

## Capítulo 3

# Los efectos de un episodio de acreción violento en el disco galáctico

Los modelos cosmológicos actuales predicen que las galaxias grandes del tipo de la Vía Láctea se formaron a partir de una acreción jerárquica de subunidades más pequeñas. Estas subunidades, debido a sus altas densidades, permanecieron gravitacionalmente unidas hasta que al caer en forma espiral sobre las regiones centrales de sus galaxias progenitoras resultaron disgregadas por los efectos de marea. Como consecuencia, una cantidad importante de subestructuras debería aún existir dentro de los halos de materia oscura virializada (Klypin et al. 1999, Moore et al. 1999). Los satélites de la Vía Láctea y la galaxia Sagittarius detectada recientemente (Ibata et al. 1994) representan ejemplos visibles de las subestructuras de la Galaxia, la cual posiblemente aún continúa creciendo en masa debido a los efectos de acreción y mezcla.

Ostriker (1990) y Tóth y Ostriker (1992) presentaron una restricción importante sobre la frecuencia de acreción de satélites. Estos autores encontraron que, en un universo de materia oscura fría de alta densidad, cerca del 80 por ciento de todos los halos de materia oscura podrían haber experimentado un episodio de acreción durante los últimos 5 Gyr, resultando en un incremento de sus masas de un 10 por ciento o más. Si los satélites son capaces de adentrarse en la región del disco antes de resultar dispersados es de esperar, por consiguiente, un calentamiento substancial del disco, conllevando, por lo tanto, un incremento en el grosor y en la dispersión de la velocidad vertical del disco. Tóth y Ostriker (1992) concluyeron que el escaso grosor y las bajas temperaturas observadas del disco galáctico son indicativos de que no más del 4 por ciento de la masa presente en la vecindad solar ha sido acretada durante los últimos 5 Gyr. Más recientemente, Velázquez y White (1999) encontraron que el calentamiento del disco depende de los parámetros orbitales del satélite. En general,

las galaxias espirales pueden acretar satélites bastante masivos — en particular si sus órbitas son retrógradas — sin llegar a producirse un incremento substancial en la altura patrón del disco.

Los episodios de acreción y mezcla de la historia del disco galáctico pueden ser investigados a partir de su población estelar más vieja. Puesto que el disco estelar evoluciona prácticamente de forma no disipativa, las propiedades cinemáticas de las estrellas del disco en función de su edad contienen información valiosa acerca de los episodios pasados de acreción en la Vía Láctea. Tal y como hemos visto en el primer capítulo, las enanas blancas son pues candidatos ideales para determinar la evolución del disco en la vecindad solar, dado que tienen escalas de tiempo evolutivas muy grandes y, a su vez, su evolución se encuentra aceptablemente bien comprendida — véase al respecto Salaris et al. (2000) y referencias subsiguientes — al menos para luminosidades moderadamente débiles digamos  $\log(L/L_{\odot}) \gtrsim -4,5$ , puesto que el giro al azul observado en las enanas blancas ricas en hidrógeno (Hodgkin et al. 2000, Hansen 1999) ocurre a luminosidades mucho menores. La función de luminosidad de las enanas blancas, por ejemplo, se ha utilizado frecuentemente para determinar la edad del disco (Winget et al. 1987, García-Berro et al. 1988, Hernanz et al. 1994) y la historia pasada del su ritmo de formación estelar (Noh y Scalo 1990, Díaz-Pinto et al. 1994, Isern et al. 1995a,b, García-Berro et al. 1999). Además, los movimientos propios observados de las enanas blancas proporcionan información acerca de la evolución cinemática de la vecindad solar.

### 3.1. Simulaciones Monte Carlo

En el capítulo anterior hemos realizado una descripción detallada del simulador Monte Carlo de la población del disco, por lo que ahora tan sólo explicaremos los cambios que hemos introducido. Se ha adoptado una altura patrón constante  $H_p = 150$  pc, la cual es un promedio de la altura patrón exponencialmente decreciente utilizada en el capítulo anterior y que, tal y como hemos visto, reproduce razonablemente bien las propiedades cinemáticas observadas de la población de enanas blancas del disco. Además, y por razones de simplicidad, hemos escogido un ritmo de formación estelar por unidad de volumen,  $\Psi(t)$ , constante, en vez de un ritmo de formación estelar por unidad de superficie,  $\Sigma(t)$ , exponencialmente decreciente tal y como hicimos en el capítulo anterior. Esta elección está bien justificada si tenemos en cuenta que, en promedio, el ritmo de formación estelar por unidad de volumen puede ser calculado a partir del ritmo de formación estelar por unidad de superficie y la altura patrón:  $\Psi(t) \approx \Sigma(t)/H_p(t)$ . Con las leyes adoptadas en la Sección 2.1 para ambas funciones, resulta sencillo comprobar que el ritmo de formación estelar efectivo permanece prácticamente constante tras los primeros 2 Gyr. Finalmente, para las tres componentes de la dispersión de velocidades ( $\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W$ ) hemos tomado valores constantes de  $40 \text{ km s}^{-1}$ ,  $30 \text{ km s}^{-1}$ , y  $20 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente, los cuales se

encuentran en buen acuerdo con los datos observacionales disponibles. Finalmente, las secuencias de enfriamiento que hemos adoptado para nuestros cálculos son las secuencias de evolución de Salaris et al. (2000), las cuales incorporan los últimos avances en la física de las atmósferas de las enanas blancas (Saumon & Jacobson, 1999) conjuntamente con las mejores prescripciones disponibles para la ecuación de estado del núcleo degenerado.

Dada una edad del disco (para la cual hemos adoptado 9.8 Gyr) nuestro simulador Monte Carlo produce una población sintética de enanas blancas potencialmente observables (conjunto que continuaremos denominando muestra “original”). Con el objetivo de construir la función de luminosidad de las enanas blancas mediante el método de  $1/V_{\max}$  (Schmidt 1968) imponemos la misma serie de restricciones en magnitud visual y en movimiento propio que adoptamos en el capítulo anterior (Sección 2.1). Así mismo, todas las estrellas con velocidades tangenciales superiores a 250 km/s se han descartado, puesto que tales estrellas se clasificarían con toda probabilidad como objetos pertenecientes al halo de la Galaxia (Torres et al. 1998 y Sección 5.2.2). Por último, todas las enanas blancas más brillantes que  $m_V \leq 13^{\text{mag}}$ , tal y como se hizo en la Sección 2.1, se han incluido automáticamente en la muestra restringida independientemente de sus movimientos propios, puesto que la parte brillante de la función de luminosidad de las enanas blancas, con carácter general, se considera completa (Liebert, Dahn & Monet, 1988). En resumen, todas las enanas blancas de la muestra restringida poseen magnitudes absolutas, distancias, y movimientos propios — y de aquí velocidades tangenciales — conocidas.

Cada una de las simulaciones Monte Carlo que discutiremos en la sección siguiente consiste en una muestra de quince realizaciones independientes de la población sintética de enanas blancas del disco. Para cada uno de estos conjuntos de quince simulaciones se ha determinado el valor promedio y la desviación típica de las variables observacionales calculadas. Donde hay que entender la desviación típica como la dispersión sobre los diferentes valores de cada simulación, siendo el tamaño típico de cada una de las simulaciones de  $\approx 250$  objetos. De esta manera podemos tener en cuenta las fluctuaciones típicas para cada una de las simulaciones.

A continuación describiremos las diferentes series de simulaciones que hemos realizado: en la primera,  $t0v0$ , que consideraremos como nuestra simulación de referencia, no se ha supuesto ningún episodio de acreción. Para las restantes cuatro simulaciones suponemos que todas las estrellas nacidas durante los primeros 3(6) Gyr de la vida de nuestra Galaxia — esto es,  $t_b \leq 3$  (6) Gyr — han experimentado un “empujón” cinemático de manera que el módulo de sus velocidades heliocéntricas se ha incrementado en un factor 3(6). Nos referiremos a estas simulaciones como  $t3v3$ ,  $t3v6$ ,  $t6v3$  y  $t6v6$ , respectivamente.

Evidentemente, con este procedimiento estamos suponiendo que la escala de tiempo para la sedimentación del gas es pequeña en comparación con la escala de tiempo de evolución de la Galaxia. Así mismo, suponemos que el episodio de acreción conduce a un calentamiento isótropo, proporcional a un cierto factor constante, de la

parte afectada del disco. Nótese que esta suposición es simplemente una primera aproximación. No obstante, queda fuera del objetivo de la presente memoria estudiar los cambios de la función de distribución de velocidades de las estrellas del disco que son afectadas por la caída de un satélite. De hecho, este empujón cinemático debe ser interpretado como el resultado final de cualquier proceso de calentamiento del disco, independientemente de la causa que lo haya originado. Estas consideraciones se aplicarán, por lo tanto, para aquellos procesos de acreción que ocurran dentro de una escala de tiempos dinámica o bien para aquellos procesos de acreción que se desarrollen rápidamente, lo cual conduce a la creación de estructuras con forma de onda en el disco con cambios adiabáticos. Finalmente, conviene señalar en este sentido que se ha ignorado el calentamiento del disco por cualquier otro proceso que no sean el de acreción, tal y como podría ser el caso de estructuras a gran escala (modos espirales y barras) o perturbadores a pequeña escala. De todas formas, los procesos anteriores difícilmente pueden incrementar la dispersión de velocidades en un factor comparable con el de los procesos de acreción, puesto que tales procesos de orden menor resultan únicamente eficientes si las dispersiones son menores que  $20 \text{ km s}^{-1}$  — véase al respecto Wielen (1977) —.

En esta primera serie de simulaciones no se ha tenido en cuenta un incremento de la altura patrón tras el choque. Estos casos son, evidentemente, extremos y, aunque tratándose de situaciones poco realistas maximizan los efectos de un episodio de acreción en la función de luminosidad de las enanas blancas, tal y como se verá en la Sección 3.2. No obstante, el efecto natural de un tal empujón cinemático es aumentar la altura patrón, una vez que la distribución de enanas blancas ha regresado al equilibrio. En consecuencia, este conjunto de simulaciones no debe ser tomado como un límite superior firme puesto que sobreestima los efectos de un episodio de acreción. Por este motivo los posibles efectos de un incremento en la altura patrón se tendrán en cuenta en diversas simulaciones que detallaremos más adelante.

Si suponemos que el proceso de acreción entre la galaxia satélite y la Vía Láctea se efectúa con una eficiencia del 100 % y sin considerar efectos menores de disipación de la energía se ha de cumplir que

$$\frac{1}{2}M_G v_i^2 + \frac{1}{2}M_S v_c^2 \approx \frac{1}{2}M_G v_f^2 \quad (3.1)$$

donde  $M_G$  es la masa de nuestra Galaxia,  $M_S$  la masa de la galaxia satélite,  $v_c$  su velocidad de caída y  $v_i$  y  $v_f$  las velocidades promedio de las estrellas de la Galaxia antes y después del episodio de acreción. Suponiendo una velocidad típica de caída de la galaxia satélite,  $v_c \approx 200 \text{ km s}^{-1}$  y, puesto que el empujón cinemático representa en nuestras simulaciones, por lo menos, un incremento de un factor 3 en el módulo de la velocidad media de las enanas blancas del disco, podemos estimar la relación entre la masa de la galaxia satélite y la masa de nuestra galaxia,  $M_S/M_G \approx 8 v_i^2/v_c^2$ . Este resultado supone que la masa de la galaxia satélite sea aproximadamente un 16 % de la masa de la Vía Láctea. Con el objeto de simular un escenario de acreción

menos masivo o menos eficiente hemos realizado una segunda serie de simulaciones donde hemos supuesto que sólo una de cada cuatro enanas blancas sufre un empujón cinemático. Esta serie de simulaciones corresponde a una masa de la galaxia satélite de un  $\sim 4\%$  de la masa de nuestra Galaxia o, lo que es equivalente, a una eficiencia de un  $\sim 25\%$ . Ambos conjuntos de simulaciones acotan el incremento de referencia de la masa de la Galaxia (Ostriker 1990), que es del  $10\%$ . Nos referiremos a este conjunto de simulaciones como **s3v3**, **s3v6**, **s6v3** y **s6v6**, respectivamente. De nuevo, no se ha considerado para este conjunto de simulaciones ningún incremento en la altura patrón del disco. Dado que la altura patrón es proporcional al cuadrado de la dispersión de la velocidad perpendicular al plano galáctico, es de esperar, tanto para el primer como para el segundo conjunto de simulaciones, un incremento apreciable en la altura patrón resultante. De todas formas, para el segundo conjunto de simulaciones, en el cual sólo una de cada cuatro enanas blancas se ve afectada por el empujón cinemático, resulta extremadamente difícil decidir *a priori* cuál será la altura patrón final del conjunto de enanas blancas. En consecuencia, este segundo conjunto de simulaciones proporciona una estimación razonable del factor de inflación, factor que se deberá utilizar en simulaciones posteriores (ver Sección 3.3.3).

Adicionalmente hemos realizado un par más de simulaciones en las cuales se ha variado la altura patrón adoptada, uno para el caso en el que se supone un fuerte impacto (**r3v3** a **r6v6**) y el otro para el caso de un episodio menos masivo (**h3v3** a **h6v6**). Por último hemos calculado un quinto conjunto de simulaciones en la cual se ha variado los valores iniciales de la dispersión de velocidades. Estos conjuntos de simulaciones, para mayor claridad se describirán más adelante. Para los cinco diferentes escenarios presentados aquí se ha realizado un estudio de las propiedades cinemáticas de la población de enanas blancas resultante y de su función de luminosidad.

## 3.2. Muestra observacional

Con objeto de comparar los resultados con una muestra observacional hemos utilizado el catálogo de enanas blancas identificadas espectroscópicamente de McCook & Sion (1999) — del cual ya hemos hablado en la Sección 2.2 —. Este catálogo contiene información de 2249 enanas blancas, de las cuales tan sólo 250 poseen determinaciones de las paralajes y movimientos propios y, además, verifican las restricciones en movimientos propios utilizadas en la Sección 2.1 para obtener la función de luminosidad y, por consiguiente, es posible realizar una comparación razonable con las propiedades cinemáticas de la muestra restringida. Cabe subrayar aquí que estamos considerando tan sólo aquellas enanas blancas con movimientos propios y paralajes conocidos mientras que, por otro lado, la componente radial de la velocidad de las enanas blancas es difícil de medir, por lo que en la práctica únicamente se dispone de dos tercios de la información cinemática. De todas formas, nuestro simulador Monte

Carlo puede reproducir fácilmente este sesgo observacional y, por consiguiente, es posible obtener información útil. Con respecto a la completitud de la muestra observacional, cabe recordar que la parte brillante de la función de luminosidad de las enanas blancas (digamos aquellas con  $\log(L/L_{\odot}) \gtrsim -3,0$ ) es completa (Fleming, Liebert y Green 1986) hasta una distancia de unos 200 pc, mientras que la parte más débil se supone en general incompleta. No obstante, existe cierto debate acerca del grado de completitud de las muestras observacionales, variando las estimaciones actuales desde un 80 % (Bergeron, Leggett y Ruiz, 2001) hasta un 60 % hasta una distancia de 20 pc (Holberg, Oswalt y Sion, 2001).

### 3.3. Resultados y discusión

#### 3.3.1. Episodio de acreción masivo

En la Figura 3.1 mostramos la función de luminosidad de las enanas blancas obtenida para cada una de las cinco simulaciones correspondientes a un episodio de acreción masivo o muy eficiente descritas en la sección anterior (para mayor claridad hemos etiquetado cada panel de acuerdo con su correspondiente simulación). Así mismo, en el panel superior izquierdo se muestra con fines comparativos la función de luminosidad observacional de Oswalt et al. (1996) y con línea punteada, y para mayor claridad sin barras de error, en los restantes paneles. Siguiendo el procedimiento habitual, las funciones de luminosidad simuladas se han normalizado al punto con  $\log(L/L_{\odot}) = -3,5$  de la función de luminosidad observacional. Por otro lado, cabe recordar que para las cinco funciones de luminosidad simuladas aquí se ha adoptado la misma edad del disco:  $t_{\text{disk}}=9.8$  Gyr. Como puede observarse en la Figura 3.1 el ajuste entre las muestras simuladas y los datos observacionales es excelente, sin ser relevante el momento en el que el empujón cinemático ocurrió ni cuál fue su valor. En particular, la posición del corte de la función de luminosidad no depende del empujón cinemático. Por consiguiente, la edad del disco obtenida mediante el ajuste de modelos teóricos al corte observado de la función de luminosidad es completamente insensible a la existencia de un episodio de acreción y, por lo tanto, desde este punto de vista, la función de luminosidad de las enanas blancas proporciona una estimación robusta de la edad del disco galáctico. Además, esta figura prueba claramente que la función de luminosidad de las enanas blancas es prácticamente insensible a un episodio de acreción puesto que no presenta ninguna señal apreciable en la forma de la función de luminosidad que así lo demuestre. Existen diversas razones para este comportamiento que a continuación detallaremos.

En primer lugar, el empujón cinemático aumenta considerablemente las velocidades tangenciales de una buena parte de las enanas blancas en las muestras simuladas. Como resultado, algunas de las enanas blancas adquieren velocidades superiores a 250 km/s y, por lo tanto, siguiendo el procedimiento habitual de observación, quedarían clasificadas automáticamente como miembros del halo. Consecuentemente,

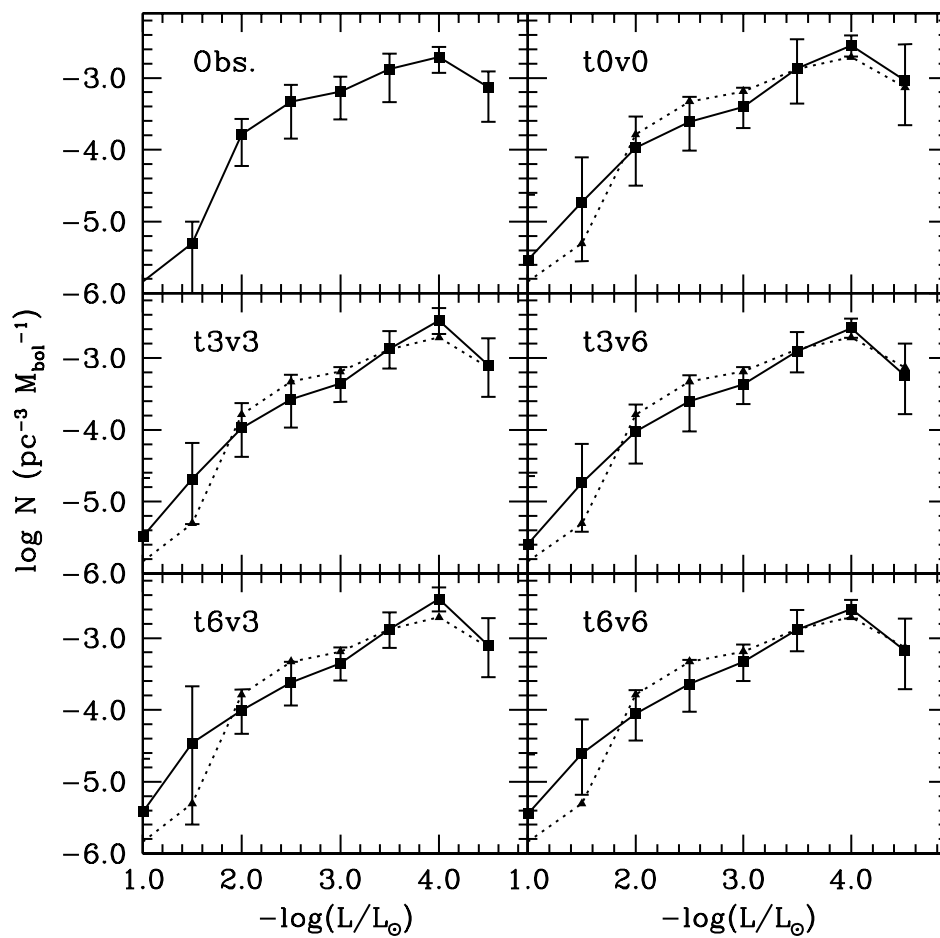


Figura 3.1: Panel donde se muestra el primer conjunto de simulaciones de la función de luminosidad de las enanas blancas comparado con la función de luminosidad de Oswalt et al. (1996). Para mayor claridad, se representa en cada subpanel mediante una línea punteada la función de luminosidad observacional.

estas enanas blancas no se tienen en cuenta a la hora de calcular la función de luminosidad resultante. Esta situación se puede observar claramente en la Tabla 3.1, donde se muestra, para un número fijo de progenitores de enanas blancas, el número de objetos pertenecientes a la muestra restringida — segunda columna — si eliminamos la condición de que las enanas blancas de la muestra restringida deben tener velocidades inferiores a 250 km/s y el número de objetos con velocidades inferiores a este límite — tercera columna — para una realización típica de cada uno de los casos estudiados en el primer conjunto de simulaciones. Este hecho es importante por sí mismo, puesto que no se observan muchas enanas blancas con velocidades tangenciales tan altas en la vecindad solar (Torres et al. 1998).

Cuadro 3.1: Número de objetos pertenecientes a la muestra restringida extraídos a partir del mismo número de progenitores de enanas blancas,  $N_{\text{WD}}$ , y número de estos objetos con velocidades tangenciales inferiores a 250 km/s,  $N'_{\text{WD}}$ .

NÚMERO DE OBJETOS DE LA MUESTRA RESTRINGIDA

Modelo	$N_{\text{WD}}$	$N'_{\text{WD}}$
t0v0	116	112
t3v3	173	162
t3v6	211	155
t6v3	251	227
t6v6	333	197

En segundo lugar, estamos escogiendo enanas blancas con movimientos propios relativamente altos y puesto que los resultados de nuestro simulador Monte Carlo están normalizados a la densidad observacional de enanas blancas, las diferencias intrínsecas introducidas por el empujón cinemático quedan completamente eliminadas. No obstante, cabe mencionar aquí que para un mismo número de objetos de la muestra original, el número *total* de enanas blancas pertenecientes a la muestra restringida difiere considerablemente de una simulación a otra, siendo mayor cuanto mayor sea el empujón cinemático, tal y como puede comprobarse claramente en la Tabla 3.1. Dado que la función de luminosidad observacional está construida con aproximadamente unos 200 objetos, y nuestros resultados están convenientemente normalizados al valor observado, hemos llevado a cabo nuestro conjunto de simulaciones de manera tal que el tamaño total de la muestra restringida es siempre el mismo. Este procedimiento permite comparaciones significativas desde un punto de vista puramente estadístico. Recordemos que cada simulación de Monte Carlo se ha efectuado a partir de un promedio de diferentes realizaciones (ver Sección 3.1).

Por último, las simulaciones en las que ha ocurrido un episodio de acreción producen, como era de esperar, un gran número de enanas blancas con movimientos propios altos. Puesto que la función de luminosidad se construye utilizando el méto-



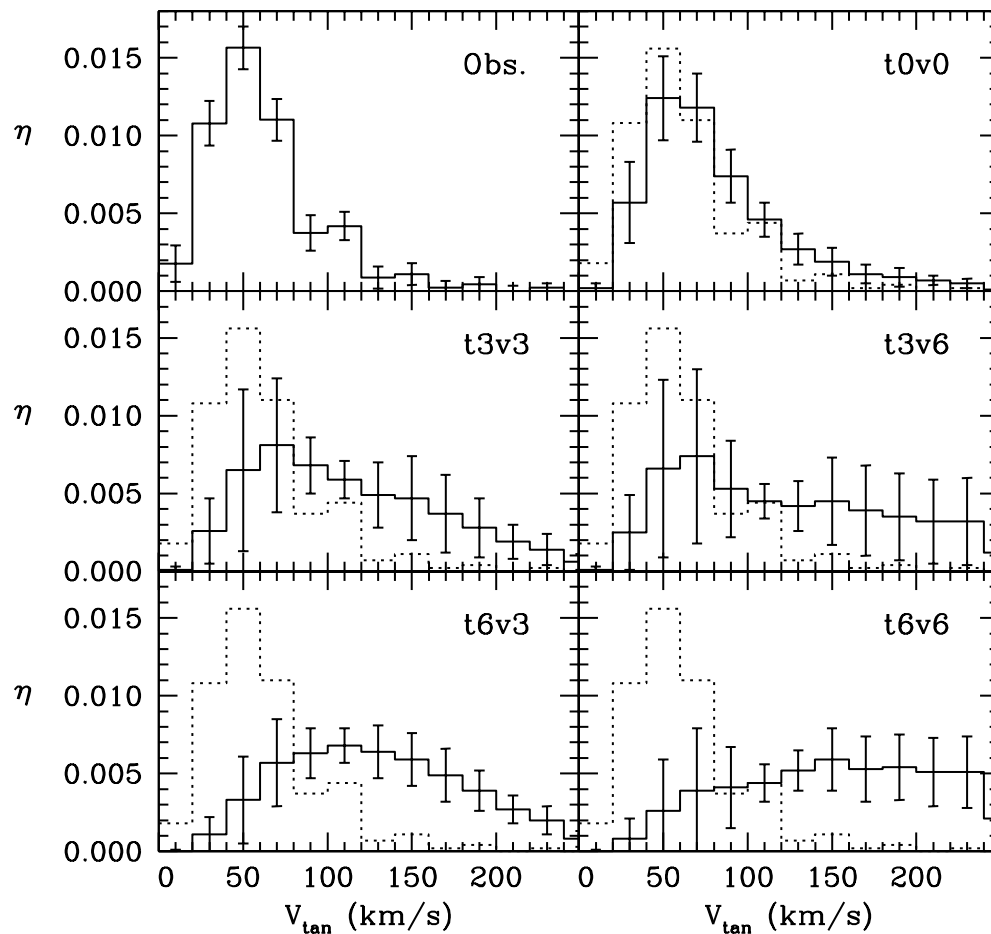


Figura 3.2: Distribuciones normalizadas de la velocidad tangencial para el primer conjunto de simulaciones.

do  $1/V_{\max}$ , y dado que la contribución de un objeto a la función de luminosidad dentro de su correspondiente intervalo es inversamente proporcional al volumen en el cual puede ser hallado, se deduce que la contribución de tales enanas blancas con movimientos propios altos es muy pequeña debido al hecho de que pueden, en principio, encontrarse en volúmenes más grandes. Todas estas razones conducen a un mismo hecho: los efectos observacionales de un episodio de acreción en la función de luminosidad de las enanas blancas resultan muy modestos.

Prosigamos ahora nuestro estudio con las propiedades cinemáticas derivadas de la población de enanas blancas. La distribución de velocidades tangenciales de la muestra restringida para cada una de las diferentes simulaciones del primer conjunto (desde  $t0v0$  hasta  $t6v6$ ) está representada en la Figura 3.2. Tal y como hicimos con la figura anterior, cada panel está claramente etiquetado y en el panel superior izquierdo se muestra la distribución de velocidades tangenciales para la muestra observacional. Todas las distribuciones se han normalizado a área unidad, siendo, por tanto, distribuciones de frecuencia. También se muestran los valores esperados de la desviación estándar para cada uno de los intervalos de las diferentes distribuciones simuladas con objeto de poder compararse de manera adecuada con la distribución observacional. Para esta última las barras de error se han determinado utilizando el siguiente proceso. En primer lugar hemos supuesto que la distribución de errores en movimientos propios y en paralajes es gaussiana, con una dispersión de  $0,1'' \text{ yr}^{-1}$  para los movimientos propios y  $0,01''$  para los paralajes, dispersiones que corresponden con valores típicos expresados en el catálogo de McCook y Sion (1999). Posteriormente asignamos un nuevo valor del movimiento propio y de la paralaje para cada una de las enanas blancas de la muestra observacional de acuerdo con las distribuciones de errores anteriores. Una vez hecho esto se procede a recalculando la distribución observacional. Para determinar finalmente la desviación estándar basta con repetir el proceso anterior varias veces. Este proceso nos permite estimar la influencia de los errores observacionales en la distribución de velocidades tangenciales. Por otro lado, sería también deseable determinar la influencia de la completitud de la muestra. A este respecto se ha utilizado el siguiente proceso. Eliminamos de manera aleatoria una de cada tres enanas blancas de la muestra observacional, recalculando, posteriormente, la nueva distribución de velocidades tangenciales. Este proceso se vuelve a repetir diversas veces y, de esta manera, se obtiene la desviación estándar. Por último, el error total es la raíz cuadrada de la suma en cuadratura de ambos errores. El resultado final se muestra en el panel superior izquierdo de la Figura 3.2.

Como puede observarse en la Figura 3.2 las propiedades cinemáticas de la población de enanas blancas son extremadamente sensibles a un supuesto episodio de acreción. Del mismo modo, apreciamos claramente que cuanto mayor y más reciente sea el episodio de acreción, tanto mayor será el número de enanas blancas con velocidades superiores a digamos  $100 \text{ km s}^{-1}$  y, por consiguiente, tanto menor será el pico a velocidades moderadas ( $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ ), tal y como era de esperar. De hecho, ninguna de las simulaciones a excepción de la  $t0v0$  — en la cual, recordemos, no ha tenido

lugar ningún episodio de acreción — está en buen acuerdo con la distribución observacional, por lo que deben ser descartadas. Cabe por último señalar también la ausencia de objetos con velocidades tangenciales pequeñas, hecho previsible dado que los objetos pertenecientes a esta muestra se han seleccionado a partir de movimientos propios moderadamente altos.

### 3.3.2. Episodio de acreción menos masivo o menos eficiente

A continuación analizaremos los resultados del segundo conjunto de simulaciones, en las cuales tan sólo un 25 % de las enanas blancas simuladas han sufrido un empujón cinemático. Tal situación podría ocurrir, por ejemplo, si únicamente algunas partes del disco galáctico se viesan afectadas por el satélite colisionante. De la discusión anterior resulta fácil entender que la función de luminosidad de esta segunda serie de simulaciones está en buen acuerdo con los datos observacionales, resultando nuevamente inapreciables los detalles del supuesto episodio de acreción. Por consiguiente, nos centraremos únicamente en las propiedades cinemáticas de las muestras simuladas. En principio, cabe esperar diferencias menores con respecto del caso observacional y, ciertamente, esto es lo que ocurre.

En la Figura 3.3 mostramos mediante una línea continua la distribución de frecuencias de la velocidad tangencial para el conjunto de simulaciones **s3v3**, **s3v6**, **s6v3** y **s6v6**. También mostramos en cada panel la distribución observacional (histograma punteado). Como puede observarse, el máximo de la distribución no resulta afectado significativamente por la intensidad del empujón cinemático o por el tiempo en el cual éste ocurrió. De todas formas, la formación de colas extensas en la distribución de velocidades tangenciales resulta bastante apreciable siendo más extensas cuanto más intenso y reciente sea el empujón cinemático. Por consiguiente, este conjunto de simulaciones también muestra que un episodio de acreción relativamente ineficiente puede ser descartado en base a la comparación con la distribución observacional.

Con objeto de obtener mayor información hemos representado en la Tabla 3.2 los valores promedio de las componentes heliocéntricas de la velocidad tangencial para los diferentes conjuntos de simulaciones Monte Carlo y los hemos comparado con los datos observacionales. Recordemos que cada una de las simulaciones corresponde con un conjunto de quince realizaciones diferentes, hecho que nos permite estimar los errores involucrados: la desviación estándar típica para los valores medios de las velocidades resulta ser del orden de  $4 \text{ km s}^{-1}$  mientras que para las dispersiones es del orden de  $8 \text{ km s}^{-1}$ . Podemos observar que para el primer conjunto de simulaciones, en las cuales hay involucrado un satélite masivo, los valores de  $\langle\sigma_U\rangle$  y  $\langle\sigma_V\rangle$  son relativamente sensibles a las características del proceso de acreción, siendo su rango de variación de 1.5 y 1.6 respectivamente. De la misma manera, el rango de variación de las correspondientes dispersiones de velocidades,  $\langle\sigma_U\rangle$  y  $\langle\sigma_V\rangle$ , es algo mayor, 2.3 y 2.6. Por el contrario, el valor medio de la velocidad perpendicular al plano galáctico y su correspondiente dispersión,  $\langle W\rangle$  y  $\sigma_W$ , varían de manera mucho más apreciable

Cuadro 3.2: Valores promedio de la velocidad heliocéntrica y de las dispersiones de las velocidades (ambos en  $\text{km s}^{-1}$ ) para los diferentes conjuntos de simulaciones descritos en el texto y para la muestra observacional. Los errores típicos para las velocidades son del orden de  $4 \text{ km s}^{-1}$  y de unos  $8 \text{ km s}^{-1}$  para las dispersiones de velocidades.

VALORES MEDIOS DE LA VELOCIDAD HELIOCÉNTRICA Y DE LA DISPERSIÓN

Modelo	$\langle U \rangle$	$\langle V \rangle$	$\langle W \rangle$	$\langle \sigma_U \rangle$	$\langle \sigma_V \rangle$	$\langle \sigma_W \rangle$
Obs.	9	-22	-6	40	31	22
t0v0	11	-14	-6	37	29	20
t3v3	13	-18	-10	59	48	39
t3v6	13	-17	-12	67	57	52
t6v3	16	-22	-15	73	60	51
t6v6	17	-21	-20	88	76	75
s3v3	10	-15	-6	45	36	27
s3v6	10	-15	-6	48	40	34
s6v3	12	-18	-9	54	44	36
s6v6	13	-17	-9	60	51	48
r3v3	13	-19	-10	59	48	39
r3v6	16	-19	-11	64	54	54
r6v3	17	-24	-15	73	61	52
r6v6	15	-23	-17	89	76	79
h3v3	11	-16	-5	45	36	27
h3v6	12	-16	-5	48	39	34
h6v3	14	-18	-8	53	43	35
h6v6	11	-18	-8	59	49	46
l3v3	17	-10	-7	22	18	13
l3v6	25	-14	-17	40	34	28
l6v3	22	-13	-10	27	22	17
l6v6	34	-20	-24	51	42	37

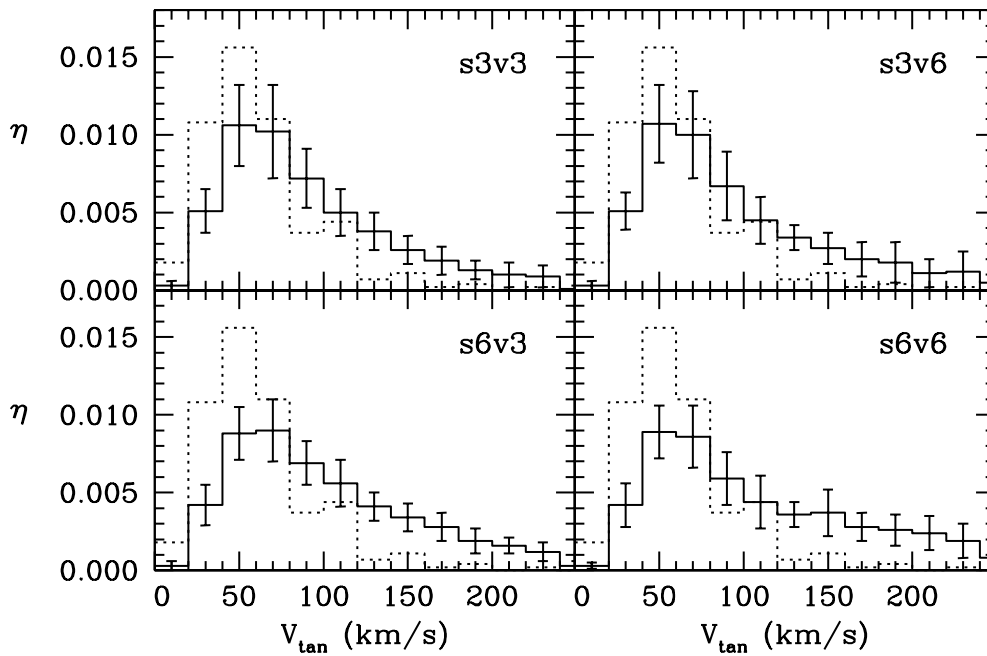


Figura 3.3: Distribuciones normalizadas de la velocidad tangencial para el segundo conjunto de simulaciones.

por factores 3.3 y 3.8, respectivamente, tal y como era de esperar. De hecho, el valor de  $\sigma_W$  es el más sensible a un episodio de acreción, hecho que revela claramente los efectos de calentamiento de dicho supuesto episodio. Como resultado práctico podemos decir, por simple inspección de los valores obtenidos en la Tabla 3, que es posible descartar todas aquellas simulaciones en las que un episodio de acreción masivo ha tenido lugar, dado que, todas ellas doblan, como mínimo, el valor de la componente  $W$  de la dispersión de las velocidades tangenciales.

La situación es menos evidente para aquellas simulaciones en las cuales se involucra una masa menor del satélite, puesto que en este caso los valores medios de la dispersión en la velocidad tangencial son consistentes con los datos observacionales. Nótese, de todas formas, como los valores actuales de las dispersiones de las tres componentes de la velocidad tangencial siguen siendo muy sensibles a las características del episodio de acreción. En particular, las simulaciones **s3v6**, **s6v3** y **s6v6** pueden ser descartadas sobre la base de que de la dispersión de la componente  $W$  de la velocidad tangencial, resulta, por lo menos, 1.5 veces superior al valor observacional. En consecuencia, aquellos episodios de acreción recientes, incluso los correspondientes a masas pequeñas del satélite colisionante, pueden ser rechazados

sobre la base actual de los datos observacionales de la cinemática de la población de enanas blancas. Por último, el caso **s3v3**, que en principio es relativamente compatible con los valores observacionales, presenta una extensa cola en la distribución de velocidades tangenciales — ver Figura 3.3 — por lo que su aceptación o no resulta más dudosa.

### 3.3.3. El papel de la altura patrón en los episodios de acreción

Puesto que la altura patrón,  $H_p$ , es proporcional a la dispersión de la velocidad perpendicular al plano galáctico, hemos realizado un segundo grupo de simulaciones en los cuales se ha adoptado una altura patrón determinada a partir de la  $\langle\sigma_w\rangle$  obtenida a partir del segundo y tercer conjunto de simulaciones. Hemos denominado estas simulaciones como **r3v3**, **r3v6**, **r6v3**, **r6v6** y **h3v3**, **h3v6**, **h6v3**, **h6v6**, respectivamente, y los valores de la altura patrón utilizados se presentan en la Tabla 3.3.

Cuadro 3.3: Valores de la altura patrón utilizados para el tercer y cuarto conjunto de simulaciones obtenidos a partir de los valor de  $\langle\sigma_w\rangle$  del primer y segundo conjunto de simulaciones.

VALORES DE LA ALTURA PATRÓN

Modelo	$H_p$ (kpc)	Modelo	$H_p$ (kpc)
<b>r3v3</b>	0.468	<b>h3v3</b>	0.235
<b>r3v6</b>	0.856	<b>h3v6</b>	0.350
<b>r6v3</b>	0.809	<b>h6v3</b>	0.407
<b>r6v6</b>	1.753	<b>h6v6</b>	0.732

Los resultados obtenidos para estos dos conjuntos de simulaciones se muestran en las Figuras 3.4 y 3.5 y en las secciones tercera y cuarta de la Tabla 3.2. Una vez más podemos observar que únicamente los episodios de acreción más antiguos y más modestos, como es el caso del episodio **h3v3**, resultan aceptables en comparación con los datos observacionales. De todas formas, cabe señalar que la simulación **h3v3** presenta valores promedio, tanto de las componentes de la velocidad tangencial como de sus correspondientes dispersiones, muy similares a los valores observacionales. No obstante, en esta simulación observamos de nuevo la presencia de una cola muy extensa en la distribución de velocidades — ver Figura 3.5 — a diferencia de la distribución observacional que no la posee. Este hecho delata que tales episodios de acreción resultan sólo parcialmente compatibles con los datos observacionales actualmente disponibles.

Finalmente, resulta interesante estudiar los resultados para un nuevo conjunto de simulaciones en el que, comenzando con un valor pequeño de la dispersión de veloci-

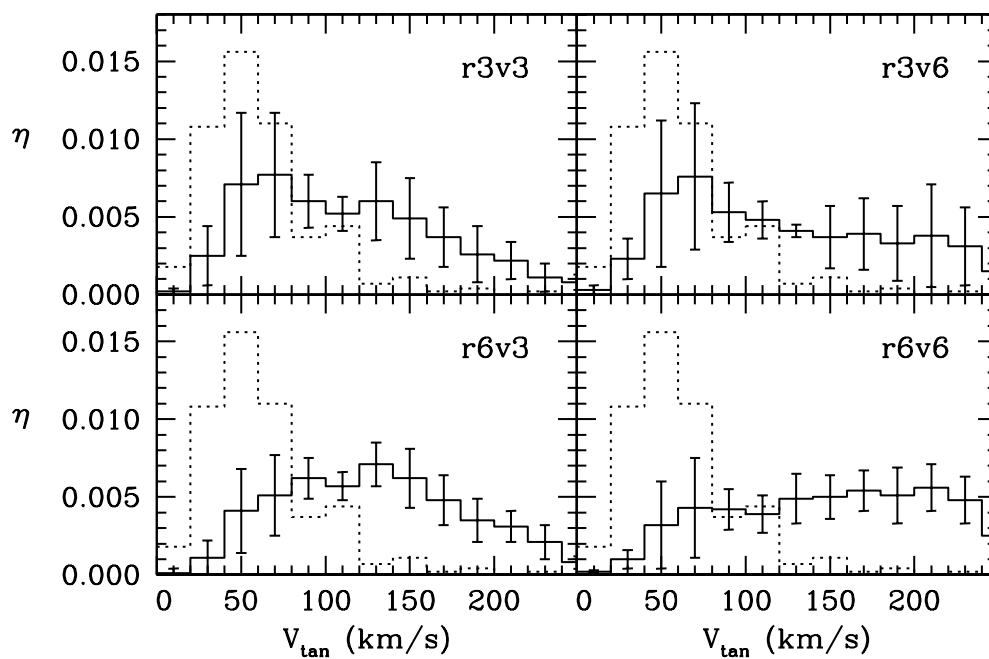


Figura 3.4: Distribuciones normalizadas de la velocidad tangencial para el tercer conjunto de simulaciones.

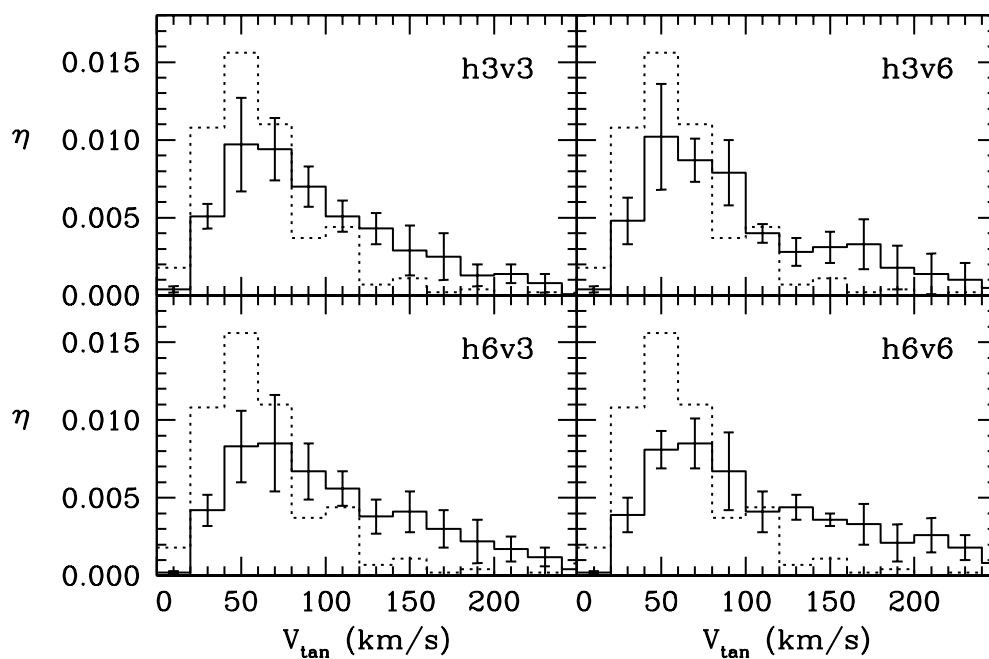


Figura 3.5: Distribuciones normalizadas de la velocidad tangencial para el cuarto conjunto de simulaciones.

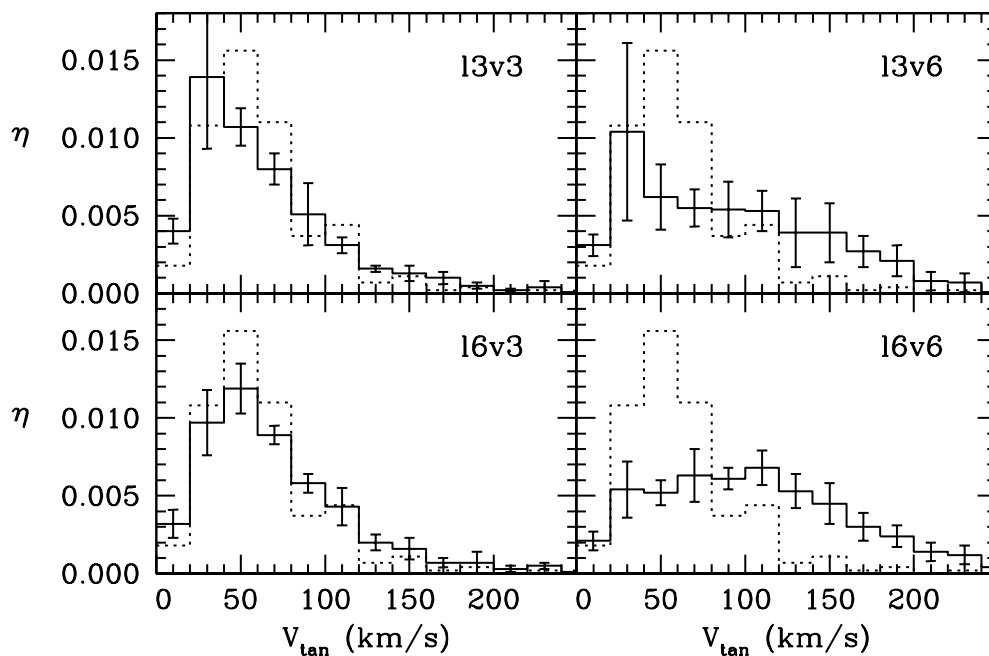


Figura 3.6: Distribuciones normalizadas de la velocidad tangencial para el quinto conjunto de simulaciones.

dades del orden de unos 8 km/s, se supone un episodio de acreción tal que conlleve un calentamiento de la población de enanas blancas hasta un valor de 22 km/s en la componente  $z$  de las dispersiones, que recordemos es el valor observado. Obviamente, los valores iniciales de la dispersión de velocidades para las componentes  $U$  y  $V$  deben ser reducidos de manera análoga y suponer un proceso de calentamiento similar al anterior. Por lo tanto, hemos realizado un quinto conjunto de simulaciones en el que hemos variado los valores iniciales de la dispersión de velocidades, reduciendo el valor de cada una de las tres componentes a  $1/3$  del valor original adoptado en todas las simulaciones anteriores y suponiendo una masa pequeña del satélite colisionante. Por otro lado, la ley de altura patrón adoptada ha sido la original. Hemos denominado a este nuevo conjunto de simulaciones 13v3, 13v6, 16v3 y 16v6. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 3.6 conjuntamente con los valores medios para las componentes de la velocidad tangencial y sus dispersiones que se hallan en la Tabla 3.2. Un análisis de los resultados de la Figura 3.6 revela que sólo aquellos episodios de acreción menos masivos, tales como el 13v3 y el 16v3, pueden reproducir de manera aceptable la distribución observacional. No obstante, para estas dos simulaciones en concreto los valores predichos de  $\langle U \rangle$  no se encuentran en buen acuerdo con los valores observados (véase Tabla 3.2). Cabe también añadir que los valores de las tres dispersiones de velocidades son apreciablemente inferiores que los correspondientes



valores observacionales, hecho que podría ser subsanado realizando las simulaciones con valores iniciales mayores que los aquí adoptados. No obstante, todas estas argumentaciones previenen sobre el hecho de adoptar un episodio de acreción con las características anteriormente descritas.

### 3.4. Análisis estadístico de los resultados

#### 3.4.1. Test de compatibilidad $Z^2$

De manera adicional al análisis de los diferentes escenarios anteriormente expuestos, y con el objeto de realizar una estimación más cuantitativa, hemos llevado a cabo entre las diferentes simulaciones realizadas y los datos observacionales un test de compatibilidad basado en la estadística  $Z^2$  (Lucy 2000). Este nuevo test estadístico mejora el test habitual basado en la estadística  $\chi^2$  en cuanto este último está estrictamente justificado si el número de objetos en cada intervalo tiende a infinito (en la práctica se acepta como válido si el número esperado de objetos  $n_i > 5$  para todos los intervalos). En nuestro caso, la distribución de enanas blancas según su velocidad tangencial presenta bastantes intervalos con un número inferior a cinco objetos, especialmente en la que hemos denominado la cola de la distribución y que, tal y como hemos visto, contiene información valiosa sobre la posible existencia o no de un episodio de acreción. Por lo tanto, el test clásico  $\chi^2$  resultaría sesgado obteniéndose una información sólo parcialmente aceptable, mientras que el test  $Z^2$ , que utiliza un factor de escala para sobrepesar aquellos intervalos con un número escaso de objetos, resulta especialmente útil. Adicionalmente hemos utilizado las barras de error, tanto de las distribuciones simuladas como la de la distribución observacional, para construir una función peso de manera tal que cada intervalo resulte inversamente proporcional a la suma en cuadratura de las barras de error de ambas distribuciones.

En la Tabla 3.4 mostramos los resultados obtenidos. Si consideramos como aceptables aquellas simulaciones que se encuentren dentro de un nivel de confianza  $2\sigma$  tan sólo obtenemos la simulación **t0v0** — en la que recordemos no se ha supuesto ningún episodio de acreción — y las simulaciones **13v3** y **16v3**. No obstante, a un nivel de confianza de  $1\sigma$  las simulaciones **s3v3**, **s3v6** y **s6v3** también resultan compatibles con los datos observacionales.

Por último hemos representado en la Figura 3.7 la compatibilidad entre cada una de las configuraciones simuladas con los datos observacionales en función de la intensidad del episodio de acreción. Tal y como podemos observar la dependencia es claramente lineal, salvo quizás algún episodio en concreto que se aleja de la linealidad, como es el **16v3**; hecho debido, sin duda, a la naturaleza intrínsecamente aleatoria de toda simulación Monte Carlo. En cualquier caso, la Figura 3.7 deja en evidencia esta dependencia lineal, y como, en consecuencia, la compatibilidad de un episodio de acreción es tanto mayor cuanto menor sea la eficiencia con la que se produjo y

Cuadro 3.4: Test estadístico  $Z^2$  de compatibilidad entre la distribución observacional de velocidades tangenciales y las distribuciones Monte Carlo simuladas.

TEST DE COMPATIBILIDAD  $Z^2$

Modelo	$P$	Modelo	$P$	Modelo	$P$
t0v0	0.989				
t3v3	0.630	s3v3	0.939	r3v3	0.530
t3v6	0.538	s3v6	0.893	r3v6	0.423
t6v3	0.221	s6v3	0.746	r6v3	0.180
t6v6	0.108	s6v6	0.665	r6v6	0.040
h3v3	0.908	l3v3	0.999		
h3v6	0.758	l3v6	0.878		
h6v3	0.694	l6v3	0.998		
h6v6	0.589	l6v6	0.691		

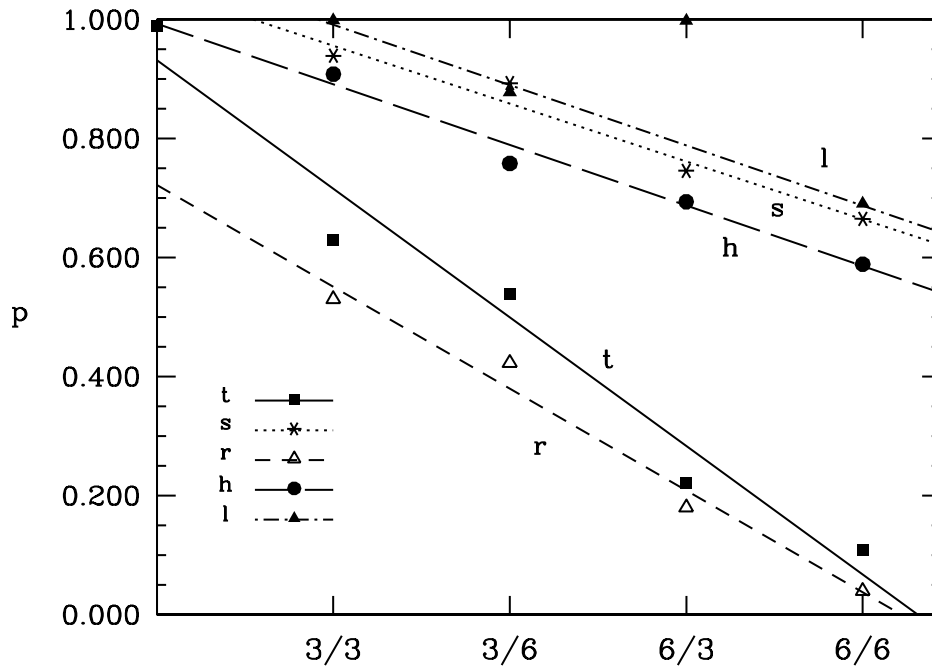


Figura 3.7: Compatibilidad de los episodios de acreción simulados y los datos observacionales en función de la intensidad del impacto.

más antiguo sea.

### 3.4.2. Test de Kolmogorov–Smirnov

Podemos realizar una nueva comparación cuantitativa, algo más sofisticada que la anterior, mediante el test de Kolmogorov–Smirnov. En este test se comparan diferentes funciones de distribución, o conjuntos de datos, a partir de sus funciones acumuladas de probabilidad. El procedimiento seguido es el siguiente. En primer lugar, para cada dato observado y cada uno de los modelos realizados, se calcula (a partir de la distribución simulada) la probabilidad  $P_{<}$  de que un valor inferior al observado pueda ocurrir. Después de calcular  $P_{<}$  para cada intervalo determinamos la probabilidad según el test de Kolmogorov–Smirnov de que la distribución de  $P_{<}$  siga una distribución uniforme y, de este modo, comprobamos si los datos observados son consistentes o no con el modelo. El hecho de que dos distribuciones acumuladas cualesquiera concuerden tanto para valores pequeños como para valores grandes de la distribución, hace que el test de Kolmogorov–Smirnov sea especialmente útil en el análisis de las distribuciones de velocidades tangenciales de la población de enanas blancas, puesto que las indeterminaciones estadísticas de esta población son mayores para el rango de velocidades tanto bajas como muy altas.

Cuadro 3.5: Test de Kolmogorov–Smirnov de compatibilidad entre la distribución observacional de velocidades tangenciales y las distribuciones Monte Carlo simuladas.

TEST DE KOLMOGOROV–SMIRNOV

Modelo	$P$	Modelo	$P$	Modelo	$P$
t0v0	1,0				
t3v3	$2,7 \times 10^{-13}$	s3v3	1,0	r3v3	$6,6 \times 10^{-15}$
t3v6	$1,1 \times 10^{-17}$	s3v6	$3,9 \times 10^{-4}$	r3v6	$1,5 \times 10^{-19}$
t6v3	$4,1 \times 10^{-21}$	s6v3	$2,0 \times 10^{-6}$	r6v3	$2,8 \times 10^{-9}$
t6v6	$1,5 \times 10^{-7}$	s6v6	$1,2 \times 10^{-10}$	r6v6	$1,0 \times 10^{-19}$
h3v3	1,0	l3v3	1,0		
h3v6	$2,1 \times 10^{-5}$	l3v6	$7,8 \times 10^{-5}$		
h6v3	$1,6 \times 10^{-8}$	l6v3	1,0		
h6v6	$3,5 \times 10^{-11}$	l6v6	$6,7 \times 10^{-11}$		

En la realización del test de Kolmogorov–Smirnov se han utilizado los mismo pesos estadísticos que los empleados previamente en el test  $Z^2$  (recordemos que la función peso era en cada intervalo inversamente proporcionales a la suma en cuadratura de las barras de error de la muestra observacional y de la correspondiente mues-

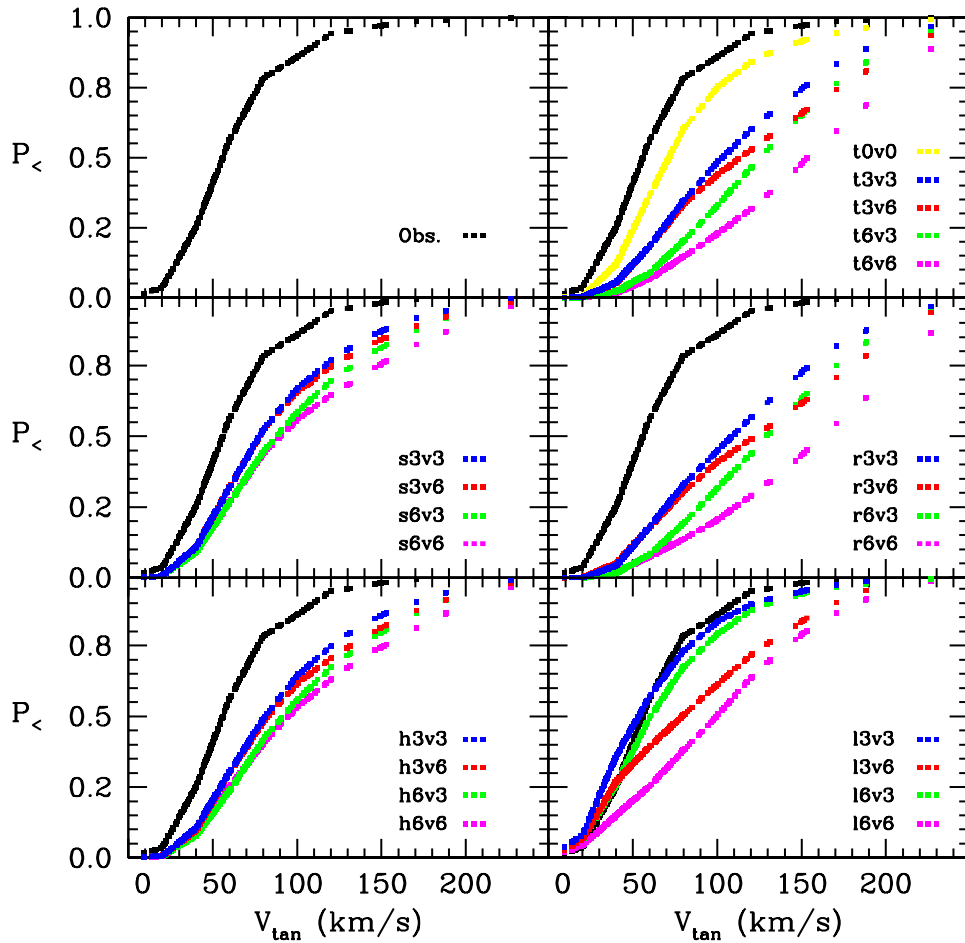


Figura 3.8: Distribuciones de probabilidad  $P_{<}$  para la muestra observacional y los diferentes modelos simulados de la distribución de velocidades tangenciales de la población de enanas blancas. Véase el texto para más detalles.

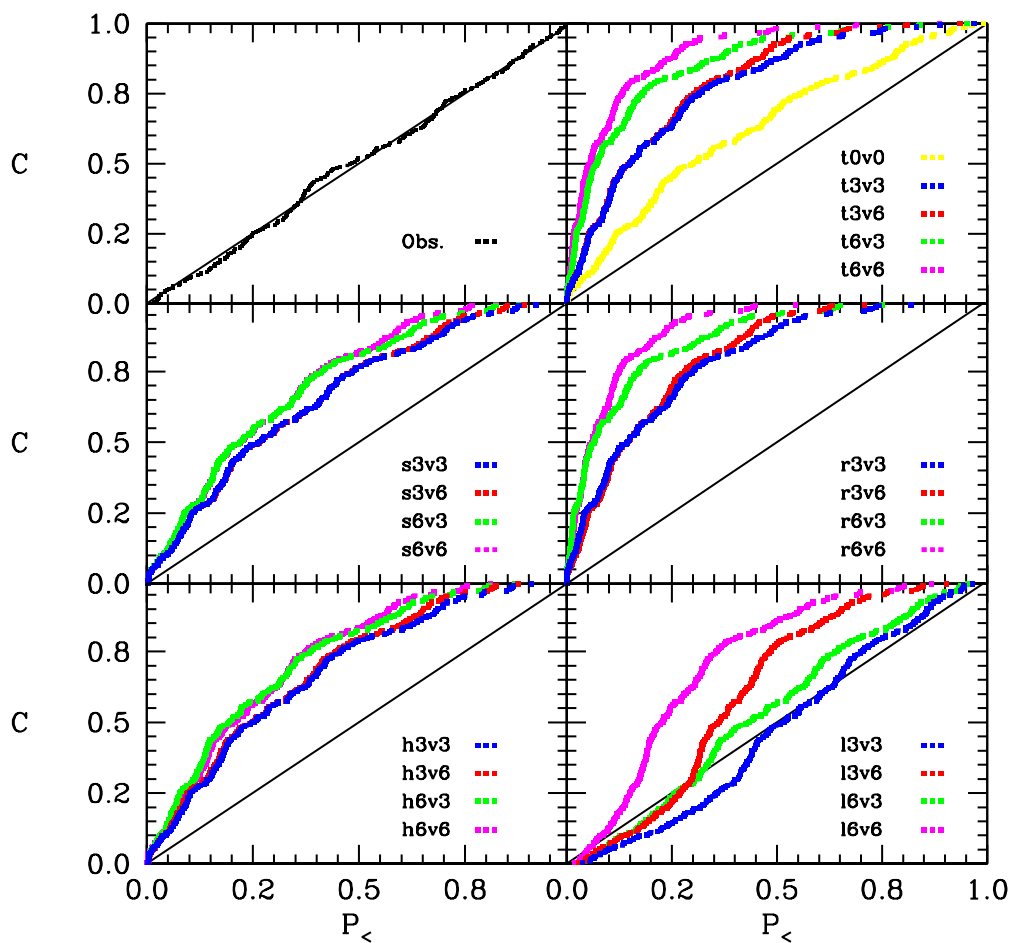


Figura 3.9: Distribuciones de probabilidad acumulada en función de la distribución de probabilidad  $P_{<}$ . Para facilitar la comparación se ha representado mediante una línea continua la distribución uniforme. Véase el texto para más detalles.

tra simulada). En las Figuras 3.8 y 3.9 y en la Tabla 3.5 mostramos los resultados obtenidos. En la Figura 3.8 mostramos la probabilidad  $P_{<}$  para cada objeto observado en función de la velocidad tangencial para cada una de las diferentes simulaciones realizadas. Por otro lado, en la Figura 3.9 se representa la probabilidad acumulada y se compara con una distribución uniforme. Como puede observarse en la Tabla 3.5 los únicos modelos consistentes con los datos observacionales vuelven a ser el **t0v0**, el **s3v3** — pero no el **s3v6** ni el **s6v3** —, el **h3v3** y los modelos **13v3** y **16v3**.

En resumen, estos resultados concuerdan perfectamente con los expuestos previamente en el test  $Z^2$  y vienen a subrayar los ya obtenidos cualitativamente con anterioridad, a saber: los episodios de acreción masivos o muy eficientes pueden ser claramente descartados mientras que tan sólo aquellos procesos de acreción menos eficientes y más antiguos resultan compatibles con los datos observacionales disponibles aunque con una probabilidad que se halla dentro de un nivel inferior de confianza.