

THÈSE DE DOCTORAT

de l'Université de recherche Paris Sciences et Lettres
PSL Research University

Préparée à l'Observatoire de Paris

SUR LA COMPLEXITÉ DE LA RECHERCHE DE CORPS PARENTS DE PLUIES DE MÉTÉORES

- Exploitation des données du réseau de caméras CABERNET -

École doctorale n°127

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

Spécialité ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

Soutenue par **Auriane EGAL**
le 15 septembre 2017

Dirigée par **William THUILLOT**,
Jérémie VAUBAILLON
et **François COLAS**



COMPOSITION DU JURY :

Mme Antonella BARUCCI
LESIA, Présidente

Mme Margaret CAMPBELL-BROWN
UWO, Rapporteur

Mme Galina RYABOVA
Tomsk State University, Rapporteur

M Peter GURAL
Gural Software Development, Membre du jury

M Alberto CELLINO
INAF, Membre du jury

M Jérémie VAUBAILLON
IMCCE, Membre du jury

M François COLAS
IMCCE, Membre du jury

M William THUILLOT
IMCCE, Invité

À ma famille.



Cette thèse a été financée par la Région Île-de-France.

Résumé

Pourquoi est-il si difficile de trouver les corps parents des pluies de météores ? Malgré le développement constant des réseaux de détection dédiés à leur observation, environ 80 % des corps parents des pluies de météores établies attendent toujours d'être identifiés. Ce faible taux de réussite est principalement expliqué par le manque de précision des mesures d'orbites de météoroïdes. Les erreurs d'estimation de la vitesse et de la décélération des météores sont particulièrement responsables de la divergence actuelle entre les orbites théoriques et mesurées et entravent la recherche de l'origine orbitale des météoroïdes. Dans ce travail, nous avons démontré que les observations visuelles de météores ne permettent pas d'estimer ces paramètres, et qu'elles sont donc à exclure pour toute détermination d'orbite. À partir d'observations et de milliers de simulations, nous avons également comparé de multiples techniques de détermination de la vitesse de météores capturés par des réseaux de détection photographiques et vidéo. Il est alors apparu que notre nouvelle implémentation de la méthode d'ajustement à paramètres multiples est la technique la plus précise et plus fiable pour évaluer la trajectoire et la vitesse de ces objets, et permet d'atteindre une précision de l'ordre de 1 % sur l'estimation de la vitesse pré-atmosphérique des météoroïdes détectés par le réseau CABERNET. Finalement, nous avons mis en place un protocole pour évaluer la durée pendant laquelle la position d'un météoroïde et celle de son corps parent sont suffisamment bien déterminées pour établir une relation entre eux. Cette *date limite de traçabilité* dépend considérablement de la précision des techniques de réduction des observations de météores et peut dans le cas de mauvaises mesures ne pas excéder quelques dizaines d'années. À l'heure actuelle, le projet CABERNET démarre une phase d'exploitation prolifique qui permettra de contribuer de façon efficace et maîtrisée à l'identification de nouveaux corps parents de pluies de météores.

Mots-clefs : météores ; météoroïdes ; comètes ; astéroïdes ; trajectoire ; vitesse ; orbites ; dynamique ; réduction de données ; optimisation ; simulation ; propagation d'erreurs ; CABERNET

Abstract

Why are parent bodies of well-known meteor showers so hard to find? Despite the development of cameras networks dedicated to their observation, about 80% of the parent bodies of established meteor showers still need to be identified. The main reason for this lack of efficiency is an important uncertainty on the orbit determination of meteoroids. The inaccurate estimates of the velocity and deceleration measurements of meteors are highly responsible for the actual discrepancy between the theoretical and measured orbits and prevent the determination of the orbital origin of meteoroids. In this work, we have shown that visual observations of fireballs cannot lead to a correct estimate of these parameters, and should not be taken into account for any orbit computation. From observations and thousands of simulations, we have compared several methods widely used to compute the velocity of meteors recorded by photographic and video networks. It appears that our implementation of the multi-parameter fitting method is the most reliable and precise technique to compute the trajectory and the velocity of these objects, and leads to an accuracy of about 1% on the pre-atmospheric velocity of the meteoroids recorded by CABERNET. Finally, we have set up a protocol to estimate the time during which the position of a meteoroid and its parent body are known with enough precision to be correlated. This *traceability duration limit (TDL)* highly depends on the accuracy of the data reduction techniques and may not exceed a few decades in the case of poor quality measurements. Nowadays, the CABERNET project is entering a prolific exploitation phase and will efficiently and reliably contribute to the identification of new parent bodies of meteor showers.

Keywords : meteors ; meteoroids ; comets ; asteroids ; trajectory ; velocity ; orbit ; dynamics ; data reduction ; optimization ; simulation ; error propagation ; CABERNET

Remerciements

Les quelques lignes de cette section ont peut-être été parmi les plus délicates à écrire de ce manuscrit. Il n'est en effet pas facile de rendre justice en quelques mots à tous ceux qui, dans la sphère professionnelle ou personnelle, ont contribué à ce travail. J'espère néanmoins avoir été suffisamment transparente ces dernières années pour que chacun soit déjà averti de ma gratitude, et que l'on ne me tiendra pas rigueur d'un éventuel oubli ou de la concision de certains remerciements.

Je voudrais en tout premier lieu remercier sincèrement Jérémie Vaubaillon, qui en acceptant ma candidature pour ce sujet de thèse m'a fait découvrir le monde des météores et permis d'entrer dans la recherche scientifique. D'après mon expérience et ce que j'ai pu constater ces dernières années, il est peu fréquent d'entretenir d'aussi bonnes relations avec son directeur de thèse. Jérémie a permis d'instaurer un climat de confiance et de bienveillance propice à des débats et des discussions qui ont bien souvent dépassé le cadre de l'astronomie. Il m'a également judicieusement conseillée et motivée tout au long de ces trois années. Merci mille fois pour tous ces projets et ces bons moments ; j'espère que nous aurons l'occasion de poursuivre notre collaboration pendant longtemps !

Au cours de ce travail, j'ai eu la chance de bénéficier de l'aide et des conseils de non pas un directeur de thèse, mais trois. Je voudrais donc vivement remercier William Thuillot, qui s'est toujours impliqué dans ce travail et a été très présent dans les moments les plus difficiles et critiques. Merci pour son aide, sa disponibilité et sa gentillesse. J'aimerais au même titre remercier François Colas pour la générosité, les conseils et le soutien moral qu'il m'a prodigués tout au long de ce doctorat. Je n'aurais jamais cru vivre autant de missions incroyables au cours de ces trois années et c'est en grande partie à lui que je les dois. Un grand merci également au DIM-ACAV et à la Région Île-de-France qui ont financé ce projet de thèse, me permettant non seulement de travailler à l'IMCCE pendant trois ans mais aussi de participer à de nombreuses conférences autour du monde.

Dans un deuxième temps, je souhaiterais exprimer ma gratitude aux membres de mon jury, qui ont accepté d'évaluer mon travail et sont parfois venus de l'autre bout de la planète pour assister à ma soutenance. Merci à Galina Ryabova (qui a décortiqué ce manuscrit à au moins deux reprises !), et à Margaret Campbell-Brown qui en plus d'examiner ce travail a effectué un aller-retour éclair depuis le Canada pour assister à ma soutenance. J'ai hâte d'approfondir notre collaboration ! Merci également à Antonella Barucci, Peter Gural et Alberto Cellino pour leurs conseils avisés et les remarques qui m'ont permis d'améliorer ce manuscrit. J'ai une pensée particulière pour Pete avec qui j'ai eu la chance de collaborer pendant ces dernières années, et qui m'a tant appris au cours de nos échanges.

Ce travail n'aurait pas été le même sans les rencontres et les amitiés qui ont jalonné mon parcours. Je pense forcément à Min-Kyung Kwon, avec qui j'ai vécu une foule de moments riches en émotion. Je n'oublierai jamais notre folle expédition au Sri Lanka ni les orteils que nous avons laissé geler au Pic du Midi lorsque nous avons choisi de réchauffer les caméras

plutôt que nous ! J'espère que nous aurons un jour l'occasion de vivre ensemble de nouvelles aventures. Je pense également à Lucie Maquet et Frédéric Pierret, qui font partie de mes plus belles rencontres au cours de cette thèse. Merci Lucie, merci Fred pour votre gentillesse et générosité (l'avion, c'était trop !); pour votre aide en science mais aussi pour les fous-rires, les voyages et les discussions interminables. Merci à Sébastien Louvel pour les bons moments passés ensemble, pour avoir introduit l'art des mikados à l'IMCCE et ne m'avoir pas laissée mourir de faim au moment de la rédaction. À eux trois et au reste de l'équipe, enfin, pour cette aventure réunionnaise exceptionnelle.

Je ne peux pas non plus oublier mes « compagnons » de galère, qui ont partagé et vécu tous les petits tracassés et succès d'un doctorant au cours de son parcours : je pense spécialement à Éléonore Saquet (tu vois que tout s'est bien passé !), Melaine Saillenfest (merci pour ton aide toujours précieuse), Myriam Pajuelo et Delphine Thomasson. Merci également à Kévin Baillié et Amélie Muslewski de nous avoir supportés tout ce temps !

Il est de ces personnes que l'on côtoie au quotidien et qui en toute occasion se caractérisent par leur gentillesse et leurs encouragements. Parmi ces collègues bienveillants et précieux, j'ai une pensée particulière pour Brigitte Zanda, Mirel Birlan, Florent Deleflie, Philippe Robutel, Jean-Louis Rault et Josselin Desmars. Merci à la team FRIPON et aux membres de l'équipe ACMé que je n'ai pas encore eu l'occasion de citer ; ils m'ont accueillie, soutenue et fait profiter de leurs différents domaines d'expertise. Je pense notamment à Jérôme Berthier, Frédéric Vachier, Jonathan Normand et Pascal Descamps (merci beaucoup de m'avoir permis de participer aux conférences de la Réunion !). J'aimerais aussi exprimer ma gratitude aux membres des différents services de l'IMCCE, qui m'ont toujours été d'un grand secours et à l'occasion tirée de bien des situations compliquées ; je pense entre autres à Amélie Muslewski, Djamila Houibi, Agnès Patu, Rachida Amhidez, Érica Helimihaja et Nevada Mendes (sans elles, je ne m'en serais pas sortie dans les méandres de l'administration), Maïder Bugnon Olano, Sem Bendjeddou, et Sylvie Lemaître.

En parallèle de ce doctorat, j'ai eu le plaisir de mener des activités de moniteur au sein de l'Observatoire de Paris. J'aimerais remercier Mathieu Puech, qui m'a permis de revenir au sein du DU ECU pour encadrer les stages d'observation de l'OHP. Merci aussi à Caroline Barban qui m'a intégrée dans l'équipe du DU FSU. À eux deux également pour leurs conseils et leur aide concernant mes questions d'orientation.

Je voudrais remercier de tout cœur mes amis, qui ont toléré de longues périodes de disparition pendant ce doctorat et qui ont toujours été d'un grand réconfort. Je pense particulièrement à Vincent, Daniel, Lucas, Ariane, Marie et Édouard, et à bien d'autres encore. Merci aux amis traducteurs, qui m'ont non seulement sauvé la mise, mais ont en plus dû le faire en un temps record : Ariane, Alice, Claire, Valentin, Antoine, Xander, Thibaut (et aussi Jérémie). À charge de revanche et ce sera avec plaisir !

Enfin, merci à ma famille, qui a toujours respecté mes décisions et m'a soutenue dans mes choix. Je pense évidemment à mes parents Rodérick et Nicole, grâce à qui j'en suis là aujourd'hui ; à ma sœur Landia, sur qui je peux toujours compter dans les moments difficiles, et aussi à mon frère Xander (qui n'est plus petit depuis longtemps !). Merci à Marion, Fabienne, Jean-Marc et Véronique qui ont assuré l'essentiel de mes sorties culturelles ces derniers temps. Je voudrais également remercier Nadine et Dominique, pour leur soutien, leur gentillesse et leur accueil.

Finalement, merci à Thibaut, mon allié et partenaire en toutes circonstances. J'espère que nous aurons toujours de nombreux défis à relever ensemble.

Table des matières

Remerciements	11
Introduction générale	19
I Introduction	21
1 Généralités et définitions	23
1.1 Histoire de l'observation des météores	23
1.2 Définitions	24
1.3 Classification des météores	25
1.4 Méthodes d'observation	30
2 Enjeux et nécessités de l'étude des météores	37
2.1 Des météores aux météorites	37
2.2 Des météores aux corps parents	40
2.3 Difficultés	43
2.4 Présentation de la thèse	45
II Observations visuelles	47
3 Intérêt des observations visuelles	49
3.1 Exploitation des observations visuelles	50
3.2 Réseaux de récolte d'observations visuelles	53
3.3 Travail effectué	58
4 Le problème de la perception du temps	59
4.1 Expérience sur la perception du temps	59
4.2 Résultats de l'estimation temporelle directe	63
4.3 Résultats en tenant compte des incertitudes	68
4.4 Conclusion de l'expérience	72
5 Observations visuelles vs réseaux de détection	75
5.1 Estimation de la durée	75
5.2 Estimation de la vitesse	77
5.3 Estimation de la trajectoire	78
5.4 Exemple : bolide du 6 août en France	79

5.5	Conclusion	85
6	Faut-il continuer d'exploiter les observations visuelles ?	87
6.1	Détermination de trajectoires	87
6.2	Détermination d'orbites	90
6.3	Conclusion	95
III	Observations photographiques	97
7	Réseaux de détection professionnels	99
7.1	Réseaux de détection dans le monde	99
7.2	Disparité des observations	104
7.3	Le projet CABERNET	105
8	Réduction photométrique et astrométrique	109
8.1	Réduction photométrique	109
8.2	Localisation des centroïdes	110
8.3	Erreur sur la localisation des centroïdes	114
8.4	Réduction astrométrique	120
9	Détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores	125
9.1	Méthodes usuelles	125
9.2	Ajustement à paramètres multiples (MPF)	131
9.3	Outil de contrôle : simulation de météores	138
10	Méthodes d'optimisation	143
10.1	Principe	143
10.2	Application à des météores simulés	154
10.3	Conclusion	158
11	Précision de la détermination de la vitesse des météores	161
11.1	Détermination de la vitesse pré-atmosphérique	161
11.2	Erreur sur la détermination de la vitesse pré-atmosphérique	163
11.3	Influence de la géométrie	171
11.4	Limites	172
11.5	Autres pistes de recherche	175
12	Détermination d'orbites avec CABERNET	179
12.1	Difficultés rencontrées	179
12.2	Détermination d'orbites	186
12.3	Incertitudes	190
12.4	Exemple : Géminides 2016	192
12.5	Conclusion	196

IV	Dynamique	199
13	Modèle dynamique	201
13.1	Équations du mouvement	201
13.2	Association entre pluies de météores et corps parents	208
13.3	Travail effectué	212
14	Traçabilité dynamique des corps parents	213
14.1	Principe	213
14.2	Évolution dynamique des corps parents	218
14.3	Durée de traçabilité	229
14.4	Discussion	233
15	Traçabilité des essaims de météoroïdes	239
15.1	Principe	239
15.2	Exemple : Draconides	241
15.3	Prochaines étapes	243
	Conclusion générale	247
A	Intérêt de l'analyse des météorites	251
B	Formations et présentations diverses pendant la thèse	255
C	Campagnes de recherche et d'observation	257
D	Quelques acronymes	259
	Liste des tableaux	261
	Table des figures	262
	Bibliographie	266

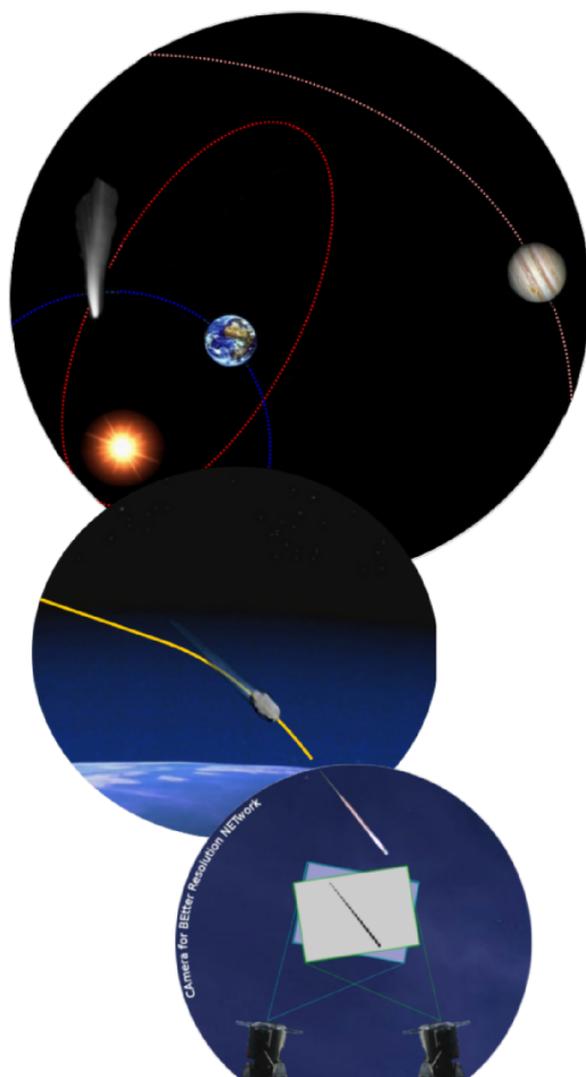
Introduction générale

L'astronomie est un domaine de recherche particulièrement inaccessible ; l'éloignement des autres systèmes planétaires, des étoiles ou des galaxies prévient pour l'instant toute exploration directe, et seules des mesures indirectes permettent de percer les mystères de ces objets. La difficulté de la mise en place et le coût des instruments de mesure au sol et dans l'espace sont révélateurs de la complexité que représente l'étude approfondie de l'Univers. Cependant, il existe un domaine en astronomie pour lequel l'objet d'étude n'est pas seulement proche de notre planète, mais lui tombe carrément dessus ! Il s'agit des météoroïdes, des corps de petite taille issus de la désagrégation partielle de comètes ou d'astéroïdes que l'on appelle leur corps parent. Parfois regroupés en essaims dans l'espace interplanétaire, ces objets entraînent lors de collisions avec la Terre l'apparition des météores que nous avons l'occasion d'admirer.

La majorité des météoroïdes ne survivent pas à leur entrée dans l'atmosphère terrestre, et ils ne sont alors visibles en général que pendant quelques fractions de seconde. Malgré cette rapidité, il est parfois possible de les observer avec suffisamment de précision pour tenter de déterminer leur origine orbitale et rechercher leur corps parent. L'étude des météores, météoroïdes et météorites et la connaissance de leur origine apporte des informations essentielles permettant de contraindre la composition, la formation et l'évolution du système solaire. Malheureusement, l'identification de corps parents de pluies de météores est complexe et souvent infructueuse. Ainsi, seulement $\sim 20\%$ des pluies de météores établies par l'Union Astronomique Internationale sont rattachées à un corps parent clairement identifié. La prédiction des prochaines pluies de météores observables sur Terre, qui peuvent également être une menace pour les satellites artificiels et les missions spatiales habitées, n'est donc possible que pour cette fraction minoritaire de pluies répertoriées.

L'objectif de cette thèse est d'enquêter sur la complexité de la recherche de corps parents de pluies de météores, et de contraindre les conditions sous lesquelles il est possible d'établir une corrélation entre ces objets à partir d'observations visuelles, photographiques ou vidéo. J'ai ainsi exploré les limites de l'exploitation des observations visuelles de météores, qui même dans le cas des phénomènes les plus longs ont révélé l'incapacité des êtres humains à estimer correctement la durée et par conséquent la vitesse de ces objets. L'utilisation de telles observations est donc à exclure quand il s'agit de déterminer les caractéristiques orbitales des météoroïdes avant l'impact avec la Terre. Je me suis ensuite intéressée à la précision qu'il est possible d'obtenir sur les orbites de météoroïdes avec les mesures effectuées par les réseaux de détection les plus perfectionnés de la planète, comme le réseau CABERNET. Dans un souci de développer un processus de réduction des observations fournies par le réseau le plus fiable possible, j'ai comparé l'efficacité de multiples techniques de détermination de la vitesse des météores enregistrés, afin de réduire l'incertitude

associée au demi-grand axe des orbites de météoroïdes correspondants. Pour finir, je me suis interrogée sur la durée pendant laquelle l'évolution dynamique des corps parents et des essaims météoritiques, déterminée à partir d'orbites mesurées avec plus ou moins de précision, permet encore d'espérer établir une corrélation fructueuse et fiable entre ces corps. Grâce à ce travail, le réseau de caméras CABERNET est à présent prêt à contribuer de façon efficace et contrôlée à l'identification de nouveaux corps parents de pluies de météores.



Première partie

Introduction

1	Généralités et définitions	9
2	Enjeux et nécessités de l'étude des météores	22

Chapitre 1

Généralités et définitions

L'observation du ciel nocturne est probablement une des activités les plus anciennes de l'histoire humaine. Loin de l'urbanisation et de l'omniprésence de lumières artificielles qui recouvrent la majeure partie de la planète de nos jours, la voûte céleste révèle un spectacle saisissant et surprenant. L'apparente immuabilité du ciel, marquée par le ballet régulier et serein des étoiles et des planètes au cours du temps, est parfois perturbée par des phénomènes éphémères et spectaculaires comme l'apparition de supernovae, de comètes ou de pluies de météores. De nombreux mythes et croyances se sont développés au cours de l'histoire afin d'expliquer ces manifestations célestes ; l'humanité cherchant notamment à y déceler des signes d'une volonté supérieure ou le présage d'un grand événement. Peu à peu, l'observation astronomique et l'avènement de théories mathématiques et physiques repoussent les limites de la compréhension de la nature et des mécanismes régissant ces phénomènes.

1.1 Histoire de l'observation des météores

1.1.1 Mythes et croyances

Les témoignages afférents à l'occurrence de phénomènes météoritiques se perdent dans l'obscurité des siècles. Par exemple, l'étude des documents hiéroglyphiques datant de la période 600-900 av. J.-C. et des inscriptions sur les temples mayas semblent indiquer que ces populations observaient attentivement l'apparition et la périodicité des comètes et des pluies de météores (Yershova, 2001). Le philosophe pré-socratique Anaxagore est quant à lui associé à la chute d'une météorite en Thrace à Ægos Potamos aux alentours de l'an 467 av. J.-C. Plus tard, Aristote propose une explication physique des étoiles filantes en parlant d'émanations sèches exhalées par la terre, qui seraient perturbées et « s'enflammeraient dans les airs » (Saint-Hilaire, 1863).

En adoptant l'apparence d'une étoile tombant sur Terre (« *étoile filante* »), les météores ont souvent été perçus comme étant une transition entre le monde connu et l'inconnu, le visible et l'au-delà. Il n'est donc pas étonnant que dans de nombreux mythes, ces objets soient associés au passage de vie à trépas des hommes. Par exemple, une légende lituanienne raconte que les destinées des hommes sont filées sur le ciel par une nymphe qui marque l'extrémité de chaque fil avec une étoile. À la mort d'un homme, son fil se brise ; son étoile pâlit et tombe sur la Terre. Pour la tribu amérindienne des Pawnees au contraire, les étoiles filantes représentent littéralement un ancêtre ressuscité qui revient sur Terre. Dans cette mythologie, les pluies d'étoiles filantes ne sont pas un signe précurseur de la fin du monde, mais le signe d'une renaissance et un motif de réjouissance.

Les pluies de météores ont parfois suscité la terreur parmi les populations, qui interprétaient ce phénomène comme étant annonciateur de la fin du monde ou d'un événement

dramatique. La pluie des Léonides a ainsi grandement effrayé certains peuples arabes entre 1274 et 1348 (Kronk, 1988), et quelques plantations de Caroline du Sud (Mason, 1995). Les habitants des îles de la Société (en Australie) imaginaient quant à eux que les étoiles filantes sont des âmes humaines poursuivies par l'Esprit du Mal, qui viennent chercher sur Terre le secours qui leur est refusé dans les cieux.

1.1.2 Premières observations scientifiques

Les premières observations scientifiques précises de météores ont été réalisées par Benzenberg et Brandes de l'université de Göttingen en 1799, afin de déterminer la hauteur, la vitesse et la trajectoire des Léonides (Kleiber, 1889; Romig, 1966; Kronk, 1988). L'altitude de ces objets est alors estimée à environ 97 km, soit tout près de la Terre. On comprend à présent pourquoi le terme communément utilisé d'« étoile filante » prête à confusion ; une étoile étant bien plus volumineuse que la Terre (le rayon du Soleil est par exemple environ cent fois supérieur à celui de notre planète), elle ne pourrait pas présenter cette apparence à quelques dizaines de kilomètres de la surface terrestre. Une étoile filante n'est pas une étoile ; nous préférons donc utiliser le terme de météore pour faire référence à ces objets.

La seconde avancée importante dans l'étude des pluies de météores se produit lors de l'observation des Léonides en 1833 par les Américains Olmstedt et Palmer. Le 12 novembre, Olmstedt remarque que tous les météores de la pluie semblent « irradier » d'une région unique du ciel (le radiant), ce qui prouve que ces objets ne sont pas indépendants les uns des autres. Palmer quant à lui, fait le rapprochement entre la pluie des Léonides et un phénomène semblable observé par Humboldt le 12 novembre 1799, soit 33 ans plus tôt. La périodicité des pluies de météores est alors découverte, et Olbers prédit avec succès le retour des Léonides en 1866. En 1839, la périodicité et la radiation des météores sont expliquées par Ermann (Kleiber, 1889) en supposant que ces objets sont soumis aux lois de Képler et se déplacent sur des orbites elliptiques autour du Soleil. Il tente même de déterminer l'orbite des Perséides, et aboutit à la conclusion que ces objets se déplacent sur une orbite fortement inclinée ($> 56^\circ$) et avec un sens de révolution prograde. Bien que ce résultat soit le fruit d'une erreur de signe, il n'en demeure pas moins exact (Kleiber, 1889). Depuis lors, les observations de météores se succèdent et de nombreux catalogues de radiants sont publiés au cours des décennies suivantes (Heis, Herschel, Schmidt, Schiaparelli, etc.). La connexion définitive entre les météores et les comètes est établie après de nombreux débats par Schiaparelli, qui identifie les similarités orbitales entre la pluie des Perséides et le passage de la comète de 1862 (Romig, 1966; Kleiber, 1889).

1.2 Définitions

À l'heure actuelle, nous savons que météores, météoroïdes et météorites ne sont que trois facettes d'un même phénomène ; il est donc nécessaire de rappeler quelques définitions qui permettront d'éviter les confusions et les abus de langage dans la suite de cet ouvrage. Un **météoroïde** est un corps naturel solide appartenant à l'espace interplanétaire, dont la taille est grossièrement comprise entre 30 micromètres et un mètre (IAU Commission F1, 2017). Ces objets sont généralement éjectés dans le système solaire à cause de collisions astéroïdales ou du dégazage de comètes s'approchant trop près du Soleil. Lorsque plusieurs météoroïdes sont issus du même corps et présentent une évolution orbitale similaire, on

parle de **courant ou essaim météoritique**. La comète ou l'astéroïde à l'origine de l'éjection des météoroïdes dans l'espace est appelée **corps parent** de l'essaim météoritique.

Lorsqu'un météoroïde pénètre dans l'atmosphère de la Terre, il possède une vitesse supérieure à la vitesse de libération de la planète ($11,2 \text{ km.s}^{-1}$) et inférieure à celle du système solaire ($72,8 \text{ km.s}^{-1}$ à cette distance du centre de masse du système solaire). La compression des masses d'air situées sur la trajectoire d'un corps aussi rapide induit une augmentation de la température autour de l'objet, qui s'accroît au fur et à mesure que l'on atteint les couches les plus profondes et denses de l'atmosphère terrestre. Aux alentours de 80-90 km d'altitude (Cepilecha et al., 1998) la température de surface du météoroïde s'élève à environ 2200 K et le matériau commence à se sublimer. La vaporisation du météoroïde forme alors un plasma incandescent dans son sillage; le gaz excité acquiert un surplus d'énergie qui sera restituée par radiation, soit par l'émission de lumière. Ce phénomène lumineux est appelé **météore**. À haute altitude, l'atmosphère ionisée peut former une **traînée** lumineuse (appelée **rémanant**) qui peut parfois durer plusieurs minutes dans le cas des météoroïdes les plus gros. La **queue** d'un météore fait quant à elle référence au parcours visible de l'objet.

L'origine du mot météore vient du grec *μετέωρος* et signifie « élevé, dans les airs ». Au sens large, un météore désigne des phénomènes lumineux atmosphériques divers, comme les arcs-en-ciel, les aurores boréales, la foudre, les nuages lenticulaires, ou les « étoiles filantes ». Dans la suite, nous restreindrons cependant l'appellation de météore à l'émission de lumière engendrée par la pénétration à grande vitesse d'un météoroïde dans l'atmosphère d'une planète du système solaire. Les météores les plus brillants (de magnitude inférieure à -4) sont appelés **boules de feu** ou **bolides**. Un météore de magnitude inférieure à -17 est parfois appelé un **superbolide** (IAU Commission F1, 2017). Une **pluie de météores** est un grand nombre de météores engendrés par les météoroïdes d'un même essaim; leurs trajectoires semblent provenir d'une même région du ciel, appelée **radiant**. Lorsque le nombre de météores excède les 1000 par heure, on parle alors de **tempête de météores**.

Lorsqu'un météoroïde n'est pas totalement détruit au cours de sa rentrée atmosphérique et qu'une faible partie de sa masse initiale parvient jusqu'au sol terrestre, on appelle le fragment résultant une **météorite**. Si la taille de ce fragment est comprise entre 1 micron et 1 mm, on utilise plutôt le terme de **micrométéorite**. Les noms « météoroïde », « météore » et « météorite » se réfèrent donc chacun à une étape différente du processus de collision entre une atmosphère et un objet de taille inférieure à un astéroïde en mouvement dans le système solaire (cf. Figure 1.1).

1.3 Classification des météores

Chaque année, environ 40 000 tonnes de matériel extra-terrestre pénètrent dans l'atmosphère terrestre et induisent l'apparition de météores (Peucker-Ehrenbrink et Schmitz, 2001). Certains sont regroupés en pluies et paraissent provenir de la même région du ciel (appelée radiant), tandis que d'autres ne peuvent plus être rattachés à un corps parent connu et semblent adopter des directions aléatoires; on les appelle des **météores sporadiques**.

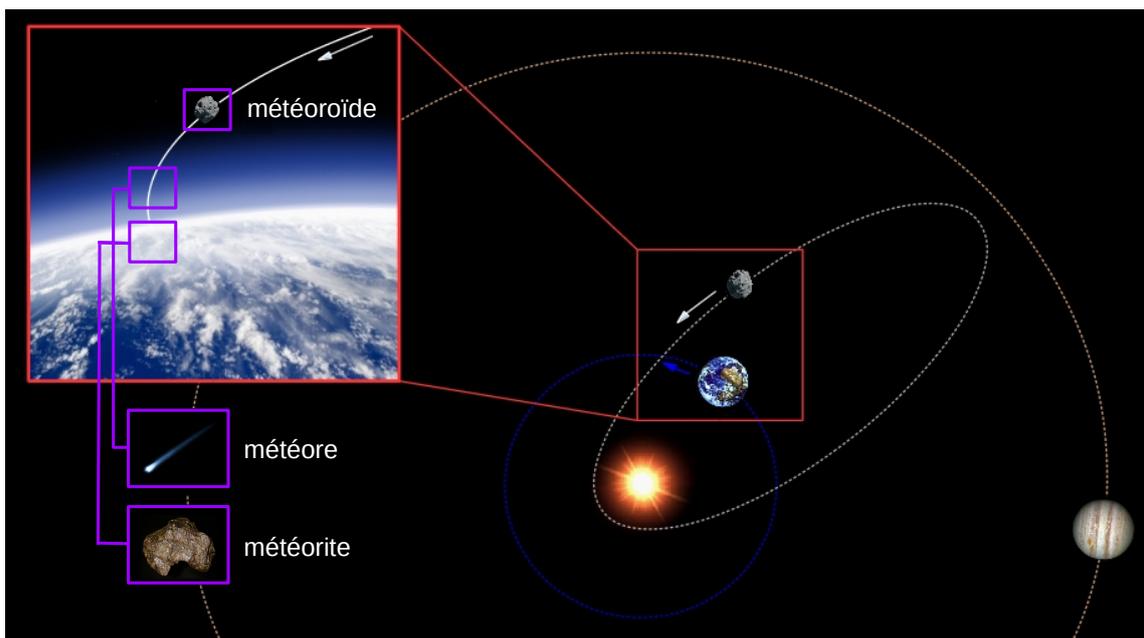


FIGURE 1.1 – Schéma récapitulatif de la nomenclature utilisée pour l'étude des météores. Note : les objets représentés ne sont pas à l'échelle.

1.3.1 Les pluies de météores

À l'heure actuelle, on recense environ 112 pluies de météores établies et 563 pluies de météores en cours d'analyse (Jopek et Kaňuchová, 2017). Une pluie de météores potentielle obtient le statut de pluie établie lorsque son activité a pu être clairement identifiée (par exemple à l'occasion d'une augmentation drastique du nombre de détections réalisées) ou lorsqu'elle peut être retrouvée dans au moins deux catalogues d'orbites de météores récents (Jopek et Jenniskens, 2011). La liste des pluies de météores établies est disponible sur le site de l'IAU Meteor Data Center¹. La nomenclature officielle d'une pluie de météores dépend de la localisation de son radiant dans le ciel : le nom de la pluie est assimilé au nom de la constellation d'étoiles dans laquelle se situe le radiant au moment du maximum d'activité. Ainsi, les météores de la pluie des Perséides semblent provenir de la constellation de Persée, les Géminides des Gémeaux, les Léonides de la constellation du lion, etc. Lorsque les radiants de pluies distinctes se situent dans la même constellation, il est possible de préciser les noms des pluies en fonction d'une étoile particulière de cette constellation ; par exemple, le radiant des η -Aquiriides est situé à proximité de l'étoile η du Verseau.

Les pluies régulières comme les Perséides (bien connues pour être observées chaque été aux alentours du mois d'août dans l'hémisphère Nord) ont une origine cométaire. En se sublimant, la glace des comètes s'approchant du Soleil entraîne l'éjection de météoroïdes dans l'espace, dans l'entourage immédiat du noyau cométaire. À cause de vitesses d'éjections distinctes, l'essaim de météoroïdes ainsi formé se répartit peu à peu tout au long de l'orbite de son corps parent. Lorsque la Terre est amenée à s'approcher de l'orbite de la comète et à traverser l'essaim de météoroïdes (cf. Figure 1.2), on assiste à une pluie de météores.

1. <https://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2007/>

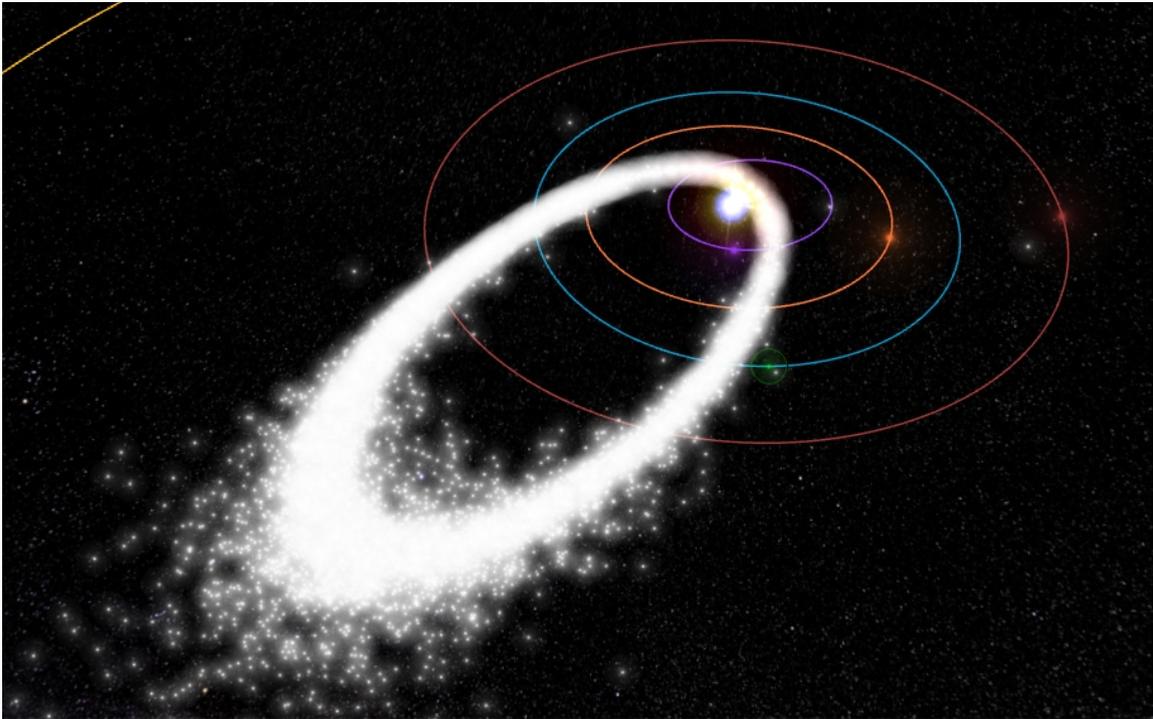


FIGURE 1.2 – Modélisation de la traversée de l’essaim de météoroïdes à l’origine de la pluie de météores des Géminides par la Terre (orbite bleue) réalisée par Ian Webster (<https://www.meteorshowers.org>).

Parmi les corps parents de pluies régulières, il est également possible de trouver des astéroïdes comme 196256 (2003 EH1) ou Phæthon (cf. Chapitre 14). Il existe une forte présomption selon laquelle ces objets sont en réalité des comètes éteintes ou dormantes ayant laissé dans leur sillage des traces de leur activité passée (cf. Chapitre 14 et Kresakova, 1987). Environ 20 % des pluies de météores établies ont été rattachées à un corps parent. La liste des pluies nocturnes dont l’origine est probablement bien identifiée est présentée Table 1.1.

1.3.2 Météores sporadiques

La majorité des météores que l’on observe dans le ciel nocturne sont des météores sporadiques qui n’appartiennent à aucune pluie reconnaissable. Ces météores peuvent avoir appartenu à des essaims météoritiques bien déterminés dans le passé, mais qui se sont dispersés dans l’espace à cause de l’influence de l’attraction gravitationnelle du Soleil, des rencontres proches avec les planètes du système solaire et des forces non-gravitationnelles significatives pour des particules de cette taille (pression de radiation solaire, effet de Poynting-Robertson, etc.). Ces interactions sont explicitées au Chapitre 13. À cause de cette évolution, certains sporadiques sont amenés à présenter une orbite de type astéroïdal, avec une excentricité et une inclinaison faibles (Jones et Brown, 1993). Parmi le flot continu de météoroïdes sporadiques, il est possible de distinguer des radiants particuliers (Hawkins, 1956) comme les radiants hélien, antihélien, l’apex et une source toroïdale.

Pluie	Code	code IAU	Nom
α -Capricornides	CAP	169P	NEAT
Perséides	PER	109P	Swift-Tuttle
Taurides sud	STA	2P	Encke
Taurides nord	STA	2P	Encke
Géminides	GEM	1983 TB	3200 Phaethon
Léonides	LEO	55P	Temple-Tuttle
Ursides	URS	8P	Tuttle
π Puppides	PPU	26P	Grigg-Skjellerup
η -Auariides	ETA	1P	Halley
η -Lyrides	ELY	C/1983 H1	IRAS-Araki-Alcock
Bootides de Juin	JBO	7P	Pons-Winnecke
Phoenicides	PHO	D/1819 W1	Blanpain
Aurigides	AUR	C/1911 N1	Kiess
Orionides	ORI	1P	Halley
Lyrides	LYR	C/1861 G1	Thatcher
Draconides	DRA	21P	Giacobini-Zinner
Monocerotides	MON	C/1917 F1	Mellish
Andromedides	AND	3D	Biela
τ -Herculides	THE	73P	Schwassmann-Wachmann 3
Leo Minorides	LMI	C/1739 K1	Zanotti
Capricornides	OCC	D/1978 R1	Haneda-Campos
σ -Virginides	DSV	C/1846 J1	Brorsen
ϕ -Cassiopéides	DPC	3D	Biela
Quadrantides	QUA	2003 EH1	
Corvides	COR	2004HW	
δ -Auarides du Sud	SDA	P/2008 Y12	

TABLE 1.1 – Associations probables entre pluies de météores et corps parents. *Source : IAU MDC.*

Observation des sporadiques

Le nombre de météores sporadiques observables au cours de la nuit ne dépend que peu de l'endroit où l'on se situe sur la planète, mais varie grandement en fonction de l'heure d'observation. Vers 18h, lorsqu'on regarde le ciel, on regarde la région de l'espace que la Terre vient de traverser ; seuls les météoroïdes capables de rattraper la Terre sur son orbite sont alors détectables, et on observe peu de météores sporadiques. Plus la nuit avance, et plus la direction d'observation s'aligne vers la direction de la Terre sur son orbite ; la fréquence de détection de sporadiques augmente et devient maximale à l'aube, avant que le lever du Soleil empêche toute observation. On peut, après correction (cf. Section 3.1.1), observer en moyenne 8 sporadiques par heure au cours la nuit (Jenniskens, 2006).

Radiants hélien et antihélien

Au cours d'une révolution autour du Soleil, la Terre intercepte des météoroïdes qui se déplacent de façon prograde sur des orbites faiblement inclinées par rapport au plan de l'écliptique. Les météoroïdes qui rencontrent la Terre alors qu'ils s'approchent du Soleil forment les météores **antihéliens**, puisque le radiant de ces particules est situé à l'opposé

du Soleil. La fréquence de ces météores est maximale à minuit. Puisque le radiant antihélien ne s'écarte pas de plus de 23° de l'équateur céleste, les météores antihéliens sont visibles depuis les deux hémisphères de la Terre au cours de l'année. Les météoroïdes qui rencontrent la Terre alors qu'ils s'éloignent du Soleil sont quant à eux à l'origine des météores **héliens**. Leur radiant est situé dans la direction du Soleil, et le maximum de leur activité se produit aux alentours de midi ; ils ne sont donc jamais visibles pendant la nuit. Les radiants hélien et antihélien se déplacent chaque jour d'environ 1° à cause du déplacement de la Terre sur son orbite. L'activité du radiant antihélien semble plus importante que celle du radiant hélien ; cependant, cette différence pourrait être induite par un biais observationnel plutôt que due à une différence d'intensité réelle (Jones et Brown, 1993; Brown et Jones, 1995).

Apex

Les météoroïdes qui se déplacent sur des orbites fortement inclinées avec un sens de révolution rétrograde autour du Soleil, vraisemblablement éjectés par des comètes à longues périodes ou des comètes de type Halley (cf. Chapitre 14), peuvent également croiser la Terre avec une vitesse relative très élevée. Ces objets sont à l'origine de météores brillants de traînée persistante (Lunsford, 2009) et sont les mieux observés juste avant l'aube, quand le ciel est encore très obscur. Le radiant de ces corps, qui ne constituent pas une pluie de météores à strictement parler puisque ce phénomène est provoqué par le déplacement de la Terre sur son orbite, est appelé **l'apex** (Hawkins, 1956). Contrairement aux radiants hélien et antihélien, l'apex ne se situe pas à proximité immédiate de l'écliptique mais possède deux composantes situées à $\pm 20^\circ$ au nord et au sud de ce plan (Jones et Brown, 1993). Ces deux branches auraient été formées par le balayage des corps présents à proximité de l'orbite terrestre par notre planète, qui aurait expédié ces objets au nord et au sud de l'écliptique (Jenniskens, 2006).

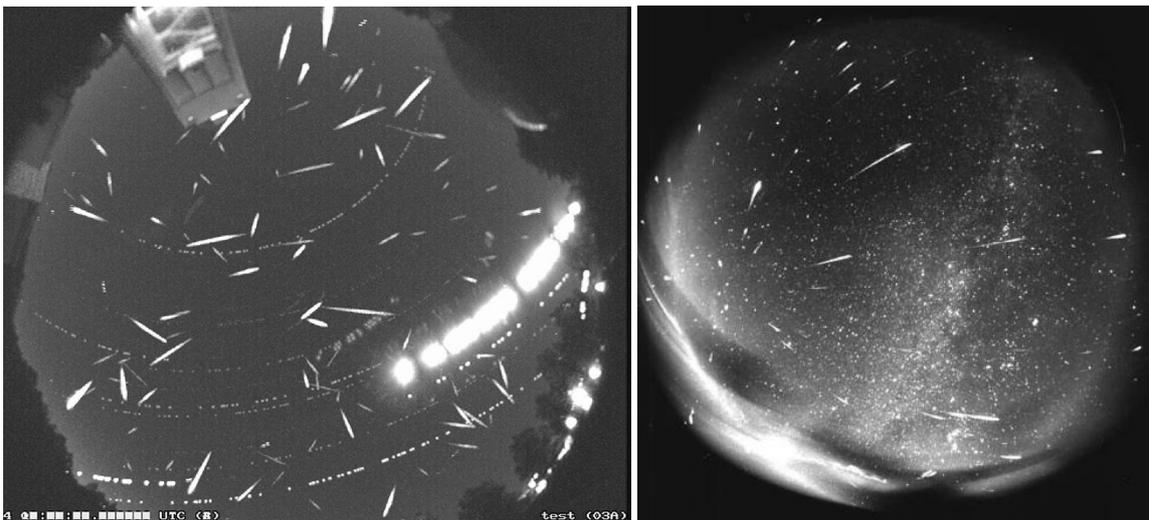


FIGURE 1.3 – Exemple d'image composite de Géminides 2010 illustrant l'apparition de météores sporadiques (à gauche, *Source : Moser, NASA/MEO*) et de la pluie des Léonides 1998 (à droite, *Source : Tóth et al., 2000*).

Source toroïdale

Il existe également un groupe de météoroïdes présentant des orbites inclinées à 60 degrés par rapport à l'écliptique, et qui rencontrent la Terre en continu ; la **source toroïdale** (Stohl, 1968). Ces météoroïdes auraient été éjectés d'une comète non identifiée et aujourd'hui disparue, et leurs orbites auraient été circularisées par la suite à cause de l'effet de Poynting-Robertson (Wiegert, 2008).

1.4 Méthodes d'observation

Il n'est que peu de domaines en astronomie pour lesquels il ne soit pas nécessaire d'utiliser des instruments d'observation complexes et onéreux comme les télescopes ou les sondes spatiales. L'étude des météores en fait pourtant partie ; tant que la sensibilité du détecteur le permet, il est en effet judicieux d'observer une portion d'atmosphère aussi large que possible afin de ne rater aucune détection potentielle. Dans ces circonstances, il est alors contre-productif de se servir de tels instruments.

1.4.1 Observations visuelles

La méthode d'analyse la plus ancienne (mais pas démodée) des pluies de météores repose sur l'observation visuelle de ces phénomènes. Outre le côté récréatif et plaisant de ces observations, il est nécessaire de continuer à observer le ciel à l'œil nu pour parfaire la détermination du profil d'activité des pluies de météores et la caractérisation des essaims météoritiques. L'intérêt et les limites de l'observation visuelle des météores fait l'objet de la partie II.

1.4.2 Observations photographiques et vidéo

L'utilisation de dispositifs photographiques et vidéo présente de multiples avantages par rapport à l'observation visuelle des météores. Premièrement, parce que ces détecteurs permettent de garder une trace de l'événement au cours du temps. Ensuite, parce que l'analyse des données obtenues est indépendante de la personne ayant effectué l'observation du phénomène. Finalement, parce que la multiplication de ces détecteurs optiques permet d'accéder à des informations inaccessibles à partir d'observations visuelles uniques comme la trajectoire, la vitesse et l'orbite des météoroïdes capturés.

Relevés photographiques

Si une seule photographie de météore est suffisante pour déterminer la courbe de lumière approximative de l'objet au cours de sa désintégration dans l'atmosphère terrestre, la détermination de sa trajectoire est quant à elle uniquement réalisable si le météore est détecté par au moins deux appareils photographiques distants de plusieurs dizaines de kilomètres. Par triangulation, il est alors possible d'estimer la direction de propagation de l'objet et donc son radiant. Si au moins un des deux dispositifs est équipé d'un obturateur (mécanique ou électronique) permettant d'interrompre l'acquisition de l'image à un intervalle de temps régulier, on obtient une trajectoire hachée (cf. Figure 1.4) qui permet d'estimer la vitesse et la décélération du météore. Grâce à ce système, il est finalement possible de déterminer l'orbite suivie par le météoroïde avant d'être intercepté par la Terre. La présentation et l'analyse des techniques utilisées pour estimer ces caractéristiques sont

présentées à la partie III. La plupart des connaissances détaillées concernant le mouvement, la radiation et l’ablation de météores dans l’atmosphère ont été acquises à partir de l’analyse de relevés photographiques (Ceplecha et al., 1998).

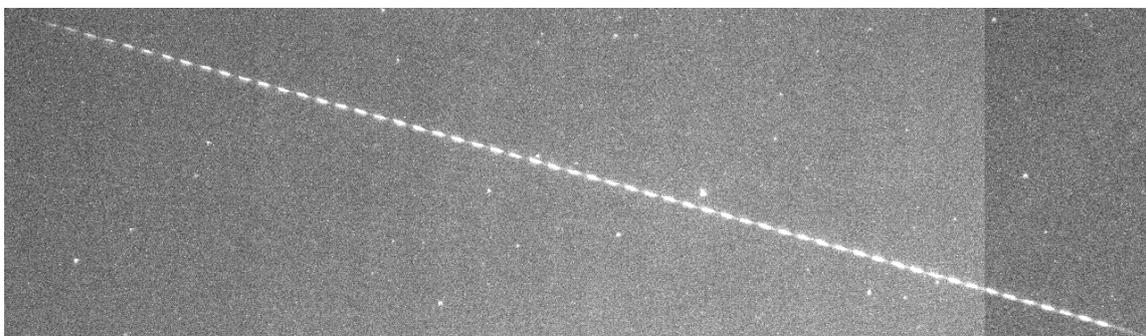


FIGURE 1.4 – Exemple de météore enregistré par les caméras photographiques du réseau CABERNET avec un temps de pose de 1 seconde. Un obturateur électronique permet de hacher la trajectoire du météore avec une fréquence de 100 Hz, ce qui permet de retracer sa position au cours du temps.

Enregistrements vidéo

L’installation d’un réseau de détection vidéo de météores possède non seulement l’ensemble des avantages exposés dans le cas des réseaux photographiques, mais permet en plus de dater précisément chaque position occupée par le météore au cours de son déplacement dans l’atmosphère. Il est par exemple possible de connaître la date exacte d’apparition et de disparition des objets enregistrés par les détecteurs, ainsi que les éventuelles fragmentations perceptibles le long de leur trajectoire. Les observations vidéo permettent également de mesurer des courbes de lumières de météores précises, et donc de déterminer la densité de ces objets (Murray et al., 2002). Grâce à une observation continue du ciel, les réseaux de détection de météores peuvent être détournés de leur fonction première pour contribuer à d’autres domaines d’activité comme la météorologie, la surveillance ou l’étude de la migration d’espèces animales (comme les chauve-souris dans le cas du réseau FRIPON²). Un inventaire non-exhaustif des réseaux actuels d’observation photographiques et vidéo de météores est présenté au Chapitre 7.

1.4.3 Observations radio

La traînée d’air ionisée laissée par le passage d’un météore dans l’atmosphère peut mesurer plusieurs dizaines de kilomètres et s’étend approximativement entre 85 et 105 km d’altitude. Cette traînée, souvent fugace à cause de la rapide recombinaison des ions dans l’atmosphère, est capable de réfléchir les ondes radios émises par des émetteurs situés sur la surface de la Terre. La plupart des réflexions durent moins d’une seconde, mais suite au passage d’un météore de taille importante, il est possible que la traînée créée parvienne à réfléchir les ondes radio pendant plusieurs minutes. Lorsque l’onde est réfléchie dans la direction opposée à sa direction incidente, elle peut être mesurée par une station de réception située au même emplacement que l’émetteur. On parle alors de « réflexion en

2. https://www.fripon.org/IMG/pdf/c-s_fripon-bat-comp.pdf

arrière » (*back scatter*) ou d'observation radar. Si la direction d'incidence de l'onde radio émise n'atteint pas la traînée du météore perpendiculairement, l'onde réfléchie n'est pas renvoyée au transmetteur et peut être détectée en un autre point de la surface terrestre. Dans ce cas, on utilise le terme de « réflexion en avant » des ondes radios (*forward scatter*) pour décrire ces observations. La traînée d'un météore peut réfléchir un signal radio à une distance de plus de 2000 km entre l'émetteur et le récepteur.

Réflexion en avant

La réflexion en avant d'ondes radio est la technique d'observation radio la plus répandue et accessible aux amateurs. Elle peut être utilisée afin d'envoyer de brefs messages codés à des stations distantes les unes des autres et servir de moyens de substitution aux satellites de télécommunication. Elle est également utile à l'observation des météores et est plus flexible que la technique du radar puisqu'il est souvent suffisant de n'installer que les antennes réceptrices de signaux radio émis par des radars militaires ou scientifiques. En France par exemple, de nombreux récepteurs radio amateurs détectent les météores réfléchissant les ondes émises par le radar GRAVES (Grand Réseau Adapté à la VEille Spatiale)³ destiné à surveiller les satellites évoluant en orbite terrestre basse. Une douzaine des stations d'observation vidéo du réseau français FRIPON sont équipées de telles antennes (cf. Section 7.1.2). Le principal avantage de cette technique est qu'elle peut être indépendante des conditions météorologiques et du niveau d'ensoleillement suivant de la fréquence considérée. Il est donc possible de détecter les échos trahissant la présence de météores 24 h/24 et tout au long de l'année. L'utilisation des ondes radio permet de détecter des particules plus petites qu'en optique (Ma et He, 2001) et pendant un pic d'activité plus large (Cevolani et al., 2000). Cette technique est efficace pour déterminer le profil et l'indice de population des pluies mesurées (cf. Chapitre 3).

Comme toute méthode de détection des météores, la réflexion en avant d'ondes radio présente quelques inconvénients. Le principal défaut de cette technique est qu'elle ne permet pas de déterminer le radiant du météore (et donc sa trajectoire et son orbite), ce qui rend impossible toute recherche de corps parent de l'objet. Il est également impossible de distinguer entre la détection d'une particule de taille importante et la mesure simultanée de deux petites particules. Elle ne permet pas non plus de mesurer la magnitude ou le ZHR de la pluie (cf. Section 3.1.1).

Observation radar

La détection radar est la technique la plus répandue dans le domaine de l'observation radio professionnelle des météores. Bien que plus compliquée à mettre en œuvre d'un point de vue instrumental, l'écho mesuré avec cette technique permet d'obtenir toute la trajectoire du météore dans l'atmosphère. Cette fois, l'analyse du signal reçu fournit des indications quant à la masse, la vitesse, l'angle d'incidence et la direction de propagation du météore (Hawkins, 1956; Jones et Brown, 1993), ainsi que sa distance par rapport à l'émetteur. L'orbite de l'objet est donc directement accessible, mais moins précise que celle obtenue dans le cas de détections en optique. La grande variété des profils d'échos reçus par les récepteurs constitue également un obstacle à l'automatisation de la réduction des données enregistrées (cf. Figure 1.5).

3. Un rappel des acronymes utilisés est disponible à l'annexe D

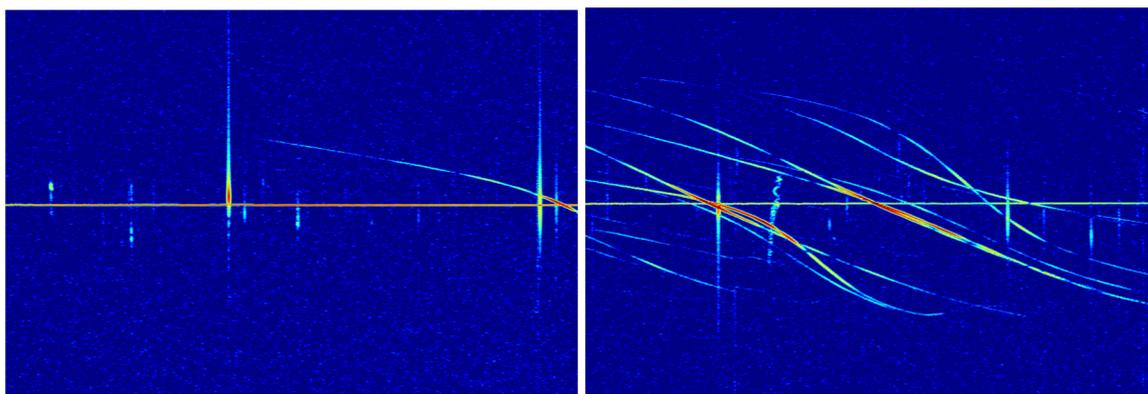


FIGURE 1.5 – Exemple d'échos radio détectés par le réseau BRAMS (« Belgian Radio Meteor Stations »). Les courtes traînées verticales représentent chacune un météore, tandis que les longues traînées obliques marquent le passage d'un avion dans le ciel.

1.4.4 Autres méthodes d'observation

Spectroscopie

Les observations spectroscopiques des météores apportent des indices précieux au sujet de leur composition. Le spectre mesuré est généralement constitué du continuum, de raies d'émissions liées au réchauffement de l'atmosphère (H, O, N et N_2) et de raies liées aux composés vaporisés du météoroïde Mg I, Na I, Fe I et Ca I (Vojáček et al., 2015). Pour les météores les plus brillants et rapides, on peut également détecter les raies à haute température Ca II, Mg II, et Si II. Le spectre d'une traînée persistante ne diffère pas de celui du météore initial (Borovička et Jenniskens, 2000).

L'apparence du spectre est susceptible de varier en fonction de la température et de la vitesse du météore. Les raies atmosphériques O I, N I, la bande du diazote N_2 et la raie interdite de l'oxygène [O I] sont plus brillantes pour des météores rapides, et augmentent l'intensité lumineuse des portions rouges et infrarouges de leurs spectres par rapport à ceux de météores plus lents. Dans la plupart des spectres de météores, on ne distingue le plus souvent que les raies météoritiques Na I, Mg I et Fe I. Ces trois raies ont donc été prises comme référence par Borovička et al. (2005) pour proposer une classification spectrale des météores. En fonction de la position de son spectre dans le digramme ternaire Mg-Na-Fe (cf. Figure 1.6), un météore est catalogué dans la classe des météoroïdes de fer, des météoroïdes faibles ou riches en sodium, ou des météoroïdes courants qui constituent la majorité des objets détectés. Comme on peut le constater à la Figure 1.6, les raies spectrales ne sont pas toujours identiques d'une pluie de météores à l'autre (Vojáček et al., 2015).

Infrasons et sismographie

Lorsqu'un météoroïde entre dans l'atmosphère terrestre à une vitesse hypersonique, une onde de choc balistique est créée à l'intérieur d'un cône de Mach s'étendant à partir de l'objet. Au bout de quelques douzaines de mètres (Revelle, 1976), l'onde de choc hypersonique ralentit et se transforme en onde acoustique. Si le météoroïde se fragmente, de nouvelles ondes de choc viennent s'ajouter à l'onde acoustique. En fonction de leur fréquence, les ondes acoustiques s'atténuent dans l'atmosphère, et en général seules les

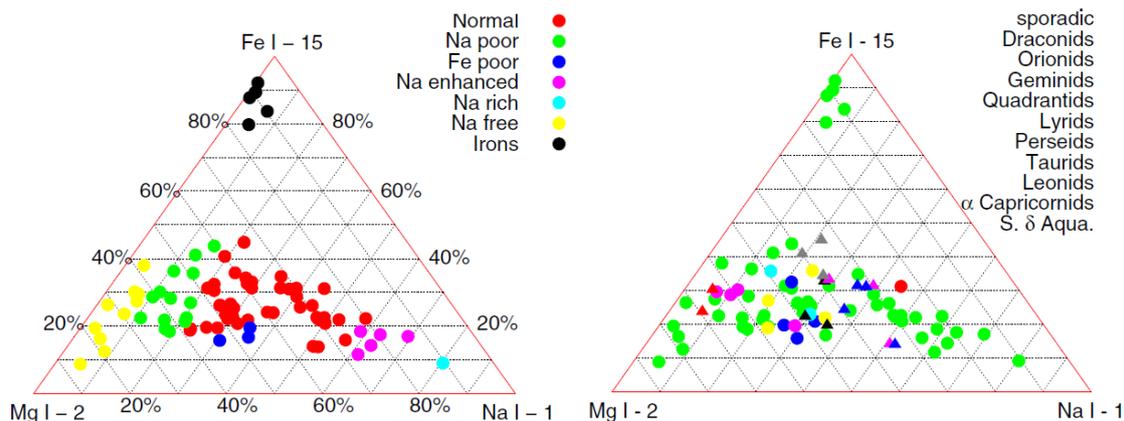


FIGURE 1.6 – Diagramme ternaire Mg-Na-Fe de 85 spectres de météores appartenant à différentes pluies de météores (Vojáček et al., 2015).

ondes dans le domaine des infrasons ($\sim 0,001\text{-}20$ Hz) percutent la surface de la Terre avec suffisamment d'énergie pour être détectables. La surpression locale induite par les ondes acoustiques incidentes peut alors engendrer la création et la propagation d'ondes sismiques.

Les infrasons et des ondes sismiques créées par un météoroïde peuvent être utilisés pour contraindre la position de l'objet, reconstruire sa trajectoire, aider à la localisation de météorites sur le terrain et surtout déterminer son énergie (Edwards et al., 2008). Par exemple, l'explosion du superbolide de Chelyabinsk observée au-dessus de la Russie en février 2013 a été détectée par onze des soixante stations de détection d'infrasons mises en place pour surveiller le respect du traité d'interdiction complète des essais nucléaires. Ces observations ont permis d'estimer l'énergie dissipée au cours de cette explosion (l'équivalent de 500 kilotonnes de TNT), la masse initiale du météoroïde (environ 10 000 tonnes) et son diamètre moyen avant la fragmentation (17 mètres). Le bolide responsable de la chute de la météorite de Morávka en République Tchèque a quant à lui été détecté par 16 stations sismologiques du pays et une station d'écoute d'infrasons en Allemagne (Borovička et al., 2003).

Depuis quelques décennies, la prolifération de stations sismologiques sur la surface de la planète permet de détecter de plus en plus d'ondes de choc générées par l'interaction entre des météoroïdes massifs et l'atmosphère. Il est depuis envisagé de déployer des dispositifs sismiques sur des astéroïdes ou sur la surface d'autres planètes (comme Mars avec la mission InSight⁴), afin d'étudier les météoroïdes au-delà de l'environnement terrestre.

Électrophonie

Les observations électrophoniques de météores demeurent parmi les plus mystérieuses qui soient. Il s'agit de sons accompagnant la rentrée atmosphérique des météoroïdes qui sont entendus par un observateur en même temps que le météore est vu. Cette simultanéité du son et de l'image de l'objet écarte automatiquement toute explication impliquant la propagation des ondes de choc décrites précédemment. À cause de cet effet,

4. <https://solarsystem.nasa.gov/missions/insight>

les sons électrophoniques ont longtemps été considérés comme étant une pure invention de l'esprit. Peu à peu, la réalité de ces sons a été démontrée et un formulaire permettant de recueillir les témoignages afférents à ce phénomène a été mis en place (Vinković et al., 2002).

Les rapports obtenus témoignent de la grande diversité des sons entendus par les observateurs; ils évoquent par exemple des « pop », des « woosh », des sifflements ou encore des bruissements (Zgrablić et al., 2002; Spalding et al., 2017). Ces sons apparaissent généralement à l'occasion de la rentrée atmosphérique de bolides de magnitude inférieure à -9 (Keay, 1995), et de nombreuses observations ont été rapportées pour des magnitudes inférieures à -11, -12 (Spalding et al., 2017). Une première explication de l'origine de ces sons viendrait de l'émission d'ondes électromagnétiques par le météoroïde dont la fréquence appartiendrait au domaine des sons détectables par l'homme (20 Hz à 20 000 Hz, ELF/VLF); en entrant en résonance avec des composantes du relief terrestre, ces ondes seraient capables de produire un son audible au niveau du sol (Keay, 1995; Beech et al., 1995b; Zgrablić et al., 2002).

Plus récemment, Spalding et al. (2017) a établi une corrélation entre ces sons et des oscillations significatives de la magnitude d'un bolide le long de sa trajectoire à une fréquence supérieure ou égale à 40 Hz (mesurée par Spurný et Ceplecha, 2008; Shrbený et Spurný, 2009). Ces modulations en intensité lumineuse seraient capables de chauffer par radiation des composés diélectriques comme les cheveux ou les vêtements. À cause de ce chauffage, l'air ambiant autour d'un observateur pourrait subir de faibles oscillations en fréquence et produire un son suffisamment fort pour être audible. Bien que les deux phénomènes présentés puissent contribuer ensemble à la génération de sons électrophoniques, des modélisations numériques et la mise en place de dispositifs expérimentaux semblent privilégier cette seconde explication (Spalding et al., 2017).

Chapitre 2

Enjeux et nécessités de l'étude des météores

À cause de leur caractère éphémère, il n'est possible d'étudier les météores que pendant quelques secondes tout au plus. Cette courte fenêtre d'analyse est cependant riche en enseignements concernant la formation et la composition du système solaire tel que nous le connaissons aujourd'hui. L'étude des météores se décompose en deux axes principaux. Le premier consiste à exploiter les observations de bolides pour récolter et analyser des météorites peu de temps après leur chute. Le second cherche à déterminer l'origine orbitale des météoroïdes ; en analysant leur comportement dynamique avant d'entrer en collision avec la Terre, il est parfois possible de retrouver le corps parent responsable de l'éjection de ces objets dans l'espace interplanétaire. L'identification des corps parents est absolument indispensable à la prédiction de pluies futures et permet, à l'instar de l'analyse des météorites et des résultats de certaines missions spatiales, de contribuer à notre compréhension de la composition, la formation et l'évolution du système solaire.

2.1 Des météores aux météorites

Les météorites sont les résidus de comètes et d'astéroïdes ayant survécu à la rentrée atmosphérique terrestre. Elles sont constituées en proportion variable de roche, de silicates et de métal, en fonction de leur origine. Les météorites peuvent être classées en deux catégories distinctes : les chondrites (météorites non-différenciées) et les achondrites (différenciées, cf. [Weisberg et al., 2006](#)). Les achondrites sont des roches ignées (ou des brèches de fragments ignés) d'astéroïdes différenciés ou de corps planétaires comme Mars ou la Lune. Les chondrites (86 % des trouvailles) possèdent une composition proche de celle du Soleil, à l'exception des composés volatils. Elles proviennent d'astéroïdes (et peut-être de comètes) non-différenciés, dont l'intérieur n'a pas été suffisamment chauffé pour induire une structure en couches (les éléments les plus lourds ayant migré vers le centre de l'astéroïde et les éléments les plus légers se retrouvant proches de la surface). À la différence des planètes et des astéroïdes de grande taille, ces météorites « primitives » n'ont subi que peu de modifications depuis leur formation. L'étude de tels objets peut donc apporter des informations précieuses au sujet de la formation et de l'évolution du système solaire.

2.1.1 Intérêt de l'analyse des météorites

Les chondrites sont des roches sédimentaires cosmiques constituées de chondres, de grains de métal isolés et d'inclusions alumino-calciques (CAIs), cimentés entre eux par une matrice ferro-silicatée. Les chondres, qui contribuent à la dénomination de ces roches, sont des petites sphères de quelques millimètres de diamètre majoritairement composées de silicates de fer, de magnésium, de fer métallique et de verre. Les inclusions alumino-calciques

(notées CAIs) sont des objets de l'ordre du centimètre, formés par la condensation d'oxydes et de silicates de calcium et d'aluminium dans le gaz de la nébuleuse primitive. Elles ont été formées aux tous premiers instants du système solaire, et sont donc des témoins privilégiés des premières étapes de sa formation.

Datation et évolution du système solaire

L'analyse des isotopes radioactifs piégés au sein des inclusions réfractaires contenues dans les chondrites permet d'établir une véritable chronologie du système solaire. Grâce à la décroissance radioactive d'éléments de longues demi-vies, on peut déterminer la date de formation de ces inclusions réfractaires. L'âge des plus anciennes inclusions est assimilé à l'âge du système solaire, soit à environ 4 568 millions d'années (Bouvier et Wadhwa, 2010). La décomposition des radioactivités éteintes de courte période (les SLRs, cf. Annexe A) permet non seulement de retracer la chronologie des premières étapes du système solaire, mais aussi d'expliquer la différenciation de certains corps planétaires et le chauffage métamorphique des corps chondritiques (Carlson et Boyet, 2009). En plus des traces radioactives, les météorites permettent parfois de retracer l'histoire des altérations géologiques et des collisions expérimentées par leur corps parent. En étudiant les structures de la roche qui témoignent d'un impact de leur corps parent, il est possible parfois de dater ces événements ou de déterminer la taille des impacteurs (Beck et al., 2005).

Composition du système solaire primordial

L'analyse des chondrites carbonées de type CII révèle une composition chimique similaire à celle de la photosphère du Soleil. Si quelques éléments chimiques divergent, comme les composés les plus volatils qui ont été peu piégés dans les roches ou le lithium qui est consommé partiellement dans notre étoile, ces compositions sont suffisamment proches pour que les chondrites carbonées soient utilisées pour définir les abondances cosmiques standard des éléments (Lodders, 2010). En tant que briques du système solaire, les chondrites ont contribué à former des planétésimaux qui se sont accrétés pour devenir les planètes que nous connaissons. L'analyse de ces météorites permet donc d'obtenir des indications sur la composition chimique du manteau des planètes telluriques et notamment de la Terre (Boujibar et al., 2015). Il y a trente ans (Lewis et al., 1987; Bernatowicz et al., 1987), il a été découvert dans la matrice des chondrites des grains plus anciens que le système solaire, formés dans des étoiles ayant vécu avant le Soleil et ayant enrichi la nébuleuse protoplanétaire. Ces grains présolaires permettent de mesurer l'abondance en éléments de ces étoiles, ce qui contribue à la compréhension du processus de nucléosynthèse et de l'évolution de notre galaxie (Clayton et Nittler, 2004).

Apport de matériel exogène sur Terre

Au cours de son histoire, la Terre a subi de multiples impacts avec des planétésimaux qui ont appauvri sa surface en eau, jusqu'à ce qu'elle disparaisse complètement il y a environ 4,5 milliards d'années à cause d'une collision avec un corps de la taille de Mars (Canup, 2004; Ćuk et Stewart, 2012; Landeau et al., 2016). Les océans terrestres actuels sont donc le résultat d'un apport exogène de matière après la formation et le refroidissement du système {Terre-Lune}. À cause de leur teneur en glace d'eau, les comètes ont été les premières candidates à avoir contribué à la formation des mers et des océans sur notre planète. Cependant, les mesures du rapport deutérium sur hydrogène (D/H)

effectuées sur des comètes du nuage de Oort (e.g. Eberhardt et al., 1995; Hallis, 2017) ou 67P/Churyumov-Gerasimenko (Altwegg et al., 2015) révèlent une valeur de ce ratio bien supérieur à celui des océans terrestres. Bien que certaines comètes se rapprochent du D/H terrestre (Hartogh et al., 2011), l'hypothèse de l'apport d'eau par les comètes uniquement ne permet pas d'expliquer l'apparition des océans sur Terre. Certaines familles d'astéroïdes rencontrent un meilleur succès en présentant un rapport D/H similaire à celui des océans. L'analyse des chondrites carbonées provenant d'astéroïdes de la ceinture principale externe révèle que ces roches sont les météorites les plus hydratées dont on ait connaissance, et qu'elles pourraient avoir contribué à la formation des océans (cf. Annexe A). Cependant, les abondances d'autres éléments chimiques comme l'argon ou le xénon dans ces météorites sont bien supérieures à leurs abondances mesurées sur Terre, ce qui pose un nouvel obstacle à la compréhension d'apport exogène d'eau sur la planète. À l'heure actuelle, l'origine des océans terrestres est donc toujours sujette à controverse ; malgré tout, l'étude des météorites apporte une contribution importante à la compréhension de ce phénomène.

Les pluies de météores et les impacts météoritiques sont les processus les plus efficaces d'échange de matière dans le système solaire. Les météoroïdes sont donc soupçonnés d'avoir enrichi l'atmosphère terrestre en matière organique, ce qui aurait pu avoir une conséquence sur l'apparition de la vie sur Terre (Jenniskens et al., 2000; Despois et al., 2000). La détection d'acides aminés dans de nombreuses météorites primitives et l'analyse de la composition de comètes comme 67P/Churyumov-Gerasimenko semblent indiquer que ces objets ont pu être à l'origine des briques chimiques nécessaires à l'émergence de la vie. Ainsi, des mesures effectuées *in-situ* sur la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko par la mission spatiale Rosetta mettent en évidence la présence de matière carbonée solide dans la poussière cométaire, similaire au contenu de matière organique trouvé dans les chondrites carbonées (Fray et al., 2016). Les auteurs concluent que la matière carbonée solide observée dans la comète pourrait avoir la même origine que celle contenue dans les météorites, mais aurait seulement subi moins d'altérations. Le spectromètre de masse ROSINA de la sonde (« Rosetta Orbiter Spectrometer for Ion and Neutral Analysis ») a également permis de mesurer la présence de glycine (communément contenue dans les protéines), de phosphore (un composé indispensable à la formation d'ADN et aux membranes cellulaires), ainsi qu'une multitude de molécules organiques (Altwegg et al., 2016). Ces observations confortent l'idée que comètes, météorites et météores aient pu contribuer à l'apport exogène de matière organique ayant joué un rôle dans l'émergence de la vie sur Terre.

2.1.2 Comment retrouver des météorites ?

Les météorites sont une source précieuse et rare d'informations concernant la composition, la formation, et l'évolution du système solaire ; il est donc nécessaire d'en récolter autant que possible. Pour cela, il existe deux stratégies distinctes : la première consiste à explorer des régions de la planète ayant subi peu de modifications liées à l'érosion ou aux activités humaines, ce qui permet de conserver les météorites qui s'accumulent sur la surface au cours du temps (e.g. Désert d'Atacama, Antarctique). Malheureusement, certaines météorites accusent une fragilité qui tend à les détruire en quelques semaines dans notre atmosphère humide. Les récolter rapidement après leur chute et les conserver dans un lieu dédié à cet office est donc indispensable pour les préserver dans des conditions correctes. C'est pourquoi la seconde stratégie consiste à observer le ciel pour traquer les chutes de météorites et les retrouver peu de temps après qu'elles aient atteint le sol. Afin de répondre à

cet objectif, des réseaux de détection comme FRIPON ont été mis en place pour contribuer à la récolte et l'analyse de météorites fraîchement tombées sur Terre (cf. Chapitre 7).

2.2 Des météores aux corps parents

Si les météorites sont des témoins précieux de la formation du système solaire, la récolte de météorites fraîches est un événement plutôt rare (le réseau FRIPON a pour objectif de retrouver un à deux champs de météorites par an, cf. Section 7.1.2). De plus, les météorites ne sont que les portions les plus solides des météoroïdes les moins fragiles ayant pénétré dans l'atmosphère terrestre, et ne révèlent donc rien des autres corps de petite taille en mouvement dans l'espace interplanétaire. L'observation des météores et la détermination de leur origine orbitale présentent donc un intérêt majeur pour comprendre la composition, l'évolution, et l'avenir de notre système solaire.

2.2.1 Intérêt de la recherche de corps parents

Composition du système solaire

De par leur taille, les météoroïdes sont difficilement observables dans l'espace interplanétaire. Trop petits pour être détectés par des télescopes et trop larges pour diffuser efficacement la lumière du Soleil, ils ne peuvent être observés que sous la forme de météores dans les atmosphères planétaires et dans une moindre mesure par les missions spatiales in-situ et en infrarouge lointain (Reach et al., 2007; Vaubaillon et Reach, 2008). La distribution de la poussière et des roches de petite taille dans le système solaire, ainsi que l'évolution des mécanismes d'échange de matière au cours de son histoire ne peuvent alors être étudiés qu'en analysant la répartition des essaims météoritiques dans l'espace interplanétaire. Il est donc nécessaire d'observer les pluies de météores et de retracer l'évolution orbitale des météoroïdes jusqu'à leur éjection par le corps parent. Ces observations permettent également de lever le voile sur la fréquence d'impact entre ces objets et l'atmosphère terrestre, mal déterminée pour des corps de taille inférieure au mètre (Brown et al., 2013), et qui auraient pu contribuer à modifier de façon conséquente sa composition chimique.

L'analyse complète des météores observés dans l'atmosphère permet également de contraindre les caractéristiques physiques de leurs corps parents. En étudiant la courbe de lumière et la trajectoire (et donc la vitesse et la décélération) des météores, il est possible d'estimer la fragilité des météoroïdes correspondants et de caractériser la densité des particules appartenant à plusieurs pluies de météores (Borovička, 2007). Ces mesures, complémentaires aux détections in-situ réalisées par des sondes spatiales comme Rosetta (Fulle et al., 2015) permettent de comprendre les mécanismes de formation des comètes et des astéroïdes. La spectroscopie des météores (cf. Section 1.4.4) offre une première approximation de la composition des météoroïdes, et de celle de son corps parent lorsque l'analyse dynamique de ces objets a confirmé leur corrélation. Elle permet aussi de contraindre l'évolution dynamique des météoroïdes ; par exemple, la disparition du sodium dans certaines de ces roches mettrait en évidence une proximité avec le Soleil au cours de leur évolution (avec un périhélie inférieur à 0,2 ua) ou une exposition prolongée avec les rayons cosmiques (Borovička et al., 2005). La composition chimique des météoroïdes observés dans l'atmosphère terrestre offre donc un aperçu des conditions de son évolution dans le système solaire.

Évolution du système solaire

Que ce soit par des processus de collision, de fragmentation ou de destruction dans les atmosphères planétaires et dans le Soleil, les petits corps du système solaire tendent à disparaître. Un parfait exemple de ces disparitions spectaculaires est la comète P/Shoemaker-Levy 9. Quelques mois après sa découverte en mars 1993, la comète se fragmente sous l'effet de l'attraction gravitationnelle intense exercée par Jupiter avant de percuter la géante de plein fouet en juillet 1994 (cf. Figure 2.1). Les traces de l'impact sur la planète témoignent pendant plusieurs semaines de la violence du phénomène. La question de la durée de vie de ces objets, conditionnée par ces collisions, la fragmentation sous l'effet d'un champ gravitationnel important ou le dégazage engendré par des rapprochements avec le Soleil, est nécessaire pour comprendre leur origine et leur évolution. C'est également le cas des astéroïdes qui sont soumis à des collisions dans le système solaire interne et parfois aussi à des processus de dégazage (Jewitt, 2012). Les météoroïdes sont quant à eux susceptibles de posséder une espérance de vie encore plus courte. De par leur faible taille, ces corps sont plus sensibles à l'influence de forces radiatives (cf. Section 13.1.2) qui précipitent leur chute dans le Soleil en quelques milliers d'années seulement suivant leur taille (Wiegert, 2008). Cette sensibilité permet d'étudier sur une échelle de temps beaucoup plus courte l'influence des forces non-gravitationnelles sur des objets massifs comme les astéroïdes (Vokrouhlický et al., 2015). En complément des missions spatiales qui sont plus onéreuses, plus spécifiques et moins fréquentes, l'étude des météores dans l'atmosphère terrestre permet donc d'appréhender les processus régissant le fonctionnement de notre système solaire. L'observation des météores et l'étude dynamique de l'évolution des essaims météoritiques et de leurs corps parents permettent non seulement de comprendre comment ces objets se sont formés, mais aussi comment ils ont évolué dans le passé et quel pourrait être leur devenir.

Prédictions

Toutes les 24 heures, environ 100 tonnes de météoroïdes heurtent l'atmosphère terrestre (Peucker-Ehrenbrink et Schmitz, 2001). Si peu de ces corps sont suffisamment massifs pour atteindre la surface de la planète, ils peuvent néanmoins représenter un risque pour les satellites en orbite autour de la Terre et pour les missions spatiales habitées. En août 1993, le satellite de l'ESA Olympus est percuté par un météoroïde de la pluie des Perséides à une vitesse proche de 60 km.s^{-1} , ce qui induit la perte cet appareil d'un coût de fabrication de 850 millions de dollars. La probabilité qu'un météoroïde perfore les parois de la Station Spatiale Internationale (ISS) au cours de ses 20 ans d'opération est quant à elle estimée à environ 1 %. Si la probabilité d'un impact entre un satellite et un météoroïde est minime la plupart du temps, elle peut cependant augmenter d'un facteur 10^4 au cours d'une pluie de météores (Beech et al., 1995a). Certaines mesures doivent alors être adoptées par les agences spatiales pour préserver autant que possible l'intégrité des satellites menacés, par exemple en modifiant leur orientation de façon à présenter à l'essaim météoritique la surface équivalente la plus faible possible. Pour la sécurité de ces appareils et afin de pouvoir organiser des campagnes d'observation scientifiques fructueuses, il est donc nécessaire de prédire précisément les caractéristiques géométriques et la date des pluies de météores sur Terre.

Ces prédictions ne sont possibles que lorsque le corps parent de la pluie de météores considérée est bien identifié. En simulant l'éjection de météoroïdes et l'évolution dynamique

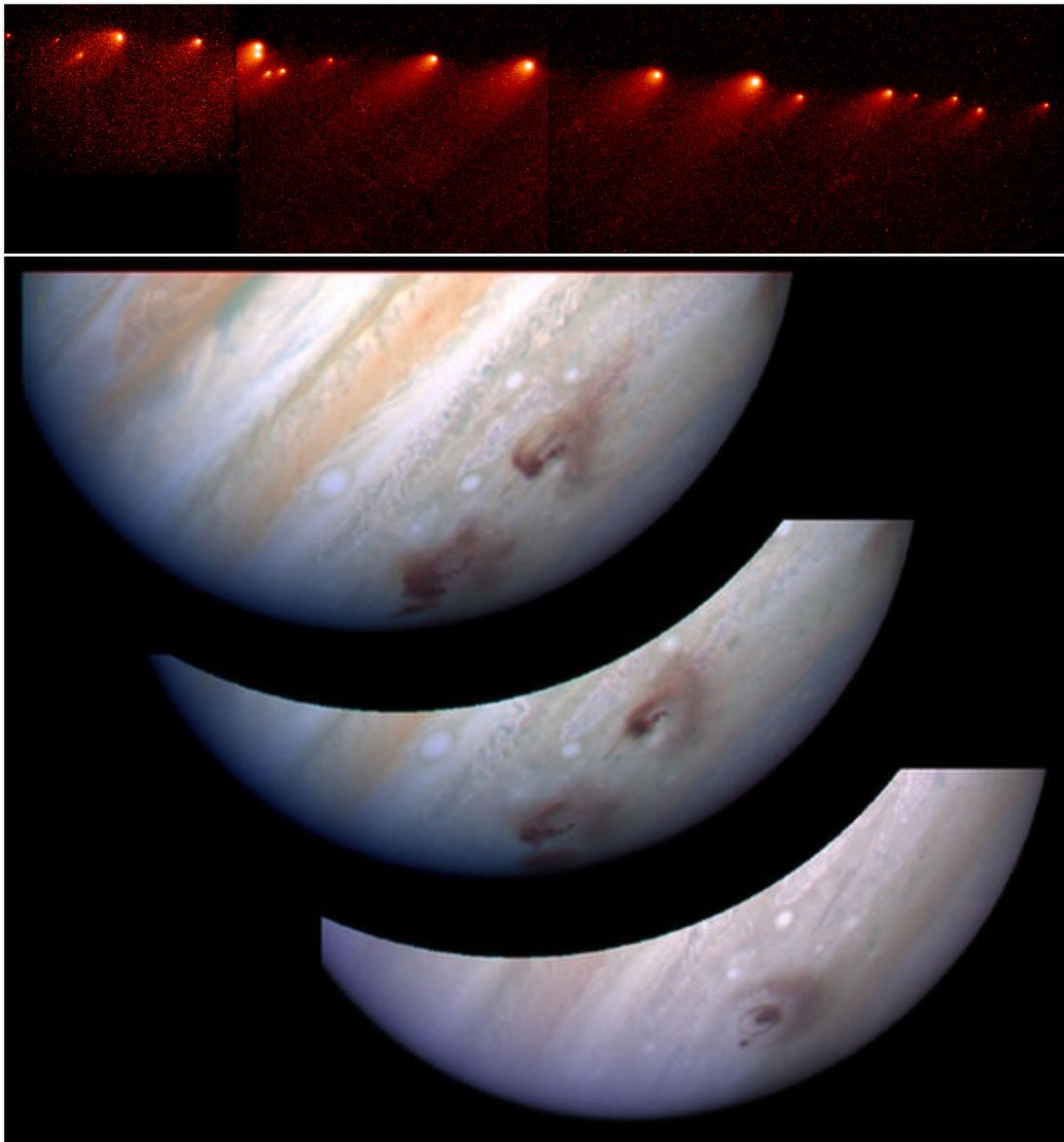


FIGURE 2.1 – Fragmentation de la comète Shoemaker-Levy 9 en mai 1994, capturée par le télescope spatial Hubble (en haut) et traces de l'impact sur l'atmosphère de Jupiter (en bas). *Crédits : NASA/ESA/STScI, H. Weaver & E. Smith.*

des essaims formés à chaque passage du corps parent à son périhélie, il est en effet possible de prévoir les dates d'occurrence des pluies de météores observables sur Terre (Vaubaillon et al., 2005a,b). Ces estimations permettent alors non seulement de protéger les satellites (scientifiques ou de communication), mais aussi d'offrir l'opportunité à tous d'observer ces phénomènes spectaculaires et d'initier le grand public à l'astronomie et à l'importance de la préservation du ciel et de l'environnement. L'estimation de l'intensité d'une pluie est quant à elle moins évidente, et il est parfois difficile d'évaluer la fiabilité des prévisions du niveau d'activité des pluies. Afin de discriminer les prédictions les plus certaines des moins précises, il est possible de s'appuyer sur l'indice de fiabilité des prévisions de pluies de météores développé par Vaubaillon (2017).

2.2.2 Comment relier un météore à son corps parent ?

Établir la relation entre une pluie de météores et son corps parent est une source d'informations importante pour l'analyse de l'évolution passée et future des petits corps du système solaire. Si l'analyse spectroscopique peut corroborer les soupçons de corrélation entre un météoroïde observé et un corps parent potentiel, la validation de cette hypothèse requiert une étude dynamique. On commence par déterminer l'orbite des météoroïdes observés en extrapolant les trajectoires mesurées au-delà de la sphère d'influence de la Terre. À partir d'intégrations numériques ou de critères de similarité orbitale (cf. Section 13.2.1) on identifie ensuite les comètes ou astéroïdes ayant pu être à l'origine de l'éjection de ces météoroïdes dans l'espace. Si un candidat est retenu, on intègre son mouvement dans le passé en reproduisant l'éjection de matière qu'il a pu produire au cours de ses révolutions autour du Soleil. On intègre alors le mouvement des particules éjectées jusqu'au présent en examinant celles qui finissent par impacter la Terre. Si ces particules permettent de reproduire le radiant, la dispersion et la période d'activité de la pluie observée, alors la corrélation entre cette pluie et le corps parent candidat est confirmée. La recherche de corps parents de pluies de météores n'est donc possible que si les orbites de météoroïdes calculées à partir des observations sont correctes et précises. Afin de répondre à cet objectif, de nombreux réseaux de détection à travers le monde se sont développés au fil des années (cf. Chapitre 7) et supplantent chaque fois davantage l'exploitation des observations visuelles de météores.

2.3 Difficultés

La Figure 2.2 présente une schématisation de l'intérêt et des enjeux que représente l'étude des météores avec différentes méthodes d'observation. La recherche de météorites comme l'identification des corps parents de pluies de météores sont des processus complexes qui sont confrontés à de nombreuses difficultés.

2.3.1 Recherche de météorites

La recherche intentionnelle de météorites fraîches ne peut s'effectuer que si les bolides associés à leur chute ont pu être aperçus. Dans le cas d'observations uniquement visuelles, la discordance des témoignages recueillis ne permet généralement pas de cibler une zone potentielle de chute restreinte, ce qui complique considérablement les recherches sur le terrain (cf. Partie II). Lorsque le météoroïde est détecté par plusieurs stations d'observation photographiques ou vidéo, il est possible d'estimer sa trajectoire de manière autrement plus précise ; cela ne garantit cependant pas que l'on parvienne à retrouver la météorite au sol. En effet, un météoroïde ne peut être observé que sur la première partie de sa trajectoire, lorsque sa vitesse suffit à engendrer le phénomène lumineux qu'est le météore. En atteignant les plus basses couches de l'atmosphère terrestre, le météoroïde ralentit, s'éteint, et n'est plus détectable par les caméras ; il débute alors une phase appelée *Dark flight*, soit littéralement le « vol sombre » du météoroïde. Afin d'extrapoler la trajectoire du météoroïde durant le dark flight, il est absolument nécessaire de déterminer la direction, la vitesse et la décélération du météore observé. Il est également indispensable de tenir compte des variations de la densité atmosphérique et du vent pouvant perturber la trajectoire de la roche pendant cette phase invisible ; malgré sa densité, une roche de faible taille et vitesse peut en effet être soufflée par le vent et atterrir à plusieurs kilomètres de son point d'impact initial (Andreic, 2012).

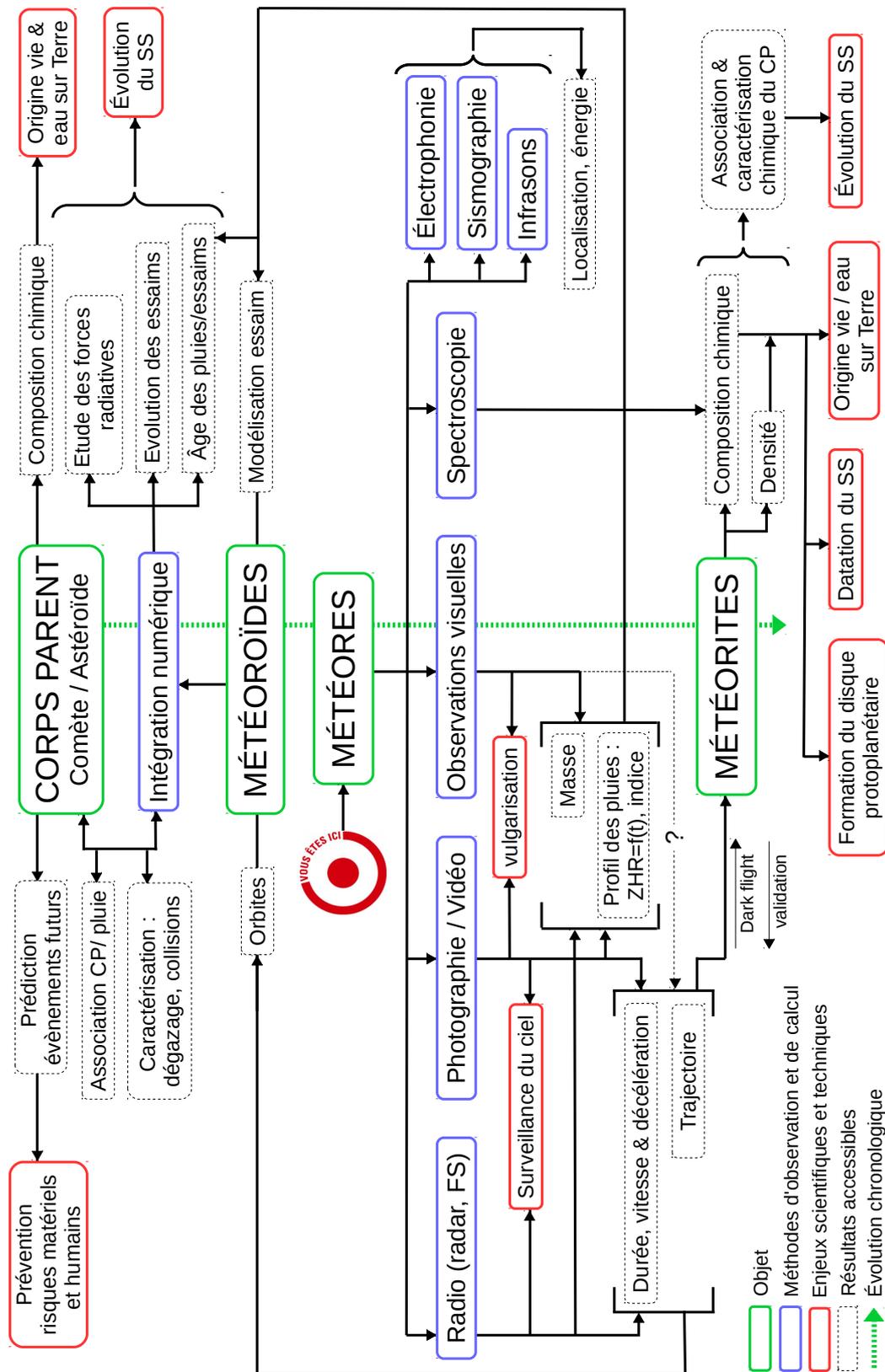


FIGURE 2.2 – Schématisation non exclusive des intérêts et enjeux de l'étude des météores.

Les erreurs d'estimation commises sur les conditions météorologiques, la vitesse et la décélération du météore sont le principal frein à la détermination d'une ellipse de chute restreinte et fiable. Par exemple, une erreur de 10 % sur la vitesse et de 50 % sur la décélération (difficilement mesurable) peut engendrer une erreur sur la position et l'étendue de l'ellipse de chute de plus de quatre kilomètres de long rien que pour le fragment principal (Andreic, 2012). Pour peu que cette ellipse traverse des plans d'eau, des zones de végétation intense ou des champs cultivés, il est difficile de parvenir à retrouver la météorite avant qu'elle ne se fonde dans l'environnement. Cet état de fait, qui dépend du nombre de personnes qu'il est possible de mobiliser pour cette recherche et de la collaboration des habitants et des organismes territoriaux de la zone probable d'impact, explique la difficulté qu'il y a à retrouver des météorites peu de temps après leur chute avec des observations uniquement photographiques et vidéo. L'utilisation d'autres méthodes de détection (sismographie, données radar) contribue à améliorer cette situation (e.g. Jenniskens et al., 2012).

2.3.2 Association avec les corps parents

Comme nous l'avons vu à la Section 2.2.2, l'identification de corps parents de pluies de météores repose sur de nombreuses analyses et modélisations qui sont chacune source d'erreurs possibles. Le succès de cette entreprise dépend donc de plusieurs facteurs essentiels, comme :

1. La qualité et la complétude des catalogues de comètes et d'astéroïdes. Afin de pouvoir corrélérer une pluie à un corps parent, il est nécessaire de connaître et observer les astéroïdes et comètes susceptibles d'éjecter des météoroïdes dans l'espace et qui pourraient être amenés à rencontrer la Terre.
2. La maîtrise théorique et numérique permettant de décrire l'évolution des météoroïdes, comètes et astéroïdes dans le système solaire, alors qu'ils sont soumis à diverses forces non-gravitationnelles et aux perturbations planétaires.
3. La définition de critères dynamiques valides d'association entre la trajectoire d'un météoroïde et son corps parent, par intégration numérique et avec des fonctions de distance permettant de corrélérer deux orbites entre elles.
4. Notre capacité à déterminer des orbites de météoroïdes précises par l'observation des météores. La moindre erreur d'estimation de la trajectoire et surtout de la vitesse des météores peut en effet induire une incertitude sur l'orbite du météoroïde associée suffisamment importante pour réduire à néant toute tentative d'identification crédible de son corps parent.

Sous ces conditions, il n'est donc pas étonnant qu'à l'heure actuelle seulement ~ 20 % des pluies de météores établies par l'IAU soient associées à un corps parent.

2.4 Présentation de la thèse

C'est dans ce contexte que sont nés les deux réseaux de détection professionnels de météores CABERNET et FRIPON (cf. Chapitre 7). FRIPON quadrille tout le territoire métropolitain pour récolter autant de météorites que possible et permet de déterminer l'origine orbitale de météoroïdes massifs (capturés par le réseau). CABERNET utilise trois des caméras photographiques les plus précises de la planète pour étudier les pluies de météores et mesurer des orbites de météoroïdes de grande qualité, dans le but d'identifier

de nouveaux corps parents. L'implémentation d'un processus de réduction robuste et fiable des observations fournies par ce réseau et son exploitation sont les principaux objectifs qui ont motivé la proposition d'un sujet de thèse. Au cours de ces trois années, nous nous sommes cependant écartés de ce cadre afin de s'interroger sur les limites et les impératifs de la recherche de corps parents de pluies de météores avec CABERNET.

Dans ce manuscrit, j'ai choisi de présenter le résultat de mes recherches dans un ordre qui suit l'évolution chronologique de la science des météores.

- Dans la partie II, nous explorons les limites de l'exploitation des observations visuelles de bolides pour la détermination de la trajectoire des météores, de la recherche de météorites et de l'identification de leurs corps parents.
- La partie III analyse quant à elle la précision qu'il est possible d'atteindre sur la détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores, avec les réseaux d'observations photographiques et vidéo en général et avec CABERNET en particulier.
- La quatrième et dernière partie de ce manuscrit concerne la dynamique des essaims de météoroïdes et de leurs corps parents, et a été rendue possible grâce au développement des ressources de calcul numérique permettant d'effectuer sans trop de difficultés des intégrations complexes et longues. Dans cette partie, nous cherchons à définir la durée pendant laquelle il est encore possible de rechercher le corps parent d'un météoroïde en fonction de l'imprécision inévitablement associée à l'estimation de sa direction et de sa vitesse.

Deuxième partie

Observations visuelles

3	Intérêt des observations visuelles	33
4	Le problème de la perception du temps	43
5	Œil humain vs réseaux de détection	58
6	Faut-il continuer d'exploiter les observations visuelles ?	69

Chapitre 3

Intérêt des observations visuelles

Pour aussi loin que remonte notre mémoire, l'Homme a toujours été le témoin attentif du ballet des astres sur la voûte céleste. Tantôt rassuré par l'apparente immuabilité du ciel nocturne, tantôt impressionné et terrifié par des phénomènes astronomiques spectaculaires (éclipses, pluies de météores), l'être humain a au cours de son histoire essayé de comprendre les mécanismes responsables de tels événements. Des observations minutieuses du ciel au cours des siècles et l'invention d'instruments optiques comme la lunette ou le télescope ont permis à l'Homme de repousser continuellement la frontière de la connaissance des phénomènes célestes. L'évolution de la technologie y œuvre tant et si bien qu'il est difficile de trouver de nos jours un domaine de l'astronomie qui puisse s'en passer. Les yeux et la mémoire cérébrale sont chaque fois davantage remplacés par les caméras d'enregistrement et les dispositifs optiques ultra-sophistiqués qui accordent peu de crédit aux observations visuelles généralement moins performantes.

Il demeure cependant un domaine de l'astronomie auquel les observations visuelles contribuent de manière non-négligeable : l'étude des météores. Non pas pour des raisons de conservatisme archaïque, mais parce que l'œil humain est un outil particulièrement bien adapté à leur observation. Au vu de l'imprévisibilité et de l'amplitude du phénomène sur la voûte céleste, il est en effet inutile voire contre-productif d'utiliser des instruments à petit champ de vue comme des télescopes. Des caméras à champ large sont davantage utilisées pour garder une trace durable de ces événements (cf. Partie III). L'œil humain est quant à lui le meilleur des détecteurs de météores ; son large champ de vue ($\sim 180^\circ$ à l'horizontale), sa capacité de perception des mouvements et sa réactivité d'adaptation pour observer et résoudre nettement ces objets en font un outil perfectionné difficile à égaler par la technologie.

Les observations visuelles sont ainsi largement utilisées pour contraindre et caractériser les pluies de météores observables sur Terre. Les distributions en nombre, en magnitude et en masse des différentes pluies permettent aux scientifiques de modéliser les essaims de météoroïdes qui sont à leur origine. Dans une moindre mesure, les observations visuelles de bolides permettent parfois de reconstruire la trajectoire du météore dans l'atmosphère (Hankey et Perlerin, 2016). Grâce à ces trajectoires, certaines zones d'impact des météoroïdes ont pu être définies et quelques météorites ont été recueillies avec succès (Jenniskens et al., 2012; Fries et al., 2014; Hankey et Perlerin, 2016). Différents organismes d'astronomie professionnels et amateurs se mobilisent donc depuis des dizaines d'années pour récolter la plus grande quantité possible d'observations de météores, comme l'IMO et l'AMS. Au-delà de l'intérêt scientifique, l'organisation d'observations de pluies de météores offre l'occasion d'admirer un magnifique spectacle nocturne qui marque souvent la mémoire des populations, comme à l'occasion des Draconides en 1936 ou des Léonides en 1833. Cela permet également d'initier le grand public à l'astronomie et de sensibiliser les populations à l'importance de la protection du ciel étoilé.

Dans cette partie, nous nous interrogerons au sujet de la pertinence de l'utilisation d'observations visuelles pour déterminer la trajectoire atmosphérique des météores. Quelle précision est-on en droit d'espérer sur la direction d'un bolide estimée par des témoins inexpérimentés ? Est-il possible d'évaluer de façon fiable la durée d'un phénomène aussi impressionnant, et donc d'estimer la vitesse de l'objet ? Finalement, est-il possible de déterminer l'origine orbitale d'un météore uniquement à partir d'observations visuelles ?

3.1 Exploitation des observations visuelles

Comme nous l'avons résumé Figure 2.2, l'observation visuelle des météores présente deux intérêts scientifiques majeurs :

- la caractérisation des pluies, permettant de modéliser la constitution (population) et l'évolution des essaims de météoroïdes ;
- la recherche de météorites, sources d'informations précieuses concernant la formation du système solaire et l'apport de matériel exogène sur Terre.

Dans le cas où l'observation visuelle d'un météore s'avérerait suffisante pour contraindre son origine orbitale, il serait également possible de retrouver le corps parent responsable de l'éjection du météoroïde dans l'espace. Une telle connexion, outre l'intérêt qu'elle comporte en matière de formation et d'évolution du système solaire, est indispensable pour la prédiction des futures pluies de météores.

3.1.1 Caractérisation des pluies

Il existe deux indicateurs largement utilisés pour caractériser les pluies de météores : le taux zénithal horaire (*ZHR*) et l'indice de population (*r*).

Taux zénithal horaire

La détermination du taux zénithal horaire ou ZHR (« Zenithal Hourly Rate ») est une des pierres angulaires de l'étude des météores. Malgré le développement de l'utilisation de réseaux d'observation photographiques et vidéo, la fréquence d'apparition des météores demeure particulièrement bien déterminée grâce à l'implication d'observateurs humains. Le ZHR est défini comme étant le nombre de météores qu'un observateur idéal pourrait compter au cours d'une nuit noire et par temps clair si le radiant de la pluie se situait au zénith. Cette définition peut s'étendre aux pluies de météores réelles si l'on tient compte d'un certain nombre de corrections relatives à l'éclairement, la géométrie, la perception de l'individu et la visibilité du radiant. L'expression générale permettant d'estimer le ZHR prend la forme suivante :

$$ZHR = \frac{N r^{6.5-LM}}{\sin(h) t} \quad (3.1)$$

avec :

- *N* : le nombre de météores observés ;
- *t* : la durée de l'observation ;
- *r* : l'indice de population de la pluie ;
- *LM* : la magnitude limite observable ;
- 6,5 : la magnitude limite naturelle de l'œil humain ;

– h : la hauteur du radiant au-dessus de l’horizon.

L’application de cette formule peut être problématique lors de l’observation de météores dont le radiant est bas sur l’horizon. Dans ces circonstances, il est possible d’utiliser une correction de la définition du ZHR proposée par Zvolankova (1983) ou Jenniskens (1994). La détermination du ZHR pour chaque tranche horaire permet de tracer le profil d’activité de la pluie au long de la période d’observation (cf. Section 3.2.2). La connaissance de la variation du ZHR au cours du temps et de la distribution en magnitude d’une pluie donnée est indispensable à la modélisation de l’essaim de météoroïdes à l’origine des météores observés. La détermination du profil d’activité des pluies de météores est un outil précieux permettant de confirmer ou d’infirmar les modèles d’éjection des poussières cométaires et d’évolution des courants de météoroïdes (e.g. Williams, 1997; Asher, 1999; Vaubaillon et al., 2005b; Soja et al., 2014, pour les Léonides).

La compilation d’observations visuelles de météores sur plusieurs décennies permet également d’étudier l’évolution à long terme de l’activité d’une pluie de météores. C’est particulièrement le cas pour des pluies majeures et bien établies comme les Géminides (Rendtel, 2004) ou les Orionides (Rendtel, 2008). Lorsque l’échantillon d’observation est continu dans le temps, cela permet parfois de résoudre des caractéristiques mineures dans le profil d’activité d’une pluie qui ne sont pas aisément décelables avec des réseaux de détection instrumentaux (Rendtel et Betlem, 1993). L’accumulation d’observations au fil des ans permet ainsi de mieux contraindre les caractéristiques de pluies mal connues (Rendtel, 2014).

Indice de population

La distribution en magnitude d’une pluie de météores est caractérisée par un indicateur appelé indice de population. Cet indice, noté r , est défini par

$$R = \frac{n(m+1)}{n(m)} \quad (3.2)$$

Avec $n(m)$ le nombre de météores observés de magnitude m . En général, l’indice de population d’une pluie varie entre 1 et 3. La valeur de r pour les météores sporadiques est de 3,4 en moyenne (Hawkins et Upton, 1958). L’indice de population peut être un indicateur de l’âge d’un essaim de météoroïdes. En effet, une faible valeur de r traduit une pluie riche en grosses particules (Arlt et Brown, 1998) ; les météoroïdes de petite taille ne sont plus aussi présents en proportion dans l’essaim et la pluie est donc plus vieille.

Estimation de la magnitude

Sous certaines conditions, la magnitude visuelle d’un météore peut permettre d’approximer la masse du météoroïde. Au cours du temps, plusieurs relations empiriques entre ces deux paramètres ont été développées dans le cadre de l’étude de pluies bien déterminées (Whipple, 1955; Hughes, 1995; Hughes et Williams, 2000). La relation 3.3 établie par Hughes (1995) permet par exemple d’estimer la masse d’un météoroïde en fonction de la vitesse et la magnitude du météore associé, dans le cas où ce dernier appartiendrait à la pluie des Perséides.

$$\log m = 14,7 - 4,0 \log V - 0,4M_v \quad (3.3)$$

avec :

- m : la masse de la particule en kg ;
- V : la vitesse d’entrée dans l’atmosphère en $m.s^{-1}$;
- M_v : la magnitude visuelle du météore.

L’expression 3.4 permet quant à elle de corrélérer la masse d’un météoroïde à la magnitude visuelle et la distance zénithale z du météore observé (Brown et Arlt, 2000). Cette approximation s’applique au cas particulier des Léonides.

$$\log m = [-4,98 \pm 0,02] - [0,43 \pm 0,01] M - [0,07 \pm 0,26] \log(\cos z) \quad (3.4)$$

Dans certaines circonstances, il est donc possible d’approximer la distribution en masse d’un essaim de météoroïdes en mesurant la magnitude des météores qui en résultent. Si un météore est détecté par les instruments de mesure appropriés, il est alors possible d’obtenir une meilleure estimation de la masse du météoroïde à partir de l’analyse de la courbe de lumière et de la décélération de l’objet. La détermination de ces masses « photométrique » et « dynamique » est particulièrement utilisée pour évaluer la masse initiale des bolides capturés par les réseaux de détections (e.g. Brown et al., 2002b; Ceplecha et Revelle, 2005; Borovička et al., 2013b).

3.1.2 Recherche de météorites

Grâce à la prolifération des réseaux de détection et des instruments de mesure sur la surface de la planète, il est rare que la chute d’une météorite ne soit détectée de nos jours que par des observateurs humains. Un événement aussi énergétique apparaît généralement sur les relevés sismologiques et radar des réseaux de surveillance civils et militaires; cela a été par exemple le cas du superbolide de Tcheliabinsk, qui a explosé au-dessus de la Russie en février 2013 (Emel’yanenko et al., 2013). Ces techniques permettent d’estimer grossièrement la localisation du phénomène. Le couplage de ces informations avec des observations visuelles de bolides a prouvé son efficacité en matière de recherche de météorites. L’exploitation de témoignages visuels (sans recourir à des observations vidéo ou photographiques) a permis de retrouver des météorites peu de temps après leur chute en Europe (Haack et al., 2012) et par 7 fois sur le territoire américain (Jenniskens et al., 2012; Fries et al., 2014; Hankey et Perlerin, 2016).

L’observation de bolides a toutefois permis de récolter des météorites sur le territoire français avant l’avènement des instruments électroniques. C’est par exemple le cas de la météorite d’Orgueil, qui a été récupérée près de Montauban après sa chute le 14 mai 1864. Une description détaillée de cet événement peut être retrouvée dans les *Comptes Rendus Hebdomadaires de l’Académie des Sciences* de la même année (MM. les secrétaires perpétuels, 1864). La récolte de météorites grâce aux observateurs humains est malheureusement bien plus rare aujourd’hui qu’à l’époque; le développement de l’éclairage des zones habitées, l’exode rural et la baisse d’intérêt pour l’observation du ciel sont majoritairement responsables de cet état de fait. Les cartes Figure 3.1 illustrent cette évolution.

3.1.3 Origine orbitale du météoroïde

La détermination de la trajectoire d’un météore dans l’atmosphère terrestre à partir de seules observations visuelles semble parfois suffisamment précise pour pouvoir localiser l’emplacement des météorites. Mais cela est-il suffisant pour déterminer l’orbite que possédait le

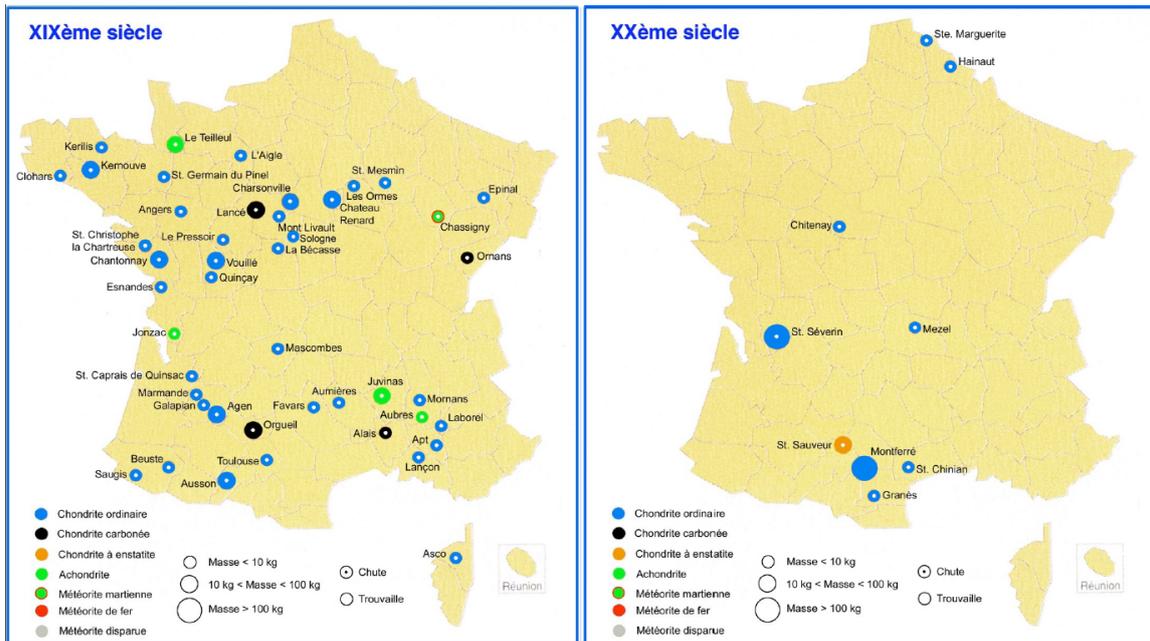


FIGURE 3.1 – Nombre de trouvailles et caractéristiques des météorites récoltées en France aux XIX^{ème} et XX^{ème} siècles (Crédits : MNHN).

météoroïde avant d’entrer en collision avec notre planète ? Le calcul des éléments orbitaux d’un météoroïde est non seulement sensible à sa trajectoire dans l’atmosphère terrestre, mais aussi à sa vitesse initiale. Il convient donc de se demander si l’œil et le cerveau humain sont suffisamment efficaces et précis pour estimer correctement la durée (et par conséquent la vitesse) d’un météore. Certains auteurs ont essayé par le passé de retracer l’origine orbitale d’un bolide à partir d’observations visuelles (Gounelle et al., 2006). Nous montrerons cependant qu’il n’est pas difficile de remettre en question la pertinence et la fiabilité d’une telle approche.

3.2 Réseaux de récolte d’observations visuelles

Au vu de l’intérêt que représentent les observations visuelles pour l’étude des météores, des organisations et des méthodologies se sont développées au cours des dernières décennies afin de recueillir efficacement le témoignage de ces événements à travers le monde.

3.2.1 The American Meteor Society (AMS)

L’American Meteor Society (AMS) a été fondée en 1911 pour promouvoir la collaboration entre scientifiques et amateurs spécialisés dans l’observation des météores. Depuis sa création et jusqu’aux années 50, les observations visuelles sont à l’honneur ; des centaines de rapports d’observation parviennent à l’organisation grâce à des groupes d’amateurs éclairés agencés et contrôlés par des coordinateurs régionaux. À partir des années 50, l’engouement pour l’utilisation du radar et des techniques photographiques éclipsa quelque peu l’investissement accordé aux observations visuelles. Malgré cela et plus de cent ans après la création de l’AMS, une multitude d’observateurs amateurs continuent encore de surveiller le ciel.

Observation des pluies

L'AMS met à la disposition de tout observateur intéressé un formulaire spécifique dédié à l'observation de pluies de météores¹. Pour rédiger un rapport d'observation correct, le formulaire demande de noter au préalable quelques informations relatives aux conditions d'observation, comme :

- la date et l'heure de début et de fin d'observation ;
- les coordonnées de l'observateur ;
- la magnitude limite observable (due aux conditions d'éclairage) ;
- le pourcentage de couverture nuageuse ;
- la direction et l'altitude d'observation sur le ciel ;
- le nombre et la durée des pauses effectuées.

Ensuite, pour chaque météore observé (et dans la mesure du possible), il est demandé d'estimer sa magnitude et sa couleur. Il est également nécessaire de noter l'heure de son apparition. Si le météore est long et brillant, on peut indiquer sa durée, sa longueur, sa vitesse et l'existence ou non d'une traînée persistante. L'ensemble de ces informations contribue à l'établissement du profil d'activité et de l'indice de population de la pluie décrits en 3.1.1.

Rapports d'observation de bolides

L'AMS a accepté des rapports d'observation de bolides potentiels fournis par le grand public depuis 1922 (Olivier, 1925). Un formulaire en ligne permettant de récolter de telles informations est disponible depuis 2005 (Hankey et al., 2014). En 2014, ce formulaire est traduit en plus de 30 langues différentes et devient disponible sur plus de 25 sites internet dans le monde², grâce à l'International Meteor Organization (IMO). La version en ligne de ce programme de recherche participative est basée sur une collection de données avancées, l'utilisation de Google Maps et des interfaces personnalisées permettant à un utilisateur avec peu ou pas de connaissances astronomiques de rapporter son observation. La version en ligne de ce formulaire est maintenant utilisée par des dizaines de milliers de personnes (26 464 formulaires ont été soumis rien qu'en 2016).

Le rapport d'observation de bolides est divisée en 12 étapes principales. A chacune de ces étapes, lorsque c'est possible, des éléments graphiques interactifs destinés à faciliter la tâche de l'utilisateur ont été mis en place afin d'obtenir les réponses les plus exhaustives et précises possibles. Les informations demandées par le formulaire sont la date et la localisation de l'observateur, la direction et la hauteur observées du météore, sa magnitude, la persistance ou non d'une traînée, l'existence ou non d'une fragmentation et/ou d'un effet sonique, etc. Quand un nombre suffisant de rapports est soumis pour un même événement, une trajectoire estimée du bolide peut être tracée. Un algorithme calcule le point d'intersection entre chaque témoignage et tous les autres. Les points d'intersection sont ensuite moyennés et filtrés pour créer une trajectoire en trois dimensions ; cette technique s'est révélée assez efficace puisque c'est grâce à elle que sept météorites ont été retrouvées sur le territoire américain (Fries et al., 2014; Hankey et Perlerin, 2016).

L'application « AMS Meteors Reporting » a également été développée afin de pouvoir

1. <http://www.amsmeteors.org/ams-programs/visual-observing/>

2. <http://fireballs.imo.net>

remplir un rapport depuis son smartphone, directement après avoir observé le bolide. Pour fonctionner, l'utilisateur doit se trouver à l'endroit où il a effectué l'observation ; il doit ensuite reproduire la trajectoire et la vitesse de l'objet en déplaçant son téléphone dans l'espace. Le GPS et les gyroscopes internes de l'appareil permettent d'obtenir une estimation de la direction du bolide à partir du déplacement du téléphone. Contrairement à l'application « Fireballs in the sky » (cf. 3.2.3), l'écran du téléphone ne permet pas d'afficher de repères spatiaux (comme un fond étoilé) qui aiderait l'utilisateur à mieux définir la trajectoire de l'objet. Afin d'accroître l'estimation de la précision de l'utilisateur, l'application « AMS Meteors Reporting » demande donc à l'utilisateur de saisir la trajectoire et la vitesse du bolide à trois reprises. Les autres caractéristiques du bolide (magnitude, couleur, fragmentation, traînée, etc.) sont ensuite à renseigner par l'utilisateur.

3.2.2 International Meteor Organization (IMO)

L'International Meteor Organization (IMO) a été créée pour répondre au besoin croissant de coopération internationale dans le domaine des météores. À partir de 1979, des rassemblements d'amateurs et de professionnels sont organisés en Belgique, en Allemagne et aux Pays-Bas à l'occasion de « week-ends internationaux des météores ». De plus en plus de professionnels et de pays étrangers s'unissent à ces regroupements jusqu'à la fondation officielle de l'IMO en 1988. Depuis cette date, l'International Meteor Conference (IMC) est devenue le rendez-vous annuel de l'IMO, qui compte à présent plus de 250 membres.

Observation des pluies

L'objectif principal de l'IMO est la collecte d'observations de météores à travers plusieurs méthodes, et notamment les observations visuelles. Les informations collectées depuis 1980 permettent la caractérisation des pluies de météores via l'évaluation du ZHR et de leur indice de population (cf. 3.1.1). En mars 2017, plus de 3 836 500 météores ont été enregistrés dans la base de données des observations visuelles de l'IMO, ce qui représente plus de 25 364 jours d'observation (cf. Figure 3.2).

Le formulaire d'observation des pluies de l'IMO n'est plus disponible qu'en ligne. Il est similaire au formulaire proposé par l'AMS ; la principale différence réside dans le fait que les météores ne sont pas décrits individuellement, mais qu'un comptage est réalisé par petits intervalles de temps. Premièrement, certaines informations liées aux conditions d'observation (localisation de l'observateur, date et durée de l'observation, pluie de météores concernée) sont demandées. Ensuite, pour chaque intervalle de temps d'observation, on recueille les données suivantes :

- la direction d'observation (α, δ) ;
- la durée de l'observation ;
- l'obstruction du champ de vue due aux nuages ;
- la magnitude limite ;
- la méthode d'observation (comptage) ;
- le nombre de météores observés.

La distribution en magnitude des météores observés peut ensuite être renseignée.

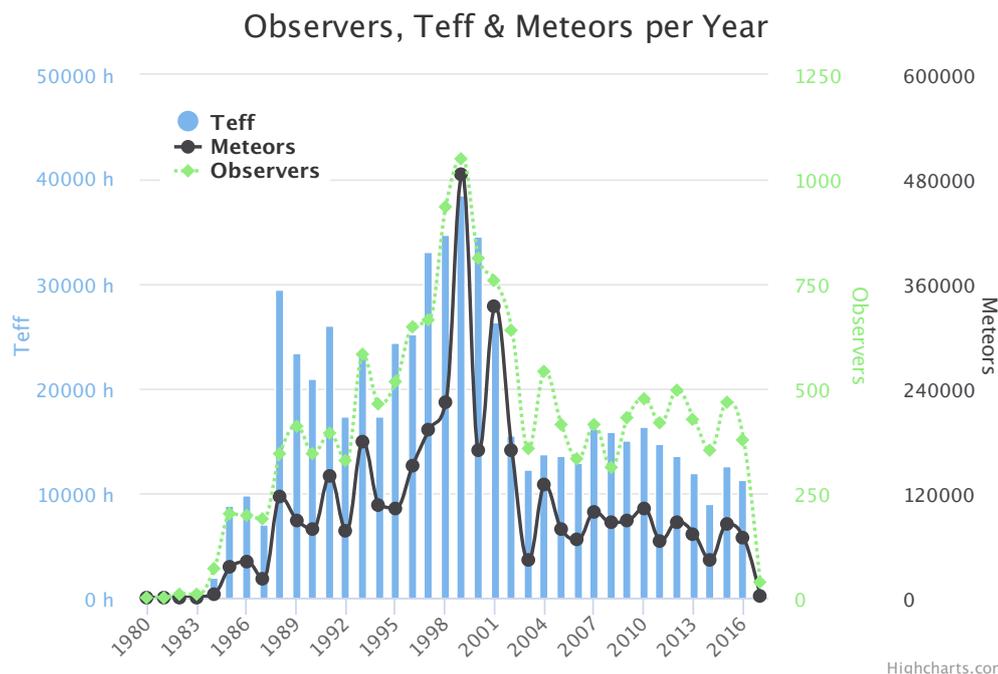


FIGURE 3.2 – Nombre d’observations visuelles contenues dans la base de données de l’IMO. T_{eff} représente le nombre d’heures effectives d’observation (*Source : IMO*).

Rapports d’observation de bolides

Depuis février 2015, il est également possible de rapporter des observations de bolides grâce à un formulaire en ligne. Il s’agit du formulaire développé par l’AMS décrit à la Section 3.2.1 et diffusé à travers le monde grâce à l’IMO (Hankey et Perlerin, 2015a).

3.2.3 Fireballs in the sky

En 2013, une équipe australienne propose elle aussi une application mobile pour recueillir les témoignages visuels auprès du grand public. L’application « Fireballs in the Sky », développée par le groupe Thoughtworks et en collaboration avec l’Université de Curtin, permet à un utilisateur de rapporter facilement et sur place l’observation d’un météore grâce à son téléphone. Le GPS interne de l’appareil permet à l’utilisateur de définir la trajectoire du météore sur une image de ciel étoilé évoluant avec l’orientation de l’écran. Les coordonnées de l’utilisateur sont automatiquement transmises avec le rapport d’observation. D’autres caractéristiques de l’événement sont ensuite renseignées (boom supersonique, durée, présence d’une fragmentation, etc.). La Figure 3.3 illustre deux étapes du rapport de l’observation : la localisation du début de la trajectoire (écran de gauche) et l’indication de la durée du phénomène (écran de droite).

L’utilisation d’un smartphone permet à l’utilisateur d’effectuer son rapport directement après l’observation du bolide, alors que le souvenir du phénomène est encore frais dans sa mémoire. La précision de la localisation du météore dans le ciel est augmentée grâce à l’affichage du ciel étoilé sur l’écran (Sansom et al., 2016a). Dans le cas où un observateur souhaiterait rapporter son observation sans utiliser de téléphone, il est possible de procéder

de la même façon sur le site internet du projet³. Les témoignages recueillis sont couplés aux bases de données du réseau de détection australien « Desert Fireball Network » (DFN). Grâce à cela, l'utilisateur peut avoir confirmation de la nature de l'objet observé et le DFN peut utiliser les informations recueillies pour rechercher d'éventuelles météorites. En juin 2016, l'application compte plus de 2000 soumissions, dont 73 événements rapportés par différents témoins (Sansom et al., 2016a).



FIGURE 3.3 – Capture d'écran de l'application « Fireballs in the sky ».

3.2.4 REFORME

Le Réseau Français d'Observation des Météores (REFORME) a été créé en 2006 afin de promouvoir l'observation des météores en France quelle que soit la technique utilisée (visuelle, vidéo, photographique ou radio). Sa fonction principale consiste à informer la population en relayant les informations relatives aux météores et surtout celles associées aux observations de bolides. Les rapports d'observation peuvent être envoyés directement à REFORME ou à l'AMS et l'IMO grâce au formulaire en ligne. Une copie des formulaires soumis à ces organismes sont ensuite envoyés au réseau REFORME s'ils ont été rapportés par des observateurs en France.

3. <http://fireballsintthesky.com>

3.2.5 Vigie-ciel & FRIPON

Le projet Vigie-Ciel est un programme de science participative en construction porté par l’Observatoire de Paris, en partenariat avec le Muséum National d’Histoire Naturelle (MNHN), l’Université Paris-Sud et l’Université d’Aix Marseille. Ce programme accompagne et complète le réseau de détection français FRIPON (cf. Section 7.1.2). L’action de Vigie-Ciel se décline en trois composantes principales :

- L’observation des météores : le site web de Vigie-ciel permettra d’accéder aux formulaires de rapport d’observations de l’AMS et l’IMO.
- La recherche de météorites : Vigie-Ciel a pour objectif de mobiliser et former une communauté de chercheurs à la recherche de météorites fraîchement tombées et repérées grâce au réseau FRIPON.
- L’identification de nouveaux cratères d’impact : Vigie-Ciel a pour ambition de construire un protocole permettant au grand public de rechercher des cratères d’impact non encore recensés à partir d’images satellites.

Le projet Vigie-Ciel permettra d’étendre le réseau de collecte de rapports d’observations visuelles de bolides et de faciliter la mise en place rapide et efficace d’une équipe de recherche des météorites détectées par le réseau FRIPON.

3.3 Travail effectué

Dans la suite de ce travail, nous nous intéressons à la précision que l’on peut obtenir sur la détermination de la trajectoire et de la vitesse des bolides à partir d’observations visuelles. Une estimation correcte de la vitesse d’un météore repose sur une bonne appréhension de l’écoulement du temps ; il est donc nécessaire de s’enquérir de la capacité des individus à estimer la durée d’un phénomène de façon précise et robuste. Pour cela, nous avons mis en place une expérience que nous avons appliquée à plus de cinq cent personnes. Nous avons créé plusieurs simulations de météores (de durées différentes et avec ou sans fragmentation) que nous avons présentées individuellement à des individus plus ou moins spécialisés dans l’étude des météores. Ces derniers ont ensuite dû évaluer la durée d’apparition du météore sur l’écran, nous permettant d’analyser la précision de leur estimation. La mise en place et les résultats de cette expérience sont présentés au Chapitre 4.

La visualisation de l’animation d’un météore sur un écran est bien différente de l’observation d’un bolide spectaculaire ; afin de confronter les résultats de notre expérience à la réalité, nous avons cherché des exemples d’observations visuelles de bolides pouvant être (ou non) comparées à des observations vidéo. Le Chapitre 5 présente le résultat de quelques exemples recueillis auprès de réseaux de détection étrangers. Nous analysons ensuite de manière approfondie le cas du bolide du 6 août 2016, capturé par les réseaux vidéo BOAM (cf. Section 5.4.2) et FRIPON, et largement aperçu par des témoins répartis sur tout le territoire français. Le dernier chapitre de cette partie (Chapitre 6) présente les limites et les dangers de la détermination de la trajectoire et de l’orbite des météores lorsque aucune validation instrumentale ne permet de discriminer entre des observations concordantes et discordantes. Nous utiliserons finalement les résultats obtenus dans les sections précédentes afin de réévaluer la question de l’origine orbitale de la météorite d’Orgueil, sujette à controverse.

Chapitre 4

Le problème de la perception du temps

Lorsqu'un météore est aperçu par un nombre conséquent d'observateurs, il est possible de reconstruire sa direction de propagation à partir des différents témoignages recueillis. Cette direction sera d'autant plus fiable que des repères spatiaux (fond étoilé, montagnes, bâtiments, etc.) permettent d'affiner le déplacement du météore dans le ciel au cours d'une observation. La question de la vitesse de déplacement de l'objet est quant à elle autrement plus épineuse ; en effet, une approximation valable de la vitesse du météore repose non seulement sur une correcte évaluation de la longueur de la trajectoire observée, mais aussi sur une bonne estimation de la durée du phénomène.

La capacité d'un observateur à estimer la vitesse d'un objet est donc intrinsèquement liée à sa perception de l'écoulement du temps. Cette dernière peut évoluer en fonction de l'individu, de son état émotionnel et physique à un instant donné, et aussi en fonction de la nature de ce qui est observé. Il est alors difficile d'évaluer l'objectivité de la perception d'une durée sans se reposer sur l'utilisation d'un instrument de mesure précis. Nous avons donc mis en place une expérience visant à tester la capacité de différentes catégories d'individus à estimer la durée d'apparition d'un météore. Dans la mesure où nous souhaitions comparer les réponses d'un grand nombre de personnes, il était nécessaire de présenter un phénomène identique et reproductible plusieurs dizaines de fois. Nous avons donc décidé pour cette étude de créer plusieurs animations numériques de bolides à présenter à la population analysée.

4.1 Expérience sur la perception du temps

4.1.1 Simulations

Pour répondre aux besoins de l'expérience, nous avons conçu trois simulations différentes. La première, inspirée par une description de la chute de la météorite d'Orgueil (Daubrée, 1864b), représente un bolide se fragmentant en plusieurs morceaux au milieu du champ de vue. Le météore, volontairement ralenti, est visible à l'œil nu pendant 7 secondes. Quelques images de cette simulation sont présentées Figure 4.1. La seconde simulation est strictement identique à la première, mais légèrement accélérée ; le météore est cette fois-ci visible pendant 4,2 secondes. La troisième simulation présente un météore ne subissant pas de fragmentation, et perceptible pendant 3,1 secondes. Trois images de cette dernière simulation sont présentées Figure 4.2. Ces trois simulations ont été originellement conçues de façon à ce que le météore dure respectivement 7, 3 et 3 secondes. Cependant, lors de l'expérience, deux supports numériques distincts ont dû être utilisés ; la différence de vitesse de lecture entre les deux appareils a conduit aux durées effectives mentionnées Table 4.1.

Durée (s)	7	4,2	3,1
Fragmentation	simulation 1	simulation 2	-
Pas de fragmentation	-	-	simulation 3

TABLE 4.1 – Caractéristiques des simulations utilisées.

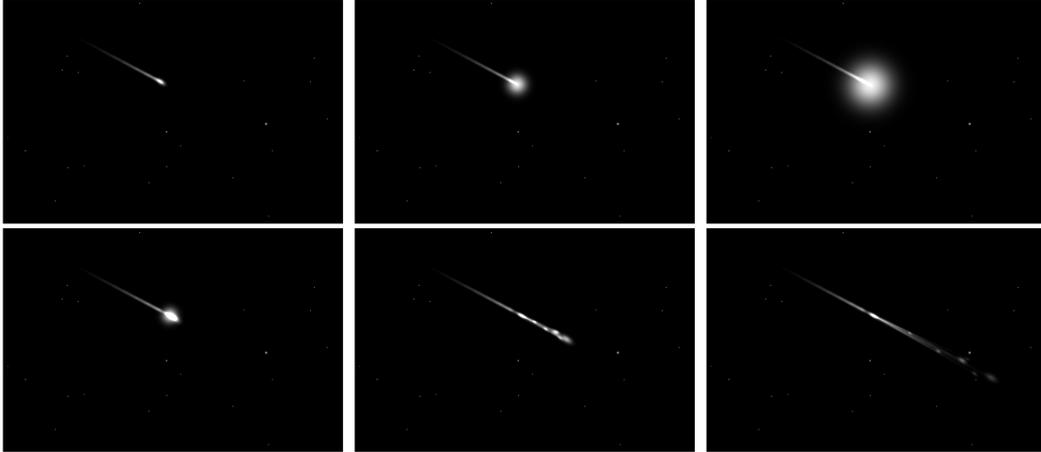


FIGURE 4.1 – Quelques étapes du météore simulé avec fragmentation.



FIGURE 4.2 – Quelques étapes du météore simulé sans fragmentation.

4.1.2 Déroutement du test

À l'origine, seul un public de scientifiques spécialisés dans l'observation des météores devait être testé sur la simulation 1 à l'occasion de conférences internationales (IMC & Meteoroids 2016). Au vu des résultats obtenus, il a été jugé pertinent d'étendre l'expérience à d'autres types d'individus (scientifiques non spécialisés dans les météores et grand public) et à d'autres simulations (2 & 3). Dans chaque situation, le test s'est déroulé de la façon suivante :

1. Un sujet est approché individuellement pour participer à l'expérience. Il sait seulement qu'il doit regarder attentivement une vidéo avant de répondre à une question.
2. Après un premier visionnage, le sujet doit estimer la durée t_1 du phénomène observé (entre l'apparition et la disparition de l'objet), ainsi qu'une incertitude Δt_1 telle que [durée estimée] = $t_1 \pm \Delta t_1$.
3. Si le sujet n'est pas un spécialiste dans le domaine, on lui demande s'il a reconnu le phénomène représenté. Si ce n'est pas le cas, il reçoit les explications nécessaires à la compréhension de l'animation.
4. Le sujet revoit la simulation une nouvelle fois en étant averti qu'il devra ré-

pondre à exactement la même question. Tous les sujets se mettent alors à compter les secondes entre l'apparition et la disparition du météore.

5. Le sujet fournit une nouvelle estimation de la durée du phénomène $t_2 \pm \Delta t_2$.
6. On demande ensuite si le sujet est habitué à rapporter des observations de météores.
7. On conclut l'exercice en expliquant au sujet l'intérêt du test qu'il vient d'effectuer et en répondant à ses questions.

Dans le cas du grand public, un tract est également distribué à la fin du test afin d'apporter des informations complémentaires sur les météores et sur les différentes possibilités de contribution à la recherche dans ce domaine.

4.1.3 Échantillons

La simulation 1 (longue, avec fragmentation) est celle qui a été la plus utilisée dans le cadre de cette expérience. Elle a permis de comparer quatre catégories de sujets testés :

- les spécialistes observateurs : scientifiques ou amateurs éclairés travaillant dans le domaine des météores, pratiquant l'observation de ces objets et rapportant leurs observations ;
- les spécialistes non-observateurs : scientifiques ou amateurs éclairés travaillant dans le domaine des météores mais ne rapportant pas d'observations visuelles ;
- les scientifiques (non spécialistes) : professionnels de l'astronomie dont le sujet d'étude ne porte pas sur les météores ;
- le grand public : personnes non scientifiques portant un intérêt suffisant à la science pour se prêter à cette expérience. Cette catégorie de population a été testée dans les galeries du Muséum National d'Histoire Naturelle à Paris, lors de leur visite du site.

Afin de mesurer l'impact de la durée de la simulation ou de la présence d'une fragmentation sur le résultat, les trois simulations ont été présentées à un même type de profil : le grand public. Ce profil a été choisi uniquement parce qu'il représente un plus grand nombre de sujets non testés accessibles que les autres catégories. Au total, 576 personnes ont accepté de se soumettre à cette expérience. Afin de minimiser l'influence du questionnaire sur les résultats, seules deux personnes (A. Egal et M.-K. Kwon) se sont chargées d'interroger chacun de ces individus, à hauteur de 83 % pour la première et de 17 % pour la seconde. La distribution des candidats en fonction de la simulation est donnée Table 4.2.

Public	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3
Grand public	100	100	104
Scientifiques (non spécialistes)	123	-	-
Spécialistes observateurs	66	-	-
Spécialistes non-observateurs	83	-	-
Spécialistes (total)	149	-	-

TABLE 4.2 – Nombre de personnes de différents profils ayant participé à l'expérience en fonction de la simulation choisie.

4.1.4 Remarques

Le grand nombre de candidats interrogés devrait suffire à déduire des résultats statistiques relatifs à la perception du temps. Cependant, la fiabilité de ces conclusions dépend de la présence de biais dans les échantillons de population testée. Avant toute chose, il faudrait vérifier que les échantillons choisis sont suffisamment représentatifs d'un groupe de personnes qui seraient susceptibles de rapporter l'observation d'un bolide à un organisme scientifique ; or, la composition même d'un tel groupe est difficile à cerner.

De par sa nature, ce type d'événement est potentiellement observable par une grande variété d'individus indépendamment de leur âge, leur sexe, ou leur niveau d'éducation. Avec le développement des moyens de communication, on ne peut pas davantage estimer que seules les personnes présentant un intérêt marqué pour la science sont à même de transmettre des rapports d'observation exploitables. De nos jours, un simple article sur internet mentionnant ce type d'événement peut susciter un nombre considérable de témoignages de personnes qui n'auraient pas su ou voulu rapporter leurs observations à des organisations comme l'IMO et l'AMS. Par exemple, l'article concernant le bolide aperçu en France le 6 août 2016 à 22 h 07 min TU mentionné sur le site du réseau amateur REFORME (cf. 3.2.4) a permis de récolter des dizaines de commentaires au sujet de cet événement, dont 20 donnant des informations concrètes sur la trajectoire et les caractéristiques de l'objet et 5 estimant la durée du phénomène à « 2 s » ou « 3-4 s »¹. Grâce à cet article, plusieurs d'entre eux ont rempli et transmis à l'IMO le formulaire présenté Section 3.2.1. De nos jours, les rapports d'observation de bolides peuvent donc être rédigés par tout type de profil. Dans le cadre de notre expérience, nous avons tenté de diversifier autant que possible les sujets des échantillons « scientifiques » et « grand public ». Nous avons ainsi interrogé des hommes, des femmes, des enfants, des adultes ou des personnes âgées, en parlant français, anglais, espagnol, italien ou portugais. Nous espérons de ce fait ne pas avoir privilégié un certain type de profil pour chaque catégorie de population évaluée.

L'influence de la taille de l'écran utilisé pour diffuser la simulation sur l'estimation temporelle constitue une autre source d'interrogation. En effet, plus la taille de l'écran est petite, plus le regard de l'observateur est ciblé sur une trajectoire courte ; cela peut potentiellement modifier la perception de la vitesse et donc de la durée du phénomène. Pour régler cette question, une même simulation a été présentée à trois groupes de 50 sujets sur écran de 10 pouces, 17 pouces et un écran de projection de plusieurs mètres (format 16 : 9) respectivement. Aucune tendance ou différence notable n'a été décelée dans les réponses obtenues pour ces trois échantillons.

A cause de la complexité du sujet et dans la mesure où la perception du temps est extrêmement liée à la psychologie du sujet testé, nous ne prétendons pas fournir de conclusions immuables et certaines concernant la précision de l'estimation temporelle réalisée par un observateur. Les résultats concernant l'influence de la connaissance des météores, la durée de la simulation ou la présence de fragmentation sont indicatifs. Nous pensons cependant que cette expérience permet de mettre en évidence certaines tendances générales de la perception du temps, et met en lumière le manque de fiabilité des observations visuelles. Dans le cas d'une chute de météorite réelle, nous pensons que les résultats mis en évidence ici

1. <http://www.reforme-meteor.net/bolide-du-6-aout-2016-22h04-tu/>

n'en seraient qu'accentués.

4.2 Résultats de l'estimation temporelle directe

Les résultats obtenus pour l'ensemble des sujets testés sont disponibles sur demande. Dans la suite de cette étude, nous appellerons « première estimation du temps » la durée devinée par le sujet alors qu'il ne s'attendait pas à ce qu'on lui pose la question. La « seconde estimation du temps » fera référence à la durée estimée par le sujet en comptant les secondes. On s'intéresse dans cette section à l'estimation directe donnée par les sujets (t_1, t_2) sans s'occuper des incertitudes $(\Delta t_1, \Delta t_2)$ associées.

4.2.1 Procédure d'analyse

Avant de s'intéresser au résultat de la première estimation de la durée, il est intéressant d'analyser en priorité le résultat de la deuxième estimation. En effet, un témoin qui est incapable de compter quelques secondes sans diverger ne fournira de toutes façons pas un témoignage de confiance concernant la durée d'un phénomène qu'il ne s'attendait pas à observer. Même si les coïncidences heureuses existent, sa première estimation aura beaucoup moins de valeur que celle d'un témoin sachant correctement mesurer le temps.

Pour un échantillon et une simulation donnée, on commence par déterminer les pourcentages A, B, et C de membres de l'échantillon initial ayant fourni une seconde estimation de la durée du phénomène s'écartant de la valeur réelle de moins d'une seconde (A), d'une seconde (B) ou de deux secondes ou plus (C). Ces écarts, notés ϵ_{t_2} , correspondent aux erreurs relatives présentées table 4.3.

simulation	écart $\epsilon_{t_2} < 1$ s	écart $\epsilon_{t_2} \in [1, 2[$ s	écart $\epsilon_{t_2} \geq 2$ s
1	0 %	14,3 %	$\geq 28,6$ %
2	0 %	23,8 %	$\geq 47,6$ %
3	0 %	32,3 %	$\geq 64,5$ %

TABLE 4.3 – Erreur relative de l'estimation de la durée estimée d'apparition du météore par rapport à la durée réelle pour chaque simulation.

Puis pour chaque sous-échantillon (A, B ou C) ainsi construit, on analyse l'erreur commise sur la première estimation du temps. Cette procédure d'analyse est présentée à la Figure 4.3. On obtient alors les neuf catégories suivantes :

- A, B, C : % d'individus de l'échantillon initial de taille N ayant compté (2^{ème} estimation) correctement la durée du phénomène avec une erreur $\epsilon_{t_2} < 1$ s (A), $\in [1, 2[$ s (B) ou ≥ 2 s (C).
- AA, AB, AC : % d'individus ayant compté (2^{ème} estimation) correctement la durée du phénomène avec une erreur $\epsilon_{t_2} < 1$ s et ayant fourni une correcte 1^{ère} estimation de la durée avec une erreur $\epsilon_{t_1} < 1$ s (AA), $\in [1, 2[$ s (AB) ou ≥ 2 s (AC).
- BA, BB, BC : % d'individus ayant compté (2^{ème} estimation) correctement la durée du phénomène avec une erreur $\epsilon_{t_2} \in [1, 2[$ s et ayant fourni une correcte 1^{ère} estimation de la durée avec une erreur $\epsilon_{t_1} < 1$ s (BA), $\in [1, 2[$ s (BB) ou ≥ 2 s (BC).

- CA, CB, CC : % d'individus ayant compté (2^{ème} estimation) correctement la durée du phénomène avec une erreur $\epsilon_{t_2} \geq 2$ s et ayant fourni une correcte 1^{ère} estimation de la durée avec une erreur $\epsilon_{t_1} < 1$ s (CA), $\in [1, 2[$ s (CB) ou ≥ 2 s (CC).

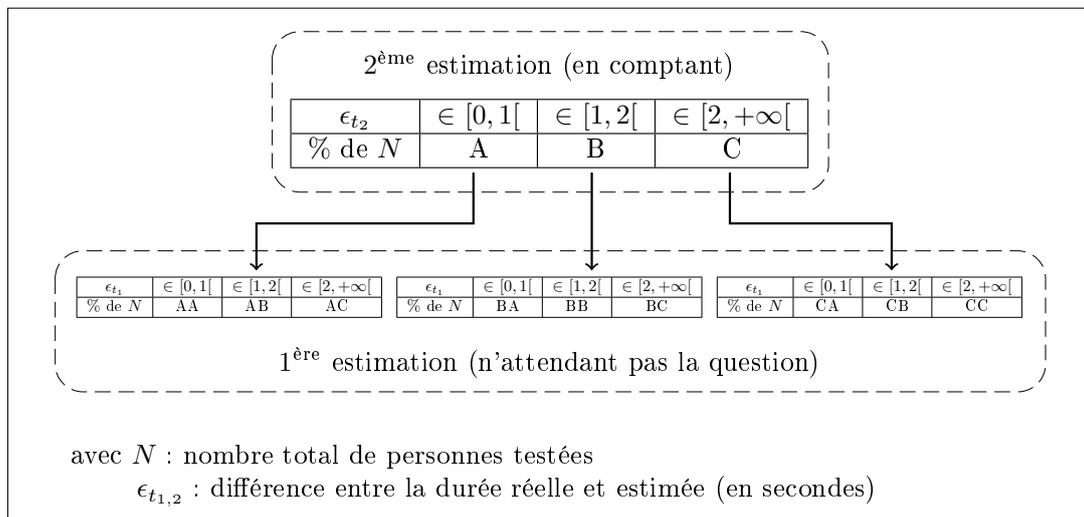


FIGURE 4.3 – Analyse de la validité de l'estimation temporelle du phénomène pour une population de N membres testés avec une simulation unique.

Ces notations permettent de distinguer rapidement les témoignages les plus fiables des plus erronés.

4.2.2 Simulation 1

La simulation 1 est la seule qui ait été présentée aux quatre catégories de sujets différentes (« GP » : grand public, « Sci » : scientifiques, « Spe-obs » : spécialistes observateurs, « Spe-non obs » : spécialistes non-observateurs, « Spe total » : ensemble des spécialistes). Le résultat de chaque couple mentionné précédemment est donné Table 4.4, avec la valeur la plus fréquemment obtenue indiquée en gras.

Résultats

Population	A	B	C	AA	AB	AC	BA	BB	BC	CA	CB	CC
GP	25	26	49	1	5	19	2	5	19	3	3	43
Sci	22	43	35	0	0,8	21,1	0,8	7,3	35	4,1	2,4	28,5
Spe-obs	22,7	28,8	48,5	3	9,1	10,6	1,5	7,6	19,7	0	13,6	34,8
Spe-non obs	18,1	31,3	50,6	4,8	2,4	10,8	4,8	7,2	19,3	1,2	7,2	42,2
Spe total	19,6	30,4	50	4,1	5,4	10,1	3,4	7,4	19,6	0,7	10,1	39,2

TABLE 4.4 – Pourcentage de témoins ayant fourni une 1^{ère} et une 2^{nde} estimation de la durée du phénomène avec la précision associée aux catégories AA, AB, ..., CC définies Figure 4.3 pour la simulation 1 et différents profils de population.

Dans le cas où il ne serait pas possible d'accéder à la source des témoignages (rapports écrits par exemple), il peut être intéressant d'analyser les réponses obtenues par les sujets

dans leur ensemble. On peut par exemple analyser les réponses obtenues à la première estimation de la durée sans tenir compte de la capacité des sujets à mesurer consciemment le temps (2nde estimation). En traçant les histogrammes de chaque ensemble de données {[public]-[1^{ère} ou 2nde estimation]}, on peut déterminer les valeurs contenues dans la Table 4.5.

Population	Estimation	Moyenne	Médiane	Réponse plus fréquente	% sous-estimation	% sur-estimation
GP	1	6,63	5	3	69	25
	2	8,13	8	7	22	53
Sci	1	4,84	5	5	81,3	13,8
	2	6,67	6,5	6	48,8	29,2
Spe-obs	1	5,12	5	3,5	78,8	16,7
	2	6,65	7	7	45,5	31,8
Spe-nonobs	1	4,96	5	5	72,3	16,9
	2	6,43	6	6	53	28,9
Spe total	1	5,03	5	4,5	75	16,9
	2	6,53	7	7	50	30,4

TABLE 4.5 – Caractéristiques intéressantes concernant la distribution de l'ensemble des réponses fournies pour la simulation 1.

Analyse

On peut tirer un certain nombre de conclusions de la Table 4.4. Il apparaît que quel que soit le public testé, moins de 25 % des personnes s'étant soumises à l'expérience sont capables de compter 7 secondes à la seconde près (colonne A). Si l'on exclut les scientifiques qui ont obtenu un meilleur résultat, environ une personne sur deux ne parvient pas à compter cette durée avec une erreur inférieure à 2 secondes, soit avec moins de 28,6 % d'erreur (colonne C). Ces résultats mettent en évidence le manque de fiabilité des individus interrogés même lorsqu'ils mesurent sciemment la durée de visibilité du météore. On remarque également que la situation la plus fréquente concerne les individus capables ni de compter, ni de deviner la durée du phénomène avec une erreur inférieure à 2 secondes (colonne CC). Même les témoins les plus fiables (appartenant à la colonne A) ont fourni en grosse majorité une première estimation avec une erreur égale ou supérieure à deux secondes (colonne AC). On constate que le pourcentage de témoins fiables ayant fourni une première estimation correcte à moins d'une seconde près est inférieur à 5 % (< 15 % pour une estimation correcte à une seconde près ou moins).

Lorsqu'on analyse les caractéristiques de la distribution des premières estimations obtenues (Table 4.5), les résultats ne sont pas meilleurs. Le calcul de la moyenne est pollué par des estimations extrêmes excessives ; cette dernière n'est donc pas un estimateur fiable de la durée, et il vaut mieux lui préférer la médiane qui est identique pour tous les échantillons. La réponse la plus fréquente est quant à elle au mieux aussi correcte que la médiane, mais généralement pire. En ce qui concerne la première estimation, on a bien dans la majorité des cas une erreur de deux secondes minimum par rapport à la durée réelle. Dans la grosse majorité des cas (~ 75 %), la durée de cette première estimation est sous-estimée, quel que soit le type de public.

À part dans le cas du grand public, cette tendance à la sous-estimation reste vraie lors du comptage du temps (deuxième estimation), mais est amoindrie. Il convient de garder à

l'esprit que dans la Table 4.5 on perd la corrélation entre la première et deuxième réponse d'un individu donné, alors que le deuxième essai d'un individu peut être conditionné par le premier. Toute comparaison entre l'essai 1 et 2 est donc à considérer avec prudence ; si des tendances peuvent être perçues, il ne s'agit pas de deux jeux de données indépendants.

Conclusion

Pour cette simulation relativement longue, on constate que moins d'une personne sur quatre a été capable de mesurer le temps à la seconde près, et moins d'une personne sur vingt a été capable de donner une première estimation correcte de la durée. La catégorie la plus probable de résultats concerne en effet les personnes ne sachant pas compter le temps à moins de 2 secondes près et ayant fourni une première estimation erronée de 2 secondes au moins (soit une erreur relative supérieure à 28,6 %). Dans une écrasante majorité des cas, cette erreur conduit à une sous-estimation de la durée de visibilité du météore.

Il semble que la connaissance du phénomène simulé n'influe pas sur la capacité à mesurer le temps. Les sujets habitués à rapporter des informations temporelles ne sont pas plus performants que les autres. Parmi les témoignages fiables, il semble possible que la connaissance du phénomène simulé facilite une première estimation correcte de la durée (colonne AA), mais cela n'est pas suffisamment marqué pour pouvoir l'affirmer. En conclusion, pour cette simulation et quel que soit le public testé, l'estimation de la durée du météore est en général inférieure à la durée réelle du phénomène de deux secondes au moins.

4.2.3 Simulation 2 :

La simulation 2 est identique à la simulation précédente, mais en accéléré. Elle a été testée sur la catégorie « grand public » et a abouti aux résultats des Tables 4.6 et 4.7.

Résultats

Population	A	B	C	AA	AB	AC	BA	BB	BC	CA	CB	CC
GP	52	30	18	15	16	21	8	13	9	6	4	8

TABLE 4.6 – Pourcentage de témoins ayant fourni une 1^{ère} et une 2^{nde} estimation de la durée du phénomène avec la précision associée aux catégories AA, AB, ..., CC définies Figure 4.3 pour la simulation 2.

Population	Estimation	Moyenne	Médiane	Réponse la plus fréquente	% sous-estimation	% sur-estimation
GP	1	3,65	3	2,5	59	12
	2	5,02	5	5	16	32

TABLE 4.7 – Caractéristiques intéressantes concernant la distribution de l'ensemble des réponses fournies pour la simulation 2.

Analyse

D'après les résultats de la Table 4.6, on constate que cette fois-ci deux fois plus de personnes ont été capables de compter le temps à moins d'une seconde près. Notons cependant qu'une erreur de 1 seconde a ici beaucoup plus d'importance que dans la

situation précédente, car la durée du météore est plus courte (et donc l’erreur relative est plus importante, cf. Table 4.3). Parmi les témoignages fiables, 15 % des sujets testés ont pu fournir une première estimation de la durée précise et correcte (colonne AA). Cependant, la majorité d’entre eux a fourni une estimation initiale avec une erreur absolue supérieure ou égale à 2 secondes (colonne AC).

Si on observe la distribution des réponses obtenues dans son ensemble (Table 4.7), on remarque de nouveau une forte tendance à la sous-estimation de la durée pour le premier essai. Cette tendance semble s’inverser lors du deuxième essai. Encore une fois, la première estimation la plus fréquente est loin d’être la meilleure.

Conclusion

Le comptage du temps est plus réussi pour cette simulation courte que dans le cas de la simulation longue, peut-être parce que l’horloge interne des sujets a moins le temps de diverger. Bien que le nombre de premières estimations fiables et correctes soit donc largement augmenté par rapport à la simulation 1 (15 % au lieu de < 5 %), cela ne suffit pas pour devenir la situation la plus probable. Comme précédemment, on remarque en effet que l’estimation la plus probable de la durée du météore dans le cas de témoins fiables ne s’attendant pas à la question est en général inférieure de deux secondes au moins par rapport à la durée réelle du phénomène.

4.2.4 Simulation 3 :

Cette fois-ci, nous analysons les réponses obtenues auprès du grand public dans le cas d’un météore court (~ 3 s) et sans fragmentation.

Résultats

Population	A	B	C	AA	AB	AC	BA	BB	BC	CA	CB	CC
GP	55,7	23,1	21,2	32,7	18,3	4,8	10,6	9,6	2,9	12,5	3,8	4,8

TABLE 4.8 – Pourcentage de témoins ayant fourni une 1^{ère} et une 2^{nde} estimation de la durée du phénomène avec la précision associée aux catégories AA, AB,..., CC définies Figure 4.3 pour la simulation 3.

Population	Estimation	Moyenne	Médiane	Réponse la plus fréquente	% sous-estimation	% sur-estimation
GP	1	3,59	3	3	25	19,2
	2	4,52	4	4	3,9	40,4

TABLE 4.9 – Caractéristiques intéressantes concernant la distribution de l’ensemble des réponses fournies pour la simulation 3.

Analyse

En ce qui concerne la précision obtenue en comptant une durée courte, on retrouve les résultats de la simulation 2 à partir de la Table 4.8. Lorsque l’on s’intéresse à la première estimation du temps, on constate cependant que cette fois-ci la situation la plus probable est celle d’un témoin fournissant une estimation correcte et précise de la durée dans les

deux cas (colonne AA, avec plus de 30 % de réussite).

À partir de la Table 4.9, on retrouve également les résultats de la simulation 2 en ce qui concerne la première estimation de la durée. En revanche cette fois-ci la deuxième estimation de la durée, réalisée en comptant, est pire que la première approximation devinée ! Cela pose donc à nouveau la question du manque de fiabilité des témoignages visuels.

Conclusion

Pour cette simulation, on constate que la catégorie la plus probable de résultats concerne les personnes sachant précisément compter une durée courte et ayant fourni une première estimation précise de la durée (colonne AA). Cette différence par rapport à la simulation 2 provient probablement du fait que cette fois-ci, l'attention des sujets est moins perturbée par des phénomènes distrayants comme la fragmentation ; l'attention accordée à l'écoulement du temps est alors plus importante.

4.3 Résultats en tenant compte des incertitudes

L'étude des incertitudes associées aux estimations temporelles peut être très intéressante dans la mesure où elle fournit une indication sur l'exploitabilité des résultats. En effet, plus un sujet fournira une incertitude importante, plus il aura de chances d'encadrer la durée exacte du phénomène, mais moins son témoignage aura de valeur. Cependant, la variabilité des intervalles de solutions fournies par les témoins pour l'ensemble des simulations fait de ce paramètre une caractéristique difficile à étudier. Nous tentons néanmoins de présenter ici quelques résultats obtenus dans le cas des trois simulations testées sur le grand public. De nombreuses autres tendances et informations peuvent être décelables en un regard en observant les tableaux de données recueillies².

Dans la suite de ce travail, nous avons systématiquement retenu la meilleure approximation de la durée possible dans l'intervalle de solutions estimé par le sujet, indépendamment de la taille de ce dernier. Nous avons ainsi poussé à l'extrême le pourcentage de bonnes réponses possibles dans l'échantillon. Les résultats ci-dessous fournissent donc probablement un taux de réussite bien supérieur à la réalité. Il convient toutefois d'admettre que dans le cas d'une situation réelle (avec peu de témoignages et sans connaissance de la valeur correcte de la durée du phénomène observé) nous utiliserions l'estimation directe fournie par le témoin et non pas les bornes de l'intervalle estimé en cas d'évaluation fortement douteuse. Les résultats exagérément corrects de cette section ont donc un intérêt purement récréatif.

4.3.1 Simulation 1 :

L'échantillon testé avec la simulation 1 est constitué de 100 personnes au total. La Table 4.10 présente le pourcentage de sujets capables de compter la durée du phénomène (estimation 2) avec une erreur ϵ_t en fonction de l'incertitude associée à leur estimation. Par exemple, la première case de la Table 4.10 représente le pourcentage d'individus ayant approximé la durée du phénomène à moins d'une seconde près et ayant fourni une incertitude sur la 2nde estimation inférieure à une seconde.

2. Disponibles sur demande.

$\epsilon_{t_2} \rightarrow$ $\Delta t_2 \downarrow$	$\in [0, 1[$	$\in [1, 2[$	$\in [2, +\infty[$	total
$\in [0, 1[$	3	3	4	10
$\in [1, 2[$	34	15	18	67
$\in [2, +\infty[$	14	5	4	23
total	51	23	26	100

TABLE 4.10 – Pourcentage de témoins ayant compté la durée d'apparition du météore de la simulation 1 avec une erreur ϵ_{t_2} (en s) en fonction de l'incertitude Δt_2 (en s) associée à leur estimation.

On remarque que la majorité des individus testés estiment (à raison) avoir compté correctement la durée du météore avec une incertitude d'une seconde (34 % des cas). L'incertitude la plus fréquente est d'ailleurs d'une seconde (à 67 % du temps), ce qui signifie que la plupart des individus testés estiment compter le temps de façon précise. En prenant compte de toutes les incertitudes possibles, 51 % des personnes ont été capables de compter le temps à la seconde près, soit deux fois plus que dans le cas de l'estimation directe.

Afin d'examiner le cas de témoins relativement fiables, nous ne considérerons dans la suite que les témoignages d'individus s'estimant capables de compter une durée à moins de deux secondes près. Nous ne retiendrons donc que les témoignages associés à des incertitudes $\Delta t_2 < 2s$, sans tenir compte de l'erreur réelle ϵ_{t_2} de leur estimation. On obtient ainsi un sous-échantillon de $67+10=77$ individus. A partir de ce sous-échantillon, on évalue de nouveau les pourcentages A, B et C de la Figure 4.3 comme dans le cas de l'estimation directe. Ces pourcentages sont définis par rapport à la quantité initiale de témoignages recueillis (100) et non par rapport à la taille du sous-échantillon (77). On obtient ainsi A=37 %, B=18 % et C=27 % (ce qui correspond bien à la somme des deux premières lignes de la Table 4.10). Pour ce nouvel échantillon d'individus qui comptent le temps correctement avec une incertitude de une seconde ou moins, nous analysons la précision des réponses fournies pour la première estimation de la durée en fonction de l'incertitude Δt_1 qui lui est associée. Encore une fois, la valeur la plus juste de l'intervalle de solutions proposées est celle qui sera retenue. On obtient, en % de l'échantillon initial de 100 individus et en fonction de l'incertitude Δt_1 sur la première estimation, les résultats de la Table 4.11.

	AA	AB	AC	BA	BB	BC	CA	CB	CC	total
$\Delta t_1 \in [0, 1[$ s	0	0	1	0	0	0	0	0	0	1
$\Delta t_1 \in [1, 2[$ s	3	6	11	3	1	4	1	3	7	39
$\Delta t_1 \in [2, +\infty[$ s	9	1	6	4	3	3	7	1	3	37
total	12	7	18	7	4	7	8	4	10	77

TABLE 4.11 – Pourcentage de témoins fiables ayant fourni une 1^{ère} et 2^{nde} estimation de la durée du phénomène avec la précision associée aux catégories AA, AB,..., CC définies Figure 4.3 en fonction de l'incertitude Δt_1 associée à la première estimation (en secondes) pour la simulation 1.

On constate que la majorité des sujets estiment avoir fourni une bonne estimation de la durée à ± 1 seconde près. Mais même avec cette incertitude, on voit que l'erreur commise sur la première estimation de la durée est en général d'au moins deux secondes (colonne AC).

Si l'on tient compte de toutes les incertitudes, on constate une amélioration des premières estimations réalisées à la seconde près (total de la colonne AA : 12 % au lieu de < 5 %). Cependant, la contribution majeure à ce succès vient d'un intervalle de réponse large d'au moins $2 * \Delta t_1 = 4$ secondes qui ne serait pas vraiment exploitable dans le cas d'une situation réelle. Pour cette simulation, la prise en compte des incertitudes aboutit donc à un nombre plus important d'individus capables d'encadrer la durée du phénomène en comptant le temps ; cependant, même en considérant systématiquement la meilleure réponse possible dans l'intervalle de temps estimé, l'estimation la plus fréquente demeure erronée de deux secondes au moins.

4.3.2 Simulation 2 :

Dans le cas de la simulation 2, on a également un échantillon de 100 individus. Comme précédemment, on peut déterminer le pourcentage de réussite sur la deuxième estimation en fonction de l'incertitude Δt_2 associée (table 4.12).

$\epsilon_{t_2} \rightarrow$ $\Delta t_2 \downarrow$	$\in [0, 1[$	$\in [1, 2[$	$\in [2, +\infty[$	total
$\in [0, 1[$	13	7	3	23
$\in [1, 2[$	59	8	5	72
$\in [2, +\infty[$	3	2	0	5
total	75	17	8	100

TABLE 4.12 – Pourcentage de témoins ayant compté la durée d'apparition du météore de la simulation 2 avec une erreur ϵ_{t_2} (en s) en fonction de l'incertitude Δt_2 (en s) associée à leur estimation.

On constate de nouveau que l'incertitude la plus fréquente est $\Delta t_2 \in [1, 2[$ s et que cette fois le pourcentage de personnes ayant correctement compté la durée à moins d'une seconde près passe de 52 % à 75 % au total. Comme précédemment, nous nous intéresserons aux témoignages dont l'incertitude Δt_2 est strictement inférieure à 2 secondes. On obtient un nouvel échantillon de 95 individus, avec comme pourcentages par rapport à l'échantillon total A=72 %, B=15 % et C=8 %. Pour ce nouveau sous-échantillon, on s'intéresse à la première estimation de la durée fournie en fonction de l'incertitude Δt_1 (Table 4.13).

	AA	AB	AC	BA	BB	BC	CA	CB	CC	total
$\Delta t_1 \in [0, 1[$ s	4	1	6	2	2	1	0	1	0	17
$\Delta t_1 \in [1, 2[$ s	36	14	3	5	2	0	5	0	0	65
$\Delta t_1 \in [2, +\infty[$ s	8	0	0	1	1	1	0	1	1	13
total	48	15	9	8	5	2	5	2	1	95

TABLE 4.13 – Pourcentage de témoins fiables ayant fourni une 1^{ère} et 2^{nde} estimation de la durée du phénomène avec la précision associée aux catégories AA, AB, ..., CC définies Figure 4.3 en fonction de l'incertitude Δt_1 associée à la première estimation (en secondes) pour la simulation 2.

Comme précédemment, on constate que l'écrasante majorité des sujets testés estiment avoir fourni une première estimation de la durée correcte à ± 1 seconde près. Et c'est bien le cas, puisque pour cette incertitude la catégorie la plus fréquente de réponses correspond

à la meilleure estimation possible de la durée (colonne AA). Autrement dit, l'intervalle de solutions le plus fréquemment cité pour cette simulation s'étend de 3 à 5 secondes. On constate ici que le fait de sélectionner systématiquement la meilleure solution possible influence considérablement le résultat dans le cas d'une durée courte.

4.3.3 Simulation 3 :

Pour cette simulation, on dispose d'un échantillon de 104 individus. Comme précédemment, on détermine le pourcentage de réussite de la deuxième estimation du temps avec une erreur ϵ_{t_2} en fonction de l'incertitude Δt_2 . On obtient les résultats de la Table 4.14.

$\epsilon_{t_2} \rightarrow$ $\Delta t_2 \downarrow$	$\in [0, 1[$	$\in [1, 2[$	$\in [2, +\infty[$	total
$\in [0, 1[$	27,9	6,7	9,6	44,2
$\in [1, 2[$	41,3	5,8	1	48,1
$\in [2, +\infty[$	3,9	1,9	1,9	7,7
total	73,1	14,4	12,5	100

TABLE 4.14 – Pourcentage de témoins ayant compté la durée d'apparition du météore de la simulation 3 avec une erreur ϵ_{t_2} (en s) en fonction de l'incertitude Δt_2 (en s) associée à leur estimation.

On remarque qu'à nouveau, l'incertitude la plus fréquente est $\Delta t_2 \in [1, 2[$ s ; cependant, une incertitude plus faible est cette fois-ci plus souvent présente. En l'absence de fragmentation, les sujets sont plus confiants dans la précision de leur estimation temporelle. Cette fois, le pourcentage de personnes ayant correctement compté la durée à moins d'une seconde près passe de 55,7 % à 73,1 % au total. Comme précédemment, nous ne nous intéresserons qu'aux témoignages tels que $\Delta t_2 < 2$ secondes. Le sous-échantillon obtenu de cette manière conduit aux pourcentages A=69,2 %, B=12,5 % et C=10,6 %. Les résultats obtenus au sujet de la précision de la première estimation du temps sont présentés Table 4.15.

	AA	AB	AC	BA	BB	BC	CA	CB	CC	total
$\Delta t_1 \in [0, 1[$ s	11,5	5,7	0	1,9	1,9	0	2,9	1,9	0	25,8
$\Delta t_1 \in [1, 2[$ s	35,6	4,8	1	4,8	0	1	3,8	1	0	52
$\Delta t_1 \in [2, +\infty[$ s	10,6	0	0	1,9	0	1	1	0	0	14,5
total	57,7	10,5	1	8,6	1,9	2	7,7	2,9	0	92,3

TABLE 4.15 – Pourcentage de témoins fiables ayant fourni une 1^{ère} et 2^{nde} estimation de la durée du phénomène avec la précision associée aux catégories AA, AB, ..., CC définies Figure 4.3 en fonction de l'incertitude Δt_1 associée à la première estimation (en secondes) pour la simulation 3.

Comme dans le cas de la simulation précédente, on remarque que la plupart des sujets ont estimé correctement le temps lors de leur premier essai à moins d'une seconde près et avec une incertitude sur le résultat d'une seconde. L'intervalle de solutions le plus fréquemment cité s'étend donc de 2 à 4 secondes, pour une durée réelle d'environ trois secondes. On constate également que cette fois-ci, les sujets testés sont beaucoup plus confiants dans le résultat fourni (plus de 25 % d'entre eux associent une incertitude à leur première estimation inférieure à une seconde).

4.4 Conclusion de l'expérience

4.4.1 Estimation directe

Dans le cas d'une simulation relativement longue (~ 7 s) et avec fragmentation, l'écrasante majorité des sujets testés a été incapable d'évaluer la durée du phénomène à moins de 2 secondes près, que ce soit en devinant ou en comptant le temps. Dans la plupart des réponses obtenues, la durée estimée à partir d'un souvenir récent (première estimation) est inférieure à la durée réelle du phénomène. Ce constat semble se reproduire quel que soit le degré de connaissance scientifique sur les météores ; les observateurs réguliers de pluies n'ont pas été plus performants que les autres individus, pour aucun des deux essais.

La sous-estimation de la durée du météore demeure vraie pour une simulation plus courte (~ 4 s), et toujours avec une erreur de 2 secondes ou plus. Cependant, pour une durée plus faible le nombre de candidats capables de mesurer précisément le déroulement du temps en comptant est plus important que dans le cas de la simulation longue. La présence d'une fragmentation n'influence pas la capacité des individus à compter 3 ou 4 secondes (2nde estimation). Cela s'explique par le fait qu'ils sont concentrés uniquement sur le paramètre temps et non sur les autres phénomènes présents dans la simulation.

Pour une simulation similaire en durée mais sans fragmentation, la majorité des sujets a été capable de fournir d'instinct une estimation correcte à moins d'une seconde près de la durée du phénomène. Cette divergence par rapport à la simulation précédente peut s'expliquer par l'attention accordée à la fragmentation. En effet, il est constaté dans plusieurs travaux de psychologie (Gil, 2008) que « le fait que le temps soit jugé plus court quand on lui prête moins attention est un résultat expérimental robuste ». En se concentrant sur la fragmentation, le sujet sous-estime la durée d'apparition du bolide. Cela peut être une explication de l'énorme tendance à la sous-estimation de la durée constatée dans le cas des deux premières simulations.

En résumé, on a obtenu en majorité les résultats suivants pour les trois simulations :

Longue + fragmentation	→	Courte + fragmentation	→	Courte sans fragmentation
Catégorie CC		Catégorie AC		Catégorie AA

4.4.2 Incertitudes

Dans le cas de la simulation longue avec fragmentation, la prise en compte des incertitudes augmente d'un facteur deux le nombre de sujets capables de compter la durée du phénomène à une seconde près au moins. Parmi ces sujets, le nombre de candidats ayant également estimé correctement la durée de visibilité du météore la première fois est légèrement augmenté grâce à la prise en compte des incertitudes correspondantes. Cette amélioration est surtout due à une faible prise de risque de la part des sujets qui ont donné des incertitudes supérieures à 2 secondes (conduisant à un intervalle de solution de 4 secondes minimum). Cependant, cela ne suffit pas à modifier la conclusion obtenue dans le cas de l'estimation directe, soit que l'erreur la plus fréquente sur la première estimation temporelle est d'au moins deux secondes.

Dans le cas des deux simulations courtes, le taux de réussite sur la première et la deuxième estimation temporelle est fortement augmenté en tenant compte des incertitudes associées, conduisant même à ce que cette situation soit la plus probable (catégorie AA). Dans le cas d'une absence de fragmentation, les candidats sont beaucoup plus confiants au sujet de la fiabilité de leur première estimation, et fournissent fréquemment des incertitudes Δt_1 relativement faibles. Le fait de sélectionner systématiquement la meilleure solution possible avec les incertitudes fournies influence considérablement le résultat pour une durée courte. En effet, choisir la valeur la plus proche de la durée réelle de la simulation dans un intervalle de ± 1 seconde n'aura pas la même conséquence pour une simulation de 3 secondes que pour une simulation de 7 secondes. C'est la raison pour laquelle le taux de réussite est aussi important pour les deux simulations courtes.

Avec une prise en compte généreuse des incertitudes associées aux estimations, on obtient :

Longue + fragmentation	→	Courte + fragmentation	→	Courte sans fragmentation
Catégorie AC		Catégorie AA		Catégorie AA

4.4.3 Conclusion générale

Dans le cas d'un phénomène complexe (météore avec fragmentation), la majorité des observateurs passifs ont fourni une estimation de la durée du phénomène sous-estimée d'au moins deux secondes par rapport à la durée réelle de la simulation (qu'elle dure 4 ou 7 secondes). Cela est probablement dû à la multiplicité des informations parvenant au sujet testé (nature du phénomène, fragmentation, etc.) qui minimisent l'attention que l'individu accorde au déroulement du temps. Cette hypothèse est confortée par le modèle élaboré par [Thomas et Weaver \(1975\)](#), qui stipule que l'attention d'un individu se répartit entre l'estimation du temps et le traitement d'autres informations. [Fraisse \(1979\)](#) confirme un peu plus tard que moins une observation est complexe, plus l'attention du sujet est portée sur l'estimation de la durée du phénomène, et meilleure est sa perception du temps. Il est de plus en plus plausible que l'observateur de la chute d'un bolide soit seulement concentré sur l'estimation temporelle dans le cas d'une situation réelle. Si le météore n'apparaît pas directement dans le champ visuel de l'observateur, il est possible que cette tendance à la sous-estimation temporelle soit encore aggravée (le sujet perdrait du temps à remarquer le phénomène, tourner le regard avant d'observer l'objet).

[Goldstone et al. \(1978\)](#) et [Fraisse \(1979\)](#) ont également mené des expériences établissant une corrélation entre la durée d'un signal perçu et sa magnitude ; ils relèvent le fait que des stimuli plus intenses semblent durer plus longtemps. Plus récemment, [Matthews et al. \(2011\)](#) montrent que le contraste d'un signal lumineux, plus que sa magnitude, est le principal facteur impactant l'estimation de sa durée apparente. Dans notre situation, cela indiquerait qu'un même bolide observé en journée ou pendant la nuit ne semblerait pas se déplacer à la même vitesse. Cependant, toutes ces études ont été conduites pour des signaux lumineux très courts (de quelques millisecondes tout au plus), et leurs conclusions n'ont pas été étendues à des durées de plus d'une seconde. L'influence de la complexité du signal observé n'a pas non plus été prise en compte dans ces résultats. À ce jour, nous ne trouvons donc aucune raison pour prédire une sérieuse surestimation de la durée d'apparition d'un bolide à cause de sa magnitude.

En admettant que l'observateur soit préparé à compter la durée de visibilité d'un météore, il apparaît que l'estimation temporelle a tendance à diverger pour un phénomène de plus de 3 ou 4 secondes. Si l'on n'a pas la capacité d'évaluer la précision temporelle d'un témoin il devient difficile, à partir d'un témoignage unique, de discriminer entre une estimation correcte d'une durée courte et une estimation erronée d'une durée importante. La prise en compte d'une seule seconde d'erreur sur l'estimation de la durée d'une chute fournie par un témoin est donc probablement beaucoup trop optimiste, surtout si cette dernière est spectaculaire. Il est en conséquence nécessaire de considérer la fiabilité des témoignages visuels avec beaucoup de prudence.

Chapitre 5

Observations visuelles vs réseaux de détection

À partir de notre expérience, il semble évident que l'utilisation de témoignages visuels pour estimer la vitesse d'un météore est peu pertinente lorsque l'on ne peut enquêter sur la fiabilité des observateurs. En effet, la prise de conscience que plusieurs centaines de personnes interrogées au cours de ce processus aient été incapables de mesurer une durée de quelques secondes avec précision met sérieusement en doute la validité de n'importe quelle estimation temporelle. L'analyse des témoignages obtenus grâce au protocole décrit chapitre 4 semble indiquer qu'il est fréquent de sous-estimer la durée de visibilité d'un météore simulé, parfois de plusieurs secondes. Afin de transposer ce résultat à la réalité, il est nécessaire de confronter des observations visuelles de bolides avec des enregistrements vidéo plus aptes à mesurer objectivement la durée du phénomène.

Dans ce chapitre, nous analysons la précision obtenue sur la détermination de la durée, de la vitesse, de la trajectoire et de l'orbite d'un météoroïde à partir d'observations visuelles, dans le cas de bolides ayant été capturés par des réseaux de détection professionnels ou amateurs. Une partie des données utilisées pour ce travail est issue d'une collaboration avec l'AMS, l'IMO et le MEO (cf. Section 5.2). Grâce à la mise en route récente du réseau de détection professionnel FRIPON, nous présentons également l'étude approfondie d'un bolide spectaculaire largement observé en France en août 2016. Pour cet objet, des trajectoires ont été calculées à partir d'observations visuelles, d'enregistrements du réseau BOAM et de données du projet FRIPON. Grâce aux estimations de vitesse fournies par ces deux réseaux de détection, nous avons été en mesure de déterminer l'orbite du météoroïde.

5.1 Estimation de la durée

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la durée d'un phénomène est un paramètre particulièrement difficile à estimer. L'expérience basée sur plusieurs simulations de météores permet de montrer une importante tendance à la sous-estimation de la durée réelle de l'événement, avec une erreur de plusieurs secondes même dans le cas d'une simulation courte (4 secondes). Afin de vérifier la validité de ces conclusions pour l'observation de météores réels, il est nécessaire de trouver des correspondances entre les témoignages visuels d'un événement et les durées réelles enregistrées par des caméras. Malheureusement, ces comparaisons sont difficiles à effectuer. D'une part, parce que les observateurs et les caméras observent généralement des portions de trajectoires différentes. D'autre part, parce que la large variété d'estimations de durées associées à un événement particulier rend difficile l'interprétation des résultats obtenus.

La première version du formulaire de rapport d'observations fourni par l'AMS (cf.

3.2.1) permettait de renseigner la durée d'apparition d'un bolide. L'analyse des résultats obtenus de cette manière semble indiquer que la plupart du temps, les témoins sous-estiment la durée réelle du phénomène (Vincent Perlerin, communication personnelle). Au vu des commentaires complémentaires fournis par les rapports, cette tendance peut potentiellement s'expliquer par le fait qu'il s'agit souvent d'une première expérience pour les témoins concernés; impressionnés et effrayés, ils ont tendance à sous-estimer la durée du phénomène, mais à surestimer sa magnitude (la plupart du temps, le bolide est décrit comme étant « aussi brillant que le soleil »). Ces constatations semblent conforter les résultats obtenus au chapitre 4.

Comme la grande diversité des estimations de durées associées à un même événement rendait impossible toute exploitation des témoignages recueillis, une nouvelle version du formulaire a été mis en place par l'organisation. L'utilisateur doit désormais sélectionner un intervalle de durées potentielles (inférieure à 1s, 1-2 s, 2-5 s, 5-10 s, 10-30 s, 30 s-1 min et supérieure à 1 minute) et non plus donner une estimation directe de la durée du phénomène. Un exemple d'application de cette technique pour trois événements rapportés à l'AMS ainsi que pour le bolide du 6 août 2016 (cf. Section 5.4) est présenté Table 5.1.

Événement	AMS 454-2017	AMS 614-2017	AMS 340-2016	20160806T220747
Durée (vidéo)	4 s	4 s	5 s	4 s
Ne sais pas	8 (1,57 %)	0 (0 %)	9 (0,93 %)	1 (0,93 %)
< 1 s	16 (3,15 %)	2 (2,86 %)	1 (0,10 %)	0 (0 %)
1,5 s	139 (27,36 %)	32 (45,71 %)	27 (2,80 %)	32 (29,91 %)
3,5 s	259 (50,98 %)	30 (42,86 %)	270 (27,98 %)	65 (60,75 %)
7,5 s	67 (13,19 %)	5 (7,14 %)	539 (55,85 %)	8 (7,48 %)
20 s	15 (2,95 %)	1 (1,43 %)	103 (10,67 %)	1 (0,93 %)
45 s	4 (0,79 %)	0 (0 %)	16 (1,66 %)	0 (0 %)
> 60 s	0 (0 %)	0 (0 %)	0 (0 %)	0 (0 %)
Nb témoignages	508	70	965	107

TABLE 5.1 – Exemple de durées rapportées à l'AMS pour quatre bolides.

Cette nouvelle approche n'est cependant toujours pas satisfaisante. En effet, il est parfois difficile de discriminer entre deux intervalles de temps proposés (comme pour l'événement AMS 614-2017, Table 5.1). Il est également concevable que la largeur de chaque catégorie de solutions tende à favoriser le choix de l'intervalle le plus grand lorsque l'utilisateur hésite entre deux catégories. Finalement, il convient de remarquer que dans cette configuration, la durée du phénomène est assimilée à la valeur moyenne de l'intervalle de solutions proposées. La durée du phénomène est alors contrainte à prendre des valeurs discrètes fixées (0,5 s, 1,5 s, 3,5 s, 7,5 s, etc.) qui empêchent d'exploiter en toute confiance les résultats obtenus. Les estimations de durées fournies avec ce formulaire sont donc uniquement utilisées pour exclure les événements trop longs pour être un bolide (rentrée de débris, lanternes chinoises, etc.). Au vu de la faible concordance des durées estimées par les témoins, tout calcul de vitesse et donc d'orbites à partir d'observations visuelles a été proscrit par ce réseau de collecte.

5.2 Estimation de la vitesse

L’agence gouvernementale « NASA Meteoroid Environment Office » (MEO) est un organisme chargé d’analyser les météores en général, et les bolides détectés au-dessus de l’Amérique du Nord par les caméras installées à Huntsville et en Ontario en particulier. Lorsqu’un bolide est détecté, le MEO doit fournir des informations concernant la taille, la trajectoire et l’orbite de l’objet dans les heures qui suivent l’événement. Il leur est donc parfois nécessaire d’exploiter les observations visuelles de bolides dans le cas où le météore n’aurait pas été capturé par des caméras vidéo. Tout comme nous, Moser (2016) a donc enquêté sur la fiabilité des observations visuelles de bolides en comparant les résultats obtenus avec ceux de réseaux de détection.

Lorsqu’un événement est rapporté à l’AMS par plus de cinq témoins différents (cf. 3.2.1), une correspondance est recherchée dans la base de données du réseau NASA « All Sky Fireball Network ». Il s’agit d’un réseau de 15 caméras vidéo de type Watec destinées à observer les météores brillants causés par des météoroïdes d’une taille de l’ordre du centimètre. Si le météore a été capturé par au moins deux caméras, il est possible de déterminer sa trajectoire, sa vitesse et de valider ou non la solution obtenue à partir de seules observations visuelles. Moser (2016) a ainsi établi la correspondance entre 33 événements répertoriés à la fois dans les bases de données de l’AMS et du réseau de détection de bolides de la NASA. Elle a été capable de déterminer la précision obtenue sur la direction, durée, altitude et la vitesse de ces objets à partir des témoignages visuels.

L’erreur obtenue sur la vitesse varie de 6 % dans le cas d’une détermination de la trajectoire exceptionnellement précise à 198 % dans le cas d’une mauvaise détermination. La moyenne des résultats obtenus pour l’ensemble des 33 cas étudiés est présentée Table 5.2. La dénomination « Trajectoire 1 » fait référence à la trajectoire déterminée à partir de l’ensemble des témoignages rapportés à l’AMS. La « Trajectoire 2 » concerne la trajectoire déterminée après avoir supprimé les témoignages aberrants ou incomplets de l’échantillon de rapports initial. On remarque que dans le cas d’un faible nombre de témoignages concordants (< 75), l’erreur relative sur la vitesse obtenue est d’environ 70 %. Dans le cas d’un nombre de témoignages supérieur, cette erreur diminue considérablement mais reste insuffisante pour obtenir une estimation correcte de la vitesse du bolide (erreur d’environ 20 %).

Moyenne	Nombre de rapports	D_{err}	% erreur sur H_d	% erreur sur H_f	Erreur sur le radiant (°)	% erreur sur la vitesse
Trajectoire 1	< 75	93	63	82	28	72
Trajectoire 2	< 75	87	50	76	29	68
Trajectoire 1	> 75	44	17	72	15	17
Trajectoire 2	> 75	37	15	58	14	19

TABLE 5.2 – Si \vec{X}_d et \vec{X}_f représentent respectivement les coordonnées de début et de fin de la trajectoire, $D_{err} = \frac{1}{2}\|X_d - X_f\|$. H_d et H_f représentent les altitudes de début et de fin du météore. Le nombre de rapports fait référence au nombre de témoignages associés à un même événement et rapportés à l’AMS (cf. Moser, 2016).

Ces résultats confortent la décision de l'AMS de ne pas tenir compte de l'estimation de la durée et de la vitesse d'un bolide, déduites à partir de seules observations visuelles. La détermination d'orbites de météoroïdes sans avoir recours à des instruments d'enregistrement est alors automatiquement exclue.

5.3 Estimation de la trajectoire

L'étude menée par Moser (2016) confirme une hypothèse évidente ; plus le nombre de témoignages est important, plus l'erreur commise sur la direction du bolide est faible. On remarque cependant (cf. Table 5.2) que même dans le cas d'un grand nombre de témoignages, l'erreur commise sur le radiant est en moyenne d'au moins 15° . Afin d'évaluer cette imprécision par nous-mêmes, nous nous sommes intéressés aux résultats obtenus dans le cas d'un événement qui a été largement observé en France : le bolide du 6 août 2016.



FIGURE 5.1 – Photographies du bolide du 6 août 2016 (20160806T220747) observé en France métropolitaine. 1 : Tioga Gulon/OAK1 à Cérilly, 2 : Gaël Le Bas depuis Céron, 3 : Kévin Bernardot depuis Lachamp-Raphaël et 4 : Roger Spinner/VTE5 à Val Terbi.

5.4 Exemple : bolide du 6 août en France

Un bolide brillant a été aperçu en France le 6 août 2016 à 22 h 07 TU. Dans la suite de cette section, nous appellerons cet objet 20160806T220747. Cet événement a eu le bon goût de se produire pendant les plus importantes soirées d’observation du ciel avec le grand public en France : les « Nuits des étoiles ». C’est pourquoi un grand nombre de personnes, astronomes amateurs ou non, étaient en train d’observer ou de photographier le ciel au moment où le bolide est apparu. De nombreux rapports d’observations ont donc été transmis au réseau REFORME, à l’IMO et à l’AMS (cf. 3.2). Le bolide a également été capturé par le réseau de caméras amateur BOAM (Leroy et al., 2012; Jouin et al., 2013) et le réseau de détection professionnel FRIPON. 20160806T220747 est donc un excellent cas d’étude permettant de comparer le résultat des observations visuelles et vidéo.

5.4.1 Résultats de l’IMO/AMS

L’IMO et l’AMS ont reçu 107 témoignages visuels de cet événement. Les rapports originaux sont disponibles sur la page web de l’AMS¹. La date moyenne calculée à partir de ces rapports est le 6 août 2016 à 22 h 08 TU. L’estimation de la trajectoire à partir de témoignages visuels est plus précise lorsque le témoin rapporte rapidement son observation (cf. Section 6.1). Une distinction est donc faite par l’AMS entre les témoignages rapportés moins de quatre heures après l’événement et ceux réalisés plus tard. Dans le cas du bolide du 6 août 2016, seules 15 observations du phénomène ont été rapportées rapidement à l’AMS et l’IMO. Les trajectoires déterminées à partir de ces observations et à partir de l’ensemble des témoignages rapportés sont présentées Table 5.3. Comme mentionné précédemment, aucune détermination de vitesse ou d’orbite n’a été réalisée à partir de ces données.

	ϕ_d (°)	λ_d (°)	H_d (km)	ϕ_f (°)	λ_f (°)	H_f (km)
Tous les rapports	46,0129	3,6871	80	45,9719	3,9776	31,175
15 rapports	45,8475	3,4787	80	45,8195	3,9420	29,864

TABLE 5.3 – Trajectoire déterminée à partir des rapports collectés par l’AMS et l’IMO. Les coordonnées du point le plus haut de la trajectoire (latitude ϕ_d , longitude λ_d et altitude H_d) et du point le bas (ϕ_f , λ_f , H_f) sont présentées.

5.4.2 Résultats de REFORME et BOAM

Le réseau de détection amateur français BOAM (Base des Observateurs Amateurs de Météores) a été créé en 2010. Il est constitué de 3 caméras allsky, de 7 caméras de champs de vue moyens, et est essentiellement concentré dans le nord de la France. Un météore traversant le champ de vue d’une des caméras est automatiquement détecté et capturé grâce au logiciel UFOcapture (SonotaCo, 2008a). La réduction astrométrique des images enregistrées est réalisée avec le logiciel UFOanalyzer (SonotaCo, 2008a). Le résultat obtenu est ensuite envoyé par l’observateur concerné à la base de données de BOAM². Si le météore a été capturé par au moins deux caméras du réseau, la détermination de son radiant, de sa trajectoire et de son orbite est effectuée par le logiciel UFOorbit (SonotaCo, 2008b, 2016).

1. http://www.amsmeteors.org/members/imo_view/event/2016/2768 (AMS/IMO Event#2768-2016)

2. <http://boam.fr>

Trajectoire

Le réseau REFORME a collecté les 107 observations du bolide rapportées à l'IMO et l'AMS, ainsi que de nombreuses données vidéo, photographiques et radio par e-mail et via les réseaux sociaux (Antier et Gulon, 2016b). Deux caméras du réseau BOAM, une caméra du réseau FMA et trois photographies du bolide prises par des astronomes amateurs ont été utilisées pour déterminer la trajectoire du bolide avec la méthode décrite par Rendtel (1994). Les photographies ont été adaptées afin de les rendre exploitables par UFOanalyzer ; un exemple d'images utilisées est présenté Figure 5.1. Les paramètres de la trajectoire déterminée sont résumés à la Table 5.4 et le résultat final est tracé Figure 5.2. L'observation effectuée à Ormesson (station au nord-ouest sur la Figure 5.2), divergente des autres, n'a pas été prise en compte pour ce calcul.

ϕ_d (°)	λ_d (°)	H_d (km)	ϕ_f (°)	λ_f (°)	H_f (km)	d (km)	i (°)	V_m (km.s ⁻¹)
45,8363	3,7427	83	45,8825	4,0292	20	67	70	14

TABLE 5.4 – Trajectoire déterminée à partir des observations de REFORME et BOAM. Les coordonnées du point le plus haut de la trajectoire (latitude ϕ_d , longitude λ_d et altitude H_d) et du point le bas (ϕ_f , λ_f , H_f) sont présentées ici, ainsi que la longueur totale de la trajectoire d , l'inclinaison horizontale i et la vitesse moyenne V_m .



FIGURE 5.2 – Localisation des observateurs, plans observés et trajectoire du bolide déterminée par le traitement des données REFORME et BOAM. Les stations LITIK2, VTE5 et OAK1 correspondent aux caméras vidéo du réseau BOAM.

Orbite

Les trois observations du réseau BOAM LITIK2, VTE5 et OAK1 ont été utilisées pour déterminer l'orbite du météoroïde avec UFOorbit. Le logiciel calcule les éléments orbitaux pour chaque paire de stations, avant de fournir un résultat final obtenu à partir d'un radiant intermédiaire et de la vitesse moyenne du météoroïde. La vitesse pré-atmosphérique du météoroïde est assimilée à la vitesse moyenne observée le long de la trajectoire du météore. On obtient les résultats de la Figure 5.3 et de la Table 5.5. On remarque que les six orbites calculées par UFOorbit diffèrent notablement les unes des autres. Cette divergence orbitale dérive principalement de l'utilisation de différentes valeurs de vitesses d'entrée du bolide dans l'atmosphère. La détermination de la vitesse pré-atmosphérique d'un météore est un processus complexe qui peut conduire à des erreurs d'estimation considérables du demi-grand axe. Le problème de la détermination de la vitesse à partir d'observations photographiques et vidéo est étudié dans la partie III.

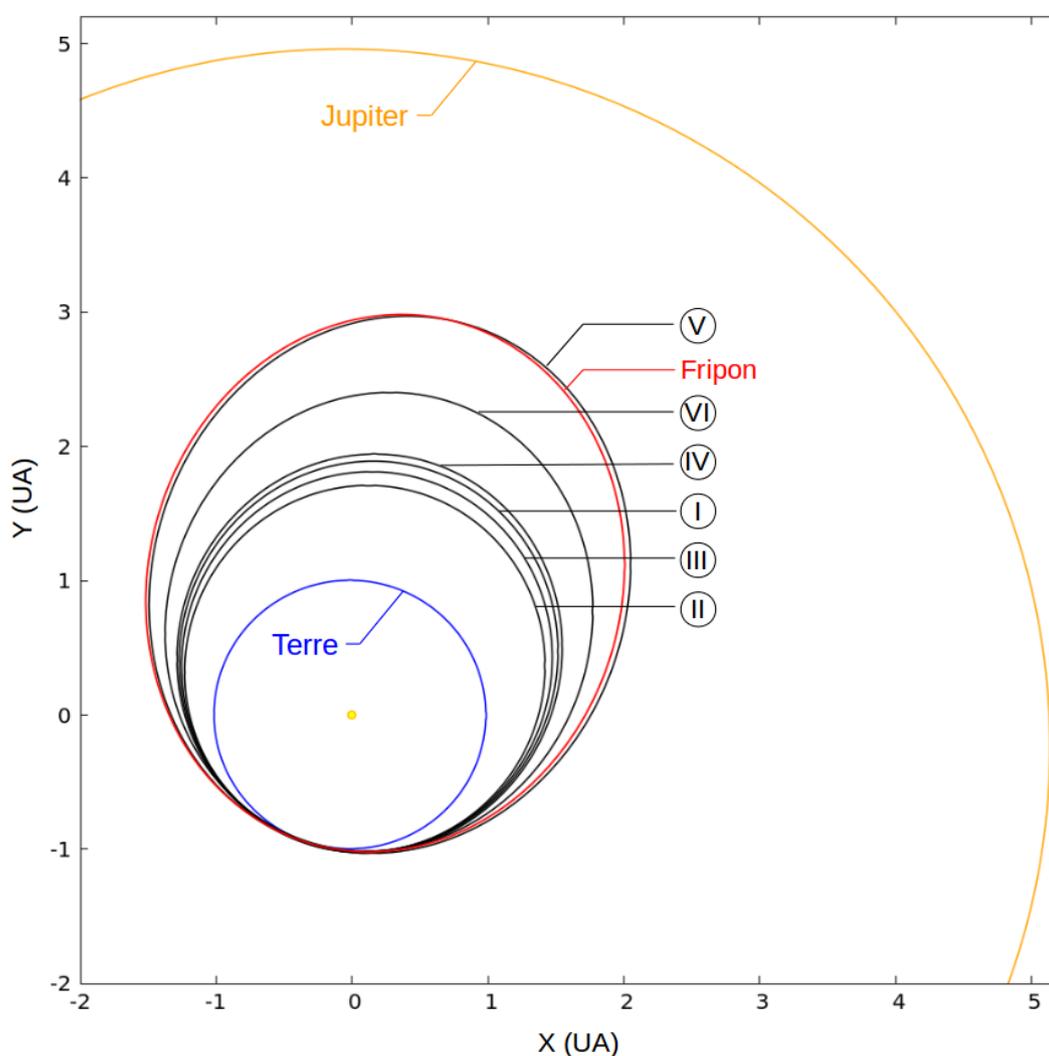


FIGURE 5.3 – Projection dans l'écliptique des orbites I, II, III, IV, V et VI déterminées par UFOorbit à partir des détections du réseau BOAM pour le bolide du 6 août 2016. L'orbite présentée en rouge a été obtenue à partir des données FRIPON.

	I	II	III	IV	V	VI
station 1	VTE5	LITIK2	(UNIFIED A)	VTE5	OAK1	(UNIFIED B)
station 2	LITIK2	VTE5	-	OAK1	VTE5	-
a (AU)	1,46	1,37	1,42	1,49	2,02	1,72
e	0,31	0,26	0,29	0,32	0,50	0,42
i (°)	12,09	10,42	11,29	12,44	17,45	15,16
ω (°)	195,55	195,29	195,43	195,64	195,96	195,91
Ω (°)	134,62	134,62	134,62	134,62	134,62	134,62
q (AU)	1,01	1,01	1,01	1,00	1,00	1,00
rad_α modifié (°)	259,0	257,8	258,5	259,3	261,7	260,8
rad_δ modifié (°)	37,1	36,6	36,9	37,2	38,4	37,9
V_m (km.s ⁻¹)	13,7	13,1	13,4	13,9	16,5	15,2
TU	220747	220749	220747	220747	220747	220747

TABLE 5.5 – Résultats d’UFOorbit pour les données du réseau BOAM. Le couple (rad_α , rad_δ) représente l’ascension droite et la déclinaison du radiant modifié (corrigé de l’attraction zénithale, de l’aberration diurne, etc.) et V_m est la vitesse moyenne du bolide le long de la trajectoire mesurée.

5.4.3 Résultats de FRIPON

Le réseau FRIPON est composé de 100 caméras allsky installées sur tout le territoire français, afin de surveiller en permanence l’apparition de bolides. Les caractéristiques du projet sont présentées section 7.1.2 et dans l’article Colas et al. (2015). Le bolide du 6 août 2017 a été détecté par 5 caméras du réseau, installées respectivement à Glux-en-Glennes, Beaumont-les-valence, Moulins, Saint-Julien-du-Pinet et au Puy-de-Dôme. Les images délivrées par les stations de Glux-en-Glennes et de Beaumont-les-Valence ont été mises de côté lors de l’analyse du bolide à cause de la mauvaise qualité de la réduction astrométrique de ces stations. La trajectoire du bolide est déterminée à partir des observations des trois stations restantes en suivant la méthode développée par Borovička (1990) (cf. section 9.1.1). L’orbite du météoroïde est calculée suivant la méthode décrite en 12.2, en intégrant le mouvement de l’objet jusqu’à la sphère d’influence de la Terre.

Trajectoire et orbite

Le profil de vitesse du bolide met en évidence une forte décélération (Figure 5.4). Il n’est donc pas très judicieux d’assimiler la vitesse pré-atmosphérique du météoroïde à la vitesse moyenne observée le long de la trajectoire comme le fait UFOorbit. Afin de tenir compte de l’évolution de la vitesse de l’objet, un modèle de propagation comprenant une décélération exponentielle est ajusté aux observations pour déterminer la position et la vitesse du météoroïde au sommet de l’atmosphère terrestre (Egal et al., 2017). On obtient ainsi une estimation de la vitesse pré-atmosphérique de $15,94 \text{ km.s}^{-1}$. Les paramètres de la trajectoire et de l’orbite du bolide déterminées à partir des données du réseau FRIPON sont donnés Table 5.6. La projection de l’orbite dans le plan de l’écliptique est tracée conjointement aux orbites mesurées par le réseau BOAM Figure 5.3.

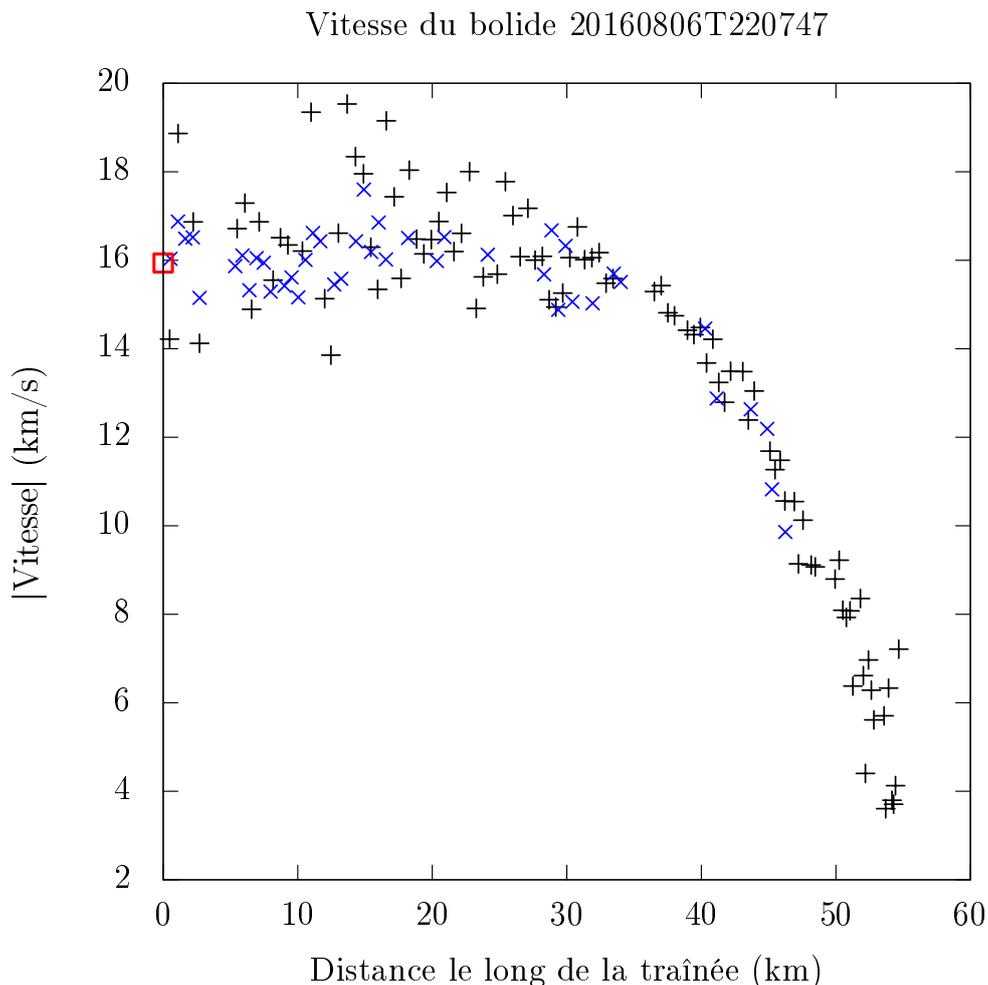


FIGURE 5.4 – Profil de vitesse du bolide 20160806T220747, déterminé à partir des stations Moulins (+) et Puy de Dôme (x) du réseau FRIPON. Le carré rouge indique la valeur de la vitesse pré-atmosphérique retenue par la méthode du MPF (Egal et al., 2017).

ϕ_d (°)	λ_d (°)	H_d (km)	ϕ_f (°)	λ_f (°)	H_f (km)	V_∞ (km.s ⁻¹)
45,8173	3,7055	76,897	45,8413	3,9156	31,833	15,94
a (AU)	e	i (°)	ω (°)	Ω (°)	q (AU)	Q (AU)
2,02	0,50	16,18	193,92	134,65	1,00	3,03

TABLE 5.6 – Paramètres de la trajectoire et de l'orbite du bolide 20160806T220747 déterminées par FRIPON. (ϕ_d, λ_d, H_d) : coordonnées du point le plus haut de la trajectoire, (ϕ_f, λ_f, H_f) : coordonnées du point le plus bas de la trajectoire, V_∞ : vitesse pré-atmosphérique, a : demi-grand axe, e : excentricité, i : inclinaison, Ω : longitude du nœud ascendant, ω : argument du périhélie, q : distance du périhélie, Q : distance de l'aphélie.

5.4.4 Comparaison des résultats obtenus

Les trajectoires déterminées à partir des trois méthodes d'observation présentées précédemment (détectations visuelles, photographie & vidéo amateur, observations vidéo professionnelles) sont représentées Figure 5.5. Afin d'évaluer quantitativement la divergence des résultats obtenus, la distance angulaire entre les directions indiquées par chaque trajectoire est calculée Table 5.7.

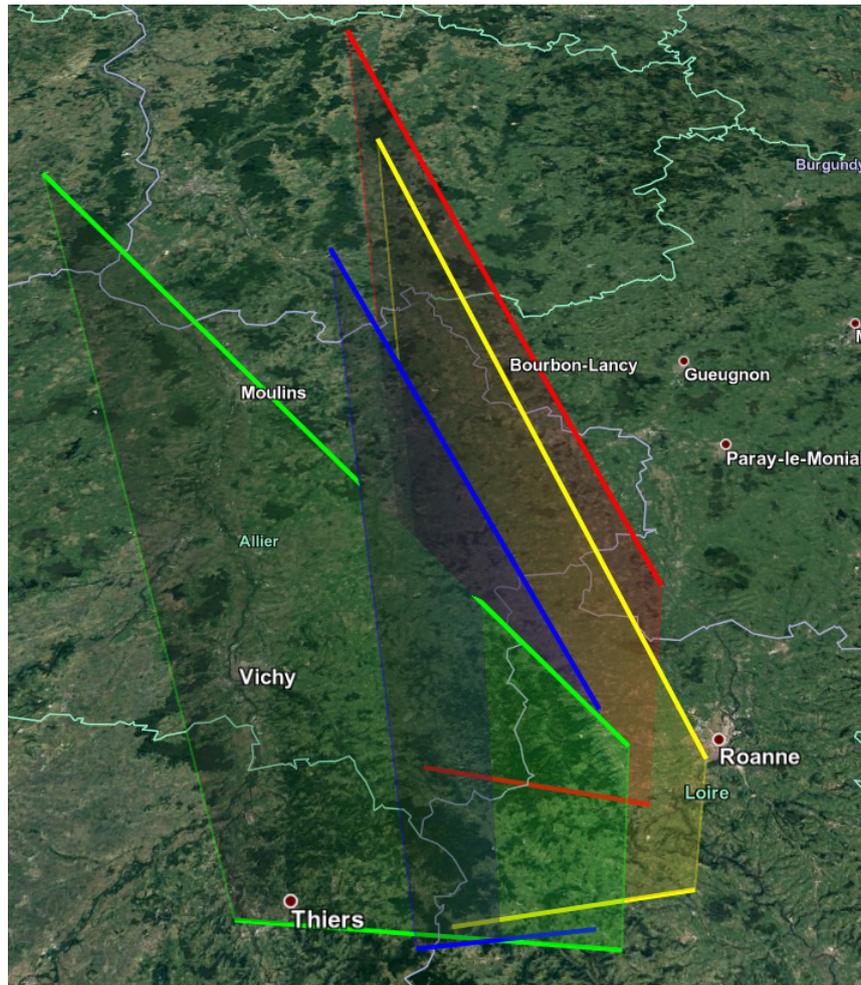


FIGURE 5.5 – Vue 3D des trajectoires du bolide 20160806T220747 déterminées à partir de toutes les observations visuelles rapportées à l'AMS et l'IMO (en rouge), à partir des seuls témoignages rapportés dans les quatre heures suivant l'événement (en vert), à partir des données BOAM & REFORME (en jaune) et à partir des données de FRIPON (en bleu).

	FRIPON	REFORME/BOAM	total AMS
AMS 15 rapports	21,20°	22,76°	13,18°
total AMS	11,46°	13,26°	
REFORME/BOAM	1,82°		

TABLE 5.7 – Distance angulaire entre les directions indiquées par les trajectoires présentées Figure 5.5.

On constate une faible différence d'orientation ($\sim 2^\circ$) entre les trajectoires déterminées à partir des observations vidéo (BOAM & FRIPON), et ce malgré l'utilisation de méthodes de calcul différentes appliquées à des observations distinctes. Les résultats obtenus à partir d'enregistrements photographiques et vidéo sont donc concordants. La principale différence entre les trajectoires obtenues réside en un léger décalage en longitude et latitude de la traînée du météore (cf. décalage entre les projections au sol des trajectoires jaune et bleue Figure 5.5). Cet écart peut s'expliquer par l'utilisation de modèles de conversion différents entre les coordonnées géographiques (latitude, longitude, altitude) et les coordonnées géocentriques inertielles (X, Y, Z). Ce léger décalage de la trajectoire n'influence cependant pas considérablement la détermination de l'orbite du météoroïde. On remarque que les éléments orbitaux déterminés par UFOorbit à partir des données BOAM sont similaires à ceux obtenus grâce au traitement des données FRIPON dans le cas de vitesses pré-atmosphériques comparables (comme pour l'orbite V Figure 5.3).

Les différences principales résident, comme on pouvait s'y attendre, entre les réseaux de détection électroniques et les observations visuelles. La distance angulaire entre ces deux catégories de trajectoires est au mieux supérieure à une dizaine de degrés. La faible quantité de témoins ayant rapporté leurs observations tout de suite après l'événement (trajectoire verte) explique l'écart important entre la direction du bolide ainsi obtenue et celle déterminée à partir de l'ensemble des témoignages disponibles (trajectoire rouge). L'analyse de l'événement 20160806T220747 est en accord avec les résultats obtenus par Moser (2016) en ce qui concerne l'erreur sur la direction du bolide.

Quelle que soit la technique de détermination de la trajectoire utilisée, il apparaît que la dernière altitude observée du bolide est bien inférieure à 40 km. La probabilité qu'une météorite soit tombée sur le sol français en août 2016 est donc importante. Grâce aux observations du réseau FRIPON, l'ellipse de chute de la météorite a pu être déterminée et une campagne de recherche sur le terrain sera prochainement mise en place.

5.5 Conclusion

L'utilisation d'enregistrements vidéo nous a permis de transposer les conclusions obtenues au chapitre 4 à la réalité. De nouveau, on remarque que la majorité des observateurs de bolides tendent à sous-estimer la durée de visibilité de l'objet, parfois de plusieurs secondes. La disparité de l'évaluation de ce paramètre pour un même événement rend impossible toute approximation de la durée du phénomène (cf. 5.1). Les répercussions sur l'évaluation de la vitesse sont si importantes qu'elles peuvent parfois conduire à une estimation erronée de 198 % (cf. 5.2). Il est donc impossible de déterminer l'orbite du météoroïde de façon fiable à partir de ce type de données.

La validité de l'approximation de la direction d'un bolide dépend en grande partie de la quantité de témoignages recueillis. Même dans le cas d'un grand nombre d'observations, il n'est pas rare d'obtenir plus d'une dizaine de degrés d'écart entre la direction estimée à partir de données visuelles et d'enregistrements vidéo (cf. 5.2 & 5.4). Cela pose donc la question de l'utilité de l'exploitation de témoignages visuels autrement que comme complément des détections instrumentales.

Chapitre 6

Faut-il continuer d'exploiter les observations visuelles ?

L'intérêt de l'exploitation d'observations visuelles de météores est indéniable et peut prendre plusieurs formes : caractérisation des pluies et des essaims de météoroïdes, détermination de trajectoires de bolides ou encore sensibilisation du grand public aux thématiques astronomiques. Les succès dérivant de l'observation des pluies de météores sont suffisamment parlants pour ne pas remettre en question l'utilité des témoignages visuels. L'établissement de profils d'activité, de distributions en magnitude et en masse des pluies au fil des ans demeure encore aujourd'hui une des pierres angulaires de la science des météores (cf. Chapitre 3).

Bien que l'œil soit un formidable détecteur permettant de repérer efficacement l'apparition de météores sur la voûte céleste, le processus de traitement de l'information par le cerveau est insuffisant pour une exploitation scientifique. Si le dénombrement de ces événements pose peu de problèmes, la restitution de la direction, de la vitesse ou même de la couleur d'un météore unique est en revanche souvent éloignée de la réalité. La disparité de l'échantillon de rapports d'observation d'un même bolide rend alors difficile toute détermination de sa trajectoire et de sa vitesse (chapitres 4 et 5). Dans la mesure où l'apparition d'un bolide n'est pas toujours enregistrée par un dispositif électronique, il convient de s'interroger sur la pertinence de l'exploitation d'observations visuelles pour la détermination de sa trajectoire.

Dans ce chapitre, nous rappelons que puisque la fiabilité des observations visuelles dépend d'une multitude de facteurs (date du rapport, conditions psychologiques et météorologiques, etc.), il convient de ne les utiliser que sous certaines conditions et avec beaucoup de prudence. Au vu des conclusions des Chapitres 4 et 5, nous illustrons pour finir le manque de crédibilité des calculs d'orbites de météoroïdes réalisés à partir de témoignages humains uniquement en réévaluant la question de l'origine orbitale de la météorite d'Orgueil.

6.1 Détermination de trajectoires

6.1.1 En complément d'autres techniques de détection

La qualité de la détermination de la trajectoire à partir d'observations visuelles dépend principalement de la quantité de témoignages recueillis. Si le nombre de rapports est suffisamment important, cette approche permet d'obtenir une estimation satisfaisante de la terminaison de la trajectoire du bolide. Dans le cas d'une chute potentielle de météorites, cette approche « citoyenne » permet de contraindre l'heure et l'emplacement de la chute. Lorsque ces observations sont couplées avec les données de radars météorologiques ou des

enregistrement vidéo ou radio, il est possible d'obtenir une précision suffisante sur l'ellipse de chute de la météorite pour avoir une chance de la retrouver (Jenniskens et al., 2012; Fries et al., 2014).

6.1.2 Avec uniquement des observations visuelles

Cependant, il n'existe parfois aucune détection électronique permettant d'affiner ou de confirmer les observations visuelles. Il est alors indispensable de garder à l'esprit que la majorité des rapports reçus par l'AMS ou l'IMO proviennent de témoins ayant peu de connaissances en astronomie et d'expérience en observation de météores. La fiabilité des trajectoires estimées à partir de ces témoignages dépend donc grandement du nombre d'observations concordantes rapportées. Des facteurs humains comme la capacité d'un témoin à répondre à des questions simples, ou sa localisation par rapport à la trajectoire peuvent également jouer un rôle déterminant dans la qualité des résultats obtenus. Les conditions météorologiques et la densité de la population dans la zone concernée sont d'autres caractéristiques qui peuvent influencer sur la validité des observations.

Disparité des directions observées

Nous avons constaté au Chapitre 5 que la direction d'un bolide déduite d'observations visuelles est en général erronée de plusieurs dizaines de degrés. Ce résultat varie également en fonction de la disparité des directions estimées, et il est parfois difficile de définir une direction unique parmi l'ensemble des témoignages recueillis. Cet état de fait est particulièrement flagrant dans le cas du bolide observé le 22 décembre 1995 à 6h 57 minutes dans le ciel canadien, depuis l'île de Vancouver jusqu'en Colombie britannique. Tatum (1998) est parvenu à interroger un nombre important de témoins (50 en personne, 30 par téléphone) afin de déterminer la trajectoire du bolide. Pour chaque entretien en personne, Tatum (1998) a tenté de déterminer au mieux l'azimut et l'élévation de la trajectoire du bolide décrite par le témoin, mesurés à l'emplacement qu'occupait ce dernier pendant l'événement. Il a alors constaté une impressionnante disparité des directions rapportées par ces observateurs. S'attendant à réduire la dispersion des résultats obtenus en se concentrant sur des témoins à proximité les uns des autres, Tatum (1998) a répertorié les directions observées par 25 personnes éloignées de moins de 3 km les unes des autres (Figure 6.1).

Moins d'un tiers des trajectoires observées semblent pointer vers une direction similaire. L'un des témoins (point unique sur la Figure 6.1) a même affirmé n'avoir observé aucune traînée dans le ciel, seulement la présence d'un flash lumineux. Dans le cas de ce bolide, l'erreur sur la détermination purement visuelle de la direction du bolide est supérieure à 30° à la fois en azimut et en élévation. Si l'on n'a pas d'autre choix que de se reposer uniquement sur des observations visuelles, il faut donc s'attendre à une détermination de la trajectoire du météore difficile et peu précise. Cette situation peut être améliorée dans le cas d'un grand nombre de témoignages, rapportés peu de temps après l'événement.

Influence de la date du rapport

Il apparaît en effet qu'un individu est plus à même de rapporter correctement la direction d'un bolide juste après son observation que plusieurs heures après l'événement. L'étude du bolide observé au-dessus du Wisconsin le 6 février 2017 à 07 h 25 min TU (Perlerin, 2017) illustre la différence entre la trajectoire déterminée à partir de l'ensemble des 507

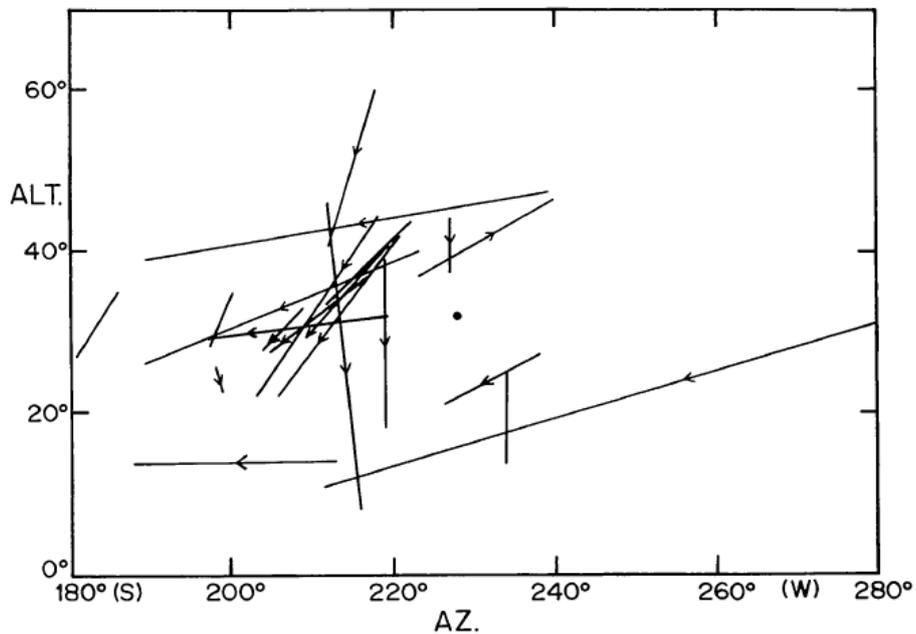


FIGURE 6.1 – Directions estimées du bolide du 22 décembre 1995 par 25 témoins situés à proximité les uns des autres (Tatum, 1998). L’azimut du bolide est porté en abscisse et son élévation en ordonnée.

témoignages disponibles et à partir des 140 rapports effectués moins de 4 heures après l’événement. La dernière position de la première trajectoire est située à plus de 14 kilomètres de la zone possible d’impact de la météorite déterminée grâce aux données des radars météorologiques Doppler (Fries et al., 2014). La terminaison de la deuxième trajectoire quant à elle est parfaitement alignée avec cette zone d’impact (cf. Figure 6.2).

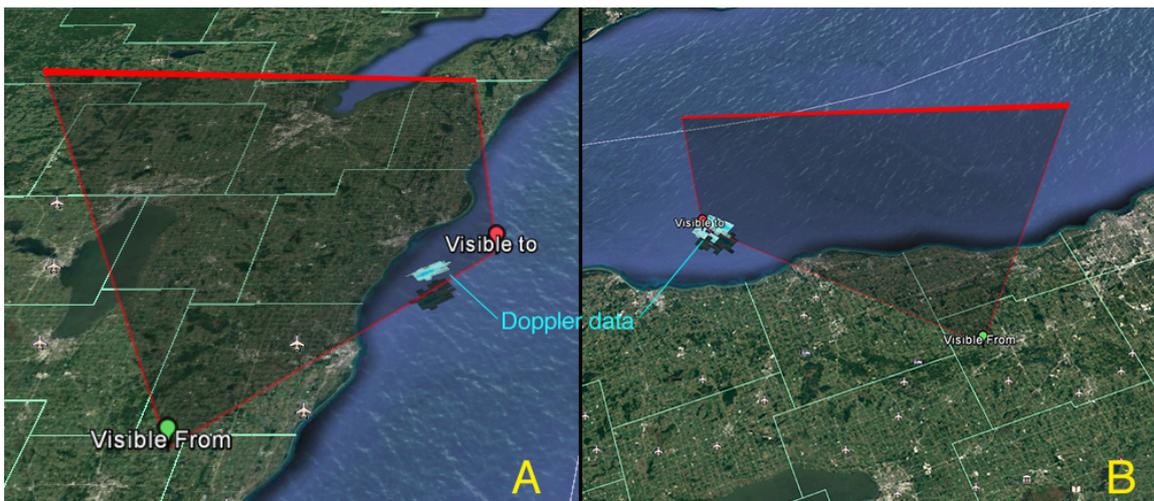


FIGURE 6.2 – Comparaison entre la trajectoire obtenue à partir de l’ensemble des 507 témoignages (A) et celle déterminée à partir des 140 rapports soumis moins de 4 heures après l’observation (B). Le territoire présenté sur les deux cartes est identique, mais l’orientation du champ de vue est légèrement différente. Ces cartes indiquent l’emplacement des résultats Doppler (AMS).

6.2 Détermination d'orbites

À partir des constatations précédentes, nous voyons à quel point il est dangereux de se baser uniquement sur des témoignages visuels pour déterminer l'origine orbitale d'une météorite. En effet, le calcul de l'orbite d'un météoroïde nécessite une estimation précise de sa trajectoire et de sa vitesse dans l'atmosphère terrestre. Nous avons vu Section 6.1.2 que la trajectoire d'un bolide peut être assez bien contrainte dans le cas où le phénomène serait rapporté par un grand nombre de témoins et juste après l'événement. En revanche, l'expérience exposée au Chapitre 4 et les observations collectées par des réseaux comme REFORME (cf. 3.2.4) mettent en évidence une sous-estimation de la durée d'apparition d'un météore de plusieurs secondes, même dans le cas d'un phénomène rapide (4-5 s). L'erreur commise sur l'estimation de la vitesse d'un bolide à partir de témoignages visuels est donc généralement extrêmement importante (Moser, 2016) et ne peut conduire à la détermination d'une orbite fiable.

Dans le passé, certains auteurs ont pourtant essayé de déterminer l'origine d'une chute à partir de témoignages visuels. Par exemple, Gounelle et al. (2006) ont calculé de nouveau la trajectoire de la chute de la météorite d'Orgueil à partir de témoignages visuels datant de 1864. Les auteurs estiment avoir déterminé une trajectoire atmosphérique raisonnablement précise du bolide, et une orbite du météoroïde modérément précise semblant indiquer que la météorite d'Orgueil a une origine cométaire. À la lumière des résultats précédents, nous revenons sur cette conclusion en mettant en évidence le manque absolu de fiabilité des trajectoires orbitales déterminées uniquement à partir de témoignages visuels.

6.2.1 La chute de la météorite d'Orgueil

La chute de la météorite d'Orgueil est un événement spectaculaire qui a eu lieu pendant une soirée claire le 14 mai 1864, aux alentours de 20h. Plusieurs morceaux de météorite ont été retrouvés dans le sud-ouest de la France, près de Montauban, pour une masse totale de 14 kg. Les conditions météorologiques exceptionnelles au cours de cette soirée ont permis d'observer l'événement depuis le nord de l'Espagne (ville de Santander) jusqu'au nord de la France (ville de Lille). Plusieurs dizaines d'observations ont été recueillies par l'Académie des Sciences tout au long de l'année 1864. Ces témoignages peuvent être retrouvés dans les *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences* (MM. les secrétaires perpétuels, 1864). Les témoignages les plus pertinents concernant cette météorite ont été particulièrement recensés dans Daubrée (1864b), Daubrée (1864a) et Daubrée (1867).

Détermination de la trajectoire

Une première estimation de la trajectoire a été effectuée par Laussedat (1864) à partir de 8 témoignages. Le rapport réalisé par Mr Lajous (Daubrée (1864b), p.1067), fournissant l'azimut et l'élévation de deux positions du bolide dans le ciel a été particulièrement utilisé pour déterminer la direction de la trajectoire. Le résultat initialement obtenu par Laussedat (1864) a ensuite été critiqué par Lespiault (1864), qui a obtenu une trajectoire différente (surtout en ce qui concerne l'altitude de l'objet) en accordant moins d'importance au témoignage de Mr. Lajous. Plus récemment, Gounelle et al. (2006) ont réalisé une nouvelle détermination de la trajectoire du bolide en reprenant les témoignages des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*. Les résultats obtenus sont similaires aux conclusions de Laus-

sedat (1864), et la longueur de la trajectoire a été estimée à environ 150 km. La position et la direction initiale du météoroïde, estimées par Gounelle et al. (2006), sont données Table 6.1.

α radiant apparent ($^{\circ}$)	δ radiant apparent ($^{\circ}$)	latitude ($^{\circ}$ N)	longitude ($^{\circ}$ W)	altitude (km)
$88,1 \pm 0,4$	$27,6 \pm 0,3$	$44,293 \pm 0,009$	$0,273 \pm 0,002$	$70 \pm 0,7$

TABLE 6.1 – Radiant apparent et position du début de la trajectoire du bolide estimés par Gounelle et al. (2006). Les erreurs faibles associées aux résultats sont les erreurs liées à la méthode de détermination de la trajectoire.

Discussion au sujet de la détermination de la vitesse

La Table 6.2 recense l’ensemble des témoignages recueillis par l’Académie des Sciences en 1864 fournissant une indication utile concernant la trajectoire ou la durée du bolide. Les treize témoignages utilisés par Gounelle et al. (2006) pour déterminer la trajectoire et l’orbite du météoroïde sont inclus dans cette table. Nous constatons que seul Mr Lajous apporte un témoignage permettant d’évaluer à la fois la distance et la durée du bolide, et par conséquent sa vitesse. Cependant, Mr Lajous lui-même admet dans une correspondance n’avoir pas personnellement observé les deux positions rapportées, mais les avoir recueillies auprès de deux témoins différents « dignes de foi » (Daubrée, 1864b). La longueur de 63 km rapportée par Mr Lajous n’a donc pas été évaluée par un observateur unique.

La durée associée à cette longueur par Mr Lajous est de 3 secondes (cf. Table 6.2), ce qui conduit à une vitesse moyenne le long de la trajectoire observée de $\bar{v} \sim 21 \text{ km.s}^{-1}$. Laussedat (1864) quant à lui avait calculé une vitesse moyenne d’environ $\bar{v} \sim 20 \text{ km.s}^{-1}$ sans expliciter la façon dont il avait procédé. Il apparaît toutefois que seul le témoignage de Mr Lajous a permis à Laussedat (1864) ou Gounelle et al. (2006) d’estimer la vitesse moyenne du bolide. La question de la décélération est aussi épineuse ; à partir des observations rapportées, il est impossible de déterminer l’écart entre la vitesse moyenne \bar{v} et la vitesse pré-atmosphérique v_{∞} nécessaire pour déterminer l’orbite de l’objet. À partir d’autres chutes de météorites, Gounelle et al. (2006) a utilisé la relation empirique $v_{\infty} = 1,20 \bar{v}$ pour déterminer la valeur de la vitesse pré-atmosphérique à partir de la vitesse estimée de la météorite d’Orgueil.

Les résultats des Chapitres 4 et 5 montrent que même dans des conditions d’observation idéales, l’estimation humaine de la durée d’un phénomène est généralement erronée de plusieurs secondes. Cette erreur d’estimation est d’autant plus importante que le nombre de témoignages utilisés est faible, ce qui est le cas ici. Il est donc fortement improbable que les témoignages de la durée de la chute de la météorite d’Orgueil soient précis à une seconde près. Si l’on suppose que toutes les informations concernant la trajectoire fournies par Gounelle et al. (2006) sont correctes à l’exception de la durée (et notamment la longueur $L = 63 \text{ km}$), on obtient la gamme de vitesses possibles en fonction de la durée de la chute de la Table 6.3. En supposant une erreur de deux secondes sur la durée totale du phénomène estimée par Mr Lajous (cf. Chapitres 4 et 5), on aboutit à un intervalle de vitesses moyennes possibles allant de $12,6 \text{ km.s}^{-1}$ à plus de $31,5 \text{ km.s}^{-1}$ et donc à des orbites potentielles du météoroïde très différentes.

Témoin	Date de l'événement (heure, minute)	Durée (s)	utilité pour la direction/longueur	Fragmentation	Date du témoignage (Jour de 1864)	Localisation	Source
Paquerée	20 h	5	oui/non		15 mai	Castillon-sur-Dordogne	CR p.910
Bourrières	20 h	-	oui/non	3 morceaux	15 mai	Agen	CR p.910
Lespialt	-	-	oui/oui	2 morceaux	29 mai	Nérac	CR p.1066
Lajoux	-	3	oui/oui	oui	14 mai	Rieumes	CR p.1067
Pauliet	-	-	oui/non	oui	15 & 26 mai	Montauban	CR p.1067
Jacquot	-	-	oui/non	oui	28 mai	Isle-Jourdain	CR p.1068
Saint-Amans	-	tout au plus de quelques secondes	non/non	non	15 mai	Puymirol	CR p.1069
Laurentie	-	pas plus de 5 à 6	non/non	non	26 mai	Pontlevoy	CR p.1069
Crugel	-	-	oui/oui	oui	18 mai	Tombeboeuf	CR p.1069
(Perigueux newspaper)	20h	quelques secondes	oui/non	oui	- -	Ichoux	CR p.1069
Triger	exactement 20 h	quelques secondes	oui/non	non	3 Juin	Maus	CR p.1071
Hende	-	5 ou 6	oui/non	oui	31 mai	Vannes	CR p.1071
Lafitte	20 h et quelques	-	oui/oui	non	16 mai	Astaffort	CR p.935
Brongniart	19 h 50 - 20 h	-	oui/non	non	- -	Bezu-Saint-Eloi	CR p.932
Esparbès	20h13	environ cinquante secondes	non/non	oui	- -	Saint-Clar	CR p.934
Berger	exactement 20 h	-	non/non	oui	- -	Magdelaine	CR p.936
Jollois	20 h 08 temps moyen (+/- 1 min)	quelques secondes	oui/non	non	20 mai	Blois	CR p.936
Daubrée	20 h	-	oui/non	- -	- -	Layrac	CR p.936
Laussedat	-	-	oui/oui	oui	compilation	Verdon & La Réole	CR p.1101

TABLE 6.2 – Témoignages de la chute de la météorite d'Orgueil. Seuls les rapports fournissant une indication utile concernant l'heure ou la durée de l'événement et la direction et/ou la longueur de la trajectoire sont mentionnés ici. Tous ces témoignages sont issus des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*.

Durée (s)	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5	5,5	6	6,5	7	7,5
\bar{v}	31,5	25,2	21	18	15,75	14	12,6	11,45	10,5	9,69	9	8,4
v_∞	37,8	30,24	25,2	21,6	18,9	16,8	15,12	13,75	12,6	11,63	10,8	10,08

TABLE 6.3 – Vitesses moyennes et pré-atmosphériques en fonction de la durée observée de la chute de la météorite d’Orgueil en supposant une longueur observée de 63 km correcte.

Orbites potentielles du météoroïde

On cherche ici à analyser l’influence d’une erreur d’estimation de la durée de la chute (et donc de la vitesse initiale de l’objet) sur l’orbite du météoroïde. On admettra pour cela que la trajectoire du bolide a été bien déterminée par Gounelle et al. (2006) à partir des témoignages disponibles, et que les conditions initiales de la Table 6.1 sont correctes. La date initiale de la chute a été indiquée par plusieurs témoins (cf. Table 6.2) et semble se situer aux alentours de 20 h, heure locale. Il est en revanche difficile d’établir une correspondance précise entre l’heure locale près d’Orgueil en 1864 et le temps universel utilisé pour la détermination orbitale. En 1826, la ville de Paris abandonne l’usage du temps solaire vrai au profit du temps solaire moyen. Cette modification se répand ensuite sur tout le territoire dans les années suivantes, grâce aux compagnies de courrier et au développement des chemins de fer. On peut donc supposer que l’heure de l’événement fournie par les témoins en 1864 correspond au temps solaire moyen à la position de l’observateur. Pour un observateur situé à Orgueil ($\lambda \simeq 1,41^\circ$ E), le temps universel de la chute s’obtient en retranchant 5 minutes et 38 secondes au temps solaire moyen. Le temps TU peut aussi être déduit du temps solaire vrai en lui retranchant 9 minutes et 30 secondes. Ces corrections étant inférieures à la précision de l’heure fournie par les témoins de la Table 6.2, nous fixerons la date de l’événement au 14 mai 1864 à 20 h 00 TU.

La Figure 6.3 présente l’évolution des trajectoires potentielles du météoroïde dans le plan de l’écliptique en fonction de sa vitesse pré-atmosphérique v_∞ . Cette vitesse évolue à partir de 11 km.s^{-1} par pas de 1 km.s^{-1} . Il apparaît que pour une vitesse supérieure à 22 km.s^{-1} , l’orbite du météoroïde devient hyperbolique ; les éléments orbitaux pour des vitesses supérieures ne sont donc pas présentés ici. On remarque que par la faute des perturbations planétaires (cf. trajectoire pour $v_\infty = 19 \text{ km.s}^{-1}$), les orbites obtenues divergent légèrement en fonction de la date. Dans la Table 6.4, on présente les éléments orbitaux du météoroïde déterminés à la sphère d’influence de la Terre (SOI_\oplus). La trajectoire du météoroïde depuis le haut de l’atmosphère jusqu’à la SOI_\oplus est déterminée par intégration numérique dans le passé du mouvement de l’objet. L’intégration tient compte de l’influence gravitationnelle des planètes du système solaire, des forces non-gravitationnelles agissant sur le météoroïde, ainsi que des corrections relativistes à apporter à l’équation du mouvement. La dernière ligne de la table donne la valeur du paramètre de Tisserand T_J du météoroïde en fonction de v_∞ , défini par l’expression suivante :

$$T_J = \frac{a_J}{a} + 2 \cos(i) \sqrt{\frac{a}{a_J} (1 - e^2)} \quad (6.1)$$

avec a_J le demi-grand axe de Jupiter et a, e, i le demi-grand axe, l’excentricité et l’inclinaison du météoroïde.

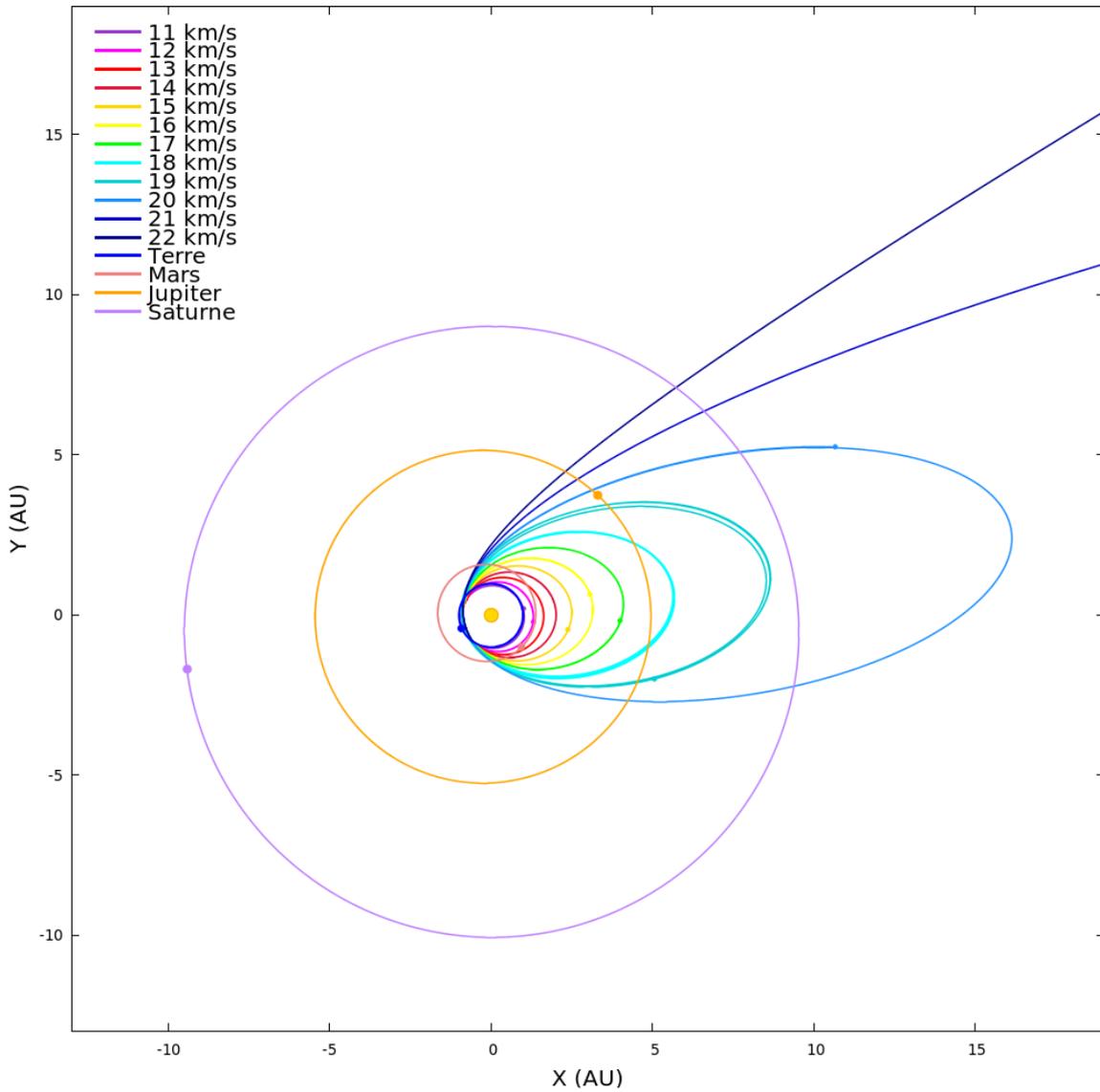


FIGURE 6.3 – Intégration numérique des trajectoires potentielles du météoroïde d’Orgueil dans les 30 années précédant l’impact avec la Terre, pour les conditions initiales de la Table 6.1 et différentes vitesses pré-atmosphériques.

v_{∞} ($km.s^{-1}$)	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
a (UA)	0,99	1,12	1,27	1,46	1,70	2,03	2,51	3,28	4,75	8,65	50,07	-
e	0,086	0,20	0,30	0,39	0,48	0,57	0,65	0,74	0,82	0,90	0,98	1,07
i (°)	1,96	2,55	2,28	1,92	1,57	1,24	0,93	0,66	0,41	0,18	0,038	0,23
ω (°)	252,90	286,99	297,88	303,32	306,52	308,57	309,9	310,66	310,77	308,91	154,49	137,55
Ω (°)	236,96	236,46	236,47	236,52	236,61	236,74	236,94	237,29	238,02	240,51	35,43	52,76
q (UA)	0,91	0,89	0,89	0,88	0,88	0,88	0,87	0,87	0,86	0,86	0,86	0,85
Q (UA)	1,08	1,34	1,65	2,03	2,52	3,18	4,14	5,70	8,64	16,44	99,27	-
Epoque (h)	95,84	46,06	34,16	28,06	24,13	21,41	19,34	17,66	16,25	15,13	14,19	13,34
T_J	6,11	5,57	5,05	4,55	4,07	3,59	3,13	2,66	2,19	1,72	1,25	0,76

TABLE 6.4 – Paramètres orbitaux du météoroïde en fonction de sa vitesse pré-atmosphérique. Les orbites sont calculées à la sphère d’influence de la Terre SOI_{\oplus} , avec $JD_{SOI_{\oplus}} = JD_{impact} - Epoque$.

Origine de la météorite d’Orgueil

Gounelle et al. (2006) fixe une limite de la vitesse pré-atmosphérique v_{lim} à $17,8 \text{ km.s}^{-1}$ pour comparer l’orbite du météoroïde à celle de Jupiter. Si v_{∞} est supérieure à v_{lim} , l’aphélie de l’orbite est supérieure au demi-grand axe a_J de Jupiter. Si la durée du bolide est inférieure à 4 secondes, l’orbite du météoroïde est soit hyperbolique, soit s’étend au-delà de l’orbite de Jupiter. Cette constatation a permis à Gounelle et al. (2006) d’affirmer que l’origine de la météorite d’Orgueil serait cométaire plutôt qu’astéroïdale. Rappelons tout de même que cette conclusion n’est valide que si la durée, la trajectoire et la longueur observée de 63 km rapportée par Mr Lajous ont été correctement déterminées. Si l’on considère une sous-estimation de 2 secondes ou plus de la durée du phénomène (cf. Chapitres 4 et 5) au lieu d’une seule seconde d’erreur comme Gounelle et al. (2006), on obtient une durée de 5 secondes au mieux. Dans cette situation, la vitesse pré-atmosphérique est considérablement inférieure à v_{lim} et l’orbite du météoroïde est bien en-deçà de l’orbite de Jupiter. Pour une telle durée, le paramètre de Tisserand relatif à Jupiter est supérieur à 4. Sans tenir compte d’aucune considération physico-chimique et au vu de la fiabilité des témoignages visuels, nous ne voyons aucune raison d’affirmer que d’un point de vue dynamique, la météorite d’Orgueil a une origine cométaire.

Un autre argument en faveur de cette conclusion provient de l’étude spectroscopique en infrarouge moyen de la poussière cométaire. Une analyse de la composition de ces poussières (Vernazza et al., 2015) montre que le composé réfractaire des comètes est très similaire aux poussières interplanétaires anhydres (IDPs) et est spectralement très distinct des matériaux hydratés comme les chondrites CI (et donc comme la météorite d’Orgueil). L’analyse de la surface de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko par l’instrument VIRTIS à bord de Rosetta n’a pas révélé non plus la présence de silicates hydratés en proportion notable (Capaccioni et al., 2015).

6.3 Conclusion

Dans cette partie, nous nous sommes interrogés sur la pertinence de l’exploitation d’observations visuelles de bolides pour la recherche de météorites et l’identification de corps parents. En comparant les résultats de témoignages recueillis par l’IMO et l’AMS avec des enregistrements vidéo, on remarque qu’il n’est pas rare d’obtenir une erreur d’au moins une dizaine de degrés sur la direction d’un bolide déterminée à partir d’observations visuelles. L’imprécision sur l’estimation de la vitesse est quant à elle beaucoup plus importante, et peut dépasser les 100 % d’erreur. Cette imprécision est provoquée en partie à cause d’une mauvaise évaluation de la distance parcourue par le projectile, mais surtout par la difficulté d’estimer la durée du phénomène. Une expérience menée sur plus de cinq cents individus a mis en évidence l’incapacité des sujets testés à évaluer une durée de quelques secondes lorsqu’ils ne s’attendaient pas à devoir le faire. La mésestimation de la vitesse est accentuée lorsque la durée d’apparition du météore s’accroît, et lorsque l’attention de l’observateur est distraite par des phénomènes inattendus comme une fragmentation. Au vu de ces résultats, il est fortement déconseillé d’exploiter les témoignages visuels pour estimer la vitesse des bolides observés, et encore moins leur orbite. Ces derniers peuvent cependant être utiles en complément d’autres méthodes de détection ou encore pour la caractérisation du niveau d’activité des pluies et l’initiation du grand public à l’observation des météores.

Synthèse : faut-il continuer d'exploiter les observations visuelles ?

	Seules	En complément d'autres observations
Dénombrement	oui	oui
Direction	avec prudence*	oui
Durée	non	non
Vitesse	non	non
Orbite	non	non
Vulgarisation	oui	oui

*Conditions : nombre de témoignages suffisant, rapports effectués juste après l'observation, bonnes conditions d'observation & témoignages concordants.

Troisième partie

Observations photographiques

7	Réseaux de détection professionnels	81
8	Réduction photométrique et astrométrique	92
9	Détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores	108
10	Méthodes d'optimisation	126
11	Précision de la détermination de la vitesse des météores	143
12	Détermination d'orbites avec CABERNET	161

Chapitre 7

Réseaux de détection professionnels

Si la précision et la flexibilité de l'œil humain sont difficilement égalables par la technologie, nous avons vu qu'il n'est pas raisonnable de se baser uniquement sur des témoignages visuels pour déterminer la trajectoire des météores. Des réseaux de caméras de plus en plus sophistiqués et dédiés à leur observation se sont donc développés au cours des dernières décennies. Ces réseaux, de plus en plus étendus sur la surface de la planète, essaient de repousser chaque fois davantage les limites de la précision sur le calcul de la trajectoire et de la vitesse des météoroïdes pénétrant dans l'atmosphère terrestre. Malgré ces efforts, la disparité entre les orbites de météoroïdes mesurées à partir d'observations et le résultat des modélisations théoriques d'essaims météoritiques reste grande. Afin de répondre à cette exigence en précision, le réseau d'observation CABERNET a été conçu pour fournir des détections de météores de haute résolution (avec une résolution spatiale de $0,01^\circ$ par pixel et une résolution temporelle de 5 à 10 ms), permettant de déterminer des orbites de météoroïdes de grande qualité. Le succès de cette entreprise ne dépend à présent plus que de l'implémentation d'un processus de réduction des observations robuste et précis.

7.1 Réseaux de détection dans le monde

Au cours des dernières années, nous avons pu assister à la naissance d'une multitude de nouveaux réseaux de détection professionnels et amateurs de météores à travers le monde ; la prolifération de ces stations d'observation devient telle qu'il est difficile d'en faire un inventaire exhaustif. Cette section a donc pour but de ne présenter que quelques exemples de réseaux de détections vidéo ou photographiques implantés en Europe et sur d'autres continents.

7.1.1 Réseaux européens

Origine des réseaux de détection européens

Les premiers réseaux européens de détection des météores apparaissent en Europe centrale au cours du XX^{ème} siècle. Les équipes de recherche de l'actuelle République Tchèque permettent alors d'asseoir les bases de l'observation vidéo et de la détermination de la trajectoire des météores dans l'atmosphère. Les techniques d'estimation de la trajectoire et des orbites de météoroïdes développées par [Cepelcha \(1987\)](#) et [Borovička \(1990\)](#) demeurent d'ailleurs toujours des références à l'heure actuelle. De nos jours, le pays est recouvert de onze caméras permettant de capturer les météores de magnitude inférieure à la magnitude +6 ([Spurný et al., 2007](#)). Ces caméras font également partie du réseau de détection de bolides « European Fireball Network », regroupant 34 stations d'observation disposées entre autres en Allemagne, en Belgique, en Slovaquie, en Autriche, au Luxembourg et en Suisse. Le processus de réduction des images enregistrées par le réseau tchèque n'est pas automatisé et nécessite une intervention humaine fréquente. La localisation du météore

dans les images obtenues est réalisée suivant Koten (2002) et le calcul d'orbites est effectué par le logiciel MORB basé sur Borovička (1990). En général, seules les orbites les plus précises sont sauvegardées et publiées par le réseau.

La « Dutch Meteor Society » (DMS) aux Pays-Bas publie quant à elle des observations vidéo de météores depuis 1987. Les caméras du réseau observent un champ de vue de 25° et permettent de détecter les météores plus brillants que la magnitude +7. Les caméras à film photographiques ont depuis été remplacées par les caméras vidéo du réseau CAMS (cf. Section 7.1.3). La réduction des observations est réalisée avec le logiciel AstroRecord¹ et la détermination des orbites de météoroïdes repose sur la méthode présentée par Ceplecha (1987).

Essor des réseaux de détections

Ces anciens réseaux d'observation sont à présent accompagnés de nombreux projets d'étude des météores sur tout le territoire européen. Dans le nord, la Finlande prend en charge la détection continue de bolides depuis 2002 avec le « Finish Fireball Network » (FFN). Plus d'une vingtaine de stations d'observations (dirigées majoritairement par des amateurs) sont réparties sur le pays et les territoires voisins et couvrent une surface d'environ $400\,000\text{ km}^2$. La réduction des observations est effectuée peu de temps après chaque détection avec la méthode proposée par Lyytinen et Gritsevich (2013). Dans le sud, la surveillance du ciel est par exemple assurée sur le territoire espagnol avec les 25 stations d'observation du « Spanish Meteor Network » (SPMN, 1997) et en Croatie grâce à la trentaine de caméras du « Croatian Meteor Network » (CMN, 2007). Au Royaume-Uni, le réseau de détection UKMON (2012) poursuit également son extension, et compte à présent trente stations d'observation. Le réseau de détection de bolides polonais PFN (« Polish Fireball Network ») s'est lui aussi particulièrement développé au cours des dernières années, et comprend à présent 36 stations d'observations actives en permanence, pour un total de 57 caméras vidéo et 7 caméras digitales (Wiśniewski et al., 2017). Le réseau de détection slovaque « Slovak Video Meteor Network (SVMN) » est constitué quant à lui quatre stations d'observation vidéo de type all-sky qui détectent les météores de magnitude inférieure à +4. La réduction des observations est effectuée en utilisant les logiciels UFOCapture et UFOAnalyser (SonotaCo, 2008a). La détermination de la trajectoire et de l'orbite des météoroïdes est basée sur Ceplecha (1987) et aboutit à une incertitude inférieure à 3° sur le radiant et inférieure à 10 % sur l'estimation de la vitesse pré-atmosphérique (Hajdukova et al., 2017).

Une base de données européenne : EDMOND

La base de données d'observations vidéo EDMOND (« European Video Meteor Network Database ») est née d'une volonté internationale de regrouper les données capturées par plusieurs pays sur le territoire européen (Kornoš et al., 2014). Elle est alimentée par les réseaux de détection BOAM (« Base des Observateurs Amateurs de Metores », France) ; BosNet (Bosnie) ; CEMeNt (« Central European Meteor Network », un réseau amateur thèque et slovaque) ; CMN (« Croatian Meteor Network » ou « Hrvatska Meteorska Mreza », Croatie) ; FMA (« Fachgruppe Meteorastronomie », Suisse) ; HMN (« Hungarian Meteor Network » ou « Magyar Hullcsillagok Egyesuleten », Hongrie) ; MeteorsUA (Ukraine) ; IMTN

1. <http://www.imo.net/resources/software/>

(les observateurs amateurs du groupe « Italian Meteor and TLE Network », Italie) ; NEMETODE (« Network for Meteor Triangulation and Orbit Determination », Royaume-Uni) ; PFN (« Polish Fireball Network » ou « Pracownia Komet i Meteorw, PkiM », Pologne) ; Stjernesked (« Danish all-sky fireball cameras network », Danemark) ; SVMN (« Slovak Video Meteor Network », Slovaquie) ; UKMON (« UK Meteor Observation Network », Royaume-Uni), BRAMON (« BRAZilian MeteOr Network », Brésil), et l'« International Meteor Organization Video Meteor Network » (IMO VMN). Grâce à cet effort collectif, la base de données contient en janvier 2015 plus de trois millions de détections de météores, et plus de 220 000 orbites calculées avec le logiciel UFOorbit (SonotaCo, 2008b) entre 2001 et 2015. La Figure 7.1 présente le résultat obtenu en unifiant les bases de données de SonotaCo (cf. 7.1.3) et d'Edmond entre les années 2014 et 2016, vu sous deux angles de vues différents.

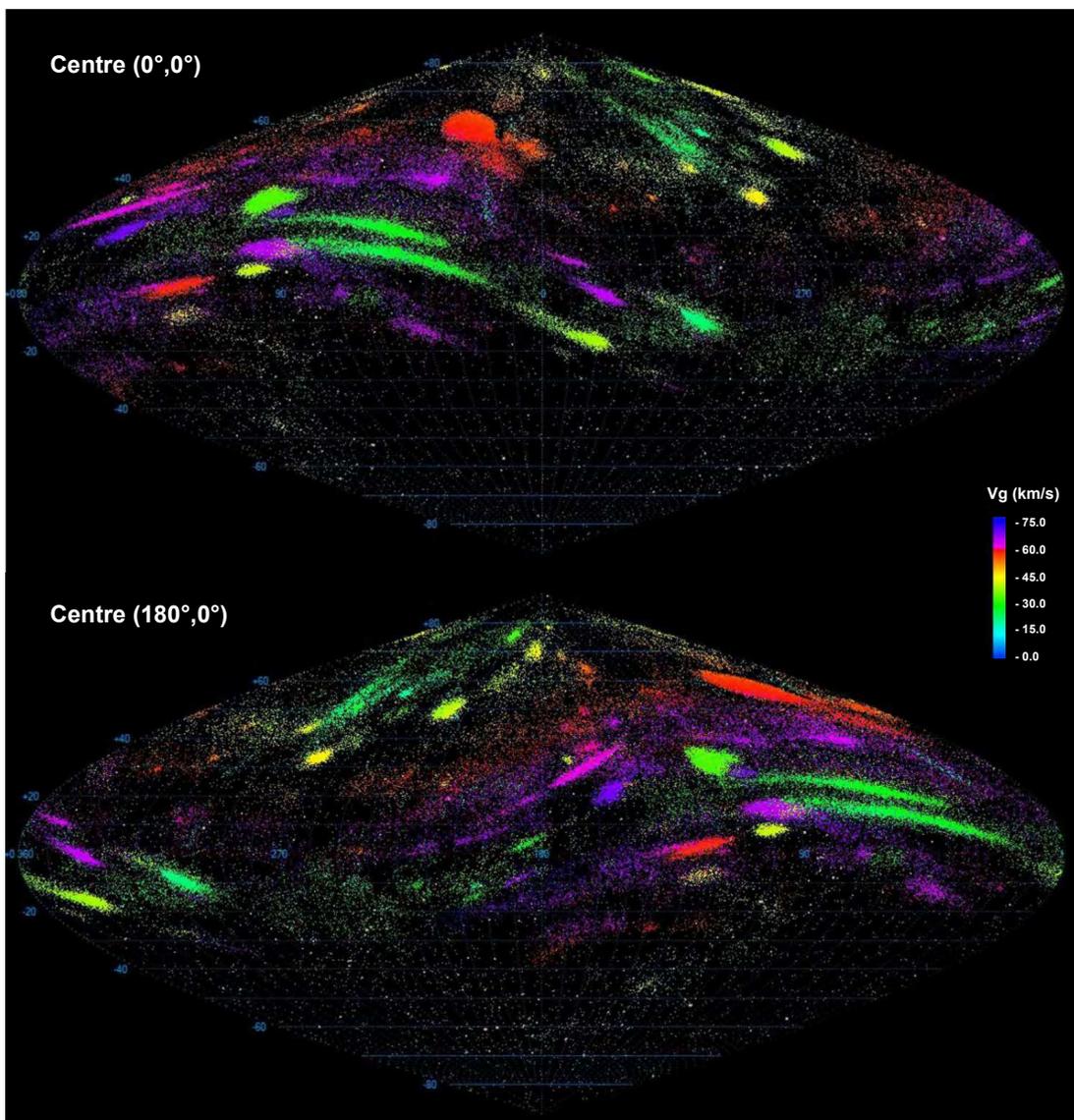


FIGURE 7.1 – Résultat de l'unification des bases de données EDMOND et SonotaCo (cf. 7.1.3) entre 2014 et 2016. Le centre de la carte est assimilé à la position $(\alpha, \delta) = (0^\circ, 0^\circ)$ en haut ou $(\alpha, \delta) = (180^\circ, 0^\circ)$ en bas (Koukal, 2016).

7.1.2 Un réseau français : FRIPON

L'histoire des réseaux professionnels d'observation des météores en France débute avec la création du projet CABERNET par J. Vaubaillon en 2011 (Atreya et al., 2012). Dans la mesure où l'exploitation des images fournies par ces caméras photographiques depuis la fin de leur installation en 2012 est l'un des objectifs de ce travail, nous avons choisi de présenter plus en détail les caractéristiques de ce réseau à la Section 7.3.

Le second projet d'envergure à avoir été implanté sur le territoire français est le réseau de détection FRIPON (« Fireball Recovery and InterPlanetary Observation Network ») en 2014. L'objectif de ce réseau est de détecter n'importe quelle chute de météorite en France, en observant sa trajectoire avec suffisamment de précision pour pouvoir déterminer son origine orbitale. Pour cela, la surface du pays est recouverte de 100 caméras all-sky qui font de FRIPON le réseau le plus dense d'observation des bolides sur une surface aussi large ($\sim 650\,000\text{ km}^2$, cf. Colas et al., 2015). L'installation d'antennes radio auprès d'une douzaine de stations d'observation permet d'utiliser les échos radars du système GRAVES (Rault et al., 2014) et devrait permettre d'améliorer l'estimation de la vitesse des météores détectés. À l'heure actuelle, le réseau de caméras all-sky est parfaitement opérationnel et a détecté au cours de la dernière année 4 chutes de météorites potentielles. À terme, le projet FRIPON espère retrouver un à deux champs de météorites par an (Colas et al., 2014). Un exemple de détection réalisée par FRIPON est présenté Figure 7.2.

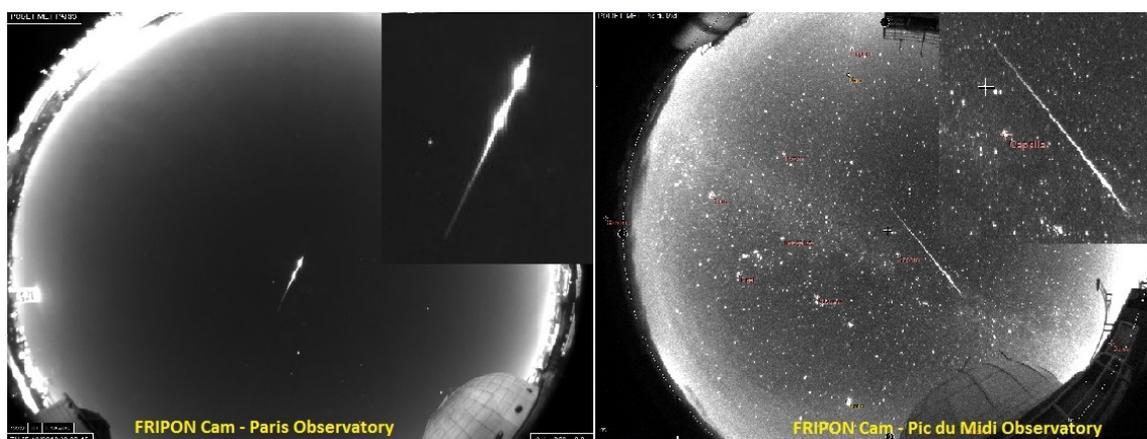


FIGURE 7.2 – Image « plein ciel » ou « Fish Eye » des premières caméras FRIPON installées à l'Observatoire du Pic du Midi et à l'Observatoire de Paris.

7.1.3 Autres réseaux de détection

Cameras for Allsky Meteor Surveillance (CAMS)

Le réseau d'observation CAMS était originellement composé de soixante caméras de champs de vue étroits (30°), regroupées en trois stations d'observation en Californie. Le réseau s'est cependant peu à peu étendu grâce à l'installation de 32 caméras en Arizona, 2 en Floride, 6 à Washington DC, 32 en Nouvelle-Zélande et 8 en Afrique du Sud. Ces caméras de type Watec permettent de détecter des météores de magnitude inférieure à +4 (Jenniskens et al., 2011). Entre octobre 2010 et mars 2013, le réseau a permis de mesurer plus de 110 000 trajectoires et orbites de météoroïdes, avec une précision inférieure à 2° sur

la localisation du radiant et une précision inférieure à 10 % de la valeur des vitesses pré-atmosphériques mesurées (Jenniskens et al., 2016). La détermination de la trajectoire des météores capturés par le réseau est réalisée avec la méthode de l’ajustement à paramètres multiples présentée par Gural (2012).

Southern Ontario Meteor Network (SOMN)

Le réseau canadien SOMN est constitué de plusieurs systèmes de détection distincts permettant d’analyser des caractéristiques complémentaires des météores et des essaims de météoroïdes. L’utilisation du radar CMOR (« Canadian Meteor Orbit Radar »), en détectant environ 2500 météores par jour, permet par exemple d’accumuler suffisamment d’observations pour identifier et contraindre l’évolution des essaims de météoroïdes (Brown et al., 2008, 2010b), ainsi que pour étudier les météores sporadiques. L’analyse des météoroïdes de taille moyenne ou des bolides survolant le sud de l’Ontario est effectuée par un réseau de sept caméras all-sky permettant de détecter des météores de magnitude inférieure à -2. Le réseau est gouverné par le logiciel ASGARD (« All Sky and Guided Automatic Realtime Detection », cf. Weryk et al., 2008) permettant d’identifier et de réduire les double détections en quelques minutes.

L’équipe contrôle également un autre système de détection automatique des météores appelé CAMO (« Canadian Automated Meteor Observatory »), qui comporte deux systèmes distincts de caméras intensifiées. Le premier système comporte une caméra de champ de vue d’environ 30° qui permet de capturer les météores de magnitude inférieure à +5 ; par un jeu de miroirs, elle permet de guider une caméra de champ de vue étroit ($\sim 1^\circ$) qui traque le météore le long de sa trajectoire en temps réel. Le second système est constitué d’une caméra de champ de vue moyen (d’environ 20°) qui permet de capturer les météores de magnitude +7 ou plus brillants. La précision obtenue avec les caméras à champ étroit est de quelques dixièmes de pourcents de la vitesse du météore, et d’environ 0,01° sur la position de son radiant. Pour les caméras à champ large, on atteint une précision d’environ 3 % sur la vitesse et 3° sur la localisation du radiant (Weryk et al., 2013; Musci et al., 2012). La précision de la datation des détections permet de mettre en relation les observations optiques de ce système avec les enregistrements effectués par le radar CMOR.

Desert Fireball Network (DFN)

Le DFN est un réseau de détection de bolides implanté dans le sud et l’ouest de l’Australie. Son objectif premier consiste à identifier les chutes de météorites potentielles grâce à 51 caméras autonomes couvrant une surface de 2,5 millions de km^2 (Devillepoix et al., 2016). En une décennie, l’équipe du DFN a mené quatre expéditions fructueuses ayant permis de trouver les météorites de Bunburra Rockhole (2007), Mason Gully (2010), Murrili (2015) et Dingle Dell (2016). L’équipe de recherche est également à l’origine de l’application « Fireballs in the Sky », permettant de rapporter facilement l’observation d’un bolide sur internet ou grâce à son smartphone (cf. Section 3.2.3).

SonotaCo video meteor network

Depuis plus d’une décennie, le consortium de SonotaCo (SonotaCo, 2009) recueille les observations effectuées par une centaine de caméras à grand champ regroupées en 25 stations d’observation au Japon. Le réseau capture des météores plus brillants que la magnitude +2.

Les doubles détections sont ensuite analysées en utilisant le logiciel UFOorbit (SonotaCo, 2008b). La précision obtenue sur la position de radiant est environ deux fois plus mauvaise que celle obtenue avec le réseau de détection CAMS (Rudawska et Jenniskens, 2014), ce qui équivaut à une dispersion d'en moyenne 5° . Les catalogues issus de ce réseau sont accessibles librement².

7.2 Disparité des observations

L'essor des réseaux de détection sur la surface de la planète se matérialise par un nombre croissant de détections de météores venant alimenter les bases de données. Malheureusement, il arrive que la production en masse d'orbites de météoroïdes se produise au détriment de la qualité des solutions obtenues (Hajdukova et al., 2017). À cause de la multiplicité des instruments optiques utilisés et des techniques de réduction employées, il n'est pas rare que deux réseaux de détection fournissent des mesures différentes de météores appartenant à une même pluie.

7.2.1 Entre deux réseaux distincts

Un bon exemple de la disparité des mesures effectuées par deux réseaux de détection distincts est l'analyse des orbites de Géminides capturées par plusieurs réseaux effectuée par Hajdukova et al. (2017). L'auteure compare les observations de nombreuses Géminides publiées par les réseaux SVMN, CAMS, SONOTACO, EDMOND, DMS et le catalogue tchèque d'orbites vidéo de météores. La dispersion des radiants mesurés et la distribution des vitesses géocentriques obtenues avec certaines de ces bases de données sont présentées Figure 7.3. On constate pour ces observations une dispersion significative des radiants mesurés et un biais systématique de la distribution des vitesses calculées entre différentes observations photographiques de cette pluie (sauf pour les observations tchèques, cf. Hajdukova et al., 2017). Ce biais résulte d'une sous-estimation de la vitesse des météores à partir des données vidéo, à cause des techniques de localisation de ces objets sur les images enregistrées et de corrélations absentes ou insuffisantes entre leur mouvement et l'influence de la décélération atmosphérique.

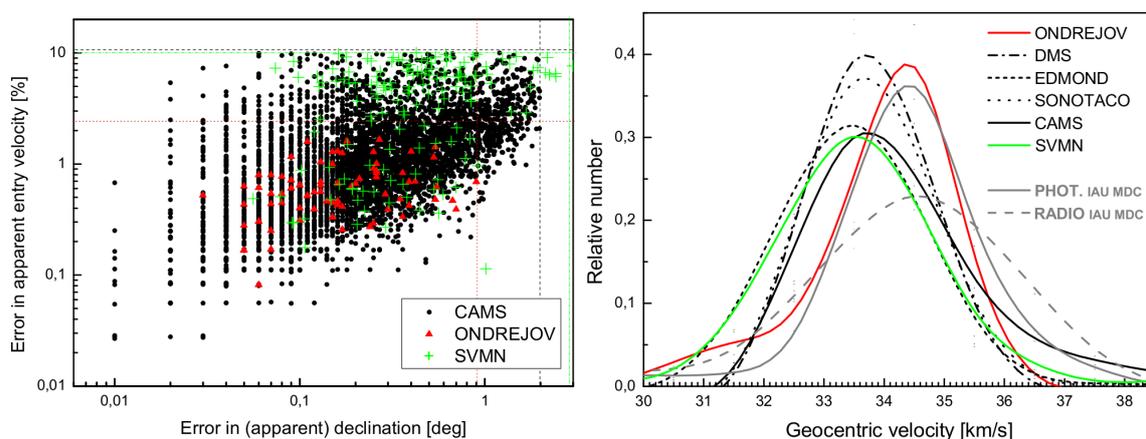


FIGURE 7.3 – Distribution des radiants et des vitesses géocentriques de Géminides mesurées par différents réseaux de détections (Hajdukova et al., 2017).

2. <http://sonotaco.jp/doc/SNM/>

7.2.2 Par rapport aux estimations théoriques

L'estimation du radiant et de la vitesse d'un météoroïde dépend donc non seulement de la technique d'observation utilisée (radar, relevés photographiques ou vidéo), mais aussi du réseau de détection considéré. La principale difficulté de l'obtention d'orbites de météoroïdes précises provient de la détermination de la vitesse des météores. Comme expliqué dans [Betlem et al. \(1999\)](#), une erreur d'estimation de la vitesse pré-atmosphérique V_∞ peut engendrer une importante disparité entre les demi-grands axes mesurés et théoriques des orbites de météoroïdes. Une légère erreur dans l'évaluation de la vitesse observée du météore peut notamment être amplifiée tout au long du processus de détermination de la vitesse pré-atmosphérique du météoroïde (par la correction de la vitesse de rotation et de l'attraction gravitationnelle de la Terre) pour aboutir à une incertitude supérieure à 1 km.s^{-1} sur V_∞ et donc d'environ $0,08\text{-}0,09 \text{ ua}^{-1}$ sur l'inverse du demi-grand axe de l'orbite $1/a$ ([Kresak, 1992](#)).

L'estimation de l'imprécision des mesures de la vitesse des météores est donc une première étape à franchir pour réconcilier les orbites de météoroïdes déterminées à partir d'observations avec les orbites théoriques permettant de reproduire le comportement des pluies observées ([Vaubaillon et al., 2005b](#)). La divergence entre les demi-grand axes mesurés et théoriques des orbites de météoroïdes est d'autant plus importante que les techniques de calcul de la vitesse pré-atmosphérique ne tiennent pas compte de la décélération du météore dans l'atmosphère (ou ne parviennent pas à l'estimer). Cette mésestimation de la décélération explique par exemple l'écart important entre les prédictions théoriques et l'observation des météores constaté dans le cas de la pluie des Léonides 1999 (e.g., [Trigo-Rodríguez et al. 2002](#) ; [Brown et al. 2002a](#) ; [Shrbený et Spurný 2009](#)) ou des Draconides 2011 (e.g., [Ye et al. 2013](#) ; [Trigo-Rodríguez et al. 2013](#) ; [Vaubaillon et al. 2015](#)). À cause de l'imprécision de la détermination des vitesses des météores, l'erreur typique commise sur le demi-grand axe d'un météoroïde éjecté par une comète de la famille de Jupiter (cf. Section 14.2.1) est de l'ordre de 10 % (e.g. [Trigo-Rodríguez et al., 2002](#)).

7.3 Le projet CABERNET

La disparité entre les trajectoires mesurées et les orbites théoriques de météoroïdes prédites par la méthode de [Vaubaillon et al. \(2005b\)](#) a été la principale motivation pour construire le réseau de détection CABERNET. L'objectif de ce projet est de diminuer d'un facteur 10 l'incertitude des orbites de météoroïdes publiées dans la littérature grâce au développement d'un réseau de trois caméras ultra-sophistiquées, et sous réserve de procédures de réduction des observations suffisamment précises. C'est pour cette raison que CABERNET n'est en réalité que l'acronyme du nom complet du réseau : « **C**AMERA for **B**ETTER **R**ESOLUTION **N**ETWORK » (littéralement « un réseau de caméras pour obtenir une meilleure résolution »). Les ambitions scientifiques de ce projet sont d'étudier l'origine des pluies de météores, de découvrir de nouveaux corps parents et de prévoir plus précisément les prochaines pluies météoritiques.

7.3.1 Contraintes scientifiques et techniques

Le projet repose sur la démonstration théorique que les perturbations planétaires modifient les orbites des météoroïdes de telle manière qu'il est possible de connaître

exactement leur origine et leur date d'éjection (pourvu que celle-ci soit suffisamment récente, cf. [Vaubaillon et al., 2006](#)). Il n'est cependant pas rare que les erreurs de mesure des orbites de météoroïdes masquent la dispersion originelle des vitesses d'un essaim lors de son éjection par le corps parent, et que cette datation devienne impossible ([Kresak, 1992](#); [Ryabova et al., 2008](#)). Par exemple, l'explosion de l'activité des Léonides en 2009 a été prédite par [Jenniskens \(2006\)](#) à cause de la proximité de deux essaims de météoroïdes éjectés en 1466 et en 1533, dont les radiants divergeaient de seulement $0,9^\circ$. À cause de la précision des mesures réalisées, il n'a cependant pas été possible d'identifier lequel de ces deux essaims a été responsable du sursaut d'activité de la pluie ([Atreya et al., 2012](#)).

Il était donc nécessaire que les caméras du réseau CABERNET réduisent considérablement les imprécisions de mesure. Dans le cas où cette réduction s'avérerait insuffisante pour déterminer directement l'origine des météoroïdes, il est possible de se rapporter à d'autres études dynamiques statistiques pour déterminer le corps parent et d'encadrer la date d'éjection de ces objets ([Jenniskens et Vaubaillon, 2007](#)). Afin que cet encadrement garde un intérêt scientifique (et ne soit par conséquent pas trop large), il est nécessaire d'obtenir une précision de mesure du demi-grand axe des particules d'au minimum 0,1 ua. Pour cela, les détecteurs des caméras CABERNET doivent atteindre une résolution spatiale de $0,01^\circ$ et une résolution temporelle de $1/25^{\text{ème}}$ de seconde ([Atreya et al., 2012](#)). À titre de comparaison, les caméras vidéo de type Watec constituant le réseau CAMS présentent une résolution spatiale de $0,05^\circ$ (640x480 pixels pour un champ de 30°) et une résolution temporelle de $1/60^{\text{ème}}$ de seconde.

Afin d'augmenter la résolution spatiale d'une image, il est courant en astronomie d'agrandir la taille du détecteur ou de restreindre la largeur du champ de vue. Cet état de fait pose un problème pour l'étude des météores ; la diminution du champ de vue réduit en effet la portion d'atmosphère surveillée par la caméra, tandis que l'augmentation de la surface du détecteur s'effectue au détriment de la résolution spatiale des acquisitions. Afin d'établir un compromis entre ces contraintes, les caméras du réseau CABERNET sont équipées d'un objectif Cannon 50-mm f/1,2 permettant d'observer un champ de vue de $40^\circ \times 26^\circ$ avec une résolution spatiale de $0,01^\circ$ par pixel.

7.3.2 Le réseau

Les caméras

Le réseau est constitué de trois caméras au sol, disposées à une centaine de kilomètres les unes des autres dans la région des Pyrénées (Observatoire du Pic du Midi de Bigorre, station de ski de Guzet et planétarium de Montsec en Espagne) et opérationnelles depuis 2013. Chaque caméra observe une même région de l'atmosphère avec un champ large d'environ $40^\circ \times 26^\circ$. Les récepteurs CCDs utilisés sont capables d'acquérir des images de 4072×2721 pixels à une fréquence de six ou sept fois par seconde, avec un temps de lecture de $1/7^{\text{ème}}$ de seconde ([Atreya et al., 2012](#)). Comme la durée moyenne de visibilité d'un météore est de 0,3 secondes, la fréquence d'acquisition ne permet pas d'enregistrer un nombre suffisant de positions du météore pour obtenir une estimation correcte de sa vitesse. L'acquisition des images par les caméras est donc réalisée de façon à reproduire les effets d'un obturateur électronique. Pendant une durée d'exposition d'une seconde, chaque pixel du CCD est stocké dans la mémoire du récepteur à une fréquence réglable f_O et pendant un intervalle de temps

T_O (cf. Section 12.1.5). Le pixel est alors réinitialisé et les photons capturés pendant une nouvelle période T_O ne sont cette fois pas sauvegardés. L'ensemble du processus est ensuite répété, la mémoire du détecteur accumulant les photons capturés pendant une période T_O sur deux, jusqu'à ce que le temps total d'exposition atteigne une seconde. La mémoire de chaque pixel du CCD est alors lue pour obtenir l'image finale enregistrée. La fréquence de ce « mode obturateur électronique » peut varier entre 1 et 200 Hz et est actuellement fixée à 100 Hz (Atreya et al., 2012). Sur les images fournies par les caméras, les météores n'ont pas la forme d'une traînée continue mais ressemblent plutôt à une succession de lobes (cf. Figure 8.1), ce qui permet d'estimer leur vitesse. Grâce à ce système et aux performances des CCDs, les caméras du projet CABERNET font partie des caméras les plus performantes dédiées à l'observation des météores. Elles permettent par exemple de gagner un facteur 5 en résolution spatiale et un facteur 2 au moins en résolution temporelle par rapport aux caméras de type WATEC très souvent utilisées dans ce domaine.

Boîtiers de protection

De par leur localisation, les caméras du réseau sont parfois soumises à des conditions climatiques difficiles (vent, neige, glace ou canicule) qui pourraient rapidement altérer le fonctionnement des détecteurs. Elles sont donc protégées par des boîtiers réalisés sur-mesure par le GEPI (Observatoire de Paris), permettant de pallier aux températures extrêmes et empêchant le dispositif de bouger en cas de vent pour ne pas perturber les acquisitions. Les détails techniques de la construction des boîtiers de protection sont décrits dans Rigaud et al. (2012). Des photographies de deux des caméras du réseau, soumises à de bonnes ou mauvaises conditions climatiques, sont présentées Figure 7.4.



FIGURE 7.4 – Station de Guzet par un jour de beau temps (à gauche) et caméra du Pic du Midi sous la neige (à droite).

Détection des météores

Chaque caméra du réseau de détection CABERNET enregistre des prises de vue d'une seconde de temps de pose tout au long de la nuit. Au petit matin, le volume de données stockées dans chaque ordinateur est donc considérable (environ 640 GB pour une nuit de huit heures). Afin de ne pas devoir transférer l'ensemble des images sur le serveur central, un algorithme de détection est utilisé en local afin de ne retenir que les images susceptibles de contenir un météore. Cette sélection repose sur la différence d'images ; si un mouvement important est décelé entre deux images consécutives, une détection potentielle est enregistrée. Après avoir filtré autant que possible les fausses détections (reflets de la lune sur des nuages rapides par exemple), l'algorithme stocke les images retenues ainsi que celles enregistrées une seconde avant chaque détection (Reffet et al., 2014). Les données des trois stations sont alors rapatriées à l'IMCCE pour être traitées.

7.3.3 Travail effectué

Une des principales missions qui m'ont été confiées pendant cette thèse a été d'améliorer et de terminer d'implémenter le processus de réduction des observations fournies par le réseau CABERNET. Pour cela, la quasi-totalité du programme de traitement des données du réseau a été repensée et modifiée afin d'augmenter autant que possible la précision de la détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores. La localisation des météores dans les images est maintenant effectuée de manière automatique et précise, permettant de reproduire autant de fois que nécessaire la mesure des positions célestes de chaque détection à l'identique (cf. Chapitre 8). L'analyse de la précision que le réseau est en mesure d'atteindre sur la détermination de la vitesse des météores fait l'objet des Chapitres 9, 10 et 11.

Grâce à la simulation de météores chaque fois plus élaborée (cf. Chapitre 9), nous avons été en mesure d'identifier les limites de nombreuses techniques de détermination de la vitesse des météores largement répandues dans la communauté. Nous présentons une nouvelle implémentation de la méthode de l'ajustement à paramètres multiples MPF (Gural, 2012) qui permet de considérablement réduire l'incertitude sur la vitesse des météores capturés par des réseaux similaires à CABERNET à 1 ou 2 %, tandis que les autres techniques analysées aboutissent à des incertitudes plus importantes (cf. Chapitre 11). Après avoir effectué l'état des lieux du projet CABERNET au début de l'été 2017, nous présentons au Chapitre 12 le résultat de l'estimation de la trajectoire et de l'orbite de météoroïdes détectés par le réseau pendant la pluie de météores des Géminides 2016.

Chapitre 8

Réduction photométrique et astrométrique

La détermination de la trajectoire d'un météore capturé par les caméras du réseau de détection CABERNET repose essentiellement sur une bonne estimation des coordonnées célestes (α, δ) de l'objet. Il est donc indispensable d'effectuer une réduction photométrique et astrométrique consciencieuse de chaque image obtenue avant toute tentative de triangulation de la trajectoire des météores. En ce qui concerne la photométrie, il est nécessaire de corriger les images des imperfections optiques usuelles en astronomie (liées à la netteté de l'objectif et aux caractéristiques du détecteur) et de déterminer le plus précisément possible la localisation du météore sur le récepteur. La difficulté de la réduction astrométrique, permettant d'obtenir les coordonnées célestes du météore à partir de sa position dans l'image, réside dans une bonne modélisation (*à priori* inconnue) des distorsions intrinsèques de l'optique des caméras.

8.1 Réduction photométrique

8.1.1 Images CABERNET

Chaque caméra du réseau CABERNET fournit des relevés photographiques d'une même portion de ciel de $40^\circ \times 26^\circ$ de champ, capturés avec une seconde de temps de pose. Cette durée d'exposition excédant la durée moyenne d'apparition des météores (approximativement égale à 0,3 seconde), il est impossible d'enregistrer avec une pose continue un nombre suffisant de positions d'un météore pour évaluer sa vitesse au cours du temps. C'est pourquoi chaque caméra est utilisée avec un mode permettant de reproduire le fonctionnement d'un obturateur électronique ; l'enregistrement de l'image est régulièrement interrompu au cours de l'exposition, induisant une perte d'intensité du signal à une fréquence clairement déterminée (cf. Section 7.3.2). Grâce à ce système, les météores capturés par CABERNET ne prennent pas la forme naturelle d'une traînée continue mais ressemblent plutôt à une succession de lobes (cf. Figure 8.1.a). L'échantillonnage temporel de la durée d'exposition permet ainsi de déterminer précisément l'horodatage des centres de chaque lobe du météore, appelés centroïdes, et donc de suivre l'évolution de la position de l'objet au cours du temps.

8.1.2 Corrections photométriques

À l'instar de toutes les acquisitions astronomiques effectuées au télescope, les images brutes enregistrées par les caméras CABERNET sont polluées par les impuretés déposées le long du chemin optique de l'instrument et par les bruits divers influençant la sensibilité du détecteur. Les principales corrections à apporter aux images brutes sont les suivantes :

- soustraction du courant d’obscurité (« Offset » ou « Bias »), soit du courant électrique résiduel du détecteur en l’absence de lumière ;
- soustraction du bruit thermique (« Noir » ou « Dark »), d’autant plus important que la température du détecteur est élevée ;
- calibration photométrique en fonction de la sensibilité de chaque pixel du détecteur, et suppression de l’image des impuretés déposées sur les optiques (« PLU » ou « Flat »).

L’image corrigée de ces effets est obtenue en transformant l’image brute grâce à l’équation 8.1.

$$\text{Image}_{\text{Corrigée}} = \frac{\text{Image}_{\text{Brute}} - \text{Dark} - \text{Offset}}{\text{Flat} - \text{Dark} - \text{Offset}} \quad (8.1)$$

Le résultat de ces opérations sur un météore détecté par CABERNET à la station du Pic du Midi le 16 décembre 2016 est donné Figure 8.1 (a : image brute & b : image corrigée). Les darks, bias et flats sont réalisés comme présenté à la Section 12.1.1. La différence de teinte entre la portion gauche et droite de la Figure 8.1.a s’explique par l’utilisation de deux registres distincts qui composent le capteur de la caméra.

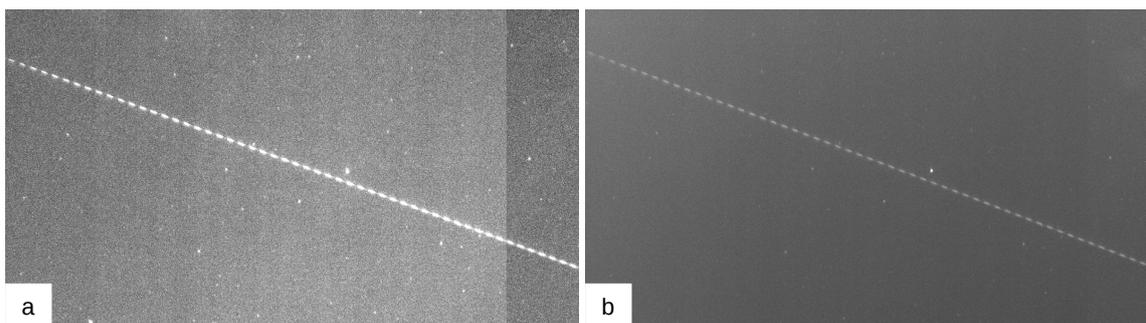


FIGURE 8.1 – Réduction photométrique d’un météore capturé par la station du Pic du Midi, le 16/12/2016. a : image brute enregistrée par la caméra, b : image corrigée avec la formule 8.1.

8.2 Localisation des centroïdes

Une fois la réduction photométrique achevée, nous cherchons à déterminer la position des centroïdes dans l’image. Au sein de la communauté, il n’est pas inhabituel que le pointage des centroïdes s’effectue manuellement dans le cas d’observations photographiques et vidéo (Koten, 2002). Afin de gagner du temps et par souci de reproductibilité des résultats, nous avons décidé d’entièrement automatiser ce processus. L’automatisation de cette étape présente également l’intérêt de pouvoir estimer rapidement l’erreur commise sur la localisation des centroïdes dans l’image.

8.2.1 Première approximation

La première action de l’algorithme de localisation des centroïdes consiste à reconnaître et délimiter la position du météore. Pour cela, on effectue une binarisation de l’image corrigée permettant de séparer les pixels les plus brillants des pixels les plus sombres. Le seuil

d'intensité lumineuse entre ces deux groupes est déterminé à partir de la distribution en intensité de l'image. La position, la taille et l'élongation de chaque groupe de pixels brillants est ensuite enregistrée. Dans le cas de groupement de pixels de taille importante, pouvant résulter de la fusion apparente de plusieurs centroïdes, on trace la courbe de lumière le long de la plus grande élongation du groupe. Si cette courbe de lumière s'apparente grossièrement à une sinusoïde, le groupe de pixels est divisé en plusieurs groupes dont les centres correspondent à chaque maximum de la courbe de lumière. Avec ce procédé, à chaque étoile brillante et chaque centroïde du météore correspond un groupe de pixels brillants de centres (x_c, y_c) clairement définis. Le résultat de la binarisation de l'image du météore de la Figure 8.1 est présenté Figure 8.2.c.

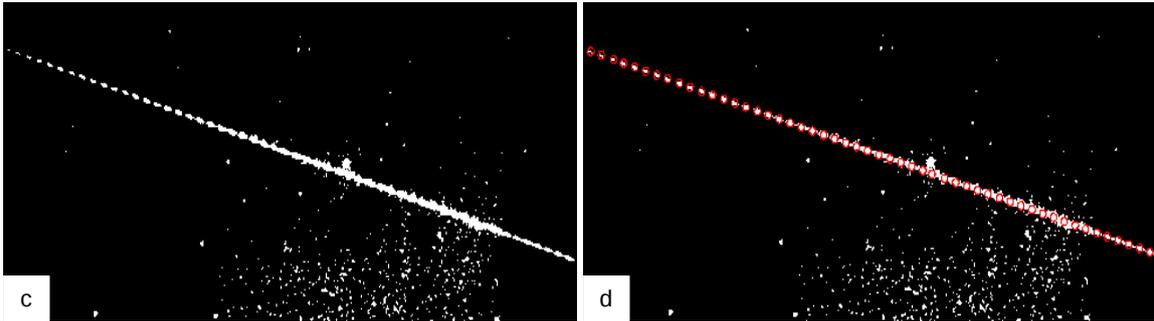


FIGURE 8.2 – c : résultat de la binarisation du météore de la Figure 8.1. d : première approximation de la localisation des centroïdes, estimée à partir de la courbe de lumière du météore.

Contrairement aux pixels brillants liés au bruit ou aux étoiles brillantes, les centres (x_c, y_c) associés aux centroïdes sont disposés selon une ligne droite. On utilise alors l'algorithme de RANSAC (« RANdom SAMple Consensus », Fischler et Bolles, 1981) afin de détecter le plus vaste échantillon de points alignés parmi les positions (x_c, y_c) . Cette technique a permis de reconnaître et de délimiter la position des météores pour toutes les données de CABERNET testées jusqu'à présent.

Une fois le météore délimité, on peut affiner une première fois la localisation des centroïdes. On trace la courbe de lumière le long de la direction du météore et on cherche à identifier les maxima de la courbe de lumière (cf. Figure 8.3). Afin de minimiser le bruit sur la courbe, on additionne l'intensité lumineuse le long d'une dizaine de coupes longitudinales de la traînée du météore. La courbe de lumière est ensuite lissée avec un filtre de Savitzky-Golay (Gorry, 1990) pour limiter la détection de faux maxima. Pour finir, afin de remédier à la dissymétrie de chaque pic de la sinusoïde lissée, on ajuste aux alentours de chaque maximum une gaussienne à deux dimensions. Le sommet de la gaussienne marque en première approximation l'emplacement du centroïde le long de la traînée du météore. La courbe de lumière obtenue pour le météore de la Figure 8.1 et la localisation de ses maxima sont représentées à la Figure 8.3. La première approximation finale des centroïdes déterminée à partir de la courbe de lumière sur l'image binarisée est tracée Figure 8.2.d.

Cette méthode permet d'obtenir une première approximation de l'évolution de la position du météore au cours du temps dans l'image. Si l'on obtient des positions relativement précises le long de la traînée du météore, cela n'est pas le cas suivant sa direction perpendiculaire, et ce modèle ne fonctionne que pour des trajectoires parfaitement rectilignes. C'est

pourquoi il est nécessaire de trouver une autre technique d'estimation automatique de la localisation des centroïdes.

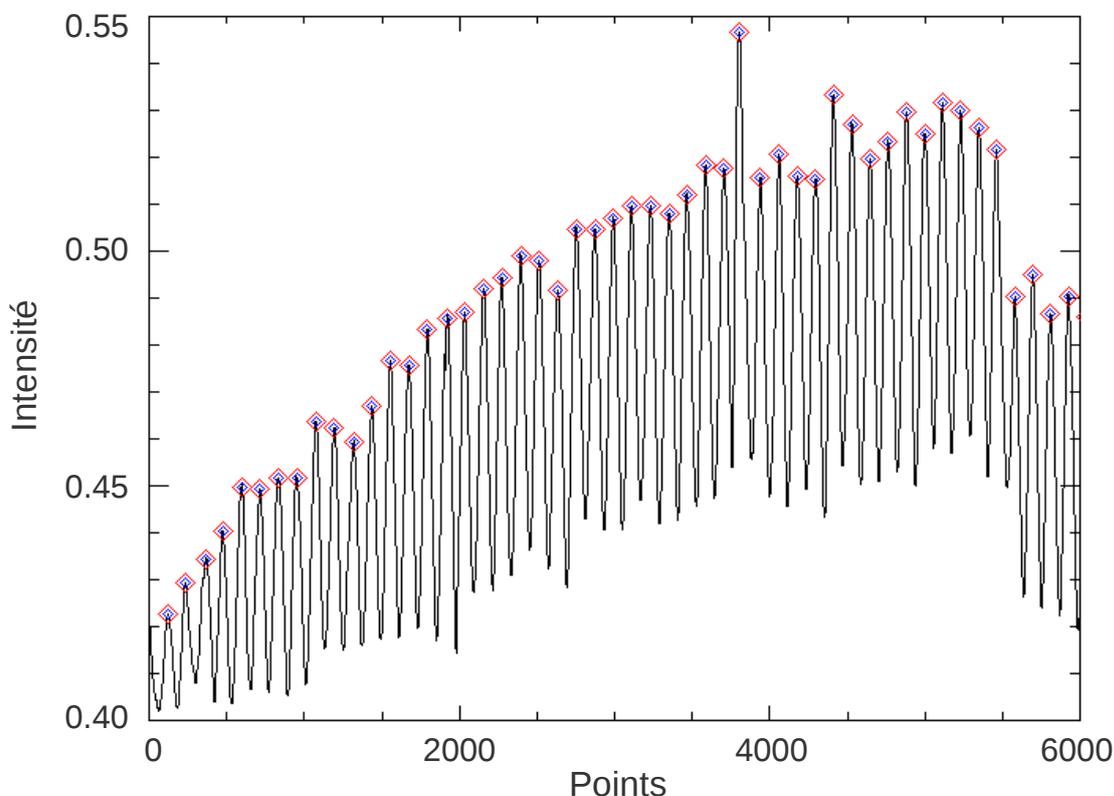


FIGURE 8.3 – Courbe de lumière le long de la traînée du météore de la Figure 8.1.

8.2.2 Ajustement

Comme on peut le constater Figure 8.1, la forme des météores découpés par l'obturateur électronique n'est pas sans rappeler celle d'une gaussienne en deux dimensions. L'ajustement d'un modèle gaussien à chaque lobe du météore nous permet donc non seulement d'améliorer l'estimation de la position des centroïdes (en ne les contraignant plus à appartenir exactement à une même droite) mais aussi d'estimer la précision obtenue sur cette localisation. Afin de minimiser l'erreur commise lors de l'ajustement, nous avons testé deux types de modèles de gaussienne. La première expression est la formulation classique de la gaussienne à deux dimensions donnée par l'équation 8.2.

$$\begin{cases} I(x, y) = A_0 + A_1 e^{-\frac{u}{2}} \\ u = \left(\frac{x - x_0}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y - y_0}{\sigma_y}\right)^2 \end{cases} \quad (8.2)$$

avec :

- (x, y) : les coordonnées cartésiennes dans le système de coordonnées orthonormé d'axes parallèle et perpendiculaire à la traînée du météore ;

- A_0, A_1 : le flux du fond de ciel et le maximum d'amplitude de la gaussienne ;
- σ_x, σ_y : les largeurs à mi-hauteur de la gaussienne /x et /y ;
- (x_0, y_0) : les coordonnées du centre de la gaussienne.

La seconde expression est celle d'une « gaussienne en mouvement » (MoG), proposée par Vereš et al. (2012). On ajuste cette fois une gaussienne de symétrie circulaire, présentant un mouvement linéaire le long de la traînée du météore avec une vitesse V_c . Ce modèle permet cette fois de reproduire les formes rectangulaires allongées avec des extrémités circulaires obtenues dans le cas de météores rapides aussi bien que les formes ovales obtenues dans le cas de météores plus lents. On obtient les équations du système 8.3.

$$\begin{cases} I(x', y') = A_0 + \frac{A_1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{y'^2}{2\sigma^2}} * f_1 \\ f_1 = \frac{1}{2V_c} [erf(u_1) - erf(u_2)] \end{cases} \quad (8.3)$$

où

$$u_1 = \frac{x' + \frac{V_c}{2}}{\sigma\sqrt{2}}, \quad u_2 = \frac{x' - \frac{V_c}{2}}{\sigma\sqrt{2}} \quad (8.4)$$

et

$$\begin{cases} x' = \cos\theta(x - x_0) - \sin\theta(y - y_0) \\ y' = \sin\theta(x - x_0) + \cos\theta(y - y_0) \end{cases} \quad (8.5)$$

avec :

- A_0, A_1 : le flux du fond de ciel et le flux total de l'image ;
- σ : l'écart-type de la gaussienne ;
- (x_0, y_0) : les coordonnées du centre de la gaussienne ;
- V_c : la vitesse de déplacement ;
- θ : l'angle du mouvement par rapport à l'axe des abscisses.

Dans la pratique, on ajuste les deux modèles précédents pour chaque centroïde détecté par l'algorithme. Pour chaque modèle, on teste la validité de l'ajustement en effectuant un test d'adéquation du χ^2 . Dans le cas où les deux modèles sont retenus (les ajustements reflètent alors correctement les observations), on choisit la solution pour laquelle l'erreur sur la localisation du centre de la gaussienne est la plus faible. Dans le cas où aucun modèle n'est retenu (pour environ 20 % des centroïdes des météores les moins brillants), on garde la première approximation de la position du centroïde réalisée précédemment. Le résultat final de l'algorithme de détection des centroïdes sur le météore détecté par CABERNET le 16 décembre 2015 est présenté Figure 8.4.

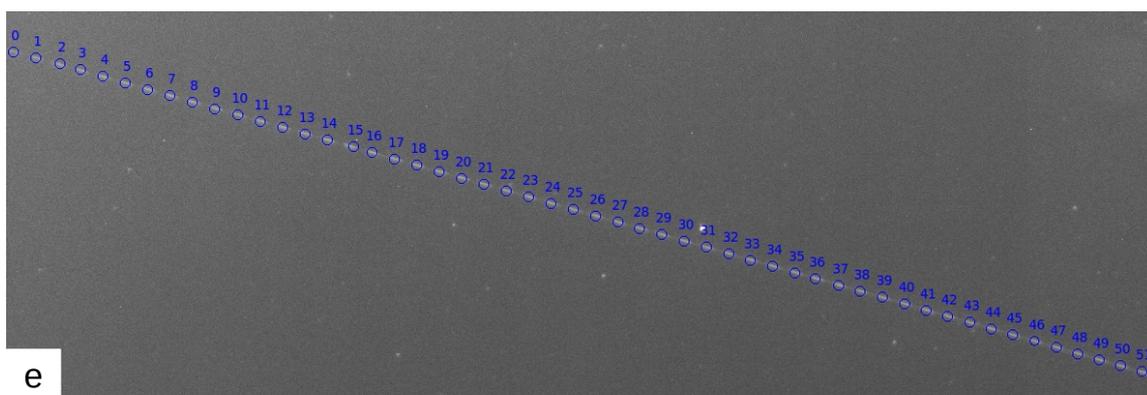


FIGURE 8.4 – Localisation finale des centroïdes après l'ajustement du modèle de la gaussienne en mouvement.

8.3 Erreur sur la localisation des centroïdes

Afin d'estimer la précision obtenue sur la détermination de la vitesse, il est indispensable d'estimer l'erreur commise sur les données à l'origine de tout le processus de traitement des observations : la localisation des centroïdes dans les images. Cette erreur, que nous noterons ϵ , dépend principalement de la qualité des données fournies par le réseau CABERNET. Elle est donc influencée par des bruits de mesure d'origine externe (parasites atmosphériques, bruit thermodynamique, etc.) et interne (bruit thermique, bruit de lecture, etc.), ainsi que par les incertitudes formelles liées à la méthode utilisée pour localiser les centroïdes.

En astronomie, il est courant d'évaluer l'erreur ϵ en comparant les coordonnées célestes des étoiles présentes dans le champ de vue des caméras et les coordonnées données par des catalogues d'étoiles. Dans notre situation, ce procédé est difficilement applicable. Premièrement, parce que la forme lobée des météores dans nos images est différente des étoiles circulaires (cf. Figure 8.1) et qu'il est donc plus difficile d'en déterminer le centre. Ensuite, parce que la distorsion présente dans nos images est loin d'être négligeable ; si celle-ci est mal évaluée et corrigée, elle peut affecter de façon différente l'estimation de la localisation des centroïdes en fonction de leur position dans l'image. À cause de cette distorsion, la réduction astrométrique des coordonnées dans l'image est un processus compliqué et source d'erreurs supplémentaires dans la détermination des coordonnées célestes des objets du champ de vue. Dans la mesure où nous souhaitons analyser la précision de données aussi peu polluées que possible par des erreurs commises lors de traitements d'image ultérieurs, il est préférable de garder cette étude indépendante de la qualité de la réduction astrométrique. Pour cela, il est donc nécessaire de travailler directement sur les images après réduction photométrique. L'objectif de cette section est donc d'évaluer la précision de la localisation des centroïdes des météores, et non la qualité de la réduction astrométrique.

8.3.1 Estimation de l'erreur $\epsilon_{x,y}$

L'ajustement des modèles gaussiens 8.2 & 8.3 aux lobes du météore est réalisé en utilisant des moindres carrés non-linéaires. À partir de la diagonale de la matrice de variance-covariance $[C]$ de l'ajustement, on obtient l'incertitude formelle relative des paramètres du modèle utilisé. Cependant, afin de déterminer l'erreur réelle commise sur

la localisation des centroïdes, il est nécessaire de multiplier les incertitudes formelles par un coefficient reflétant la qualité des images. Ce coefficient, appelé variance d'échelle, est noté σ^2 . L'estimation non-biaisée de l'erreur réelle commise sur chaque paramètre du modèle est contenue dans la diagonale de la matrice de variance-covariance échelonnée $[C_{\text{échelonnée}}] = \sigma^2[C]$.

À moins de posséder une parfaite connaissance des conditions atmosphériques et de l'ensemble des défauts optiques et électroniques de la caméra utilisée, il est impossible d'estimer théoriquement la valeur de σ^2 . Sous certaines conditions, il est cependant possible d'utiliser un estimateur fiable de la variance d'échelle ; dans le cas où l'ajustement de la gaussienne est de bonne qualité (i.e. le modèle choisi est une approximation réaliste des observations) la variance σ^2 peut être évaluée grâce à l'estimateur non-biaisé s^2 de l'équation 8.6.

$$s^2 = \frac{\sum_{i=0}^{N_{pix}} r_i^2}{DDL} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{pix}} (I_{obs,i} - I_{model,i})^2}{N_{pix} - N_{param}} \quad (8.6)$$

où :

- $I_{obs/model,i}$: l'intensité du pixel observé/modélisé i ;
- r_i : les résidus de l'ajustement ;
- DDL : les degrés de liberté ;
- N_{pix} : le nombre de pixels ajustés ;
- N_{param} : le nombre de paramètres.

Pour déterminer si l'ajustement de la gaussienne est de bonne qualité, nous utilisons un test d'adéquation du χ^2 avec un risque α fixé à 5 %. Si le lobe ajusté n'est pas correctement reproduit par un modèle gaussien (le test du χ^2 est alors négatif), l'estimateur s^2 ne peut être exploité et la position du centroïde n'est pas retenue pour l'étude. Si le modèle choisi et les observations sont cohérents, l'estimateur s^2 est calculé et multiplié à la matrice $[C]$ pour obtenir les incertitudes finales sur les paramètres.

Mise en œuvre

À cause de la distorsion, l'erreur $\epsilon_{x,y}$ commise sur la localisation des centroïdes peut dépendre de leur position dans l'image. Afin de calculer une estimation générale de l'erreur commise, nous analysons un ensemble de centroïdes répartis sur la totalité du champ de vue des caméras. Pour chaque station, on considère un échantillon initial de 300 météores. On ajuste à chacun de leurs centroïdes les modèles décrits par les équations 8.2 et 8.3 et on applique le test d'adéquation du χ^2 . Si le modèle utilisé franchit cette épreuve avec succès, nous calculons l'incertitude finale sur la position du centroïde en abscisse (ϵ_x) et en ordonnée (ϵ_y) grâce à l'estimateur s^2 . Les centroïdes ayant passé avec succès le test d'adéquation du χ^2 pour les stations du Pic du Midi et de Montsec sont représentés Figure 8.5.

Résultats

Les Figures 8.6 et 8.7 présentent les résultats obtenus pour la station du Pic du Midi. Chaque histogramme illustre la fréquence des incertitudes échelonnées ϵ_x (à gauche) et ϵ_y (à droite) résultant de l'ajustement du modèle de gaussienne classique (en bleu) ou de la

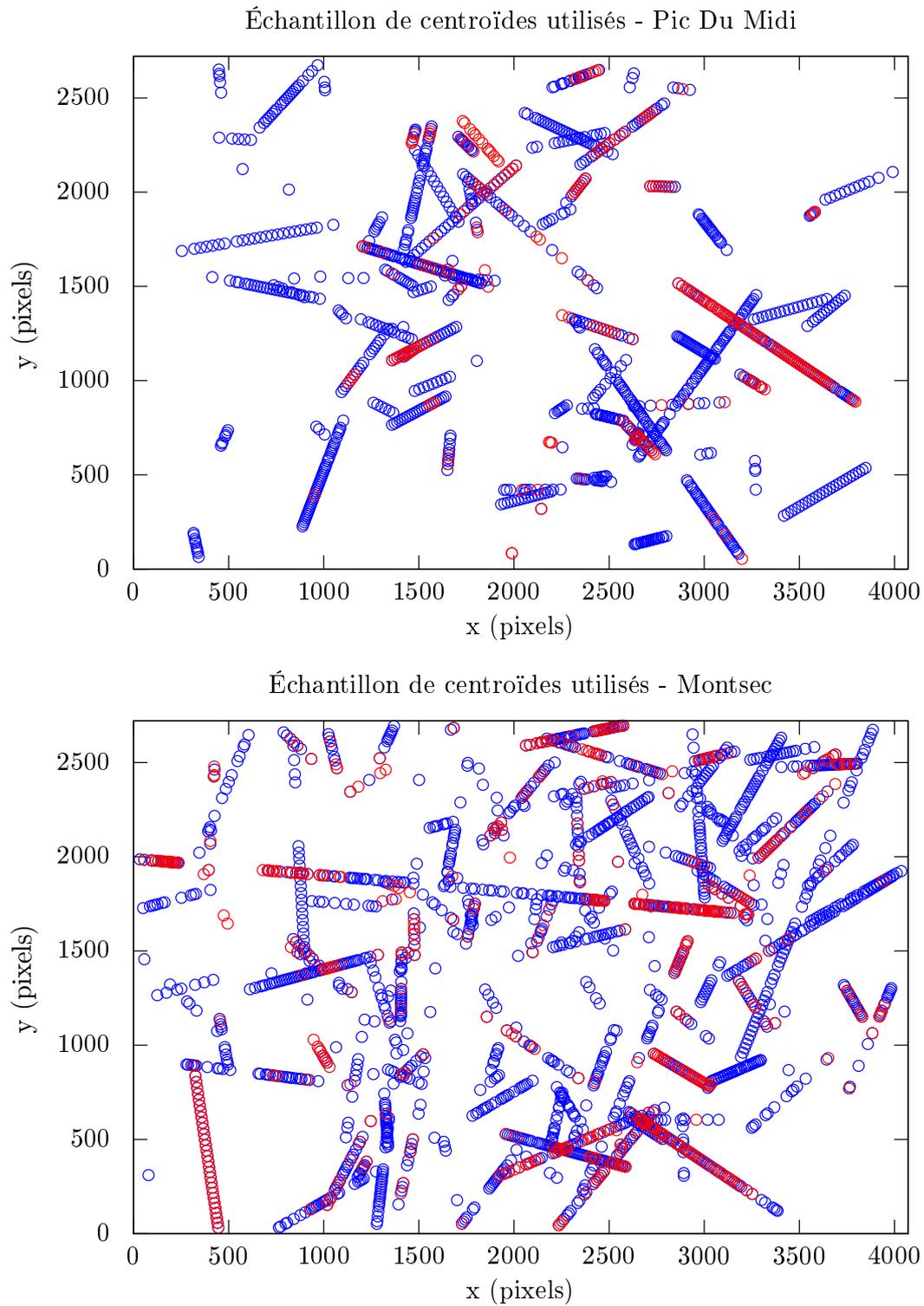


FIGURE 8.5 – Centroïdes ayant franchi avec succès le test d'adéquation du χ^2 pour le modèle de la gaussienne classique (en bleu) ou de la gaussienne en mouvement (en rouge). Météores capturés par la station du Pic du Midi (en haut) ou de Montsec (en bas).

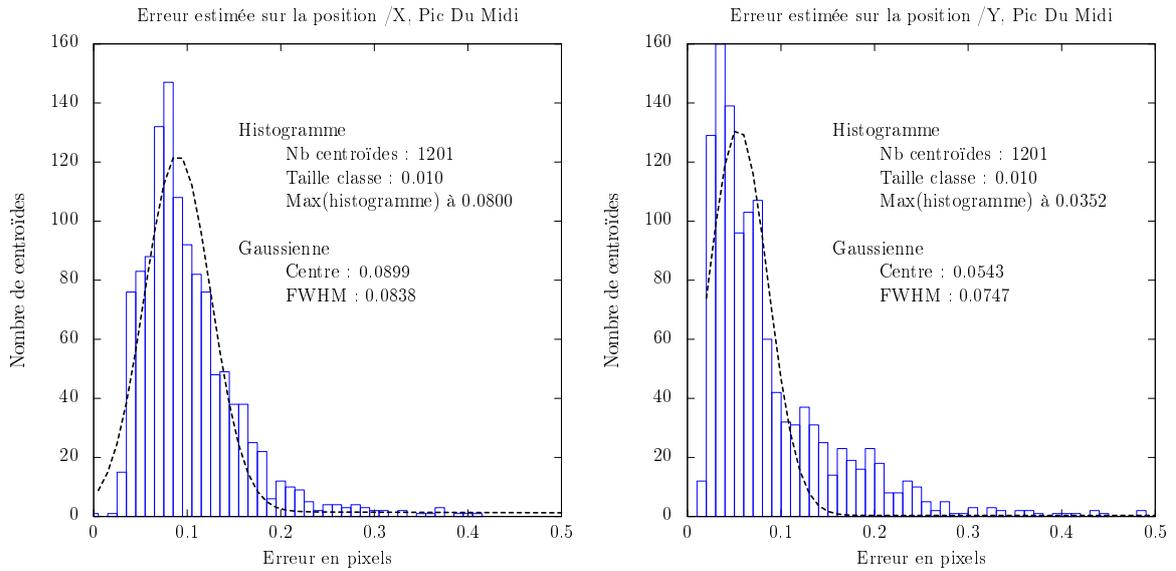


FIGURE 8.6 – Fréquence des incertitudes échelonnées ϵ_x (gauche) et ϵ_y (droite) pour les centroïdes capturés par la station du Pic du Midi, en ajustant le modèle de gaussienne classique.

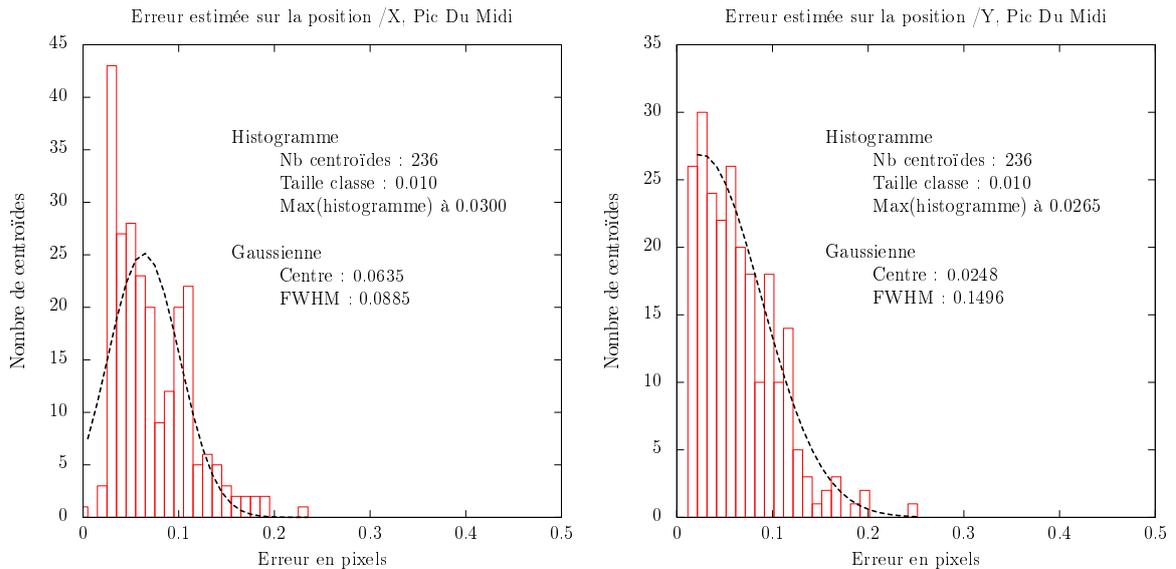


FIGURE 8.7 – Fréquence des incertitudes échelonnées ϵ_x (gauche) et ϵ_y (droite) pour les centroïdes capturés par la station du Pic du Midi, en ajustant le modèle de la gaussienne en mouvement.

gaussienne en mouvement (en rouge). Les Figures 8.8 et 8.9 font de même pour la station de Montsec.

On constate que les centroïdes retenus dans le cas du modèle de gaussienne classique sont plus nombreux que dans le cas de la gaussienne en mouvement. Ceci est dû à l'importante dépendance du modèle de la gaussienne en mouvement à l'estimation initiale du flux du fond de ciel et du flux total du centroïde. Lorsqu'un météore est très brillant ou peu rapide, la lumière des centroïdes voisins peut contaminer le centroïde traité et il

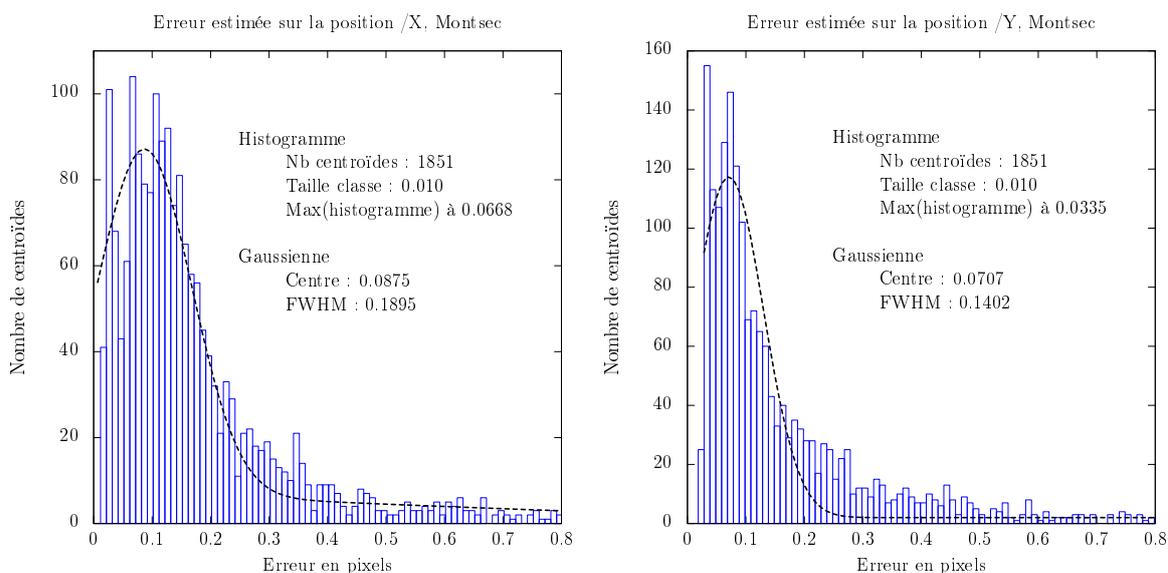


FIGURE 8.8 – Fréquence des incertitudes échelonnées ϵ_x (gauche) et ϵ_y (droite) pour les centroïdes capturés par la station de Montsec, en ajustant le modèle de gaussienne classique.

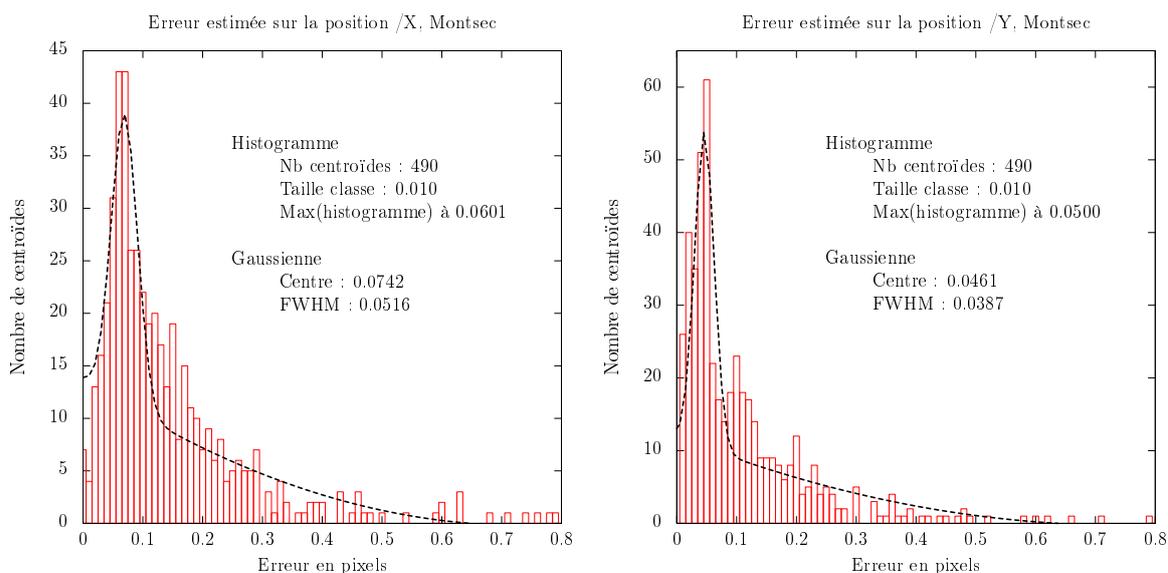


FIGURE 8.9 – Fréquence des incertitudes échelonnées ϵ_x (gauche) et ϵ_y (droite) pour les centroïdes capturés par la station de Montsec, en ajustant le modèle de la gaussienne en mouvement.

est plus difficile d'estimer la valeur du fond de ciel qui devient inhomogène autour de lui. Une amélioration de l'algorithme utilisé augmenterait probablement la robustesse de cet ajustement ; cela serait intéressant dans la mesure où l'erreur commise avec cette méthode est inférieure à celle relative au modèle classique.

Les Tables 8.1 et 8.2 résument les résultats obtenus dans le cadre des deux modèles de gaussienne. On y présente l'erreur la plus fréquente, correspondant à la valeur pour laquelle la distribution est maximale, et l'erreur correspondant au centre d'une gaussienne

à une dimension ajustée à l’histogramme. L’ajustement gaussien, pourtant meilleur que celui d’une distribution de Poisson, ne permet pas de reproduire les distributions des erreurs ϵ_x et ϵ_y ; cela nous a cependant permis de simplifier la simulation de météores réalistes destinés à valider les différents modèles de détermination de la vitesse (cf. Section 9.3). La troisième et dernière colonne des tables présentent l’incertitude obtenue lorsque pour chaque lobe, on choisit le modèle de gaussienne qui minimise la valeur de $\epsilon = \sqrt{\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2}$.

	Gaussienne classique		Gaussienne en mouvement		modèle_min(ϵ)	
	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y
ϵ plus fréquente	0,080	0,035	0,030	0,027	0,067	0,035
centre de la distribution	0,090	0,054	0,064	0,025	0,087	0,052

TABLE 8.1 – Résultat de la détermination de l’erreur en pixels - Pic du Midi.

	Gaussienne classique		Gaussienne en mouvement		modèle_min(ϵ)	
	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y	ϵ_x	ϵ_y
ϵ plus fréquente	0,067	0,034	0,060	0,050	0,067	0,034
centre de la distribution	0,088	0,071	0,074	0,039	0,069	0,054

TABLE 8.2 – Résultat de la détermination de l’erreur en pixels - Montsec.

Dans le cadre de nos simulations, nous avons décidé de fixer l’incertitude sur la localisation des centroïdes capturés par CABERNET à la valeur maximale fournie par les Tables 8.1 et 8.2. En procédant de la sorte, nous nous assurons de ne pas considérer une estimation excessivement optimiste de la précision la plus probable obtenue sur la localisation des centroïdes. Nous retiendrons donc dans la suite l’erreur :

$$\boxed{\epsilon_x = \epsilon_y = 0,09 \text{ pixel} = 3,24 \text{ ''}} \quad (8.7)$$

Analyse des résultats

L’estimation précédente de 0,09 pixel d’erreur n’a de sens que si l’échantillon de centroïdes retenus est suffisamment représentatif de la réalité, que ce soit en termes de position dans l’image, d’élongation ou de magnitude. À partir de simulations et des météores analysés, il apparaît que la méthode de la gaussienne classique est plus performante pour des objets brillants et/ou lents que la gaussienne en mouvement, tandis que cette dernière est bien adaptée pour les objets plus faibles et/ou plus rapides (et donc de forme plus allongée). Dans les deux cas, aucune influence claire de ces deux facteurs sur la précision obtenue n’a été constatée.

Est-il possible de distinguer l’influence de la distorsion de l’image sur la précision de la position d’un centroïde, indépendamment de la magnitude ou de la vitesse du météore ? Afin de répondre à cette question, nous avons tracé Figure 8.10 le nombre de centroïdes retenus par le test du χ^2 pour la station de Montsec (cf. Figure 8.5) en fonction de l’erreur ϵ_x ou ϵ_y et de la distance du centroïde au centre de l’image. La distorsion étant plus importante sur les bords de l’image, on s’attend à ce que la plupart des centroïdes pour lesquels l’erreur

de l’ajustement d’un modèle gaussien est faible soient à une distance faible du centre de l’image. On s’aperçoit cependant que cela n’est pas le cas pour l’échantillon choisi, que ce soit pour l’erreur ϵ sur la coordonnée en abscisse ou en ordonnée du centroïde. Nous pouvons en conclure que la distribution des histogrammes présentés Figures 8.6 et 8.7 n’est pas la conséquence d’une influence particulière de la distorsion liée à une répartition inhomogène des météores dans l’image. Les constatations afférentes à l’influence de la magnitude ou de l’élongation sans tenir compte de la distorsion aboutissent à des conclusions identiques.

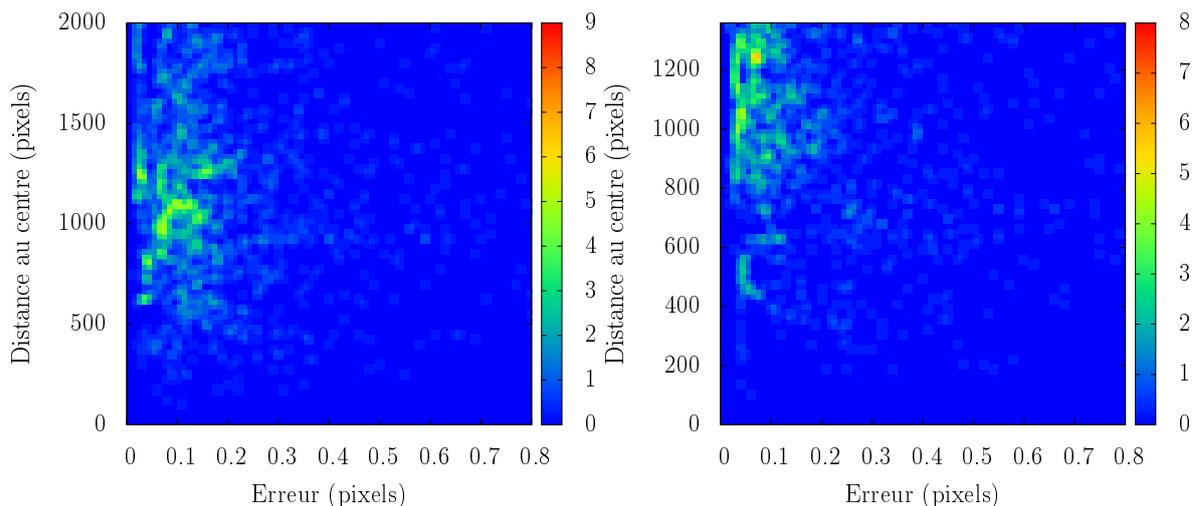


FIGURE 8.10 – Nombre de centroïdes ayant franchi avec succès le test d’adéquation du χ^2 pour le modèle de la gaussienne classique, par classe d’erreur sur la localisation $/x$ (gauche) ou $/y$ (droite) et par classe de distance au centre.

Afin de comparer l’influence de la distorsion sur des centroïdes de magnitude et d’élongation relativement constantes à différentes positions de l’image, nous pouvons étudier le cas de longs météores dont la trajectoire s’étale entre le centre et les bords de l’image. Cinq de ces météores capturés par la station de Montsec sont présentés Figure 8.11. Pour chaque météore, la figure présente le tracé de l’erreur commise sur la localisation des centroïdes en fonction de leur abscisse x et de leur ordonnée y . On constate que la distorsion ou la magnitude seules ne permettent pas d’expliquer la variété des profils d’incertitude observés. Dans ces circonstances, il est raisonnable d’estimer que l’échantillon de positions de météores retenues Figure 8.5 est suffisamment exhaustif pour que les histogrammes des Figures 8.6 et 8.7 soient représentatifs de l’erreur commise sur la localisation des centroïdes. Nous pouvons donc conserver l’estimation d’une erreur de 0,09 pixel sur la position des météores capturés par CABERNET.

8.4 Réduction astrométrique

8.4.1 Le problème de la distorsion

Une fois la localisation des centroïdes dans l’image clairement établie, on peut déterminer la position apparente du météore sur la voûte céleste. La réduction astrométrique d’une image consiste à convertir les coordonnées (x, y) des centroïdes en coordonnées célestes équatoriales (α, δ) . À première vue, il s’agit d’une transformation géométrique

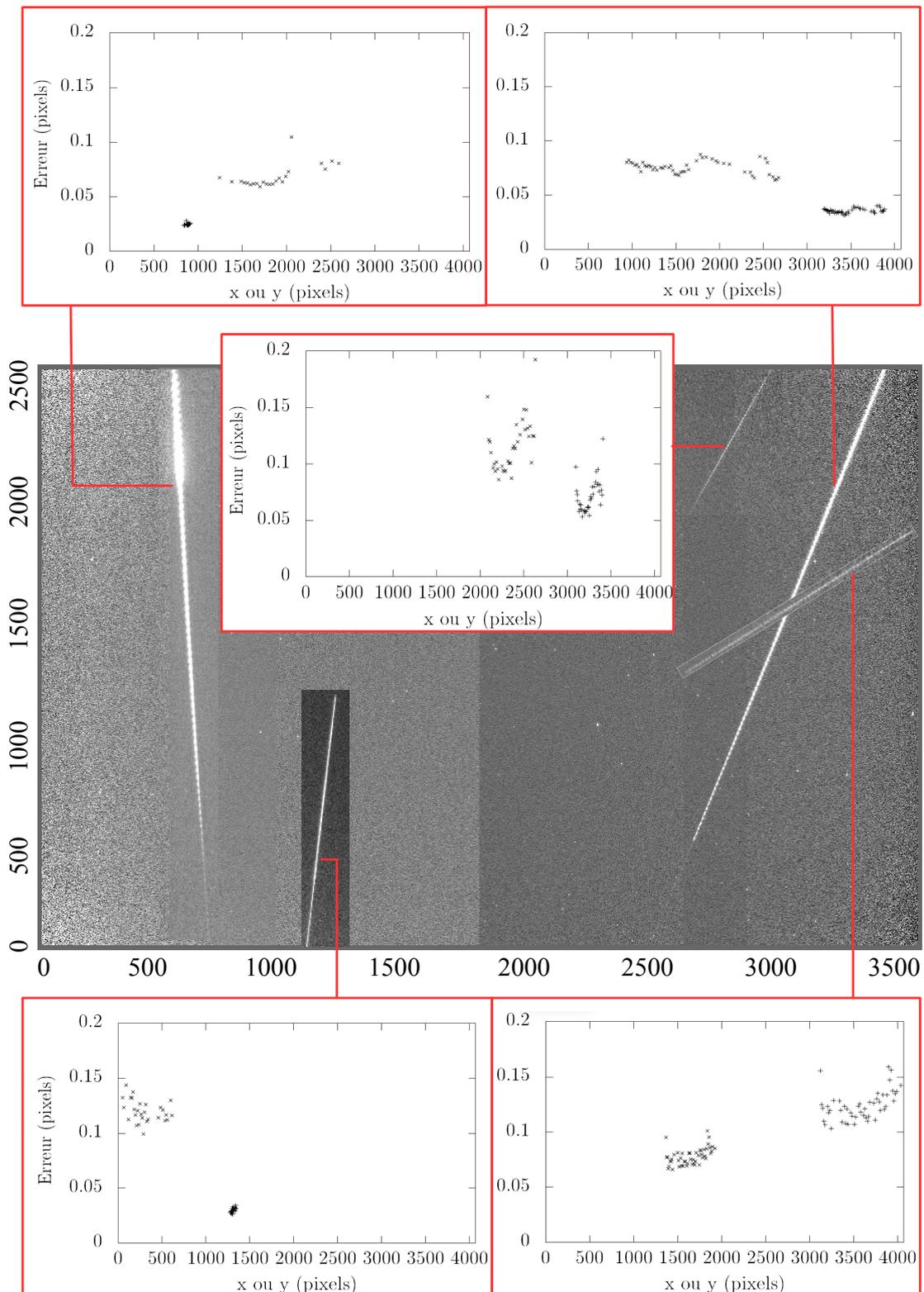


FIGURE 8.11 – Erreur $\epsilon_x = f(\text{position } x)$ (+) et $\epsilon_y = f(\text{position } y)$ (x) en pixels pour différents météores capturés par la station de Montsec.

simple (projection gnomonique) ; il suffit en effet d'effectuer une projection cartographique azimutale permettant de représenter l'image d'une demi-sphère (la voûte céleste) sur un plan (le détecteur). Dans la pratique, cette transformation ne peut s'utiliser en l'état que dans le cas d'une caméra photographique idéale, fournissant des images du ciel sans aucune des distorsions provoquées par les différents défauts relatifs aux composés optiques du système. Afin d'évaluer correctement les coordonnées célestes d'un météore, il est nécessaire de modéliser fidèlement les déformations et les distorsions de l'image et de trouver la fonction de raccordement réelle entre la voûte céleste et les images obtenues. Cette fonction se détermine en procédant à un ajustement entre les positions des étoiles observées en pixels sur l'image et leurs positions cataloguées projetées sur le plan d'observation tangent à la sphère céleste.

Dans le cas de caméras à grand champ comme celles de CABERNET ($40^\circ \times 26^\circ$), l'influence de la distorsion sur les images fournies par le réseau est loin d'être négligeable et leur réduction astrométrique est un processus complexe. La Figure 8.12 illustre par exemple l'effet de la projection gnomonique et de la distorsion induite par les optiques sur la taille angulaire des pixels du détecteur. La figure présente la variation de la taille d'un pixel projeté sur la sphère céleste en fonction de sa position dans l'image. On remarque que le centre optique est effectivement proche du centre de l'image ; la taille du pixel à cette position est bien de $36''$.

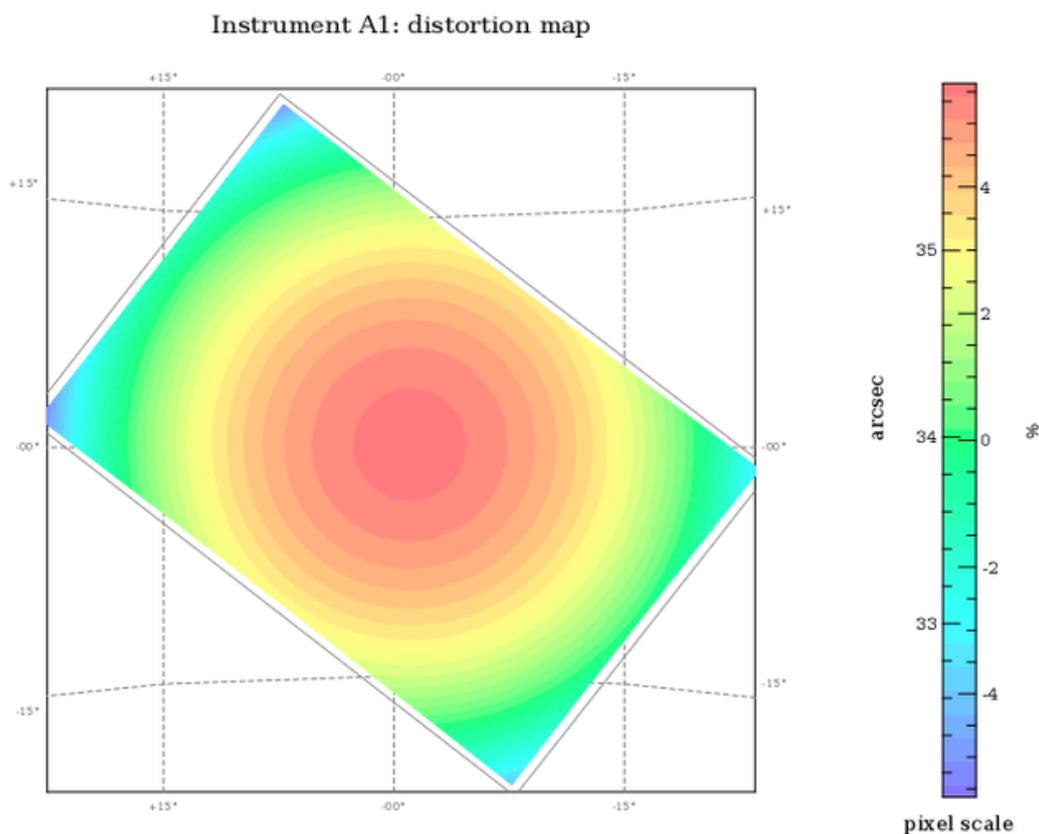


FIGURE 8.12 – Exemple de carte de distorsion mesurée pour la caméra du Pic du Midi. L'image est inclinée à cause de l'orientation de la caméra par rapport au référentiel céleste.

8.4.2 Réduction astrométrique

La détermination des paramètres de la réduction astrométrique en tenant compte de la distorsion s'effectue grâce aux logiciels SExtractor (Bertin et Arnouts, 2010) et SCAMP (« Software for Calibrating AstroMetry and Photometry » Bertin, 2010). La position initiale des sources lumineuses dans l'image est extraite par SExtractor, et la PSF (« Point Spread Function ») de l'ensemble du système optique pour chacune de ces positions est évaluée par le logiciel PSFex (Bertin, 2011). On applique ensuite de nouveau SExtractor, en tenant compte des PSF mesurées par PSFex pour affiner l'extraction de la position des sources lumineuses. La calibration astrométrique de l'image est effectuée dans un second temps par SCAMP, qui compare ces positions avec le catalogue d'étoiles Hipparcos coupé à la magnitude +8 (magnitude stellaire limite détectable par CABERNET).

Ce logiciel exige que l'utilisateur fournisse une estimation initiale des caractéristiques du champ de vue observé (position et valeur du pixel de référence, taille et orientation du champ, facteur de forme du pixel, etc.) et les incertitudes maximales associées à chacun de ces éléments. À partir d'un certain nombre d'images fournies par chaque caméra et grâce à ces paramètres, le logiciel détermine finalement la solution astrométrique permettant de superposer au mieux les étoiles visibles avec le catalogue considéré. La modélisation de la distorsion est réalisée en ajustant un polynôme de degré 1 à 9 aux images. Si l'algorithme converge, les paramètres du champ de vue et les facteurs du polynôme de distorsion des images sont évalués. Il est alors possible de déterminer les coordonnées célestes (α, δ) du météore, correspondant aux coordonnées de la projection des centroïdes sur la sphère céleste dans le référentiel de la station.

8.4.3 Précision de la réduction

La qualité de la solution astrométrique déterminée par SCAMP est contrôlée par un paramètre appelé « contraste » ; si ce dernier est inférieur à 2, la solution obtenue est trop mauvaise pour être retenue. Au-dessus de 10, la qualité de la transformation astrométrique est suffisante pour effectuer la réduction, et cette dernière est excellente pour un contraste aux alentours de 50. Le fait d'appliquer SCAMP à un ensemble de plusieurs images permet d'affiner la qualité de la réduction astrométrique. Pour chaque caméra du réseau CABERNET, on acquiert donc une image du ciel toutes les demi-heures afin de pouvoir appliquer le logiciel à plusieurs centaines de prises de vue et évaluer une transformation astrométrique précise. Dans un premier temps, SCAMP est appliqué à l'ensemble des images capturées sur une certaine période de temps, afin d'identifier les images pour lesquelles le paramètre de contraste est supérieur à dix. On améliore ensuite la précision de la solution obtenue en déterminant une nouvelle transformation astrométrique à partir de ces images uniquement. La différence entre les positions des étoiles mesurées dans les images et les positions fournies par les catalogues d'étoiles (O-C) permet finalement d'estimer la qualité de la réduction astrométrique effectuée.

La précision astrométrique atteinte sur un échantillon de centaines d'images enregistrées par CABERNET est généralement de l'ordre de $1/6^{\text{ème}}$ de pixel, soit environ 6". À cause de la distorsion, les étoiles détectées par les caméras peuvent adopter une forme irrégulière lorsque l'on s'approche des bords de l'image ; cependant, l'erreur que cet effet peut engendrer sur la localisation du centre de l'étoile est minimisée lorsque l'on détermine une solution

astrométrique sur plusieurs centaines d'étoiles. Un exemple de la qualité de la solution astrométrique effectuée est présenté à la Figure 8.13, qui illustre la différence entre les positions cataloguées des étoiles et celles déterminées à partir de la réduction proposée par SCAMP (O-C en arcsecondes). Sur l'échantillon initial de 350 images enregistrées par la caméra du Pic du Midi entre le 1er janvier 2017 et le 5 juillet 2017 de cet exemple, 215 images ont été retenues pour la réduction astrométrique et présentent des O-C inférieurs à la taille d'un pixel de CABERNET (carré en pointillé sur la Figure 8.13). L'incertitude finale de la transformation astrométrique proposée pour cet échantillon d'images est de $1 - \sigma = 6''$. Dans la mesure où il n'est pas inhabituel d'obtenir une précision bien meilleure, notre objectif prochain est d'atteindre systématiquement une incertitude d'au plus $1/10^{\text{ème}}$ de pixel de CABERNET, soit la précision atteinte sur la localisation des centroïdes des météores.

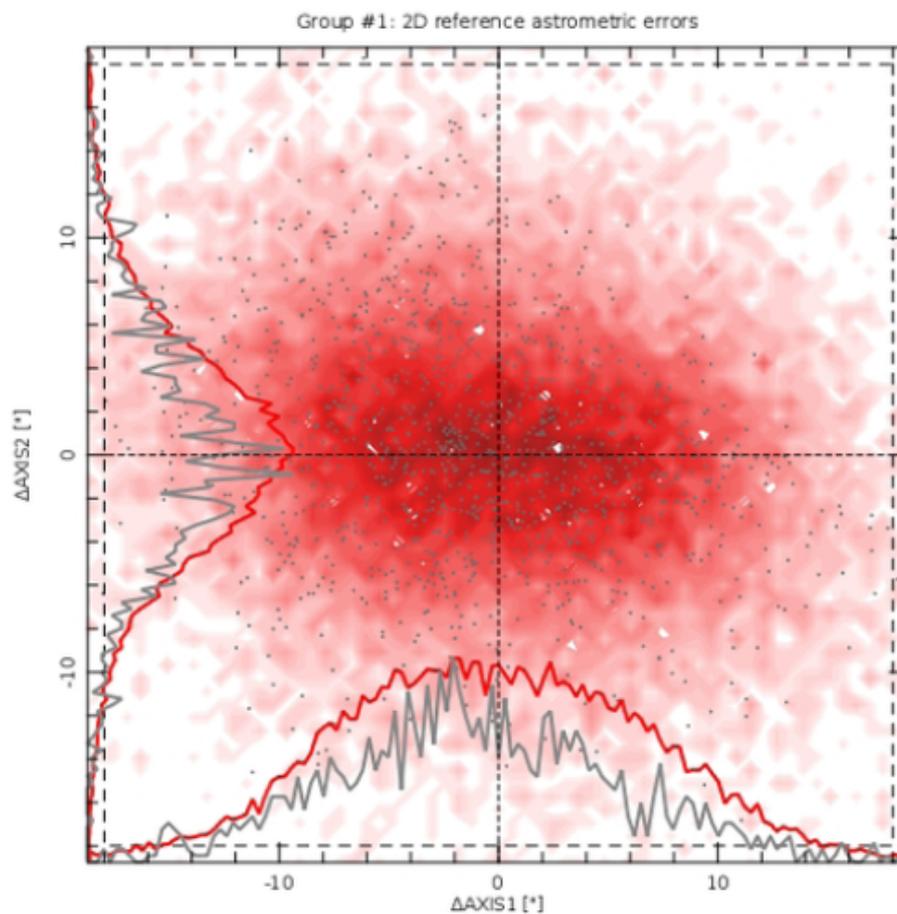


FIGURE 8.13 – Erreur astrométrique (en ") mesurée pour 215 images enregistrées par la caméra du Pic du Midi le long des axes X (en abscisse) et Y (en ordonnée) du détecteur. Le cadre en pointillé représente la taille d'un pixel de la caméra (soit $36''$ de côté).

Chapitre 9

Détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores

Après avoir effectué les réductions photométriques et astrométriques nécessaires à l'obtention des coordonnées célestes précises d'un météore capturé par au moins deux caméras, il est possible de déterminer la trajectoire du météoroïde dans l'atmosphère terrestre. L'estimation de la direction de propagation et du profil de décélération du météore sont des prérequis absolument indispensables à la déduction de la position et vitesse pré-atmosphériques $(\vec{X}_\infty, \vec{V}_\infty)$ du météoroïde, et la moindre erreur associée à ces paramètres peut avoir une conséquence non négligeable sur la précision des orbites obtenues. En particulier, la mauvaise estimation des vitesses pré-atmosphériques est responsable de l'importante différence constatée entre les demi-grand axes des orbites de météoroïdes théoriques et mesurés à partir des observations (Betlem et al., 1999). C'est pourquoi il est nécessaire d'implémenter chaque méthode de détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores avec le plus grand soin. Afin de valider les différentes techniques employées et d'en analyser les limites, nous pouvons générer et utiliser des météores simulés (« fakeors »), dont les caractéristiques nous sont parfaitement connues. La création de diverses classes de fakeors permet non seulement de définir la meilleure méthode de détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores, mais aussi d'estimer la précision sur ce calcul que l'on devrait atteindre avec CABERNET.

9.1 Méthodes usuelles

9.1.1 Estimation de la direction

La reconstruction de la trajectoire des météores en trois dimensions se déroule de la façon suivante : lorsqu'un météore apparaît dans le champ de vue de deux caméras distinctes, chacune enregistre une image de l'objet. Comme expliqué Chapitre 8, on détermine la position (x_i, y_i) de chaque centroïde i dans les images, puis les coordonnées célestes (α_i, δ_i) correspondantes. Ces coordonnées déterminent parfaitement la position du météore sur la voûte céleste pour un observateur situé à la position de la station d'observation. Dans ce référentiel topocentrique, il est habituel (Ceplecha, 1987) de caractériser la direction d'observation de l'objet (i.e. sa *ligne de visée*) par le triplet de coordonnées (ξ_i, η_i, ζ_i) tel que :

$$\begin{cases} \xi_i = \cos(\delta_i)\cos(\alpha_i) \\ \eta_i = \cos(\delta_i)\sin(\alpha_i) \\ \zeta_i = \sin(\delta_i) \end{cases} \quad (9.1)$$

Dans le cas d'une détection idéale où il n'y aurait ni bruit, ni imprécisions de mesures, chaque ligne de visée (ξ_i, η_i, ζ_i) pointerait vers une droite tri-dimensionnelle correspondant

à la direction de propagation du météore.

Influence de l'attraction zénithale

La validité physique de la rectitude de la trajectoire des météores dans l'atmosphère est naturellement contestable. En effet, la vitesse géocentrique d'un météoroïde soumis à l'attraction gravitationnelle de la Terre augmente jusqu'à la pénétration dans l'atmosphère terrestre. Cet effet a pour conséquence de courber la trajectoire du météoroïde vers la surface de la planète; le radiant du météore semble alors plus proche du zénith que ce qu'il n'est en réalité. L'attraction zénithale de la trajectoire est plus importante pour les météores de faibles vitesses, et n'a aucune raison de s'interrompre lors de la rentrée atmosphérique. L'attraction gravitationnelle terrestre reste la principale force responsable de la courbure de la trajectoire des météores dans l'atmosphère (Borovička, 1990).

La pertinence de l'hypothèse de la rectitude des météores est discutée dans Borovička (1990). Un modèle parabolique est ajusté à la trajectoire des six bolides les plus longs capturés par les caméras grand angle (180°) du réseau tchèque, afin d'évaluer l'importance de leur courbure. Aucune des trajectoires analysées n'a montré de déviation significative (supérieure à l'incertitude associée aux observations) par rapport à la modélisation rectiligne des positions des bolides. L'hypothèse de la rectitude de la trajectoire est par conséquent généralement admise pour des météores dont la longueur est inférieure à 100 kilomètres (Borovička, 1990), soit précisément le type de météores capturés par CABERNET. Dans la pratique, les lignes de visée (ξ_i, η_i, ζ_i) observées ne pointent pas exactement vers la trajectoire réelle du météore. Les imprécisions de mesure associées aux observations dévient aléatoirement la direction de chaque ligne de visée, rendant difficile l'estimation directe de la trajectoire. La Figure 9.1 illustre la distance minimale obtenue entre les lignes de visée mesurées par une station et la direction estimée d'un météore capturé par les stations du Pic du Midi et de Guzet le 03/12/2016.

La plupart des algorithmes implémentés pour réduire les observations vidéo et photographiques des météores comme UFOorbit (SonotaCo, 2008b) déterminent la trajectoire des météores en utilisant la méthode d'intersection des plans de Ceplecha (1987) ou des moindres carrés de Borovička (1990). Ces techniques permettent de calculer la direction de la trajectoire à partir de lignes de visée mesurées imparfaites.

Méthode d'intersection des plans

La détermination de la direction d'un météore avec la technique dite d'intersection des plans est largement répandue au sein de la communauté et référencée par de nombreux auteurs (Davidson, 1936; Porter, 1942; Whipple et Jacchia, 1957; Wray, 1967; Ceplecha, 1987; Bettonvil, 2005). Cette technique repose sur la construction de plans moyens contenant chacun la position d'une station d'observation et les lignes de visée mesurées par cette station. Prenons l'exemple d'un météore observé par deux stations A et B. Le plan moyen relatif à la station A, caractérisé par le vecteur normal unitaire (a, b, c) , se détermine en minimisant l'expression :

$$\sum_{i=1}^{N_{mesures,A}} \Delta_i^2, \text{ où } \Delta_i = a\xi_{i,A} + b\eta_{i,A} + c\zeta_{i,A} \quad (9.2)$$

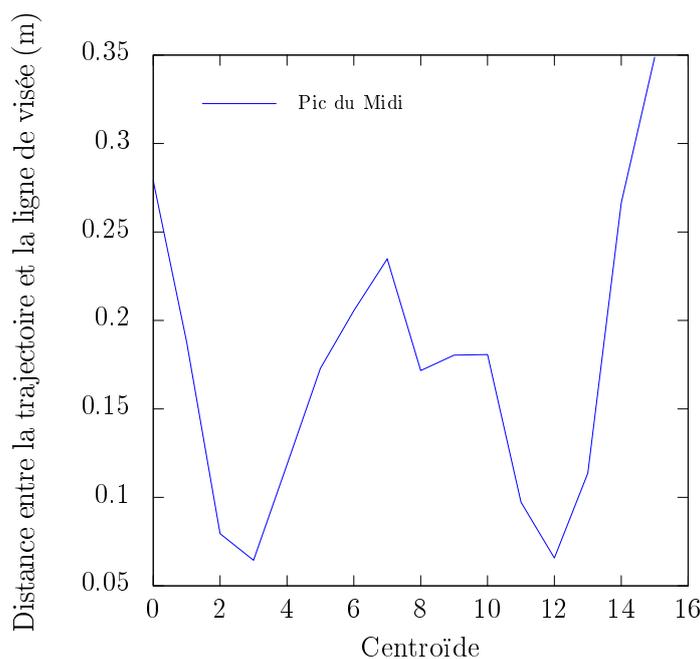


FIGURE 9.1 – Illustration de l'écart entre la direction de propagation d'un météore capturé par CABERNET le 03/12/2016 et les lignes de visée déterminées à la suite des réductions photométriques et astrométriques.

avec $(\xi_{i,A}, \eta_{i,A}, \zeta_{i,A})$ les lignes de visée mesurées par la station A. En écrivant le résultat dans le référentiel centré sur la caméra, on obtient l'équation du plan moyen relatif à la station A :

$$a_A(\xi - X_A) + b_A(\eta - Y_A) + c_A(\zeta - Z_A) = 0 \quad (9.3)$$

avec (X_A, Y_A, Z_A) les coordonnées géocentriques inertielles de la station A. On procède ensuite de même pour la station B. L'intersection des deux plans moyens, calculée en effectuant le produit vectoriel des deux vecteurs normaux associés, définit la direction de propagation du météore. Un schéma de synthèse de cette méthode est présenté Figure 9.2. Les coordonnées tri-dimensionnelles du météore au cours du temps sont déterminées en réalisant une projection orthogonale de toutes les lignes de visée mesurées par chaque station sur l'intersection. Le poids statistique de l'intersection dépend de la valeur de $\sin(Q^2)$ (Ceplecha, 1987), où Q est l'angle formé par l'intersection des deux plans moyens. L'angle Q , appelé *angle de convergence*, se détermine aisément avec la formule 9.4.

$$Q = \arccos \left(\frac{|a_A a_B + b_A b_B + c_A c_B|}{\sqrt{(a_A^2 + b_A^2 + c_A^2)(a_B^2 + b_B^2 + c_B^2)}} \right) \quad (9.4)$$

Si Q est très petit, l'intersection des plans perd son efficacité statistique. Cette méthode n'est donc plus applicable dans le cas de faibles angles de convergence ($Q < 20^\circ$).

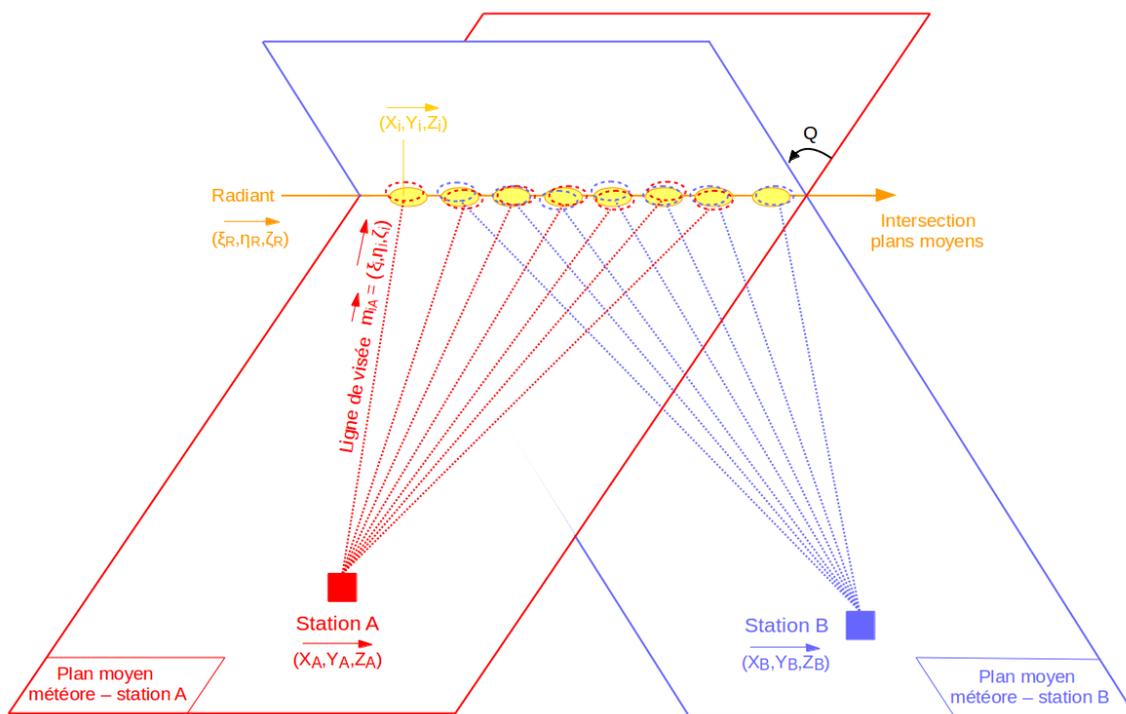


FIGURE 9.2 – Schéma de synthèse de la méthode d'intersection des plans. Les erreurs de mesure sur la direction des lignes de visée causent une dissociation entre les positions réelles (ellipses remplies) et observées (ellipses en pointillés) du météore.

Méthode des moindres carrés

Tout comme la technique de l'intersection des plans, la méthode des moindres carrés de Borovička (1990) vise à déterminer la direction de la trajectoire ; les coordonnées spatiales du météore sont obtenues dans un second temps en projetant les lignes de visée sur cette direction. Le principe de la méthode des moindres carrés consiste à trouver une droite tridimensionnelle telle que la somme des distances entre toutes les lignes de visée mesurées par l'ensemble des caméras et cette droite soit minimale. Reprenons les notations de la Figure 9.2, la lettre S symbolisant la station A ou B, M la position du météore et \vec{u}_R le vecteur directeur de la trajectoire de M . Les positions géocentriques de la station et de la $i^{\text{ème}}$ position du météore sont notées respectivement (X_S, Y_S, Z_S) et $(X_{M,i}, Y_{M,i}, Z_{M,i})$. La distance entre une ligne de visée i et la direction de propagation du météore \vec{u}_R se traduit par l'expression 9.5.

$$d(\text{ligne de visée } i, \vec{u}_R) = \frac{|\det(\vec{SM}_i, \vec{u}_R, \vec{m}_{iS})|}{\|\vec{u}_R \otimes \vec{m}_{iS}\|} \quad (9.5)$$

avec $\vec{u}_R = (\xi_R, \eta_R, \zeta_R)^t$, $\vec{m}_{iS} = (\xi_i, \eta_i, \zeta_i)^t$ et $\vec{SM}_i = (X_{M,i} - X_S, Y_{M,i} - Y_S, Z_{M,i} - Z_S)^t = (S_x, S_y, S_z)^t$. On obtient donc :

$$D_{M_iS} = \frac{|S_x(\eta_R\zeta_i - \eta_i\zeta_R) + S_y(\xi_i\zeta_R - \xi_R\zeta_i) + S_z(\xi_R\eta_i - \xi_i\eta_R)|}{[(\eta_R\zeta_i - \eta_i\zeta_R)^2 + (\zeta_R\xi_i - \zeta_i\xi_R)^2 + (\xi_R\eta_i - \xi_i\eta_R)^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (9.6)$$

La direction de propagation est déterminée en minimisant la fonction de coût 9.7.

$$\sum_{s=1}^{N_{stations}} \sum_{i=1}^{N_{mesures(s)}} D_{M_i S} \quad (9.7)$$

La méthode des moindres carrés aboutit à des résultats similaires à ceux obtenus par la méthode d'intersection des plans, quel que soit l'angle de convergence considéré. La méthode des moindres carrés est cependant plus robuste que celle de l'intersection des plans, car elle fait intervenir les mesures réalisées par l'ensemble des stations en même temps. Cette technique doit donc être privilégiée dans l'estimation de la direction des météores, à condition de correctement minimiser la fonction de coût 9.7. Un exemple de trajectoire déterminée par la méthode des moindres carrés est présenté Figure 9.3, pour le météore analysé Figure 9.1. L'angle de convergence pour cette détection est d'approximativement 51° .

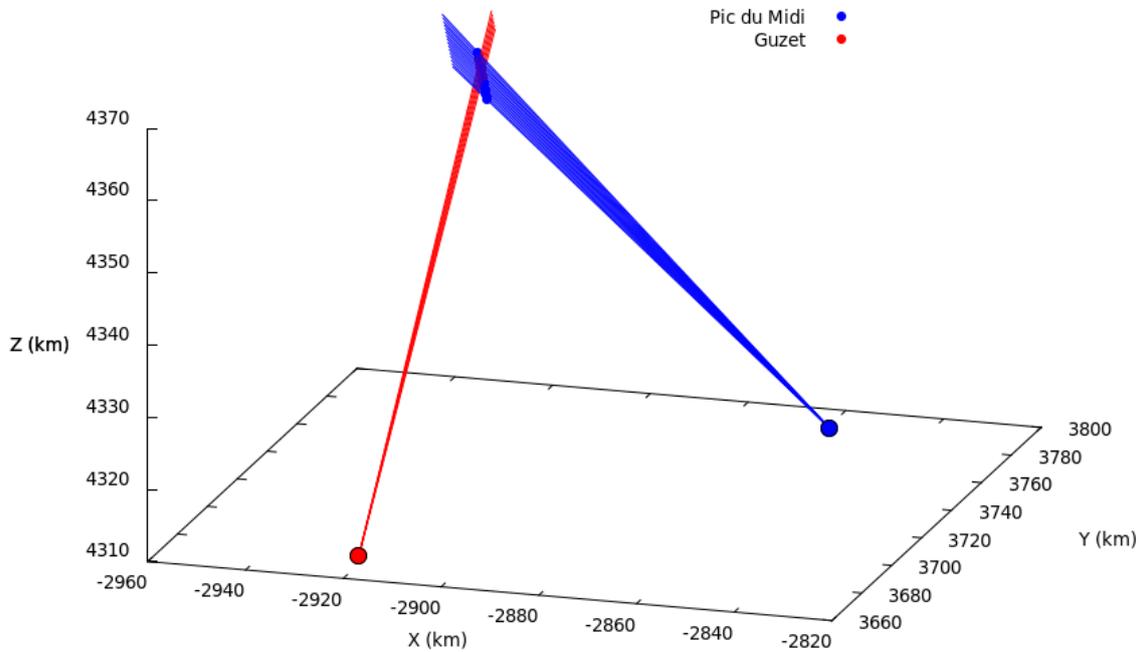


FIGURE 9.3 – Exemple de trajectoire géocentrique déterminée par la méthode des moindres carrés pour un météore capturé par les stations de Guzet et du Pic du Midi le 03/12/2016.

9.1.2 Détermination de la vitesse

Après la projection orthogonale de chaque ligne de visée sur la direction déterminée par les méthodes de [Cepkecha \(1987\)](#) ou [Borovička \(1990\)](#), on obtient les coordonnées spatiales du météore dans le référentiel géocentrique inertiel (RGI). La projection sur la sphère céleste des coordonnées géocentriques du vecteur intersection permet d'obtenir les coordonnées (α, δ) du radiant. L'écart temporel entre deux positions est conditionné par la durée et la fréquence de l'obturateur électronique. La vitesse du météore le long de sa trajectoire peut donc être déterminée en divisant la distance entre deux de ses

positions P_i et P_j par $(j - i)$ fois la durée d’obturation T_O . Lorsque ce calcul est effectué à partir des positions consécutives du météore $[(P_{i+1} - P_i)/T_O]$, on est généralement confronté à l’importance de la dispersion de la vitesse obtenue. En effet, la dissociation de la détermination de la trajectoire et de la vitesse présente un inconvénient majeur : la moindre erreur effectuée dans l’estimation de la direction du météore et la projection des lignes de visée influencera de façon conséquente l’incertitude sur la vitesse. Ce procédé aboutit généralement à une dispersion sur la vitesse déterminée à partir des positions consécutives d’environ 1 à 3 km.s^{-1} .

Afin de limiter cette dispersion, il est possible de déterminer la vitesse le long de la traînée du météore par rapport à une même position de référence P_R ($[P_i - P_R]/[(i - R)T_O]$, $i \in [1, N_{mesures}]$); la dispersion sera alors d’autant plus importante que l’on s’approche de P_R , et amoindrie pour les positions les plus éloignées (car l’erreur relative $\frac{\Delta d}{d}$ diminue lorsque d augmente). Lorsqu’il est pertinent de limiter l’incertitude sur la vitesse initiale, on peut assimiler P_R à la dernière position enregistrée par le réseau. Dans le cas où on s’intéresse à la vitesse finale du météore, on assimile P_R à la première position mesurée par les caméras. La Figure 9.4 présente le résultat obtenu pour différentes estimations de la vitesse d’un autre météore capturé par les stations du Pic du Midi et de Guzet le 3 décembre 2016.

Les valeurs de la vitesse déterminée à partir de chaque couple de positions consécutives de l’objet sont notées en noir sur la figure. Les vitesses évaluées à partir d’une même position de référence P_R sont représentées en rouge ($P_R \sim 1^{\text{ère}}$ observation), vert ($P_R \sim$ milieu de la traînée) et bleu ($P_R \sim$ dernière observation). On remarque bien que la dispersion est largement amoindrie au début de la trajectoire pour le modèle bleu. Cependant, on constate que les trois estimations initiales de la vitesse obtenues pour chaque courbe sont parfois incompatibles, et ce malgré la prise en compte de la marge d’erreur liée à la dispersion. Pour chacun de ces modèles, on obtient les vitesses moyennes et les vitesses déterminées à partir des premières positions de la traînée présentées Table 9.1.

Modèle	Vitesse moyenne (km.s^{-1})	vitesse initiale (km.s^{-1})
Noir	46,5	47,1
Rouge	47,1	47,5
Vert	46,9	47,0
Bleu	46,1	46,4

TABLE 9.1 – Vitesse initiale et vitesse moyenne du météore de la Figure 9.4 en fonction de la position de référence P_R .

Au vu de la différence obtenue entre ces trois modèles, il est difficile de s’assurer de la fiabilité de l’estimation initiale de la vitesse déterminée à partir de la trajectoire. Pour cela, il est impératif de réduire l’incertitude associée au calcul de la vitesse, en ne prenant plus comme référence les positions géocentriques inertielles du météore déduites de la méthode des moindres carrés ou de l’intersection des plans. C’est pour cette raison que la technique de l’ajustement à paramètres multiples a été développée.

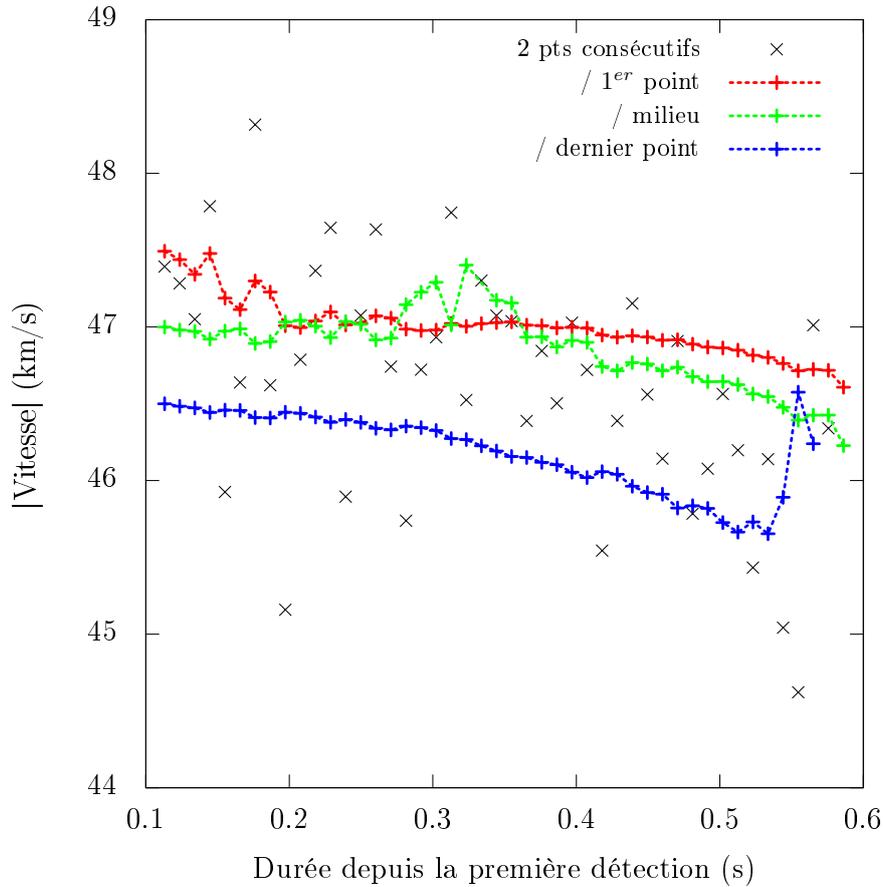


FIGURE 9.4 – Détermination de la vitesse d'un météore capturé par les stations du Pic du Midi et de Guzet le 03/12/2016 à partir des positions consécutives (en noir), de la première position observée (en rouge), du milieu de la trajectoire (en vert) ou de la dernière position enregistrée (en bleu).

9.2 Ajustement à paramètres multiples (MPF)

Le principe de l'ajustement à paramètres multiples (ou « Multi-parameter fitting », MPF) consiste à ajuster aux observations un modèle de propagation faisant intervenir la direction et la décélération du météore au cours du temps. En procédant de la sorte, la vitesse de l'objet est déterminée en même temps que sa position, et non pas à partir de cette dernière. Cette technique a été initialement proposée par Gural (2012), puis revisitée et améliorée par Egal et al. (2017).

9.2.1 Modèles de propagation

Dans un référentiel géocentrique inertiel, on admet que chaque station d'observation S est située à une position $\vec{r}_s = (X_S, Y_S, Z_S)^t$ par rapport au centre de la Terre et mesure $N_{mesures}(s)$ positions d'un même météore. Grâce à l'hypothèse de la rectitude de la direction de propagation, on admet que le météore débute sa trajectoire avec le vecteur d'état $(t_{beg}, \vec{X}_{beg}, \vec{V}_{beg})$ et se déplace le long d'une ligne droite (cf. illustration Figure 9.5). Chaque ligne de visée i mesurée par une station S au temps $t_{i,S}$ possède un temps

relatif par rapport au premier point \vec{X}_{beg} égal à $t'_{i,S} = t_{i,S} - t_{beg} + \Delta t_s$. Le paramètre Δt_s représente la désynchronisation temporelle éventuelle entre les horloges de chaque caméra, induite par des défaillances techniques et humaines (problèmes de mise à l'heure des caméras, stabilité des horloges internes des dispositifs d'enregistrement).

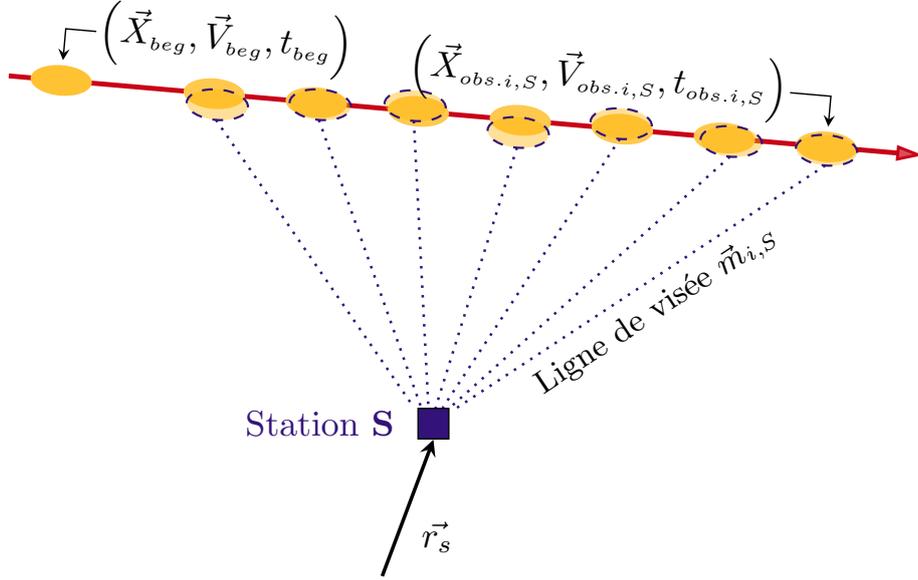


FIGURE 9.5 – Propagation d'un météore capturé par la station S . Les erreurs de mesure sur la direction des lignes de visée $\vec{m}_{i,S}$ causent une dissociation entre les positions réelles (ellipses remplies) et observées (ellipses en pointillés) du météore.

Les temps relatifs $t'_{i,S}$ sont utilisés pour construire les modèles de propagation du système (9.8). Le météore démarre depuis une position \vec{X}_{beg} , et se déplace suivant l'un des modèles de décélération suivants : une vitesse constante le long de la traînée, une vitesse décroissant linéairement au cours du temps ou une décélération exponentielle. Ces modèles de décélération sont empiriques et communément utilisés dans la communauté des météores (Whipple et Jacchia, 1957; Jacchia et al., 1967).

$$\vec{X}_s(t'_{i,S}) = \vec{X}_{beg} + X(t'_{i,S}) * \frac{\vec{V}_{beg}}{\|\vec{V}_{beg}\|} \quad (9.8)$$

avec

$$\begin{cases} X(t'_{i,S}) = \|\vec{V}_{beg}\| t'_{i,S} \\ X(t'_{i,S}) = \|\vec{V}_{beg}\| t'_{i,S} - |a_1| t'_{i,S}^2 \\ X(t'_{i,S}) = \|\vec{V}_{beg}\| t'_{i,S} - |a_1| e^{|a_2| t'_{i,S}} \end{cases} \quad (9.9)$$

et $s = \{1, \dots, N_{stations}\}$ et $j = \{1, \dots, N_{mesures}(s)\}$.

Les inconnues nécessaires à la résolution du problème sont la position et la vitesse pré-atmosphérique du météore ($\vec{X}_\infty, \vec{V}_\infty$), les coefficients de décélération a_1 et a_2 provoqués par les frottements de l'atmosphère, et la valeur de la désynchronisation temporelle Δt entre les caméras du réseau.

9.2.2 Estimation des paramètres

Pour déterminer les paramètres inconnus \overrightarrow{X}_{beg} , \overrightarrow{V}_{beg} , a_1 , a_2 et Δt_s , on minimise une fonction de coût relative aux observations. Dans Gural (2012), on minimise la fonction de coût f_G correspondant à la somme des angles entre les lignes de visée modélisées (à partir des positions déterminées avec les équations 9.8) et les lignes de visée mesurées $\overrightarrow{m}_{i,S}$:

$$\min \left(f_G = \sum_{s=1}^{N_{stations}} \sum_{j=1}^{N_{mesures}(s)} \arccos \left(\overrightarrow{m}_{i,S} \cdot [\overrightarrow{X}_s(t'_{i,S}) - \overrightarrow{r}_s] \right) \right) \quad (9.10)$$

Cette fonction de coût n'est pas linéaire et ne se prête pas non plus à une résolution simple par des moindres carrés. L'estimation des 7 à 9 inconnues des modèles de propagation requiert l'utilisation d'un algorithme d'optimisation afin de déterminer le minimum global de la fonction f_G . Dans Gural (2012), on implémente l'algorithme de Nelder-Mead (aussi appelé minimisation d'Amoeba) présenté à la Section 10.1.1. Dans la mesure où il s'agit d'une méthode d'optimisation locale, le risque de détecter un minimum local au lieu de la solution nominale n'est pas négligeable. Ce risque sera d'autant plus élevé que l'estimation initiale des paramètres à déterminer est éloignée du minimum global de la fonction f_G .

On commence par estimer une première approximation de la trajectoire en utilisant la méthode d'intersection des plans de Cepelcha (1987), affinée par la technique des moindres carrés de Borovička (1990). À partir des résultats obtenus pour chaque station d'observation, on détermine la valeur approximative de la désynchronisation Δt pour chaque couple de caméras. On estime ensuite la valeur de la vitesse et de la décélération du météore, en supposant constants tous les autres paramètres du modèle de propagation. Finalement, on minimise la fonction de coût f_G avec l'ensemble des paramètres à estimer évoluant librement. Avec cette technique de « bootstrap », on espère avoir une estimation initiale des paramètres à déterminer suffisamment proche de la solution nominale pour obtenir le meilleur ajustement possible du couple {trajectoire, vitesse} du météore avec l'algorithme de Nelder-Mead.

Les performances du MPF pour la détermination de la direction des météores ont été profondément analysées dans Gural (2012). Une comparaison des résultats obtenus sur la précision du radiant évalué par le MPF, la méthode d'intersection des plans et la technique des moindres carrés a été menée pour des trajectoires simulées et des observations réelles. Pour chaque configuration étudiée (géométrie, vitesse initiale), le MPF s'est révélé plus robuste que les méthodes précédentes grâce au traitement simultané de toutes les informations spatiales et temporelles. Contrairement aux méthodes usuelles, le MPF permet aussi d'obtenir une solution de trajectoire précise pour les météores présentant un faible angle de convergence ($< 20^\circ$). Cette amélioration pourrait s'expliquer par l'inclusion d'un paramètre temporel couplé à la géométrie spatiale de la trajectoire, inexistant dans les méthodes des moindres carrés ou d'intersection des plans, et qui permet d'ajouter un degré de liberté au problème. L'application du MPF à des observations de pluies de météores clairement identifiées a permis de valider les estimations de vitesses issues de cette méthode, mais aucune analyse approfondie des performances de la technique sur la détermination de la vitesse n'a été présentée dans Gural (2012).

9.2.3 Nouvelle implémentation

Au vu des résultats prometteurs présentés dans Gural (2012), nous avons choisi de développer cette technique pour déterminer la vitesse des météores capturés par CABERNET. Pour cela, il a été nécessaire d’analyser en profondeur la précision et l’exactitude de l’estimation de la vitesse issue de l’ajustement des modèles de propagation 9.8 et 9.9. Dans l’optique d’obtenir l’estimation de la vitesse la plus précise possible, nous avons développé une nouvelle approche de l’implémentation du MPF, en utilisant une fonction de coût différente de f_G et en ciblant la technique d’optimisation la plus apte à minimiser ces fonctions.

Fonction de coût

Comme nous l’avons vu, il est impossible de minimiser la fonction de coût f_G (cf. équation 9.10) avec une méthode de moindres carrés classique. Afin de pouvoir analyser la performance d’autant de méthodes d’optimisation que possible, nous avons donc préféré dans ce travail minimiser une fonction de coût plus adaptée à ce type de résolution : la somme du carré des résidus des coordonnées standard du météore (fonction f_E , équation 9.11). En privilégiant les positions standard aux positions célestes, on réduit l’influence du rétrécissement de la grille de coordonnées dans la région des pôles sur l’efficacité des méthodes d’optimisation utilisées.

$$\min \left(f_E = \sum_{k=1}^{N_{stations}} \sum_{j=1}^{N_{mesures(s)}} (\Delta\xi^2 + \Delta\eta^2) \right) \quad (9.11)$$

avec

$$\begin{cases} \Delta\xi = \xi_{\text{observé},i,S} - \xi_{\text{modélisé},i,S} \\ \Delta\eta = \eta_{\text{observé},i,S} - \eta_{\text{modélisé},i,S} \end{cases} \quad (9.12)$$

Pour obtenir les coordonnées standard (ξ, η) du météore à partir des positions géocentriques inertielles $\vec{X}_s(t'_{i,S})$, on détermine tout d’abord les coordonnées célestes de l’objet avec l’équation (9.13).

$$\begin{cases} \vec{X}_s(t'_{i,S}) = [x, y, z] \\ \alpha_{i,S} = \text{atan} \left(\frac{y}{x} \right) \\ \delta_{i,S} = \text{asin} \left(\frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \end{cases} \quad (9.13)$$

On réalise ensuite une projection gnomonique des coordonnées célestes pour obtenir les coordonnées standard du météore (équation 9.14). Le point tangentiel (α_0, δ_0) de la transformation peut être pris comme étant la moyenne des ascensions droites et la moyenne des déclinaisons des centroïdes capturés.

$$\begin{cases} \xi_{mod,i,S} = \frac{\cos\delta_{i,S} \sin(\Delta\alpha)}{\sin_d + \cos_d \cos(\Delta\alpha)} \\ \eta_{mod,i,S} = \frac{\cos\delta_0 \sin\delta_{i,S} - \sin\delta_0 \cos\delta_{i,S} \cos(\Delta\alpha)}{\sin_d + \cos_d \cos(\Delta\alpha)} \end{cases} \quad (9.14)$$

où

$$\begin{cases} \Delta\alpha = \alpha_{i,S} - \alpha_0 \\ \sin d = \sin\delta_0 \sin\delta_{i,S} \\ \cos d = \cos\delta_0 \cos\delta_{i,S} \end{cases} \quad (9.15)$$

La minimisation de la fonction de coût f_E est un problème complexe ; en effet, cette fonction est non linéaire et est susceptible de posséder plusieurs minima locaux. Le choix d'une méthode d'optimisation adaptée à ce problème n'est pas simple et fait l'objet à lui seul du Chapitre 10. Quelle que soit la technique utilisée, il est nécessaire de fournir à l'algorithme une estimation initiale des paramètres inconnus la plus précise possible. Pour cela, il est habituel d'utiliser la première mesure réalisée par l'ensemble des caméras (i.e. la position la plus élevée du météore) pour trouver une approximation du vecteur d'état $(\vec{X}_{beg}, \vec{V}_{beg})$ au temps t_{beg} . Cependant, dans le cas d'une décélération exponentielle, on voit que la position initiale $\vec{X}_s(t'_{i,S} = 0)$ n'est pas égale au paramètre \vec{X}_{beg} pour la première observation réalisée. La différence entre ces deux positions dépend notamment de la valeur du coefficient de décélération a_1 . Pour notre travail, il est donc nécessaire d'utiliser une meilleure estimation initiale des paramètres que la première position observée du météore.

9.2.4 Trajectoire et vitesse avec CABERNET

Dans le cas d'une double détection réalisée par CABERNET, on commence par appliquer les réductions photométriques et astrométriques décrites au Chapitre 8 à chaque image du météore. On obtient alors les coordonnées célestes (α, δ) de l'objet mesurées par chaque station, et les lignes de visée correspondantes grâce à l'équation 9.1.

Première approximation de la trajectoire et détermination de Δt

En utilisant la méthode d'intersection des plans (cf. Section 9.1.1), on est à même d'estimer une première fois la trajectoire du météore dans l'atmosphère. Cette première approximation permet d'évaluer grossièrement la valeur du paramètre de désynchronisation Δt . On détermine les coordonnées géographiques (latitude, longitude et altitude) du météore à partir de ses coordonnées géocentriques inertielles. Si le paramètre Δt est non nul, alors chaque station observe l'objet à une même altitude à un instant différent. Une illustration de ce phénomène est présentée Figure 9.6 pour un météore capturé par CABERNET en décembre 2016. L'écart temporel entre deux altitudes identiques permet alors d'estimer le paramètre Δt . En fixant une durée d'exposition à une seconde par acquisition, l'erreur maximale tolérable sur la datation absolue des images ne peut excéder quelques centièmes de seconde. Cette précision peut être atteinte en utilisant des dispositifs GPS pour enregistrer la date et l'heure de chaque détection (cf. Section 12.1.4).

Deuxième estimation de la trajectoire

Les coordonnées géocentriques inertielles (X_S, Y_S, Z_S) de chaque station dépendant de la date d'observation, il est nécessaire de les déterminer à nouveau en tenant compte de la valeur de la désynchronisation lorsque le paramètre Δt est non-négligeable (comme pour l'exemple ci-dessus). On applique alors une deuxième fois la méthode d'intersection des plans aux coordonnées corrigées afin d'affiner l'estimation de la direction du météore.

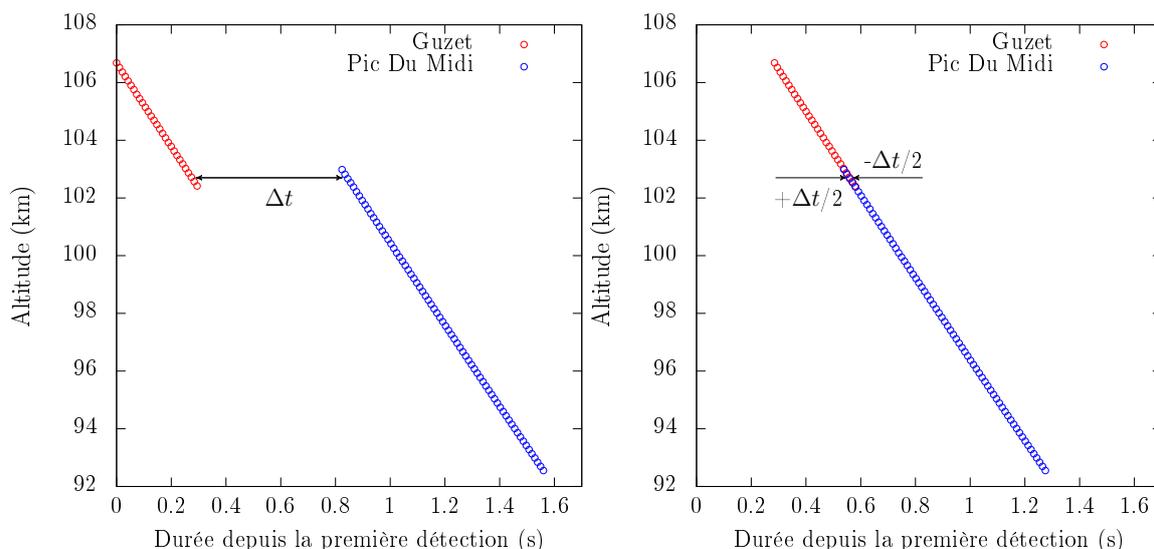


FIGURE 9.6 – Estimation du paramètre de désynchronisation Δt pour un météore capturé par les stations de Guzet et du Pic du Midi le 12/12/2016.

En exploitant la solution obtenue, on applique la méthode des moindres carrés (cf. Section 9.1.1) afin d'obtenir une direction de propagation du météore plus robuste. Les coordonnées spatiales sont ensuite obtenues par projection sur la direction de la trajectoire.

L'objectif du réseau étant de déterminer l'origine orbitale des météoroïdes, il est indispensable de réduire autant que possible l'incertitude sur la vitesse initiale des météores. Au vu des constatations de la Section 9.1.2, il est donc pertinent de calculer la vitesse du météore par rapport à la dernière position enregistrée par les caméras. L'estimation initiale de la vitesse du météoroïde est alors assimilée à la moyenne des vitesses mesurées par la station ayant enregistré la plus haute portion de sa trajectoire.

Application du MPF

L'estimation finale de la trajectoire et de la vitesse du météore est effectuée en utilisant notre implémentation de l'ajustement à paramètres multiples MPF (décrit en 9.2.3). Dans la pratique, ce sont surtout les modèles de propagation impliquant une vitesse constante et une décélération exponentielle des équations 9.9 qui sont ajustés aux observations. Dans le cas d'une vitesse constante, le point de départ de l'optimisation est assimilé à la première position capturée par les caméras :

$$\left(\overrightarrow{X}_{beg}, \overrightarrow{V}_{beg}, \Delta t \right) \sim \left(\overrightarrow{X}_S(t=0), \overrightarrow{V}_S(t=0), \Delta t \right)$$

Dans un premier temps, on procède de la même manière dans le cas d'une décélération exponentielle. On utilise donc l'estimation initiale des paramètres inconnus suivante :

$$\left(\overrightarrow{X}_{beg}, \overrightarrow{V}_{beg}, a_1, a_2, \Delta t \right) \sim \left(\overrightarrow{X}_S(t=0), \overrightarrow{V}_S(t=0), 0, 0, \Delta t \right)$$

Afin d'améliorer cette estimation initiale, l'espace des paramètres est ensuite scanné une première fois autour de cette solution par un millier de particules réparties selon

une distribution de Hammersley (Wong et al., 1997). La fonction de coût f_E (équation 9.11) est évaluée pour chacune de ces particules et la meilleure position obtenue remplace l'estimation initiale des paramètres.

Finalement, on procède à l'optimisation de la fonction f_E en suivant le processus de bootstrap présenté Section 9.2.2. Une fois l'optimisation achevée, on retient le modèle de propagation ajustant le mieux les positions angulaires observées du météore : le résultat de l'intersection des plans affiné par la méthode des moindres carrés en supposant une vitesse constante le long de la traînée du météore, ou un des modèles de propagation (9.9) ajusté avec le MPF. L'estimation de l'orbite du météoroïde et des erreurs associées est présentée au Chapitre 12. Un résumé du processus de réduction global utilisé pour réduire les données de CABERNET est donné Figure 9.7.

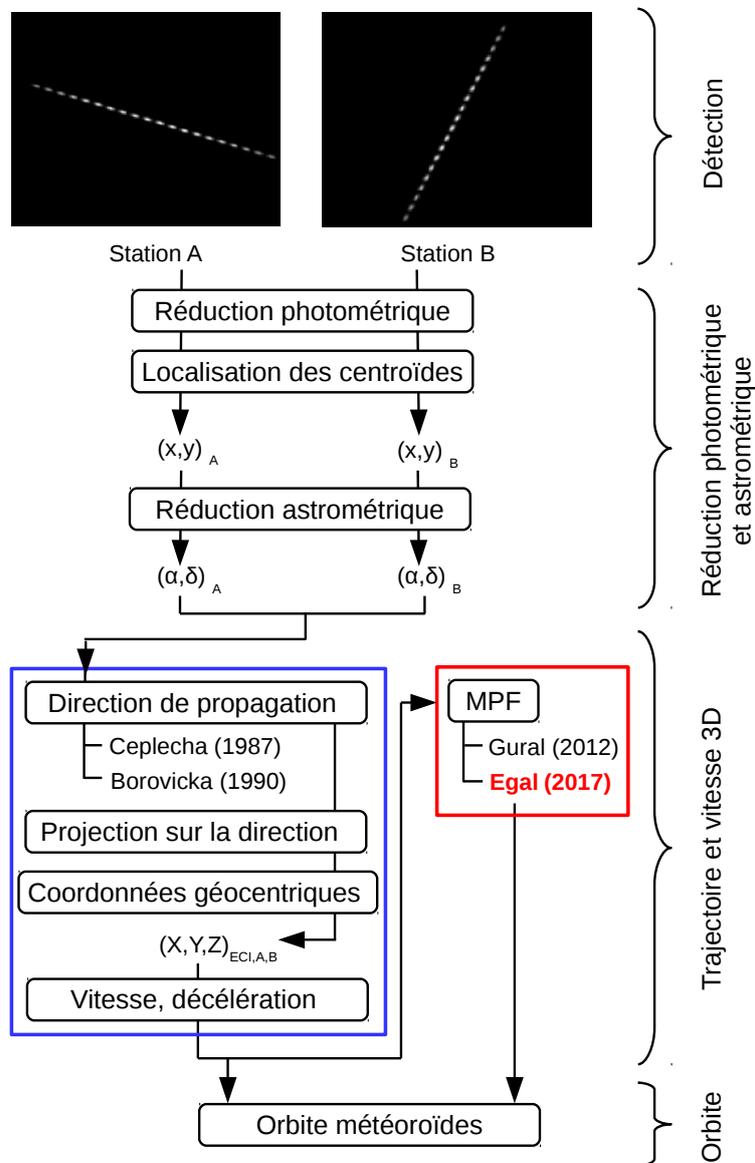


FIGURE 9.7 – Synthèse du pipeline de réduction des données de CABERNET.

9.3 Outil de contrôle : simulation de météores

La seule manière de tester de façon approfondie les algorithmes de détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores et d'évaluer leur précision est de les appliquer à des objets parfaitement connus. Pour cela, on pourrait utiliser les rentrées atmosphériques programmées de satellites artificiels dont l'orbite est bien contrainte par des observations (cf. annexe C). Cependant, cette solution n'est applicable que si la rentrée atmosphérique est détectable par le réseau de caméras analysé, ce qui est peu probable dans le cas de réseaux de détections fixes. La meilleure solution pour tester la validité du processus de réduction des observations est alors de créer des simulations réalistes de météores reproduisant les images détectées par le réseau.

La simulation de faux météores, ou *fakeors* (Barentsen, 2009), n'a été que peu utilisée dans la communauté dans le but d'évaluer la précision des algorithmes utilisés. L'exploitation la plus significative de trajectoires simulées a été effectuée par Gural (2012) pour analyser la performance du MPF en matière de détermination du radiant. Dans ce travail, nous avons généré des milliers de fakeors dans le but d'évaluer la précision que l'on peut atteindre sur le calcul de la vitesse des météores. Nous avons simulé les météores les plus réalistes possibles, en générant non seulement des trajectoires tridimensionnelles mais aussi les images qui seraient capturées par le réseau de détection pour de tels objets. Cette approche, inédite à notre connaissance, ouvre la voie à une multitude de possibilités d'analyse des réseaux de détection. Cela permet non seulement de valider les algorithmes mis en place pour la détermination de la vitesse et de la direction des météores, mais aussi de prédire de façon réaliste la précision des résultats obtenus en reproduisant le plus fidèlement possible les images réelles fournies par un réseau de caméras. Cela permet également de tester la sensibilité photométrique de certains algorithmes de détection de météores dans les images, et d'analyser la performance de l'ensemble du processus de réduction en fonction de la qualité des données traitées (perturbations atmosphériques, bruit, etc.).

9.3.1 Génération des simulations

Notre programme de simulation fonctionne pour des météores qui seraient détectés par deux stations distinctes. On définit tout d'abord une trajectoire rectiligne unique dans un référentiel géocentrique inertiel. Les positions du météore sur cette trajectoire sont définies suivant un des modèles de propagation du système 9.9 ou à partir d'un modèle physique de désintégration et fragmentation. Le temps écoulé entre deux positions consécutives du fakeor est dans notre situation égal à la durée d'obturation des caméras CABERNET. Un exemple de trajectoire simulée est présenté Figure 9.8.

La trajectoire est ensuite scindée en deux ensembles de positions distinctes \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 , correspondant aux mesures qui seraient effectuées par les stations S_1 et S_2 . Chaque ensemble \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 est transposé dans le référentiel topocentrique correspondant, et une désynchronisation Δt est ajoutée entre les deux jeux de mesures. En résolvant un autre problème d'optimisation, on effectue une transformation inverse permettant de compenser exactement les effets de la réduction astrométrique présentée Section 8.4. On obtient ainsi les coordonnées (x, y) des centroïdes correspondant aux positions \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 dans les images associées à chaque caméra. On ajoute ensuite une erreur (ϵ_x, ϵ_y) sur la localisation de ces centroïdes afin de reproduire l'incertitude mesurée à la Section 8.3.1.

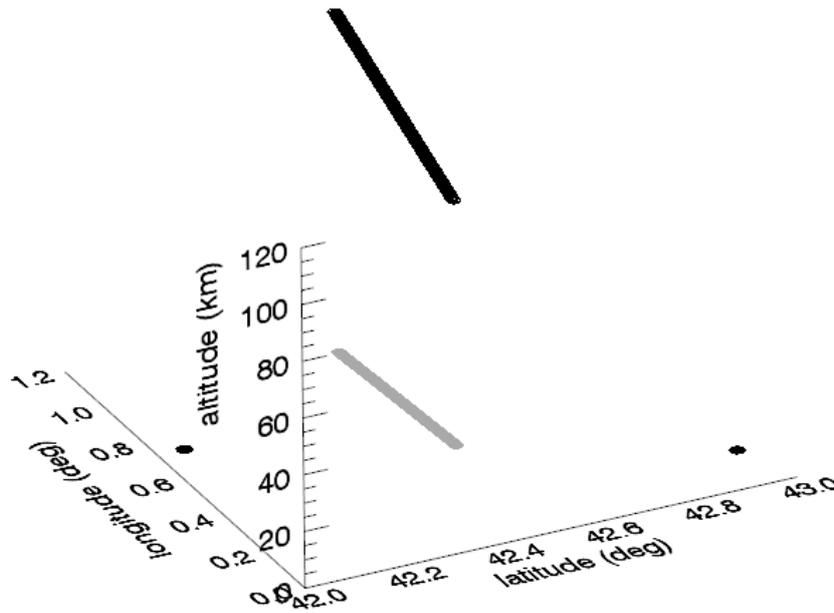


FIGURE 9.8 – Exemple de trajectoire 3D d'un météore simulé.

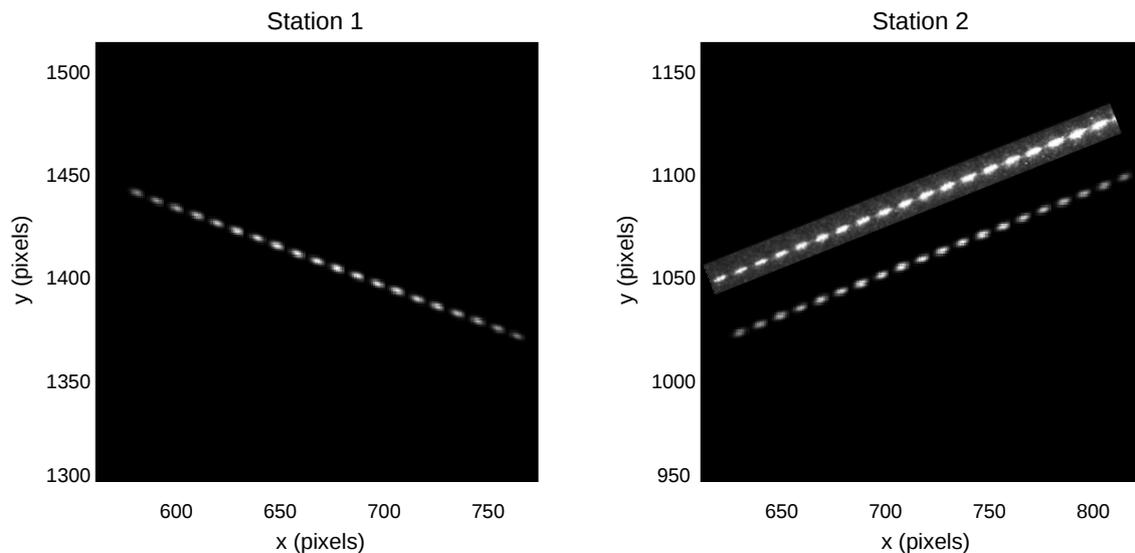


FIGURE 9.9 – Exemple de météore simulé. La figure de gauche représente le fakeor qui serait capturé par la première station. La figure de droite compare un météore observé (en haut) avec le météore simulé capturé par la deuxième station (en bas). Les lobes du météore simulé ont été créés avec des gaussiennes 2D, et sont similaires aux lobes observés (avec une largeur le long de la traînée un peu inférieure).

Pour des tests photométriques, on peut simuler les images qui auraient été capturées par chaque station en reproduisant l'apparence des lobes du météore en simulant des gaussiennes bidimensionnelles de taille et de magnitude évoluant en fonction de sa vitesse. On obtient par exemple les résultats des Figures 9.9 et 9.10. La simulation des centroïdes de la Figure 9.9 est comparée à un météore réel afin d'illustrer la similitude entre la forme observée

des lobes des météores et des gaussiennes en deux dimensions. L'analyse de l'ensemble du processus de données sera également testée en bruitant ces simulations de façon à reproduire aussi fidèlement que possible les images fournies par un réseau de détection donné (cf. Figure 9.11). Pour tester la précision de la détermination de la vitesse, on convertit simplement la localisation (x, y) bruitée des centroïdes en un nouvel échantillon de coordonnées célestes (α, δ) , données de départ des méthodes usuelles et du MPF. Les principales étapes de la génération des simulations sont présentées Figure 9.12.

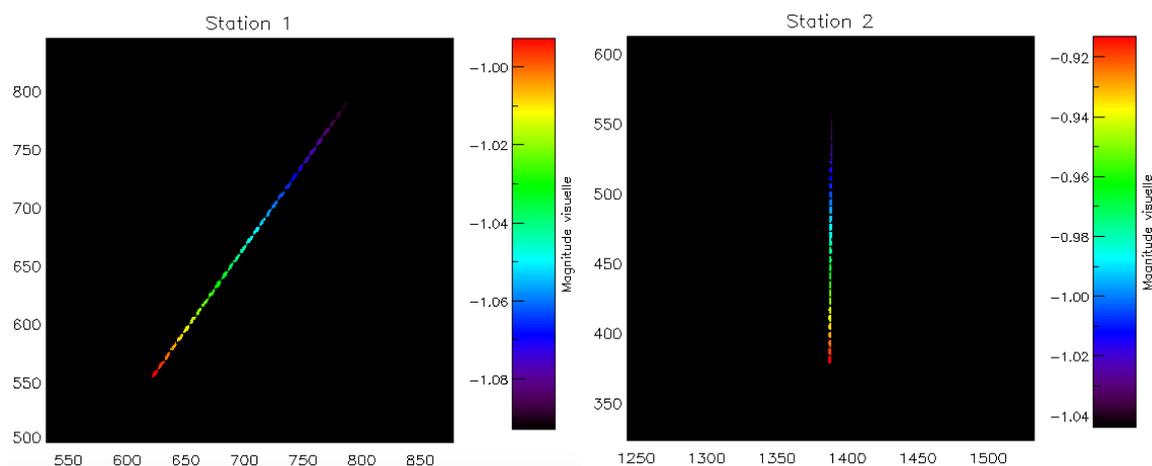


FIGURE 9.10 – Mise en évidence de la variation de la magnitude le long de la traînée du météore simulé dans les images qui seraient capturées par les caméras. La variation colorée reflète l'évolution de la magnitude visuelle. Les valeurs portées en abscisse et en ordonnée des figures représentent la localisation du météore dans l'image (en pixels).



FIGURE 9.11 – Exemple de simulation d'une détection bruitée.

9.3.2 Simulations pour l'analyse en précision de la vitesse

Malgré les nombreuses observations de météores réalisées jusqu'à ce jour, la décélération des météoroïdes durant leur rentrée atmosphérique est largement méconnue. En effet, l'imprécision de la détermination de la vitesse masque souvent les effets d'un modèle de décélération clair qui devient alors indiscernable (cf. Figure 9.4). La stratégie adoptée pour déterminer la vitesse pré-atmosphérique V_∞ des météores varie suivant les équipes de recherche et le type d'objet observé. Pour les chutes de météorites (ou pour les météores

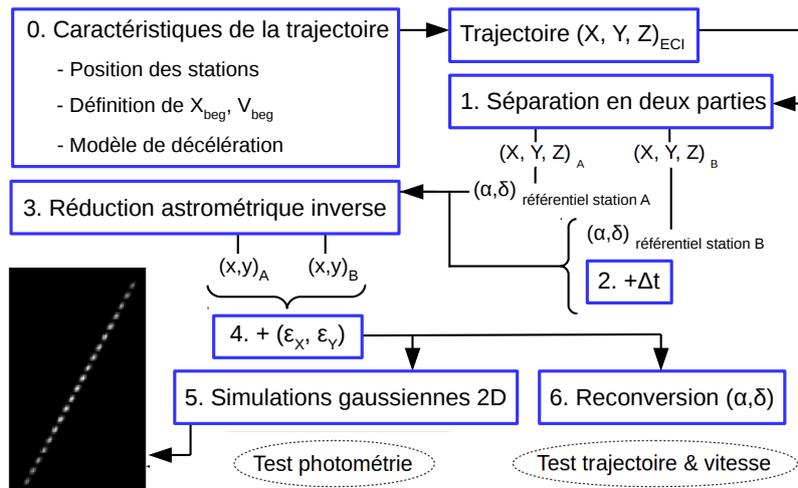


FIGURE 9.12 – Principales étapes de la construction de météores simulés.

présentant une fragmentation clairement visible), on ajuste généralement à la trajectoire des modèles physiques de désintégration construits par intégration numérique. Pour les météoroïdes peu massifs et de faible magnitude, ou lorsque la détermination des orbites est la principale motivation de l'étude, il est en général inutile de s'encombrer de modèles de fragmentation complexes. Dans cette situation, on ajuste plutôt à la trajectoire un des modèles analytiques empiriques du système 9.9. Pour répondre aux besoins de l'étude du Chapitre 11, nous avons généré deux classes distinctes de fakeors correspondant aux deux approches citées ci-dessus.

Avec les modèles de propagation

La première classe de simulations est construite suivant une approche purement géométrique et ne tient pas compte des paramètres physiques de l'objet. En effet, pour la plupart des analyses des Chapitres 10 et 11, il est suffisant de générer des trajectoires sans tenir compte des paramètres physiques des objets simulés (masse, rayon, section efficace, etc.). Ces caractéristiques, tout comme la variation de la densité atmosphérique en fonction de l'altitude, sont implicitement incluses dans le modèle de décélération du météore. La précision de nos données ne permet d'ailleurs pas de contraindre ces paramètres à partir de la détermination de la vitesse uniquement. Les simulations de cette première catégorie sont générées comme décrit en 9.3.1 ; les positions du fakeor le long de la trajectoire suivent un des modèles de propagation du système 9.9, démarrants avec un vecteur d'état initial $(\vec{X}_{beg}, \vec{V}_{beg})$ et (si désiré) les facteurs de décélération a_1 et a_2 .

Au cours de ce travail, nous avons simulé plusieurs milliers de météores avec différents vecteurs d'état initiaux, directions et modèles de décélération. Dans la mesure où nous nous intéressons par la suite à la précision optimale que l'on pourrait atteindre avec un réseau de caméras donné, nous ne présenterons ici que les résultats obtenus pour des météores simulés avec une configuration géométrique idéale. Par souci de clarté et au vu de la similarité des résultats, nous ne présenterons dans la suite que les résultats obtenus pour six d'entre eux. Les caractéristiques des fakeors construits à partir des modèles de propagations sont fournies Table 9.2.

Fakeor	Décélération	$mod(\vec{V}_{beg})$ ($km.s^{-1}$)	a_1 ($km.s^{-2}$)	a_2	Δt (ms)	Angle de convergence (°)	ϵ
(1)	aucune	20	-	-	5	60	CABERNET
(2)	exponentielle	20	0,5	1,5	5	60	CABERNET
(3)	exponentielle	70	3,0	1,0	5	60	CABERNET
(4)	aucune	30	-	-	5	60	variable
(5)	exponentielle	30	0,5	1,0	5	60	variable

TABLE 9.2 – Paramètres des météores simulés utilisés dans la Section 10.1 et le Chapitre 11. Chaque station enregistre 20 positions du fakeor.

Avec un modèle de désintégration

Afin de comparer différentes méthodes de calcul de la vitesse pré-atmosphérique des météores, nous avons également construit des trajectoires par intégration numérique en considérant un modèle de densité atmosphérique exponentiel et un projectile sphérique. La modélisation de météoroïdes pénétrant dans l’atmosphère terrestre est étudiée depuis plusieurs décennies. Dans un travail récent, [Campbell-Brown et al. \(2013\)](#) a comparé différentes méthodes développées par [Campbell-Brown et Koschny \(2004\)](#) et [Borovička et al. \(2007\)](#). Cela a abouti à la conclusion qu’il est nécessaire d’améliorer les modèles pour mieux reproduire les météores observés en champ étroit, et donc avec des courbes de lumière à haute résolution. La difficulté d’asseoir un modèle satisfaisant de la fragmentation des météoroïdes contribue à l’incompréhension de leur comportement dans l’atmosphère. Pour cette raison et de par sa relative simplicité (5 équations au lieu de 6), les trajectoires simulées dans cette étude ont été générées par « l’Algorithme de Fragmentation des Météores » (AFM) basé sur le modèle de [Borovička et al. \(2007\)](#), en ne supposant aucune fragmentation. La Section 11.5.2 explicite les équations mathématiques utilisées par l’algorithme. Les caractéristiques du fakeor simulé par AFM pour l’analyse de la précision obtenue sur la détermination de la vitesse (chapitre 11) sont présentées Table 9.3.

Fakeor	Masse (kg)	Rayon (mm)	Vitesse (km/s)	Altitude (km)	Angle zénithal (deg)	ϵ
(6)	1,4e-5	1	29,6	120-80	45	variable

TABLE 9.3 – Paramètres du fakeor généré par le programme AFM basé sur le modèle de [Borovička et al. \(2007\)](#) et utilisé Chapitre 11.

Chapitre 10

Méthodes d'optimisation

Grâce à la simulation des météores présentés Chapitre 9, nous disposons de tous les outils nécessaires pour comparer les différentes méthodes de calcul de la vitesse des météores basées sur les techniques usuelles de détermination de la trajectoire ou obtenues avec l'ajustement à paramètres multiples MPF (cf. Sections 9.1 et 9.2). Afin de réaliser une comparaison équitable de chacune de ces techniques, il est nécessaire d'exploiter au mieux le potentiel de chaque méthode proposée et de les implémenter avec soin. Si la mise en œuvre de la méthode d'intersection des plans ou des moindres carrés repose sur des algorithmes simples et largement généralisés au sein de la communauté, l'implémentation du MPF est autrement plus compliquée. La validité de la solution obtenue dépend en effet de l'aptitude de l'algorithme utilisé à minimiser la fonction de coût multidimensionnelle f_E (9.11) dans un espace de recherche complexe, parsemé de minima locaux. Avant de comparer les résultats du MPF avec la méthode d'intersection des plans ou des moindres carrés, nous devons donc sélectionner la technique de minimisation la plus apte à résoudre ce problème. Dans ce chapitre, nous évaluons la performance de plusieurs méthodes d'optimisation appliquées à des météores simulés représentatifs des détections réalisées par le réseau CABERNET.

10.1 Principe

La minimisation des fonctions de coût f_G (9.10) ou f_E (9.11) apparaît d'emblée comme étant un problème complexe, avec un nombre significatif de paramètres à déterminer (entre 7 et 9 suivant le modèle de décélération considéré, et augmentant de 1 pour chaque nouvelle caméra ajoutée au réseau). Chaque fonction de coût dépend de la trajectoire considérée, et est susceptible de posséder de nombreux minima locaux. Pour cette raison, il semble souhaitable de se pencher directement sur les techniques de recherche de minimum global. Nous avons cependant décidé de ne pas écarter d'emblée les méthodes d'optimisation locale ; en effet, ces dernières permettent de converger plus rapidement vers un minimum et peuvent fournir de bons résultats si l'estimation initiale des paramètres inconnus est proche de leur valeur réelle. Dans cette section, nous présentons le principe des principales méthodes de minimisation susceptibles de résoudre au mieux le MPF :

– **Algorithmes de recherche locale :**

1. les moindres carrés non linéaires (Levenberg, 1944; Marquardt, 1963) ;
2. la minimisation de Nelder-Mead (Nelder et Mead, 1965) ;
3. la méthode de Powell (Powell, 1964) ;
4. la méthode du gradient conjugué (Hestenes et Stiefel, 1952) ;
5. la méthode de quasi-Newton, implémentée avec la variante Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno de l'algorithme (Fletcher et Powell, 1964).

– **Algorithmes de recherche globale :**

1. le recuit simulé, couplé avec :
 - la minimisation de Nelder-Mead (Kirkpatrick et al., 1983);
 - une méthode de Monte-Carlo par chaîne de Markov;
2. l’optimisation par essaim particulaire PSO (Kennedy et Eberhart, 1995).

10.1.1 Algorithmes de recherche locale

Soit une fonction f ; on cherche à déterminer les N paramètres de f qui minimisent cette fonction.

Moindres carrés non linéaires

La méthode des moindres carrés non linéaires est très fréquemment utilisée en astronomie. Il s’agit d’une méthode de recherche locale permettant de minimiser la somme quadratique des déviations entre les positions observées et modélisées d’un météore, soit la fonction

$$f = \sum_{i=st1, st2} \left\| \vec{X}_{\text{observé},i} - \vec{X}_{\text{modèle},i} \right\|^2 \quad (10.1)$$

avec X_i les positions angulaires observées et modélisées du météore. Les positions modélisées sont construites à partir des modèles de propagation du système 9.9. Dans le cas d’une décélération linéaire ou exponentielle, le modèle de propagation (noté M) n’est pas linéaire. La méthode des moindres carrés implique de fournir une estimation initiale des paramètres p du modèle \vec{M} proche de la solution nominale du système. Si cette condition est respectée, il est alors possible de linéariser le modèle M pour obtenir l’équation suivante :

$$\vec{M}(t, p + \Delta p) - \vec{M}(t, p) = \text{Observés} - \text{Calculés} = \frac{\partial \vec{M}(t, p)}{\partial p} \cdot \vec{\Delta p} \quad (10.2)$$

Le problème revient alors à résoudre

$$\Delta \lambda = J \Delta q \quad (10.3)$$

où $\Delta \lambda = (\Delta \lambda_1, \Delta \lambda_2, \dots, \Delta \lambda_N)^T$, avec $\Delta \lambda_i = (i^{\text{ème}} \text{ position observée} - \vec{M}_i)$, $J_{i,j} = \frac{\partial L_i}{\partial p_j}$ la matrice Jacobienne du modèle \vec{M} et Δq la variation à ajouter à l’estimation initiale des paramètres pour obtenir le meilleur ajustement du modèle aux observations. En déterminant les dérivées partielles, on aboutit aux équations normales 10.4.

$$J^T J \Delta q = J^T \Delta \lambda \quad (10.4)$$

Si $J^T J$ est inversible (et donc que les équations sont indépendantes), on obtient :

$$\Delta q = (J^T J)^{-1} J^T \Delta \lambda \quad (10.5)$$

Il est possible de faciliter les calculs grâce à la décomposition en valeurs singulières de J , i.e. de poser $J = U \Sigma V^T$, avec U et V des matrices orthogonales et Σ la matrice

diagonale des valeurs singulières de J .

On aboutit finalement à la solution de variations des paramètres

$$\Delta q = V \Sigma^{-1} U^T \Delta \lambda, \quad (10.6)$$

qu’il ne reste plus qu’à ajouter à l’estimation initiale des paramètres pour trouver la solution. Cette méthode repose sur une bonne estimation des paramètres initiaux ; si elle ne donnait pas de résultats satisfaisants directement, il serait alors envisageable d’appliquer tout d’abord un autre algorithme de minimisation qui donnerait une approximation correcte des paramètres avant d’appliquer les moindres carrés non linéaires.

Minimisation de Nelder-Mead (ou méthode d’Amoeba, ou méthode du simplexe)

La minimisation de Nelder-Mead (Nelder et Mead, 1965) est une méthode de recherche locale qui permet de minimiser une fonction f sans faire intervenir la connaissance de son gradient ou de son hessien. Cette technique se suffit à elle-même et ne fait intervenir aucun algorithme de minimisation à une dimension. Il s’agit ici de construire un simplexe de dimension $N+1$ dans l’espace de recherche (soit une généralisation du triangle en dimension N), englobant la position hypothétique à N coordonnées du minimum à déterminer. On fait ensuite subir à ce simplexe un certain nombre de transformations géométriques, de façon à le contracter le plus possible autour du minimum. Les déformations possibles du simplexe original sont au nombre de quatre : réflexion, expansion, contraction selon une direction du simplexe ou contraction de l’ensemble de la figure. L’algorithme s’arrête lorsque tout le simplexe ne se résume plus qu’à un point (le minimum) ou que la distance entre chaque point du simplexe est jugée suffisamment petite au regard de la précision requise. Les différentes étapes de l’algorithme d’optimisation sont explicitées Figure 10.1. Malgré sa simplicité, cette technique exige un nombre important d’évaluations de la fonction f ; la minimisation de Nelder-Mead est donc généralement plus lente que les techniques dérivées de la méthode de Powell.

Méthodes de Powell

Le principe de relaxation consiste à décomposer la minimisation d’une fonction de N variables en N minimisations de fonctions d’une variable (« minimisation de lignes »). Les différentes méthodes issues du principe de relaxation, appelées méthodes de Powell, ne diffèrent entre elles que quant au choix de la direction \vec{n} des lignes à minimiser. Les algorithmes de minimisation à une dimension pouvant faire intervenir la connaissance du gradient ou non, on qualifie les méthodes de relaxation de « mixtes ».

Avant de commencer la minimisation, il est nécessaire de choisir une base de vecteurs directionnels $(\vec{n}_1, \vec{n}_2, \dots, \vec{n}_N)$ de l’espace de recherche, puis de définir une position initiale notée \vec{x}_0 . À partir de cette position, on cherche le minimum de la fonction f le long de la première direction \vec{n}_1 , soit le scalaire λ pour lequel $f(\vec{x}_0 + \lambda \vec{n}_1)$ est minimal. On prend alors la position du minimum comme nouveau point de départ ($\vec{x}_0 := \vec{x}_0 + \lambda \vec{n}_1$), et on corrige la direction examinée ($\vec{n}_1 := \lambda \vec{n}_1$) avant de procéder de même pour la direction suivante. On réitère ensuite le processus pour toutes les autres directions et autant de fois

que nécessaire, jusqu'à ce que la fonction f cesse de décroître.

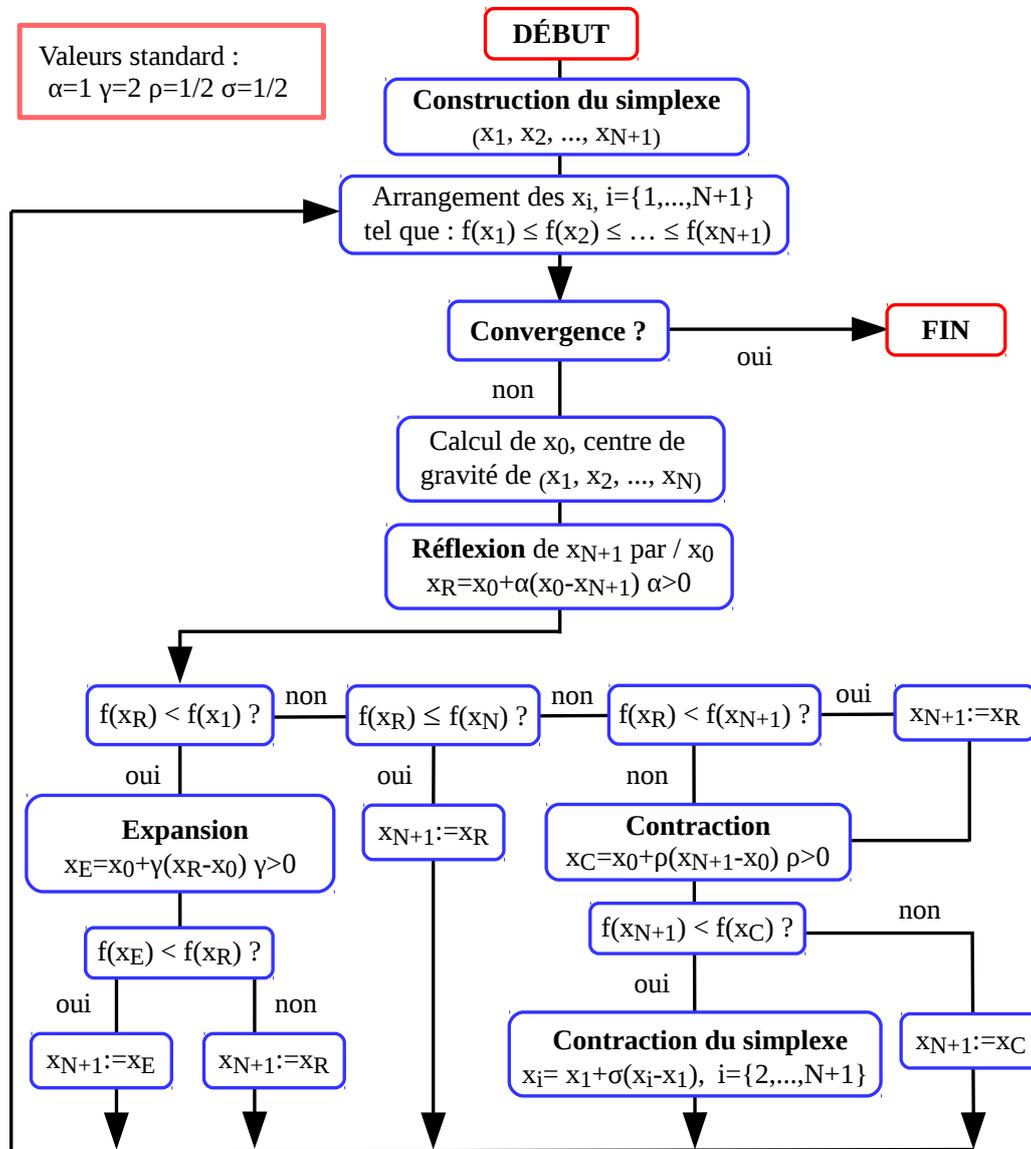


FIGURE 10.1 – Principales étapes de l'algorithme de minimisation de Nelder-Mead (ou méthode d'Amoeba).

Lorsque la base de directions $(\vec{n}_1, \vec{n}_2, \dots, \vec{n}_N)$ n'est pas adaptée à la configuration géométrique de l'espace de recherche (par exemple si elle est simplement assimilée à la base orthonormale (\vec{e}_i) , $i \in \{1, \dots, N\}$ de l'espace), il est usuel que l'algorithme ne converge pas après avoir testé une fois toutes les directions de la base et qu'il doive réitérer l'opération à plusieurs reprises. Pour certaines configurations de l'espace des solutions (par exemple lorsque ce dernier prend la forme d'une vallée très allongée le long d'un de ses axes), la minimisation de lignes peut prendre un temps considérable. Il est donc préférable de ne pas choisir les vecteurs $\{\vec{n}_1, \dots, \vec{n}_N\}$ au hasard.

Afin de réduire le temps de calcul, il est judicieux de construire la base de directions

\vec{n}_i , $i \in \{1, \dots, N\}$ de façon à ce que la minimisation le long de la direction \vec{n}_{i+1} ne détruise pas le minimum trouvé le long de l'axe \vec{n}_i . Si on prend l'exemple des deux premiers vecteurs de la base, il faut donc qu'après avoir minimisé une première fois la fonction le long de la direction \vec{n}_1 , la minimisation selon \vec{n}_2 ne modifie pas la position du minimum trouvé le long de l'axe \vec{n}_1 . En d'autres termes, il faut choisir \vec{n}_2 de façon à ce que le gradient de f au minimum de la direction \vec{n}_1 soit perpendiculaire à celle-ci; on dit alors que \vec{n}_1 et \vec{n}_2 sont conjugués.

Par un développement de Taylor, une fonction f de paramètres x et de point de départ \vec{x}_0 peut être exprimée par

$$f(x) \approx c - b \cdot x + \frac{1}{2} x \cdot A \cdot x \quad (10.7)$$

où $c = f(\vec{x}_0)$, b est le gradient de f en \vec{x}_0 et A est le hessien de f . Avec cette approximation, l'expression du gradient devient $\nabla f = A \cdot x - b$; en se déplaçant le long d'une direction d'une distance δx , le gradient variera de $\delta(\nabla f)$.

On cherche ici à ce que le gradient de f au minimum de la direction \vec{n}_1 soit perpendiculaire à celle-ci. Autrement dit, il faut que la minimisation le long de la direction \vec{n}_2 permette au gradient de rester perpendiculaire à \vec{n}_1 , et que l'on ait induit un changement de gradient perpendiculaire à \vec{n}_1 . On doit donc respecter la relation :

$$\vec{n}_1^t \cdot \delta(\nabla f) = \vec{n}_1^t \cdot \vec{A} \cdot \vec{n}_2 = 0 \quad (10.8)$$

Dans cette configuration, \vec{n}_1 et \vec{n}_2 sont conjugués. En construisant un ensemble de N vecteurs conjugués les uns avec les autres, on permet à l'algorithme de converger vers une solution en minimisant une seule fois la fonction f suivant chacune des directions de la base.

Méthode du Gradient Conjugué

La méthode de descente du gradient (à pas fixe ou à pas variable) consiste à rechercher le minimum le long de la plus grande pente accessible. On démarre à une certaine position initiale \vec{x}_0 et on commence par se déplacer d'une distance d_0 dans la direction opposée à celle du gradient $-\vec{\nabla} f(\vec{x}_0)$. On répète ensuite l'opération jusqu'à ce que la fonction ne diminue plus. Comme dans le cas des méthodes de Powell, il existe certaines configurations défavorables de l'espace des solutions pour lesquelles l'algorithme est lent à converger. Comme expliqué précédemment, il est possible de corriger cet inconvénient en construisant des directions conjuguées pour les axes de recherche. On appelle alors cette technique la méthode du gradient conjugué.

Lorsque l'on minimise la fonction f le long de la direction \vec{n}_i , la direction \vec{n}_{i+1} à suivre ensuite doit être perpendiculaire à \vec{n}_i (cf. 10.1.1). Les positions successives \vec{x}_i s'obtiennent de la façon suivante :

$$\vec{x}_{i+1} = \vec{x}_i + d_i \vec{n}_i \quad (10.9)$$

avec \vec{n}_i la direction de descente et d_i la distance à parcourir. Cette fois-ci, le vecteur \vec{n}_i ne représente pas forcément la direction indiquée par le gradient. À l'inverse des méthodes de Powell et de Nelder-Mead, il est exigé ici de connaître le gradient de la fonction f , ainsi

que son hessien. Lorsque l'espace de recherche comporte plus de trois dimensions, il est nécessaire de déterminer une autre condition pour caractériser la direction de descente que celle de son orthogonalité avec la direction précédente. En effectuant un développement de Taylor de l'expression $f(\vec{x}_{i+1}) = f(\vec{x}_i + d_i \vec{n}_i)$, on retrouve la relation 10.10 :

$$\nabla f(\vec{x}_{i+1}) \approx \nabla f(\vec{x}_i) + (A \vec{n}_i) \cdot d_i \vec{n}_i \quad (10.10)$$

On a $\nabla f(\vec{x}_i) \approx 0$ et par conséquent $(A \vec{n}_i) \cdot \vec{n}_i = 0$ (d_i est un scalaire). Les vecteurs \vec{x}_i et \vec{n}_i sont donc conjugués quel que soit i . Notons \vec{n}_0 le gradient de $f(\vec{x}_0)$. Les directions successives \vec{n}_i de recherche de l'algorithme s'obtiennent grâce à l'expression 10.11.

$$\vec{n}_i = \vec{\nabla} f(x_i) + \frac{\|\vec{\nabla} f(x_i)\|}{\|\vec{\nabla} f(x_{i-1})\|} \vec{n}_{i-1} \quad (10.11)$$

Il reste maintenant à déterminer la distance d_i de descente. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître le hessien de la fonction f ; admettons pour la suite que c'est le cas. En minimisant $f(\vec{x}_i + d_i \vec{n}_i)$ en fonction de d_i on obtient :

$$d_i = \frac{-\vec{\nabla} f(x_i) \cdot \vec{n}_i}{(A \vec{n}_i) \cdot \vec{n}_i} \quad (10.12)$$

Une fois que l'on connaît la direction et la distance de descente, il suffit d'utiliser la relation 10.9 pour converger vers le minimum de la fonction. L'algorithme s'arrête lorsque le gradient est devenu suffisamment petit ou lorsque les \vec{x}_i ne changent plus. L'intérêt de cette méthode est qu'elle converge très rapidement vers le minimum. Si le hessien n'est pas accessible, on peut utiliser une variante de la méthode appelée algorithme de Fletcher-Reeves. Cette méthode reprend le principe du gradient conjugué, sauf que la distance de descente est obtenue en minimisant la fonction de $d_i f(\vec{x}_i - d_i \vec{n}_i)$ et en construisant le point suivant avec la relation :

$$\vec{x}_{i+1} = \vec{x}_i - d_i \vec{n}_i \quad (10.13)$$

Méthodes de quasi-Newton ou minimiseurs à métrique variable

Les méthodes de quasi-Newton sont similaires aux techniques de descente de gradient, et exigent également que l'on puisse calculer les premières dérivées partielles de f . La principale différence entre ces deux classes d'algorithmes est que la première stocke et actualise l'ensemble des informations accumulées au cours de la recherche. Au lieu d'enregistrer des résultats intermédiaires, on garde constamment en mémoire une matrice de taille $N \times N$ (pour un espace de dimension N), ce qui joue en défaveur de cette technique par rapport à la précédente. Plus ancienne que la méthode des gradients conjugués, la méthode de quasi-Newton est largement répandue au sein de la communauté scientifique ; cependant, il n'y a pas d'autre raison qui pousserait un utilisateur à la privilégier.

Parmi les méthodes de quasi-Newton se distinguent deux procédures principales : l'algorithme de Davidon-Fletcher-Powell (DFP) et celui de Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno (BFGS). Ces deux programmes divergent peu dans la pratique, sauf pour certaines

caractéristiques comme la tolérance de convergence ou les erreurs d’arrondis.

L’idée de la méthode DFP consiste à considérer l’expression de la fonction f de l’équation 10.7. Nous ne connaissons alors pas les valeurs de A , le hessien de f , ni de $b = f(\vec{x}_0)$ où \vec{x}_0 est le point de départ de l’algorithme. Le principe de cette technique est donc d’approximer l’inverse du hessien A par une suite de matrices H_i :

$$\lim_{i \rightarrow \infty} H_i = H = A^{-1} \quad (10.14)$$

Faisons le parallèle avec la méthode de Newton pour annuler le gradient d’une fonction. Au deuxième ordre du développement de Taylor de f au point \vec{x}_i , on a :

$$f(\vec{x}) = f(\vec{x}_i) + (\vec{x} - \vec{x}_i) \cdot \vec{\nabla} f(x_i) + \frac{1}{2} (\vec{x} - \vec{x}_i) \cdot A \cdot (\vec{x} - \vec{x}_i) \quad (10.15)$$

Pour fixer le prochain point, on impose $\vec{\nabla} f(x) = 0$ et alors :

$$\vec{x} - \vec{x}_i = -A^{-1} \cdot \vec{\nabla} f(x_i) \quad (10.16)$$

Donc en ayant une bonne approximation de H , on parvient à calculer le pas nécessaire pour l’itération. La formule de l’algorithme BFGS suit également ce principe, avec une formulation un peu plus complexe ; il ne reste donc plus qu’à définir la suite de matrices H_i .

Pour cela, on prend comme première approximation de A une matrice symétrique et définie positive comme la matrice unité. On construit ensuite les matrices H_i de façon à ce qu’elles restent définies et positives, ce qui garantit qu’on se déplace suivant une direction descendante (vers le minimum). La relation de récurrence complexe existant entre H_{i+1} et H_i peut être trouvée dans *Numerical Recipes in fortran 77, 10.6* (Press et al., 1992).

10.1.2 Algorithmes de recherche globale

L’inconvénient majeur de chacune des méthodes présentées ci-dessus est qu’elles convergent vers un minimum local. Lorsque l’estimation initiale des paramètres inconnus est trop éloignée de la position du minimum global, il est peu probable que les techniques de recherche locale aboutissent à une solution fiable. Il est donc nécessaire de s’intéresser à des méthodes de recherche globale, comme les algorithmes de relaxation lente (ou recuit simulé), les algorithmes génétiques ou l’optimisation par essaim particulaire.

Méthode du recuit simulé ou de relaxation lente (RS)

Le recuit simulé est une méthode d’optimisation globale empirique inspirée de la thermodynamique et des cycles de refroidissement des matériaux en métallurgie. Le principe de cette méthode est de coupler la recherche de l’état stable d’un système avec un paramètre de température permettant d’encadrer l’amplitude de la variation des états explorés. Lorsque la température décroît, les déplacements dans l’espace de solution deviennent moins importants, et la recherche se stabilise. Plus la température décroît lentement, meilleures seront les chances de trouver le minimum global (d’où la dénomination de relaxation lente).

Prenons comme illustration physique de ce phénomène la distribution de probabilités de Boltzmann en thermodynamique :

$$\mathbb{P}(E) \propto e^{-E/kT} \quad (10.17)$$

Un système en équilibre thermique à la température T a une énergie distribuée entre différents états d'énergie E . On constate que même avec une faible température, il existe une probabilité $\mathbb{P}(E)$ non nulle que le système possède un état d'énergie important. Le recuit simulé reproduit ce phénomène grâce au paramètre de température T ; avec les perturbations induites par T sur les déplacements dans l'espace de recherche, il sera possible pour le système de s'extraire d'un minimum local pour tenter d'en trouver un meilleur, et donc de mieux chercher le minimum global. Dans cette étude, nous combinons le principe du recuit simulé avec la minimisation de Nelder-Mead, ainsi qu'avec une méthode de Monte-Carlo par chaîne de Markov.

La première de ces associations est extrêmement simple à implémenter si l'on a déjà construit la méthode de Nelder-Mead. On conserve intégralement la recherche de minimum avec les déformations du simplexe, et on ajoute seulement à chaque nouvelle valeur effective de la fonction aux divers sommets du simplexe des fluctuations thermodynamiques qui dépendent de la température. Chaque sommet variera de sa position de façon d'autant plus importante que la température est haute, en reproduisant l'équivalent d'un mouvement brownien dans un espace plus ou moins grand. En commençant par une température élevée, le simplexe scannerera un espace important et évitera de rester coincé dans un minimum local. Lentement, en partant du résultat de la dernière itération et en abaissant la température, on convergera efficacement vers le minimum global.

La deuxième solution est également facile à mettre en œuvre. Nous avons simplement modifié légèrement l'algorithme de Metropolis-Hastings pour que la fonction d'acceptation α d'un état \vec{x}_{i+1} par rapport à l'état précédent \vec{x}_i dépende de la température T :

$$\alpha \propto e^{-\frac{f(\vec{x}_{i+1}) - f(\vec{x}_i)}{T}} \quad (10.18)$$

Ces techniques sont bien adaptées à l'exploration d'espaces de solution complexes pouvant présenter de nombreux minima locaux. Cependant, comme pour toutes les méthodes d'optimisation globale, il n'est jamais possible de savoir si l'on a bien convergé vers le minimum recherché.

Algorithmes génétiques

Les algorithmes génétiques sont des processus de minimisation globale de plus en plus utilisés de nos jours. Ils consistent à créer un certain nombre d'individus caractérisés par des gènes, chaque gène contenant l'information sur une des variables de la fonction à minimiser. On génère ainsi des individus qui représentent des solutions possibles au problème de minimisation, puis on fait évoluer cette population jusqu'à obtenir le meilleur individu possible (et donc la meilleure solution au problème) aux yeux de la fonction. Pour cela, on crée de nouvelles générations à partir de la population de départ, qui présentent de nouvelles combinaisons des gènes parentaux ; ces dernières subissent également des mutations, avantageuses ou non. On sélectionne ensuite les meilleurs individus de ces

nouvelles générations, qui deviendront les parents des générations suivantes.

Bien que la construction et l’évolution des populations soient assez aisées à reproduire, il est difficile de trouver les paramètres qui font converger les algorithmes génétiques vers les résultats souhaités. En effet, si l’on ne garde que les individus qui minimisent le mieux la fonction pour une génération donnée, on risque de déclencher une convergence prématurée et de tomber dans un minimum local. Si au contraire on est excessivement prudent sur ce choix, on risque d’induire une variance trop faible dans l’évolution de la population, et donc trop peu de diversité. Il n’est pas rare de devoir développer un algorithme génétique pour définir les paramètres permettant de faire converger au mieux l’algorithme génétique utilisé. Dans ces circonstances, nous avons décidé de nous intéresser davantage à une autre méthode de minimisation globale : l’optimisation par essais particuliers.

PSO (« Particle Swarm Optimization »)

L’optimisation par essaim particulier (PSO) est une méthode utilisée à l’origine pour décrire les déplacements d’individus au sein d’un groupe d’oiseaux. À partir de règles de comportement relativement simples, l’essaim d’individus est capable d’adopter des trajectoires complexes, permettant de couvrir une grande portion de l’espace disponible aussi bien que se regrouper lorsque les conditions favorables sont réunies. Avec le PSO, on tente de reproduire ce comportement pour explorer efficacement un espace de recherche complexe et trouver le minimum global de la fonction f .

On dispose initialement un certain nombre de particules ou d’oiseaux dans l’espace des paramètres, avec une position et une vitesse aléatoires. La répartition des particules peut aussi s’effectuer en suivant une distribution de Hammersley, ce qui permet de recouvrir avec autant de particules que possible chaque région de l’espace de recherche (Poli et al., 2007). La fonction f est ensuite évaluée pour chaque particule afin de déterminer quels individus occupent la meilleure position dans l’espace (associés aux plus faibles valeurs de f). Le groupe de particules se déplace alors vers la meilleure position obtenue par un individu de l’essaim. Cependant, certains individus vont être réfractaires à ce mouvement de groupe ; cela va permettre d’éviter de s’emprisonner dans un minimum local. Les positions et les vitesses de chaque particule sont ainsi régulièrement actualisées en fonction de :

- la meilleure position obtenue par ses voisins ;
- la meilleure position qu’elle a elle-même trouvée au cours de son parcours ;
- une certaine inertie (refus de se déplacer) ;
- un certain entêtement (désir de poursuivre son chemin sans tenir compte de la meilleure position obtenue par les voisins) ;
- la pression de groupe qui incite l’essaim à rester uni.

Cela se traduit mathématiquement par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} X_{k+1} = X_k + V_{k+1} \\ V_{k+1} = \omega V_k + b_1(P_i - X_k) + b_2(P_g - X_k) \end{cases} \quad (10.19)$$

avec ω , b_1 , b_2 les facteurs d’inertie, d’entêtement et de pression de groupe, X_k et V_k la position et la vitesse de la particule k , P_i sa meilleure position et P_g la meilleure solution obtenue dans son voisinage. Les étapes principales du PSO sont explicitées Figure 10.2. Tout

comme pour le recuit simulé, nous ne pouvons être certains que l'algorithme a convergé vers la position exacte du minimum global. Nous appliquons donc plusieurs fois de suite le PSO au même problème afin d'augmenter nos chances de réussite.

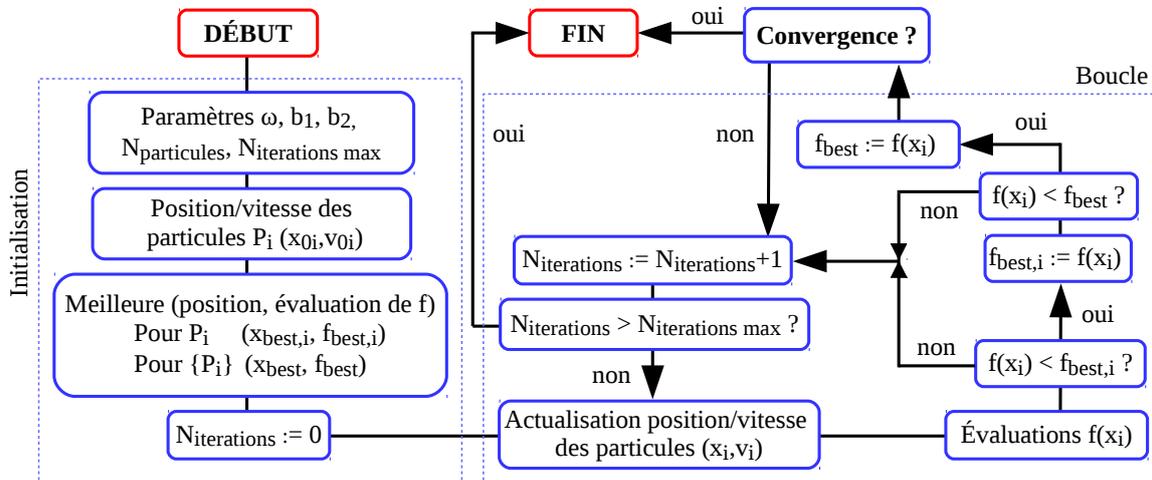


FIGURE 10.2 – Principales étapes de la méthode d'optimisation par essaim particulaire.

Si la position et la vitesse initiale des particules importe peu, le choix des paramètres ω , b_1 et b_2 a une influence importante sur la convergence vers un minimum global. Dans le cas où l'on est en présence d'un espace très « vallonné », il est préférable de privilégier une inertie un peu plus importante pour résister à l'attraction d'un minimum local. Dans la littérature, on trouve que ces paramètres sont usuellement pris égaux à $[0, 4 - 0, 9; 1; 2]$ (Clerc, 2006; Serani et al., 2014; Poli et al., 2007). Après avoir testé l'influence du choix de ces paramètres sur les météores simulés du Chapitre 9, nous avons choisi de conserver ces valeurs en considérant une inertie élevée de 0,9 afin de résister à l'attraction des minima locaux. Le nombre optimal de particules qui scannent l'espace de recherche dépend du nombre de dimensions et est fixé à 576 pour une fonction de coût f_E de 9 paramètres inconnus (Serani et al., 2014). Des essais effectués en augmentant le nombre de particules ($1e3$, $1e4$ puis $1e5$) n'ont permis de mettre en évidence aucune amélioration de la précision obtenue sur la solution nominale, mais une réduction significative de l'efficacité de calcul.

Une illustration de l'optimisation par essaim particulaire est présentée Figure 10.3 dans le cas d'un espace à deux dimensions. Nous voyons par exemple que même si l'ensemble du groupe est concentré autour du minimum global, quelques particules continuent d'explorer l'espace des solutions (étapes 4 et 5 par exemple). Si une de ces particules venait à trouver une meilleure solution, elle serait capable d'attirer le reste du groupe vers sa position. L'optimisation par essaim particulaire est donc particulièrement performante pour éviter de s'enliser dans un minimum local.

10.1.3 Comparaison

La Table 10.1 permet d'évaluer les avantages et les inconvénients des différentes méthodes présentées ci-dessus. Les critères évalués ici sont : la nécessité de fournir une estimation initiale des paramètres (CI), celle de connaître les dérivées premières et secondes

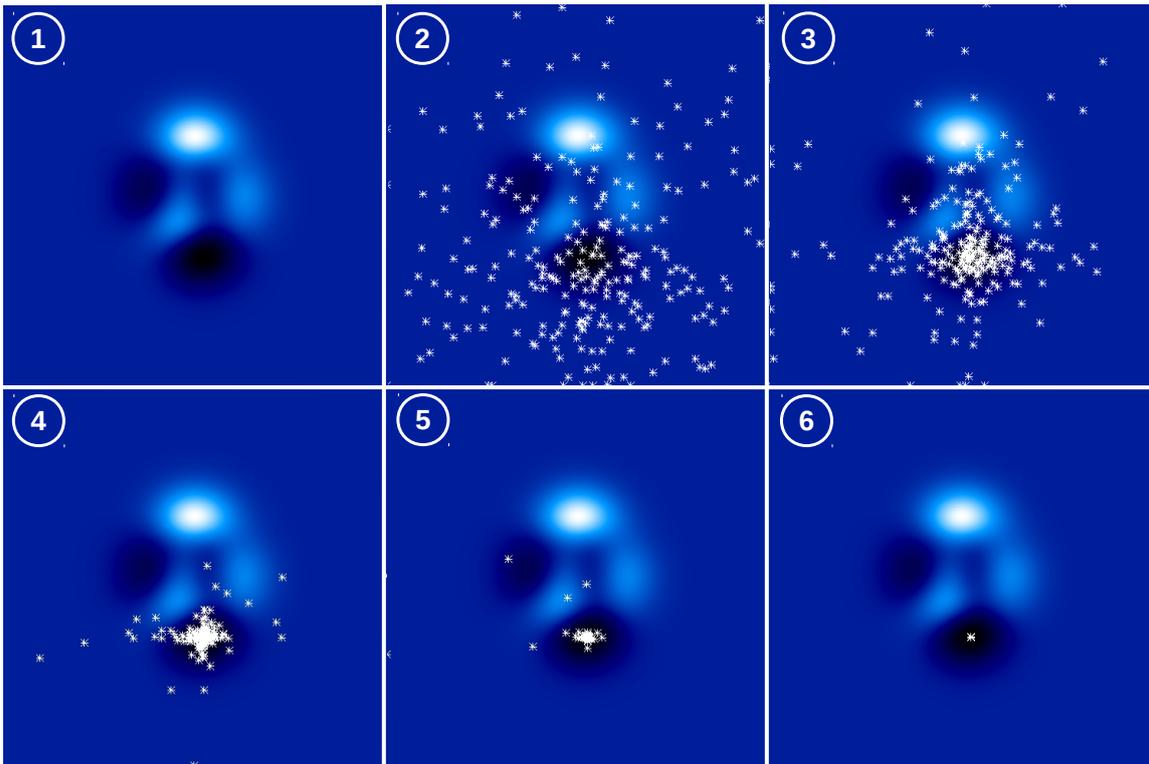


FIGURE 10.3 – Exemple de quelques étapes de déplacement de particules pour un problème à deux dimensions. Les niveaux de bleu de l’espace de recherche correspondent à la valeur de la fonction de coût, et tirent vers le clair aux alentours des maxima et vers le sombre aux alentours des minima.

du problème, l’aptitude à évoluer dans des espaces de recherche complexes, la simplicité de l’implémentation de l’algorithme (en termes de construction et de convergence), la rapidité d’exécution, et finalement l’influence d’une mauvaise estimation initiale des paramètres inconnus sur la rapidité d’exécution et la précision de la solution finale. Les méthodes d’optimisation globale présentent une exécution bien plus lente que les méthodes locales, mais sont plus adaptées à l’exploration d’espaces de solutions complexes. On constate que mis à part sa rapidité d’exécution, le PSO est la technique d’optimisation la plus prometteuse au regard de toutes les caractéristiques de la Table 10.1.

méthode	CI exigées	dérivées exigées	Adapté à des espaces de recherche complexe	Simplicité implémentation	Rapidité	Sensibilité aux CI rapidité / précision
Moindres carrés	oui	oui	non	oui	+	-/+
Nelder-Mead	oui	non	non	oui	+/-	-/+
Powell	oui	non	non	oui	+	+/+
Gradient conjugué	oui	oui	non	oui	+	+/+
Quasi-Newton	oui	oui	non	oui	+	+/+
RS+NM	oui	non	oui	non	--	+/-
RS+MCMC	oui	non	oui	non	--	+/-
PSO	non	non	oui	oui	-	-/-

TABLE 10.1 – Avantages et inconvénient des différentes méthodes d’optimisation testées. La gradation de la notation +, +/-, -, -- va depuis la plus importante confirmation de l’en-tête de la colonne à la pire.

Afin de déterminer la technique la plus apte à minimiser efficacement les fonctions de coût 9.10 et 9.11, nous avons appliqué ces méthodes à une multitude de fakeors avec des trajectoires présentant des configurations géométriques et des comportements de décélération distincts. Les premiers tests ont été réalisés sur les trajectoires les plus favorables possibles (météore passant entre les deux stations avec un fort angle de convergence, une vitesse constante et une faible imprécision ϵ), avant de considérer les configurations plus complexes (faible angle de convergence, forte décélération). Par souci de clarté et face à la similarité des résultats obtenus, nous n'exposerons ici que les résultats des cas suivants :

1. Trajectoire favorable, vitesse constante et égale à 20 km.s^{-1} ;
2. Trajectoire favorable, faible décélération exponentielle depuis 20 km.s^{-1} ;
3. Trajectoire favorable, forte décélération exponentielle depuis 70 km.s^{-1} .

Les paramètres de ces simulations correspondent aux fakeors (1), (2) et (3) de la Table 9.2, en considérant l'erreur sur la localisation des centroïdes dans les images déterminée pour CABERNET.

10.2 Application à des météores simulés

10.2.1 Estimation initiale des paramètres

La plupart des méthodes d'optimisation testées requièrent de fournir une estimation initiale des paramètres inconnus. Si cette estimation est trop éloignée de la valeur réelle des paramètres, certaines techniques peuvent diverger sans aboutir à un résultat (comme les moindres carrés) ou voir leur durée d'exécution augmenter considérablement. La première approximation des paramètres \vec{X}_{beg} et \vec{V}_{beg} est généralement assimilée à la position et la vitesse du premier point enregistré par une caméra, déterminées par la méthode d'intersection des plans ou des moindres carrés. Nous avons vu au Chapitre 9 qu'à cause de l'imprécision de la vitesse obtenue avec ces techniques, il est très difficile de discerner une décélération fiable pour la plupart des météores ; les paramètres de décélération sont donc usuellement fixés à zéro. Le paramètre de désynchronisation entre les caméras peut être approximé en estimant l'écart temporel qu'il faudrait ajouter à une station pour que l'altitude d'un météore déterminé par chaque station soit identique au même instant (cf. 9.2.4).

Si cette estimation initiale peut être proche de la réalité dans le cas d'une vitesse constante, on s'aperçoit que cela n'est plus vrai lorsque le météore décélère de façon exponentielle. En effet, en fonction de la valeur du paramètre a_1 , la position du premier point observé peut être très éloignée du point modélisé \vec{X}_{beg} . Ainsi, pour $t'_{js} = 0$, $\vec{X}_s(t'_{js} = 0) \neq \vec{X}_{beg}$ pour le premier point observé à t_{beg} . En ajoutant cet écart à la méconnaissance des paramètres de décélération, cela peut aboutir à une estimation des paramètres trop éloignée de leur valeur réelle pour que les méthodes d'optimisation présentées à la Section 10.1 soient efficaces.

Afin d'améliorer cette approximation dans le cas d'une décélération exponentielle, nous avons adopté deux stratégies distinctes. La première, moins rigoureuse dans son application mais fournissant des résultats probants (cf. exemple Table 10.6), consiste à construire une grille de valeurs possibles pour quelques paramètres et de sélectionner ceux pour lesquels

la fonction de coût est la plus faible. Pour cela, nous réduisons le nombre de paramètres variables en fixant la direction de la trajectoire. La seconde consiste à utiliser une méthode d’optimisation pour déterminer successivement la valeur d’un plus faible nombre de paramètres, les autres demeurant fixés. Par exemple, nous pouvons commencer par fixer l’ensemble des paramètres à partir du premier point observé, puis déterminer successivement le paramètre de désynchronisation et enfin les couples {désynchronisation, vitesse} et {vitesse, décélération}.

Avertissement

Il est nécessaire de rappeler que la précision obtenue sur les paramètres présentés dans les paragraphes suivants n’a de sens que si les météores réels sont correctement représentés par les modèles de propagation du système 9.9. Ces modèles empiriques semblent bien décrire le comportement des météores de courtes durées et de faibles masses, soit exactement le type d’objets détectés par CABERNET. Cependant, à cause des imprécisions de mesure et du traitement des images, il est difficile d’en être certains. Dans le cas où le modèle de vitesse ne correspondrait pas parfaitement aux observations, il est difficile de connaître la précision que l’on peut obtenir sur la vitesse de météores réels avec les différentes méthodes d’optimisation présentées.

10.2.2 Météore avec faible décélération : trajectoires (1) et (2)

On applique tout d’abord les différentes méthodes d’optimisation à un météore lent et de vitesse constante (fakeor (1), Table 9.2). Certaines de ces techniques étant basées sur un processus stochastique, nous les appliquons au moins cent fois à la trajectoire simulée et nous considérons dans la suite la moyenne des résultats obtenus. La même étude a été réalisée en considérant la médiane plutôt que la moyenne, et a abouti aux mêmes conclusions.

Vitesse constante

Dans le cas où on suppose une vitesse constante, il est préférable d’utiliser comme approximation initiale du paramètre $\|\vec{V}_{beg}\|$ la moyenne de toutes les vitesses déterminées à partir de la trajectoire tridimensionnelle. Les résultats obtenus pour ce météore simulé sont présentés à la Table 10.2. On y décrit dans l’ordre la distance entre la position simulée et estimée \vec{X}_{beg} , la différence en module de la vitesse \vec{V}_{beg} , l’écart angulaire entre la trajectoire estimée et simulée (i.e. l’erreur totale commise sur la localisation des radiants estimés et simulés), l’erreur sur le paramètre de désynchronisation Δt , la valeur du χ^2 (résultat de l’expression 9.11) et la durée d’exécution. La dernière colonne dépend considérablement du langage de programmation, de la qualité de l’implémentation des méthodes d’optimisation et de la capacité de calcul de la machine utilisée.

On constate que la plupart des techniques testées fournissent des résultats similaires en matière de précision sur le vecteur d’état initial $(\vec{X}_{beg}, \vec{V}_{beg})$; plusieurs résultats obtenus pour la valeur du χ^2 sont également comparables. Le succès des méthodes de recherche locale s’explique par la précision de l’estimation initiale des paramètres obtenus en considérant la moyenne de toutes les vitesses accessibles.

Méthode	Distance à \vec{X}_{beg} (km)	$\Delta\ \vec{V}_{beg}\ $ ($m.s^{-1}$)	Ecart angulaire ($^{\circ}$)	Erreur sur Δt (s)	χ^2	Durée d'exécution (s)
Moindres carrés	3,09e-3	6,94	6,83e-2	2,46e-4	1,11e-7	2e-3
BFGS	1,21e-3	3,74e-1	4,37e-2	2,48e-5	1,49e-8	9e-3
Nelder-Mead	2,24e-3	8,43e-1	3,11e-2	1,04e-6	1,54e-8	2e-2
Powell	1,01e-3	4,94e-1	4,22e-2	2,35e-5	1,49e-8	2e-2
RS+NM	1,75e-2	3,50e+2	5,16e-1	2,52e-3	2,68e-5	3e-1
Gradient conjugué	1,12e-3	2,53	4,40e-2	7,52e-7	1,50e-8	4e-1
RS+MCMC	9,48e-4	2,92	4,29e-2	1,04e-7	1,65e-8	7
PSO	1,01e-3	3,58e-1	4,31e-2	2,47e-5	1,49e-8	21

TABLE 10.2 – Erreur moyenne des paramètres pour différentes méthodes d'optimisation (100 itérations, fakeor (1), Table 9.2).

Légère décélération

On applique maintenant ces techniques au cas d'un météore présentant une légère décélération exponentielle (fakeor (2), Table 9.2). On commence d'abord par associer l'estimation du vecteur d'état initial à la position et vitesse du premier point observé. Dans cette situation, l'écart entre l'estimation initiale et la vraie valeur des paramètres simulés est présentée à la première ligne de la Table 10.3. Les résultats associés à ce jeu de paramètres de départ sont résumés par la Table 10.4.

Estimation initiale	distance à \vec{X}_{beg} (km)	$\Delta\ \vec{V}_{beg}\ $ ($km.s^{-1}$)	Ecart angulaire ($^{\circ}$)	a_1 ($km.s^{-2}$)	a_2	Erreur sur Δt (s)
$\sim 1^{er}$ point	5,01e-1	8,23e-1	3,97e-2	5,00e-1	1,50	1,12e-10
Améliorée (grille)	1,01e-1	5,66e-2	3,97e-2	1,00e-1	1,50	0,000

TABLE 10.3 – Erreur sur l'estimation initiale des paramètres en considérant la position et vitesse du premier point observé ou la meilleure position atteinte sur une grille encadrant ces valeurs.

Méthode	Distance à \vec{X}_{beg} (km)	$\Delta\ \vec{V}_{beg}\ $ ($m.s^{-1}$)	Ecart angulaire ($^{\circ}$)	Δa_1 ($m.s^{-2}$)	Δa_2	Erreur sur Δt (s)	χ^2	Durée d'exécution (s)
DFP	4,86e-1	9,27e+2	5,12e-2	4,95e+2	1,50	3,62e-5	7,57e-8	2e-2
Nelder-Mead	4,82e-1	8,94e+2	4,68e-2	5,10e+2	1,291	6,55e-5	6,96e-8	3e-2
Powell	4,97e-1	8,12e+2	5,35e-2	4,99e+2	1,06e+1	4,63e-5	2,28e-8	2e-1
RS+NM	2,75	1,81+3	2,60	1,41+3	1,70	3,06e-3	5,62e-2	4e-1
Gradient conjugué	4,88e-1	9,30e+2	4,99e-2	4,98e+2	1,50	9,38e-6	7,58e-8	6e-1
RS+MCMC	2,56e-1	9,16e+2	6,55e-2	2,51e+2	1,50	3,96e-4	1,61e-7	8
PSO	1,90e-1	1,50e+2	2,02e-2	1,90e+2	2,54e-1	5,26e-5	1,82e-8	89

 TABLE 10.4 – Incertitude moyenne des paramètres pour différentes méthodes d'optimisation et une décélération exponentielle (100 itérations, fakeor (2), Table 9.2). Les colonnes 1 à 3 et 6 à 8 représentent les mêmes caractéristiques que dans la Table 10.2. Les colonnes 4 et 5 représentent l'erreur commise sur les paramètres de décélération a_1 et a_2 . L'estimation initiale des paramètres est basée sur la position et vitesse du premier point observé.

Dans cette situation, le PSO fournit des résultats bien plus précis que les algorithmes de recherche locale. À cause de la mauvaise estimation initiale des paramètres, la méthode des moindres carrés a divergé et n'est pas incluse dans la Table 10.4.

Nous essayons maintenant d’améliorer l’estimation initiale des paramètres, et l’on obtient alors l’écart à leur valeur réelle de la deuxième ligne de la Table 10.3. Grâce à cette amélioration, les moindres carrés ne divergent plus ; on obtient les résultats de la Table 10.5. Avec cette estimation des paramètres très proche de leur valeur réelle, le PSO n’est plus la technique la plus apte pour trouver les coefficients du modèle de propagation. Nous remarquons aussi que l’incertitude de tous les paramètres a été réduite. Il n’y a cependant aucune technique qui permette à elle seule de déterminer tous les paramètres du modèle. En ce qui concerne la précision obtenue sur le vecteur d’état initial $(\vec{X}_{beg}, \vec{V}_{beg})$, le PSO est aussi bon que les autres méthodes.

Méthode	Distance à \vec{X}_{beg} (km)	$\Delta\ \vec{V}_{beg}\ $ (m.s ⁻¹)	Ecart angulaire (°)	Δa_1 (m.s ⁻²)	Δa_2	Erreur sur Δt (s)	χ^2	Durée d’exécution (s)
LS	1,01e-1	5,66e+1	3,97e-2	1,00e+2	1,50	4,34e-18	5,40e-5	2e-3
DFP	7,80e-2	9,26e+2	5,10e-2	8,75e+1	1,50	3,71e-5	7,57e-8	2e-2
Nelder Mead	1,08e-1	2,03e+2	8,25e-2	1,10e+2	1,89e-2	1,27e-4	2,47e-8	3e-2
Powell	1,69e-1	1,58e+2	4,02e-2	1,69e+2	2,89e-1	3,23e-5	1,64e-8	3e-1
RS+NM	6,75e-1	5,59e+2	8,61e-1	9,24e+2	7,02e-1	3,33e-3	8,03e-3	4e-1
Gradient conjugué	9,47e-2	9,23e+2	6,84e-2	1,04e+2	1,50	7,40e-5	7,60e-8	3
RS+MCMC	4,40e-1	9,56e+2	5,61e-2	4,30e+2	1,50	4,18e-4	1,32e-7	8
PSO	1,62e-1	1,27e+2	2,01e-2	1,62e+2	2,63e-1	5,22e-5	1,85e-8	89

TABLE 10.5 – Incertitude moyenne des paramètres pour différentes méthodes d’optimisation, une décélération exponentielle (100 itérations, fakeor (2), Table 9.2) et une estimation initiale des paramètres améliorée.

10.2.3 Météore avec forte décélération : trajectoire (3)

Afin de mesurer davantage l’impact d’une mauvaise estimation initiale des paramètres, nous complexifions le problème en considérant le cas d’un météore avec une forte décélération exponentielle depuis 70 km.s⁻¹ ($a_1 = 3$ km.s⁻², fakeor (3), Table 9.2). Ces valeurs de décélération ont été choisies parmi un jeu de résultats obtenus en ajustant le modèle de décélération exponentiel à des courbes de vitesses simulées par AFM (cf. Section 9.3.2), pour des objets de différentes masses et vitesses initiales. En basant l’estimation initiale des paramètres sur la position et la vitesse du premier point observé avec l’erreur donnée Table 10.6, on obtient les résultats de la Table 10.7.

Estimation initiale	distance à \vec{X}_{beg} (km)	$\Delta\ \vec{V}_{beg}\ $ (km.s ⁻¹)	Ecart angulaire (°)	a_1 (km.s ⁻²)	a_2	Erreur sur Δt (s)
$\sim 1^{\text{er}}$ point	3,00	2,97e+3	4,39e-3	3,00	1,00	0,00
Améliorée (grille)	1,76e-3	5,51e-3	4,39e-3	0,00	1,00	1,12e-10

TABLE 10.6 – Erreur sur l’estimation initiale des paramètres en considérant la position et vitesse du premier point observé ou la meilleure position atteinte sur une grille encadrant ces valeurs.

À cause de la mauvaise première estimation des paramètres, toutes les méthodes de recherche locales ne parviennent pas à converger vers le minimum global et produisent des résultats très imprécis. Le PSO est encore une fois la technique la plus prometteuse pour minimiser la fonction de coût 9.11. Comme on peut le voir Table 10.8, une importante amélioration de l’estimation initiale des paramètres permet aux moindres carrés de converger et de produire des résultats parfois plus précis en ce qui concerne la détermination de la

Méthode	Distance à \vec{X}_{beg} (km)	$\Delta\ \vec{V}_{beg}\ $ ($m.s^{-1}$)	Ecart angulaire ($^{\circ}$)	Δa_1 ($m.s^{-2}$)	Δa_2	Erreur sur Δt (s)	χ^2	Durée d'exécution (s)
BFGS	2,97	3,47e+3	4,23e-2	3,00e+3	1,00	6,92e-06	3,88e-7	2e-2
Nelder-Mead	2,95	3,36e+3	8,20e-2	3,03e+3	1,61	1,61e-4	5,38e-7	4e-2
POWELL	2,99	3,20e+3	7,50e-3	3,02e+3	12,27	2,20e-06	5,36e-8	3e-1
RS+NM	3,62	3,11e+3	8,84e-1	1,76e+3	1,67	3,48e-3	6,37e-2	4e-1
Gradient conjugué	2,97	3,47e+3	4,30e-2	2,99e+3	1,00	1,68e-6	3,88e-7	5
RS+MCMC	2,60	3,46e+3	4,13e-2	2,62e+3	9,99e-1	2,28e-5	3,91e-7	8
PSO	1,33	8,64e+2	4,76e-3	1,33e+3	4,18e-1	9,16e-6	1,84e-8	90

TABLE 10.7 – Incertitude moyenne des paramètres pour différentes méthodes d'optimisation, une décélération exponentielle (100 itérations, fakeor (3), Table 9.2) et une estimation initiale basée sur le premier point observé.

position \vec{X}_{beg} et de la vitesse \vec{V}_{beg} . Cependant, nous remarquons que la valeur du χ^2 obtenue par les moindres carrés est légèrement supérieure à celle obtenue par le PSO ; le minimum global de la solution sans bruit n'est plus le plus petit minimum lorsqu'on ajoute une incertitude sur la position des centroïdes dans les images. Dans cette situation, même si le résultat des moindres carrés nous intéresse davantage dans ce cas précis, il ne sera pas retenu par l'algorithme car il ne correspond pas au meilleur minimum.

Méthode	Distance à \vec{X}_{beg} (km)	$\Delta\ \vec{V}_{beg}\ $ ($m.s^{-1}$)	Ecart angulaire ($^{\circ}$)	Δa_1 ($m.s^{-2}$)	Δa_2	Erreur sur Δt (s)	χ^2	Durée d'exécution (s)
Moindres carrés	1,73e-3	5,51	4,39e-3	0,00	9,99e-1	4,34e-18	8,88e-4	3e-3
BFGS	5,04e-2	3,46e+3	4,21e-2	7,48e+1	9,99e-1	7,33e-6	3,88e-7	2e-2
Nelder-Mead	4,81e-2	4,68e+2	4,51e-2	4,08e+1	1,33e-1	4,68e-5	7,30e-8	4e-2
Powell	1,98e-1	1,08e+2	4,64e-3	1,98e+2	2,03	9,23e-6	1,81e-8	3e-1
RS+NM	1,42	1,17e+3	4,80e-1	1,33e+3	7,31e-1	3,23e-3	1,67e-2	4e-1
Gradient conjugué	1,80e-2	3,46e+3	4,26e-2	7,55	9,99e-1	7,84e-6	3,88e-7	3
RS+MCMC	5,16e-1	2,00e+3	8,93e-3	6,00e+2	9,99e-1	1,25e-3	2,49e-5	8
PSO	1,27	6,13e+2	4,60e-3	1,27e+2	1,48e-1	9,59e-6	1,80e-8	87

TABLE 10.8 – Incertitude moyenne des paramètres pour différentes méthodes d'optimisation, une décélération exponentielle (100 itérations, fakeor (3), Table 9.2) et une estimation initiale améliorée.

10.3 Conclusion

Nous tirons de ces exemples deux conclusions principales. La première, c'est qu'à cause de la complexité de l'espace des solutions et de la difficulté d'obtenir une estimation initiale des paramètres précise, le PSO est la technique la plus fiable et efficace pour résoudre le MPF. La seconde, c'est que l'influence d'une légère incertitude sur la localisation des centroïdes peut engendrer un déplacement important de la position du minimum global ; il convient alors de se poser la question de la robustesse des fonctions de coût utilisées.

Des résultats similaires ont été obtenus en simulant des météores de durée plus courte que ceux présentés ci-dessus (10 positions mesurées par chaque station au lieu de 20), en conservant les mêmes paramètres des modèles de propagation et la même précision obtenue sur l'estimation initiale. Il en va de même lorsque l'on cherche à minimiser la fonction de coût 9.10 au lieu de 9.11. L'avantage de la seconde est qu'elle permet d'utiliser les moindres carrés si nécessaire, ce qui combiné avec le PSO permet d'obtenir l'approximation la plus proche des paramètres. Le PSO semble également converger deux fois plus rapidement avec la fonction de coût 9.11 plutôt qu'avec la fonction de coût 9.10. C'est pourquoi nous avons

choisi de conserver l’utilisation de la première pour le reste de cette étude.

Les résultats présentés ici dépendent de la qualité de l’implémentation de chacun des algorithmes utilisés. Différentes versions de ces méthodes, de critères d’arrêt ou de tailles d’espaces de recherche pourraient conduire à des résultats différents. Par peur d’un manque d’objectivité, nous avons choisi d’exagérer parfois la taille de l’espace de recherche afin qu’il ne soit pas trop centré sur la solution. Si nous sommes très satisfaits de l’implémentation du PSO, nous pensons que la méthode du recuit simulé couplée avec un processus MCMC pourrait être améliorée pour obtenir des résultats similaires. Les autres techniques testées ici ont déjà été largement implémentées et diffusées dans la majorité des langages de programmation, et résultent souvent de quelques améliorations des programmes présentés dans *Numerical Recipes* (Press et al., 1992).

Chapitre 11

Précision de la détermination de la vitesse des météores

Dans ce chapitre, nous nous intéressons finalement à la précision qu'il est possible d'atteindre sur la vitesse pré-atmosphérique d'un météore en utilisant le MPF ou les techniques dérivées de la méthode des moindres carrés et de l'intersection des plans. La vitesse pré-atmosphérique V_∞ d'un météoroïde est la vitesse qu'il possède à une altitude du sol terrestre telle que l'ablation du météoroïde n'a pas débuté et que la décélération de l'objet n'est pas encore apparente. Bien que l'on puisse observer des météores à une altitude supérieure (Spurný et al., 2000), nous assimilerons dans ce travail la vitesse pré-atmosphérique à la vitesse du météoroïde à une altitude de 120 km. Il est en effet communément admis que les effets atmosphériques sont négligeables au-delà de cette altitude pour des objets de si petite taille (Ceplecha et al., 1998). À partir de l'utilisation de météores simulés, nous analyserons la précision et les limites des méthodes de détermination de la vitesse les plus répandues au sein de la communauté. Nous exposerons par la suite les pistes de recherche étudiées afin d'améliorer encore davantage la précision obtenue sur l'estimation des orbites de météoroïdes.

11.1 Détermination de la vitesse pré-atmosphérique

La détermination de la vitesse pré-atmosphérique est complexe et toujours sujette à controverse. La technique la plus répandue pour estimer la vitesse d'un météoroïde dans l'atmosphère est de déterminer sa trajectoire en utilisant la méthode d'intersection des plans (Ceplecha, 1987) ou la méthode des moindres carrés (Borovička, 1990), puis de calculer la vitesse à partir des positions ainsi déterminées. Pour des météores courts et de faible luminosité, l'erreur commise sur la détermination de la vitesse peut être assez conséquente et empêcher de déceler de façon fiable une décélération (cf. Figure 11.1). Dans cette situation, la vitesse du météore est supposée constante; elle est déterminée en utilisant toutes les distances et les écarts temporels disponibles à partir des positions enregistrées.

Dans le cas d'objets massifs pour lesquels une décélération est clairement perceptible, il n'est pas rare de considérer que la vitesse enregistrée est constante au début de la trajectoire, avant que la décélération ne devienne trop importante. La vitesse est alors calculée en ne considérant que la première partie de la trajectoire (e.g. Madiedo et al., 2013; Borovička et al., 2013b). Lorsque la décélération est prise en compte, la vitesse pré-atmosphérique est souvent déterminée en ajustant le modèle présenté par Whipple et Jacchia (1957) (ou un modèle équivalent) aux positions le long de la traînée du météore :

$$L(t) = L_0 + V_\infty t + Ce^{Kt} \quad (11.1)$$

où $L(t)$ représente la distance en fonction du temps le long de la traînée du météore et L_0 , V_∞ , C , et K sont des constantes à déterminer. Afin de tenir compte de l'évolution de la densité atmosphérique le long de la traînée du météore, on utilise parfois la relation 11.2 entre le carré de la vitesse de l'objet et la vitesse pré-atmosphérique :

$$V(t)^2 = V_\infty^2 + K * \rho(t) \quad (11.2)$$

avec $\rho(t)$ la densité de l'air à la position du météore à l'instant t .

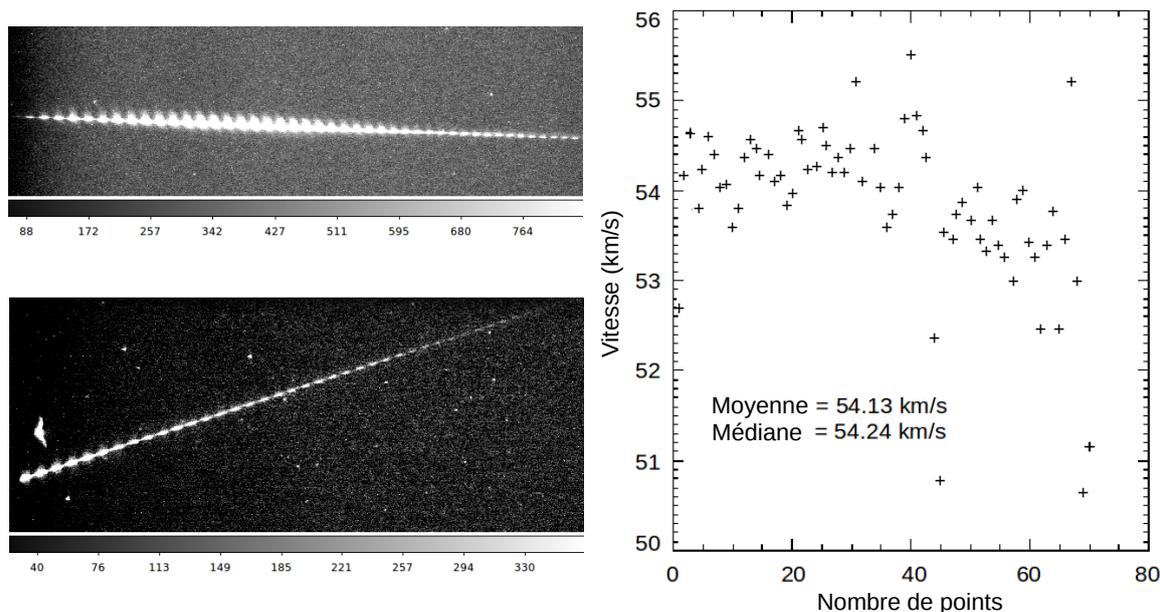


FIGURE 11.1 – Vitesse d'un météore brillant capturé par CABERNET. La dispersion des vitesses est trop importante pour détecter un modèle de décélération notable.

La plupart des méthodes utilisées ne permettent pas de coupler l'estimation de la trajectoire et de la vitesse afin de réduire l'incertitude sur cette dernière. La résolution simultanée de ces deux paramètres est réalisée par le MPF (Gural, 2012; Egal et al., 2017) présenté au Chapitre 9. C'est aussi le cas de l'ajustement de modèles de désintégration qui cherchent à préciser le comportement de la décélération de l'objet en fonction de ses paramètres physiques (masse, densité, etc.).

Dans ce chapitre, nous testons la précision de diverses techniques de calcul de la vitesse pré-atmosphérique. Seul l'ajustement de modèles de désintégration n'a pas été étudié profondément, à cause de la complexité de son implémentation et du manque de certitudes quant à la pertinence des paramètres choisis. Nous avons également momentanément écarté la détermination de vitesse proposée par Gritsevich (2009). Cette méthode permet d'ajuster les équations de fragmentation à la trajectoire observée en déterminant l'expression du coefficient balistique α et du coefficient de perte de masse β . Cependant, cette technique repose sur une modélisation correcte du profil de la vitesse du météore normalisée par sa valeur initiale en fonction de son altitude. Dans le cas des faibles météores capturés par CABERNET, il n'est pour l'instant pas judicieux d'utiliser une approche aussi dépendante de la détermination de la vitesse initiale observée. Dans la suite de ce travail, la vitesse

pré-atmosphérique V_∞ sera évaluée selon chacune des méthodes suivantes :

1. La décélération au début de la trajectoire est négligée et V_∞ est calculée à partir de la moyenne des vitesses des cinq premières observations ;
2. V_∞ est assimilée à la moyenne des vitesses de la première moitié de la trajectoire ;
3. V_∞ est assimilée à la moyenne des vitesses de l'ensemble de la trajectoire ;
4. V_∞ est obtenue à partir de l'ajustement d'un modèle linéaire de vitesse à la première moitié de la trajectoire ;
5. la décélération et la vitesse pré-atmosphérique sont déterminées en ajustant le modèle de l'équation 11.1 aux distances le long de la traînée du météore ;
6. la décélération et la vitesse pré-atmosphérique sont déterminées avec le MPF ;
7. V_∞ est calculée en ajustant le carré de la vitesse du météore en fonction de la densité atmosphérique selon l'équation 11.2. Les données atmosphériques utilisées dans ce chapitre proviennent du « MSISE-90 Atmosphere Model »¹.

Bien que certaines de ces méthodes paraissent anciennes ou simplistes, chacune d'entre elles est encore utilisée dans la communauté pour évaluer la vitesse des météores de faible magnitude (e.g. Jacchia et al., 1967; Ceplecha, 1987; Betlem et al., 1998; Jouin et al., 2013; Madiedo et al., 2013; Borovička et al., 2013b; Jenniskens et al., 2016, et de nombreuses communications personnelles).

11.2 Erreur sur la détermination de la vitesse pré-atmosphérique

On applique chaque détermination de la vitesse pré-atmosphérique aux météores simulés des Tables 9.2 et 9.3, de vitesse initiale de 30 km.s^{-1} à une altitude de 120 km. Les fakeors construits à l'aide des modèles de propagation ont été conçus de façon à présenter une configuration géométrique idéale, avec un angle de convergence de 60° et passant exactement entre les deux stations d'observation. Bien que les trajectoires soient générées à partir de 120 km d'altitude, nous supposons que nos caméras commencent à capturer les météores à une altitude d'environ 100 km et pendant 0,3 secondes. Dans ces simulations, l'influence de l'attraction gravitationnelle terrestre est négligée dans la mesure où ses effets sont exactement corrigés au cours de la détermination de la vitesse pré-atmosphérique à partir de la trajectoire. Pour toutes les simulations utilisées dans ce chapitre, nous déterminons l'erreur commise sur l'estimation de la vitesse pré-atmosphérique en fonction de différentes erreurs ϵ ajoutées à la position des centroïdes dans l'image. La gamme d'erreurs utilisées ici est de $\epsilon = \epsilon_x = \epsilon_y = [0, 1e^{-4}, 1e^{-3}, 1e^{-2}, 1e^{-1}, 5e^{-1}, 1]$ pixel de CABERNET.

11.2.1 Trajectoires simulées suivant un modèle de propagation

Vitesse constante

La Figure 11.2 présente les résultats obtenus pour la trajectoire simulée (4) de la Table 9.2, pour laquelle la vitesse est constante au cours du temps. Sans surprises, on constate qu'il est préférable de calculer la vitesse pré-atmosphérique en utilisant toutes les positions

1. http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php

enregistrées par les caméras et pas uniquement le début ou la première moitié de la trajectoire. La moyenne de la vitesse le long de la traînée, l'ajustement de l'équation 11.1 ou le MPF sont les techniques les moins sensibles aux erreurs ϵ ajoutées aux données. Dans le cas d'un météore simulé sans décélération, la prise en compte d'un modèle de densité atmosphérique exponentiel (équation 11.2) permet également d'obtenir une estimation assez correcte de la vitesse pré-atmosphérique. Cependant, cette technique est plus sensible à l'incertitude ϵ que les autres méthodes à cause de l'erreur sur la détermination du carré de la vitesse au cours du temps.

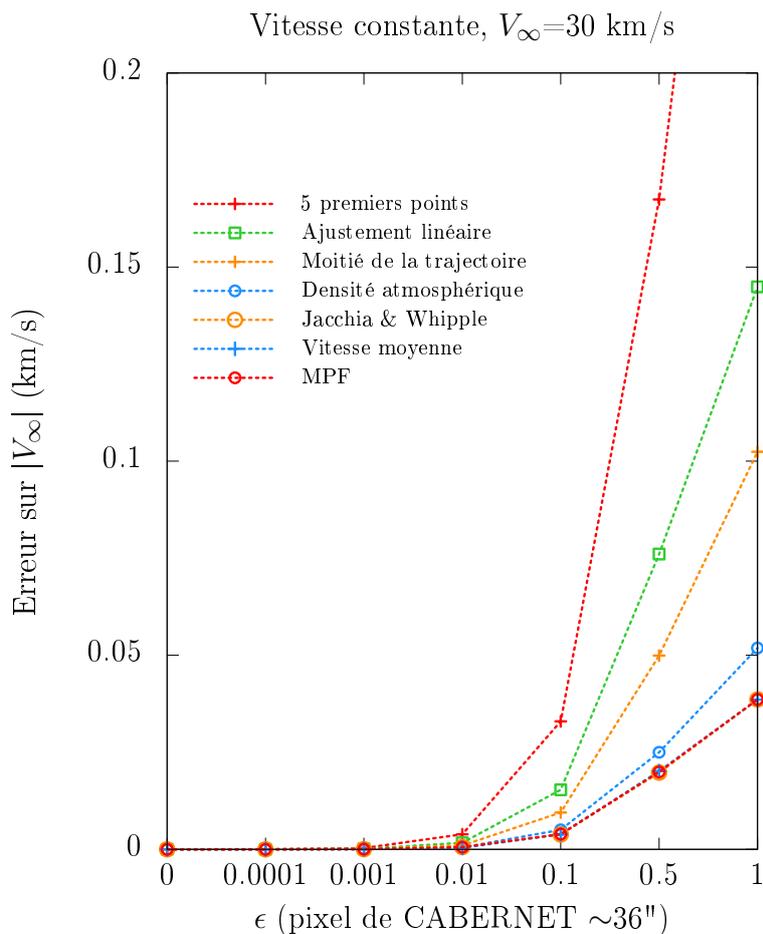


FIGURE 11.2 – Précision de la vitesse pré-atmosphérique obtenue pour différentes méthodes de calcul et incertitudes ϵ ajoutées à la localisation des centroïdes, dans le cas d'un fakeor de vitesse constante.

Avec une décélération

La Figure 11.3 présente également la précision obtenue sur la vitesse pré-atmosphérique dans le cas d'un météore décélérant de façon exponentielle depuis 30 km.s^{-1} (trajectoire (5) de la Table 9.2). Toutes les méthodes supposant une vitesse constante au cours du temps sont évidemment imprécises. L'ajustement de l'équation 11.2 fournit un meilleur résultat que précédemment, mais demeure trop sensible au bruit sur les données. L'imprécision existant même pour de faibles valeurs de ϵ est due au fait que pour le météore simulé et les

données atmosphériques utilisées ici, il n'y a pas de relation linéaire parfaite entre le carré de la vitesse et la densité atmosphérique. Le MPF (i.e. l'ajustement d'une amélioration du modèle de Whipple et Jacchia (1957)) est la technique la plus précise pour déterminer la vitesse pré-atmosphérique, avec une précision de 1 % pour une incertitude sur la localisation des centroïdes de 1 pixel de CABERNET et une précision trois fois inférieure pour l'erreur de 0,1 pixel estimée lors de l'étude préliminaire.

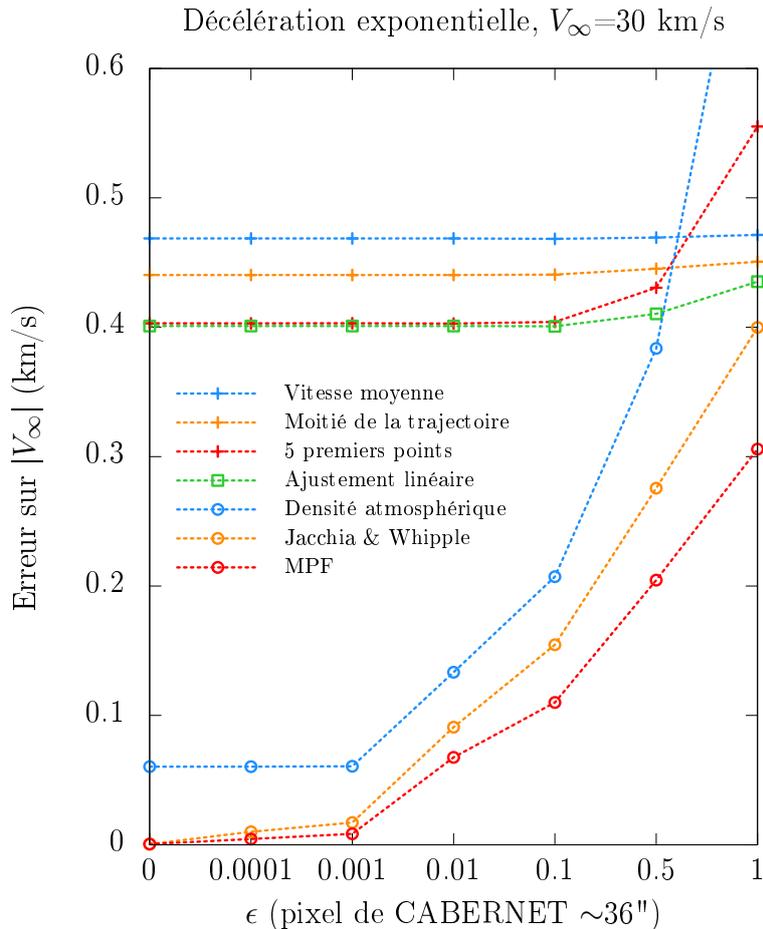


FIGURE 11.3 – Précision de la vitesse pré-atmosphérique obtenue pour différentes méthodes de calcul et incertitudes ϵ ajoutées à la localisation des centroïdes, dans le cas d'un fakeor présentant une décélération exponentielle.

11.2.2 Trajectoires simulées suivant un modèle de désintégration

Il est probable que la précision obtenue sur la détermination de la vitesse avec le MPF dans le cas des trajectoires précédentes soit aussi bonne parce que ces dernières ont été simulées avec les modèles de propagation que l'on ajuste ensuite aux positions modélisées. Afin de tester les méthodes de calcul de la vitesse pré-atmosphérique sur un exemple moins biaisé, nous testons maintenant ces techniques sur une trajectoire générée par le logiciel AFM (« Algorithme de Fragmentation des Météores », trajectoire (6) de la Table 9.3). Comme précédemment, le météore commence à une altitude de 120 km mais est observé

seulement depuis une altitude de 100 km et pendant 0,3 secondes. Les résultats obtenus sont présentés Figure 11.4.

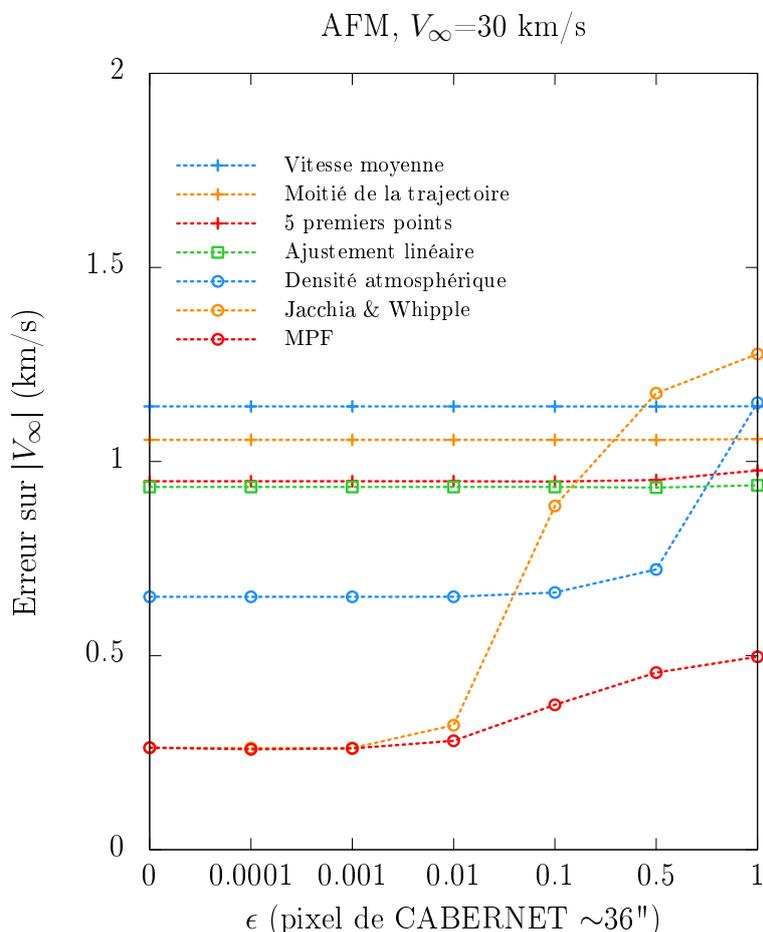


FIGURE 11.4 – Précision de la vitesse pré-atmosphérique obtenue pour différentes méthodes de calcul et incertitudes ϵ ajoutées à la localisation des centroïdes, dans le cas d'un fakeor créé par le logiciel AFM et avec les paramètres initiaux donnés Table 9.3.

Avec ce modèle, on constate une diminution de la vitesse de l'objet de 4,5 % entre la vitesse pré-atmosphérique et la vitesse à la fin de la trajectoire. Dans cette situation, l'hypothèse d'une décélération nulle induit des erreurs substantielles dans l'estimation de la vitesse initiale du météore simulé. Indépendamment de l'erreur ϵ introduite dans les données, il est préférable (si l'on tient à cette hypothèse) de ne tenir compte que du début de la trajectoire ; en effet, la décélération augmente considérablement l'imprécision sur la détermination de la vitesse si on considère un échantillon plus large de positions. On remarque qu'une meilleure approximation de la vitesse du météore simulé est obtenue en tenant compte d'une évolution exponentielle de la densité de l'atmosphère terrestre. Comme précédemment, on ne retrouve cependant pas de relation linéaire exacte entre le carré de la vitesse et la densité atmosphérique supposée par l'équation 11.2. Cette méthode de détermination de la vitesse est donc de nouveau moins précise que le MPF, mais demeure meilleure que l'hypothèse d'une vitesse constante pour des valeurs de ϵ faibles.

Bien que la vitesse de ce fakeor semble décroître exponentiellement, la trajectoire simulée par le logiciel AFM ne suit pas exactement la troisième équation du système 9.9. La Figure 11.5 illustre l'évolution de la vitesse du météore simulé (courbe rouge) dans le cas d'une erreur ϵ nulle. Les autres courbes représentent le résultat obtenu lorsqu'on ajuste le modèle de décélération exponentielle du système 9.9 au profil de vitesse du météore simulé dans son ensemble (en bleu) ou à la portion « observée » du fakeor, pour laquelle l'altitude de l'objet est inférieure à 100 km (en vert). On constate que ces ajustements ne permettent pas de reproduire à l'identique l'évolution de la vitesse du météore simulé, bien que l'allure des profils de décélération soit similaire. L'ajustement de la seconde moitié du profil de vitesse (pour une altitude inférieure à 100 km) reproduit fidèlement le modèle de décélération généré par AFM le long de la trajectoire observée, mais induit une erreur sur l'estimation de la vitesse pré-atmosphérique du météore de l'ordre de $0,26 \text{ km.s}^{-1}$. La légère divergence des modèles de décélération explique l'erreur initiale constatée à la Figure 11.4 dans le cas du MPF ou de l'ajustement du modèle 11.1 (Whipple et Jacchia, 1957), même pour une faible valeur de ϵ .

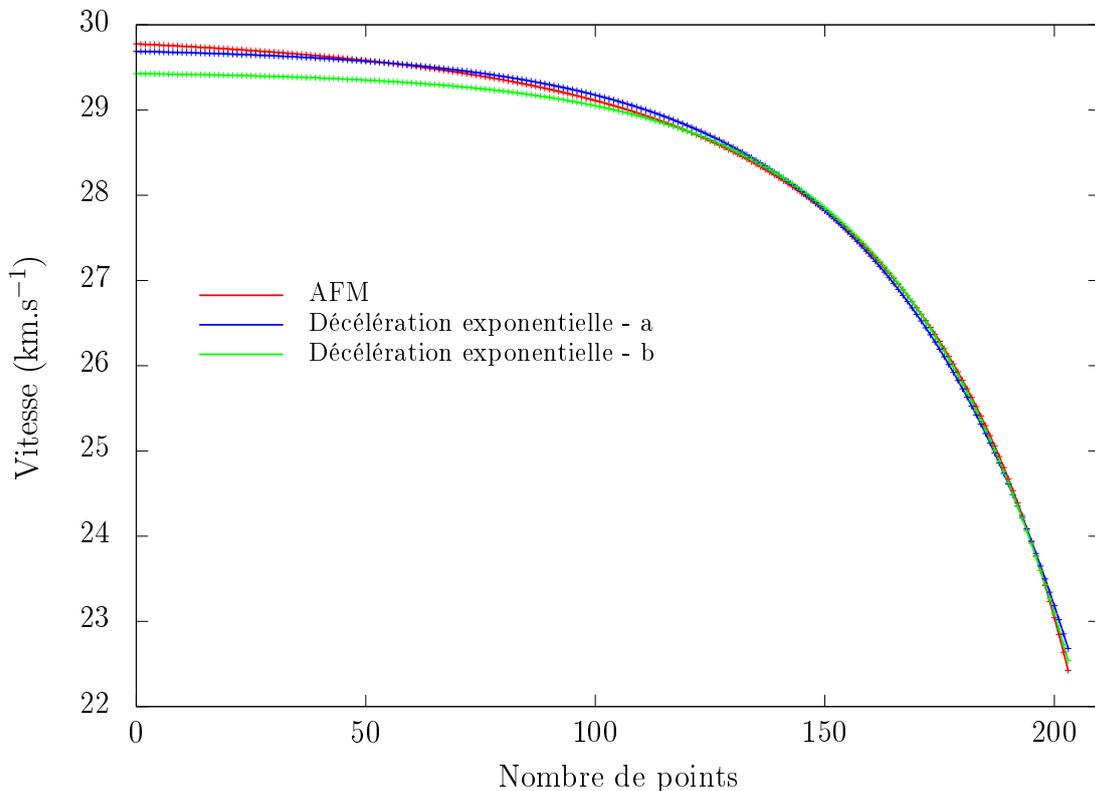


FIGURE 11.5 – Évolution de la vitesse du fakeor simulé par AFM et ajustement d'un modèle de décélération exponentielle à la deuxième partie (courbe b) ou à l'ensemble du profil de vitesse simulé (courbe a) .

Comme nous pouvons le constater Figure 11.3, le MPF et l'ajustement du modèle 11.1 sont assez sensibles au bruit. L'estimation initiale des paramètres de ces modèles a un impact majeur sur la stabilité de la solution pour une erreur ϵ non négligeable. La combinaison d'une mauvaise estimation initiale des paramètres (induite par la fixation de la direction de la trajectoire) et d'une adéquation imparfaite de la décélération avec le modèle de propa-

gation exponentiel explique la divergence importante du modèle 11.1 pour $\epsilon \geq 0,1$ pixel de CABERNET. Une meilleure estimation du vecteur d'état $(\vec{X}_{beg}, \vec{V}_{beg})$ permet en revanche à la solution du MPF d'atteindre une meilleure stabilité par rapport à l'erreur ϵ . Même si le modèle de décélération exponentiel n'est pas optimal dans cette situation, le MPF reste la meilleure méthode pour calculer la vitesse pré-atmosphérique. Pour une incertitude de 0,1 pixel de CABERNET et cette trajectoire, on obtient une précision de 1,25 % sur V_∞ .

Conclusion

Dans le cas d'un météore sans décélération, le MPF et la vitesse moyenne obtenue à partir de la méthode d'intersection des plans ou celle des moindres carrés sont équivalentes dans le cas d'une géométrie idéale. Cependant, il est montré dans Gural (2012) que la méthode des moindres carrés ou d'intersection des plans fournit des résultats imprécis en ce qui concerne la détermination du radiant pour d'autres configurations géométriques. Dans le cas d'une décélération exponentielle, il est évident qu'ajuster le modèle de propagation correspondant en utilisant le PSO est de loin la meilleure méthode pour calculer la vitesse pré-atmosphérique. Cette constatation demeure exacte pour des météores simulés avec le programme AFM, et aboutit à une imprécision de moins de 1 ou 2 % sur la vitesse pré-atmosphérique dans le cas d'une géométrie idéale. Le MPF devrait donc être utilisé dans chaque cas pour déterminer la trajectoire et la vitesse d'un météore.

11.2.3 Exemple d'un météore réel

Dans cette section, nous présentons le résultat des différentes estimations de la vitesse d'un météore réel capturé par CABERNET le 27 juillet 2016. Les stations du Pic du Midi et de Montsec ont enregistré respectivement 57 et 33 positions de ce météore, correspondant à une gamme d'altitudes comprises entre 97,1 km et 75,6 km. La direction de la trajectoire est déterminée en utilisant la méthode des moindres carrés (Borovička, 1990), et les coordonnées 3D du météore dans un référentiel géocentrique inertiel (J2000) sont obtenues en projetant les lignes de visée observées sur cette direction. Les positions calculées ainsi obtenues, une fois converties en coordonnées célestes, sont proches des observations et conduisent à un χ^2 d'environ $1,3e^{-3}$ degrés (cf. Table 11.2). La direction de propagation déterminée avec cette méthode semble donc vraiment fiable.

Afin de déterminer la position du météoroïde au sommet de l'atmosphère, il est nécessaire de définir un modèle d'évolution de sa vitesse. Cette dernière peut-être calculée assez grossièrement à partir des positions 3D consécutives déterminées précédemment. La vitesse ainsi obtenue est représentée par les croix noires de la Figure 11.6. Les petites erreurs commises dans l'enregistrement et le traitement des positions du météore induisent une dispersion importante du module de la vitesse. Malgré cela, on remarque clairement la présence d'une décélération. Le résultat des calculs de vitesse précédemment utilisés pour les simulations est présenté à la Figure 11.6, et l'estimation des vitesses initiales observées $V(t = 0)$ pour chaque méthode de détermination est résumée par la Table 11.1.

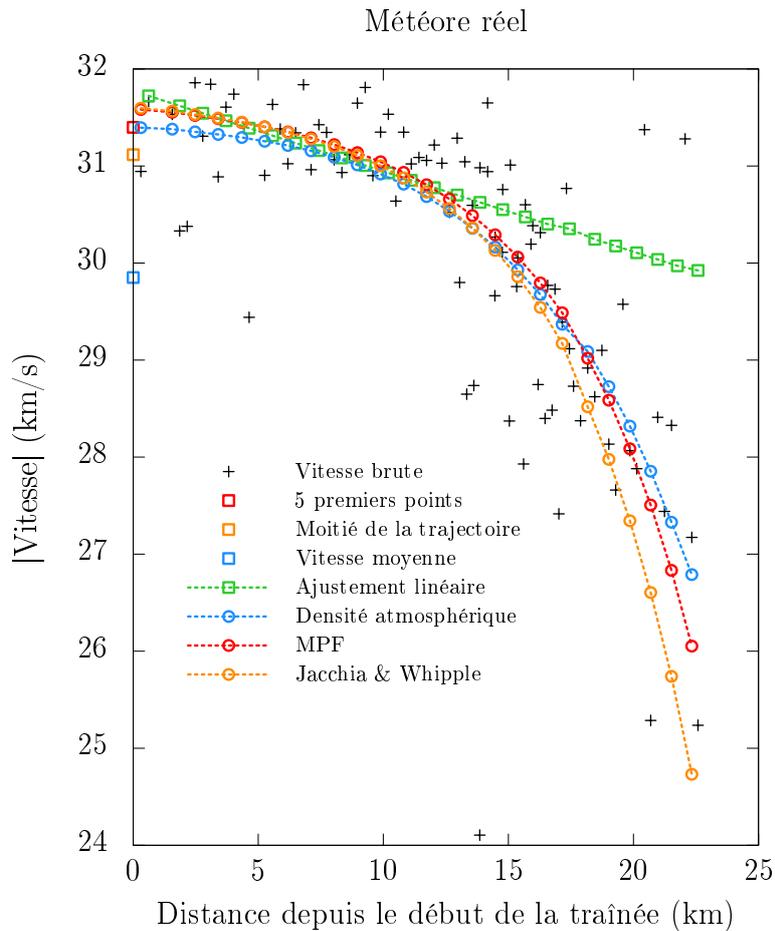


FIGURE 11.6 – Résultat des différentes déterminations de la vitesse d’un météore enregistré par CABERNET le 27/07/2016. Par souci de lisibilité, seuls les niveaux représentant la valeur de la vitesse moyenne calculée à partir de différentes portions de la trajectoire est représentée (carrés rouge, orange et bleu).

Méthode	Vitesse initiale ($km.s^{-1}$)
Vitesse moyenne	29,85
Moitié de la trajectoire	31,12
5 premiers points	31,40
Ajustement linéaire	31,75
Densité atmosphérique	31,40
Jacchia & Whipple	31,60
MPF	31,58

TABLE 11.1 – Vitesse initiale du météore réel calculée par les différentes méthodes présentées Section 11.1.

À partir de la Figure 11.6, il est facile d'écarter le résultat de certaines méthodes qui fournissent de mauvaises estimations de la vitesse initiale (comme la moyenne de la 1^{ère} moitié de la trajectoire ou de sa totalité). Afin de discriminer entre les méthodes restantes, il est nécessaire de vérifier à quel point les modèles utilisés permettent de reproduire les coordonnées célestes observées. Pour chaque technique, un modèle de propagation des météores est construit à partir du modèle de vitesse déterminé et de la direction de la trajectoire définie en utilisant Borovička (1990). Dans le cas du MPF ou de l'ajustement du modèle de Jacchia & Whipple, le modèle de propagation est déjà défini.

Les coordonnées célestes des positions ainsi modélisées sont utilisées pour estimer l'adéquation du modèle de propagation avec les observations. La valeur du chi-deux calculé à partir des coordonnées célestes observées et modélisées pour chaque modèle de propagation est présentée Table 11.2.

Modèle de vitesse	χ^2 station 1 (°)	χ^2 station 2 (°)	χ^2 total (°)
Pas de modèle (positions seules)	5,62e-5	1,29e-3	1,34e-3
Vitesse moyenne	2,57	7,29	9,86
Moitié de la trajectoire	3,09e-2	1,58e+1	1,58e+1
5 premiers points	5,23e-2	2,81e+1	2,81e+1
Ajustement linéaire	4,88e-1	1,38	1,87
Densité atmosphérique	9,79e-1	1,85e+1	1,95e+1
Jacchia & Whipple	8,49e-2	8,15e-1	9e-1
MPF	4,55e-3	1,98e-1	2,03e-1

TABLE 11.2 – χ^2 sur les coordonnées célestes (α, δ) obtenues grâce à différents modèles de propagation, définis par la direction de la trajectoire (déterminée en utilisant Borovička, 1990) et un modèle de vitesse. La première ligne de la table représente le χ^2 obtenu pour les positions directement déterminées par la méthode des moindres carrés, et non pour un modèle de propagation basé sur la vitesse.

Le modèle de propagation déterminé par le MPF permet de mieux reproduire les observations que les autres. La vitesse modélisée par cette technique est également en adéquation avec les données brutes (cf. Figure 11.6). Il est également évident à partir de la Table 11.2 que dans le cas d'une décélération, il n'est pas possible de reproduire les dernières observations du météore en considérant une vitesse constante égale à $V(t = 0)$ (cf. la valeur du χ^2 de la deuxième colonne de la Table 11.2).

Si la vitesse est calculée en utilisant uniquement le tout début de la trajectoire (par exemple les 5 premières positions mesurées), le modèle de propagation obtenu ajuste correctement les coordonnées célestes observées (cf. première colonne de la Table 11.2) et la vitesse au début de la traînée. On pourrait penser qu'un modèle ajustant correctement la première moitié de la trajectoire serait suffisant pour déterminer précisément la vitesse pré-atmosphérique. Cependant, la dispersion de la vitesse dans cet exemple ne permet pas de discriminer entre une décélération ou une vitesse constante au tout début des observations. Aucune hypothèse de vitesse constante au début de la traînée ne peut être considérée, et il ne serait alors pas sage de privilégier cette technique par rapport à une méthode qui ajuste correctement l'ensemble des observations comme le MPF. Une telle décision pourrait

engendrer dans ce cas une différence dans l'estimation de $V(t = 0)$ d'environ $0,2 \text{ km.s}^{-1}$, et donc une différence probablement plus élevée dans le calcul de la vitesse pré-atmosphérique à 120 km d'altitude (comme pour les trajectoires 11.2.1). Pour cet exemple comme pour les trajectoires simulées, le MPF avec un modèle de décélération exponentielle permet de mieux ajuster les observations que les autres techniques présentées.

11.3 Influence de la géométrie

On analyse à présent l'influence de la configuration géométrique de la trajectoire sur le calcul de la vitesse et de la direction du météore avec le MPF. Plus de 150 fakeors avec une vitesse constante de 30 km.s^{-1} ont été simulés, avec différentes incertitudes ϵ ajoutées à la position des centroïdes et pour différents angles de convergence Q allant de 1 à 60 degrés. Les résultats obtenus sont présentés Figure 11.7. La comparaison de l'erreur angulaire sur la direction du radiant en fonction de l'angle de convergence en utilisant la méthode d'intersection des plans, des moindres carrés ou le MPF a été présenté par Gural (2012). Il y est montré, entre autres, que seul le MPF fournit une solution correcte sur la détermination du radiant dans le cas de faibles angles de convergence ($\ll 20^\circ$). Cet état de fait est confirmé par la Figure 11.7.

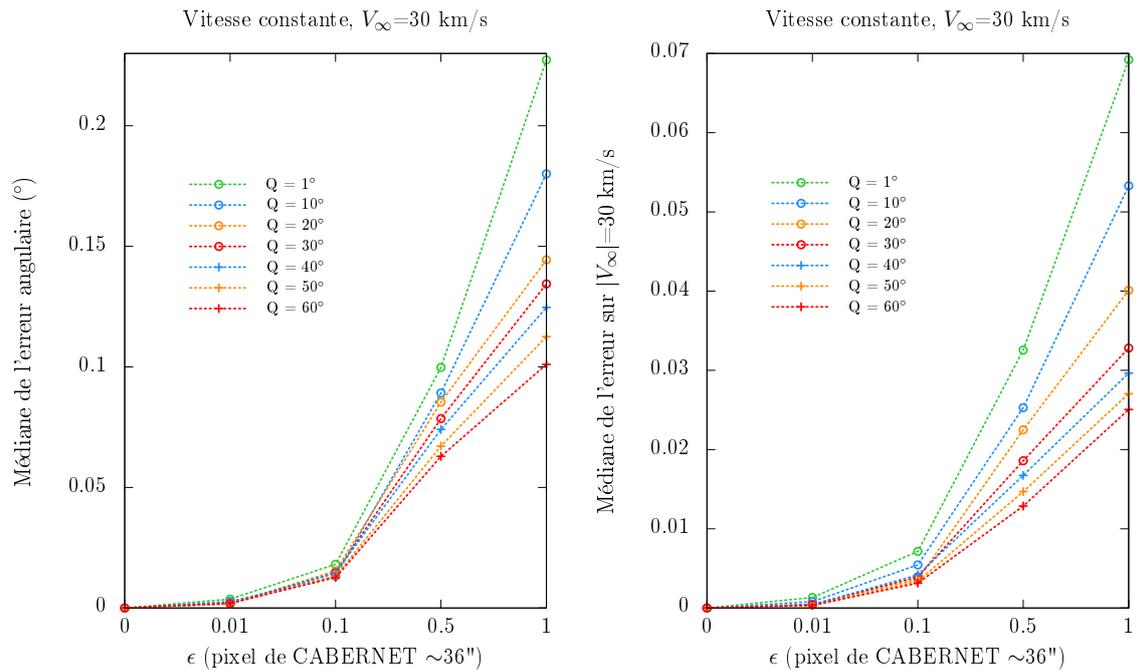


FIGURE 11.7 – Médiane de l'erreur sur la détermination de la vitesse pré-atmosphérique (à gauche) ou sur la direction du radiant (à droite) en fonction de l'erreur ϵ ajoutée sur la localisation des centroïdes et pour différents angles de convergence Q . Les fakeors utilisés ont une vitesse constante de 30 km.s^{-1} .

L'influence de l'angle de convergence sur l'estimation de la vitesse est similaire. Pour une incertitude ϵ de 1 pixel de CABERNET, l'erreur médiane sur la vitesse est trois fois plus large pour un angle de convergence de $Q = 1^\circ$ que pour un angle de convergence de $Q = 60^\circ$. Cependant, l'erreur sur la vitesse pré-atmosphérique demeure faible pour de petits

angles de convergence, et est presque négligeable pour une incertitude $\epsilon = 0,1$ pixel typique de CABERNET. L'écart entre la méthode des moindres carrés ou celle de l'intersection des plans et le MPF est maximale pour $Q = 1^\circ$ et atteint $0,75 \text{ km.s}^{-1}$ pour $\epsilon = 1$ pixel.

11.4 Limites

Dans l'analyse du Chapitre 10, on remarque que dans le cas d'une configuration géométrique idéale et pour une incertitude de $\epsilon = 0,1$ pixel de CABERNET sur la localisation des centroïdes, les différentes méthodes d'optimisation testées pour résoudre le MPF ont conduit à différentes estimations des paramètres. Cette divergence des solutions obtenues était attendue dans le cadre d'une comparaison entre des algorithmes de recherche locale et globale, à cause d'une estimation initiale des paramètres souvent assez imprécise. En effet, sans une bonne approximation des paramètres, une méthode d'optimisation locale peut facilement être piégée ailleurs que dans le minimum global. Cependant, on s'aperçoit que même dans le cas idéal $\epsilon = 0$ et avec une estimation initiale des paramètres très proche du minimum global, les techniques implémentées convergent vers différentes solutions dans l'espace de recherche. Cette constatation pourrait être expliquée par la platitude de la fonction de coût à minimiser autour du minimum global ; en effet, si cette fonction est peu pentue autour de la solution, alors l'ajout de bruit peut facilement créer une multitude de minima locaux capables d'emprisonner les algorithmes d'optimisation à divers endroits de cette région de l'espace de recherche. Il est donc nécessaire de s'interroger sur la qualité du conditionnement du système pour les modèles de propagation utilisés.

Si une fonction est mal conditionnée, une légère variation des paramètres en entrée de la fonction peut aboutir à une large variation du résultat en sortie. Dans notre étude, les fonctions de coût utilisées dépendent de la trajectoire du météore (géométrie, erreur sur les données, etc.). Il est donc difficile ici de généraliser l'étude du conditionnement d'un modèle à l'ensemble des trajectoires mesurées. Nous considérons donc ici le cas d'une trajectoire idéale, avec les paramètres des modèles de propagation donnés Table 9.2 et sans erreur ϵ ajoutée aux données. La Table 11.3 décrit le comportement des fonctions de coût 9.10 et 9.11 dans le cas d'une décélération exponentielle (trajectoire 5) lorsque l'on s'écarte légèrement de la solution nominale dans l'espace de recherche. Dans cette table, chaque paramètre est légèrement écarté de la solution nominale, tandis que les autres demeurent inchangés. Nous pouvons constater qu'une faible variation de certains paramètres en entrée (comme a_1 , a_2 ou Δt par exemple) peut induire une différence significative de la valeur des fonctions de coût. Ce comportement reste vrai dans le cas d'une vitesse constante.

Même dans le cas d'une trajectoire idéale, il est probable que les fonctions de coût f_E et f_G soient mal contraintes. Il est possible de conforter cette hypothèse en traçant les ellipsoïdes conditionnelles pour les valeurs nominales de cet exemple. La Figure 11.8 présente les cartes conditionnelles des paramètres $V_{beg}/y = f(V_{beg}/x)$ et $a_2 = f(a_1)$, tous les autres paramètres étant fixés à leur valeur nominale. Nous pouvons voir que pour la trajectoire considérée, une faible erreur sur l'estimation du paramètre V_{beg}/x n'impactera que faiblement l'estimation de la valeur de V_{beg}/y ; à l'inverse, une légère variation du paramètre a_1 pourra induire une large erreur dans la détermination de a_2 .

	Fonction de coût (9.11) (°)	Fonction de coût (9.10) (°)
Paramètres réels	4,85e-29	1,10e-7
$X_{beg}+10\text{ m}$	1,51e-7	2,14e-3
$Y_{beg}+10\text{ m}$	2,98e-7	3,45e-3
$Z_{beg}+10\text{ m}$	1,80e-7	2,51e-3
$V_{beg}/x+10\text{ m.s}^{-1}$	4,69e-9	3,25e-4
$V_{beg}/y+10\text{ m.s}^{-1}$	7,33e-9	4,82e-4
$V_{beg}/z+10\text{ m.s}^{-1}$	2,56e-9	2,85e-4
$a_1+10\text{ m.s}^{-2}$	4,22e-5	4,10e-2
a_2+1	3,81e-5	3,34e-2
$\Delta t+1\text{ ms}$	1,33e-6	5,16e-3

TABLE 11.3 – Exemple de la sensibilité des fonctions de coût 9.11 et 9.10 appliquées à un jeu de paramètres s'écartant légèrement de la solution nominale. À chaque ligne, un paramètre unique est dévié de la solution réelle tandis que les autres demeurent inchangés.

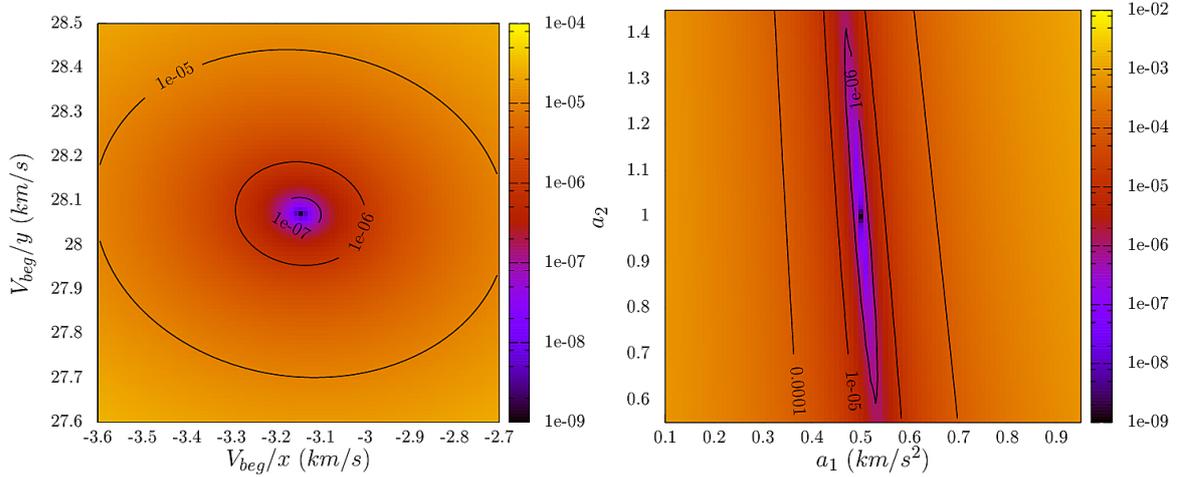


FIGURE 11.8 – Apparence de la fonction de coût 9.11 autour de la solution nominale pour deux paramètres laissés libres uniquement. Le premier tracé représente la variation de la fonction de coût pour différentes valeurs de V_{beg}/x et de V_{beg}/y tandis que le second tracé représente les variations de la fonction de coût pour différentes valeurs de a_1 et a_2 .

La vitesse à laquelle la fonction de coût peut changer par rapport à une variation des paramètres en entrée peut être mesurée par le nombre de conditionnement relatif $CN = \frac{\|J(\vec{x})\|}{\|f(\vec{x})\|/\|\vec{x}\|}$, où $J(\vec{x})$ représente la matrice Jacobienne des dérivées partielles de la fonction de coût en une position \vec{x} de l'espace de recherche et $\|J(\vec{x})\|$ est la norme induite sur la matrice. La norme utilisée ici pour mesurer la sensibilité des fonctions est la norme infinie $\|\vec{x}\|_\infty$ d'un vecteur \vec{x} . Il est admis (Cheney et Kincaid, 2007) que si le nombre de conditionnement relatif est inférieur à l'unité, alors le problème analysé est bien conditionné ; si au contraire le nombre de conditionnement est bien plus important alors le problème est mal contraint.

Un exemple de différents calculs de CN est donné Table 11.4. Le nombre de conditionnement relatif est calculé aux positions indiquées Table 11.3, dans le cas d'une décélération

exponentielle et dans le cas d'une vitesse constante. On voit qu'autour de la solution nominale, le nombre de conditionnement relatif est toujours supérieur à 1.

	Vitesse constante	Décélération exponentielle
$X_{beg}+10\ m$	4,49	5,80
$Y_{beg}+10\ m$	16,28	16,76
$Z_{beg}+10\ m$	19,54	21,89
$V_{beg}/x+10\ m.s^{-1}$	17,19	89,21
$V_{beg}/y+10\ m.s^{-1}$	123,51	125,71
$V_{beg}/z+10\ m.s^{-1}$	136,50	200,39
$a_1+10\ m.s^{-2}$	-	15,01
a_2+1	-	181,70
$\Delta t+1\ ms$	1,32	2,01

TABLE 11.4 – Nombre de conditionnement relatif à différents emplacements autour de la solution nominale, dans le cas d'une trajectoire simulée avec une vitesse constante et une décélération exponentielle.

Le nombre de conditionnement relatif ne nous permet pas de mesurer directement la sensibilité d'un paramètre unique puisque c'est un nombre global évalué à un certain emplacement de l'espace de recherche (et dépend donc de l'ensemble des paramètres considérés). Il semble qu'il y ait une légère amélioration du conditionnement dans le cas d'une vitesse constante, bien que cela ne soit pas suffisant pour bien contraindre le problème. Cela peut de nouveau être illustré par les cartes conditionnelles des fonctions de coût. La Figure 11.9 présente un exemple de cartes conditionnelles tracées dans le cas d'une vitesse constante et d'une décélération exponentielle. Le troisième tracé de la figure illustre la différence entre les deux premiers tracés (le deuxième moins le premier). Cette dernière figure montre que la fonction de coût pour une vitesse constante décroît plus rapidement près de la solution nominale que celle associée à une décélération exponentielle ; la première fonction de coût est alors moins plate autour de la solution. La comparaison d'autres cartes conditionnelles aboutit à la même conclusion. Bien que l'apparence des fonctions de coût soit très similaire, cette différence de pente pourrait expliquer la légère amélioration du nombre de conditionnement relatif entre ces deux modèles de décélération.

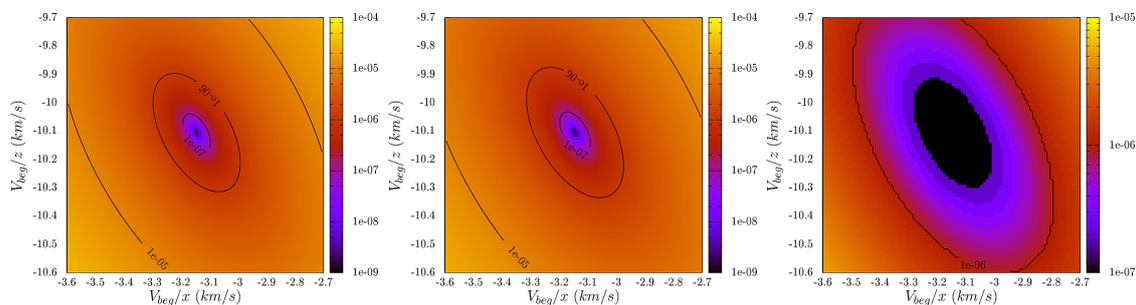


FIGURE 11.9 – Cartes conditionnelles des fonctions de coût pour différentes valeurs de V_{beg}/x et V_{beg}/z . La première et la seconde figure représentent les cartes tracées dans le cas d'une vitesse constante et d'une décélération exponentielle (fakeors 4 and 5 Table 9.2). La dernière figure représente la différence entre les deux premières.

Le mauvais conditionnement des fonctions de coût explique la difficulté à déterminer de façon optimale la vitesse des météores et particulièrement les paramètres de décélération des modèles de propagation. Cette difficulté augmente lorsque l'on bruite les données initiales, même de manière peu significative. Dans le cas d'un modèle exponentiel, ceci peut être expliqué par une dépendance linéaire entre la vitesse et des termes d'accélération exponentiellement dépendants dans le modèle de propagation. Si l'on étend en série de Taylor le terme exponentiel en une somme de fonctions (par exemple terme constant plus linéaire plus quadratique, etc.), il y aurait un deuxième composant linéaire de forme similaire au terme de la vitesse dans le modèle. Les coefficients d'accélération et de vitesse peuvent donc échanger leurs valeurs d'ajustement et aboutir à une performance de la fonction de coût similaire (Gural, communication personnelle). Ceci est d'autant plus probable que le bruit sur les mesures augmente.

Si le MPF est la technique la plus fiable parmi les méthodes testées ici pour calculer la vitesse des météores, la définition des modèles de propagation peut être problématique et doit être choisie avec soin. Il sera nécessaire à l'avenir de définir des modèles de décélération mieux conditionnés, et qui seront aussi réalistes que les observations de météores actuelles. Une possibilité pourrait être de trouver un modèle qui s'ajusterait mieux au comportement de vitesse généré par le logiciel de fragmentation AFM et/ou à la formulation de Gritsevich (Gritsevich, 2009).

11.5 Autres pistes de recherche

11.5.1 Autres modèles de décélération

L'équation différentielle régissant l'évolution de la vitesse d'un objet pénétrant dans l'atmosphère terrestre et soumis à des phénomènes d'ablation et de fragmentation ne possède pas de solution algébrique. Il n'est donc pas possible de trouver un modèle mathématique direct de la décélération, qui pourrait remplacer les modèles de propagation mal contraints. Cependant, nous avons vu que la précision obtenue sur les observations autorise l'ajustement de modèles de décélération empiriques simples (comme une décroissance exponentielle de la vitesse). Dans un premier temps, nous avons donc cherché à trouver un autre modèle de propagation empirique permettant de reproduire correctement les trajectoires mesurées. Plutôt que de travailler sur des observations, nous avons de nouveau choisi d'utiliser différentes courbes de décélération simulées avec le programme AFM; cela présente en effet l'écrasant avantage de pouvoir ajuster le modèle en fonction des caractéristiques parfaitement connues du fakeor (masse, angle d'incidence, vitesse initiale, etc.).

En première approche, nous avons cherché à déterminer un modèle de décélération unique permettant de s'adapter à tous types de météores, indépendamment de leur masse ou de leur configuration géométrique. À l'aide de logiciels prédictifs de solutions analytiques, nous avons pu explorer un vaste ensemble de combinaisons linéaires de fonctions solutions (exponentielles, gaussiennes ou sinusoïdes, etc.). Cependant, au vu de la variété des courbes de décélération générées par AFM, nous n'avons pas été en mesure de trouver un modèle de décélération simple permettant de reproduire la vitesse des météores pour toutes les configurations étudiées. À titre d'exemple, le meilleur ajustement de l'ensemble de l'échantillon a été obtenu pour un modèle de décélération combinant l'expression de deux gaussiennes :

$$\frac{dv}{dt} = K_0 + K_1 \text{ gauss}(t - K_2) + K_3 \text{ gauss}(K_4 t - K_5) \quad (11.3)$$

où $K_1, \dots, 5$ sont les paramètres inconnus du modèle de propagation. Un exemple d'ajustement de cette équation aux courbes de décélération générées par AFM est présenté Figure 11.10. Au vu de la complexité du résultat obtenu (5 paramètres inconnus rien que pour décrire l'évolution de la vitesse de l'objet) et du manque de sens physique de cette approche, nous avons choisi de ne pas tenir compte de cette étude pour l'instant. Nous pensons qu'il pourrait cependant être instructif de développer cette approche en ajustant simultanément toutes les courbes générées par AFM, en introduisant des variations du modèle ajusté en fonction de certaines caractéristiques physiques de chaque trajectoire (comme la masse).

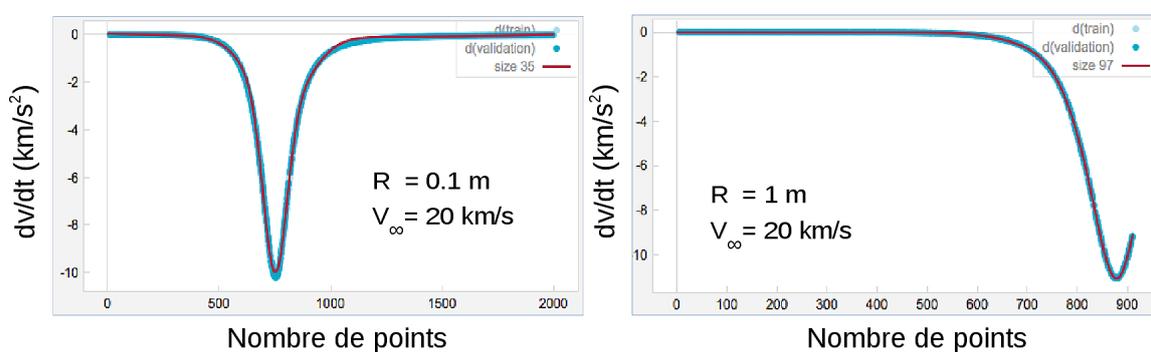


FIGURE 11.10 – Ajustement de deux courbes de décélération créées par le logiciel AFM pour une vitesse pré-atmosphérique de 20 km.s^{-1} et un rayon de 0,1 m (à gauche) ou de 1 m (à droite).

11.5.2 Prochaines étapes

Ajustement de modèles d'ablation

Puisque pour l'instant de nouveaux modèles de décélération empiriques et simples n'ont pu être trouvés, nous allons ajuster des modèles physiques de désintégration des météores aux observations réalisées par CABERNET. Pour cela, nous intégrerons les équations aérodynamiques utilisées pour modéliser la trajectoire d'un météoroïde dans l'atmosphère terrestre présentées par Borovička et al. (2007) et implémentées dans le logiciel AFM. Ce modèle repose sur la conservation de la masse et de l'énergie du météore au cours de sa trajectoire :

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\Gamma}{2Q} S_m \rho_{air} V_m^3 \quad (11.4)$$

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{3}{8} C_D \frac{\rho_m}{\rho_{air}} \frac{V_m^2}{r_m} + \mathcal{G} \cos \alpha \quad (11.5)$$

ainsi que d'autres considérations géométriques :

$$\frac{dh}{dt} = -V_m \cos \alpha \quad \frac{d\alpha}{dt} = -\mathcal{G} \frac{\sin \alpha}{V_m} \quad \text{et} \quad \frac{dl}{dt} = V_m \sin \alpha \quad (11.6)$$

avec :

- Γ : le coefficient d’ablation ;
- V_m : la vitesse de la particule [$m.s^{-2}$] ;
- S_m : la section de surface équivalente de la particule [m^2] ;
- r_m : le rayon de la particule [m] ;
- ρ_m : la densité de la particule [$kg.m^{-3}$] ;
- Q : la chaleur latente de chauffage + vaporisation (Q fixé à 10^7 [$J.kg^{-1}$]) ;
- C_D : le coefficient de frottement ;
- α : l’angle zénithal [deg] ;
- ρ_{air} : la densité atmosphérique [$kg.m^{-3}$] ;
- h : l’altitude de la particule [m] ;
- l : la longueur du trajet au sol [m] ;
- \mathcal{G} : la constante gravitationnelle [$N.m^{-2}$].

Notre objectif est d’ajuster les équations d’ablation 11.4 à 11.6 aux météores capturés par CABERNET en utilisant les outils d’optimisation développés au Chapitre 10, et en particulier le PSO. Les équations précédentes ne tiennent pas compte de la fragmentation, qui n’est pas détectable pour l’instant sur les relevés photographiques fournis par CABERNET.

Filtre de Kalman étendu

Dernièrement, nous avons également exploré la possibilité d’utiliser le principe des filtres de Kalman pour déterminer la vitesse des météores, utilisés par le DFN pour estimer la trajectoire des bolides (Sansom et al., 2015, 2016b). Le principe des filtres de Kalman consiste à affiner la prédiction de la position $N + 1$ d’un corps en mouvement lorsque l’on connaît les N positions précédentes. Pour cela, il est nécessaire de définir une fonction dynamique permettant de prédire la position $\vec{X}(t + 1)$ d’un météore à partir de sa dernière position $\vec{X}(t)$ observée. En confrontant le résultat de la prédiction à l’observation au temps $t + 1$, on est en mesure de réduire l’incertitude sur la position $t + 2$. En procédant de même tout le long de la trajectoire, on obtient une estimation précise de la vitesse et la position du météore au bout de quelques dizaines d’observations (Sansom et al., 2015).

Si cette technique permet d’obtenir une évaluation précise de l’erreur attribuée à l’estimation de la vitesse d’un objet au cours de sa trajectoire, elle repose entièrement sur la validité du modèle dynamique utilisé et ne permet pas de définir les paramètres de ce modèle. Cette approche pourra donc être intéressante pour la détermination de la précision obtenue sur le traitement des données de CABERNET (cf. Section 12.3), mais ne devrait pas améliorer la solution optimale obtenue en ajustant un modèle de désintégration aux observations avec le PSO.

Chapitre 12

Détermination d'orbites avec CABERNET

Malgré le mauvais conditionnement des modèles de propagation utilisés par le MPF (cf. Chapitre 11), il est possible d'obtenir une précision de l'ordre de 1 ou 2 % sur la vitesse pré-atmosphérique des météores capturés par CABERNET (Egal et al., 2017). La faible erreur associée à la localisation des centroïdes dans l'image permet en effet à l'algorithme d'optimisation de converger de façon satisfaisante vers la solution nominale du système. Cette technique de détermination de la trajectoire et de la vitesse des météores, appliquée aux données fournies par le réseau, devrait donc permettre d'obtenir des orbites fiables des météoroïdes observés. En tant que premier réseau professionnel de détection des météores en France, le projet CABERNET a subi depuis sa création un certain nombre de contretemps et de défaillances techniques qui ont considérablement réduit le nombre de détections exploitables. À l'heure actuelle, les difficultés rencontrées ont cependant presque toutes été surmontées ou sont proches de l'être, et le projet entre dans une phase d'exploitation intense et prolifique. Il est à présent donc possible d'évaluer les performances du processus de réduction des observations fournies par le réseau, en analysant les orbites obtenues dans le cas de pluies de météores de corps parents bien connus.

12.1 Difficultés rencontrées

Lors de la mise en place d'un nouveau réseau de détection, il n'est pas rare de devoir se confronter à des difficultés et des contretemps imprévus lors de la phase de conception du projet. Les caméras du réseau CABERNET ne constituent pas une exception à cette règle, et des complications inattendues ont fait obstacle à la bonne acquisition et réduction des images enregistrées par le réseau depuis sa création. À l'heure où cette thèse est écrite, la plupart des inconvénients abordés dans cette section sont résolus ou le seront prochainement, ce qui permet au réseau d'entrer en pleine phase d'exploitation. À titre informatif néanmoins, nous avons choisi de présenter les principales difficultés rencontrées qui, conjointement au problème de la détermination de la vitesse (Chapitre 11), ont retardé l'obtention d'orbites de météoroïdes précises avec le réseau.

12.1.1 Corrections photométriques

Les caméras du réseau CABERNET ont été conçues pour fonctionner toutes les nuits, dans des conditions difficiles. Les caméras en haute altitude comme celle du Pic du Midi sont confrontées à d'importants gradients de température (-20° à $+30^\circ$) et à des conditions météorologiques parfois défavorables (neige, vent, givre empêchant l'ouverture du boîtier de protection, etc.). La caméra située à Montsec doit quant à elle faire face à des températures très importantes pendant l'été ($+30-40^\circ$). Afin de préserver les détecteurs, des boîtiers de

protection ont été conçus pour protéger les CCDs de la lumière du Soleil et des perturbations climatiques (Rigaud et al., 2012). Par mesure de sécurité, la caméra ne peut acquérir aucune image tant que le boîtier de protection est fermé. Ceci pose un premier problème pour la réduction photométrique des images capturées ; en effet, il est impossible de créer et d’enregistrer des darks ou des flats (cf. 8.1.2) de manière automatique. Les darks sont réalisés en couvrant manuellement la caméra d’un tissu opaque et les flats en utilisant une boîte dédiée à cette fonction. Pour cela, il est nécessaire d’intervenir manuellement pour chaque caméra du réseau, en se rendant sur place ; la fréquence d’acquisition de ces images est donc loin d’être idéale (quelques fois par an au maximum).

12.1.2 Dysfonctionnements informatiques

Après une nuit d’acquisition d’images du ciel, le logiciel Eventfinder (Reffet et al., 2014) est exécuté sur les ordinateurs de chaque station afin d’identifier les détections potentielles de météores. Grâce à une interface web, l’utilisateur doit ensuite simplement discriminer les vraies détections (météores) des fausses détections (nuages, avions, satellites, etc.) retenues par le logiciel. Les images sélectionnées, leur négatif (image précédant la détection) ainsi que les images utiles à la réduction astrométrique sont alors rapatriées automatiquement sur les serveurs de l’IMCCE, avant qu’elles ne soient supprimées sur l’ordinateur de chaque station. Malheureusement, des défaillances techniques multiples de l’infrastructure informatique du laboratoire ont interrompu ce processus depuis l’année 2015. Il est donc nécessaire depuis cette date de se connecter à distance à chaque ordinateur du réseau, d’identifier les vraies détections dans les répertoires concernés et de les transférer manuellement sur les serveurs de l’IMCCE. Si la réception des données dépendait déjà de la qualité de la connexion internet des ordinateurs du réseau, elle dépend maintenant également des logiciels utilisés pour se connecter à distance sur ces machines. En cas de défaillance de l’une ou de l’autre, il est possible de perdre le contrôle des caméras et d’interrompre l’enregistrement des données jusqu’à ce qu’une personne puisse intervenir sur place pour redémarrer le système ou rétablir la connexion internet. Des pertes de contact avec les caméras ayant prévenu toute détection pendant au moins dix jours sont survenues une dizaine de fois pour la station de Montsec, et une quinzaine de fois pour les stations du Pic du Midi et de Guzet.

12.1.3 Difficulté des réparations

Dans le cas de dysfonctionnements mineurs du processus d’acquisition des données au Pic du Midi ou à Montsec (panne de courant, plantage de l’ordinateur, etc.), il est possible de faire appel aux techniciens de chaque site qui sont souvent en mesure d’intervenir dans la journée. Les périodes d’inactivité de ces deux caméras ont donc plutôt été le fruit d’avaries majeures au niveau des détecteurs qui nécessitaient de les démonter et les renvoyer au fournisseur. Ces caméras ont parfois été en réparation pendant plusieurs mois (cf. Figure 12.1).

Le problème de la station de Guzet est autrement plus complexe. La caméra est située sur le toit de la garderie d’une station de ski occupée uniquement pendant l’hiver. En dehors de cette période, il est difficile de trouver une personne de la région (souvent un technicien de la communauté des communes du canton d’Oust) qui serait disposée à se rendre rapidement auprès de la caméra pour rallumer l’ordinateur ou comprendre pourquoi ce dernier n’est plus détecté par l’équipe de l’IMCCE. Dans ces circonstances, même un

dysfonctionnement mineur n’est parfois pas corrigé avant plusieurs jours. Dans le cas de problèmes plus graves (la caméra a par exemple été foudroyée en 2015), il est nécessaire de se rendre personnellement dans les Pyrénées pour effectuer un diagnostic de la situation et ramener en voiture la caméra et l’ordinateur à Paris. Ces voyages impliquent de mobiliser au moins deux des membres de l’équipe (souvent plus) pendant trois jours au mieux ; de plus, il n’est pas rare que ces séjours ne permettent que d’identifier le problème et non de le corriger immédiatement. Dans ces circonstances, il est parfois difficile de réagir efficacement à un dysfonctionnement majeur du réseau.

Depuis les premières acquisitions effectuées en 2012, les caméras du Pic du Midi, de Montsec et de Guzet ont réalisé respectivement 2233, 1433 et 1298 détections de météores. Entre le début de ce travail (été 2014) et le mois de juin 2017, le nombre de détections s’élève à 1901, 1120 et 582 pour chaque station. Les périodes d’activité de chaque caméra pendant les trois dernières années sont présentées Figure 12.1. Entre juin 2014 et avril 2017, au moins deux des trois caméras du réseau ont été opérationnelles (permettant d’enregistrer les double détections potentielles) pendant environ 280 jours, ce qui représente $\sim 27\%$ de la période totale d’observation.

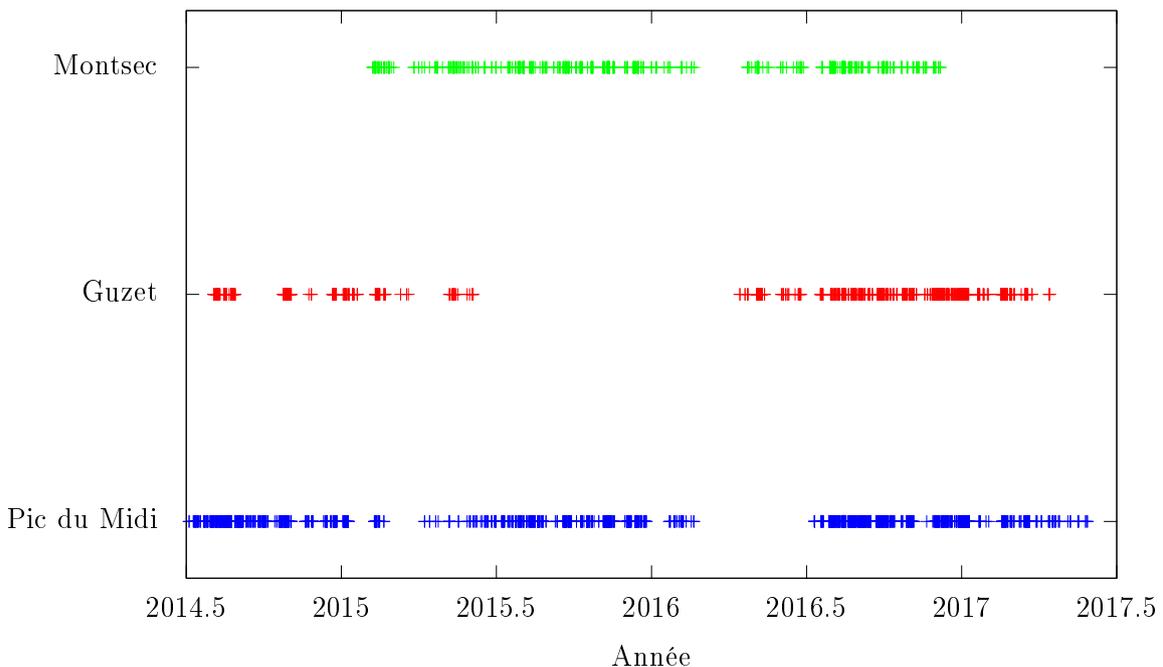


FIGURE 12.1 – Détections potentielles de météores capturés par les station de Montsec, Guzet et du Pic du Midi entre juin 2014 et juin 2017.

12.1.4 Horodatage des images

Une des principales difficultés que nous avons rencontrées au cours de l’exploitation des images CABERNET a consisté à correctement dater les détections enregistrées. Chaque image fournie par le réseau est nommée en fonction de sa date d’acquisition, au format $\{AA,MM,JJ\}_{hh,mm,ss}_{ms}.fit$ (ex. 20161207_003844_205.fit). Il est alors possible d’identifier les doubles détections potentielles effectuées par chaque couple de caméras et

d'estimer la trajectoire des météores capturés en se basant simplement sur le nom des fichiers. Entre décembre 2012 et décembre 2016, l'horodatage des images était conditionné par l'heure de l'ordinateur utilisé ; les trois horloges du réseau étaient alors synchronisées à un même serveur¹ grâce au protocole NTP (« Network Time Protocol ») de Windows. Au fil du temps, il est apparu que certaines fonctionnalités du NTP ne fonctionnaient pas pleinement sur les ordinateurs de CABERNET ; la raison exacte de ce dysfonctionnement est encore inconnue car ce dernier se manifeste de façon irrégulière. Cela a cependant conduit à une divergence de l'horloge des ordinateurs au cours du temps, et à un horodatage incorrect des images fournies par le réseau. Afin de limiter l'impact de cette divergence, chaque caméra a été manuellement remise à l'heure de manière quotidienne jusqu'en décembre 2016. Malheureusement, on constate que la divergence temporelle des ordinateurs reste significative même pour une période de 24 h (cf. Figure 12.2).

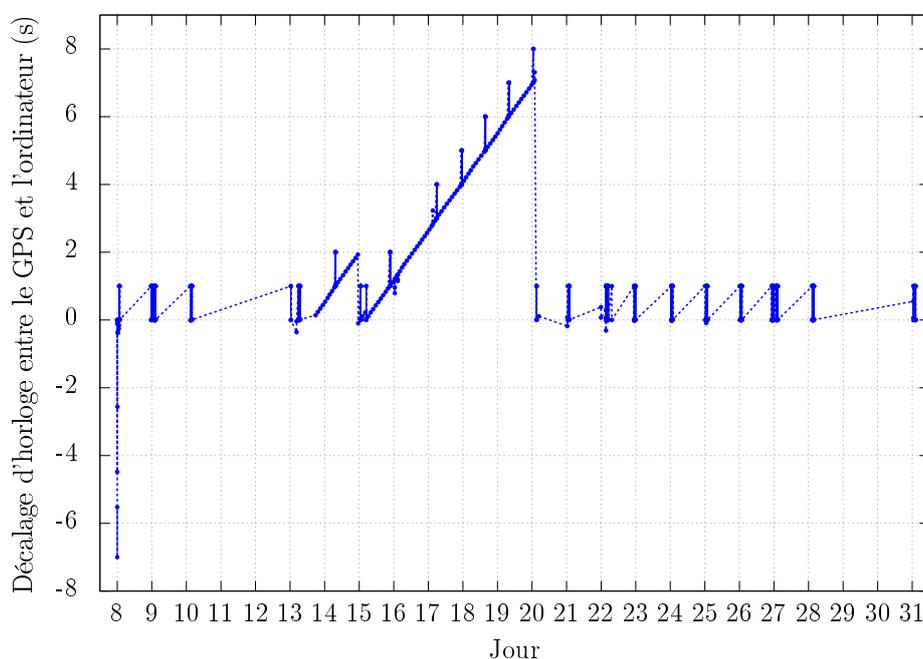


FIGURE 12.2 – Écart entre l'horloge de l'ordinateur de la station du Pic du Midi et l'heure exacte déterminée par un GPS au cours du mois de décembre 2016.

Conséquences

Une erreur de quelques secondes dans la datation d'une détection peut avoir des conséquences importantes sur la détermination de la trajectoire du météore. La date des images capturées est en effet notre principal moyen d'identifier les météores qui auraient été observés par au moins deux stations d'observation ; si la valeur de la désynchronisation entre chaque couple de caméras est inconnue, comment distinguer entre deux météores apparus à plusieurs secondes d'écart d'un seul capturé par deux caméras dont les horloges internes divergent de plusieurs secondes ? Afin de déterminer la présence d'une double détection, il est possible de conserver les données des météores capturés par deux stations avec un écart temporel inférieur à une certaine valeur ΔT estimée par l'utilisateur. Le

1. ntp.obsmpm.fr (service du SYRTE)

nombre de détections potentielles effectuées par CABERNET en fonction de ce paramètre est indiqué Table 12.1.

Si l'on considère une désynchronisation Δt suffisamment grande (15 s), on peut être raisonnablement certains de n'écarter aucune double détection de l'analyse. En revanche, on risque aussi d'analyser des images de deux météores distincts en supposant qu'il s'agit du même objet, et d'obtenir des trajectoires n'ayant aucun sens physique. Dans le cas d'une vraie double détection, il est cependant indispensable de connaître précisément la date réelle de l'événement avant toute tentative de détermination de la trajectoire dans un référentiel géocentrique inertiel (cf. Section 9.1).

Δt autorisé	Détections communes	Depuis sa création	Depuis juin 2014
1 s	Pic du Midi - Guzet	280	96
1 s	Montsec - Guzet	348	233
1 s	Pic du Midi - Montsec	250	118
1 s	Triple détection	87	12
2 s	Pic du Midi - Guzet	393	270
2 s	Montsec - Guzet	298	104
2 s	Pic du Midi - Montsec	305	158
2 s	Triple détection	114	17
15 s	Pic du Midi - Guzet	619	483
15 s	Montsec - Guzet	315	110
15 s	Pic du Midi - Montsec	448	279
15 s	Triple détection	197	69

TABLE 12.1 – Nombre de doubles et triples détections réalisées par CABERNET en fonction de la valeur Δt de la désynchronisation tolérée entre deux stations.

Estimation de la désynchronisation

Depuis décembre 2016, les horloges des caméras du réseau sont quotidiennement mises à l'heure grâce à des dispositifs GPS connectés directement aux ordinateurs. L'évolution de la divergence entre l'heure donnée par l'ordinateur et l'heure fournie par le GPS est consignée dans un fichier et permet de déterminer la date exacte et précise de chaque observation effectuée par le réseau. Afin de traiter les détections précédant l'installation des GPS, il est parfois possible d'utiliser la réduction astrométrique des images pour retrouver leur date d'acquisition. En effet, lorsque la réduction astrométrique d'une image est suffisamment précise (cf. Section 8.4.2), il est possible de déterminer l'azimut et l'élévation de la caméra à l'heure de la détection. Puisque les caméras du réseau sont fixes, la valeur de ces angles doit demeurer presque constante au cours du temps.

Lorsque l'horloge de l'ordinateur diverge et que la date d'acquisition enregistrée ne correspond pas exactement à l'heure de la prise de vue, on peut constater une variation de l'azimut et de l'élévation du centre du champ observé par chaque caméra. Cette évolution, représentée Figures 12.3 et 12.4 pour les stations de Guzet et du Pic du Midi, n'est pas le fruit d'un déplacement réel des caméras mais d'un horodatage incorrect des images enregistrées. En supposant que l'orientation des caméras n'a pas varié de façon significative depuis leur

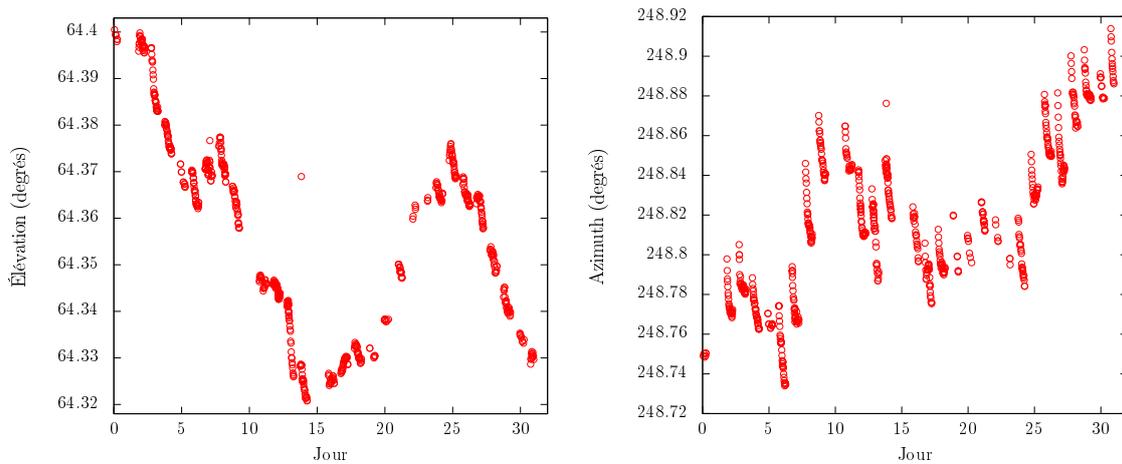


FIGURE 12.3 – Variation de la valeur de l’élévation (à gauche) et de l’azimut (à droite) de la direction de référence pointée par la station de Guzet au cours du mois de décembre 2016.

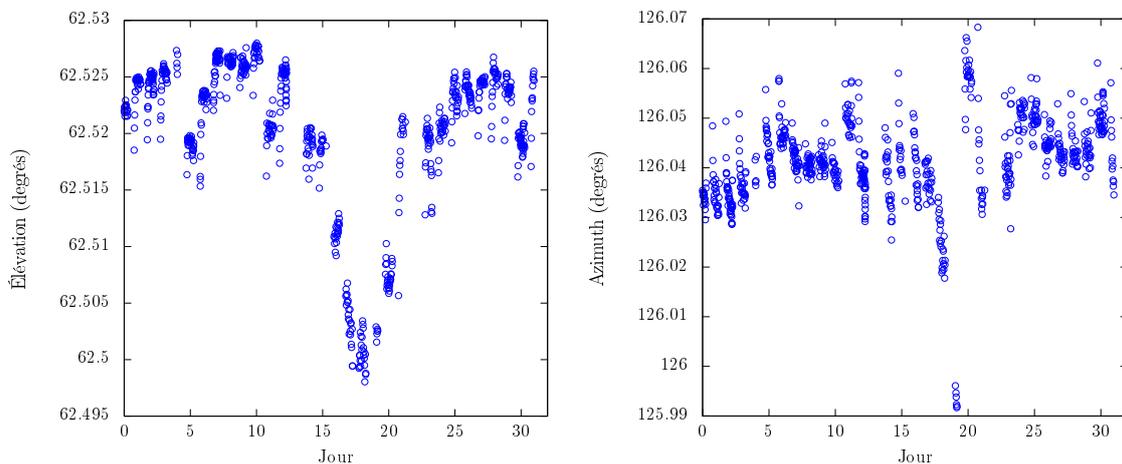


FIGURE 12.4 – Variation de la valeur de l’élévation (à gauche) et de l’azimut (à droite) de la direction de référence pointée par la station du Pic du Midi au cours du mois de décembre 2016.

dernière installation, on est alors en mesure de retrouver la date réelle des enregistrements correspondant à la valeur de l’azimut et de l’élévation de référence pour chaque station d’observation. L’hypothèse de la faible variation de l’orientation des caméras en fonction de la température extérieure et des conditions météorologiques pourra être analysée au début de l’année 2018, lorsque le réseau aura acquis une année de détections précisément datées par les dispositifs GPS.

12.1.5 Durée d’obturation

La détermination de la vitesse des météores capturés par CABERNET dépend entièrement de la durée d’obturation électronique de l’image. Cette durée, définie par le fournisseur, se doit d’être extrêmement précise et stable dans le temps ; la moindre erreur dans l’évaluation de la durée d’obturation induit automatiquement une mauvaise estimation de la vitesse. Après avoir appliqué la méthode de détermination de la vitesse

présentée Section 9.2.4 à des météores observés dont les caractéristiques nous sont bien connues (car appartenant à une pluie de météores), nous avons constaté une surestimation systématique de la vitesse des objets détectés par le réseau. Au vu de la précision et la robustesse des algorithmes d'estimation de la trajectoire et la vitesse développés (cf. Chapitre 11), nous avons finalement été en mesure de mettre en doute la valeur de la durée d'obturation des caméras indiquée par le constructeur.

Les caméras du réseau CABERNET sont programmées pour réaliser des acquisitions avec un temps de pose de 1 seconde et pour un signal entrecoupé par l'obturateur électronique à une fréquence de 100 Hz. À cause du temps nécessaire à la lecture, au transfert et à la sauvegarde de chaque acquisition, le réseau n'enregistre pas une image à chaque seconde, mais plutôt environ toutes les 1,2 s. En notant T_O et f_O la durée et la fréquence d'obturation, T_L le temps nécessaire à l'enregistrement d'une acquisition et T_{tot} la durée absolue entre deux prises de vues, on obtient la relation suivante :

$$T_O * f_O + T_L = T_{tot} \tag{12.1}$$

Dans le cas d'images parfaitement datées par GPS, il est possible de mesurer la durée entre deux prises de vue T_{tot} quelle que soit la fréquence d'obturation f_O sélectionnée par l'utilisateur. En faisant varier cette fréquence, il est alors possible de tracer la relation $T_{tot} = f(f_O)$ et de déterminer par une régression linéaire la valeur de T_O et de T_L . Cette technique a été utilisée pour déterminer la durée d'obturation des caméras du Pic du Midi et de Guzet, en considérant les valeurs de fréquences $f_O = \{50, 60, 80, 100, 150, 250, 500, 1000, 5000\}$; on constate dans la Table 12.2 que les valeurs obtenues diffèrent bien de la valeur indiquée par le constructeur. La durée d'obturation effective des caméras est en réalité plus importante que celle attendue, ce qui explique la surestimation des vitesses mesurées. Cette analyse sera prochainement appliquée à la caméra de Montsec lorsqu'elle sera de nouveau opérationnelle.

	T_O constructeur (ms)	T_O mesuré (ms)
Pic du Midi	9,86	10,51231092
Guzet	9,86	10,51239266

TABLE 12.2 – Valeur de la durée d'obturation des caméras du Pic du Midi et de Guzet indiquée par le constructeur et mesurée grâce à la relation 12.1

12.1.6 Bilan

L'accumulation des difficultés présentées ci-dessus a malheureusement considérablement entravé l'exploitation des données du réseau de caméras CABERNET. Seule l'amélioration minutieuse et approfondie de chaque étape du processus de réduction des observations a permis de mettre en évidence certaines défaillances techniques du réseau et d'analyser l'influence de chaque anomalie empêchant l'obtention d'orbites de météoroïdes fiables. À cause de la difficulté d'intervenir manuellement sur le réseau et des dysfonctionnements majeurs des caméras, les solutions à ces obstacles n'ont pu être que très récemment mises en œuvre (ou sont encore en attente dans le cas de la station de Montsec endommagée depuis plusieurs mois, cf. Figure 12.1). À l'heure actuelle, on ne peut donc compter que

sur quelques détections exploitables récemment capturées par le réseau.

Les résultats prometteurs obtenus (cf. Section 12.4) présagent cependant d'un avenir radieux pour le projet CABERNET. Les faiblesses techniques des caméras ont été identifiées et presque entièrement corrigées. Avec la réinstallation prochaine de la station de Montsec, les trois caméras du réseau seront de nouveau pleinement opérationnelles. La grande précision de la localisation des centroïdes dans les images capturées et l'analyse approfondie des performances du processus de réduction des données vont permettre au réseau de continuer à fournir des mesures d'orbites de météoroïdes particulièrement fiables.

Grâce à ce projet, l'équipe « météores » de l'IMCCE a acquis des compétences précieuses et solides en matière de création et d'entretien de réseaux professionnels de détection de météores. Les déconvenues du projet ont permis de définir les conditions indispensables au bon fonctionnement d'un réseau de caméras, comme par exemple l'importance de la proximité physique entre les caméras, l'équipe de recherche et le constructeur permettant d'intervenir sur le réseau en moins de 24 h, les impératifs de connectivité et de compatibilité des structures informatiques publiques et privées, et la nécessité de l'installation de dispositifs de contrôle (GPS) ou de rechange pour chaque station.

12.2 Détermination d'orbites

Une fois en possession des dates et des durées d'obturation correctes pour chaque image enregistrée, il est possible de déterminer l'orbite des météoroïdes détectés par au moins deux caméras du réseau. Cependant, celle-ci n'est pas directement accessible à partir de la trajectoire mesurée d'un météore. En effet, à cause de perturbations liées à la proximité de la Terre, la direction et la vitesse d'un météoroïde évolue tout au long de sa chute sur la planète. Ainsi, l'attraction gravitationnelle de la Terre a tendance à courber la trajectoire du météoroïde vers la surface, tandis que la rotation de la planète modifie le module de sa vitesse. Avant toute détermination de l'origine orbitale de ces objets, il est donc nécessaire de corriger la trajectoire estimée par la méthode de l'ajustement à paramètres multiples (MPF) de ces effets.

12.2.1 Correction de la vitesse de rotation de la Terre

L'application du MPF à une double détection permet d'estimer le vecteur d'état initial $(\vec{X}_\infty, \vec{V}_\infty)$ du météoroïde à son entrée dans l'atmosphère terrestre. La vitesse de rotation de la Terre v_\oplus en ce point est donné par la relation 12.2 (Ceplecha, 1987).

$$v_\oplus = 2\pi \frac{R_\infty \cos \phi'_\infty}{86164,09} \text{ km.s}^{-1} \quad (12.2)$$

où R_∞ est la distance entre le météore et le centre de la Terre et ϕ'_∞ la latitude géocentrique correspondant à la position \vec{X}_∞ . La vitesse du météoroïde corrigée de la rotation de la Terre a pour composantes :

$$\begin{cases} v_{\infty c,x} = v_{\infty,x} - v_\oplus \cos \alpha_\infty \\ v_{\infty c,y} = v_{\infty,y} - v_\oplus \sin \alpha_\infty \\ v_{\infty c,z} = v_{\infty,z} \end{cases} \quad (12.3)$$

où α_∞ correspond à l'ascension droite de la position $\overrightarrow{X_\infty}$.

12.2.2 Correction de l'attraction zénithale

Il est possible de corriger la trajectoire du météoroïde de l'influence de l'attraction zénithale (cf. Section 9.1.1) en utilisant les approximations géométriques simples proposées par Schiaparelli et Andreev (Andreev, 1991; Ceplecha, 1987). On commence par déterminer la direction du radiant corrigé de la vitesse de rotation terrestre à partir des composantes du système 12.3, puis on détermine la distance angulaire z_c entre la trajectoire du météore et le zénith géocentrique. On évalue finalement la correction Δz_c à ajouter à z_c pour compenser les effets de l'attraction gravitationnelle de la Terre :

$$\Delta z_c = 2 \arctan \left(\frac{v_{\infty c} - v_G}{v_{\infty c} + v_G} \tan \left(\frac{z_c}{2} \right) \right) \quad (12.4)$$

où v_G représente le module de la vitesse géocentrique de l'objet. Grâce à cet ajout, on obtient finalement la distance zénithale du radiant corrigé du météore.

Dans ce travail, nous avons choisi de privilégier l'approche par intégration numérique. On détermine les positions successives du météoroïde soumis à l'attraction gravitationnelle terrestre à l'aide de son équation du mouvement (cf. équation 13.14), jusqu'à s'extraire de la sphère d'influence (SOI_\oplus) de la planète. Bien que cette approche aboutisse généralement aux mêmes résultats que la technique présentée par Ceplecha (1987) (cf. Clark et Wiegart, 2011), l'intégration numérique de la trajectoire du météoroïde permet cependant de tenir compte de nombreux phénomènes pouvant influencer le mouvement de l'objet comme la non-sphéricité de la Terre ou l'attraction gravitationnelle de la Lune, du Soleil et des planètes du système solaire. Afin de reproduire aussi fidèlement que possible le déplacement du météoroïde dans la sphère d'influence de la Terre, nous avons écrit un programme d'intégration du mouvement des météoroïdes qui tient compte des phénomènes suivants :

- Attraction gravitationnelle de la Terre :
 - Potentiel central ;
 - Perturbations liées à la non-sphéricité de la Terre (à l'ordre 5).
- Influence gravitationnelle du Soleil, de la Lune, et des planètes du système solaire.
- Forces non-gravitationnelles :
 - Pression de radiation solaire ;
 - Force de Poynting-Robertson.

L'expression des harmoniques zonales du potentiel gravitationnel de la Terre sont explicitées dans Bursa et al. (2013). La formulation mathématique des autres forces considérées est présentée à la Section 13.1.2. Un exemple de l'amplitude de ces forces, agissant sur un météoroïde de faible masse situé à une centaine de kilomètres d'altitude, est présenté à la Table 12.3. L'intégration numérique est effectuée en fortran 90 par un intégrateur RADAU au 15^{ème} ordre (Everhart, 1985), avec un pas d'intégration externe d'une minute et des pas intermédiaires variables (cf. Section 14.1.1).

Force		Amplitude ($ua.jour^{-2}$)
Attraction gravitationnelle de la Terre	Potentiel central	4,76e-1
	Perturbations à l'ordre 5	7,95e-4
Influence gravitationnelle	Soleil	2,19e-8
	Lune	4,90e-8
	Mercure	4,42e-15
	Vénus	7,97e-14
	Mars	2,07e-15
	Jupiter	6,36e-14
	Uranus Neptune	7,75e-17 3,77e-17
Forces non-gravitationnelles	Pression de radiation & Poynting-Robertson	1,77e-7

TABLE 12.3 – Amplitude des forces prises en compte dans le logiciel de détermination d'orbites pour un météoroïde de $1e^{-3}$ kg aux coordonnées $(\phi, \lambda, h) = (42,6^\circ, 0,82^\circ, 99 \text{ km})$.

12.2.3 Éléments orbitaux

L'intégration numérique de la trajectoire du météoroïde est réalisée jusqu'à ce que l'objet atteigne la limite de la sphère d'influence de la Terre. En ce point, le vecteur d'état {position, vitesse} permet de calculer les éléments orbitaux képlériens du météoroïde grâce à des équations largement connues et publiées (voir par exemple la Section 4.2.1 de [Beutler, 2005](#)).

12.2.4 Exemple de résultat obtenu

Pour chaque double détection, on détermine la trajectoire du météore en utilisant la méthode d'intersection des plans et celle des moindres carrés (cf. Section 9.1), puis le MPF avec les modèles de vitesse constante et de décélération exponentielle. On retient finalement la solution qui s'ajuste le mieux aux coordonnées célestes mesurées par chaque station, soit le modèle qui minimise le plus l'expression :

$$\chi^2_{\alpha,\delta} = \sum_{k=1}^{N_{stations}} \sum_{j=1}^{N_{mesures(s)}} (\Delta\alpha_{k,j}^2 + \Delta\delta_{k,j}^2) \quad (12.5)$$

où $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ représentent les différences entre les ascensions droites et les déclinaisons observées et modélisées. Dans la mesure où la variable $\chi^2_{\alpha,\delta}$ n'est déterminée que pour identifier le meilleur modèle ajusté, il n'est pas nécessaire de se préoccuper ici de la variation de la grille des coordonnées célestes à proximité du pôle et donc d'utiliser les coordonnées gnomoniques standard. C'est pourquoi on utilise les coordonnées célestes, qui sont les positions les moins transformées que l'on obtient après la réduction astrométrique. La Figure 12.5 présente un exemple de résultat obtenu dans le cas d'un météore appartenant à la pluie des Géminides, et détecté par les caméras du Pic du Midi et de Guzet en décembre 2016. Les deux cadres de gauche représentent les coordonnées célestes (α_1, δ_1) et (α_2, δ_2) mesurées par chaque station (en noir) et modélisées par l'ajustement à paramètres multiples (en rouge). Le cadre supérieur droit décrit l'évolution de la vitesse mesurée à partir des positions déterminées avec la méthode des moindres carrés (en noir) et avec le MPF (en rouge).

Pour ce météore, c'est le modèle de la décélération exponentielle qui a été retenu avec un $\chi^2_{\alpha,\delta} = 0,016^\circ$ au lieu du $\chi^2_{\alpha,\delta} = 0,067^\circ$ obtenu avec la méthode des moindres carrés. Le cadre inférieur droit représente l'orbite déterminée à partir de l'estimation initiale fournie par le MPF (en rouge) ; à titre de comparaison, l'orbite du corps parent des Géminides (astéroïde Phaethon) a été tracée en bleu sur le même cadre.

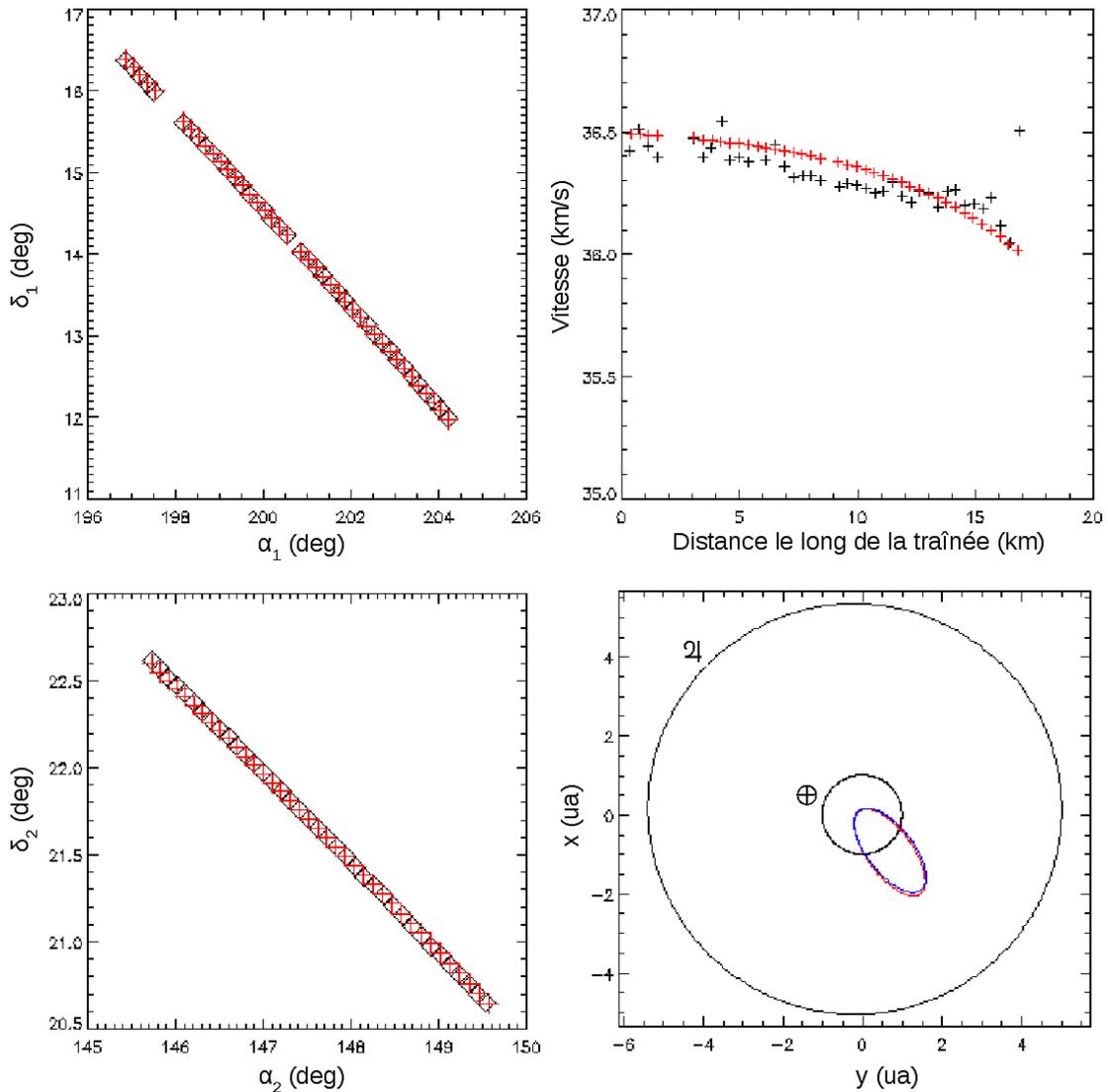


FIGURE 12.5 – Exemple de résultat obtenu après l'application du MPF à un météore de la pluie des Géminides capturé par CABERNET le 13/12/2016. L'orbite rouge (cadre inférieur droit) a été déterminée à partir du vecteur d'état $(\vec{X}_\infty, \vec{V}_\infty)$ estimé par le MPF, et l'orbite bleue représente l'orbite de l'astéroïde Phaethon, corps parents des Géminides.

$$\begin{cases} \sigma_{\overrightarrow{X}(t)} = \sum_{i=1}^{N_p} \sum_{j=1}^{N_p} \frac{\partial \overrightarrow{X}(t)}{\partial p_i} \frac{\partial \overrightarrow{X}(t)}{\partial p_j} C[i, j] \\ \sigma_{\overrightarrow{V}(t)} = \sum_{i=1}^{N_p} \sum_{j=1}^{N_p} \frac{\partial \overrightarrow{V}(t)}{\partial p_i} \frac{\partial \overrightarrow{V}(t)}{\partial p_j} C[i, j] \end{cases} \quad (12.9)$$

avec $\overrightarrow{V}(t) = \frac{d\overrightarrow{X}(t)}{dt}$ et $p_j, j \in \{1, \dots, N_p\}$ les paramètres des modèles $\overrightarrow{X}(t)$ et $\overrightarrow{V}(t)$.

Matrice de poids Ω

La matrice de poids nécessaire à l'estimation de l'incertitude associée à la détermination de la position et de la vitesse des météores dépend uniquement de la qualité des observations. Afin d'estimer la précision de la mesure des coordonnées célestes de l'objet, il est possible de déterminer l'erreur associée à la localisation de chaque centroïde capturé par les caméras, puis de propager cette incertitude pour obtenir la matrice Ω . Pour cela, on ajuste à chaque lobe du météore un modèle de gaussienne à deux dimensions ; si la gaussienne reproduit correctement l'observation, il est possible de quantifier l'erreur $\epsilon_{x,y}$ commise sur la localisation du centroïde (cf. Section 8.3).

Si cette approche nous a permis d'évaluer d'un point de vue statistique l'incertitude $\epsilon_{x,y}$ pour plusieurs centaines de centroïdes, elle n'est en pratique pas applicable à chaque météore observé. En effet, l'estimation de la variance d'échelle ne peut être effectuée que dans le cas où l'ajustement de la gaussienne est considéré comme étant de bonne qualité (ayant par exemple franchi avec succès le test d'adéquation du χ^2 présenté Section 8.3). Dans le cas de nombreux centroïdes, il arrive que la modélisation gaussienne du lobe observé échoue au test d'adéquation du χ^2 lorsqu'une importante portion du fond de ciel est présente dans l'image. Dans cette situation, aucune estimation de la variance d'échelle ne peut être réalisée alors que la modélisation de la forme du lobe semble satisfaisante (cf. Figure 12.6).

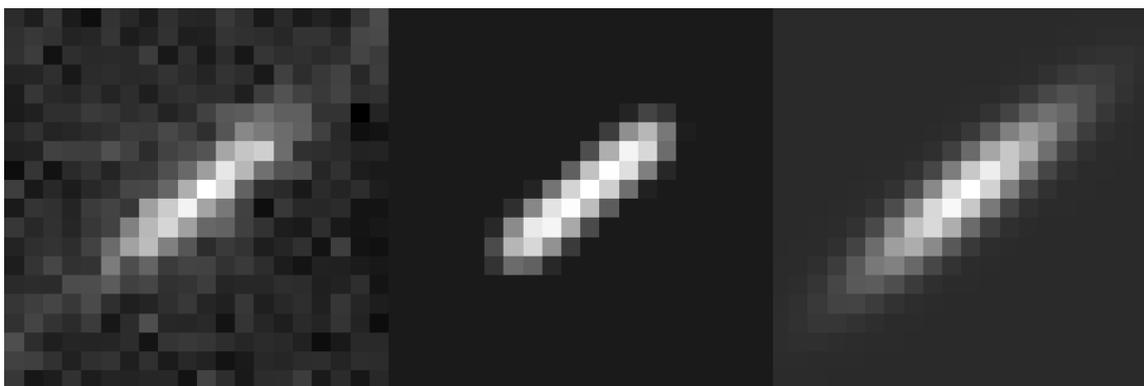


FIGURE 12.6 – Exemple de centroïde ayant échoué au test d'adéquation du χ^2 . Bien que les modélisations de la gaussienne en mouvement (au milieu) ou de la gaussienne classique (à droite) reproduisent correctement la forme du centroïde réel observé (à gauche), elles échouent au test d'adéquation du χ^2 à cause de l'influence du fond de ciel.

Estimation de la variance d'échelle

En attendant de régler le problème de l'influence de la valeur du fond de ciel sur l'estimation de la localisation des centroïdes (par exemple par un recadrage plus judicieux des fenêtres découpées autour du centroïde ou en procédant à une nouvelle binarisation de l'image), il reste possible d'évaluer la précision des ajustements réalisés en estimant directement la variance d'échelle $\sigma_{\alpha,\delta}^2$ à partir des coordonnées célestes du météore. Dans le cas où les coordonnées modélisées (α_M, δ_M) reflètent correctement les observations (cf. section 8.3.1), on utilise l'estimateur s^2 pour approximer la valeur de $\sigma_{\alpha,\delta}^2$ (équation 12.10).

$$s^2 \simeq \sigma_{\alpha,\delta}^2 = \frac{\chi_{\alpha,\delta}^2}{N_{\text{mesures}} - N_{\text{paramètres}}} \quad (12.10)$$

L'incertitude finale sur la position et la vitesse d'un météore est alors déterminée à partir de la matrice de covariance échelonnée $C = \sigma_{\alpha,\delta}^2 (J^t J)^{-1}$.

12.3.2 Propagation aux éléments orbitaux

Une fois estimée l'incertitude $\vec{\sigma}_\infty$ sur chaque composante du vecteur d'état initial $(\vec{X}_\infty, \vec{V}_\infty)$ du météore, il est possible de déterminer la précision de l'orbite du météoroïde obtenue. Pour une solution de trajectoire proposée, on génère un millier de clones à partir du vecteur d'état initial de sorte que chacune des composantes du nuage de clones suive une distribution normale d'écart-type égal à l'incertitude $\vec{\sigma}_\infty$ correspondante. On intègre ensuite de façon indépendante chacun de ces clones (cf. Section 12.2) pour aboutir à un nuage d'un millier d'orbites. L'incertitude relative à chaque élément orbital de l'orbite nominale est finalement assimilée à la valeur de l'écart-type de l'essaim d'orbites obtenu.

12.4 Exemple : Géminides 2016

À l'heure actuelle, le nombre de doubles détections réalisées par CABERNET depuis l'installation des dispositifs GPS (environ une trentaine) ne permet pas d'élaborer un catalogue fourni d'orbites précises mesurées par le réseau. Avec la réinstallation de la caméra de Montsec et après quelques mois d'acquisition, nous serons en mesure de présenter les performances des caméras pour un grand nombre de météores de caractéristiques variées (vitesse, radiant, etc.), appartenant à des pluies bien déterminées ou de corps parent inconnu. Dans cette section, nous exposons les résultats obtenus dans le cas d'un échantillon de météores capturés pendant la pluie des Géminides 2016. Afin de n'opérer aucune sélection sur les images enregistrées, nous avons retenu toutes les doubles détections exploitables (i.e. correctement datées) effectuées entre le 13 et le 14 décembre 2016, soit à proximité du maximum d'activité de la pluie.

Les caractéristiques des quatre orbites analysées avec la méthode des moindres carrés (MC) ou avec l'ajustement à paramètres multiples (MPF) sont résumées Table 12.4. La Figure 12.7 présente la projection dans le plan de l'écliptique de chacune de ces orbites, sans tenir compte des incertitudes associées aux éléments osculateurs déterminés.

Orbite	1		2		3		4	
Méthode	MC	MPF	MC	MPF	MC	MPF	MC	MPF
$\chi_{\alpha,\delta}^2$ (°)	2,39	1,29	6,88e-2	5,45e-2	2,0e-1	3,9e-2	2,35e-2	1,64e-2
α (°)	113,25 $\pm 1,22$	113,24 $\pm 5,15e-1$	115,60 $\pm 1,77e-1$	115,07 $\pm 1,54e-1$	115,7 $\pm 6,44e-1$	115,6 $\pm 3,54e-1$	113,19 $\pm 5,0e-2$	113,19 $\pm 4,2e-2$
δ (°)	32,01 $\pm 3,09e-1$	31,46 $\pm 1,48e-1$	33,17 $\pm 7,2e-2$	33,4 $\pm 6,2e-2$	33,34 $\pm 1,42e-1$	33,32 $\pm 8,10e-2$	33,13 $\pm 1,32e-2$	33,13 $\pm 2,57e-2$
$\ \vec{V}_\infty\ $ (km.s ⁻¹)	34,62 $\pm 7,16e-1$	35,10 $\pm 5,12e-1$	36,64 $\pm 1,08e-1$	36,71 $\pm 1,02e-1$	37,23 $\pm 3,97e-1$	35,82 $\pm 5,07e-1$	36,05 $\pm 2,91e-2$	35,84 $\pm 2,46e-2$
a (ua)	1,24 $\pm 4,7e-2$	1,27 $\pm 3,7e-2$	1,35 $\pm 8,0e-3$	1,35 $\pm 7,6e-3$	1,41 $\pm 3,4e-2$	1,29 $\pm 3,7e-2$	1,30 $\pm 2,1e-3$	1,28 $\pm 1,7e-3$
e	0,88 $\pm 6,2e-3$	0,89 $\pm 4,3e-3$	0,91 $\pm 7,1e-4$	0,91 $\pm 6,7e-4$	0,91 $\pm 2,9e-3$	0,90 $\pm 4,4e-3$	0,89 $\pm 2,3e-4$	0,89 $\pm 2,0e-4$
i (°)	20,1 $\pm 1,2$	20,8 $\pm 9,4e-1$	25,7 $\pm 2,3e-1$	25,6 $\pm 2,1e-3$	27,1 $\pm 8,3e-1$	24,7 $\pm 9,0e-1$	23,6 $\pm 5,0e-2$	23,3 $\pm 4,2e-2$
Ω (°)	261,2 $\pm 1,9e-4$	261,2 $\pm 1,4e-4$	261,4 $\pm 1,1e-5$	261,4 $\pm 1,1e-5$	261,4 $\pm 3,1e-5$	261,4 $\pm 4,0e-5$	263,0 $\pm 1,0e-5$	263,0 $\pm 9,3e-6$
ω (°)	324,3 $\pm 1,5$	324,5 $\pm 1,2$	326,3 $\pm 2,4e-1$	326,3 $\pm 2,4e-1$	326,4 $\pm 7,8e-1$	325,9 $\pm 6,7e-1$	324,8 $\pm 6,8e-2$	324,8 $\pm 2,6e-2$
D_{SH}	5,2e-2	4,2e-2	7,0e-2	6,8e-2	9,4e-2	5,2e-2	3,0e-2	2,6e-2
D_D	4,1e-2	2,6e-2	5,9e-2	5,7e-2	7,8e-2	3,4e-2	1,7e-2	1,6e-2
D_N	4,7e-2	3,7e-2	5,1e-2	4,9e-2	7,2e-2	2,7e-2	1,5e-2	1,1e-2

TABLE 12.4 – Caractéristiques des quatre trajectoires et orbites mesurées par CABERNET aux alentours du maximum des Géminides 2016. La première ligne de la table présente la valeur de $\chi_{\alpha,\delta}^2$ (cf. équation 12.5) entre les coordonnées célestes mesurées du météore et les coordonnées modélisées grâce à la méthode des moindres carrés (MC) ou du MPF. Les dernières lignes présentent les valeurs des critères D_{SH} , D_D et D_V de similarité entre les orbites obtenues et celle de l'astéroïde Phaethon (définis à la Section 13.2.1).

12.4.1 Analyse des orbites nominales

L'analyse de la Figure 12.7 montre qu'à première vue, les quatre orbites mesurées par CABERNET sont similaires à l'orbite du corps parent des Géminides. C'est particulièrement le cas des détections 1 et 4, pour lesquelles l'ensemble des modèles de détermination de la trajectoire (MC et MPF) fournissent des résultats similaires et cohérents avec l'orbite de Phaethon. Dans le cas de la détection 3, on remarque que l'orbite déterminée par la méthode des moindres carrés présente un demi-grand axe plus élevé que la solution obtenue par le MPF, et qu'elle reproduit moins justement l'orbite du corps parent. Au vu des caractéristiques de la trajectoire résumée à la Table 12.4, on constate en effet que les moindres carrés ont fourni une estimation de la vitesse pré-atmosphérique du météore beaucoup plus importante que le MPF. Avec un demi-grand axe légèrement trop important, les résultats issus de l'analyse de la détection 2 reproduisent moins fidèlement l'orbite du corps parent quelle que soit la technique de détermination de la trajectoire utilisée.

Afin d'éviter les fausses interprétations qui pourraient être induites par des effets de projection, il est nécessaire de confronter les impressions résumées ci-dessus à l'analyse de la similarité entre les éléments orbitaux mesurés et ceux du corps parent. La similarité entre deux orbites distinctes peut par exemple être caractérisée à l'aide des critères D_{SH}

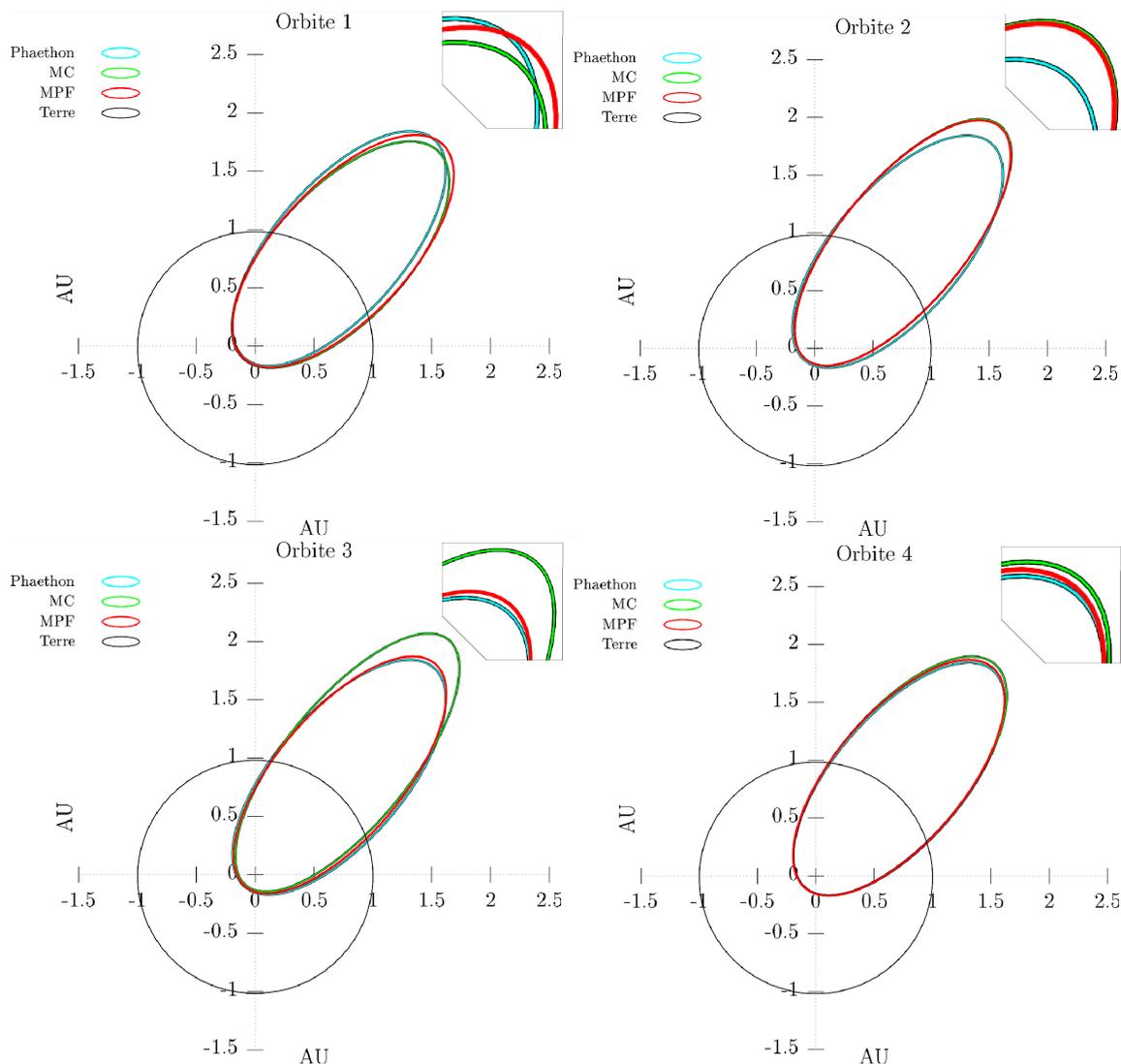


FIGURE 12.7 – Projection dans l'écliptique des orbites de Géminides capturées par CABERNET entre le 13 et le 14 décembre 2016 et déterminées avec la méthode des moindres carrés (en vert) ou avec le MPF (en rouge). L'orbite du corps parent de la pluie, l'astéroïde Phaethon, est tracée en bleu.

(Southworth et Hawkins, 1963), D_D (Drummond, 1981) ou D_N (Valsecchi et al., 1999). L'expression mathématique des fonctions de distances utilisées par ces critères et la validité de cette approche sont présentées à la Section 13.2.1. Pour cette section, il suffit de retenir que plus la valeur de ces critères est faible, et plus les orbites comparées se ressemblent. En pratique, les auteurs considèrent que si les valeurs du D_{SH} , D_D et D_N sont respectivement inférieures à 0,2, 0,1 et 0,15 alors les deux orbites comparées sont similaires. À partir des valeurs de ces critères résumées à la Table 12.4, on confirme la proximité entre les orbites mesurées 1 et 4 et celle du corps parent, ainsi que dans le cas de l'orbite 3 déterminée par le MPF. Malgré la divergence apparente en demi-grand axe des autres solutions proposées, on constate que les valeurs de chaque critère de similarité calculées pour ces orbites demeurent suffisamment faibles pour témoigner d'une bonne corrélation avec l'orbite du corps parent.

On remarque également que quelle que soit la détection considérée, la valeur des critères D_{SH} , D_D et D_N est toujours inférieure pour la solution fournie par le MPF que pour celle obtenue en utilisant les moindres carrés. C'est également vrai lorsque l'on examine la valeur du $\chi_{\alpha,\delta}^2$, représentatif de la qualité de la modélisation des coordonnées célestes du météore. L'exploitation des données réelles semblent donc confirmer les conclusions tirées de l'analyse des météores simulés (Chapitre 11), et qui incitent à privilégier l'utilisation du MPF pour déterminer la trajectoire et la vitesse des météores observés.

12.4.2 Prise en compte des incertitudes

La Figure 12.8 reproduit les orbites présentées Figure 12.7, mais en tenant compte cette fois de l'incertitude associée aux résultats (cf. Table 12.4).

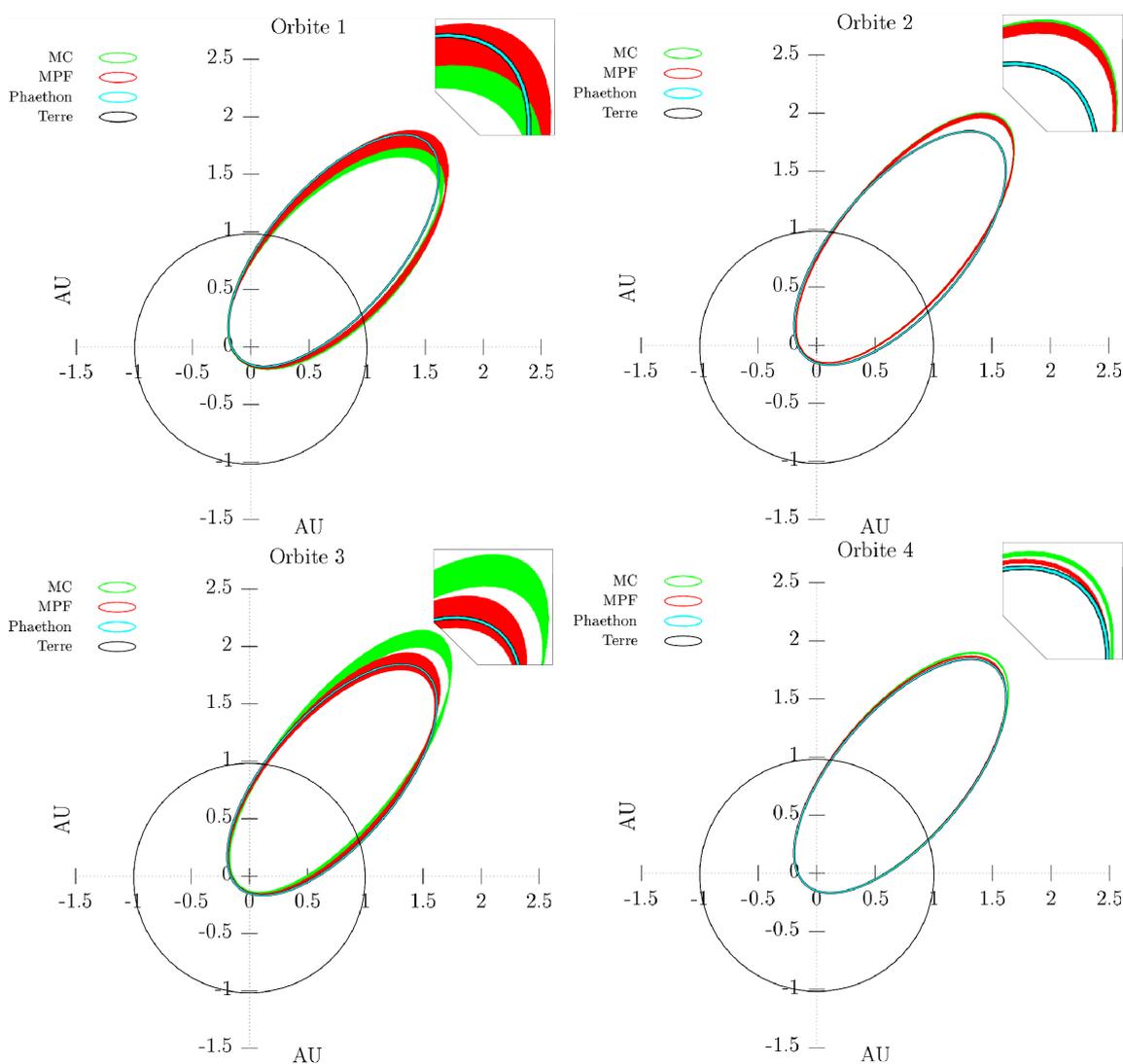


FIGURE 12.8 – Incertitudes associées aux orbites de Géménides présentées figure 12.7.

Sur ce graphe, seules sont tracées les orbites contenues dans un intervalle de $1 - \sigma$

autour de l'orbite nominale. On constate que les solutions proposées pour les détections 1 et 3, si elles sont proches de l'orbite du corps parent, sont beaucoup plus imprécises que la meilleure orbite obtenue pour l'échantillon (détection 4). Malgré la prise en compte des incertitudes, le résultat associé à la détection 2 demeure aussi éloignée de l'orbite du corps parent que précédemment. On remarque cependant que les incertitudes associées aux solutions fournies par le MPF sont toujours équivalentes ou inférieures à celles obtenues dans le cas des moindres carrés.

12.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté la mise en place et les premiers résultats obtenus avec notre processus de réduction des observations fournies par le réseau de caméras CABERNET. Nous avons cherché à automatiser autant que possible chaque étape d'analyse des observations, afin de limiter les interventions humaines dans la détermination de la trajectoire et la vitesse des météores. Si cette démarche peut être remise en question au vu de la difficulté à contrôler le résultat obtenu (comme dans les problèmes d'optimisation), cela permet toutefois de reproduire autant que nécessaire l'analyse d'une double détection et d'obtenir une solution objective indépendante de l'utilisateur. Dans le cas où la modélisation numérique des images enregistrées est satisfaisante, il est possible d'estimer l'imprécision associée à la localisation des centroïdes dans l'image. En ajustant différents modèles de gaussiennes à deux dimensions sur chaque position du météore, on atteint pour l'instant une précision sur la localisation des centroïdes de l'ordre du dixième de pixel de CABERNET, soit environ 3,6". La réduction astrométrique des images enregistrées par le réseau est effectuée à l'aide des logiciels PSFex, SEXtractor et SCAMP. En considérant plusieurs centaines d'images capturées à trente minutes d'intervalle tant que les caméras sont en fonctionnement, il est possible d'atteindre une précision de 1/6^{ème} à 1/10^{ème} de pixel de CABERNET.

Dans un souci d'obtenir la meilleure estimation possible de la vitesse des météores, premier obstacle à l'obtention d'orbites de météoroïdes précises, nous avons exploré les limites de nombreuses techniques répandues dans la communauté. Pour cela, nous avons simulé plusieurs milliers de météores avec différents vecteurs d'état initiaux, directions et modèles de décélération. Ces simulations ont permis de mettre en place et de valider une nouvelle implémentation de l'ajustement à paramètres multiples (MPF), grâce à l'exploitation de la méthode d'optimisation par essaim particulaire qui s'est révélée être la plus efficace des huit techniques de minimisation de fonction testées. En appliquant différentes méthodes de détermination de la vitesse des météores à des objets simulés, nous avons mis en évidence que notre implémentation du MPF a été la plus apte à estimer ce paramètre, avec une précision de l'ordre de 1 ou 2 %.

La transposition de ces résultats à des observations réelles fournies par le réseau a été plus ardue. Les dysfonctionnements techniques et les erreurs d'horodatage des détections empêchent à l'heure actuelle de présenter une étude statistique de la précision obtenue sur la détermination de la trajectoire et la vitesse des météores de différentes caractéristiques (radiant, vitesse initiale) enregistrés. Un catalogue d'orbites précises mesurées par le réseau sera cependant présenté dans quelques mois, lorsque nous aurons accumulé un nombre suffisant d'observations. À titre illustratif néanmoins, nous avons présenté l'ensemble des orbites

mesurées aux alentours du maximum d'activité de la pluie des Géminides 2016, sans opérer de sélection parmi les détections enregistrées. Nous constatons que pour ces observations, les orbites obtenues avec le MPF sont plus proches de l'orbite du corps parent que celles déterminées avec la méthode des moindres carrés, et qu'elles présentent une erreur associée en général plus restreinte. La précision atteinte sur la vitesse de ces météores confirme pour l'instant les conclusions concernant les simulations, et permet pour ces exemples de limiter l'erreur sur le demi-grand axe des orbites obtenues à 10^{-2} - 10^{-3} ua. Si cette tendance se confirme pour les autres détections qui seront réalisées dans le futur et notamment dans le cas de pluies plus rapides, nous auront donc largement rempli les prérequis du projet CABERNET exposés à la Section 7.3.

Quatrième partie

Dynamique

13	Modèle dynamique	181
14	Traçabilité dynamique des corps parents	193
15	Traçabilité des essaims de météoroïdes	217
	Conclusion	223

Chapitre 13

Modèle dynamique

La principale difficulté dans l'identification de corps parents de pluies de météores réside dans l'imprécision des orbites de météoroïdes. Plus l'erreur commise sur la détermination de ces orbites est importante, plus le nombre de corps parents potentiels d'une pluie de météores est conséquent et moins il est possible d'établir une corrélation entre ces phénomènes. Mais l'obtention d'orbites précises de météoroïdes (comme celles obtenues pour CABERNET à la Section 12.4) est-elle une condition suffisante à l'identification des corps parents des météores observés ? À cause des perturbations planétaires et de l'influence des forces non-gravitationnelles agissant sur des corps de petite taille (météoroïdes, comètes et astéroïdes), il est possible qu'un essaim de météoroïdes présente une évolution orbitale différente de celle de la comète responsable de son éjection (Vaubailon et al., 2006). L'âge des météoroïdes détectés peut par conséquent entraver la recherche de leurs corps parents si l'évolution temporelle des trajectoires mesurées n'est pas prise en compte.

Après avoir déterminé l'orbite d'un météoroïde, il n'est donc pas rare d'utiliser les équations du mouvement (cf. Section 13.1) pour analyser son évolution orbitale ainsi que celle des corps parents plausibles. En retraçant l'histoire dynamique des météoroïdes, des comètes et des astéroïdes, il devient possible de confirmer ou d'infirmer les corrélations soupçonnées entre ces objets et de contraindre la date d'éjection des poussières dans l'espace. La validité de cette approche dépend cependant de notre capacité à déterminer de façon fiable la position spatiale des corps parents et des météoroïdes à chaque instant. À cause d'événements perturbateurs importants au cours de la vie d'un corps en mouvement dans le système solaire, il est parfois impossible de retracer l'histoire de ces objets sur plus de quelques centaines d'années. Toute tentative de corrélation entre des météoroïdes et leur corps parent au-delà de cette limite est alors peu fiable et particulièrement incertaine. Le principal objectif de cette partie consiste à déterminer la durée de traçabilité dynamique de ces objets, soit de fixer une limite temporelle en dessous laquelle il est encore raisonnable de rechercher dans le passé le corps parent d'un essaim de météoroïdes.

13.1 Équations du mouvement

Afin de répondre à cette question, il est nécessaire de pouvoir reproduire le mouvement de ces objets au cours du temps. L'étude des différentes forces influençant le comportement dynamique des météoroïdes et des comètes permet d'établir les équations du mouvement recherchées.

13.1.1 Forces gravitationnelles

La première force dont il convient de tenir compte lors de l'étude du mouvement d'un corps dans le système solaire est la gravitation. Soumis à cette force, le déplacement du

météoroïde dans l'espace peut être rapporté à un problème à deux corps {Soleil, météoroïde} classique perturbé par l'attraction gravitationnelle des planètes et de Pluton.

Attraction gravitationnelle

Soit \mathcal{R}_{CM} le référentiel centré sur le centre de masse O_{CM} du système solaire. \mathcal{R}_{CM} étant galiléen, on est en droit d'appliquer le principe fondamental de la dynamique (PFD) à un objet évoluant dans ce référentiel. On note $\overrightarrow{O_{CM}P_{\odot}}$ et $\overrightarrow{O_{CM}P_M}$ les vecteurs position du Soleil et du météoroïde. Les positions des planètes du système solaire ainsi que Pluton sont repérées par les positions $\overrightarrow{O_{CM}P_i}$, avec $i \in \{1, \dots, 9\}$. Les masses sont représentées par les symboles M_{\odot} , M_M et M_i . Le PFD appliqué au Soleil et au météoroïde aboutit aux équations suivantes :

$$\begin{cases} M_{\odot} \frac{d^2 \overrightarrow{O_{CM}P_{\odot}}}{dt^2} = -\mathcal{G} M_{\odot} M_M \frac{\overrightarrow{P_M P_{\odot}}}{\|P_M P_{\odot}\|^3} - \mathcal{G} M_{\odot} \sum_{i=1}^9 M_i \frac{\overrightarrow{P_i P_{\odot}}}{\|P_i P_{\odot}\|^3} \\ M_M \frac{d^2 \overrightarrow{O_{CM}P_M}}{dt^2} = -\mathcal{G} M_M M_{\odot} \frac{\overrightarrow{P_{\odot} P_M}}{\|P_{\odot} P_M\|^3} - \mathcal{G} M_M \sum_{i=1}^9 M_i \frac{\overrightarrow{P_i P_M}}{\|P_i P_M\|^3} \end{cases} \quad (13.1)$$

En soustrayant les deux équations précédentes, on obtient l'équation du mouvement du météoroïde en coordonnées héliocentriques :

$$\frac{d^2 \overrightarrow{P_{\odot} P_M}}{dt^2} = -\mathcal{G} (M_{\odot} + M_M) \frac{\overrightarrow{P_{\odot} P_M}}{\|P_{\odot} P_M\|^3} - \mathcal{G} \sum_{i=1}^9 M_i \left(\frac{\overrightarrow{P_{\odot} P_M} - \overrightarrow{P_{\odot} P_i}}{\|P_{\odot} P_M - P_{\odot} P_i\|^3} + \frac{\overrightarrow{P_{\odot} P_i}}{\|P_{\odot} P_i\|^3} \right) \quad (13.2)$$

La masse du météoroïde étant négligeable par rapport à la masse du Soleil, on assimile le terme $(M_{\odot} + M_M)$ à M_{\odot} . En notant $\overrightarrow{r_i}$ le vecteur de position héliocentrique du corps i , on obtient la formulation générale de l'équation du mouvement du météoroïde :

$$\frac{d^2 \overrightarrow{r_M}}{dt^2} = -\mathcal{G} M_{\odot} \frac{\overrightarrow{r_M}}{\|r_M\|^3} + \mathcal{G} \sum_{i=1}^9 M_i \left(\frac{\overrightarrow{r_i} - \overrightarrow{r_M}}{\|\overrightarrow{r_i} - \overrightarrow{r_M}\|^3} - \frac{\overrightarrow{r_i}}{\|r_i\|^3} \right) \quad (13.3)$$

Bien que l'attraction gravitationnelle soit prédominante, il est nécessaire de corriger l'expression de l'équation (13.3) des forces dues aux effets relativistes et aux effets non-gravitationnels qui, bien que plus faibles, demeurent significatifs (cf. Figure 13.1).

Corrections relativistes

Dans la mesure où certains corps parents (et par conséquent les météoroïdes éjectés) passent proche du Soleil à leur périhélie, il est nécessaire de corriger l'équation précédente des effets relativistes dus au Soleil. Les équations paramétrisées post-Newtoniennes (PPN) du mouvement du météoroïde en interaction avec le Soleil, les huit planètes du système solaire et Pluton s'expriment dans le référentiel du centre de masse \mathcal{R}_{CM} de la façon suivante (Beutler, 2005) :

$$\frac{d^2 \overrightarrow{r_B}}{dt^2} = -\mathcal{G} \sum_{i=0}^9 M_i \frac{\overrightarrow{r_B} - \overrightarrow{r_i}}{\|\overrightarrow{r_B} - \overrightarrow{r_i}\|^3} C_1 + C_2 + C_3 \quad (13.4)$$

avec

$$\begin{aligned}
 C_1 &= 1 - \frac{2\mathcal{G}(\beta + \gamma)}{c^2} \sum_{k=0}^9 \frac{M_k}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_k\|} - \frac{\mathcal{G}(2\beta - 1)}{c^2} \sum_{k=0}^9 \frac{M_k}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_k\|} + \frac{\gamma}{c^2} \left(\frac{d\vec{r}_B}{dt} \right)^2 \\
 &\quad + \frac{1 + \gamma}{c^2} \left(\frac{d\vec{r}_i}{dt} \right)^2 - \frac{2(1 + \gamma)}{c^2} \frac{d\vec{r}_B}{dt} \frac{d\vec{r}_i}{dt} - \frac{3}{2c^2} \left(\frac{\vec{r}_B - \vec{r}_i}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_i\|} \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right)^2 \\
 &\quad - \frac{1}{2c^2} (\vec{r}_B - \vec{r}_i) \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} \\
 C_2 &= \frac{\mathcal{G}}{c^2} \sum_{i=0}^9 \frac{M_i}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_i\|^3} \left[(\vec{r}_B - \vec{r}_i) \left((2 + 2\gamma) \frac{d\vec{r}_B}{dt} - (1 + 2\gamma) \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right) \right] \left(\frac{d\vec{r}_B}{dt} - \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right) \\
 C_3 &= \frac{\mathcal{G}(3 + 4\gamma)}{2c^2} \sum_{i=0}^9 \frac{M_i}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_i\|} \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2}
 \end{aligned} \tag{13.5}$$

avec \vec{r}_B , \vec{r}_i et \vec{r}_k les vecteurs de positions du météoroïde et des $i^{\text{ème}}$ et $k^{\text{ème}}$ corps perturbateurs dans le référentiel $\mathcal{R}_{\mathcal{CM}}$. L'indice 0 est associé au Soleil de masse $M_0 = M_\odot$. Les indices de 1 à 9 représentent respectivement les huit planètes du système solaire et Pluton. Les paramètres β et γ dépendent de la théorie de gravitation utilisée. Dans le cas de la théorie de la relativité générale d'Einstein, $\beta = \gamma = 1$. L'équation 13.4 s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 \vec{r}_B}{dt^2} &= -\mathcal{G} \sum_{i=0}^9 M_i \frac{\vec{r}_B - \vec{r}_i}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_i\|^3} \left[1 - \frac{5\mathcal{G}}{c^2} \sum_{k=0}^9 \frac{M_k}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_k\|} + \frac{1}{c^2} \left(\frac{d\vec{r}_B}{dt} \right)^2 + \frac{2}{c^2} \left(\frac{d\vec{r}_i}{dt} \right)^2 \right. \\
 &\quad \left. - \frac{4}{c^2} \frac{d\vec{r}_B}{dt} \frac{d\vec{r}_i}{dt} - \frac{3}{2c^2} \left(\frac{\vec{r}_B - \vec{r}_i}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_i\|} \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right)^2 - \frac{1}{2c^2} (\vec{r}_B - \vec{r}_i) \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} \right] \\
 &\quad + \frac{\mathcal{G}}{c^2} \sum_{i=0}^9 \frac{M_i}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_i\|^3} \left[(\vec{r}_B - \vec{r}_i) \left(4 \frac{d\vec{r}_B}{dt} - 3 \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right) \right] \left(\frac{d\vec{r}_B}{dt} - \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right) \\
 &\quad + \frac{7\mathcal{G}}{2c^2} \sum_{i=0}^9 \frac{M_i}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_i\|} \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2}
 \end{aligned} \tag{13.6}$$

La complexité de cette équation fait de son intégration numérique sur une longue période de temps un processus d'une lenteur pénalisante et inutile. Il est donc judicieux de privilégier une version allégée de la formulation précédente en ne retenant que les termes de correction proportionnels à M_\odot . Cela se justifie par le fait qu'il n'est pas déraisonnable de considérer que les masses des différentes planètes sont négligeables par rapport à celle du Soleil ($M_{i \in \{1, \dots, 9\}} \ll M_\odot$). Grâce à cette approximation et si l'on se place dans le référentiel héliocentrique équatorial ($\vec{r}_H = \vec{r}_B - \vec{r}_0$), l'équation (13.6) se simplifie considérablement.

Afin d'alléger davantage son expression, on introduit la constante gravitationnelle de Gauss $k = \mathcal{G}M_\odot^{1/2}$ exprimée dans le système des unités astronomiques (UA), des jours juliens (j) et des masses solaires (M_\odot). La valeur de k est donc de $0,01720209895 \text{ UA}^{2/3} M_\odot^{-1/2} \text{ j}^{-1}$. Dans ce système d'unités, l'équation 13.6 devient :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \vec{r}_h}{dt^2} = \vec{F}_{grav} = & -k^2 \frac{\vec{r}_h}{\|\vec{r}_h\|^3} + \sum_{i=1}^9 k^2 m_i \left(\frac{\vec{r}_i - \vec{r}_h}{\|\vec{r}_i - \vec{r}_h\|^3} - \frac{\vec{r}_i}{\|\vec{r}_i\|^3} \right) \\ & + \frac{k^2}{c^2 \|\vec{r}_h\|^3} \left[\left(4 \frac{k^2}{\|r_h\|} - \left\| \frac{d\vec{r}_h}{dt} \right\|^2 \right) \vec{r}_h + 4 \left(\vec{r}_h \cdot \frac{d\vec{r}_h}{dt} \right) \frac{d\vec{r}_h}{dt} \right] \end{aligned} \quad (13.7)$$

La première ligne présente l'influence de l'attraction gravitationnelle, tandis que la seconde apporte les corrections relativistes. Dans cette expression, les masses m_i sont exprimées en masses solaires et les distances en unités astronomiques.

13.1.2 Forces non-gravitationnelles s'exerçant sur les météoroïdes

Pression de radiation

La pression de radiation résulte de l'interaction entre les météoroïdes et le rayonnement solaire. Elle a pour origine le transfert d'impulsion des photons émis par le Soleil lors de leur absorption et/ou réflexion sur la particule. Dans la mesure où le météoroïde ne présente qu'une seule face éclairée à un instant donné, il subit une force de pression dans la direction incidente du rayonnement lumineux et d'expression :

$$\vec{F}_{rad} = \frac{S_0 Q \pi r^2}{c \|\vec{r}_h\|^2} \left[1 - \frac{V_r}{c} \right] \frac{\vec{r}_h}{\|\vec{r}_h\|} \quad (13.8)$$

avec

- S_0 : la valeur du flux solaire à une distance de 1 ua, soit $S_0 = 1,37 kW m^{-2}$;
- Q : le facteur de dispersion, qui tient compte de la méconnaissance que l'on a de l'albédo du météoroïde. Q est souvent assimilé à 1 (Olsson-Steel, 1987) ;
- r : le rayon du météoroïde ;
- r_h : la distance héliocentrique du météoroïde en ua ;
- $V_r = \frac{dr_h}{dt}$: la vitesse radiale de la particule ;
- c : la vitesse de la lumière dans le vide.

La pression de radiation est la force non-gravitationnelle la plus importante agissant sur les météoroïdes. Dans certains cas, cette force peut même être amenée à égaler l'attraction gravitationnelle du Soleil. Par exemple, dans le cas où $Q = 1$ et V_r est négligeable, on obtient :

$$\frac{F_{rad}}{F_{grav}} = \beta \simeq 5,710^{-4} \frac{1}{\rho r} \quad (13.9)$$

où ρ est la densité de la particule. La pression de radiation équilibre ainsi l'attraction gravitationnelle dans le cas d'un météoroïde d'un micromètre et de densité d'environ $600 kg.m^{-3}$.

Force de Poynting-Robertson

L'effet Poynting-Robertson est lié à la pression de radiation solaire, et est responsable de la spiralisation des particules de poussière dans le système solaire. Le mouvement orbital

du météoroïde induit une ré-émission inégale de l'énergie solaire emmagasinée ; les ondes électromagnétiques émises par la particule sont contractées dans la direction du mouvement. Il en résulte une force dont la direction est celle du vecteur vitesse et l'expression de la composante radiative est donnée par :

$$\vec{F}_P = -\frac{S_0 Q \pi r^2}{c^2 \|\vec{r}_h\|^2} (\vec{V}_r + \vec{V}_\theta) \quad (13.10)$$

Les notations utilisées sont identiques à celles de l'équation 13.8 ; \vec{V}_r et \vec{V}_θ représentent les composantes radiale et tangentielle de la vitesse du météoroïde. En module, la force de radiation est 10^4 fois supérieure à la force de Poynting-Robertson. Cette dernière est cependant responsable de la chute des grains de quelques micromètres dans le Soleil en quelques milliers d'années seulement (Wiegert, 2008).

Effet de Yarkovsky-Radzievskii

La force de Yarkovsky est un phénomène induit par la rotation d'une particule et l'inertie thermique de ses couches superficielles. À cause de cette inertie, lorsque la vitesse de rotation d'un météoroïde n'est pas assez importante, l'énergie émise par la particule n'est pas répartie uniformément sur sa surface et le côté le plus chaud (juste avant le coucher du Soleil) émet plus que ses autres faces. Cette différence d'émission radiative se traduit par une force dont l'expression simplifiée dans le cas d'une répartition symétrique de la température est la suivante (Radzievskii, 1952) :

$$F_Y = \frac{8\pi}{3} r^2 \epsilon \sigma T^3 \frac{\Delta T}{c} \cos \xi \quad (13.11)$$

avec

- T : la température du corps ;
- ΔT : l'écart de température entre les régions froides et chaudes de la particule ;
- ϵ : l'émissivité du corps ;
- σ : la constante de Stefan-Boltzmann ;
- ξ : l'obliquité, soit l'angle entre l'axe de rotation et le pôle orbital.

En effectuant un bilan thermique de la particule (c'est-à-dire en égalisant l'expression du flux reçu et émis de l'objet) on obtient la définition de la température suivante :

$$T = \left[(1 - A) \frac{\pi S_0 r^2}{\epsilon \sigma r_h^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (13.12)$$

Où A est l'albédo de la particule. L'expression de l'écart thermique ΔT vaut quant à lui

$$\Delta T = \frac{S}{\gamma \sqrt{\omega}} (1 - A) \quad (13.13)$$

où

- γ : est l'inertie thermique $\gamma = (K \rho C)^{-2}$;
- ω : la vitesse angulaire de la particule.

En fonction de la valeur de ξ , l'accélération de Yarkovsky peut être positive ou négative. L'estimation de l'inertie thermique est étroitement liée à la composition de la roche en surface (e.g. régolithe) qui pourrait créer une couche isolante autour du météoroïde. La détermination de la vitesse angulaire ω est également complexe, et dépend de l'interaction entre la particule et le rayonnement solaire. On estime (Olsson-Steel, 1987) qu'en un millier d'années, une particule de 1 mm de rayon acquiert une vitesse angulaire de 10^4 rad.s^{-1} selon la relation $\omega \propto (\rho r^2)^{-1}$. L'effet Yarkovsky est alors négligeable pour un météoroïde de taille inférieure à 10 cm (Vokrouhlický et Farinella, 2000).

Le schéma 13.1 (Vaubaillon, 2003) effectue le bilan des forces non-gravitationnelles qui s'exercent sur un météoroïde. Un exemple de l'amplitude de ces effets (comparativement à l'accélération gravitationnelle) est présenté Table 13.1 pour un météoroïde de densité 10^3 kg.m^{-3} et de rayon égal à 1 mm ou 1 μm . L'influence des forces non-gravitationnelles non explicitées ci-dessus (e.g. vent solaire, sublimation) ou des conséquences liées à l'approximation sphérique de la forme des particules peuvent être négligées dans l'intégration du mouvement des météoroïdes (Vaubaillon, 2003).

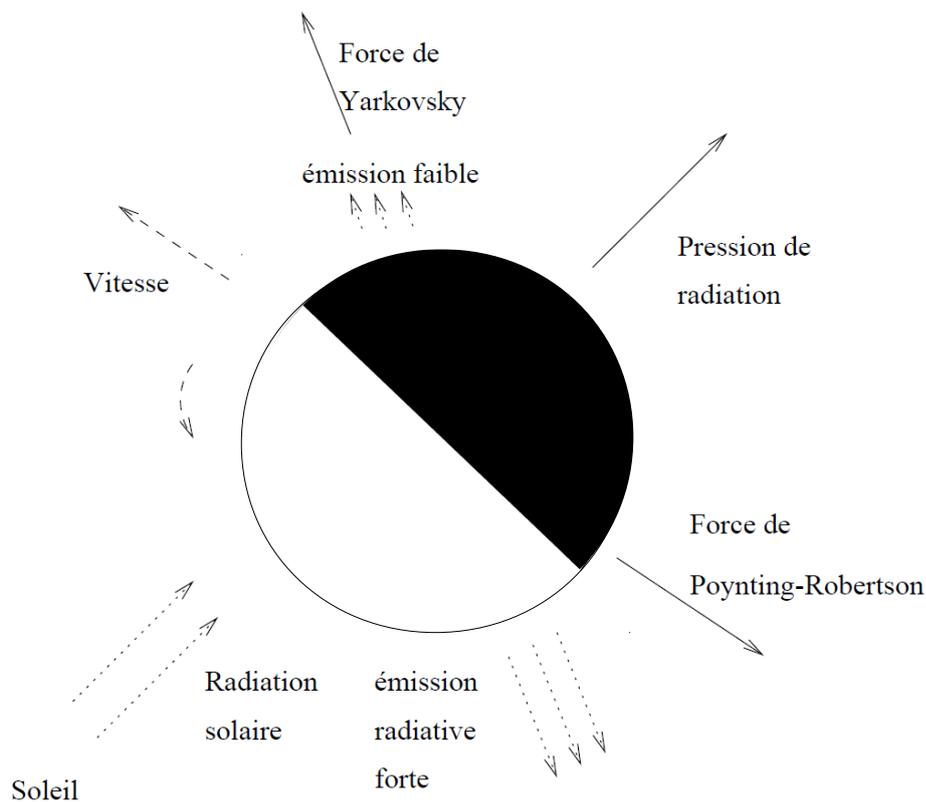


FIGURE 13.1 – Récapitulatif des principales forces non-gravitationnelles s'exerçant sur un météoroïde sphérique (Vaubaillon, 2003). La particule, éclairée par le Soleil (en bas à gauche) voit son évolution orbitale potentiellement modifiée par les forces de pression de radiation, de Poynting-Robertson et de Yarkovsky.

Rayon	r_h (ua)	F_{grav} (ua.jour ⁻²)	Corrections relativistes (ua.jour ⁻²)	F_{rad} (ua.jour ⁻²)	F_P (ua.jour ⁻²)
1 mm	2,29	5,7e-5	1,4e-12	3,3e-8	2,5e-12
1 mm	6,01	8,2e-6	5,0e-14	4,7e-9	1,0e-13
1 μm	2,29	5,7e-5	7,9e-13	3,3e-5	2,5e-9
1 μm	6,01	8,2e-6	6,7e-14	4,7e-6	2,0e-10

TABLE 13.1 – Amplitude des forces s'exerçant sur un météoroïde de 1 mm ou 1 μm et de densité 10³ kg.m⁻³ en fonction de la distance héliocentrique r_h .

Équation du mouvement d'un météoroïde

L'équation du mouvement d'un météoroïde dans le système solaire s'écrit finalement :

$$\frac{d^2 \vec{r}_h}{dt^2} = \vec{F}_{grav} + \vec{F}_{rad} + \vec{F}_P \quad (+\vec{F}_Y \text{ si } r > 10 \text{ cm}) \quad (13.14)$$

13.1.3 Forces non-gravitationnelles cométaires

Les forces non-gravitationnelles s'exerçant sur des particules de petites tailles comme les météoroïdes ont un effet négligeable sur des corps plus gros comme les comètes. En revanche, les forces résultant du dégazage du noyau cométaire (effet de fusée) sont essentielles pour décrire l'évolution orbitale de ces objets. L'expression de l'accélération provoquée par le dégazage continu d'un noyau cométaire en rotation a été estimée par Marsden et al. (1973), et est présentée équation 13.15.

$$\vec{F}_{NG} = A_1 g(r_h) \vec{e}_R + A_2 g(r_h) \vec{e}_T + A_3 g(r_h) \vec{e}_N \quad (13.15)$$

avec

$$g(r_h) = 0,111262 \left(\frac{r_h}{2,808} \right)^{-2,15} \left(1 + \left(\frac{r_h}{2,808} \right)^{5,093} \right)^{-4,6142} \quad (13.16)$$

et \vec{e}_R , \vec{e}_T , et \vec{e}_N les directions respectives de la composante radiale, transverse et normale de l'accélération, soit

$$\begin{cases} \vec{e}_R = \frac{\vec{r}_h}{\|\vec{r}_h\|} \\ \vec{e}_N = \frac{\vec{r}_h \otimes \vec{v}_h}{h}, \quad h = \|\vec{r}_h \otimes \vec{v}_h\| \\ \vec{e}_T = \vec{e}_N \otimes \vec{e}_R = \frac{1}{h} \left[\|r_h\| \vec{v}_h - (\vec{r}_h \cdot \vec{v}_h) \frac{\vec{r}_h}{\|\vec{r}_h\|} \right] \end{cases} \quad (13.17)$$

La fonction $g(r)$ représente la variation du taux de sublimation de l'eau de la comète en fonction de sa distance héliocentrique r_h . Les coefficients A_i , $\{i \in 1, 2, 3\}$ sont obtenus en ajustant par moindres carrés les positions astrométriques des comètes à quelques orbites. Il est cependant rarement possible d'ajuster ces paramètres à plus de quatre orbites observées, dans la mesure où chaque coefficient évolue au cours du temps. L'amplitude des différentes forces agissant sur une comète de type JFC (« Jupiter Family Comet ») de 2 km de diamètre est présentée Table 13.2.

Rayon	r_h (ua)	F_{grav} (ua.jour ⁻²)	Corrections relativistes (ua.jour ⁻²)	F_{NG} (ua.jour ⁻²)
2 km	1,03	2,8e-4	6,1e-12	3,3e-9
2 km	6,01	8,2e-6	5,0e-14	1,2e-18

TABLE 13.2 – Amplitude des forces s’exerçant sur une comète de taille de 2 km, avec $A_1 = 3,4e^{-9}$, $A_2 = -4,3e^{-10}$ et $A_3 = -9,6e^{-10}$ en fonction de la distance héliocentrique r_h .

Équation du mouvement d’une comète

L’équation du mouvement d’une comète s’écrit finalement :

$$\frac{d^2 \vec{r}_h}{dt^2} = \vec{F}_{grav} + \vec{F}_{NG} \quad (13.18)$$

13.2 Association entre pluies de météores et corps parents

Une fois les équations du mouvement des météoroïdes et de leurs corps parents potentiels établies, nous disposons de tous les outils nécessaires pour corrélérer dynamiquement ces objets à l’aide d’intégrations et de calculs numériques. Il reste cependant à établir un protocole permettant de confirmer ou non l’association entre des orbites de météoroïdes mesurées et des comètes ou astéroïdes pouvant être à l’origine de leur éjection dans l’espace.

13.2.1 Critères de similarité orbitale

Description

Afin de confirmer l’appartenance d’un météore à une pluie particulière ou d’étudier l’association entre un météoroïde et une comète, il n’est pas rare d’utiliser certains des nombreux critères de similarité d’orbites développés au cours du temps (Southworth et Hawkins, 1963; Drummond, 1981; Jopek, 1993; Jopek et Froeschle, 1997; Valsecchi et al., 1999; Jopek et al., 2008; Rudawska et al., 2015). Les performances de chacun de ces critères et les conditions de leur utilisation ont été largement analysées à l’occasion de chaque nouvelle proposition de fonctions de distance entre deux orbites, ainsi que par leurs utilisateurs (e.g. Jopek, 1993; Galligan, 2001; Moorhead, 2016). Ces analyses ont permis de mettre en évidence la sensibilité des fonctions de distances utilisées à certaines configurations orbitales et ont mis en doute la pertinence du choix du seuil de distance acceptable pour associer deux orbites entre elles. L’utilisation de ces critères de similarité ou « dissimilarité orbitale » est donc contestable lorsqu’il s’agit d’identifier l’origine d’une pluie de météores. À défaut d’une meilleure solution, ces méthodes demeurent cependant largement utilisées par la communauté.

Formulation

Le premier (et largement exploité) critère de similarité orbitale, noté D_{SH} , a été développé par Southworth et Hawkins (1963) et se traduit par la relation suivante :

$$\begin{cases} D^2 = (e_1 - e_2)^2 + (q_1 - q_2)^2 + \left[2 \sin \left(\frac{i_1 - i_2}{2} \right) \right]^2 \\ D_{SH}^2 = D^2 + \sin i_1 \sin i_2 \left[2 \sin \left(\frac{\Omega_1 - \Omega_2}{2} \right) \right]^2 \\ \quad + \left[0.5(e_1 + e_2) \times 2 \sin \left(\frac{\Pi_{12}}{2} \right) \right]^2 \end{cases} \quad (13.19)$$

où Π_{12} représente la différence angulaire entre les positions au périhélie 1 et 2, comptée à partir du nœud de l'orbite mutuelle. Cette expression de la distance entre deux orbites est particulièrement sensible à de grandes distances au périhélie et/ou à d'importantes valeurs en excentricité.

Afin de contrecarrer cette influence, Drummond (1981) construit un nouveau critère D_D en divisant les deux premiers termes de l'expression du D_{SH} par la somme respective de ces éléments orbitaux sensibles. Chaque terme de D_D est également pondéré de sorte que la valeur finale du critère soit comprises entre 0 et 1. Ce critère s'obtient par la relation suivante :

$$\begin{cases} I_{21} = \arccos[\cos i_1 \cos i_2 + \sin i_1 \sin i_2 \cos(\Omega_2 - \Omega_1)] \\ D_D^2 = \left(\frac{e_2 - e_1}{e_2 + e_1} \right)^2 + \left(\frac{q_2 - q_1}{q_2 + q_1} \right)^2 + \left(\frac{I_{21}}{180^\circ} \right)^2 \\ \quad + \left(\frac{e_2 + e_1}{2} \right)^2 \left(\frac{\theta_{21}}{180^\circ} \right)^2 \end{cases} \quad (13.20)$$

où I_{21} représente l'angle entre les plans orbitaux et θ_{21} est l'angle entre les positions des périhélies de chaque orbite.

Jopek (1993) effectue une analyse des critères D_{SH} et D_D en créant à partir d'une orbite initiale un échantillon d'orbites perturbées à hauteur de 10% de leur vitesse circulaire puis orbitale. Il examine ensuite les variations des deux critères en modifiant l'excentricité de l'orbite nominale pour différentes distances au périhélie. Il constate comme Drummond (1981) la dépendance entre le D_{SH} et la distance au périhélie qui justifie l'introduction du facteur $\frac{1}{q_2 + q_1}$ dans l'expression de D_D . Il remarque néanmoins une importante dépendance entre le critère D_D et l'excentricité, ce qui remet en question la validité de cette fonction de distance.

Jopek et al. (2008) développe donc une fonction de distance qui n'utilise pas directement les éléments osculateurs des orbites à comparer. Ce critère, noté D_V , fait intervenir les variables $(\vec{h}^t, \vec{e}^t, E)^t$, où \vec{h} représente le moment cinétique de l'objet, \vec{e} son vecteur de Laplace et E son énergie. Si on note \vec{r} la position (en ua) et \vec{r}' (en ua/jour) la vitesse du corps étudié, les vecteurs \vec{h} , \vec{e} et E ont pour expression :

$$\begin{cases} \vec{h} = (h_1, h_2, h_3)^t = \vec{r}' \times \vec{r} \\ \vec{e} = (e_1, e_2, e_3)^t = \frac{1}{\mu} \vec{r}' \times \vec{h} - \frac{\vec{r}'}{|\vec{r}'|} \\ E = \frac{1}{2} \vec{r}'^2 - \frac{\mu}{|\vec{r}'|} \end{cases} \quad (13.21)$$

La similarité entre deux objets O_1 et O_2 est définie par l'équation 13.22.

$$\begin{aligned}
 D_V^2 = & w_{h_1}(h_{i_1} - h_{j_1})^2 + w_{h_2}(h_{i_2} - h_{j_2})^2 + 1.5w_{h_3}(h_{i_3} - h_{j_3})^2 \\
 & + w_{e_1}(e_{i_1} - e_{j_1})^2 + w_{e_2}(e_{i_2} - e_{j_2})^2 + w_{e_3}(e_{i_3} - e_{j_3})^2 \\
 & + 2w_E(E_i - E_j)^2
 \end{aligned} \tag{13.22}$$

Les poids w_i ont pour fonction de normaliser chaque terme de D_V . Le principal atout de cette fonction est de tenir compte de l'énergie qui est relativement invariante. En revanche, le terme de différence en excentricité présente les inconvénients mentionnés pour le D_{SH} . Comme pour le critère D_D , la fonction D_V surestime légèrement les différences d'orientation entre les deux orbites (Jopek, 1993). Malgré ces inconvénients, ce critère a également été efficace pour identifier les pluies de météores (Jopek et al., 2008).

La dernière fonction de distance à avoir été parfois utilisée dans ce travail est le critère de distance D_N développé par (Valsecchi et al., 1999). Contrairement aux précédents, ce critère se base sur des composantes géocentriques locales, avant l'impact entre le météoroïde et la Terre, et est défini dans un espace dont le nombre de dimensions correspond au nombre de mesures physiques indépendantes effectuées. En tenant compte de la date (indiquée par la valeur de la longitude solaire λ_\odot), du radiant géocentrique (α_G, δ_G) , et de la vitesse géocentrique v_G non perturbée du météoroïde avant l'impact avec la Terre, ce critère se rapproche davantage des quantités observables. Il s'obtient en effectuant un premier changement de variables :

$$(\alpha_G, \delta_G, \vec{v}_G) \rightarrow (\theta, \phi, \vec{u})$$

où \vec{u} représente le ratio entre la vitesse géocentrique \vec{v}_G et la vitesse de la Terre \vec{v}_\oplus , θ l'angle entre \vec{v}_G et \vec{v}_\oplus , et ϕ la composante du vecteur vitesse du météoroïde perpendiculaire à \vec{v}_\oplus (Valsecchi et al., 1999). À partir de ces nouvelles variables, le critère de distance D_N entre deux orbites notées a et b est calculé à partir des équations du système 13.23.

$$\begin{cases} D_N^2 = (u_2 - u_1)^2 + w_1(\cos\theta_2 - \cos\theta_1)^2 + \Delta\xi^2 \\ \Delta\xi^2 = \min(w_2\Delta\phi_a^2 + w_3\Delta\lambda_a^2, w_2\Delta\phi_b^2 + w_3\Delta\lambda_b^2) \end{cases} \tag{13.23}$$

avec

$$\begin{cases} \Delta\lambda_a = 2 \sin \left[\frac{1}{2}(\lambda_{\odot,2} - \lambda_{\odot,1}) \right] \\ \Delta\lambda_b = 2 \sin \left[\frac{1}{2}(\pi + \lambda_{\odot,2} - \lambda_{\odot,1}) \right] \\ \Delta\phi_a = 2 \sin \left[\frac{1}{2}(\phi_2 - \phi_1) \right] \\ \Delta\phi_b = 2 \sin \left[\frac{1}{2}(\pi + \phi_2 - \phi_1) \right] \end{cases} \tag{13.24}$$

Les poids w_1 , w_2 et w_3 sont généralement fixés à 1 (Valsecchi et al., 1999; Galligan, 2001; Moorhead, 2016). Outre l'avantage de se rapprocher au plus près des observations de météores, ce critère de distance est construit de façon à ce que deux de ses quatre composantes soient presque invariantes au cours d'un cycle séculaire de ω . Si les critères D_{SH} , D_D ,

D_V et D_N se sont tous révélés efficaces pour l'identification de courants météoritiques majeurs, le critère D_N permettrait de mieux séparer les courants mineurs du fond de météores sporadiques (Jopek et al., 2008).

13.2.2 Intégration

Méthode d'évolution rétrospective

À cause de rencontres proches avec les planètes du système solaire ou de l'influence des forces non-gravitationnelles agissant sur les météoroïdes, l'orbite des essaims météoritiques peut s'écarter de celle de leurs corps parents au cours du temps (Vaubaillon et al., 2006). En fonction de l'âge des météoroïdes observés, il peut donc être inefficace de comparer leurs orbites juste avant l'impact avec la Terre avec celle du corps parent soupçonné. Afin de tenir compte de l'évolution temporelle de ces objets, il est donc habituel d'intégrer le mouvement des météoroïdes et du corps parent potentiel dans le passé grâce aux équations du mouvement présentées aux Sections 13.1.2 et 13.1.3 ; si un point de convergence est identifié entre ces orbites, alors le soupçon de corrélation entre ces objets s'accroît et on assimile cet instant à la date d'éjection des météoroïdes. La distance de convergence entre les orbites de météoroïdes et des corps parents est souvent déterminée à partir des critères de similarité orbitale présentés à la section précédente. Cependant, l'utilisation de ces critères est sujette à controverse lorsqu'il s'agit d'établir de façon fiable une corrélation entre un météoroïde et son corps parent. La sensibilité de certaines de ces fonctions de distance à des configurations orbitales particulières et le choix discutable des poids et du seuil en deçà duquel deux orbites sont supposées être reliées remettent en question leur utilisation. C'est pourquoi d'autres auteurs préfèrent estimer d'un point de vue statistique la distance minimale d'approche entre les orbites de météoroïdes et le corps parent pour déterminer l'âge des essaims météoritiques (Abedin et al., 2015).

Détermination de l'âge des essaims

Les limites de l'utilisation de la méthode d'évolution rétrospective pour l'estimation de l'âge des essaims météoritiques sont mises en évidence par Ryabova et al. (2008). Cette étude analyse l'influence de l'imprécision des orbites mesurées de météoroïdes sur la détermination de l'âge d'essaims météoritiques simulés à partir des corps parents des Géminides, des Quadrantides, des Orionides, des Perséides et des Léonides. Pour chacun de ces corps, Ryabova et al. (2008) éjecte un millier de particules au cours d'une révolution donnée du corps parent, et le nuage de clones est intégré jusqu'à la date du 1^{er} janvier 2000. La position de chaque clone est alors perturbée de façon à reproduire les incertitudes caractéristiques des orbites de météoroïdes mesurées à partir d'observations vidéo et photographiques. Le nouvel essaim est ensuite intégré de nouveau dans le passé, jusqu'à dépasser la date d'éjection réelle d'un millier d'années. Afin de déterminer l'instant de convergence recherché, le minimum et la moyenne de la fonction de distance D_{SH} entre les particules du nuage et le corps parent sont déterminées tout au long de l'intégration. À cause des erreurs de mesures ajoutées à la position des particules, il n'a été possible de retrouver l'âge d'aucun essaim simulé à partir de l'évolution du D_{SH} . Ryabova et al. (2008) pose alors la question de la valeur de l'erreur qui serait acceptable d'obtenir sur la mesure d'orbites de météoroïdes pour qu'une telle approche soit suffisante pour déterminer l'âge des pluies de météores. Une meilleure approche consiste à privilégier l'estimation directe de l'âge des pluies en simulant l'éjection de météoroïdes pour plusieurs passages au périhélie du corps parent et en déterminant

quel essaim simulé correspond aux observations effectuées (Vaubailon et al., 2005b; Abedin et al., 2015).

13.3 Travail effectué

Si la méthode d'évolution rétrospective présente un intérêt limité pour l'estimation de l'âge des essaims météoritiques, elle n'en demeure pas moins importante pour identifier des corps parents possibles de pluies de météores. En effet, il est parfois impossible de s'appuyer sur un nombre suffisant d'orbites de météoroïdes mesurées pour contraindre spatialement les régions de l'espace dans lesquelles ces objets évoluent et restreindre la liste de corps parents potentiels. C'est par exemple le cas pour CABERNET, qui privilégie la qualité des orbites mesurées au nombre de détections, ou encore pour FRIPON qui a pour objectif de déterminer l'origine orbitale de bolides isolés. Dans ces circonstances, la méthode d'évolution rétrospective est un moyen essentiel pour identifier les comètes ou astéroïdes qui pourraient être responsables de l'éjection des météoroïdes observés.

L'objectif de cette partie n'est pas de revisiter les critères de similarité orbitale largement étudiés au sein de la communauté, mais plutôt de contraindre la durée pendant laquelle il est raisonnable de chercher une corrélation entre un météoroïde observé et son corps parent. Il s'agit donc de déterminer dans quelle mesure il est possible de retracer dynamiquement ces objets dans le passé avec une précision suffisante pour que cette association soit fiable, et d'estimer leur date limite de traçabilité (DLT). Le Chapitre 14 présente le résultat de cette étude appliquée à sept corps parents de pluies de météores établies, dont deux JFC (comètes de la famille de Jupiter), trois HTC (comètes de type Halley), deux astéroïdes et la comète Encke. La DLT est estimée en analysant l'évolution de la cohésion d'un nuage de clones de l'orbite initiale de chacun de ces corps au cours du temps. L'influence de la génération des clones et l'impact des forces non-gravitationnelles cométaires sur la dynamique des corps parents et l'estimation de la DLT est finalement analysée.

Le Chapitre 15 décrit la transposition de cette méthode à l'analyse de l'évolution d'essaims météoritiques. Notre objectif final est d'évaluer la DLT de plusieurs essaims de météoroïdes de caractéristiques dynamiques différentes, en fonction des erreurs de mesures associées aux orbites initiales et de la masse des particules considérées. Il ne s'agit donc pas ici d'estimer l'âge des pluies de météores, peu fiable avec cette technique (Ryabova et al., 2008), mais de contraindre la période de recherche de corps parents en fonction de la qualité des orbites mesurées. Avec le développement constant des réseaux de détection et la mise en place du projet CABERNET, la précision de la détermination d'orbites de météoroïdes ne cesse de s'améliorer. Afin d'anticiper les capacités futures de ces réseaux, nous commençons à étendre les résultats de notre analyse à des conditions initiales de plus en plus précises.

Chapitre 14

Traçabilité dynamique des corps parents

Comme nous l'avons vu à la partie III, le principal obstacle à l'identification du corps parent d'un essaim de météoroïdes réside dans l'incertitude associée aux trajectoires des météores observés. Mais quand bien même nous disposerions d'orbites de météoroïdes parfaites, il n'est pas toujours possible d'examiner le passé aussi loin qu'on le souhaiterait pour trouver une corrélation dynamique entre météoroïdes, comètes et astéroïdes. En effet, les perturbations planétaires et notamment l'influence de Jupiter sont parfois en mesure d'influencer le mouvement de ces objets au point qu'il n'est pas possible de reconstituer leur évolution orbitale sur plus de quelques centaines d'années. La perte d'information sur l'emplacement du corps parent peut alors empêcher toute détermination de l'origine d'une pluie de météores. Au-delà de cette limite que nous appellerons *date limite de traçabilité* (ou DLT), il devient inutile de continuer à chercher une relation entre un essaim et son corps parent quelle que soit la qualité des détections réalisées.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude de la traçabilité de sept corps parents de pluies de météores bien établies. Après avoir explicité le principe des techniques utilisées en traitant l'exemple de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko, nous analyserons le cas de deux JFC (comètes de la famille de Jupiter), de trois HTC (comètes de type Halley), de deux astéroïdes et de la comète Encke. L'évolution orbitale de ces objets est retracée à la Section 14.2 et un critère d'estimation de la durée de traçabilité des corps parents est présenté Section 14.3. Les résultats obtenus sont assortis d'une discussion concernant le choix des conditions initiales et l'influence des forces non-gravitationnelles cométaires.

14.1 Principe

Afin d'étudier la stabilité des corps parents sélectionnés, nous avons repris la démarche utilisée pour décrire l'histoire dynamique récente de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko présentée par Maquet (2015). Le principe de cette technique repose sur l'intégration numérique d'un nuage de clones de l'orbite initiale de la comète dans le passé; l'analyse des divergences de comportement entre des clones d'orbites légèrement distinctes permet de mettre en évidence les rencontres planétaires qui induisent une perturbation importante sur l'évolution du nuage.

14.1.1 Implémentation

Conditions initiales

Pour chaque corps parent sélectionné, nous avons choisi les estimations d'orbites les plus précises possibles fournies par l'IMCCE¹ ou par le JPL². Chaque élément osculateur présenté est accompagné d'une incertitude à $1-\sigma$ qui nous permet de distinguer les estimations les plus fiables des moins précises. Dans le cas des comètes, nous privilégions les observations pour lesquelles une estimation des coefficients A_1 , A_2 et A_3 intervenant dans l'expression des forces non-gravitationnelles cométaires (cf. Section 13.1.3) est disponible. Les valeurs arrondies des conditions initiales considérées pour chaque corps parent analysé sont contenues dans la Table 14.1. Le tracé de la projection de ces orbites dans le plan de l'écliptique est présenté Figure 14.1.

Objet	Époque	q	e	i	Ω	ω	M	A_1	A_2	A_3
67P	2455491,5	1,245	0,641	7,0	50,2	12,7	91,8	1,07e-9	-3,69e-11	2,49e-10
21P	2456498,5	1,031	0,707	31,9	195,4	172,6	79,2	3,35e-9	-4,29e-10	-9,57e-10
26P	2456978,5	1,085	0,640	22,4	211,5	2,1	93,8	1,13e-10	-1,05e-11	0,0
2P	2456975,5	0,336	0,848	11,8	334,6	186,5	106,8	-8,13e-12	-1,78e-12	0,0
109P	2450000,5	0,960	0,963	113,5	139,4	153,0	7,6	0,0	0,0	0,0
55P	2451040,5	0,976	0,906	162,5	235,3	172,5	5,0	1,58e-9	9,19e-11	0,0
8P	2454374,5	1,027	0,820	55,0	270,3	207,5	351,5	6,89e-10	1,37e-10	-4,59e-10
196256	2458000,5	1,191	0,619	70,8	283,0	171,4	227,1	-	-	-
Phaethon	2458000,5	0,140	0,890	22,3	265,2	322,2	261,4	-	-	-

TABLE 14.1 – Orbites initiales utilisées pour l'analyse de l'évolution orbitale de corps parents de pluies de météores. La deuxième colonne présente la date d'estimation de la solution, les cinq suivantes les éléments osculateurs de l'orbite ; M représente l'anomalie moyenne de l'objet et les A_i , $i \in \{1, 2, 3\}$ la valeur des coefficients des forces non-gravitationnelles cométaires.

Création des clones

À partir de la Table 14.1, on génère un millier de clones de l'orbite initiale en fonction de l'incertitude à $1-\sigma$ estimée sur chaque paramètre. Lorsque l'expression de la matrice de variance-covariance de l'orbite estimée est disponible, on construit les clones de façon à reproduire la répartition normale multidimensionnelle définie par cette matrice, soit de façon à suivre une fonction de densité de probabilité de la forme :

$$f_{\mu, \Sigma}(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{N}{2}} |\Sigma|^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{x}-\mu)^t \Sigma^{-1}(\mathbf{x}-\mu)} \quad (14.1)$$

où Σ représente la matrice de variance-covariance associée à la condition initiale décrite par les composantes μ . Si seule la variance des paramètres a pu être estimée, on génère des clones de façon à ce que chacune des composantes des orbites du nuage suive une loi normale à une dimension dont la moyenne est assimilée au paramètre considéré et la variance égale à l'incertitude sur ce paramètre. Dans le cas des corps parents de la Table 14.1, la matrice de variance-covariance des orbites mesurées a toujours été accessible. Nous avons donc privilégié son utilisation au lieu de ne considérer que la variance des paramètres ; en

1. <http://www.imcce.fr>

2. <https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi>

procédant ainsi, nous avons tenu compte des corrélations entre les éléments orbitaux et avons créé un nuage de particules plus concentré dans l'espace que celui que nous aurions obtenu en considérant que les éléments osculateurs sont indépendants les uns des autres.

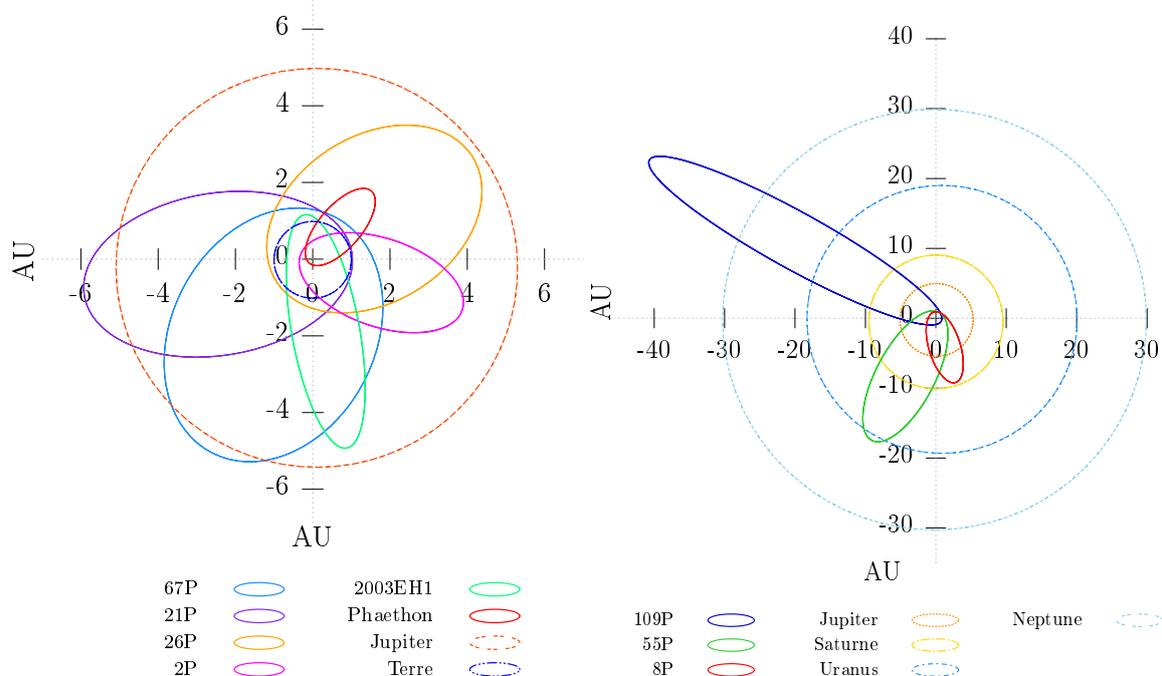


FIGURE 14.1 – Projection dans l'écliptique des orbites des corps parents présentés Table 14.1.

Intégration

Après le clonage de l'orbite initiale, chaque particule est intégrée grâce à l'équation du mouvement 13.18, en ne considérant aucune attraction gravitationnelle entre elles (particules test). L'intégration numérique est effectuée en Fortran 90 par un intégrateur RADAU au 15^{ème} ordre avec un paramètre de contrôle en précision LL fixé à 12 (Everhart, 1985). Le pas d'intégration externe est fixé à une journée, mais les pas internes supplémentaires de l'intégrateur sont variables afin de s'adapter aux configurations de rencontre proche avec une planète du système solaire. Les positions et masses planétaires utilisées sont fournies par l'éphéméride INPOP13c de l'IMCCE (Fienga et al., 2014). L'intégration de chaque particule clonée s'effectue en tenant compte des attractions gravitationnelles du Soleil, de l'ensemble des planètes du système solaire, de la Lune et de Pluton, ainsi que des corrections relativistes à apporter à la trajectoire. Dans le cas des comètes, seules les forces non-gravitationnelles non-négligeables liées au dégazage ont été considérées (Maquet, 2015). Dans le cas des astéroïdes, nous n'avons en première approximation pas non plus tenu compte de l'effet de Yarkovsky, qui peut aussi être négligé pour des intégrations de quelques milliers d'années (Bottke et al., 2002). À l'avenir, nous envisageons cependant de reproduire cette étude en utilisant un modèle de forces plus complet, comme celui présenté par Galushina et al. (2015) qui ajoute aux effets énumérés précédemment la pression de radiation solaire, l'influence de l'aplatissement du Soleil, de la Terre et de Jupiter, les perturbations gravitationnelles de Cérès, Pallas et Vesta, les effets relativistes planétaires, l'effet de Yarkovsky et les conséquences de la perte de masse provoquée par des fractures thermales des roches à leur périhélie.

Analyse des résultats

À un pas de temps régulier (30 jours pour les JFC, 300 jours pour les autres), on calcule l'orbite moyenne du nuage de particules et son écart-type. Si une particule adopte une trajectoire hyperbolique au cours de la période considérée, on réinitialise son orbite initiale et on recommence l'intégration pour ne pas perturber le calcul de la moyenne de certains éléments osculateurs. Avec le même pas de temps, on détermine la distance moyenne (et l'écart-type) entre chaque particule du nuage et les planètes du système solaire. Dans le cas d'une brusque variation des éléments orbitaux de la comète, on est alors en mesure de déterminer quelle rencontre proche est à l'origine de la perturbation du nuage. Si l'ensemble du nuage se déplace de façon similaire, l'écart-type des orbites clonées n'évolue pas (ou peu) au cours du temps. Si une fraction importante de clones diverge du reste du nuage (par exemple à la suite d'une rencontre proche), on constate une augmentation brutale de l'écart-type ; il est alors possible que la dispersion des éléments orbitaux dans l'espace devienne trop importante pour que la position de la comète soit déterminée de façon suffisamment précise et on atteint alors la limite de la durée de traçabilité de la comète.

14.1.2 Exemple : 67P/Churyumov-Gerasimenko

67P/Churyumov-Gerasimenko est la comète périodique la mieux étudiée du système solaire. Cette comète a été la cible de la mission spatiale Rosetta de l'Agence Spatiale Européenne, qui a escorté et analysé la composition et l'activité de son noyau pendant 786 jours. Il s'agit de la première mission ayant réussi à déposer un module d'analyse (nommé Philae) sur le sol d'une comète pour l'étudier depuis sa surface. La comète 67P/Churyumov-Gerasimenko a subi dans le passé les effets de plusieurs rencontres proches avec Jupiter qui ont perturbé son orbite au point de la rendre chaotique. Cette chaotité a notamment été mise en évidence par Krolikowska (2003), Groussin et al. (2007) et Maquet (2015). Au vu de l'intérêt suscité par cet objet et de la multiplicité des analyses disponibles à son sujet, nous avons décidé de déterminer en priorité l'évolution orbitale de cette comète afin de confronter les résultats obtenus avec les études précédentes.

La Figure 14.2 présente l'évolution du demi-grand axe, de la distance au périhélie, de l'excentricité et de l'inclinaison de la comète 67P au cours des 800 dernières années. La courbe rouge présente l'orbite moyenne du nuage généré à partir de la matrice de variance-covariance de l'observation initiale résumée à la Table 14.1, et les courbes bleues sont obtenues en ajoutant et soustrayant la valeur de l'écart-type du nuage à l'orbite moyenne. Les flèches oranges superposées au tracé du demi-grand axe marquent les dates de rencontres proches avec Jupiter ayant notablement affecté le comportement global du nuage de particule. L'évolution orbitale de 67P décrite par cette figure présente exactement les mêmes allures et les mêmes dates de rencontres proches avec Jupiter que les résultats présentés par Krolikowska (2003), Groussin et al. (2007) et Maquet (2015).

En 1959, la comète approche la planète géante à moins de 0,052 unités astronomiques, ce qui a pour conséquence de modifier spectaculairement son orbite. La distance au périhélie passe ainsi de 2,7 à 1,28 au ; l'augmentation de l'activité de la comète due à ce rapprochement avec le Soleil explique qu'on l'ait découverte peu après cette date. Son demi-grand axe varie quant à lui entre 4,35 et 3,5 ua, son excentricité augmente de 0,38 à 0,63 et son inclinaison orbitale décroît depuis 23,2° pour atteindre 7,2°. Malgré la variation brutale

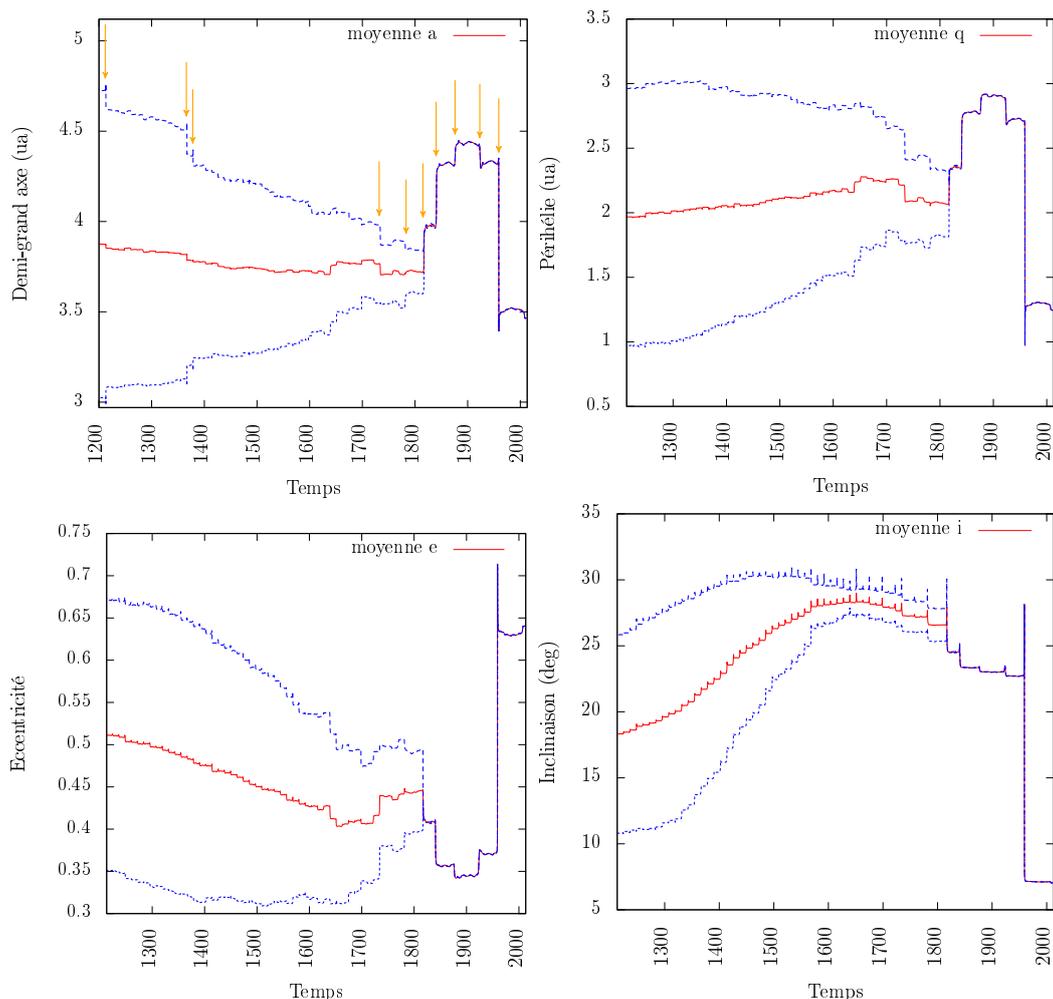


FIGURE 14.2 – Évolution du demi-grand axe (en haut à gauche), de la distance au périhélie (en haut à droite), de l'excentricité (en bas à gauche) et de l'inclinaison (en bas à droite) de la comète 67P au cours des huit cents dernières années. La courbe rouge représente l'orbite moyenne du nuage d'orbites clonées, et les courbes bleues la valeur de l'écart-type du nuage centré sur l'orbite moyenne. Les flèches oranges superposées au tracé du demi-grand axe marquent les dates de rencontres proches avec Jupiter ayant influencé notablement l'évolution du nuage de particules.

de ses éléments orbitaux, on constate que l'ensemble des clones de l'orbite initiale de 67P subissent la même évolution lors de la rencontre avec la planète géante, et que l'écart-type du nuage reste faible. Il est donc toujours possible de déterminer précisément la position de la comète à partir de cette date. L'incertitude sur cette position commence à augmenter considérablement lorsqu'on intègre l'orbite de la comète en deçà de l'an 1817. À cause d'une autre rencontre proche avec Jupiter, le nuage de clones pourtant concentré après cette date s'éparpille dans l'espace, ce qui augmente brutalement la valeur de son écart-type. Comme l'orbite de la comète 67P peut en réalité être assimilée à chacun des clones générés avec l'erreur associée à l'estimation initiale, on ne peut plus déterminer avec certitude où se situe l'orbite de la comète avant cette date. Bien que la définition d'un critère temporel de traçabilité dépende de l'extension spatiale tolérée du nuage de particules (i.e. du seuil d'écart-type acceptable) pour la précision recherchée (cf. Section 14.3) nous pouvons

fixer en première approximation la date limite de traçabilité (notée DLT) de 67P à l’an 1817.

En définissant une durée de détermination précise des éléments orbitaux de la comète à 200 ans, nous sommes légèrement en dessous de la durée de stabilité proposée par Krolkowska (2003), qui la fixe à 250-300 ans. Cette valeur est en revanche supérieure à la durée limite initialement fixée par Maquet (2015) à la rencontre proche de 1923. Notons cependant que ce travail a été produit en collaboration avec L. Maquet qui a actualisé son étude depuis.

14.2 Évolution dynamique des corps parents

On procède dans cette section à l’analyse de l’évolution orbitale des corps parents présentés Table 14.1. L’ensemble des résultats obtenus concernant le demi-grand axe, l’excentricité et l’inclinaison de ces objets est présenté Figures 14.6, 14.7, 14.10 et 14.11.

14.2.1 JFC

Les comètes de la famille de Jupiter (ou JFC pour « Jupiter-Family Comets ») sont des comètes de courte période de révolution (inférieure à 20 ans) dont l’orbite est principalement conditionnée par l’influence gravitationnelle de la planète géante. Il s’agirait de comètes formées dans la ceinture de Kuiper qui auraient fini par pénétrer dans le système solaire interne par le jeu de perturbations gravitationnelles et de rencontres proches avec les planètes. Ces comètes sont caractérisées par un paramètre de Tisserand (cf. équation 6.1) compris entre 2 et 3. Malgré ce rapprochement avec la Terre, seules sept JFC parmi les 400 comètes connues de ce type sont des corps parents avérés de pluies de météores.

Les comètes de type JFC tournent autour du Soleil dans le même sens que les planètes, ne sont pas très éloignées du plan de l’écliptique (inclinaisons faibles) et s’approchent de Jupiter à l’aphélie. Comme cette aphélie est proche de l’orbite de la planète, ces comètes passent beaucoup de temps près de la géante et possèdent des vitesses inférieures à la vitesse orbitale de Jupiter. Une rencontre proche peut donc durer longtemps par rapport à leur période de révolution et modifier considérablement l’orbite de la comète. Dans la suite, nous avons choisi d’étudier l’évolution dynamique des comètes 21P et 26P.

21P/Giacobini-Zinner

La comète 21P/Giacobini-Zinner est le corps parent confirmé de la pluie de météores des Draconides, observables au début du mois d’octobre. Découverte en 1900, cet objet a été la cible de la sonde spatiale ICE (« International Cometary Explorer ») en septembre 1985 et est à ce titre la première comète à avoir été étudiée par une sonde. Avec une période de 6,6 ans, une inclinaison de 31° et un aphélie à 6,014 ua, la comète présente toutes les caractéristiques d’une JFC. La projection de son orbite dans le plan de l’écliptique est présentée Figure 14.1. Comme on peut le constater à la Figure 14.3, la comète a subi de multiples rencontres proches avec Jupiter au cours de son histoire, ce qui a eu pour conséquence de diminuer son demi-grand axe et d’augmenter son excentricité (cf. Figure 14.6). Par le jeu de ces rencontres, l’orbite de la comète est donc devenue de plus en plus elliptique au cours du temps, et son périhélie s’est rapproché de l’orbite terrestre. Malgré les modifications erratiques de son orbite, la comète conserve une période orbitale comprise entre les résonances

2:1 et 3:2 avec Jupiter (Carusi et Valsecchi, 1987). En dépit des perturbations causées par la proximité de la géante, l'orbite de la comète reste bien déterminée depuis 1626. Avant cette date, on assiste à une dispersion dramatique du nuage de clones, qui se matérialise par une explosion de la valeur de son écart-type.

26P/Grigg-Skjellerup

La comète 26P/Grigg-Skjellerup est le corps responsable de la pluie de météores des π -Puppides, occasionnellement observable à la fin du mois d'avril. Cette comète a été découverte par Jean-Louis Pons en 1808, puis redécouverte par John Grigg en 1902 et John Francis Skjellerup en 1922. Elle a été survolée par la sonde Giotto en 1992. Au cours des derniers siècles, l'orbite de la comète a été déformée brutalement à plusieurs reprises ; les variations considérables de son demi-grand axe, de son inclinaison et de son excentricité sont représentées Figure 14.6. En 1964, une rencontre proche avec Jupiter éloigne le périhélie de la comète qui se situe depuis lors au-delà de l'orbite terrestre. Dans le futur, la distance au périhélie va continuer d'augmenter jusqu'à ce que l'orbite atteigne la résonance 9:4 avec la planète géante (Carusi et Valsecchi, 1987). Au bout de quelques centaines d'années d'intégration (avant l'année 1610), on remarque que les rencontres proches successives avec Jupiter finissent par avoir raison de la cohésion du nuage de particules. La valeur de l'écart-type augmente par paliers, atteignant 0,4 ua avec la rencontre de 1549 (cf. Figure 14.3) puis 1 ua en 1442. On retrouve également ce résultat en augmentant le nombre de clones de l'orbite initiale (essai avec 2000 puis 5000 particules). En première approximation, nous pouvons fixer la durée de traçabilité des comètes 21P et 26P aux alentours du XVI^{ème} siècle.

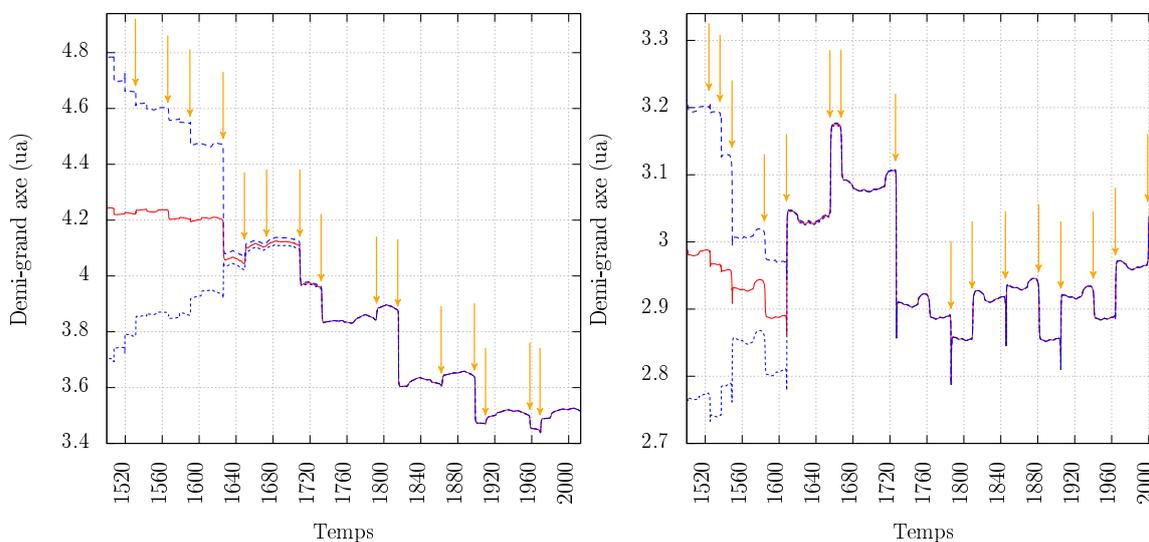


FIGURE 14.3 – Rencontres proches entre 21P (à gauche) ou 26P (à droite) et Jupiter ayant modifié le demi-grand axe a des comètes au cours du temps.

14.2.2 2P/Encke

La comète 2P/Encke a été découverte en 1786 et possède la plus petite période orbitale des comètes périodiques connues ($T \sim 3,5$ ans). Il s'agit du corps parent le plus probable des Taurides du Nord (NTA) et des Taurides du Sud (STA), observables

entre début septembre et début décembre. Les particularités orbitales de cet objet ont donné naissance à une nouvelle catégorie de la classification cométaire, appelée comètes de type Encke. En évoluant sur des orbites de très courte période ou de forte inclinaison, les trajectoires de ces comètes sont découplées de l'influence gravitationnelle de Jupiter, et possèdent des distances au périhélie relativement faibles (0,336 ua pour Encke). Contrairement aux JFC, les comètes de type Encke ne présentent que peu de rencontres proches significatives avec la planète géante. Par des interactions à longue distance, Jupiter est toutefois responsable des évolutions séculaires des orbites des objets de cette famille. C'est pourquoi les comètes de type Encke sont parfois classées avec les JFC.

L'évolution séculaire des éléments orbitaux de la comète 2P/Encke a été analysée en premier par Whipple (1940), révélant une modification lente de l'orientation et de la forme de son orbite (en termes de demi-grand axe, d'excentricité et de longitude du périhélie), ainsi qu'une variation rapide de la ligne des nœud par rapport à la ligne des apsides. Ces modifications séculaires sont à l'origine de l'évolution des éléments orbitaux angulaires de la comète. La Figure 14.4 illustre l'évolution des angles i , Ω et ω au cours d'une révolution de la ligne des nœuds par rapport à l'axe des apsides; on retrouve bien l'allure présentée par Whipple (1940). L'évolution des paramètres angulaires de l'orbite présage de la stabilité de la comète. En effet, lorsque l'argument du périhélie présente les conditions les plus propices à une rencontre proche (i.e. $\omega = 0$ ou 180°), on remarque Figure 14.4 que l'inclinaison de l'orbite est maximale, ce qui éloigne la comète du plan de l'écliptique. Dans le cas où l'inclinaison est nulle, on constate que l'argument du périhélie adopte les valeurs 90° ou 270° , ce qui éloigne autant que possible son périhélie et son aphélie de Jupiter.

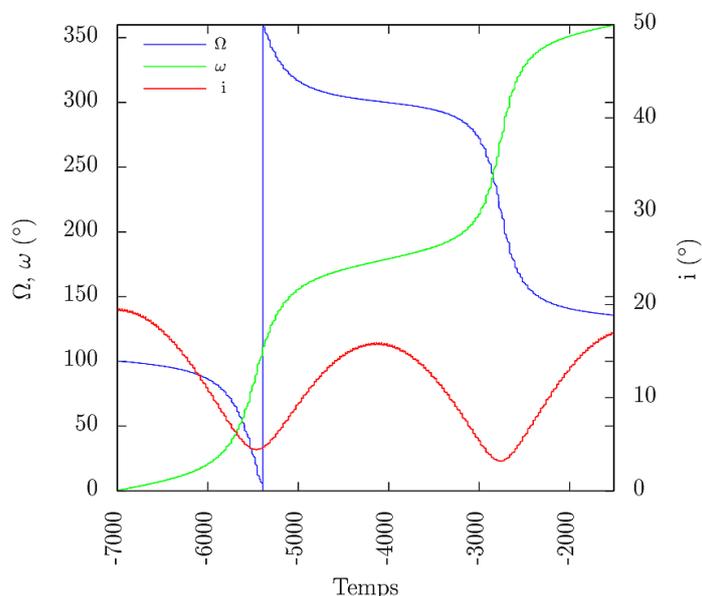


FIGURE 14.4 – Variations séculaires des éléments orbitaux de la comète Encke.

La Figure 14.7 présente l'évolution en demi-grand axe, excentricité et inclinaison d'un nuage de clones de l'orbite de 2P/Encke au cours des dix mille dernières années. Malgré les oscillations de courte ou longue période qui trahissent l'influence de perturbations planétaires, on constate que la cohésion du nuage reste importante jusqu'à la fin de l'intégration.

Ce dernier est parfois légèrement perturbé par la planète Jupiter, ce qui augmente régulièrement la valeur de son écart-type (cf. Figure 14.5), comme aux alentours de l’an -7. La différence en demi-grand axe reste cependant faible (0,035 ua) après 10 000 ans d’intégration.

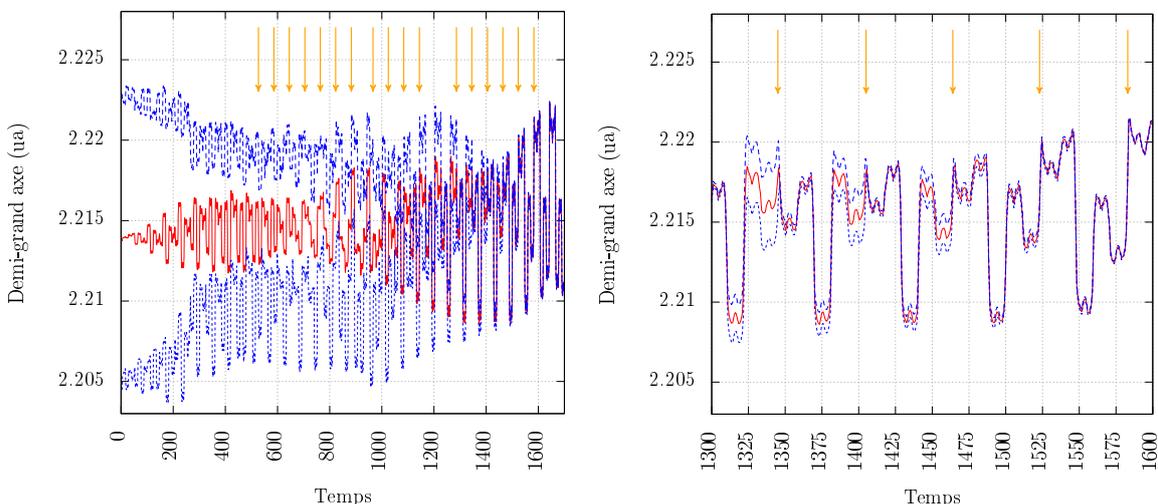


FIGURE 14.5 – Rapprochements entre 2P et Jupiter ayant très légèrement modifié les éléments orbitaux de la comète. La figure de droite est un agrandissement de la figure de gauche entre les années 1300 et 1600.

14.2.3 HTC

La famille des comètes de type Halley (ou HTC pour « Halley-Type Comets ») possèdent des périodes orbitales inférieures à 250 ans (mais supérieures à 20 ans) et présentent des vitesses de rencontre avec Jupiter plus importantes que la vitesse orbitale de la planète (Levison et Duncan, 1997). Les rencontres proches avec la géante tendent donc à être brèves et peu efficaces. Ces comètes peuvent évoluer sur des orbites très inclinées et seraient originaires du nuage de Oort. Grâce au renouvellement de ces objets (environ une nouvelle HTC tous les quatre ans), le nombre de comètes de cette classe dans le système solaire est relativement constant et s’élève à environ 300 objets (Fernandez et Gallardo, 1994; Zhou et al., 2000). Certaines HTC peuvent également être protégées des rencontres proches avec les planètes du système solaire en entrant dans des résonances de moyen mouvement avec Jupiter. Parmi ces objets, nous avons étudié l’évolution dynamique des comètes 109P, 55P et 8P. La projection des orbites de ces comètes dans le plan de l’écliptique est présentée Figure 14.1.

109P/Swift-Tuttle

La comète 109P/Swift-Tuttle est le corps parent de la pluie de météores la plus connue, les Perséides, visibles chaque été au mois d’août dans l’hémisphère Nord. L’orbite de cette comète est très inclinée par rapport au plan de l’écliptique ($i = 113,5^\circ$) et sa période de révolution est d’environ 133 ans; elle est en résonance 1:11 avec Jupiter. Les forces non-gravitationnelles de la comète sont extrêmement faibles, ce qui assure la fiabilité de l’intégration numérique de cet objet sur de longues périodes de temps. L’évolution orbitale

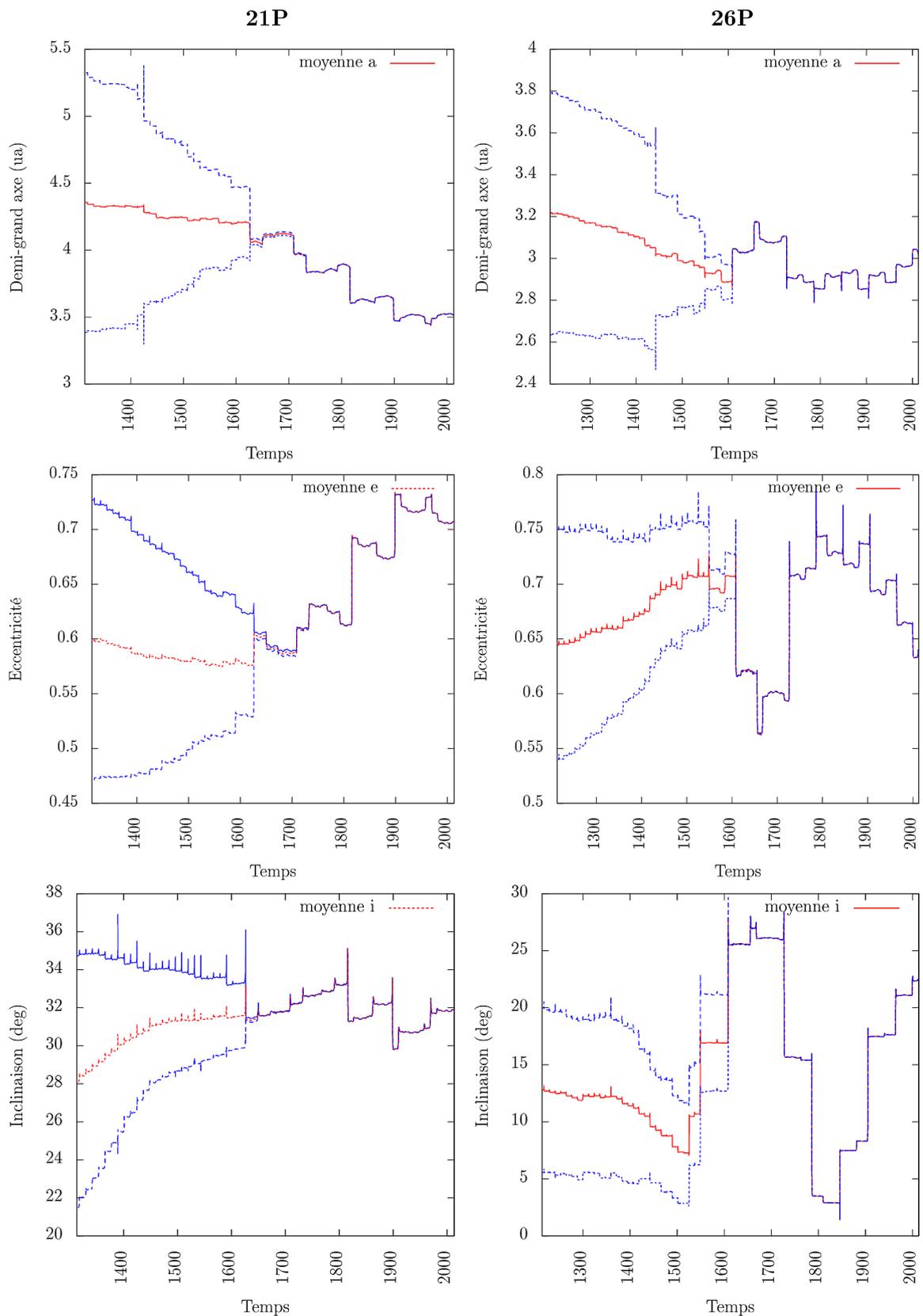


FIGURE 14.6 – Moyenne (en rouge) et écart-type (en bleu) des demi-grand axes, excentricités et inclinaisons des clones de l'orbite nominale de la Table 14.1 pour les comètes de type JFC.

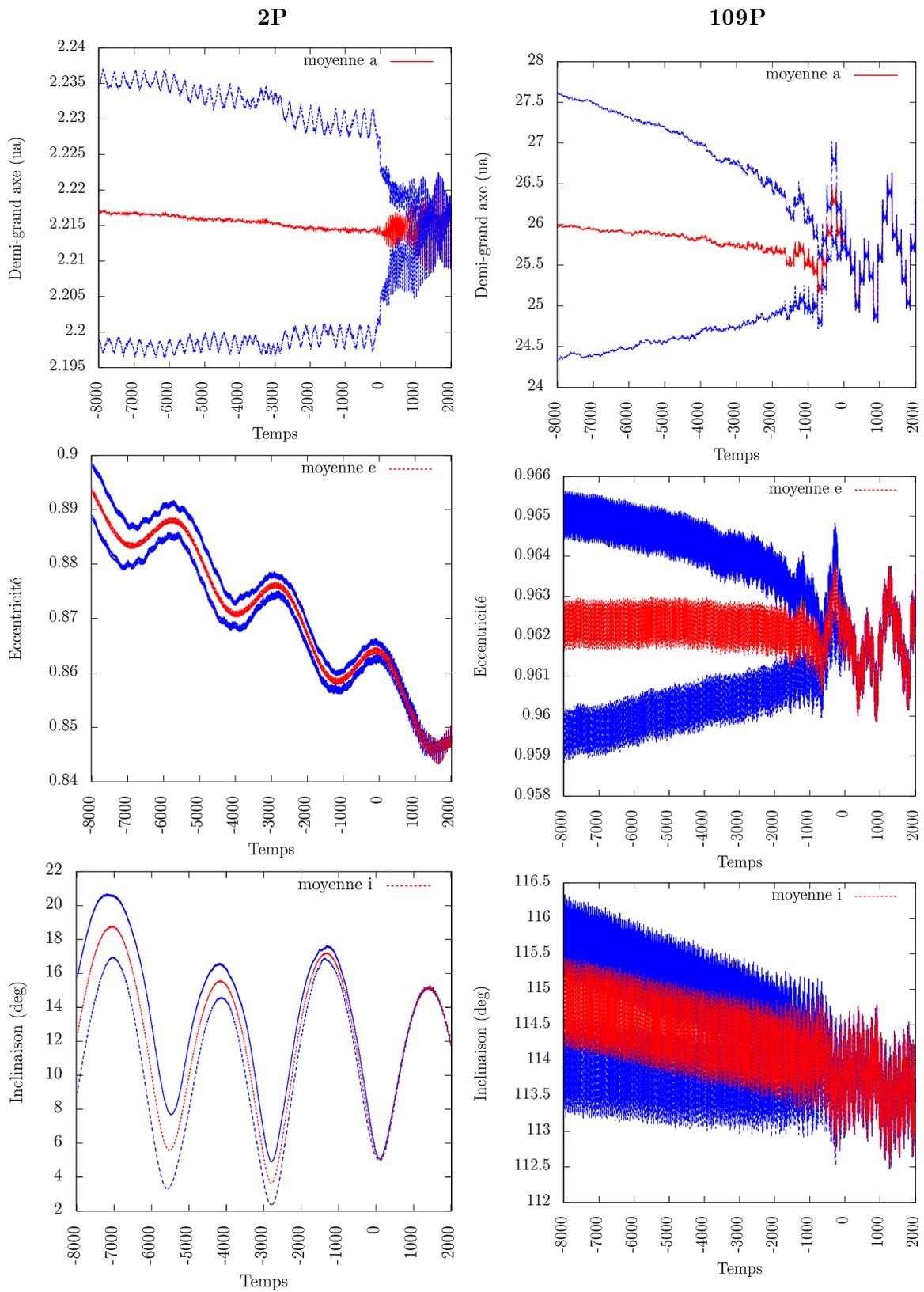


FIGURE 14.7 – Moyenne (en rouge) et écart-type (en bleu) des demi-grand axes, excentricités et inclinaisons des clones de l’orbite nominale de la Table 14.1 pour les comètes 109P (HTC) et Encke.

de la comète sur une période de dix mille ans est présentée Figure 14.7.

La configuration orbitale de 109P préserve la comète de l'influence gravitationnelle des planètes du système solaire sur la majeure partie de son orbite. Ces perturbations ne deviennent significatives que lors du retour de la comète à son périhélie, tous les 133,28 ans. On remarque que la fréquence d'oscillation des éléments orbitaux de la comète correspond effectivement à la période orbitale P de la comète (cf. Figure 14.8). Au cours de la période $[-500,+500]$ ans, on constate une légère augmentation de l'écart-type du nuage de clones causé par la proximité d'une ou plusieurs planètes du système solaire. La comète subit ainsi une rencontre proche avec la Terre en l'an 188 ; cette proximité, conjuguée à la proximité des autres planètes du système solaire interne, induit une première augmentation de l'écart-type du nuage. En l'an 57, elle s'approche davantage de Jupiter et on observe une divergence plus conséquente des particules. Après 10 000 ans d'intégration, on atteint une incertitude d'environ 3 ua sur le demi-grand axe et de quelques degrés sur l'inclinaison de la comète (cf. Figure 14.7).

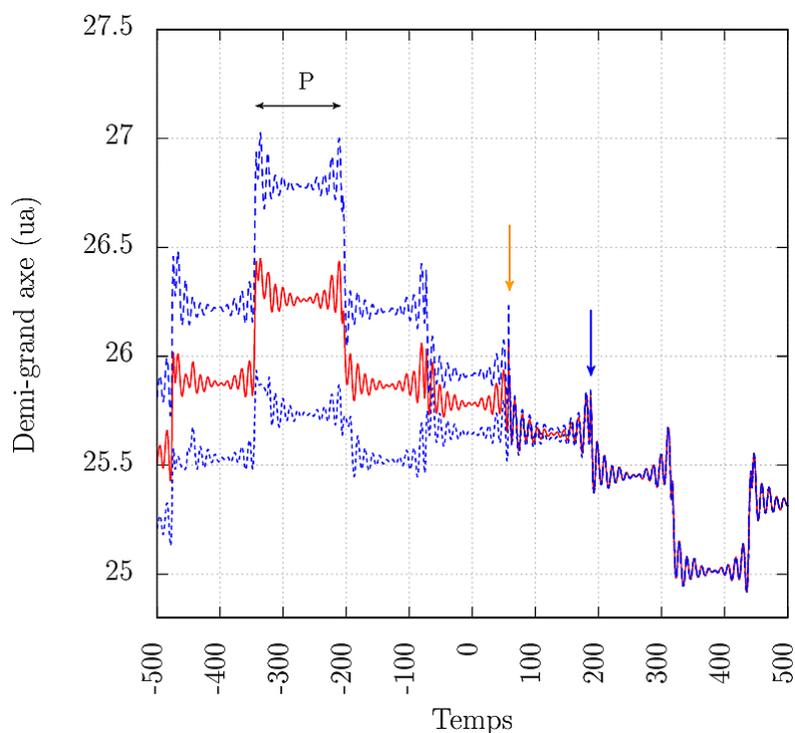


FIGURE 14.8 – Évolution du demi-grand axe de la comète 109P sur la période $[-500,+500]$ ans. Les flèches marquent la date d'un rapprochement avec Jupiter (en orange) et avec la Terre (en bleu) ayant légèrement perturbé la cohésion du nuage de clones. Par souci de clarté, les rencontres proches avec les autres planètes du système solaire interne n'ont pas été indiquées sur ce tracé.

55P/Tempel-Tuttle

La comète 55P/Tempel-Tuttle est une HTC découverte de façon indépendante par Ernst Tempel en décembre 1865 puis par Horace Parnell Tuttle en janvier 1866. La première observation que l'on connaisse de cet objet s'est produite en Chine en l'an 1366, lorsque la comète est passée à 0,023 unités astronomiques de la Terre. Cette comète présente une

orbite fortement inclinée par rapport au plan de l'écliptique ($\sim 162,5^\circ$), avec une période de révolution d'environ 33 ans. La comète n'atteint pas exactement la résonance 4:15 avec Jupiter, mais en est proche. Il s'agit du corps parent de la pluie de météores des Léonides, observables au mois de novembre.

55P présente de multiples rencontres proches avec la Terre (1366, 1699, 1998) et d'autres planètes du système solaire (comme Saturne en 1630) sans que ses éléments orbitaux en soient trop affectés. Elle reproduit un comportement similaire à celui de 109P ; de légères perturbations avec Jupiter et les planètes du système solaire interne augmentent régulièrement l'écart-type du nuage de clones de la comète, jusqu'à atteindre une incertitude sur ses éléments orbitaux similaires à l'exemple précédent (cf. Figure 14.10).

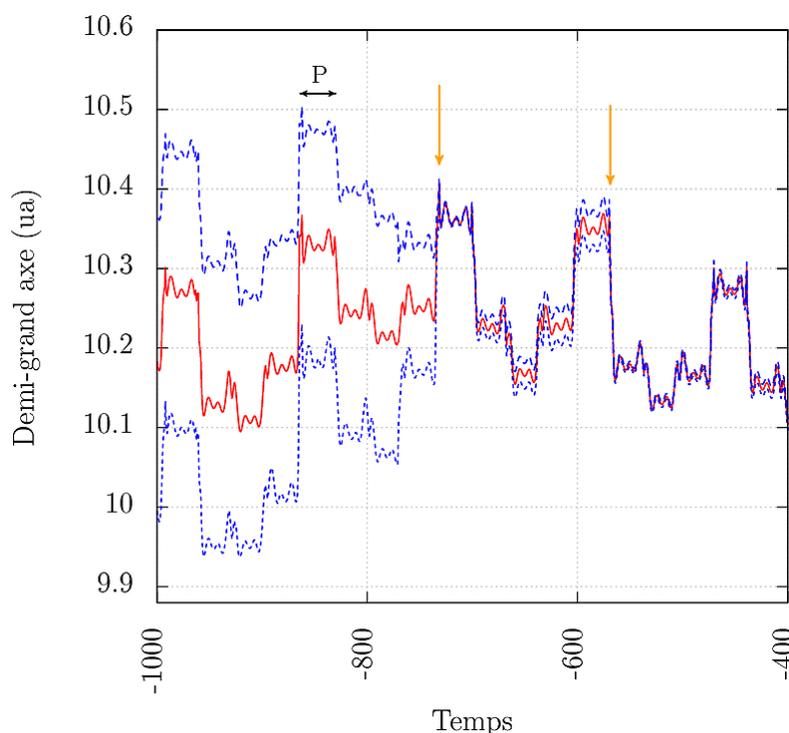


FIGURE 14.9 – Évolution du demi-grand axe de la comète 55P au cours de la période [-1000,-400] ans.

8P/Tuttle

8P/Tuttle est une comète binaire à contact découverte en 1790 par Pierre Méchain, puis par Horace Parnell Tuttle en 1858. Il s'agit du corps parent de la pluie de météores des Ursides. À cause de sa forte inclinaison (55°) et de l'argument de son périhélie (207°), la comète ne subit que de faibles rencontres perturbatives avec Jupiter. Les dernières rencontres proches avec cette planète datent des années 1900 et 1995. Les oscillations de sa période orbitale sont dues aux périodes de révolution similaires entre la comète et Jupiter (Carusi et Valsecchi, 1987). On constate Figure 14.10 que la cohésion des particules évolue très lentement pendant les dix mille premières années d'intégration, avant de diverger autour de l'année -10 907. Cette divergence s'explique par la perturbation d'une partie des clones s'approchant trop près de Jupiter ; il ne s'agit cependant pas d'une rencontre proche avec

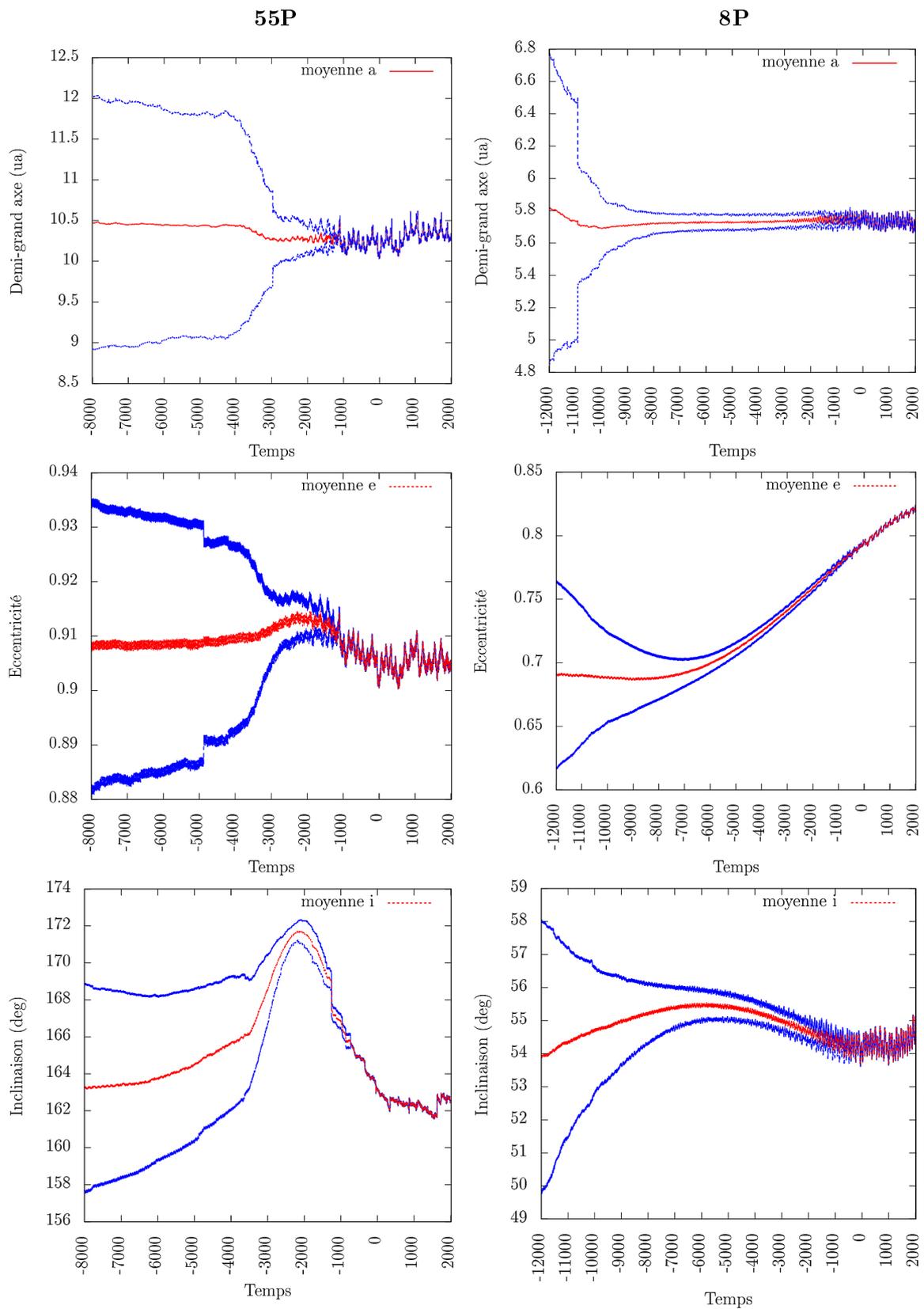


FIGURE 14.10 – Moyenne (en rouge) et écart-type (en bleu) des demi-grands axes, excentricités et inclinaisons des clones de l'orbite nominale de la Table 14.1 pour les HTC 55P et 8P.

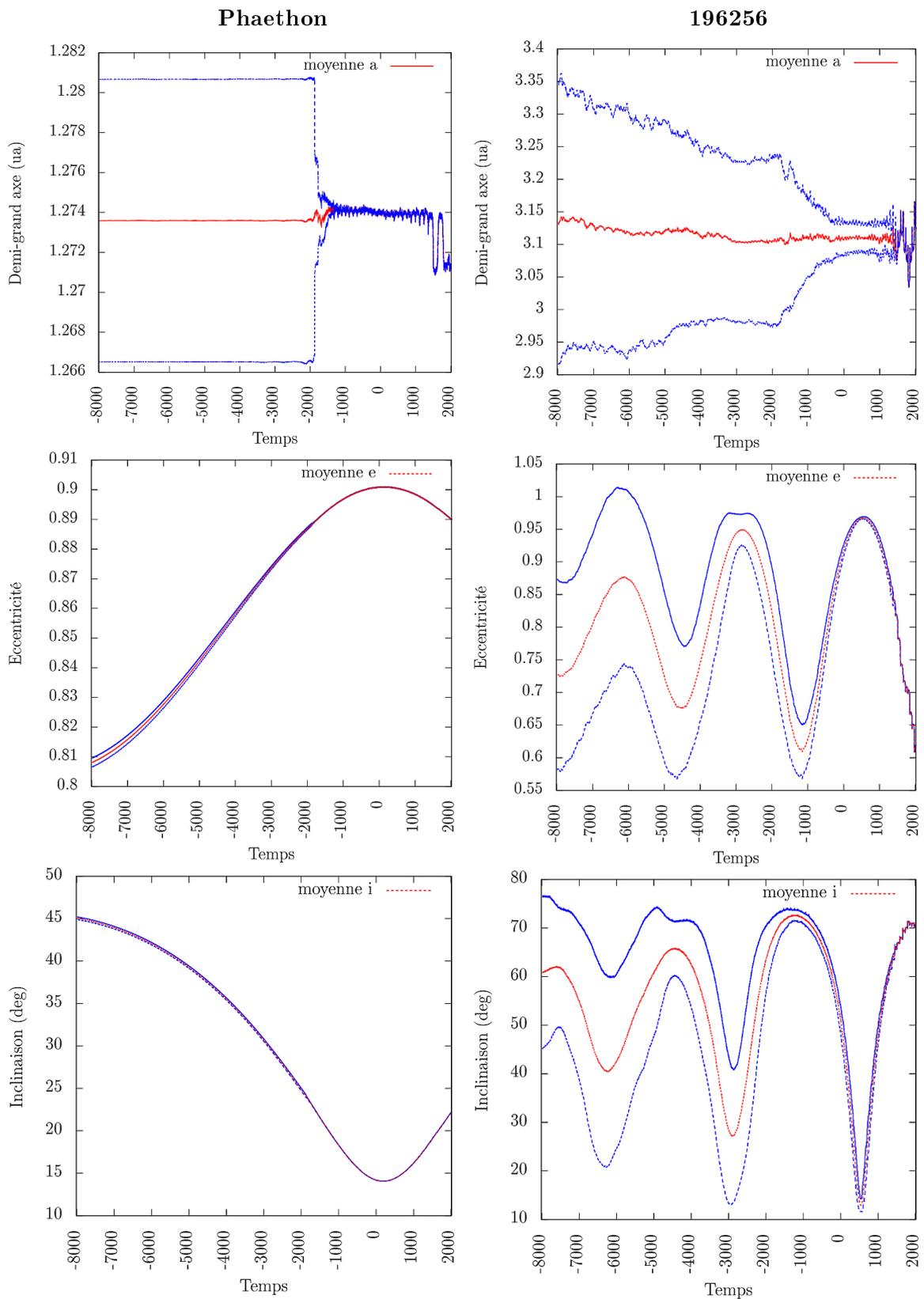


FIGURE 14.11 – Moyenne (en rouge) et écart-type (en bleu) des demi-grands axes, excentricités et inclinaisons des clones de l'orbite nominale de la Table 14.1 pour les astéroïdes.

la majorité des particules du nuage. Afin de minimiser l'impact de la dispersion d'un faible nombre de particules, nous avons analysé cette comète avec un échantillon initial de 200, 1000 puis 5000 particules sans distinguer de différence notable dans les résultats obtenus.

14.2.4 Astéroïdes

Parmi les corps parents de pluies de météores établies par l'IAU, il est également possible de trouver des objets classés aujourd'hui comme des astéroïdes. En subissant de petits impacts fréquents ou de grosses collisions avec d'autres astéroïdes, ces objets peuvent disperser des fragments de roche et des traînées de poussière dans l'espace. Il existe cependant une forte présomption selon laquelle ces corps parents sont en réalité des comètes éteintes ou dormantes ayant laissé dans leur sillage des traces de leur activité passée (e.g. [Kresakova, 1987](#)). Les astéroïdes dont l'aphélie dépasse l'orbite de la planète Mars mais qui ne coupent pas l'orbite terrestre sont désignés sous le nom d'astéroïdes de type Amor (du nom de 1221 Amor). Ceux dont l'orbite croise l'orbite terrestre et celle de Mars sont appelés astéroïdes de type Apollo (du nom de 1862 Apollo). Lorsqu'un astéroïde coupe l'orbite de la Terre mais que son périhélie est inférieur à l'orbite de Mars, on parle d'astéroïdes de type Aten (e.g. 2026 Aten).

Phaethon

L'astéroïde 3200 Phaethon, désigné sous le nom de 1983 TB, est un astéroïde de type Apollo qui s'approche très près du Soleil (à 0,14 ua), en deçà de l'orbite de Mercure. Il s'agit du premier astéroïde détecté à partir d'images enregistrées par le satellite IRAS (« Infrared Astronomical Satellite ») en 1983. En utilisant le télescope spatial STEREO de la Nasa, [Jewitt et al. \(2013\)](#) mettent en évidence l'éjection de poussière par l'astéroïde en observant une traînée très ténue s'étendant depuis Phaethon et similaire aux queues cométaires. L'association entre cet objet et la pluie de météores hivernale des Géminides est réalisée peu de temps après sa découverte par [Whipple \(1983\)](#), puis confirmée dynamiquement par [Gustafson \(1989\)](#). Le modèle de forces utilisé pour intégrer le mouvement de Phaethon est présenté à la Section 14.1.1.

Les résultats présentés à la Figure 14.11 fournissent une première estimation de l'évolution orbitale de Phaethon à partir de ce modèle de force simplifié, qui devrait permettre d'estimer une borne supérieure de la durée de traçabilité de l'astéroïde. On remarque Figure 14.11 que la cohésion de l'essaim de clones est extrêmement importante tout au long de la période d'intégration de dix mille ans. On assiste à de légères perturbations du demi-grand axe qui entraînent une faible augmentation de l'écart-type en -1113, -1771 et -1865. La Figure 14.12 présente l'évolution du demi-grand axe de l'essaim autour de l'année -1771, ainsi que le résultat de la moyenne des distances entre chaque particule de l'essaim et les planètes du système solaire de Mercure à Jupiter. La date de chaque palier d'écart-type constaté à la Figure 14.11 coïncide avec un rapprochement entre les clones et la Terre.

196256

L'astéroïde 196256 (2003 EH1) a été découvert en 2003 et est identifié comme étant le corps parent probable de la pluie de météores des Quadrantides ([Jenniskens et Marsden, 2003](#)). Il s'agit d'un astéroïde de type Amor dont le diamètre est compris entre 1,2 et 3,8 km ([Abedin et al., 2015](#)). Le manque d'activité de 196256 et la nature de son orbite renforce

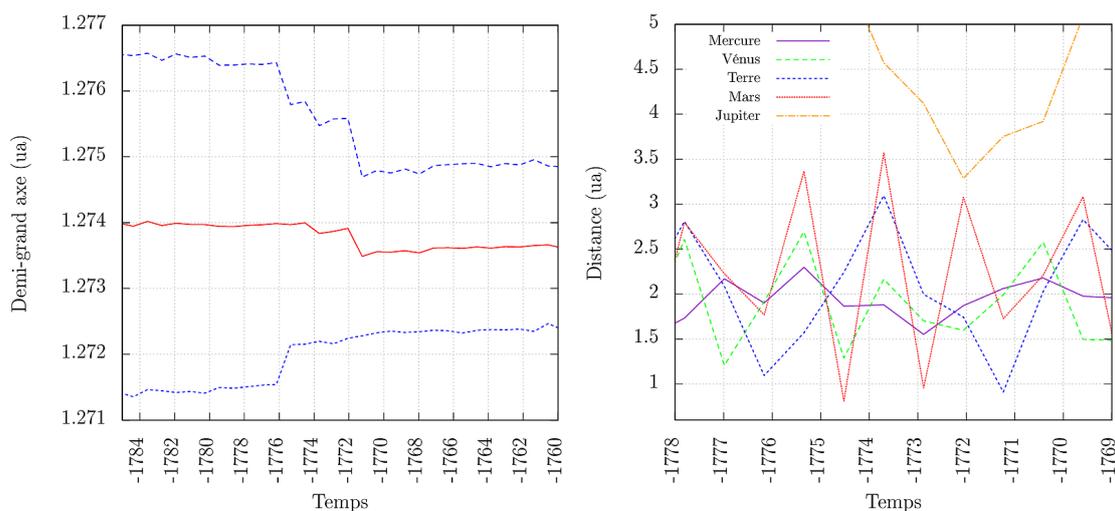


FIGURE 14.12 – Légère augmentation de l'écart-type en -1771 (à gauche) correspondant à un rapprochement moyen entre l'essaim et Jupiter (à droite).

l'idée qu'il s'agit de nouveau d'une comète dormante ou éteinte depuis peu. La définition de la nature réelle de cet objet est compliquée à cause du manque de retours au périhélie favorables aux observations de cet objet (Abedin et al., 2015). Nous présentons Figure 14.11 les résultats obtenus en intégrant les clones de l'orbite de 196256 donnée Table 14.1 pour le modèle de forces explicité dans le cas de Phaethon. Sur cette figure, on constate que l'écart-type de l'inclinaison et de l'excentricité de l'essaim semble augmenter de manière continue. L'évolution du demi-grand axe moyen des clones est plus erratique à cause de multiples rencontres proches avec Jupiter (cf. Figure 14.13). La cohésion de l'essaim est notamment mise à mal par les rencontres de 1510, 1450 et 1379 qui marquent le début de la divergence de l'écart-type en demi-grand axe constatée Figure 14.11.

14.3 Durée de traçabilité

À partir des Figures 14.6, 14.7, 14.10, 14.11 et de l'analyse de l'évolution dynamique de la Section 14.2, il est possible de distinguer immédiatement les corps parents dont la durée de détermination orbitale est importante (HTC, Encke, Phaethon) de ceux pour lesquels la mémoire dynamique des conditions orbitales initiales est moindre (JFC, 196256). Dans le cas des JFC, des rencontres proches successives avec la planète Jupiter perturbent rapidement la cohésion du nuage de particules, et augmentent significativement la valeur de l'écart-type de chaque élément orbital. Dans ces situations, il est aisé de fixer la durée de traçabilité de chaque JFC à une des augmentations importantes et brusques de l'écart-type, représentatives d'une dispersion brutale des particules dans l'espace. Dans le cas où il serait difficile d'identifier un saut unique marquant le début de la dispersion du nuage, il est plus difficile de définir une limite précise de la durée de traçabilité de l'objet. Cet état de fait est d'autant plus problématique dans le cas d'une divergence continue de l'écart-type comme pour 196256. Il est donc nécessaire de définir un critère objectif à la limite de cohésion autorisée pour un nuage d'orbites pouvant s'appliquer à chaque corps parent considéré.

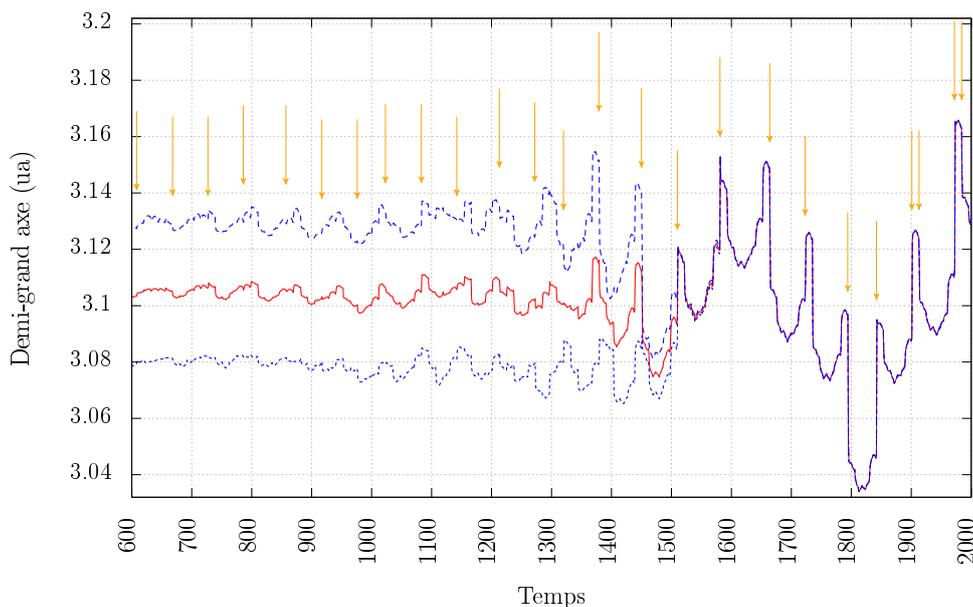


FIGURE 14.13 – Rencontres proches entre 196256 et Jupiter ayant légèrement modifié le demi-grand axe de l’astéroïde.

14.3.1 Temps de Lyapunov

La question de la chaoticité d’un système dynamique est une des thématiques majeures de l’analyse de l’évolution orbitale des objets du système solaire. De nombreux outils permettant de distinguer les orbites erratiques des trajectoires régulières ont pour cela été mis en place, comme l’analyse fréquentielle (Laskar, 2003) ou l’utilisation des exposants caractéristiques de Lyapunov (LCE, cf. Benettin et al., 1980; Froeschle, 1984). D’un point de vue théorique et numérique, le calcul des LCEs est la méthode la plus adaptée à la discrimination entre des mouvements ordonnés et chaotiques et à la quantification de l’amplitude du chaos (Fouchard et al., 2002). Pour la majorité des orbites périodiques, la détermination des coefficients de Lyapunov FLI (« Fast Lyapunov Indicator ») suffit à répondre à cet objectif et est considérablement plus rapide (d’où son appellation) que le calcul des LCEs (Fouchard et al., 2002; Froeschlé et al., 1997).

FLI

L’équation du mouvement d’un corps parent, traduite par l’expression 13.18, peut se décomposer en un système de six équations différentielles de la forme :

$$\frac{d\vec{X}}{dt} = f(\vec{X}) \quad (14.2)$$

où le vecteur $\vec{X} = [\vec{r}_h, \frac{d\vec{r}_h}{dt}]^t$ contient les composantes de la position et de la vitesse héliocentrique de l’objet. L’indicateur de Lyapunov rapide vaut alors

$$FLI(t) = \sup_{0 < k < t} \ln \|\vec{\omega}(t)\| \quad (14.3)$$

où $\vec{\omega}(t)$ est le vecteur solution de l’équation variationnelle de l’équation 14.2, soit :

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{df(\vec{X})}{dX} \vec{\omega} \quad (14.4)$$

Si la valeur du *FLI* augmente de manière exponentielle selon une échelle log-log, alors le système dynamique est chaotique (Fouchard et al., 2002; Froeschlé et al., 1997). L'exploitation de cet indicateur a été effectuée par Maquet (2015) afin de confirmer le caractère chaotique de la comète 67P.

Temps de Lyapunov

La période pendant laquelle un système dynamique reste stable, appelée temps de Lyapunov T_L , est définie comme étant la durée nécessaire pour que la distance entre des trajectoires proches du système augmentent d'un facteur e . Elle est assimilée à la date à laquelle la courbe représentant l'inverse de l'exposant de Lyapunov le plus large (LLE) atteint une asymptote horizontale. Si une orbite est chaotique, une telle asymptote existe et le temps de Lyapunov est fini; dans le cas d'une orbite régulière, l'inverse du LLE décroît sans atteindre l'horizontalité et T_L est infini. L'estimation de ce paramètre est cependant purement numérique, et serait sensible à de nombreux facteurs comme la qualité de l'implémentation de la méthode, l'influence des erreurs numériques et même le type de matériel informatique utilisé (Gerlach, 2009; Tancredi et al., 2001). Il s'agit donc d'une grandeur à manipuler avec prudence, qui permet d'estimer l'ordre de grandeur plutôt qu'une évaluation précise de la durée de stabilité dynamique d'un système.

En analysant un échantillon de 145 JFC, Tancredi (1995) parvient à estimer un temps de Lyapunov fini pour 137 comètes; les valeurs obtenues sont généralement inférieures à 150 ans, avec une concentration entre 50 et 100 ans. La médiane de l'échantillon se situe aux alentours de 60 ans. L'extension de cette étude à 307 astéroïdes géocroiseurs (Tancredi, 1998) aboutit à une estimation du temps de Lyapunov légèrement supérieure à celle des JFC, avec une médiane de l'ordre de 81 ans (soit approximativement la valeur obtenue dans le cas de l'astéroïde 196256 par Abedin et al., 2015).

Mémoire dynamique

On constate Figures 14.6 et 14.11 que la durée de stabilité de 60-80 ans définie par le temps de Lyapunov est largement inférieure à la période pendant laquelle l'écart-type du nuage de clones reste proche de sa valeur initiale; la durée de détermination spatiale du nuage est supérieure à sa période de stabilité. Dans la pratique, la mémoire dynamique d'un objet ne s'arrête pas à la limite de stabilité imposée par le temps de Lyapunov. Tancredi (1995) estime par exemple que le temps nécessaire pour qu'une JFC de trajectoire chaotique perde tout souvenir de son orbite initiale est égal à $2,3 * \alpha * T_L$, où $10^{-\alpha}$ représente la précision sur les conditions initiales utilisées. Dans le cas où cette précision est de 10^{-7} ua par exemple, la limite de la mémoire dynamique de la JFC sera de l'ordre du millier d'années ($\sim 7 * 2,3 * 60$). Lors d'intégrations numériques, il n'est d'ailleurs pas rare d'intégrer l'orbite de comètes ou d'astéroïdes sur une durée supérieure à plusieurs fois le temps de Lyapunov (e.g. par Abedin et al., 2015).

En première approximation, il est possible d'assimiler la durée de traçabilité (ou durée de détermination) d'un corps parent à la limite de sa mémoire dynamique (soit au temps

nécessaire pour que cet objet oublie complètement ses caractéristiques orbitales initiales). À cette date, toute information sur l'origine du corps parent a été perdue. Cette approximation de la durée de traçabilité n'est cependant pas satisfaisante. Si on prend l'exemple de la comète 21P ou 26P (cf. Figure 14.6), on constate que la dispersion des clones ne permet plus de localiser la comète avec suffisamment de précision pour tenter d'associer son orbite à celle d'un météoroïde, et ce bien avant la limite de mémoire dynamique du corps parent. Il est donc nécessaire de définir autrement la durée de traçabilité des corps parents de pluies de météores.

14.3.2 Critères de similarité orbitale

La précision recherchée sur la localisation des corps parents dans ce chapitre dépend de notre capacité à associer ces objets à des orbites de météoroïdes. Plus la technique de corrélation sera exigeante, moins l'incertitude sur l'orbite du corps parent (et donc la valeur de l'écart-type du nuage de clones) devra être élevée. Le critère de cohésion minimale de chaque nuage de particules considéré doit donc dépendre de la technique utilisée pour rattacher un météoroïde à son corps parent. Comme nous l'avons vu à la Section 13.2.1, il est courant d'utiliser des critères de similarité (ou « dissimilarité ») orbitale pour établir une corrélation entre l'orbite d'un météoroïde et celle de son corps parent potentiel. Bien que la définition des fonctions de distance et des seuils de tolérance choisis soit sujette à controverse, ces méthodes demeurent largement utilisées par la communauté en attendant d'adopter de meilleures solutions. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser certains de ces critères de similarité d'orbites pour déterminer la durée de traçabilité des corps parents de la Table 14.1.

Pour chaque comète et astéroïde analysés, on compare l'orbite correspondant à la moyenne du nuage de clones (en rouge) et à la limite de l'écart-type (en bleu) présentés Figures 14.6, 14.7, 14.10 et 14.11. Pour cela, on utilise les critères de similarité orbitale D_{SH} , D_D et D_V définis à la Section 13.2.1, avec un seuil d'acceptation D_C fixé à respectivement 0,2, 0,1 et 0,075 (Drummond, 1991; Jopek et al., 2008). Les poids nécessaires au calcul de D_V sont ceux conseillés par Jopek et al. (2008). Les dates correspondant au dépassement de chacun des seuils D_C avec ces trois critères pour l'ensemble des nuages de particules analysés sont présentées Table 14.2. On constate que les dates de fin de traçabilité estimées avec les critères D_D et D_V sont généralement identiques, sauf dans le cas de la comète 8P pour lesquelles la différence est faible en comparaison à la durée estimée. Nous nous sommes donc basés sur ces deux indicateurs pour estimer la durée de traçabilité estimée à la dernière colonne de la Table 14.2.

Sans surprises, la date pour laquelle on dépasse le seuil D_C dans le cas des JFC correspond à une rencontre proche avec Jupiter. Dans le cas de 196256, les années sélectionnées par chaque critère coïncident également avec un rapprochement avec la planète géante, bien qu'il ne s'agisse pas d'une rencontre proche de la moyenne des particules mais seulement avec un nombre important de clones. Comme nous pouvions le pressentir en analysant l'évolution dynamique des trois HTC, de 2P/Encke et de Phaethon, la durée de traçabilité de ces objets est importante et dépasse les dix mille ans (date marquant la fin de l'intégration). Dans le cas de 8P, nous avons prolongé l'intégration dans le passé et nous avons constaté que la limite de cohésion du nuage de clones est franchie aux alentours d'il y a douze mille ans. Nous allons donc procéder de même pour les autres corps dont la limite de traçabilité

est conditionnée par la date de fin d'intégration.

Objet	D_{SH}	D_D	D_V	Durée de traçabilité
67P	1817	1781	1781	~ 200 ans
21P	1626	1626	1626	~ 400 ans
26P	1572	1608	1608	~ 400 ans
2P	T_i	T_i	T_i	> 10 000 ans
109P	T_i	T_i	T_i	> 10 000 ans
55P	T_i	T_i	T_i	> 10 000 ans
8P	-9312	-10 243	-10 697	~ 12 000 ans
Phaethon	T_i	T_i	T_i	> 10 000 ans
196256	-1359	-1454	-1454	~ 3500 ans

TABLE 14.2 – Durée de traçabilité des corps parents de la Table 14.1 estimée à partir des critères de similarité d'orbites D_{SH} , D_D et D_V pour un seuil de 0,2, 0,1 et 0,075 respectivement. La date T_i correspond à la date de fin d'intégration, fixée à 10 000 ans dans le passé.

14.4 Discussion

La détermination de la durée de traçabilité des corps parents de la Table 14.1 dépend entièrement de l'évolution orbitale présentée à la Section 14.2. Cette évolution a fait l'objet d'une double vérification grâce à deux implémentations différentes de la méthode présentée à la Section 14.1, et semble en adéquation avec les analyses trouvées dans la littérature. Cependant, il convient de s'interroger sur l'influence du choix des conditions d'intégration (nombre de clones, exploitation de l'erreur de mesure, prise en compte des forces non-gravitationnelles) sur l'évaluation de la durée de traçabilité orbitale des corps parents étudiés.

14.4.1 Paramètres de l'intégration

Nombre de clones

Le nombre de clones générés à partir de l'orbite nominale peut se révéler important dans le cas d'un rapprochement avec une planète du système solaire. Tant que l'essaim de particules reste concentré dans l'espace physique, l'ensemble des clones présente généralement la même évolution orbitale. Si l'essaim est plus étendu, il arrive que certains clones soient davantage perturbés par une planète que le reste des particules. L'augmentation de l'écart-type des éléments orbitaux de l'essaim sera d'autant plus importante que la fraction de particules déviées par rapport à l'ensemble des clones est significative ; cet effet est exacerbé si le nombre de particules-test générées est trop faible.

Pour chacun des corps parents listés à la Table 14.1, nous avons analysé l'influence du choix du nombre de clones sur l'estimation de la durée de traçabilité en comparant l'évolution orbitale des échantillons de taille variable présentés à la Table 14.3. Dans le cas des JFC, aucune modification de l'évolution orbitale de l'essaim de clones n'a été constatée en augmentant la taille de l'échantillon créé. Dans le cas des intégrations plus longues, nous avons d'abord analysé l'évolution d'essaims de 200 particules pour limiter le temps de calcul. En augmentant le nombre de clones simulés, nous avons constaté que la position

moyenne et l'écart-type de l'essaim conserve la même allure que précédemment, mais est moins sensible aux petites variations (plus lisse). La durée de traçabilité estimée pour ces objets est cependant restée la même quelle que soit la taille de l'échantillon considéré. De nouvelles intégrations effectuées avec 10 000 clones dans le cas de 196256, 55P et 109P confirment ces résultats.

Objet	Temps d'intégration	Nombre de clones
67P	1000 ans	500, 1000
21P	1000 ans	500, 1000, 2000, 5000, 10 000
26P	1000 ans	500, 1000
2P	10 000 ans	200, 500, 1000
109P	10 000 ans	200, 500, 1000, 10 000
55P	10 000 ans	200, 500, 1000, 10 000
8P	20 000 ans	200, 500, 1000
Phaethon	10 000 ans	200, 500, 1000
196256	10 000 ans	200, 500, 1000, 10 000

TABLE 14.3 – Taille des nuages de clones générés en fonction du corps parent analysé.

Variance versus Covariance

Dans les exemples précédents, nous avons utilisé la matrice de variance-covariance pour générer des clones dont la distribution spatiale est le reflet réaliste de l'incertitude associée à l'orbite mesurée. Cependant, cette matrice n'est pas toujours disponible pour une condition initiale donnée, et parfois seule la variance de chacun des éléments orbitaux est accessible. Dans cette situation, il n'y a pas d'autre choix que de répliquer chaque composante de l'orbite suivant une distribution normale dont l'écart-type est égal à l'incertitude du paramètre considéré. Cette deuxième solution est aussi régulièrement utilisée dans les techniques de clonage par souci de facilité (Koten et al., 2014).

Pour un échantillon de 1000 particules-test dans le cas des JFC et de 200 particules dans le cas des autres corps parents présentés Table 14.1, nous avons comparé l'évolution de l'écart-type des nuages de particules générés en utilisant la matrice de variance-covariance et celui des nuages créés à partir de la variance de chaque élément orbital de l'orbite mesurée. Sans surprise, on constate que l'écart-type obtenu à partir de la variance uniquement est généralement plus important que lorsqu'on utilise la matrice de variance-covariance (cf. Figure 14.14). Il est donc fortement recommandé d'exploiter la matrice de variance-covariance plutôt que la variance seule lorsque cela s'avère possible. Malgré cette différence, les résultats de la Table 14.4 montrent que les durées de traçabilité estimées dans les deux cas restent très similaires.

Objet	D_{SH}	D_D	D_V	Durée de traçabilité
67P	1781	1781	1781	~ 200 ans
21P	1626	1626	1626	~ 400 ans
26P	1608	1608	1608	~ 400 ans
2P	T_i	T_i	T_i	$> 10\,000$ ans
109P	T_i	T_i	T_i	$> 10\,000$ ans
55P	T_i	T_i	T_i	$> 10\,000$ ans
8P	-9080	-10 243	-10 598	$\sim 12\,000$ ans
Phaethon	T_i	T_i	T_i	$> 10\,000$ ans
196256	-1466	-1499	-1499	~ 3500 ans

TABLE 14.4 – Durée de traçabilité des nuages de particules générés en utilisant la variance de chaque composante de l’orbite mesurée. La signification de chaque colonne est identique à celle présentée Table 14.2.

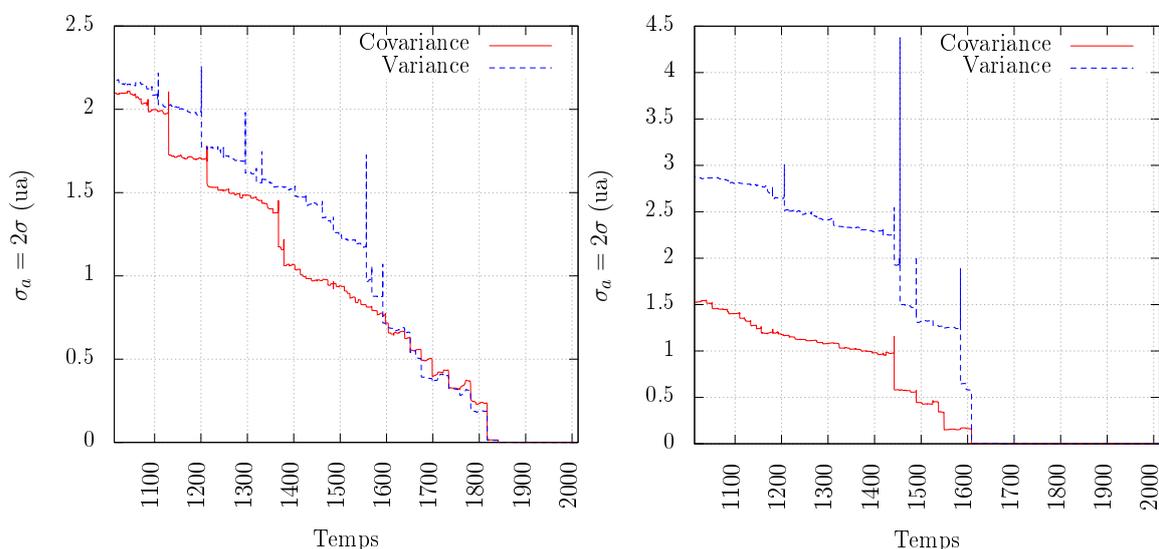


FIGURE 14.14 – Étendue des nuages de particules (assimilée à deux fois la valeur de son écart-type) générés à partir de l’orbite de 67P (à gauche) et 26P (à droite) en utilisant la matrice de variance-covariance (ou rouge) ou la variance seule (en bleu).

14.4.2 Impact des forces non-gravitationnelles

Problématique

Comme nous l’avons vu à la Section 13.1.3, la modélisation des forces non-gravitationnelles cométaires est un problème complexe. La variabilité de l’activité d’un noyau de comète entre deux révolutions peut induire une évolution erratique des coefficients A_1 , A_2 et A_3 de l’équation 13.15 au cours du temps. Lorsque l’on intègre le mouvement d’une comète sur une période de temps pour laquelle la valeur de ces coefficients est inconnue, la validité du résultat dépend de la constance de ces paramètres et de la justesse de leur estimation. Dans cette étude, nous avons été amenés à utiliser des observations récentes (et précises) des neuf corps parents analysés comme point de départ de nos intégrations. Comme il est peu probable que les coefficients A_1 , A_2 et A_3 soient demeurés constants tout au long de la période considérée ($> 10\,000$ ans), il est nécessaire

d'analyser l'influence des forces non-gravitationnelles cométaires sur la durée de traçabilité estimée à la Section 14.3. Pour cela, on intègre chacune des comètes étudiées en ne tenant pas compte des forces non-gravitationnelles s'exerçant sur elles. Si la durée de traçabilité obtenue dans ce cas diffère de beaucoup de l'estimation précédente, alors l'influence des forces non-gravitationnelles est trop importante pour que l'évolution dynamique présentée à la Section 14.2 soit fiable.

En menant cette comparaison, nous nous sommes aperçus que l'influence des forces non-gravitationnelles est heureusement négligeable pour la majorité des comètes analysées. On observe de légères différences dans l'évaluation de la durée de traçabilité de 67P et 8P mais qui sont faibles au regard de l'estimation finale du temps de détermination de ces comètes (cf. Table 14.5). À titre d'exemple, l'évolution de l'étendue $\sigma_a = 2\sigma$ du demi-grand axe des comètes 2P et 8P obtenue en tenant compte ou non des forces non-gravitationnelles est présentée Figure 14.15.

Objet	D_{SH}	D_D	D_V	Durée de traçabilité
67P	1817	1793	1793	~ 200 ans
21P	1626	1626	1626	~ 400 ans
26P	1501	1466	1478	~ 500 ans
2P	T_i	T_i	T_i	$> 10\ 000$ ans
109P	T_i	T_i	T_i	$> 10\ 000$ ans
55P	T_i	T_i	T_i	$> 10\ 000$ ans
8P	-9502	-10 344	-10 812	$\sim 12\ 000$ ans

TABLE 14.5 – Durée de traçabilité des nuages de particules générés en ne tenant pas compte de l'influence des forces non-gravitationnelles cométaires. La signification de chaque colonne est identique à celle présentée Table 14.2.

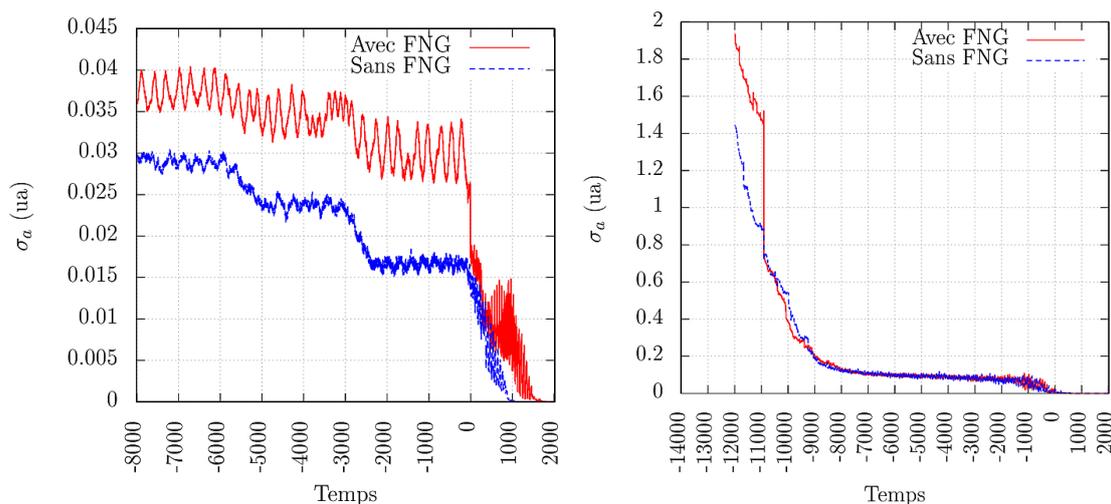


FIGURE 14.15 – Écart-type des nuages de particules générés à partir de l'orbite de 2P (à gauche) et 8P (à droite) en utilisant la matrice de variance-covariance et tenant compte (en rouge) ou non (en bleu) des forces non-gravitationnelles cométaires.

Le cas de 26P

La situation de 26P est quant à elle plus problématique. En effet, la différence d'évolution entre les clones soumis aux forces non-gravitationnelles de la comète et ceux qui ne le sont pas est considérable (cf. Figure 14.16, graphe de gauche). En examinant les caractéristiques de la comète observée en 2014 (prises comme condition initiale, cf. Table 14.1) et une autre estimation pour l'année 2008, on constate une importante augmentation de la valeur des coefficients A_1 , A_2 et A_3 entre ces deux époques (cf. Table 14.6). Non seulement ces coefficients sont plus élevés en 2014, mais en plus le périhélie de la comète est plus proche du Soleil qu'en 2008 ; les forces non-gravitationnelles que nous avons utilisées pour notre intégration sont donc probablement trop élevées pour refléter correctement le comportement dynamique de la comète au cours des derniers siècles. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons utilisé l'orbite de 2008 comme nouvelle condition initiale de l'intégration. Cette fois-ci, on constate que les forces non-gravitationnelles de la comète n'interviennent que peu dans l'évolution de l'écart-type du nuage de particules (cf. Figure 14.16) ; on peut donc estimer une durée de traçabilité fiable pour cette comète en utilisant cette condition initiale plus ancienne.

Date	Époque	q	e	i	Ω	ω	A_1	A_2	A_3
2014	2456978,5	1,085	0,640	22,4	211,5	2,1	1,13e-10	-1,05e-11	0,0
2008	2454679,5	1,117	0,633	22,4	211,7	1,7	5,82e-11	-1,08e-11	0,0

TABLE 14.6 – Orbites initiales utilisées pour l'intégration de 26P.

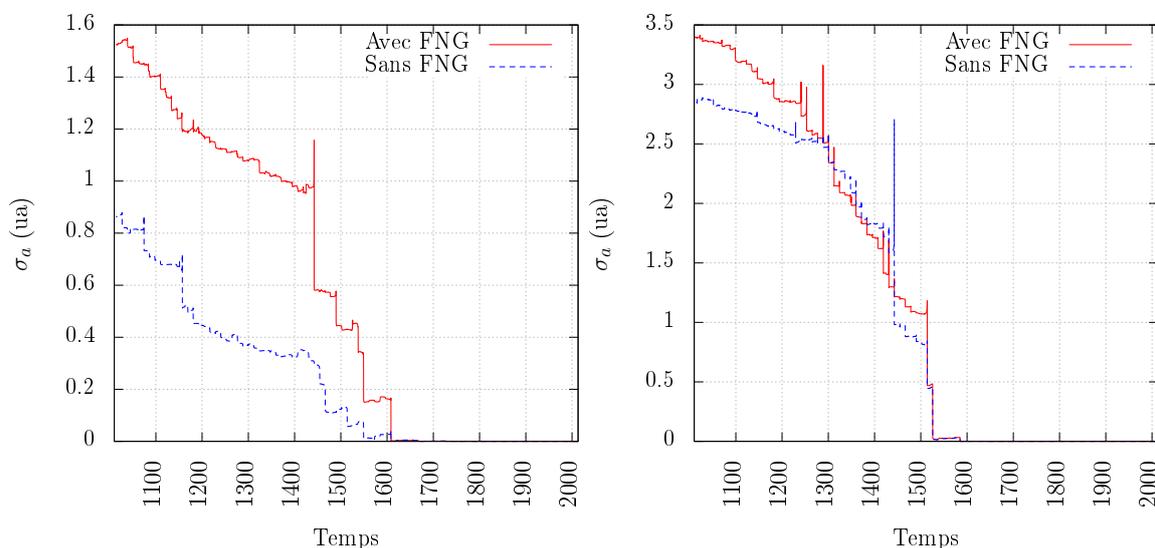


FIGURE 14.16 – Écart-type du demi-grand axe obtenu en clonant l'orbite de 26P mesurée en 2014 (à gauche) ou en 2008 (à droite).

Quel que soit le critère de similarité d'orbite considéré, on trouve que la date de la limite de détermination de cette comète est fixée à l'année 1525, que l'on tienne compte ou non de l'influence des forces non-gravitationnelles. La durée de traçabilité de la comète 26P est donc d'environ 500 ans.

14.4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons été capables de retracer l'histoire dynamique récente de trois JFC (67P, 21P et 26P), de trois HTC (109P, 55P et 8P), de deux comètes dormantes ou éteintes (196256 et Phaethon) et de la comète Encke. L'analyse de l'évolution de la moyenne et de l'écart-type d'un échantillon de clones créé à partir de l'orbite de chacun de ces corps a permis de définir leur durée de traçabilité. Cette estimation correspond à la période pendant laquelle la position de la comète est déterminée avec suffisamment de précision pour avoir une chance de la corrélérer avec une pluie de météores. Pour déterminer cette période, nous avons utilisé plusieurs critères de similarité orbitale afin d'évaluer la valeur de l'écart-type maximale tolérable pour que la cohésion de l'essaim permette de correctement localiser la comète. Nous avons obtenu les durées de traçabilité suivantes :

Objet	Durée de traçabilité	Pluie associée
67P	~ 200 ans	
21P	~ 400 ans	Draconides
26P	~ 500 ans	π -Puppides
2P	> 10 000 ans	Taurides
109P	> 10 000 ans	Perséides
55P	> 10 000 ans	Léonides
8P	~ 12 000 ans	Ursides
196256	~ 3 500 ans	Quadrantides
Phaethon	> 10 000 ans	Géminides

Ces estimations sont identiques lorsque l'on considère la médiane de l'échantillon d'orbites au lieu de sa moyenne. Chaque date limite de traçabilité ayant été atteinte avant la fin de l'intégration coïncide avec un événement dynamique réel (comme une rencontre proche). L'influence de la méthode utilisée pour générer les clones de chaque orbite et de la taille des échantillons considérés a ensuite été évaluée. L'analyse de la validité de la modélisation des forces non-gravitationnelles cométaires permet de mettre en évidence la faible influence de ces forces sur le résultat de l'intégration à long terme des comètes étudiées.

Chapitre 15

Traçabilité des essaims de météoroïdes

Après la détermination de la durée limite de traçabilité (DLT) de sept corps parents de pluies de météores, nous cherchons à présent à évaluer ce paramètre dans le cas des essaims météoritiques. Dans ce chapitre d'ouverture, nous présentons la démarche que nous allons appliquer à plusieurs orbites de météoroïdes de caractéristiques dynamiques distinctes, afin de déterminer la durée pendant laquelle il serait encore possible de les rattacher à un corps parent de façon fiable. L'objectif de cette étude est d'évaluer la DLT de plusieurs orbites de météoroïdes, en fonction de la qualité et de la précision des conditions initiales considérées.

15.1 Principe

L'estimation de la DLT des orbites de météoroïdes s'effectue en suivant le protocole présenté au Chapitre 14. On commence par cloner une orbite initiale de météoroïde de façon à reproduire l'incertitude associée aux éléments orbitaux, puis on intègre numériquement le nuage de particules dans le passé. L'analyse de la cohésion du nuage de clones permet alors d'évaluer la précision avec laquelle la trajectoire initiale considérée est déterminée au cours du temps.

15.1.1 Intégration

L'intégration numérique des particules du nuage est réalisée cette fois-ci en tenant compte des attractions gravitationnelles du Soleil, de l'ensemble des planètes du système solaire, de la Lune et de Pluton, ainsi que de la pression de radiation solaire, de l'effet de Poynting-Robertson et des corrections relativistes à apporter à la trajectoire. Nous ne considérons donc pas l'influence de l'effet de Yarkovsky sur les particules, négligeables pour des météoroïdes dont la taille est inférieure à 10 cm (Vokrouhlický et Farinella, 2000). Comme au Chapitre 14, les particules clonées ne présentent aucune interaction gravitationnelle entre elles. L'intégration numérique est effectuée dans les conditions présentées à la Section 14.1.1, la seule exception concernant le pas d'intégration externe ; ce dernier est en effet fixé à une minute tant que le météoroïde se situe en deçà de la sphère d'influence de la Terre, et à une journée au-delà.

15.1.2 Conditions initiales

Le choix des conditions initiales à intégrer s'est révélé autrement plus compliqué que dans le cas de l'étude de l'évolution dynamique des corps parents. Afin de rester aussi proches que possible des observations de météores, nous avons choisi cette fois-ci de ne pas répliquer directement une estimation de l'orbite d'un météoroïde, mais de son vecteur d'état pré-atmosphérique $(\vec{X}_\infty, \vec{V}_\infty)$ corrigé de la rotation et de l'attraction

gravitationnelle terrestres. Afin de sélectionner un vecteur d'état initial représentatif de l'essaim de météoroïdes que l'on souhaite étudier, deux solutions s'offrent à nous : exploiter les observations de météores effectuées par les réseaux de détections présentés au Chapitre 7 ou se servir de trajectoires simulées.

Dans la situation présente, l'exploitation des observations de météores présente de nombreux inconvénients. Premièrement, parce que les incertitudes concernant l'estimation de la vitesse pré-atmosphérique publiées sont souvent peu représentatives de la précision que l'on pourrait atteindre avec des meilleurs processus de réduction des observations (cf. Chapitre 11). Deuxièmement, parce que tenir compte de ces observations ne permet pas d'anticiper l'amélioration constante de la précision que l'on obtient grâce au développement des réseaux de détection. Pour finir, nous ne jugeons pas pertinent de s'appuyer sur quelques observations données de météores appartenant à une pluie dans la mesure où nous cherchons à présenter une analyse aussi générale que possible de la durée de traçabilité dynamique de ces objets.

Nous avons donc envisagé dans un second temps d'utiliser les trajectoires des particules obtenues en simulant l'éjection de météoroïdes par un corps parent au cours de plusieurs passages à son périhélie (Vaubaillon et al., 2005b). Il ne s'agit pas ici de cloner une orbite unique obtenue à partir de ces simulations, mais de considérer un échantillon initial constitué de toutes les particules éjectées par le corps parent qui sont amenées à impacter la Terre. L'utilisation de telles conditions initiales est discutable ; en effet, l'éjection de particules autour du périhélie dépend d'une modélisation correcte de l'activité cométaire, pour laquelle on ne possède parfois que peu d'informations (comme par exemple dans le cas de 109P). On s'attend également à ce que le résultat de l'étude dépende du choix arbitraire du nombre de particules éjectées à chaque passage au périhélie. Le dernier inconvénient réside dans le fait que l'échantillon initial de particules ainsi créé ne puisse pas être représenté correctement en calculant simplement la position moyenne (ou médiane) et l'écart-type du nuage. Cette solution a donc été écartée pour le moment, mais sera revisitée prochainement.

En première approximation, nous avons finalement décidé d'utiliser les caractéristiques orbitales du corps parent de la pluie de météores étudiée pour créer un échantillon initial de particules. Pour un corps parent donné, on modifie l'orbite estimée à la Table 14.1 avec la méthode présentée par Neslusan et al. (1998) de façon à obtenir une nouvelle orbite interceptant la trajectoire de la Terre. Le vecteur d'état initial de la particule ($\vec{X}_\infty, \vec{V}_\infty$) recherché est alors assimilé à la position et la vitesse d'une particule de masse m située au nœud formé par l'orbite modifiée et celle de la Terre. La date initiale d'intégration correspond à la date à laquelle la Terre se trouve elle aussi à l'emplacement du nœud. Bien que cet instant ne coïncide pas nécessairement avec le maximum de la pluie de météores associée (McNaught et Asher, 1999), il en est suffisamment proche pour notre application. En procédant de la sorte, on obtient finalement une estimation théorique du radiant et de la vitesse d'un météore observable sur Terre, déterminée directement à partir de l'orbite de son corps parent (Neslusan et al., 1998). Pour le début de notre étude, nous évaluerons la DLT des orbites initiales déduites par cette méthode. Notons toutefois qu'à l'avenir, si le corps parent d'une pluie de météores n'est pas identifié, nous devons de toutes façons exploiter des observations réelles de météores et non pas des simulations.

15.1.3 Incertitudes

Puisque l'estimation de la DLT des orbites de météoroïdes dépend de la qualité des conditions initiales sélectionnées, nous avons choisi dans le cadre de ce travail de considérer plusieurs incertitudes distinctes qui ne font pas nécessairement référence aux valeurs publiées par les réseaux de détection actuels. Nous commençons pour l'instant à analyser l'influence d'une erreur σ_V de 0,1 %, 1 % et 10 % sur l'estimation du module de la vitesse de la particule initiale, et une erreur $(\sigma_\alpha, \sigma_\delta)$ sur chaque composante (α, δ) du radiant de sorte que $\sigma_\alpha = \sigma_\delta$ et que l'erreur finale sur l'estimation du radiant σ_{rad} soit de l'ordre de 0,1°, 1° et 2°.

Les principales étapes de la création de notre échantillon de positions et vitesses initiales sont donc les suivantes :

1. On considère une estimation précise de l'orbite du corps parent (cf. Table 14.1) ;
2. on modifie cette orbite de façon à ce qu'elle intercepte la Terre (Neslusan et al., 1998) ;
3. on détermine le vecteur d'état (\vec{X}, \vec{V}) d'une particule de masse m située au nœud de l'orbite modifiée et de l'orbite terrestre à la date à laquelle la Terre se trouve en ce nœud ;
4. on clone le vecteur d'état en modifiant les composantes de la vitesse pour tenir compte des erreurs associées à son module (σ_V) et à la direction de la particule (σ_α et σ_δ).

15.2 Exemple : Draconides

À titre illustratif, nous présentons succinctement dans cette section un exemple de résultat obtenu en intégrant des conditions initiales rapportées à la pluie de météores des Draconides. On simule pour cet exemple un nuage de 1000 clones de 1 mm de diamètre à partir du vecteur d'état initial déduit de l'orbite modifiée de la comète 21P/Giacobini-Zinner. Il est nécessaire de rappeler qu'il ne s'agit que de résultats préliminaires, amenés à être étoffés à l'avenir, qui ne sont présentés ici que pour aider à la compréhension du déroulement de l'analyse.

15.2.1 Modification de l'orbite de 21P

Comme mentionné à la section précédente, on modifie l'orbite de 21P présentée à la Table 14.1 grâce à la méthode de Neslusan et al. (1998) pour obtenir une nouvelle orbite qui intercepte celle de la Terre ; les éléments osculateurs de l'orbite modifiée sont présentés à la Table 15.1. On remarque que la distance au périhélie de l'orbite obtenue est à présent en deçà de l'orbite terrestre, tandis que les autres éléments osculateurs restent sensiblement identiques. Un réseau de détection sur Terre observerait ce météore avec un radiant de coordonnées $(\alpha = 261,9^\circ, \delta = 55,9^\circ)$ et une vitesse géocentrique théorique de $20,9 \text{ km.s}^{-1}$. Ces résultats ne sont pas très éloignés des estimations publiées par l'IMO¹, qui font état d'un radiant de $(\alpha = 262^\circ, \delta = 54^\circ)$ et d'une vitesse pré-atmosphérique d'environ 20 km.s^{-1} .

1. <http://www.imo.net/resources/calendar/>

	JD	q	e	i	Ω	ω
orbite initiale	2456498,5	1,031	0,707	31,9	195,4	172,6
orbite modifiée (sans incertitudes)	2455843,7	0,996	0,707	31,9	195,4	172,6

TABLE 15.1 – Résultat de la modification de l’orbite estimée de la comète 21P (1^{ère} ligne) avec la méthode de Neslusan et al. (1998) (2^{ème} ligne).

15.2.2 Analyse directe

Le vecteur d’état initial $(\vec{X}_\infty, \vec{V}_\infty)$ obtenu à partir de l’orbite modifiée est ensuite répliqué un millier de fois en fonction des incertitudes considérées sur la position du radiant et le module de la vitesse pré-atmosphérique. Dans ce chapitre, nous analysons l’évolution de onze nuages de clones, générés en tenant compte d’une combinaison d’incertitudes de 0, 0,1, 1 et 2 degrés sur la position du radiant et 0, 0,01 et 1 % d’erreur sur le module de la vitesse. Contrairement au cas de 21P, le tracé de l’évolution de l’écart-type des demi-grands axes de chaque nuage de clones considéré ne permet pas d’estimer à première vue la DLT de la particule initiale. La Figure 15.1 présente une comparaison de la dispersion en demi-grand axe au cours du temps de certains de ces nuages de clones, créés avec une incertitude sur le module de la vitesse faible ($\sigma_V = 0,1\%$) et une erreur totale sur l’estimation du radiant variant de 0 à 2 degrés. Chaque jeu de courbes encadre la valeur moyenne du demi-grand axe des particules à plus ou moins la valeur de l’écart-type correspondante.

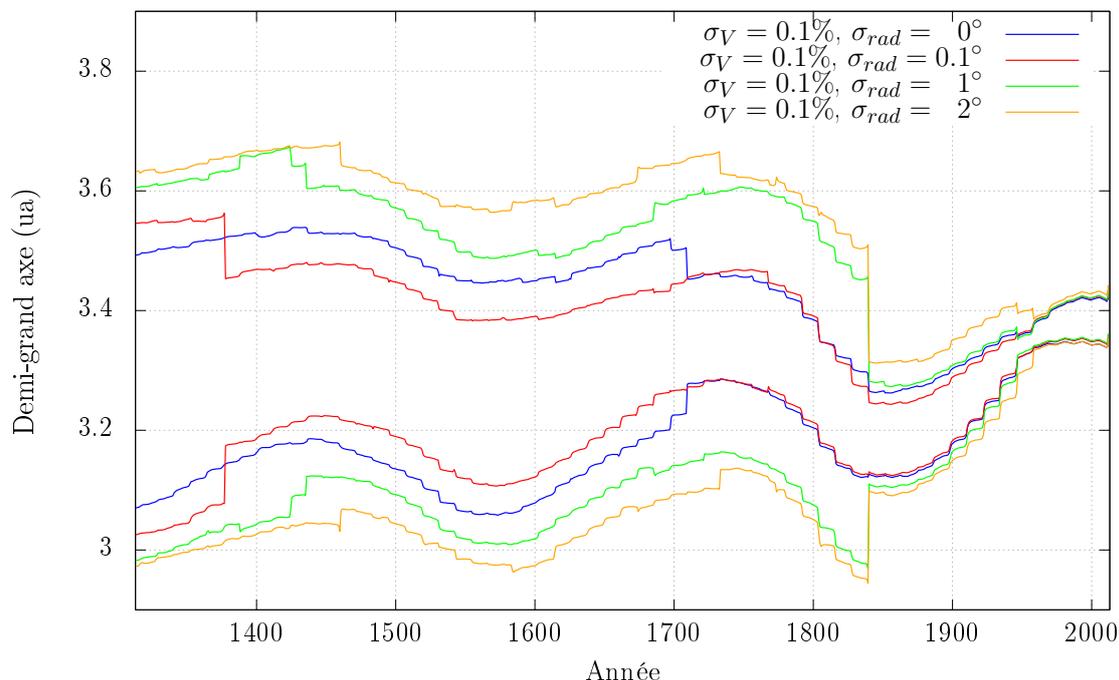


FIGURE 15.1 – Évolution des nuages de clones créés pour une erreur sur le module de la vitesse pré-atmosphérique fixée à 0,1 % et une incertitude totale sur la position du radiant variant de 0 à 2°.

On remarque que si les tendances générales de chaque courbe sont similaires, des variations subites de l’écart-type en demi-grand axe du nuage de clones n’interviennent pas au

même moment en fonction de l’erreur initiale considérée. En analysant le cas des courbes telles que $\sigma_{rad} = 0^\circ$ ou $\sigma_{rad} = 0,1^\circ$, on remarque que le seul saut marqué en demi-grand axe intervient plus tôt dans le temps pour la courbe la plus bruitée. On peut alors pressentir que les variations de la DLT ne seront pas le reflet exact d’une simple augmentation de la magnitude de l’erreur ajoutée sur le vecteur d’état initial.

15.2.3 Estimation de la date limite de traçabilité

On estime à présent la date limite de traçabilité des onze nuages de particules générés à partir d’une trajectoire simulée de Draconide. Les DLT de chaque nuage, déterminées en utilisant le critère de similarité D_{SH} (cf. équation 13.19) et un seuil de tolérance large fixé à 0,2, sont résumées à la Table 15.2. Cette table ne tient pas compte des résultats obtenus en considérant une erreur sur le module de la vitesse σ_V de 10 %, parce que la dispersion du nuage initial généré dans ce cas présente une valeur de D_{SH} déjà supérieure à 0,2 avant de commencer l’intégration.

σ_V ($km.s^{-1}$) \ σ_{rad} ($^\circ$)	0	0,1	1	2
0	-	1340	1342	1376
0,1 %	1852	1852	1910	1923
1 %	1840	1840	1864	1911

TABLE 15.2 – DLT de onze nuages de clones générés avec différentes incertitudes σ_{rad} sur la position du radiant et σ_V sur le module de la vitesse d’une Draconide simulée.

On remarque que pour une même erreur σ_V , la DLT augmente en fonction de l’incertitude sur la position du radiant. Comme nous pouvions le prédire à partir des tracés de l’évolution des demi-grand axes de chaque nuage, cette conclusion n’est pas valable lorsque l’on considère une incertitude σ_{rad} fixée et que l’erreur σ_V varie. Une légère modification de la trajectoire induite par une mésestimation de la direction du radiant peut ainsi entraîner une différence de quelques dizaines d’années sur l’estimation de la DLT. Comme on pouvait s’y attendre, la durée limite de traçabilité est surtout dépendante de l’incertitude sur la vitesse ; même avec une faible erreur, elle ne dépasse pas les 200 années, et est inférieure à un siècle si à cette incertitude s’ajoute une mauvaise estimation du radiant. Si la vitesse n’est pas déterminée avec une précision de l’ordre du pourcent, alors la durée de traçabilité de ces orbites ne dépasse guère quelques dizaines d’années.

15.3 Prochaines étapes

À l’avenir, nous comptons approfondir et perfectionner cette étude pour définir la date limite de traçabilité de plusieurs essais météoritiques de caractéristiques orbitales différentes, en cherchant à reproduire les observations effectuées par les réseaux de détection. À court terme, les premiers objectifs que nous nous sommes fixés sont d’exploiter les techniques présentées au Chapitre 14 pour :

1. Analyser de nouveaux essais météoritiques ;
2. trouver de meilleures conditions initiales permettant de reproduire au mieux la structure de ces essais ;

3. définir de nouveaux critères de détermination de la date limite de traçabilité.

Dans un second temps, nous comptons analyser l'influence de la masse des météoroïdes, de la précision de la mesure des orbites et de l'importance des forces non-gravitationnelles sur la DLT. L'objectif final de cette étude sera de définir automatiquement la durée pendant laquelle nous serons en mesure de rechercher les corps parents inconnus de pluies de météores grâce aux orbites précises de météoroïdes mesurées par le réseau de caméras CABERNET.

Conclusion générale

Afin d'appréhender la complexité de la recherche de corps parents de pluies de météores, j'ai exploré au cours de cette thèse les limites de plusieurs techniques d'observation et de détermination de la trajectoire, de la vitesse et de l'orbite des météoroïdes. Nous résumons ici les principales conclusions présentées aux parties II, III et IV de ce manuscrit.

La caractérisation du profil d'activité des pluies de météores est un des rares sujets d'étude en astronomie qui requière encore l'exploitation d'observations visuelles. Cependant, de tels témoignages sont insuffisants lorsqu'il s'agit de déterminer la trajectoire ou la vitesse des bolidés observés. Il est en effet habituel que la direction de la trajectoire estimée par un observateur s'écarte d'au moins une dizaine de degrés par rapport à la direction mesurée par des réseaux de détection professionnels. L'erreur commise sur l'estimation de la vitesse est encore plus conséquente, et peut facilement atteindre une imprécision de l'ordre de 100 % de la valeur de la vitesse réelle de l'objet. La mésestimation de ce paramètre provient principalement d'une incapacité généralisée à estimer correctement la durée d'un phénomène qui nous prend par surprise. Dans le cas des trajectoires les plus longues, nous avons remarqué une sous-estimation de la durée d'apparition d'un bolide de plusieurs secondes. Une telle incertitude réduit alors à néant toute tentative de détermination de la vitesse et par conséquent de l'orbite des météoroïdes observés.

Heureusement, le développement et l'émergence constante de multiples réseaux de détection sur toute la surface de la planète permettent d'obtenir des mesures chaque fois plus nombreuses et précises d'orbites de météoroïdes. Malgré cet effort collectif, il demeure encore une divergence importante entre les orbites théoriques et les orbites mesurées grâce à l'observation des météores. Une des principales causes de cette discordance provient à nouveau d'une mauvaise estimation de la vitesse de ces objets, qui se répercute directement sur la valeur et la précision du demi-grand axe de l'orbite correspondante. Grâce à plusieurs milliers de simulations de météores et aux premières données fournies par le réseau de caméras photographiques ultra-sophistiquées CABERNET, j'ai comparé l'efficacité et la fiabilité de multiples techniques de détermination de la vitesse des météores. Il est apparu que ma nouvelle implémentation de l'ajustement à paramètres multiples (MPF) est la méthode analysée qui permet de déterminer ce paramètre avec la meilleure précision, surtout dans le cas de météores présentant une décélération visible. Cependant, les modèles de propagation utilisés par le MPF pour estimer la trajectoire et la vitesse des météores reposent sur des fonctions de coût mathématiquement mal contraintes, ce qui peut induire une erreur importante dans la détermination de la vitesse pré-atmosphérique des météoroïdes dans le cas de données bruitées. En améliorant les techniques de localisation des météores dans les images enregistrées et grâce à l'utilisation de logiciels de réduction astrométrique performants, j'ai montré qu'il est toutefois possible d'atteindre une excellente

précision (de l'ordre de 1 à 2 %) sur la détermination de la vitesse des météores capturés par le réseau de caméras CABERNET. Ce résultat devrait être statistiquement confirmé dans les mois à venir, maintenant que le réseau entre dans une phase d'exploitation massive des observations enregistrées.

Mais cette précision est-elle suffisante pour pouvoir rattacher des observations de météoroïdes à un corps parent de façon certaine ? La faiblesse des critères de similarité orbitale habituellement utilisés pour identifier les corps parents de pluies de météores et l'impact de faibles imprécisions de mesures sur la détermination de l'évolution orbitale des météoroïdes sont autant de freins à l'établissement fructueux de telles corrélations. À ce jour, environ 80 % des corps parents des pluies de météores établies recensées par l'IAU sont encore inconnus. En analysant l'influence des incertitudes de mesure associées aux orbites de météoroïdes, j'ai montré que nous pouvons définir une limite temporelle pendant laquelle il est encore possible de déterminer la position spatiale du météoroïde et de son corps parent avec suffisamment de précision pour qu'établir une relation entre ces objets soit possible. J'ai ensuite déterminé cette limite, appelée « date limite de traçabilité » (ou DLT), pour sept corps parents de pluies de météores établies et commencé à étendre cette étude aux essaims météoritiques. Il est apparu que dans le cas de certaines comètes de la famille de Jupiter, une légère imprécision de mesure sur l'estimation de leur orbite suffit à restreindre la durée de traçabilité de ces objets à quelques siècles ; dans le cas des essaims météoritiques, cette durée est probablement bien inférieure à cela. Nous comprenons donc à quel point la recherche de corps parent de pluies de météores est un processus complexe, qui doit être effectué avec prudence et en contrôlant chaque étape intermédiaire permettant d'aboutir au résultat recherché. À l'avenir, notre objectif est de poursuivre l'analyse dynamique entreprise et d'exploiter les nombreux outils développés pendant cette thèse pour contribuer de façon efficace et fiable à la recherche et l'identification de nouveaux corps parents de pluies de météores.

Annexes

Annexe A

Intérêt de l'analyse des météorites

Datation du système solaire

L'âge du système solaire peut être assimilé à la date de formation des premiers grains solides autour de la proto-étoile qui deviendra le Soleil. Cette datation est effectuée grâce à l'analyse de CAIs dans diverses météorites. Pour cela, on mesure la décroissance radioactive d'éléments à longue période comme l' ^{238}U , l' ^{235}U ou le ^{87}Rb , piégés au sein de ces inclusions au moment de leur formation (radiochronométrie). Les âges les plus précis (appelés âges plomb-plomb) sont obtenus en mesurant la décomposition radioactive de l' ^{238}U et l' ^{235}U en leurs isotopes-fils, le ^{207}Pb et le ^{206}Pb . C'est avec cette technique, appliquée à une inclusion alumino-calcique d'une chondrite de type CV3 que Bouvier et Wadhwa (2010) estiment l'âge du système solaire à 4568,2 millions d'années.

Découverte des grains présolaires

En 1987, une équipe de l'université de Chicago découvre dans la matrice de la météorite d'Allende des grains plus anciens que le système solaire. Il s'agit de grains présolaires, formés au voisinage d'étoiles disparues avant la naissance du Soleil et qui ont enrichi la nébuleuse protoplanétaire à partir duquel il s'est formé. On peut alors penser que la matrice qui constitue ces matériaux ont été capturés tardivement par les chondrites, ce qui explique leur subsistance malgré la formation stellaire. L'étude de ces grains est le seul moyen d'observer l'abondance en éléments d'étoiles qui ont évolué et se sont éteintes avant notre Soleil, ce qui contribue à la compréhension du processus de nucléosynthèse et de l'évolution de notre galaxie (Clayton et Nittler, 2004).

SLRs

Lors de leur formation, ces inclusions capturent également en leur sein une certaine quantité de radionucléides à courte durée de vie : les SLRs (*Short-Lived Radionuclides*). Les SLRs sont des éléments radioactifs de demi-vie inférieure à cent millions d'années, soit un temps très court en comparaison à l'âge du système solaire ; ces éléments se sont donc complètement désintégrés de nos jours, et prennent parfois le nom de radioactivités éteintes de courte période. La désintégration rapide de ces éléments, produits par nucléosynthèse dans certaines étoiles peu avant la formation du système solaire, engendre une chaleur qui est la principale raison de la fusion et la différenciation de certains corps planétaires, ainsi que du chauffage métamorphique des corps chondritiques (Carlson et Boyet, 2009).

Composition du système solaire primordial

D'après les mesures spectroscopiques réalisées sur la photosphère du Soleil, on constate une forte similarité entre la composition de notre étoile et celle des chondrites carbonées de type CI1. Les différences notables entre les deux compositions concernent les éléments H, He, C et N plus abondants dans le Soleil que dans ces roches qui n'ont pas été en mesure de les piéger lors de leur condensation dans la nébuleuse proto-solaire. Ces chondrites sont en revanche plus riche en lithium que le Soleil, qui consomme partiellement cet élément au cours des réactions nucléaires en son sein. L'analyse des chondrites de type CI1, plus précise que les mesures spectroscopiques du Soleil, sert de référence pour définir les abondances cosmiques standard des éléments (Lodders, 2010).

Les différentes planètes du système solaire ne présentent pas toutes la même composition chimique, sans que l'on comprenne tout à fait d'où proviennent ces divergences. L'analyse des mécanismes expliquant la diversité chimique des différents groupes de chondrites pourrait être une première étape à la compréhension de la différence de composition des planètes du système solaire, et notamment dans le cas de la Terre. Les échantillons géologiques que nous possédons de la Terre se cantonnent à la croûte et quelques roches du manteau terrestre ayant atteint la surface par des processus tectoniques. La composition chimique globale de la planète reste donc méconnue, et seules des mesures indirectes (ondes sismiques, densité des couches, météorites, etc.) sont accessibles. L'étude des chondrites à enstatite révèle une composition proche de la Terre, ce qui a conduit à envisager que ces corps sont responsables de la formation de notre planète. Les processus d'érosion sur Terre et des expériences de fusion de chondrites à enstatite à différentes pressions permettraient d'expliquer les différences de composition (en magnésium et silicium) constatées entre ces roches et la croûte terrestre (Boujibar et al., 2015).

Formation et évolution du système solaire

L'analyse isotopique des chondrites et des météorites différenciées permet d'établir une chronologie « classique » des débuts de notre système solaire. Selon cette chronologie, les CAIs se seraient formées il y a environ 4567-4568 millions d'années ; après leur apparition (~ 2 Ma plus tard), les chondres sont créées par la fusion d'un matériel précurseur condensé à une température inférieure à celle ayant permis la formation des CAIs. Aux alentours de ~ 4565 -4564 Ma, les CAIs et les chondres et les minéraux de plus basse température formés à la fin de la séquence de condensation s'accrètent pour former des chondrites. Le métamorphisme de ces roches, induit par la décroissance radioactives de SLRs, débute il y a environ 4563 Ma (McKeegan et Davis, 2003). À cette étape se sont succédées les phases d'accrétion et de différenciation des corps planétaires sur une période allant de 10 à 100 Ma.

En plus d'établir une chronologie absolue des premières étapes de la formation du système solaire, les météorites permettent parfois de retracer l'histoire des altérations géologiques et des collisions expérimentées par leur corps parent. En effet, certaines d'entre elles présentent des structures comme des « veines de choc », formées à la suite d'augmentations brutales de la température et de la pression de la roche lors d'impacts sur l'astéroïde parent. L'analyse de ces structures peut potentiellement suffire à la datation de ces collisions, et même à déterminer la taille des impacteurs (Beck et al., 2005). Les météorites ayant été sou-

mises à des ondes de chocs générées par les collisions subies par leurs corps parents peuvent donc être utilisées pour caractériser les processus d'accrétion qui conditionnent l'évolution du système solaire.

Formation des océans terrestres

La surface de la Terre est recouverte à 70,8 % par les mers et les océans. Sous sa surface, l'eau existe également dans le manteau terrestre, en faisant partie intégrante des roches et des minéraux hydratés qui ont été entraînés sous la croûte par des processus tectoniques. Au cours de son histoire, la Terre a subi de multiples impacts avec des planétésimaux qui ont appauvri son contenu en eau; une partie de cette dernière s'est vaporisée, en contribuant à la création de l'atmosphère, tandis que le reste aurait été emprisonné dans la roche avant d'être entraînée dans le manteau. Il y a 4,5 milliards d'années, la collision entre la Terre et un corps de la taille de Mars souffle une grande partie de l'atmosphère terrestre, vaporise en quelques instants les résidus d'eau persistants sur sa surface et produit un océan de magma profond de plusieurs kilomètres. Ce choc, qui serait également responsable de la formation de la Lune, vide alors la planète de pratiquement toute son eau primordiale (Canup, 2004; Ćuk et Stewart, 2012; Landeau et al., 2016). L'eau présente actuellement sur la Terre est donc le résultat d'un apport exogène de matière après la formation et le refroidissement du système {Terre-Lune}.

Parce qu'elles sont riches en glace d'eau, les comètes ont été les premières candidates naturelles à la formation de mers et d'océans sur notre planète. Cependant, les premières mesures du rapport deutérium sur hydrogène D/H effectuées sur les comètes du nuage de Oort dans les années 1980 mettent à mal cette hypothèse, en révélant un ratio deux fois supérieur à celui des océans terrestres (eg. Eberhardt et al., 1995; Hallis, 2017). Un espoir renaît lorsque les mesures de D/H sur les comètes de type JFC (cf. section 14.2.1) s'approchent de la teneur de ces éléments dans les océans (Hartogh et al., 2011). Plus récemment, les instruments de la sonde spatiale Rosetta, venue analyser en profondeur les caractéristiques de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko, mesurent *in-situ* un rapport D/H trois fois supérieur à celui des océans (Altwegg et al., 2015). L'apport d'eau par des comètes ne suffit donc pour l'instant pas à expliquer l'apparition des océans sur Terre.

Cependant, les comètes ne sont pas les seuls corps du système solaire primordial à avoir contribué à la formation planétaire; les astéroïdes ont également marqué l'évolution de la Terre, comme peuvent en témoigner de nombreux impacts sur sa surface et sur celle de la Lune. Certaines familles d'astéroïdes présentent un rapport D/H similaire à celui des océans (Hallis, 2017). Ce ratio varie beaucoup en fonction des météorites retrouvées sur Terre; les chondrites carbonées, originaires d'astéroïdes de la ceinture principale externe sont les météorites connues les plus hydratées du système solaire, avec une teneur en eau représentant 0,05 à 0,1% de la masse totale de la roche (Morbidelli et al., 2000). Ces minéraux hydratés se seraient formés à la suite de la fonte de glace réchauffée par la décroissance radioactive du SLR ^{26}Al (Rivkin et al., 2002). Ce type de chondrite est donc un candidat potentiel à l'apport exogène d'eau sur Terre; cependant, la teneur en argon et xénon de ces météorites ne correspond pas aux abondances mesurées dans les océans. La même constatation est effectuée en analysant le halo de la comète 67P avec l'instrument ROSINA de Rosetta, qui révèle une teneur en argon supérieure à l'eau terrestre (Balsiger et al., 2015).

À l'heure actuelle, l'origine des océans terrestres est donc toujours sujette à controverse. Différents mécanismes sont soupçonnés d'être intervenus dans ce processus, que ce soit l'apport exogène d'eau transmise par les comètes, les astéroïdes ou des corps plus massifs riches en eau (similaires à Cérès), ou la libération et la remontée d'eau à la surface depuis le manteau terrestre. Quoi qu'il en soit, l'étude des météorites permet de contribuer à la compréhension de ce phénomène.

Annexe B

Formations et présentations diverses pendant la thèse

Participation à des colloques internationaux

- 10-14 avril 2017 : *Asteroids, Comets, Meteors 2017*, Montevideo, Uruguay
- 16-21 octobre 2016 : *Division for Planetary Sciences, European Planetary Science Congress*, Pasadena, Etats-Unis
- 13-17 juin 2016 : *SF2A*, Lyon, France
- 6-10 juin 2016 : *Meteoroids*, ESTEC, Noordwijk, Pays-bas
- 2-5 juin 2016 : *International Meteor Conference 2016* (conférence annuelle de l'IMO), Egmond, Pays-bas
- 27 septembre – 2 octobre 2015 : *European Planetary Science Congress*, Nantes, France
- 27-30 août 2015 : *International Meteor Conference 2015* (conférence annuelle de l'IMO), Mistelbach, Autriche
- 18-21 septembre 2014 : *International Meteor Conference 2014* (conférence annuelle de l'IMO), Giron, France

Autres présentations scientifiques

- 30 août 2017 : cours donné à l'école d'été « Natural Space Risks » de ESTERS, Paris, France
- 21 novembre 2016 : 9^{ème} édition d'Elbereth, Paris, France
- Août/septembre 2016 : cycle de conférences pour sensibiliser à l'observation de l'éclipse partielle de Soleil du 1^{er} septembre à la Réunion, France
- 11 mars 2016 : « Journées d'ACMé », Paris, France
- 25 novembre 2015 : 8^{ème} édition d'Elbereth, Paris, France
- 9 octobre 2015 : conférence de vulgarisation, Tours, France
- 28 janvier 2015 : journées scientifiques de l'IMCCE, Paris, France

Organisation de conférences

- 2016 : Responsable de l'organisation de la conférence Elbereth, 9^{ème} édition (100-150 participants)
- 2015 : Responsable de l'organisation de la conférence Elbereth, 8^{ème} édition (100-150 participants)

Enseignement

- Encadrement des travaux dirigés de la matière « Traitement du Signal et Méthodes Inverses » adressée aux étudiants du M1 de l'Observatoire
- Tutorat d'étudiants de la formation en ligne du DU « Fenêtre sur l'Univers »
- Encadrement des observations sur le T120 des étudiants du DU ECU en stage à l'OHP
- Conseil et encadrement de TPE/TIPE

Écoles et cours doctoraux

- Initiation à l'Observatoire Virtuel (OV)
- Formation sur la gestion de conflits
- École d'hiver des Houches - « Chronologie et formation du système solaire VI : le système solaire externe et relations avec le milieu interstellaire »

Publications en premier auteur

Dans des revues référencées :

- "The challenge associated with the robust computation of meteor velocities from video and photographic records" (2017, Icarus)

Autres publications :

- "From camera to space : about a reliable research of parent bodies of meteor showers" (ACM 2017, Planetary & Space Science, Special issue)
- "A new approach to compute accurate velocity of meteors" (DPS 2016, AAS)
- "The challenge of meteor daylight observations" (IMC 2016, WGN)
- "Limitations of the current methods used to compute meteors orbits" (EPSC 2015, Copernicus)
- "International Meteor Conference 2014 report" (2014, WGN)
- "Low dispersion meteor velocity measurements with CABERNET" (IMC 2014, WGN)

Annexe C

Campagnes de recherche et d'observation

Campagne d'observation avortée de l'ATV-5

Au cours de ma première année de thèse, j'ai eu la chance de pouvoir faire partie de la campagne d'observation conjointe ESA-NASA qui devait être mise en place pour observer la rentrée atmosphérique du module de ravitaillement ATV-5 de la Station Spatiale Internationale (ISS). Grâce à un avion DC-8 équipé de multiples caméras et instruments scientifiques, l'objectif de cette campagne était d'analyser la fragmentation du module dans l'atmosphère terrestre. Deux membres de l'IMCCE (A. Egal et M.-K. Kwon) devaient contribuer à cette expédition en observant la rentrée atmosphérique à l'aide d'une caméra intensifiée EMCCD dans le visible et d'une caméra infrarouge. Malheureusement, la rentrée atmosphérique anticipée du module en pleine journée a causé l'avortement de cette mission quelques jours avant la date de départ de l'équipe.

Rentrée atmosphérique de WT1190F

La plus folle des expéditions que j'ai eue l'occasion d'effectuer pendant ma thèse a été la tentative d'observation de la rentrée atmosphérique du débris artificiel WT1190F au-dessus de l'océan Indien et au sud du Sri Lanka en novembre 2015. Nous avons été capables de mettre en place une campagne d'observation sur place en moins de dix jours et malgré de nombreux obstacles (financement, manque de contacts sur place, conditions sanitaires, transport du matériel, manque d'expérience des observateurs, etc.). Au terme de cette incroyable course contre la montre, nous avons réussi à déployer deux stations d'observation distantes de 70 km, chacune étant constituée d'une caméra all-sky FRIPON et de deux caméras WATEC (une pour la détermination de la trajectoire et l'autre dédiée à la spectroscopie). La première station a été mise en place par Min-Kyung Kwon sur le toit de l'Université de Ruhuna à Matara, et j'ai installée l'autre dans la nature proche d'Ambalangoda. Malheureusement, les mauvaises conditions météorologiques ont empêché toute observation depuis le sol, et seule une campagne aéroportée a permis d'obtenir des images de cet événement (Egal et al., 2016b). Cette expérience demeure malgré tout une belle réussite au vu de la difficulté de mettre en place deux stations d'observation à l'autre bout du monde en seulement quelques jours sans posséder de contact sur place au préalable.

Observation spectroscopique des Géminides 2015

La première campagne d'observation réellement réussie de Min-Kyung et moi a eu lieu en décembre 2015, lorsque nous nous sommes entraînées à acquérir des spectres de Géminides. Malgré la température glaciale des nuits au Pic du Midi qui a eu la fâcheuse conséquence de déposer du givre sur les optiques (nous obligeant à les réchauffer en permanence), nous avons récolté plusieurs dizaines de spectres de météores qui ont également été observés en radio par J.-L. Rault et par les caméras CHIPOLAtA de F. Bettonvil.

Éclipse annulaire de Soleil du 1^{er} septembre 2016

À l'occasion de l'éclipse annulaire de Soleil visible le 1^{er} septembre 2016 à la Réunion, une équipe de l'IMCCE en collaboration avec l'Observatoire Astronomique des Makes a quadrillé l'île de la Réunion et donné plus d'une centaine de conférences pour sensibiliser la population (scolaires, universitaires, grand public) à ce phénomène. En parallèle de ce cycle de conférences, des membres de l'IMCCE ont également filmé et retransmis en direct la totalité de l'éclipse, malgré le vent important qui a risqué de tout faire rater ! Merci à tout l'équipe de m'avoir offert la chance de contribuer à cette expérience exceptionnelle.

Recherche de météorites dans le désert d'Atacama

En avril 2017, en profitant d'une conférence internationale en Amérique Latine, nous avons également rejoint pour quelque temps une équipe de recherche de météorites dans le désert d'Atacama au Chili, ce qui nous a permis d'acquérir une expérience précieuse pour l'organisation de futures campagnes de recherche dans le cadre des projets FRIPON et Vigie-Ciel et initié à la reconnaissance des météorites.

Annexe D

Quelques acronymes

- **AFM** : Algorithme de Fragmentation des Météores
- **AMS** : American Meteor Society
- **ASGARD** : All Sky and Guided Automatic Realtime Detection
- **BOAM** : Base de données des Observateurs Amateurs de Météores
- **BRAMS** : Belgian RAdio Meteor Stations
- **BRAMON** : BRAzilian MeteOr Network
- **CABERNET** : CAmera for BEtter Resolution NETwork
- **CAMS** : Cameras for Allsky Meteor Surveillance
- **CAMO** : Canadian Automated Meteor Observatory
- **CCD** : Coupled Charged Device
- **CEMeNT** : Central European Meteor Network
- **CMN** : Croatian Meteor Network
- **CMOR** : Canadian Meteor Orbit Radar
- **DFN** : Desert Fireball Network
- **DMS** : Dutch Meteor Society
- **DLT** : Date Limite de Traçabilité
- **EDMOND** : European viDeo MeteOr Network Database
- **EFN** : European Fireball Network
- **ESA** : European Space Agency
- **FFN** : Finnish Fireball Network
- **FMA** : Fachgruppe Meteorastronomie
- **FRIPON** : Fireball Recovery and InterPlanetary Observation Network
- **GRAVES** : Grand Réseau Adapté à la VEille Spatiale
- **HMN** : Hungarian Meteor Network
- **IAU** : Union Astronomique Internationale
- **ICE** : International Cometary Explorer
- **IMO** : International Meteor Organization

- **IMO VMN** : International Meteor Organization Video Meteor Network
- **IMTN** : Italian Meteor and TLE Network
- **HTC** : Halley-Type Comets
- **JFC** : Jupiter Family Comets
- **MEO** : Meteoroid Environment Office
- **MPF** : Multi-Parameter Fitting ou « Ajustement à Paramètres Multiples »
- **NEMETODE** : Network for Meteor Triangulation and Orbit Determination
- **PFN** : Polish Fireball Network
- **PSF** : Point Spread Function
- **REFORME** : Réseau Français d'ObseRvation de Météores
- **RGI** : Français pour ECI : Earth-Centered Inertial
- **SLR** : Short-Lived Radionuclides
- **SOI** : Sphere Of Influence
- **SOMN** : Southern Ontario Meteor Network
- **SPMN** : Spanish Photographic Meteor Network
- **SVMN** : Slovak Video Meteor Network
- **UKMON** : UK Meteor Observation Network

Liste des tableaux

1.1	Associations probables entre pluies de météores et corps parents . . .	28
4.1	Caractéristiques des simulations utilisées	60
4.2	Pourcentage d'individus testés pour chaque catégorie de population .	61
4.3	Erreur relative de l'estimation de la durée estimée	63
4.4	Résultats de l'estimation temporelle - simulation 1	64
4.5	Distribution des estimations temporelles - simulation 1	65
4.6	Résultats de l'estimation temporelle - simulation 2	66
4.7	Distribution des estimations temporelles - simulation 2	66
4.8	Résultats de l'estimation temporelle - simulation 3	67
4.9	Distribution des estimations temporelles - simulation 3	67
4.10	Incertitudes associées à la simulation 1	69
4.11	Estimation temporelle en tenant compte des incertitudes - simulation 1	69
4.12	Incertitudes associées à la simulation 2	70
4.13	Estimation temporelle en tenant compte des incertitudes - simulation 2	70
4.14	Incertitudes associées à la simulation 3	71
4.15	Estimation temporelle en tenant compte des incertitudes - simulation 3	71
5.1	Durées rapportées à l'AMS dans le cas de quatre bolides	76
5.2	Précision de l'estimation de la vitesse à partir d'observations visuelles	77
5.3	Trajectoire de 20160806T220747 estimée à partir d'observations visuelles	79
5.4	Trajectoire de 20160806T220747 déterminée à partir des observations de REFORME et BOAM	80
5.5	Orbites potentielles de 20160806T220747 déterminées par UFOorbit .	82
5.6	Trajectoire et orbite du bolide 20160806T220747 déterminées par FRI- PON	83
5.7	Distance angulaire entre les directions des différentes trajectoires esti- mées	84
6.1	Position initiale du bolide d'Orgueil	91
6.2	Témoignages de la chute de la météorite d'Orgueil	92
6.3	Vitesses estimées du météoroïde d'Orgueil en fonction de la durée de la chute	93
6.4	Paramètres orbitaux du météoroïde d'Orgueil pour différentes vitesses pré-atmosphériques	94
8.1	Erreur sur la localisation des centroïdes - Pic du Midi	119

8.2	Erreur sur la localisation des centroïdes - Montsec	119
9.1	Vitesse d'un météore en fonction de la position de référence considérée	130
9.2	Paramètres des météores simulés avec un modèle de propagation . . .	142
9.3	Paramètres des météores simulés avec un modèle de désintégration . .	142
10.1	Avantages et inconvénient des différentes méthodes d'optimisation étudiées	153
10.2	Résultat de la comparaison - fakeor 1	156
10.3	Erreur sur l'estimation initiale des paramètres - fakeor 2	156
10.4	Résultat de la comparaison - fakeor 2, estimation initiale associée à la 1 ^{ère} position observée	156
10.5	Résultat de la comparaison - fakeor 2, estimation initiale améliorée .	157
10.6	Erreur sur l'estimation initiale des paramètres - fakeor 3	157
10.7	Résultat de la comparaison - fakeor 3, estimation initiale associée à la 1 ^{ère} position observée	158
10.8	Résultat de la comparaison - fakeor 3, estimation initiale améliorée .	158
11.1	Estimations de la vitesse initiale du météore réel associées à chaque méthode de détermination considérée	169
11.2	χ^2 obtenu pour chaque modèle de vitesse considéré	170
11.3	Sensibilité des fonctions de coût aux conditions initiales	173
11.4	Nombre de conditionnement relatif à différents emplacements autour de la solution nominale	174
12.1	Nombre de doubles et triples détections réalisées par CABERNET en fonction de Δt	183
12.2	Durée réelle d'obturation des caméras	185
12.3	Amplitude des forces considérées pour la détermination d'orbites . . .	188
12.4	Trajectoire et orbites de quatre Géminides détectées en 2016	193
13.1	Amplitude des forces s'exerçant sur un météoroïde	207
13.2	Amplitude des forces s'exerçant sur une comète	208
14.1	Orbites initiales utilisées pour l'analyse de l'évolution orbitale des corps parents	214
14.2	Durée de traçabilité des corps parents étudiés	233
14.3	Taille des nuages de clones générés	234
14.4	Influence de l'utilisation de la variance	235
14.5	Influence des forces non-gravitationnelles	236
14.6	Orbites initiales utilisées pour l'intégration de 26P	237
15.1	Modification de l'orbite de 21P pour intercepter celle de la Terre . . .	242
15.2	DLT de onze nuages de clones d'une Draconide simulée	243

Table des figures

1.1	Nomenclature utilisée pour l'étude des météores	26
1.2	Modélisation de l'essaim de météoroïdes à l'origine des Géminides . .	27
1.3	Image composite illustrant l'apparition de météores sporadiques . . .	29
1.4	Exemple de météore capturé par CABERNET	31
1.5	Exemple d'échos radio mesurés par BRAMS	33
1.6	Diagramme ternaire Mg-Na-Fe	34
2.1	Impact entre Shoemaker-Levy 9 et Jupiter	42
2.2	Intérêts et enjeux de l'étude des météores	44
3.1	Météorites récoltées en France aux XIX ^{ème} et XX ^{ème} siècles	53
3.2	Nombre d'observations visuelles contenues dans la base de données de l'IMO	56
3.3	Capture d'écran de l'application « Fireballs in the sky »	57
4.1	Simulation d'un météore avec fragmentation	60
4.2	Simulation d'un météore sans fragmentation	60
4.3	Protocole mis en place pour évaluer la précision d'une estimation tem- porelle	64
5.1	Photographies du bolide du 6 août 2016	78
5.2	Localisation des stations d'observation BOAM/REFORME	80
5.3	Projection dans l'écliptique des orbites déterminées pour 20160806T220747	81
5.4	Profil de vitesse du bolide 20160806T220747	83
5.5	Trajectoires de 20160806T220747 estimées à partir d'observations vi- suelles, des données de BOAM & REFORME ou de FRIPON	84
6.1	Directions estimées du bolide du 22 décembre 1995 à partir d'obser- vations visuelles	89
6.2	Influence de la date du rapport sur la précision obtenue	89
6.3	Projection dans l'écliptique des trajectoires potentielles du météoroïde d'Orgueil	94
7.1	Résultat de l'unification des bases de données EDMOND et SonotaCo entre 2014 et 2016	101
7.2	Exemple d'images capturées par FRIPON	102

7.3	Radiants et vitesses géocentriques de Géminides mesurées par différents réseaux de détections	104
7.4	Caméras CABERNET	107
8.1	Exemple de réduction photométrique d'un météore capturé par CABERNET	110
8.2	Binarisation d'une image enregistrée par CABERNET	111
8.3	Exemple de courbe de lumière le long de la traînée d'un météore	112
8.4	Localisation des centroïdes ajustés avec le modèle de la gaussienne en mouvement	114
8.5	Centroïdes ajustés avec les modèles de gaussiennes bidimensionnelles	116
8.6	Incertitudes échelonnées pour le Pic du Midi - gaussienne classique	117
8.7	Incertitudes échelonnées pour le Pic du Midi - gaussienne en mouvement	117
8.8	Incertitudes échelonnées pour Montsec - gaussienne classique	118
8.9	Incertitudes échelonnées pour Montsec - gaussienne en mouvement	118
8.10	Carte des centroïdes ayant franchi le test du χ^2 en fonction de la distance au centre de l'image	120
8.11	Erreur sur la localisation des centroïdes dans le cas de longs météores	121
8.12	Carte de distorsion de la caméra du Pic du Midi	122
8.13	Erreur de la réduction astrométrique	124
9.1	Écart entre la direction de propagation d'un météore et les lignes de visée mesurées	127
9.2	Schéma de synthèse de la méthode d'intersection des plans	128
9.3	Exemple de trajectoire déterminée par la méthode des moindres carrés	129
9.4	Vitesse d'un météore en fonction de la position de référence considérée	131
9.5	Modèle de propagation d'un météore	132
9.6	Estimation de Δt	136
9.7	Pipeline de réduction des données de CABERNET	137
9.8	Exemple de trajectoire simulée	139
9.9	Exemple de météore simulé	139
9.10	Magnitude des météores simulés	140
9.11	Simulation d'une détection bruitée	140
9.12	Principales étapes de la construction de météores simulés	141
10.1	Principales étapes de l'algorithme de minimisation de Nelder-Mead	146
10.2	Principales étapes de la méthode d'optimisation par essaim particulaire	152
10.3	Exemple du déroulement du PSO	153
11.1	Vitesse d'un météore brillant capturé par CABERNET	162
11.2	Précision de la vitesse pré-atmosphérique obtenue pour différentes méthodes de calcul et incertitudes ajoutées à la localisation des centroïdes - vitesse constante	164
11.3	Précision de la vitesse pré-atmosphérique obtenue pour différentes méthodes de calcul et incertitudes ajoutées à la localisation des centroïdes - décélération exponentielle	165

11.4	Précision de la vitesse pré-atmosphérique obtenue pour différentes méthodes de calcul et incertitudes ajoutées à la localisation des centroïdes - modèle d'ablation	166
11.5	Différences entre le profil de vitesse généré par AFM et un modèle de décélération exponentielle	167
11.6	Résultat des différentes déterminations de la vitesse d'un météore enregistré par CABERNET le 27/07/2016	169
11.7	Erreur sur la détermination de la vitesse et du radiant	171
11.8	Cartes conditionnelles de $V_{beg}/x = f(V_{beg}/y)$ et $a_1 = f(a_2)$	173
11.9	Différence de cartes conditionnelles	174
11.10	Ajustement de deux courbes de décélération créées par le logiciel AFM176	
12.1	Détections potentielles de météores capturés par CABERNET entre 2014 et 2017	181
12.2	Divergence de l'horloge des ordinateurs du réseau	182
12.3	Variation de l'élévation (à gauche) et de l'azimut (à droite) de la direction de référence pointée par la station de Guzet	184
12.4	Variation de l'élévation (à gauche) et de l'azimut (à droite) de la direction de référence pointée par la station du Pic du Midi	184
12.5	Exemple de résultat obtenu en appliquant le MPF à un météore capturé par le réseau	189
12.6	Exemple de centroïde ayant échoué au test d'adéquation du χ^2 à cause de la valeur du fond de ciel	191
12.7	Projection dans l'écliptique des orbites de Géminides capturées par CABERNET	194
12.8	Incertitudes associées aux orbites de Géminides mesurées	195
13.1	Récapitulatif des principales forces non-gravitationnelles exercées sur un météoroïde	206
14.1	Projection dans l'écliptique des orbites de quelques corps parents	215
14.2	Évolution dynamique de 67P	217
14.3	Rencontres proches entre 21P ou 26P et Jupiter	219
14.4	Variations séculaires des éléments orbitaux de la comète Encke	220
14.5	Rapprochements entre 2P et Jupiter ayant très légèrement modifié les éléments orbitaux de la comète	221
14.6	Évolution dynamique de 21P et 26P	222
14.7	Évolution dynamique de Encke et 109P	223
14.8	Évolution du demi-grand axe de la comète 109P	224
14.9	Évolution du demi-grand axe de la comète 55P	225
14.10	Évolution dynamique de 55P et 8P	226
14.11	Évolution dynamique des astéroïdes	227
14.12	Conséquences d'un rapprochement entre Phaethon et Jupiter	229
14.13	Rencontres proches entre 196256 et Jupiter ayant légèrement modifié le demi-grand axe de l'astéroïde	230
14.14	Influence de l'utilisation de la variance	235

14.15 Influence des forces non-gravitationnelles sur l'évolution dynamique de 2P et 8P	236
14.16 Influence des forces non-gravitationnelles sur l'évolution dynamique de 26P	237
15.1 Évolution d'un nuage de clones reproduisant le comportement d'une Draconide	242

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.
- Altwegg, K., Balsiger, H., Bar-Nun, A., Berthelier, J. J., Bieler, A., Bochslers, P., Briois, C., Calmonte, U., Combi, M., De Keyser, J., Eberhardt, P., Fiethe, B., Fuselier, S., Gasc, S., Gombosi, T. I., Hansen, K. C., Hässig, M., Jäckel, A., Kopp, E., Korth, A., LeRoy, L., Mall, U., Marty, B., Mousis, O., Neefs, E., Owen, T., Rème, H., Rubin, M., Sémon, T., Tzou, C.-Y., Waite, H., et Wurz, P. (2015). 67P/Churyumov-Gerasimenko, a Jupiter family comet with a high D/H ratio. *Science*, 347(27) :1261952.
- Altwegg, K., Balsiger, H., Bar-Nun, A., Berthelier, J.-J., Bieler, A., Bochslers, P., Briois, C., Calmonte, U., Combi, M. R., Cottin, H., De Keyser, J., Dhooghe, F., Fiethe, B., Fuselier, S. A., Gasc, S., Gombosi, T. I., Hansen, K. C., Haessig, M., Jäckel, A., Kopp, E., Korth, A., Le Roy, L., Mall, U., Marty, B., Mousis, O., Owen, T., Rème, H., Rubin, M., Semon, T., Tzou, C.-Y., Waite, J. H., et Wurz, P. (2016). Prebiotic chemicals—amino acid and phosphorus—in the coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Science Advances*, 2 :e1600285–e1600285.
- Andreev, G. (1991). The Influence of the Meteor Position on the Zenith Attraction. In Heinlein, D. et Koschny, D., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, 9th IMC, Violau, Germany, 1990*.
- Andreic, Z. (2012). Dark flight calculations : how accurate can they be? In *Proceedings of the International Meteor Conference, 30th IMC, Sibiu, Romania, 2011*, pages 23–28.
- Antier, K. et Gulon, T. (2016a). Bilan BOAM 2016. http://www.boam.fr/Documentation/Bilan_BOAM_2016.pdf.
- Antier, K. et Gulon, T. (2016b). Bolide du 6 août 2016, 22h 08m TU. <http://www.reforme-meteor.net/bolide-du-6-aout-2016-22h04-tu/>.
- Arlt, R. et Brown, P. (1998). Bulletin 12 of the International Leonid Watch : Final Results of the 1997 Leonids and Prospects for 1998. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 26 :161–165.
- Asher, D. J. (1999). The Leonid meteor storms of 1833 and 1966. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307 :919–924.

- Atreya, P., Vaubaillon, J., Colas, F., Bouley, S., et Gaillard, B. (2012). CCD modification to obtain high-precision orbits of meteoroids. *mnras*, 423 :2840–2844.
- Audureau, Y., Marmo, C., Bouley, S., Kwon, M.-K., Colas, F., Vaubaillon, J., Birlan, M., Zanda, B., Vernazza, P., Caminade, S., et Gatteccea, J. (2014). FreeTure : A Free software to capTure meteors for FRIPON. In Rault, J.-L. et Roggemans, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Giron, France, 18-21 September 2014*, pages 39–41.
- Balsiger, H., Altwegg, K., Bar-Nun, A., Berthelier, J.-J., Bieler, A., Bochslers, P., Briois, C., Calmonte, U., Combi, M., De Keyser, J., Eberhardt, P., Fiethe, B., Fuselier, S. A., Gasc, S., Gombosi, T. I., Hansen, K. C., Hassig, M., Jackel, A., Kopp, E., Korth, A., Le Roy, L., Mall, U., Marty, B., Mousis, O., Owen, T., Reme, H., Rubin, M., Semon, T., Tzou, C.-Y., Waite, J. H., et Wurz, P. (2015). Detection of argon in the coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Science Advances*, 1 :e1500377–e1500377.
- Barentsen, G. (2009). Meteor astrometry : what accuracy do we need? Proceeding.
- Beck, P., Gillet, P., El Goresy, A., et Mostefaoui, S. (2005). Timescales of shock processes in chondritic and martian meteorites. *Nature*, 435 :1071–1074.
- Beech, M., Brown, P., et Jones, J. (1995a). The Potential Danger to Space Platforms from Meteor Storm Activity. *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 36 :127.
- Beech, M., Brown, P., et Jones, J. (1995b). VLF Detection of Fireballs. *Earth Moon and Planets*, 68 :181–188.
- Beech, M. et Steel, D. (1995). On the Definition of the Term Meteoroid. *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 36 :281.
- Benettin, G., Galgani, L., Giorgilli, A., et Strelcyn, J.-M. (1980). Lyapunov characteristic exponents for smooth dynamical systems and for Hamiltonian systems - A method for computing all of them. I - Theory. II - Numerical application. *Meccanica*, 15 :9–30.
- Bernatowicz, T., Fraundorf, G., Ming, T., Anders, E., Wopenka, B., Zinner, E., et Fraundorf, P. (1987). Evidence for interstellar SiC in the Murray carbonaceous meteorite. *Nature*, 330 :728–730.
- Bertin, E. (2010). SCAMP : Automatic Astrometric and Photometric Calibration. Astrophysics Source Code Library.
- Bertin, E. (2011). Automated Morphometry with SExtractor and PSFEx. In Evans, I. N., Accomazzi, A., Mink, D. J., et Rots, A. H., editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*, volume 442 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 435.
- Bertin, E. et Arnouts, S. (2010). SExtractor : Source Extractor. Astrophysics Source Code Library.

- Betlem, H., Jenniskens, P., van't Leven, J., Ter Kuile, C., Johannink, C., Zhao, H., Lei, C., Li, G., Zhu, J., Evans, S., et Spurney, P. (1999). Very precise orbits of 1998 Leonid meteors. *Meteoritics and Planetary Science*, 34 :979–986.
- Betlem, H., Ter Kuile, C. R., de Lignie, M., van't Leven, J., Jobse, K., Miskotte, K., et Jenniskens, P. (1998). Precision meteor orbits obtained by the Dutch Meteor Society - Photographic Meteor Survey (1981-1993). *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 128 :179–185.
- Bettonvil, E.-J.-A. (2005). Least squares estimation of a meteor trajectory and radiant with a Gauss-Markov model. In *Proceedings of the International Meteor Conference, 24th IMC, Oostmalle, Belgium, 2005*, pages 63–73.
- Beutler, G. (2005). *Methods of celestial mechanics. Vol. I : Physical, mathematical, and numerical principles*. Springer.
- Blanch, E., Trigo-Rodríguez, J. M., Madiedo, J. M., Lyytinen, E., Moreno-Ibáñez, M., Gritsevich, M., et Altadill, D. (2017). Detection of Nocturnal and Daylight Bolides from Ebre Observatory in the Framework of the SPMN Fireball Network. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 46 :185.
- Bland, P. A., Spurný, P., Bevan, A. W. R., Howard, K. T., Towner, M. C., Benedix, G. K., Greenwood, R. C., Shrbený, L., Franchi, I. A., Deacon, G., Borovička, J., Ceplecha, Z., Vaughan, D., et Hough, R. M. (2012). The Australian Desert Fireball Network : a new era for planetary science. *Australian Journal of Earth Sciences*, 59 :177–187.
- Borovička, J. (2007). Properties of meteoroids from different classes of parent bodies. In Valsecchi, G. B., Vokrouhlický, D., et Milani, A., editors, *Near Earth Objects, our Celestial Neighbors : Opportunity and Risk*, volume 236 of *IAU Symposium*, pages 107–120.
- Borovička, J. et Jenniskens, P. (2000). Time Resolved Spectroscopy of a Leonid Fireball Afterglow. *Earth Moon and Planets*, 82 :399–428.
- Borovička, J., Koten, P., Shrbený, L., Štork, R., et Hornoch, K. (2014). Spectral, Photometric, and Dynamic Analysis of Eight Draconid Meteors. *Earth Moon and Planets*, 113 :15–31.
- Borovička, J., Koten, P., Spurný, P., Boček, J., et Štork, R. (2005). A survey of meteor spectra and orbits : evidence for three populations of Na-free meteoroids. *Icarus*, 174 :15–30.
- Borovička, J., Spurný, P., Brown, P., Wiegert, P., Kalenda, P., Clark, D., et Shrbený, L. (2013a). The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor. *Nature*, 503 :235–237.
- Borovička, J., Spurný, P., Kalenda, P., et Tagliaferri, E. (2003). The Morávka meteorite fall : 1 Description of the events and determination of the fireball trajectory and orbit from video records. *Meteoritics and Planetary Science*, 38 :975–987.

- Borovička, J., Tóth, J., Igaz, A., Spurný, P., Kalenda, P., Haloda, J., Svoreň, J., Kornoš, L., Silber, E., Brown, P., et Husárik, M. (2013b). The Košice meteorite fall : Atmospheric trajectory, fragmentation, and orbit. *Meteoritics and Planetary Science*, 48 :1757–1779.
- Borovička, J. (1990). The comparison of two methods of determining meteor trajectories from photographs. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 41 :391–396.
- Borovička, J., Spurný, P., et Koten, P. (2007). Atmospheric deceleration and light curves of Draconid meteors and implications for the structure of cometary dust. *Astronomy and Astrophysics*, 473 :661–672.
- Bottke, Jr., W. F., Vokrouhlický, D., Rubincam, D. P., et Broz, M. (2002). *The Effect of Yarkovsky Thermal Forces on the Dynamical Evolution of Asteroids and Meteoroids*, pages 395–408.
- Boujibar, A., Andraut, D., Bolfan-Casanova, N., Bouhifd, M. A., et Monteux, J. (2015). Cosmochemical fractionation by collisional erosion during the Earth’s accretion. *Nature Communications*, 6 :8295.
- Bouquillon, S., Barache, C., Carlucci, T., Taris, F., Altmann, M., Andrei, A., Smart, R., Steele, I., et Els, S. (2014). Quasi-automatic software supports for Gaia ground based optical tracking. *Software and Cyberinfrastructure for Astronomy III, Proceedings of SPIE*.
- Bouvier, A. et Wadhwa, M. (2010). The age of the Solar System redefined by the oldest Pb-Pb age of a meteoritic inclusion. *Nature Geoscience*, 3 :637–641.
- Brown, P. et Arlt, R. (2000). Detailed visual observations and modelling of the 1998 Leonid shower. *MNRAS*, 319 :419–428.
- Brown, P., Campbell, M. D., Hawkes, R. L., Theijsmeijer, C., et Jones, J. (2002a). Multi-station electro-optical observations of the 1999 Leonid meteor storm. *Planet. Space Sci.*, 50 :45–55.
- Brown, P. et Jones, J. (1995). A Determination of the Strengths of the Sporadic Radio-Meteor Sources. *Earth Moon and Planets*, 68 :223–245.
- Brown, P., Weryk, R. J., Kohut, S., Edwards, W. N., et Krzeminski, Z. (2010a). Development of an All-Sky Video Meteor Network in Southern Ontario, Canada The ASGARD System. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 38 :25–30.
- Brown, P., Weryk, R. J., Wong, D. K., et Jones, J. (2008). The Canadian Meteor Orbit Radar Meteor Stream Catalogue. *Earth Moon and Planets*, 102 :209–219.
- Brown, P., Wong, D. K., Weryk, R. J., et Wiegert, P. (2010b). A meteoroid stream survey using the Canadian Meteor Orbit Radar. II : Identification of minor showers using a 3D wavelet transform. *Icarus*, 207 :66–81.

- Brown, P. G., Assink, J. D., Astiz, L., Blaauw, R., Boslough, M. B., Borovička, J., Brachet, N., Brown, D., Campbell-Brown, M., Ceranna, L., Cooke, W., de Groot-Hedlin, C., Drob, D. P., Edwards, W., Evers, L. G., Garces, M., Gill, J., Hedlin, M., Kingery, A., Laske, G., Le Pichon, A., Mialle, P., Moser, D. E., Saffer, A., Silber, E., Smets, P., Spalding, R. E., Spurný, P., Tagliaferri, E., Uren, D., Weryk, R. J., Whitaker, R., et Krzeminski, Z. (2013). A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors. *Nature*, 503 :238–241.
- Brown, P. G., Revelle, D. O., Tagliaferri, E., et Hildebrand, A. R. (2002b). An entry model for the Tagish Lake fireball using seismic, satellite and infrasound records. *Meteoritics and Planetary Science*, 37 :661–675.
- Bursa, M., Tauer, J., et Pec, K. (2013). *Gravity Field and Dynamics of the Earth*. Springer Berlin Heidelberg.
- Burton, A., Stern, J., Elsila, J., Glavin, D., et Dworkin, J. (2012). Understanding prebiotic chemistry through the analysis of extraterrestrial amino acids and nucleobases in meteorites. *Chem. Soc. Rev.*, 41 :5459–5472.
- Campbell-Brown, M. D., Borovička, J., Brown, P. G., et Stokan, E. (2013). High-resolution modelling of meteoroid ablation. *Astronomy and Astrophysics*, 557 :A41.
- Campbell-Brown, M. D. et Koschny, D. (2004). Model of the ablation of faint meteors. *Astronomy and Astrophysics*, 418 :751–758.
- Campbell-Burns, P. et Kacerek, R. (2014). The UK Meteor Observation Network. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 42 :139–144.
- Canup, R. M. (2004). Simulations of a late lunar-forming impact. *Icarus*, 168 :433–456.
- Capaccioni, F., Coradini, A., Filacchione, G., Erard, S., Arnold, G., Drossart, P., De Sanctis, M. C., Bockelee-Morvan, D., Capria, M. T., Tosi, F., Leyrat, C., Schmitt, B., Quirico, E., Cerroni, P., Mennella, V., Raponi, A., Ciarniello, M., McCord, T., Moroz, L., Palomba, E., Ammannito, E., Barucci, M. A., Bellucci, G., Benkhoff, J., Bibring, J. P., Blanco, A., Blecka, M., Carlson, R., Carsenty, U., Colangeli, L., Combes, M., Combi, M., Crovisier, J., Encrenaz, T., Federico, C., Fink, U., Fonti, S., Ip, W. H., Irwin, P., Jaumann, R., Kuehrt, E., Langevin, Y., Magni, G., Mottola, S., Orofino, V., Palumbo, P., Piccioni, G., Schade, U., Taylor, F., Tiphene, D., Tozzi, G. P., Beck, P., Biver, N., Bonal, L., Combe, J.-P., Despan, D., Flamini, E., Fornasier, S., Frigeri, A., Grassi, D., Gudipati, M., Longobardo, A., Markus, K., Merlin, F., Orosei, R., Rinaldi, G., Stephan, K., Cartacci, M., Cicchetti, A., Giuppi, S., Hello, Y., Henry, F., Jacquino, S., Noschese, R., Peter, G., Politi, R., Reess, J. M., et Semery, A. (2015). The organic-rich surface of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko as seen by VIRTIS/Rosetta. *Science*, 347(1) :aaa0628.
- Carlson, R. W. et Boyet, M. (2009). Short-lived radionuclides as monitors of early crust-mantle differentiation on the terrestrial planets. *Earth and Planetary Science Letters*, 279 :147–156.

- Carusi, A. et Valsecchi, G. B. (1987). Dynamical evolution of short-period comets. *Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences*, 67 :21–28.
- Ceplecha, Z. (1987). Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 38 :222–234.
- Ceplecha, Z. et Borovička, J. (1992). Meteors. *Interrelations Between Physics and Dynamics for Minor Bodies in the Solar System*.
- Ceplecha, Z., Borovička, J., Elford, W. G., Revelle, D. O., Hawkes, R. L., Porubčan, V., et Šimek, M. (1998). Meteor Phenomena and Bodies. *Space Science Reviews*, 84 :327–471.
- Ceplecha, Z. et Revelle, D. O. (2005). Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss, and radiation in the atmosphere. *Meteoritics and Planetary Science*, 40 :35.
- Ceplecha, Z., Spurný, P., Bocek, J., Novakova, M., et Polnitzky, G. (1987). European Network fireballs photographed in 1978. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 38 :211–222.
- Cevolani, G., Pupillo, G., Hajduk, A., et Porubčan, V. (2000). Observations of the Leonid Meteoroid Stream by a Multistation FS Radio System. *Earth Moon and Planets*, 82 :265–276.
- Cheney, E. et Kincaid, D. (2007). *Numerical Mathematics and Computing*. International student edition. Cengage Learning.
- Clark, D. L. et Wiegert, P. A. (2011). A numerical comparison with the Ceplecha analytical meteoroid orbit determination method. *Meteoritics and Planetary Science*, 46 :1217–1225.
- Clayton, D. D. et Nittler, L. R. (2004). Astrophysics with Presolar Stardust. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 42 :39–78.
- Clerc, M. (2006). Stagnation analysis in particle swarm optimization or what happens when nothing happens. *Tech. Rep.*
- Colas, F., Zanda, B., Bouley, S., Vaubaillon, J., Marmo, C., Audureau, Y., Kwon, M. K., Rault, J. L., Caminade, S., Vernazza, P., Gattacceca, J., Birlan, M., Maquet, L., Egal, A., Rotaru, M., Gruson-Daniel, Y., Birnbaum, C., Cochard, F., et Thizy, O. (2015). FRIPON, the French fireball network. *European Planetary Science Congress 2015, held 27 September - 2 October, 2015 in Nantes, France*, 10 :EPSC2015–800.
- Colas, F., Zanda, B., Bouley, S., Vaubaillon, J., Marmo, C., Audureau, Y., Kwon, M.-K., Rault, J.-L., Vernazza, P., Gattacceca, J., Caminade, S., Birlan, M., Maquet, L., Egal, A., Rotaru, M., Jorda, L., Birnbaum, C., Blanpain, C., Malygoyre, A., Lecubin, J., Cellino, A., Gardiol, D., Di Martino, M., Nitschelm, C., Camargo,

- J., Valenzuela, M., Ferrière, L., Popescu, M., et Loizeau, D. (2016). FRIPON network status. In Roggemans, A. et Roggemans, P., editors, *International Meteor Conference Egmond, the Netherlands, 2-5 June 2016*, page 55.
- Colas, F., Zanda, B., Bouley, S., Vaubaillon, J., Vernazza, P., Gattacceca, J., Marmo, C., Audureau, Y., Kwon, M. K., Maquet, L., Rault, J.-L., Birlan, M., Egal, A., Rotaru, M., Birnbaum, C., Cochard, F., et Thizy, O. (2014). The FRIPON and Vigie-Ciel networks. In Rault, J.-L. et Roggemans, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Giron, France, 18-21 September 2014*, pages 34–38.
- Ćuk, M. et Stewart, S. T. (2012). Making the Moon from a Fast-Spinning Earth : A Giant Impact Followed by Resonant Despinning. *Science*, 338 :1047.
- Daubrée, G.-A. (1864a). Communication de M. Daubrée, d’après sa correspondance et celle de M. Le Verrier. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences Paris*, 58 :932–937.
- Daubrée, G.-A. (1864b). Nouveaux renseignements sur le bolide du 14 mai 1864. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences Paris*, 58 :1065–1072.
- Daubrée, G.-A. (1867). Complément d’observations sur la chute de météorites qui a eu lieu le 14 mai 1864 aux environs d’Orgueil (Tarn et Garonne). *Nouvelles Archives du Muséum d’Histoire Naturelle*, 3 :1–19.
- Davidson, M. (1936). The Computation of the Real Path of Meteors. *The Journal of the British Astronomical Association*, 46.
- Despois, D., Ricaud, P., Lautié, N., Schneider, N., Jacq, T., Biver, N., Lis, D. C., Chamberlin, R. A., Phillips, T. G., Miller, M., et Jenniskens, P. (2000). Search for Extraterrestrial Origin of Atmospheric Trace Molecules - Radio Sub-MM Observations during the Leonids. *Earth Moon and Planets*, 82 :129–140.
- Devillepoix, H. A. R., Bland, P. A., Towner, M. C., Cupák, M., Sansom, E. K., Jansen-Sturgeon, T., Howie, R. M., Paxman, J., et Hartig, B. A. D. (2016). Status of the Desert Fireball Network. In Roggemans, A. et Roggemans, P., editors, *International Meteor Conference Egmond, the Netherlands, 2-5 June 2016*, pages 60–62.
- Drummond, J. D. (1981). A test of comet and meteor shower associations. *Icarus*, 45 :545–553.
- Drummond, J. D. (1991). Earth-approaching asteroid streams. *Icarus*, 89 :14–25.
- Eberhardt, P., Reber, M., Krankowsky, D., et Hodges, R. R. (1995). The D/H and $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ ratios in water from comet P/Halley. *Astronomy and Astrophysics*, 302 :301.
- Edwards, W. N., Eaton, D. W., et Brown, P. G. (2008). Seismic observations of meteors : Coupling theory and observations. *Reviews of Geophysics*, 46 :RG4007.

- Egal, A., Gural, P., Vaubaillon, J., Colas, F., et Thuillot, W. (2015). Limitations of the current methods used to compute meteors orbits. *European Planetary Science Congress 2015, held 27 September - 2 October, 2015 in Nantes, France*, 10 :EPSC2015–678.
- Egal, A., Gural, P., Vaubaillon, J., Colas, F., et Thuillot, W. (2016a). A new approach to compute accurate velocity of meteors. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 48 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, page 320.01.
- Egal, A., Gural, P., 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., Kwon, M.-K., Colas, F., Vaubaillon, J., et Marmo, C. (2016b). The challenge of meteor daylight observations. In Roggemans, A. et Roggemans, P., editors, *International Meteor Conference Egmond, the Netherlands, 2-5 June 2016*, pages 73–75.
- Egal, A., Vaubaillon, J., Colas, F., et Atreya, P. (2014). Low dispersion meteor velocity measurements with CABERNET. In Rault, J.-L. et Roggemans, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Giron, France, 18-21 September 2014*, pages 49–51.
- Emel’yanenko, V. V., Popova, O. P., Chugai, N. N., Shelyakov, M. A., Pakhomov, Y. V., Shustov, B. M., Shuvalov, V. V., Biryukov, E. E., Rybnov, Y. S., Marov, M. Y., Rykhlova, L. V., Naroenkov, S. A., Kartashova, A. P., Kharlamov, V. A., et Trubetskaya, I. A. (2013). Astronomical and physical aspects of the Chelyabinsk event (February 15, 2013). *Solar System Research*, 47 :240–254.
- Everhart, E. (1985). An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings. *International Astronomical Union Colloquium*, 83 :185–202.
- Fernandez, J. A. et Gallardo, T. (1994). The transfer of comets from parabolic orbits to short-period orbits : Numerical studies. *Astronomy and Astrophysics*, 281 :911–922.
- Fienga, A., Manche, H., Laskar, J., Gastineau, M., et Verna, A. (2014). INPOP new release : INPOP13c, IMCCE.
- Fischler, M. A. et Bolles, R. C. (1981). Random sample consensus : A paradigm for model fitting with applications to image analysis and automated cartography. *Commun. ACM*, 24(6) :381–395.
- Fletcher, R. et Powell, M. (1963-1964). A rapidly convergent descent method for minimization. *The Computer Journal*, 6 :163–168.
- 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 :205–222.

- Fraisse, P. (1979). Perception and estimation of time. *Annual Review of Psychology*, 35 :1–37.
- Fray, N., Bardyn, A., Cottin, H., Altwegg, K., Baklouti, D., Briois, C., Colangeli, L., Engrand, C., Fischer, H., Glasmachers, A., Grün, E., Haerendel, G., Henkel, H., Höfner, H., Hornung, K., Jessberger, E. K., Koch, A., Krüger, H., Langevin, Y., Lehto, H., Lehto, K., Le Roy, L., Merouane, S., Modica, P., Orthous-Daunay, F.-R., Paquette, J., Raulin, F., Rynö, J., Schulz, R., Silén, J., Siljeström, S., Steiger, W., Stenzel, O., Stephan, T., Thirkell, L., Thomas, R., Torkar, K., Varmuza, K., Wanczek, K.-P., Zaprudin, B., Kissel, J., et Hilchenbach, M. (2016). High-molecular-weight organic matter in the particles of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Nature*, 538 :72–74.
- Fries, M., Le Corre, L., Hankey, M., Fries, J., Matson, R., Schaefer, J., et Reddy, V. (2014). Detection and rapid recovery of the Sutter’s Mill meteorite fall as a model for future recoveries worldwide. *Meteoritics and Planetary Science*, 49 :1989–1996.
- Froeschle, C. (1984). The Lyapunov characteristic exponents and applications. *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée Supplement*, pages 101–132.
- Froeschlé, C., Lega, E., et Gonczi, R. (1997). Fast Lyapunov Indicators. Application to Asteroidal Motion. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 67 :41–62.
- Fulle, M., Della Corte, V., Rotundi, A., Weissman, P., Juhasz, A., Szego, K., Sordini, R., Ferrari, M., Ivanovski, S., Lucarelli, F., Accolla, M., Merouane, S., Zakharov, V., Mazzotta Epifani, E., López-Moreno, J. J., Rodríguez, J., Colangeli, L., Palumbo, P., Grün, E., Hilchenbach, M., Bussolletti, E., Esposito, F., Green, S. F., Lamy, P. L., McDonnell, J. A. M., Mennella, V., Molina, A., Morales, R., Moreno, F., Ortiz, J. L., Palomba, E., Rodrigo, R., Zarnecki, J. C., Cosi, M., Giovane, F., Gustafson, B., Herranz, M. L., Jerónimo, J. M., Leese, M. R., López-Jiménez, A. C., et Altobelli, N. (2015). Density and Charge of Pristine Fluffy Particles from Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *The Astrophysical Journal Letters*, 802 :L12.
- Galligan, D. P. (2001). Performance of the D-criteria in recovery of meteoroid stream orbits in a radar data set. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 327 :623–628.
- Galushina, T. Y., Ryabova, G. O., et Skripnichenko, P. V. (2015). The force model for asteroid (3200) Phaethon. *Planetary and Space Science*, 118 :296–301.
- Gerlach, E. (2009). On the Numerical Computability of Asteroidal Lyapunov Times. *ArXiv e-prints*.
- Gil, S. (2008). Perception du temps et Émotions : Étude de l’influence des expressions faciales émotionnelles chez l’enfant et l’adulte. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, ED 0370, U.F.R. de Psychologie, Sciences Sociales et Sciences de l’Éducation.
- Goldstone, S., Lhamon, W., et Sechzer, J. (1978). Light intensity and judged duration. *Bulletin of the Psychonomic Society*, 12(1) :83–84.

- Gorry, P. A. (1990). General least-squares smoothing and differentiation by the convolution (savitzky-golay) method. *Analytical Chemistry (USA)*, 62 :570–573.
- Gounelle, M., Spurný, P., et Bland, P. A. (2006). The orbit and atmospheric trajectory of the Orgueil meteorite from historical records. *Meteoritics and Planetary Science*, 41 :135–150.
- Gritsevich, M. I. (2009). Determination of parameters of meteor bodies based on flight observational data. *Advances in Space Research*, 44 :323–334.
- Groussin, O., Hahn, G., Lamy, P. L., Gonczi, R., et Valsecchi, G. B. (2007). The long-term evolution and initial size of comets 46P/Wirtanen and 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 376 :1399–1406.
- Gural, P. (2016). A fast meteor detection algorithm. In Roggemans, A. et Roggemans, P., editors, *International Meteor Conference Egmond, the Netherlands, 2-5 June 2016*, pages 96–104.
- Gural, P. S. (2012). A new method of meteor trajectory determination applied to multiple unsynchronized video cameras. *Meteoritics and Planetary Science*.
- Gustafson, B. A. S. (1989). Geminid meteoroids traced to cometary activity on Phaethon. *Astronomy and Astrophysics*, 225 :533–540.
- Haack, H., Grau, T., Bischoff, A., Horstmann, M., Wasson, J., Sørensen, A., Laubenstein, M., Ott, U., Palme, H., Gellissen, M., Greenwood, R. C., Pearson, V. K., Franchi, I. A., Gabelica, Z., et Schmitt-Kopplin, P. (2012). Maribo - A new CM fall from Denmark. *Meteoritics and Planetary Science*, 47 :30–50.
- Hajdukova, Jr., M., Koteš, P., Kornos, L., et Toth, J. (2017). Meteoroid Orbits from Video Meteors. The Case of the Geminid Stream. *ArXiv e-prints*.
- Hallis, L. J. (2017). D/H ratios of the inner Solar System. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 375 :20150390.
- Hankey, M. et Perlerin, V. (2014). AMS fireball program, community website, mobile app, and all-sky camera. In Gyssens, M., Roggemans, P., et Zoladek, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Poznan, Poland, 22-25 August 2013*, page 120.
- Hankey, M. et Perlerin, V. (2015a). IMO Fireball report form : results and prospects. In *Proceedings of the International Meteor Conference, Mistelbach, Austria, 27-30 August 2015*, volume 43, pages 2–7.
- Hankey, M. et Perlerin, V. (2015b). IMO’s new online fireball form. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 43 :2–7.
- Hankey, M. et Perlerin, V. (2016). A tale of two fireballs. In Roggemans, P. et Roggemans, A., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Egmond, the Netherlands, 2-5 June 2016*, pages 111–112.

- Hankey, M., Perlerin, V., Lunsford, R., et Meisel, D. (2014). American Meteor Society online fireball report. In Gyssens, M., Roggemans, P., et Zoladek, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Poznan, Poland, 22-25 August 2013*, pages 115–119.
- Hartogh, P., Lis, D. C., Bockelée-Morvan, D., de Val-Borro, M., Biver, N., Küppers, M., Emprechtinger, M., Bergin, E. A., Crovisier, J., Rengel, M., Moreno, R., Szu-towicz, S., et Blake, G. A. (2011). Ocean-like water in the Jupiter-family comet 103P/Hartley 2. *Nature*, 478 :218–220.
- Hawkins, G. S. (1956). A radio echo survey of sporadic meteor radiants. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 116 :92.
- Hawkins, G. S. et Upton, E. K. L. (1958). The Influx Rate of Meteors in the Earth's Atmosphere. *The Astrophysical Journal*, 128 :727.
- Hestenes, M. et Stiefel, E. (1952). Methods of conjugate gradients for solving linear systems. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 49(6) :155–162.
- Hughes, D. W. (1995). The Perseid Meteor Shower. *Earth Moon and Planets*, 68 :31–70.
- Hughes, D. W. et Williams, I. P. (2000). The velocity distributions of periodic comets and stream meteoroids. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 315 :629–634.
- IAU Commission F1 (2017). Definitions of terms in meteor astronomy. https://www.iau.org/static/science/scientific_bodies/commissions/f1/meteordefinitions_approved.pdf.
- IMO (2017). IMO. http://www.imo.net/members/imo_shop.
- Jacchia, L., Verniani, F., et Briggs, R. E. (1967). An Analysis of the Atmospheric Trajectories of 413 Precisely Reduced Photographic Meteors. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 10 :1–139.
- Jenniskens, P. (1994). Meteor stream activity I. The annual streams. *Astronomy and Astrophysics*, 287 :990–1013.
- Jenniskens, P. (2006). *Meteor Showers and their Parent Comets*.
- Jenniskens, P., Fries, M. D., Yin, Q.-Z., Zolensky, M., Krot, A. N., Sandford, S. A., Sears, D., Beauford, R., Ebel, D. S., Friedrich, J. M., Nagashima, K., Wimpenny, J., Yamakawa, A., Nishiizumi, K., Hamajima, Y., Caffee, M. W., Welten, K. C., Laubenstein, M., Davis, A. M., Simon, S. B., Heck, P. R., Young, E. D., Kohl, I. E., Thiemens, M. H., Nunn, M. H., Mikouchi, T., Hagiya, K., Ohsumi, K., Cahill, T. A., Lawton, J. A., Barnes, D., Steele, A., Rochette, P., Verosub, K. L., Gattacceca, J., Cooper, G., Glavin, D. P., Burton, A. S., Dworkin, J. P., Elsila, J. E., Pizzarello, S., Oglione, R., Schmitt-Kopplin, P., Harir, M., Hertkorn, N., Verchovsky, A., Grady, M., Nagao, K., Okazaki, R., Takechi, H., Hiroi, T., Smith, K., Silber, E. A., Brown, P. G., Albers, J., Klotz, D., Hankey, M., Matson, R.,

- Fries, J. A., Walker, R. J., Puchtel, I., Lee, C.-T. A., Erdman, M. E., Eppich, G. R., Roeske, S., Gabelica, Z., Lerche, M., Nuevo, M., Girten, B., et Worden, S. P. (2012). Radar-Enabled Recovery of the Sutter's Mill Meteorite, a Carbonaceous Chondrite Regolith Breccia. *Science*, 338 :1583.
- 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 :40–61.
- Jenniskens, P. et Marsden, B. G. (2003). 2003 EH_1 and the Quadrantids. *IAU Circ.*, 8252.
- Jenniskens, P., Nénon, Q., Albers, J., Gural, P. S., Haberman, B., Holman, D., Morales, R., Grigsby, B. J., Samuels, D., et Johannink, C. (2016). The established meteor showers as observed by CAMS. *Icarus*, 266 :331–354.
- Jenniskens, P. et Vaubaillon, J. (2007). 3D/Biela and the Andromedids : Fragmenting versus Sublimating Comets. *The Astronomical Journal*, 134 :1037–1045.
- Jenniskens, P., Wilson, M. A., Packan, D., Laux, C. O., Krüger, C. H., Boyd, I. D., Popova, O. P., et Fonda, M. (2000). Meteors : A Delivery Mechanism of Organic Matter to the Early Earth. *Earth Moon and Planets*, 82 :57–70.
- Jewitt, D. (2012). The Active Asteroids. *The Astronomical Journal*, 143 :66.
- Jewitt, D., Li, J., et Agarwal, J. (2013). The Dust Tail of Asteroid (3200) Phaethon. *The Astrophysical Journal Letters*, 771 :L36.
- Jones, J. et Brown, P. (1993). Sporadic meteor radiant distributions - Orbital survey results. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 265 :524.
- Jopek, T. J. (1993). Remarks on the meteor orbital similarity D-criterion. *Icarus*, 106 :603.
- Jopek, T. J. et Froeschle, C. (1997). A stream search among 502 TV meteor orbits. an objective approach. *Astronomy and Astrophysics*, 320 :631–641.
- Jopek, T. J. et Jenniskens, P. M. (2011). The Working Group on Meteor Showers Nomenclature : A History, Current Status and a Call for Contributions. In Cooke, W. J., Moser, D. E., Hardin, B. F., et Janches, D., editors, *Meteoroids : The Smallest Solar System Bodies*, pages 7–13.
- Jopek, T. J. et Kaňuchová, Z. (2017). IAU Meteor Data Center-the shower database : A status report. *Planetary and Space Science*, 143 :3–6.
- Jopek, T. J., Rudawska, R., et Bartczak, P. (2008). Meteoroid Stream Searching : The Use of the Vectorial Elements. *Earth Moon and Planets*, 102 :73–78.
- Jouin, S., Gulon, T., Brunet, J., et Leroy, A. (2013). Using BOAM to post meteor data from UFOAnalyzer into the Virtual Meteor Observatory. In Gyssens, M. et Roggemans, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, 31st IMC, La Palma, Canary Islands, Spain, 2012*, pages 125–126.

- Keay, C. (1995). Continued Progress in Electrophonic Fireball Investigations. *Earth Moon and Planets*, 68 :361–368.
- Keay, C. S. L. et Ceplecha, Z. (1994). Rate of observation of electrophonic meteor fireballs. *Journal of Geophysical Research*, 99 :13163–13165.
- Kennedy, J. et Eberhart, R. (1995). Particle swarm optimization. *Proceedings of IEEE International Conference on Neural Networks*, pages 1942–1948.
- Kirkpatrick, S., Gelatt, C. D., et Vecchi, M. P. (1983). Optimization by Simulated Annealing. *Science*, 220 :671–680.
- Kleiber, J. (1889). Petite Histoire des Étoiles Filantes. *L'Astronomie*, 8 :413–416.
- 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. (2002). Software for processing of meteor video records. In Warmbein, B., editor, *Asteroids, Comets, and Meteors : ACM 2002*, volume 500 of *ESA Special Publication*, pages 197–200.
- 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.
- Koukal, J. (2016). Results of the EDMOND and SonotaCo united databases. *eMeteorNews*, 1 :20–23.
- Kresak, L. (1992). On the ejection and dispersion velocities of meteor particles. *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 22 :123–130.
- Kresakova, M. (1987). Associations Between Ancient Comets and Meteor Showers. *Astronomy and Astrophysics*, 187 :935.
- Krolikowska, M. (2003). 67P/Churyumov-Gerasimenko – Potential Target for the Rosetta Mission. *Acta Astronomica*, 53 :195–209.
- Kronk, G. W. (1988). *Meteor showers. A descriptive catalog*.
- Landeau, M., Olson, P., Deguen, R., et Hirsh, B. H. (2016). Core merging and stratification following giant impact. *Nature Geoscience*, 9 :786–789.
- Laskar, J. (2003). Frequency map analysis and quasiperiodic decompositions. *ArXiv Mathematics e-prints*.
- Laussedat (1864). Sur la méthode employée pour déterminer la trajectoire du bolide du 14 mai. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris*, 58 :1100–1105.
- Leroy, A., Ferrez, J. C., Gulon, T., Brunet, J., Jouin, S., Herrault, M., Godard, J. P., et Demeautis, C. (2012). The French Video Meteor Network. In *Proceedings of the International Meteor Conference, 30th IMC, Sibiu, Romania, 2011*, pages 85–88.

- Lespiault (1864). Note à l'occasion du bolide de 14 mai. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris*, 58 :1212–1213.
- Levenberg, K. (1944). A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quarterly of Applied Mathematics*, 2(2) :164–168.
- Levison, H. F. et Duncan, M. J. (1997). From the Kuiper Belt to Jupiter-Family Comets : The Spatial Distribution of Ecliptic Comets. *Icarus*, 127 :13–32.
- Lewis, R. S., Ming, T., Wacker, J. F., Anders, E., et Steel, E. (1987). Interstellar diamonds in meteorites. *Nature*, 326 :160–162.
- Lodders, K. (2010). Solar System Abundances of the Elements. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 16 :379.
- Lunsford, R. (2009). *Meteors and How to Observe Them*. Astronomers' Observing Guides. Springer New York.
- Lyytinen, E. et Gritsevich, M. (2013). A flexible fireball entry track calculation program. In Gyssens, M. et Roggemans, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, 31st IMC, La Palma, Canary Islands, Spain, 2012*, pages 155–167.
- Lyytinen, E. et Gritsevich, M. (2016). Implications of the atmospheric density profile in the processing of fireball observations. *Planetary Space Science*, 120 :35–42.
- Ma, Y.-H. et He, Y.-W. (2001). The Third Peak of the 1998 Leonid Meteor Shower. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 1 :271–274.
- Madiedo, J. M., Trigo-Rodríguez, J. M., Konovalova, N., Ortiz, J. L., Castro-Tirado, A. J., Alonso-Azcárate, J., Lacruz, J., et Cabrera-Caño, J. (2013). Orbit, emission spectrum, and photometric analysis of two flickering sporadic fireballs. *Astronomy and Astrophysics*, 555 :A149.
- Maquet, L. (2015). The recent dynamical history of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Astronomy and Astrophysics*, 579 :A78.
- Marquardt, D. W. (1963). An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2) :431–441.
- Marsden, B. G., Sekanina, Z., et Yeomans, D. K. (1973). Comets and nongravitational forces. V. *Astronomical Journal*, 78 :211.
- Mason, J. W. (1995). The Leonid meteors and comet 55P/Tempel-Tuttle. *Journal of the British Astronomical Association*, 105 :219–235.
- Matthews, W., Stewart, N., et Wearden, J. (2011). Stimulus intensity and the perception of duration. *J Exp Psychol Hum Percept Perform*, 37 :303–13.
- McKeegan, K. D. et Davis, A. M. (2003). Early Solar System Chronology. *Treatise on Geochemistry*, 1 :711.

- McNaught, R. H. et Asher, D. J. (1999). Variation of Leonid maximum times with location of observer. *Meteoritics and Planetary Science*, 34 :975–978.
- Millman, P. M. (1961). Meteor News. *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 55 :265.
- MM. les secrétaires perpétuels (1864). Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'académie des sciences. Paris, Mallet-Bachelier, Imprimeur-Libraire. Gallica, BNF.
- Molau, S. (1999). The Meteor Detection Software METREC. In Arlt, R. et Knoefel, A., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, 17th IMC, Stara Lesna, Slovakia, 1998*, pages 9–16.
- Moorhead, A. V. (2016). Performance of D-criteria in isolating meteor showers from the sporadic background in an optical data set. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 455 :4329–4338.
- Morbidelli, A., Chambers, J., Lunine, J. I., Petit, J. M., Robert, F., Valsecchi, G. B., et Cyr, K. E. (2000). Source regions and time scales for the delivery of water to Earth. *Meteoritics and Planetary Science*, 35 :1309–1320.
- Moser, D. E. (2016). Comparing eyewitness-derived trajectories of bright meteors to ground truth data. In *Meteoroids 2016 Conference, Noordwijk, The Netherlands, 6-10 June 2016*.
- Murray, I. S., Beech, M., et Schroeder, M. (2002). Leonid light curve morphology : review of 1998-2001 data. In Warmbein, B., editor, *Asteroids, Comets, and Meteors : ACM 2002*, volume 500 of *ESA Special Publication*, pages 297–299.
- Musci, R., Weryk, R. J., Brown, P., Campbell-Brown, M. D., et Wiegert, P. A. (2012). An Optical Survey for Millimeter-sized Interstellar Meteoroids. *The Astrophysical Journal*, 745 :161.
- Nelder, J. et Mead, R. (1965). A simplex method for function minimization. *The Computer Journal*, 7(4) :308.
- Neslusan, L., Svoren, J., et Porubcan, V. (1998). A computer program for calculation of a theoretical meteor-stream radiant. *Astronomy and Astrophysics*, 331 :411–413.
- Olivier, C. P. (1925). The great meteor of May 11, 1922. *Popular Astronomy*, 33 :502–503.
- Olsson-Steel, D. (1987). The dispersal of the Geminid meteoroid stream by radiative effects. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 226 :1–17.
- Paxman, J. P. et Bland, P. A. (2014). Fireballs in the Sky : Improving the Accuracy of Crowd Sourced Fireball Observation Through the Application of Smartphone Technology. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 45 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, page 1731.

- Perlerin, V. (2017). Green fireball over wisconsin : Citizen science at work. www.amsmeteors.org/2017/02/green-fireball-over-wisconsin-citizen-science-at-work/. Accessed : 2017-02-23.
- Peucker-Ehrenbrink, B. et Schmitz, B. (2001). *Accretion of extraterrestrial matter throughout earth's history*.
- Poli, R., Kennedy, J., et Blackwell, T. (2007). Particle swarm optimization - an overview. *Intell*, page 1 :33.
- Porter, J.-G. (1942). The reduction of meteor observations. *Memoirs of the British Astronomical Association*, 34 :37–64.
- Powell, M. J. D. (1964). An efficient method for finding the minimum of a function of several variables without calculating derivatives. *The Computer Journal*, 7(2) :155–162.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., et Flannery, B. P. (1992). *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. Cambridge : University Press, [c1992, 2nd ed.
- Radzievskii, V. V. (1952). On the influence of an anisotropic re-emission of solar radiation on the orbital motion of asteroids and meteorites. *Astron. Zh.*, 29 :162–170.
- Rault, J.-L., Colas, F., et Vaubaillon, J. (2014). Radio set-up design for the FRIPON project. In Rault, J.-L. et Roggemans, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Giron, France, 18-21 September 2014*, pages 185–186.
- Reach, W. T., Kelley, M. S., et Sykes, M. V. (2007). A survey of debris trails from short-period comets. *Icarus*, 191 :298–322.
- Reffet, B., Vaubaillon, J., et Colas, F. (2014). A new meteor detection algorithm for shuttered photography. In Rault, J.-L. et Roggemans, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Giron, France, 18-21 September 2014*, pages 136–138.
- Rendtel, J. (1994). Book Review : Handbook for photographic meteor observations, International Meteor Organization, 1994. *Sky & Telescope*, 88 :60.
- Rendtel, J. (2004). Evolution of the Geminids Observed Over 60 Years. *Earth Moon and Planets*, 95 :27–32.
- Rendtel, J. (2008). The Orionid Meteor Shower Observed Over 70 Years. *Earth Moon and Planets*, 102 :103–110.
- Rendtel, J. (2014). Daytime meteor showers. In Rault, J.-L. et Roggemans, P., editors, *Proceedings of the International Meteor Conference, Giron, France, 18-21 September 2014*, pages 93–97.

- Rendtel, J. et Betlem, H. (1993). Orionid meteor activity on October 18, 1993. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 21 :264–268.
- Revelle, D. O. (1976). On meteor-generated infrasound. *Journal of Geophysical Research*, 81 :1217–1230.
- Rigaud, F., Jegouzo, I., Gaudemard, J., et Vaubaillon, J. (2012). Control and protection of outdoor embedded camera for astronomy. volume 8446, pages 84462S–84462S–12.
- Rivkin, A. S., Howell, E. S., Vilas, F., et Lebofsky, L. A. (2002). *Hydrated Minerals on Asteroids : The Astronomical Record*, pages 235–253.
- Romig, M. F. (1966). The Scientific Study of Meteors in the 19th Century. *Meteoritics*, 3.
- Rudawska, R. et Jenniskens, P. (2014). New meteor showers identified in the CAMS and SonotaCo meteoroid orbit surveys. *Meteoroids 2013*, pages 217–224.
- 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.
- Ryabova, G. O., Pleshanova, A. V., et Konstantinov, V. S. (2008). Determining the age of meteor streams with the retrospective evolution method. *Solar System Research*, 42 :335–340.
- Saint-Hilaire, J. (1863). *Météorologie d’Aristote*. Oeuvres d’Aristote. Ladrangé.
- Sansom, E., Ridgewell, J., Bland, P., et Paxman, J. (2016a). Meteor reporting made easy- The Fireballs in the Sky smartphone app. In Roggemans, A. et Roggemans, P., editors, *International Meteor Conference Egmond, the Netherlands, 2-5 June 2016*, pages 267–269.
- Sansom, E. K., Bland, P., Paxman, J., et Towner, M. (2015). A novel approach to fireball modeling : The observable and the calculated. *Meteoritics and Planetary Science*, 50 :1423–1435.
- Sansom, E. K., Bland, P. A., Rutten, M. G., Paxman, J., et Towner, M. C. (2016b). Filtering Meteoroid Flights Using Multiple Unscented Kalman Filters. *The Astronomical Journal*, 152 :148.
- Serani, A., Diez, M., Leotardi, C., Peri, D., Fasano, G., Iemma, U., et Campana, E. (2014). On the use of synchronous and asynchronous single-objective deterministic particle swarm optimization in ship design problems. *OPTI*.
- Shrbený, L. et Spurný, P. (2009). Precise data on Leonid fireballs from all-sky photographic records. *Astronomy and Astrophysics*, 506 :1445–1454.
- Soja, R. H., Sommer, M., Srama, R., Grün, E., Strub, P., Rodmann, J., Vaubaillon, J., Hornig, A., Bausch, L., et Herzog, J. (2014). The Interplanetary Meteoroid Environment for eXploration. *European Planetary Science Congress 2014, EPSC Abstracts, Vol. 9, id. EPSC2014-492*, 9 :EPSC2014-492.

- SonotaCo (2008a). Ufocapturev2, 2013. sonotaco.com/soft/download/UA2Manual_EN.pdf.
- SonotaCo (2008b). Ufoorbit, 2008. http://sonotaco.com/soft/U02/U021Manual_EN.pdf.
- SonotaCo (2009). A meteor shower catalog based on video observations in 2007-2008. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 37 :55–62.
- SonotaCo (2016). Observation error propagation on video meteor orbit determination. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 44 :42–45.
- Southworth, R. B. et Hawkins, G. S. (1963). Statistics of meteor streams. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 7 :261.
- Spalding, R., Tencer, J., Sweatt, W., Conley, B., Hogan, R., Boslough, M., Gonzales, G., et Spurný, P. (2017). Photoacoustic Sounds from Meteors. *Scientific Reports*, 7 :41251.
- Spurný, P., Betlem, H., van't Leven, J., et Jenniskens, P. (2000). Atmospheric behavior and extreme beginning heights of the 13 brightest photographic Leonids from the ground-based expedition to China. *Meteoritics and Planetary Science*, 35 :243–249.
- Spurný, P., Borovička, J., et Shrbený, L. (2007). Automation of the Czech part of the European fireball network : equipment, methods and first results. In Valsecchi, G. B., Vokrouhlický, D., et Milani, A., editors, *Near Earth Objects, our Celestial Neighbors : Opportunity and Risk*, volume 236 of *IAU Symposium*, pages 121–130.
- Spurný, P. et Ceplecha, Z. (2008). Is electric charge separation the main process for kinetic energy transformation into the meteor phenomenon? *Astronomy and Astrophysics*, 489 :449–454.
- Srba, J., Koukal, J., Ferus, M., Lenža, L., Gorková, S., Civiš, S., Simon, J., Csorgei, T., Jedlička, M., Korec, M., Kaniansky, S., Polák, J., Spurný, M., Brázdil, T., Mäsiar, J., Zima, M., Deliněák, P., Popek, M., Bahýl, V., Piffel, R., et Èechmánek, M. (2016). Central European MetEor NeTwork : Current status and future activities. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 44 :71–77.
- Stohl, J. (1968). Seasonal Variation in the Radiant Distribution of Meteors. In Kresak, L. et Millman, P. M., editors, *Physics and Dynamics of Meteors*, volume 33 of *IAU Symposium*, page 298.
- Tancredi, G. (1995). The dynamical memory of Jupiter family comets. *Astronomy and Astrophysics*, 299 :288.
- Tancredi, G. (1998). Chaotic dynamics of planet-encountering bodies. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 70 :181–200.
- Tancredi, G., Sánchez, A., et Roig, F. (2001). a Comparison Between Methods to Compute Lyapunov Exponents. *The Astronomical Journal*, 121 :1171–1179.

- Tatum, J. B. (1998). Tracking a Fireball from Eyewitness Accounts With Reference to the West Coast Event of 1995 December 22. *Journal of the RAS of Canada*, 92 :78.
- Thomas, E. et Weaver, W. (1975). Cognitive processing and time perception. *Perception and Psychophysics*, 17 :363–367.
- Tóth, J., Kornoš, L., et Porubčan, V. (2000). Photographic Leonids 1998 Observed at Modra Observatory. *Earth Moon and Planets*, 82 :285–294.
- Tóth, J., Kornoš, L., Zigo, P., Gajdoš, Š., Kalmančok, D., Világi, J., Šimon, J., Vereš, P., Šilha, J., Buček, M., Galád, A., Rusňák, P., Hrábek, P., Duriš, F., et Rudawska, R. (2015). All-sky Meteor Orbit System AMOS and preliminary analysis of three unusual meteor showers. *Planetary and Space Science*, 118 :102–106.
- Trigo-Rodríguez, J. M., Llorca, J., et Fabregat, J. (2002). On the Origin of the 1999 Leonid Storm as Deduced from Photographic Observations. *Earth Moon and Planets*, 91 :107–119.
- Trigo-Rodríguez, J. M., Madiedo, J. M., Williams, I. P., Dergham, J., Cortés, J., Castro-Tirado, A. J., Ortiz, J. L., Zamorano, J., Ocaña, F., Izquierdo, J., Sánchez de Miguel, A., Alonso-Azcárate, J., Rodríguez, D., Tapia, M., Pujols, P., Lacruz, J., Pruneda, F., Oliva, A., Pastor Erades, J., et Francisco Marín, A. (2013). The 2011 October Draconids outburst - I. Orbital elements, meteoroid fluxes and 21P/Giacobini-Zinner delivered mass to Earth. *Monthly Notices of the RAS*, 433.
- Šimek, M. et Pecina, P. (2000). Leonid meteor stream from Ondřejov radar observations in 1965-1967. *Astronomy and Astrophysics*, 357 :777–781.
- Valsecchi, G. B., Jopek, T. J., et Froeschle, C. (1999). Meteoroid stream identification : a new approach - I. Theory. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 304 :743–750.
- Vaubailon, J. (2003). Dynamique des météoroïdes dans le système solaire. application à la prévision des pluies météoritiques en général, et des léonides en particulier. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris.
- Vaubailon, J. (2017). A confidence index for forecasting of meteor showers. *Planetary and Space Science*, 143 :78–82.
- Vaubailon, J., Colas, F., et Jorda, L. (2005a). A new method to predict meteor showers. I. Description of the model. *Astronomy and Astrophysics*, 439 :751–760.
- Vaubailon, J., Colas, F., et Jorda, L. (2005b). A new method to predict meteor showers. II. Application to the Leonids. *Astronomy and Astrophysics*, 439 :761–770.
- Vaubailon, J., Koten, P., Margonis, A., Toth, J., Rudawska, R., Gritsevich, M., Zender, J., McAuliffe, J., Pautet, P.-D., Jenniskens, P., Koschny, D., Colas, F., Bouley, S., Maquet, L., Leroy, A., Lecacheux, J., Borovicka, J., Watanabe, J., et Oberst, J. (2015). The 2011 Draconids : The First European Airborne Meteor Observation Campaign. *Earth Moon and Planets*, 114 :137–157.

- Vaubailon, J., Lamy, P., et Jorda, L. (2006). On the mechanisms leading to orphan meteoroid streams. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370 :1841–1848.
- Vaubailon, J. J. et Reach, W. T. (2008). The Structure of Comets Revealed by the Debris from Breakup of 73P/SW3. In *Asteroids, Comets, Meteors 2008*, volume 1405 of *LPI Contributions*, page 8041.
- Vereš, P., Jedicke, R., Denneau, L., Wainscoat, R., Holman, M. J., et Lin, H.-W. (2012). Improved Asteroid Astrometry and Photometry with Trail Fitting. *Publications of the ASP*, 124 :1197–1207.
- Vernazza, P., Marsset, M., Beck, P., Binzel, R. P., Birlan, M., Brunetto, R., Demeo, F. E., Djouadi, Z., Dumas, C., Merouane, S., Mousis, O., et Zanda, B. (2015). Interplanetary Dust Particles as Samples of Icy Asteroids. *Astrophysical Journal*, 806 :204.
- Vinković, D., Garaj, S., Lim, P. L., Kovavić, D., Zgrablić, G., et Andreić, V. Z. (2002). Global Electrophonic Fireball Survey : a Review of Witness Reports - I. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 30 :244–257.
- Vojáček, V., Borovička, J., Koten, P., Spurný, P., et Štork, R. (2015). Catalogue of representative meteor spectra. *Astronomy and Astrophysics*, 580 :A67.
- Vokrouhlický, D., Bottke, W. F., Chesley, S. R., Scheeres, D. J., et Statler, T. S. (2015). *The Yarkovsky and YORP Effects*, pages 509–531.
- Vokrouhlický, D. et Farinella, P. (2000). Efficient delivery of meteorites to the Earth from a wide range of asteroid parent bodies. *Nature*, 407 :606–608.
- Weisberg, M. K., McCoy, T. J., et Krot, A. N. (2006). *Systematics and Evaluation of Meteorite Classification*, pages 19–52.
- Weryk, R. J., Brown, P. G., Domokos, A., Edwards, W. N., Krzeminski, Z., Nudds, S. H., et Welch, D. L. (2008). The Southern Ontario All-sky Meteor Camera Network. *Earth Moon and Planets*, 102 :241–246.
- Weryk, R. J., Campbell-Brown, M. D., Wiegert, P. A., Brown, P. G., Krzeminski, Z., et Musci, R. (2013). The Canadian Automated Meteor Observatory (CAMO) : System overview. *Icarus*, 225 :614–622.
- Whipple, F. L. (1940). Photographic meteor studies. III. The Taurid Shower. *Proc. Am. Phil. Soc.*, 83 :711–745.
- Whipple, F. L. (1955). On the mass-luminosity relation for meteors. *Astronomical Journal*, 60 :182.
- Whipple, F. L. (1983). 1983 TB and the Geminid Meteors. *IAU Circ.*, 3881.
- Whipple, F. L. et Jacchia, L. G. (1957). Reduction Methods for Photographic Meteor Trails. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 1 :183–206.

- Wiegert, P. A. (2008). The Dynamics of Low-Perihelion Meteoroid Streams. *Earth Moon and Planets*, 102 :15–26.
- Williams, I. P. (1997). The Leonid meteor shower - Why are there storms but no regular annual activity? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 292 :L37–L40.
- Wiśniewski, M., Żołądek, P., Olech, A., Tyminski, Z., Maciejewski, M., Fietkiewicz, K., Rudawska, R., Gozdalski, M., Gawroński, M. P., Suchodolski, T., Myszkiewicz, M., Stolarz, M., et Polakowski, K. (2017). Current status of Polish Fireball Network. *Planetary and Space Science*, 143 :12–20.
- Wong, T.-T., Luk, W.-S., et Heng, P.-A. (1997). Sampling with hammersley and halton points. *J. Graph. Tools*, 2(2) :9–24.
- Wray, J. D. (1967). *The computation of orbits of doubly photographed meteors*.
- Ye, Q., Brown, P. G., Campbell-Brown, M. D., et Weryk, R. J. (2013). Radar observations of the 2011 October Draconid outburst. *Monthly Notices of the RAS*, 436 :675–689.
- Yershova, G. G. (2001). Comets and meteors in the beliefs of ancient mayas. *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 20 :1017–1037.
- Zanda, B. (2014). Pourquoi étudier les chondrites? *Les météorites - Les cahiers de LRM*, 4 :58–64.
- Zgrablić, G., Vinković, D., Gradečak, S., Kovačić, D., Biliškov, N., Grbac, N., Andreić, Ž., et Garaj, S. (2002). Instrumental recording of electrophonic sounds from Leonid fireballs. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107 :1124.
- Zhou, J.-L., Sun, Y.-S., Zheng, J.-Q., et Valtonen, M. J. (2000). The transfer of comets from near-parabolic to short-period orbits : map approach. *Astronomy and Astrophysics*, 364 :887–893.
- Zvolankova, J. (1983). Dependence of the observed rate of meteors on the Zenith distance of the radiant. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 34 :122–128.

Résumé

Malgré le développement constant des réseaux de détection dédiés à leur observation, environ 80% des corps parents des pluies de météores établies attendent toujours d'être identifiés. Ce faible taux de réussite est principalement expliqué par le manque de précision des mesures d'orbites de météoroïdes, causé par les erreurs d'estimation de la vitesse et de la décélération des météores. À partir de détections et de milliers de simulations, nous avons analysé la limite en précision qu'il est possible d'atteindre sur la détermination de ces grandeurs à partir d'observations visuelles, photographiques et vidéo. Il est alors apparu que notre nouvelle implémentation de la méthode d'ajustement à paramètres multiples est la technique la plus précise et plus fiable pour évaluer la trajectoire des météores, et permet d'atteindre une précision de l'ordre de 1% sur l'estimation de la vitesse des météoroïdes détectés par le réseau CABERNET. Nous avons également défini une *date limite de traçabilité* qui permet de contraindre dans le temps la recherche des corps parents de pluies de météores. Cette limite dépend considérablement de la précision des techniques de réduction des observations de météores et peut dans le cas de mauvaises mesures ne pas excéder quelques dizaines d'années.

Mots Clés

Météores ; météoroïdes ; corps parents ; trajectoire ; vitesse ; dynamique ; réduction de données ; optimisation ; simulation ; CABERNET.

Abstract

Despite the development of cameras networks dedicated to their observation, about 80% of the parent bodies of established meteor showers still need to be identified. The main reason for this lack of efficiency is an important uncertainty on the orbit determination of meteoroids, caused by a bad estimate of the velocity and deceleration of meteors. From detections and thousands of simulations, we have analyzed the accuracy of the determination of these parameters from visual, photographic and video observations. It appears that our implementation of the multi-parameter fitting method is the most reliable and precise technique to compute the trajectory of the meteors, and leads to an accuracy of about 1% on the velocity of the meteoroids recorded by CABERNET. We have also defined a *traceability duration limit (TDL)*, which allow to constrain the research period of a parent body of a meteor shower. This limit highly depends on the accuracy of the data reduction techniques, and may not exceed a few decades in the case of poor quality measurements. Nowadays, the CABERNET project is entering a prolific exploitation phase and will efficiently and reliably contribute to the identification of new parent bodies of meteor showers.

Keywords

Meteors; meteoroids; parent bodies; trajectory; velocity; dynamics; data reduction; optimization; simulation; CABERNET.