el encuentro con el objeto masivo se da con un parámetro de impacto mayor al parámetro de impacto crítico, $b \gg b_c$ entonces el encuentro solamente afecta al centro de masa del sistema binario por lo que no contribuye al cambio de energía ni al cambio de velocidad relativa de alguna de las estrellas.

Sin embargo, si el encuentro con el objeto masivo se produce para un parámetro de impacto menor al parámetro de impacto crítico, $b \ll b_c$ entonces el encuentro si afecta a la velocidad relativa de la estrella que esté más cercana al objeto

masivo, es decir, influye en la velocidad relativa de ésta estrella y por lo tanto en el cambio de energía de amarre del sistema.

§ 3.3. RÉGIMEN DE COULOMB.

De acuerdo con lo mencionado en la sección anterior, para que el encuentro pueda ser visto como una aproximación impulsiva es necesario que el parámetro de impacto sea menor al parámetro de impacto crítico, b_c . Pero debemos notar que para que la aproximación impulsiva sea válida cada encuentro suma un poco cada vez al cambio de velocidad relativa del sistema binario.

Si consideramos que el parámetro de impacto es mucho menor al semieje de la binaria, $b \ll a$, puede verse como si el choque solo afectara a una sola de las componentes de la binarias y tomaría la forma de la ecuación (3.3) de la sección anterior. Es decir, tomando el cambio de velocidad al cuadrado de la ecuación (3.3) tenemos:

$$\langle \Delta V \rangle^2 = \left(\frac{2GM}{bv} \right)^2$$

Pero conforme a lo indicado en la ecuación (3.4) enunciada anteriormente, se requiere integrar la ecuación para todos los encuentros que vaya a tener el sistema binario durante el tiempo T , desde un parámetro de impacto mínimo hasta un parámetro de impacto máximo:

$$\langle \Delta V \rangle^2 = 2 \int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi b \left(\frac{\rho v T}{M} \right) \left(\frac{2GM}{bv} \right)^2 db = \frac{16\pi G^2 \rho M T}{v} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b}$$

Donde se requiere multiplicar por 2 para considerar el encuentro (o choque) sobre las 2 estrellas. Resolviendo la integral y evaluándola en los límites nos queda:

$$\langle \Delta V \rangle^2 = \frac{16\pi G^2 \rho M T}{v} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$$

$$\langle \Delta V \rangle^2 = \frac{16\pi G^2 \rho M T}{v} \ln \Lambda$$

(3.8)

Lo que nos indica cual es el cambio de velocidad al cuadrado de una estrella de un sistema binario en su encuentro con un objeto de masa M , que viaja a una velocidad v , en un espacio homogéneo e isotrópico con una densidad de cantidad de objetos ρ y el parámetro de impacto es menor al semieje mayor de la binaria, $b \ll a$. A saber el logaritmo de Coulomb $\ln \Lambda = \ln (b_{max}/b_{min})$.

§ 3.4. RÉGIMEN DE MAREA.

Ahora bien, tomando las mismas consideraciones del § 3.2., donde el sistema binario viaja en el mismo medio homogéneo e isotrópico, de densidad de

perturbadores ρ , durante un tiempo T y se encuentra con un objeto masivo, pero que cada encuentro individual cumple con $\Delta V \ll v$ y además el parámetro de impacto $b \ll b_c$, considerando a b_c como está definido en la ecuación (3.7) y si el objeto masivo se mueve en una trayectoria recta, y pasa en dirección perpendicular a la hoja por el punto Q donde ahora el parámetro de impacto, b , es tal que $b \gg a$, donde a es el semieje del sistema binario, podemos mediante esta aproximación suponer que el parámetro de impacto es relativamente el mismo para ambas estrellas del sistema binario; de este modo y considerando la figura 3.2 vemos que:

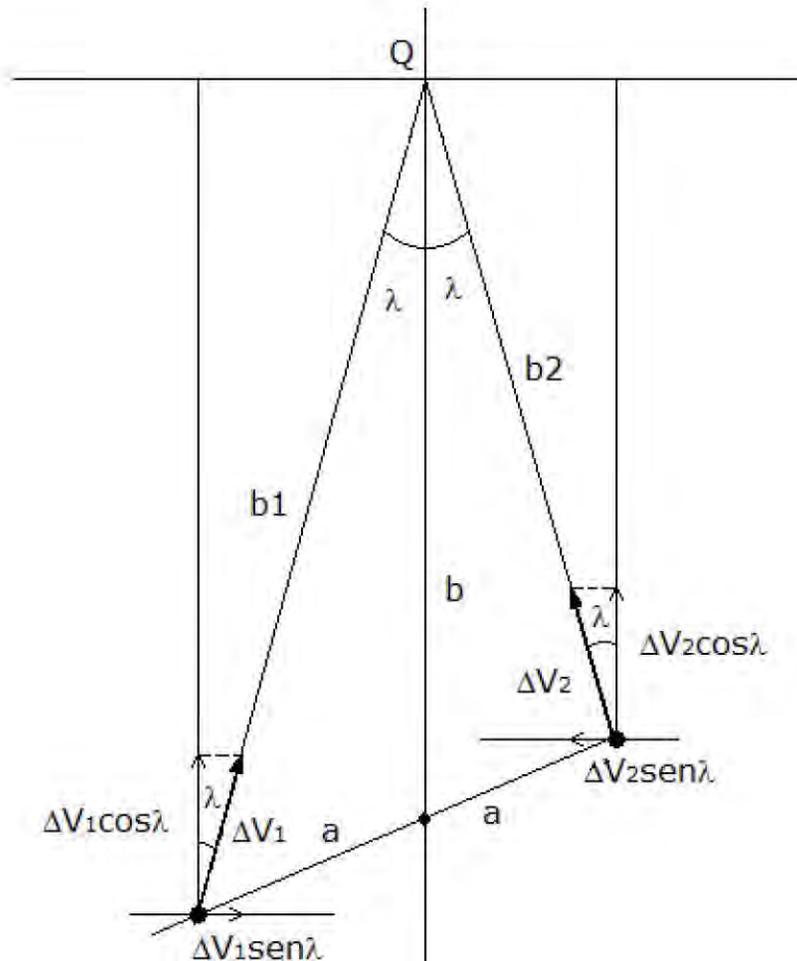


Figura 3.2 Cambio de velocidad relativa para un sistema binario en el régimen de marea (para mayor información ver el texto).

para ambas estrellas del sistema binario, la contribución en dirección paralela al parámetro de impacto, $\Delta V_1 \cos \lambda = \Delta V_2 \cos \lambda$ solamente afecta al centro de masa del sistema binario y por lo tanto no afecta a la energía de enlace del sistema binario.

En dirección perpendicular a b , es donde sí se afecta al cambio en la energía de enlace del sistema binario; vemos que el cambio de la velocidad relativa del sistema binario está dado por:

$$\Delta V_r = \Delta V \text{ sen} \lambda$$

Como se puede ver, de acuerdo a la figura de la 3.2, cuando $b \gg a$:

$$\text{sen} \lambda \approx \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}}$$

Entonces (como $b \gg a$) resulta que $\text{sen} \lambda \approx a/b$ por lo que:

$$\Delta V_r = \Delta V \text{ sen} \lambda = \frac{2GM a}{bv} \frac{1}{b} = \frac{2GM}{b^2 v} a$$

Esto es exacto si se considera un encuentro perpendicular del objeto masivo con el sistema binario, por lo que su momento angular sería también perpendicular; desde este mismo planteamiento, tenemos que considerar que el encuentro tiene lugar en tres dimensiones y por lo tanto es función de $f(\lambda, \alpha, \theta)$. Esta función proyecta el cambio de velocidad relativo del sistema binario, sin importar cuál es el momento angular de la binaria así como tampoco la posición de la misma al momento del encuentro, por lo que la velocidad relativa toma la forma:

$$\langle \Delta V \rangle = \frac{2GM a}{4\pi b^2 v} \iiint f(\lambda, \alpha, \theta) d\theta d\lambda \text{sen}(\lambda) d\alpha$$

Debido a como está definida $f(\lambda, \alpha, \theta)$, el valor de esta integral, debe de ser menor o igual al ángulo sólido, 4π , entonces salvo un coeficiente de proporcionalidad menor o igual a 1 tenemos que:

$$\langle \Delta V \rangle \cong \frac{2GM a}{b^2 v}$$

(3.9)

§ 3.5. BINARIAS EN UN MEDIO DE DENSIDAD CONSTANTE.

Como hemos supuesto en todo el capítulo, el sistema binario viaja en el mismo medio homogéneo e isotrópico, de densidad de perturbadores ρ , y sabemos por la ecuación (3.5) cuál es el parámetro de impacto capaz de disociar al sistema binario cuando tiene N encuentros en un tiempo T.

Si consideramos el cambio de velocidad relativa para el régimen de marea, substituir el valor de b obtenido en la ecuación (3.5) para encontrar el valor de la velocidad relativa del sistema binario cuando tiene encuentros con N objetos masivos en el medio que hemos supuesto, de este modo substituyendo el valor de b (ecuación 3.5) en la ecuación (3.9):

$$\langle \Delta V \rangle \cong \frac{2GM a}{\left(\left(\frac{NM}{\pi \rho v T} \right)^{1/2} \right)^2} v$$

Se sigue:

$$\langle \Delta V \rangle \cong \frac{2GMa}{\left(\frac{NM}{\pi\rho vT}\right)v}$$

$$\langle \Delta V \rangle \cong \frac{2\pi G a \rho v T}{N}$$
(3.10)

que es el cambio de velocidad relativo del sistema binario, se debe notar que no depende de la masa de los perturbadores pero si de la densidad de ellos en el medio interestelar. Si consideráramos que con un solo encuentro basta para que un solo impacto sea capaz de disociarlas, es decir que el cambio de velocidad es del orden de la velocidad ($\Delta V^2 \approx v^2$), tenemos, entonces, la velocidad de disociación:

$$\langle \Delta V_D \rangle \cong 2\pi G a \rho v T$$
(3.11)

La fuerza centrífuga, o normal del sistema binario esta dado por:

$$F = \frac{mv^2}{r} = \frac{mv^2}{a}$$

e igualando esta fuerza con la fuerza gravitacional:

$$F = \frac{mv^2}{a} = \frac{GMm}{a^2} = \frac{Gm^2}{a^2}$$

Se comparan las fuerzas normales y gravitacionales para buscar que la fuerza normal sea igual a la que mantiene juntas a las binarias.

Consideramos por simplicidad que la masa de cada una de las estrellas del sistema binario es igual a m, despejando la v^2 obtenemos:

$$v^2(a) = \frac{Gm}{a}$$
(3.12)

Que es un valor de la velocidad que mantiene ligada a la binaria en función del semieje de la binaria, $v(a)$.

Ahora bien, si el cambio de la velocidad $\Delta V \ll v(a)$, entonces el encuentro para el régimen de marea será despreciable y no producirá ningún cambio en la binaria.

Pero si $\Delta V \gg v(a)$ tenemos:

$$2\pi G a \rho v T \cong \langle \Delta V_D \rangle \gg v(a) = (Gm/a)^{1/2}$$
(3.13)

Despejando el semieje de la binaria tenemos:

$$a^{3/2} \gg \frac{(Gm)^{1/2}}{2\pi G\rho T}$$

Si elevamos al cuadrado ambos lados nos queda

$$a^3 \gg \frac{m}{4\pi^2 G\rho^2 T^2}$$

$$a_T \gg \left(\frac{m}{4\pi^2 G\rho^2 T^2} \right)^{1/3}$$

(3.14)

Que es el semieje del sistema binario para el cual un encuentro puede disociarlo, es decir, para semiejes menores o iguales a ésta "a" no hay disociación y para semiejes mayores a esta el sistema se disocia. Siempre y cuando se cumpla la condición indicada en la ecuación (3.13).

Nos referiremos a ella como la a de transición y de ahí el subíndice marcado.

Si consideramos la misma condición para el régimen de Coulomb, es decir si $\Delta V \gg v(a)$ pero tomando la ecuación (3.8) tenemos:

$$(\Delta V)^2 = \frac{16\pi G^2 \rho M T}{v} \ln \Lambda \gg \frac{Gm}{a} = v(a)$$

Y procediendo de manera análoga al caso anterior tenemos

$$a_T \gg \frac{mv}{16\pi G\rho M T \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)}$$

(3.15)

§ 4. SISTEMAS BINARIOS DEL HALO DE LA GALAXIA

¿ESTÁN AÚN LIGADOS?

Se ha hecho ver en el capítulo anterior que las estrellas binarias muy separadas pueden ser disociadas por encuentros con objetos masivos durante su viaje por el halo de la Galaxia, pero hasta ahora no es posible saber la masa de aquellos objetos de materia oscura responsables de la disociación de éstos sistemas.

Por otra parte, es de resaltar que la distribución de Öpik ya no aparece completa para distancias mayores puesto que los sistemas binarios que deberían de aportar para completar la distribución, ya han sido disociados a través del tiempo y de este modo ya no es posible mostrar la función como originalmente debió ser antes de que los sistemas hayan sido separados.

Una forma de conocer si un sistema binario continúa ligado es a través de su energía de enlace. Sin embargo, para conocer dicha energía debemos contar primero con los parámetros dinámicos del sistema binario como son: su separación angular, su distancia, su velocidad orbital o angular y la masa de cada una de las componentes.

Con estos datos sería posible conocer la energía de enlace total del sistema la cual puede ser expresada como:

$$E_T = Ek_1 + Ek_2 - \int f(r)dr,$$

donde E_k , es la energía cinética y los índices 1 y 2 indican a la estrella binaria primaria y a la secundaria respectivamente; la integral es la energía potencial del sistema. Desarrollando la ecuación tenemos:

$$E_T = \frac{1}{2}m_1(\dot{r}_1 + r_1\dot{\theta}_1) + \frac{1}{2}m_2(\dot{r}_2 + r_2\dot{\theta}_2) - G \frac{m_1m_2}{r}, \quad (4.1)$$

r_1 y r_2 son la distancia al centro de masa del sistema binario, \dot{r} es la velocidad radial relativa al sistema binario, $\dot{\theta}$ es la velocidad angular relativa al sistema binario y r es la separación o semieje de la binaria.

Para poder evaluar la ecuación 4.1 se necesita contar con la mayor cantidad de datos posibles para obtener los parámetros orbitales del sistema binario y así calcular la energía de enlace del sistema. Para este fin, se buscó la información disponible en las bases de datos para determinar si se cuenta con lo necesario para realizar el cálculo directo de la energía del sistema binario.

Sin embargo debemos de partir del hecho de considerar estrellas binarias muy separadas, como ya se ha mencionado, y que pasen la mayor parte del tiempo viajando a través del halo de la Galaxia.

Por ahora se tienen dos referencias de catálogos principales de estrellas binarias muy separadas, la primera de Allen et al., del 2000 y la segunda de Chanamé et al. del 2004 (ya citados).

El primero de ellos ha sido actualizado por Miguel A. Monroy y C. Allen (en preparación) con información del catálogo de Chanamé et al., y con nuevos sistemas binarios. Estos datos, proporcionados amablemente por el co-autor, de aquí en adelante lo llamaremos el catálogo Monroy – Allen, MA2011. Dicho catálogo es la base de los datos posteriormente expuestos. Falta indicar que ambos catálogos están elaborados a partir de estrellas binarias con movimiento propio común.

El catálogo de Allen et al. (2000), está basado en binarias de movimiento propio común cuyas binarias provienen de 1200 estrellas de alta velocidad y baja metalicidad de Schuster. El catálogo de Chanamé et al. (2004), se basa en el “New Luyten Two Tenths”, NLTT, catálogo de estrellas de alto movimiento propio.

A partir de estas bases de datos, se buscaron en diferentes fuentes, parámetros orbitales, velocidades radiales, colores, movimientos propios y masas para los primeros 52 sistemas binarios, mismos que cumplen con la condición de pasar la mayor parte del tiempo viajando a través del halo galáctico, de acuerdo al catálogo MA2011.

Se debe observar que la separación angular del sistema binario reportado se relaciona con el semieje esperado del sistema binario, (Couteau, 1960) mediante la expresión $\langle a \rangle = \text{antilog} \left[\log \frac{s_{AB}}{\pi} + 0.146 \right]$, donde π es la paralaje y s la separación en segundos de arco.

Debido a las características principales de las estrellas en cuestión, edad, brillo, metalicidad, etc., en muchos casos es muy difícil o imposible contar con datos suficientes o útiles para el cálculo de la energía del sistema binario, además de que en la mayoría de los casos, son sistemas poco estudiados.

La búsqueda de la información se realizó a través de bases de datos electrónicos como el Simbad, VizieR, ADS y en artículos obtenidos por referencias encontradas para cada una de las estrellas en las bases de datos mencionadas.

En la tabla I se presenta el catálogo MA2011 extendido con la información encontrada; las primeras 6 columnas son las que originalmente fueron proporcionadas, en orden de izquierda a derecha: número consecutivo, designación de la primaria, designación de la secundaria, separación en segundos de arco, semieje “esperado” (como se señala anteriormente) en unidades astronómicas y distancia al Sol, en parsecs.

Las columnas 7, 8 y 9 contienen la magnitud del movimiento propio, y las componentes μ_α y μ_δ del mismo, para la primaria, las columnas 10, 11 y 12 las de la secundaria respectivamente.

La velocidad radial de la primaria está dada en la columna 13, con su incertidumbre; la de la secundaria en la 14. Las columnas 15 y 17 contienen la magnitud “V” de la primaria y secundaria, las columnas 16 y 18 el índice de color “V-J” de la primaria y secundaria, respectivamente.

Las columnas 19 y 20 se refieren a las masas con su incertidumbre (en masas solares) y la 21 y 22 el tipo espectral de la primaria y secundaria consecutivamente.

Es de notar que, no obstante que se realizó una exhaustiva búsqueda de los parámetros señalados para completar la tabla I con la mayor cantidad de datos, en las bases de datos mencionadas, existen muchas casillas en blanco ya que no hay más información disponible por el momento. Habrá que esperar el resultado de programas en desarrollo o nuevos proyectos para contar con más información de estos o nuevos sistemas.

El superíndice en cada casilla señala la fuente de donde se obtuvo el valor asignado en la casilla. Para más detalles ver la bibliografía al final de este trabajo.

Como puede apreciarse no hay un solo sistema binario que cuente con todos los parámetros orbitales necesarios para obtener los valores requeridos para nuestra el cálculo de la energía mencionada previamente.

A modo de ilustrar en qué se basa la selección de los sistemas binarios de la lista, se muestra en las figuras 4.1 hasta la 4.9, una gráfica del movimiento propio de cada sistema binario de aquellos extraídos en la tabla II, donde se puede apreciar que la selección de estos sistemas, conforme a su movimiento propio común, es correcta. Más adelante, mostraremos que además de sus velocidades radiales cuentan con una velocidad relativa menor a la incertidumbre de la medida de sus correspondientes velocidades.

En muy pocos casos se cuenta con la velocidad radial de ambas estrellas, en otros se cuenta con la masa de la primaria pero no así con sus velocidades radiales ni tampoco con la masa de la secundaria.

Por otro lado, se puede verificar que los movimientos propios de los sistemas binarios mostrados muestran congruencia con el requisito fijado para pertenecer al catálogo, de tener movimiento propio común.

Haciendo un resumen de los datos que pueden ser útiles para el cálculo de la energía de enlace del sistema binario tenemos que:

De los 52 sistemas binarios solamente 1 sistema cuenta con velocidades radiales y masas para cada una de las estrellas: se trata del sistema binario número 15.

Tenemos 8 sistemas más donde se cuenta con velocidades radiales para ambas estrellas, en uno de estos 8 casos se cuenta con la masa de la estrella primaria. La masa de la secundaria se estimará de acuerdo con el tipo espectral.

En los siete casos restantes se utilizará el tipo espectral para estimar la masa de las estrellas del sistema.

Hay cinco sistemas binarios donde se cuenta con la masa y la velocidad radial de la estrella primaria, pero no se tiene ni la masa ni la velocidad radial de la secundaria.

De esos cinco sistemas solamente en tres casos se podría estimar la masa de la secundaria por medio de su tipo espectral

Como se puede apreciar en la tabla I, el obtener datos para el cálculo directo de la energía de enlace de los sistemas binarios resulta al día de hoy muy complicado, puesto que a pesar de contar con el tipo espectral de la mayoría de las estrellas, el cálculo más cercano de la masa es tan incierto que puede implicar que un sistema esté ligado o no.

Además de que, en el caso de obtener los datos suficientes, aún se tendría que calcular la separación real del sistema binario, que como se mencionó previamente, la separación con la que se cuenta es una separación "esperada", válida para fines estadísticos y de estudio, pero que no es la separación real del sistema binario. Aún más, solamente se cuenta con la velocidad radial de la muestra señalada pero sin tener la velocidad orbital para ninguna de las estrellas donde, en ambos casos, el cálculo de esos valores quedaría pendiente para trabajos posteriores o cuando existan más datos. Por otro lado, desconocemos la orientación de la órbita.

Debido a que no es posible el cálculo directo de la energía de enlace del sistema binario, utilizaremos un modo alternativo que nos permita tener una idea más cercana respecto si el sistema permanece ligado o no.

De los 9 sistemas para los cuales se cuenta con la velocidad radial se puede observar que la diferencia de velocidades es menor a la incertidumbre reportada, es decir, la velocidad, dentro de los errores reportados, es muy similar para ambas o mejor dicho: las velocidades dentro de estas incertidumbres son iguales. Ello, junto con sus movimientos propios similares nos indica que los sistemas se mantienen ligados aún.

La tabla III, muestra la diferencia de velocidades y la incertidumbre en la medida de la velocidad radial. Como se puede apreciar se cumple con que la diferencia de velocidades, entre cada par, es menor a la incertidumbre reportada para cada una de ellas. De este modo, se hace evidente (como ya se mencionó) que la velocidad relativa de las dos estrellas es la misma y que se puede decir que ambas pertenecen al mismo sistema binario. Aún más, podemos empezar a tomar estos valores como una prueba de que éstos sistemas están aún ligados.

Para dar una muestra más al respecto: si consideramos que la velocidad a la que se separa el sistema binario esta dado por la ecuación (3.12) del capítulo 3,

$v^2 = \sqrt{\frac{Gm}{a}}$, y obteniendo raíz cuadrada tenemos:

$$v = \sqrt{\frac{Gm}{a}}$$

(4.1)

Y calculando la velocidad en km/s, expresando las masas en unidades de masa solar y las distancias en parsecs:

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
1	NLTT16407	NLTT16394	698.5	340208.9	348	-0.163 ⁽¹⁾	0.3249 ⁽²⁾	-0.1626 ⁽²⁾	-0.172 ⁽¹⁾	0.3279 ⁽²⁾	-0.1715 ⁽²⁾	268.3±1.4 ⁽¹⁾	268.2±1.7 ⁽¹⁾	15.33 ⁽¹⁾	12.22 ⁽¹⁾	2.19 ⁽¹⁾	0.98 ⁽¹⁾			k-m ⁽⁸⁾	k ⁽⁸⁾
2	NLTT37790	NLTT37787	200.9	54267.2	193	0.350 ⁽³⁾	-0.0376 ⁽²⁾	-0.3352 ⁽²⁾	0.348 ⁽³⁾	-0.0436 ⁽²⁾	-0.3360 ⁽²⁾			12.85 ⁽²⁾	16.3 ⁽²⁾	1.62 ⁽²⁾	2.62 ⁽²⁾			G ⁽¹⁸⁾	
3	G002-038	LP 467-66	24	5139.0	153	0.360 ⁽³⁾	-0.0139 ⁽²⁾	-0.359 ⁽²⁾	-0.360 ⁽³⁾	-0.0108 ⁽²⁾	-0.3643 ⁽²⁾	-171.11 ⁽⁷⁾		11.06 ⁽³⁾	16.47 ⁽³⁾	0.80 ⁽³⁾	2.76 ⁽³⁾			G5 ⁽¹⁸⁾	
4	NLTT5784	NLTT5781	52.1	22313.1	306	0.243 ⁽³⁾	0.2637 ⁽²⁾	0.0910 ⁽²⁾	0.293 ⁽³⁾	0.2556 ⁽²⁾	0.0859 ⁽²⁾			14.71 ⁽³⁾	19.01 ⁽²⁾	1.98 ⁽³⁾	2.90 ⁽³⁾				
5	G090-036	G090-036B	1.67	684.8	293	0.498 ⁽³⁾	-0.0350 ⁽²⁾	-0.4925 ⁽²⁾	0.510 ⁽¹⁷⁾					12.81 ⁽³⁾	13.5 ⁽¹⁷⁾	1.43 ⁽³⁾				G0 ⁽¹²⁾	
6	G112-043	DM 0 2058B	12	2805.0	167	0.300 ⁽⁸⁾	-0.1696 ⁽²⁾	-0.3056 ⁽²⁾	0.300 ⁽⁸⁾	-0.1751 ⁽²⁾	-0.2948 ⁽²⁾	(-84.3±0.6) ⁽⁴⁾	(-83.7±0.4) ⁽⁴⁾	10.39 ⁽²⁾	1.19 ⁽²⁾	11.24 ⁽²⁾	1.07 ⁽²⁾			G ⁽⁸⁾	G ⁽⁸⁾
7	G262-21	G 262-022	29.54	11617.6	281	0.303 ⁽³⁾	0.219 ⁽³⁾	0.210 ⁽³⁾	0.303 ⁽³⁾	0.219 ⁽³⁾	0.210 ⁽³⁾	(-214.29±0.26) ⁽⁷⁾	(-216.53 ±40.3) ⁽⁵⁾	13.94 ⁽³⁾	15.03 ⁽³⁾	1.68 ⁽³⁾	2.79 ⁽³⁾			F2 ⁽¹⁸⁾	f ⁽⁸⁾
8	NLTT1038	NLTT1036	22.5	9132.3	290	0.253 ⁽³⁾	0.191 ⁽³⁾	-0.166 ⁽³⁾	0.253 ⁽³⁾	0.191 ⁽³⁾	-0.166 ⁽³⁾	192.19 ⁽⁷⁾		12.91 ⁽³⁾	19.06 ⁽³⁾	0.097 ⁽³⁾	3.15 ⁽³⁾				
9	H111980	LPM 452	1.9	213.0	80.1																
10	G016-025	LP 564-23	1.5	537.0	256	0.436 ⁽³⁾	-0.326	-0.289	0.436	-0.326 ⁽³⁾	-0.289 ⁽³⁾	23.81 ⁽⁵⁾		13.77 ⁽³⁾	16.43 ⁽³⁾	1.72 ⁽³⁾				F8 ⁽²¹⁾	
11	W1828	LP 652-266	185	55410.0	214	-0.353 ⁽²⁾	0.1712 ⁽²⁾	-0.3533 ⁽²⁾	-0.347 ⁽²⁾	0.1643 ⁽²⁾	-0.3474 ⁽²⁾	121.6±6.8 ⁽¹⁾	122.6±7.2 ⁽¹⁾	11.22 ⁽¹⁾	15.8 ⁽¹⁾	0.98 ⁽¹⁾	2.29 ⁽¹⁾			k ⁽⁸⁾	m ⁽⁸⁾
12	G153-067	G 017-027	1170.7	78647.9	48	0.704 ⁽⁶⁾			0.7064			(-164.9±0.4) ⁽⁴⁾	-165.42 ⁽¹³⁾	9.60 ⁽⁶⁾	13.60 ⁽¹⁶⁾	1.545 ⁽¹⁶⁾	2.774 ⁽¹⁶⁾	0.68±0.04 ⁽¹⁴⁾		G5 V ⁽⁸⁾	M ⁽¹⁶⁾
13	G015-010	LDS 518	677	125073.0	132	1.390 ⁽¹²⁾	0.0656 ⁽²⁾	-0.4712 ⁽²⁾	0.430 ⁽¹⁹⁾			(90.4±0.1) ⁽⁴⁾		12.3 ⁽¹⁹⁾	12.5 ⁽¹⁹⁾					G2 D ⁽²⁰⁾	
14	H10607	LP 88-69	22	2198.0	71.4	0.560 ⁽¹²⁾	0.3199 ⁽²⁾	-0.4538 ⁽²⁾	0.572 ⁽¹²⁾	0.3199 ⁽²⁾	-0.4538 ⁽²⁾	(6.1±0.4) ⁽⁴⁾		8.33 ⁽⁴⁾	12.74 ⁽²⁾	1.16 ⁽²⁾	2.64 ⁽²⁾	0.88±0.04 ⁽¹⁴⁾		F8 ⁽¹²⁾	
15	H134439	DM -15 4041	302	12380.0	29.3	3.950 ⁽¹²⁾	-0.9994 ⁽²⁾	-3.5499 ⁽²⁾	4.090 ⁽¹²⁾	-0.9989 ⁽²⁾	-3.4456 ⁽²⁾	(310.4±0.1) ⁽⁴⁾	310.6±0.2 ⁽⁴⁾	9.07 ⁽²⁾	9.44 ⁽²⁾	1.53 ⁽²⁾	1.68 ⁽²⁾	0.64±0.03 ⁽¹⁴⁾	0.61±0.03 ⁽¹⁴⁾	G0 ⁽⁸⁾	G5 ⁽²¹⁾
16	G106-025	VBS 2	12	1176.0	70	0.805 ⁽³⁾	0.1555 ⁽²⁾	-0.7900 ⁽²⁾	0.805 ⁽³⁾	0.155 ⁽³⁾	-0.790 ⁽³⁾			10.82 ⁽³⁾	15.73 ⁽³⁾	1.88 ⁽³⁾	4.57 ⁽³⁾			K4 ⁽²⁾	
17	G095-004	DM 34 567	1	140.0	99.7	0.240 ⁽³⁾	-0.0238 ⁽²⁾	-0.2388 ⁽²⁾				(22.5±0.3) ⁽⁴⁾		8.63 ⁽³⁾		1.27 ⁽³⁾		1.08±0.07 ⁽¹⁴⁾		A2 ⁽¹⁸⁾	
18	NLTT52787	NLTT52786	2	467.5	167	0.215 ⁽⁶⁾	0.1995 ⁽²⁾	-0.1278 ⁽²⁾	0.215 ⁽⁶⁾	0.2051 ⁽²⁾	-0.1265 ⁽²⁾	-53.10 ⁽⁷⁾		11.42 ⁽²⁾	11.88 ⁽²⁾	1.17 ⁽²⁾	1.63 ⁽²⁾			g-k ⁽⁸⁾	m ⁽⁸⁾
19	NLTT16629	NLTT16394	434.1	33415.8	55	0.428 ⁽¹²⁾	-0.2498 ⁽²⁾	-0.3449 ⁽²⁾				(89.8±0.5) ⁽⁴⁾		10.06 ⁽²⁾		1.61 ⁽²⁾				K2 ⁽¹²⁾	
20	NLTT19979	NLTT19980	19.6	9436.6	344	0.210 ⁽⁸⁾	0.1356 ⁽²⁾	-0.1477 ⁽²⁾	0.210 ⁽⁸⁾	0.1379 ⁽²⁾	-0.1472 ⁽²⁾	-110.72 ⁽⁵⁾		15.55 ⁽³⁾	18.28 ⁽³⁾	1.97 ⁽³⁾	2.93 ⁽³⁾			g ⁽⁸⁾	k-m ⁽⁸⁾
21	G066-022	BD +06 2932 B	3.6	367.8	73																
22	G093-027	G093-027B	3.52	670.0	136	0.250 ⁽³⁾	0.2637 ⁽²⁾	0.0190 ⁽²⁾	0.29 ⁽¹⁷⁾			-35.8 ⁽¹¹⁾		11.62 ⁽³⁾	11.64 ⁽⁴⁾	1.50 ⁽³⁾				K2 ⁽¹⁸⁾	
23	G085-017	LP 359-227	133	19173.0	103	0.227 ⁽³⁾	-0.0636 ⁽²⁾	-0.2179 ⁽²⁾				101.9 ⁽⁹⁾									
24	G266-060	LP 824-189	8.5	2986.0	251		0.2957 ⁽²⁾	0.0406 ⁽²⁾		0.2957 ⁽²⁾	0.0406 ⁽²⁾	-84.99 ⁽⁴⁾		11.8 ⁽²⁾	14.35 ⁽²⁾	0.97 ⁽²⁾	2.16 ⁽²⁾			F4 D ⁽²²⁾	G D ⁽²²⁾
25	G089-014	LDS 3735	34	8565.0	180	0.307 ⁽³⁾	0.1537 ⁽²⁾	-0.2624 ⁽²⁾				(-36.6±1.1) ⁽⁴⁾		10.46 ⁽³⁾		1.14 ⁽³⁾		0.67 ⁽¹⁵⁾			
26	NLTT18931	NLTT18924	110.4	12206.6	79	0.389 ⁽³⁾	0.1350 ⁽²⁾	-0.3651 ⁽²⁾	0.401 ⁽³⁾	0.1324 ⁽²⁾	-0.3606 ⁽²⁾	(3.5±1.1) ⁽¹⁹⁾		9.98 ⁽³⁾	14.75 ⁽²⁾	1.27 ⁽³⁾	2.22 ⁽²⁾			G0 ⁽⁸⁾	k ⁽⁸⁾
27	G063-005	Wolf 478	82	7015.0	61.1	0.587 ⁽³⁾	-0.5215 ⁽²⁾	0.269 ⁽²⁾	0.583 ⁽³⁾	-0.517 ⁽³⁾	0.269 ⁽³⁾	(26.5±0.2) ⁽⁴⁾	(26.9±1) ⁽¹⁰⁾	8.73 ⁽³⁾	12.25 ⁽³⁾	1.20 ⁽³⁾	2.57 ⁽³⁾	0.81±0.04 ⁽¹⁴⁾		M0 ⁽⁸⁾	M0 ⁽¹²⁾
28	H250792A	DM 19 1185B	7	382.0	39	0.915 ⁽³⁾	0.6715 ⁽²⁾	-0.6215 ⁽²⁾	0.915 ⁽³⁾	0.6715 ⁽²⁾	-0.6215 ⁽²⁾	(190.2±1.0) ⁽⁴⁾		9.32 ⁽³⁾	13.51 ⁽³⁾	1.31 ⁽³⁾	2.92 ⁽³⁾			G0 V ⁽²²⁾	K3 ⁽⁸⁾
29	H105004	LP 852-53	12	2267.0	135																
30	H105004		1.8	340.0	135																
31	G009-047	G009-047B	81.93	10205.5	89	0.201 ⁽³⁾	-0.0784 ⁽²⁾	-0.1853	0.36 ⁽¹⁷⁾			(170.1±0.5) ⁽⁴⁾		7.71 ⁽³⁾	7.67 ⁽⁴⁾	1.60 ⁽³⁾				G0 ⁽⁸⁾	
32	G126-002		0.7	49.7	50.7																
33	G126-002		1.1	80.2	50.7																
34	G214-001	G214-001B	5.14	1223.0	170	0.198 ⁽³⁾	0.1979 ⁽²⁾	-0.014 ⁽²⁾	0.197 ⁽³⁾	0.196 ⁽³⁾	-0.015 ⁽³⁾	(119.51±0.14) ⁽⁴⁾		11.71 ⁽³⁾	J=14.51 ⁽³⁾	0.95 ⁽³⁾				g ⁽⁸⁾	
35	G116-009	G116-009B	10.08	3738.6	265	0.226 ⁽³⁾	0.0480 ⁽²⁾	-0.2085 ⁽²⁾	0.226 ⁽³⁾	0.031 ⁽³⁾	-0.224 ⁽³⁾			13.87 ⁽³⁾	18.47 ⁽³⁾	1.21 ⁽³⁾	3.14 ⁽³⁾			g ⁽⁸⁾	g ⁽⁸⁾
36	G188-022	G188-022B	5.08	924.3	130	0.288 ⁽³⁾	-0.2395 ⁽²⁾	-0.159 ⁽²⁾	0.27 ⁽¹⁷⁾			(94.9±0.5) ⁽⁴⁾		10.16 ⁽³⁾		1.18 ⁽³⁾				F8 ⁽⁸⁾ D	
37	H23439	DM 41 750B	8	274.0	24.5	1.384 ⁽³⁾	0.5964 ⁽²⁾	-1.2485 ⁽²⁾	1.392 ⁽³⁾	0.5941 ⁽²⁾	-1.2592 ⁽²⁾	(50.6±0.2) ⁽⁴⁾	(50.72±1.02) ⁽⁷⁾	8.13 ⁽³⁾	8.73 ⁽³⁾	1.51 ⁽³⁾	1.78 ⁽³⁾			K1V ⁽²⁵⁾	K2V ⁽²⁵⁾
38	H158226A	DM 31 3025	67	6463.0	68.9				0.366 ⁽³⁾	-0.3585 ⁽²⁾	0.0739 ⁽²⁾		(-73.32±0.8) ⁽⁴⁾	4.15±0.35 ⁽²⁴⁾	9.58 ⁽³⁾		1.29 ⁽³⁾	0.98±0.11 ⁽²⁴⁾		G1V ⁽²²⁾	G8V ⁽²²⁾
39	H221830	DM 30 4982B	8	362.0	32.3	0.600 ⁽³⁾	0.5424 ⁽²⁾	0.2564 ⁽²⁾	0.605 ⁽³⁾	0.548 ⁽³⁾	0.256 ⁽³⁾	(-112.3±0.1) ⁽⁴⁾		6.86 ⁽³⁾	14.23 ⁽³⁾	1.17 ⁽³⁾	4.75 ⁽³⁾	0.85±0.02 ⁽¹⁴⁾		F9V C ⁽²²⁾	M4 ⁽⁸⁾
40	G242-074	G 242-074 B	19.5	2674.6	98																
41	G096-035	LP 158-35	76	6591.0	62	0.236 ⁽³⁾	-0.1785 ⁽²⁾	-0.1546 ⁽²⁾	0.255 ⁽³⁾	-0.1785 ⁽²⁾	-0.1546 ⁽²⁾	(-39.6±0.7) ⁽⁴⁾		9.20 ⁽³⁾	12.28 ⁽³⁾	1.14 ⁽³⁾	2.51 ⁽³⁾			G0 ⁽²²⁾	k ⁽⁸⁾
42	G040-014	LP 424-27	98	32233.0	235	0.341 ⁽³⁾	0.1353 ⁽²⁾	-0.3133 ⁽²⁾	0.405 ⁽³⁾	0.1353 ⁽²⁾	-0.3133 ⁽²⁾	(-65.68±1.04) ⁽⁴⁾		11.31 ⁽³⁾	18.24 ⁽³⁾	1.09 ⁽³⁾	5.02 ⁽³⁾			k ⁽⁸⁾	m ⁽⁸⁾
43	H25535	LP 944-99	1.9	139.0	52.2																
44	H25535		64	4678.0	52.2																
45	H190360	DM 29 3872B	178	3959.0	15.9	0.862 ⁽³⁾	0.6837 ⁽²⁾	-0.5243 ⁽²⁾	0.860 ⁽³⁾	0.6826 ⁽²⁾	-0.5301 ⁽²⁾	(-45.3±0.1) ⁽⁴⁾		5.73 ⁽³⁾	13.63 ⁽³⁾	1.18 ⁽³⁾	4.08 ⁽³⁾			G6IV ⁽¹⁶⁾	M6 ⁽⁸⁾
46	H191408	DM -36 13940B	8	67.7	6.1	1.632 ⁽⁸⁾	0.4584 ⁽²⁾	-1.5693 ⁽²⁾	1.632 ⁽¹²⁾			(-129.0±0.2) ⁽⁴⁾		5.32 ⁽²⁾				0.75±0.03 ⁽¹⁴⁾		K5 ⁽⁸⁾	M3.5
47	NLTT15509	NLTT 15501	141	41441.8	210	0.194 ⁽³⁾	0.0811 ⁽²⁾	-0.1818 ⁽²⁾	0.201 ⁽³⁾	0.0807 ⁽²⁾	-0.1763 ⁽²⁾	(265.7±7) ⁽¹¹⁾	(262.3±10.5) ⁽¹¹⁾	17.6 ⁽¹¹⁾	17.2 ⁽¹¹⁾	2.97 ⁽¹¹⁾	2.82 ⁽¹¹⁾			m ⁽⁸⁾	m ⁽⁸⁾

TABLA I.

Catálogo Monroy – Allen extendido, ver texto para mayores datos. Los números en superíndice la fuente de donde se obtienen los datos (ver Bibliografía)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
48	H49409	LDS 5686	27	1893.0	50.1													0.87±0.04 ⁽¹⁴⁾			
49	G204-049	G204-049B	2.7	325.0	86	0.390 ⁽³⁾	0.0063 ⁽²⁾	-0.3903 ⁽²⁾	0.40 ⁽¹⁷⁾			(-42.43±0.23) ⁽¹¹⁾		10.95 ⁽³⁾	12.3 ⁽¹⁷⁾	1.52 ⁽³⁾					g ⁽⁸⁾
50	G230-047	G 230-047 B	11.63	1269.6	78																
51	H128674	LDS 485	490	18825.0	27.4		0.3953 ⁽²⁾	-0.3151				(34.5±0.3) ⁽⁴⁾		7.39 ⁽²⁾				0.80±0.06 ⁽¹⁴⁾			G7V ⁽²³⁾
52	G087-003	R 419/NLTT 16950	31	1084.0	25	0.464 ⁽³⁾	-0.4536 ⁽²⁾	0.0986 ⁽²⁾	0.464 ⁽³⁾	-0.4536 ⁽²⁾	0.0986 ⁽²⁾	(33.3±0.8) ⁽⁴⁾		8.81 ⁽³⁾	11.86 ⁽³⁾	1.79 ⁽³⁾	2.87 ⁽³⁾				M0 5 ⁽⁸⁾

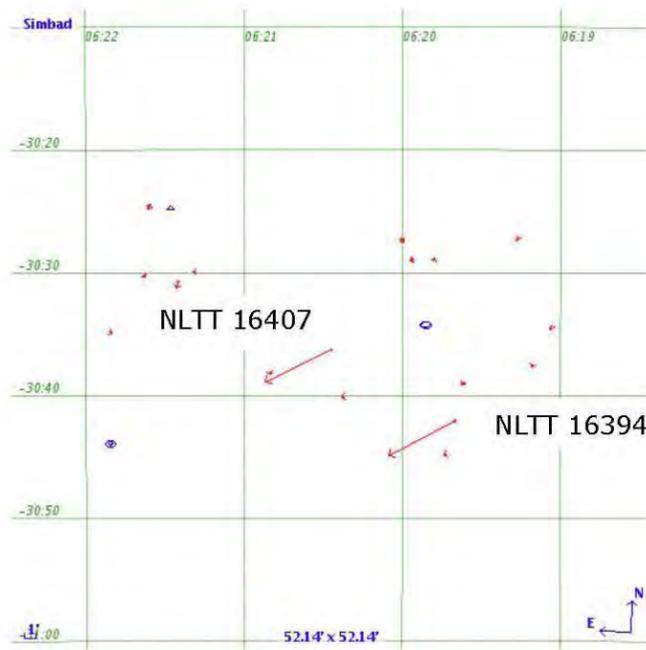
TABLA I Continuación.

Catálogo Monroy – Allen extendido, ver texto para mayores datos. Los números en superíndice la fuente de donde se obtienen los datos (ver Bibliografía)

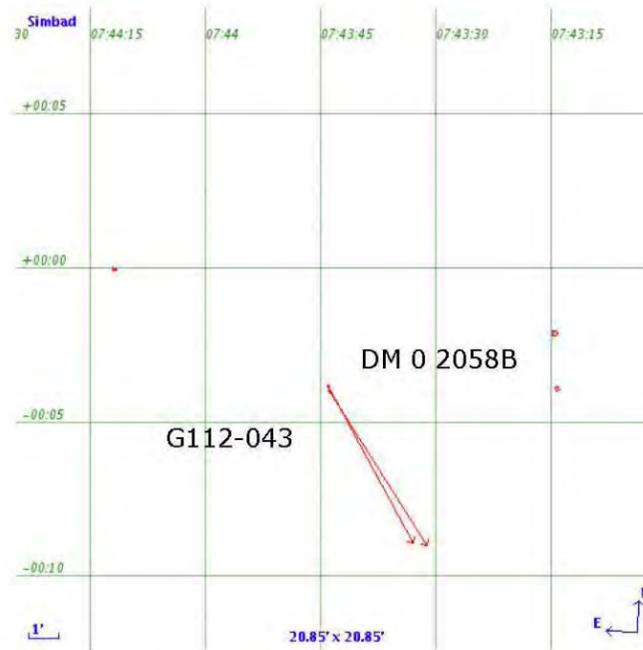
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
1	NLTT16407	NLTT16394	698.5	340208.9	348	-0.163 ⁽¹⁾	0.3249 ⁽²⁾	-0.1626 ⁽²⁾	-0.172 ⁽¹⁾	0.3279 ⁽²⁾	-0.1715 ⁽²⁾	268.3±1.4 ⁽¹⁾	268.2±1.7 ⁽¹⁾	15.33 ⁽¹⁾	12.22 ⁽¹⁾	2.19 ⁽¹⁾	0.98 ⁽¹⁾			k-m ⁽⁸⁾	k ⁽⁸⁾
6	G112-043	DM 0 2058B	12	2805.0	167	0.300 ⁽⁸⁾	-0.1696 ⁽²⁾	-0.3056 ⁽²⁾	0.300 ⁽⁸⁾	-0.1751 ⁽²⁾	-0.2948 ⁽²⁾	(-84.3±0.6) ⁽⁴⁾	(-83.7±0.4) ⁽⁴⁾	10.39 ⁽²⁾	1.19 ⁽²⁾	11.24 ⁽²⁾	1.07 ⁽²⁾			G ⁽⁸⁾	G ⁽⁸⁾
7	G262-21	G 262-022	29.54	11617.6	281	0.303 ⁽³⁾	0.219 ⁽³⁾	0.210 ⁽³⁾	0.303 ⁽³⁾	0.219 ⁽³⁾	0.210 ⁽³⁾	(-214.29±0.26) ⁽⁷⁾	(-216.53 ±40.3) ⁽⁵⁾	13.94 ⁽³⁾	15.03 ⁽³⁾	1.68 ⁽³⁾	2.79 ⁽³⁾			F2 ⁽¹⁸⁾	f ⁽⁸⁾
11	W1828	LP 652-266	185	55410.0	214	-0.353 ⁽²⁾	0.1712 ⁽²⁾	-0.3533 ⁽²⁾	-0.347 ⁽²⁾	0.1643 ⁽²⁾	-0.3474 ⁽²⁾	121.6±6.8 ⁽¹⁾	122.6±7.2 ⁽¹⁾	11.22 ⁽¹⁾	15.8 ⁽¹⁾	0.98 ⁽¹⁾	2.29 ⁽¹⁾			k ⁽⁸⁾	m ⁽⁸⁾
12	G153-067	G 017-027	1170.7	78647.9	48	0.704 ⁽⁸⁾			0.7064			(-164.9±0.4) ⁽⁴⁾	-165.42 ⁽¹³⁾	9.60 ⁽⁸⁾	13.60 ⁽¹⁶⁾	1.545 ⁽¹⁶⁾	2.774 ⁽¹⁶⁾	0.68±0.04 ⁽¹⁴⁾		G5 V ⁽⁸⁾	M: ⁽¹⁸⁾
15	H134439	DM -15 4041	302	12380.0	29.3	3.950 ⁽¹²⁾	-0.9994 ⁽²⁾	-3.5499 ⁽²⁾	4.090 ⁽¹²⁾	-0.9989 ⁽²⁾	-3.4456 ⁽²⁾	(310.4±0.1) ⁽⁴⁾	310.6±0.2 ⁽⁴⁾	9.07 ⁽²⁾	9.44 ⁽²⁾	1.53 ⁽²⁾	1.68 ⁽²⁾	0.64±0.03 ⁽¹⁴⁾	0.61±0.03 ⁽¹⁴⁾	G0 ⁽⁸⁾	G5 ⁽²¹⁾
27	G063-005	Wolf 478	82	7015.0	61.1	0.587 ⁽³⁾	-0.5215 ⁽²⁾	0.269 ⁽²⁾	0.583 ⁽³⁾	-0.517 ⁽³⁾	0.269 ⁽³⁾	(26.5±0.2) ⁽⁴⁾	(26.9±1) ⁽¹⁰⁾	8.73 ⁽³⁾	12.25 ⁽³⁾	1.20 ⁽³⁾	2.57 ⁽³⁾	0.81±0.04 ⁽¹⁴⁾		M0 ⁽⁸⁾	M0 ⁽¹²⁾
37	H23439	DM 41 750B	8	274.0	24.5	1.384 ⁽³⁾	0.5964 ⁽²⁾	-1.2485 ⁽²⁾	1.392 ⁽³⁾	0.5941 ⁽²⁾	-1.2592 ⁽²⁾	(50.6±0.2) ⁽⁴⁾	(50.72±1.02) ⁽⁷⁾	8.13 ⁽³⁾	8.73 ⁽³⁾	1.51 ⁽³⁾	1.78 ⁽³⁾			K1V ⁽²⁵⁾	K2V ⁽²⁵⁾
47	NLTT15509	NLTT 15501	141	41441.8	210	0.194 ⁽³⁾	0.0811 ⁽²⁾	-0.1818 ⁽²⁾	0.201 ⁽³⁾	0.0807 ⁽²⁾	-0.1763 ⁽²⁾	(265.7±7) ⁽¹⁾	(262.3±10.5) ⁽¹⁾	17.6 ⁽¹⁾	17.2 ⁽¹⁾	2.97 ⁽¹⁾	2.82 ⁽¹⁾			m ⁽⁸⁾	m ⁽⁸⁾

TABLA II

Extracto de los 9 sistemas con velocidades radiales para ambas estrellas del sistema binario. Ver texto para mayor información.



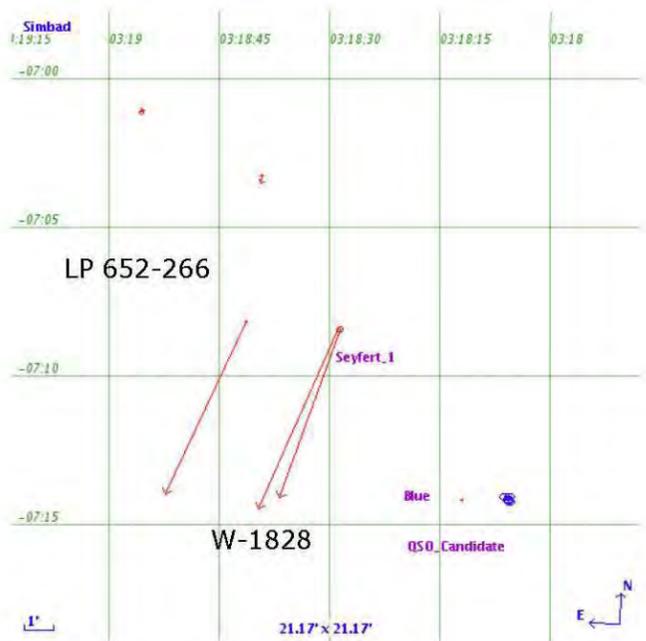
Gráfica 4.1 Movimiento propio común para el sistema binario 1 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)



Gráfica 4.2 Movimiento propio común para el sistema binario 6 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)



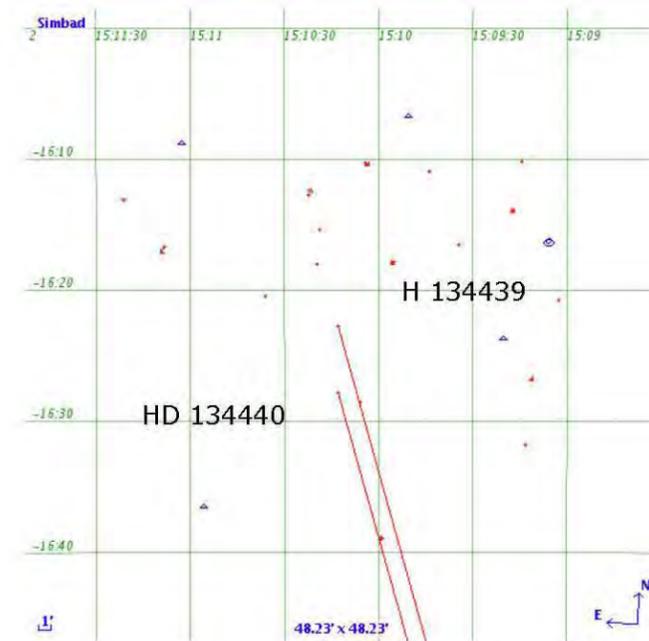
Gráfica 4.3 Movimiento propio común para el sistema binario 7 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)



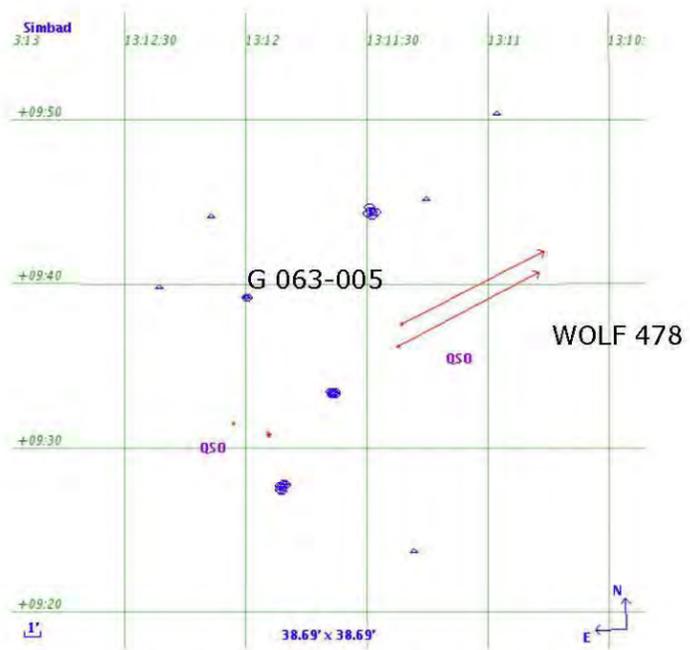
Gráfica 4.4 Movimiento propio común para el sistema binario 11 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)



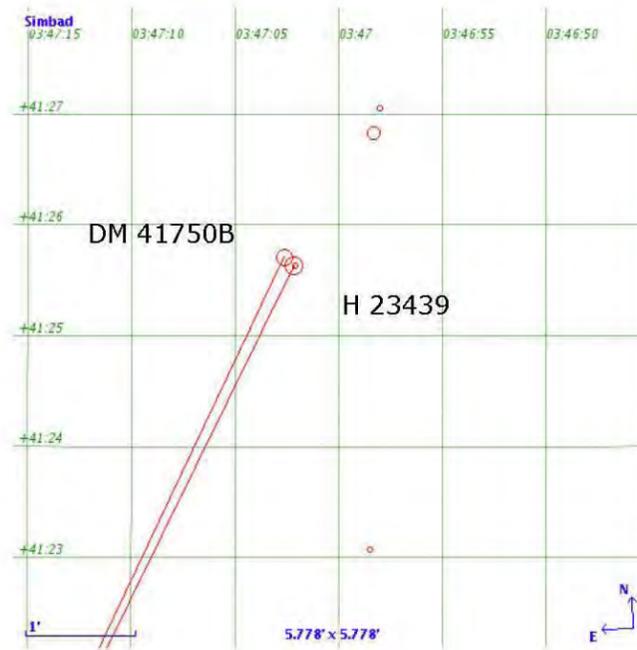
Gráfica 4.5 Movimiento propio común para el sistema binario 12 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)



Gráfica 4.6 Movimiento propio común para el sistema binario 15 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)



Gráfica 4.7 Movimiento propio común para el sistema binario 27 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)



Gráfica 4.8 Movimiento propio común para el sistema binario 37 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)



Gráfica 4.9 Movimiento propio común para el sistema binario 47 de la tabla II (tomada de <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>)

$$v = \sqrt{\frac{GM_s m}{M_s}} \left(\frac{a}{0.1pc}\right)^{-1/2} = 0.2 \text{ km/s} \sqrt{\frac{m}{M_s}} \left(\frac{a}{0.1pc}\right)^{-1/2}, \quad (4.2)$$

Obtenemos una ecuación para la velocidad relativa, del mismo modo que Quinn et al. 2009 muestra en su ecuación 1, y que da un valor cuantitativo para la magnitud de la velocidad relativa para una binaria de masa "m" con semieje "a", considerando una órbita circular.

Número de binaria		Nombre	Vel radial (km/s)	Incertidumbre (km/s)	ΔV_r (km/s)
1	Primaria	NLTT16407	268.3	± 1.4	0.1
	Secundaria	NLTT16394	268.2	± 1.7	
6	Primaria	G112-043	-84.3	± 0.6	-0.6
	Secundaria	DM 0 2058B	-83.7	± 0.4	
7	Primaria	G262-21	-214.29	± 0.26	2.24
	Secundaria	G 262-022	-216.53	± 40.3 rms	
11	Primaria	W1828	121.6	± 6.8	-1
	Secundaria	LP 652-266	122.6	± 7.2	
12	Primaria	G153-067	-164.9	± 0.4	0.52
	Secundaria	G 017-027	-165.42	± 1.93	
15	Primaria	H134439	310.4	± 0.1	-0.2
	Secundaria	DM -15 4041	310.6	± 0.2	
27	Primaria	G063-005	26.5	± 0.2	-0.4
	Secundaria	Wolf 478	26.9	± 0.1	
37	Primaria	H23439	50.6	± 0.2	-0.12
	Secundaria	DM 41 750B	50.72	± 1.02	
47	Primaria	NLTT15509	265.7	± 7	3.4
	Secundaria	NLTT 15501	262.3	± 10.5	

Tabla III. Muestra de la velocidad radial encontrada para 9 sistemas binarios con su incertidumbre y la diferencia de velocidades. Se puede apreciar que, en general, las incertidumbres dominan las diferencias de las velocidades radiales de las estrellas.

Conforme a los datos obtenidos y mostrados en la tabla I, haremos un extracto solo por simplicidad en la consulta que mostramos en la tabla II, para fijarnos solamente en los 9 sistemas binarios, donde se cuenta con la velocidad radial de ambas estrellas junto con su incertidumbre.

Los sistemas binarios donde solo se cuente con la velocidad de alguna o de ninguna, aunque en algunos casos se cuente con la masa de la primaria, no fueron tomados en cuenta ya que es posible comparar los errores en la medida asociados a la velocidad radial contra la velocidad relativa que se puede obtener con la anterior ecuación, como se pretende a continuación.

Al realizar el cálculo se obtiene el valor de la velocidad relativa del sistema binario y lo podemos comparar con la incertidumbre reportada de la velocidad radial, para cada una de las estrellas.

Se espera, si el sistema aún está ligado, que la velocidad relativa sea menor o igual (al menos del orden) de la incertidumbre de la velocidad relativa de las estrellas que componen el sistema binario.

Otro modo de ver a la velocidad relativa es como si ésta fuera la velocidad de escape de un objeto (en este caso la compañera) a la distancia de separación del sistema, de donde, si esta velocidad es mayor a la incertidumbre encontrada para cada una de las velocidades radiales encontradas para las binarias individualmente, podemos considerar al sistema binario como disociado o en proceso de disociarse, ya que podríamos suponer que la velocidad de escape de cualquiera ha sido alcanzada y el sistema está en franca disociación.

En caso contrario, se puede argumentar que el sistema continúa ligado, ya que aún no tiene la velocidad necesaria para que las estrellas ya no pertenezcan al mismo sistema por tener una diferencia de velocidad menor o igual a la velocidad de escape.

A continuación se presenta la tabla IV, con los resultados de evaluar la ecuación (3.12) con los valores para la masa encontrada de cada una de las binarias, las entradas marcadas en cuadrícula punteada corresponden a aquellas donde la masa fue estimada de acuerdo con su tipo espectral (tomados de Allen y Cox, 1976), los sistemas marcados con el número de binaria 1, 11 y 47 son aquellos para los que Quinn et al. (2009), obtuvieron velocidades radiales y que confirmó en el artículo citado, como sistemas binarios físicos.

Al comparar el valor de la velocidad relativa de cada estrella, contra el valor de la incertidumbre de las velocidades radiales para cada una vemos que los sistemas binarios 1, 2, 7, 11, 12, y 47, el valor de la velocidad es menor a la incertidumbre reportada.

Para los sistemas binarios 15 y 27 el valor de la velocidad relativa es del orden de la incertidumbre encontrada para la velocidad radial.

El sistema binario 37 cuenta con una velocidad relativa ligeramente mayor a la incertidumbre reportada. En defensa de nuestra hipótesis de que esta diferencia no es demasiado grande como para considerar que el sistema no sea una binaria física; tenemos que tomar en cuenta que, estas estrellas binarias, han sido seleccionadas a partir de sus movimientos propios, los cuales son muy similares, además la velocidad relativa es de apenas el 3% de la velocidad radial de cada estrella, que la masa de

cada una de ellas ha sido estimada de acuerdo a su tipo espectral, lo cual nos presenta un valor más estimado y por último es probable que la incertidumbre tenga un valor optimista.

Sin embargo, para mostrar de un modo más evidente, que en realidad las velocidades de cada una de estas estrellas binarias son características de sistemas binarios físicos, incluido el sistema binario 37, se muestra una comparación con las diferencias en velocidades radiales de sistemas binarios ópticos, es decir, asociaciones al azar de dos estrellas.

Se han ubicado ciento ochenta y un pares ópticos de estrellas de campo, con separaciones angulares similares a las de binarias que hemos estudiado. La muestra se ha obtenido del "Bright Star Catalogue", quinta revisión, 1991 de Hoffleit.

Número de binaria	Nombre	Masa (Ms)	Sep (au)	Sep (pc)	V relativa (km/s)	Vel radial (km/s)	Incertidumbre (km/s)
1	Primaria	NLTT16407	0.8	340208.8866	1.650	0.0456043	268.3 ± 1.4
	Secundaria	NLTT16394	0.8	340208.8866	1.650	0.0456043	268.2 ± 1.7
6	Primaria	G112-043	1	2805	0.014	0.5615229	-84.3 ± 0.6
	Secundaria	DM 0 2058B	1	2805	0.014	0.5615229	-83.7 ± 0.4
7	Primaria	G262-21	1.7	11617.61045	0.056	0.3597493	-214.29 ± 0.26
	Secundaria	G 262-022	1.7	11617.61045	0.056	0.3597493	-216.53 ± 40.3 rms
11	Primaria	W1828	0.8	55410	0.269	0.1130017	121.6 ± 6.8
	Secundaria	LP 652-266	0.3	55410	0.269	0.0691991	122.6 ± 7.2
12	Primaria	G153-067	6.80E-01	78647.85003	0.381	0.0874470	-164.9 ± 0.4
	Secundaria	G 017-027	0.3	78647.85003	0.381	0.0580833	-165.42 ± 1.93
15	Primaria	H134439	0.64	12380	0.060	0.2138275	310.4 ± 0.1
	Secundaria	DM -15 4041	0.61	12380	0.060	0.2087558	310.6 ± 0.2
27	Primaria	G063-005	0.81	7015	0.034	0.3195675	26.5 ± 0.2
	Secundaria	Wolf 478	0.3	7015	0.034	0.1944826	26.9 ± 0.1
37	Primaria	H23439	0.8	274	0.00133	1.6069545	50.6 ± 0.2
	Secundaria	DM 41 750B	0.3	274	0.00133	0.9840546	50.72 ± 1.02
47	Primaria	NLTT15509	0.3	41441.78055	0.201	0.0800157	50.6 ± 7
	Secundaria	NLTT 15501	0.3	41441.78055	0.201	0.0800157	50.72 ± 10.5

TABLA IV. Comparación de la velocidad relativa contra la incertidumbre en la medida de las velocidades radiales. Puede observarse que las estrellas mostradas cuentan con velocidades radiales similares dentro de la incertidumbre en la medida y que la velocidad relativa es menor a la incertidumbre reportada. La separación reportada es separación "esperada" tal y como se define en Allen et al., 2000.

Los pares ópticos considerados se muestran en la tabla V al final de este capítulo. La primera columna muestra el número asociado a la revisión de Harvard, HR, la segunda columna muestra la ascensión recta en horas, minutos y segundos, época J2000. La tercera columna muestra la declinación en grados, minutos de arco y

segundos de arco, época J2000. La cuarta columna muestra la velocidad radial en km/s; la quinta muestra la diferencia de velocidad radial entre la primer y segunda estrella del par óptico propuesto.

Para poder apreciar que la diferencia de velocidades radiales, en la muestra de pares ópticos es muy diferente a las que se obtiene cuando los sistemas son binarias físicas de modo más claro se presenta la gráfica 4.10.

En la gráfica, el eje horizontal es la diferencia de velocidades radiales, en km/s, entre una estrella y su compañera. El eje vertical es el número de sistemas binarios que tienen esa diferencia de velocidad radial. En degradado se aprecia el número de sistemas binarios ópticos para cada intervalo ΔV de velocidad radial y en color negro el número de los sistemas binarios físicos para las ΔV radiales que existen.

En la gráfica puede apreciarse que la distribución de las diferencias de las velocidades radiales de las binarias físicas, tiene un máximo cercano a cero para las binarias en consideración y, por otro lado, la distribución que resulta para los pares ópticos está distribuida a lo largo de todo el eje horizontal.

Para hacer aún más evidente la tendencia, cambiamos la escala del eje horizontal y agrupamos la diferencia de velocidades de 10 en 10 km/s obteniendo de éste modo la gráfica 4.11. Aquí en este caso se nota, aún más, que todas las binarias físicas están agrupadas alrededor de $\Delta V = 0$ y que los pares ópticos continúan distribuidos a lo largo del eje horizontal sin una tendencia marcada hacia $\Delta V = 0$.

Sin embargo como se aprecia en esta última gráfica se cuenta con muy pocos pares físicos, así se realizó una tercera gráfica, la gráfica 4.12, normalizando la cantidad de pares de una muestra y de otra. De este modo se procedió a considerar la proporción de cuantas estrellas cuentan con la ΔV indicada. Nuevamente las binarias ópticas se presentan en color degradado y las binarias físicas en color negro.

En esta última gráfica, el eje horizontal nuevamente es la ΔV radial, pero el eje vertical es el porcentaje de estrellas de cada muestra que presentan la ΔV radial correspondiente. Resulta evidente que las binarias físicas están concentradas muy cerca del cero, mientras que la distribución del porcentaje de binarias ópticas de ΔV radiales presenta una distribución a lo largo de todo el eje.

Si calculamos el semieje de transición por medio de la ecuación (3.14), del capítulo 3, para las binarias en un medio de densidad constante, tomando en cuenta el régimen de marea y considerando que la densidad de perturbadores es igual a la densidad local del halo, para una binaria de una masa solar y que ha pasado un tiempo de 10 giga años en el halo, tenemos que:

$$a = 18,000 \text{ au} \tag{4.2}$$

Este sería el semieje crítico al cual una binaria puede ser separada con un sólo encuentro. Se considera únicamente el régimen de marea ya que para el régimen de

Coulomb no es del todo claro definir un parámetro de impacto máximo o mínimo, ver ecuación 3.15 del capítulo 3.

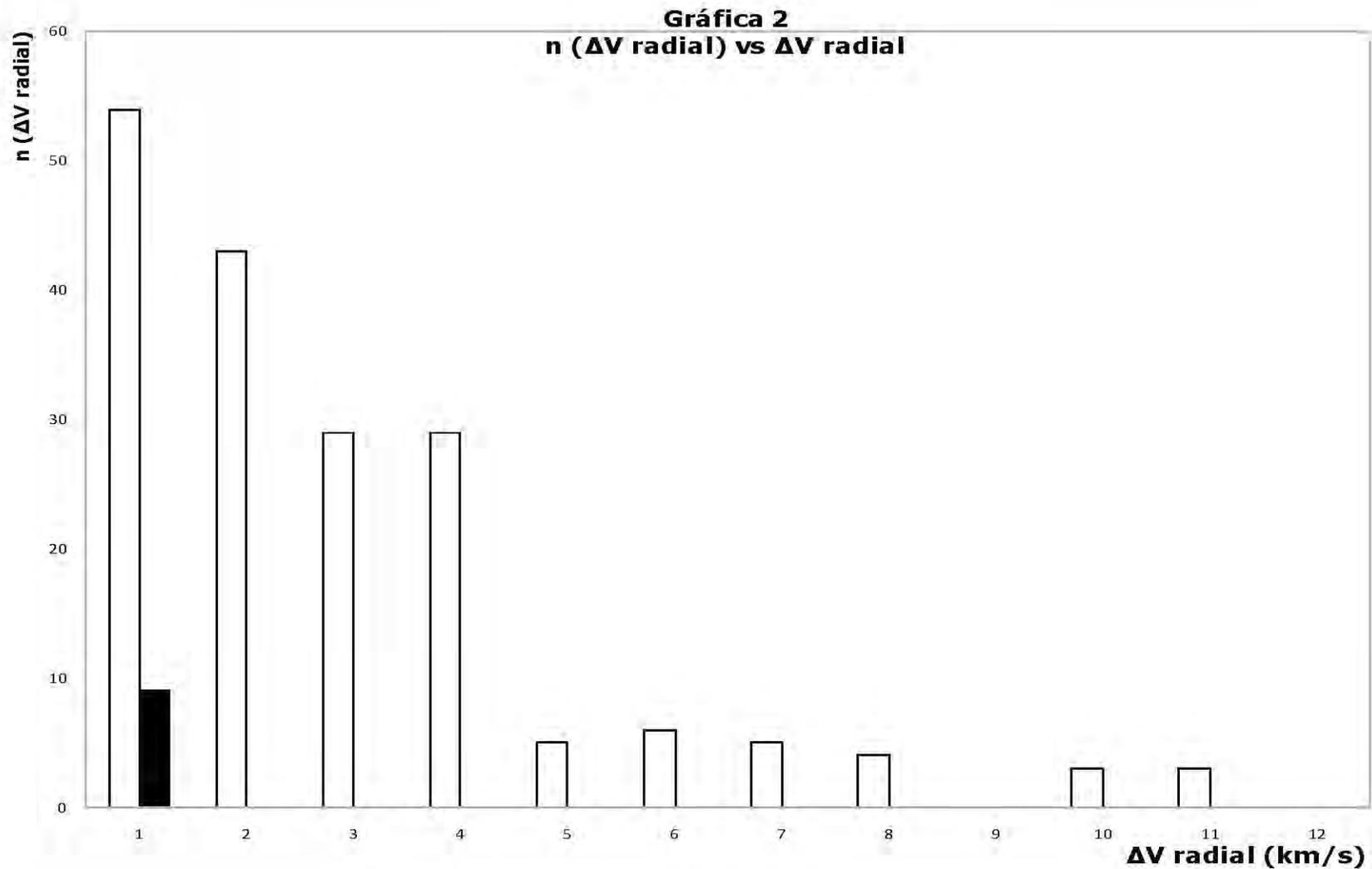
Sin embargo, en la tabla IV encontramos que 4 de las estrellas binarias listadas, tienen semiejes mayores al calculado. Los sistemas que cuentan con un semieje mayor son las binarias 1, 11, 12 y 47, donde se puede ver que su semieje esperado es mucho mayor al predicho por la ecuación (4.2). Esto se retomará con más detalle en el siguiente capítulo.

Un caso particular, que hemos dejado al final de este capítulo, es de la estrella G262-022, binaria número 7, la cual tiene una velocidad radial de -216.53 ± 40.3 km/s, de acuerdo con Carney, 1987. Sin embargo, hemos encontrado una referencia posterior del mismo Carney pero del año 1994, donde se reporta una velocidad radial para la misma estrella de -193.8 ± 63.8 km/s.

A pesar de que la incertidumbre en ambos casos permite abarcar ambos valores centrales reportados con una diferencia de 7 años, es muy probable que este sistema cuente con una tercera estrella, es decir que G262-022 tenga una compañera espectroscópica muy poco brillante que aún no ha sido catalogada por lo complicado de su detección, pero que delata su presencia en la variabilidad de la velocidad radial observada.

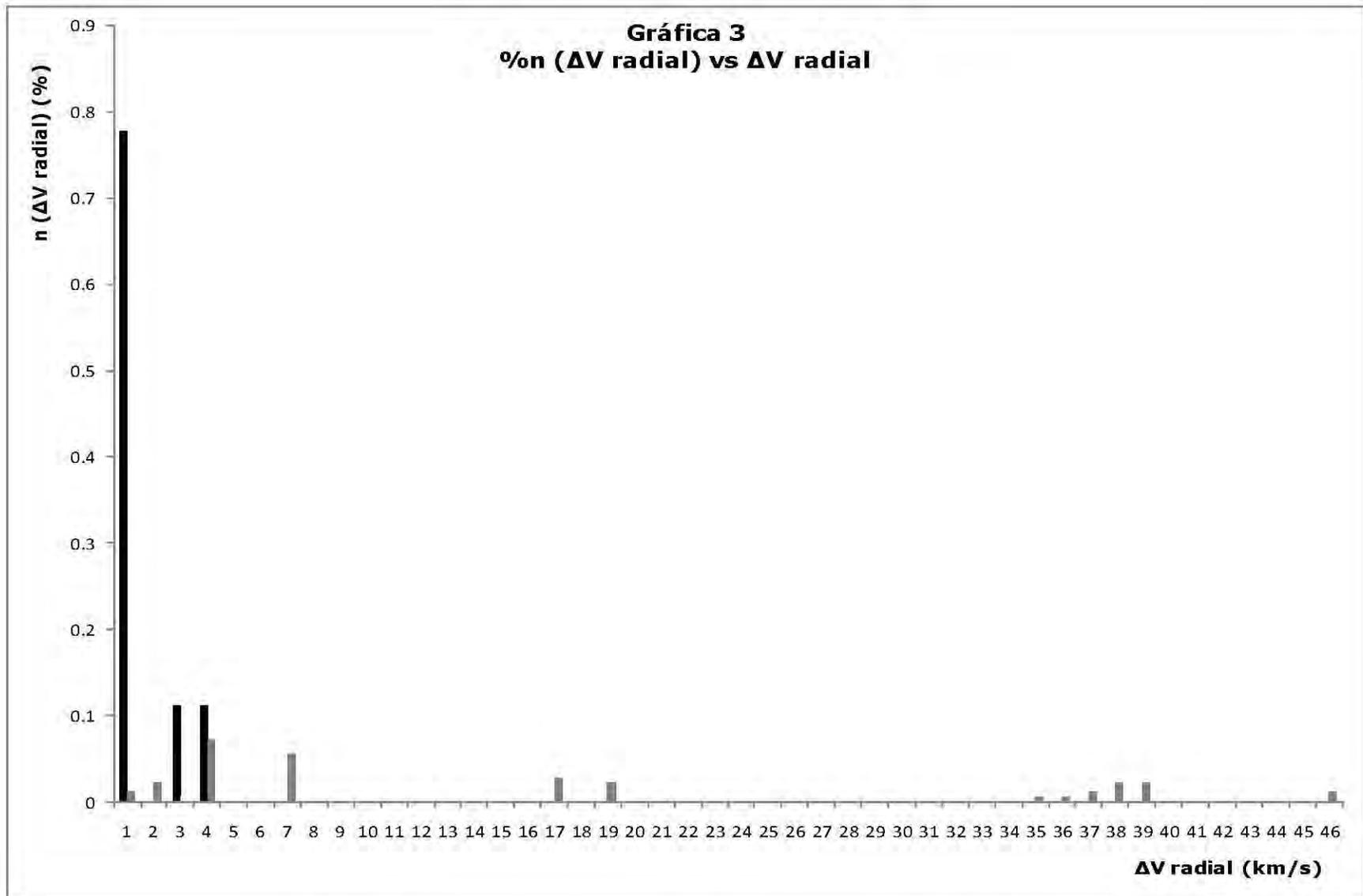
Gráfica 4.10 Número de sistemas binarios $N(\Delta V_r)$ vs ΔV radial (km/s).

Las barras en color negro indican el número para cada ΔV de los pares físicos. El degradado indica el número para cada ΔV de los pares ópticos. Nótese que la distribución de ΔV de los pares físicos está distribuida cerca del cero mientras que la distribución de los pares ópticos correspondiente se encuentra distribuida a todo lo largo del eje.



Gráfica 4.11 Número de sistemas binarios $N(\Delta V_r)$ vs ΔV radial (km/s).

Las barras en color negro indican el número para cada ΔV de los pares físicos. El degradado indica el número para cada ΔV de los pares ópticos. En esta gráfica se ha cambiado la escala respecto a la gráfica 4.10, para mostrar de manera más clara la tendencia ΔV cercana a cero para los pares físicos y una tendencia distribuida a lo largo del eje para los pares ópticos.



Gráfica 4.12 Porcentaje de sistemas binarios $N(\Delta Vr)$ % vs ΔV radial (km/s).

Las barras en color negro indican el porcentaje para cada ΔV de los pares físicos. El degradado indica el porcentaje para cada ΔV de los pares ópticos. Se puede apreciar que en porcentaje los pares físicos están concentrados cerca del cero y los pares ópticos se mantienen distribuidos a lo largo del eje.

TABLA V. Binarias ópticas

HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel		HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel
	h, m, s	°, ', "	km/s	km/s			h, m, s	°, ', "	km/s	km/s
42	001342.1	-260119	-30	48		656	021546.0	254659	26	70
43	001344.2	-261705	18			657	021542.8	250235	-44	
99	002617.0	-421822	75	64		655	021556.2	332132	-1	15
100	002612.2	-434048	11			664	021718.9	335050	14	
144	003608.3	541007	1	1		670	021916.8	472248	-30	32
153	003658.3	535349	2			679	022041.4	471839	2	
148	003533.4	-544919	-10	4		694	022424.9	500024	-13	8
162	003718.1	-542339	-6			699	022537.4	501643	-5	
197	004444.4	-220022	12	27		738	023252.5	343233	-2	8
210	004611.8	-223119	-15			750	023546.8	344115	-10	
239	005003.7	-432341	15	2		750	023546.8	344115	-10	77
245	005152.1	-434233	13			758	023702.5	341550	67	
342	011125.6	641210	-10	8		766	023635.1	074347	-25	38
345	011141.4	650108	-2			770	023800.8	074143	13	
349	011106.8	312529	2	28		883	025723.7	-235143	29	22
352	011139.6	300523	30			889	025805.7	-233622	7	
375	012019.5	773414	-74	58		910	030222.5	042110	12	38
381	012159.1	761420	-16			911	030216.8	040523	-26	
413	012615.3	191020	-9	33		945	031008.8	274912	-5	16
414	012641.7	191425	-42			954	031214.2	271525	11	
440	013115.1	-490422	-7	9		987	031837.8	501320	-4	7
447	013236.3	-494340	2			989	031907.6	500542	3	

HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel		HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel
452	013552.5	410435	65	93		1034	032803.1	490346	2	4
458	013647.8	412420	-28			1037	032852.4	495054	-2	
469	013921.0	442310	7	10		1051	033037.0	480613	5	4
476	014039.8	431752	17			1063	033208.6	480125	1	
476	014039.8	431752	17	13		1111	033901.1	-053734	40	24
483	014147.2	423649	4			1121	034038.3	-051238	16	
515	014635.3	172447	-1	11		1140	034448.2	241722	3	5
522	014810.9	165720	10			1144	034509.7	245021	-2	
529	015057.1	515600	-17	23		1144	034509.7	245021	-2	8
538	015250.8	512829	6			1145	034512.5	242802	6	
533	015159.3	550851	-3	11		1152	034602.9	243141	0	10
540	015348.5	553553	8			1165	034729.1	240618	10	
543	015317.3	404347	-7	39		1173	034650.9	-231459	7	22
551	015453.8	404207	32			1181	034739.6	-235229	29	
572	020257.2	775459	-3	23		1195	034927.3	-361201	2	4
581	020507.4	771653	-26			1200	035037.6	-362531	6	
586	020252.7	645405	-25	5		1251	040309.4	055921	-6	17
589	020300.3	642324	-20			1253	040344.6	052608	11	
606	020228.1	-293954	12	7		1258	040324.7	-200839	20	4
612	020429.4	-291749	19			1259	040336.8	-200930	24	
623	020925.3	255623	1	20		1267	040441.0	-202254	-4	18
633	021112.0	255613	-19			1274	040546.7	-203044	14	

HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel.		HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel.
	h, m, s	°, ', "	km/s	km/s			h, m, s	°, ', "	km/s	km/s
1277	040815.3	374340	-40	65		1550	045247.8	423512	-1	4
1278	040836.6	380223	25			1558	045451.3	440339	3	
1335	042147.6	604408	29	17		1563	045055.2	-532741	16	6
1352	042257.9	593659	12			1564	045056.3	-532735	10	
1355	041628.9	-591807	29	7		1569	045446.9	112534	9	4
1357	041621.1	-605655	22			1570	045453.8	100903	13	
1351	041957.7	140207	42	5		1579	045506.8	-164426	10	22
1358	042052.8	135151	37			1581	045518.6	-162504	32	
1376	042325.0	164638	35	4		1572	050220.1	741609	-52	74
1380	042405.8	172638	39			1587	050413.0	734550	22	
1386	042307.7	-353242	17	7		1587	050413.0	734550	22	31
1393	042402.2	-340101	24			1589	050439.8	740401	-9	
1393	042402.2	-340101	24	17		1607	045936.5	-144821	32	16
1398	042456.4	-344528	7			1640	050352.0	-142210	16	
1392	042618.5	224849	35	30		1612	050228.7	410433	13	14
1399	042717.5	225947	5			1615	050318.6	412630	-1	
1399	042717.5	225947	5	31		1614	050049.0	-054512	27	11
1403	042800.8	213712	36			1625	050245.5	-041235	38	
1408	042823.4	144427	44	4		1618	050150.3	004320	21	4
1411	042834.5	155744	40			1648	050523.7	011039	17	
1420	042942.9	103118	15	78		1620	050305.7	213524	41	7
1425	043002.4	101545	-63			1633	050421.6	211641	48	
1451	043411.6	-081353	-12	15		1652	050424.4	-352900	-3	9
1452	043411.7	-085813	-27			1653	050426.1	-354219	6	

HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel		HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel
1464	043533.0	-303344	-4	19		1662	050738.3	092819	-24	61
1476	043650.9	-304300	15			1672	050919.6	094946	37	
1472	043809.4	160200	38	19		1688	051511.3	592420	3	4
1478	043909.2	154759	19			1719	051927.8	580702	7	
1478	043909.2	154759	19	17		1721	051428.8	-355838	13	7
1479	043916.5	155505	36			1730	051547.0	-345536	20	
1481	043810.8	-141814	42	14		1725	051840.4	402754	-17	39
1487	043919.7	-142133	56			1738	052014.8	410510	22	
1496	044026.5	-194018	-33	38		1728	051818.9	334602	25	30
1513	044408.0	-184000	5			1740	052000.9	335729	-5	
1500	044412.9	404713	41	7		1732	051900.0	334454	29	34
1514	044644.4	401846	34			1740	052000.9	335729	-5	
1528	044919.0	323518	21	2		1749	052148.4	414816	13	22
1529	044912.8	312614	23			1760	052250.3	410146	-9	
1532	044736.3	-165604	23	12		1766	052020.6	-344156	-10	30
1538	044832.5	-161946	35			1772	052116.9	-342043	20	
1543	044950.4	065741	24	1		1786	052436.2	022110	-8	27
1552	045112.4	053618	23			1789	052444.8	015047	19	
1544	045036.7	085401	24	13		1775	052438.3	311326	40	35
1553	045143.4	095830	11			1776	052438.5	310835	5	
1781	052342.3	-000935	22	46		2079	055945.7	551915	45	51
1803	052547.0	003115	-24			2080	055948.1	543250	-6	
1794	052654.3	352726	-21	29		2093	055754.2	011328	37	24
1795	052648.9	342330	8			2097	055811.7	-005939	61	

HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel		HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel
1796	052651.3	331546	-9	40		2101	060058.6	475407	16	5
1805	052738.9	342833	31			2105	060143.1	485734	11	
1809	052713.8	151528	25	9		2107	055901.0	-092256	12	10
1814	052745.6	155227	16			2108	055904.3	-093330	22	
1824	053048.6	412743	14	13		2115	060253.6	432243	-19	57
1846	053328.7	420632	1			2119	060318.0	425442	38	
1843	053243.7	321131	0	34		2110	060110.2	310205	-9	43
1850	053327.5	324804	34			2122	060255.1	323809	34	
1856	053009.5	-470440	16	9		2130	060327.3	194126	12	5
1870	053136.1	-455531	7			2135	060355.2	200818	17	
1875	053527.1	240222	23	20		2131	060116.4	-335442	19	74
1889	053630.2	255622	3			2149	060420.3	-321021	93	
1907	053654.3	091726	99	57		2136	060233.8	-142950	45	13
1913	053719.3	085707	42			2155	060609.3	-145607	32	
1938	054035.9	312129	-7	12		2144	060458.2	052512	20	13
1939	054042.1	315515	5			2145	060458.4	040931	33	
1933	053837.8	-063426	15	16		2147	060726.9	415115	6	93
1937	053853.1	-071247	-1			2153	060823.0	410320	-87	
1955	054105.6	002016	-13	101		2156	060545.7	-241144	12	32
1963	054228.6	012829	88			2180	060857.9	-222539	44	
1985	054645.5	154921	19	2		2180	060857.9	-222539	44	22
1989	054713.2	142918	21			2186	060947.9	-224627	22	
2020	054717.1	-510359	20	19		2179	060936.2	-054240	-1	6
2044	055028.6	-524604	1			2195	061101.3	-064515	5	

HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel		HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel
2026	054953.5	-225818	44	18		2187	060834.6	-442122	17	3
2036	055128.6	-225534	26			2211	061039.9	-451655	20	
2047	055422.9	201634	-14	7		2191	061127.9	133819	13	23
2063	055549.3	201030	-21			2222	061508.5	135104	36	
2055	055247.7	-383133	4	110		2200	061034.6	-270915	1	19
2082	055452.5	-395729	114			2211	061039.9	-451655	20	
2058	055434.7	-040350	25	39		2207	061333.4	184049	20	9
2071	055535.4	-044718	-14			2214	061428.6	175423	29	
2070	055530.3	-043659	26	40		2214	061428.6	175423	29	7
2071	055535.4	-044718	-14			2223	061525.1	160835	22	
2073	055123.0	-640201	13	12		2210	061244.4	-023016	-4	54
2102	055406.1	-630524	25			2218	061354.3	-034429	50	
2102	055406.1	-630524	25	12		2229	061545.0	123304	13	4
2104	055411.9	-642856	13			2241	061626.6	121620	9	
2077	055931.6	541705	8	37		2250	061733.3	140330	3	33
2079	055945.7	551915	45			2269	062004.2	143904	36	
2263	061701.2	-374415	67	46		2488	064323.3	-391136	10	53
2265	061709.5	-371511	21			2482	064216.4	-382355	63	
2276	062052.3	114523	19	2		2490	065057.1	673419	5	26
2287	062236.5	123412	21			2511	065342.2	685318	-21	
2279	061941.0	-342348	26	28		2492	064428.4	-310414	34	16
2288	062036.3	-340838	54			2497	064502.4	-303510	18	
2295	062322.7	-044114	17	5		2494	064632.4	083514	10	37
2317	062547.1	-035321	12			2503	064719.8	080214	47	

HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel		HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel
2327	062658.7	005027	10	23		2500	064522.8	-314737	32	25
2334	062713.8	001757	33			2501	064531.3	-305656	7	
2342	062818.8	101814	-20	34		2506	064751.6	022444	11	12
2362	063005.5	090145	14			2517	064903.7	010007	23	
2347	062816.8	015444	42	33		2510	064612.1	-374632	15	32
2355	062914.9	023846	9			2518	064721.4	-375547	47	
2371	063137.4	155412	21	33		2514	064819.0	-011909	-14	24
2391	063336.1	140919	-12			2521	064916.4	-021619	10	
2374	063139.2	114732	10	13		2524	064641.5	-544141	3	32
2375	063148.3	113240	-3			2526	064718.7	-553224	35	
2376	063432.8	552111	-20	20		2554	064951.3	-533720	26	12
2402	063738.5	565127	0			2587	065246.9	-540524	14	
2388	063113.0	-351533	14	40		2556	065515.2	454935	31	39
2393	063135.0	-365624	54			2585	065737.1	450539	-8	
2393	063135.0	-365624	54	22		2565	065318.8	-190158	30	11
2411	063349.5	-361356	32			2566	065321.7	-185600	41	
2400	063118.3	-514934	16	10		2572	065424.6	-010737	-9	18
2416	063326.1	-521944	6			2577	065442.1	-014523	9	
2413	063600.0	042951	13	20		2572	065424.6	-010737	-9	29
2432	063752.7	045726	33			2582	065458.8	-024813	20	
2419	063839.5	392327	33	24		2579	065247.1	-435833	26	6
2420	063849.2	395409	9			2591	065426.7	-422156	32	
2428	063646.7	-131915	-12	21		2583	065413.0	-235542	130	92
2437	063740.9	-125906	9			2595	065546.8	-225629	38	

HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel		HR	RAJ2000	DEJ2000	V Rad	ΔV Rel
2430	063740.3	024215	-8	66		2599	065700.1	-081044	-5	15
2442	063838.1	013649	58			2624	070023.7	-082425	10	
2434	063958.0	440050	-30	43		2606	065839.0	073719	-12	17
2459	064305.0	443128	-73			2613	065920.1	071901	5	
2444	063701.9	-380848	29	11		2612	065717.6	-353027	10	9
2465	063956.9	-380932	18			2619	065825.1	-340642	19	
2452	064137.7	355555	86	101		2615	070015.8	160444	22	36
2471	064412.6	360635	-15			2632	070217.4	152010	-14	
2474	064306.5	030200	31	4		2631	070225.5	174520	23	12
2479	064338.7	035556	35			2635	070233.5	164027	35	
2475	064114.1	-402059	17	7		2643	070330.4	292014	22	38
2488	064323.3	-391136	10			2669	070725.0	281038	-16	
2647	070317.9	090818	-12	33		2688	070700.1	-263928	4	30
2649	070338.0	105706	21			2693	070823.5	-262336	34	
2653	070301.5	-235000	48	29		2710	071151.3	053917	42	22
2664	070447.1	-220156	77			2713	071207.4	052829	20	
2660	070611.6	342826	5	9						
2665	070722.3	340034	14							

§ 5. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES.

A lo largo de este trabajo hemos estudiado la dinámica de disociación de las estrellas binarias muy separadas y las diversas motivaciones que existen para su estudio. Por un lado algunos investigadores sostienen que las separaciones de estas binarias siguen una distribución de Öpik y por otro lado otros suponen que siguen una ley de potencia de la forma $a^{-\alpha}$, con $\alpha \neq 1$. De acuerdo a la distribución de separación que cumplan es posible determinar cotas a las masas de los objetos masivos del halo de la Galaxia que sean capaces de disociarlos; ya que su distribución y actual evolución guardará información sobre la distribución primitiva de los mismos y podrá arrojar datos respecto a la masa tamaño de los objetos que los han disociado. Algunos investigadores al día de hoy sostienen que la muestra de binarias disponible y su distribución de frecuencias está de acuerdo a un modelo sin perturbadores en el halo.

A pesar de la naturaleza del problema y a diferentes dificultades respecto al estudio de los sistemas binarios, la poca cantidad conocida de ellos, el mínimo estudio de sus propiedades y escasos valores dinámicos encontrados para los mismos; hemos mostrado que no existen suficientes datos para realizar algún cálculo directo o indirecto acerca de la energía de enlace de los éstos sistemas, lo cual podría darnos una mejor idea acerca del momento dinámico en el que se encuentran los sistemas conocidos, si continúan asociados o están en proceso de disociación o totalmente disociados.

Diferentes problemas deben de ser superados para obtener suficientes datos respecto a estos sistemas, como la cantidad de sistemas binarios conocidos, que además pasen la mayor parte de su vida en el halo galáctico y superar la dificultad para distinguir estrellas binarias muy separadas en los catálogos existentes, entre otros.

Sin embargo, algunos esfuerzos para solventar estas dificultades ya han comenzado a dar más información y se han publicado algunos catálogos de estrellas binarias muy separadas. Como ejemplo, está el catálogo de binarias separadas de Allen et al., (2000), el de Yoo et al. (2004) y el catálogo de Monroy – Allen en preparación y que ha servido como base para el desarrollo del capítulo 4 y que cuenta con órbitas galácticas (calculadas por los mismos autores), que permiten conocer las estrellas que pasan más tiempo en el halo.

Aún así, al momento de concluir este trabajo no se cuenta con datos suficientes, ni siquiera para un sistema binario, donde el cálculo de la energía de enlace pueda ser realizado. Mayormente es debido a la escasa información respecto a las propiedades dinámicas de los sistemas considerados tales como: velocidad radial, separación o semieje, velocidad orbital, etc.

Debido a esto y para aportar mayor información respecto a la verdadera naturaleza de los sistemas binarios, se ha seguido un camino alternativo al planteado originalmente, basado en las velocidades radiales encontradas.

De este modo se ha hecho una comparación de las velocidades radiales, su incertidumbre y la velocidad relativa de los sistemas binarios hasta donde es posible, es decir, donde se cuenta con la velocidad radial para ambos componentes de un mismo sistema binario. A pesar de contar con más datos, aún así se ha tenido que tomar la estimación de la masa de casi todas las estrellas, de acuerdo con su tipo espectral. Sin duda, esto suma un factor menos a la precisión de los resultados. Sin embargo, la dependencia de la energía de enlace con la masa va como \sqrt{m} , y por ende, nuestra incertidumbre en la estimación de las masas, no afecta de manera importante los resultados obtenidos, pero sí resta precisión.

La primera parte fue la búsqueda de las propiedades dinámicas de cada una de los cincuenta y dos sistemas binarios (ciento cuatro estrellas) que pasan la mayor parte de su vida en el halo galáctico de acuerdo con el catálogo Monroy – Allen.

De la investigación realizada, se encontraron únicamente 9 sistemas (de los cincuenta y dos estudiados), que representan solo el 17% de la muestra, donde la velocidad radial de ambos componentes, primaria y secundaria, es conocida y en 8 de los 9 sistemas la masa considerada se supuso de acuerdo a su tipo espectral. Sólo en un caso se cuenta con una estimación dinámica para la masa para ambas estrellas del sistema binario.

Posteriormente, se comparó la incertidumbre con la diferencia de velocidades radiales del sistema binario correspondiente (ver tabla III), y se mostró claramente que las incertidumbres dominan la diferencia de velocidades radiales encontradas, lo que constituye una evidencia positiva de que los sistemas estudiados son binarias ligadas, con semieje muy abierto, como de origen fueron supuestos. Quinn et al. (2009), también mostraron esta forma para verificar la validez de un sistema binario con separación mayor a 0.1 pc y después de medir la velocidad radial para las 8 estrellas de sus cuatro sistemas binarios y calcular la probabilidad de que sean verdaderos sistemas binarios, confirman que tres de sus cuatro sistemas son reales. Estos sistemas son los marcados con los números 1, 11 y 47 en la tabla III, mismos que confirmamos nuevamente como sistemas binarios físicos en este trabajo.

En nuestro caso se aportan 6 nuevos sistemas con velocidades radiales conocidas y coincidentes para ambas componentes, por lo cual puede ser considerarse confirmada su asociación física, es decir su binariedad. Uno de ellos, el sistema binario 12, de acuerdo con la tabla III, resulta ser el segundo sistema binario más abierto del catálogo de Monroy-Allen.

De los 3 sistemas confirmados por Quinn et al. (200), uno es el sistema con semieje de separación esperado más grande de la muestra de los tres catálogos mencionados y otro sistema más (el sistema número 12) sería el segundo en separación más grande, superando a los dos sistemas restantes confirmados por Quinn et al.; pero no es mayor al sistema binario eliminado en el artículo mencionado (2009).

El resto de los sistemas tienen semiejes menores a los señalados, pero como son sistemas que pasan mucho tiempo de su vida viajando a través del halo galáctico

pueden ser utilizados para sensar la masa de los objetos masivos en el halo y contribuir a estudios posteriores.

El segundo paso para tener una mayor certeza, consistió en comparar la velocidad relativa de cada una de las estrellas que forman parte del sistema binario contra la incertidumbre en la medida de las velocidades radiales. Se esperaba que la velocidad relativa fuera menor a la incertidumbre reportada, ya que una velocidad relativa mucho mayor implicaría que ésta estaría cerca o por arriba de la velocidad de escape del sistema. En caso contrario puede suponerse de manera razonable que la velocidad relativa domina el error en la medida y podría considerarse que el sistema estuviera disociándose.

Se encontró que la velocidad relativa (ver tabla IV) es menor, en la mayoría de los casos, que la incertidumbre encontrada, dando una segunda evidencia y mayor certeza de que los sistemas mostrados son efectivamente sistemas binarios ligados físicamente.

Sin embargo, para despejar cualquier duda respecto a estos valores, se compararon las diferencias de velocidades radiales de una muestra al azar, con la condición de que las estrellas comparadas tuvieran una separación angular similar a la de las binarias en cuestión.

De esta comparación vemos que la diferencia de velocidades entre estrellas de campo es mucho mayor a las diferencias encontradas para las binarias mencionadas.

Así, se muestra claramente la naturaleza de los sistemas binarios respecto a las 9 binarias y podemos mencionar que:

Los 9 sistemas binarios estudiados en el capítulo 4 son binarias físicas ligadas gravitacionalmente puesto que se tienen datos lo suficientemente convincentes para considerarlas como tales.

Es posible encontrar sistemas binarios sin disociar con separaciones de hasta 1.65 parsecs.

Como se aprecia en la tabla IV del capítulo 4, encontramos 4 estrellas binarias que tienen semiejes mayores al calculado en la ecuación 4.2 es decir, mayores que 18000 AU. Los sistemas que cuentan con un semieje mayor son las binarias 1, 11, 12 y 47, donde se puede ver que su semieje esperado es mucho mayor al predicho por la ecuación 3.14 y 4.2.

Si se considera, como en la mayoría de los cálculos encontrados en diversas fuentes, que la densidad total es la densidad del halo y que el semieje encontrado es aquel para el que se puede disociar un sistema binario; la existencia de sistemas binarios con semiejes mayores es una indicación de que existe una cantidad menor de objetos masivos compactos en el halo de la Galaxia o bien éstos objetos tienen una masa menor que no permite disociar a los sistemas binarios.

Esto se refuerza si consideramos que a pesar de agregar 6 sistemas binarios más, a la muestra planteada por Quinn et al. (2009), ninguno de ellos cuenta con un semieje mayor al del sistema eliminado en ese estudio. De este modo, las consideraciones hechas por ellos toman mayor fuerza y es muy probable que la información proporcionada de estos nueve sistemas siga apoyando la hipótesis de que se tiene un halo sin perturbadores.

Además, se tiene que señalar que la adición de 6 sistemas binarios a la muestra (antes solo se contaban con las tres binarias físicas comprobadas y reportadas por Quinn et al., también mencionadas en este trabajo) es un resultado importante en varios sentidos:

Primero, permite ampliar la muestra de sistemas binarios confirmados de 3 a 9, es decir, un factor de 3 más de estos sistemas ligados gravitacionalmente.

Segundo, permite saber que los sistemas binarios muy separados pueden seguir existiendo, lo que nos hace suponer que existen más sistemas binarios muy separados que incluso puedan ayudar a completar la distribución de Öpik y.

Tercero; motiva a seguir buscando más de éstos sistemas, para contar con una muestra más amplia y en un futuro, buscar acotar más la masa de los objetos masivos en el halo de la Galaxia por medio de los sistemas binarios abiertos y entender un poco más la dinámica de la disociación de binarias separadas en el halo de la Galaxia.

El tema de la distribución de la frecuencia de los semiejes de las estrellas binarias tiene todavía un camino largo por recorrer. Al día de hoy, es una manera que puede ofrecer más información acerca de varios temas. Entre ellos, puede ofrecer una manera clara de explicar el proceso de formación de estrellas binarias muy separadas y diferenciarlas de las binarias cercanas.

Por otro lado las binarias abiertas son una herramienta útil para ubicar objetos masivos que interactúen con ellos y permitan poner una cota a los objetos masivos del halo, un tema que por el momento no puede ser aún aclarado totalmente, lo cual tendrá en su momento repercusiones por demás interesantes respecto a la naturaleza de la materia oscura que compone al mismo halo.

Sin embargo este estudio no puede ser más preciso y no puede llegar a mejores conclusiones debido a que, de entrada, no se cuenta con más datos disponibles como:

1. Contar con una muestra más grande de estrellas binarias que permitan hacer un análisis estadístico.
2. Se requiere que se conozcan más estrellas binarias y que se tengan más datos orbitales y dinámicos de las mismas.

Toda vez que se cuente con una mejor muestra de sistemas binarios es probable que la cota de los objetos masivos en el halo pueda ser restringida a pesar de que ya hay autores (Quinn et al.) que cuestionan la utilidad de usarlas para este fin.

Pero a pesar de eso, cuando se cuente con una mejor muestra los modelos dinámicos de la Vía Láctea serán más precisos y se podrá definir mejor la masa de los objetos masivos en el halo.

Es muy probable que la función de Öpik cuente con espacios en blanco que ya no puedan ser cubiertos debido a que la distribución ya no tenga más sistemas binarios por efectos de disociación de los sistemas binarios.

Estos temas serán una buena motivación para continuar con el estudio de las estrellas binarias muy separadas.

§ BIBLIOGRAFÍA.

ABT, Helmut A. y LEVY, Saul G., Multiplicity among Solar-Type stars, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 30: 273-306, 1976 March.

ALCOCK, C. y varios, Macho Project Limits on Black Halo Dark Matter in the 1-30 Solar Mass Range, *The Astrophysical Journal*, 550: L169-L172, abril 2001.

ALLEN, W. Clabon, COX, N. Arthur, *Allen's Astrophysical Quantities*, The Atlone Press. LTD London, 1976, ISBN 0-387-98746-0.

ALLEN⁽⁹⁾, Christine, POVEDA, Arcadio y HERRERA, Miguel Ángel, The Distribution of Separations of Wide Binaries, J.A. Docobo et al (eds). *Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks*, pp. 133-143, 1997.

ALLEN, Christine, POVEDA, Arcadio, HERRERA, Miguel Angel, Wide binaries among high-velocity and metal-poor stars. *Astron. Astrophys.* 356, 529-540, 2000.

ARRAS, Phil, WASSERMAN, Ira y CHIGURUPATI, Murali, Constraints on the Mass and Abundance of Black Holes in the Galactic Halo: the High Mass Limit, *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, Vol. 313, pp 87-98, 2000.

AXER⁽²⁴⁾, M.; FUHRMANN, K.; GEHREN, T. Spectroscopic analyses of metal-poor stars. II. The evolutionary stage of subdwarfs. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 300, pp 751-768, 1995.

BARTKEVICIUS⁽¹⁰⁾, A. Y SPERAUSKAS J. Radial velocities of populations II stars. II. *Baltic Astronomy*. Volumen 8. pp 325-353. 1999.

BAHCALL, John, HUT, Piet y TREMAINE, Scott, Maximum Mass of Object that Constitute Unseen Disk Material, *The Astronomical Journal*. Volumen 290: 15-20, Marzo 1985.

CABALLERO⁽¹⁶⁾, José, Reaching the Boundary between Stellar Kinematics Groups and Very Wide Binaries. *The Washington Double Stars with the Widest Angular Separations*, *Astronomy & Astrophysics* manuscript no. w15, pp. 1-14, Agosto, 2009.

CARNEY⁽⁵⁾, Bruce y LATHAM, David. A survey of proper motion stars I. UBV Photometry and radial velocities. *The Astronomical Journal*. Volumen 92, No. 1. pp 116-156. 1987.

CARNEY⁽⁶⁾, Bruce, LATHAM, David, LAIRD, John y AGUILAR, Luis. A survey of proper motion stars XII. An expanded sample. *The Astronomical Journal*. Volumen 107, No. 6. pp 2240-2289. 1994.

CARR, Bernard, Baryonic Dark Matter, *Comments Astrophysics*, Vol 14, No. 5, p. 257-280, 1990.

CENARRO⁽²⁵⁾, A.J; PELETIER R.F., SÁNCHEZ BLÁZQUEZ, P., SELAM, S.O., TOLOBA, E., CARDIEL, N., FALCÓN BARROSO, J., GORGAS, J. JIMÉNEZ VICENTE, J., VAZDEKIS, A. Medium-resolution Isaac Newton Telescope library of empirical spectra - II. The stellar atmospheric parameters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 374, Issue 2, pp. 664-690, 2007.

CHANAMÉ, Julio y GOULD, Andrew. Disk and halo wide binaries from the revised Luyten catalog: Probes of star formation and MACHO dark matter. *The Astrophysical Journal*, 601:289-310, 2004 January 20.

DE RÚJULA, Alvaro, JETZER, Philippe y MASSÓ E. On the nature of the dark halo of our Galaxy. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 254, pp 99-104, 1992.

DUQUENNOY⁽¹³⁾, Antoine y MAYOR, Michel, Multiplicity among solar type stars in the solar neighborhood II. *Astronomy and Astrophysics*. 248, 485-524, 1991.

FULBRIGHT⁽²¹⁾, Jon P., Abundances and Kinematics of Field Halo and Disk Stars. I. Observational Data and Abundance Analysis. *The Astronomical Journal*, volume 120, issue 4, pp 1841-1852.

FOUTS⁽¹¹⁾, Gary y SANDAGE, Allan. New subdwarfs V. Radial velocities for 889 high proper motion stars measured with the Mount Wilson 100 Inch Reflector. *The Astronomical Journal*. Volumen 91. No. 5, pp 1189-1208. 1986.

GICLAS⁽¹⁷⁾, Henry Lee, BUNHAM, Robert y THOMAS, Norman G., Lowell proper motion survey Northern Hemisphere. The G numbered stars. 8991 star fainter than magnitude 8 with motions $> 0''.26/\text{year}$. Flagstaff, Arizona: Lowell Observatory, 1971.

GONTCHAROV⁽⁴⁾, George, Pulkovo Compilation of Radial Velocities for 35 495 Hipparcos Stars in a Common System, *Astronomy Letters*, Vol. 32, Issue 11, pp. 759-771, 2006.

GRAY⁽²³⁾ R.O.; CORBALLY C.J.; GARRISON R.F.; McFADDEN M.T.; BUBAR E.J.; McGAHEE C.E.; O'DONOGHUE A.A.; KNOX E.R. Contributions to the Nearby Stars (NStars) Project: Spectroscopy of Stars Earlier than M0 within 40 pc-The Southern Sample. *The Astronomical journal*, Volume 132, Issue 1, pp 161-170, 2006.

HEGGIE, Douglas C., Binary Evolution in Stellar Dynamics, *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, Vol. 173, pp 729-787, 1975.

HEINTZ, Wulff, A statical study of binaries stars. *The Journal of the Royal Astronomic Society of Canada*. Vol. 63, No. 6, Diciembre 1969.

HELMI, Amina, The Stellar Halo of the Galaxy, *Astronomy Astrophysics Rev*, Vol 15: 145-188, 2008.

HELMUT A., Abt y SAUL G., Levy. Multiplicity among solar type stars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 30:273-306, 1976 Marzo.

HOLMBERG⁽¹⁴⁾, J., NORDSTRÖM, B. y ANDERSEN, J., The Geneva Copenhagen Survey of the Solar Neighborhood III, *Astronomy & Astrophysics manuscript*, no. gcs3, pp 1-8, Noviembre 2008.

KARCHENKO, Nicolai V., ROESER, S., All-Sky Compiled Catalogue of 2.5 million stars, *VizieR On-line Data Catalog: I/280B*. Originally published in: 2001KFNT...17e.409K, 2009.

KLOCHKOVA⁽¹⁹⁾, V. y TAVOLGANSKAYA, N., Kinematics of High Proper Motion Stars Determined from High Resolution Spectra in Ground-Based Ultraviolet, *Astrophysical Bulletin*, Vol. 65, no. 1, pp. 18-25, 2010.

KUIPER, Gerard P. Problems of double star astronomy II. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. 47:121-150. 1935.

KUIPER, Gerard P. The nearest stars. *American Astronomical Society*. 95:201-212. 1942.

- LACEY, Cedric y OSTRIKER, Jeremiah, Massive Black Holes in Galactic Halos?, *The Astrophysical Journal*, 299: 633-652, Diciembre, 1985.
- LATHAM⁽⁷⁾, David, STEFANIK, Robert, TORRES, Guillermo, DAVIS, Robert, MAZEH, Tsevi, CARNEY, Bruce, LAIRD, John, MORSE, Jon. A survey of proper motion stars XVI. Orbital solutions for 171 single lined spectroscopic binaries. *The Astronomical Journal*. Volumen 124: 1144-1161. 2002.
- LÉPINE⁽³⁾, Sébastien y SHARA, Michael, A Catalog of Northern Stars with Annual Proper Motions Larger than 0".15 (LSPM-NORT CATALOG), *The Astronomical Journal*, 129: 1483-1522, Marzo, 2005.
- LUYTEN⁽¹⁹⁾, Willem J., LDS Catalogue: Doubles with Proper Motion, *VizieR On-line Data Catalog: I/130*. Originally published in: *Publ. Astr. Obs. Univ. Minnesota III*, part 3, 35,, Proper motion survey with the 48-inch Schmidt Telescope, , XXI, XXV, XIX, XL, L, LXIV, LV, LXXI, *Univ. Minnes.* (1940-1987).
- LUYTEN⁽⁸⁾, Willem J, *New Luyten Catalogue of Stars with Proper Motions Larger than Two Tenths of an Arcsecond* (Minneapolis: Univ. Minnesota Press) 1979-1980.
- LUYTEN⁽¹²⁾, Willem J, *A Catalogue of stars with proper motions exceeding 0".5 annually*, 2nd edition, (Minneapolis: Univ. Minnesota Press) 1979.
- MAZEH, Tsevi, Goldberg, Dorit, DUQUENNOY, Antoine y MAYOR, Michel. On the mass-ratio distribution of spectroscopic binaries with solar type primaries. *The Astrophysical Journal*. 401:265-268, 1992 Diciembre.
- MAZEH, Tsevi y Goldberg, Dorit. On the mass-ratio distribution of spectroscopic binaries. *The Astrophysical Journal*. 394:592-598, 1992 Agosto.
- MOORE, Ben, An upper limit to the mass of black holes in the halo of the galaxy, *The Astrophysical Journal*, 413:L93-L96, 1993 Agosto.
- NESTEROV⁽²¹⁾, V. V.; KUZMIN, A. V.; ASHIMBAEVA, N. T.; VOLCHKOV, A. A.; RÖSESR, S.; BASTIAN, U., *The Henry Draper Extension Charts: A catalogue of accurate positions, proper motions, magnitudes and spectral types of 86933 stars*, *Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.* 110, 367, 1995.
- NIGOICHE, Alberto, *Binarias Abiertas en el Cúmulo de la Nebulosa de Orión*, México D.F., Tesis de maestría, UNAM, 2000.
- ÖPIK, E., *Statistical Studies of Doubles Stars: On the Distribution of Relative Luminosities and Distances of Double Stars in the Harvard Revised Photometry North of Declination -31°*, *Publications de LObservatoire Astronomique de l'Universite de Tartu*, Vol. 25, No. 6, 1924.
- POVEDA, Arcadio. Distant components in double and multiple stars. *Astrophysics and Space Sciences*. Volumen 142, No. 1-2, Marzo. 1998. pp. 67-77.
- POVEDA, Arcadio y ALLEN, Christine, The distribution of separations of Wide Binaries of Different Ages, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, Vol. 21, pp 49-57, 2004.
- POVEDA, Arcadio, ALLEN, Christine y HERNÁNDEZ, Alejandro. The frequency distribution of major semiaxes of wide binaries. *Cosmogony and dynamical evolution*. *Proceedings IAU Symposium*. No. 240. Pp 119-126. 2007.

- POVEDA, Arcadio, ALLEN, Christine y PARRAO, Laura. Statistical studies of visual and multiple stars I. *The Astrophysical Journal*. Volumen 258:5899-604. 1982.
- POVEDA, Arcadio y ALLEN, Christine. The distribution of separations of wide binaries of different ages. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (serie de conferencias)*. Volumen 21, 49-57. 2004.
- POVEDA, Arcadio, ALLEN, Christine y HERRERA, Miguel Ángel, *The Frequency Distribution of Semimajor Axes of Wide Binaries: Cosmogony and Dynamical Evolution, Binary Stars as Critical Tools and Tests in Contemporary Astrophysics, Proceedings IAU Symposium, No. 240, pp 417-425, 2006.*
- POVEDA, Arcadio y HERRERA, Miguel Ángel. *Materia Oscura en el Universo. Equipo Sirius*. 1992. pp. 122.
- POVEDA, Arcadio, RODRÍGUEZ, Luis Felipe y PEIMBERT, Manuel. *Siete Problemas de la Astronomía Contemporánea. El Colegio Nacional, 2004. pp 164.*
- QUINN⁽¹⁾, D.P., WILKINSON, M.I., IRWIN, M.J., MARSHALL, J., KOCH, A., BELOKUROV, V. On the reported death of the MACHO era. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, Volume 396, Issue 1, pp. L11-L15, 2009.*
- RASTEGAEV⁽¹⁶⁾, D.A., BALEGA, Yu , MALOGOLOVETS, E.V., *Speckle Interferometry of Metal Poor Stars in the Solar Neighborhood. I Astrophysical Bulletin, vol. 62, No. 3, 2007, pp 251-259.*
- REES, M, *Cosmología, Astronomía y física fundamental, ESO CERN, Symposium eds., p. 227, 1986.*
- RODRÍGUEZ, Luis Felipe y TORRES, Silvia (Compiladores). *Galileo su tiempo, su obra y su legado. El Colegio Nacional, pp. 394, 2009.*
- TURON⁽²²⁾, Catherine; CRÉZÉ, M.; EGRET, D.; GÓMEZ, A. E.; GRENON, M.; JAHREIB; RÉQUIME, Y.; ARGUE, A. N.; BEC-BORSENBARGER, A.; et al. *The Hipparcos Input Catalogue, The HIPPARCOS input catalogue, ESA SP-1136, Noordwijk: European Space Agency (ESA), 1992, edited by Catherine Turon et al. 1992*
- SALIM⁽²⁾, Samir y GOULD, Andrew, *Improved Astrometry and Photometry for the Luyten Catalog. II. Faint Star and the Revised Catalog. The Astrophysical Journal, 582: 1011-1031, Enero 2003.*
- SANDAGE, Allan y FOUTS, Gary. *New subdwarfs VI. Kinematics Of 1125 high proper motion stars and the collapse of the Galaxy. The Astronomical Journal. Volumen 92 No. 1. pp 74-115. 1987.*
- VAN ALTENA⁽²⁰⁾, W.F., LEE, J.T., HOFFLEIT, E.D., *The General Catalogue of Trigonometric Star Parallaxes, Fourth Edition, New Haven, CT: Yale University Observatory, [c1995, 4th ed., completely revised and enlarged, 1995.*
- YOO, Jaiyul, CHANAMÉ, Julio, GOULD, Andrew. *The end of MACHO era: limits on halo dark matter from stellar halo wide binaries. The Astrophysical Journal, 601:311-318, 2004 January 20.*

WEINBERG, Martin, SHAPIRO, Stuart y WASSERMAN, Ira, The Dynamical Fate of Wide Binaries in the Solar Neighborhood, *The Astronomical Journal*. Volumen 312: 367-389, enero, 1987.

WYRZYKOWSKY, L, NOVATI, Calchi, MANCINI, L y SCARPETTA, G, LMC Self Lensing for OGLE-II Microlensing observations, *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, pp 1-7, 2009.