



THÈSE DE DOCTORAT

DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides, Observatoire de Paris

Réviser les pluies de météores: caractérisation du chaos dans les courants de météoroïdes

Soutenue par

Ariane Courtot

Le 11 septembre 2023

École doctorale n°127

Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France

Spécialité

Mécanique Céleste

Composition du jury :

Dominique Bockelee-Morvan Directrice de recherche, LESIA	<i>Présidente</i>
Anne-Sophie Libert Professor, Univ. de Namur	<i>Rapporteuse</i>
Margaret Campbell-Brown Professor, Univ. Western Ontario	<i>Rapporteuse</i>
Benoît Carry Astronome Adjoint, OCA	<i>Examineur</i>
Giovanni Valsecchi Directeur de recherche, IAPS-INAF	<i>Examineur</i>
Jérémy Vaubaillon Astronome adjoint, IMCCE	<i>Directeur de thèse</i>
Marc Fouchard Maître de conférence, IMCCE	<i>Codirecteur de thèse</i>

IMCCE

Remerciements

Au terme de ces trois ans de thèse, j'ai la chance d'avoir beaucoup de gens à remercier.

Tout d'abord, bien sûr, mes deux directeurs de thèse. Jérémie et Marc, merci de votre soutien, de vos encouragements, de votre présence et de votre bienveillance. Vous m'avez donné tous les outils dont j'ai besoin pour la suite, et tout cela dans la bonne humeur. J'ai hâte de continuer cette recherche avec vous, et de voir jusqu'où elle nous mènera.

Merci aussi aux membres du jury, qui ont soulevé des pistes de recherches intéressantes et sont à l'origine de plusieurs corrections dans ce manuscrit.

Merci à Melaine Saillenfest, directeur de mon stage de M2. Tu m'as ouvert les portes du monde de la recherche et de ma thèse, tout en exigeant bienveillance.

Merci aux professeurs de M2 à l'Observatoire de Paris, qui ont donné à la petite ingénieure que j'étais les outils nécessaires pour aborder ma thèse avec une certaine sérénité.

Merci aux autres chercheurs et chercheuse de l'IMCCE, et notamment de l'équipe Pégase. J'ai été ravie de découvrir vos recherches. E grazie a tutti per i pranzi italiani! Merci aussi à ceux que j'ai rencontré.e.s en conférence, et qui m'ont beaucoup appris.

Merci à l'équipe administrative et au support informatique. Amélie, Nevada, Lusiné et Fernanda, merci de votre aide et de votre réactivité pour les missions, elles m'ont été précieuses. Merci aussi à vous et à l'équipe de direction, je n'aurais jamais eu mon passeport pour partir en école d'été sans vous! Merci Stéphane de ton aide pour régler mes divers problèmes durant ces trois ans.

Merci à l'école doctorale, et notamment à la représentation des doctorants. Je n'aurais jamais survécu à ces longues réunions sans vous!

Merci aux gangsters de l'IMCCE, les doctorantes, les thésards, les postdocs, les stagiaires, les jeunes ingé... Les midis ensemble au soleil ou à râler du froid, les soirées resto, les sorties et les confs... Que vous soyez toujours là ou juste de passage, c'était super de vous rencontrer, vous allez me manquer.

Merci aux Poulains, j'espère que vous volez vers de beaux horizons.

Merci à la meilleure asso de volley, frapper un ballon m'a empêché de faire souffrir mon ordinateur...

Merci bien sûr à toutes mes amies, vous m'avez suivie depuis le début de mes études jusqu'à aujourd'hui, et vous n'avez pas arrêté de me soutenir. Je n'en serais pas là sans vous!

Merci à ma famille, vous avez supporté bien bravement les moments de découragements comme ceux d'enthousiasme. Et un merci particulier à Périne, ma sœur, qui s'est gentiment laissée exploiter pour me relire et corriger bien des écrits...

Et enfin un immense merci à mes deux grands-mères, celle qui est partie et celle qui est là. Vous savez déjà tout ce que je vous dois.

0. J'ai choisi de rédiger cette thèse en écriture inclusive, c'est-à-dire en utilisant au maximum des termes neutres, ainsi, parfois, que le néopronom "iel" et le point médian. Le but de cette démarche est de mettre en lumière la contribution des femmes et minorités de genre dans la recherche en astrophysique.

Table des matières

Introduction	1
Les météores	1
Définitions	1
Réviser les pluies de météores	3
Problématique	4
1 Trouver des pluies	7
1.1 Méthode générale	7
1.2 Le critère de dissimilarité des orbites	8
1.2.1 Introduction	8
1.2.2 Southworth et Hawkins, 1963	8
1.2.3 Drummond, 1981	9
1.2.4 Steel et al., 1991	10
1.2.5 Jopek, 1993	10
1.2.6 Valsecchi et al., 1999	11
1.2.7 Neslusan, 2002	12
1.2.8 Jopek et al., 2008	13
1.2.9 Jenniskens, 2008	13
1.2.10 Rudawska et al., 2015	14
1.2.11 Seuil	15
1.2.12 Tests	16
1.2.13 Récapitulatif	18
1.3 Les méthodes de groupement des météores	19
1.3.1 Introduction	19
1.3.2 Lindblad, 1971	19
1.3.3 Jopek et Froechlé, 1997	19
1.3.4 Jopek et al., 2008	20
1.3.5 Sekanina, 1970	20
1.3.6 Rudawska et al., 2015	20
1.3.7 Welch, 2001	21
1.3.8 Rudawska et Jopek, 2010	21
1.3.9 Récapitulatif	21
1.4 Conclusion	21
2 Un nouvel outil : une carte de chaos	25
2.1 Intérêt d'une carte de chaos	25
2.2 Méthode générale pour obtenir ces cartes	26
2.2.1 Forces gravitationnelles	26
2.2.2 Forces non-gravitationnelles	27
2.2.3 Choix de l'intégrateur	27
2.3 La mesure du chaos	27
2.3.1 Indicateurs de chaos étudiés	27
2.3.2 FLI	28
2.3.3 OFLI	29
2.3.4 mFLI	29
2.3.5 MEGNO et MMEGNO	29
2.4 Structure de l'algorithme	30
2.5 Tests de l'algorithme	32
2.5.1 Tests de l'intégrateur	32

2.5.2	Tests de l'implémentation de l'indicateur de chaos	33
2.6	Choix de l'indicateur	34
3	Applications sur des pluies de météores	40
3.1	Rappel du contexte général	40
3.2	Premiers résultats : les Géminides	41
3.2.1	Conditions initiales	41
3.2.2	Résonances de moyen mouvement et rencontres proches avec les planètes	42
3.2.3	Impact des FNG	47
3.3	Draconides	50
3.3.1	Résonances de moyen mouvement et rencontres proches	52
3.3.2	Forces non-gravitationnelles et comparaison avec les Géminides	55
3.4	Léonides	60
3.4.1	Résonances de moyen mouvement et rencontres	60
3.4.2	Forces non-gravitationnelles et comparaison avec les Géminides	65
3.5	Comparaison entre les trois pluies observées	67
4	Application sur un groupe de météores : les Taurides	69
4.1	L'intérêt des Taurides	69
4.2	Choix des conditions initiales	69
4.2.1	Les observations	70
4.2.2	Intégrations vers le passé	70
4.2.3	Première intégration vers l'avant	75
4.3	Analyse en chaos	77
4.3.1	Cartes de chaos pour les Taurides en BIN10100	77
4.3.2	Forces non-gravitationnelles	80
4.3.3	Radiants	80
4.4	Comparer les Taurides avec les pluies étudiées	85
	Conclusion	87
	Table des figures	91
	Liste des tableaux	92
	Bibliographie	93

Introduction

Les météores

Appelées dans le langage courant "étoiles filantes", alors qu'elles n'ont évidemment aucun point commun avec les étoiles, parfois confondues avec les comètes, les météores (du grec ancien *μετέωρος*, "en haut" ou "qui s'élève") ont été observés durant toute l'histoire de l'humanité. Les météorites, qui en sont issues, ont également été récoltées depuis l'Antiquité, comme objets de culte ou comme source de métal pour des armes, par exemple. L'épopée de Gilgamesh, l'une des plus vieilles fictions connues, mentionne ainsi la chute d'une météorite. De multiples hypothèses ont été avancées pour expliquer leur origine, et, bien que celle de l'origine céleste ait déjà été envisagée, il a fallu attendre 1794 pour qu'un savant allemand, Chladni, avance la bonne conjecture, en reliant notamment météores et météorites (Gounelle, 2017).

Aujourd'hui, les météores restent des objets encore observables facilement, même en ville. Ce sont des objets précieux, qui nous informent sur les astéroïdes ou les comètes dont ils sont issus (Trigo-Rodríguez et Blum, 2021). Lorsqu'ils atteignent le sol sous la forme de météorites, on en apprend plus sur la composition des poussières (grains de roches, métal et/ou glace de quelques microns à plusieurs centimètres) qui nous entourent dans l'espace interplanétaire.

Les météores, avant d'arriver sur Terre, évoluent longuement dans le système solaire, en fonction des autres planètes et du Soleil. D'un point de vue dynamique, cette évolution est également fascinante, car ils ne subissent pas uniquement la gravité, mais aussi d'autres forces, négligeables pour des objets plus gros, liées à la présence du Soleil, de la chaleur et des photons qu'il émet.

De façon plus pragmatique, ces poussières peuvent endommager plus ou moins sévèrement les satellites, soit en orbite terrestre soit au-delà. Les agences spatiales, dont l'agence européenne (ESA), sont donc intéressées par le développement de modèles qui décrivent leur position, vitesse et taille (Dikarev et al., 2005; Soja et al., 2019).

Définitions

La difficulté d'une discussion sur les pluies de météores provient, en partie, du vocabulaire complexe utilisé. Ainsi, on appelle "météoroïde" un objet qui est éjecté d'un corps parent (comète ou astéroïde) et qui évolue dans le système solaire, puis "météore" la traînée lumineuse formée par ce même objet lorsqu'il est dans l'atmosphère, et enfin "météorite" s'il parvient à atteindre le sol. La figure 1 illustre ces définitions.

Les météoroïdes sont généralement éjectés en groupe, via différents processus (sublimation ou collision, par exemple) (Ma et Williams, 2001), et vont former un courant de météoroïdes, dont l'orbite est proche de celle du corps parent, au moins initialement. Par la suite, l'évolution dynamique du courant peut différer de celle du corps, notamment parce que la différence de taille entre les deux empêche que les mêmes forces s'appliquent.

Lorsque ce courant croise la Terre, plusieurs météoroïdes peuvent s'en détacher et s'abîmer dans l'atmosphère terrestre, où les frottements de l'air peuvent conduire à l'ablation, la sublimation, la fonte et/ou la désintégration du météoroïde. La traînée lumineuse qui en résulte est appelée météore.

Lorsque plusieurs météoroïdes provenant d'orbites similaires atteignent l'atmosphère terrestre, ils paraissent venir du même point du ciel, vu du sol. On appelle ce point le radiant (voir la figure 2). Une pluie peut durer plusieurs jours, et son radiant va alors se déplacer de façon continue au fur et à mesure du temps, ce qui rend l'identification du radiant d'une pluie plus ardue (Moorhead et al., 2021).

On définit une pluie de météores comme un ensemble de météores provenant d'un même corps parent, en suivant la définition de l'International Astronomical Union (IAU). L'IAU a une section dédiée au recensement des pluies de météores. Cette liste contient à la fois des pluies dites confirmées et d'autres dont la véracité n'est pas encore prouvée. Plusieurs règles, qui ont évolué au fil du temps, permettent de

1. Romain Lucazeau, *Latium*, tome 1, Folio, 2016, p.246.

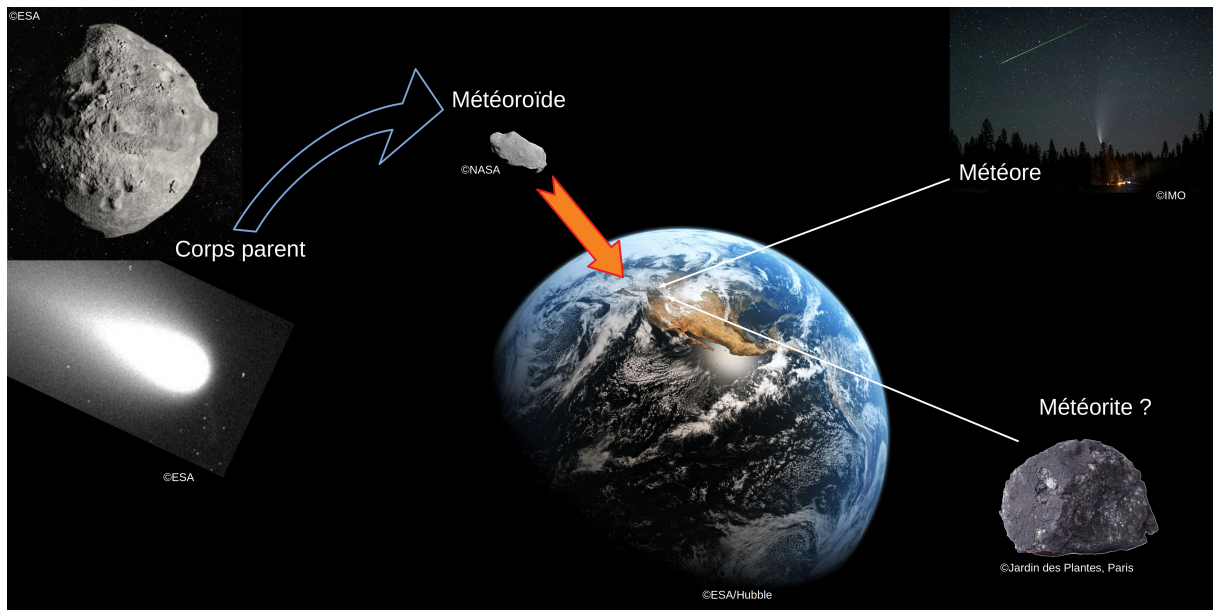


FIGURE 1 – Le corps parent (astéroïde ou comète) éjecte un (ou plusieurs, en réalité) météoroïde, qui, s’il rencontre la Terre, va entrer dans l’atmosphère terrestre. Il va alors compresser l’air, le chauffant au point que le météoroïde peut fondre, s’ioniser ou se désagréger. La traînée lumineuse qui en découle s’appelle un météore. Si le météoroïde survit à la rentrée dans l’atmosphère, ce qui dépend de sa taille, de sa vitesse et de sa composition, on appelle l’objet résultant une météorite. Le schéma n’est pas à l’échelle.

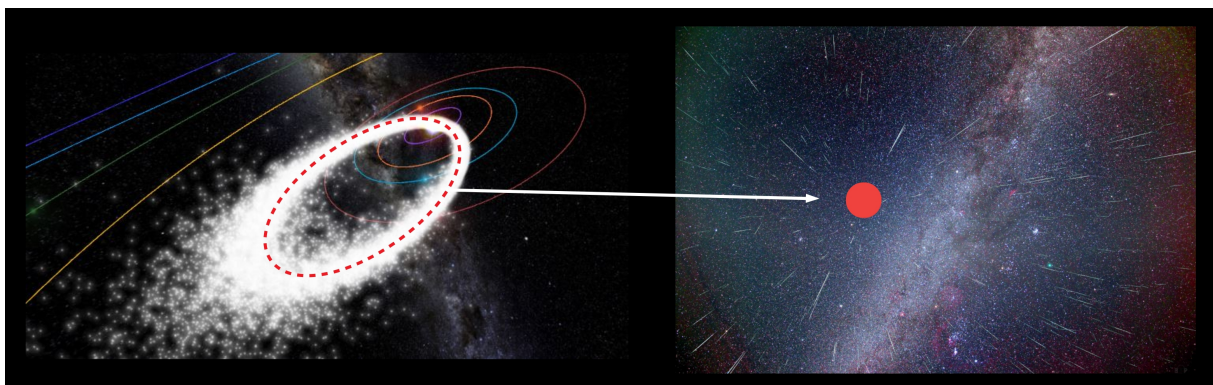


FIGURE 2 – Le courant de météoroïdes est formé de plusieurs météoroïdes, représentés ici par des points brillants, aux orbites très semblables. Le pointillé rouge montre l’orbite médiane, qui sert de référence. Lorsque les météoroïdes rencontrent la Terre, à cause de leur orbite similaire, ils paraissent venir du même point dans le ciel, appelé radiant, symbolisé ici par un point rouge. En théorie, l’orbite médiane définit la position du radiant. Les deux images proviennent du site de l’International Meteor Organisation (IMO).

TABLE 1 – Notations utilisées dans ce document

Notation	Nom	Unité
a	demi-grand axe	ua
q	distance au périhélie	ua
e	excentricité	
i	inclinaison	degré
Ω	longitude du nœud ascendant	degré
ω	argument du périhélie	degré
M	anomalie moyenne	degré

faire passer une pluie d'un groupe à l'autre (voir Jenniskens et al., 2009; Jenniskens, 2017; Jenniskens et al., 2020; Hajduková et al., 2023).

Bien sûr, il existe des météores qui ne sont pas reliés à un courant de météoroïdes. Ils ont été éjectés dans le passé, puis ont évolué pour s'éloigner du courant principal. Ils rencontrent seuls la Terre et ne peuvent pas être reliés à un corps parent spécifique. Ils sont appelés météores sporadiques.

Ces météores sporadiques ont fait l'objet de modèles visant à décrire leur dynamique (Nesvorný et al., 2011; Wiegert et al., 2008). Ils ne seront pas étudiés plus avant dans cette thèse, qui se restreint aux pluies de météores. Les sporadiques ont un effet de brouillage sur les pluies de météores, puisqu'ils peuvent provenir d'un point du ciel proche du radiant d'une pluie, sans pour autant faire partie de celle-ci (Jenniskens et al., 2016).

Cette thèse se restreint également aux pluies de météores sur Terre, même s'il serait possible de s'intéresser aux rencontres proches que des météoroïdes peuvent faire avec d'autres planètes. En effet, s'il est possible d'étudier, voire de prévoir théoriquement quand des pluies peuvent se produire sur d'autres planètes (Tomko et Neslušan, 2023), leur observation est très difficile actuellement (Carbognani et al., 2022).

Le corps parent d'une pluie de météores peut être n'importe quel objet sur le continuum comète-astéroïde (Jewitt et Hsieh, 2022). Les météoroïdes vont hériter de ses caractéristiques orbitales, mais aussi matérielles. Comme les corps parents ne sont pas forcément homogènes et que les météoroïdes vont ensuite subir une attaque plus ou moins longue et plus ou moins sévère du milieu interplanétaire, on peut obtenir une variété importante de matériaux dans les météoroïdes d'une même pluie (Borovička et al., 2022).

De même, les météoroïdes peuvent être théoriquement de tailles très différentes. Néanmoins, comme cette thèse se concentre sur les pluies de météores, je me suis restreinte à des tailles entre 0,01 et 100 mm. En effet, des tailles plus élevées prendraient en compte des météorites, que j'ai choisi d'éliminer de cette étude, notamment car elles sont plus rares et apparaissent plutôt comme des sporadiques. En revanche, des particules trop petites sont difficilement détectables. Leur dynamique est de plus très différente du champ d'étude choisi : pour ces tailles, l'interaction rayonnement-matière change et les forces non-gravitationnelles sont drastiquement différentes. Je me concentre donc sur les tailles données, qui correspondent bien à ce qui est détecté dans une pluie de météores (Weryk et Brown, 2012).

Je terminerai ce paragraphe de définitions par la table 1, qui donne les notations qui seront utilisées dans cette thèse.

Réviser les pluies de météores

J'ai dit au paragraphe précédent que l'IAU recense les ensembles de météores suspectés d'être des pluies de météores, tout en précisant qu'il existe actuellement plusieurs listes. L'une d'elles est composée de pluies de météores confirmées et totalise actuellement 110 pluies², tandis que l'autre recense les ensembles de météores qui ne valident pas (encore) tous les points nécessaires pour être validés en tant que pluies.

En tout, l'IAU totalise aujourd'hui 930 pluies de météores³. En faisant l'hypothèse que chaque pluie est valable et bien distincte des autres, cela signifie qu'il existe autant de corps parents, c'est-à-dire d'astéroïdes ou de comètes, dont l'orbite passait suffisamment proche de la Terre pour que les météoroïdes éjectés soient capables de la rencontrer aujourd'hui, et tout cela dans un passé assez proche, puisque la durée de vie des météoroïdes est courte (Liou et Zook, 1997).

2. <https://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2022/> visité le 28 juin 2023.

3. *Ibid.*

Si cela est vrai, c'est un aspect à prendre en compte dans les modèles de formation et d'évolution du système solaire. Néanmoins, il est permis de douter que toutes ces pluies soient bien issues de corps parents distincts.

En effet, plusieurs obstacles peuvent empêcher l'identification indubitable d'une pluie. Tout d'abord, j'ai déjà mentionné que le radiant, qui est en général le premier indice de l'existence d'une pluie, peut être difficile à déterminer, si on cherche à éviter la contamination par des sporadiques.

Théoriquement, le calcul de l'orbite des différents météoroïdes à l'origine des météores observés puis la comparaison de ces orbites, devraient suffire à déterminer lesquels font partie de la pluie. Mais cette théorie se heurte à deux problèmes : tout d'abord, le calcul de l'orbite des météoroïdes est dépendant de l'estimation de leur vitesse avant qu'ils n'entrent dans l'atmosphère, et cette estimation peut être difficile à évaluer (Egal et al., 2017; Vida et al., 2018), ce qui compromet les orbites calculées. En effet, les météoroïdes décélèrent dans l'atmosphère et leur vitesse avant l'entrée dans l'atmosphère (nécessaire pour calculer l'orbite) n'est pas la même que celle qu'on peut mesurer lorsque le météore apparaît. Le deuxième problème est lié à la difficulté de définir ce que signifient des orbites "semblables". Je me penche sur cette difficulté dans le chapitre 1 de cette thèse.

Enfin, la dynamique complexe des météoroïdes peut facilement brouiller les pistes. Les multiples rencontres proches et les forces non-gravitationnelles peuvent séparer des courants de météoroïdes en plusieurs ensembles distincts, ou, au contraire, ces courants peuvent atteindre des orbites de plus en plus éloignées, et former un ensemble plus grand dans l'espace des phases, ce qui risque de mélanger des pluies distinctes. Le lien entre corps parent et courant de météoroïdes/pluies de météores est donc une problématique difficile à résoudre et qui intéresse de plus en plus la communauté scientifique (Wiegert et Brown, 2004; Wiegert, 2008; Abedin et al., 2015, 2017).

Ces différentes considérations m'ont amenée à définir un nouvel objet : les "groupes" de météores. Un "groupe de météores" est un ensemble de météores qui partagent une caractéristique commune (radiant ou orbites semblables selon tel ou tel algorithme), et proposé comme étant une pluie de météores. Une pluie est donc un type particulier de groupe, mais un groupe n'est pas forcément une pluie, puisque celle-ci suppose que les météores qui la composent proviennent effectivement d'un même corps parent. Ces deux définitions sont donc d'ordre différent : le groupe de météores est un ensemble purement théorique, alors que la pluie de météores a une réalité physique.

Il est important cependant de préciser deux aspects : tout d'abord, une pluie de météores n'a pas forcément de corps parent défini. L'important est qu'un faisceau de preuves suffisantes convainque l'ensemble de la communauté de recherche que ces météores proviennent d'un même corps parent. Cet ensemble de preuves peut être varié, allant de considérations statistiques à des modèles dynamiques qui peuvent proposer par exemple un corps parent qui aurait été détruit.

Le deuxième aspect sur lequel je veux insister est tout simplement qu'il ne s'agit pas ici d'affirmer que toutes les pluies qui sont aujourd'hui listées par l'IAU n'ont aucune réalité scientifique. Bien au contraire, je vais m'appuyer sur plusieurs pluies de météores, qui sont reconnues comme telles, et dont la validité n'est plus à démontrer. En revanche, plusieurs groupes de météores n'ont pas encore été validés comme pluies, et il peut être intéressant de développer des outils qui pourront aider à trancher, dans un sens ou dans l'autre. De même, certains groupes de météores qui peuvent être appelés "pluie" aujourd'hui sont en fait remis en cause par la communauté scientifique, ou, en tout cas, leur parenté est contestée de façon importante. Ces groupes peuvent servir de base de recherche pour développer des outils capables d'aider à la discrimination entre pluies et groupes.

Problématique

Comme on l'a vu, cette thèse s'inscrit dans la problématique générale de recherche d'outils pour identifier des pluies de façon stricte.

Plus spécifiquement, la combinaison de rencontres proches et de forces non-gravitationnelles, ainsi que le temps de vie court des météoroïdes, peuvent permettre de faire l'hypothèse que le chaos va jouer un rôle important dans l'évolution de ces objets, et donc dans les courants de météoroïdes. Dans un espace chaotique, deux orbites infiniment proches initialement vont voir la distance entre elles diverger exponentiellement. Une façon d'étudier ce phénomène est de produire des cartes de chaos qui quantifient la chaotité d'un espace de conditions initiales. Puisque ces cartes ont déjà été utilisées pour étudier le chaos de certains objets (planètes, comètes, satellites...), les appliquer sur les courants de météoroïdes devrait donner des résultats intéressants.

À quel point les cartes de chaos appliquées aux courants de météoroïdes peuvent-elles donner des outils de discrimination entre les pluies de météores et les groupes de météores ?

Dans le chapitre 2, je décris la méthode utilisée pour faire les cartes de chaos, puisque ces outils ne sont pas nominalement utilisés sur les météoroïdes. Puis, dans le chapitre 3, je m'attache à appliquer

les cartes de chaos sur plusieurs pluies très différentes, pour obtenir une vision globale de ce que peut être le chaos dans les courants de météoroïdes, et comprendre quelles sont ses caractéristiques générales. Enfin, dans le chapitre 4, j'applique les cartes de chaos sur un groupe de météores. Le but de ce dernier chapitre est donc de s'interroger sur la façon d'utiliser les cartes, en relation avec celles établies sur des pluies confirmées, afin de chercher à valider ou infirmer l'hypothèse d'une pluie. Je finirai en concluant sur l'utilité des cartes de chaos, à la fois en cherchant à répondre à cette problématique mais aussi, au-delà de la question de la réalité des pluies, sur ce que j'ai pu apprendre des cartes de chaos à propos de la dynamique générale des courants de météoroïdes.

Chapitre 1

Trouver des pluies

1.1 Méthode générale

Les méthodes pour trouver des pluies s'inspirent de la définition donnée auparavant. L'idée générale est de former un ensemble de météores qui partagent suffisamment de caractéristiques pour laisser entendre qu'ils viendraient du même corps parent. Comme expliqué auparavant, on appelle "groupe" un tel ensemble.

Il convient de préciser ici le vocabulaire utilisé. En effet, dans les articles consultés et cités dans ce chapitre, le terme "groupe" n'apparaît jamais, puisque c'est une notion qui est proposée et définie dans cette thèse. Ces articles utilisent en revanche le terme de "pluies", de façon assez ambiguë car, s'ils s'attachent à vérifier la similarité des orbites des météores étudiés, il n'y a pas en général de preuve formelle de l'origine commune de ces météores. Dans cette thèse, et afin de préciser les notions, j'utilise les termes de "groupe" et de "pluies" selon les définitions explicitées en introduction, même si ces termes sont confondus dans la littérature.

De tels groupes peuvent être formés en comparant ensemble les radiants des météores et/ou leurs orbites. En effet, bien que la définition théorique d'un radiant suppose normalement plusieurs météores provenant de ce point, il est possible de considérer que le point d'où origine le météore est déjà un radiant. En regroupant ces radiants entre eux, on forme le radiant global de la pluie. Plusieurs scientifiques choisissent de ne prendre en compte que le radiant (Micheli et al., 2016), mais beaucoup font les deux (Šegon et al., 2017; Hajduková et Neslušan, 2020). En général, ils choisissent ensuite une méthode pour confirmer les groupes ainsi formés.

Plusieurs techniques sont utilisées pour comparer les radiants des météores entre eux. L'idée est de circonscrire une concentration importante de radiants par rapport au fond des météores sporadiques. Ces techniques ne seront pas étudiées en détail ici, mais elles sont basées sur des méthodes statistiques.

La comparaison des éléments orbitaux (ou des éléments géocentriques dans certains cas) est souvent présentée comme plus rigoureuse. Cette comparaison est réalisée à l'aide d'un critère D, on en discute les différentes définitions possibles et leurs intérêts et limites dans les sections 1.2 et 1.3.

À la suite de cette comparaison, d'autres méthodes peuvent être appliquées pour retravailler sur le groupe ainsi défini, soit qu'il s'agisse de prouver son statut de pluie, soit qu'il s'agisse de le restreindre davantage. Ces méthodes peuvent être de nature dynamique ou statistique.

Une méthode dynamique classique est de modéliser l'éjection de particules d'un présumé corps parent, de suivre leur évolution dans le temps jusqu'à une rencontre avec la Terre, puis de comparer les éléments obtenus par cette modélisation avec ceux observés. Egal et al. (2021), par exemple, ont fait ce travail de façon très exhaustive. Les méthodes statistiques s'attachent plutôt à prouver que la probabilité qu'un tel groupe de météores existe sans provenir du même corps parent est extrêmement faible (Koten et al., 2014).

Mais la plupart de ces méthodes ont tendance à reposer sur la définition initiale d'un groupe, et celle-ci est souvent lourdement basée sur la comparaison d'orbites via le critère D. Il est donc intéressant de se pencher plus en avant sur ce critère et son utilisation.

4. Ted Chiang, *Expiration*, Folio, 2020, Trad. Théophile Sersiron, p. 351.

1.2 Le critère de dissimilarité des orbites

1.2.1 Introduction

Le critère D est une fonction de dissimilarité des orbites. Plus D est petit, plus les orbites des météoroïdes sont similaires. Cela se traduit généralement par une comparaison des éléments orbitaux calculés. Par extension, le critère D peut désigner aussi un critère à base des éléments géocentriques observés, qui traduit la proximité du radiant et/ou de la vitesse géocentrique des météores. On notera que, en règle générale, les éléments orbitaux déduits des observations sont moins précis que les paramètres géocentriques observés (Egal et al., 2017).

Le critère peut être utilisé pour comparer deux météores M_1 et M_2 . Ceux-ci sont considérés comme appartenant à la même pluie si : $D(M_1, M_2) < D_S$ avec D_S un seuil défini. Il peut aussi être utilisé pour comparer un météore M_1 et une orbite moyenne M_M , de référence, qui caractérise la pluie. On dit alors que M_1 appartient à la pluie si $D(M_1, M_M) < D_S$.

On peut donc utiliser ce critère D de deux manières :

- Un météore appartient à une pluie s'il est proche au sens du critère D d'un autre météore de cette pluie.
- Un météore appartient à une pluie s'il est proche au sens du critère D d'une orbite caractérisant la pluie (par exemple, l'orbite médiane de la pluie).

Il existe différents critères, et on comprend alors l'importance majeure du choix du critère D dans la définition des pluies de météores. Ils sont en général définis de la façon suivante : $D = \sum w_i A_i$, avec A_i des termes définis en fonction des éléments orbitaux (ou géocentriques) et w_i des poids (soit des valeurs brutes, soit définis également en fonction des éléments orbitaux ou géocentriques).

Il convient de s'interroger également sur le seuil (D_S) choisi pour chaque critère, vu son importance cruciale.

Enfin, ces critères, aussi utiles soient-ils, peuvent être mis en défaut dans certains cas. Il est donc intéressant de voir s'ils ont été testés, et comment. Par test, j'entends une expérience cherchant à mettre en défaut le critère, et pas simplement une application.

Dans les paragraphes suivants, une liste des critères D que j'ai étudiés est présentée. Cette liste n'est évidemment pas exhaustive, mais elle présente les critères les plus connus, ainsi que quelques-uns qui m'ont semblé intéressants.

1.2.2 Southworth et Hawkins, 1963

Le premier critère D a été défini dans Southworth et Hawkins (1963) de la manière suivante :

$$D_{SH}^2 = (e_2 - e_1)^2 + (q_2 - q_1)^2 + \left(2 \sin \frac{i_2 - i_1}{2}\right)^2 + \sin i_1 \sin i_2 \left(2 \sin \frac{\Omega_1 - \Omega_2}{2}\right)^2 + \left(2 \frac{e_2 - e_1}{2} \sin \frac{\Pi_{1,2}}{2}\right)^2, \quad (1.1)$$

avec :

$$\Pi_{1,2} = \omega_2 - \omega_1 + 2 \arcsin \left(\cos \frac{i_1 + i_2}{2} \sin \frac{\Omega_2 - \Omega_1}{2} \sec \frac{I_{1,2}}{2} \right),$$

$$\text{et : } \left(2 \sin \frac{I_{1,2}}{2}\right)^2 = \left(2 \sin \frac{i_2 - i_1}{2}\right)^2 + \sin i_1 \sin i_2 \left(2 \sin \frac{\Omega_2 - \Omega_1}{2}\right)^2.$$

Note : on change le signe dans la fonction arcsinus si $|\Omega_1 - \Omega_2| < 180^\circ$.

Et si i_1 et i_2 sont petits, on a :

$$\Pi_{1,2} = \Omega_2 + \omega_2 - \Omega_1 - \omega_1. \quad (1.2)$$

D'après les auteurs, le critère est conçu pour permettre de quantifier de petites différences entre des orbites, mais il n'est pas précis pour quantifier de grandes différences. La différence entre les angles est ici mesurée par leur corde. La définition pour des inclinaisons faibles (équation 1.2) est la plus souvent utilisée, car plus pratique d'utilisation, mais elle est aussi moins proche de la réalité.

Il est également intéressant de noter que Lindblad et Southworth (1971) ont notamment utilisé ce critère pour s'intéresser aux familles d'astéroïdes. Le seul ajustement qu'ils ont eu à effectuer concernait le choix du seuil. Ceci nous rappelle que ce critère s'intéresse uniquement à la proximité de deux orbites, et ne prend pas en compte les problématiques spécifiques aux météores.

Poids : Ils sont ici déjà présents dans la définition, et s'expriment en fonction des éléments orbitaux. Ils ont été conçus pour que chaque terme du critère soit proportionnel à sa déviation standard, calculée en faisant l'hypothèse d'une distribution idéalisée.

Tests : Une justification théorique est présentée. Ensuite, le critère est appliqué, d'abord pour retrouver des pluies connues puis pour en trouver de nouvelles. Les auteurs réalisent ensuite un test statistique pour vérifier si ces nouveaux groupes sont dus au hasard : ce serait le cas pour 50% d'entre eux.

Seuil : Southworth et Hawkins (1963) utilisent un seuil de 0,2 pour rechercher leurs pluies, mais ils notent que ce seuil devra être modifié selon la taille de l'échantillon à analyser. Ainsi, ils proposent :

$$D_S = 0,2 \left(\frac{360}{N} \right)^{1/4} \approx 0,87N^{-1/4}, \quad (1.3)$$

avec N la taille de l'échantillon considéré.

Lindblad (1971a) propose une version modifiée :

$$D_S = 0,8N^{-1/4}. \quad (1.4)$$

Ces formules ont été déterminées pour le critère D_{SH} mais on peut supposer qu'elles s'appliqueraient pour des critères proches de celui-ci (voir les sous-sections 1.2.3, 1.2.4 et 1.2.5).

Critiques : Ce critère est le premier du type, et a le mérite de proposer une manière de quantifier la différence entre deux orbites. Cela permet notamment d'automatiser la recherche de pluies, ce qui est intéressant à une époque où les bases de données de météores ne cessent de grandir en taille.

Cependant, plusieurs scientifiques ont montré que ce critère a ses limites. Outre le résultat de l'analyse statistique (cf paragraphe sur les tests), Steel et al. (1991) expliquent que l'utilisation de la longitude du nœud ascendant dans le critère pose problème pour l'identification de pluies qui durent longtemps (voir 1.2.4 pour les détails).

Drummond (1981) montre de plus que le deuxième terme est le seul à s'exprimer en distance, tous les autres étant sans dimensions. On peut néanmoins supposer que ce terme-là doit être vu comme divisé par 1 ua afin de respecter l'aspect adimensionné du D_{SH} . Mais Drummond remarque également que les différents termes ne varient pas dans les mêmes intervalles de valeurs. Il rappelle enfin que, en utilisant des cordes pour calculer les angles $I_{1,2}$ et $\Pi_{1,2}$, on commet une approximation.

Valsecchi et al. (1999) montrent que le problème de similarité d'orbites ne dépend que de quatre variables, alors que le D_{SH} s'écrit en cinq dimensions.

Neslusan (2002) fait un résumé rapide de ce critère en le définissant comme "basé sur une quantification mathématique de la différence entre deux courbes de section de cône dans l'espace". Il répond également à plusieurs critiques sur ce critère, en arguant qu'il est normal que le critère ne prenne pas en compte l'évolution dynamique des météores, puisque cela est considéré seulement dans un deuxième temps dans les études. Autrement dit, cette évolution étant calculée par la suite, elle ne peut pas être utilisée comme hypothèse dans le critère.

Enfin, on peut noter que la communauté scientifique utilise en général la définition simplifiée, qui est valable uniquement pour de petites inclinaisons.

1.2.3 Drummond, 1981

Cette deuxième définition, directement inspirée du critère de Southworth et Hawkins (1963), se base sur les critiques exprimées par Drummond (1981) sur ce dernier.

On a ainsi :

$$D_D^2 = \left(\frac{e_1 - e_2}{e_1 + e_2} \right)^2 + \left(\frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} \right)^2 + \left(\frac{I}{180^\circ} \right)^2 + \left(\frac{e_1 + e_2}{2} \frac{\Theta}{180^\circ} \right)^2, \quad (1.5)$$

avec :

$$I = \arccos(\cos i_1 \cos i_2 + \sin i_1 \sin i_2 \cos(\Omega_1 - \Omega_2)),$$

$$\text{et : } \Theta = \arccos(\sin \beta_1 \sin \beta_2 + \cos \beta_1 \cos \beta_2 \cos(\lambda_1 - \lambda_2)),$$

avec les mêmes éléments que précédemment, et de plus λ et β la longitude et la latitude du périhélie par rapport à l'écliptique.

On peut noter que, cette fois, les angles sont calculés sans passer par les cordes.

Poids : Ils font partie intégrante de la formule, et sont définis pour répondre aux critiques formulées par Drummond sur le critère D_{SH} . En effet, ce critère est sans dimension, puisque les poids adimensionnent chaque terme, et, de plus, chaque terme varie linéairement entre 0 et 1.

Tests : Drummond ne teste pas le critère dans son article, mais il l’applique à la recherche de pluies.

Seuil : Drummond déclare que son critère varie entre 0 et 1,8, et choisit pour l’application qu’il fait un seuil de 0,1, seuil cohérent avec les valeurs habituelles de la littérature.

Critiques : Jenniskens (2008) remarque que ce critère ne fonctionne pas bien avec de petites valeurs de la distance au périhélie. Jopek (1993) fait une analyse comparative entre D_{SH} et D_D (voir 1.2.5).

La plupart des critiques faites au D_{SH} peuvent être faites également au critère de Drummond, notamment celle concernant l’utilisation de paramètres dépendant du temps (la longitude du noeud ascendant). Ainsi, Moorhead (2019) analyse l’effet de ces paramètres sur la sélection de météores appartenant à une pluie longue, comme les Taurides Sud. Elle montre que cela biaise le profil d’activité de cette pluie. Ce problème est commun à de nombreux critères, tous ceux qui utilisent des paramètres comme le temps, la longitude solaire ou la longitude du noeud ascendant. L’auteure propose d’utiliser des techniques qui ne font pas appel à ces paramètres ou de construire les pluies à partir de plusieurs orbites de référence qui varient en fonction du temps en suivant l’évolution de la pluie.

1.2.4 Steel et al., 1991

La définition de Steel et al. (1991) est une légère modification du critère de Southworth et Hawkins (1963), en retirant les termes en longitude du noeud ascendant afin que cela puisse être appliqué à des pluies qui durent plus longtemps. En effet, pendant que le courant de météoroïdes croise l’orbite de la Terre, celle-ci se déplace. Si la pluie dure peu de temps, le changement de longitude du noeud ascendant qui en résulte n’est pas important, mais certaines pluies peuvent durer plusieurs jours, voire plusieurs semaines, ce qui a un impact significatif sur cette quantité. D’où la modification de Steel et al. :

$$D^2 = (q_1 - q_2)^2 + (e_1 - e_2)^2 + \left(2 \sin \frac{i_1 - i_2}{2}\right)^2. \quad (1.6)$$

Poids : Ils sont définis comme ceux de D_{SH} .

Tests : Le critère n’est pas testé dans l’article où il est défini mais il est utilisé pour retrouver la pluie des Taurides.

Seuil : Dans le cas de l’application dans Steel et al. (1991), le seuil utilisé est de 0,15. Bien qu’il n’y ait pas de justification de ce choix, on remarque que cette valeur est très souvent utilisée dans la littérature, et qu’elle fait sens avec les valeurs proposées par Southworth et Hawkins (1963) lorsqu’ils ont défini leur critère.

Critiques : Les critiques qui peuvent être adressées à ce critère sont les mêmes que celles sur le D_{SH} (voir 1.2.2). La suppression des termes en longitude du noeud ascendant ajoute une part d’arbitraire, mais évite la prise en compte du temps, qui pouvait poser problème, comme on l’a dit.

1.2.5 Jopek, 1993

Jopek (1993) établit que les critères de Drummond (1981) et de Southworth et Hawkins (1963) ne sont pas équivalents. Il fait également une critique détaillée des deux critères, qu’il utilise pour construire le sien.

L’intérêt du critère de Drummond (voir 1.2.3) est d’adimensionner chaque terme, par le choix des poids, et de faire varier chaque terme dans un même intervalle. Mais, ce faisant, Drummond donne plus d’importance à certains termes qu’à d’autres. Par exemple, l’utilisation de $\frac{1}{e_1 + e_2}$ comme poids signifie qu’à excentricité faible, le terme lié à ce poids va compter pour beaucoup dans la valeur finale de D_D .

De plus, les critères de Drummond et de Southworth et Hawkins évoluent différemment en fonction des éléments orbitaux. Or, dans la ligne de ce qu’avaient déjà précisé Southworth et Hawkins, Jopek explicite une signification physique de leur critère : le D_{SH} de deux orbites A et B serait approximativement proportionnel à la vitesse moyenne qu’on ajoute à l’orbite A pour la perturber vers l’orbite B. En revanche, le critère de Drummond n’a pas d’interprétation physique.

Jopek propose donc son propre critère, en partant de celui de Drummond et en en corrigeant les poids pour obtenir un critère à la signification physique plus proche de celui de Southworth et Hawkins :

$$D_H^2 = (e_2 - e_1)^2 + \left(\frac{q_2 - q_1}{q_2 + q_1}\right)^2 + \left(2 \sin \frac{I_{1,2}}{2}\right)^2 + \left(\frac{e_1 + e_2}{2}\right)^2 \left(2 \sin \frac{\Pi_{1,2}}{2}\right)^2. \quad (1.7)$$

Les variables $I_{1,2}$ et $\Pi_{1,2}$ sont définies de la même manière que pour le D_{SH} (voir 1.2.2).

Tests : Jopek ne fait pas de test dans l'article où il définit son critère.

Seuil : Le seuil n'est pas précisé non plus, mais, comme ce critère est défini à partir du D_D et du D_{SH} , le seuil peut être choisi proche des valeurs habituelles.

Jopek et Bronikowska (2017) explicitent de nouvelles formules pour trouver le seuil. Il s'agit encore de formules en fonction de la taille de l'échantillon considéré, mais chaque formule correspond à un cas particulier. Ces formules sont définies pour les critères D_{SH} , D_D et D_H . Elles sont toutes listées dans l'article, mais ne sont pas reportées ici par soucis de concision.

Critiques : Valsecchi et al. (1999) font une critique globale sur ce critère, ainsi que les deux autres dont il s'inspire, en remarquant qu'ils dépendent de cinq variables, alors que le problème de séparation des orbites est plutôt à poser dans un espace en quatre dimensions.

Jenniskens (2008) fait lui aussi des remarques structurelles sur ces trois critères : ces critères traitent chaque élément orbital comme indépendant des autres, ce qui n'est pas le cas (voir 1.2.9 pour plus de détails).

1.2.6 Valsecchi et al., 1999

Comme on l'a vu à la sous-section précédente, Valsecchi et al. (1999) critiquent l'ensemble des critères D_D , D_H et D_{SH} , ce qui les conduit à une approche très différente, basée sur les éléments géocentriques, observables directement, plutôt que ceux déduits pour caractériser l'orbite. Cela est intéressant, puisque, comme on l'a dit, les erreurs sont moindres sur les éléments observés.

Ainsi, Valsecchi et al utilisent λ la longitude solaire du météore, U le module de la vitesse géocentrique non perturbée, définie par : (U_X, U_Y, U_Z) et également θ et ϕ , les deux angles qui décrivent l'orientation de la vitesse. Ces angles ne doivent pas être confondus avec le radiant, cela serait plutôt une description de l'antiradiant, le point opposé au radiant, dans un système de coordonnées instantané géocentrique.

Ainsi, on a :

$$\begin{aligned} \theta &= \arccos \frac{U_Y}{U}, \\ \text{et : } \phi &= \arccos \frac{U_X}{U_Z}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

On a donc :

$$\begin{aligned} D_N^2 &= (U_2 - U_1)^2 + w_1(\cos \theta_2 - \cos \theta_1)^2 + \Delta \xi^2, \\ \text{avec :} \\ \Delta \xi^2 &= \min(w_2 \Delta \phi_I^2 + w_3 \Delta \lambda_I^2; w_2 \Delta \phi_{II}^2 + w_3 \Delta \lambda_{II}^2), \\ \text{où :} \\ \Delta \phi_I &= 2 \sin \frac{\phi_2 - \phi_1}{2}, \\ \Delta \phi_{II} &= 2 \sin \frac{180^\circ + \phi_2 - \phi_1}{2}, \\ \Delta \lambda_I &= 2 \sin \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2}, \\ \text{et : } \Delta \lambda_{II} &= 2 \sin \frac{180^\circ + \lambda_2 - \lambda_1}{2}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Valsecchi et al. proposent également un 2e critère, simplifié et plus pratique d'utilisation :

$$D_R^2 = (U_2 - U_1)^2 + w_1(\cos \theta_2 - \cos \theta_1)^2. \quad (1.10)$$

On remarque que les deux critères dépendent bien de quatre éléments maximum, et pas cinq comme dans le D_D et le D_{SH} . Cela est lié à la remarque de Valsecchi et al. selon laquelle une contrainte existe déjà sur les éléments orbitaux : l'orbite du météore croise celle de la Terre.

Par ailleurs, les deux critères sont basés sur la théorie géométrique d'Öpik (1976) sur les rencontres proches. Le critère réduit est basé sur le fait que U et θ sont des invariants si les échelles de temps sont suffisamment courtes et si peu de rencontres proches se produisent (ou en tout cas à des vitesses telles que les météoroïdes ne sont pas beaucoup impactés).

Poids : Les poids w_i ne sont pas définis dans l'article de Valsecchi et al. (1999). En revanche, Jopek et al. (1999) utilisent ce critère avec tous les poids égaux à 1, mais il est précisé que les poids sont à choisir lors de l'utilisation. Cependant, on a vu, avec la discussion sur les poids du critère de Drummond, qu'ils ne peuvent pas être choisis de façon arbitraire. Il conviendrait donc d'avoir une méthode de choix de ces poids.

Tests : Bien que les deux critères ne soient pas testés en tant que tels dans l'article où ils sont définis, une analyse est faite de la validité des hypothèses. Tout d'abord, les erreurs liées à l'utilisation de la théorie d'Öpik sont inférieures à celles issues de l'observation des météores. Les plus grandes erreurs commises sur les critères sont toujours inférieures à la dispersion d'une pluie, ce qui garantit un résultat correct. De la même manière, l'invariance de U et θ dans les conditions précisées ci-dessus est vérifiée numériquement.

Par ailleurs, Valsecchi et al. appliquent leurs critères à un cas réel et comparent les résultats obtenus avec chacun d'eux et avec le D_{SH} .

Enfin, l'utilisation du critère réduit ne peut donner lieu à une conclusion certaine : ce critère est une condition nécessaire mais non suffisante d'appartenance à une pluie. Valsecchi et al. proposent d'effectuer alors une modélisation de la formation de la pluie pour valider l'hypothèse de son existence.

Seuil : Le seuil utilisé lors de l'application du critère est recherché à l'aide de méthodes numérique et statistique, de façon à atteindre une fiabilité de 99%. La méthode est décrite dans la sous-section 1.2.11, car elle pourrait être appliquée pour d'autres critères.

Critiques : L'article présente de façon détaillée les hypothèses faites pour la définition des critères, ainsi que leurs limitations. Cependant, on peut déplorer l'absence de tests d'envergure et je n'ai pas trouvé d'articles s'attachant à réparer cette lacune.

Les unités sont cohérentes avec les choix faits dans l'article, qui sous-entendent que U , U_X , U_Y et U_Z sont sans unités. Pour obtenir cela, les auteurs ont déclaré la constante de gravité et la masse du Soleil égales à 1, ce qui les retire des équations et permet la compatibilité des unités.

1.2.7 Neslusan, 2002

Neslusan (2002) part du D_{SH} et propose sa propre version du critère, en faisant remarquer qu'on peut intégrer certains principes de base de mécanique céleste dans ce critère. Il propose donc d'utiliser la quantité de mouvement orbitale par unité de masse \mathbf{c} , définie par :

$$\mathbf{c} = (c_x, c_y, c_z). \quad (1.11)$$

On a ainsi :

$$C^2 = (c_{x1} - c_{x2})^2 + (c_{y1} - c_{y2})^2 + (c_{z1} - c_{z2})^2. \quad (1.12)$$

Poids : Les poids sont ici tous définis comme égaux à 1, ce qui a du sens puisqu'on s'intéresse aux éléments d'un même vecteur.

Tests : Neslusan applique ce critère à la base de données de l'IAU, dans laquelle il recherche les Perséides et les Géminides, avec la méthode du "break-point". Il s'agit de construire le graphique du nombre cumulatif de météores appartenant à la pluie suspectée en fonction de la valeur du critère. On doit normalement obtenir une inflexion, qui marque la valeur qui peut être utilisée comme seuil pour obtenir la pluie recherchée.

L'auteur observe que la forme du graphique obtenu est très proche de celle avec le critère D_{SH} , bien que les valeurs des critères ne soient pas les mêmes. Selon l'auteur, il semble néanmoins qu'avec le critère C on obtient le nombre optimal de météores dans la pluie, et cela prouverait son intérêt par rapport au D_{SH} .

Seuil : Ici, l’auteur n’utilise pas de seuil, comme on l’a vu au paragraphe précédent. Cela sous-entendrait qu’il vaut mieux utiliser ce critère avec la même méthode que celle présentée, qui évite le choix du seuil.

Critiques : Ce critère est basé sur de la dynamique pure, en contraste avec les critères précédents. Cependant, il ne semble pas prendre en compte d’aspects liés aux météores, ce qui me semble dommage. Par exemple, le fait que l’orbite d’un météore croise forcément l’orbite de la Terre n’est pas exploité. Ce critère est très peu utilisé dans la communauté.

1.2.8 Jopek et al., 2008

Ce nouveau critère est défini par Jopek et al. (2008) dans l’espace des éléments orbitaux héliocentriques, à partir de l’énergie E et des vecteurs excentricité $\mathbf{e} = (e_X, e_Y, e_Z)$ et de quantité de mouvement angulaire $\mathbf{h} = (h_X, h_Y, h_Z)$. On a ainsi la fonction de dissimilarité des orbites d’un météore M_1 et d’un autre M_2 définie par :

$$D_V^2(M_1, M_2) = w_{h,X}(h_{1,X} - h_{2,X})^2 + w_{h,Y}(h_{1,Y} - h_{2,Y})^2 + 1.5w_{h,Z}(h_{1,Z} - h_{2,Z})^2 + w_{e,X}(e_{1,X} - e_{2,X})^2 + w_{e,Y}(e_{1,Y} - e_{2,Y})^2 + w_{e,Z}(e_{1,Z} - e_{2,Z})^2 + 2w_E(E_1 - E_2)^2. \quad (1.13)$$

Poids : Les poids sont les variables $w_{h,i}$, $w_{e,i}$ et w_E avec i représentant X, Y ou Z. Jopek et al. (2008) utilisent pour leur application $w = (2\sigma)^{-2}$ avec σ la déviation standard correspondant à l’élément considéré.

Cette déviation standard a été calculée à partir d’une simulation de la formation et de l’évolution dynamique de plusieurs pluies connues (Perséides, Léonides, Orionides et Géminides). Les distributions utilisées sont celles datant de 4000 ans après la formation des courant de météoroïdes.

On note que, quelles que soient les valeurs choisies pour remplacer les w , le terme en E et celui en h_Z ont un coefficient plus élevé car ce sont des quantités invariante (E) ou quasi-invariante (h_Z), et Jopek et al. désirent donc que leur influence soit plus grande sur la valeur finale.

Les poids étant ici choisis comme proportionnels à l’inverse de la déviation standard au carré, on a bien un critère final sans unité. Il est donc important que les poids choisis permettent d’adimensionner chaque terme.

Cependant, Jopek et al. admettent que le problème des poids devra être retravaillé par la suite.

Tests : En guise de test, Jopek et al. ont appliqué leur critère et ont comparé les résultats obtenus avec ceux obtenus par les critères D_{SH} et D_N . Les pluies ont été recherchées avec ces trois critères et sont considérées valables quand elles contiennent au moins 9 objets. Le D_V semble fonctionner d’une manière plus proche du D_{SH} que de D_N .

Seuil : La méthode utilisée pour trouver le seuil utilisé dans l’application numérique est détaillée à la sous-section 1.2.11. Il s’agit d’une variante de la méthode de Jopek et Froeschlé (1997). La seule différence est l’utilisation de météores issus de leur échantillon de données, et considérés sporadiques par le D_{SH} .

Critiques : Jopek et al. expliquent que l’utilisation d’invariants est un avantage important de leur critère même s’il est nécessaire de tester plus en avant cette formule. On peut aussi ajouter que les chiffres de 2 et de 1,5 dans les poids ne sont jamais justifiés plus en avant.

1.2.9 Jenniskens, 2008

Jenniskens (2008) remarque que les critères D_D et D_{SH} ne prennent pas en compte le fait que la position du météore est égale à celle de la Terre à l’arrivée, ce qui crée un lien entre l’excentricité, la distance au périhélie et l’argument du périhélie. Il définit donc deux nouveaux critères basés sur les invariants du mouvement.

Jenniskens définit ainsi cet invariant du mouvement :

$$D_B^2 = \left(\frac{C1_1 - C1_2}{0,13} \right)^2 + \left(\frac{C2_1 - C2_2}{0,06} \right)^2 + \left(\frac{C3_1 - C3_2}{14.2^\circ} \right)^2,$$

avec :

$$C1 = (1 - e^2) \cos^2 i, \quad (1.14)$$

$$C2 = e^2(0,4 - \sin^2 i \sin^2 \omega),$$

et : $C3 = \omega + \Omega$.

On choisit $C3_1 - C3_2$ comme la plus petite différence entre ces deux angles.

En utilisant T_J le paramètre de Tisserand par rapport à Jupiter, une quasi-constante du mouvement, il définit également :

$$T_J = \frac{a_J(1 - e)}{q} + 2 \cos i \sqrt{\frac{q(1 + e)}{a_J}} \quad (1.15)$$

$$\text{et : } D_T^2 = (T_{J,1} - T_{J,2})^2,$$

avec a_J le demi-grand axe de Jupiter.

Poids : Les poids présents dans la définition de D_B ont été choisis comme déviation standard des paramètres $C1$, $C2$, et $C3$ dans un échantillon de test.

Tests : Aucun test n'est effectué à proprement parler dans l'article où ces critères sont définis, mais ils sont appliqués aux astéroïdes proches de l'orbite terrestre (NEOs). Il est à noter que, dans cette application, Jenniskens utilise les deux critères, l'un en complément de l'autre.

Seuil : Jenniskens donne des seuils empiriques, retrouvés à partir de données de pluies connues. Pour faire le lien entre un corps parent et une pluie, il préconise d'utiliser : $D_T < 0,3$ et $D_B < 1,0$ et pour trouver des objets qui pourraient être liés à la pluie par d'anciennes fragmentations : $D_T < 0,6$ et $D_B < 1,5$.

Critiques : Ces critères s'expriment dans un espace en quatre dimensions maximum, ce qui correspond au choix effectué par Valsecchi et al. (voir sous-section 1.2.6), qui le justifient par l'intégration d'une contrainte due à leur nature de météores (les météores croisent forcément l'orbite de la Terre).

Les deux critères sont adimensionnés.

Comme on l'a vu, Jenniskens ne teste pas ces critères à proprement parler, et je n'ai pas trouvé d'article qui le fait.

1.2.10 Rudawska et al., 2015

Dans la lignée des critères de Jenniskens (sous-section 1.2.9) et de Valsecchi et al. (sous-section 1.2.6), et en s'appuyant sur une analyse complète des travaux précédents, Rudawska et al. (2015) proposent également un critère, basé sur les éléments géocentriques, plutôt que sur les éléments orbitaux, pour profiter de leurs erreurs plus faibles.

$$D_X^2 = w_\lambda \left(2 \sin \frac{\lambda_A - \lambda_B}{2} \right)^2 + w_\alpha (|V_{g,A} - V_{g,B}| + 1) \left[2 \sin \left(\frac{\alpha_A - \alpha_B}{2} \cos \delta_A \right) \right]^2 \quad (1.16)$$

$$+ w_\delta (|V_{g,A} - V_{g,B}| + 1) \left(2 \sin \frac{|\delta_A - \delta_B|}{2} \right)^2 + w_V \left(\frac{|V_{g,A} - V_{g,B}|}{V_{g,A}} \right)^2$$

Ici, λ est la longitude solaire, δ la déclinaison, α l'ascension droite et V_g la vitesse géocentrique.

Poids : Les poids (w_λ , w_α , w_δ et w_V) ne sont pas définis plus en détails, mais une valeur leur est attribuée dans l'article lors de l'application qui y est faite. En réalité, ces valeurs ont été choisies de façon empirique, afin que les valeurs de D_X correspondent aux valeurs habituelles des autres critères, en s'assurant que chaque terme ait la même contribution à la valeur finale du critère (correspondance personnelle avec l'auteure).

Tests : Le critère est utilisé dans l'article pour retrouver des pluies qu'on connaît déjà. Il est à noter que le critère n'est pas utilisé seul : d'abord, le D_{SH} est utilisé avec un seuil très faible afin de former des sous-groupes, puis ces sous-groupes sont rassemblés avec D_X pour former les groupes finaux, qui sont alors comparés aux pluies existantes.

Seuil : Le seuil utilisé dans l'article est de 0,15. Au vu du choix des poids (choisis pour que les valeurs de D_X soient proches de l'habituel), cette valeur n'est pas surprenante. Rudawska et al. donnent également les valeurs de D_X pour des pluies connues : 0,09 pour les Perséides, 0,06 pour les Géminides et 0,07 pour les Orionides.

Critiques : Cet article commence par un récapitulatif des différents critères existants, ce qui permet d'établir une filiation claire entre ce qui a déjà été fait et ce qui est proposé.

Comme le critère est utilisé avec le D_{SH} , il est difficile d'établir sa pertinence uniquement à l'aide de l'application menée dans l'article. Là encore, je n'ai pas connaissance d'articles qui testent ce critère.

Il semble qu'on ait ici aussi un problème d'unité, à moins que la vitesse géocentrique soit adimensionnée, ce qui n'est pas précisé dans l'article.

Par ailleurs, de l'aveu même de l'auteure, le problème des poids mériterait d'être retravaillé.

1.2.11 Seuil

L'importance du choix du seuil a été visible dans les articles précédents, même s'il est possible de former un groupe sans (voir par exemple Neslusan, 2002). Si certaines valeurs de seuil sont classiquement utilisées dans la littérature, d'autres articles décrivent des méthodes pour déterminer un seuil plus robuste. On a vu (voir la sous-section 1.2.2) que plusieurs scientifiques proposent des formules qui dépendent de la taille de l'échantillon considéré. On a aussi des procédures plus complexes qui existent.

Ainsi, par exemple, Jopek et al. (1999) utilisent une méthode numérique et statistique pour déterminer les seuils qui seront utilisés avec les critères D .

Un ensemble de météores est généré numériquement, qui a la même distribution que les données observées, dans lequel on recherche un groupe de M météores. En répétant cette opération n fois, Jopek et al. choisissent un seuil tel que, dans 99% des cas, ces groupes ne sont pas trouvés. Cette méthode pourrait être appliquée pour différents niveaux de fiabilité, pas uniquement 99%.

Jopek et al. utilisent cette méthode pour trouver le seuil des critères de Valsecchi et al. (1999) ainsi que celui du D_{SH} , mais cela pourrait être appliqué à n'importe quel autre critère.

La procédure de déduction du corps parent, quant à elle, développée par Kotten et al. (2014), cherche empiriquement à trouver pour quelle valeur de D , la plus petite possible, on obtient encore un groupe de météores. Bien entendu, plus la valeur du seuil est faible, moins on parvient à associer de météores. Le but de la procédure est donc de déterminer une valeur intermédiaire, suffisamment faible pour être fiable, mais suffisamment élevée pour former des groupes.

Ce problème est également souligné par Rudawska et al. (2012), qui ont cherché les valeurs de seuil adaptées à quatre critères (celui de Southworth et Hawkins, 1963, de Jopek, 1993, de Jopek et al., 2008 et de Jenniskens, 2008). La méthode utilisée est simplement de modéliser l'éjection de météoroïdes à partir de corps parents de pluies connues, puis d'utiliser les critères pour retrouver les pluies dans les données modélisées. Les valeurs de seuil qui ont résulté de cette étude sont ensuite appliquées à une base de données réelle pour trouver à la fois des groupes, mais aussi des corps parents (en utilisant le critère D sur des météores observés et une base de données d'astéroïdes et de comètes). Rudawska et al. montrent alors la difficulté majeure des seuils : un seuil trop élevé empêche de retrouver les corps parents, et un seuil trop faible fragmente les groupes de météores en plusieurs petits groupes aux caractéristiques proches. Ainsi, les valeurs de seuil déterminées théoriquement se sont révélées trop faibles pour la recherche de groupes dans une base de données réelle.

Lindblad (1971b) utilise une autre méthode, assez simple d'utilisation. En partant d'une première évaluation de ce que pourrait être la valeur du seuil selon les formules données à la sous-section 1.2.2, il vérifie ensuite si on est proche de la valeur optimale du seuil. Cette valeur est, selon lui, telle que le nombre total de météores vus auparavant comme appartenant à une pluie et rejetés ici est égal au nombre total de météores nouvellement associés à une pluie.

Cette technique est donc utilisable uniquement quand on effectue une recherche de pluies sur un échantillon qui a déjà été analysé. Si ce n'est pas le cas, il est au moins nécessaire d'analyser cet échantillon à plusieurs reprises, ce qui est un désavantage certain.

Une autre méthode est décrite par Jopek et Froeschlé (1997). Il s'agit de choisir le seuil de façon objective, en utilisant un test de fiabilité.

Pour cela, ils commencent par créer un ensemble de pluies, en générant r , β_G , e , ω , Ω et i indépendamment les uns des autres, en utilisant la fonction de distributions des météores observés (avec β_G la latitude géocentrique par rapport à l'écliptique du radiant du météore). À partir de là, on calcule la distance au périhélie.

En générant n fois environ 500 orbites, les auteurs ont pu s'intéresser à deux quantités : la fraction des orbites identifiées comme faisant partie d'un groupe pour une certaine valeur du seuil, et le nombre de groupes de M membres détectés pour une certaine valeur du seuil. En fixant ces deux quantités à des niveaux acceptables, on peut en déduire le seuil.

Pour plus de fiabilité, les auteurs se sont intéressés au seuil le plus faible tel que le niveau de fiabilité soit égal à une valeur choisie. Ce niveau de fiabilité correspond à la probabilité qu'un groupe de M météores existe.

Cependant, Jopek et al. (2003) remarquent que cette méthode ne fonctionne que pour des échantillons statistiquement homogènes. Cela signifie que, si l'on prend en compte des données provenant de différents catalogues et ayant des propriétés statistiques différentes, on ne peut appliquer la méthode que sur chaque base de données séparément. De plus, cette méthode statistique peut être mise en défaut si les données initiales sont biaisées.

Jopek et al. (2003) soulignent également qu'il serait intéressant de choisir des valeurs de seuils qui soient déterminées par la physique de la pluie, plutôt que par des méthodes empiriques ou statistiques. Cela nécessiterait une modélisation approfondie des pluies.

1.2.12 Tests

Certains articles proposent des tests statistiques pour vérifier si les groupes détectés sont formés de météores proches par hasard ou si cette proximité a un sens. Autrement dit, ils cherchent à vérifier que les groupes formés sont véritablement des pluies et pas des coïncidences.

Une première façon de faire est de générer un ensemble d'orbites aléatoires qui reprend la distribution des éléments observés dans l'échantillon considéré, puis de sélectionner une orbite au hasard parmi celles générées et enfin de rechercher la présence d'autres orbites suffisamment proches de la première au sens du critère D utilisé.

On répète ensuite cette procédure un nombre important de fois n (typiquement $n = 10\,000$) et on compte le nombre p de fois où une fausse pluie est détectée. La probabilité que les pluies détectées soient dues au hasard sera de p/n .

Des raisonnements semblables sont souvent utilisés.

Ainsi, Kotten et al. (2014) forment des pluies aléatoires simplement en choisissant des objets proches de ceux étudiés puis en floutant les demi-grand axes, excentricités et inclinaisons. On cherche ensuite lesquels sont particulièrement proches des météores considérés et on ne sélectionne que ceux-là. Enfin, la longitude du nœud ascendant est choisie dans un intervalle proche de la pluie considérée et l'argument du périhélie est choisi pour correspondre à une orbite croisant la Terre.

On le voit, dans ce genre de raisonnement, la façon de construire un échantillon de météores adapté à ces méthodes est une problématique importante. Ainsi, Jopek et Bronikowska (2017) s'intéressent aux méthodes de création d'un échantillon de météores aléatoires, qui satisfait deux propriétés : aucune pluie de météores ne peut être présente dans l'échantillon et la distribution des orbites doit être statistiquement compatible avec les échantillons observés. Ces propriétés permettent ensuite d'utiliser les météores générés pour tester l'apparition de groupes par hasard.

Cinq méthodes sont analysées et Jopek et Bronikowska concluent qu'une seule doit être utilisée. Elle peut être décrite de cette façon :

1. On calcule l'histogramme des éléments orbitaux ;
2. On génère e , ω , Ω et i séparément par une méthode statistique ;
3. En utilisant la formule de r en fonction de q , e et ω , et en utilisant l'histogramme calculé en (1), on calcule q .
4. Avec q et e , on calcule a et on vérifie que $1/a < 1/a_{max}$. Si ce n'est pas le cas, les étapes (2), (3) et (4) sont répétées.

Le détail (notamment sur la méthode statistique, qui est assez complexe) est donné dans l'article.

L'article s'attache aussi à déterminer quelle méthode devrait être utilisée pour calculer la probabilité qu'une paire de météores soit formée uniquement par hasard, ou, autrement dit, la probabilité que parmi m orbites, on trouve une paire de météores A et B telle que $D(A, B) < D_S$. La première possibilité de calcul est simplement de générer n ensembles de m orbites et de trouver le nombre k d'ensembles pour

lesquels cette condition sur le critère D est satisfaite. La probabilité cherchée s'exprime alors en k/n . C'est cette méthode qui est la plus souvent utilisée dans la littérature.

Jopek et Bronikowska proposent également d'utiliser plutôt une formule à base de distribution de probabilité géométrique et d'expériences de Bernouilli, mais déterminent par la suite que cette approche, plus lente, bien que plus précise, ne l'est pas suffisamment pour être intéressante. La première est donc conseillée.

Il est à remarquer que Jopek et Bronikowska s'intéressent ici seulement à une paire de météores, et pas à une pluie en entier.

Pauls et Gladman (2005) étudient la signification statistique d'avoir deux orbites proches, c'est-à-dire à quel point cette proximité, au sens du critère de Drummond, peut être due au hasard. Pauls et Gladman s'intéressent ici plus particulièrement aux météorites plutôt qu'aux météores, mais leur raisonnement est intéressant et pourrait être appliqué aux météores.

On commence par générer des orbites de météorites. Leur première méthode est d'utiliser une banque d'orbites d'objets proches des météorites (ici, des astéroïdes proches de la Terre - NEAs). De là, on choisit au hasard dans cette distribution un ensemble (a, e, i) . Connaissant la probabilité qu'une telle orbite croise la Terre, on applique cette probabilité pour décider si on garde l'ensemble ou non. Si oui, on y ajoute la longitude du nœud ascendant choisie au hasard et l'argument du périhélie tel que l'objet croise l'orbite de la Terre. La deuxième méthode utilisée se base sur les météorites observées depuis la Terre. En utilisant cette base de données, Pauls et Gladman commencent par en sortir des ensembles (a, e, i) puis y ajoutent la longitude du nœud ascendant choisie au hasard et l'argument du périhélie tel que les orbites résultantes croisent celle de la Terre.

La première méthode est donc basée sur une modélisation théorique du problème et l'autre sur les observations. Dans les deux cas, il n'existe *a priori* aucune structure dans ces orbites simulées.

À partir de ces distributions, Pauls et Gladman ont ensuite calculé la probabilité que deux orbites soient proches l'une de l'autre au sens du critère de Drummond. Pour cela, on considère l'expérience de Bernouilli qui consiste à générer un ensemble d'orbites comme vu ci-dessus. L'expérience est un succès si on y trouve une paire d'orbites proches au sens du critère de Drummond. On répète l'expérience 1000 fois et on calcule l'inverse du nombre d'essais nécessaires pour avoir un succès, ce qui correspond à la probabilité que deux orbites soient proches l'une de l'autre. Pauls et Gladman trouvent une probabilité de 2,4%.

Une remarque importante est faite dans l'article : il ne s'agit pas de calculer la probabilité qu'une orbite soit proche d'une orbite x pré-déterminée mais bien de la probabilité que deux orbites soient proches l'une de l'autre, ce qui ne donne pas du tout le même résultat.

Cette probabilité augmente quand la taille des échantillons considérés augmente, c'est-à-dire quand les bases de données de météorites augmentent.

Pauls et Gladman remarquent également que cette probabilité est plus grande si l'on considère la modélisation des orbites plutôt que si on part de celles observées. Selon leur article, cela serait dû au fait que les météorites observées sont plus contraintes dans leur espace paramétrique que celles simulées (des contraintes n'ont pas été prises en compte, comme l'impact de l'entrée atmosphérique sur les petites masses).

Rudawska et Jopek (2010) ont effectué une étude pour déterminer quelles approches étaient les plus fiables. Même si leur étude n'est pas exhaustive (de nombreux critères ne sont pas évalués), elle permet tout de même de faire quelques conclusions et leur méthodologie est très intéressante.

Rudawska et Jopek testent plusieurs méthodes, à la fois le critère utilisé et l'algorithme qui assemble les météores en groupes. Les critères testés sont le critère D_{SH} et le critère D_V . Ces deux critères sont testés avec deux algorithmes différents, et leur seuil est choisi comme celui qui donne les meilleurs résultats en terme de fiabilité.

Leur méthode consiste à simuler des pluies à partir de NEOs puis de les intégrer dans le temps. À intervalles réguliers, on prend la distribution obtenue et on ajoute des météores sporadiques. Ces météores sporadiques ont la même distribution que les météores sporadiques observées. L'évaluation du niveau de fiabilité de ces différentes méthodes est faite à l'aide de deux paramètres : le nombre de membres correctement identifiés d'une pluie par rapport au nombre total de particules dans la pluie (S_1) et le nombre de sporadiques ou de météores appartenant à d'autres pluies sur le nombre total de particules dans la pluie (S_2). Rudawska et Jopek calculent également un paramètre SS_1 dérivé de S_1 mais qui s'applique à l'ensemble des pluies détectées. Une méthode est considérée fiable quand $S_2 < 10\%$.

Rudawska et Jopek effectuent n essais et donnent un point pour une méthode à chaque fois qu'elle a été la plus fiable, au sens de SS_1 . Au final, cela donne donc un score pour chaque méthode. On constate alors que le D_V semble plus fiable que le D_{SH} quelque soit la période qu'on étudie ou l'algorithme qu'on utilise.

Cette méthode est très intéressante et mériterait d'être utilisée pour tester l'ensemble des combinaisons de critères et d'algorithmes existantes. On pourrait réfléchir au système des points, qui pourrait être amélioré, par exemple en prenant en compte les différences de fiabilité et pas seulement la méthode la plus fiable.

1.2.13 Récapitulatif

Comme on peut le voir, il existe de nombreux critères de dissimilarité qui ont été développés au fur et à mesure du temps. Si chacun a ses propres avantages et inconvénients, on peut tout de même faire quelques remarques d'ordre général.

La question des poids semble cruciale, et chaque scientifique y apporte une réponse différente : valeurs numériques choisies lors de la définition du critère, valeurs numériques laissées au choix lors de son utilisation ou formulation en fonction des variables du problème. Il serait intéressant d'utiliser une méthode fiable pour choisir ces valeurs.

La question du seuil est également épineuse. On a vu qu'il existait plusieurs méthodes plus ou moins rigoureuses, mais beaucoup se basent plutôt sur des valeurs communément admises dans la littérature, ce qui introduit une part d'arbitraire non négligeable.

Les critères sont rarement testés dans l'article dans lequel ils sont définis ou alors de façon assez superficielle et sans chercher véritablement à les mettre en défaut. En revanche, lorsqu'ils sont utilisés par la suite, les auteur.e.s essaient souvent de tester si les groupes trouvés ont du sens, si cela peut être des pluies ou si la signification statistique est trop faible. À défaut de tests, on trouve dans la littérature des comparaisons ou des analyses *a posteriori* des critères D (par exemple, une analyse mathématique des D_{SH} , D_D et D_H par Milanov et al., 2019).

Souvent plusieurs critères sont utilisés ensemble pour déterminer de nouveaux groupes de météores, soit avec une procédure qui utilise un critère après l'autre (par exemple Rudawska et al., 2015) soit en les appliquant tous et en considérant comme des pluies probables les groupes détectés par plusieurs critères (voir par exemple Koten et al., 2014).

Dans le même ordre d'idées, la communauté tend à vérifier si les groupes trouvés ont déjà été détectés et si oui, de quels météores ils étaient composés. Dans le cas où ces groupes ont été identifiés par la communauté comme des pluies, cela leur permet de ne pas rapporter ces groupes comme de nouvelles pluies.

Mais cela leur permet aussi de valider leurs méthodes, en se basant sur le fait qu'il a été possible de retrouver des pluies déjà existantes. Si ces pluies sont des pluies bien documentées, et non pas simplement des groupes, alors ce raisonnement a du sens, mais il ne faut pas oublier qu'un critère peut être efficace dans certaines parties de l'espace des phases sans l'être dans d'autres.

Il me semble donc que, bien que cette vérification soit nécessaire, elle n'est pas suffisante pour conclure, soit sur la découverte d'une nouvelle pluie, soit sur la validité d'une méthode.

Certains articles vérifient dynamiquement l'existence de la pluie. Cette dernière étape semble rarement effectuée, alors même qu'elle paraît cruciale (Guennoun et al., 2019, s'intéressent par exemple à l'utilisation de tests statistiques mais ne vérifient pas la compatibilité dynamique.).

Ces critères ont été proposés afin de rendre plus objective la recherche des pluies de météores. Aujourd'hui, avec les données de plus en plus importantes que l'on possède sur les météores, il est intéressant de s'attacher à calculer à quel point ces critères sont objectifs, et quel type d'information exactement ils nous donnent sur les météores étudiés.

Par la suite, il serait intéressant de comprendre comment peuvent être utilisés ces critères et quelles approches ont du sens, et dans quels cas. Plusieurs algorithmes ont été proposés pour regrouper les météores, la majorité de ces algorithmes utilise ces critères. Un récapitulatif de ces différentes méthodes devra être fait.

Pour conclure, il semble que certains critères soient moins solides que d'autres, comme celui de Southworth et Hawkins (1963) (considéré valide dans uniquement la moitié des cas), celui de Steel et al. (1991) (très similaire au D_{SH}) ou celui de Rudawska et al. (2015) (il serait intéressant de définir plus clairement l'unité de vitesse et de retravailler le problème des poids). Il nous reste alors huit critères potentiels. Néanmoins, afin de diminuer les risques d'erreur, il semble intéressant, plutôt que de choisir un critère, d'en combiner plusieurs.

1.3 Les méthodes de groupement des météores

1.3.1 Introduction

On a vu les différents critères qui sont utilisés pour définir une pluie de météores. Cependant, afin de les utiliser dans un algorithme, ils sont généralement intégrés dans une méthode spécifique de groupement de météores. Ces méthodes diffèrent entre elles et ont probablement également une influence importante sur les résultats.

Le but de cette section est de décrire rapidement les méthodes de groupement utilisées. On note ici qu'on ne prend pas en compte les méthodes qui ne font pas intervenir de critère de dissimilarité (comme par exemple Brown et al., 2010; Kriegel et Pfeifle, 2005; Svoreň et al., 2000).

Le critère D lui-même dans ses définitions (voir le début de 1.2) suggère des méthodes de regroupement. On peut commencer par suivre ce qui est proposé par Southworth et Hawkins (1963), et qui revient à utiliser la définition suivante : "Un météore appartient à une pluie s'il est proche au sens du critère D d'un autre météore de cette pluie." Il s'agit alors de comparer deux à deux chaque météore avec le critère D choisi et de lier entre eux tous ceux considérés proches, au sens d'un seuil choisi préalablement.

Une autre possibilité est d'utiliser la définition suivante : "Un météore appartient à une pluie s'il est proche au sens du critère D d'une orbite caractérisant la pluie". Cette deuxième définition nécessite d'avoir une idée de ce à quoi ressemble la pluie. On utilise en effet souvent comme orbite de référence à comparer aux autres météores l'orbite moyenne de la pluie. Une autre possibilité est présentée par Sekanina (1970a) et est de mettre à jour cette orbite moyenne au fur et à mesure qu'on ajoute de nouveaux météores à la pluie. Cette technique est présentée plus en détails dans la sous-section 1.3.5.

1.3.2 Lindblad, 1971

La première façon de faire à laquelle on peut penser est celle utilisée par Southworth et Hawkins (1963) où ils présentent le premier critère de dissimilarité d'orbites. Pour trouver de nouvelles pluies, ils comparent deux à deux chaque orbite et forment ainsi des groupes.

Lindblad, dans une série d'articles, met en application le critère D_{SH} pour la recherche de pluie. Il utilise une méthode similaire, qu'il décrit dans son premier article (Lindblad, 1971b) et appelle la technique du voisin ("single-neighbour technique"), qui est encore très utilisée dans la communauté.

On peut la décrire avec les étapes suivantes :

1. On range les météores dans un ordre quelconque.
2. On compare le premier météore avec chaque météore du reste de l'échantillon considéré et chaque fois qu'une paire est caractérisée par un critère D inférieur à un seuil fixé, on les considère comme faisant partie du même groupe.
3. On recommence l'opération entre le deuxième météore et tous les météores suivants.
4. Et ainsi de suite jusqu'aux derniers météores.

On obtient ainsi des groupes de météores. On peut alors poursuivre le raisonnement avec des algorithmes dynamiques pour vérifier que ces groupes sont effectivement des pluies.

Le problème majeur de cette technique est qu'elle produit parfois de longues chaînes de météores, où chacun est lié à un autre par une similarité d'orbites, mais où le premier et le dernier ont des orbites très différentes. Lindblad propose d'éviter ce problème en choisissant de manière plus adaptée la valeur du seuil.

Dans cet article, il applique cette technique avec trois valeurs différentes pour le seuil. Il y admet également que la recherche de pluie de cette manière est assez arbitraire et qu'il est nécessaire d'avoir une définition plus précise d'une pluie de météores.

1.3.3 Jopek et Froechlé, 1997

Après plusieurs tests et comparaisons, Jopek et Froeschlé (1997) choisissent dans leur article leur propre implémentation de la première définition de la pluie, celle également utilisée par Lindblad (voir la sous-section précédente).

On peut regretter que, bien que la méthode de choix du seuil soit explicitée avec beaucoup de détails (voir 1.2.11), peu de détails sont donnés sur l'implémentation précise de cette définition. C'est peut-être dû à l'apparente simplicité des algorithmes se basant en général sur cette méthode.

1.3.4 Jopek et al., 2008

Jopek et al. (2008) décrivent l'application de leur nouveau critère à la recherche de pluies. Il ne s'agit pas vraiment d'une méthode différente, puisqu'elle renvoie à celle de Jopek et Froeschlé (voir 1.3.3), mais Jopek et al. proposent un préalable : retirer les sporadiques de l'échantillon avec le D_{SH} et un seuil suffisamment élevé.

1.3.5 Sekanina, 1970

Sekanina commence en 1970 une série d'articles pour travailler sur des méthodes pour retrouver des pluies. Le but final de ce premier article (Sekanina, 1970a) est de construire un modèle statistique des pluies sous la forme d'une distribution du critère D (il utilise le D_{SH} , puisque c'était le seul critère en cours à ce moment, mais cela pourrait être fait avec d'autres critères). L'intérêt de ce modèle statistique serait de retrouver des pluies. Toutefois, il me semble que la méthode pour construire ce modèle est déjà intéressante en elle-même, et c'est elle qui a été réutilisée à plusieurs reprises.

L'idée est de s'appuyer sur la définition déjà donnée d'une pluie qui est formée par des météores, tous proches au sens du critère D d'une orbite caractéristique de cette pluie. On choisit en général la médiane ou la moyenne des orbites de la pluie, ce qui sous-entend qu'on doit connaître à l'avance la pluie qu'on cherche.

Sekanina propose ici de définir cette orbite caractéristique de façon itérative : elle évoluerait au fur et à mesure que de nouveaux météores sont associés au groupe.

On commence donc avec une combinaison d'éléments initiaux, soit l'orbite caractéristique de la pluie, soit celle d'un météore appartenant à la pluie, soit celle d'une comète associée, si on peut être à peu près certain de cette association. Dans le cas où on cherche une nouvelle pluie, on peut choisir au hasard un premier météore comme éléments initiaux, trouver son groupe, puis parcourir ainsi tout l'échantillon.

On va associer au même groupe tous les météores suffisamment proches de l'orbite initiale au sens du critère D. Puis on calcule l'orbite moyenne du groupe, en appliquant un poids sur chaque météore du groupe. Ce poids est proportionnel à la quantité $1 - \frac{D}{D_s}$ avec D_s le seuil choisi du critère. L'auteur préfère cette expression à $\frac{1}{D}$, car cette dernière serait plus sensible à l'orbite initiale.

Une fois qu'on a obtenu l'orbite moyenne, on recherche de nouveau les météores associés, en les comparant à l'orbite moyenne via le critère D. Et on itère ainsi.

À chaque itération, la distance de chaque météore du groupe à l'orbite moyenne change (puisque cette dernière a changé), on doit donc recalculer cette distance pour chaque météore, puis remettre à jour l'orbite moyenne. On arrête l'itération quand les paramètres sont presque identiques entre deux itérations.

La convergence de cette méthode peut parfois être lente (Sekanina, 1970a) ou même parfois, ne pas converger du tout (Jopek et Froeschlé, 1997). Arter et Williams (1997) remarquent également que la méthode n'est pas très efficace dans le cas de concentrations faibles. Les autres articles dans la série (Sekanina, 1970b, 1973, 1976) s'attachent à appliquer l'algorithme sur des données issues de différentes sources.

1.3.6 Rudawska et al., 2015

Rudawska et al. (2015) décrivent une méthode complète pour utiliser leur nouveau critère, en trois étapes.

1. À l'aide du D_{SH} (mais on pourrait choisir un autre critère) et d'un seuil bas, on commence par former des proto-groupes, centrés sur une orbite et d'un rayon équivalent au seuil admissible pour le critère. La recherche de ces proto-groupes se fait par itération : on commence par une première orbite, on exclue le proto-groupe centré sur elle, et on refait la recherche dans le reste de l'échantillon.
2. Dans chaque proto-groupe, on calcule la moyenne pondérée des paramètres géocentriques. Puis, à l'aide du critère développé par Rudawska et al. dans le même article (D_X), on compare les proto-groupes et on les associe si la différence entre leurs critères est inférieure au seuil choisi. On réitère le processus jusqu'à ce qu'on soit sûr d'avoir lié ensemble tous les proto-groupes qui le nécessitent. On obtient des groupes.
3. On compare ces groupes aux pluies identifiées et on fusionne si nécessaire les groupes correspondants aux mêmes pluies. Pour faire cela, Rudawska et al. utilisent le D_{SH} ou le D_X , mais n'importe quel critère peut convenir.

Rudawska et al. décident par ailleurs que chaque groupe doit contenir au minimum cinq météores pour être considéré comme une pluie.

On a déjà discuté de l'intérêt et des critiques à porter à l'idée de vérifier des groupes avec les pluies identifiées par la communauté. On peut aussi penser à modifier les critères utilisés ici, mais la méthode en elle-même a le mérite de combiner plusieurs stratégies, ce qui amène sans doute à un meilleur résultat.

1.3.7 Welch, 2001

Welch (2001) propose une méthode basée sur la transformation de la base de donnée en une carte de densité continue. On peut alors chercher les pics de densité, qui vont correspondre chacun à un groupe de météores. On utilise une base de donnée artificielle pour vérifier la probabilité d'avoir un pic par hasard.

Cette méthode utilise un critère (celui de Drummond dans l'article, mais n'importe lequel pourrait convenir) comme métrique. L'intérêt de cette méthode est de trouver des pluies majeures et mineures, sans utiliser aucun *a priori* sur les pluies connues, car cela biaiserait les résultats. C'est dans cette même perspective qu'on vérifie que les pics trouvés ne sont pas dus au hasard. Le seuil D_S lié au critère est utilisé uniquement pour trouver le cœur de la pluie, ce qui permet d'éviter la contamination par des sporadiques ou de trop biaiser l'orbite moyenne de la pluie par des météores périphériques.

L'algorithme commence par transformer les données discrètes des météores en une carte de densité continue, à l'aide de la métrique D et du seuil : quand des météores sont plus proches que D_S , la densité augmente. Une fois la carte tracée, on la suit vers les pics de densité, en utilisant le gradient. Un calibrage est nécessaire pour trouver le bon seuil et autres paramètres qui rentrent en ligne de compte, mais, avec le bon seuil, différentes orbites initiales mènent aux mêmes résultats. Welch conclut que sa méthode fonctionne bien, que ce soit pour trouver de nouvelles pluies ou pour en retrouver d'anciennes, malgré l'absence d'informations sur la largeur de la pluie.

Il reste aussi le problème du choix du seuil, dont on a déjà parlé à la section précédente. Welch propose une méthode de choix de ce seuil, pour éviter ce problème, qui se base sur la recherche d'une région de stabilité pour le seuil. Cependant, le seuil trouvé avec cette méthode est parfois trop faible, ce qui mène à des subdivisions dans les groupes, qui ne semblent pas correspondre à la réalité.

1.3.8 Rudawska et Jopek, 2010

Rudawska et Jopek (2010) comparent différents algorithmes qui sont explicités ici.

1. Welch (2001) (voir 1.3.7) avec D_{SH} et deux expressions différentes de la densité ;
2. Même méthode, mais avec le critère D_V ;
3. Technique du voisin (voir 1.3.2) avec D_{SH} ;
4. Même méthode, mais avec D_V .

On peut résumer leurs conclusions par deux points importants : le critère D_V est toujours plus fiable que le critère D_{SH} et la différence entre la méthode de Welch et celle du voisin n'est pas très significative.

Dans leur article, Rudawska et Jopek ajoutent à la comparaison la méthode des indices, mais celle-ci ne dépend pas de critères, et sort donc du cadre de cette étude. Par ailleurs, il semble qu'elle ne fonctionne pas mieux que les deux autres.

1.3.9 Récapitulatif

Comme on peut le voir, il n'existe pas autant d'algorithmes différents que de critères de dissimilarité. En général, les scientifiques les utilisent en essayant de compenser les biais amenés par les critères D .

Comme à la section précédente, le manque de test pour vérifier si ces méthodes sont fiables pose problème. La solution proposée par Rudawska et Jopek (2010) de comparer entre elles les méthodes permet au moins de les classer relativement, ce qui est une avancée.

1.4 Conclusion

On voit avec les sections précédentes que beaucoup de critères D n'ont pas été testés, ou pas suffisamment. On a aussi beaucoup de méthodes différentes, et couplées à autant de critères D , elles peuvent donner des résultats très différents. On aurait donc besoin d'une évaluation générale, pour déterminer quel couple méthode-critère fonctionne le mieux, et dans quels cas. Bien que cette thèse ne s'intéressera pas à cette évaluation, le travail réalisé dans cette première partie pourrait servir de base.

Même s'ils doivent être améliorés, les critères D ne sont pas à abandonner. Au contraire : la création d'un outil commun qui pourrait devenir standard pour la communauté serait un avantage certain dans la détermination de pluies. Il paraît clair qu'aucun critère D ne fonctionnera sur l'ensemble de l'espace des phases, il faudrait donc déterminer quel critère est à préférer dans quels cas, avec quelle méthode, et

quel pourcentage de réussite on a en l'utilisant. En combinant plusieurs critères, on se donne également une sécurité supplémentaire.

Enfin, cette réflexion sur le critère D et sur la formation de groupes de météores ne peut pas faire oublier la recherche de corps parents. Il est nécessaire, pour valider l'existence d'une pluie de météores, de démontrer que les météores qui la composent proviennent d'un même corps parent, et le critère D et ses méthodes associées ne répondent pas à ce besoin. Il est donc nécessaire de combiner ces techniques avec une analyse dynamique qui peut apporter des éléments de réponse sur ces questions.

Chapitre 2

Un nouvel outil : une carte de chaos

2.1 Intérêt d'une carte de chaos

Face au constat fait au chapitre 1 sur les critères D, il semble que créer un nouveau critère a peu d'intérêt, surtout tant qu'aucune étude d'envergure n'a été faite sur les critères existants. D'un autre côté, l'usage de ces critères n'est pas suffisant pour conclure sur la validité d'une pluie. Pour compléter les informations données par ces méthodes, je propose donc l'usage d'un nouvel outil : une carte de chaos.

L'idée est d'utiliser cet outil afin de confirmer si un groupe de météores est bien une pluie, ou pas. On pourra ainsi faire des raisonnements se basant sur la mesure de chaos dans l'espace des phases correspondant au courant de météoroïdes. Par exemple, si un groupe de météores est issu d'un même espace des phases chaotique, cela signifie que le courant de météoroïdes qui l'a produit va être rapidement détruit, et a été produit récemment. On peut en déduire que, s'il s'agit bien d'une pluie, alors elle n'a probablement pas été observée depuis longtemps et ne le sera pas beaucoup dans le futur. On peut également s'attendre à retrouver le corps parent (à moins qu'il ait été détruit lors de la création des météoroïdes). Si les observations corroborent ces différentes remarques, cela permet d'ajouter des arguments pour l'hypothèse de la pluie.

Il ne s'agit pas ici de faire une corrélation directe, et encore moins une relation de causalité, entre l'aspect chaotique d'une région de l'espace des phases et la présence de pluies. Il vaut mieux considérer la carte de chaos comme un outil qui permet d'ajouter de nouveaux indices à la mesure du radiant et aux informations de critères D judicieusement choisis, afin de répondre à la question "est-il probable que ce groupe soit une pluie?". Pour chaque groupe, et selon les informations disponibles, le raisonnement pourra être différent, en prenant en compte la mesure du chaos dans la région d'où le groupe est originaire, le temps que le chaos met à apparaître et le peuplement de cette région par des météoroïdes.

Par ailleurs, il est certain que ce nouvel outil ne peut remplacer ni une analyse statistique ni une analyse dynamique détaillée ; en revanche, aucune de ces méthodes ne permettent de répondre à la question du chaos, ni ne permettent de discriminer efficacement entre pluies et groupes de météores.

La nature de la dynamique des météoroïdes est très différente de ce qui se voit habituellement dans les cartes de chaos : elle dépend fortement de leur taille, et de l'influence des forces non-gravitationnelles. De plus, ces objets subissent de nombreuses rencontres proches. À cause de cet ensemble d'aspects très spécifiques, l'évolution de la majorité des météoroïdes sera probablement chaotique. En revanche, il sera intéressant de voir quelles orbites sont plus chaotiques que les autres et à quels phénomènes cela peut être lié.

De plus, la dynamique est diffusive à cause des forces non-gravitationnelles, et est fortement influencée par les multiples rencontres proches que les météoroïdes subissent. Bien que je ne rentrerai pas dans le détail des théories qui décrivent l'effet d'une rencontre proche sur une seule orbite (comme la théorie d'Öpik, voir Valsecchi, 2005), l'effet de multiples rencontres sur un courant de météoroïdes aura de l'influence sur la dynamique générale étudiée. Ainsi, par exemple, Scholl et Froeschlé (1988) montrent que les rencontres proches peuvent diviser un courant de météoroïdes en plusieurs arcs.

Enfin, les échelles de temps d'évolution des météoroïdes sont assez faibles : elles ne peuvent survivre que quelques milliers d'années au maximum (Liou et Zook, 1997). Tout ceci va fortement influencer les cartes de chaos et la manière de les réaliser.

5. Romain Lucazeau, *Latium*, tome 1, Folio, 2016, p.40.

2.2 Méthode générale pour obtenir ces cartes

Pour obtenir une carte de chaos, il faut explorer un espace des phases choisi, en suivant dans le temps plusieurs particules. Par "particule", j'entends une modélisation informatique d'un météoroïde. Cet objet est caractérisé par une position et une vitesse à un temps précis, ainsi qu'un rayon. La méthode retenue est donc de créer un nombre important de particules et de suivre leurs évolutions dans le temps, ainsi que de calculer l'indicateur de chaos correspondant. La création de ces particules peut se faire de plusieurs manières : soit en cherchant à modéliser l'espace des phases correspondant à un courant de météoroïdes connu, soit en partant des observations faites d'un groupe de météores. L'évolution pourra se faire vers le futur ou le passé, selon les phénomènes à étudier.

Pour faire ces calculs, il nous faut définir une fonction typiquement appelée fonction force f : elle permet de calculer l'accélération de la particule. À l'aide d'un intégrateur, on pourra alors calculer l'évolution de notre particule. La fonction force va aussi entrer en jeu lors du calcul de l'indicateur de chaos.

Pour finir, on notera le vecteur position/vitesse dans le repère héliocentrique à un temps t de la particule :

$$\mathbf{X}(t) = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

On a donc :

$$\dot{\mathbf{X}}(t) = f(\mathbf{X}, t) = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \\ a_x \\ a_y \\ a_z \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Il nous reste à décrire la fonction force correspondant à notre modèle.

2.2.1 Forces gravitationnelles

On prend en compte les interactions gravitationnelles avec le Soleil, toutes les planètes et la Lune. Très classiquement, cela se traduit par l'équation suivante, avec k qui fait référence aux différentes planètes ou à la Lune :

$$\mathbf{F}_{gravi} = -\frac{4\mathcal{G}M_{\odot}\pi\rho r^3}{3R_h^3}\mathbf{R}_h + \frac{4\pi\rho r^3}{3}\sum_k \mathcal{G}M_k \left(\frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{R}_h}{(r_k - R_h)^3} - \frac{\mathbf{r}_k}{r_k^3} \right), \quad (2.3)$$

avec \mathcal{G} la constante de gravitation universelle, ρ la densité de la particule, r son rayon, \mathbf{R}_h le vecteur Soleil - particule, R_h la norme de ce vecteur, c'est-à-dire la distance héliocentrique de la particule, M la masse du Soleil (M_{\odot}) ou d'une planète ou de la Lune (M_k), \mathbf{r}_k le vecteur Soleil - objet k et r_k sa norme.

Les forces liées à la relativité s'écrivent (Brumberg, 1972) :

$$\mathbf{F}_{relat} = \frac{4\mathcal{G}M_{\odot}\pi\rho r^3}{3c^2} \left[\frac{(4 - 2\alpha)\mathcal{G}M_{\odot}}{R_h^4}\mathbf{R}_h - \frac{(1 + \alpha)V_h^2}{R_h^3}\mathbf{R}_h + \frac{3 + \alpha(xv_x + yv_y + zv_z)^2}{R_h^5}\mathbf{R}_h + \frac{(4 - 2\alpha)(xv_x + yv_y + zv_z)}{R_h^3}\mathbf{V}_h \right], \quad (2.4)$$

avec α qui définit le système de coordonnées du problème de Schwarzschild et qu'on prend égal à 0 (ce qui correspond à l'approximation post-Newtonienne), c la vitesse de la lumière dans le vide, \mathbf{V}_h le vecteur vitesse héliocentrique de la particule et V_h sa norme.

Pour faire ces calculs, il nous faut des éphémérides de tous ces objets. Je décide d'utiliser INPOP (Fienga et al., 2009), qui fonctionne bien avec l'intégrateur qu'on choisit (voir 2.2.3).

Il nous faut aussi déterminer la densité des météoroïdes, mais la détermination de cette valeur est un épineux problème. Dans la littérature, on trouve des variations impressionnantes : entre 100 kg.m⁻³ pour Fulle et al. (2000) et 4000 kg.m⁻³ pour Göckel et Jehn (2000). Je prends donc une valeur intermédiaire : 1000 kg.m⁻³. Avec l'échelle des rayons considérés dans cette thèse, justifiée dans l'introduction, de 0.01 à 100 mm, on obtient des masses de 1.10⁻⁹ g à 1 kg.

2.2.2 Forces non-gravitationnelles

Les forces non-gravitationnelles (FNG) sont variées, mais celles qui peuvent s'appliquer sur nos particules sont au nombre de deux (Vaubaillon et al., 2005a) :

- Force de Poynting-Robertson (F_{PR}),
- Pression de radiation (F_{rad}).

On aurait pu choisir d'autres forces, comme celle de Yarkovsky (qui décrit l'hétérogénéité du rayonnement de la particule, due à sa rotation). Mais comme Vaubaillon et al. (2005b) l'ont montré, cette force n'est à prendre en compte que pour des particules dont le rayon est supérieur à 0,1 m. Or ce type de taille est en-dehors de ce que je cherche à modéliser, puisque je m'intéresse à des météoroïdes responsables de pluies de météores.

Dans le même ordre d'idées, les météoroïdes peuvent se charger à cause des rayonnements du Soleil et donc subir l'effet de la force de Lorentz. Néanmoins, cela n'a d'effet que sur la stabilité à long terme des particules, donc en dehors des échelles de temps étudiées ici (500 à 2000 ans) (Lhotka et al., 2016).

La force de Poynting-Robertson est liée à l'émission de rayonnements par la particule. Le rayonnement émis est anisotrope du fait du déplacement de la particule, et conduit à une traînée.

La pression de radiation, en revanche, est causée par le rayonnement solaire, qui va s'appliquer sur la particule. Les photons vont ainsi entrer en collision avec la particule sur une seule face, ce qui cause un déséquilibre à l'origine de la force.

Les équations qui régissent ces forces sont (Olsson-Steel, 1987) :

$$\mathbf{F}_{PR} = -\frac{SQ\pi r^2}{c^2} \mathbf{V}_h, \quad (2.5)$$

avec S le flux solaire et Q le facteur de dispersion pour Poynting-Robertson, et, pour la pression de radiation :

$$\mathbf{F}_{rad} = \frac{S\pi r^2}{c} \left(1 - \frac{V_r}{c}\right) \frac{\mathbf{R}_h}{R_h}, \quad (2.6)$$

avec V_r la vitesse radiale de la particule.

Q , le facteur de dispersion, exprime la méconnaissance de l'albédo de nos particules. On choisit : $Q = 1$, en suivant Olsson-Steel (1987).

Le calcul de S , le flux solaire, se fait en utilisant S_0 le flux solaire à 1 ua, et qui vaut $1,37 \text{ kW.m}^{-2}$ (Cox, 2000). On a ainsi : $S = \frac{S_0 R_0^2}{R_h^2}$, avec $R_0 = 1 \text{ ua}$.

2.2.3 Choix de l'intégrateur

Il existe de nombreux intégrateurs (on peut citer par exemple Rein et Spiegel, 2015), mais, du fait des spécificités du problème traité ici, le choix de l'intégrateur est réduit. Puisqu'on est en présence de forces non-conservatives, un intégrateur symplectique serait moins adapté.

L'intégrateur RADAU ordre 15 (Everhart, 1985) correspond à cette caractéristique, mais c'est aussi un intégrateur qui donne des résultats d'une bonne précision suffisamment rapidement. Peut-être plus important, le RADAU est caractérisé par un pas de temps variable et automatisé, ce qui est particulièrement adapté à notre dynamique. Cela lui permet notamment de gérer les rencontres proches, qui nécessitent un pas de temps plus faible afin de mieux décrire la dynamique dans cette phase particulière.

Le pas de temps initial est un paramètre à déterminer, et ici j'ai choisi la valeur de 1 jour, en suivant Vaubaillon et al. (2005a). En effet, on sait que le pas de temps moyen (en-dehors des rencontres proches) est de quelques jours ; on commence donc avec un petit pas de temps pour s'assurer du bon commencement de l'intégration. Le RADAU ajuste ensuite la taille du pas de temps en fonction de la dynamique.

2.3 La mesure du chaos

Le concept de chaos peut se résumer ainsi : les trajectoires de deux particules aux conditions initiales infiniment proches vont diverger dans le temps. Si cette divergence est linéaire, on est dans un état stable (appelé "régulier"), alors que si cette divergence est exponentielle, on peut parler de chaos. La mesure du chaos se base sur cette définition.

2.3.1 Indicateurs de chaos étudiés

De nombreuses méthodes existent pour étudier la chaotité d'orbites. On peut citer par exemple l'analyse en fréquence de Laskar (1990). Comme cela a été expliqué dans le paragraphe 2.1, les météoroïdes

sont caractérisés par une dynamique bien particulière : évolution rapide et problème non-conservatif. Cela contraint les choix à effectuer.

J'ai décidé d'étudier des indicateurs de chaos basés sur les exposants caractéristiques de Lyapunov. Ces exposants reprennent la définition du chaos donnée plus haut, mais ils utilisent un vecteur caractéristique de l'orbite et les équations variationnelles du problème, et non pas des orbites proches.

Les indicateurs de chaos peuvent être absolus ou relatifs, comme on le verra. Il en existe un nombre assez élevé, et on doit donc restreindre l'étude à certains indicateurs. Ainsi, par exemple, on ne prend pas en compte l'indicateur de Barrio (2005) qui est dérivé d'autres indicateurs étudiés ici.

Les indicateurs de chaos étudiés sont au nombre de cinq. Tout d'abord, l'indicateur rapide de Lyapunov (FLI) de Froeschlé et al. (1997b) et deux de ses variantes : le FLI modifié (mFLI) de Guzzo et Lega (2015) et le FLI orthogonal (OFLI) de Fouchard et al. (2002). On étudie aussi le facteur de croissance exponentielle moyenne d'orbites proches ("Mean Exponential Growth Factor of Nearby Orbits" - MEGNO) et sa variante le MEGNO moyen (MMEGNO), tous deux décrits dans Cincotta et al. (2003).

2.3.2 FLI

Le FLI, comme les autres indicateurs, est calculé pour une orbite précise. Il s'agit de suivre l'évolution de la taille d'un vecteur (appelé vecteur tangent, et noté \mathbf{w}), transporté par le flux variationnel, tangent à la variété où se trouve la dynamique. Les équations utilisées sont décrites dans Froeschlé et al. (1997b).

Retenons que l'évolution de ce vecteur \mathbf{w} est donnée par :

$$\dot{\mathbf{w}} = \frac{\partial f}{\partial \mathbf{X}}(\mathbf{X}, t) \cdot \mathbf{w}. \quad (2.7)$$

On peut ainsi calculer l'évolution du vecteur tangent en même temps que celle de la particule, via l'intégrateur choisi. Le calcul du FLI va alors être effectué à chaque pas de temps de l'intégrateur, de la façon suivante :

$$FLI(t) = \max_{\tau < t} (\ln \|\mathbf{w}(\tau)\|). \quad (2.8)$$

On peut ainsi suivre l'évolution du FLI dans le temps.

Choix du vecteur \mathbf{w} initial

Il reste à choisir le vecteur initial \mathbf{w}_0 .

Une étude pourrait être menée pour déterminer quel \mathbf{w} initial est le plus approprié. Toutefois, cela dépasserait le cadre de cette thèse. On va donc réutiliser une méthode classique et qui fonctionne bien (Lega et Froeschlé, 2001).

On calcule d'abord le gradient de l'hamiltonien du système à 2 corps (le Soleil et la particule, dont on néglige la masse), qu'on appelle \mathbf{g} :

$$\mathbf{g} = \begin{pmatrix} \frac{GM_{\odot} x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \\ \frac{GM_{\odot} y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \\ \frac{GM_{\odot} z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \\ v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Puis on applique notre fonction force au vecteur \mathbf{X}_0 afin d'obtenir les vitesses et accélérations, rassemblées dans le vecteur $\dot{\mathbf{X}}_0$. À partir de là, on peut calculer la projection orthogonale de \mathbf{g} sur $\dot{\mathbf{X}}_0$, et enfin retrancher cette projection à \mathbf{g} pour obtenir \mathbf{w}_0 :

$$\mathbf{w}_0 = \mathbf{g} - \frac{(\dot{\mathbf{X}}_0 \cdot \mathbf{g}) \dot{\mathbf{X}}_0}{\|\dot{\mathbf{X}}_0\|^2}. \quad (2.10)$$

Il reste ensuite à renormaliser \mathbf{w}_0 .

On gardera cette procédure de définition du vecteur initial pour tous les indicateurs.

2.3.3 OFLI

Le OFLI de Fouchard et al. (2002) est construit à partir du même vecteur \mathbf{w} que le FLI, mais ne garde que la partie orthogonale de ce vecteur, par rapport au flux variationnel. En d'autres termes, on va calculer la projection orthogonale de \mathbf{w} sur $\dot{\mathbf{X}}$ et retrancher cette projection à \mathbf{w} .

$$\mathbf{w}' = \mathbf{w} - \frac{(\dot{\mathbf{X}} \cdot \mathbf{w}) \dot{\mathbf{X}}}{\|\dot{\mathbf{X}}\|^2} \quad (2.11)$$

À partir de ce deuxième vecteur, on peut calculer notre indicateur :

$$OFLI(t) = \max_{\tau < t} (\ln \|\mathbf{w}'(\tau)\|). \quad (2.12)$$

On note que, comme pour le FLI, on est obligé d'intégrer le vecteur \mathbf{w} au fur et à mesure du temps. \mathbf{w}' , en revanche, ne sera pas intégré.

L'intérêt de cet indicateur, par rapport au premier, et la raison pour laquelle il a été développé, est de supprimer l'effet artificiel de gonflement de la valeur du FLI. En effet, simplement à cause de la rotation différentielle, le FLI va avoir tendance à augmenter légèrement, y compris dans une situation sans aucun chaos, comme par exemple un problème à deux corps. En utilisant la partie orthogonale du vecteur \mathbf{w} , on évite cet effet.

2.3.4 mFLI

Le mFLI a été introduit dans Guzzo et Lega (2015). Il s'agit de définir une fonction fenêtre u , qui va restreindre l'analyse autour d'une rencontre proche. L'idée est de pouvoir ainsi étudier plus spécifiquement une rencontre proche. On reprend la formulation de l'article pour cette fonction.

$$u(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \|\mathbf{r}\| \leq \frac{\lambda}{2} \\ \frac{1}{2} \left[\cos \left(\left(\frac{\|\mathbf{r}\|}{\lambda} - \frac{1}{2} \right) \pi \right) + 1 \right] & \text{si } \frac{\rho}{2} < \|\mathbf{r}\| \leq \frac{3\lambda}{2} \\ 0 & \text{si } \|\mathbf{r}\| > \frac{3\lambda}{2} \end{cases} \quad (2.13)$$

Il nous faut également choisir la valeur de λ , qui est une distance caractéristique. On suit la suggestion de l'article et on prend une valeur proportionnelle au rayon de Hill (plus précisément, trois fois le rayon de Hill).

À partir de là, on peut définir la valeur de l'indicateur :

$$mFLI(t) = \int_{t_0}^t u(\mathbf{X}(t')(1:3) - \mathbf{r}_j(t')) \frac{\mathbf{w}(t') \dot{\mathbf{w}}(t')}{\|\mathbf{w}(t')\|^2} dt', \quad (2.14)$$

avec \mathbf{r}_j le vecteur position de la planète par rapport à laquelle on calcule la rencontre.

2.3.5 MEGNO et MMEGNO

Le MEGNO est défini dans Cincotta et al. (2003). Il se distingue des autres indicateurs grâce à une valeur absolue. Quand le MEGNO est supérieur à 2, on peut parler de chaos. Pour une valeur proche de 2, l'orbite est stable et quasi-périodique et quand le MEGNO s'approche de 0, elle est stable et périodique.

$$MEGNO(t) = \frac{2}{t - t_0} \int_{t_0}^t \frac{\dot{\mathbf{w}}(t') \cdot \mathbf{w}(t')}{\mathbf{w}(t') \cdot \mathbf{w}(t')} (t' - t_0) dt'. \quad (2.15)$$

L'article décrit également le MEGNO moyen (MMEGNO), qui est tout simplement le MEGNO moyenné sur le temps d'intégration. Le but est d'éviter les oscillations propres au MEGNO. Ce dernier indicateur est parfois appelé improprement MEGNO, car c'est souvent lui qui est utilisé dans les cartes, plus que le véritable MEGNO.

$$MMEGNO(T) = \frac{1}{T - t_0} \int_{t_0}^T MEGNO(t) dt \quad (2.16)$$

2.4 Structure de l’algorithme

Pour tester ces indicateurs et choisir lequel sera utilisé par la suite, ainsi que pour les intégrations nécessaires à l’élaboration des cartes, il est nécessaire de développer un algorithme. Celui-ci doit une part de son développement à Jérémie Vaubaillon et Marc Fouchard, mes directeurs de thèse, qui utilisaient déjà plusieurs de ses briques.

L’algorithme peut être utilisé en parallèle ou en séquentiel. Compte tenu du nombre important de particules, sur des échelles de temps de plusieurs milliers d’années, c’est plutôt la première solution qui est choisie.

J’ai développé quatre versions de cet algorithme : une pour le FLI, une pour le mFLI, une pour le OFLI et une pour les MEGNO et MMEGNO. Elles sont pratiquement identiques, mais une fonction supplémentaire est nécessaire dans le cas des MEGNO et MMEGNO et une autre encore dans le cas du mFLI.

La figure 2.1 décrit cet algorithme.

On commence par la fonction **init**. Il s’agit d’initialiser les paramètres nécessaires : constantes physiques utiles dans les calculs de forces, masse des planètes, mais aussi définition du temps d’intégration (tps_{int}) et des temps de sauvegarde (tps_{sauv}).

Chaque particule est représentée par un tableau de dimension neuf (voir Table 2.1) qui stocke l’identifiant de la particule (son numéro), le temps auquel elle se trouve, son rayon, sa position et sa vitesse dans le repère héliocentrique au temps stocké. Chacun de ces paramètres est stocké sous forme d’un nombre réel en double précision, ce qui nous donne une précision de 15 chiffres après la virgule. Les conditions initiales des particules étudiées sont sous forme d’un fichier texte qui sera lu juste après l’initialisation (fonction **lectureCI**).

Cette fonction compte le nombre de lignes du fichier, en déduit le nombre de particules, et associe à chaque particule son tableau, initialisé grâce aux valeurs lues dans le fichier. Dans le cas d’un calcul parallèle, cette fonction n’est effectuée que par un seul processus, qui va ensuite répartir les différentes particules entre les processus en cours (ainsi chaque processus traite un nombre équivalent de particules).

On entre ensuite dans une boucle sur le nombre de particules par processus, et, pour chaque particule, on exécute la fonction **intparts**, qui calcule \mathbf{w}_0 et lance l’intégrateur.

L’intégrateur (fonction **Radau**), dont j’ai déjà parlé en 2.2.3, va suivre l’évolution de la particule. Pour cela, on va utiliser la fonction force (qui s’appelle **fct_pert** dans l’algorithme) ainsi qu’une fonction qui calcule la dérivée de \mathbf{w} (fonction **fct_w**) donnée par les équations variationnelles.

Lorsqu’on calcule les forces qui s’appliquent sur la particule, on en profite pour vérifier la distance de la particule aux planètes. Si la particule est plus proche d’une planète que son rayon de Hill, alors on considère qu’une rencontre proche a lieu et on sauvegarde les paramètres de cette rencontre grâce à la fonction **sauvrenc**.

À chaque pas de temps, on vérifie si le FLI doit être mis à jour (calcul du maximum). Dans le cas du OFLI, on calcule également à chaque pas de temps le vecteur \mathbf{w}' selon la formule donnée en 2.3.3.

Dans le cas du mFLI et des MEGNO et MMEGNO, on a également une fonction (**fct_FLI**) qui calcule la fonction à intégrer des deux indicateurs (voir 2.3.4 et 2.3.5). Pour le mFLI, ce calcul d’intégrale se fait avec l’aide de la fonction fenêtre u (**fct_u**).

On utilise ainsi le Radau pour intégrer non seulement les forces qui s’exercent sur la particule, mais aussi les six dimensions du vecteur \mathbf{w} , ainsi que, le cas échéant, les fonctions à intégrer pour obtenir le mFLI ou le MEGNO (une dimension supplémentaire), ou encore le MMEGNO (deux dimensions en plus).

Lorsque on atteint un temps de sauvegarde, on va écrire les valeurs obtenues pour la particule dans un fichier, disponible pour traitement futur (fonction **sauvpart**). Ce fichier est nommé par le numéro de la particule qu’on sauvegarde. Cela permet à chaque processus de sauvegarder sa particule à chaque pas de sauvegarde sans transfert de données entre les processus. Dans ce fichier, on va sauvegarder le temps à la sauvegarde, le rayon de la particule, les positions et vitesses de la particule à ce moment, le FLI (et le mFLI, OFLI, MEGNO ou MMEGNO le cas échéant) puis les six composantes du vecteur \mathbf{w} .

Il y a plusieurs conditions de sortie du Radau : si la particule est trop loin (plus de 1000 ua) ou trop près (moins de 0,02 ua) du Soleil (fonction **test**), ou si on a atteint ou dépassé la durée d’intégration. On ne détecte pas les collisions avec les planètes, seulement les rencontres proches : si des particules entrent dans l’atmosphère d’une planète, elles ne sont donc pas retirées de l’intégration.

On itère ainsi sur le nombre de particules à traiter jusqu’à ce qu’elles aient toutes suivi l’intégration.

Le processus maître, qui est le seul qui a eu besoin d’allouer de la mémoire lors de la fonction **lectureCI**, passe alors dans une fonction **fin** qui finit proprement les affectations de mémoire. Puis l’algorithme atteint sa fin.

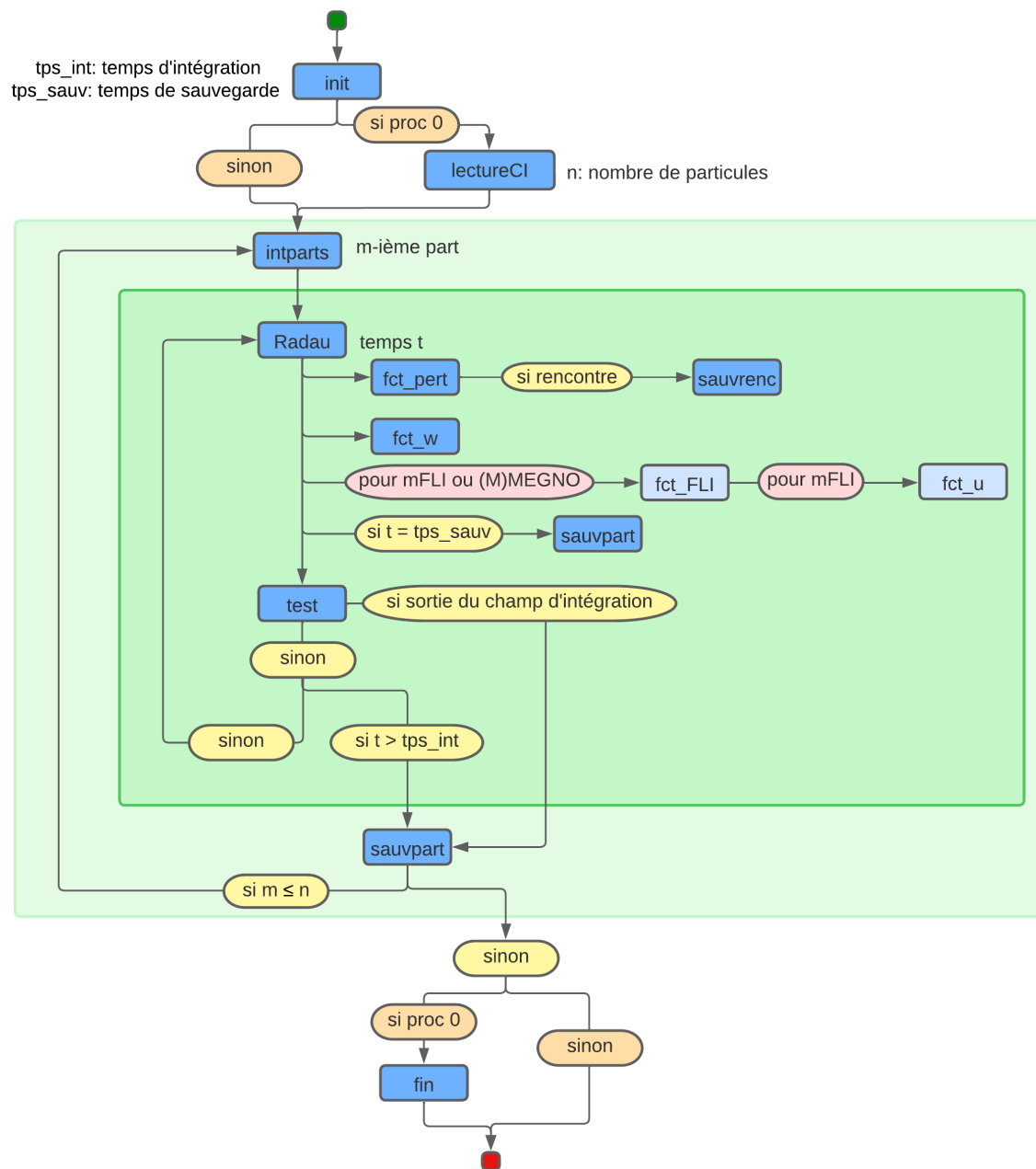


FIGURE 2.1 – Schéma de l’algorithme développé. Son début est symbolisé par un carré vert et sa fin par un carré rouge. "Proc 0" fait référence au processus maître. Les carrés bleus foncés dénotent les fonctions qui sont présentes quelle que soit la version de l’algorithme, par contraste avec les carrés bleu clair qui montrent les fonctions qui ne sont présentes que dans certains cas. Ces différents cas sont indiqués dans des ellipses roses. Les conditions sur des valeurs des variables sont représentées en jaune, alors que celles en orange représentent les conditions sur les processus.

TABLE 2.1 – Tableau représentant une particule, avec les unités de chaque grandeur.

Numéro	temps	rayon	x	y	z	V_x	V_y	V_z
-	jour Julian	m	ua	ua	ua	ua.j ⁻¹	ua.j ⁻¹	ua.j ⁻¹

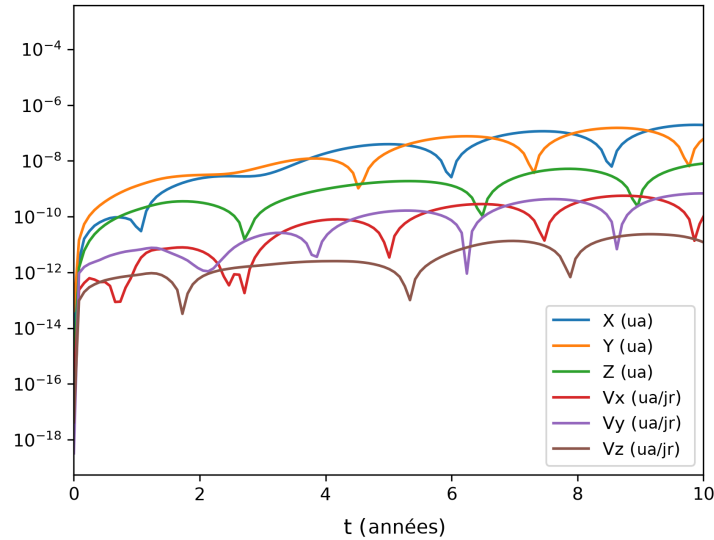


FIGURE 2.2 – Comparaison entre les données issues du JPL et celles issues de mon intégrateur pour 2P/Encke.

2.5 Tests de l’algorithme

Il convient de vérifier que l’algorithme fonctionne correctement et donne des résultats valables. On va tester d’abord l’intégrateur lui-même et son implémentation, puis l’implémentation de l’indicateur de chaos, en vérifiant le comportement du vecteur \mathbf{w} , commun à tous les indicateurs étudiés.

2.5.1 Tests de l’intégrateur

Comparaison avec les données du JPL

En premier lieu, je décide de comparer une intégration issue de notre algorithme avec des données issues d’éphémérides reconnues. Je choisis d’utiliser les éphémérides du Jet Propulsion Laboratory (JPL).

On s’intéresse à 2P/Encke, une comète proposée comme corps parent des Taurides, dont on parlera par la suite. On prend les éphémérides à partir du 11 décembre 1599 telles que fournies par le JPL, via leur application Horizon. On obtient de cette façon la position et vitesse du corps à la date demandée, ainsi que ces mêmes quantités tous les 30 jours pendant 10 ans.

À partir des données initiales du JPL, on construit notre propre fichier de condition initiale. On intègre ensuite ce fichier pendant 10 ans, en sauvegardant les résultats tous les 30 jours. La comparaison se fait ensuite très simplement en prenant la valeur absolue de la différence sur chaque grandeur. On obtient la figure 2.2.

Sur ces 10 années, on commence évidemment avec une différence très faible (du niveau de la précision machine qui est de 15 chiffres après la virgule), qui va ensuite en augmentant. Je précise que notre modèle est différent de celui du JPL : on utilise des éphémérides planétaires différentes, les forces qui s’appliquent sur ce corps de taille massive peuvent varier de celles qui sont prises en compte dans notre intégration (nous ne prenons pas en compte la force de Yarkovsky, par exemple). Ainsi, on ne s’attend pas à une corrélation parfaite des deux orbites, mais on s’attache simplement à vérifier que notre intégrateur ne donne pas de résultats aberrants. Au bout de 10 ans, la différence entre notre intégration et le JPL est de 10^{-7} pour la pire grandeur (X), et de 10^{-11} pour la meilleure (V_X).

Je considère que ce résultat est encourageant, mais on va vérifier les résultats de l’intégrateur sur mes objets d’études directement : les courants de météoroïdes.

Détection des rencontres

Le test choisi pour vérifier le bon fonctionnement de l’intégrateur pour les courants de météoroïdes est de s’assurer qu’on détecte les rencontres proches d’un courant avec la Terre à une date où l’on sait qu’il y a eu une pluie.

Ainsi, je choisis de travailler sur une partie du courant des Léonides. Spécifiquement, la partie du courant éjectée en 1866 et caractérisée par des particules de petites tailles (entre 0,1 et 1 mm). On sait (Vaubaillon et al., 2005b) que ces particules doivent rencontrer la Terre le 18 novembre 2001. Ici, le mot

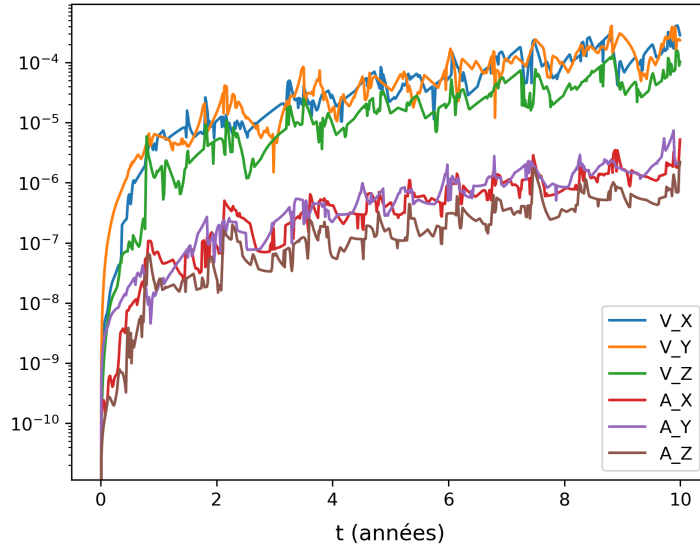


FIGURE 2.3 – Application du test 1 telle que décrite dans le texte. Chaque composante du vecteur résultant est tracée en fonction du temps. Les composantes de vitesse (V_X , V_Y et V_Z) sont en ua.j^{-1} , et les composantes d'accélération (A_X , A_Y , A_Z) en ua.j^{-2} .

"rencontre" fait référence au moment où les météoroïdes entrent dans l'atmosphère terrestre. Il s'agit donc d'un moment beaucoup plus précis que ce que détecte mon algorithme.

Dans cette configuration, grâce à la taille des particules considérées, on teste aussi les forces non-gravitationnelles, qui n'ont pas été testées auparavant, et qui ont une influence importante sur la dynamique des météoroïdes.

Plusieurs rencontres avec la Terre sont détectées à plusieurs moments, mais, pour l'année 2001 qui nous intéresse, on obtient une détection de rencontres pour plusieurs particules entre le 17 et le 21 novembre. Cela signifie que plusieurs météoroïdes sont à une distance de la Terre inférieure à son rayon de Hill, du 17 au 21 novembre. Ce résultat est tout à fait cohérent avec une entrée dans l'atmosphère le 18.

Ce dernier test prouve que l'intégrateur dans l'algorithme fonctionne correctement et donne des résultats fiables.

2.5.2 Tests de l'implémentation de l'indicateur de chaos

Il existe plusieurs tests qu'on peut effectuer sur le vecteur \mathbf{w} , pour s'assurer que cette partie de l'algorithme fonctionne correctement. J'en ai réalisé deux, mais j'ai aussi choisi de vérifier ce qu'on obtient pour le FLI et le OFLI pour le problème à deux corps, puisque le type d'évolution des indicateurs est connu dans ce cas. En effet, dans le cas d'un problème à deux corps, la dynamique devient intégrable, ce qui signifie qu'il n'y a pas de chaos. Également, les orbites sont alors périodiques, et l'OFLI est défini pour être constant dans le cas des orbites périodiques.

Pour mener à bien ces tests, on sélectionne une série de douze particules, choisies au hasard dans l'espace des phases correspondant au courant des Géminides. On leur choisit un rayon suffisamment important (entre 10 et 100 mm) pour que les forces non gravitationnelles soient négligeables. Certaines de ces particules subissent des rencontres proches, alors que d'autres non, afin que toutes les situations soient représentées.

Test 1

Pour ce premier test, on s'intéresse à ces particules i caractérisées par un vecteur d'état \mathbf{X}_i et on choisit comme vecteur tangent \mathbf{w}_i associé à chacune de ces particules : $\mathbf{w}_i = f(\mathbf{X}_i)$, avec f la fonction décrite à la section 2.2. On va ensuite intégrer ces particules sur 10 ans et comparer l'évolution de \mathbf{w}_i et de $f(\mathbf{X}_i)$. Ce temps est court, mais je m'attends à une divergence progressive des deux valeurs : l'important est qu'elles soient proches sur le tout début de l'intégration.

On applique cette méthode sur les 12 particules décrites plus haut, en calculant la différence en valeur absolue entre \mathbf{w}_i et $f(\mathbf{X}_i)$ pour chaque particule i . On calcule ensuite une médiane des 12 valeurs obtenues. Le résultat est présenté dans la figure 2.3.

Comme on peut le voir, au tout début de l'intégration, les composantes s'approche de 10^{-11} puis la divergence apparaît progressivement.

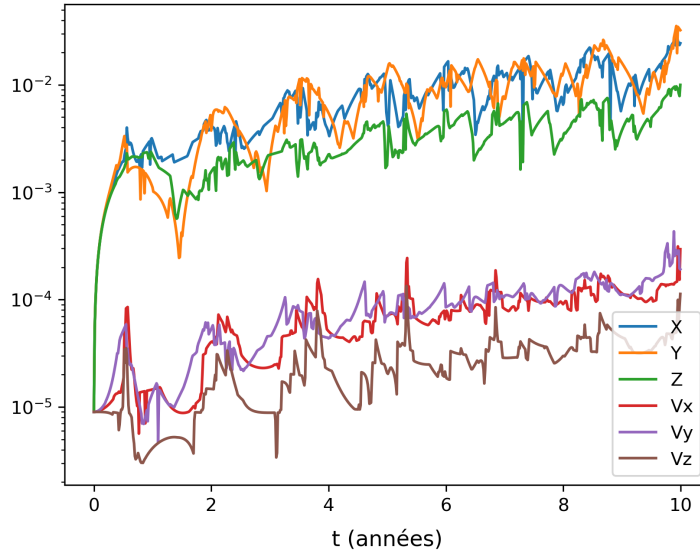


FIGURE 2.4 – Application du test 2 telle que décrite dans le texte. Chaque composante du vecteur résultant est tracée en fonction du temps. Les composantes de position (X , Y , Z) en ua, et les composantes de vitesse (V_X , V_Y et V_Z) sont en ua/j.

Test 2

Ce deuxième test double le nombre de particules utilisées. En effet, on réutilise les 12 particules i décrites auparavant, mais on ajoute 12 particules $i + 12$ associées aux premières. Leurs vecteurs d'état s'écrivent ainsi : $\mathbf{X}_{i+12} = \mathbf{X}_i + \boldsymbol{\delta}$ avec $\boldsymbol{\delta}$ un vecteur de six composantes de valeur 10^{-6} . On s'intéresse ensuite à l'évolution du vecteur tangent \mathbf{w}_i associé aux 12 premières particules : $\mathbf{w}_i = \mathbf{X}_{i+12} - \mathbf{X}_i$.

De nouveau, on intègre sur 10 ans et on s'intéresse cette fois à l'évolution de la quantité : $|\mathbf{w}_i - |\mathbf{X}_{i+12} - \mathbf{X}_i||$. On va de nouveau tracer la médiane sur les 12 quantités obtenues, dans la figure 2.4.

Je rappelle que la plus petite valeur atteignable dans ces courbes est de 10^{-6} , ce qui met en perspective les résultats obtenus. J'estime que les résultats des deux tests précédents sont prometteurs pour la suite.

Test du problème à deux corps

Enfin, on lance une intégration sur 500 ans de nos 12 particules, en problème à deux corps, afin d'observer le comportement du OFLI et du FLI. En effet, on sait que le OFLI doit atteindre un plateau dans le cas particulier du problème à deux corps, alors que le FLI doit suivre une courbe logarithmique.

On retire donc toutes les planètes et la Lune de notre code, les différentes forces non-gravitationnelles, et la relativité. Ainsi, comme chaque particule est intégrée séparément des autres, on se retrouve avec uniquement celle-ci et le Soleil, ce qui correspond bien à un problème à deux corps.

J'ai effectivement obtenu les courbes attendues, ce qui valide à la fois l'intégrateur et l'implémentation des indicateurs.

2.6 Choix de l'indicateur

J'aimerais rappeler ici que, bien que tous les indicateurs sont reconnus comme valables et ont des arguments forts en leur faveur, la dynamique des météoroïdes est très spécifique, pour les raisons déjà citées. Il est donc nécessaire de vérifier si ces indicateurs, qui n'ont pas été développés pour des conditions si particulières, peuvent fonctionner de manière acceptable. Par ailleurs, il est nécessaire de choisir un intégrateur parmi ceux qu'on a présentés, mais ce choix n'a pas de valeur prescriptive.

En ce qui concerne le mFLI, il est intéressant d'utiliser un indicateur qui cherche à décrire précisément une rencontre proche, sachant que ces rencontres jouent un rôle important dans l'évolution des météoroïdes. Néanmoins, ce critère a été développé pour s'intéresser à la compréhension fine d'une rencontre proche et pas pour comprendre l'effet global des rencontres proches sur un essaim de particules. Après une discussion avec Guzzo et Léga, qui ont développé ce critère, j'ai conclu que cet indicateur n'est pas adapté pour le travail à effectuer ici.

TABLE 2.2 – Tableau des conditions initiales des deux particules choisies. Les termes "stable" et "chaotique" font référence à la valeur finale du MMEGNO obtenue.

Particule	rayon (cm)	a (ua)	e	i (°)	Ω (°)	ω (°)	M (°)
Stable	6,88	1,25	0,88	23,05	264,95	321,92	57,30
Chaotique	9,02	1,21	0,85	22,82	264,26	320,80	131,83

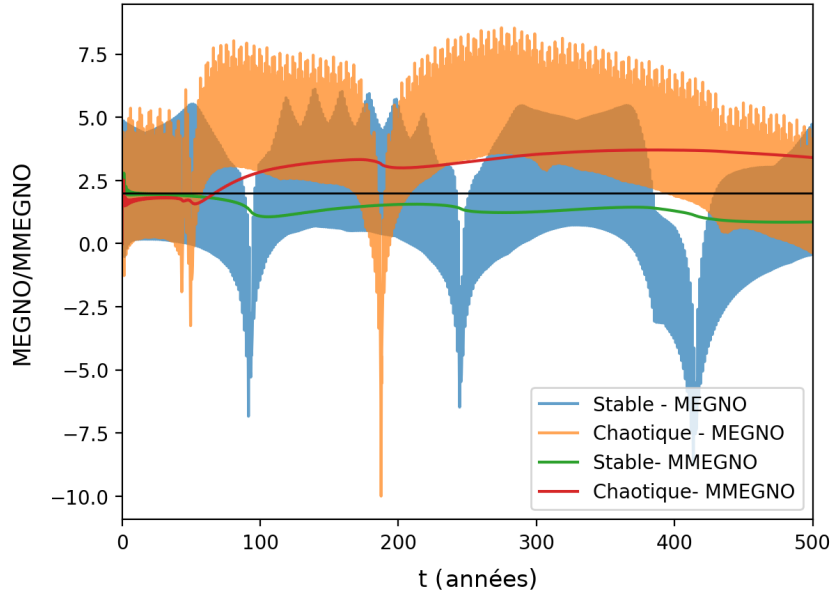


FIGURE 2.5 – Comparaison de l'évolution du MEGNO et du MMEGNO, pour deux particules (une stable, sans rencontre proche, et une chaotique, avec rencontre proche). La ligne noire représente la valeur de deux, la valeur limite de chaoticité pour le (M)MEGNO (voir 2.3.5).

Pour comparer les autres indicateurs et choisir le plus adapté à notre problème, on fait une intégration sur 500 ans des 12 particules décrites précédemment (voir le paragraphe 2.5.2). On choisit ici deux particules uniquement, représentatives des évolutions qu'on a pu observer. Ces particules commencent toutes leur intégration dans l'année 2000 de notre ère, et sont caractérisées par les conditions initiales décrites dans le tableau 2.2.

Comme on peut le voir dans la figure 2.5, le MEGNO est caractérisé par des oscillations, ce qui n'est pas pratique pour une carte. En effet, sa valeur à un temps t peut nous induire en erreur sur le comportement général de l'indicateur.

Dans la même figure, on peut également voir que le MMEGNO corrige ce problème, puisqu'en moyennant le MEGNO, on fait ainsi ressortir sa tendance d'évolution. J'ai donc privilégié le MMEGNO sur le MEGNO. C'est d'ailleurs ce qui est fait en général dans les cartes de chaos tracées à partir de ces indicateurs, même si, par abus de langage, elles sont souvent indiquées comme étant calculées à partir du MEGNO.

Une nouvelle figure 2.7 avec les deux mêmes particules compare les trois indicateurs restants (FLI, OFLI et MMEGNO).

On peut faire une première remarque sur le début de l'intégration concernant le FLI et le OFLI spécifiquement. En effet, ces deux indicateurs présentent une phase d'augmentation rapide, qui ne correspond pas à une augmentation réelle du chaos, mais seulement à l'initialisation de l'indicateur. J'appelle donc cela la "phase d'initialisation". On peut visualiser leur définition sur la figure 2.6. Elles sont également visibles sur la figure 2.7, qui possède une échelle de temps en logarithme afin de faire ressortir le tout début de l'intégration.

Ainsi, la phase d'initialisation du FLI (rectangle bleu clair) dure entre 37 et 58 ans et celle du OFLI (rectangle bleu foncé) dure seulement 0,6 ans. Or, l'évolution des météoroïdes peut être très rapide, et des rencontres proches peuvent se produire dès le début des intégrations. Il est donc nécessaire de sortir de la phase d'initialisation le plus rapidement possible.

Un autre argument qu'on peut avoir *a posteriori* est l'intérêt à regarder des cartes dessinées au tout début de l'intégration (50 ans après le début de l'intégration par exemple). Cela ne serait pas faisable avec le FLI, à cause de la phase d'initialisation.

Le MMEGNO n'a pas ce problème d'initialisation, mais on peut s'intéresser à sa sensibilité aux rencontres proches. On l'a dit, celles-ci jouent un rôle important dans la dynamique des météoroïdes. Il est nécessaire de bien voir leur effet. Or, le MMEGNO réagit assez peu à la rencontre proche, par rapport au OFLI. Les intervalles notés Δ , représentés dans la figure (voir sa légende), permettent de mesurer plus précisément cette réactivité. Dans le cas du MMEGNO, on obtient $\Delta = 1,65$, à comparer à $\Delta = 4,76$ pour le OFLI (proche de 5,22 pour le FLI). Il paraît clair que le OFLI réagit bien plus visiblement à une rencontre proche, ce qui contribuera à l'obtention de cartes contrastées.

Ce bref aperçu des indicateurs et de leur comportement pour des météoroïdes n'est certes pas suffisant pour donner une conclusion sans appel sur la supériorité de l'un ou l'autre. Pour cela, il aurait fallu réaliser des cartes de chaos pour plusieurs indicateurs, dans différents espaces des phases qui peuvent correspondre à des pluies (ou à des groupes) de météores, en fonction de différents éléments orbitaux, et chercher si un indicateur permet d'obtenir des cartes plus précises. Cette thèse, cependant, n'a pas pour ambition d'étudier des indicateurs de chaos dans le cas des pluies de météores mais d'appliquer un indicateur de chaos à plusieurs pluies et d'étudier ce que les cartes de chaos résultantes peuvent nous apprendre sur la dynamique particulière des courants de météoroïdes.

J'ai donc seulement cherché à comprendre l'idée générale de chaque indicateur, à vérifier leur bon fonctionnement avec les météoroïdes et à mettre en lumière leur caractéristique propre. Le OFLI, à cet égard, m'a paru intéressant : sa phase d'initialisation courte et sa sensibilité forte et rapide aux rencontres proches me semblent être des caractéristiques intéressantes et prometteuses pour la réalisation des cartes de chaos. C'est donc celui que j'ai choisi.

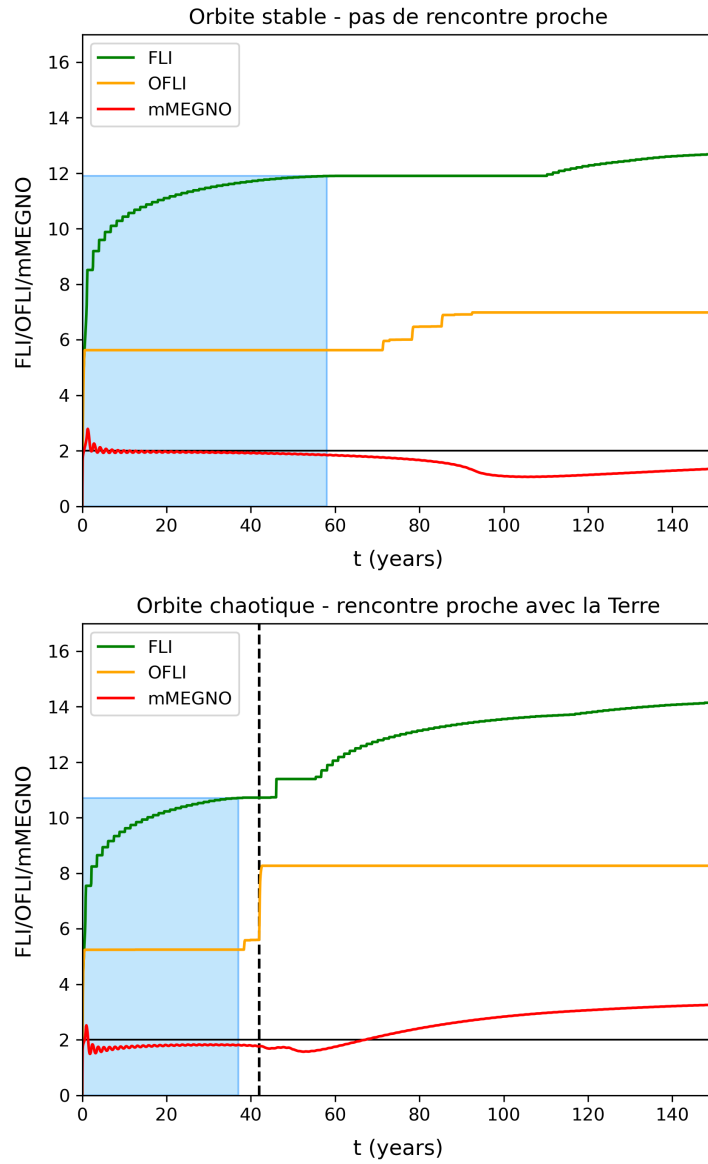


FIGURE 2.6 – Définition des phases d’initialisation du FLI et du OFLI sur les deux particules intégrées, une sans rencontre proche et une avec (voir texte). Le rectangle bleu clair montre la phase d’accroissement rapide caractéristique de l’initialisation du FLI. La phase d’initialisation du OFLI, définie de façon similaire à celle du FLI, est trop rapide pour être bien visible, d’où la figure 2.7 où l’axe du temps est en échelle logarithmique.

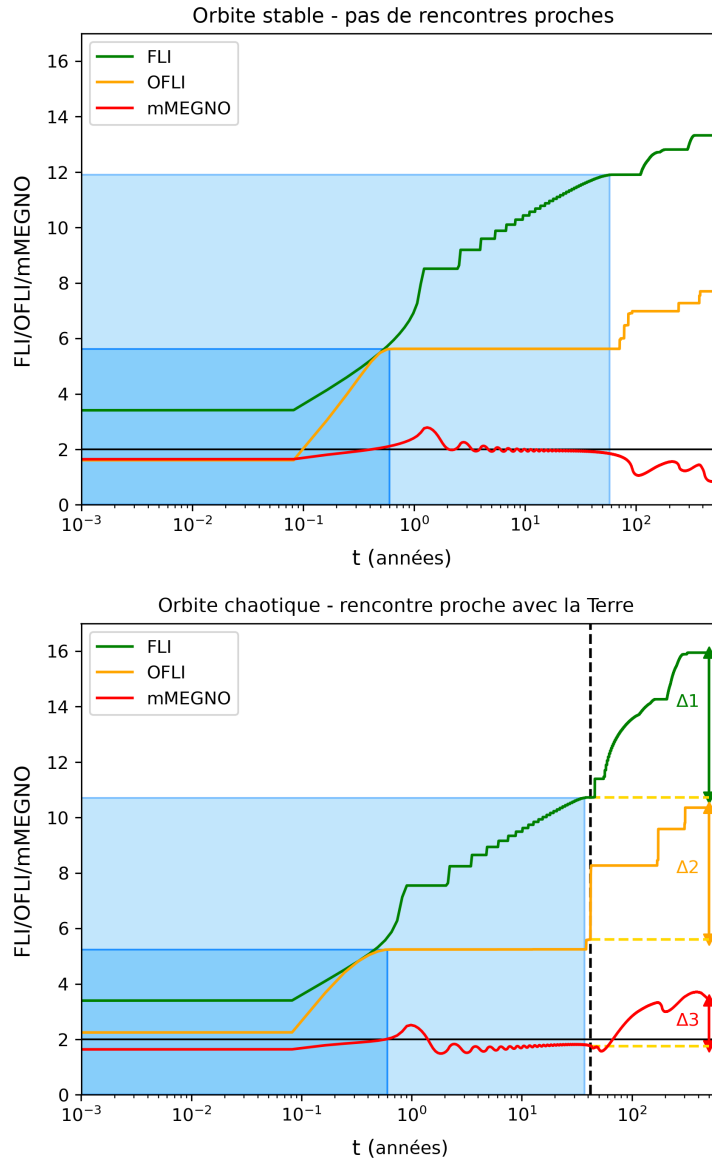


FIGURE 2.7 – Comparaison de l'évolution des indicateurs FLI, OFLI et MMEGNO, pour les deux mêmes particules que la figure 2.6. L'axe des abscisses est en logarithme du temps. Le carré bleu foncé souligne la phase d'initialisation de l'OFLI, à comparer avec le carré bleu clair qui montre la phase d'initialisation du FLI. La ligne pointillée noire montre le moment de la rencontre proche, tandis que les lignes pointillées jaunes prolongent la valeur de l'indicateur juste avant cette rencontre. Les flèches de couleur montrent la différence entre cette valeur et la valeur finale de l'indicateur. Voir le texte pour les valeurs de ces différences.

Chapitre 3

Applications sur des pluies de météores

3.1 Rappel du contexte général

Comme on l'a déjà dit, dresser des cartes de chaos s'inscrit dans la problématique plus large d'être capable de différencier les groupes de météores des pluies. Pour que cette distinction soit possible à partir des cartes, il est nécessaire de connaître les caractéristiques des cartes de chaos associées aux pluies de météores. On pourra alors comparer ces résultats avec les cartes qu'on obtiendra pour les groupes de météores.

Dans ce chapitre, les analyses des cartes de chaos associées à des pluies de météores très différentes sont présentées. Ces pluies sont toutes reconnues dans la communauté des météores. Les courants de météoroïdes qui y sont associés sont également bien connus, et ont déjà été étudiés.

Le choix d'étudier les Géminides, les Draconides et les Léonides se justifie par les orbites très différentes qui les caractérisent. Ainsi, les Géminides sont un courant de météoroïdes proche de la Terre, avec un demi-grand axe autour de 1,27 ua et une excentricité très élevée, qui peut monter jusqu'à 0,95. Au contraire, les Draconides ont une orbite proche d'objets qui font partie de la famille des "Jupiter family comet" (JFC). Cette famille peut être définie de deux manières : une période plus courte que 20 ans ou un paramètre de Tisserand entre deux et trois (pour la définition de ce paramètre, voir l'équation 1.15). Les orbites de ce type d'objets sont en général peu inclinées. Jupiter a une influence majeure sur ces objets, d'où le nom de la famille. Finalement, les Léonides, au demi-grand axe encore plus grand, ont une orbite qui peut être classifiée de type Halley ("Halley-type comets" - HTC). Cette famille est caractérisée par une période entre 20 et 200 ans, ou un paramètre de Tisserand inférieur à deux (Carusi et al., 1987). Les orbites de ces objets sont très inclinées et peuvent même être rétrograde. Là encore, l'influence de Jupiter est majeure, mais les autres planètes géantes, comme Saturne, vont également jouer un rôle.

L'étude de ces différents courants aux particularités bien distinctes devrait permettre d'obtenir une vision assez large du rapport entre pluies de météores et cartes de chaos.

Ces différentes cartes sont réalisées avec des particules de taille plus ou moins importante, afin de pouvoir également étudier l'influence des FNGs. Cette particularité de la dynamique des météoroïdes conduit à plusieurs choix sur les intégrations effectuées. Ainsi, les temps d'intégration de ces cartes varient entre 500 et 2000 ans, ce qui peut paraître court à première vue, mais est en fait adapté aux particularités dynamiques de notre problème.

En effet, on s'intéresse tout d'abord spécifiquement à un courant de météoroïdes, qui peut se disperser et cesser de former un courant défini. Il s'agit de réaliser cette étude sur des temps d'intégration où cela n'a pas, ou peu, lieu. Par ailleurs, il a déjà été dit ici que les météoroïdes ont une durée de vie très faible : de l'ordre du millier d'années, et jusqu'à environ 10 000 ans environ (Liou et Zook, 1997). Comme on ne s'intéresse pas ici à la modélisation de l'ensemble de la vie du courant, mais uniquement à sa caractérisation en terme de chaos alors qu'il est encore en mesure de produire des pluies, il n'est pas utile de poursuivre l'intégration sur une durée aussi longue.

Enfin, on s'attend à ce que le chaos soit assez élevé pour la plupart des météoroïdes étudiés. Les nombreuses rencontres proches auxquelles on s'attend et les FNGs vont amplifier le chaos de manière importante, et de plus en plus si on augmente le temps d'intégration. Un temps d'intégration trop important risquerait donc de mener à des cartes illisibles, qui ne révéleraient pas la structure du chaos sur les échelles de temps caractéristiques des pluies.

6. Liu Cixin, *Le problème à trois corps*, Babel, 2016, Trad. Gwennaël Gaffric, p. 87.

Les résultats détaillés ici sont également présentés dans un article paru (Courtot et al., 2023b, sur les Géminides) et un autre accepté (Courtot et al., 2023a, sur les Draconides et les Léonides).

3.2 Premiers résultats : les Géminides

Les Géminides sont une pluie de météores annuelle, observable à la mi-décembre. L'orbite dont elles sont originaires est de type Apollo ($a > 1$ ua et $q < 1,017$ ua). Le corps parent des Géminides est généralement considéré comme étant (3200)Phaeton, un astéroïde dont l'orbite est du même type.

Phaeton est caractérisé par un périhélie très proche du Soleil, et une excentricité très importante, caractéristiques qu'il partage avec le courant des Géminides. Il semble que Phaeton pourrait être un astéroïde actif, mais il est difficile de savoir s'il s'agit d'une éjection de particules ou de dégazage, bien que cette dernière hypothèse soit favorisée par Hui (2023). Même si Phaeton est généralement admis comme étant le corps parent des Géminides, Ryabova (2021) remarque que par certains éléments, le courant peut ressembler à des courants d'origine cométaire.

Enfin, il convient de remarquer que l'ensemble formé des Géminides, de Phaeton mais aussi de quelques autres pluies et astéroïdes (comme les Daytime Sextantids) est parfois appelé "complexe des courants Phaeton-Geminid" ("Phaeton-Geminid stream complex" - PGC), car il pourrait y avoir des liens de parenté entre les différents objets qui composent ce complexe (Kipreos et al., 2022). Le courant des Géminides en lui-même a pu être décrit comme étant structuré par quelques paires et triplés, mais ces associations sont probablement dues au hasard (Koten et al., 2021).

L'intérêt de commencer l'étude des cartes de chaos par les Géminides est double : tout d'abord, la chaoticité de ce courant devrait être assez faible. En effet, il est situé assez loin des planètes géantes, et son corps parent Phaeton est connu pour avoir une orbite très stable sur 10 000 ans (Ryabova et al., 2019; Williams et Wu, 1993). Ce faible chaos, s'il est vérifié, peut permettre de calibrer les analyses qui seront effectuées par la suite. Le deuxième avantage est la période faible des Géminides (1,44 ans), qui permet de réaliser des cartes au bout d'un temps d'intégration particulièrement court.

3.2.1 Conditions initiales

Pour ce courant de météoroïdes comme pour les suivants, la même méthode est utilisée pour générer les conditions initiales. D'abord, on choisit le nombre de particules qu'on cherche à modéliser. Ce choix est surtout dicté par la densité de particules nécessaire pour obtenir une carte suffisamment détaillée et lisible (il apparaît que 100 000 particules environ sont nécessaires dans tous les cas). Ensuite, les éléments orbitaux de chaque particule sont choisis au hasard entre deux valeurs limites, qui sont déterminées de façon à englober les orbites du courant. La connaissance que l'on a des orbites classiques du courant est notamment due aux simulations d'éjection de particules depuis le corps parent, puis de leur évolution, réalisées par Jérémie Vaubaillon. Sa méthodologie est explicitée dans Vaubaillon et al. (2005a).

On choisit également le temps initial de l'intégration et sa durée. Enfin, la position et la vitesse de chaque particule est calculée à partir de ses éléments orbitaux et sont enregistrées dans le fichier de conditions initiales, qui sera utilisé par l'algorithme.

J'appelle cette méthode "random" car les éléments orbitaux des particules sont choisis au hasard, entre les valeurs limites déterminées. Cette méthode a par exemple été utilisée par Todorović et Novaković (2015) et par Froeschlé et al. (1997a) (qui l'utilisent avec le FLI), mais il existe d'autres méthodes possibles pour générer une carte. Une autre méthode par exemple est de quadriller les valeurs possibles pour chaque élément orbital ϵ , en introduisant un paramètre γ , qui décrit la différence entre ϵ_1 pour une particule et $\epsilon_2 = \gamma + \epsilon_1$ de la suivante. Cette deuxième méthode est parfois considérée comme produisant des cartes plus détaillées (Gkolias et al., 2016), mais elle a le désavantage d'ajouter le paramètre γ qu'on ne maîtrise pas. Afin de vérifier que notre méthode est adaptée ici, j'ai refait une intégration supplémentaire avec cette méthode sur les Géminides, pour comparer les résultats obtenus. On n'observe pas de détails supplémentaires à ce qu'on avait déjà obtenu avec la méthode "random", qui est donc utilisée dans le reste de cette thèse.

Dans le cas des Géminides plus particulièrement, un premier fichier de conditions initiales a été généré, mais s'est révélé trop étroit (en demi-grand axe et excentricité notamment) pour bien décrire la dynamique du courant. Un deuxième fichier a en revanche permis d'obtenir des résultats plus intéressants. L'avantage de ce premier ensemble de conditions initiales a été d'apporter plus de détails à un espace des phases restreint dans le courant des Géminides. Pour cette raison, les cartes des deux ensembles de conditions initiales sont présentées ici.

TABLE 3.1 – Valeurs limites pour les éléments orbitaux des particules de CI1 (intégration pendant 500 ans)

Élément	Min	Max
a (ua)	1,25	1,3
e	0,888	0,892
i (°)	21,675	22,675
ω (°)	321,5	322,5
Ω (°)	265,03	266,03

TABLE 3.2 – Valeurs limites pour les éléments orbitaux des particules de CI2 (intégration pendant 1000 ans)

Élément	Min	Max
a (ua)	1,2	1,35
e	0,8	0,95
i (°)	20	24
ω (°)	320	323
Ω (°)	264	267

Le premier ensemble, appelé CI1, est décrit dans le tableau 3.1 et n'est intégré que sur 500 ans. Cette première intégration, bien qu'un peu courte, révèle déjà des structures intéressantes. Le deuxième ensemble, CI2, décrit dans le tableau 3.2, est en revanche intégré pendant 1000 ans. Cette durée est un bon compromis entre les 500 ans sans doute trop courts pour bien explorer la dynamique du courant, et des temps plus longs qui ne seraient pas adaptés à l'évolution rapide des courants de météoroïdes.

L'anomalie moyenne n'est pas présentée ici car j'ai choisi de la faire varier sur toutes ces valeurs possibles (entre 0° et 360°). Le temps initial choisi est l'an 2000 de notre ère, ce qui correspond au courant des Géminides tel qu'on l'observe aujourd'hui.

Chaque ensemble de conditions initiales est répliqué trois fois, une fois pour chaque ensemble de taille possible. On a ainsi un ensemble BIN10100 pour les particules dont le rayon est compris entre 10 et 100 mm, un ensemble BIN110 pour celles entre 1 et 10 mm et enfin un BIN011 pour les particules dont le rayon est entre 0,1 et 1 mm. Ces trois ensembles de taille correspondent à des influences croissantes des forces non-gravitationnelles. Combinés avec les ensembles de conditions initiales déjà décrits, on obtient ainsi six fichiers de conditions initiales sur lesquels lancer l'intégration, tels que décrits dans le tableau 3.3.

3.2.2 Résonances de moyen mouvement et rencontres proches avec les planètes

Définition des résonances de moyen mouvement

Plusieurs résonances jouent un rôle dans la dynamique d'objets comme les météoroïdes. La plupart des résonances séculaires agissent sur des durées bien plus longues que ce qui nous intéresse ici, mais on peut évoquer la résonance de Lidov-Kozai. Cette résonance, aussi appelée "mécanisme de Kozai", est due à l'interaction entre Jupiter, le Soleil et la particule modélisée, dont l'excentricité est élevée. Elle mène à un échange périodique entre l'excentricité et l'inclinaison de la particule. En d'autres termes, l'inclinaison de l'orbite de la particule augmente pendant que son excentricité diminue puis l'inverse a lieu, de manière périodique. Bien que je ne présente pas ici d'évolutions d'éléments orbitaux issues des intégrations effectuées, ce sont effectivement des évolutions qui sont visibles.

Néanmoins, comme on le verra par la suite, ce sont les résonances de moyen mouvement (RMMs)

TABLE 3.3 – Rappel des différents ensembles de conditions initiales pour les Géminides

	Petites particules (0,1 - 1 mm)	Particules moyennes (1 - 10 mm)	Grandes particules (10 - 100 mm)
CI1	CI1 BIN011	CI1 BIN110	CI1 BIN10100
CI2	CI2 BIN011	CI2 BIN110	CI2 BIN10100

qui vont jouer un rôle important dans les cartes de chaos présentées dans la suite. Voici donc quelques rappels sur ces résonances, qu'on écrit " $q:p$ ", avec q et p les entiers naturels les plus petits non multiples l'un de l'autre. Une résonance de moyen mouvement $q:p$ entre deux corps i et j est définie par :

$$q \frac{2\pi}{n_i} = p \frac{2\pi}{n_j}, \quad (3.1)$$

avec n le moyen mouvement du corps (défini comme 2π sur sa période).

Ainsi, dans le cas d'une RMM, les deux corps en résonance sont synchronisés dans leur période. On a donc deux configurations notables : les péri-centres des corps peuvent être alignés ou anti-alignés.

D'un point de vue plus théorique, on peut définir une résonance à partir des angles résonnants issus du Hamiltonien. On peut alors définir la séparatrice comme la limite entre une zone de circulation, où ces angles circulent, et une autre de libration. Au centre de la zone de libration, l'objet est capturé dans la résonance, et est protégé du chaos, alors qu'au niveau de la séparatrice, le chaos est particulièrement important. Ainsi, cette séparatrice peut apparaître dans des cartes de chaos comme une bande chaotique délimitant les bords de la résonance.

La théorie sur les RMMs est bien plus poussée que ces quelques lignes (Murray et Dermott, 1999), bien sûr, mais cette thèse ne s'intéresse pas à cette théorie en tant que telle. En revanche, certains de ses concepts seront utiles pour mieux analyser les cartes de chaos qui seront présentées dans la suite.

Un concept généralement utilisé en parlant de RMMs est celui de l'ordre de la résonance. Classiquement, l'ordre de la résonance se définit comme égal à $|q - p|$ pour une résonance $q:p$, et permet de caractériser son niveau de perturbation (plus l'ordre est faible, plus la perturbation est élevée). Dans des cartes de chaos, cela se traduit par une résonance plus large lorsque la perturbation est plus élevée. Cette définition est utilisée dans le cas classique, où le couple excentricité-inclinaison est faible, mais la dynamique des météoroïdes sort complètement de ce cadre. Ainsi que l'ont montré Morais et Namouni (2013); Namouni et Morais (2017); Morais et Giuppone (2012), la définition mathématique de l'ordre de la résonance doit alors être revisitée. Cette thèse ne cherche pas à participer à cette discussion, au demeurant très intéressante, et j'ai donc décidé d'éviter l'utilisation de la notion d'ordre de résonance et de me concentrer plutôt sur celle de largeur de résonance, qui est de plus très visible sur des cartes de chaos.

Les RMMs sont connues comme pouvant capturer des objets de nature différente, des météoroïdes aux planètes (Batygin et Petit, 2023). Ces RMMs peuvent interagir avec des résonances d'autres types, notamment séculaires (pour le système solaire interne, voir : Michel et al., 1997; Fenucci et al., 2023).

L'interaction entre RMMs et force non-gravitationnelle a déjà été étudiée. Par exemple, Brož et al. (2005) s'intéresse à l'effet de la force de Yarkovsky sur la stabilité d'astéroïdes dans une RMM (ici, la 2:1 avec Jupiter) et montre qu'elle peut effectivement contribuer à déstabiliser l'astéroïde.

L'impact des RMMs sur les météoroïdes a aussi été étudié. Ainsi, Emel'Yanenko (2001) montre que les RMMs peuvent créer des formations plus denses dans les courants de météoroïdes, qui, lorsqu'elles rencontrent la Terre, vont produire des sursauts dans l'activité de la pluie associée. Dans un même ordre d'idée, Froeschlé et Froeschlé (1992) expliquent que les RMMs peuvent créer des arcs ou même dissoudre des courants, et montrent également que la force de Poynting-Robertson change le type d'orbites qui peuvent être en lien avec une RMM.

Les RMMs ont déjà été identifiées comme des mécanismes importants dans la dynamique des météoroïdes, et l'étude des différentes pluies dans ce chapitre s'inscrit dans la suite de cette recherche.

Résonances de moyen mouvement

Les premières cartes sont obtenues à partir des conditions initiales CI1 BIN10100 et CI2 BIN10100. Les seules qui sont présentées dans la figure 3.1 sont les cartes en fonction des demi-grand axe et excentricité initiales et de l'OFLI final (ce type de cartes est appelé "carte en excentricité" dans le reste de cette thèse, par souci de concision). Les autres cartes ont été également tracées mais elles n'apportent aucune autre information.

Dans la carte en CI1, trois larges lignes sombres (i.e. plus stables) apparaissent ; elles ne dépendent que du demi-grand axe. Elles peuvent être superposées parfaitement avec des RMMs. On retrouve ces trois bandes dans la carte en CI2, mais deux nouvelles bandes, plus larges, apparaissent et peuvent, une fois encore, être reliées à des RMMs (à gauche, la 3:4 avec la Terre et à droite, la 2:3 avec la Terre).

Une de ses résonances pourrait être la 1:6 avec Mercure ou la 9:13 avec la Terre, car ces deux résonances sont très proches l'une de l'autre. Néanmoins, vu la prépondérance de la Terre dans la dynamique des Géminides, il semblerait plus logique que la résonance concernée soit bien la 9:13 avec la Terre. La bande sombre visible sur la carte pourrait aussi résulter des deux résonances superposées.

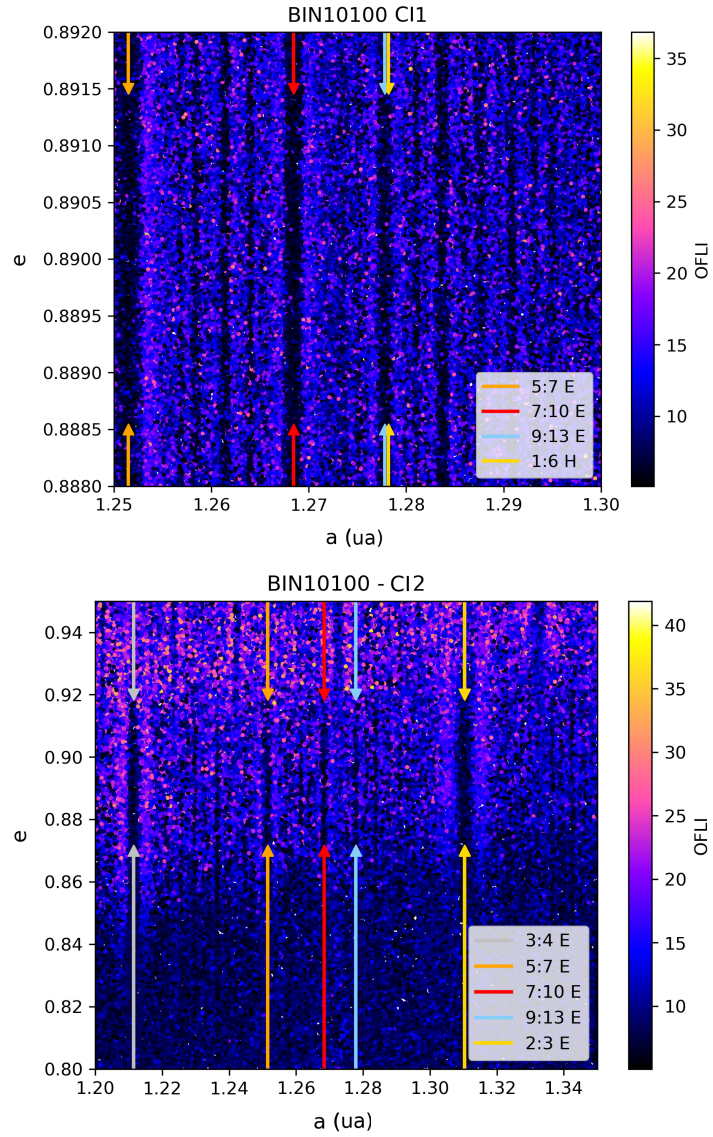


FIGURE 3.1 – Cartes de chaos pour les Géminides BIN10100 (CI1 - 500 ans d'intégration et CI2 - 1000 ans d'intégration). Les flèches marquent les RMMs avec la Terre identifiées sur les cartes.

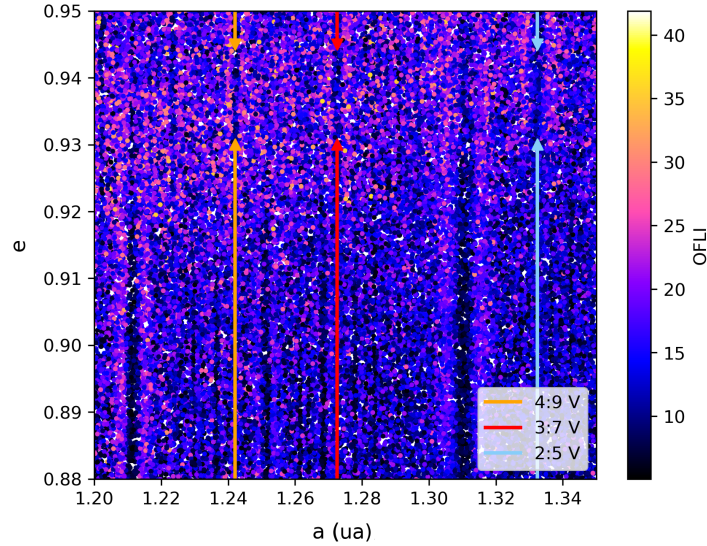


FIGURE 3.2 – Zoom sur la carte des Géminides BIN10100 CI2, pour les valeurs élevées de l’excentricité. Des bandes plus sombres sont visibles et correspondent aux RMMs avec Vénus identifiées par les flèches.

TABLE 3.4 – RMMs identifiées sur les cartes en BIN10100 des Géminides

Ordre	Planète	Position (ua)	Position de la RMM (carte et relation avec excentricité)
2:3	Terre	1,31037	CI2 (milieu)
3:4	Terre	1,21141	CI2 (milieu)
5:7	Terre	1,25146	CI1 - CI2 (milieu)
7:10	Terre	1,26843	CI1 - CI2 (milieu)
9:13	Terre	1,27781	CI1 - CI2 (milieu)
1:6	Mercure	1,27817	Confondue avec la précédente
2:5	Venus	1,33238	CI2 (haut)
3:7	Venus	1,27249	CI2 (haut)
4:9	Venus	1,24201	CI2 (haut)

En comparant avec Ryabova (2022), plusieurs résonances supplémentaires sont trouvées dans la carte en CI2. Elles sont moins facilement repérables mais sont visibles quand on zoome sur les valeurs d’excentricité élevées (voir figure 3.2). Ryabova (2022) trouve deux autres RMMs qui n’apparaissent pas sur les cartes présentées : il s’agit de la 1:2 avec Venus et de la 7:1 avec Jupiter. Elles sont toutes deux en-dehors des conditions initiales choisies (la première est autour de 1,15 ua et la deuxième est à 1,42 ua environ). L’ensemble des résonances trouvées sont répertoriées dans le tableau 3.4, où la résonance avec Mercure a été ajoutée pour comparaison.

Rencontres proches

Une part non négligeable des particules modélisées rencontre la Terre (BIN10100 CI1 et BIN10100 CI2), Vénus (BIN10100 CI2) et Mars (BIN10100 CI2). Pour ce qui est de la carte BIN10100 CI2, une corrélation claire est visible entre certaines rencontres proches et le niveau de chaos. En effet, la figure 3.3 montre que les rencontres avec Mars (en rouge et violet) se produisent là où la valeur moyenne de l’OFLI est la plus faible. En d’autres termes, ces rencontres proches ont un effet faible sur la chaoticité des orbites considérées. En revanche, le chaos augmente pour les particules qui rencontrent la Terre (en violet et bleu), et croît encore davantage lorsque des rencontres avec Vénus se superposent avec celles avec la Terre (en vert).

Le lien avec les RMMs devient alors plus clair. Comme on le voit dans les figures 3.4 et 3.5, les particules initialement dans une RMM avec la Terre ne rencontrent pas la Terre, et de même avec Vénus. Il peut y avoir des exceptions, notamment lorsque les particules dans les RMMs avec la Terre rencontrent Vénus, ce qui peut les sortir de la résonance.

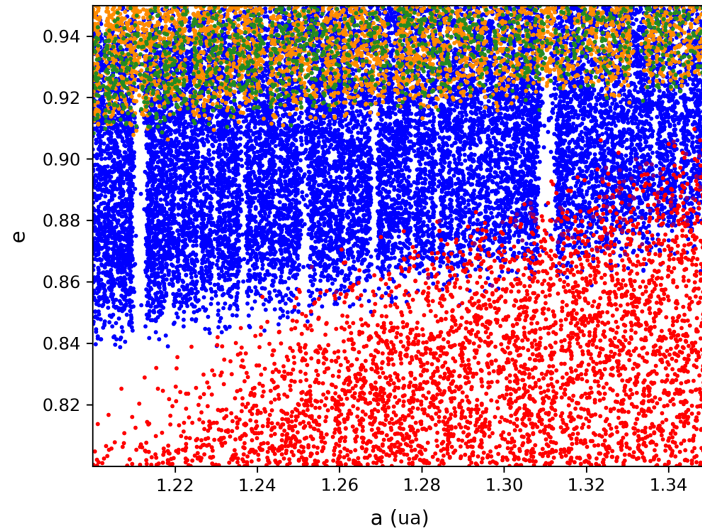


FIGURE 3.3 – Représentation des rencontres proches pour les Géminides BIN10100 CI2. Les couleurs indiquent les planètes rencontrées : rouge pour Mars, bleu pour la Terre, orange pour Vénus, violet pour Mars et la Terre, vert pour Vénus et la Terre.

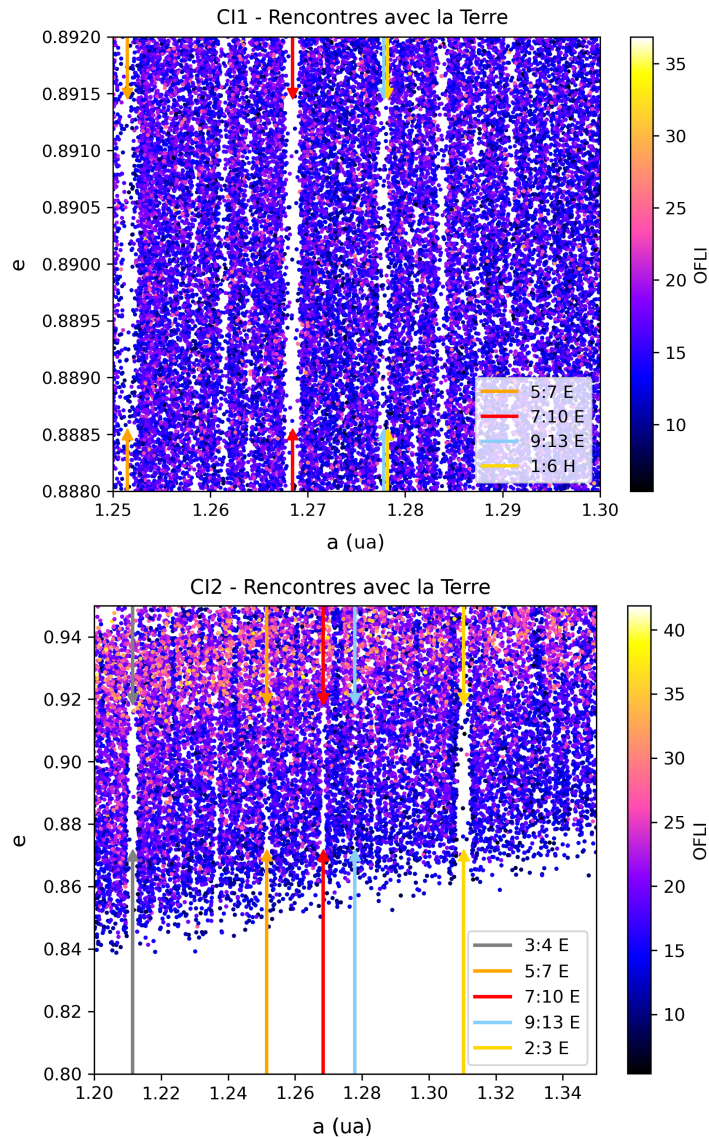


FIGURE 3.4 – Cartes de chaos des particules qui rencontrent la Terre pour les Géminides BIN10100 CI1 et CI2. Les RMMs sont très visibles.

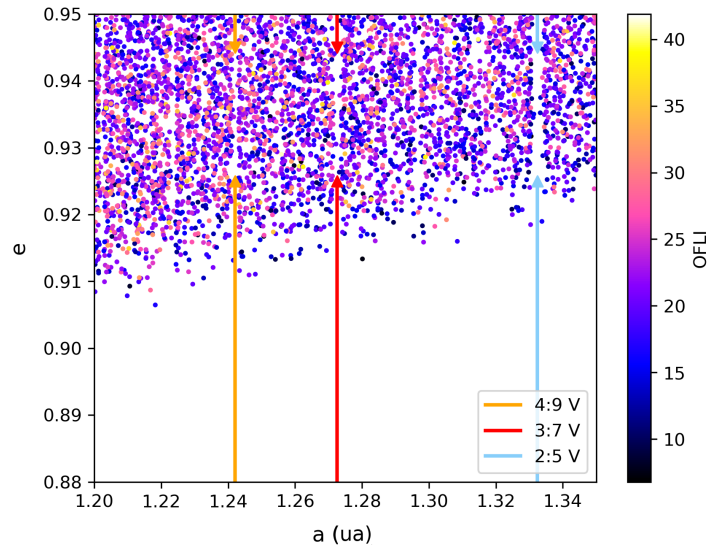


FIGURE 3.5 – Cartes de chaos des particules qui rencontrent Vénus pour les Géminides BIN10100 CI2, zoom sur les excentricité élevées.

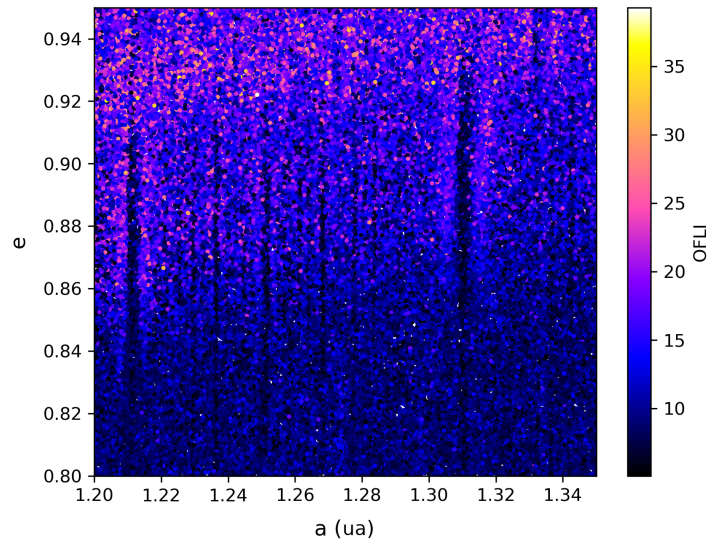


FIGURE 3.6 – Carte des Géminides BIN110 CI2.

3.2.3 Impact des FNG

Il s'agit maintenant de s'intéresser à l'effet des forces non-gravitationnelles. Pour ce faire, il faut tracer les cartes qui proviennent des ensembles BIN110 et BIN011.

Pour ce qui est des BIN110 CI1 et BIN110 CI2, il n'y a pas de différence avec les ensembles en BIN10100. La figure 3.6 montre par exemple ce que donne l'ensemble BIN110 CI2. Les mêmes résonances sont toujours visibles. En revanche, les BIN011 CI1 et CI2 révèlent l'effet des forces non-gravitationnelles. Dans la figure 3.7, les RMMs ne sont plus visibles : la diffusion induite par les FNGs empêche la capture des particules par les RMMs.

Si l'explication de la diffusion vient presque naturellement, j'ai décidé de vérifier cette hypothèse en traçant l'évolution de quelques particules par rapport aux résonances. Cinq particules sont choisies pour leur relation avec les RMMs les plus importantes : les deux premières sont en-dehors des résonances identifiées, la troisième est juste à côté de la résonance 3:4 avec la Terre, et les deux dernières sont dans les résonances (3:4 et 2:3 avec la Terre). Les RMMs elles-mêmes sont représentées par des lignes grises, dont l'épaisseur est la même que ce qui est visible sur la carte BIN10100 CI2.

Ces cinq particules sont triplées : chaque version conserve son orbite initiale mais le rayon est modifié, de façon à ce qu'on obtienne trois versions de chacune de ces particules, une par BIN. Cela permet de faire une comparaison efficace entre les trois ensembles de données : à cause du chaos, il est absolument nécessaire de partir de conditions initiales identiques, puisque la plus petite différence sera amplifiée.

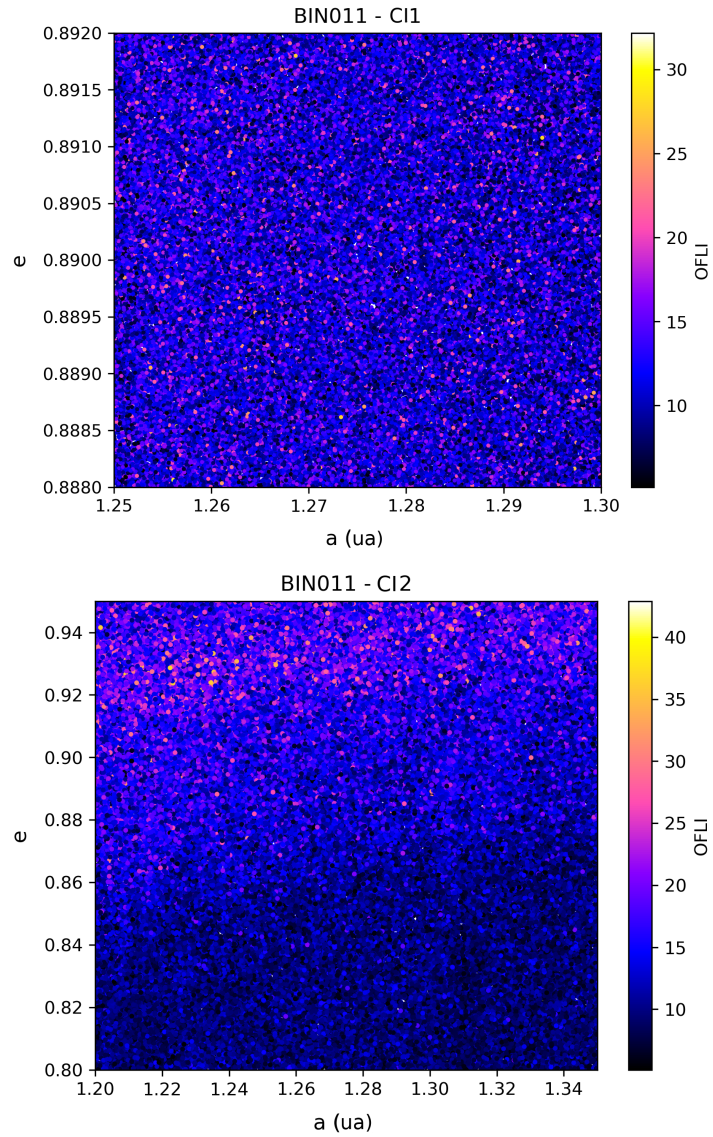


FIGURE 3.7 – Cartes des Géminides BIN011 CI1 et CI2. Le gradient dans les valeurs du OFLI, dû aux rencontres proches avec la Terre puis Vénus et la Terre, visible dans la carte en BIN10100 CI2, est toujours présent dans la carte BIN011 CI2.

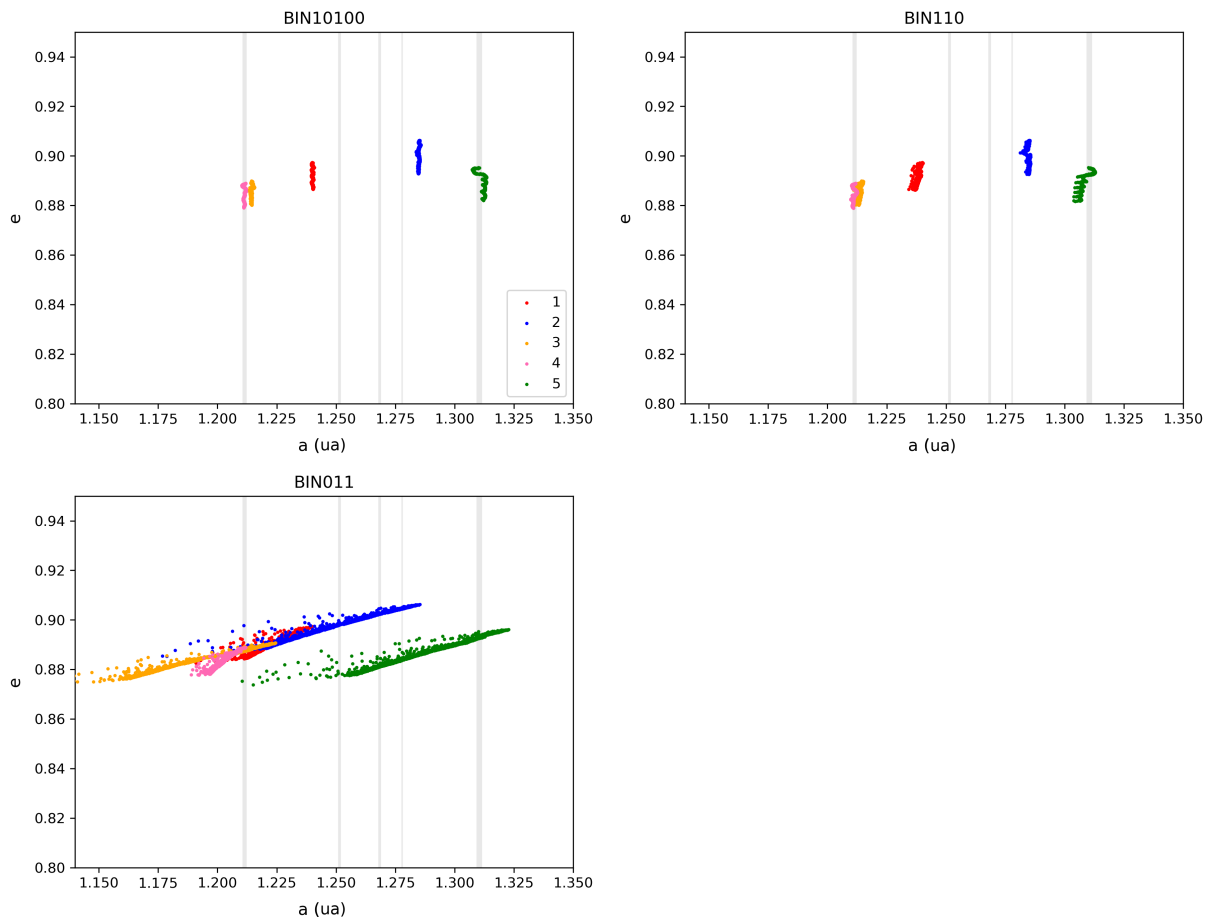


FIGURE 3.8 – Quelques orbites des Géminides CI2. La légende du premier graphique (BIN10100) est commune aux deux autres. Pour rappel, les résonances avec la Terre visibles sur la figure sont, de gauche à droite, les 3:4, 5:7, 7:10, 9:13 et 2:3.

Ainsi, dans la figure 3.8, les orbites des cinq particules sont tracées pour chaque taille.

Alors qu'il y a peu de changements entre les ensembles BIN10100 et BIN110, l'effet de la diffusion sur les particules de BIN011 est indéniable. La capacité de capture des RMMs est détruite. La diffusion peut avoir plusieurs origines (Cordeiro, 2006), mais ici, la dérive en demi-grand axe des particules est très visible : ce sont bien les forces non-gravitationnelles qui font perdre de l'énergie aux particules.

Le tracé de l'évolution des particules de BIN011 présente des points aberrants. Ils sont sans doute dû à la méthode de calcul : comme l'algorithme renvoie la position et la vitesse de chaque particule, et non son orbite, une phase supplémentaire de calcul du demi-grand axe et de l'excentricité est nécessaire pour obtenir la figure présentée. Or, les particules sont particulièrement freinées au périhélie, ce qui peut conduire à une estimation du demi-grand axe plus faible que la réalité. Ces points ne modifient pas l'interprétation générale donnée.

Il apparaît donc que deux régimes coexistent dans le courant des Géminides : l'un où l'effet des RMMs est prévalent (grande taille, FNGs faibles) et l'un où l'effet de la diffusion l'emporte (petite taille, FNGs élevées). Il m'a semblé intéressant d'estimer où se trouve la limite entre les deux régimes, c'est-à-dire à quel rayon limite la diffusion l'emporte sur l'effet des résonances.

Le régime résonnant est caractérisé par une concentration des particules les plus stables dans les RMMs, au contraire du régime diffusif, dans lequel les particules les plus stables peuvent se trouver sur l'ensemble de la carte. Un histogramme des particules les plus stables en fonction de leur demi-grand axe initial devrait révéler ces zones de relative stabilité.

Au vu des cartes obtenues, un OFLI final de sept peut servir de démarcation entre les particules dont les orbites sont les plus stables ($OFLI < 7$) et celles dont les orbites sont chaotiques ($OFLI > 7$). Deux histogrammes sont réalisés : un avec les particules stables dont le rayon est supérieur au rayon limite supposé r_{lim} , et l'autre avec les particules stables dont le rayon est inférieur à r_{lim} . La comparaison entre ces deux histogrammes permet de révéler si la valeur de r_{lim} est la bonne.

J'ai décidé de trouver le rayon limite pour les ensembles en CI1 pour commencer. Une première valeur du rayon limite est trouvée empiriquement : $r_{CI1} = 0.8$ mm, comme on peut le voir dans la figure 3.9.

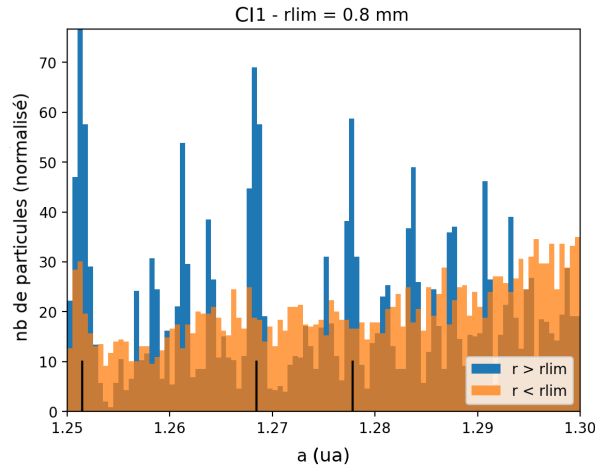


FIGURE 3.9 – Estimation du rayon limite pour CI1. Les traits noirs marquent la position des RMMs.

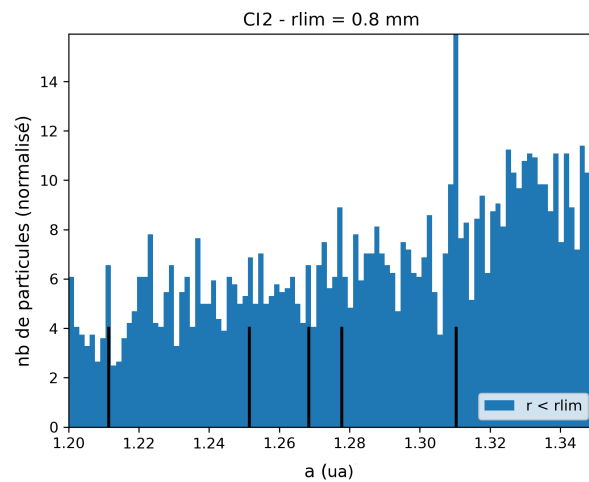


FIGURE 3.10 – Application de r_{CI1} sur CI2. Les traits noirs marquent la position des RMMs : la résonance la plus large (2:3 avec la Terre) est la plus à droite.

En appliquant cette valeur sur les ensembles CI2, on s'aperçoit que ce rayon limite est sous-évalué. En effet, en traçant uniquement les particules plus petites que la limite, comme dans la figure 3.10, on montre que ces dernières sont encore concentrées au niveau de la résonance 2:3 avec la Terre, la RMM la plus large de CI2. Cela indique que la limite entre le régime diffusif et le régime résonnant dépend également de la largeur des RMMs concernées. J'ai donc recherché un nouveau rayon limite r_{CI2} , qui soit applicable aux ensembles CI2. Empiriquement on obtient $r_{CI2} = 0,3$ mm (voir la figure 3.11).

Ces valeurs sont arrondies, et ne sont pas précises. Un prolongement possible de cette thèse serait de rechercher plus précisément la limite entre les deux régimes, de façon semi-analytique. La méthode présentée ici a permis d'en présenter une première estimation. Cela permet déjà de conclure que des Géminides au rayon inférieur à r_{CI2} ont pu avoir une histoire dynamique très différente d'autres météoroïdes plus grands.

En conclusion, il existe deux types de Géminides qui peuvent rencontrer la Terre. Celles au rayon supérieur à 0,3 mm sont caractérisées par une orbite à la chaoticité assez élevée (puisque les moins chaotiques, capturées en résonance, ne rencontrent pas la Terre), alors que les plus petites peuvent être stables ou chaotiques, car elles ne sont de toute façon pas capturées en résonance. Il convient donc de faire une différence dans les données des Géminides entre ces deux types de météores. Ce rayon limite correspond à une masse de $1,13 \cdot 10^{-7}$ g et une magnitude de 5,6 (Hughes, 1995).

3.3 Draconides

Les Draconides sont une pluie de météores originaire de la comète 21P/Giacobini-Zinner, qui fait partie de la famille des comètes de Jupiter (JFC). En d'autres termes, elle est caractérisée par des rencontres

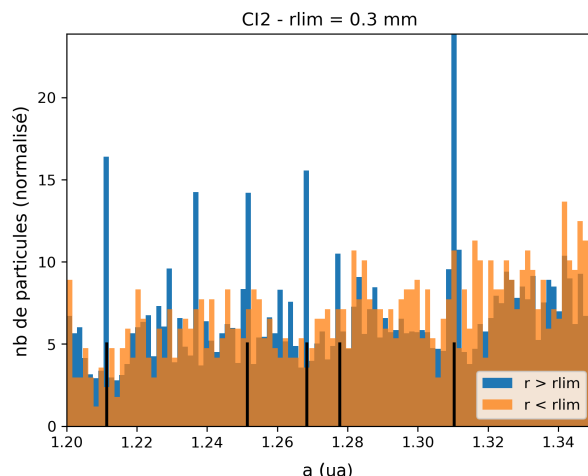


FIGURE 3.11 – Estimation du rayon limite pour CI2. Les traits noirs marquent la position des RMMs.

TABLE 3.5 – Valeurs limites pour les éléments orbitaux initiaux des Draconides (1000 ans d'intégration)

Élément	Min	Max
a (ua)	2,8	4
e	0,66	0,81
i ($^\circ$)	28	32
ω ($^\circ$)	168	173
Ω ($^\circ$)	196	200

proches avec Jupiter et une influence importante de cette planète sur sa dynamique.

Les Draconides rencontrent donc probablement assez fréquemment Jupiter, ce qui explique leur dispersion relativement importante (contrairement à ce qui a été pensé pendant un temps, voir Wu et Williams, 1995). Le courant possède également des structures plus denses, très peuplées, qui sont à l'origine des sursauts d'activité qu'on peut observer (Egal et al., 2019).

Du fait des rencontres proches avec Jupiter, la chaotité de cette pluie est probablement supérieure à celle des Géminides, et c'est un des buts de cette étude que de le vérifier. Également, l'orbite bien différente des Draconides va être influencée différemment par les forces non-gravitationnelles, qui, comme on l'a vu, dépendent à la fois de la distance au Soleil de la particule et de sa vitesse.

Pour toutes ces raisons, il est intéressant d'appliquer notre méthode à ce courant.

Pour générer les conditions initiales, la même méthode que celle décrite pour les Géminides dans la section 3.2.1 est utilisée.

Cette fois-ci, je choisis comme temps initial l'année 1901 de notre ère, qui correspond à une pluie particulièrement importante sur Terre en 1946 (Vaubaillon et al., 2019). Les éléments orbitaux initiaux sont choisis aléatoirement entre deux valeurs limites, données dans la table 3.5. On rappelle ici que, une fois encore, l'anomalie moyenne est choisie entre 0° et 360° .

On reprend le principe de notation des différents ensembles d'éléments selon leur rayon : BIN10100 pour les rayons des particules compris entre 10 et 100 mm, BIN110 pour celles entre 1 et 10 mm, etc. Cette fois-ci, on crée quatre ensembles, et non trois, avec un dernier ensemble BIN00101 pour des particules entre 0,01 mm et 0,1 mm. Ce dernier ensemble sera nécessaire pour étudier dans le détail l'impact des forces non-gravitationnelles. On a déjà vu dans l'introduction pourquoi il n'a pas été envisagé d'utiliser des particules plus petites (forces non-gravitationnelles de nature différente, peu d'intérêt pour les pluies de météores).

Je choisis d'intégrer les Draconides pendant 1000 ans, ce qui correspond à 160 périodes environ. Ce temps d'intégration a été suffisant pour révéler des structures intéressantes dans les cartes de chaos et correspond au compromis utilisé durant toute cette thèse : une intégration suffisante pour révéler les caractéristiques du chaos dans les courants, sans pour autant modéliser toute leur durée de vie.

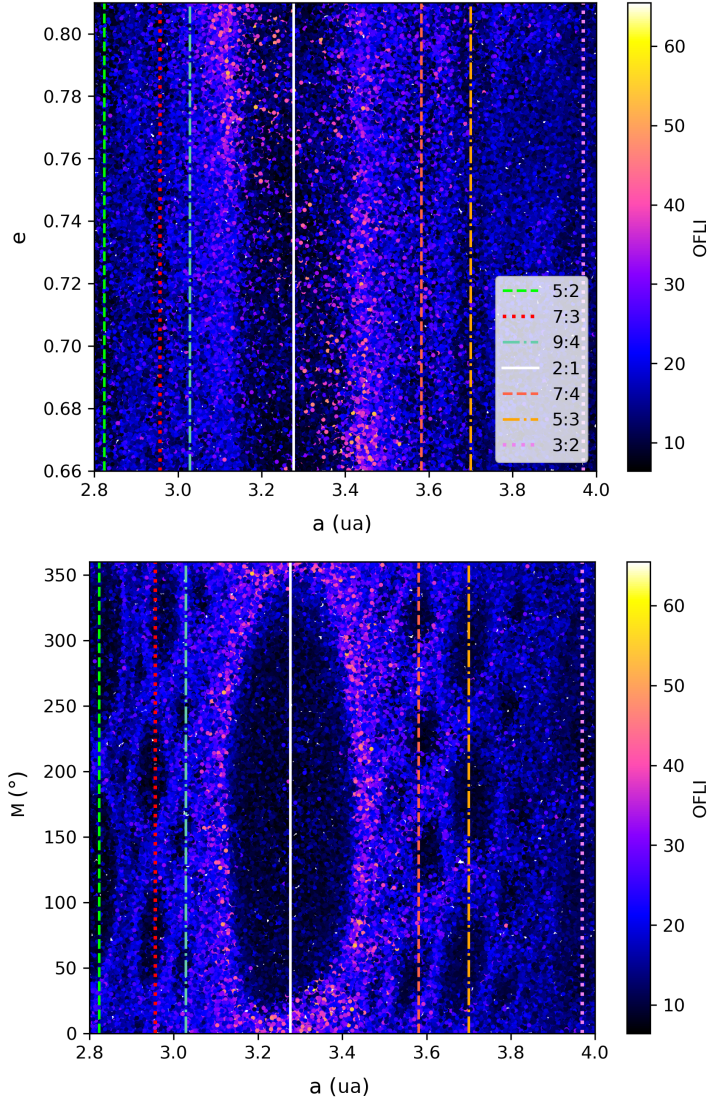


FIGURE 3.12 – Cartes en anomalie moyenne et en excentricité des Draconides BIN10100 (temps d’intégration de 1000 ans). Les lignes montrent les RMMs identifiées.

3.3.1 Résonances de moyen mouvement et rencontres proches

Contrairement aux Géménides, les cartes issues de l’intégration des Draconides qui sont présentées ici sont de deux types : demi-grand axe initial, excentricité initiale et OFLI final (carte en excentricité) et également demi-grand axe initial, anomalie moyenne initiale et OFLI final (carte en anomalie moyenne). Les autres cartes sont très semblables aux cartes en excentricité, et ne présentent donc pas d’informations supplémentaires.

De nouveau, commençons par étudier les cartes qui ont été tracées avec l’ensemble BIN10100, c’est-à-dire avec une influence négligeable des forces non-gravitationnelles.

Comme on peut le voir dans la figure 3.12, des RMMs structurent également la dynamique des Draconides : on peut identifier sept résonances avec Jupiter dans ces cartes. Elles sont visibles sous formes de lignes plus foncées, c’est-à-dire plus stables, dans la carte en excentricité, et sous formes de lobes dans la carte en anomalie moyenne. Ces lobes sont révélateurs des résonances non seulement par leur position par rapport au demi-grand axe, mais aussi parce que leur nombre par résonance $q:p$ donne le chiffre p . Ainsi, la résonance 2:1 ne possède qu’un lobe, et ainsi de suite. Les résonances identifiées dans la carte sont décrites dans le tableau 3.6.

Toutes ces résonances avec Jupiter avaient déjà été identifiées par d’autres moyens dans plusieurs travaux, comme celui de Fernández et al. (2014), ce qui valide nos résultats. La résonance 2:1 plus spécifiquement a été déjà étudiée à plusieurs reprises (Brož et al., 2005; Franklin et al., 1975).

La résonance 2:1 avec Jupiter, au centre des cartes, est la plus large et donc la plus influente sur la dynamique des Draconides. On remarque que ses bords sont de couleur rose, ce qui correspond à un OFLI

TABLE 3.6 – RMMs avec Jupiter telles qu’identifiées dans les cartes des Draconides BIN10100

RMM	a (ua)
5:2	2,82364
7:3	2,95655
9:4	3,02911
2:1	3,27655
7:4	3,58161
5:3	3,70002
3:2	3,96926

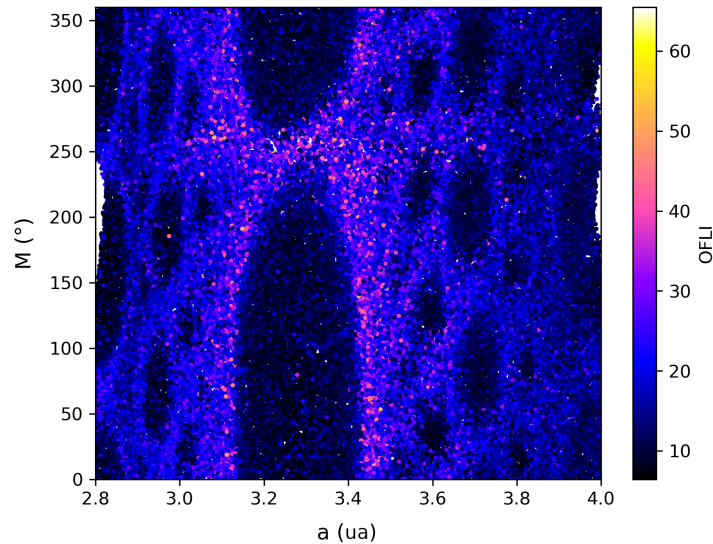


FIGURE 3.13 – Carte à partir des Draconides BIN10100, avec en abscisse le demi-grand axe des particules après 10 ans d’intégration et en ordonnée l’anomalie moyenne des particules après 10 ans d’intégration.

élevé. En effet, comme on l’a rappelé, le chaos est particulièrement élevé au niveau de la séparatrice, qui se superpose ici aux bords du lobe.

J’ai été surprise de remarquer que le lobe se trouve exactement au milieu de la carte en anomalie moyenne, avec le cœur de la résonance à environ 180° . Or, cette disposition n’est due qu’au choix du temps initial de l’intégration. En effet, si on trace une carte en anomalie moyenne similaire à la précédente, mais en choisissant en abscisse et ordonnée le demi-grand axe et l’anomalie moyenne des particules après 10 ans d’intégration, on obtient la figure 3.13. En d’autres termes, si on avait commencé l’intégration 10 ans après la date initiale choisie, c’est cette nouvelle carte qu’on aurait obtenue, où le lobe est effectivement décalé de façon à ce que son cœur soit à environ 100° en anomalie moyenne. Cela est dû à la position de Jupiter.

Suivant les résultats des Géminides, on peut s’attendre à ce qu’aucune particule qui rencontre Jupiter ne se trouve dans la résonance. Pour vérifier cela, on trace les mêmes cartes (figure 3.14), mais uniquement avec les particules qui rencontrent Jupiter au moins une fois au cours de leur intégration.

Dans la carte en anomalie moyenne, on observe ce à quoi on s’attendait au niveau de la résonance 2:1, la plus importante : pratiquement aucune particule à l’intérieur du lobe ne rencontre Jupiter. L’effet est moins clair sur les résonances plus fines, pour les demi-grands axes plus élevées ou plus faibles : comme il semble y avoir moins de rencontres avec Jupiter de manière générale pour ces valeurs de demi-grand axe, la différenciation due aux RMMs tend à être moins visible.

Néanmoins, dans la carte en excentricité, il paraît clair que de nombreuses rencontres se produisent dans ce qui apparaît être la résonance. Pour mieux comprendre ce qui se passe, j’ai réalisé la figure 3.15 en demi-grand axe initial et excentricité initiale, avec l’anomalie moyenne initiale représentée comme échelle de couleur. Il apparaît alors clairement que les particules qui semblent être au cœur de la résonance lorsqu’elles sont représentées dans la carte en excentricité possèdent toutes une anomalie moyenne autour de 0° , c’est-à-dire qu’elles sont en réalité sur la séparatrice. Ainsi, il semble bien que toutes les particules qui rencontrent Jupiter sont soit en-dehors des résonances soit sur la séparatrice.

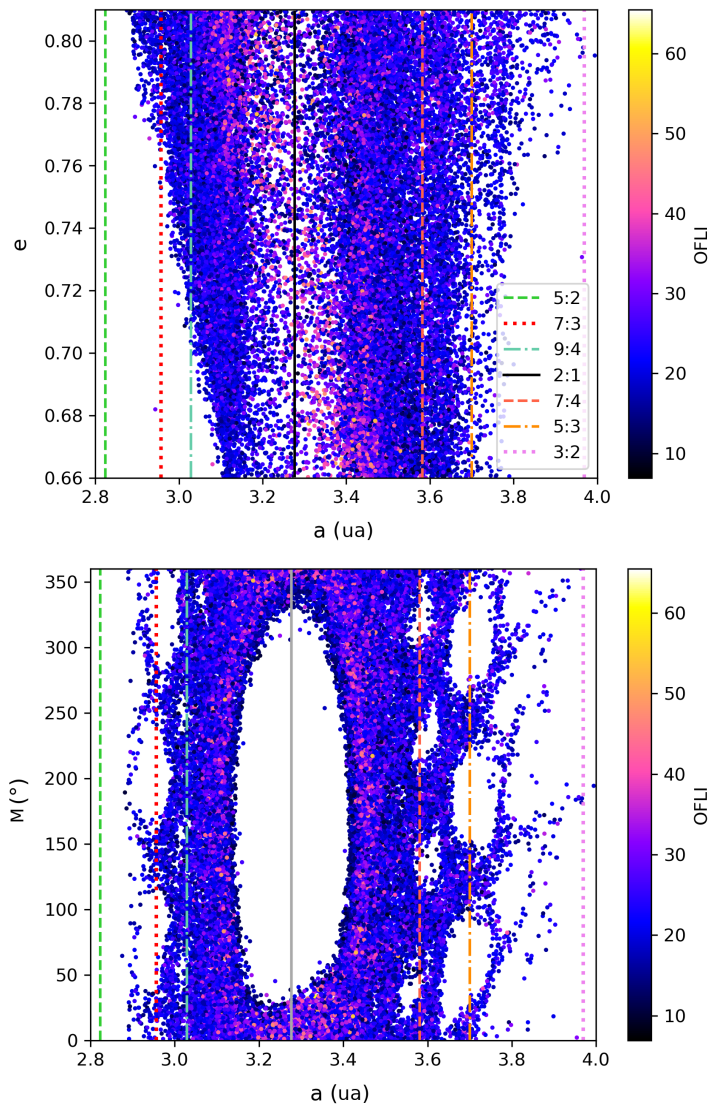


FIGURE 3.14 – Même carte que la figure 3.12, mais en ne montrant que les particules qui rencontrent Jupiter au moins une fois durant l'intégration.

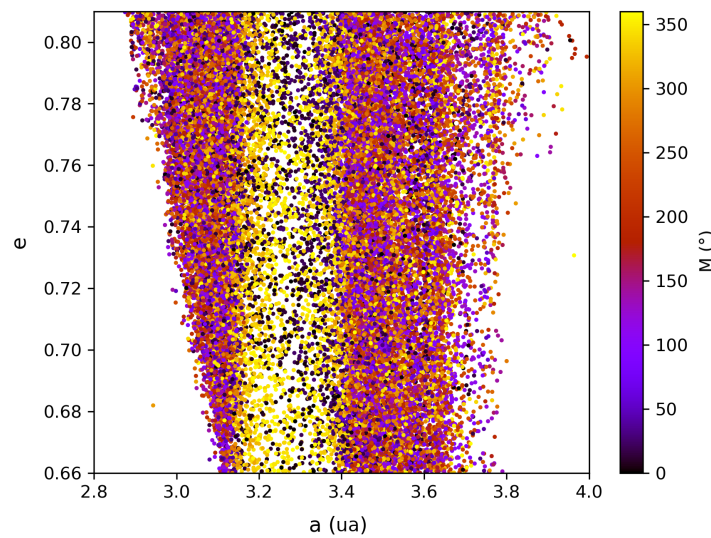


FIGURE 3.15 – Même carte que celle en excentricité de la figure 3.12, mais la couleur indique la valeur de l'anomalie moyenne initiale.

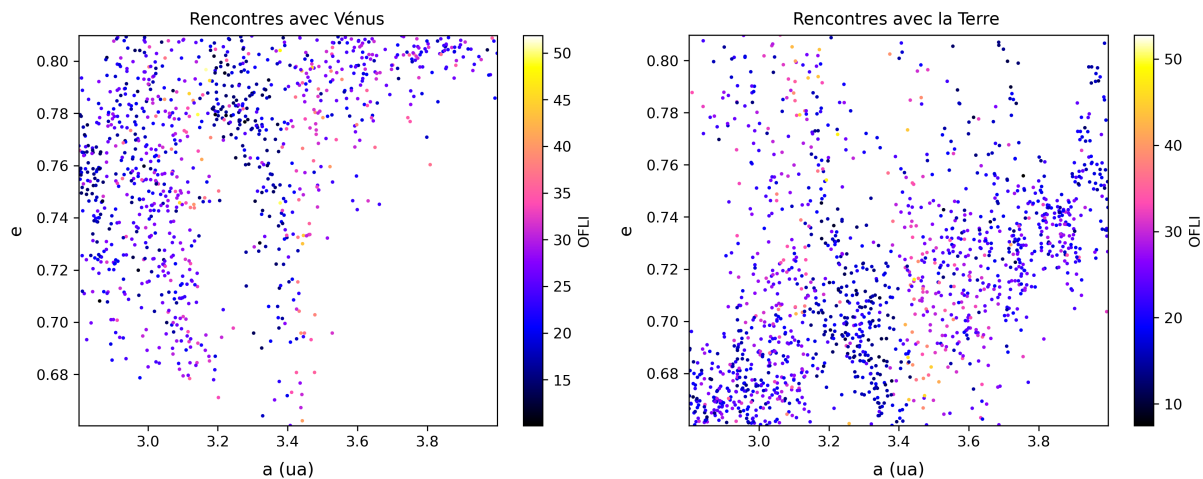


FIGURE 3.16 – Même carte que celle en excentricité de la figure 3.12, mais en ne montrant que les particules qui rencontrent Vénus ou la Terre.

Les Draconides BIN10100 rencontrent également d'autres planètes. Bien que les particules qui rencontrent Jupiter sont en majorité (30397 d'entre elles rencontrent Jupiter au moins une fois), elles ont aussi des rencontres proches avec Mercure (3), Vénus (1031), la Terre (1445), Mars (106), Saturne (19), Uranus (2) et même, pour une d'entre elles, Neptune. Les rencontres avec les autres planètes géantes, ainsi qu'avec Mercure et Mars, sont trop anecdotiques pour former des cartes qui donneraient de quelconques informations.

En revanche, j'ai tracé également des cartes de rencontres avec Vénus et avec la Terre (figure 3.16). Malgré la faible densité des cartes présentées, les relations entre demi-grand axe initial, excentricité initiale et rencontre, pour chaque planète, sont bien visibles : il est impossible de rencontrer Vénus pour certaines parties de l'espace des phases, et au contraire, la barre dans la carte de rencontres avec la Terre montre la relation entre demi-grand axe initial et excentricité initiale qui favorise les rencontres.

En revanche, il ne semble pas y avoir de structures particulières liées au chaos à observer, en-dehors de ce qui est lié aux RMMs décrites auparavant, ce qui confirme l'hypothèse selon laquelle Jupiter est la planète qui influence le plus les Draconides.

3.3.2 Forces non-gravitationnelles et comparaison avec les Géminides

On s'intéresse ensuite à l'effet des forces non-gravitationnelles. On trace donc les cartes des ensembles BIN110, BIN011 et BIN00101. La figure 3.17 montre une carte en excentricité de BIN110 et une carte en anomalie moyenne de BIN011, comme illustration de ce qu'on a pu obtenir avec ces deux ensembles de données. On peut remarquer en les comparant avec la figure 3.12 qu'elles sont pratiquement identiques avec les cartes obtenues grâce aux particules de BIN10100. En effet, les forces non-gravitationnelles associées à de tels rayons sont encore trop faibles pour impacter la dynamique des Draconides.

C'est pour cette raison que j'ai décidé de créer un nouvel ensemble en BIN00101, contrairement à ce qui avait été choisi pour les Géminides. C'est uniquement avec d'aussi petites tailles qu'on obtient une variation sur les cartes, comme on peut le voir dans la figure 3.18. Ces variations sont très légères, et apparaissent dans la carte en anomalie moyenne, sur laquelle on va donc concentrer l'analyse.

Le lobe de la résonance principale est déformé, perdant ainsi sa symétrie, et avec plus de chaos présent sur le bord droit du lobe que sur le bord gauche. Tous les autres lobes sont bien plus flous que ce qu'on avait vu auparavant.

La différence en OFLI semble pouvoir s'expliquer assez simplement : puisque les FNGs font perdre de l'énergie aux particules, elles s'accompagnent d'une décroissance du demi-grand axe. Ce glissement vers des demi-grands axes plus faibles permet aux particules initialement sur le bord gauche du lobe de s'éloigner de la séparatrice et de rejoindre des zones plus stables, où les rencontres avec Jupiter sont moins chaotiques. En revanche, les particules initialement sur le bord droit du lobe ne peuvent pas franchir la séparatrice et expérimentent donc le même niveau de chaos que ce qu'on pouvait observer avec des forces non-gravitationnelles négligeables.

En reprenant le même raisonnement que pour la carte 3.13, on trace dans la figure 3.19 les Draconides de BIN00101, en fonction de leurs éléments orbitaux dix ans après le début de l'intégration. Là encore, le lobe est déformé : on voit que sa forme est légèrement différente. Sur la carte précédente 3.18, il semblait que les bords inférieurs et supérieurs du lobe (autour de $M = 0^\circ$) sont plus chaotiques que ce qu'on a

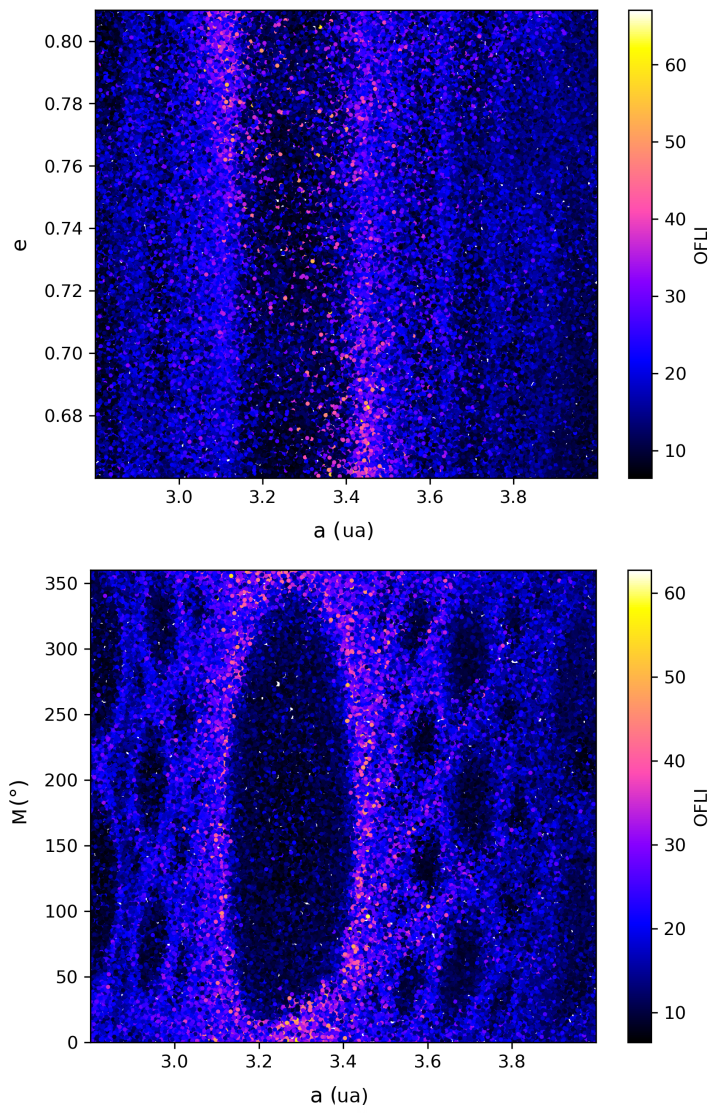


FIGURE 3.17 – Carte en excentricité de Draconides BIN110 et carte en anomalie moyenne de Draconides BIN011.

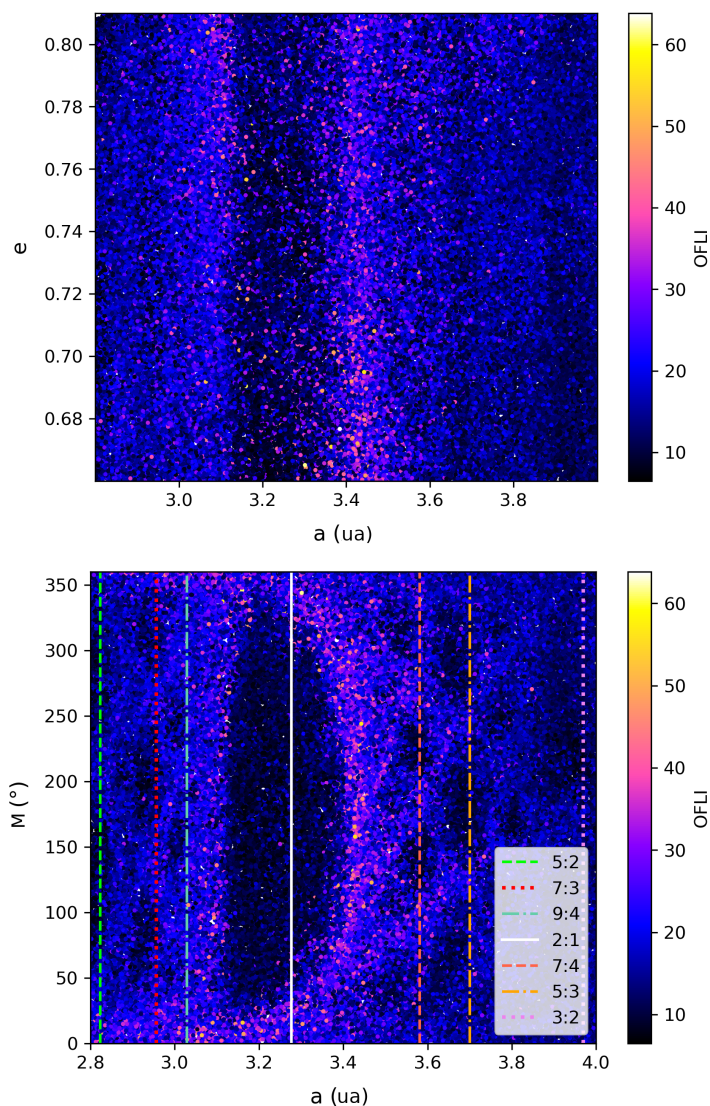


FIGURE 3.18 – Cartes en excentricité et en anomalie moyenne de Draconides BIN00101.

pu voir avec les Draconides BIN10100. On aurait pu croire que cela était dû à la position initiale des particules au périhélie mais cette dernière figure prouve que c'est en fait un effet de la séparatrice : le point où les deux parties du lobe se rejoignent correspond en fait au point selle, c'est-à-dire l'endroit d'où partent les séparatrices.

Les rencontres avec les différentes planètes, et notamment avec Jupiter, donnent des cartes cohérentes avec les remarques précédentes, comme on peut le voir dans la figure 3.20. La carte des rencontres avec Jupiter, en anomalie moyenne, montre que peu de particules peuvent s'échapper de la résonance principale, puisqu'on observe peu de rencontres au cœur de la RMM.

La même structure que précédemment est visible sur la carte en excentricité des rencontres avec la Terre. Il semblerait donc que les particules qui rencontrent la Terre doivent être dans une configuration initiale assez semblable quelles que soient les tailles observées.

Les différences dues aux forces non-gravitationnelles sont bien moindres que celles observées pour les Géminides. Il est donc intéressant de se demander à quoi sont dues ces différences. Deux aspects peuvent être étudiés : la différence des résonances entrant en jeu pour chaque courant, ainsi que la variation des forces non-gravitationnelles selon les orbites des courants.

Pour ce qui est des RMMs, on peut voir qualitativement la différence entre les cartes. En prenant en compte les échelles, la figure 3.1 (Géminides) montre des résonances avec la Terre bien plus fines que les RMMs qui sont présentées dans la figure 3.12 (Draconides). Pour vérifier et quantifier cette différence, j'ai travaillé avec Melaine Saillenfest, qui a réalisé un calcul semi-analytique de la largeur des résonances les plus marquées sur chaque carte (la 2:3 avec la Terre pour les Géminides et la 2:1 avec Jupiter pour les Draconides). Sa méthode est détaillée dans Courtot et al. (2023a). Les résultats obtenus de cette façon m'ont permis de tracer des cartes de chaos avec la largeur théorique des résonances en superposition,

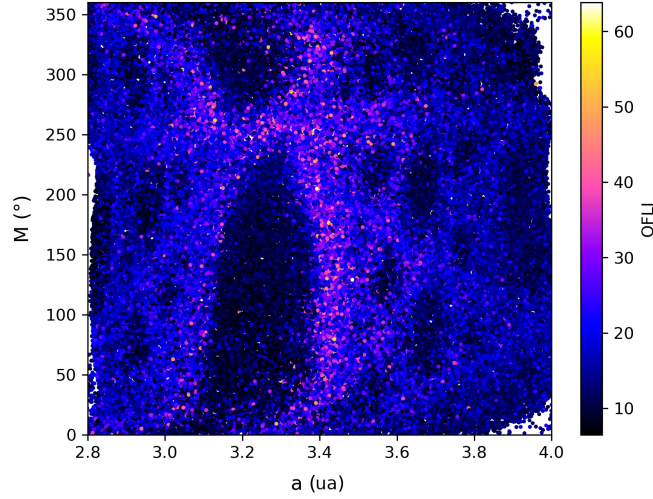


FIGURE 3.19 – Mêmes carte que la figure 3.13 mais avec les Draconides BIN00101.

comme on peut le voir dans l'article cité. On obtient ainsi une largeur maximale de $4,76 \cdot 10^{-4}$ ua pour les Géminides et de $5,12 \cdot 10^{-1}$ ua pour les Draconides.

On voit donc bien que la RMM qui a tant d'impact sur les Draconides est bien plus large que celle qui agit au niveau des Géminides. Pour compléter cette première partie de l'explication, il faut ensuite s'intéresser aux forces non-gravitationnelles.

Liou et Zook (1997) ont prouvé que seule la force de Poynting-Robertson peut générer une décroissance en demi-grand axe suffisante pour permettre aux particules d'échapper aux RMMs. Vu la différence entre les orbites des Géminides et des Draconides, tant au niveau de leur périhélie et de leur demi-grand axe que de leur vitesse générale, la décroissance sera forcément différente (voir l'équation 2.5 pour la définition de cette force).

La formule décrivant l'évolution en demi-grand axe est ainsi formulée par Liou et Zook (1997) :

$$\left(\frac{da}{dt}\right)_{PR} = \frac{-1,35\beta\mathcal{G}M_{\odot}}{c} \frac{2+3e^2}{a(1-e^2)^{3/2}}, \quad (3.2)$$

avec β le ratio entre la force de pression de radiation et la force de gravité du Soleil. Ce dernier paramètre s'exprime ainsi (Burns et al., 1979) :

$$\beta = \frac{3}{4} \frac{S_0 R_0^2}{\mathcal{G}M_{\odot} c} \frac{1}{\rho r}, \quad (3.3)$$

avec S_0 le flux solaire à $R_0 = 1$ au, sa valeur est de $1,37 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$ (Cox, 2000).

En combinant ces deux équations, on est capable de calculer l'évolution du demi-grand axe pour des valeurs d'éléments orbitaux moyens pour chaque pluie. J'ai choisi 1,275 ua pour le demi-grand axe des Géminides et 0,875 pour leur excentricité, ce qui correspond aux valeurs moyennes entre les limites données dans le tableau de CI2 (voir tableau 3.2). Le rayon choisi est de 0,3 mm, ce qui correspond à la plus large particule possible qui peut toujours s'échapper de la résonance, comme on l'a vu à la section 3.2.3. J'obtiens ainsi pour les Géminides une valeur de $-1,53 \cdot 10^{-12} \text{ ua} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui correspond à un déplacement de $-0,048$ ua sur les 1000 ans d'intégration des Géminides. Compte tenu du fait qu'il s'agit uniquement du déplacement dû à Poynting-Robertson, cette valeur est compatible avec les orbites montrées dans la figure 3.8.

Pour les Draconides, on prend de même les valeurs moyennes de celles données dans la table des conditions initiales 3.5 : 3,4 ua pour le demi-grand axe et 0,735 pour l'excentricité. On reprend la même valeur de rayon pour que la comparaison soit valable. On obtient cette fois un déplacement en $-1,75 \cdot 10^{-13} \text{ ua} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui correspond cette fois à un déplacement de $-0,006$ ua sur 1000 ans.

On voit ainsi clairement que la différence d'orbites entre les Draconides et les Géminides entraîne un déplacement en demi-grand axe inférieur pour les premières par rapport aux deuxièmes. La combinaison de cet effet avec la largeur de la résonance fait que les deux régimes décrits précédemment n'existent plus pour les Draconides. Ainsi, même les plus petites Draconides étudiées restent capturées en résonance.

Ici est révélé l'intérêt de l'approche choisie, qui consiste à produire des cartes de chaos pour des courants de météoroïdes très différents. En se basant uniquement sur des cartes produites pour les Géminides, on risquerait d'associer petites particules et diffusion, ce qui n'est manifestement pas toujours le cas.

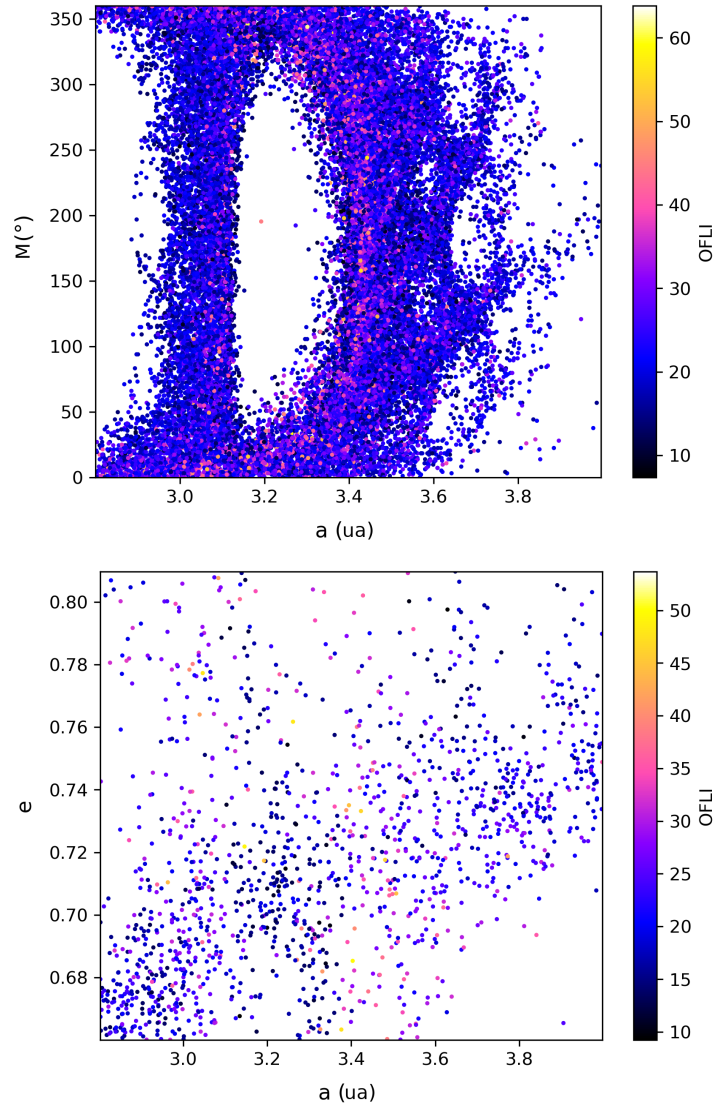


FIGURE 3.20 – Carte en anomalie moyenne de Draconides BIN00101, où les seules particules représentées ont rencontré Jupiter, et carte en excentricité de Draconides BIN00101, où les seules particules représentées ont rencontré la Terre.

TABLE 3.7 – Valeurs limites des éléments orbitaux initiaux pour les Léonides (2000 ans d’intégration)

Élément	Min	Max
a (ua)	9,8	11
e	0,83	0,98
i ($^{\circ}$)	165	169
ω ($^{\circ}$)	226	230
Ω ($^{\circ}$)	168	172

3.4 Léonides

Les Léonides sont une pluie observée depuis longtemps (au moins 1000 ans, selon Williams, 1997). Elles ont pour corps parent la comète 55P/Tempel-Tuttle, qui est du même type que la comète de Halley ("Halley-type comet" - HTC). Ce type de corps rencontre moins Jupiter mais peut en revanche croiser l'orbite d'Uranus ou de Neptune. Il est donc probable que les Léonides rencontrent moins Jupiter que les Draconides, mais qu'elles soient influencées quand même par les autres planètes géantes. Ainsi, Williams (1997) propose que Uranus puisse repousser les Léonides sur des orbites qui ne croisent pas celle de la Terre.

Les Léonides sont caractérisées par des tempêtes qui peuvent être particulièrement importantes (Wu et Williams, 1996; McNaught et Asher, 1999) car ce courant possède des structures très densément peuplées qui rencontrent la Terre. En revanche, la Terre n'a que peu d'effet sur ce courant, à part la création de quelques lacunes (Vaubailon et al., 2019).

La dynamique des Léonides est donc à la fois différente de celles des Géminides et des Draconides, ce qui me permet d'appréhender plus largement les caractéristiques du chaos dans les courants de météoroïdes qui donnent naissance à des pluies.

On reprend la même méthode que précédemment pour définir les conditions initiales d'intégration des Léonides. On a de nouveau quatre ensembles de conditions, selon le rayon des particules (de BIN10100, pour des rayons entre 10 et 100 mm, au BIN00101, avec des rayons entre 0,01 et 0,1 mm). Le temps initial choisi est l'année 1334 de notre ère, qui correspond à un sursaut d'activité des Léonides en 1998 (McNaught et Asher, 1999). Les éléments orbitaux initiaux des particules sont choisis dans les limites données dans le tableau 3.7, sauf l'anomalie moyenne, qui est choisie parmi toutes les valeurs possibles (de 0° à 360°).

Pour les Léonides, je décide cette fois d'intégrer les particules sur 2000 ans (et non pas 1000). Ce choix se justifie au vu du demi-grand axe important de cette pluie : il faut 2000 ans pour effectuer 60 périodes. Avec ce temps d'intégration plus conséquent, on peut donc étudier de manière exhaustive le chaos à court terme dans les Léonides.

3.4.1 Résonances de moyen mouvement et rencontres

Comme pour les Draconides, les cartes présentées sont des cartes en excentricité et des cartes en anomalie moyenne (mêmes définitions que précédemment). Les autres cartes ne donnent pas plus d'informations.

Pour commencer, l'ensemble BIN10100 révèle dans sa carte en excentricité comme en anomalie moyenne (voir figure 3.21) une résonance de moyen mouvement avec Jupiter : la RMM 1:3 à 10,83681 ua. Par ailleurs, dans ces mêmes cartes, on s'aperçoit que le OFLI atteint des valeurs finales légèrement plus faibles que les Draconides.

On peut s'attendre à ce qu'un mécanisme de rencontres proches avec Jupiter, similaire à ceux présentés pour les Géminides (avec la Terre et Vénus) et les Draconides (avec Jupiter), se produise de nouveau ici. Les cartes en excentricité et anomalie moyenne présentées dans la figure 3.22 montrent des cartes similaires aux précédentes, mais en ne traçant que les particules qui rencontrent Jupiter.

Tout d'abord, la carte en excentricité montre une densité de rencontres avec Jupiter plus importante lorsque l'excentricité atteint ses valeurs les plus faibles, que ce soit à l'extérieur ou à l'intérieur de la résonance. Par ailleurs, des particules parviennent à rencontrer Jupiter, même lorsqu'elles sont originaires de l'intérieur des lobes. Pour comprendre d'où elles viennent, la figure 3.23 montre une carte en excentricité où les particules sont colorées en rouge lorsqu'elles proviennent de l'intérieur des lobes, et une carte en anomalie moyenne, où les couleurs illustrent la valeur de l'excentricité initiale (au lieu du OFLI final). Ces deux cartes démontrent qu'une majorité de particules qui semblent être présentes dans la RMM tout en rencontrant Jupiter sont en fait issues de la séparatrice (mécanisme semblable à ce qu'on a vu pour les Draconides). Quelques particules (en rouge sur la figure 3.23) qui, bien qu'elles rencontrent Jupiter, proviennent bien de l'intérieur des lobes de la RMM, ont une autre caractéristique : leur excentricité est assez faible ($\lesssim 0,87$).

Or, en traçant la carte en excentricité de BIN10100 avec les particules qui rencontrent Saturne dans la figure 3.24, on s'aperçoit que beaucoup de rencontres avec Saturne ont lieu pour des excentricités plutôt faibles, par rapport aux valeurs choisies, surtout dans la résonance. Il semble donc que les rencontres avec Saturne pourraient être à l'origine de la sortie de ces particules de la RMM, ce qui leur permettrait de rencontrer Jupiter par la suite. Et en effet, j'ai pu confirmer que pour la grande majorité de ces particules, une rencontre avec Saturne a lieu avant qu'une ou plusieurs rencontre(s) avec Jupiter ne se produise(nt).

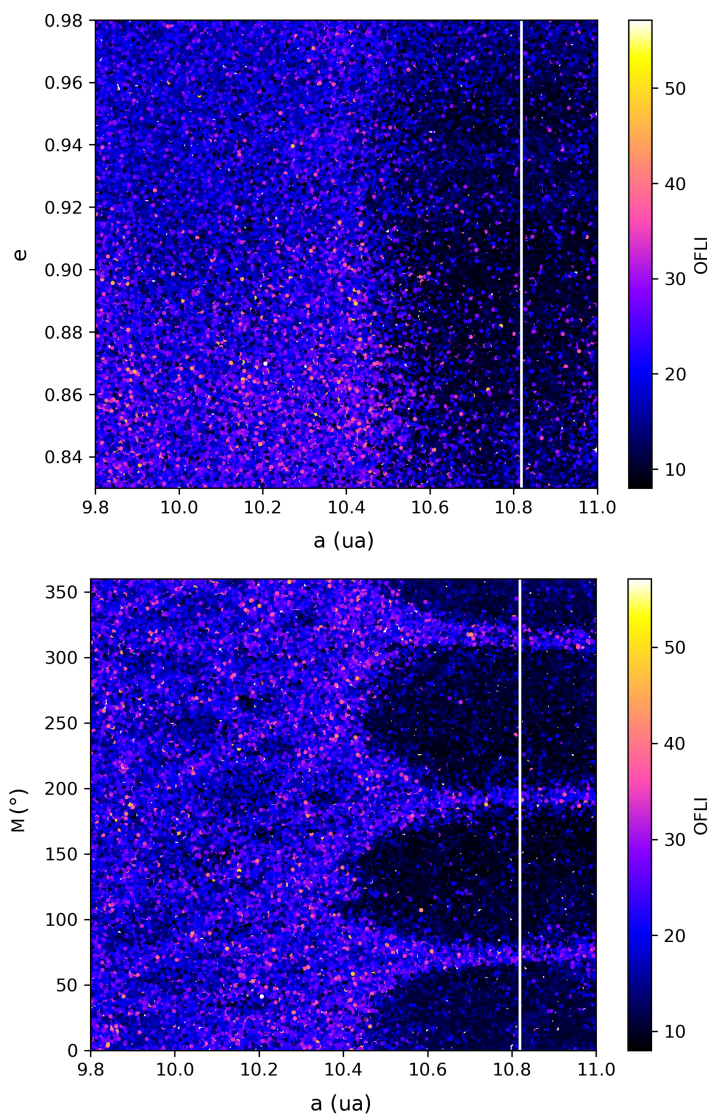


FIGURE 3.21 – Cartes en excentricité et en anomalie moyenne à partir de Léonides BIN10100, au bout de 2000 ans d'intégration.

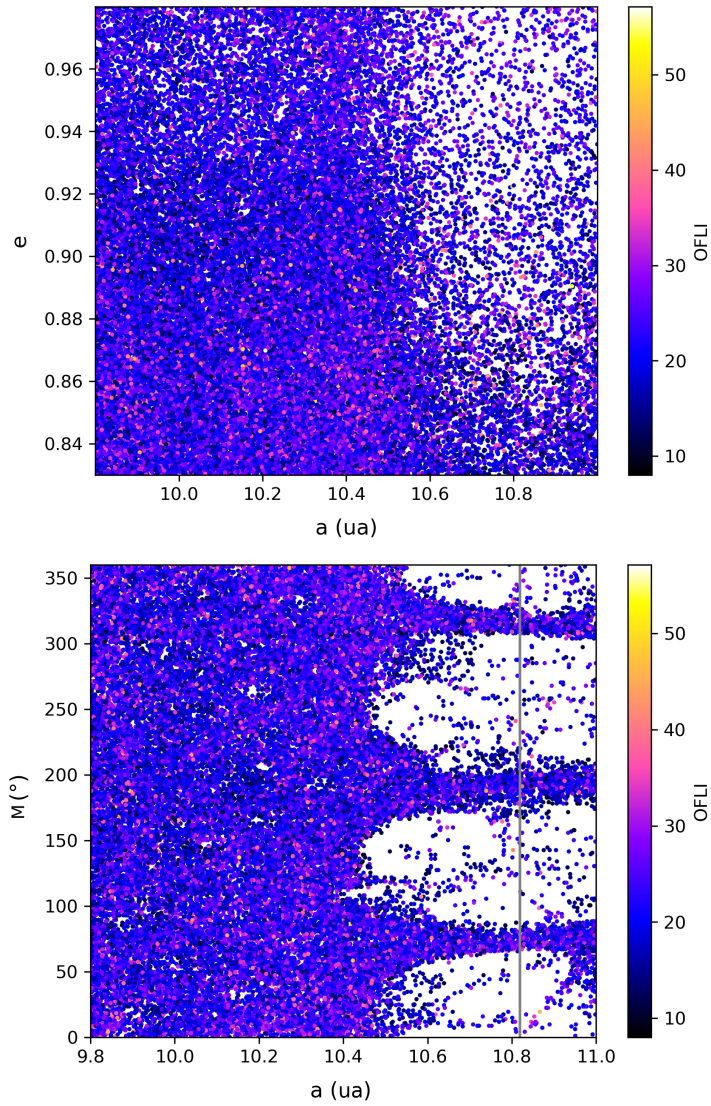


FIGURE 3.22 – Même cartes que la figure 3.21, mais les particules représentées rencontrent toutes Jupiter au moins une fois dans l'intégration.

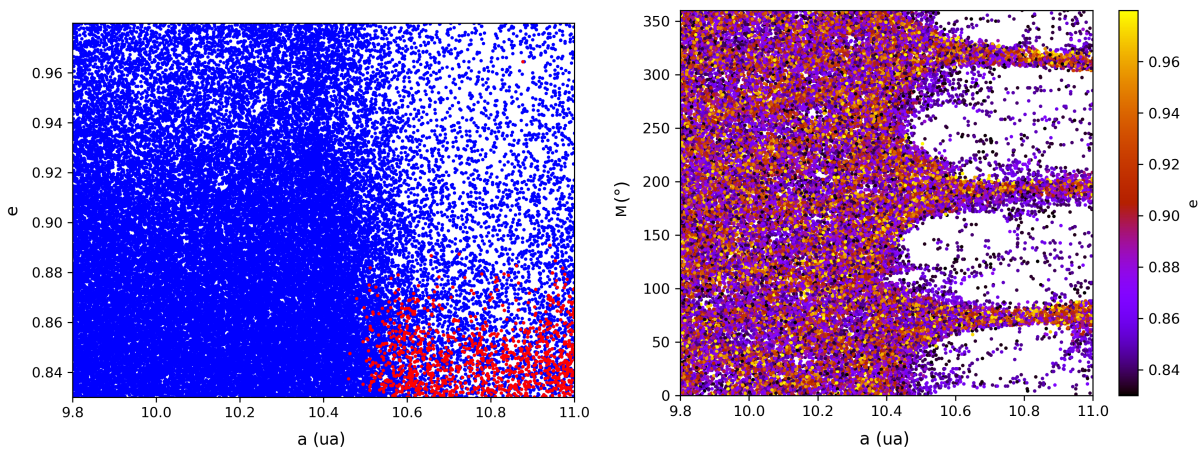


FIGURE 3.23 – Cartes de Léonides BIN10100. Dans la carte en excentricité, les particules en rouge proviennent de l'intérieur des lobes. Dans la carte en anomalie moyenne, la couleur représente l'excentricité initiale des particules.

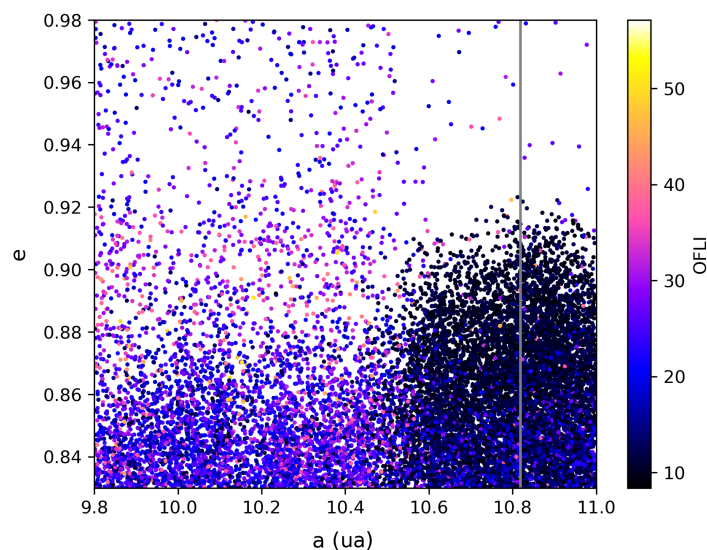


FIGURE 3.24 – Carte en excentricité de Léonides BIN10100, les particules représentées ont rencontré Saturne durant l’intégration.

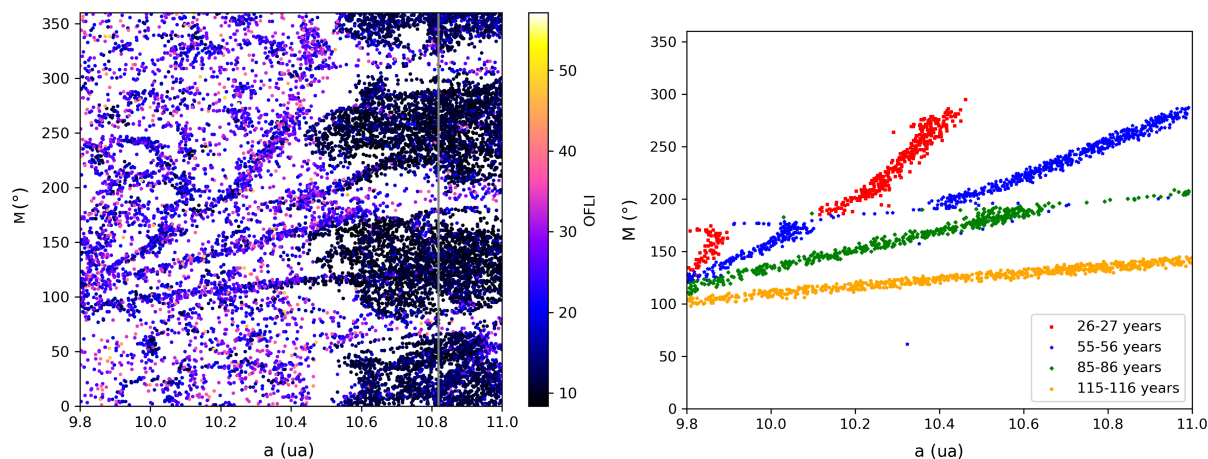


FIGURE 3.25 – Carte en anomalie moyenne de Léonides BIN10100, les particules représentées ont rencontré Saturne durant l’intégration. Sur cette carte, des caractéristiques particulières apparaissent et sont représentées en couleur sur la deuxième carte. Les couleurs désignent à quelles années depuis le début de l’intégration les rencontres qui forment ces traits ont lieu.

On peut également s’intéresser à la carte en anomalie moyenne des particules de BIN10100 qui rencontrent Saturne. Elle est présentée dans la figure 3.25. Outre les rencontres, très peu chaotiques, qui ont lieu pour les particules dans la RMM, une autre caractéristique marquante de cette carte est la présence de lignes bien visibles, en-dehors de la RMM. Comme on peut le voir sur la deuxième carte présentée, ces lignes apparaissent au fur et à mesure de l’intégration. Ainsi, au bout de 26 ans d’intégration, et pendant deux ans, des particules rencontrent Saturne, et sont toutes placées le long de la ligne rouge. Puis aucune rencontre ne se produit, jusqu’à 55 et 56 ans après le début d’intégration, où des particules initialement sur la ligne bleue vont rencontrer Saturne, et ainsi de suite. Lorsque le temps d’intégration dépasse les 117 ans, d’autres rencontres vont se produire, en-dehors des lignes. Il semble probable qu’une relation entre l’anomalie moyenne initiale et le demi-grand axe initial soit nécessaire pour rencontrer Saturne, et que cette relation évolue au fur et à mesure du temps, jusqu’à ce que les différentes rencontres proches et le chaos ambiant mettent à mal cette relation.

À part ces rencontres avec Jupiter (43683 particules la rencontrent au moins une fois) et Saturne (14398 particules concernées), les Léonides modélisées rencontrent aussi Mercure (103), Venus (1511), la Terre (2122), Mars (765), Uranus (199) et Neptune (10). Les cartes liées à ces deux dernières planètes n’apportent pas de nouvelles informations.

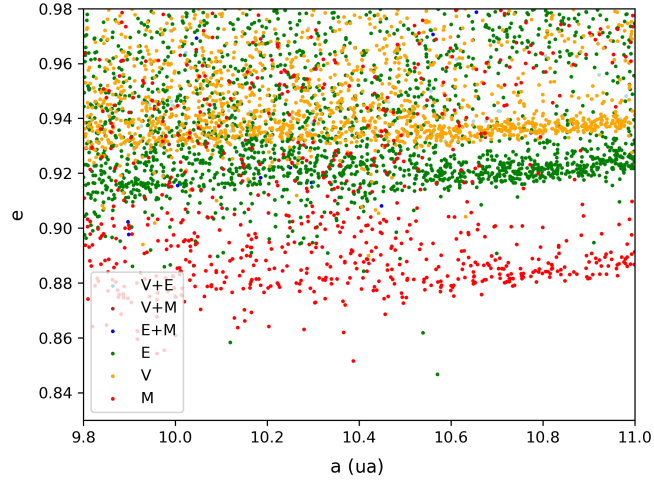


FIGURE 3.26 – Carte en excentricité de Léonides BIN10100, les particules représentées ont rencontré la Terre (E), Mars (M) ou Vénus (V) durant l’intégration. Les couleurs montrent quelles planètes ont été rencontrées.

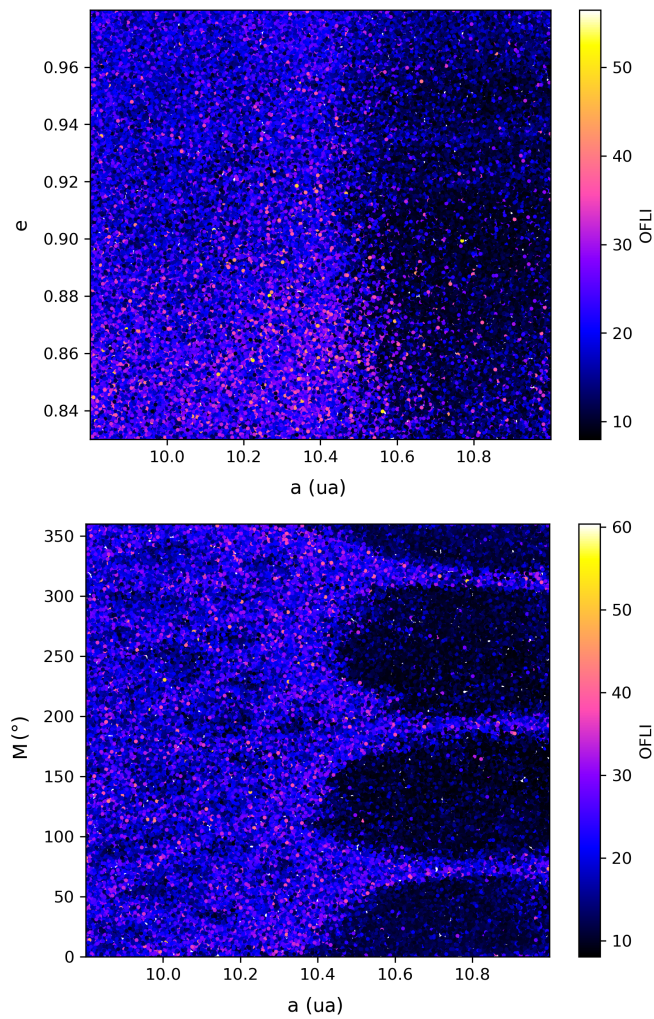


FIGURE 3.27 – Carte en excentricité de Léonides BIN110 et carte en anomalie moyenne de Léonides BIN011.

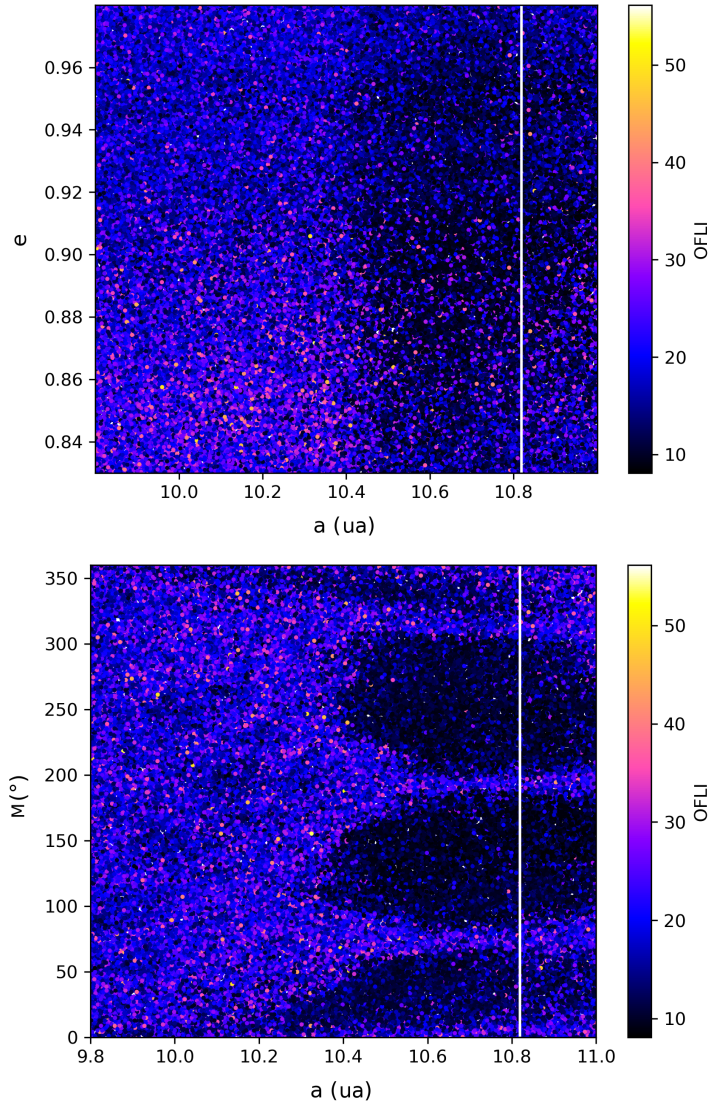


FIGURE 3.28 – Cartes en excentricité et en anomalie moyenne de Léonides BIN00101.

Si Mercure n'est pas assez rencontrée pour donner des résultats intéressants, on peut tout de même noter quelques informations sur les rencontres avec les planètes du système solaire interne. Ainsi, dans la figure 3.26, la carte présentée montre les rencontres avec ces différentes planètes en fonction du demi-grand axe initial et de l'excentricité initiale. On voit alors que les particules peuvent rencontrer ces planètes à condition que leur excentricité soit supérieure à une certaine valeur (qui dépend de la planète considérée), ce qui se traduit par une ligne horizontale de rencontres pour une certaine planète. Ces lignes sont particulièrement visibles dans la zone de RMM : à l'extérieur, le chaos brouille ces résultats.

3.4.2 Forces non-gravitationnelles et comparaison avec les Géminides

Ici aussi, et comme on peut le voir figure 3.27, les ensembles BIN110 et BIN011 ne donnent pas de nouveaux résultats par rapport à l'ensemble BIN10100. On est donc obligé d'utiliser l'ensemble BIN00101 ; les cartes qui en résultent sont présentées dans la figure 3.28.

Cette fois, la différence majeure avec l'ensemble BIN10100 (voir la figure 3.21 pour comparaison) est une barre de chaoticté plus importante qui se situe autour d'une anomalie moyenne à 0° . Cette barre ne semble pas, contrairement aux Draconides, émaner de la RMM, puisqu'elle ne coïncide pas avec la séparatrice.

En traçant les mêmes cartes pour les particules qui rencontrent Jupiter (figure 3.29), on montre que la barre provient de ces rencontres. Néanmoins, il reste à expliquer pourquoi ces rencontres proches ont lieu pour des particules de petite taille au périhélie. J'ai tenté d'expliquer cela en traçant l'évolution de particules dans la barre et en les comparant avec d'autres particules en-dehors de la barre, ou plus grosses, sans véritablement identifier de mécanismes spécifiques. La combinaison de la position de Jupiter

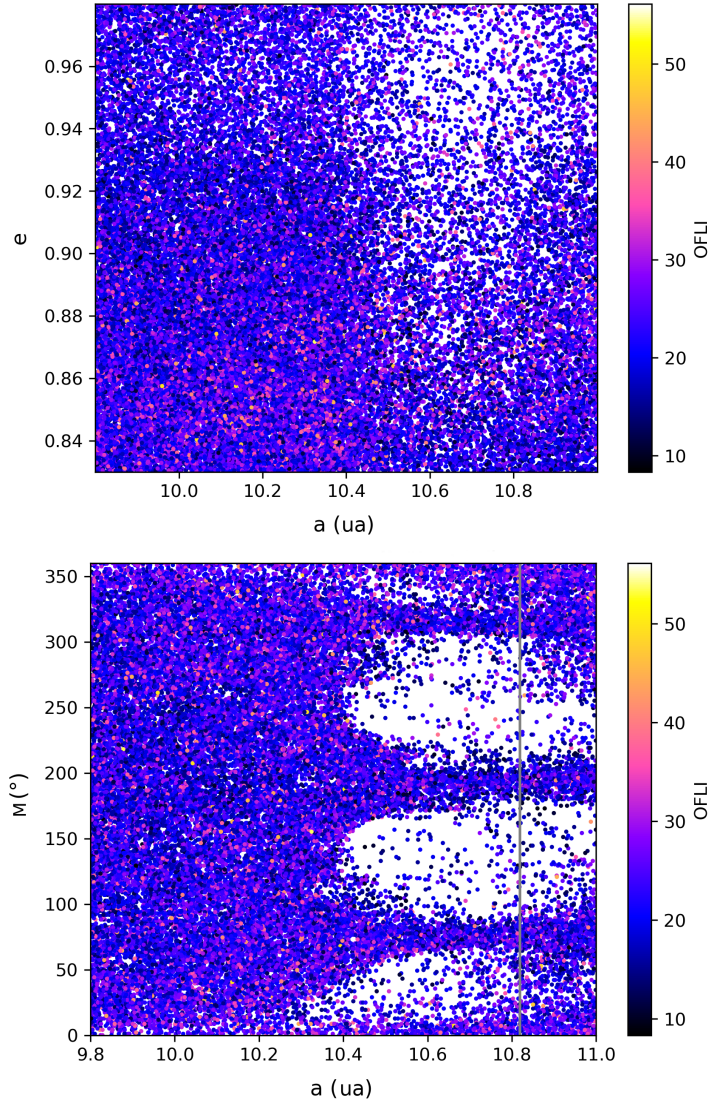


FIGURE 3.29 – Même carte que la figure 3.28, mais les particules représentées rencontrent Jupiter durant l’intégration.

au temps initial, des particules au périhélie, ainsi que des forces non-gravitationnelles, doit être à l’origine de cet aspect dans les cartes, mais je n’ai pas eu le temps d’approfondir ma recherche à cet endroit.

Les cartes issues des rencontres avec Saturne ou avec le système solaire interne sont très semblables à celles qu’on a montré pour l’ensemble BIN10100. Pour comparaison, les nouvelles cartes sont présentées dans la figure 3.30.

La différence entre les cartes BIN10100 et BIN00101 pour les Léonides est très faible, tout comme pour les Draconides. Pour comprendre pourquoi, on peut s’intéresser à la largeur des RMMs qui entrent en jeu, ainsi qu’à l’évolution du demi-grand axe générée par la force de Poynting-Robertson.

Qualitativement, la RMM qui influe sur la dynamique des Léonides est bien plus large sur les cartes que celle des Géminides, au point qu’on ne voit que la limite gauche de cette RMM. En utilisant la même méthode (décrite dans Courtot et al., 2023a), on calcule la largeur maximale de la résonance 1:3 avec Jupiter ; elle atteint $2,61 \cdot 10^{-1}$ ua (à comparer aux $4,76 \cdot 10^{-4}$ ua des Géminides). De nouveau, la largeur de la RMM pour les Léonides est bien supérieure.

Quant à l’évolution du demi-grand axe, l’équation 3.2 donne $-2,86 \cdot 10^{-13}$ ua.s $^{-1}$, pour un demi-grand axe de 10,4 ua, une excentricité de 0,905 et toujours le même rayon de 0,3 mm. En appliquant cette valeur sur 1000 ans pour mieux la comparer aux autres, on obtient -0,009 ua, une valeur proche des Draconides, mais bien inférieure aux Géminides.

Ici aussi, la largeur de la RMM avec Jupiter qui joue un rôle dans la dynamique des Léonides, ainsi que le faible effet de la force de Poynting-Robertson, se combinent pour minimiser l’effet du rayon des particules : la dynamique des Léonides n’est que faiblement influencée par la taille des particules, dans les échelles étudiées.

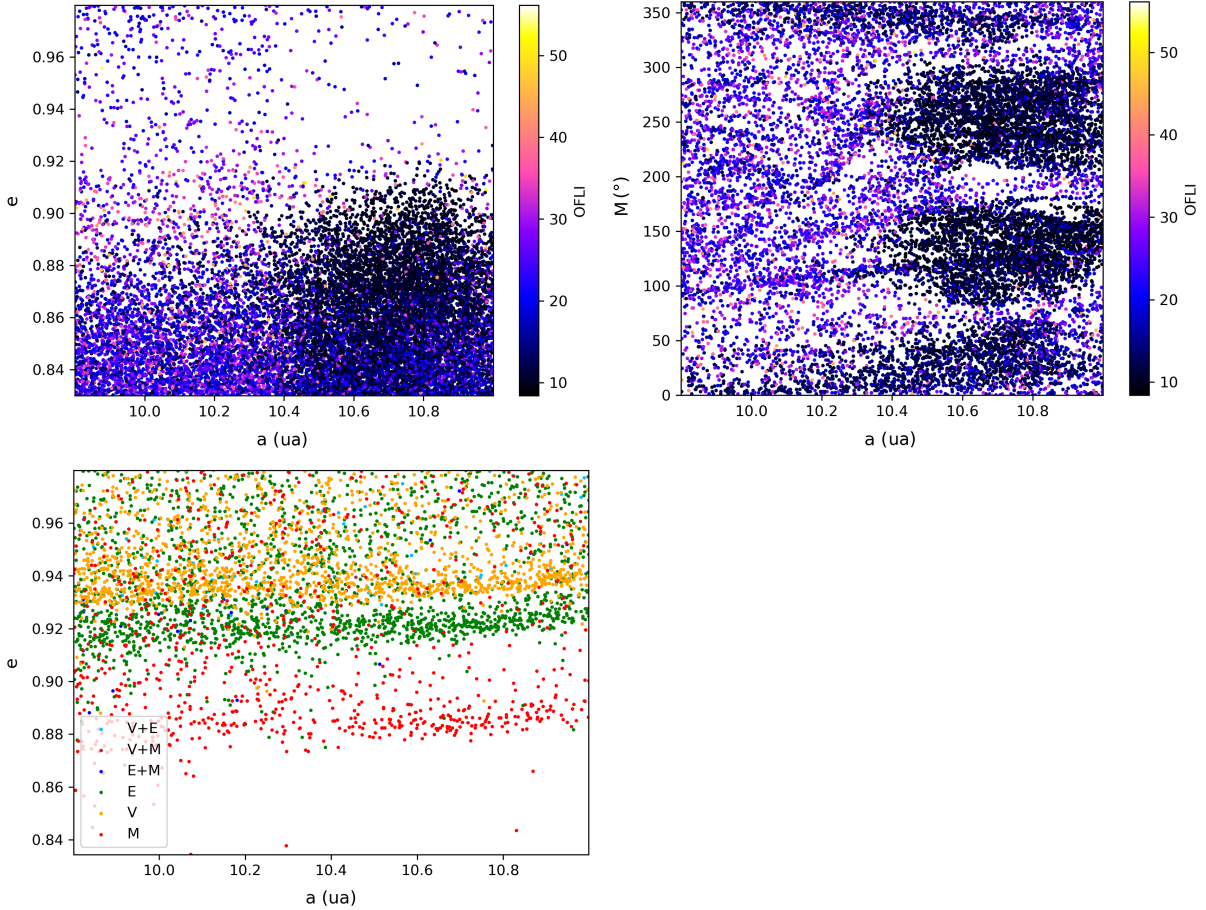


FIGURE 3.30 – Cartes de chaos en excentricité et anomalie moyenne pour les Léonides de BIN00101 qui rencontrent Saturne, et carte en excentricité pour les Léonides de BIN00101 qui rencontrent la Terre (E), Mars (M) et/ou Vénus (V) (les couleurs indiquent quelles planètes sont rencontrées).

3.5 Comparaison entre les trois pluies observées

Le but de l'étude du chaos dans ces trois courants de météoroïdes était d'obtenir une vue générale du chaos dans des courants qui sont à l'origine de pluies reconnues. Cela permet de comparer ces résultats avec les cartes issues d'un courant qui est plutôt à l'origine d'un groupe de météores, c'est-à-dire d'un ensemble de météores qui ressemblent à une pluie, mais dont l'existence n'est pas encore prouvée. Pour que ce but soit atteint, il me semble important de récapituler les diverses caractéristiques du chaos que l'on a pu observer dans ces courants si différents.

Tout d'abord, les résonances de moyen mouvement jouent un rôle important pour chaque pluie : en capturant des particules, les RMMs empêchent ces particules de rencontrer la planète à l'origine de la résonance. Cette capture peut être détruite par des rencontres proches avec d'autres planètes (Saturne dans le cas des Léonides). La capture peut également être empêchée par les forces non-gravitationnelles, et particulièrement la force de Poynting-Robertson, à condition que cette dernière soit suffisamment puissante et que les RMMs concernées ne soient pas trop larges.

Si ces différents mécanismes existent pour chaque pluie, certaines caractéristiques ne sont pas partagées. Ainsi, les Géminides sont la seule pluie étudiée pour laquelle l'anomalie moyenne ne présente pas de caractéristiques particulières. Également, ce courant est trop loin de Jupiter pour que des RMMs liées à cette planète n'apparaissent et les seules RMMs qui jouent un rôle pour les Géminides sont particulièrement fines.

Il est très clair que Jupiter a un effet particulier sur les courants de météoroïdes étudiés (chaoticité importante des rencontres, RMMs très larges), et les courants qui ne croisent pas son orbite ont donc une dynamique très différente de ceux qui ont des demi-grands axes plus élevés. Cet effet se couple avec la diminution de l'influence de Poynting-Robertson pour ces mêmes orbites.

Il faudra donc prendre ces aspects en compte lors de comparaisons avec des groupes de météores.

Chapitre 4

Application sur un groupe de météores : les Taurides

4.1 L'intérêt des Taurides

Les Taurides sont actuellement référencées comme une pluie, ou même comme un complexe comprenant plusieurs courants, qui mèneraient à des pluies mineures. On appelle ces différents courants des "branches". L'hypothèse actuelle est que ces branches proviendraient toutes d'un même corps parent, ce qui correspondrait à la définition d'une pluie, donnée en introduction. Egal et al. (2022a) ont ainsi identifié quatre branches principales (les Taurides Nord, Taurides Sud, Beta-Taurides et Zeta-Perséides), dont les âges varient entre 2 000 et 8 000 ans pour les Taurides Nord et Beta-Taurides, et entre 7 000 et 15 000 ans pour les deux autres. Bien sûr, les Taurides ne sont pas les seules à être formées de plusieurs branches. Ainsi, par exemple, de nombreuses pluies présumées sont composées d'une branche Nord et d'une branche Sud (Neslušan et al., 2023). Les Beta-Taurides et les Zeta-Perséides ont pu être étudiées par Dewsnap et Campbell-Brown (2021), qui montrent que de petites particules issues de ces branches s'échappent de la RMM 7:2 avec Jupiter, qui semble structurer les Taurides. Spurný et al. (2017) ont identifié une nouvelle branche dans ce complexe qui serait composée de météoroïdes particulièrement grands, capturés en résonance.

L'origine présumée des Taurides serait la comète 2P/Encke. Whipple et El-Din Hamid (1952) avaient ainsi estimé qu'une collision avec cet objet aurait pu produire le courant. Egal et al. (2021) remettent en cause cette explication en faisant remarquer que la rupture d'un objet ne suffit pas à expliquer l'ensemble des caractéristiques des Taurides. Devillepoix et al. (2021) proposent que Encke soit plutôt un produit d'un autre objet que le corps parent principal des Taurides. On remarquera que l'âge des Taurides est plutôt considéré comme étant inférieur à 5000 ans dans ce dernier article.

Egal et al. (2022b) explorent la possibilité qu'un autre corps parent ait produit à la fois Encke et les Taurides, ce qui expliquerait le lien dynamique qu'il est possible de faire entre Encke et le courant, ainsi que les caractéristiques des Taurides qu'on ne peut pas expliquer en considérant simplement Encke comme corps parent. Cette analyse est compliquée par l'histoire chaotique de Encke ainsi que la grande dispersion des éléments des Taurides. Egal et al. (2022b) montrent qu'un clone de Encke en particulier reproduit très bien les caractéristiques des Taurides, sauf pour une partie des Zeta-Perséides.

On voit bien ici les doutes qui persistent sur l'origine du complexe, le chaos important de l'histoire de Encke qui brouille les indices ainsi que les questions qui se posent sur l'appartenance de telle ou telle branche au courant principal.

Pour restreindre l'analyse, j'ai décidé de me concentrer sur les Taurides Nord et Sud uniquement, à l'exclusion d'autres branches nommées ici. Dans la suite de ce chapitre, j'utilise le mot "groupe" pour désigner les Taurides, car les doutes sur le corps parent sont suffisamment prévalents pour remettre en cause l'appellation de "pluie". On gardera néanmoins en tête que nommer les Taurides un groupe de météores n'exclut pas de conclure sur la réalité de la pluie à la fin de ce chapitre.

4.2 Choix des conditions initiales

Contrairement au chapitre précédent, où j'ai supposé que, puisque les pluies étudiées sont, par définition, bien connues et circonscrites, les orbites caractéristiques de ces pluies devaient être bien connues,

7. Becky Chambers, *L'espace d'un an*, Le livre de poche, 2016, Trad. Marie Surgers, p. 205.

ici, en revanche, on ne peut pas faire une telle hypothèse. Il m'a semblé plus logique de partir cette fois des observations, car cela s'aligne davantage avec ma définition d'un groupe de météores.

J'ai donc utilisé les bases de données issues de plusieurs réseaux d'observations des météores, et sélectionnés ceux qui sont étiquetés comme faisant partie des Taurides. À partir de là, j'ai pu essayer d'en déduire les valeurs des éléments orbitaux pour produire des cartes.

4.2.1 Les observations

Un réseau d'observation est tout simplement un ensemble de caméras qui observent le ciel en permanence. Des algorithmes de détections automatiques sauvegardent les images lorsque quelque chose qui ressemble à un météore est détecté. Après vérification (pour éviter les confusions avec un avion, un satellite, un insecte etc.), on peut calculer le radiant, en opérant une triangulation à partir de deux caméras ou plus, et calculer la vitesse du météore observé, en mesurant ses positions successives sur les images des caméras.

Les réseaux d'observation que j'ai sélectionnés sont : CAMS ("Cameras for Allsky Meteor Surveillance" - Caméras pour la surveillance des météores dans l'ensemble du ciel), Edmond et SonotaCo. Ces différents réseaux sont répartis sur des endroits différents du globe, et n'utilisent pas tous les mêmes algorithmes pour calculer les éléments orbitaux des météoroïdes, ce qui devrait limiter les biais.

Dans les bases de données, on trouve la date et heure de l'observation, le radiant et la vitesse de la particule, mais aussi les éléments orbitaux déduits des informations précédentes, ainsi que de nombreux paramètres qui précisent l'observation effectuée. La définition et la méthode de calcul de ces paramètres peuvent être consultées dans Jenniskens et al. (2011) (Cams), Kornoš et al. (2014) (Edmond) et SonotaCo (2009).

J'ai sélectionné les particules étiquetées comme faisant partie des Taurides Nord ou Sud. Pour SonotaCo, j'ai ajouté un filtre sur le paramètre Qa qui évalue la qualité générale du calcul de l'orbite. Un tel paramètre n'a pas été défini dans les deux autres bases de données. SonotaCo est également la base de donnée pour laquelle j'ai obtenu le plus de résultats, et j'ai cherché à restreindre le nombre de particules à une valeur plus raisonnable. Le filtre choisi est : $Qa > 0,95$, puisque Qa varie entre 0 (qualité mauvaise) et 1 (bonne qualité). De cette façon, j'ai obtenu, au final, pour les trois bases de données, 31 987 particules.

J'ai décidé d'utiliser les éléments orbitaux tels qu'ils sont fournis dans les bases de données, plutôt que de les recalculer moi-même à partir d'autres informations. En effet, cela m'a semblé plus proche de la façon de travailler de la communauté scientifique sur ce sujet. C'est également un problème difficile, sur lequel la recherche est toujours en cours : la précision variable des observations ne permet pas toujours d'obtenir des orbites fiables, et le calcul doit être ajusté pour minimiser les erreurs (Vida et al., 2018; Peña-Asensio et al., 2021).

Le seul élément orbital qui n'est pas fourni est l'anomalie moyenne. Cela m'empêche donc de créer mes fichiers de conditions initiales. Plus généralement, aucune étude dynamique ne peut se faire sans, surtout pour des météoroïdes dont la rencontre avec la Terre est en partie liée à cet élément orbital. Pour pallier à ce problème, j'ai d'abord tenté de la calculer à partir d'autres éléments fournis : on connaît la date et l'heure de la rencontre du météore avec la Terre, et on connaît aussi la distance Terre-Soleil. En supposant que la distance particule-Soleil est égale à celle Terre-Soleil au moment de la rencontre, j'ai calculé l'anomalie excentrique de la particule à ce moment, pour en déduire l'anomalie moyenne. Pour vérifier la validité de mes calculs, j'ai alors recalculé la distance particule-Terre, en utilisant uniquement les éléments orbitaux fournis et l'anomalie moyenne calculée. Ces distances se sont révélées, pour l'immense majorité des particules, bien trop importantes, complètement incompatibles avec une rencontre proche. J'ai alors décidé de repartir des données de radiant et de vitesse pour essayer de trouver l'anomalie moyenne, mais cette méthode n'a pas donné de résultats plus concluants.

J'ai donc fini par choisir une méthode plus simple, mais qui se justifie : l'anomalie moyenne de chaque particule est choisie au hasard entre 0° et 360° . Cela revient à considérer non pas la particule observée, mais un clone sur la même orbite, décalé dans le temps. Cette approximation ne pose pas de problème si on considère que, les Taurides ayant une période assez courte (2,47 années en moyenne), sur cette durée elles doivent être suffisamment stables. En revanche, on n'a pas de garantie que le clone rencontre la Terre. Néanmoins, vu le nombre de particules considérées, on devrait avoir suffisamment d'informations pour commencer le travail sur les Taurides.

Cette solution met de plus en lumière les difficultés que j'ai rencontrées au moment de l'exploitation des bases de données, et qui doivent se poser pour la communauté scientifique en général.

4.2.2 Intégrations vers le passé

Dans le chapitre précédent, j'ai choisi des ensembles d'éléments orbitaux caractéristiques des pluies étudiées, à un temps passé t_{init} , avant de les intégrer vers le présent. Puisque ici j'ai décidé d'utiliser les

TABLE 4.1 – Valeurs limites pour les éléments orbitaux des particules de CI_{Tau} (intégration pendant 2000 ans)

Élément	Min	Max
a (ua)	0,6	3
e	0,65	0,95
i ($^{\circ}$)	1	25
ω ($^{\circ}$)	0	360
Ω ($^{\circ}$)	0	360

observations, deux solutions sont possibles : à partir des éléments orbitaux des observations, je pourrais choisir des intervalles valides pour chaque élément, puis les remplir de façon aléatoire, selon la méthode déjà utilisée, avant de les intégrer vers le futur. Cette solution, si elle est correcte mathématiquement, pose un problème : elle suppose que si les Taurides sont bien une pluie, alors elles survivront dans le futur. Or, rien ne le prouve. Un ensemble de météores qui forme aujourd’hui une pluie peut très bien se désagréger. Comme il s’agit ici de tenter de prouver que les Taurides peuvent bien être considérées comme une pluie, cela ne me semble pas une hypothèse acceptable.

La deuxième solution, que j’ai choisie, est de partir des observations, d’intégrer les particules vers le passé, atteignant un nouveau t_{init} . Pour ce temps-là, on peut déduire les éléments orbitaux initiaux des météores observés, choisir les intervalles valides des éléments et former de nouvelles conditions initiales en remplissant aléatoirement les intervalles valides. On peut alors intégrer ces nouvelles conditions initiales vers le présent à partir de t_{init} . J’appelle CI_{obs} les valeurs des éléments des particules observées, au moment de leur observation, et CI_{Tau} les conditions initiales des Taurides à t_{init} , pour bien faire la différence entre la première intégration (vers le passé) et la deuxième (vers le présent). Il faudra cependant éliminer le bruit dans CI_{Tau} , dû à l’augmentation de l’entropie lors de l’intégration vers le passé.

Comme les 31 987 particules de CI_{obs} sont toutes définies à un temps différent (leur temps d’observation), je commence par les intégrer vers un temps t identique pour toutes, le plus proche possible des dates d’observation. Ce premier calcul n’a lieu que sur quelques années au maximum et sert uniquement à préparer un fichier de conditions initiales où chaque particule est définie pour un temps unique, commun à toutes. J’effectue ensuite une deuxième intégration, de 2000 ans en arrière. Cela peut sembler long, au vu du temps d’intégration des Géminides, mais l’idée était d’éviter à avoir à refaire une intégration si le temps choisi s’était révélé trop court. Avec un temps d’intégration de 2000 années, ce risque est pratiquement nul.

Les cartes obtenues révèlent des OFLI très élevés, mais on va plutôt s’intéresser au chaos dans des cartes complètes, pour limiter les risques d’erreur dans l’interprétation. Ainsi, on discutera des valeurs du OFLI dans les sections suivantes.

La figure 4.1 montre les valeurs des éléments orbitaux initiaux de CI_{obs} . Comme on peut le voir, les valeurs atteintes par ces éléments orbitaux sont extrêmement variées. Cela est surprenant, car on s’attend plutôt, pour des particules qui ont été catégorisées comme provenant de la même pluie, à des orbites semblables. Cela montre très clairement les erreurs d’attribution de particules à certaines pluies, qui peuvent être liées aux erreurs de calcul des vitesses, qui se transmettent aux calculs d’orbites. Cela renforce également la discussion du chapitre 1, puisqu’on visualise ici la difficulté de définir des orbites semblables.

De façon logique, puisque les éléments initiaux couvrent déjà une large portion de l’espace des phases, les éléments obtenus après 2000 ans d’intégration vers le passé sont encore plus dispersés. Comme on l’a dit, on va chercher à restreindre ce bruit en se concentrant sur les parties des cartes les plus densément peuplées, comme on peut le voir dans la figure 4.2.

Contrairement à ce qu’on pourrait croire, il n’y a pas de corrélation entre l’argument du périhélie ou la longitude du nœud ascendant et l’appartenance aux Taurides Nord ou Sud telle que définie dans les bases de données, ce qui force à considérer l’ensemble des valeurs prises par ces deux éléments. Je choisis donc des intervalles d’éléments orbitaux très larges pour CI_{Tau} . Avec des conditions initiales aussi larges, il sera nécessaire d’effectuer une première intégration, d’observer les cartes de chaos obtenues, puis de choisir quels éléments orbitaux initiaux sont les plus intéressants, parmi CI_{Tau} . On peut alors définir un nouveau panel de conditions initiales pour se concentrer sur des aspects spécifiques des cartes. La table 4.1 montre donc les intervalles choisis pour CI_{Tau} .

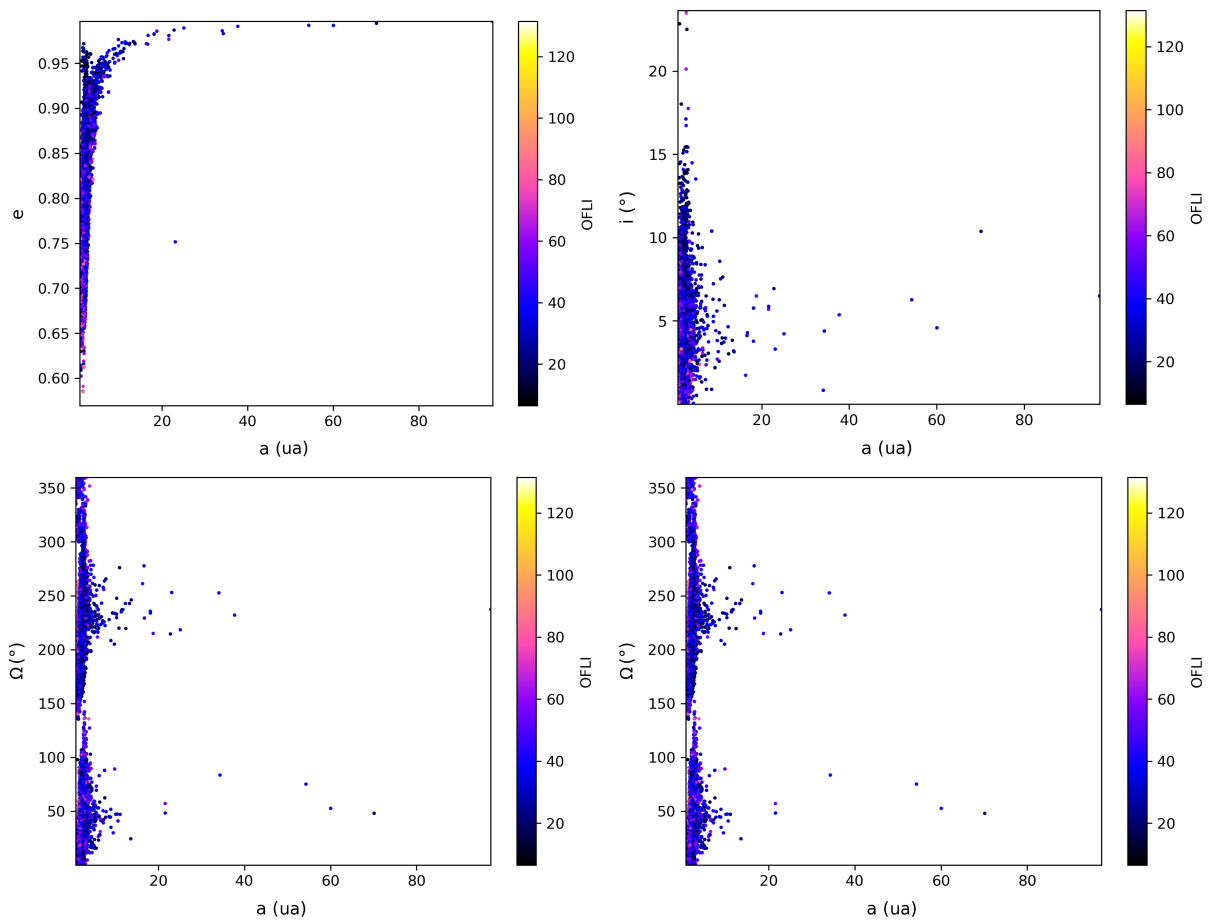


FIGURE 4.1 – CI_{obs} des Taurides (avant les 2000 ans d'intégration vers le passé).

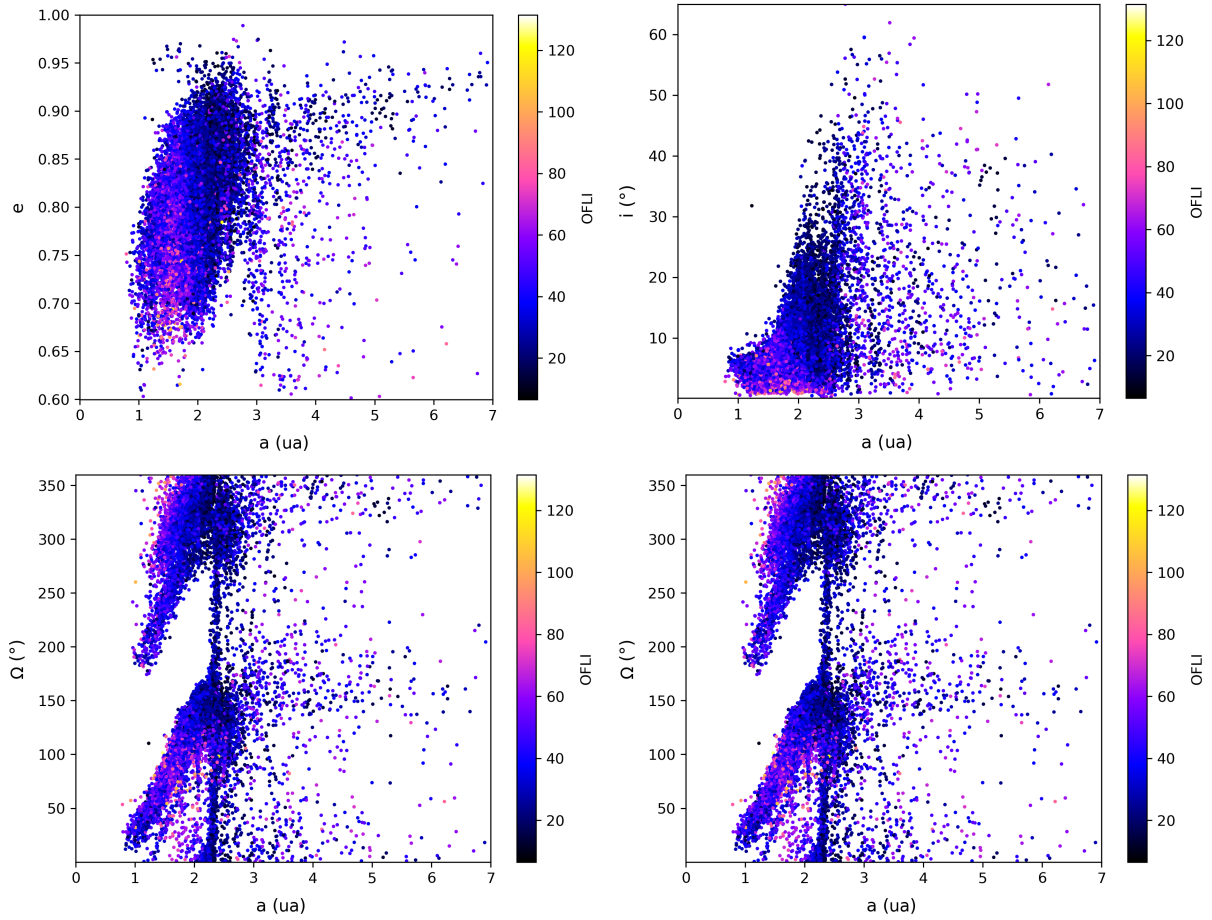


FIGURE 4.2 – CI_{obs} des Taurides après 2000 ans d'intégration vers le passé. On présente ici des zooms sur les parties des cartes les plus denses (le demi-grand axe peut s'approcher de la centaine d'unités astronomiques). Ces éléments serviront de référence pour choisir les limites décrites dans le tableau 4.1.

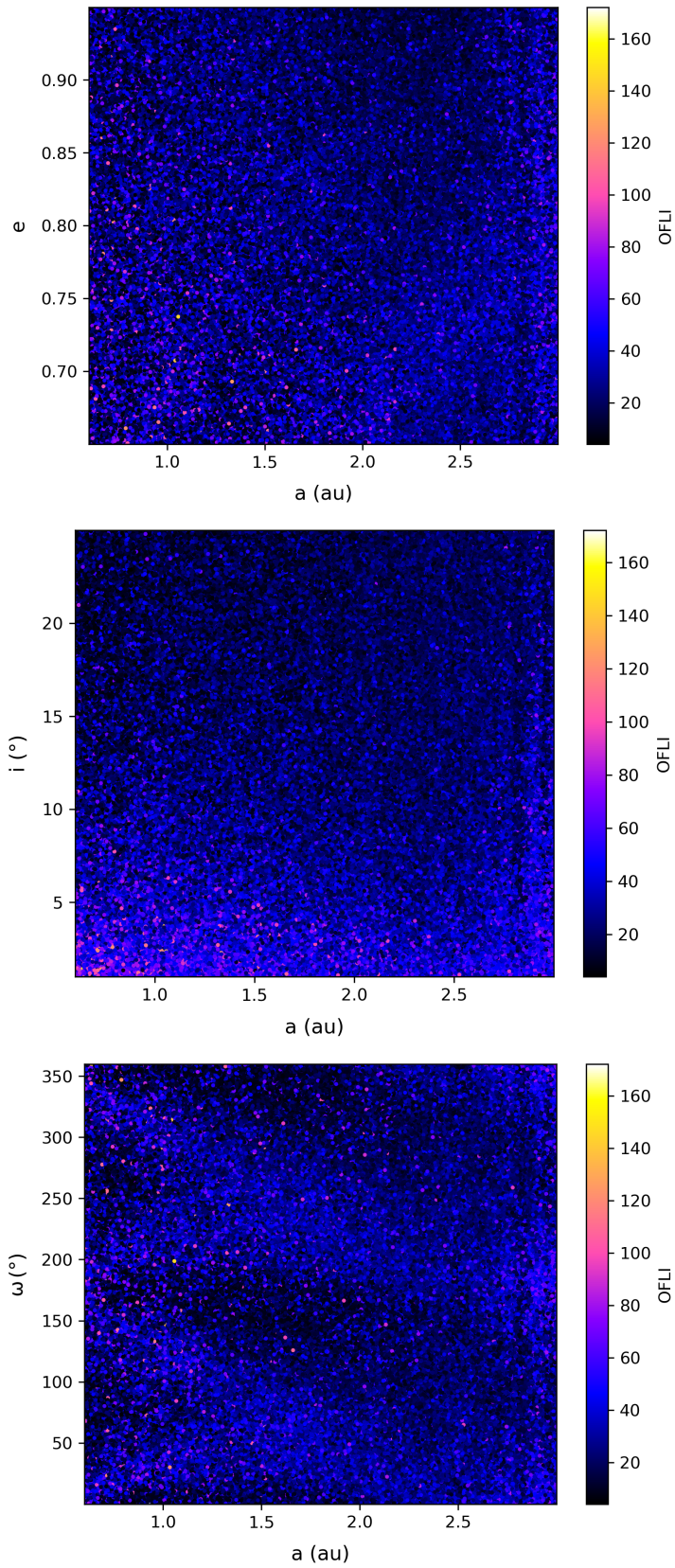


FIGURE 4.3 – Cartes de CI_{Tau} après 2000 ans d'intégration.

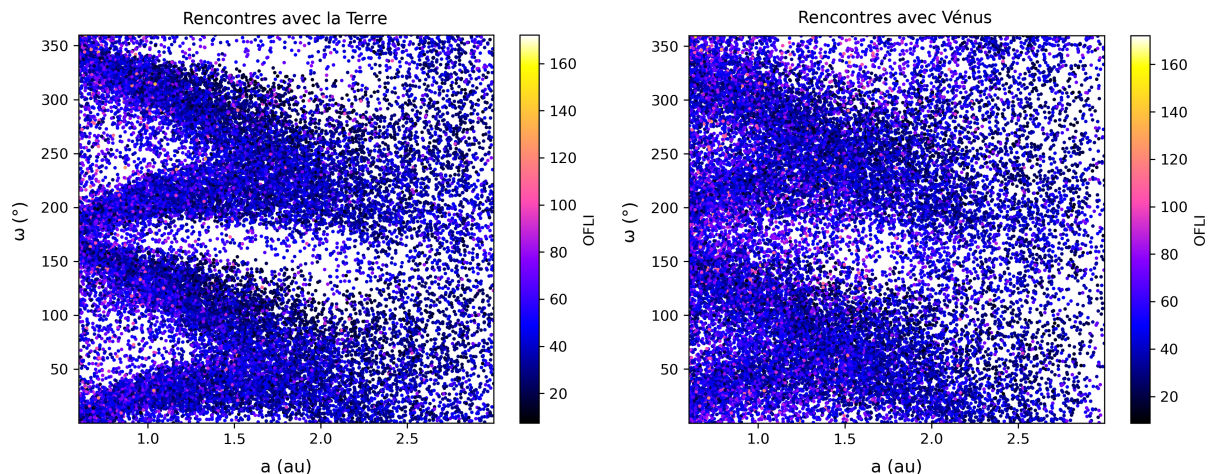


FIGURE 4.4 – Cartes de $CI_{T_{\text{au}}}$ après 2000 ans d’intégration. On ne représente que les particules qui rencontrent la Terre ou Vénus.

4.2.3 Première intégration vers l’avant

Comme les conditions initiales choisies pour cette première intégration vers l’avant sont très larges, je choisis de les remplir avec 200 000 particules, deux fois plus que d’habitude, afin de limiter le risque que de petits détails ne soient pas détectables. L’intégration se fait sur 2000 ans, comme l’intégration vers le passé, et pour la même raison.

Les cartes obtenues sont présentées dans la figure 4.3. Le OFLI atteint dans ces cartes, de nouveau, des valeurs très élevées. Même en traçant les cartes au bout de seulement 1000 ans, les valeurs du OFLI (jusqu’à environ 100) dépassent celles observées pour les pluies au chapitre précédent. En revanche, aucune structure importante ne semble émerger des cartes. Une légère ligne plus sombre semble être visible autour de 2,8 ua, ce qui pourrait indiquer une résonance de moyen mouvement, mais elle n’est pas suffisamment définie pour permettre d’être catégorique. Dans de futurs travaux, on pourrait refaire une intégration centrée sur cette ligne sombre afin de confirmer ou infirmer la détection.

Dans le même ordre d’idée, on pourrait s’attendre à détecter la RMM 7:2 avec Jupiter, à environ 2,26 ua, dont on a déjà parlé en introduction de ce chapitre. Si cette résonance est très fine, il est logique qu’elle ne soit pas détectée dans des cartes aux intervalles en éléments orbitaux aussi larges. Là encore, il faudrait refaire une intégration centrée sur cette valeur pour vérifier la présence ou l’absence de cette RMM. Néanmoins, l’objectif de ce chapitre est de s’intéresser aux Taurides en tant que telles, et pas forcément de caractériser des RMMs, aussi intéressante cette direction de recherche soit-elle. Il me semble que les intégrations futures doivent surtout chercher à se centrer sur les particules représentant le mieux les Taurides, même si cela ne permet pas de répondre aux questions sur ces RMMs.

Sur la carte en argument du périhélie, des structures en zigzag sont visibles. En comparant avec les cartes issues des rencontres proches avec la Terre (et Vénus dans une moindre mesure, voir figure 4.4), le zigzag a l’air de correspondre tout simplement à des rencontres proches plus importantes. Cette caractéristique est semblable à ce que l’on a pu observer avec les Léonides pour l’anomalie moyenne : une relation spécifique entre le demi-grand axe initial et l’argument du périhélie initial favorise les rencontres avec ces planètes.

La carte en inclinaison montre également une chaoticité plus élevée pour des inclinaisons plus faibles, qui correspondent donc à une proximité plus importante avec l’écliptique. Là encore, on peut expliquer cette caractéristique par les rencontres proches plus fréquentes et plus chaotiques qui auront lieu à l’écliptique. D’autres cartes avec les particules qui rencontrent les autres planètes (Mercure, Jupiter, Saturne, Uranus) ne révèlent pas plus d’informations.

Puisqu’il n’y a pas de caractéristiques intéressantes qui ressortent des cartes, j’ai décidé d’utiliser un autre outil : le radiant. Les Taurides sont d’abord définies par leur radiant, leur vitesse héliocentrique au moment de la rencontre et la date à laquelle elles rencontrent la Terre. À partir de l’intégration qu’on vient d’effectuer, je vais donc chercher à savoir quelles particules remplissent chacune de ces conditions et quels sont leurs éléments orbitaux initiaux. Par radiant, j’entends deux grandeurs, l’ascension droite α et la déclinaison δ .

Tout d’abord, il faut rechercher les particules qui rencontrent la Terre chaque année (plus précisément, on prend en compte les rencontres à $t \pm 6$ mois avec t un nombre entier d’années d’intégration). À partir de cette liste, on peut retrouver le temps exact de la rencontre, ainsi que les position et vitesse de la

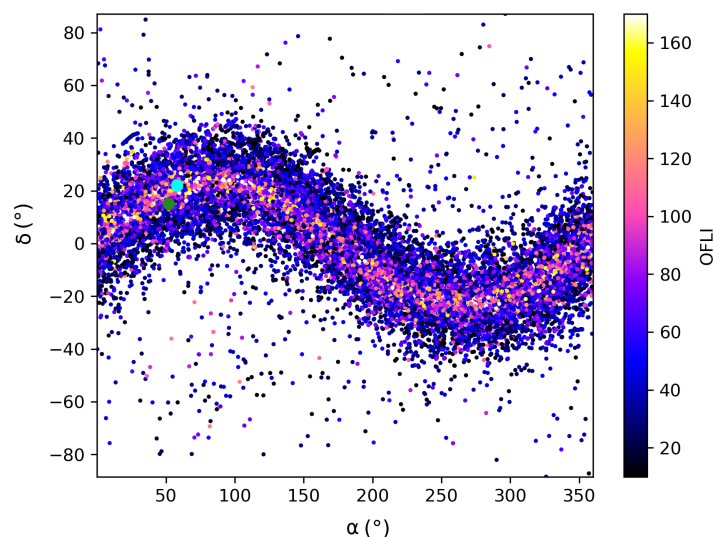


FIGURE 4.5 – Radiant des différentes particules qui rencontrent la Terre sur les 1000 premières années de l’intégration, avec le OFLI après 2000 ans d’intégration en couleurs. Les deux gros points (vert foncé - STA et bleu cyan - NTA) représentent les radiants des NTA et STA.

particule à ce moment, et en déduire le radiant à l’aide d’un programme informatique issu de Neslušan et al. (1998). La figure 4.5 montre les radiants de toutes les particules qui ont rencontré la Terre chaque année d’intégration, jusqu’à 1000 ans après le début de l’intégration, avec le OFLI en couleurs.

On remarque que le radiant couvre bien toute la courbe de l’écliptique, même si de nombreux points s’en éloignent. Le chaos est concentré sur le plan de l’écliptique, ce à quoi on pouvait s’attendre vu la carte en inclinaison.

On peut ensuite filtrer les particules retenues avec les différentes conditions qui définissent le groupe des Taurides, définies dans Rendtel (2022). Les conditions sont en doubles : pour les Taurides Nord (NTA) et pour les Taurides Sud (STA). On considère qu’une particule a passé la sélection si son radiant est suffisamment proche de l’une ou l’autre des pluies, si sa vitesse héliocentrique est suffisamment proche des Taurides Nord ou Sud et si sa date de rencontre coïncide avec les dates des NTA ou des STA.

Cette façon de filtrer a un désavantage : des particules proches des NTA ou STA sans en faire partie peuvent être sélectionnées. Par exemple, des particules qui seraient proches du radiant des NTA et pas de celui des STA, mais qui auraient une vitesse similaire aux STA (et pas aux NTA) sont sélectionnées par ce processus. Cela permet d’obtenir plus de particules mais la sélection pourrait être plus stricte. D’un autre côté, l’algorithme utilisé pour l’intégration ne permet pas une précision très importante sur les rencontres : celles-ci sont détectées quand la particule est plus proche de la Terre que son rayon de Hill. Il s’agit bien d’une rencontre proche au sens dynamique, mais on ne peut pas toujours parler d’une rencontre qui produit un météore. Le radiant, la vitesse héliocentrique et surtout la date de la rencontre sont calculées à partir de cette approximation, il n’est donc pas forcément pertinent de rigidifier la méthode de sélection.

Cette méthode se fait en plusieurs étapes. On commence par filtrer les particules sur leur distance aux radiants des NTA et STA. Ceux-ci évoluent beaucoup durant la durée d’observation des Taurides (environ 40°). On prend donc une condition assez large : on calcule dans le plan (α, δ) la distance des particules aux deux radiants et on sélectionne celles qui sont à moins de 40° de l’un ou l’autre des radiants. Pour restreindre un peu la sélection, on ajoute un filtre sur l’inclinaison : puisque la majorité des rencontres doivent avoir lieu sur l’écliptique, on choisit les particules dont l’inclinaison est inférieure à 10° . La figure 4.6 montre le radiant des particules issues de cette première phase de la sélection.

On ajoute deux filtres supplémentaires : la vitesse héliocentrique et la date de la rencontre. On demande à ce que la différence en valeur absolue entre la vitesse héliocentrique de NTA ou de STA avec celle des particules soit inférieure à 2 km.s^{-1} . On vérifie également que la rencontre avec la Terre a lieu entre les dates données pour les NTA ou STA.

Le processus décrit ici dans le détail correspond en fait à la manière classique de constituer un groupe : on sélectionne les météores qui rencontrent la Terre entre des dates déterminées, pour un radiant proche de ce qui a été défini comme le radiant de la pluie présumée, et on élimine les météores trop rapides ou trop lentes. La sélection effectuée ici reprend donc ce qui est fait dans la réalité au moment de chercher des pluies, ou tout au moins la première étape de ce processus.

À partir de ces particules, on peut tracer les cartes en fonction des éléments orbitaux initiaux pour choisir les limites des éléments orbitaux de la prochaine intégration. La figure 4.7 montre les cartes

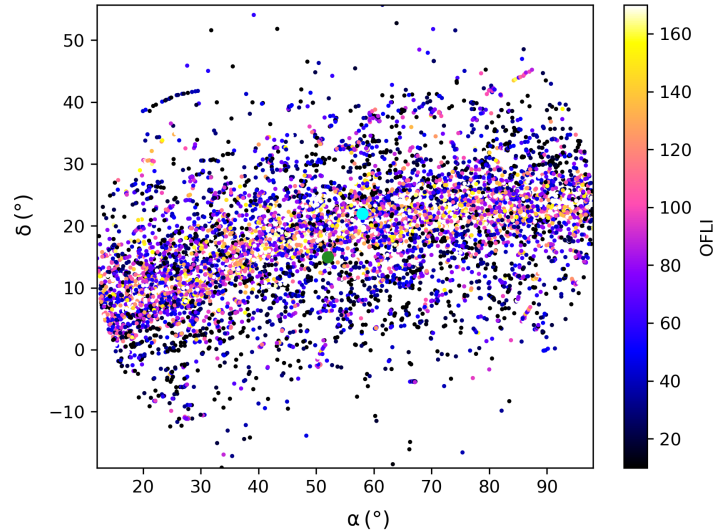


FIGURE 4.6 – Radiant des particules issues de la première phase de sélection (voir texte), parmi celles qui rencontrent la Terre sur les 1000 premières années de l’intégration, avec le OFLI après 2000 ans d’intégration en couleurs. Les deux gros points (vert foncé - STA et bleu cyan - NTA) représentent les radiants des NTA et STA.

obtenues. Il est significatif que le OFLI atteint ici des valeurs maximales de 120, contrairement à celles de 170 qui pouvaient être atteintes dans les cartes générales. Il semblerait donc que les particules sélectionnées comme étant proches des NTA/STA ne sont pas les plus chaotiques. Le OFLI reste néanmoins très élevé par rapport à ce qu’on a pu observer, même en prenant en compte la longue durée d’intégration.

On remarque que les cartes en fonction de l’argument du périhélie et de la longitude du nœud ascendant présentent deux ensembles où la densité des particules est plus importante. J’ai pu vérifier que les particules qui appartiennent au groupe avec l’argument du périhélie le plus élevé (respectivement le plus faible) sont les mêmes que celles qui appartiennent au groupe avec la longitude du nœud ascendant la plus élevée (respectivement la plus faible), dans la grande majorité des cas. J’ai donc décidé de créer un ensemble de conditions initiales un peu plus complexe que pour les pluies, même si la logique est la même.

Un premier ensemble d’environ 50 000 particules correspond aux particules dont l’argument du périhélie est compris entre 120° et 170° et la longitude du nœud ascendant entre 20° et 80° . Un deuxième ensemble, contenant le même nombre d’objets, correspond aux particules dont l’argument du périhélie est cette fois compris entre 290° et 340° et la longitude du nœud ascendant entre 210° et 260° . Pour chaque ensemble, on prend le demi-grand axe, l’excentricité et l’inclinaison au hasard dans les limites définies dans la table 4.2. On fusionne ensuite les deux ensembles, et on obtient ainsi un fichier de conditions initiales à intégrer. Ce fichier sera répliqué trois fois, avec plusieurs tailles de particules (BIN10100, BIN110 et BIN011). Comme d’habitude, l’anomalie moyenne est sélectionnée au hasard entre 0° et 360° . J’ai décidé d’intégrer cette fois les conditions initiales pendant 1000 ans, et pas 2000 ans. En effet, pour les conditions initiales précédentes, les cartes obtenues après 1000 ou 2000 ans d’intégration ne donnent pas de résultats différents.

Les intervalles des éléments orbitaux pour cette intégration, bien que bien plus restreints que précédemment, sont tout de même très larges par rapport à ce qui a été fait pour les pluies au chapitre précédent (voir les tableaux 3.2, 3.5 et 3.7). Enfin, cet ensemble de conditions initiales sera appelé, dans la suite de cette thèse, les conditions initiales des Taurides (BIN10100, BIN110 ou BIN011), sans plus de précisions, car les CI_{Obs} et les CI_{Tau} ne sont plus utilisées.

4.3 Analyse en chaos

4.3.1 Cartes de chaos pour les Taurides en BIN10100

La figure 4.8 montre les cartes de chaos les plus intéressantes, obtenues à partir des conditions initiales décrites dans le tableau 4.2 en BIN10100. Ces cartes semblent proches de ce qu’on a pu obtenir avec l’ensemble plus large de conditions initiales décrit dans le tableau 4.1. En effet, il ne semble pas y avoir de zone de stabilité manifeste, ni de zone de chaos clairement définie. On ne détecte pas non plus de RMMs, ni dans la carte en excentricité ni dans celle en anomalie moyenne (non présentée ici).

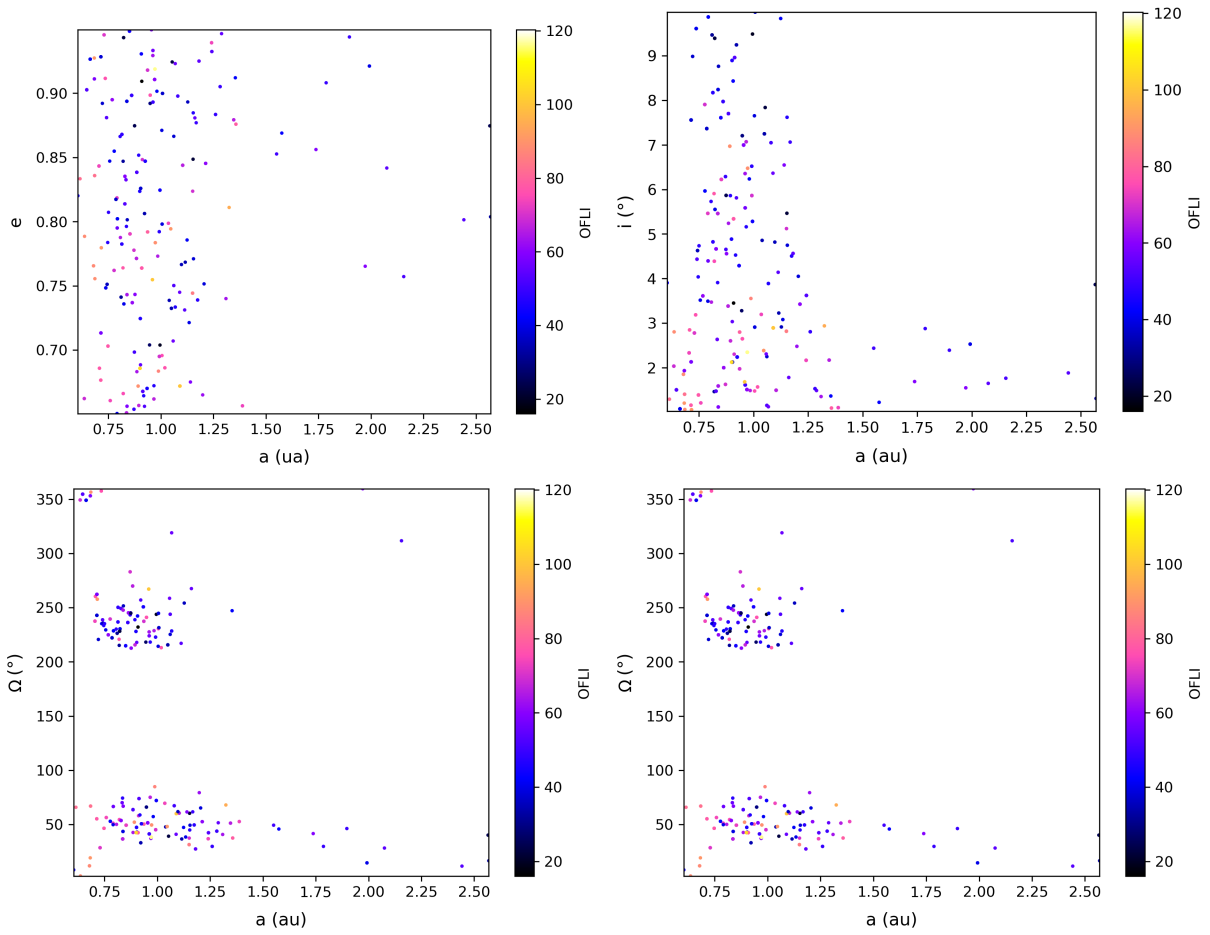


FIGURE 4.7 – Éléments orbitaux initiaux des particules sélectionnées comme faisant partie du groupe des Taurides.

TABLE 4.2 – Valeurs limites pour les Taurides, après sélection sur le radiant (intégration pendant 1000 ans). Voir texte pour le détail.

Élément	Minimum	Maximum		
a (ua)	0,6	1,7		
e	0,65	0,95		
i (°)	1	10		
Élément	Min ₁	Max ₁	Min ₂	Max ₂
ω (°)	120	170	290	340
Ω (°)	20	80	210	260

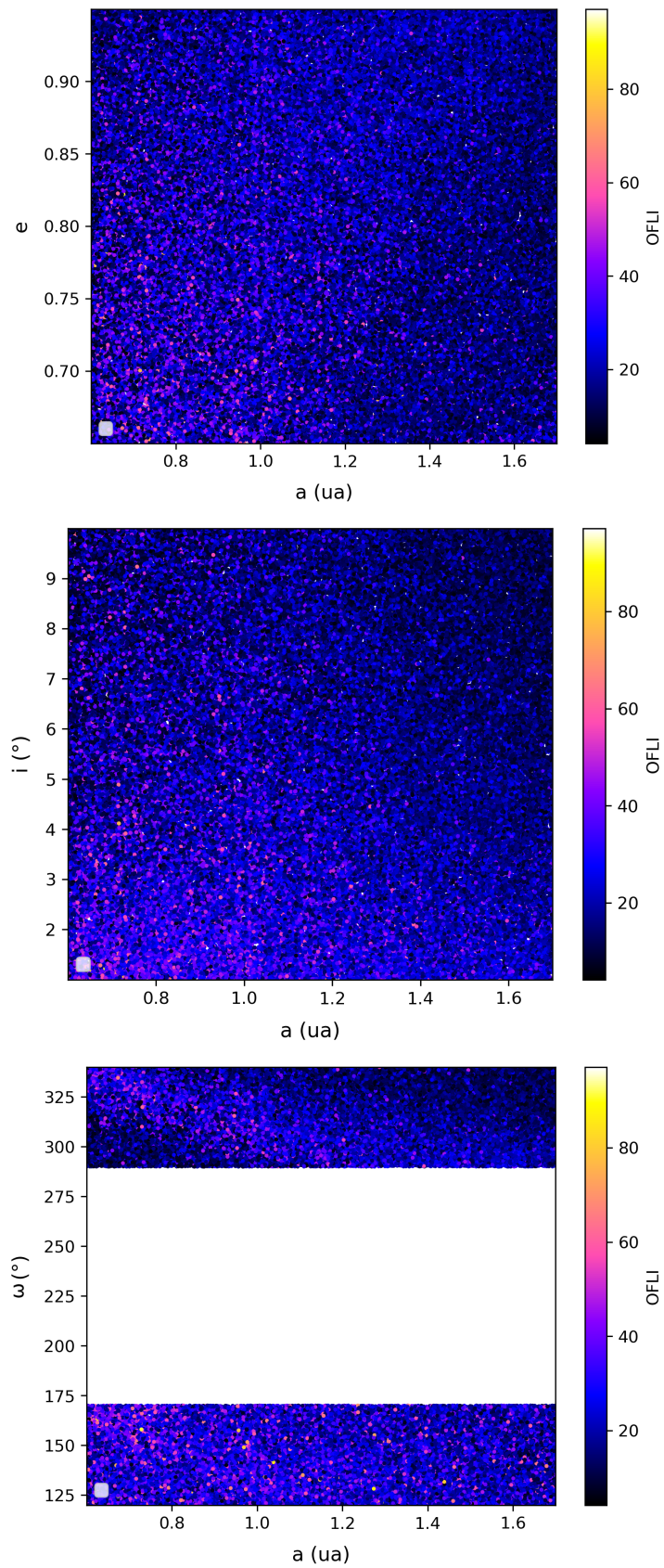


FIGURE 4.8 – Cartes en excentricité, inclinaison et argument du périhélie issues des Taurides BIN10100.

Le chaos atteint des valeurs bien plus élevées que ce qu'on avait obtenu avec les pluies étudiées (Géminides, Draconides et Léonides). On peut donc confirmer la chaoticité importante des Taurides par rapport aux pluies, ce qui peut expliquer la grande difficulté à comprendre l'origine de ces météoroïdes.

Quelques caractéristiques apparaissent néanmoins dans ces cartes. Tout d'abord, dans celle en excentricité, le coin inférieur droit est moins chaotique que le reste de la carte, tandis que celui inférieur gauche est encore plus chaotique. Dans la partie supérieure de la carte en argument du périhélie, on peut voir un trait plus chaotique que le reste, qui semble similaire à ceux observés dans la carte en argument du périhélie provenant des conditions initiales CI_{Tau} . Enfin, la carte en inclinaison montre une augmentation du chaos important quand on s'approche de l'écliptique (valeurs de i faibles).

Tout ceci peut s'expliquer du fait des rencontres proches (figure 4.9). Les rencontres proches avec la Terre ont plutôt lieu avec des particules aux demi-grands axes et excentricités faibles, et sont plus chaotiques pour ces valeurs d'éléments orbitaux. Quant au trait visible dans la carte en argument du périhélie, les rencontres avec la Terre et avec Vénus ont lieu au même endroit, et sont assez chaotiques, dessinant effectivement ce trait dans la carte générale.

La carte en argument du périhélie des rencontres avec Mars montre également une barre, mais légèrement décalée, et plutôt stable, qui n'est pas visible dans les cartes générales. Une autre particularité n'apparaît pas dans les cartes générales : un trait large de rencontres avec Vénus plus chaotiques dans la carte en excentricité, probablement car sa densité est trop faible pour être remarquable dans les cartes générales.

Dans tous les cas, ces cartes de rencontres montrent les conditions initiales pour lesquelles il ne peut y avoir de rencontres avec l'une des trois planètes nommées. On a détecté également des rencontres avec Mercure, quoique de façon moins importantes (2 433 particules concernées, par rapport à 28 629 pour la Terre, 18 814 pour Vénus et 11 114 pour Mars), mais aucune rencontre avec les planètes du système solaire externe.

On a également tracé les mêmes cartes pour des valeurs de OFLI après 200 ou 500 ans d'intégration. Il s'agissait de vérifier que le chaos ambiant n'avait pas détruit des caractéristiques qui existeraient au début de l'intégration. Ces cartes sont pratiquement identiques à celles présentées figure 4.8, et ne sont donc pas reproduites ici.

4.3.2 Forces non-gravitationnelles

L'intégration des particules de Taurides BIN110 et BIN011 a donné des cartes quasiment identiques aux Taurides BIN10100 (voir figure 4.10). La seule différence visible dans les intégrations est l'évolution des demi-grands axes (figure 4.11) : lorsqu'on trace l'évolution du demi-grand axe en fonction du temps pour les BIN10100 et pour les BIN110, on obtient des valeurs très stables, mais lorsqu'on trace les mêmes quantités pour les BIN011, le demi-grand axe de certaines particules diminue significativement.

Pour compléter cette étude qualitative, on peut calculer le déplacement du demi-grand axe dû à la force de Poynting-Robertson, comme on l'a fait au chapitre précédent, selon l'équation 3.2. Ce déplacement est de $-8,10 \cdot 10^{-13} \text{ ua.s}^{-1}$ (pour un demi-grand axe de 1,15 ua, une excentricité de 0,8 et un rayon de 0,3 mm), ce qui correspond à -0,025 ua sur 1000 ans. Cette valeur est inférieure aux Géminides (-0,048 ua), mais très supérieure aux Draconides (-0,006 ua) et aux Léonides(-0,009 ua). On devrait donc théoriquement voir au moins une légère différence sur les cartes. Néanmoins, ce sont les RMMs qui ont permis de visualiser l'importance des forces non-gravitationnelles dans le cas des pluies citées, et aucune RMM n'a été détectée pour les Taurides.

4.3.3 Radiants

Pour poursuivre la réflexion sur la validité de la pluie des Taurides, je me suis ensuite intéressée aux radiants qu'on peut calculer à partir de ces dernières intégrations. Il s'agissait de vérifier que ce qu'on obtient est compatible avec la théorie sur les Taurides.

En utilisant les mêmes calculs que précédemment, on obtient les radiants des particules qui rencontrent la Terre tous les ans, à 6 mois près. Pour chaque particule, on sélectionne la date de début de la rencontre selon l'algorithme développé, c'est-à-dire celle où la particule est plus proche de la Terre que son rayon de Hill. Les radiants superposés de toutes ces particules (qui peuvent donc apparaître plusieurs fois si elles rencontrent la Terre plusieurs fois) sont représentés dans la figure 4.12.

Des cartes de radiant produites à différents temps (pour toutes les rencontres effectuées sur les 100 premières années, pour toutes les rencontres entre 100 et 200 ans d'intégration, etc.) montrent que le radiant a tendance à s'étaler, notamment en ascension droite, au fur et à mesure du temps. Cette tendance est particulièrement visible pour les particules qui rencontrent la Terre entre 900 et 1000 ans après le début de l'intégration.

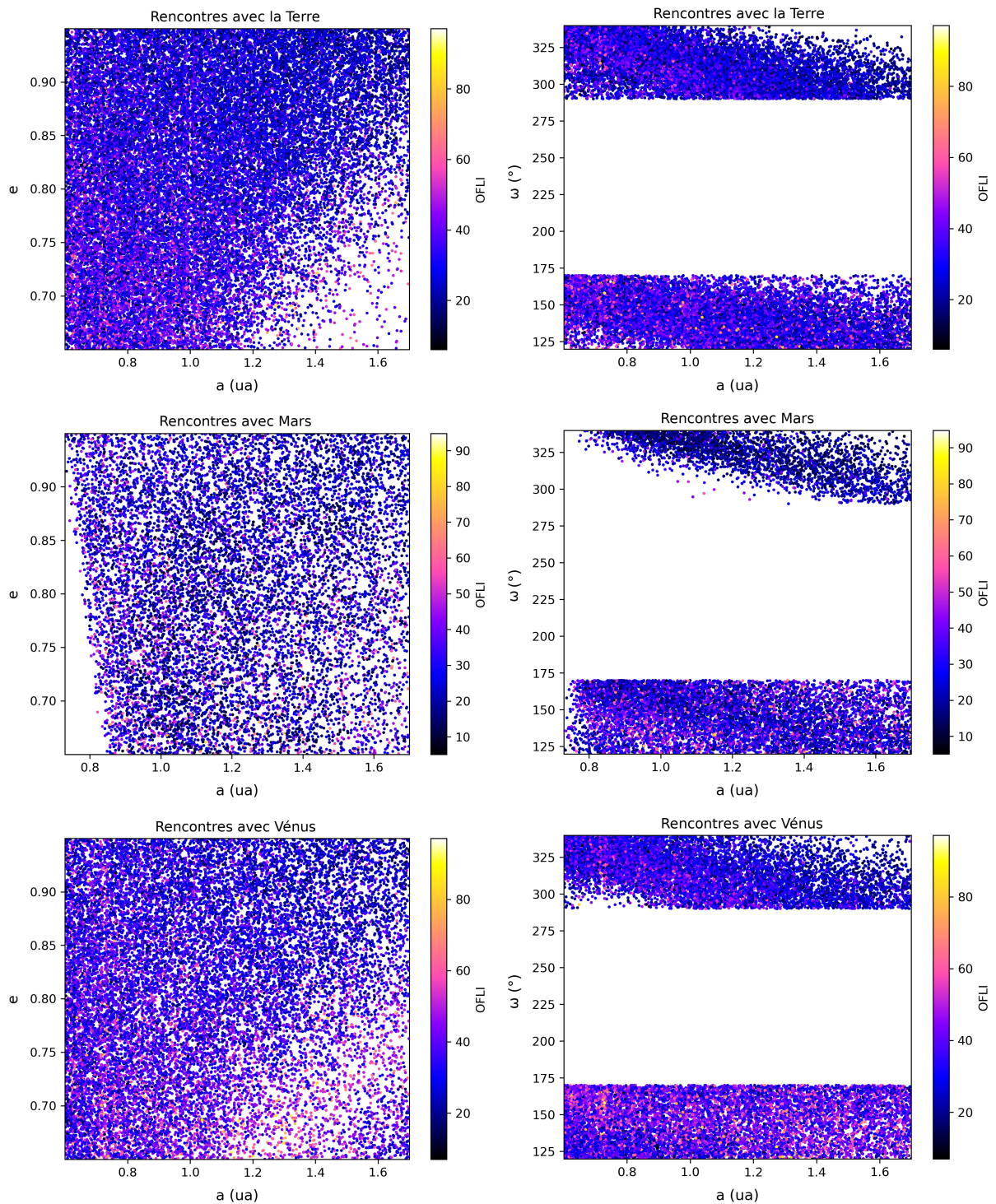


FIGURE 4.9 – Cartes en excentricité et argument du périhélie issues des Taurides BIN10100, avec uniquement les particules qui rencontrent avec la Terre, Mars ou Vénus.

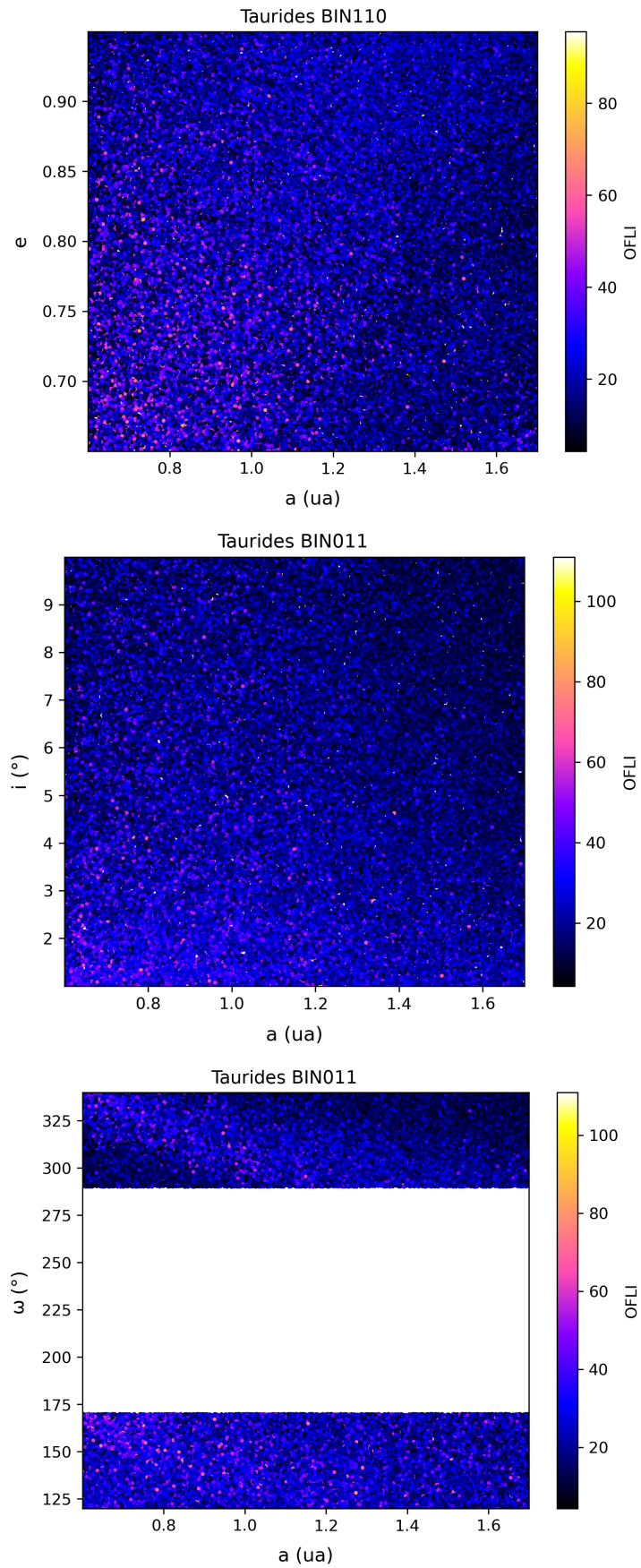


FIGURE 4.10 – Carte en excentricité issue des Taurides BIN110 et cartes en inclinaison et argument du périhélie issues des Taurides BIN011.

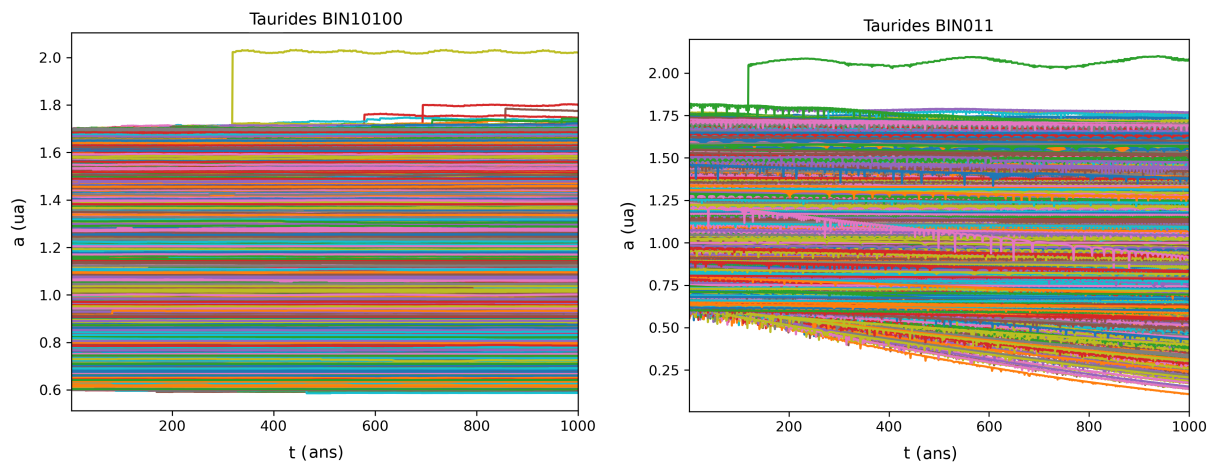


FIGURE 4.11 – Évolution du demi-grand axe des Taurides BIN10100 et des Taurides BIN011.

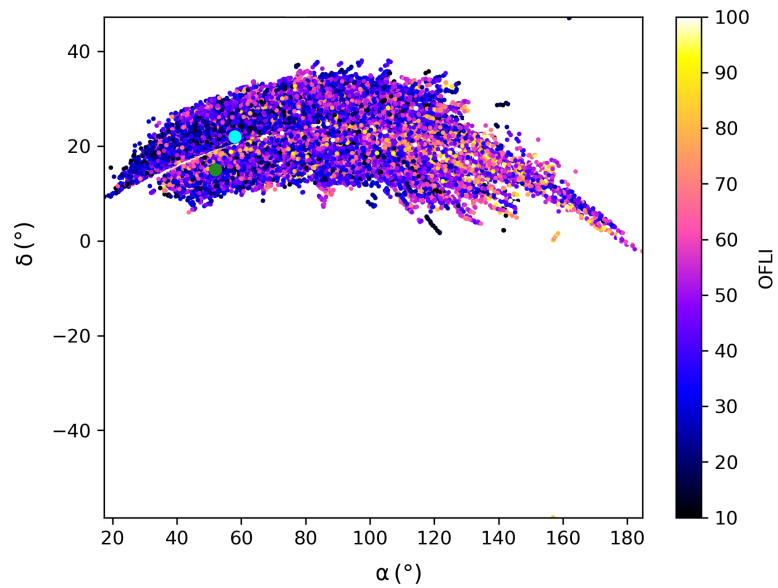


FIGURE 4.12 – Radiant des Taurides BIN10100. Les deux gros points (orange - NTA, bleu - STA) représentent les radiants théoriques des NTA et STA.

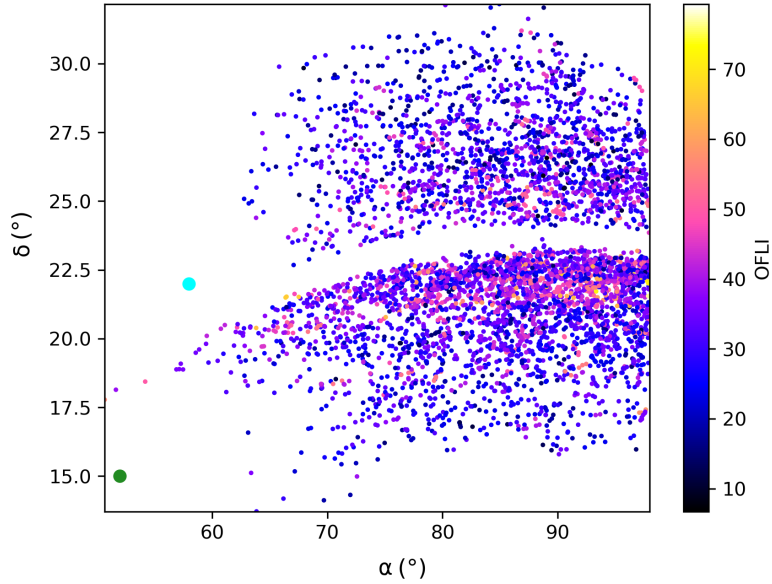


FIGURE 4.13 – Radiant des particules sélectionnées à partir des Taurides BIN10100. Les deux gros points (bleu cyan - NTA, vert foncé - STA) représentent les radiants théoriques des NTA et STA.

On cherche ensuite à sélectionner les particules qui peuvent être catégorisées comme Taurides à partir des informations connues sur le groupe. On opère similairement à ce qui a été fait à la section précédente mais de façon un peu plus précise. Pour chaque particule, son radiant est d’abord comparé à celui des NTA et des STA. S’il est proche des NTA (respectivement STA), la particule est labellisée NTA (respectivement STA). Si la particule est proche des deux radiants, elle est notée NTA/STA. Ensuite, la vitesse héliocentrique de la particule est comparée aux NTA et/ou STA selon le label qui lui a été appliqué à la phase précédente. Enfin, toujours en prenant en compte ce label, les dates des rencontres sont également vérifiées. La différence avec la méthode précédente est minime, mais elle corrige les attributions aux NTA/STA. Ainsi, elle permet de s’assurer qu’une particule dont le radiant est proche des NTA mais la vitesse proche des STA n’est pas comptabilisée.

On obtient ainsi la figure 4.13. Il est à noter que les particules représentées ont toutes été labellisées NTA, même si certaines sont en-dessous de l’écliptique. En effet, les deux radiants sont assez proches en ascension droite et déclinaison, et je n’avais pas mis en place de filtres sur la position par rapport à l’écliptique. Celui-ci apparaît comme un espace blanc au milieu des particules, c’est en fait dû aux conditions initiales des particules, qui n’atteignent pas une inclinaison de zéro, mais commencent à 1° .

Par ailleurs, le OFLI final des particules sélectionnées est moins élevé que le OFLI qui a été atteint dans les cartes. Il semble donc que les particules les plus chaotiques ne font pas partie des Taurides. Ceci étant dit, les particules sélectionnées atteignent néanmoins des niveaux de chaos élevés, par comparaison avec les pluies étudiées.

Les radiants des particules sélectionnées apparaissent sur la carte comme décalés vers des ascensions droites plus grandes, par rapport aux radiants des NTA/STA. Cela est probablement dû au mode de détection des rencontres de l’algorithme : la rencontre est détectée quand les particules sont plus proches de la Terre que son rayon de Hill, c’est-à-dire avant qu’elles ne pénètrent dans l’atmosphère terrestre. Or, on sait (Rendtel, 2022) que le radiant des Taurides se déplace vers des ascensions droites plus faibles au fur et à mesure que le temps passe. On peut donc supposer qu’au moment où les particules sélectionnées entreraient dans l’atmosphère terrestre, leurs radiants seraient légèrement décalés vers les valeurs des radiants des NTA/STA.

Des cartes de radiant extrêmement similaires ont été produites pour les Taurides BIN011 (voir figure 4.14). Il semble que, là encore, les forces non-gravitationnelles ne jouent pas un rôle important.

De tout ceci, on peut tirer plusieurs informations. Tout d’abord, même si le courant des Taurides est très chaotique, les particules les plus chaotiques ne peuvent pas être catégorisées comme Taurides. On obtient donc une fourchette de chaos acceptable pour les Taurides. Ensuite, un doute existe sur les STA : aucune de nos particules n’ont réussi à passer les filtres pour être catégorisées comme telles, alors même que plusieurs particules semblaient s’en approcher en terme de radiant et de position par rapport à l’écliptique.

Ces résultats doivent néanmoins être pris avec précaution, car l’algorithme utilisé n’a pas été développé pour calculer des radiants. Il manquerait peu de choses pour que cela soit possible, mais cela n’a pas été

faisable dans le temps imparti pour cette thèse.

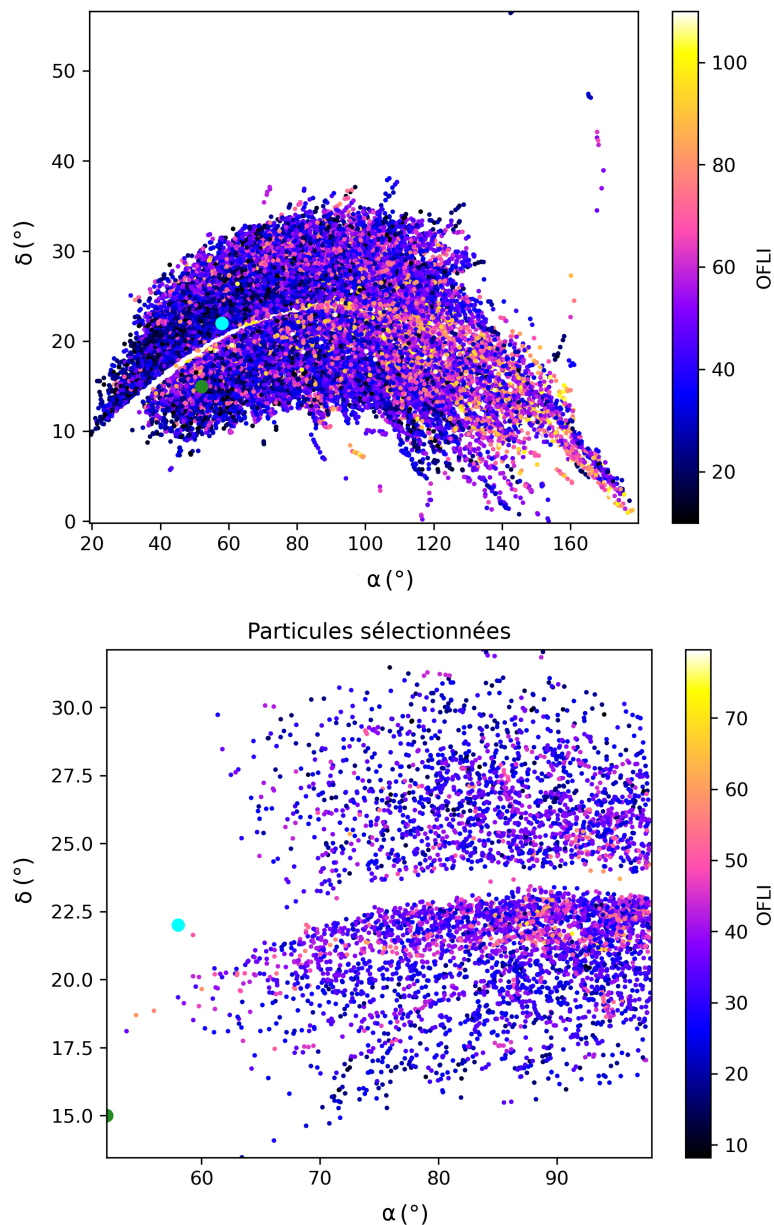


FIGURE 4.14 – Radiant de toutes les particules et des particules sélectionnées à partir des Taurides BIN011. Les deux gros points (bleu cyan - NTA, vert foncé - STA) représentent les radiants théoriques des NTA et STA. La sélection des particules se fait de la même manière que celle des Taurides BIN10100.

4.4 Comparer les Taurides avec les pluies étudiées

Les cartes de chaos issues des Taurides sont très différentes de ce qu'on a obtenu sur les pluies étudiées au chapitre précédent : pas de résonances de moyen mouvement détectées ni d'influence notable des forces non-gravitationnelles, alors qu'on aurait pu s'attendre à l'inverse dans les deux cas. Le chaos y est également très élevé, largement supérieur à tout ce qu'on a vu jusqu'à présent. Ces caractéristiques pourraient être corrélées avec la distinction groupe/pluie. Pour confirmer cette corrélation, il faudrait s'assurer que des cartes semblables sont produites pour d'autres groupes de météores, mais qu'on ne peut pas obtenir ce type de cartes pour des pluies, peu importe leurs particularités dynamiques.

En revanche, le chaos élevé permet d'expliquer la difficulté à expliciter le lien entre les Taurides et son éventuel corps parent : une exploration dynamique est plus difficile dans ce cas. Dans de futurs travaux sur les Taurides, il conviendra alors de garder en tête qu'une variation faible sur les conditions initiales pourra donner des résultats bien différents. Néanmoins, le travail effectué sur les radiants permet aussi de dire qu'il convient d'éliminer les orbites les plus chaotiques des simulations sur les Taurides.

Ce travail sur les radiants met également en doute la branche des STA qu'on n'identifie pas bien dans les simulations effectuées. Est-ce que cette difficulté est liée à une mauvaise définition de cette branche ? Est-ce plutôt dû aux limitations de l'algorithme utilisé ? Ou s'agit-il enfin d'un problème plus intrinsèque à la branche des STA, qui serait alors à mettre de côté lorsqu'on parle des Taurides ?

Le travail effectué sur les Taurides apporte un certain nombre d'informations, mais pas encore suffisamment pour permettre de trancher la question posée au début de ce chapitre : est-ce que les Taurides peuvent être catégorisées comme pluie ou bien doit-on les considérer comme un groupe ? Pour poursuivre l'exploration de cette question, et peut-être apporter des éléments plus définitifs, plusieurs possibilités existent.

Tout d'abord, on pourrait zoomer sur une partie des cartes de chaos, c'est-à-dire choisir des conditions initiales encore plus restreintes (tout en s'assurant qu'elles sont compatibles avec les Taurides). Cela permettrait de s'assurer qu'aucune zone de stabilité ou de chaos important n'existe, ce que les cartes actuelles peuvent cacher. En effet, on voit bien les lignes sombres dues aux résonances les plus fines dans la carte des Géminides CI1, alors qu'elles sont moins visibles sur la carte des Géminides CI2. Il s'agirait alors de traiter les intégrations effectuées avec les Taurides comme l'équivalent des Géminides CI2, et de produire alors des intégrations qui correspondraient aux Géminides CI1, pour poursuivre l'analogie.

Une autre voie à explorer serait de poursuivre le travail sur le radiant. Une légère modification du code permettrait d'enregistrer les paramètres plus précis d'une rencontre (distance minimale à la Terre, temps exact du moment où la particule atteint cette distance). À partir de là, on serait alors plus assuré de calculer des radiants fiables. De plus, puisque les cartes en radiant sont incomplètes au niveau de l'écliptique, on pourrait choisir des conditions initiales où l'inclinaison descend jusqu'à zéro. Le jury a également proposé de choisir d'autres éléments que l'ascension droite, la déclinaison et la vitesse héliocentrique, en sélectionnant ceux qui sont les plus fiables.

Ces deux possibilités de travail ne sont bien entendu pas incompatibles, et j'espère pouvoir les investiguer durant les années suivantes. Il serait aussi très intéressant d'étudier d'autres groupes, pour permettre d'étoffer les comparaisons que j'ai pu commencer. Le travail réalisé ici a permis d'identifier plusieurs façons de le poursuivre, mais a aussi montré l'intérêt de l'outil développé, même pour un courant de météoroïdes aussi complexe que les Taurides.

Conclusion

J'ai défini au début de cette thèse la notion de "groupe de météores", par rapport à celle de "pluie de météores". Une pluie de météores est un ensemble de météores provenant d'un même corps parent, tandis qu'un groupe de météores est un ensemble de météores rassemblés par une ou plusieurs caractéristiques communes (radiant, orbites proches). Un groupe de météores peut atteindre le statut de pluie si on parvient à prouver, d'une manière ou d'une autre, que les différents météores qui le composent proviennent d'un même corps parent. Ce processus de preuve est souvent long et complexe, du fait des spécificités de la dynamique des météores. Cette thèse a pour but d'explorer un outil dynamique, les cartes de chaos adaptées aux courants de météoroïdes, et de l'appliquer à la problématique de la discrimination entre groupes et pluies.

Dans le premier chapitre, j'ai commencé par analyser un mécanisme de formation des groupes : l'utilisation de critères de similarité d'orbites, qui permettent de rassembler des météores dont les orbites sont considérées comme semblables. J'ai ainsi pu montrer les limitations de cette approche, qui manque notamment d'une vision globale sur les critères utilisés. Il semble en effet ne pas exister d'étude comparative exhaustive des critères existants, ni des algorithmes de groupement qui les utilisent.

Dans le second chapitre, je me suis attachée à développer la méthode pour produire des cartes de chaos adaptées aux courants de météoroïdes. En effet, ils sont caractérisés par une dynamique très particulière : rencontres proches, influence des forces non-gravitationnelles, temps de vie court des météoroïdes. Il me fallait donc à la fois un indicateur de chaos fiable qui pouvait s'adapter à cette dynamique, et un algorithme pour intégrer l'évolution des particules modélisées. Après une comparaison avec plusieurs indicateurs, j'ai choisi le OFLI, qui m'a semblé combiner plusieurs caractéristiques intéressantes : sensibilité forte et immédiate aux rencontres proches et au chaos qui peut les accompagner, et phase d'initialisation de l'indicateur courte.

J'ai ensuite utilisé cette méthode sur plusieurs pluies, aux dynamiques variées : les Géminides, les Draconides et les Léonides. Ces trois pluies sont reconnues dans la communauté de recherche sur les météores, et leurs corps parents sont connus. Dans les trois cas, j'ai pu détecter des résonances de moyen mouvement, visibles comme zones de moindre chaos dans les cartes. Je me suis aperçue que les particules capturées dans ces RMMs ne peuvent pas rencontrer la planète à l'origine de la résonance. Il existe deux exceptions à ce mécanisme : une rencontre proche avec une autre planète peut permettre à la particule d'échapper à la RMM, ce qui lui permettra de rencontrer plus tard la planète à l'origine de la résonance. Une autre possibilité pour les particules d'échapper à la capture en résonance est liée aux forces non-gravitationnelles, et plus particulièrement la force de Poynting-Robertson. Cette force fait diminuer le demi-grand axe des particules, et lorsque cette diminution est suffisamment importante, les particules s'échappent des résonances. J'ai donc appelé "régime résonnant" les cas où la dynamique des météoroïdes est gouvernée principalement par les résonances de moyen mouvement et les rencontres proches, et "régime diffusif" les cas où les RMMs ne sont plus capables de capturer les météoroïdes à cause de la diffusion créée par Poynting-Robertson. La limite entre ces deux régimes varie selon la taille de la particule, la largeur des RMMs considérées et l'orbite de la particule. En effet, une orbite ou une taille différentes influencent la force de Poynting-Robertson, et la largeur de la RMM explicite sa capacité à capturer les particules. Ainsi, j'ai pu calculer à partir de quel rayon les Géminides se situent dans l'un ou l'autre régime, mais les orbites spécifiques et la largeur très importante des RMMs pour les Draconides et les Léonides empêchent le passage au régime diffusif, pour toutes les tailles considérées dans l'intégration.

Je me suis enfin intéressée à un groupe de météores, les Taurides. J'ai cherché à les modéliser à partir des observations, ce qui a mis en lumière la difficulté d'utilisation des bases de données. En effet, l'anomalie moyenne n'est fournie dans aucune des bases de données sélectionnées. De plus, les orbites proposées comme faisant partie des Taurides recouvrent une part très large de l'espace des phases, ce qui semble contradictoire avec la définition d'un groupe comme d'un ensemble de météores aux orbites similaires. Pour diminuer l'espace des conditions initiales, j'ai utilisé un calcul de radiant, qui m'a permis de contraindre un peu plus précisément les météores qui pouvaient réellement être considérés comme des Taurides. Les cartes de chaos ont alors révélé un chaos extrêmement élevé, sans zones de stabilité ni de

8. Becky Chambers, *Apprendre si par bonheur*, L'Atalante, 2020, Trad. Marie Surgers, p. 134.

chaos clairement définies. J'ai repris le calcul des radiants sur ces nouvelles conditions initiales, et j'ai pu montrer que, bien que le chaos des Taurides soit effectivement plus élevé que pour les pluies étudiées, les particules les plus chaotiques ne font en réalité pas partie des Taurides. J'ai eu aussi des difficultés à retrouver la branche des Taurides Sud dans mon intégration.

Les cartes de chaos appliquées aux courants de météoroïdes m'ont permis d'investiguer des caractéristiques dynamiques de chacun des ensembles choisis (Géminides, Draconides, Léonides et Taurides). Il semble que le seul groupe étudié a un degré de chaos bien plus important que les pluies, et ne semble pas sujet à la capture en résonance de moyen mouvement. Ces caractéristiques pourraient être corrélées avec le fait qu'il est un groupe plutôt qu'une pluie, mais comme je n'ai étudié qu'un seul groupe, je ne peux pas actuellement conclure sur cette corrélation. Je pense que les cartes de chaos peuvent effectivement participer à la conversation sur cette distinction groupe/pluie, mais il faut prendre plus d'exemples de pluies et de groupes pour conclure.

Les cartes de chaos dans l'ensemble m'ont permis de m'intéresser à des particularités dynamiques intéressantes des pluies de météores, que j'ai pu décrire au chapitre 3. L'utilisation de cet outil pour explorer les propriétés dynamiques des courants de météoroïdes se justifie donc pleinement. Une thèse étant, par définition, délimitée dans le temps, j'espère pouvoir continuer le travail décrit dans ces pages. Dans un premier temps, j'aimerais continuer à explorer la dynamique des Taurides, à la fois en poussant plus loin la réflexion sur le radiant, mais aussi en refaisant des cartes de chaos avec des conditions initiales plus restreintes. Cette exploration sera plus poussée et plus complexe, mais permettra de caractériser davantage les Taurides du point de vue du chaos. À l'avenir, j'aimerais continuer à appliquer les cartes de chaos sur d'autres pluies et d'autres groupes, afin de proposer un catalogue de cartes de chaos pertinentes. Plus j'aurai d'informations sur des pluies et des groupes variés, plus la différence entre les deux sera visible, et plus la différenciation entre groupes et pluies sera robuste.

Comme on le voit, il reste encore du travail à effectuer, mais cette thèse a permis de développer, tester et utiliser un outil, qui a prouvé son intérêt, à la fois sur les pluies (avec la mise en lumière de mécanismes intéressants) et sur les groupes (avec de premiers résultats prometteurs).

Table des figures

1	Schéma de définitions des météoroïdes, météores et météorites	2
2	Schéma de définition du radiant	2
2.1	Schéma de l'algorithme développé	31
2.2	Comparaison entre les données issues du JPL et celles issues de mon intégrateur pour 2P/Encke	32
2.3	Application du test 1	33
2.4	Application du test 2	34
2.5	Comparaison de l'évolution du MEGNO et du MMEGNO	35
2.6	Définition des phases d'initialisation du FLI et du OFLI sur les deux particules intégrées	37
2.7	Comparaison des FLI, OFLI et MMEGNO	38
3.1	Cartes de chaos pour les Géminides BIN10100 (CI1 et CI2)	44
3.2	Zoom sur la carte des Géminides BIN10100 CI2, pour les valeurs élevées de l'excentricité	45
3.3	Représentation des rencontres proches pour les Géminides BIN10100 CI2	46
3.4	Cartes de chaos des particules qui rencontrent la Terre pour les Géminides BIN10100 CI1 et CI2	46
3.5	Cartes de chaos des particules qui rencontrent Vénus pour les Géminides BIN10100 CI2, zoom sur les excentricité élevées	47
3.6	Carte des Géminides BIN110 CI2	47
3.7	Cartes des Géminides BIN011 CI1 et CI2	48
3.8	Quelques orbites des Géminides CI2	49
3.9	Estimation du rayon limite pour CI1	50
3.10	Application de r_{CI1} sur CI2	50
3.11	Estimation du rayon limite pour CI2	51
3.12	Cartes en anomalie moyenne et en excentricité des Draconides BIN10100	52
3.13	Carte en anomalie moyenne des Draconides BIN10100, en fonction des éléments 10 ans après le début de l'intégration	53
3.14	Cartes en excentricité et anomalie moyenne de Draconides BIN10100, avec les particules qui rencontrent Jupiter au moins une fois durant l'intégration	54
3.15	Carte en excentricité de Draconides BIN10100, où la couleur représente l'anomalie moyenne initiale	54
3.16	Cartes en excentricité de Draconides BIN10100, pour les particules qui rencontrent Vénus ou la Terre	55
3.17	Carte en excentricité de Draconides BIN110 et carte en anomalie moyenne de Draconides BIN011	56
3.18	Cartes en excentricité et en anomalie moyenne de Draconides BIN00101	57
3.19	Même carte que la figure 3.13 mais avec les Draconides BIN00101	58
3.20	Carte en anomalie moyenne des rencontres avec Jupiter et carte en excentricité des rencontres avec la Terre, pour les Draconides BIN00101	59
3.21	Cartes en excentricité et en anomalie moyenne à partir de Léonides BIN10100	61
3.22	Cartes en excentricité et anomalie moyenne des Léonides BIN10100, rencontres avec Jupiter uniquement	62
3.23	Cartes de Léonides BIN10100. Dans la carte en excentricité, les particules en rouge proviennent de l'intérieur des lobes. Dans la carte en anomalie moyenne, la couleur représente l'excentricité initiale des particules.	62
3.24	Carte en excentricité des Léonides BIN10100, rencontres avec Saturne uniquement	63
3.25	Carte en anomalie moyenne des Léonides BIN10100, rencontres avec Saturne uniquement	63
3.26	Carte en excentricité de Léonides BIN10100, rencontres avec la Terre, Mars et/ou Vénus	64
3.27	Carte en excentricité de Léonides BIN110 et carte en anomalie moyenne de Léonides BIN011	64

3.28	Cartes en excentricité et en anomalie moyenne de Léonides BIN00101	65
3.29	Cartes en excentricité et en anomalie moyenne de Léonides BIN00101, rencontres avec Jupiter	66
3.30	Cartes de chaos en excentricité et anomalie moyenne pour les Léonides de BIN00101 qui rencontrent Saturne, et carte en excentricité pour les Léonides de BIN00101 qui rencontrent la Terre, Mars et/ou Vénus	67
4.1	CI_{obs} des Taurides (avant les 2000 ans d'intégration vers le passé)	72
4.2	CI_{obs} des Taurides après 2000 ans d'intégration vers le passé	73
4.3	Cartes de CI_{Tau} après 2000 ans d'intégration	74
4.4	Cartes de CI_{Tau} après 2000 ans d'intégration	75
4.5	Radiant des différentes particules qui rencontrent la Terre sur les 1000 premières années de l'intégration, avec le OFLI après 2000 ans d'intégration en couleurs	76
4.6	Radiant des particules issues de la première phase de sélection	77
4.7	Éléments orbitaux initiaux des particules sélectionnées comme faisant partie du groupe des Taurides	78
4.8	Cartes en excentricité, inclinaison et argument du périhélie issues des Taurides BIN10100	79
4.9	Cartes en excentricité et argument du périhélie issues des Taurides BIN10100, avec uniquement les particules qui rencontrent avec la Terre, Mars ou Vénus	81
4.10	Carte en excentricité issue des Taurides BIN110 et cartes en inclinaison et argument du périhélie issues des Taurides BIN011	82
4.11	Évolution du demi-grand axe des Taurides BIN10100 et des Taurides BIN011	83
4.12	Radiant des Taurides BIN10100	83
4.13	Radiant des particules sélectionnées à partir des Taurides BIN10100	84
4.14	Radiant de toutes les particules et des particules sélectionnées à partir des Taurides BIN011	85

Liste des tableaux

1	Notations utilisées dans ce document	3
2.1	Tableau représentant une particule, avec les unités de chaque grandeur.	31
2.2	Tableau des conditions initiales des deux particules choisies. Les termes "stable" et "chaotique" font référence à la valeur finale du MMEGNO obtenue.	35
3.1	Valeurs limites pour les éléments orbitaux des particules de CI1 (intégration pendant 500 ans)	42
3.2	Valeurs limites pour les éléments orbitaux des particules de CI2 (intégration pendant 1000 ans)	42
3.3	Rappel des différents ensembles de conditions initiales pour les Géminides	42
3.4	RMMs identifiées sur les cartes en BIN10100 des Géminides	45
3.5	Valeurs limites pour les éléments orbitaux initiaux des Draconides (1000 ans d'intégration)	51
3.6	RMMs avec Jupiter telles qu'identifiées dans les cartes des Draconides BIN10100	53
3.7	Valeurs limites des éléments orbitaux initiaux pour les Léonides (2000 ans d'intégration)	59
4.1	Valeurs limites pour les éléments orbitaux des particules de CI _{Tau} (intégration pendant 2000 ans)	71
4.2	Valeurs limites pour les Taurides, après sélection sur le radiant (intégration pendant 1000 ans). Voir texte pour le détail.	78

Bibliographie

- Abedin, A., Spurný, P., Wiegert, P., Pokorný, P., Borovička, J., et Brown, P. (2015). On the age and formation mechanism of the core of the Quadrantid meteoroid stream. *Icarus*, 261 :100–117.
- Abedin, A., Wiegert, P., Pokorný, P., et Brown, P. (2017). The age and the probable parent body of the daytime arietid meteor shower. *Icarus*, 281 :417–443.
- Arter, T. R. et Williams, I. P. (1997). The mean orbit of the April Lyrids. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 289(3) :721–728.
- Barrio, R. (2005). Sensitivity tools vs. Poincaré sections. *Chaos Solitons and Fractals*, 25(3) :711–726.
- Batygin, K. et Petit, A. C. (2023). Dissipative Capture of Planets into First-order Mean-motion Resonances. *The Astrophysical Journal Letters*, 946(1) :L11.
- Borovička, J., Spurný, P., et Shrbený, L. (2022). Data on 824 fireballs observed by the digital cameras of the European Fireball Network in 2017-2018. II. Analysis of orbital and physical properties of centimeter-sized meteoroids. *Astronomy & Astrophysics*, 667 :A158.
- Brož, M., Vokrouhlický, D., Roig, F., Nesvorný, D., Bottke, W. F., et Morbidelli, A. (2005). Yarkovsky origin of the unstable asteroids in the 2/1 mean motion resonance with Jupiter. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 359(4) :1437–1455.
- Brown, P., Wong, D. K., Weryk, R. J., et Wiegert, P. (2010). A meteoroid stream survey using the Canadian Meteor Orbit Radar. II : Identification of minor showers using a 3D wavelet transform. *Icarus*, 207(1) :66–81.
- Brumberg, V. A. (1972). *Relativistic celestial mechanics*.
- Burns, J. A., Lamy, P. L., et Soter, S. (1979). Radiation forces on small particles in the solar system. *Icarus*, 40(1) :1–48.
- Carbognani, A., Tanga, P., et Bernardi, F. (2022). Is 2021 PH27 an active asteroid with a meteor shower detectable on Venus? *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 511(1) :L40–L44.
- Carusi, A., Kresak, L., Perozzi, E., et Valsecchi, G. B. (1987). High-Order Librations of Halley-Type Comets. *Astronomy & Astrophysics*, 187 :899.
- Cincotta, P. M., Giordano, C. M., et Simó, C. (2003). Phase space structure of multi-dimensional systems by means of the mean exponential growth factor of nearby orbits. *Physica D Nonlinear Phenomena*, 182(3-4) :151–178.
- Cordeiro, R. R. (2006). Anomalous Diffusion in the Asteroid Belt. *The Astronomical Journal*, 132(5) :2114–2126.
- Courtot, A., Saillenfest, M., Vaubaillon, J., et Fouchard, M. (2023a). Characterisation of chaos and mean-motion resonances in meteoroid streams. Application to the Draconids and Leonids. Accepted by *Astronomy & Astrophysics*. Available on ArXiv.
- Courtot, A., Vaubaillon, J., et Fouchard, M. (2023b). Characterisation of chaos in meteoroid streams. Application to the Geminids. *Astronomy & Astrophysics*, 673 :A161.
- Cox, A. N. (2000). *Allen's astrophysical quantities*. New York : AIP Press ; Springer. 4th edition.
- Devillepoix, H. A. R., Jenniskens, P., Bland, P. A., Sansom, E. K., Towner, M. C., Shober, P., Cupák, M., Howie, R. M., Hartig, B. A. D., Anderson, S., Jansen-Sturgeon, T., et Albers, J. (2021). Taurid Stream #628 : A Reservoir of Large Cometary Impactors. *The Planetary Science Journal*, 2(6) :223.

- Dewsnap, R. L. et Campbell-Brown, M. (2021). Radar observations of the daytime β -Taurids and ζ -Perseids. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 507(3) :4521–4529.
- Dikarev, V., Grün, E., Baggaley, J., Galligan, D., Landgraf, M., et Jehn, R. (2005). The new ESA meteoroid model. *Advances in Space Research*, 35(7) :1282–1289.
- Drummond, J. D. (1981). A test of comet and meteor shower associations. *Icarus*, 45(3) :545–553.
- Egal, A., Brown, P. G., Wiegert, P., et Kipreos, Y. (2022a). An observational synthesis of the Taurid meteor complex. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 512(2) :2318–2336.
- Egal, A., Gural, P. S., Vaubaillon, J., Colas, F., et Thuillot, W. (2017). The challenge associated with the robust computation of meteor velocities from video and photographic records. *Icarus*, 294 :43–57.
- Egal, A., Wiegert, P., et Brown, P. G. (2022b). A proposed alternative dynamical history for 2P/Encke that explains the taurid meteoroid complex. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 515(2) :2800–2821.
- Egal, A., Wiegert, P., Brown, P. G., Moser, D. E., Campbell-Brown, M., Moorhead, A., Ehlert, S., et Moticska, N. (2019). Meteor shower modeling : Past and future Draconid outbursts. *Icarus*, 330 :123–141.
- Egal, A., Wiegert, P., Brown, P. G., Spurný, P., Borovička, J., et Valsecchi, G. B. (2021). A dynamical analysis of the Taurid Complex : evidence for past orbital convergences. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*.
- Emel'Yanenko, V. V. (2001). Resonance structure of meteoroid streams. In Warmbein, B., editor, *Meteoroids 2001 Conference*, volume 495 of *ESA Special Publication*, pages 43–45.
- Everhart, E. (1985). *An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings*, volume 115, page 185.
- Fenucci, M., Gronchi, G. F., et Novaković, B. (2023). Maps of secular resonances in the NEO region. *Astronomy & Astrophysics*, 672 :A39.
- Fernández, J. A., Sosa, A., Gallardo, T., et Gutiérrez, J. N. (2014). Assessing the physical nature of near-Earth asteroids through their dynamical histories. *Icarus*, 238 :1–12.
- Fienga, A., Laskar, J., Morley, T., Manche, H., Kuchynka, P., Le Poncin-Lafitte, C., Budnik, F., Gastineau, M., et Somenzi, L. (2009). INPOP08, a 4-D planetary ephemeris : from asteroid and time-scale computations to ESA Mars Express and Venus Express contributions. *Astronomy & Astrophysics*, 507(3) :1675–1686.
- Fouchard, M., Lega, E., Froeschlé, C., et Froeschlé, C. (2002). On the Relationship Between Fast Lyapunov Indicator and Periodic Orbits for Continuous Flows. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 83(1) :205–222.
- Franklin, F. A., Marsden, B. G., Williams, J. G., et Bardwell, C. M. (1975). Minor planets and comets in libration about the 2 :1 resonance with Jupiter. *The Astronomical Journal*, 80 :729–746.
- Froeschlé, C., Gonczi, R., et Lega, E. (1997a). The fast Lyapunov indicator : a simple tool to detect weak chaos. Application to the structure of the main asteroidal belt. *Planetary and Space Science*, 45(7) :881–886.
- Froeschlé, C., Lega, E., et Gonczi, R. (1997b). Fast Lyapunov Indicators. Application to Asteroidal Motion. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 67(1) :41–62.
- Froeschlé, C. et Froeschlé, C. (1992). Collective Resonant Phenomena on Small Bodies in the Solar System. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 54(1-3) :71–89.
- Fulle, M., Lévassieur-Regourd, A. C., McBride, N., et Hadamcik, E. (2000). In Situ Dust Measurements From within the Coma of 1P/Halley : First-Order Approximation with a Dust Dynamical Model. *The Astronomical Journal*, 119(4) :1968–1977.
- Gkolias, I., Daquin, J., Gachet, F., et Rosengren, A. J. (2016). From Order to Chaos in Earth Satellite Orbits. *The Astronomical Journal*, 152(5) :119.
- Göckel, C. et Jehn, R. (2000). Testing cometary ejection models to fit the 1999 Leonids and to predict future showers. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 317(1) :L1–L5.

- Gounelle, M. (2017). *Une belle histoire des météores*. Muséum national d'histoire naturelle, Flammarion edition.
- Guennoun, M., Vaubaillon, J., Čapek, D., Koteš, P., et Benkhaldoun, Z. (2019). A robust method to identify meteor showers new parent bodies from the SonotaCo and EDMOND meteoroid orbit databases. *Astronomy & Astrophysics*, 622 :A84.
- Guzzo, M. et Lega, E. (2015). A study of the past dynamics of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko with fast Lyapunov indicators. *Astronomy & Astrophysics*, 579 :A79.
- Hajduková, M. et Neslušan, L. (2020). The χ -Andromedids and January α -Ursae Majorids : A new and a probable shower associated with Comet C/1992 W1 (Ohshita). *Icarus*, 351 :113960.
- Hajduková, M., Rudawska, R., Jopek, T. J., Koseki, M., Kokhirova, G., et Neslušan, L. (2023). Modification of the Shower Database of the IAU Meteor Data Center. *Astronomy & Astrophysics*, 671 :A155.
- Hughes, D. W. (1995). The Perseid Meteor Shower. *Earth Moon and Planets*, 68(1-3) :31–70.
- Hui, M.-T. (2023). Perihelion Activity of (3200) Phaethon is Not Dusty : Evidence from STEREO/COR2 Observations. *The Astronomical Journal*, 165(3) :94.
- Jenniskens, P. (2008). Meteoroid streams that trace to candidate dormant comets. *Icarus*, 194(1) :13–22.
- Jenniskens, P. (2017). Meteor showers in review. *Planetary and Space Science*, 143 :116–124.
- Jenniskens, P., Gural, P. S., Dynneson, L., Grigsby, B. J., Newman, K. E., Borden, M., Koop, M., et Holman, D. (2011). CAMS : Cameras for Allsky Meteor Surveillance to establish minor meteor showers. *Icarus*, 216(1) :40–61.
- Jenniskens, P., Jopek, T. J., Janches, D., Hajduková, M., Kokhirova, G. I., et Rudawska, R. (2020). On removing showers from the IAU Working List of Meteor Showers. *Planetary and Space Science*, 182 :104821.
- Jenniskens, P., Jopek, T. J., Rendtel, J., Porubčan, V., Spurný, P., Baggaley, J., Abe, S., et Hawkes, R. (2009). On how to report new meteor showers. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 37(1) :19–20.
- Jenniskens, P., Nénon, Q., Gural, P. S., Albers, J., Haberman, B., Johnson, B., Morales, R., Grigsby, B. J., Samuels, D., et Johannink, C. (2016). CAMS newly detected meteor showers and the sporadic background. *Icarus*, 266 :384–409.
- Jewitt, D. et Hsieh, H. H. (2022). *The Asteroid-Comet Continuum*. University of Arizona Press.
- Jopek, T. J. (1993). Remarks on the Meteor Orbital Similarity D-Criterion. *Icarus*, 106(2) :603–607.
- Jopek, T. J. et Bronikowska, M. (2017). Probability of coincidental similarity among the orbits of small bodies - I. Pairing. *Planetary and Space Science*, 143 :43–52.
- Jopek, T. J. et Froeschlé, C. (1997). A stream search among 502 TV meteor orbits. an objective approach. *Astronomy & Astrophysics*, 320 :631–641.
- Jopek, T. J., Rudawska, R., et Bartczak, P. (2008). Meteoroid Stream Searching : The Use of the Vectorial Elements. *Earth Moon and Planets*, 102(1-4) :73–78.
- Jopek, T. J., Valsecchi, G. B., et Froeschlé, C. (2003). Meteor stream identification : a new approach - III. The limitations of statistics. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 344(2) :665–672.
- Jopek, T. J., Valsecchi, G. B., et Froeschlé, C. (1999). Meteoroid stream identification : a new approach - II. Application to 865 photographic meteor orbits. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 304(4) :751–758.
- Kipreos, Y., Campbell-Brown, M., Brown, P., et Vida, D. (2022). Characterizing the daytime sextantids meteor shower and unveiling the nature of the phaethon-geminid stream complex. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 516(1) :924–941.
- Kornoš, L., Koukal, J., Piff, R., et Tóth, J. (2014). EDMOND Meteor Database. In Gyssens, M., Roggemans, P., et Zoladek, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Poznan, Poland, 22-25 August 2013*, pages 23–25.

- Koten, P., Vaubaillon, J., Čapek, D., Vojáček, V., Spurný, P., Štork, R., et Colas, F. (2014). Search for faint meteors on the orbits of Příbram and Neuschwanstein meteorites. *Icarus*, 239 :244–252.
- Koten, P., Čapek, D., Spurný, P., Štork, R., Vojáček, V., et Bednář, J. (2021). Search for pairs and groups in the 2006 Geminid meteor shower. *Astronomy & Astrophysics*, page arXiv :2110.01324.
- Kriegel, H.-P. et Pfeifle, M. (2005). Density-based clustering of uncertain data. In *Proceedings of the Eleventh ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery in Data Mining*, KDD '05, page 672–677, New York, NY, USA. Association for Computing Machinery.
- Laskar, J. (1990). The chaotic motion of the solar system : A numerical estimate of the size of the chaotic zones. *Icarus*, 88(2) :266–291.
- Lega, E. et Froeschlé, C. (2001). On the relationship between fast Lyapunov indicator and periodic orbits for symplectic mappings. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 81 :129–147.
- Lhotka, C., Bourdin, P., et Narita, Y. (2016). Charged Dust Grain Dynamics Subject to Solar Wind, Poynting-Robertson Drag, and the Interplanetary Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 828(1) :10.
- Lindblad, B. A. (1971a). A computerized stream search among 2401 photographic meteor orbits. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 12 :14–24.
- Lindblad, B. A. (1971b). A stream search among 865 precise photographic meteor orbits. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 12 :1–13.
- Lindblad, B. A. et Southworth, R. B. (1971). *A Study of Asteroid Families and Streams by Computer Techniques*, volume 267, page 337.
- Liou, J.-C. et Zook, H. A. (1997). Evolution of Interplanetary Dust Particles in Mean Motion Resonances with Planets. *Icarus*, 128(2) :354–367.
- Ma, Y. et Williams, I. P. (2001). The ejection velocity of meteoroids from cometary nuclei deduced from observations of meteor shower outbursts. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 325(1) :379–384.
- McNaught, R. H. et Asher, D. J. (1999). Leonid Dust Trails and Meteor Storms. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 27(2) :85–102.
- Michel, P., Froeschlé, C., et Farinella, P. (1997). Secular Dynamics of Asteroids in the Inner Solar System. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 69 :133–147.
- Micheli, M., Tholen, D. J., et Jenniskens, P. (2016). Evidence for 2009 WN₂₅ being the parent body of the November i-Draconids (NID). *Icarus*, 267 :64–67.
- Milanov, D. V., Milanova, Y. V., et Kholshchevnikov, K. V. (2019). Relaxed triangle inequality for the orbital similarity criterion by Southworth and Hawkins and its variants. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 131(1) :5.
- Moorhead, A. V. (2019). Meteor shower activity profiles and the use of orbital dissimilarity (D) criteria. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 47(5) :134–138.
- Moorhead, A. V., Clements, T., et Vida, D. (2021). Meteor shower radiant dispersions in Global Meteor Network data. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 508(1) :326–339.
- Morais, M. H. M. et Giuppone, C. A. (2012). Stability of prograde and retrograde planets in circular binary systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 424(1) :52–64.
- Morais, M. H. M. et Namouni, F. (2013). Retrograde resonance in the planar three-body problem. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 117(4) :405–421.
- Murray, C. D. et Dermott, S. F. (1999). *Solar system dynamics*.
- Namouni, F. et Morais, M. H. M. (2017). The disturbing function for polar Centaurs and transneptunian objects. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 471(2) :2097–2110.
- Neslusan, L. (2002). A Sketch of an Orbital-Momentum-Based Criterion of Diversity of Two Keplerian Orbits. In Pretka-Ziomek, H., Wnuk, E., Seidelmann, P. K., et Richardson, D., editors, *Dynamics of Natural and Artificial Celestial Bodies*, volume 81, pages 365–366.

- Neslušan, L., Jopek, T. J., Rudawska, R., Hajduková, M., et Kokhirova, G. (2023). Showers with both northern and southern solutions. *Planetary and Space Science*, page arXiv :2304.10794.
- Neslušan, L., Svoreň, J., et Porubčan, V. (1998). A computer program for calculation of a theoretical meteor-stream radiant. *Astronomy & Astrophysics*, 331 :411–413.
- Nesvorný, D., Janches, D., Vokrouhlický, D., Pokorný, P., Bottke, W. F., et Jenniskens, P. (2011). Dynamical Model for the Zodiacal Cloud and Sporadic Meteors. *The Astrophysical Journal*, 743(2) :129.
- Olsson-Steel, D. (1987). The dispersal of the Geminid meteoroid stream by radiative effects. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 226 :1–17.
- Öpik, E. J. (1976). *Interplanetary encounters : close-range gravitational interactions*.
- Pauls, A. et Gladman, B. (2005). Decoherence time scales for “meteoroid streams”. *Meteoritics and Planetary Science*, 40 :1241–1256.
- Peña-Asensio, E., Trigo-Rodríguez, J. M., Gritsevich, M., et Rimola, A. (2021). Accurate 3D fireball trajectory and orbit calculation using the 3D-FIRETOC automatic Python code. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 504(4) :4829–4840.
- Rein, H. et Spiegel, D. S. (2015). IAS15 : a fast, adaptive, high-order integrator for gravitational dynamics, accurate to machine precision over a billion orbits. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 446(2) :1424–1437.
- Rendtel, J. (2022). IMO Meteor Shower Calendar for 2023. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 50(2) :35.
- Rudawska, R. et Jopek, T. J. (2010). Study of meteoroid stream identification methods. In Fernandez, J. A., Lazzaro, D., Prialnik, D., et Schulz, R., editors, *Icy Bodies of the Solar System*, volume 263, pages 253–256.
- Rudawska, R., Matlovič, P., Tóth, J., et Kornoš, L. (2015). Independent identification of meteor showers in EDMOND database. *Planetary and Space Science*, 118 :38–47.
- Rudawska, R., Vaubaillon, J., et Atreya, P. (2012). Association of individual meteors with their parent bodies. *Astronomy & Astrophysics*, 541 :A2.
- Ryabova, G. O. (2021). The Geminid meteor shower radiant : a mathematical model. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 507(3) :4481–4486.
- Ryabova, G. O. (2022). On mean motion resonances in the Geminid meteoroid stream. *Planetary and Space Science*, 210 :105378.
- Ryabova, G. O., Avdyushev, V. A., et Williams, I. P. (2019). Asteroid (3200) Phaethon and the Geminid meteoroid stream complex. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 485(3) :3378–3385.
- Scholl, H. et Froeschlé, C. (1988). Gravitational breaking of meteor streams in resonance with Jupiter. *Astronomy & Astrophysics*, 195(1-2) :345–349.
- Sekanina, Z. (1970a). Statistical Model of Meteor Streams. I. Analysis of the Model. *Icarus*, 13(3) :459–474.
- Sekanina, Z. (1970b). Statistical Model of Meteor Streams. II. Major Showers. *Icarus*, 13(3) :475–493.
- Sekanina, Z. (1973). Statistical Model of Meteor Streams. III. Stream Search Among 19303 Radio Meteors. *Icarus*, 18(2) :253–284.
- Sekanina, Z. (1976). Statistical Model of Meteor Streams. IV. A Study of Radio Streams from the Synoptic Year. *Icarus*, 27(2) :265–321.
- Soja, R. H., Grün, E., Strub, P., Sommer, M., Millinger, M., Vaubaillon, J., Alius, W., Camodeca, G., Hein, F., Laskar, J., Gastineau, M., Fienga, A., Schwarzkopf, G. J., Herzog, J., Gutschke, K., Skuppin, N., et Srama, R. (2019). IMEM2 : a meteoroid environment model for the inner solar system. *Astronomy & Astrophysics*, 628 :A109.
- SonotaCo (2009). A meteor shower catalog based on video observations in 2007-2008. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 37(2) :55–62.

- Southworth, R. B. et Hawkins, G. S. (1963). Statistics of meteor streams. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 7 :261–285.
- Spurný, P., Borovička, J., Mucke, H., et Svoreň, J. (2017). Discovery of a new branch of the Taurid meteoroid stream as a real source of potentially hazardous bodies. *Astronomy & Astrophysics*, 605 :A68.
- Steel, D. I., Asher, D. J., et Clube, S. V. M. (1991). The structure and evolution of the Taurid complex. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 251 :632–648.
- Svoreň, J., Neslušan, L., et Porubčan, V. (2000). A search for streams and associations in meteor databases. Method of Indices. *Planetary and Space Science*, 48(10) :933–937.
- Todorović, N. et Novaković, B. (2015). Testing the FLI in the region of the Pallas asteroid family. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 451(2) :1637–1648.
- Tomko, D. et Neslušan, L. (2023). Prediction of the collisions of meteoroids originating in comet 21P/Giacobini-Zinner with the Mercury, Venus, and Mars. *arXiv e-prints*, page arXiv :2304.11935.
- Trigo-Rodríguez, J. M. et Blum, J. (2021). Learning about comets from the study of mass distributions and fluxes of meteoroid streams. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, page arXiv :2109.14428.
- Valsecchi, G. B. (2005). Close encounters and collisions of Near-Earth asteroids with the Earth. *Comptes Rendus Physique*, 6(3) :337–344.
- Valsecchi, G. B., Jopek, T. J., et Froeschlé, C. (1999). Meteoroid stream identification : a new approach - I. Theory. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 304(4) :743–750.
- Vaubaillon, J., Colas, F., et Jorda, L. (2005a). A new method to predict meteor showers. I. Description of the model. *Astronomy & Astrophysics*, 439(2) :751–760.
- Vaubaillon, J., Colas, F., et Jorda, L. (2005b). A new method to predict meteor showers. II. Application to the Leonids. *Astronomy & Astrophysics*, 439(2) :761–770.
- Vaubaillon, J., Neslušan, L., Sekhar, A., Rudawska, R., et Ryabova, G. O. (2019). From Parent Body to Meteor Shower : The Dynamics of Meteoroid Streams. In Ryabova, G. O., Asher, D. J., et Campbell-Brown, M. J., editors, *Meteoroids : Sources of Meteors on Earth and Beyond*, page 161.
- Vida, D., Brown, P. G., et Campbell-Brown, M. (2018). Modelling the measurement accuracy of pre-atmosphere velocities of meteoroids. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 479(4) :4307–4319.
- Šegon, D., Vaubaillon, J., Gural, P. S., Vida, D., Andreić, Ž., Korlević, K., et Skokić, I. (2017). Dynamical modeling validation of parent bodies associated with newly discovered CMN meteor showers. *Astronomy & Astrophysics*, 598 :A15.
- Welch, P. G. (2001). A new search method for streams in meteor data bases and its application. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 328(1) :101–111.
- Weryk, R. J. et Brown, P. G. (2012). Simultaneous radar and video meteors—I : Metric comparisons. *Planetary and Space Science*, 62(1) :132–152.
- Whipple, F. L. et El-Din Hamid, S. (1952). On the Origin of the Taurid Meteor Streams. *Helwan Institute of Astronomy and Geophysics Bulletins*, 41 :3–30.
- Wiegert, P. et Brown, P. (2004). The problem of linking minor meteor showers to their parent bodies : initial considerations. *Earth Moon and Planets*, 95(1-4) :19–26.
- Wiegert, P. A. (2008). The Dynamics of Low-Perihelion Meteoroid Streams. *Earth Moon and Planets*, 102(1-4) :15–26.
- Wiegert, P. A., Vaubaillon, J., et Campbell-Brown, M. D. (2008). Theoretical Modeling of the Sporadic Meteor Complex. In *Asteroids, Comets, Meteors 2008*, volume 1405 of *LPI Contributions*, page 8166.
- Williams, I. P. (1997). The Leonid meteor shower : why are there storms but no regular annual activity? *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 292(1) :L37–L40.
- Williams, I. P. et Wu, Z. (1993). The Geminid meteor stream and asteroid 3200 Phaethon. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 262(1) :231–248.

- Wu, Z. et Williams, I. P. (1995). P/Giacobini-Zinner and the Draconid meteor shower. *Planetary and Space Science*, 43(6) :723–731.
- Wu, Z. et Williams, I. P. (1996). Leonid meteor storms. *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 280(4) :1210–1218.

Serment

Lors de ma soutenance, j'ai prononcé le serment des docteur.e.s proposé, mais j'y ai ajouté quelques phrases plus personnelles, pour refléter quelques réflexions qui me sont venues lors de ma thèse. Voici donc l'intégralité du serment que j'ai prononcé.

"En présence de mes pairs. Parvenue à l'issue de mon doctorat en Astronomie et Astrophysique, et ayant ainsi pratiqué, dans ma quête du savoir, l'exercice d'une recherche scientifique exigeante, en cultivant la rigueur intellectuelle, la réflexivité éthique et dans le respect des principes de l'intégrité scientifique, je m'engage, pour ce qui dépendra de moi, dans la suite de ma carrière professionnelle quel qu'en soit le secteur ou le domaine d'activité, à maintenir une conduite intègre dans mon rapport au savoir, mes méthodes et mes résultats."

"En présence de mes pairs et de concitoyens et concitoyennes, je m'engage également, pour ce qui dépendra de moi, de pratiquer une recherche au service de la curiosité de l'humanité, respectueuse du vivant, et dont les résultats seront disponibles auprès de toutes et tous."

RÉSUMÉ

Un courant de météoroïdes est formé lorsque des météoroïdes sont éjectés par un corps parent (astéroïde ou comète). Lorsque ce courant rencontre la Terre, une pluie de météores apparaît. Ce lien entre météores observés et corps parent est difficile à établir, à cause notamment de la dynamique complexe des météoroïdes (forces non-gravitationnelles -FNGs- et rencontres proches). Je définis donc un "groupe de météores" comme un ensemble de météores aux caractéristiques proches, mais dont le lien avec le corps parent est incertain.

J'ai passé en revue les méthodes utilisées pour former des groupes: critère de dissimilarité des orbites et algorithmes de groupement. Au vu des incomplétudes remarquées, j'ai choisi de m'intéresser à ce problème sous l'angle du chaos, défini comme l'augmentation exponentielle de la distance entre deux orbites initialement infiniment proches.

J'ai sélectionné un indicateur de chaos adapté, puis j'ai réalisé des cartes de chaos sur les Géminides, les Draconides et les Léonides, trois pluies de météores aux orbites très différentes. On montre comment les résonances de moyen mouvement (RMMs) capturent les particules et les empêchent de rencontrer la planète responsable de la RMM. Cet effet est plus important dans le cas de RMMs plus larges.

Cependant, les FNGs peuvent modifier cet effet. Pour les Géminides, il existe un rayon limite en-dessous duquel la diffusion due aux FNGs empêche la capture dans les RMMs. En revanche, pour les Draconides et les Léonides, ce rayon limite est bien plus faible, et n'est pas atteint dans mes simulations. Cela est dû à la fois à la largeur des RMMs, bien supérieure à celle des Géminides, et l'effet plus faible des FNGs à masse égale par rapport aux Géminides.

Enfin, je me suis intéressée aux Taurides, pour lesquelles le lien avec le corps parent fait l'objet de recherches, et plus particulièrement aux branches Nord et Sud. Cette fois, j'ai choisi d'utiliser les observations des météores. Elles se sont révélées difficiles à exploiter pour une étude dynamique et j'ai donc dû sélectionner moi-même des particules qui correspondent aux Taurides (selon leur position dans le ciel et leur vitesse au moment de leur rencontre avec la Terre).

Les cartes montrent le chaos très élevé des Taurides et l'absence du mécanisme lié aux RMMs. Ces différences pourraient justifier la classification des Taurides en groupe plutôt qu'en pluie. J'ai eu des difficultés à retrouver les Taurides Sud dans mes données, ce qui jette un doute sur la validité de cette branche. D'autres intégrations sont nécessaires pour investiguer ces résultats, mais les cartes de chaos donnent de premières indications sur la différence groupe/pluie.

MOTS CLÉS

Pluies de météores - Courant de météoroïdes - Dynamique - Carte de chaos

ABSTRACT

A meteoroid stream is formed when meteoroids are ejected by a parent body (asteroid or comet). When this stream encounters the Earth, a meteor shower appears. This link between observed meteors and their parent body is difficult to establish, mainly because of the complex dynamics of meteoroids (non-gravitational forces -NGFs- and close encounters). I therefore define a 'meteor group' as a set of meteors with similar characteristics, but whose link with the parent body is uncertain.

I have reviewed the methods used to form groups: orbit dissimilarity criteria and grouping algorithms. In view of the incompleteness observed, I chose to look at this problem from the angle of chaos, defined as the exponential increase in the distance between two orbits that are initially infinitely close.

I selected a suitable chaos indicator and then produced chaos maps of the Geminids, Draconids and Leonids, three meteor showers with very different orbits. I showed how mean motion resonances (MMRs) capture the particles and prevent them from encountering the planet responsible for the MMR. This effect is greater in the case of larger MMRs.

However, NGFs can modify this effect. For Geminids, there is a limiting radius below which diffusion due to NGFs prevents capture in MMRs. On the other hand, for Draconids and Leonids, this limiting radius is much smaller, and is not reached in my simulations. This is due both to the width of the RMMs, which is much greater than that of the Geminids, and to the weak effect of the NGFs for the same mass for these orbits, unlike the Geminids.

Finally, I turned my attention to the Taurids, for which the link with the parent body is the topic of several studies, and more particularly to the North and South branches. This time, I chose to use meteor observations. These proved difficult to exploit for a dynamic study, so I had to select the particles that corresponded to the Taurids myself (according to their position in the sky and their speed at the time of their encounter with the Earth).

The maps show the very high chaos of the Taurids and the absence of the MMR mechanism. These differences could justify classifying the Taurids as a group rather than a shower. I had difficulty finding the Southern Taurids in my data, which casts doubt on the validity of this branch. Further integrations are needed to investigate these results, but the chaos maps give some initial indications of the group/shower distinction.

KEYWORDS

Meteor shower - Meteoroid stream - Dynamics - Chaos map