

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Dynamique d'une sphère auto-gravitante isotherme et tronquée

Guillaume Plum

Institut d'Astrophysique de Paris – ENSTA
Observatoire de Paris

Soutenance de Thèse
29 Septembre 2014

Directeurs : Jérôme Perez et Stéphane Colombi



Dynamique des systèmes auto-gravitants

2016-01-05

Je vais vous présenter le travail que j'ai mené sur la dynamique des systèmes auto-gravitants, et plus précisément la dynamique d'une sphère auto-gravitante isotherme et tronquée.

Ce travail a été motivé principalement par quelques faits observationnels et théorique à propos des amas d'étoiles.

1 Propriétés des systèmes auto-gravitants

- Amas globulaires
- Galaxies

2 Différents modèles

- Sphère isotherme
- Modèle de KING
- Sphère isotherme en boîte

3 Les instabilités

- L'instabilité d'Antonov

- Instabilité de Jeans
- Instabilité d'orbite radiale

4 Simulations numériques

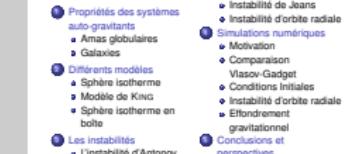
- Motivation
- Comparaison Vlasov-Gadget
- Conditions Initiales
- Instabilité d'orbite radiale
- Effondrement gravitationnel

5 Conclusions et perspectives

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Sommaire



Nous allons commencer par expliciter certaines propriétés des SAG, puis nous enchaîneront sur les modèles utilisés pour décrire leurs états d'équilibre. Nous aborderons alors l'étude des instabilités influençant leurs évolutions.

Nous terminerons alors par l'étude de simulations mettant en scène l'évolution de ces objets.

Sommaire

1 Propriétés des systèmes auto-gravitants

- Amas globulaires
- Galaxies

2 Différents modèles

3 Les instabilités

4 Simulations numériques

5 Conclusions et perspectives

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Propriétés des systèmes auto-gravitants

Sommaire

Sommaire

- Propriétés des systèmes auto-gravitants
 - Amas globulaires
 - Galaxies
- Différents modèles
- Les instabilités
- Simulations numériques
- Conclusions et perspectives

Définition d'un amas globulaire



C'est M13 : l'amas d'hercule.

Définir AG, SAG...

Ag : amas d'étoile composé de de 3e4 à 1e6 étoiles, et de forme sphérique

Etude montre no gaz, no dm.

Notre galaxie contient plus de 140 AG.



ω-Centauri



M15

Différents états

- 80% ont une structure cœur-halo.
- 20% présentent un cœur effondré.

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- Propriétés des systèmes auto-gravitants
 - Amas globulaires



ω-Centauri

M15

Différents états

- 80% ont une structure cœur-halo.
- 20% présentent un cœur effondré.

Penser à présenter les notions de cœur et de halo sur les images

Commencer par le cœur puis le halo, finir par le cœur effondré
amas effondre dyn plus vieux que CH.

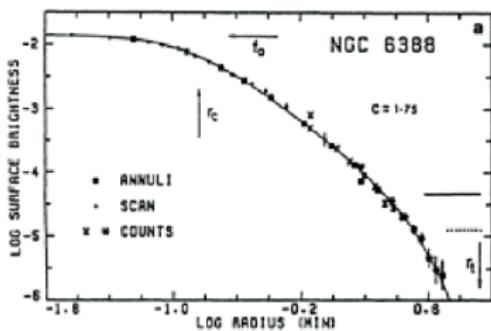
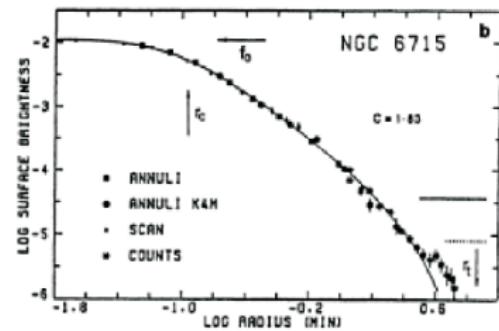
Les AG peuvent se répartir en deux états : ceux possédant une structure cœur halo. 80% des amas globulaires sont concerné. Ils sont ici représenté par oméga du centaure.

On voit sur cette image que l'AG montre une région centrale de densité centrale constante : c'est le cœur. Puis le densité d'étoile décroît : c'est le halo. Cette décroissance suit une loi de puissance.

Le second état, concernant 20% des AG, est représenté ici par M15. C'est AG sont dit cœur effondré car, lorsqu'on les observe, ils ne montrent plus de cœur ! Ces AG sont dynamiquement plus vieux que les précédents.

Profil de brillance de surface

R. Elson, P. Hut and S. Inagaki, 1987



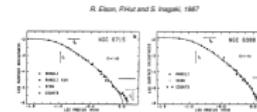
Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
 - └ Amas globulaires
 - └ Profil de brillance de surface

On sait depuis les années 60 que les AG sont très bien ajusté par le modèle de King, que je détaillerai plus tard. Vous avez ici deux profils de luminosité de surface de deux amas globulaire, ajusté (en trait plein) par ce modèle.

Nous voyons assez nettement la structure cœur halo sur ces graphiques.

Ces différents états indique une séquence d'évolution. Nous allons essayer de vérifier cette assertion.



Analyse de données : évolution dynamique des amas

Données

1 Catalogue de Harris

2 Profil de luminosité (*Scott C. Trager, I. King, S. Djorgovski, 1995*)

$$T_d, T_c \propto \frac{N}{\ln N} T_d$$

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
- └ Amas globulaires
- └ Analyse de données : évolution dynamique des amas

Analyse de données : évolution dynamique des amas

Données

- ➊ Catalogue de Harris
- ➋ Profil de luminosité (*Scott C. Trager, I. King, S. Djorgovski, 1995*)

$$T_d, T_c \propto \frac{N}{\ln N} T_d$$

Analyse de données : évolution dynamique des amas

Données

- ① Catalogue de Harris
- ② Profil de luminosité (*Scott C. Trager, I. King, S. Djorgovski, 1995*)

$$I(R) \xrightarrow{\text{déprojection}} v(r) \xrightarrow{\gamma = \frac{M}{L}} \rho(r) \Rightarrow \alpha$$

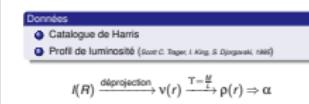
2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

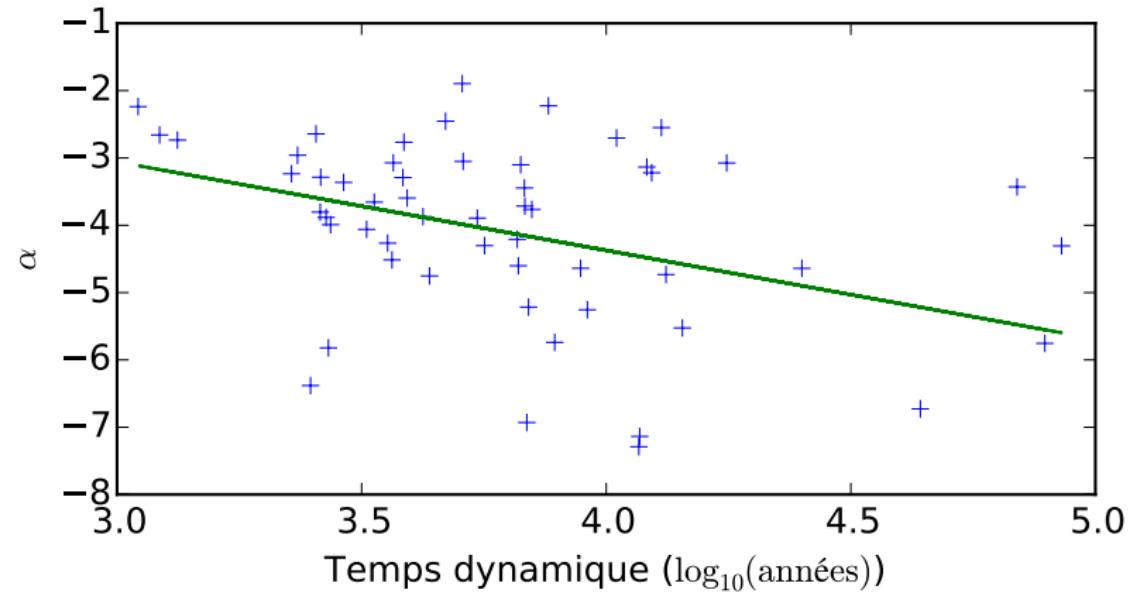
- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
- └ Amas globulaires
- └ Analyse de données : évolution dynamique des amas

Nous récupérons ensuite les profils de brillance de surface d'une centaine d'AG de la galaxie.

Le problème est que c'est profils de brillance de surface nous donne une information 2D, or nous voudrions une information 3D sur la forme du profil de densité volumique de masse. Pour ce faire, nous entamons un travail de déprojection afin de passer de la brillance de surface à une brillance volumique puis nous utilisons les ratio masse luminosité donnés dans le catalogue pour obtenir le profil de densité. Nous en récupérons alors la pente du halo.



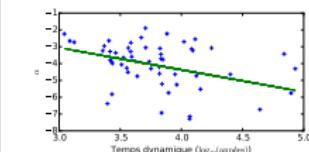
Analyse de données : évolution dynamique des amas



2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

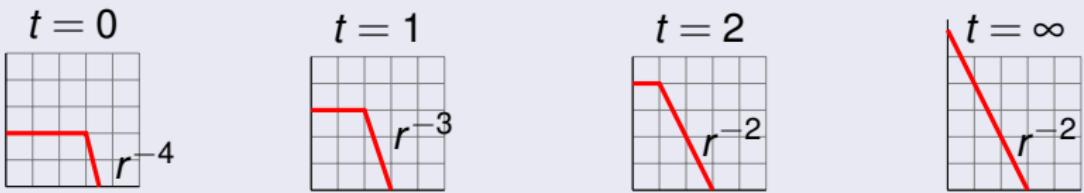
- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
- └ Amas globulaires
- └ Analyse de données : évolution dynamique des amas



Nous traçons alors l'évolution de cette pente en fonction du temps dynamique de l'amas. Une nette tendance apparaît alors : plus un amas est dynamiquement jeune, et est donc à droite sur le graphique, plus la pente de son halo est faible. Ensuite, plus il vieilli et se déplace donc vers la gauche, plus sa pente augmente, jusqu'à une valeur proche de -2 .

Modèle d'évolution

Les paramètres évoluent avec l'âge dynamique



Facteurs de cette évolution

- relaxation à 2 corps
- perte de particules
- effets de marée
- spectre de masse des étoiles
- ...

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
- └ Amas globulaires
- └ Modèle d'évolution

en mettant ensemble ce que nous venons d'observer et quelque fait connu sur l'évolution des AG, notamment l'augmentation de leur densité central au cours du temps, nous construisons le scénario d'évolution suivant :

Il est communément admis que les AG se sont formé à partir d'un nuage homogène qui c'est effondré sur lui-même. Les simulations numériques nous apprennent alors que ces objets nouvellement formés ont une structure de cœur halo de pente -4 . Les amas évoluent alors au cours du temps en voyant leurs pentes augmenter. Dans le même temps, la densité centrale augmente et le rayon du cœur diminue. Jusqu'au moment où le cœur s'effondre sous l'influence de l'instabilité d'Antonov. Les différents facteurs avancé jusqu'ici pour expliquer cette évolution sont : cité les différents facteur. Nous verrons qu'il peut y en avoir d'autre. Ce scénario est en bon accord avec les observations et les simulations numériques, bien que jamais vraiment mentionné.

Modèle d'évolution

Les paramètres évoluent avec l'âge dynamique

$t = 0$	$t = 1$	$t = 2$	$t = \infty$
---------	---------	---------	--------------

Facteurs de cette évolution

- relaxation à 2 corps
- perte de particules
- effets de marée
- spectre de masse des étoiles
- ...

Profils

de Vaucouleur (1948)

$$I(R) = I_{\text{eff}} 10^{-3.3} \left[\left(\frac{R}{R_{\text{eff}}} \right)^{1/4} - 1 \right]$$

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
 - └ Galaxies
 - └ Profils

Profils

de Vaucouleur (1948)
 $I(R) = I_{\text{eff}} 10^{-3.3} \left[\left(\frac{R}{R_{\text{eff}}} \right)^{1/4} - 1 \right]$

1. Depuis observation galaxie, on peut ajuster luminosité de surface des galaxies elliptique par loi en $R^{1/4}$ de de Vaucouleur. Mais, en théorie, on a besoin théorique d'information en 3D, donc de la densité ρ

Profils

de Vaucouleur (1948)

$$I(R) = I_{\text{eff}} 10^{-3.3} \left[\left(\frac{R}{R_{\text{eff}}} \right)^{1/4} - 1 \right]$$

Einasto (1965)

$$\rho(r) = \rho_e \exp \left[-d_n \left\{ \left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right\} \right]$$

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
- └ Galaxies
- └ Profils

Profils

de Vaucouleur (1948)

$$I(R) = I_{\text{eff}} 10^{-3.3} \left[\left(\frac{R}{R_{\text{eff}}} \right)^{1/4} - 1 \right]$$

Einasto (1965)

$$\rho(r) = \rho_e \exp \left[-d_n \left\{ \left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right\} \right]$$

1. Depuis observation galaxie, on peut ajuster luminosité de surface des galaxies elliptique par loi en $R^{1/4}$ de de Vaucouleur. Mais, en théorie, on a besoin théorique d'information en 3D, donc de la densité ρ
2. Les premiers modèle de ρ sont de simple transposition de cette loi qui a donné un CH : Einasto. Puis on a voulu pouvoir ajuster les autres donc de proj plus complexe

Profils

de Veaucouleur (1948)

$$I(R) = I_{\text{eff}} 10^{-3.3} \left[\left(\frac{R}{R_{\text{eff}}} \right)^{1/4} - 1 \right]$$

Einasto (1965)

$$\rho(r) = \rho_e \exp \left[-d_n \left\{ \left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right\} \right]$$

Prugniel-Siemens (1997)

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{R_e} \right)^{-\rho_n} \exp \left[-b_n \left\{ \left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right\} \right]$$

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
- └ Galaxies
- └ Profils

Profils

de Veaucouleur (1948)

$$I(R) = I_{\text{eff}} 10^{-3.3} \left[\left(\frac{R}{R_{\text{eff}}} \right)^{1/4} - 1 \right]$$

Einasto (1965)

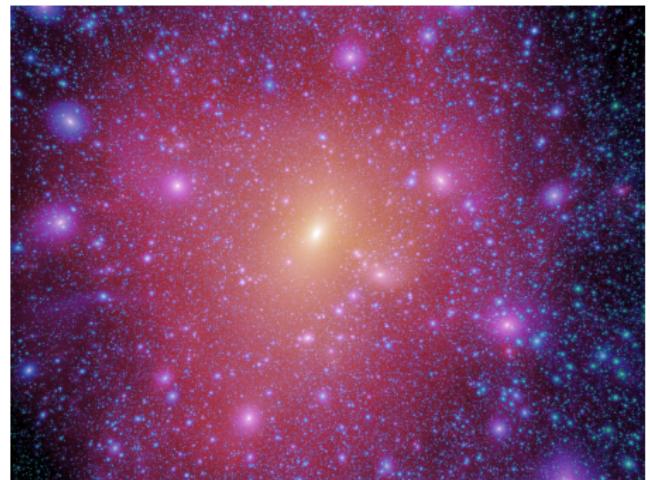
$$\rho(r) = \rho_e \exp \left[-d_n \left\{ \left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right\} \right]$$

Prugniel-Siemens (1997)

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{R_e} \right)^{-\rho_n} \exp \left[-b_n \left\{ \left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right\} \right]$$

1. Depuis observation galaxie, on peut ajuster luminosité de surface des galaxies elliptique par loi en $R^{1/4}$ de de Veaucouleur. Mais, en théorie, on a besoin théorique d'information en 3D, donc de la densité ρ
2. Les premiers modèle de ρ sont de simple transposition de cette loi qui a donné un CH : Einasto. Puis on a voulu pouvoir ajuster les autres donc de proj plus complexe
3. C'est alors qu'on a obtenu PS qui permet d'ajuster des obj avec aussi CH que cusp.

Halos de matière noire



Simulation Aquarius

Navarro-Franck-White (Navarro et al, 1996)

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{r(r+a)^2}$$

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Propriétés des systèmes auto-gravitants
 - └ Galaxies
 - └ Halos de matière noire

Halos de matière noire



Simulation Aquarius

Navarro-Franck-White (Navarro et al, 1996)

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{r(r+a)^2}$$

Lorsque l'on parle de galaxie, nous en venons aussi aux halos de matière noire. Ces halo sont ajusté en utilisant le profil "Universel" de NFW (dire explicitement). De récentes étude montrent que les profils d'Einasto ajuste mieux, dans certains cas du moins, les halos de DM. Ag et Galaxies ont des de densité similaire. Bien que leurs processus de formations et d'évolutions soient différents, ce sont des SAG. L'hypothèse généralement faîte est que les SAG observé sont à dans un état d'équilibre. Leurs états d'équilibre sont souvent assimilé à des gaz d'étoiles et peuvent donc être décrit par la physique statistique.

Sommaire

1 Propriétés des systèmes auto-gravitants

2 Différents modèles

- Sphère isotherme
- Modèle de KING
- Sphère isotherme en boîte

3 Les instabilités

4 Simulations numériques

5 Conclusions et perspectives

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sommaire

Je vais commencer par vous présenter le modèle de la sphère isotherme. J'enchaînerai sur deux modèles créés pour rendre la sphère isotherme viable.

Sommaire

- Propriétés des systèmes auto-gravitants
- Différents modèles
 - Sphère isotherme
 - Modèle de KING
 - Sphère isotherme en boîte
- Les instabilités
- Simulations numériques
- Conclusions et perspectives

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants

Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).

↪ sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$

Après résolution de l'équation de Poisson : $\rho \propto \frac{1}{r^2}$

⇒ Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme

Les modèles isothermes

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants
Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).
↪ sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$
Après résolution de l'équation de Poisson : $\rho \propto \frac{1}{r^2}$
⇒ Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

Dans le cadre de la thermodynamique, l'hypothèse la plus naturelle est de chercher le maximum de l'entropie.

1. Qui dit équilibre thermo dit max de l'entropie

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants

Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).

→ sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$

Après résolution de l'équation de Poisson : $p \propto \frac{1}{r^2}$

⇒ Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme

Les modèles isothermes

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants

Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).

→ sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$

Après résolution de l'équation de Poisson : $p = \frac{1}{r^2}$

⇒ Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

Dans le cadre de la thermodynamique, l'hypothèse la plus naturelle est de chercher le maximum de l'entropie.

1. Qui dit équilibre thermo dit max de l'entropie
2. Avec les hypothèses de masse et d'énergie finie, on obtient la sphère isotherme : une maxwellienne.

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants

Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).

→ sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$

Après résolution de l'équation de Poisson : $\rho \propto \frac{1}{r^2}$

⇒ Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme

Les modèles isothermes

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants
Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).
→ sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$
Après résolution de l'équation de Poisson : $\rho \propto \frac{1}{r^2}$
Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

Dans le cadre de la thermodynamique, l'hypothèse la plus naturelle est de chercher le maximum de l'entropie.

1. Qui dit équilibre thermo dit max de l'entropie
2. Avec les hypothèses de masse et d'énergie finies, on obtient la sphère isotherme : une maxwellienne.
3. Comme elle n'est pas bornée spatialement : 2 problèmes : la masse infinie.

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants

Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).

\hookrightarrow sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$

Après résolution de l'équation de Poisson : $\rho \propto \frac{1}{r^2}$

\Rightarrow Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme

Les modèles isothermes

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants

Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).

\hookrightarrow sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$

Après résolution de l'équation de Poisson : $\rho \propto \frac{1}{r^2}$

\Rightarrow Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

Dans le cadre de la thermodynamique, l'hypothèse la plus naturelle est de chercher le maximum de l'entropie.

1. Qui dit équilibre thermo dit max de l'entropie
2. Avec les hypothèses de masse et d'énergie finies, on obtient la sphère isotherme : une maxwellienne.
3. Comme elle n'est pas bornée spatialement : 2 problèmes : la masse infinie.

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants

Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).

\hookrightarrow sphère isotherme : $f \propto e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$

Après résolution de l'équation de Poisson : $\rho \propto \frac{1}{r^2}$

\Rightarrow Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

La solution

Utiliser une troncature :

- Méthode empirique : Modèle de KING $f \propto e^{\beta(E_f - E)}$
- Méthode théorique : la thermodynamique des systèmes auto-gravitants dans une boîte

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme

Les modèles isothermes

Les modèles isothermes

Thermodynamique des systèmes auto-gravitants

Équilibre \Leftrightarrow Maximum de l'entropie $S = \int f \ln f$ (f étant la fonction de distribution dans l'espace des phases).

\hookrightarrow sphère isotherme : $f = e^{-\beta E}$ pour $M = cte$ et $E_t = cte$

Après résolution de l'équation de Poisson : $\rho = \frac{1}{r^2}$

Le système n'est pas borné spatialement : masse infinie.

La solution

Utiliser une troncature :

- Méthode empirique : Modèle de KING $f \propto e^{\beta(E_f - E)}$
- Méthode théorique : la thermodynamique des systèmes auto-gravitants dans une boîte

Dans le cadre de la thermodynamique, l'hypothèse la plus naturelle est de chercher le maximum de l'entropie.

1. Qui dit équilibre thermo dit max de l'entropie
2. Avec les hypothèses de masse et d'énergie finie, on obtient la sphère isotherme : une maxwellienne.
3. Comme elle n'est pas bornée spatialement : 2 problèmes : la masse infinie.

Modèle de KING

$$f_K(E) = \begin{cases} \rho_0 (2\pi m \sigma^2)^{-3/2} \left(e^{\frac{E_l - E}{\sigma^2}} - 1 \right) & \text{si } E < E_l \\ 0 & \text{si } E > E_l \end{cases}$$

3 paramètres

- énergie de libération : E_l
- profondeur du puits de potentiel : W_0
- rayon du cœur : r_c

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

- Modèle de KING
- Modèle de KING

Modèle de KING

$$f_K(E) = \begin{cases} \rho_0 (2\pi m \sigma^2)^{-3/2} \left(e^{\frac{E_l - E}{\sigma^2}} - 1 \right) & \text{si } E < E_l \\ 0 & \text{si } E > E_l \end{cases}$$

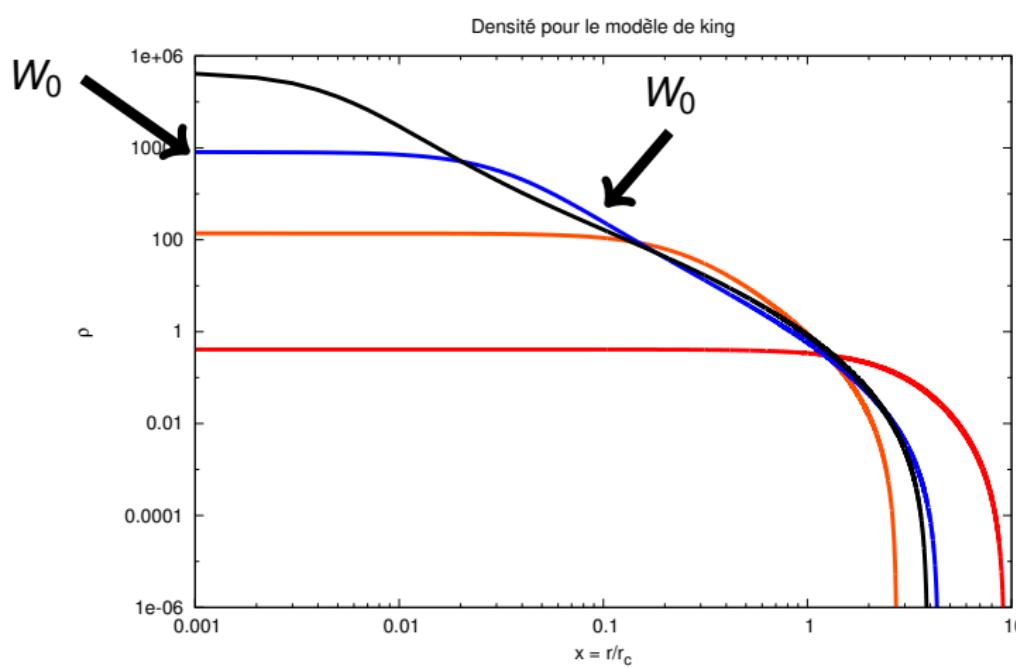
3 paramètres

- énergie de libération : E_l
- profondeur du puits de potentiel : W_0
- rayon du cœur : r_c

Ce modèle empirique ajuste très bien les AG (et les galaxies naines). Il possède 3 paramètres.

1. E_l qui correspond à la troncature dans l'espace des phases
2. Qui permet de jouer sur la profondeur du puit
3. pour jouer sur le rayon de cœur

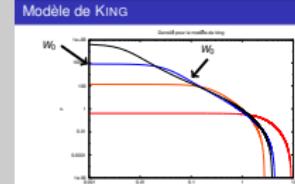
Modèle de KING



2016-01-05

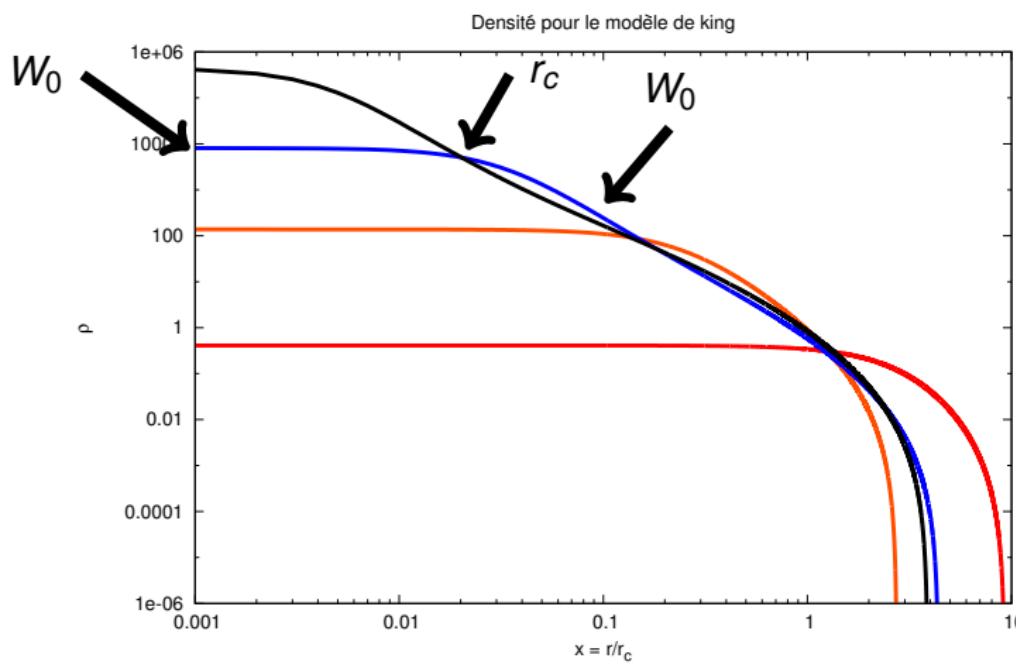
Dynamique des systèmes auto-gravitants

- Différents modèles
- Modèle de KING
- Modèle de KING



1. En augmentant le paramètre W_0 , on augmente la densité centrale et la pente \Rightarrow on vieillit l'amas.

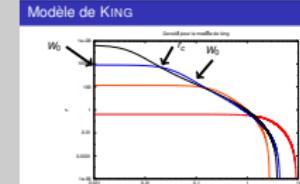
Modèle de KING



2016-01-05

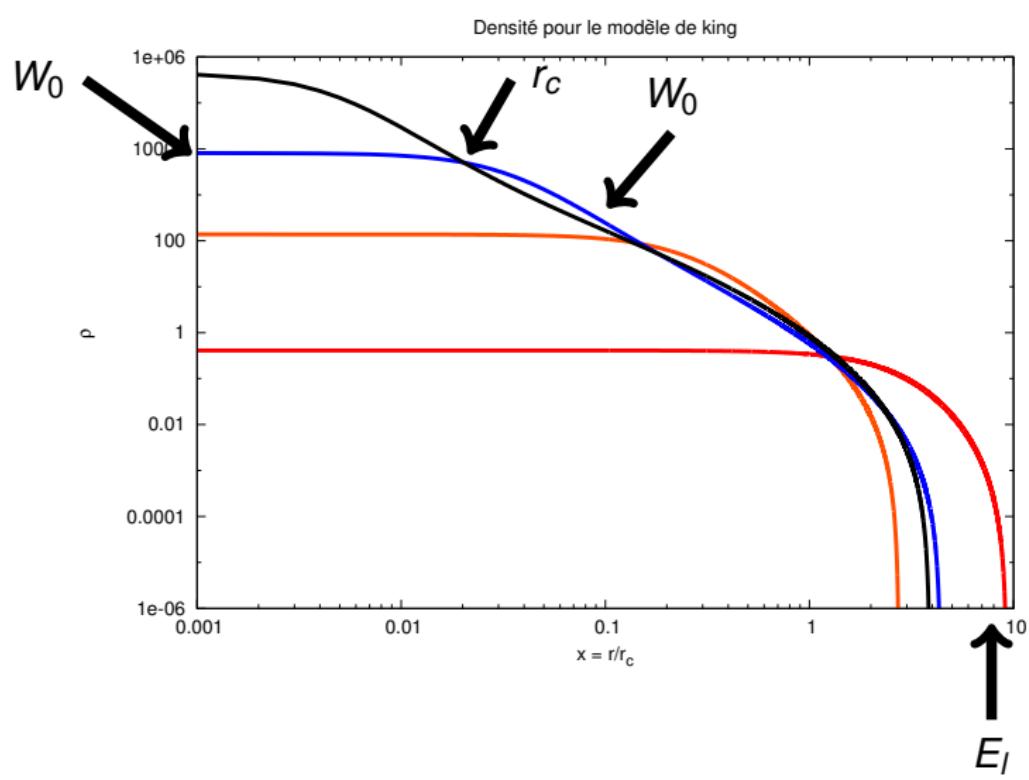
Dynamique des systèmes auto-gravitants

- Différents modèles
 - Modèle de KING
 - Modèle de KING



1. En augmentant le paramètre W_0 , on augmente la densité centrale et la pente \Rightarrow on vieillit l'amas.
2. En jouant sur ce paramètre, nous influons sur la largeur du puit de potentiel

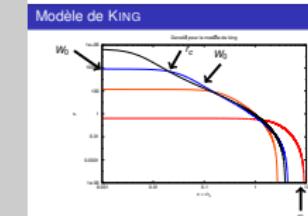
Modèle de KING



2016-01-05

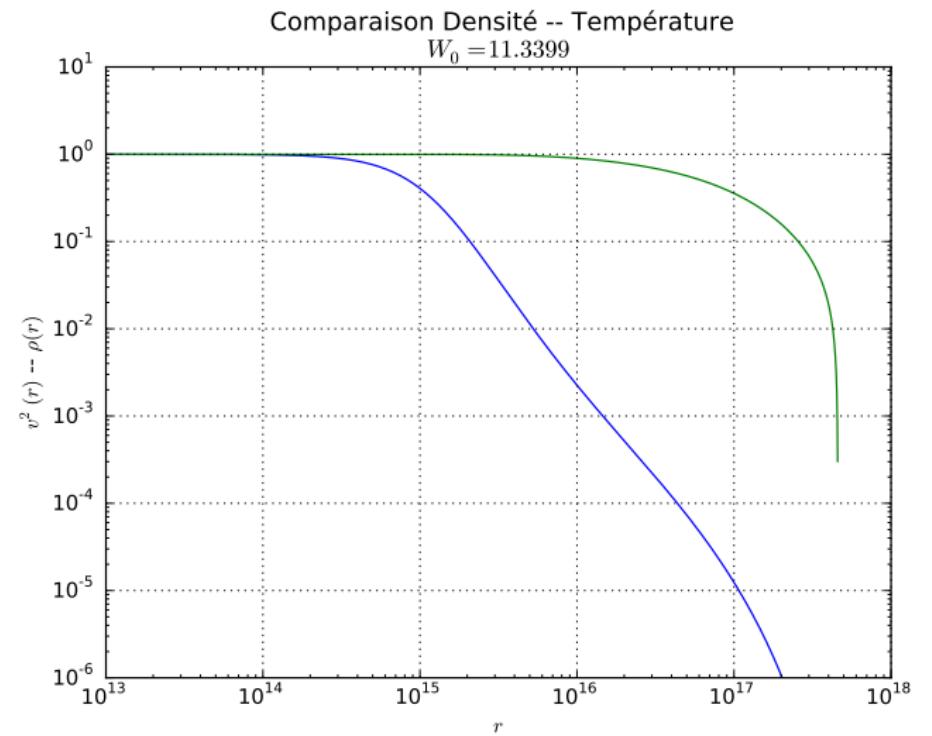
Dynamique des systèmes auto-gravitants

- Différents modèles
- Modèle de KING
- Modèle de KING



1. En augmentant le paramètre W_0 , on augmente la densité centrale et la pente \Rightarrow on vieillit l'amas.
2. En jouant sur ce paramètre, nous influons sur la largeur du puit de potentiel
3. En jouant sur le dernier paramètre, c'est sur la taille de l'objet que l'on agit.

Modèle quasi-isotherme



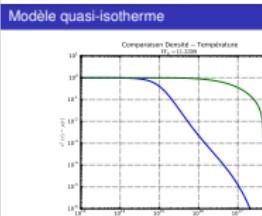
Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Différents modèles

└ Modèle de KING

└ Modèle quasi-isotherme

de plus ce modèle est isotherme ! En effet, vous avez ici tracé en bleu la densité en vert la température. On voit que la température reste constante au niveau du cœur et commence à s'éloigner de cette constante lorsque la densité est suffisamment faible pour rendre ceci négligeable.



Sphère isotherme en boîte

3 paramètres

R le rayon

H l'énergie

T la température

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

Le modèle de King a été introduit en appliquant une troncature en énergie à la fonction de distribution de la sphère isotherme. Nous allons maintenant voir le modèle de la sphère isotherme en boîte. Pour ce modèle, ...On a deux possibilités intéressantes pour les CL :

Sphère isotherme en boîte

3 paramètres

R le rayon

H l'énergie

T la température

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

3 paramètres
R le rayon
H l'énergie
T la température

Le modèle de King a été introduit en appliquant une troncature en énergie à la fonction de distribution de la sphère isotherme. Nous allons maintenant voir le modèle de la sphère isotherme en boîte. Pour ce modèle, ...On a deux possibilités intéressantes pour les CL :

Sphère isotherme en boîte

3 paramètres

R le rayon

H l'énergie

T la température

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

3 paramètres

R le rayon

H l'énergie

T la température

2016-01-05

Le modèle de King a été introduit en appliquant une troncature en énergie à la fonction de distribution de la sphère isotherme. Nous allons maintenant voir le modèle de la sphère isotherme en boîte. Pour ce modèle, ...On a deux possibilités intéressantes pour les CL :

Sphère isotherme en boîte

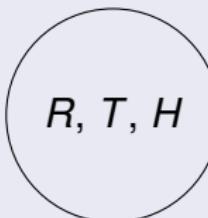
3 paramètres

R le rayon

H l'énergie

T la température

Ensemble canonique



$T = \text{cte}$

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

3 paramètres

R le rayon

H l'énergie

T la température

Ensemble canonique

R, T, H

$T = \text{cte}$

Le modèle de King a été introduit en appliquant une troncature en énergie à la fonction de distribution de la sphère isotherme. Nous allons maintenant voir le modèle de la sphère isotherme en boîte. Pour ce modèle, ...On a deux possibilités intéressantes pour les CL : $T = \text{cte} \Rightarrow$ Micro canonique

Sphère isotherme en boîte

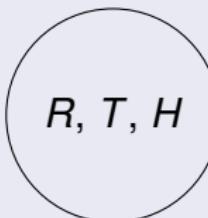
3 paramètres

R le rayon

H l'énergie

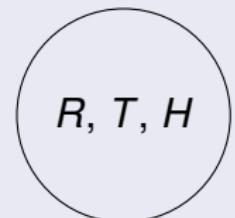
T la température

Ensemble canonique



$T = \text{cte}$

Ensemble micro-canonique



$H = \text{cte}$

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Différents modèles

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

Sphère isotherme en boîte

3 paramètres

R le rayon

H l'énergie

T la température

Ensemble canonique

R, T, H

$T = \text{cte}$

Ensemble micro-canonique

R, T, H

$H = \text{cte}$

Le modèle de King a été introduit en appliquant une troncature en énergie à la fonction de distribution de la sphère isotherme. Nous allons maintenant voir le modèle de la sphère isotherme en boîte. Pour ce modèle, ...On a deux possibilités intéressantes pour les CL :
 $T = \text{cte} \Rightarrow$ Micro canonique
 $H = \text{cte} \Rightarrow$ canonique

Sommaire

1 Propriétés des systèmes auto-gravitants

2 Différents modèles

3 Les instabilités

- L'instabilité d'Antonov
- Instabilité de Jeans
- Instabilité d'orbite radiale

4 Simulations numériques

5 Conclusions et perspectives

2016-01-05

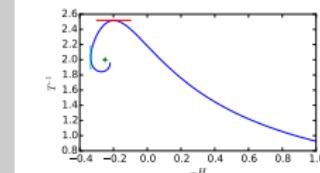
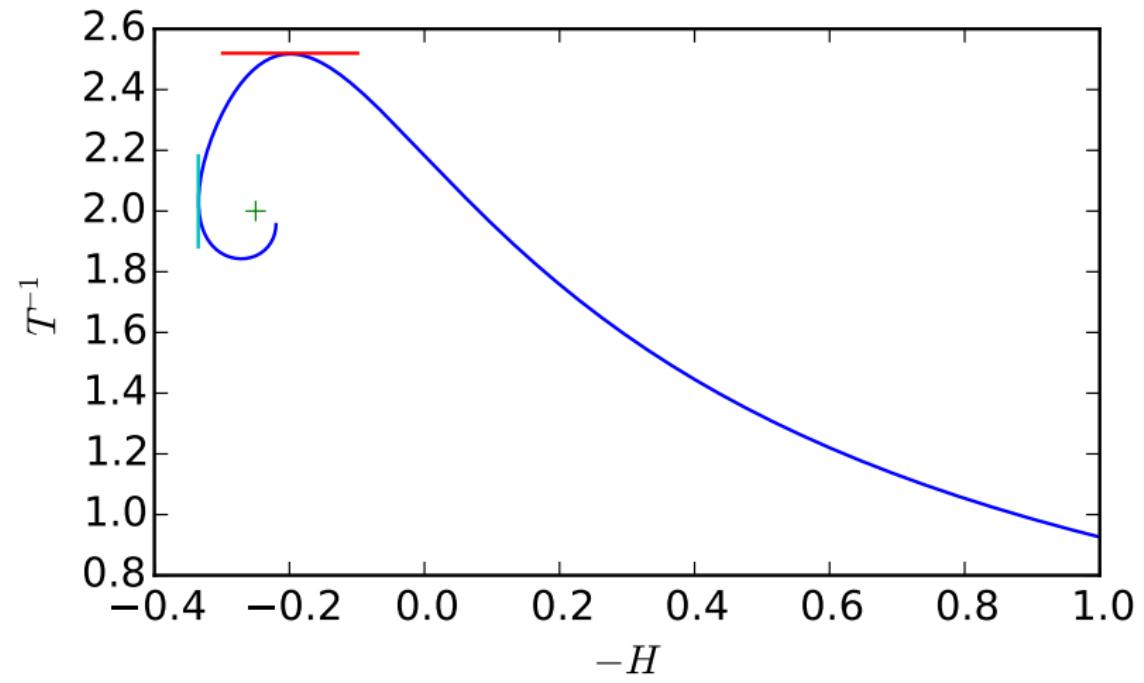
Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Les instabilités

└ Sommaire

Maintenant que nous avons vue les principaux modèles permettant de modéliser les SAG, nous allons nous intéresser aux différentes instabilité gravitationnelles pouvant influencer l'évolution des SAG. Nous commencerons pas l'instabilité d'Antonov, puis l'instabilité de Jeans et enfin l'instabilité d'orbite radiale.

L'instabilité d'Antonov

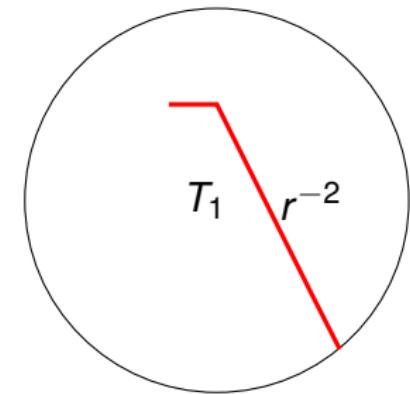
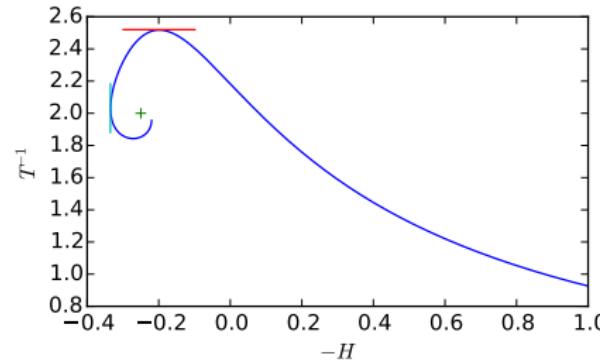


Une SIB ayant 3 paramètres, lorsque l'on trace T en fonction de H pour une valeur de R donnée, on obtient la courbe bleu. Lorsque l'on augmente R, on se déplace sur la spiral pour tendre asymptotiquement vers la croix verte représentant la sphère isotherme singulière.

On remarque sur cette courbe que toutes les valeurs de la température ne sont pas accessibles, idem pour l'énergie. Celle de la température sont limité par la tangente rouge, celle de l'énergie le sont par la tangente bleue.

Ces tangentes correspondent à des instabilités. Si nous nous plaçons dans le cadre de l'ensemble canonique, nous pouvons imposer n'importe quel valeur de température à la SIB. Si cette valeur est trop faible, la SIB ne pourra pas retourner sur la courbe bleu. Elle va alors tendre vers la croix verte : la sphère isotherme singulière, qui n'est plus limité en rayon. Cette dernière n'a pas de cœur. Le raisonnement est le même pour l'ensemble micro-canonical.

L'instabilité d'Antonov

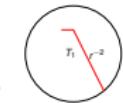
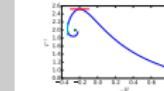


Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Les instabilités

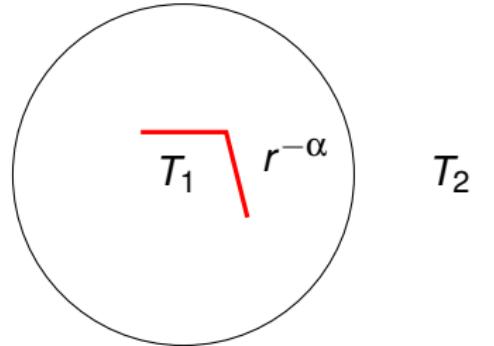
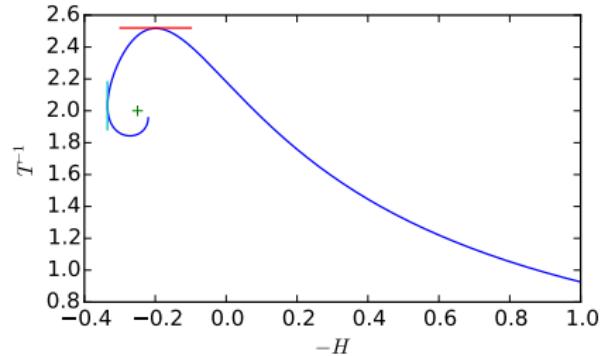
L'instabilité d'Antonov

L'instabilité d'Antonov



Le soucis étant que cette instabilité ne s'applique que au sphère isotherme en boîte, qui sont des objets présentant un profil cœur halo de pente -2 . Or, nous avons vu que, si les SAG montre bien une structure cœur halo, la pente de leur halo est variable ! De plus, le modèle de King, ayant une pente variable, est une bonne approximation d'une sphère isotherme !

Instabilité d'Antonov généralisée



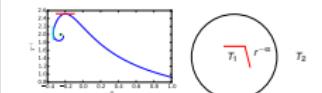
2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Les instabilités

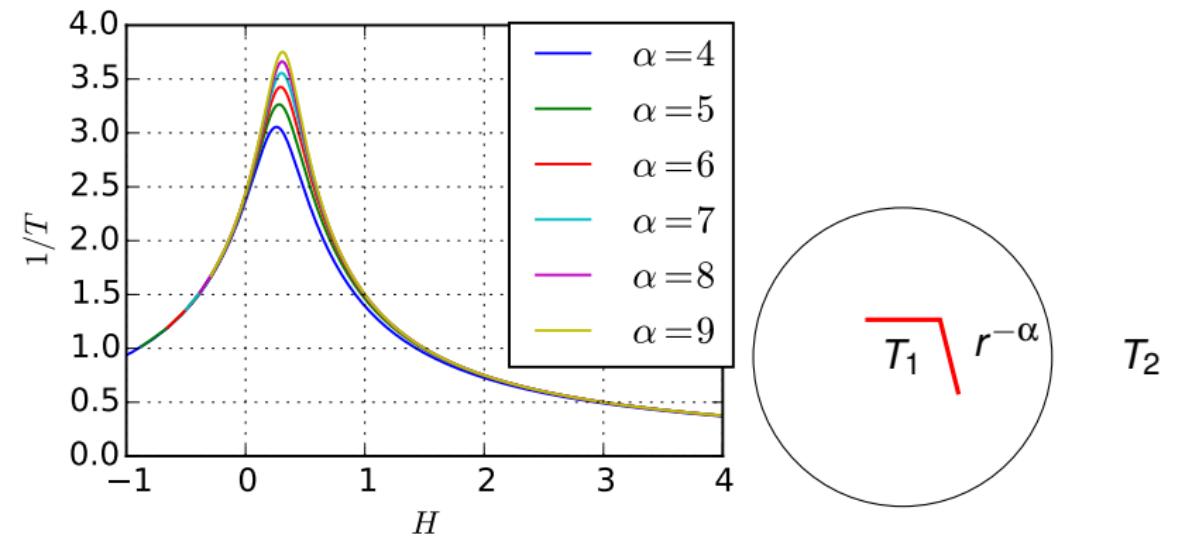
L'instabilité d'Antonov

Instabilité d'Antonov généralisée



Nous avons donc étendu l'étude de l'instabilité d'Antonov à l'étude des systèmes cœur halo de pente quelconque dans le cadre de l'ensemble canonique.

Toy Model

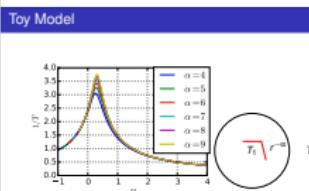


Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Les instabilités

L'instabilité d'Antonov

└ Toy Model



Nous avons représenté ici la courbe calorique pour plusieurs valeurs de la pente. La tangente horizontale, associée à l'instabilité d'antonov dans le cadre de l'ensemble canonique, est toujours présente ! De tels objets sont donc toujours sujet à cette instabilité.

Instabilité de Jeans

$$\rho_0, M, \sigma^2$$



└ Les instabilités

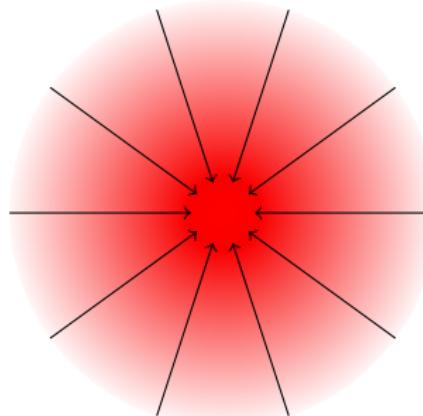
└ Instabilité de Jeans

└ Instabilité de Jeans

L'instabilité de Jeans arrive lorsque l'on s'intéresse aux boules homogènes : si l'on prend une boule homogène de densité ρ_0 , de masse M et de température σ^2 , si la température cinétique n'est pas suffisamment importante pour contre balancer la pression gravitationnelle, cette boule va s'effondrer sur elle-même. C'est l'instabilité de Jeans. La théorie autour de cette instabilité ne nous dit pas quel est le profil résultant de cette effondrement, mais les simulations numériques nous apprennent que le résultat est une structure cœur halo de pente -4 .

Instabilité de Jeans

$$\rho_0, M, \sigma^2$$



Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Les instabilités

└ Instabilité de Jeans

Instabilité de Jeans

L'instabilité de Jeans arrive lorsque l'on s'intéresse aux boules homogènes : si l'on prend une boule homogène de densité ρ_0 , de masse M et de température σ^2 , si la température cinétique n'est pas suffisamment importante pour contre balancer la pression gravitationnelle, cette boule va s'effondrer sur elle-même. C'est l'instabilité de Jeans. La théorie autour de cette instabilité ne nous dit pas quel est le profil résultant de cette effondrement, mais les simulations numériques nous apprennent que le résultat est une structure cœur halo de pente -4 .



Instabilité d'orbite radiale



1973

1973 Premier résultat analytique d'Antonov

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Les instabilités

- └ Instabilité d'orbite radiale
- └ Instabilité d'orbite radiale

Instabilité d'orbite radiale

1973 Premier résultat analytique d'Antonov

1973

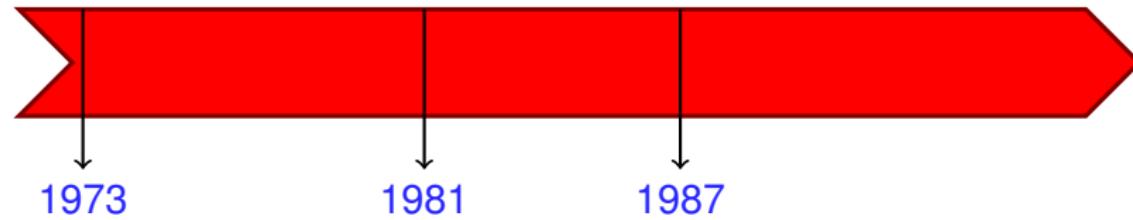
Instabilité d'orbite radiale



1981 Premier critère de stabilité (*Polyachenko et Shukhman*)

1. Ils ont cherché un critère de stabilité en utilisant le pourcentage d'énergie appartenant à des orbites radiales.
 2. Mais une équipe anglaise montre, en étudiant plusieurs familles de modèle, qu'il n'y a pas de critère de stabilité simple : on peut avoir un système aussi anisotrope que l'on veut sans qu'il soit pour autant instable et inversement, on peut avoir un système aussi peu anisotrope sans qu'il soit pour autant stable. On commence à se rendre compte de la complexité de l'instabilité

Instabilité d'orbite radiale

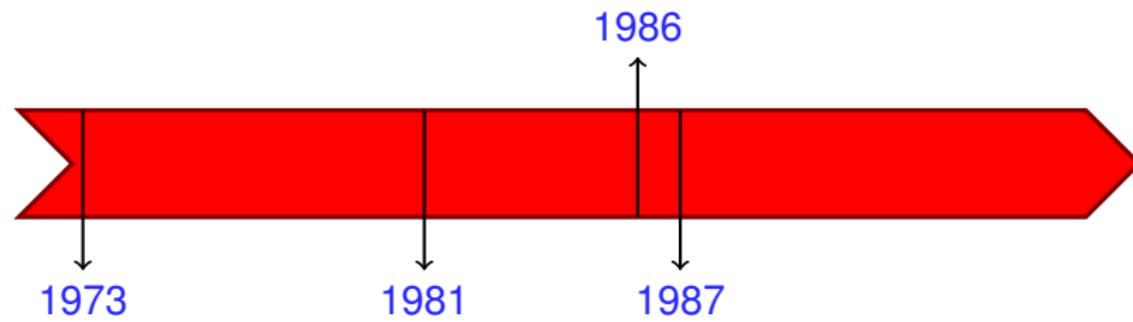


1981 Premier critère de stabilité (*Polyachenko et Shukhman*)

1987 Il n'y a pas de critère de stabilité (*Palmer et Papaloizou*)

1. Ils ont cherché un critère de stabilité en utilisant le pourcentage d'énergie appartenant à des orbites radiales.
 2. Mais une équipe anglaise montre, en étudiant plusieurs familles de modèle, qu'il n'y a pas de critère de stabilité simple : on peut avoir un système aussi anisotrope que l'on veut sans qu'il soit pour autant instable et inversement, on peut avoir un système aussi peu anisotrope sans qu'il soit pour autant stable. On commence à se rendre compte de la complexité de l'instabilité

Instabilité d'orbite radiale



1986 Premières simulations sur IOR par *Barnes et al.*

2016-01-05

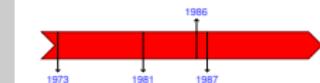
Dynamique des systèmes auto-gravitants

Les instabilités

Instabilité d'orbite radiale

Instabilité d'orbite radiale

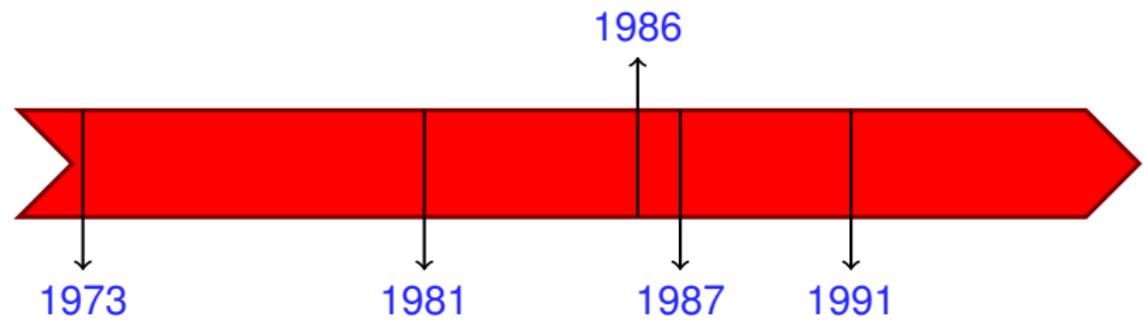
Instabilité d'orbite radiale



1986 Premières simulations sur IOR par Barnes et al.

Entre temps, une équipe mené par Barnes fait des simulations montrant l'apparition d'une barre comme produit de l'instabilité (Première apparition de la barre !)

Instabilité d'orbite radiale



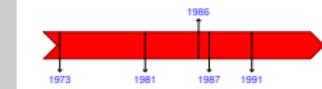
1987 & 1991 Première utilisation dans le cadre de la formation des structures cosmologiques (*Merritt, 1987, Katz, 1991*)

Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Les instabilités

└ Instabilité d'orbite radiale

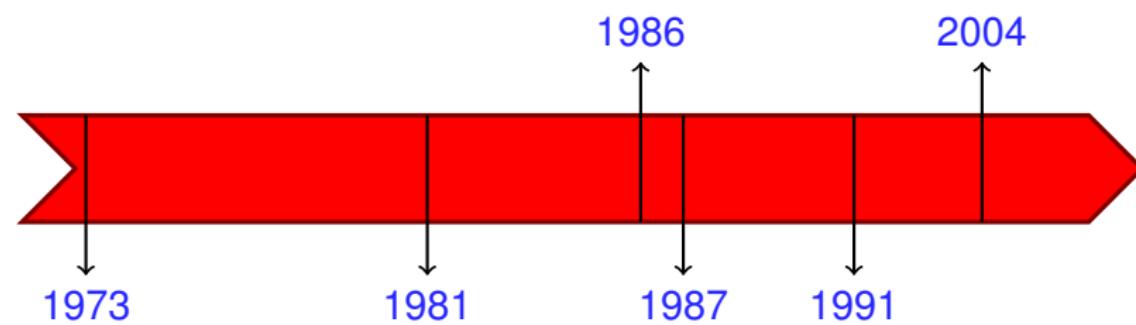
Instabilité d'orbite radiale



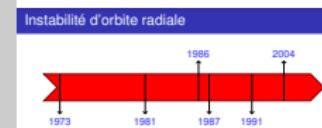
1987 & 1991 Première utilisation dans le cadre de la formation des structures cosmologiques (Merritt, 1987; Katz, 1991)

Merritt avec des simulations de formations de galaxies. Katz dans des simulations cosmologiques. Katz montre que le processus est tout de même gommé.

Instabilité d'orbite radiale



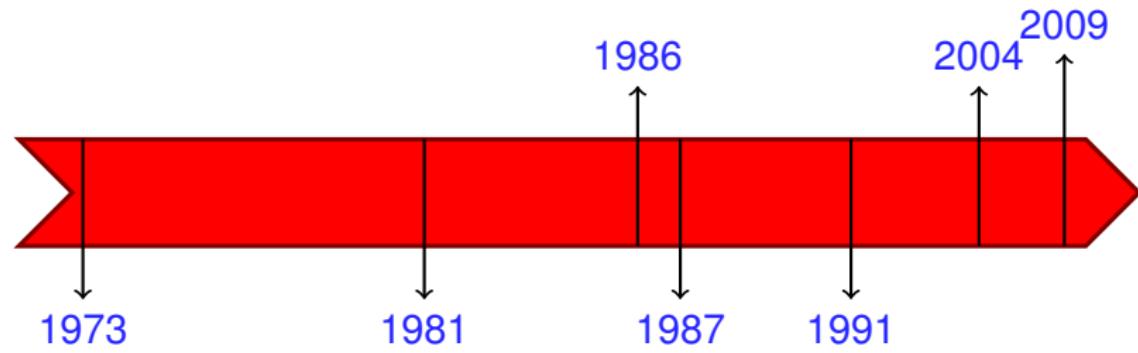
2004 Nécessité d'un germe pour déclencher IOR (*Roy et Perez*)



2004 Nécessité d'un germe pour déclencher IOR (Roy et Perez)

Des simulations mettant en scène l'effondrement d'une boule homogène contenant des inhomogénéité ont montré que cette boule développait l'instabilité d'OR uniquement en présence des inhomogénéité.

Instabilité d'orbite radiale



2009 Instabilité dissipative (méthodes énergétiques) (*Perez et Maréchal*)

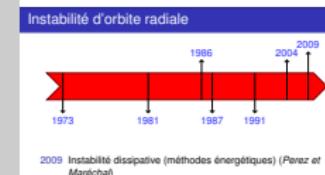
Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Les instabilités

Instabilité d'orbite radiale

— Instabilité d'orbite radiale

Ils ont montré que l'instabilité avait besoin d'un système à l'équilibre meta-stable pour pouvoir se déclencher.



Sommaire

1 Propriétés des systèmes auto-gravitants

2 Différents modèles

3 Les instabilités

4 Simulations numériques

- Motivation
- Comparaison Vlasov-Gadget
- Conditions Initiales
- Instabilité d'orbite radiale
- Effondrement gravitationnel

5 Conclusions et perspectives

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Simulations numériques

Sommaire

Propriétés des systèmes auto-gravitants
Différents modèles
Les instabilités
Simulations numériques
Conclusions et perspectives

Motivation
Comparaison Vlasov-Gadget
Conditions Initiales
Instabilité d'orbite radiale
Effondrement gravitationnel

Maintenant que nous avons en tête les principaux modèles et instabilités permettant de décrire l'évolutions des SAG, nous allons voir différents jeu de simulation que j'ai effectué au cours de ma thèse.

Expériences numériques

Objectifs :

- Reproduire les diverses instabilités
- Mettre en évidence certains mécanismes associés

Outils numérique principal :

- Treecode public GADGET-2 (Springel, 2005)

Validation :

- Comparaison avec un code Vlasov

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Simulations numériques
 - └ Motivation
 - └ Expériences numériques

Expériences numériques

- Objectifs :
- Reproduire les diverses instabilités
 - Mettre en évidence certains mécanismes associés
- Outils numérique principal :
- Treecode public GADGET-2 (Springel, 2005)
- Validation :
- Comparaison avec un code Vlasov

Expériences numériques

Objectifs :

- Reproduire les diverses instabilités
- Mettre en évidence certains mécanismes associés

Outils numérique principal :

- Treecode public GADGET-2 (Springel, 2005)

Validation :

- Comparaison avec un code Vlasov

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Simulations numériques
 - └ Motivation
 - └ Expériences numériques

Expériences numériques

- Objectifs :
- Reproduire les diverses instabilités
 - Mettre en évidence certains mécanismes associés
- Outils numérique principal :
- Treecode public GADGET-2 (Springel, 2005)
- Validation :
- Comparaison avec un code Vlasov

Expériences numériques

Objectifs :

- Reproduire les diverses instabilités
- Mettre en évidence certains mécanismes associés

Outils numérique principal :

- Treecode public GADGET-2 (Springel, 2005)

Validation :

- Comparaison avec un code Vlasov

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- Simulations numériques
 - Motivation
 - Expériences numériques

- Objectifs :
- Reproduire les diverses instabilités
 - Mettre en évidence certains mécanismes associés
- Outils numérique principal :
- Treecode public GADGET-2 (Springel, 2005)
- Validation :
- Comparaison avec un code Vlasov

Expériences numériques

Objectifs :

- Reproduire les diverses instabilités
- Mettre en évidence certains mécanismes associés

Outils numérique principal :

- Treecode public GADGET-2 (Springel, 2005)

Validation :

- Comparaison avec un code Vlasov

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants
└ Simulations numériques
 └ Motivation
 └ Expériences numériques

Expériences numériques

Objectifs :

- Reproduire les diverses instabilités
- Mettre en évidence certains mécanismes associés

Outils numérique principal :

- Treecode public GADGET-2 (Springel, 2005)

Validation :

- Comparaison avec un code Vlasov

Sphère de Hénon

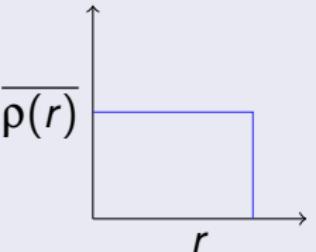
$$f(\vec{r}, \vec{v}) \propto \rho_0 e^{-\frac{\vec{v}^2}{2\sigma^2}}$$

Avantage

Son effondrement produit un système très stable

$$\gamma = \frac{2E_c}{E_p}$$

Densité



Dynamique des systèmes auto-gravitants

Simulations numériques

└ Motivation

└ Sphère de Hénon

Au cours de nos simulations nous utiliserons comme conditions initiales des sphères de Hénon. Il s'agit d'une boule homogène dont les vitesses suivent une distribution gaussienne.

Ces conditions initiales sont faites pour s'effondrer sous l'effet de l'instabilité de Jeans. La vitesse de son effondrement est paramétrée par le rapport du viriel $2E_c/E_p$.

L'avantage de ces conditions initiales, c'est que leur effondrement produit un système très stable.

$$f(\vec{r}, \vec{v}) \ll p$$

Avantage
Son effondrement produit un système très stable

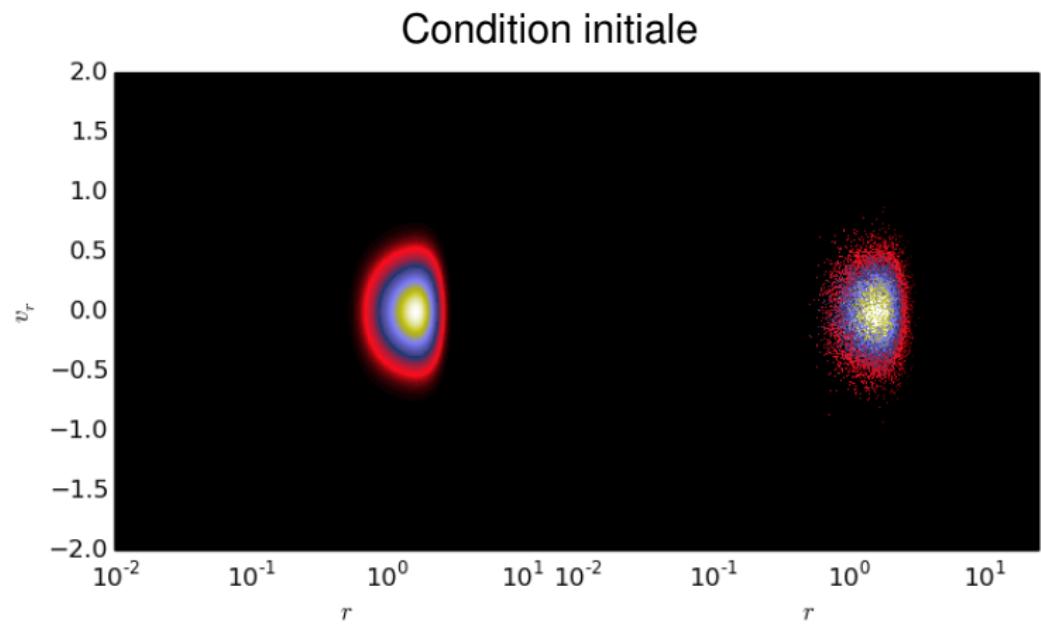
2

Densité

$p(r)$

r

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$



2016-01-05

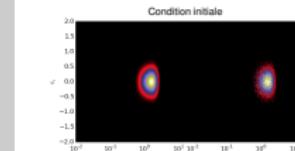
Dynamique des systèmes auto-gravitants

Simulations numériques

Comparaison Vlasov-Gadget

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$

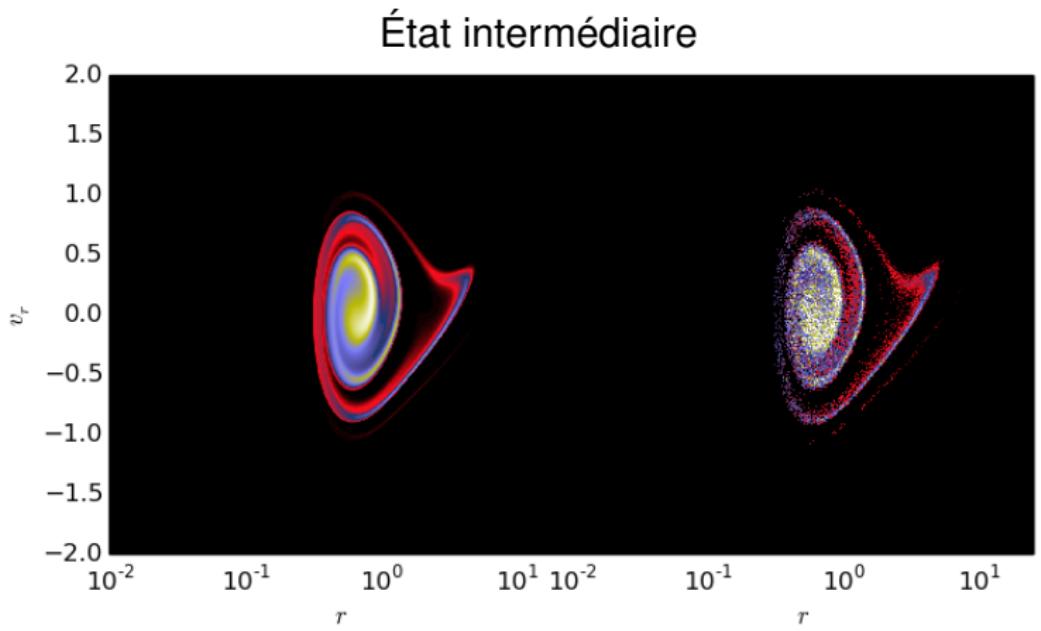
Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$



Nous allons comparer un code résolvant l'équation de Vlasov avec un code Gadget. Le code Gadget est un code NCorps, et donc utilisant des particules pour représenter la fonction de distribution, qui utilise un code en arbre pour calculer les interactions entre particules. Pour minimiser les effets des collisions, il lisse la force.

Le code vlasov discrétise la fonction de distribution sur un maillage tridimensionnel utilisant comme variable le rayon, la vitesse radiale et le moment angulaire.

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$



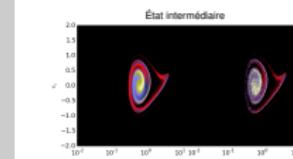
Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Simulations numériques

└ Comparaison Vlasov-Gadget

└ Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$



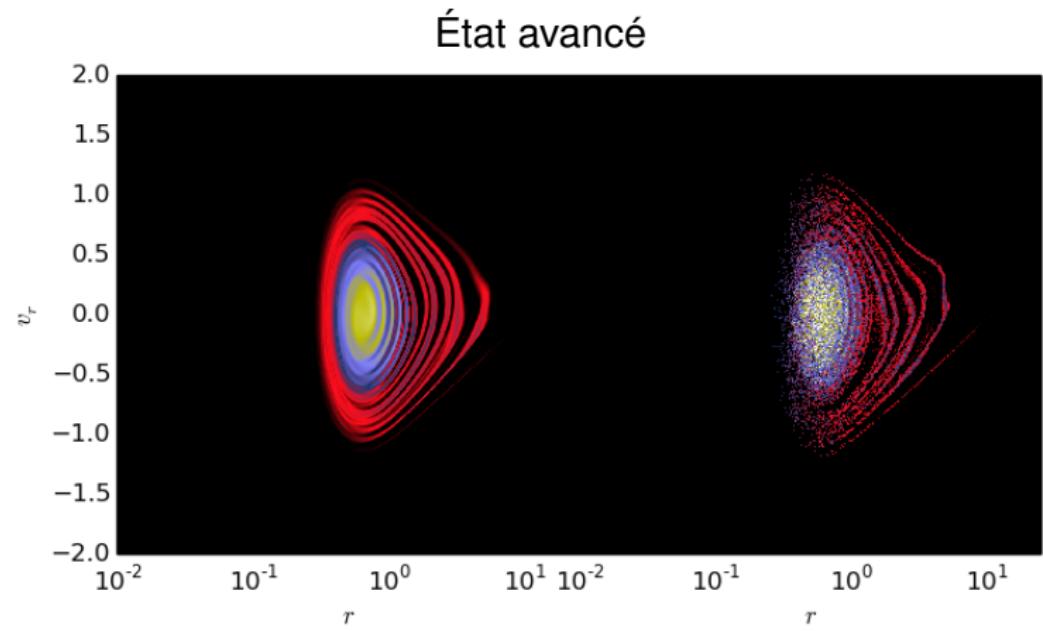
Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Simulations numériques

└ Comparaison Vlasov-Gadget

└ Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$



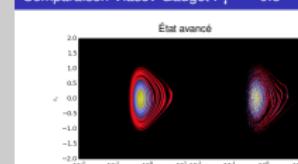
2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Simulations numériques

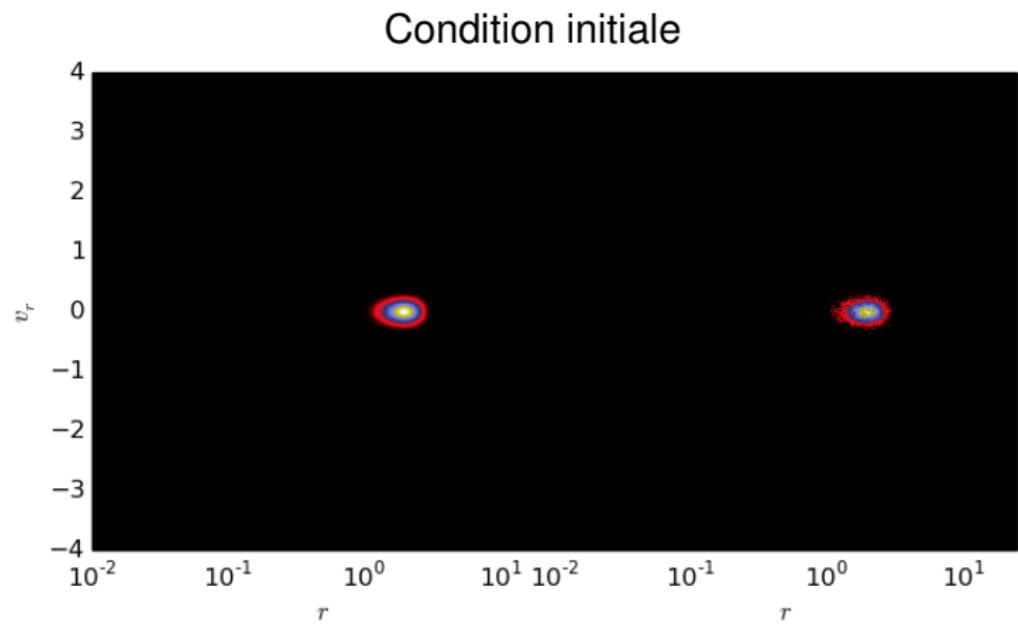
Comparaison Vlasov-Gadget

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$

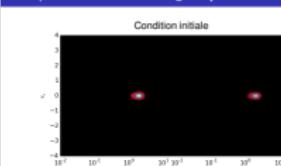
Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.5$ 

L'accord reste remarquable tout du long de la simulation. Sur cette dernière image, nous y voyons un décalage temporel qui peut être dû aux paramètres de lissage ou pas de temps des codes.

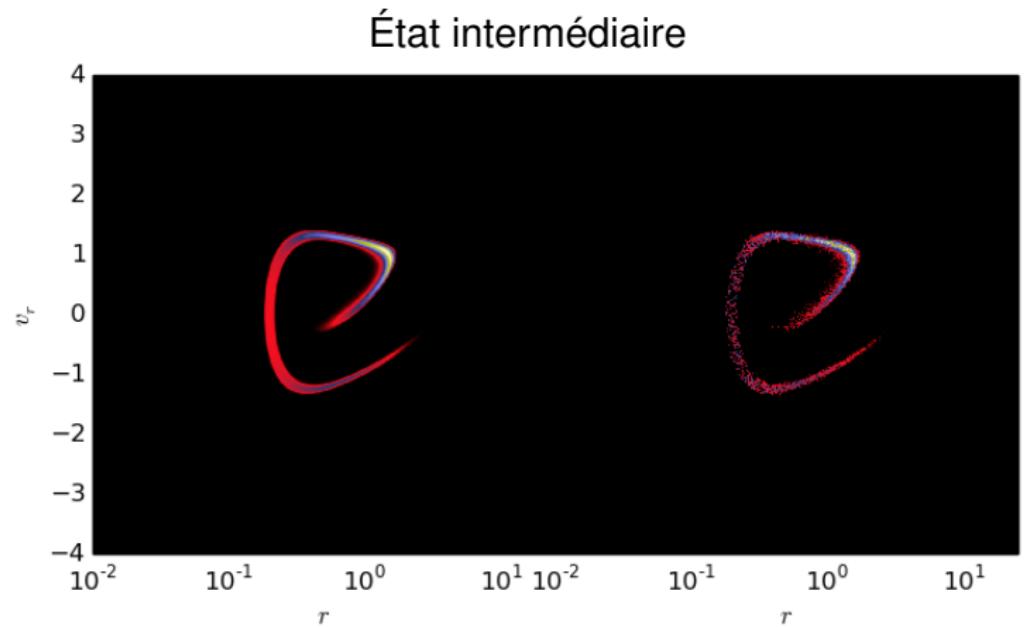
Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.1$



nous avons alors voulu pousser les limites des codes et donc faire la comparaison pour un effondrement plus violent. Là encore l'accord est remarquable !



Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.1$



2016-01-05

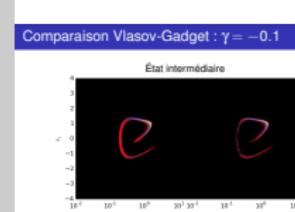
Dynamique des systèmes auto-gravitants

Simulations numériques

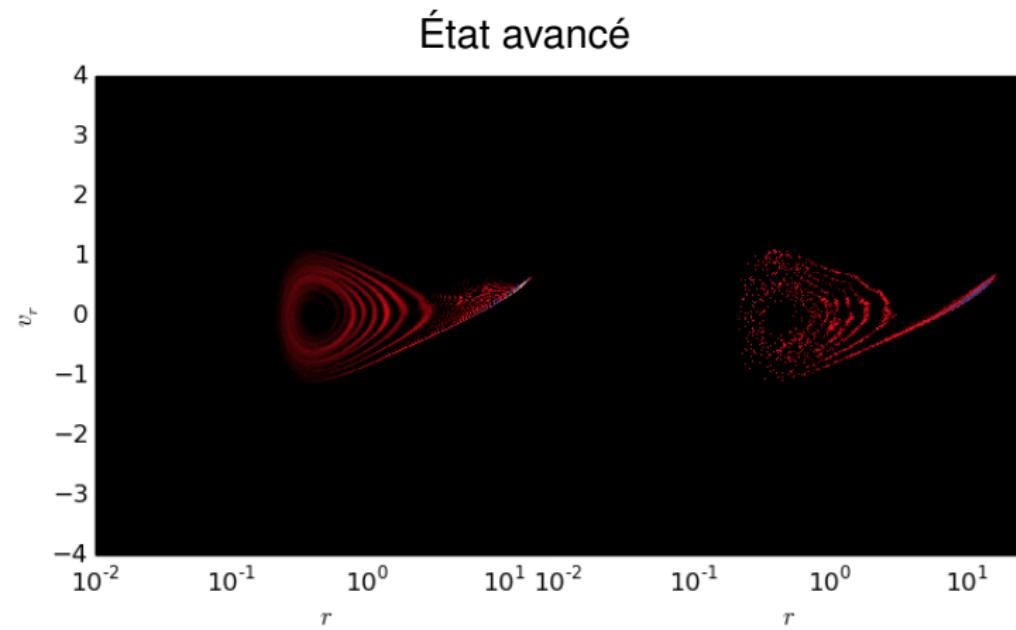
Comparaison Vlasov-Gadget

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.1$

nous avons alors voulu pousser les limites des codes et donc faire la comparaison pour un effondrement plus violent. Là encore l'accord est remarquable !



Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.1$



2016-01-05

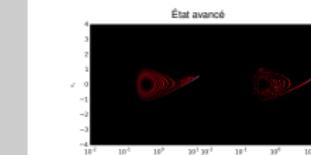
Dynamique des systèmes auto-gravitants

Simulations numériques

Comparaison Vlasov-Gadget

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.1$

Comparaison Vlasov-Gadget : $\gamma = -0.1$



nous avons alors voulu pousser les limites des codes et donc faire la comparaison pour un effondrement plus violent. Là encore l'accord est remarquable !

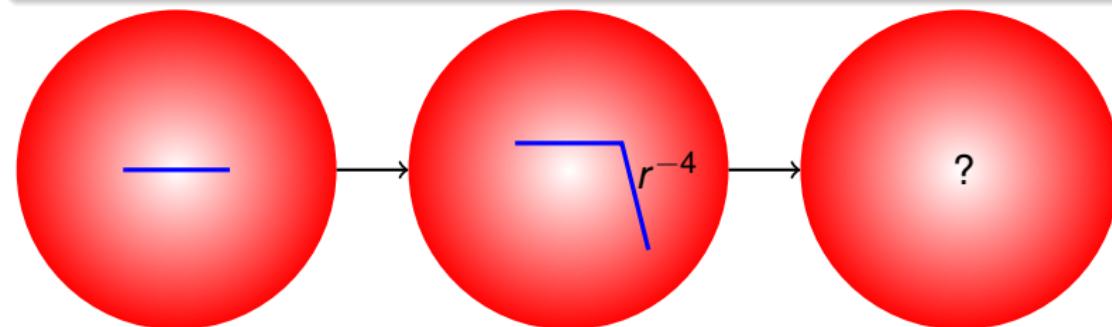
Jusqu'à la fin de la simulation où les codes montrent leurs limites. Le code Vlasov montre un nette effet de crénelage tandis que la simulation Gadget voit une instabilité se développer.

Cette instabilité ne dépend pas du paramètre de lissage de la force, ni du pas de temps. Par contre, il est possible de retarder son déclenchement en augmentant drastiquement le nombre de particules. Cette instabilité est dûe aux effets collectif du bruit blanc des particules.

Conditions Initiales

Bain thermique

Nous plongeons une sphère de Hénon dans un bain thermique



On reprend une sphère de Hénon avec un viriel de -0.5 . Cette sphère aura toujours les mêmes paramètres. On la plonge dans un bain thermique sous la forme d'un cube périodique. Le nb de particules, la taille du cube et la température du bain seront les paramètres de nos simulations.

Nous nous attendons, dans un premier temps à ce que la sphère de Hénon s'effondre pour donner une structure d'équilibre CH4. Ensuite, son évolution devrait être dictée par le bain et nous aimerais/nous attendons à voir l'une des deux autres instabilité décrite se produire.

Une partie des simulations effectuées

N	R_c	σ_c	R_{10}, R_{50}, R_{90}	a_1, a_2	β	ρ	T	γ	nom
$1 \cdot 10^5$	33.3	10^{-3}	●	◇	$0.15 \nearrow 0.43$	$\alpha \searrow$	↗	↘	$A_{3,1}$
		10^{-1}	●	∅	$0.02 \searrow -0.1$	∅	↗	∅	$A_{3,2}$
		$2 \cdot 10^{-1}$	●	∅	$0.02 \searrow -0.11$	∅	↗	∅	$A_{3,3}$
	66.6	10^{-3}	●	∅	$0.08 \nearrow 0.03$	∅	↗	↘	$A_{6,1}$
		10^{-1}	●	∅	$0.08 \searrow -0.11$	∅	↗	∅	$A_{6,2}$
		$2 \cdot 10^{-1}$	●	∅	$0.06 \searrow -0.12$	∅	↗	∅	$A_{6,3}$
$2 \cdot 10^5$	66.6	10^{-3}	●	∅	$0.1 \nearrow 0.17$	$\alpha \searrow$	↗	∅	$A_{6,1}^m$
$4 \cdot 10^5$	66.6	10^{-3}	●	∅	$0.1 \nearrow 0.25$	$\alpha \searrow$	↗	∅	$A_{6,2}^m$
$1 \cdot 10^6$	66.6	10^{-3}	●	∅	$0.12 \nearrow 0.27$	$\alpha \searrow$	↗	∅	$A_{6,3}^m$
$3.25 \cdot 10^5$	33.3	10^{-3}	●	♠	$0.56 \searrow 0.33$	$\alpha \searrow$	↗	↘	$B_{3,1}$
		10^{-1}	●	∅	$0.05 \searrow 0.0$	∅	↗	↖	$B_{3,2}$
		$2 \cdot 10^{-1}$	●	∅	$0.03 \searrow -0.05$	∅	↗	↖	$B_{3,3}$
	66.6	10^{-3}	●	∅	$0.11 \nearrow 0.42$	$\alpha \searrow$	↗	↘	$B_{6,1}$
		10^{-1}	●	∅	$0.06 \searrow -0.1$	∅	↗	∅	$B_{6,2}$
		$2 \cdot 10^{-1}$	●	∅	$0.06 \searrow -0.1$	∅	↗	∅	$B_{6,3}$
$5.5 \cdot 10^5$	33.3	10^{-3}	●	♠	$0.5 \nearrow 0.37$	$\alpha \searrow$	↗	↘	$C_{3,4}$
		10^{-1}	●	∅	$0.07 \searrow 0.03$	∅	↗	↖	$C_{3,5}$
		$2 \cdot 10^{-1}$	●	∅	$0.04 \searrow -0.01$	∅	↗	↘	$C_{3,6}$
	66.6	10^{-3}	●	♠	$0.15 \nearrow 0.67$	$\alpha \searrow$	↗	↖	$C_{6,1}$
		10^{-1}	●	∅	$0.06 \searrow -0.07$	∅	↗	∅	$C_{6,2}$
		$2 \cdot 10^{-1}$	●	∅	$0.05 \searrow -0.1$	∅	↗	∅	$C_{6,3}$
1856250	50	$1.25 \cdot 10^{-4}$	●	♠	$0.5 \searrow 0.15$	$\alpha \searrow$	↗	↘	$C_{3,1}^m$
		$2.5 \cdot 10^{-4}$	●	♠	$0.5 \searrow 0.28$	$\alpha \searrow$	↗	↘	$C_{3,2}^m$
		$5 \cdot 10^{-4}$	●	♠	$0.5 \searrow 0.22$	$\alpha \searrow$	↗	↘	$C_{3,3}^m$
		10^{-3}	●	♠	$0.5 \searrow 0.24$	$\alpha \searrow$	↗	↘	$C_{3,4}^m$
		10^{-1}	●	∅	$0.36 \searrow 0.36$	$\alpha \searrow$	↗	↖	$C_{3,5}^m$
		$2 \cdot 10^{-1}$	●	∅	$0.5 \nearrow 0.36$	∅	↗	↘	$C_{3,6}^m$

└ Simulations numériques

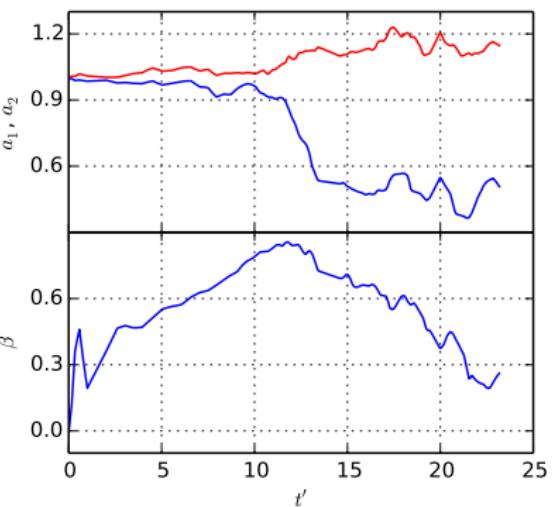
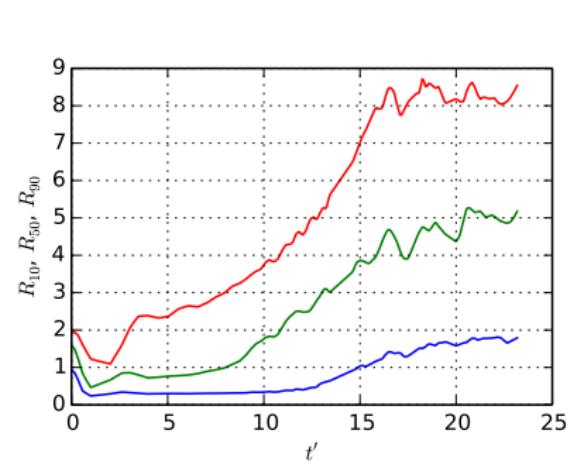
└ Conditions Initiales

└ Une partie des simulations effectuées



J'ai effectué près de 280 simulations, mais je n'en présenterais que 2 énumérant bien les résultats obtenus.

L'instabilité d'orbite radiale décortiquée



$$\text{L'anisotropie : } \beta = 1 - \frac{\sigma_t^2}{2\sigma_r^2}.$$

a_1, a_2 : les rapports des valeurs propres de la matrice d'inertie.

Dynamique des systèmes auto-gravitants

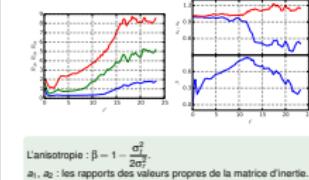
Simulations numériques

Instabilité d'orbite radiale

L'instabilité d'orbite radiale décortiquée

2016-01-05

L'instabilité d'orbite radiale décortiquée



Nous avons à gauche les rayons à 10, 50 et 90% de masse tracé au cours du temps. On y observe dans un premier temps l'effondrement de la sphère de Hénon pour former un état d'équilibre.

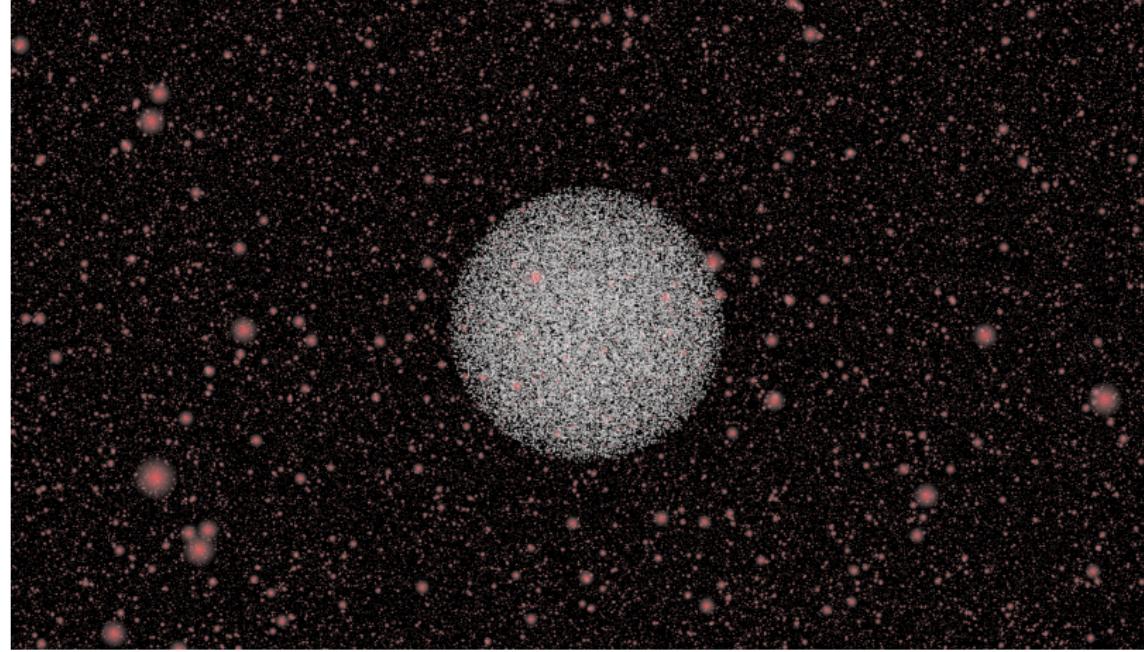
Après un petit temps, cette structure va commencer à accréter les particules du bain. Cette accretion se faisant de façon isotrope, l'objet voit son énergie cinétique radiale augmenter. C'est ce que montre le graphique de l'anisotropie radiale β qui augmente au cours du temps.

Cette accretion commence sans déformer l'amas, comme nous l'apprend le graphique supérieur droit qui montre l'évolution des rapports des valeurs propre de la matrice d'inertie. Au début de la simulation, ils sont proche de un => l'objet reste sphérique. Puis il se déforme. Cette déformation est caractéristique/est la marque de l'instabilité d'orbite radiale.

Nous voyions sur cette simulation toute les étapes que je vous ai décrit à propos de l'IOR : nous assistons à la formation d'un état d'équilibre qui va se déplacer vers la partie radiale de son espace des phases. Puis, lorsque cet équilibre devient métastable, la dissipation associée aux interactions avec le bain le transforme en barre.

D'autres simulations nous ont permis de montrer qu'il était possible de retarder ou de précipiter le déclenchement de cette instabilité en jouant sur la densité du bain. La température de ce dernier ne semblait avoir que très peu d'effet.

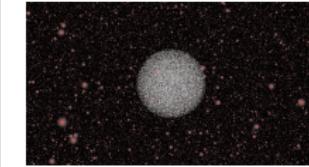
Film



Dynamique des systèmes auto-gravitants

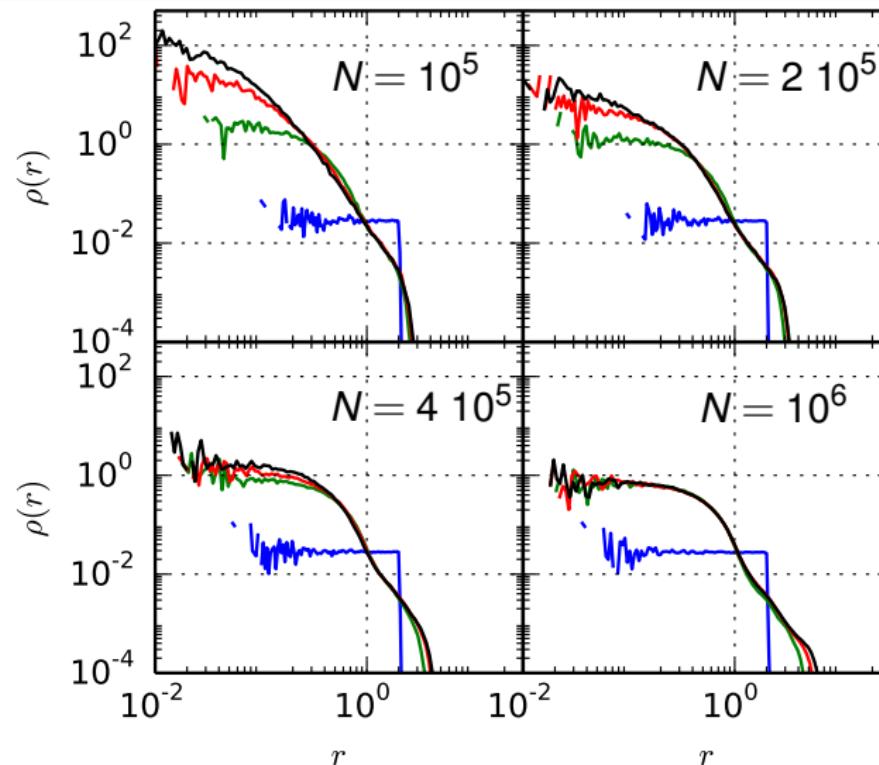
- └ Simulations numériques
 - └ Instabilité d'orbite radiale
 - └ Film

Montrer le film tout en détaillant ce qui se passe.



Effondrement continu

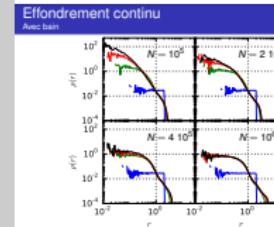
Avec bain



2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

- └ Simulations numériques
 - └ Effondrement gravitationnel
 - └ Effondrement continu

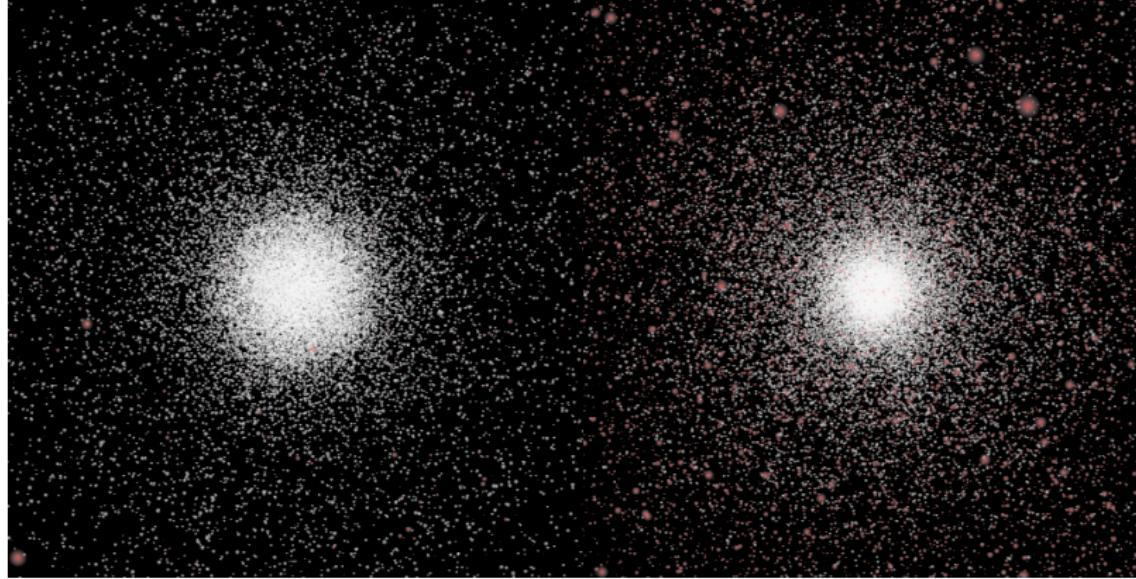


Nous en arrivons au second résultat important de nos simulations. Cette simulation a été effectué avec une densité du bain plus faible que pour la simulation précédente. Si le bain n'a aucun effet, nous nous attendons à ce que la structure résultant de l'effondrement de la sphère de Hénon n'évolue pas (comme sur le graphique en bas à droite).

Or, dans notre simulation, cette structure continue à évoluer (voir le graphique en haut à gauche) : sa densité centrale et la pente du halo continu à augmenter au cours de la simulation, tandis que son cœur tend à disparaître. Cette évolution n'est pas un effet du bain car, lorsque l'on augmente le nombre de particule de la simulation, cette tend à disparaître (voir sur les autres graphiques). Ceci suggérerait un effet des collision, mais la simulation c'est déroulée sur un temps équivalent à 20% du temps de relaxation à 2 corps.

Cette fois encore, il semblerait que l'effet soit dû au bruit collectif des particules. Ce mécanisme pourrait donc intervenir dans l'évolution des amas d'étoiles. Montrer le film, décrire en même temps. 1min grand max

Effondrement continu



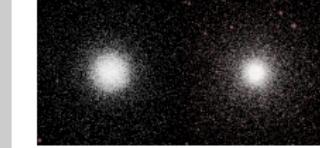
Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Simulations numériques

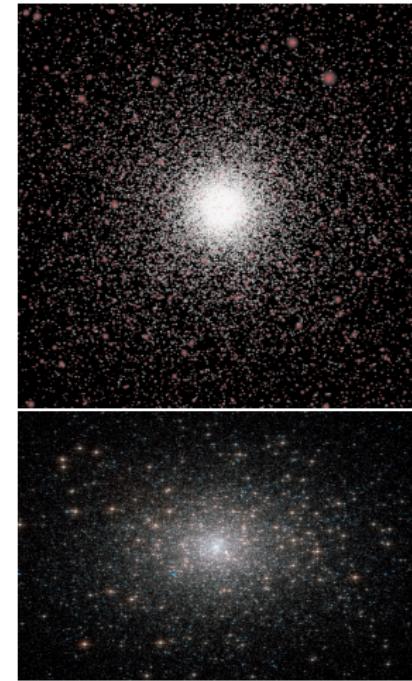
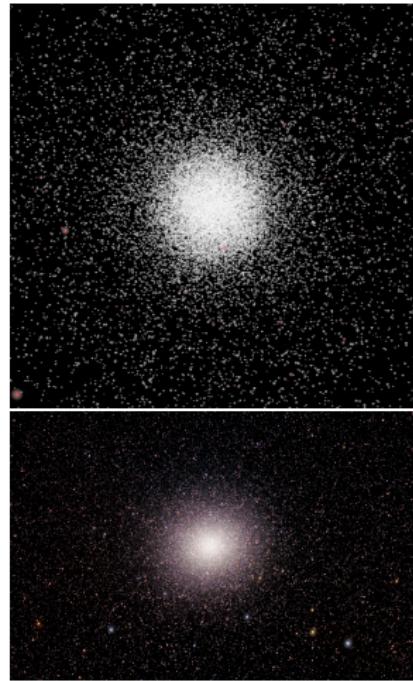
Effondrement gravitationnel

Effondrement continu

en comparant ces images, nous voyons nettement que le cœur de l'objet à diminué.



Effondrement continu



Dynamique des systèmes auto-gravitants

└ Simulations numériques

- └ Effondrement gravitationnel
 - └ Effondrement continu



Cette évolution est similaire à celle que je vous ai décrite pour les amas, et les deux états que je viens de vous montrer ne sont pas sans rappeler ω du centaure et M15.

Conclusions

Amas globulaires

La pente du halo évolue avec l'âge.

Instabilité d'Antonov

Généralisation de l'instabilité d'Antonov dans le cadre de l'ensemble canonique.

Comparaison Vlasov-Gadget

Accord remarquable entre un code Vlasov et Gadget.

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Conclusions et perspectives

Conclusions

Conclusions

Amas globulaires
La pente du halo évolue avec l'âge.

Instabilité d'Antonov
Généralisation de l'instabilité d'Antonov dans le cadre de l'ensemble canonique.

Comparaison Vlasov-Gadget
Accord remarquable entre un code Vlasov et Gadget.

2016-01-05

Conclusions

Instabilité d'orbite radiale

- Jeu de simulation mettant distinctement en évidence les diverses phases de l'instabilité.
- Dépendance du déclenchement avec la densité du bain.

Un effondrement continu

- Mise en évidence probable d'un nouveau mécanisme d'évolution de la structure coeur halo.

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Conclusions et perspectives

Conclusions

Conclusions

Instabilité d'orbite radiale

- Jeu de simulation mettant distinctement en évidence les diverses phases de l'instabilité.
- Dépendance du déclenchement avec la densité du bain.

Un effondrement continu

- Mise en évidence probable d'un nouveau mécanisme d'évolution de la structure coeur halo.

Perspectives

Instabilité d'orbite radiale

- Étendre le domaine d'étude temporel des simulations pour raffiner l'influence de la densité du bain.
- Infirmer ou confirmer définitivement l'influence de la température du bain.

Effondrement continu

- Étude de l'influence des paramètres du code Gadget-2 sur la simulation.
- Mise en place d'observables plus adaptées pour étudier la dynamique fine du système.

Instabilité d'Antonov généralisée

Augmentation de la densité ou de la température du bain.

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Conclusions et perspectives

Perspectives

Perspectives

Instabilité d'orbite radiale

- Étendre le domaine d'étude temporel des simulations pour raffiner l'influence de la densité du bain.
- Infirmer ou confirmer définitivement l'influence de la température du bain.

Effondrement continu

- Étude de l'influence des paramètres du code Gadget-2 sur la simulation.
- Mise en place d'observables plus adaptées pour étudier la dynamique fine du système.

Instabilité d'Antonov généralisée

- Augmentation de la densité ou de la température du bain.

Fin

Merci de votre attention !

2016-01-05

Dynamique des systèmes auto-gravitants

Conclusions et perspectives

└ Fin