

Formación y Evolución Colisional de los Objetos del Cinturón de Kuiper

S. J. Kenyon, B. C. Bromley, D. P. O'Brien, D. R. Davis
Seminario: El Espacio Transneptuniano

13 de Diciembre de 2007

Teoría de Coagulación

Formación planetaria:

1. Colisiones entre los granos producen agregados que se desacoplan del gas y se asientan en el plano medio.
2. Crecimiento de los agregados hasta planetesimales
3. Colisiones y fusiones entre planetesimales forman planetas

Teoría de Coagulación

Prescripción para la densidad superficial de gas y polvo:

$$\Sigma_{d,g} = \Sigma_{0d,0g} \left(\frac{a}{40 \text{ UA}} \right)^{-n}$$

MMSN:

$$\left\{ \begin{array}{l} n = 3/2 \\ \Sigma_{0d} = 0,1 \text{ g cm}^{-2} \\ \Sigma_{0g} = 5 - 10 \text{ g cm}^{-2} \\ \text{si } r_{ext} \sim 100 \text{ UA} \Rightarrow M_{disco} \sim 0,03 M_{\oplus} \end{array} \right.$$

Teoría de Coagulación

Crecimiento de los granos:

$r \sim 0,01 - 0,1 \mu m$: las turbulencias balancean la componente vertical de la fuerza gravitatoria.

$r \sim 0,1 - 1 mm$: se desacoplan de las turbulencias y se asientan en el plano medio del disco.

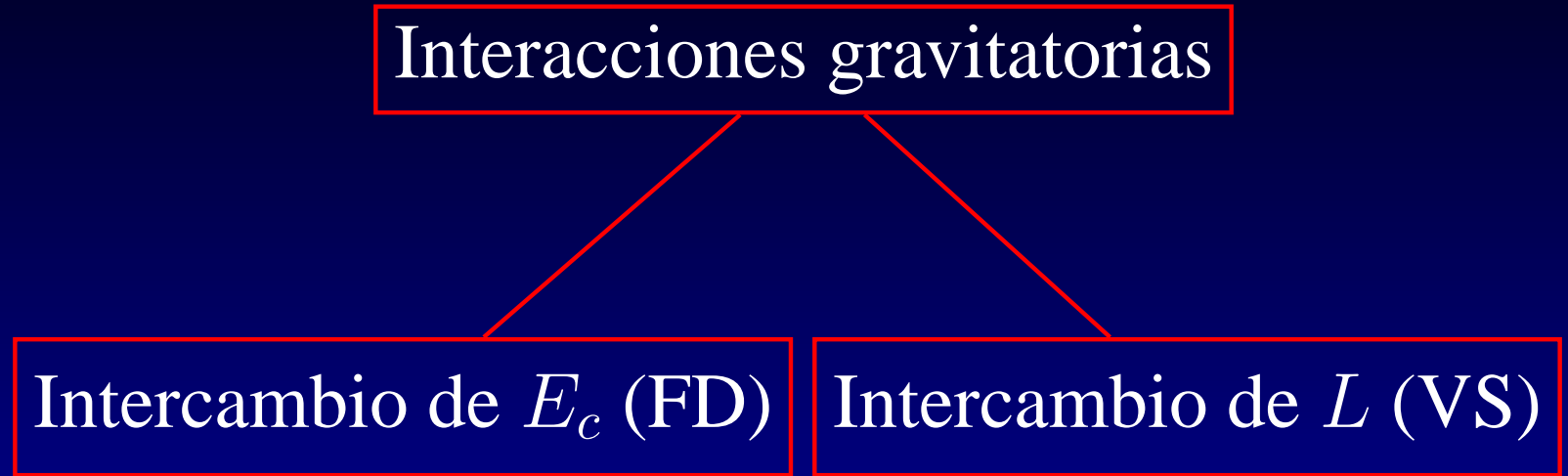
Arrastre gaseoso... hay alternativas!

$r \sim 1 cm$: fácilmente atrapados en vórtices (flujo turbulento en rotación espiral).

Si no hay turbulencias: criterio de Jeans.

$r \sim 1 Km$: la gravedad domina sobre el gas.

Teoría de Coagulación



Teoría de Coagulación

Interacciones gravitatorias

Intercambio de E_c (FD)

Intercambio de L (VS)

a 40 UA: $v_{\text{aleatorias}} \sim v_{\text{escape}} \sim 1 \text{ m s}^{-1}$

$\Rightarrow E_g \sim E_{\text{col}} \sim 10^4 \text{ erg/g} \ll Q_D^* \sim 10^{5-7} \text{ erg/g}$

Teoría de Coagulación

Interacciones gravitatorias

Intercambio de E_c (FD)

Intercambio de L (VS)

a 40 UA: $v_{aleatorias} \sim v_{escape} \sim 1 \text{ m s}^{-1}$

$\Rightarrow E_g \sim E_{col} \sim 10^4 \text{ erg/g} \ll Q_D^* \sim 10^{5-7} \text{ erg/g}$

\Rightarrow las colisiones producen fusiones y no escombros

Teoría de Coagulación

Tasa de colisión $\sim n\sigma v$

Teoría de Coagulación

Tasa de colisión $\sim n\sigma v$

escaleada por f_g :
$$\sigma_c \sim \pi r^2 f_g \sim \pi r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{v_{esc}}{ev_K} \right)^2 \right]$$

$\beta \sim 2,7$: coef. que refleja que las órbitas son 3-D en un disco en rotación.

Teoría de Coagulación

$$\sigma_c \sim \pi r^2 f_g \sim \pi r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{v_{esc}}{ev_K} \right)^2 \right]$$

Teoría de Coagulación

$$\sigma_c \sim \pi r^2 f_g \sim \pi r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{v_{esc}}{ev_K} \right)^2 \right]$$

- Inicialmente \Rightarrow **Crecimiento Ordenado**

Teoría de Coagulación

$$\sigma_c \sim \pi r^2 f_g \sim \pi r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{v_{esc}}{ev_K} \right)^2 \right]$$

- Inicialmente \Rightarrow Crecimiento Ordenado
- Formación de objetos grandes \Rightarrow Crecimiento Runaway

Teoría de Coagulación

$$\sigma_c \sim \pi r^2 f_g \sim \pi r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{v_{esc}}{ev_K} \right)^2 \right]$$

- Inicialmente \Rightarrow Crecimiento Ordenado
- Formación de objetos grandes \Rightarrow Crecimiento Runaway
- Crecimiento de protoplanetas \Rightarrow Crecimiento Oligárquico

Teoría de Coagulación

$$\sigma_c \sim \pi r^2 f_g \sim \pi r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{v_{esc}}{ev_K} \right)^2 \right]$$

- Inicialmente \Rightarrow Crecimiento Ordenado
- Formación de objetos grandes \Rightarrow Crecimiento Runaway
- Crecimiento de protoplanetas \Rightarrow Crecimiento Oligárquico

A medida que los “oligarcas” crecen

\Rightarrow las colisiones producen escombros y no fusiones

Teoría de Coagulación

$$\sigma_c \sim \pi r^2 f_g \sim \pi r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{v_{esc}}{ev_K} \right)^2 \right]$$

- Inicialmente \Rightarrow Crecimiento Ordenado
- Formación de objetos grandes \Rightarrow Crecimiento Runaway
- Crecimiento de protoplanetas \Rightarrow Crecimiento Oligárquico

A medida que los “oligarcas” crecen

\Rightarrow las colisiones producen escombros y no fusiones

Cascada colisional

Cascada colisional

Los planetesimales residuales son reducidos lentamente a polvo

- $r \lesssim 1 - 10\mu\text{m}$: eyectados por presión de radiación
- $r \gtrsim 10\mu\text{m}$: espiralan al Sol por arrastre de Poynting-Robertson.

Cascada colisional

Los planetesimales residuales son reducidos lentamente a polvo

- $r \lesssim 1 - 10\mu\text{m}$: eyectados por presión de radiación
- $r \gtrsim 10\mu\text{m}$: espiralan al Sol por arrastre de Poynting-Robertson.

¿Cuál es la masa que deben alcanzar los oligarcas para que las colisiones sean disruptivas?

Si $Q_i = 1/8v_i^2$ es la energía específica de colisión del CM ($v_i^2 = v_R^2 + v_{esc}^2$),

Q_g es la energía de ligadura gravitacional,

y Q_b es la energía de ruptura catastrófica

\therefore para que la colisión sea catastrófica se requiere que:

Cascada colisional

Los planetesimales residuales son reducidos lentamente a polvo

- $r \lesssim 1 - 10\mu\text{m}$: eyectados por presión de radiación
- $r \gtrsim 10\mu\text{m}$: espiralan al Sol por arrastre de Poynting-Robertson.

¿Cuál es la masa que deben alcanzar los oligarcas para que las colisiones sean disruptivas?

Si $Q_i = 1/8v_i^2$ es la energía específica de colisión del CM ($v_i^2 = v_R^2 + v_{esc}^2$),

Q_g es la energía de ligadura gravitacional,

y Q_b es la energía de ruptura catastrófica

∴ para que la colisión sea catastrófica se requiere que:

$$Q_i > Q_D^* = Q_g + Q_b$$

La masa de disrupción m_d es aquella para la que $Q_i \approx Q_D^*$:

Cascada colisional

Los planetesimales residuales son reducidos lentamente a polvo

- $r \lesssim 1 - 10\mu\text{m}$: eyectados por presión de radiación
- $r \gtrsim 10\mu\text{m}$: espiralan al Sol por arrastre de Poynting-Robertson.

¿Cuál es la masa que deben alcanzar los oligarcas para que las colisiones sean disruptivas?

Si $Q_i = 1/8v_i^2$ es la energía específica de colisión del CM ($v_i^2 = v_R^2 + v_{esc}^2$),

Q_g es la energía de ligadura gravitacional,

y Q_b es la energía de ruptura catastrófica

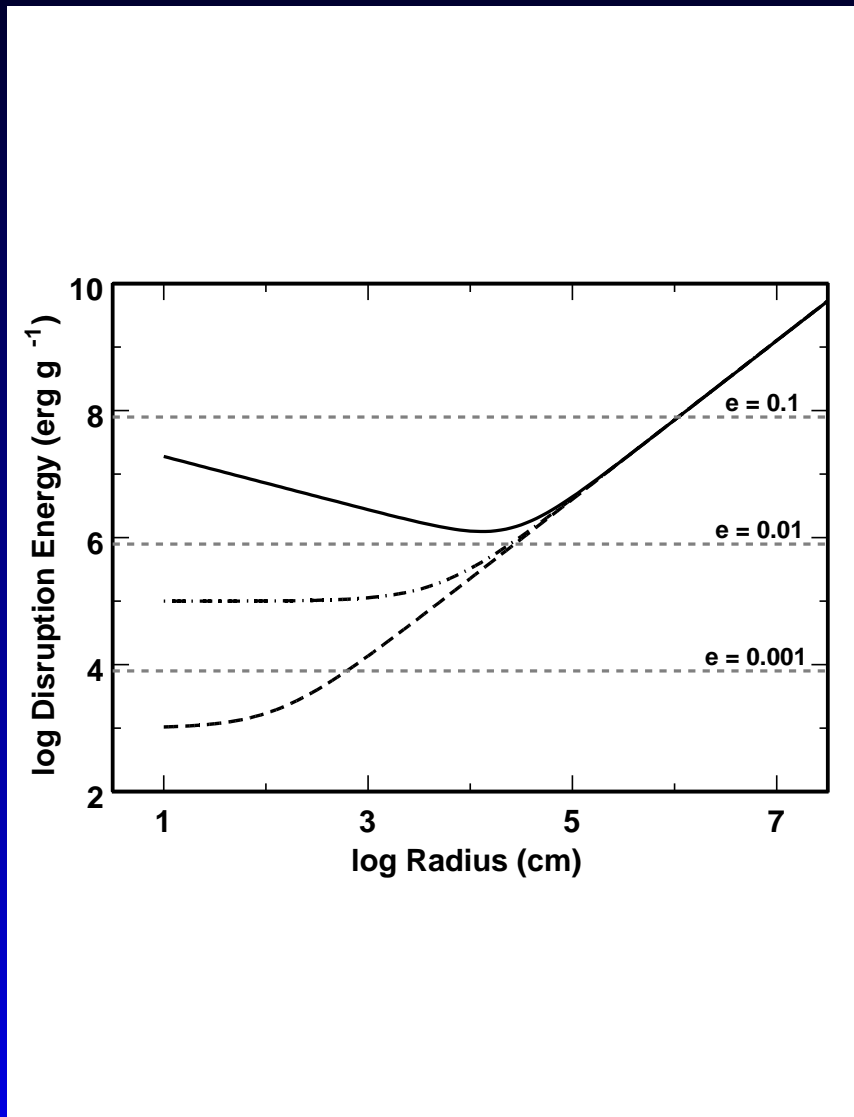
\therefore para que la colisión sea catastrófica se requiere que:

$$Q_i > Q_D^* = Q_g + Q_b$$

La masa de disrupción m_d es aquella para la que $Q_i \approx Q_D^*$:

$$m_d \sim 3 \times 10^{-6} \left(\frac{Q_D^*}{10^7 \text{ erg/g}} \right)^{3/2} M_{\oplus} \quad (\text{para objetos formados por hielos a 30 UA.})$$

Energía de disrupción Q_D^*



- curva sólida: sim. numéricas que incluyen la ec. de estado de hielo cristalino.
- curvas punteadas: modelos que ajustan las rupturas cometarias.
- curvas horizontales: Q_i para objetos con igual masa a $\neq e$.
- resultados similares para \neq modelos si $r \gtrsim 1\text{Km}$.
- $Q_i \ll Q_D^* \Rightarrow$ fusiones.
 $Q_i \gg Q_D^* \Rightarrow$ escombros.

Cascada Colisional

Una vez iniciada la cascada colisional (cc): el crecimiento de los oligarcas depende de:

- eficiencia de la cc $\Rightarrow m_f \approx m_d$
- eficiencia de acreción $\Rightarrow m_f \approx m_{iso}$

Cascada Colisional

Una vez iniciada la cascada colisional (cc): el crecimiento de los oligarcas depende de:

- eficiencia de la cc $\Rightarrow m_f \approx m_d$
- eficiencia de acreción $\Rightarrow m_f \approx m_{iso}$

Amortiguamiento colisional
Arrastre gaseoso

\Rightarrow enlentecen la cc.

Cascada Colisional

Una vez iniciada la cascada colisional (cc): el crecimiento de los oligarcas depende de:

- eficiencia de la cc $\Rightarrow m_f \approx m_d$
- eficiencia de acreción $\Rightarrow m_f \approx m_{iso}$

Amortiguamiento colisional
Arrastre gaseoso

\Rightarrow enlentecen la cc.

Excitación viscosa
Fricción dinámica

\Rightarrow aceleran la cc.

Cascada Colisional

Una vez iniciada la cascada colisional (cc): el crecimiento de los oligarcas depende de:

- eficiencia de la cc $\Rightarrow m_f \approx m_d$
- eficiencia de acreción $\Rightarrow m_f \approx m_{iso}$

Amortiguamiento colisional
Arrastre gaseoso

\Rightarrow enlentecen la cc.

Excitación viscosa
Fricción dinámica

\Rightarrow aceleran la cc.

Simulaciones numéricas de formación planetaria en el KB

Simulaciones de Coagulación:

Evolución del Sistema Solar exterior: anillos concéntricos de ancho Δa_i con masas m_{ij} , exc. e_{ij} e incl. $i_{ij} \Rightarrow$ ec. dif. acopladas que dan $n_{ij}(t), e_{ij}(t), i_{ij}(t) \Rightarrow$ **métodos de multianillos**

Incluyen:

fragmentación
arrastre gasoso
amortiguación colisional
fricción dinámica
excitación viscosa

Basados en la aproximación estadística.

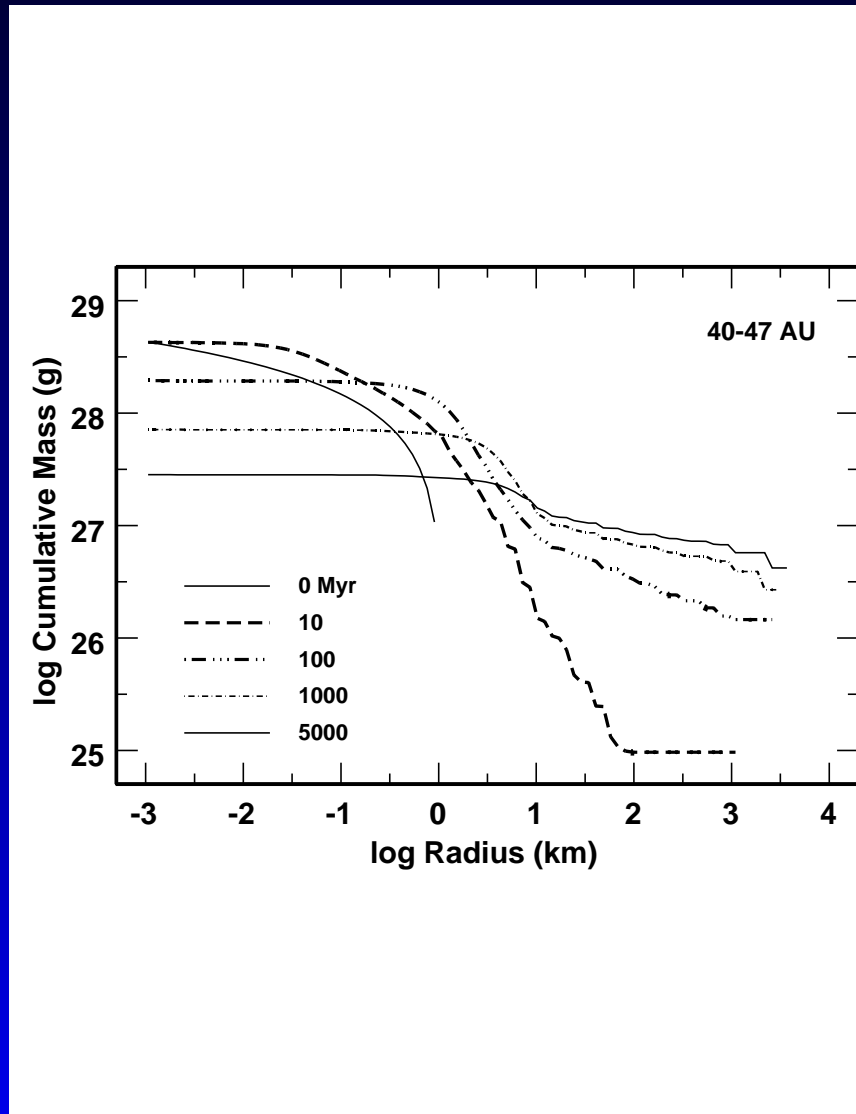
Modelos de Autoexcitación

Cálculos de formación *in situ* a 40-150 UA.

- $r_0 \sim 1\text{m a } 1\text{Km}$ (igual masa por bin logarítmico)
- $e_0 = 10^{-4}, i_0 = e_0/2$
- parámetros de fragmentación: inferidos de las rupturas cometarias.
- $\Sigma_g = \Sigma_{0,MMSN} e^{-t/\tau}$

Modelos de Autoexcitación

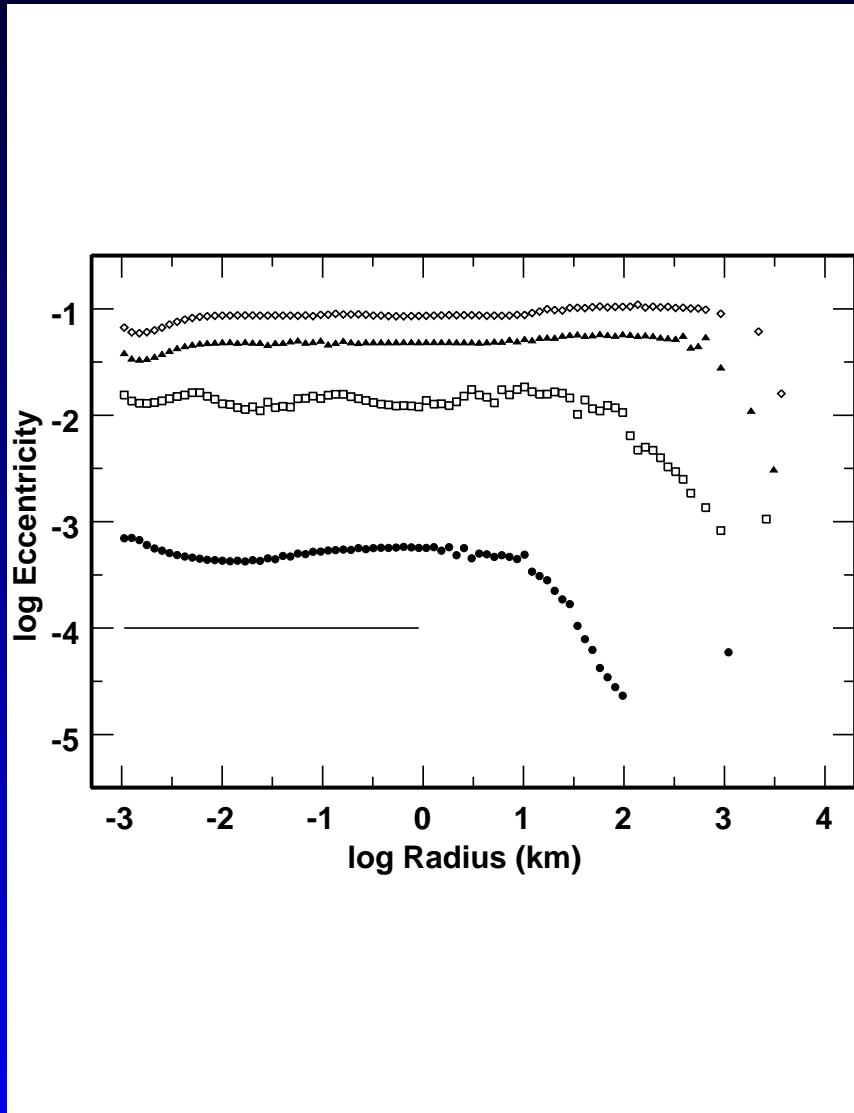
Evolución de la distribución de masa a 40-47 UA.



- Durante los primeros millones de años los objetos más grandes crecen lentamente
- Amort. col. y drag \Rightarrow crece f_g
 \Rightarrow crecimiento runaway \Rightarrow objetos con 10-1000Km en $\sim 30 \times 10^6$ años.

Modelos de Autoexcitación

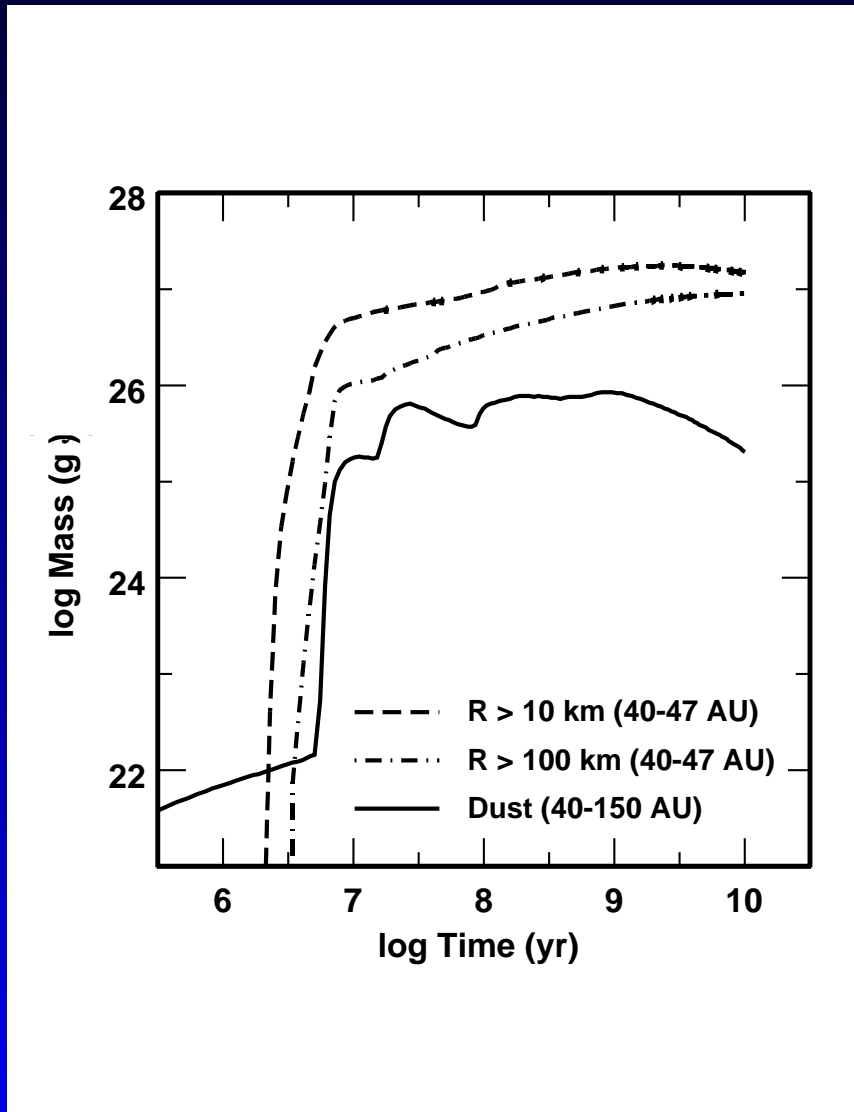
Evolución de la distribución de excentricidades a 40-47 UA.



- FD y VS \Rightarrow incrementan las $v.$ aleatorias \Rightarrow fin crecimiento runaway.
- e independiente del tamaño para los planetesimales.

Modelos de Autoexcitación

Producción de polvo:



- **crec. runaway:** pequeñas cantidades de polvo de craterizaciones.
- **crec. oligárquico:** las colisiones catastróficas producen un pico en la producción de polvo que coincide con la formación de objetos con $r \gtrsim 200 - 300\text{Km}$.
- el máximo de la masa de polvo se alcanza en 10^9 años cuando los oligarcas alcanzan su masa máxima a 150 UA.
- remoción de polvo por P-R más rápida que la generación \Rightarrow declina con el tiempo.

Modelos de Autoexcitación

- En estos cálculos se remueve material más rápido de lo que es acretado por los oligarcas.
- Finalmente se obtienen 10-1000 objetos con $r_{max} \sim 1000 - 3000$ Km a 40-50 UA.
- La masa en objetos con $r \sim 30 - 1000$ Km a 40-50 UA producida en 10^9 años es 5-10 veces mayor que la observada.

Modelos de Autoexcitación

- En estos cálculos se remueve material más rápido de lo que es acregado por los oligarcas.
- Finalmente se obtienen 10-1000 objetos con $r_{max} \sim 1000 - 3000$ Km a 40-50 UA.
- La masa en objetos con $r \sim 30 - 1000$ Km a 40-50 UA producida en 10^9 años es 5-10 veces mayor que la observada.

A menos que algún planeta de masa terrestre o mayor se forme en el KB, alguna perturbación externa debe excitar las órbitas de los KBOs e incrementar la cc.

Perturbaciones Externas

- Excitación debida a la cercanía de Neptuno.
- Pasaje estelar cercano.

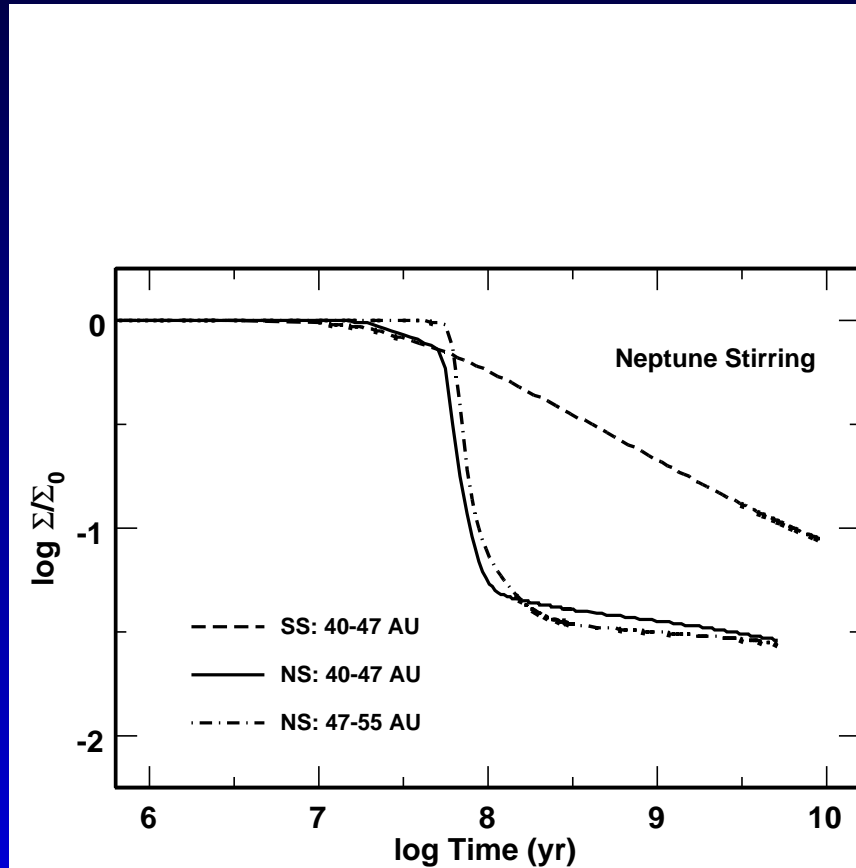
Exitación de Neptuno

Cuando Neptuno se acerca a su masa actual:

- en 100×10^6 años remueve casi todos los KBOs con $a \lesssim 37 - 38$ UA.
- entre los KBOs con $a > 38$ UA:
 - algunos son atrapados en RMM
 - otros son eyectados al SD (si tienen $q \lesssim 36 - 37$ UA)
- incrementa la efectividad de la cc más que la autoexitación.
- congela la distribución de masas de los KBOs más grandes.

Excitación de Neptuno

Evolución de la densidad superficial de KBOs (grandes y pequeños)



- producción de escombros que rápidamente se reducen a polvo y son removidos por presión de radiación y arrastre de P-R.
- deja sólo el 3 % de la masa inicial al cabo de $4,5 \times 10^9$ años.

Pasaje estelar

También puede excitar las órbitas de los KBOs e incrementar la cc.

Lugar más probable para el nacimiento solar: cúmulo con 2000-4000 miembros

Probabilidad de un encuentro estelar:

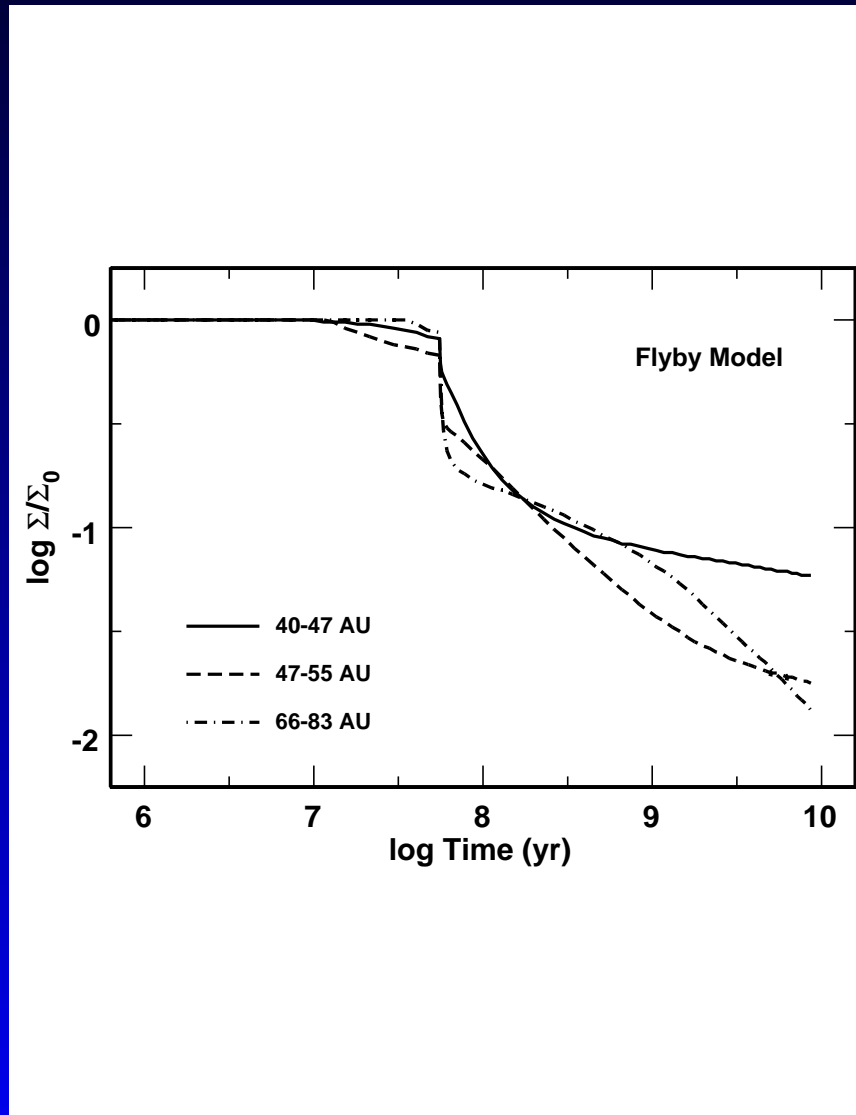
$$P(a_{close}) \sim 60\% \left(\frac{a_{close}}{160UA} \right)^2$$

Sup $a_{close} \sim 160 UA$:

- se producen objetos del tipo de Sedna.
- congela la distribución de masa de los objetos más grandes
 \Rightarrow estos deben alcanzar $r \gtrsim 300 \text{ Km}$ a $40\text{-}50 UA \Rightarrow$
 $t_{\odot} \sim 50 \times 10^6 \text{ años.}$

Pasaje estelar

Evolución de la densidad superficial de KBOs

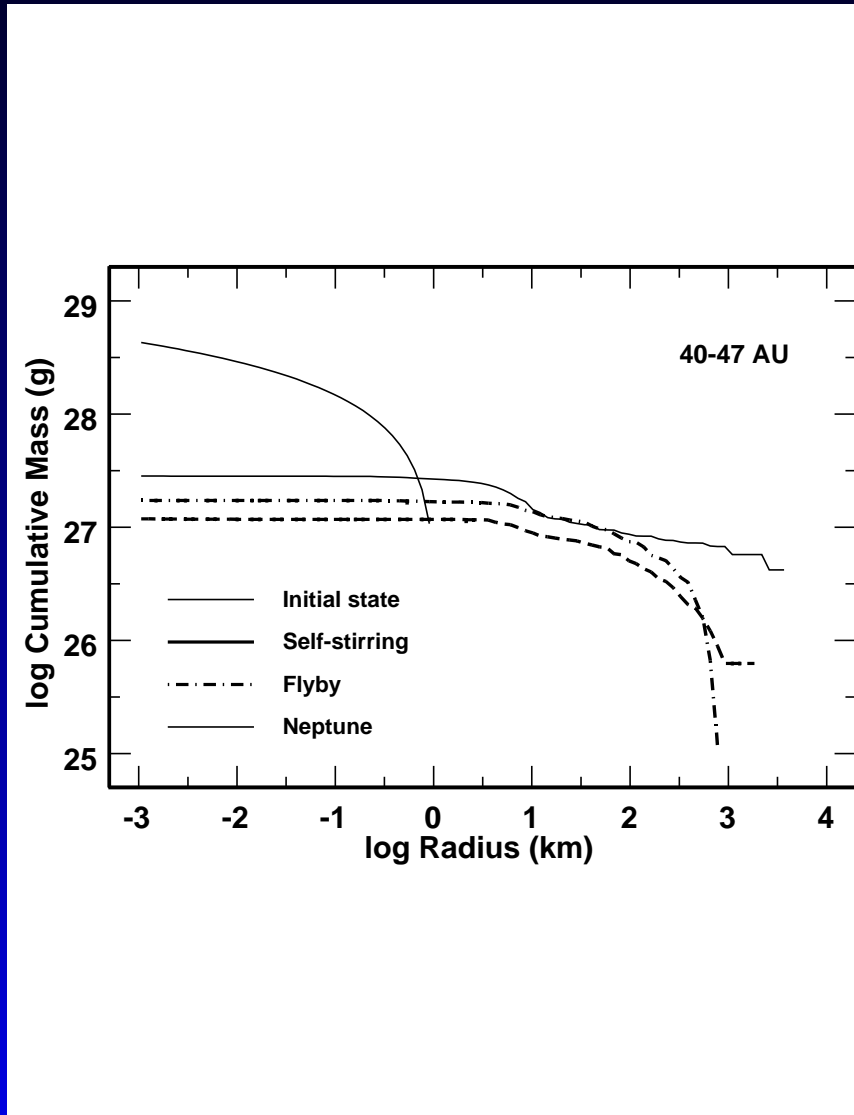


- pérdida dramática de material después del pasaje
- 40-47 UA se pierde el 93 % de M_0 en $4,5 \times 10^9$ años
- 50-80 UA se pierde el 97 % de M_0 en $4,5 \times 10^9$ años
- $a > 80$ UA se pierde más del 99 % de M_0 en $4,5 \times 10^9$ años

Pasaje estelar

- Es 2-3 veces más eficiente en remover masa que los modelos de autoexcitación.
- Remueve casi todos los KBOs más allá de un radio de truncamiento $a_T \sim 48(a_{close}/160UA)$
- muchos objetos con $a > a_T$ son eyectados pero algunos pueden sobrevivir en órbitas muy elípticas de tipo Sedna.

Perturbaciones Externas



- Comparación entre los distintos modelos luego de $4,5 \times 10^9$ años entre 40-47 UA.
- Modelos in situ: explican la masa actual pero no las clases dinámicas.

Modelo de Niza:

- Configuración compacta de los planetas gigantes + un disco de planetesimales masivos.
- Interacciones dinámicas conducen a una inestabilidad cuando Saturno atraviesa la RMM 2:1 con Júpiter.
- eyección de planetesimales hacia el KB, el SD y la nube de Oort.

Las predicciones del modelo están en buen acuerdo con las observaciones.

¿Se puede explicar la probabilidad del estado inicial del modelo de Niza?

Modelo de Niza

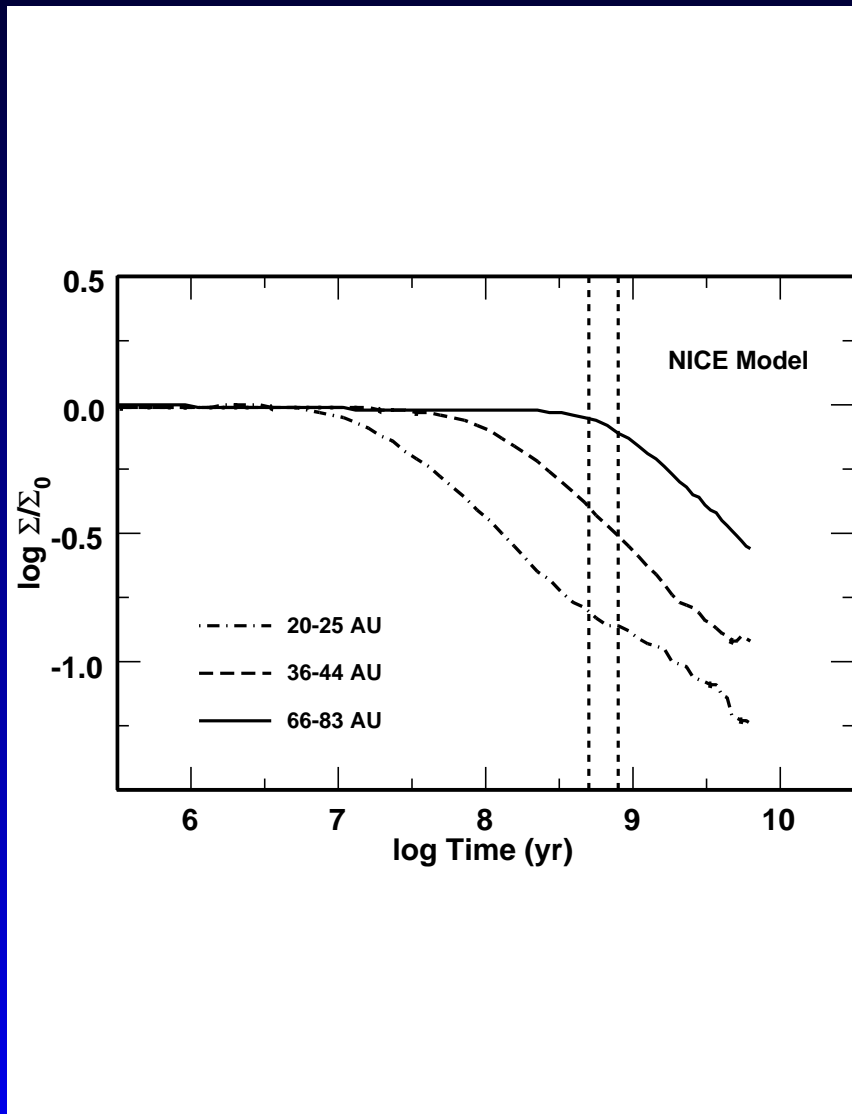
Thommes (2002): Simulaciones de N-cuerpos que aseguran que se pueden producir configuraciones compactas de planetas... pero no consideran la fragmentación.

O'Brien et al(2005): La pulverización es despreciable si la mayor parte de la masa está en grandes planetesimales con $r \gtrsim 1\text{KM}$.

¿Se puede alcanzar este estado a partir de planetesimales de 1Km?

Modelo de Niza

Evolución del disco de planetesimales con cálculos de coagulación:



- 20-25 UA: $M_i = 6M_{\oplus}$
- 36-44 UA: $M_i = 9M_{\oplus}$
- 66-83 UA: $M_i = 12M_{\oplus}$
- Una vez que la cc comienza de-
clina la den. sup. hasta un 10
o 20% de su valor inicial en
la época del bombardeo pesado
tardío.

Predicciones del Modelo de Coagulación

$n(r), n(e), n(i)$ como funciones de a . Distribución numérica:

$$n(r) = \begin{cases} n_d r^{-\alpha_d} & r \leq r_1 \\ n_i & r_1 \leq r \leq r_0 \\ n_m r^{-\alpha_m} & r \geq r_0 \end{cases}$$

- La población de escombros siempre tiene $\alpha_d \approx 3,5$
- La población de objetos de gran tamaño $r \geq r_0$ tiene $\alpha_m \approx 2,7 - 4$ dependiendo de los parámetros de fragmentación al igual que los radios de transición:
 - si $Q_b \gtrsim 10^5$ erg/g: $r_0 \approx r_1 \approx 1$ Km y $\alpha_m \approx 2,7 - 3,3$
 - si $Q_b \lesssim 10^3$ erg/g: $r_1 \approx 0,1$ Km y $r_0 \approx 10 - 20$ Km y $\alpha_m \approx 3,5 - 4$
- Para perturbaciones externas: α_m siempre grande.

Predicciones del Modelo de Coagulación

- Las distribuciones de e e i de los objetos con $r \lesssim r_0$ a $4,5 \times 10^9$ años dependen de la masa total de oligarcas (que las excitaron) $\Rightarrow e$ e i independientes de r .
- Las distribuciones de e e i de los oligarcas están definidas por la FD y resulta $e \propto r^{-\gamma}$
 - modelos de autoexcitación $\gamma \sim 3/4$
 - modelos de perturbación externa $\gamma \sim 0 - 0,25$

Predicciones del Modelo de Coagulación

Cálculos con

- \neq distribuciones de masa inicial
- e_0 en un rango de un orden de magnitud
- $Q_b = 10^0 - 10^7 \text{ erg g}^{-1}$ y variaciones similares en los demás parámetros de fragmentación

r_{max} y la masa removida por la cc varían en menos del 10 %

- La FD y el amort. borran débilmente la distribución inicial de masa \Rightarrow la tasa de crecimiento es insensible a la distribución inicial de masa.
- El amortiguamiento colisional entre los objetos pequeños borra la distribución orbital inicial \Rightarrow los resultados no dependen de e e i .

Predicciones del Modelo de Coagulación

r_{max} y la masa removida son poco sensibles a los parámetros de fragmentación. Estas cantidades dependen del cociente:

$$\frac{\textit{tasa de colisiones disruptivas}}{\textit{tasa de acrecion}}$$

Comienzo de la cc cuando $m_o \sim m_d$.

Si $Q_b < 10^3 \text{ erg g}^{-1} \Rightarrow$ produce más escombros que $Q_b > 10^3 \text{ erg g}^{-1} \Rightarrow$
 m_o es más chica y es mayor la masa removida.

Pero los oligarcas con $m_o \sim m_d$ todavía pueden crecer (f_g es grande acreta más rápido de lo que se remueve).

En algún momento f_g comienza a decrecer \Rightarrow es más efectiva la cc que la acreción.

r_{max} y la masa removida son relativamente insensibles
a los parámetros de fragmentación.

Comparación de los modelos de Colisión con los Datos de KBO

Hay cuatro parámetros medidos para testear los resultados generales de los modelos de cuagulación:

KBO Class	$M_l (M_{\oplus})$	r_{max} (km)	r_0 (km)	q_m
cold cl	0.01–0.05	400	20–40 km	$\gtrsim 4$
hot cl	0.01–0.05	1000	20–40 km	3–3.5
detached	n/a	1500	n/a	n/a
resonant	0.01–0.05	1000	20–40 km	3
scattered	0.1–0.3	700	n/a	n/a

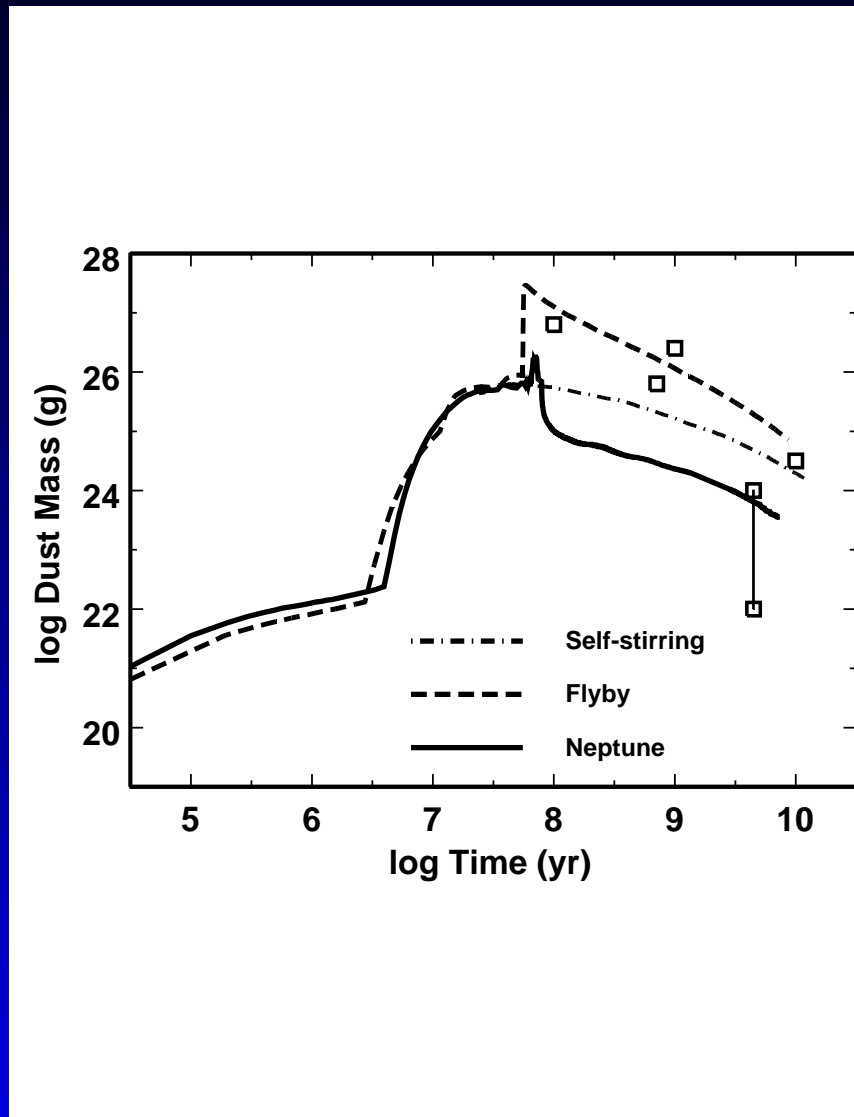
- r_{max} : tamaño de los objetos más grandes
- α_m : pendiente de la distribución de tamaños de los objetos con $r \geq 10\text{Km}$
- r_0 : el radio de transición entre la población que se fusiona y la población colisional.
- M_l masa total en KBOs grandes.

Comparación de los modelos de Colisión con los Datos de KBO

KBO Class	$M_l (M_{\oplus})$	r_{max} (km)	r_0 (km)	q_m
cold cl	0.01–0.05	400	20–40 km	$\gtrsim 4$
hot cl	0.01–0.05	1000	20–40 km	3–3.5
detached	n/a	1500	n/a	n/a
resonant	0.01–0.05	1000	20–40 km	3
scattered	0.1–0.3	700	n/a	n/a

- Diferencias físicas entre clases dinámicas.
- Inconsistencias del mod. de autoexcitación sin una perturbación externa:
 - r_{max} pequeño y α_m grande para la población fría.
 - r_0 grande concuerda mejor con el esperado para excitación por Neptuno que el $r_0 \sim 1$ km alcanzado en los modelos de autoexcitación. ¿tendencioso?
 - r_{max} grande y α_m chico para la población caliente son consistentes con la autoexcitación, pero demasiado chico comparado con el r_{max} esperado.
 - M_l pequeño.
- Masa de polvo a partir de los datos del Pioner 10 y 11 $\sim 10^{22} - 10^{24}$

Masas de polvo derivadas de las observaciones de varias estrellas de tipo solar y los modelos:



- Las \star de tipo solar tienen una masa de polvo que \sim sigue las predicciones de los modelos de autoexcitación con $Q_b \sim 10^3 \text{ erg g}^{-1}$.
- La masa de polvo es 1-3 órdenes de magnitud menor que lo esperado y cercana al modelo de exc. por Neptuno.

Relación con las propiedades dinámicas

Simulaciones de N-Cuerpos (no incluyen procesos colisionales). El modelo de Niza requiere de varios resultados de los cálculos de coagulación:

- producir planetas gigantes entre 5 a 15 UA.
- miles de Plutones entre las 20 y las 30 UA.
- pocos Plutones entre las 40 y 50 UA.

Resultados de cálculos coagulación:

- r_{max} decreciente con a
- entre las 40-50 UA, los modelos de exc. por Neptuno producen algunos objetos del tamaño de Pluton y muchos más chicos.
- Se producen más Plutones entre las 15-30 UA pero no miles.

Se requiere un mayor entendimiento de los procesos que pueden enlentecer o detener la cc

Escenario de Malhotra

Neptuno se forma a 20-25 UA y Migra lentamente.

Charnoz y Morbidelli: código dinámico acoplado a un código colisional para investigar la importancia relativa entre el vaciamiento dinámico y colisional.

Conclusiones:

- los modelos de vaciamiento colisional ajustan las observaciones del KB pero no pueden proveer de pequeños objetos al SD y a la nube de Oort.
- algún mecanismo dinámico domina sobre las colisiones para remover material del KB.

Concluyendo

- La arquitectura del Sistema Solar provee evidencia a favor de un cambio en la evolución colisional entre las 15-40 UA.
- La falta aparente de núcleos entre las 20 y 30 UA indica que la actividad colisional cambió dramáticamente entre esa región y la interior.
- El entendimiento de la interacción entre pequeñas partículas y el gas y la radiación pueden ayudar a aclarar esos puntos.