Dinámica de TNOs

Tabaré Gallardo

Departamento de Astronomía, Facultad de Ciencias Universidad de la República, URUGUAY

www.fisica.edu.uy/~gallardo

version 22 de Abril de 2010

Curso TNOs 2010

Resumen

- Poblaciones de TNOs
- Dinamica del sistema de planetas jovianos
- Dinamica secular (*a* constante) de TNOs
 - evolucion de nodos y perihelios, elementos propios,
 - resonancias seculares
 - Kozai-Lidov (Tisserand generalizado)
 - limite en el comportamiento secular
- Dinamica resonante: RMM, dinamica secular dentro de RMM, captura en resonancia
- Dinamica de encuentros: handling down

Lecturas recomendadas

- panorama general en el capitulo de Barucci et al. de *The Solar System Beyond Neptune*
- historia en capitulo de Davies et al.
- dinamica en capitulos de Gomes et al. y Morbidelli et al.

Actividades recomendadas

- hurgar en bases de elementos orbitales: MPCORB, ASTORB, JPL
- integrar objetos (o clones) con EVORB (o EVORBA), MERCURY, SWIFT (o sus variaciones) y analizar evolucion orbital
- explorar el espacio (a, e, i) con integraciones de objetos ficticios

Poblaciones de TNOs



Poblaciones en 2005, incluye Hot (*i* alta) y Cold ($i \leq 4^{\circ}$ baja) del cinturon clasico. Notese la caida de objetos a la altura de la 1:2 (Morbidelli 2008, libro "TNOs and Comets").

Poblaciones de TNOs

Histograma





www.johnstonsarchive.net/astro/tnos.html

Altas inclinaciones: los mas grandes



Cold y Hot deben tener diferente origen. Nuevamente notese la caida de objetos a la altura de la 1:2, Doressoundiram et al. (2008)

Foto actual (MPCORB del 20/04/2010)

1366 objetos con a>20 UA (20/04/2010)



Φ

1366 objetos con a>20 UA (20/04/2010)



1366 objetos con a>20 UA (20/04/2010)



Masa y radios

Del capitulo de Petit et al.

 $N(radio \ge R) \sim 7.4 \times 10^{11} R^{-3.6}$

valida para, digamos, $R \ge 100$ km (o menos?). Los mas chicos sufrieron una intensa evolucion colisional y tendrian una distribucion diferente.

Masa total actual

$$0.01M_{\oplus} < M < 0.1M_{\oplus}$$

Masa inicial (necesaria para formar los cuerpos grandes)

 $\sim 10 M_{\oplus}$

El problema del deficit de masa

Si la masa inicial fue $\sim 10 M_{\oplus}$, como se perdio?

- embriones planetarios?
- pasaje de estrellas?
- colisiones?

Teoria alternativa: la poblacion se formo en regiones mas interiores (acrecion mas eficiente, se requiere menos masa inicial) y luego fue empujada hacia afuera por la migracion planetaria.

Scattered Disk Objects



ver java applets

Clasificaciones



Centauros, Cinturon Clasico, Resonantes, SD y Extended Scattered Disk o Detached o Fosilized. Intento de clasificacion orbital segun Gladman et al. (2008)



Intento de clasificacion orbital segun Gomes et al. (2008)

Elementos orbitales: origen y plano de referencia



El semieje baricentrico tiene una evolucion mucho mas suave, representa mucho mejor la orbita del TNO.



Ecliptica versus Plano Invariable

El plano de la Ecliptica no es el mas representativo para analisis de evolucion orbital. El \vec{h}_N en realidad gira en torno del $\vec{h}_{SisSolar}$.

Direccion del vector momento angular



Sistema Joviano

Sistema JSUN

ver animacion

Quien determina la evolucion dinamica de un cuerpo es su funcion perturbadora

$$R = -\mathcal{G}\sum_{i=1}^{N} m_i \left(\frac{1}{\Delta_i} - \frac{\vec{r} \cdot \vec{r_i}}{r_i^3}\right)$$

Lagrange y Laplace lograron expresar $R(a, e, i, \varpi, \Omega, \lambda)$. Si promediamos en las λ tendremos una expresion \overline{R} mas sencilla y en el caso de cuerpos con baja (e, i) la \overline{R} resulta muy simple existiendo una solucion analitica "secular" sencilla:

$$a = cte \neq a_{ini}$$

$$h_j = \sum_{i=5}^{8} e_{ji} \sin(g_i t + \beta_i) = e_j \sin \varpi_j$$
$$k_j = \sum_{i=5}^{8} e_{ji} \cos(g_i t + \beta_i) = e_j \cos \varpi_j$$

$$p_j = \sum_{i=5}^{8} I_{ji} \sin(f_i t + \gamma_i) = I_j \sin \Omega_j$$

$$q_j = \sum_{i=5}^{8} I_{ji} \cos(f_i t + \gamma_i) = I_j \cos \Omega_j$$

donde las $e_{ji}, I_{ji}, g_i, f_i, \beta_i, \gamma_i$ son constantes siendo las g_i, f_i las FRECUENCIAS FUNDAMENTALES del sistema.

i	g_i	f_i	eta_i	γ_i
5	4.29591	0.00000	29.550	107.102
6	27.77406	-25.73355	125.120	127.367
7	2.71931	-2.90266	131.944	315.063
8	0.63332	-0.67752	69.021	202.293

Las frecuencias estan en segundo de arco por año y los angulos en grados. Que $f_5 = 0$ implica que todos los p, q estan desplazados del origen (termino fijo), esto es por no haber tomado el plano invariable como referencia.

Sistema Joviano

j =	5	6	7	8
i = 5	4482	3291	-3188	63
6	-1535	4863	-248	-11
7	147	148	3043	-323
8	5	6	143	938

Componentes e_{ji} multiplicados por 10^5 . Por ejemplo, la e_U esta fuertemente afectada por el termino "debido" a Jupiter (no es tan obvia la identificacion de cada termino con cada planeta) y la e_N esta afectada fundamentalmente por el termino debido a Urano. Existe tabla analoga para I_{ji} (ver libro Murray y Dermott). $h = e \sin \varpi, \quad k = e \cos \varpi$



Sistema Joviano

 $p = e \sin \Omega, \quad q = e \cos \Omega$



Sistema Joviano

Cuasi resonancias

Las cuasi-conmensurabilidades entre J y S y entre U y N hacen aparecer terminos de largo periodo cuasi-resonantes que no pueden eliminarse (no pueden promediarse como los de corto periodo) en la funcion perturbadora.

- termino $2\lambda_J 5\lambda_S$ circula con periodo 880 años
- termino $2\lambda_N \lambda_U$ circula con periodo 4250 años

Las teorias seculares mas completas incluyen estos y otros terminos logrando una descripcion muy buena de la evolucion "media" del sistema JSUN. El hecho de que la configuracion de JSUN sea proxima a resonancias pone a todo el sistema al borde de una inestabilidad (Mitchenko y Ferraz-Mello 2001). La caoticidad puede medirse en funcion del numero de frecuencias que aparecen en el espectro de h(t) o cualquier otro elemento:



FIG. 1.—Power spectra of Jupiter's semimajor axis. *Top*, a regular orbit obtained with the current initial configuration of the Jovian planets over 1.5 Myr (spectral number N = 4); *bottom*, a chaotic orbit obtained with a fictitious initial configuration of the Jovian planets in which the semimajor axis of Saturn was incremented by 0.03 AU (spectral number N = 100).







2N:1U



Dinamica basica de un planeta + particula



¿Como seria la trayectoria en (h, k) si el planeta tuviese excentricidad nula?

Dinamica Secular de TNOs



¿Como seria la trayectoria en $\left(p,q\right)$ si el planeta tuviese inclinacion nula?

Dispersion en h,k



Pequeñas diferencias en a_{ini} generan diferentes frecuencias propias A(a) lo que hace que el ϖ_{prop} se aleatorice pero se mantiene constante e_{prop} que es el radio del circulo.

Dispersion en p,q



Dos planetas + particula



La componente forzada es variable en el tiempo pues es la suma de 2 vectores que oscilan con diferente frecuencia.

Dos planetas + particula





Dos planetas + 250 particulas



Fig. 7.7. The initial and final locations in (a) the (k, h) plane and (b) the (q, p) plane of 250 test particles started with the same free eccentricity and free inclination but randomised free longitudes of perihelion and free longitudes of ascending node. The orbits of the particles, Jupiter, and Saturn were numerically integrated for 30,000 years. The points C_0 and C_1 denote the coordinates of (k_0, h_0) (and (q_0, p_0)) at times t = 0 and t = 30,000 y respectively. For each circle there is a line (of length equal to the forced eccentricity or inclination) joining the origin to the centre and another line (of length equal to the free eccentricity or inclination) from there to the first test particle, denoted by a small white circle.

La e_{prop} i_{prop} se conservan. Ver animaciones (Murray y Dermott 1999).

Elementos propios (o libres) y forzados

La componente propia (o libre) es constante. La componente forzada varia en el tiempo. Idem para (p,q).



Fig. 7.2. The geometrical relationship among the osculating, free, and forced eccentricities and longitudes of pericentre for the case $e_{\text{free}} > e_{\text{forced}}$.
Elementos osculantes = propios + forzados

$$h = e_{prop} \sin(At + \beta) + h_{forz} = e \sin \varpi$$
$$k = e_{prop} \cos(At + \beta) + k_{forz} = e \cos \varpi$$
$$p = i_{prop} \sin(-At + \gamma) + p_{forz} = e \sin \Omega$$
$$q = i_{prop} \cos(-At + \gamma) + q_{forz} = e \cos \Omega$$

$$h_{forz} = -\sum_{i=5}^{8} \frac{\nu_i}{A - g_i} \sin(g_i t + \beta_i)$$
$$k_{forz} = -\sum_{i=5}^{8} \frac{\nu_i}{A - g_i} \cos(g_i t + \beta_i)$$

$$p_{forz} = -\sum_{i=5}^{8} \frac{\mu_i}{-A - f_i} \sin(f_i t + \gamma_i)$$
$$q_{forz} = -\sum_{i=5}^{8} \frac{\mu_i}{-A - f_i} \cos(f_i t + \gamma_i)$$

Dinamica Secular de TNOs

Si (e, i) son pequeños la frecuencia propia A del TNO solo depende de su semieje a. Si (e, i) son grandes tenemos A(a, e, i).

Se puede probar que si $a \longrightarrow a_{planeta}$ entonces:

 $e_{forz} \longrightarrow e_{planeta}$

 $\varpi_{forz} \longrightarrow \varpi_{planeta}$

 $i_{forz} \longrightarrow i_{planeta}$

 $\Omega_{forz} \longrightarrow \Omega_{planeta}$

pero en realidad si $a \longrightarrow a_{planeta}$ la teoria secular pierde validez.

El termino propio oscila con una unica frecuencia A. Los terminos forzados oscilan con varias frecuencias. Los valores propios en la teoria secular se mantienen constantes. En la realidad pueden variar muy lentamente debido a difusion caotica o rapidamente debido a encuentros con planetas. Si el termino propio es claramente mayor que el forzado lo que se observa es que en general $\dot{\varpi} > 0$ y $\dot{\Omega} < 0$.





Evolucion de la Long del Nodo para Neptuno, 35, 40, 45 y 50 UA

Resonancia Secular

Si la frecuencia propia $A \sim g_i$ o $A \sim -f_i$ algun termino forzado tiende a infinito generandose una RESONANCIA SECULAR.



Frecuencia propia A en funcion de a para el caso (e, i) bajas. Se indican las ff del sistema.

Dinamica Secular de TNOs

Resonancia Secular

Para (e, i) bajas no hay resonancias seculares mas alla de a = 41 UA. Para (e, i) altas la frecuencia A depende de (a, e, i) y no hay estudios sistematicos de la localización de las resonancias seculares.

NOTACION:

```
Resonancia secular \nu_i corresponde al caso A = g_i.
```

```
Resonancia secular \nu_{1i} corresponde al caso A = -f_i.
```

En una resonancia secular ν_i la e tiende a 1.

En una resonancia secular ν_{1i} la *i* crece.

Diagnosticar una resonancia tipo ν_i analizando $\varpi - \varpi_i$ osculantes es engañoso a menos que la $e_{forz} >> e_{propia}$ pues en este caso $e_{osc} \sim e_{forz}$. Idem una resonancia ν_{1i} analizando $\Omega - \Omega_i$ osculantes, especialmente si no trabajamos con el plano invariable. La forma segura de diagnosticar la proximidad de la resonancia es analizar el espectro de h, k, p, q y comprobar la proximidad de la frecuencia propia del TNO a alguna frecuencia propia del sistema planetario g_i, f_i .

Espectro tipico



Mecanismo secular Kozai-Lidov

Sistema planetario JSUN con orbitas fijas circulares y coplanares + TNO en orbita de cualquier tipo. El Hamiltoniano (energia cinetica + potencial) que describe el movimiento del TNO es $\mathcal{H}(t)$.

$$\mathcal{H}(t) = \frac{v^2}{2} - \frac{\mathcal{G}m_{\odot}}{r} - \mathcal{G}\sum_{i=5}^8 m_i(\frac{1}{\Delta_i} - \frac{\vec{r}\cdot\vec{r_i}}{r_i^3})$$

No es constante. Trabajando en el espacio de fase extendido el nuevo Hamiltoniano es independiente del tiempo pero depende de las variables rapidas λ , λ_i , longitudes medias del TNO y de cada planeta. Como son variables rapidas, si imponemos que el TNO no tenga encuentros con los planetas, las eliminamos promediando:

$$\bar{\mathcal{H}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathcal{H} \, d\lambda \, d\lambda_i$$

De esta forma tendremos el Hamiltoniano medio dependiendo de parametros planetarios fijos (masas y semiejes) y de las variables $(a, e, i, \omega, \Omega)$ del TNO:

$$\bar{\mathcal{H}} = \bar{\mathcal{H}}(a, e, i, \omega, \Omega)$$

Por ser una evolucion en regimen secular a = cte y se prueba que Ω no aparece en las ecuaciones (simetria de revolucion en el plano invariable, es decir, la dinamica de TNOs

con diferentes Ω debe ser identica pues el problema fisico es identico). En consecuencia tendremos:

 $\bar{\mathcal{H}}(e, i, \omega) = constante$

y al no aparecer Ω en las ecuaciones, la variable canonicamente conjugada sera constante. Esa variable se la nota como H (es la componente z del momento angular del TNO, no confundir con Hamiltoniano!!!) y es $H = \sqrt{a(1 - e^2)} \cos i$.

En definitiva tenemos:

a = constante

 $\sqrt{(1-e^2)}\cos i = constante$

 $\bar{\mathcal{H}}(e, i, \omega) = constante$

Como (e,i) no son independientes, podemos decir que $\bar{\mathcal{H}}(e,\omega) = constante$ o $\bar{\mathcal{H}}(q,\omega) = constante$

Entonces, dado un TNO con elementos (a, e, i, ω) calculamos numericamente $\overline{\mathcal{H}}$ como una integral doble. El TNO podra evolucionar en el espacio (q, ω) sobre una curva de nivel $\overline{\mathcal{H}}$ = constante y a la vez debera verificar siempre $\sqrt{(1-e^2)}\cos i = constante$.



Objetos reales del Scattered Disk. (Gallardo, Hugo y Pais, en preparacion...).

El SDO necesariamente evolucionara sobre una de estas curvas sin llegar necesariamente a los extremos en los ejes. Los limites reales se determinan con las curvas de nivel.



Objetos reales del Scattered Disk. (Gomes et al. 2008).

Curvas de nivel de energia $\overline{\mathcal{H}}$ = constante

Para cada (H, a) habra un grafico de curvas de nivel diferente. Interesa encontrar mapas en donde existan grandes variaciones en q pues esto puede conectar regiones externas del Sistema Solar con regiones internas.





Gallardo, Hugo y Pais (en preparacion, 2010?).

Curvas para un SDO

a = 200 AU, H = 0.3



Curvas de nivel segun el modelo para un objeto ficticio y resultado de integracion numerica exacta del sistema solar real (Gaston Hugo 2008, Trabajo Especial).

Curvas para un Centauro



Curvas de nivel teoricas y resultado de integracion. Las oscilaciones en $\omega = 0,180$ grantizan la no ocurrencia de encuentros con los planetas (Gaston Hugo 2008, Trabajo Especial).

Resultados mecanismo Kozai-Lidov para la region TN

Los cambios orbitales (**en ausencia de resonancias de movimientos medios**) pueden ocurrir en 2 casos:

- $q \leq 30$ UA (Thomas y Morbidelli 1996)
- $q \ge 30$ UA (Gallardo et al. 2010?), y esto ocurre para $i \sim 62^{\circ}$ o $i \sim 118^{\circ}$
- no hay conexion entre ambas zonas mediante KL
- \bullet si agregamos el potencial galactico, estas conclusiones pueden cambiar para a grandes.

El mecanismo KL es analogo al criterio de Tisserand con la diferencia de que Tisserand se aplica a un planeta unicamente y que el a de la particula puede variar.

Limites de la teoria secular

initial inclination = 2 degrees



Si el perihelio es muy bajo el semieje NO SE CONSERVA, sufre una lenta difusion o una evolucion aleatoria. La teoria igualmente reproduce cualitativamente la evolucion dinamica del TNO (Gallardo et al. 2010?).



Para altas inclinaciones aparece el mecanismo KL haciendo crecer los perihelios.

Resonancias

Como dijimos, quien determina la evolucion dinamica de una particula es la funcion perturbadora

$$R = -\mathcal{G}\sum_{i=5}^{8} m_i \left(\frac{1}{\Delta_i} - \frac{\vec{r} \cdot \vec{r_i}}{r_i^3}\right)$$

Tiene varios terminos, muchos de ellos de corto periodo. Cuando promediamos en el tiempo, suponiendo que todas las configuraciones particula-planeta son posibles, eliminamos las variaciones de corto periodo obteniendo una \overline{R} que describe el comportamiento secular de la particula.

En el caso en que exista resonancia, no todas las configuraciones particula-planeta son posibles pues existe un vinculo entre particula y planeta dado por el ANGULO CRITICO

$$\sigma = (p+q)\lambda_{Pla} - p\lambda - q\varpi$$

y la \overline{R} resultante es bien diferente de la secular y dependiente de σ . La dinamica resultante es diferente.

Resonancia 2:3, trayectorias segun σ



Resonancias: localización en *a*

Supongamos un objeto en órbita elíptica perturbado por un planeta:



Existe resonancia cuando:

$$\frac{n}{n_{Pla}} \simeq \frac{p+q}{p}$$

donde $p \neq 0$ "grado", $q \ge 0$ "orden" y decimos que esta en la resonancia |p + q| : |p|. Valores absolutos pues p < 0 para las resonancias externas y p > 0 para las internas (notacion no universal). Entonces, por la tercera ley de Kepler las resonancias quedan definidas:

$$a_{res} \simeq a_{Pla} \left(\frac{p}{p+q}\right)^{2/3}$$

Resonancias: fuerza y ancho

La teoria dice (ver Murray y Dermott) que para bajas (e, i) la funcion perturbadora resonante $R(\sigma)$ estara dada por el desarrollo:

 $R(\sigma) \propto m_{Pla} e^{\alpha} i^{\beta} \cos(\sigma) + \dots$

mas otros terminos, donde $\alpha + \beta \ge q$ (o sea, el minimo orden de R es el orden q de la resonancia). Podemos llamar FUERZA (SR) de la resonancia a la semi-amplitud de $R(\sigma)$. Si la SR es grande frente a otros terminos de la R original, la dinamica estara dominada por la resonancia y σ oscilara en torno a un punto de equilibrio (centro de libracion) que depende de la resonancia y que suele ser 0 o 180.

En la region TN las resonancias son todas externas a Neptuno siendo las mas fuertes las del tipo 1:N (ejemplo, 1:2, 1:3, ...). Estas son conocidas como libraciones asimetricas pues el centro de libracion no es 0 o 180 sino que es un valor dependiente de la e.

Resonancias 1:N



Libraciones asimetricas (Morbidelli et al. 2008).

$R(\sigma)$ para resonancias tipo 1:N



Los puntos de equilibrio estan en los minimos (Gallardo 2006).

Fuerza y ancho de resonancia

La FUERZA es proporcional al ANCHO (o dominio en UAs):



Ancho de resonancias en la region TN para caso plano (Morbidelli, Thomas y Moons, 1995). Un TN en resonancia debera tener un semieje medio $\langle a(\sigma) \rangle$ dentro de la region de la resonancia.

Regiones estables e inestables



El famoso grafico de Duncan et al. (1995) actualizado, que en los 90 aparecia hasta en la sopa.

Migracion planetaria y captura en resonancia



FIG. 3. Time variation of the semimajor axes of the four Jovian planets as a result of exchange of angular momentum with planetesimals. These results are taken from case 7. The initial semimajor axes are $a_{\rm J} = 5.203$ AU, $a_{\rm S} = 9.54$ AU, $a_{\rm U} = 20$ AU and $a_{\rm N} = 30$ AU.

Fernandez e lp (1984): los planetas migraron por intercambio de momento angular con planetesimales...



... y Neptuno al migrar capturo en resonancia a Pluton y demas plutinos y objetos en la 1:2 (Malhotra 1995).



Evolucion de un pluton (Malhotra 1995).

Version moderna de la migracion: modelo de Niza



Migracion y reordenamiento del SSE en modelo de Niza (Tsiganis et al. 2005).

Modelo de Niza

- orden original: JSNU en orbitas mas proximas
- al cruzar JS la 1:2 se excitan sus e y estas excitan e_N, e_U expulsando a N al KB primordial que terminaba en 35 UA
- al llegar N al KB provoca una lluvia de objetos hacia el SS interior generando el Late Heavy Bombardment
- la alta e_N genera zona caotica desde N hasta la 1:2, por difusion el KB que terminaba en 35 se estira hasta la ubicacion de la 1:2
- N come el KB iniciando su migracion circularizando su orbita y volviendo estable la zona hasta la 1:2
- los objetos que quedaron entre N y la 1:2 generaran el Cold CB (estos objetos no se empujan hacia afuera, salvo los que se capturen en la 2:3)
- N interactua con KB migrando hacia afuera y capturando en resonancia plutinos y objetos en 1:2 que aumentan su (e,i)
- en el proceso N fue capturando, empujando y aumentando la i de objetos en resonancia y perdiendolos generando el Hot Clasical Belt



Dispersion del KB en modelo de Niza (Gomes et al. 2005).

Resonancias en el SD

En caso de altas (e, i), como ocurre en el Disco Dispersado, no hay expresion analitica para $R(\sigma)$ pero es posible calcular SR numericamente. La fuerza de las resonancias es una funcion $SR(a, e, i, \omega)$. Dominan ampliamente las resonancias con Neptuno.



Estabilidad

Mediante el analisis de frecuencias es posible determinar la caoticidad o regularidad de la region TN.



Dominio de las resonancias (negro), region estable (azul), inestable (rojo). Robutel y Laskar (2001).

Resonancias y poblacion real del SD



Fuerza $\propto (e,i)$, caso (e,i) bajas



Fuerza $\propto (e,i)$, caso (e,i) ALTAS


Alta excentricidad: Mar de caos



Una orbita de alta excentricidad "sentira" todas las resonancias posibles y evolucionara saltando de una a otra cambiando lentamente su *a* en un proceso de difusion. A su vez cada resonancia sufrira de SPLITTING (desdoblamiento en varias resonancias muy proximas).

Splitting de resonancias

El ultimo termino del angulo resonante puede ser diferente generando otros angulos criticos:

$$\sigma_{1} = (p+q)\lambda_{P} - p\lambda - q\varpi_{P}$$

$$\sigma_{2} = (p+q)\lambda_{P} - p\lambda - q\Omega$$

$$\sigma_{3} = (p+q)\lambda_{P} - p\lambda - q\Omega_{P}$$

A cada uno le corresponde un a_{res} levemente diferente. Cuando varios angulos criticos se manifiestan en libracion tenemos Splitting de la resonancia y el a de la particula salta de una a otra constantemente.

. . .

Alta excentricidad: Mar de caos



Objeto 2000 CR105 saltando entre resonancias (Gladman et al. 2002).

Resonancias de 3 cuerpos



Objetos en resonancias debiles al bajar q hasta 35 UA comienzan a difundirse en a (Nesvorny y Roig 2001).

Stickiness de resonancias

Las resonancias atraen orbitas que quedan "recostadas", pegadas a la resonancia. El siguiente es un caso en una resonancia en el cinturon de asteroides:



Fictitious particle with Yarko

Stickiness: integraciones numericas por Gyrs



Stickiness calculado con integraciones numericas (Lykawka y Mukai 2007).

Fuerza: calculo numerico



Fuerza (segun Gallardo 2006) calculada numericamente (Lykawka y Mukai 2007). Stickiness, Fuerza y Ancho de la resonancia estan vinculados directamente.

Resumen de resonancias en la region TN

- *Per se* no generan grandes variaciones en (*e*, *i*) pues las *bananas* son finas. No es de esperar cambios orbitales.
- Son atractores de trayectorias mediante el Sticking.
- Son orbitas estables y protegidas de encuentros con el planeta.
- En altas *e* se genera un mar de caos y difusion en *a* debido a la superposicion de resonancias y al desdoblamiento (splitting)
- Pero... es comun encontrar TNOs en resonancia (tipicamente 1:N) mostrando grandes variaciones (e, i). Por que?

Difusion para q < 36 UA y crecimiento de q en resonancias



q crece en los objetos en resonancia (Fernandez et al. 2004).

(ver animacion)

Mcanismo KL y/o resonancias seculares DENTRO de la RMM



Curvas de nivel KL fuera de la resonancia



res 2:5 location noresonance, H=0.645

Curvas para objetos con $a = a_{2:5}$ pero con angulo critico circulando (Gomes et al. 2005).

Curvas de nivel KL dentro de la resonancia 2:5



Curvas para objetos con $a = a_{2:5}$ y con angulo critico oscilando con amplitud 120 (Gomes et al. 2005).

Trayectoria real



(Gomes et al. 2005).

Evolucion secular dentro de RMM

- cada RMM es un mundo nuevo con regiones donde dominan las resonancias seculares o el KL
- se observa (Fernandez et al. 2004, Gomes et al. 2005, Gallardo 2006, Gomes et al. 2008) que preferentemente en resonancias 1:N (de alto orden) apenas el TNO entra en resonancia aparece el mecanismo KL aumentando el q y la i, disminuyendo la e y colocando por largas escalas de tiempo al objeto en un lugar bien alejado de los planetas (q ~ 60 UA)
- al disminuir e puede romperse la resonancia y a su vez el KL quedando el TNO congelado dinamicamente en una region apartada de los planetas (Detached Disk, Fossilized, Extended SD)
- la ruptura de la resonancia pudo ocurrir tambien en el proceso de migracion

Resonancias seculares y mecanismo Kozai-Lidov en la RMM 2:3



Localizacion de resonancias seculares y Kozai dentro de la RMM 2:3 (Morbidelli 1997).



Estabilidad dentro de la RMM 2:3 (Morbidelli 1997).

Dinamica de encuentros

Una vez que el TNO encuentra a Neptuno se rompe la evolucion secular o resonante y sigue un rapido proceso de evolucion estocastica manteniendo el parametro de Tisserand (o la constante de Jacobi) aproximadamente constante:

$$T = \frac{a_N}{a} + 2\sqrt{\frac{a}{a_N}(1 - e^2)}\cos i \sim cte$$

El perihelio mas o menos permanece en $q \sim a_N$ hasta que el afelio se transforma en perihelio y se ubica proximo a Urano iniciandose una evolucion por encuentros con Urano. Luego sigue interaccion con Saturno y Jupiter.

Handling down (Levison y Duncan 1997)



Conservacion de T



Levison y Duncan 1997

Referencias en orden de aparicion

- Libro *The Solar System Beyond Neptune*. De aqui son las referencias 2008 de Barucci et al, Gomes et al., Morbidelli et al., Petit et al., Davies et al., Doressoundiram et al. y Gladman et al.
- Libro *Transneptunian Objects and Comets* (Jewitt-Morbidelli-Rauer)
- Libro Solar System Dynamics, Murray y Dermott, 1999.
- Mitchenko y Ferraz-Mello 2001, AJ.
- Gallardo et al. 2010, en preparacion
- Hugo 2008, Trabajo Especial de Licenciatura.
- Thomas y Morbidelli 1996, CMDA
- Gladman et al. 2002, Icarus
- Gallardo 2006, Icarus
- Morbidelli et al. 1995, Icarus

- Duncan et al. 1995, Icarus
- Fernandez e lp 1984, lcarus
- Malhotra 1995, Icarus
- Tsiganis et al. 2005, Science
- Gomes et al. 2005, Science
- Gomes et al. 2005, CMDA
- Robutel y Laskar 2001, Icarus
- Nesvorny y Roig 2001, Icarus
- Lykawka y Mukai 2007, Icarus
- Fernandez et al. 2004, Icarus
- Morbidelli 1997, Icarus