



HAL
open science

Modélisation de la dynamique des fragments cométaires - Application à la comète C/1996 B2 Hyakutake

Emmanuel Desvoivres

► To cite this version:

Emmanuel Desvoivres. Modélisation de la dynamique des fragments cométaires - Application à la comète C/1996 B2 Hyakutake. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1999. Français. NNT: . tel-00009012

HAL Id: tel-00009012

<https://theses.hal.science/tel-00009012>

Submitted on 13 Apr 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**LABORATOIRE DE GLACIOLOGIE ET
GEOPHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT**



**LABORATOIRE DE PLANETOLOGIE
DE GRENOBLE**

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I



Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble 1
(Arrêtés Ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

**Modélisation de la dynamique
des fragments cométaires -
Application à la comète
C/1996 B2 Hyakutake**

Emmanuel DESVOIVRES

Spécialité: Physique

Soutenue le 06 juillet 1999, devant le jury composé de :

M. G. Pelletier	Président	Univ. Grenoble I
M. J. Klinger	Directeur	Univ. Grenoble I
Mme. A.-C. Levasseur-Regourd	Directrice	Univ. Paris VI
Mme. D. Bockelée-Morvan	Rapporteur	Obs. de Paris
M. B. Sicardy	Rapporteur	Univ. Paris VI
M. F. Rocard	Examineur	Cent. Nat. Etudes Spatiales
M. G. Schwehm	Examineur	Euro. Space Agency
M. W. Kofman	Invité	Labo. Planétologie Grenoble

Table des matières

Remerciements	v
Notations utilisées	vii
Résumé	x
Abstract	xi
Extended summary	xii
Related publications	xvi
1 Introduction	1
1.1 Historique	1
1.1.1 De l’Astrologie à l’Astronomie...	1
1.1.2 ...et à l’Astronautique	6
1.2 Dénomination des comètes	7
1.3 Spectroscopie et anatomie des comètes	8
1.3.1 Composition des chevelures	8
1.3.2 Diffusion de la lumière par les poussières cométaires	10
1.3.3 Le noyau cométaire	10
1.3.4 Ouvrages de référence	11
1.4 Formation des noyaux cométaires	12
1.5 Fragmentation des noyaux cométaires	15
1.5.1 Généralités	15
1.5.2 Recensement des comètes ”fragmentées”	15
1.5.3 Exemples caractéristiques	20
1.5.4 Les familles de comètes, résultant d’un éclatement	24
1.5.5 Travaux relatifs aux fragmentations déjà menés	26
1.5.6 Bilan	29
2 La comète C/1996 B2 Hyakutake	31
2.1 Introduction	31
2.1.1 Les rayons X	33

2.1.2	Les arcs	33
2.1.3	Les condensations lumineuses	33
2.2	Observations de la comète C/1996 B2 Hyakutake	34
2.2.1	Pic du Midi	35
2.2.2	La Palma	36
2.2.3	Télescope Spatial Hubble	39
2.2.4	Autres sources d'images	41
2.2.5	Examen des images brutes	42
2.3	Les programmes utilisés pour le traitement des images	43
2.3.1	Création et soustraction d'un masque moyen	45
2.3.2	Utilisation d'un masque médian	45
2.3.3	Ajustement d'un profil radial et comparaison au cas d'une coma en expansion isotrope	45
2.3.4	Traitement polynomial	46
2.3.5	Comparaison des différentes méthodes	47
2.3.6	Le logiciel ESO-MIDAS	50
2.4	Traitement des images et réduction des données	50
2.4.1	Hypothèses concernant l'interprétation des observations	51
2.4.2	Correction de l'effet de projection	51
2.5	Conclusions	53
3	Modélisation de la dynamique des fragments cométaires	58
3.1	Hypothèses de base	58
3.2	Forces en présence	58
3.2.1	Forces gravitationnelles	58
3.2.2	Forces non-gravitationnelles	59
3.3	Le modèle	62
3.3.1	Bilan d'énergie d'une surface cométaire - Estimation de l'ANG	62
3.3.2	Première approche - mouvement képlérien perturbé	64
3.3.3	Deuxième approche - intégration directe	66
3.4	Résolution numérique du modèle	67
3.4.1	Thermodynamique de la surface des fragments cométaires	67
3.4.2	Forme adimensionnelle des équations de perturbation	67
3.5	Paramètres numériques utilisés	69
3.5.1	Chaleur latente de sublimation de l'eau	69
3.5.2	Pression de vapeur saturante de l'eau	69
3.5.3	Coefficient de collage	69
3.5.4	Albédo	70
3.5.5	Emissivité de surface	70
3.5.6	Masse volumique	70
3.5.7	Rapport κ des concentrations de masse	70
3.5.8	Accumulation de la poussière	71
3.6	Résultats	71
3.6.1	Sensibilité aux différents paramètres	71

3.6.2	Comparaison des deux modèles	74
3.6.3	Application à la comète C/1996 B2 Hyakutake	75
3.7	Conclusions	81
4	Estimation quantitative du risque collisionnel pour une sonde spatiale	84
4.1	Introduction	84
4.2	Méthode	85
4.2.1	Paramètres des simulations	85
4.2.2	Traitement statistique des trajectoires des fragments	88
4.2.3	Probabilité de présence d'un fragment	89
4.3	Cartes de risques	90
4.4	Résultats	103
4.4.1	Remarques générales	103
4.4.2	Minimisation des risques	105
4.5	Conclusions	105
5	Conclusions générales	108
5.1	Bilan	108
5.2	Perspectives	110
5.3	Le mot de la fin	111
A	La comète C/1996 B2 Hyakutake	112
A.1	Circulaire UAI relative à la découverte de la comète C/1996 B2 Hyakutake	112
A.2	Éléments orbitaux de la comète C/1996 B2 Hyakutake	113
A.3	Ephémérides de la comète C/1996 B2 Hyakutake	114
B	Condensations lumineuses observées	115
C	Éléments orbitaux de la comète 46P/Wirtanen	121
D	Le problème des deux corps. Le mouvement képlérien perturbé.	122
D.1	Rappels élémentaires sur les ellipses	122
D.2	Le mouvement képlérien	123
D.2.1	Approche dynamique : la trajectoire	123
D.2.2	Le mouvement sur la trajectoire	125
D.2.3	Éléments orbitaux	127
D.3	Le mouvement képlérien perturbé	127
E	L'algorithme d'Adams-Bashforth	132
	Références bibliographiques	134
	Listes des tableaux	147
	Listes des figures	149

Remerciements

MERCI! Quel joli mot! Cinq lettres qui traduisent la gratitude et la reconnaissance envers une personne qui a aidé à l'accomplissement d'une tâche. Cinq lettres qui expriment un sentiment. Cinq lettres qui peuvent faire si plaisir...

La fin d'une thèse est une étape importante. C'est l'occasion de remercier toutes les personnes qui, d'une manière ou d'une autre, ont permis que ce travail soit possible.

Je voudrais commencer par exprimer ma gratitude aux professeurs Jürgen Klinger et Anny-Chantal Levasseur-Regourd, qui ont tous deux encadré mes travaux de recherche. Ils ont su l'un et l'autre être présents quand j'avais besoin d'aide, c'est-à-dire bien souvent. Ils m'ont toujours laissé une grande liberté dans mon travail, et dans mon organisation. J'ai beaucoup appris à leur contact.

Je souhaite également remercier mes collègues de travail, notamment Bernard Schmitt, Achim Enzian, Sylvain Douté, Nicolas Bonnefoy, Olivier Witasse, pour les nombreuses discussions, et la bonne ambiance. Mes pensées vont également vers Hervé Cabot, trop tôt disparu.

Mes remerciement s'adressent aussi à Laurent Jorda, François Colas et Jean Lecacheux de l'observatoire du Pic du Midi pour leurs magnifiques images de la comète Hyakutake. Many thanks to Dr. Geraint Jones, from the Imperial College (London), who provided me the images of comet Hyakutake obtained with the Nordic Optical Telescope.

Je suis particulièrement reconnaissant à Guy Pelletier, qui m'a ouvert les portes de son DEA en 1995, et qui a accepté d'assurer la présidence du jury lors de la soutenance de cette thèse.

Je remercie conjointement Dominique Bockelée-Morvan et Bruno Sicardy, pour leur participation au jury, et pour leurs fonctions de rapporteur. Leurs conseils ont contribué à améliorer la qualité de ce manuscrit.

Je suis aussi reconnaissant à Francis Rocard pour sa participation au jury, et pour ses conseils. Many thanks to Dr. Gerhard Schwehm who came from the Netherlands to participate in the defence of my thesis.

Je remercie Wlodek Kofman, directeur du Laboratoire de Planétologie de Grenoble (LPG), pour l'intérêt porté à mes travaux et pour m'avoir permis de finir cette thèse dans le cadre du LPG.

Je remercie Dominique Raynaud, directeur du Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement (LGGE), qui m'a permis d'effectuer ma thèse dans un établissement de renommée mondiale.

Merci aussi à Marie-Christine Mieulet et à Eric Drevet, informaticiens de talent, qui réalisent

tous les jours de petits miracles. Merci aussi à Danièle Cordier-Morand, documentaliste du Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement, pour tous les services rendus, et pour son sourire. Merci à Isabelle Raynaud, secrétaire au Laboratoire de Planétologie de Grenoble, pour son efficacité.

Je remercie aussi mes collègues thésitifs, issus comme moi de la promotion 1995-1996 du DEA d'Astrophysique. Merci pour les soirées, les bons repas, le foot, et mon surnom.

Merci également à l'ensemble des personnels du Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement et du Laboratoire de Planétologie de Grenoble, ainsi qu'à toutes les personnes qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse.

Je garde pour la fin mes remerciements à ma famille, et plus spécialement, à mes parents, qui m'ont toujours encouragé dans la poursuite de mes études, et qui ont toujours fait leur possible pour me donner les moyens de réussir. Je sais à quel point ils sont fiers de leur fils.

Enfin, je ne saurai jamais assez remercier Latifa, qui m'a suivi de Paris vers Lyon, puis à Grenoble, et qui est devenue Madame Desvoivres par un beau jour d'été. Elle a fait preuve pour moi d'une infinie patience, et son soutien n'a jamais faibli pendant ces trois années.

Notations utilisées

a	demi grand-axe	m
A	accélération	m.s^{-2}
al	albédo géométrique	-
C	moment cinétique	$\text{kg.m}^2.\text{rad.s}^{-1}$
d_f	distance entre deux fragments	m
d_h	distance héliocentrique	UA (m)
E_a	énergie d'activation	J
F_r	force due à la pression de radiation	N
F_g	force gravitationnelle	N
I	intensité	-
L_s	chaleur latente de sublimation	J.kg^{-1}
m	masse moléculaire	kg
M	anomalie moyenne	rad
M_f	masse d'un fragment	kg
n	moyen mouvement	rad.s^{-1}
N	nombre d'observations	-
\mathcal{N}	taux de production surfacique	$\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
p	paramètre orbital	m
P	probabilité	-
\mathcal{P}	impulsion	kg.m.s^{-1}
P_s	pression de vapeur saturante	Pa
Q	taux de production	s^{-1}
\tilde{Q}	taux de production surfacique	$\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
r	rayon	m
\vec{r}	rayon vecteur	m
\mathcal{S}	flux solaire	W.m^{-2}
t	temps	s
t_s	date de séparation de deux fragments	-
T	température	K
u	anomalie excentrique	rad
v	anomalie vraie	rad
\bar{v}	vitesse moyenne	m.s^{-1}
V	vitesse initiale relative de deux fragments	m.s^{-1}
z	distance zénithale	rad
\dot{Z}	taux de production massique surfacique	$\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

α	exposant de loi de luminosité de la coma	-
β	angle de phase (Soleil-comète-Terre)	rad
γ	accélération relative de deux fragments	m.s^{-2}
Γ	constante “d’adimensionalisation”	-
ϵ	émissivité	-
ε	distance angulaire apparente entre deux fragments	rad
ζ	facteur correctif	-
η	rapport F_r/F_g	-
θ	coefficient de collage	-
ϑ	pression caractéristique	Pa
κ	rapport des concentrations de masse glace/poussières	-
λ	longueur d’onde	m
$\tilde{\lambda}$	longitude moyenne	rad
Λ	constante	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$
μ	facteur de masse (masse \times G)	$\text{m}^3.\text{s}^{-2}$
ξ	angle de projection	rad
ρ	masse volumique	kg.m^{-3}
$\tilde{\rho}$	concentration de masse	kg.m^{-3}
σ	déviatoin standard	m
φ	angle polaire	rad
ψ	facteur correctif	-

Eléments orbitaux

e	excentricité	-
i	inclinaison	rad
P_{orb}	période orbitale	années (s)
q	distance au périhélie	UA (m)
T_p	date du périhélie	-
Δ	distance géocentrique	UA (m)
ω	argument du périhélie	rad
Ω	longitude de la ligne des nœuds	rad

Constantes physiques

c	vitesse de la lumière	3.10^8 m.s^{-1}
G	constante de la gravitation	$6,67.10^{-11} \text{ kg}^{-1}.\text{m}^3.\text{s}^{-2}$
k_B	constante de Boltzmann	$1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
σ_s	constante de Stefan	$5,67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$
M_{\odot}	masse du Soleil	2.10^{30} kg
L_{\odot}	luminosité du Soleil	4.10^{26} W
S_0	constante solaire	1388 W.m^{-2}
1 UA	unité astronomique	$1,5.10^{11} \text{ m}$

Indices

H_2O	eau
e	éjection
f	fragment
p	perpendiculaire
r	radial
tot	total
\odot	Soleil

Abréviations

A.D.	Ascension Droite
ANG	accélérations non-gravitationnelles
FNG	forces non-gravitationnelles
JDT	date exprimée en jours juliens (<i>Julian Day Time</i>)
TU	temps universel
Décl.	Déclinaison
Elong.	Elongation

Acronymes utilisés

BCCA	B alistic C luster C luster A ggregation
BPCA	B alistic P articles C luster A ggregation
CCD	C harge C oupled D evice
CONSERT	C omet N ucleus S onding E xperiment by R adiowave T ransmission
ESO	E uropean S outhern O bservatory
ICE	I nternational C ometary E xplorer
ISO	I nfrared S pace O bservatory
LASCO	L arge A ngle and S pectrometric C oronagraph
MIDAS	M unich I mage D ata A nalysis S ystem
NOT	N ordic O ptical T elescope
NOTSA	N ordic O ptical T elescope S cientific A ssociation
ROSAT	R Oentgen S ATellite
OAO-2	O rbiting A stronomical O bservatory 2
OHP	O bservatoire de H aute- P rovence
SMM	S olar M aximum M ission
SOHO	S olar and H eliospheric O bservatory
SOLWIND	S OLar W IND
STScI	S pace T elescope S cience I nstitute
TIRGO	T elescopio I nfra R osso del G Onergrat
ARNICA	A Rcetti N ear I nfrared C AMERA
VEGA	V enus H Alley (Transcription du Russe)
WFPC2	W ide F ield and P lanetary C amera 2

Résumé

Il est admis que les noyaux cométaires sont parmi les objets les plus anciens du Système Solaire. Malheureusement, ils échappent à l'observation directe. L'étude de la dynamique des fragments cométaires constitue une méthode indirecte pour caractériser les noyaux. L'objet de cette thèse est de contribuer à la compréhension de la dynamique de ces fragments.

La comète C/1996 B2 Hyakutake est passée à 15 millions de km de la Terre en mars 1996. Des condensations lumineuses ont été détectées dans sa coma interne, dans la direction anti-solaire. Des observations en provenance de divers observatoires ont été rassemblées, puis traitées afin de préciser l'évolution temporelle de la position des condensations par rapport au noyau. Avec l'hypothèse que ces condensations étaient dues à des fragments s'éloignant du noyau, un modèle a été développé pour la dynamique des fragments composés de glace et de poussières. Trois forces sont considérées : la gravité du Soleil, leur gravité mutuelle, et une force non-gravitationnelle due à la sublimation de la glace. Une intégration numérique directe des forces en présence permet de calculer les positions successives des fragments. Un excellent accord a été obtenu avec les observations de la comète Hyakutake, suggérant l'existence de sept fragments, dont les produits des masses volumiques et des rayons étaient de l'ordre de 10000 kg.m^{-2} , et dont les dates de séparations ont pu être corrélés à un sursaut d'activité de la comète.

Le modèle a été appliqué à la comète 46P/Wirtanen, cible de la mission spatiale Rosetta. Plusieurs milliers d'hypothétiques fragments ont été simulés, et leurs trajectoires traitées statistiquement. Il en ressort que la probabilité de présence d'un fragment dans la coma n'est pas isotrope. Des recommandations sont donc formulées pour réduire les risques de collision avec un fragment potentiel.

Abstract

Cometary nuclei are among the most pristine bodies in the Solar System. They are almost impossible to observe directly. The study of the dynamics of the cometary fragments provide an indirect way to characterize them. The aim of this thesis is to contribute to the understanding of this phenomenon.

Comet C/1996 B2 Hyakutake passed within 15 million kilometers of the Earth in March 1996. Bright condensations were observed in the near-nucleus coma, in the anti-solar direction. Observations coming from various observatories were gathered and processed in order to obtain the precise temporal evolution of the positions of bright condensations with respect to the nucleus. With the assumption that these condensations were due to icy cometary fragments, a model was developed for the dynamics of these fragments. Three forces were considered : the gravity of the Sun, their mutual gravity, and a non-gravitational force due to the sublimation of the water ice. The positions of the fragments were computed by a direct numerical integration of the relevant forces. An excellent agreement was obtained with the observations of comet Hyakutake, suggesting the existence of seven fragments. The products of their density and their radii are near 10000 kg.m^{-2} . Their separation dates have been correlated to an outburst of the comet.

The model was applied to comet 46P/Wirtanen, target of the space mission Rosetta. Trajectories of several thousands of hypothetical fragments were computed, and then statistically processed. It was shown that the probability of presence of a fragment in the coma is not isotropic. Recommendations were deduced in order to reduce the collisional risks.

Extended summary

Introduction

After having summarized the main points of our knowledge of the physics of comets, we propose a general review of splitting and fragmentation of cometary nuclei. The difference between the fragmentation and the splitting of the cometary nuclei is pointed out. The splitting involves the disruption of the nucleus, while the fragmentation is a peel-off of the nucleus, which is not destroyed. We present in table 1.1 a list of the comets which have either splitted or fragmented, and in table 1.2 a list of comets for which a fragmentation is suspected.

Some examples of observations of splitted or fragmented comets are discussed. The observational diversity of the phenomenon is pointed out. For example, the fragments are most of the time aligned along the orbit (as in the case of D/Shoemaker-Levy 9) or along the Sun-nucleus line, in the anti-solar direction.

Previous studies concerning the fragmentation of the cometary nuclei are reviewed and discussed.

Comet C/1996 B2 Hyakutake

Comet C/1996 Hyakutake passed within about 0.1 AU of the Earth on late March 1996. We collected all the available observations, performed in Earth and space observatories :

- Observations from the 1 meter telescope of the Pic du Midi observatory from March 22 to March 31, 1996.
- Observations from the Nordic Optical Telescope at the Roque de Los Muchachos observatory (La Palma), from March 26 to April 05, 1996.
- Observations from the Hubble Space Telescope from March 26 to April 02, 1996.
- Data from the Gornergrat observatory, obtained on March 25, 1996.
- Data from the Haute-Provence observatory, obtained on March 30 and 31, 1996.

Thus, the temporal coverage provided by the whole data set is nearly complete from March 22 to April 05, 1996.

Several features can be noticed on the raw images. In the anti-solar direction, the coma of the comet is elongated, and several bright condensations are visible. They have been interpreted

as mini-comæ surrounding fragments escaping from the nucleus.

In order to enhance the visibility of the bright condensations, and to measure precisely their distances to the nucleus, we carefully processed the images. Several algorithms have been used :

- subtraction of a smooth filter,
- subtraction of a median filter,
- comparison to an isotropic coma by subtracting a $1/d^\alpha$ intensity profile,
- subtraction of polynomial fits.

An example of image processing is given in figure 2.11.

The different image processing methods provided similar results, confirming the existence of each bright condensations. The first condensations became visible on March 22, 1996. A remarkable fact is that the condensations were always confined to the anti-solar direction.

The distances between the condensations and the nucleus have been measured and corrected for the projection effect. Figure 2.16, which presents the temporal evolution of the distances to the nucleus of all the detected condensations, contains 141 measurements. It also shows that some of the condensations reached 20 000 km from the nucleus.

Modeling the dynamics of cometary fragments

The purpose of this chapter is to present a model for the dynamics of icy cometary fragments. A fragment and the nucleus are mainly under the influence of three forces : the solar gravity, their mutual gravity, and the non-gravitational force due to the sublimation of the cometary ice. The relative intensities of these forces are discussed in the first part of this chapter.

Two different approaches have been considered to compute the motion of the fragment and of the nucleus. In a first step, we studied their relative motion in the reference frame of their common center of mass. Next, the motion of the center of mass was calculated using the perturbed keplerian motion theory. This approach is satisfactory only if the fragment and the nucleus are aligned on the radius vector. Moreover, the perturbed keplerian motion is an approximation. Taking into account the power of today's computers' hardware and software, it is possible to proceed to a direct integration of the vectorial sum of those forces (solar and mutual gravity, non-gravitational force). This approach leads in a natural way to a three-dimensional description of the motion. Furthermore, this model is valid for any icy fragment.

The sensitivity of the motion to the different parameters was studied in the following step. It was found that the only parameters that influence significantly the motion are the product ρr of the density by the radius of the fragment, and the separation date. Some simulations were performed at an heliocentric distance of 1 AU, typical for comet Hyakutake when it was observed. An important result is that the fragments are rapidly confined to the anti-solar direction, due to the non-gravitational forces (figure 3.8). Thus, the direction of ejection and the initial

velocity are not significant. Moreover, other parameters, such as the albedo, the emissivity, or the ice to dust mass concentration ratio do not influence significantly the results (figure 3.6).

A least square method is then used to fit the whole data set presented in figure 2.16. As can be seen in figure 3.9, excellent fits have been obtained assuming the existence of seven fragments. Their characteristics are given in table 3.3. We conclude that a fragment, which ρr equals to $24\,000\text{ kg.m}^{-2}$, has been ejected on March 21.4, 1996. It was accompanied by six other minor fragments, which ρr are close to $3\,000\text{ kg.m}^{-2}$. The ejection of the largest fragment is also correlated with an outburst of the comet, that was noticed by several observers (figure 3.10).

Quantitative study of the risk of collision for a space probe

We propose a direct application of the model. We considered comet Wirtanen, target of the international space mission Rosetta. We computed trajectories of a large number of fragments. Then, we made some statistics, and derived the probability of presence of a fragment in the coma.

A large statistical sample is necessary, in order to compute a reliable statistic. Thus, various values for the parameters of the model have to be used. We used 6 different dates for the date of fragmentation, corresponding to 6 different heliocentric distances, from 4 to 1.1 AU (near perihelion). The initial relative positions of the fragment with respect to the nucleus were located in the orbital plane, every 10 degrees, or in the plane perpendicular to the orbital plane and containing the nucleus and the Sun. The initial relative velocity was normal to the surface, and its value was assumed to be close to 0.2 meter per second, which is approximately the escape velocity of the nucleus. The ρr values of the considered fragments were ranged from $3\,10^3$ to $28\,10^3\text{ kg.m}^{-2}$, by step of $2.5\,10^3\text{ kg.m}^{-2}$. The ρr of the nucleus was supposed to be $1.75\,10^5\text{ kg.m}^{-2}$, which is in agreement with recent estimates of the nucleus size and density.

The results are presented in figures 4.3 to 4.14. In order to summarize these results, 5 different areas around the nucleus are selected (figure 4.15). The evolution of the probability of presence in each area is presented in table 4.3.

Some recommendations can be deduced to reduce the risk of collision between a space probe and a cometary fragment. Near to 2 AU from the Sun, the risk is more important in the half-space on the anti-solar side. Below 1.5 AU, the risk becomes maximum along the Sun-nucleus line, in the anti-solar direction. The area above the solar side of the nucleus might also be dangerous, due to the nucleus activity. Thus, we can suggest to keep the space probe in the plane perpendicular to the Sun-nucleus line when the heliocentric distance is below 2 AU.

Conclusions

Results

A summary of the known cases of the splitting and fragmentation of cometary nuclei is proposed. The difference between fragmentation and splitting is pointed out.

We collected images of comet C/1996 B2 Hyakutake, in order to obtain a nearly complete temporal coverage of the comet from March 22, 1996 to April 5, 1996. Bright condensations, attributed to fragments receding from the nucleus, are visible on most of them. Specific algorithms have been used to process the images, in order to enhance their visibility. A remarkable fact is that the bright condensations were confined to the anti-solar direction.

A model has been developed for the dynamics of icy cometary fragments. The sensitivity of the motion to the different parameters has been studied. It is shown that the most important parameter is the product ρr of the density by the radius of the fragment.

Excellent fits have been obtained, assuming the existence of seven fragments : a major fragment, which ρr equals to $24\,000 \text{ kg.m}^{-2}$, that was ejected on March, 21.4, 1996, and six other minor fragments. The model showed that the non-gravitational force due to the sublimation of the cometary material confines the fragments into the anti-solar direction, in full agreement with the observations. A remarkable fact is that the separation date of the largest fragment is correlated with an outburst of the comet.

An application of the model is proposed for the study of the risk of collision between a cometary space probe and a fragment escaping from the nucleus. Some recommendations are proposed in order to reduce this risk.

Future work

A better understanding of the dynamics of the cometary fragments, and of the whole fragmentation process, requires new observations. A systematic observation of the comet passing near to the Earth could allow us to obtain rapidly new results. Moreover, the new 8-meter class telescopes, like the VLT, is an opportunity for the study of the distant comets.

The model can be improved by modeling the dynamics of fragments containing less water ice. An other improvement is to take into account the radiation pressure for small particles. Thus, the model would be applied to any fragments of any size.

The risk charts that we produced are general. The next step is to compute the probability of collision for a space probe, by integrating the probability of presence of a fragment along the spacecraft orbit.

Related publications

- E. Desvoivres, J. Klinger, A.C. Levasseur-Regourd, L. Jorda, F. Colas, J. Lecacheux, 1998, *Comet C/1996 B2 Hyakutake : observations, interpretation and modelling of the dynamics of fragments of cometary fragments*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 303, 826-834
- E. Desvoivres, J. Klinger, A.C. Levasseur-Regourd, 1998, *Detailed study of the dynamics of fragments of comet C/1996 B2 Hyakutake*, Colloquium IAU 172, Namur (Belgium)
- E. Desvoivres, J. Klinger, A.C. Levasseur-Regourd, G.H. Jones, 1999, *Modeling the dynamics of cometary fragments. Application to comet C/1996 B2 Hyakutake*. **Submitted to Icarus**.
- E. Desvoivres, J. Klinger, A.C. Levasseur-Regourd, 1999, *Estimation du risque collisionnel entre une sonde spatiale cométaire et un fragment du noyau*, 1999. **Submitted to Les Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences**.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Historique

1.1.1 De l’Astrologie à l’Astronomie...

Les comètes sont observées depuis la Haute Antiquité, et elles ont de tout temps fasciné les foules. Les apparitions imprévisibles de ces “astres chevelus”, contrastant avec l’immuabilité du ciel étoilé, ont longtemps suscité l’inquiétude et la peur. En des temps où les guerres et les famines pouvaient être très fréquentes, il était facile de faire coïncider l’apparition d’une comète avec la survenue d’une période de troubles. Ainsi, les comètes étaient le plus souvent considérées comme des signes annonciateurs de catastrophes imminentes.

Les premières mentions de passages de comètes remontent environ au dixième siècle avant notre ère. Les astronomes chinois notaient scrupuleusement l’apparition des phénomènes transitoires, tels que les supernovæ et les comètes. Les constellations étaient alors assimilées aux provinces chinoises, dans lesquelles il convenait de noter tout ce qui se passait. Le déplacement des comètes à travers les constellations était ainsi reporté avec une exactitude remarquable. Une classification des comètes fut aussi établie, basée sur l’aspect de leur chevelure (voir figure 1.1). Au total, les observations de quelques six cents comètes, jusqu’au XI^e siècle, nous sont parvenues.

Les astronomes babyloniens prirent également cette habitude, dès le VIII^e siècle avant JC, jusqu’en 75 avant JC. Les observations étaient consignées sur des tablettes cunéiformes. Malheureusement, peu de ces tablettes nous sont parvenues.

Ce furent par la suite les scientifiques et philosophes grecs, puis romains, qui s’intéressèrent aux comètes. Les principales études sont dues à Aristote (384 - 322 avant JC), Hippocrate (vers 460 - vers 377 avant JC), et à Sénèque (vers 4 avant JC - 65 après JC). Aristote considérait que les comètes étaient des phénomènes terrestres, puisque le caractère imprévisible de leur passage les opposait à la perfection immobile des sphères célestes. Pour lui, les comètes étaient dues à de simples tourbillons de l’atmosphère terrestre, liés aux exhalaisons de la Terre. Tous les philosophes grecs ne partageaient pas cette opinion. Ainsi, Hippocrate soutenait avec une remarquable clairvoyance que les comètes ne possédaient pas de chevelure par elles-mêmes, mais

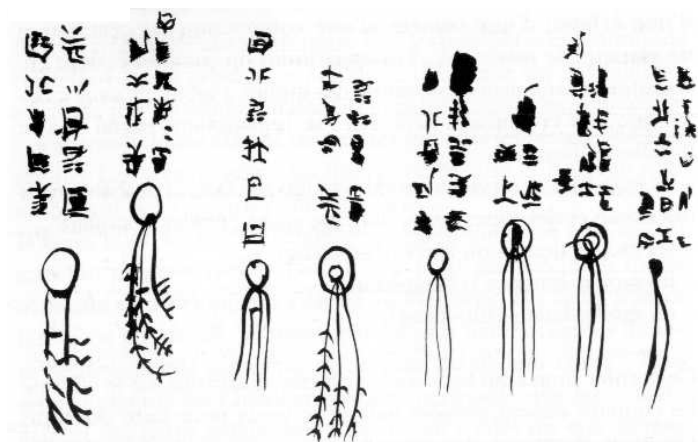


FIG. 1.1 – Extrait du plus ancien atlas cométaire connu. Il s'agit d'une classification des comètes en fonction de leur aspect (29 types différents au total). Peinture sur soie (Tianwen qixiang zazhan 168 avant JC).

que la chevelure ne résultait que de la réflexion des rayons solaires sur les vapeurs humides que la comète traîne derrière elle. Plus tard, Sénèque démontra avec de nombreux arguments que les comètes étaient des astres au même titre que les planètes ([Sénèque(env 64)]). Il objecta à la théorie d'Aristote que si les comètes étaient effectivement des tourbillons atmosphériques, leur apparition devait être liée aux conditions météorologiques, et en particulier à la présence de vent. De même, il devait être possible de noter une relation entre l'intensité de leur éclat et l'intensité du déplacement de l'air, ce qui est évidemment contraire aux observations. En outre, les comètes ne sont visibles que dans une direction, alors que le vent agite l'atmosphère en permanence en de nombreux endroits. En dépit de ces arguments, la vision aristotélicienne va s'imposer dans toute l'Europe, et perdurer jusqu'à la Renaissance.

Durant le moyen-âge, les superstitions relatives aux comètes connurent leur apogée. Les apparitions de comètes étaient mises en relation avec les grands événements de l'époque. Une comète pouvait ainsi présager de l'issue d'une bataille ou d'une guerre, et elles étaient alors considérées comme annonciatrices de bons ou mauvais présages, suivant le camp dans lequel on l'observait. Souvent, les comètes furent associées à la disparition de monarques. Ainsi, à l'apparition de la grande comète de 1556, Charles Quint se retira dans un monastère, et laissa son trône à son frère Ferdinand. A l'inverse, Henri IV rétorqua aux astrologues qui lui prédisaient ainsi sa mort imminente, qu'un jour la prédiction se réaliserait, qu'on ne se souviendrait que de cette prédiction, et qu'on oublierait les précédentes.

Il fallut attendre la fin du XVI^e siècle pour que des progrès soient enfin réalisés dans l'étude scientifique des comètes. Tycho Brahé découvrit une comète le 13 novembre 1577, depuis son observatoire d'Uraniborg. Il entreprit alors d'en relever les positions. Simultanément, un astronome tchèque, Hagecius, réalisa le même travail à Prague, soit à 1000 kilomètres. La comparaison des observations ne révéla plus tard aucune parallaxe mesurable. Les deux hommes venaient d'établir

que cette comète se trouvait à plus de six fois la distance Terre-Lune. C'en était fini de la nature atmosphérique des comètes.

Cependant, ni Tycho Brahé, ni Képler, qui venait pourtant d'énoncer ses trois célèbres lois à partir de l'étude du mouvement de Mars, ne purent expliquer le mouvement des comètes. Bien qu'il fut fortement pressenti dès le début du XVII^e siècle que les comètes avaient des trajectoires coniques, il fallut attendre plusieurs décennies pour que l'étude des comètes connaisse de nouveaux grands progrès, grâce aux travaux concertés d'Isaac Newton et d'Edmund Halley. Ils se rencontrèrent en 1684. Newton démontra à Halley que la gravité conduisait naturellement les corps du Système Solaire à se déplacer selon des trajectoires coniques. A partir de ce moment, les progrès dans la connaissance des comètes allaient s'enchaîner très rapidement. Halley, qui avait auparavant établi une méthode pour calculer certains éléments orbitaux d'une comète à partir d'observations, remarqua les similitudes des orbites des comètes apparues en 1531, 1607 puis 1682. Il retrouva également les traces d'une comète apparue en 1456, et dont les conditions d'apparition rappelaient les trois suivantes. Ainsi, en 1739, il prédit le retour de cette comète en 1758. Malheureusement, Halley mourut en 1742. La date de ce retour, qui allait faire passer Halley à la postérité, fut calculée à un mois près par Lalande, Clairaut, et Nicole-Reine Etable de la Brière, qui tinrent compte des perturbations planétaires, dues à Jupiter et à Saturne, en utilisant les formules de perturbations établies par Clairaut. Travail épuisant, qui les occupa du matin au soir pendant plus de six mois, de manière à pouvoir annoncer à l'avance la date du retour de la comète. Finalement, Clairaut et Lalande purent présenter les résultats de leurs travaux le 14 novembre 1758 à l'Académie des Sciences, en annonçant que la comète serait retardée de 618 jours, plus ou moins un mois (518 jours étant dus à l'action de Jupiter, et 100 à l'action de Saturne). La comète fut redécouverte le soir de Noël 1758, par J. G. Palitzsch, en Saxe.

A partir de cette date, les comètes furent reconnues comme des membres à part entière du Système Solaire. La méthode développée par Halley, ainsi que les calculs de perturbations de Lalande et de ses collaborateurs firent école. Ainsi, la fin du XVIII^e siècle et le XIX^e siècle furent marqués par une augmentation très importante du nombre des observateurs. Le plus célèbre est sans doute Charles Messier. Il découvrit officiellement seize comètes durant sa vie et en observa plus de quarante. Observateur passionné, il établit en collaboration avec d'autres observateurs, tels que Pierre Méchain, un catalogue de 110 nébulosités pouvant être confondues avec des comètes. Par exemple, dans ce catalogue, la nébuleuse d'Andromède porte le numéro 31, et celle d'Orion porte le numéro 42, ce qui a conduit aux dénominations bien connues M31 et M42. Louis XV le surnomma le *Furet des comètes*. Jean-Louis Pons fut une autre figure emblématique de la communauté cométaire. Rien ne le destinait à l'astronomie, lorsqu'il entra comme concierge à l'observatoire de Marseille en 1789. Il s'initia à l'observation, puis découvrit sa première comète en 1801. Il fut nommé astronome adjoint en 1813, puis prit la direction de l'observatoire de Lucques en Italie, en 1819. Son palmarès est exceptionnel. Il découvrit seul 37 comètes en 26 ans, ce qui lui valu le surnom d'*aimant des comètes*. D'autres grands astronomes se distinguèrent aussi au XIX^e siècle, dont les noms nous sont bien souvent familiers par les comètes qu'ils ont découvertes : Encke, Swift, Tempel, Barnard, Brooks. Ces observateurs bénéficièrent d'une période remarquablement riche en grandes comètes. Pas moins de 22 comètes furent visibles à l'œil nu de 1807 à 1887. La moitié d'entre elles furent exceptionnellement brillantes. Par

ailleurs, l'absence de pollution lumineuse rendait les observations plus faciles. Les progrès dans la connaissance des comètes allaient dès lors s'enchaîner.

Il est remarquable qu'en dépit de l'accroissement des connaissances sur les comètes, les superstitions et les peurs continuent à être répandues. La gravure de la figure 1.2, datant du milieu du XIX^e siècle, représente une comète en train de "déchirer" la Terre. Ce genre d'illustration nous montre à quel point les comètes pouvaient effrayer le public. La grande comète de 1910



FIG. 1.2 – Gravure du milieu du XIX^e siècle, représentant une comète en train de détruire la Terre, sous l'œil amusé du Soleil.

fut elle aussi source de panique et de récits fantasques, d'autant plus que les inondations de 1910 coïncidèrent avec sa période de visibilité. Il n'en fallait pas plus pour que cette comète soit surnommée "comète des inondations". Toujours en France, des témoins ont même affirmé avoir vu des toits de maisons arrachés par la chevelure de la comète. Il semble que cette crainte des comètes ait été universelle. La gravure reproduite dans la figure 1.3 nous montre ainsi des paysans chinois essayant de faire fuir une comète en allumant de grands feux. Dans ce contexte de peur générale, il est remarquable que certaines personnes aient choisi de tourner les comètes en dérision, bien que ce fut peut-être pour mieux exorciser leurs craintes. Un cas remarquable est celui de l'humoriste Japonais Ota Nanpô (1749-1823). Bien qu'ayant publié 20 volumes d'œuvres complètes, dont des essais très sérieux, il est surtout resté célèbre pour ses poèmes satiriques. Ainsi, un journal publié à Tokyo au début du XIX^e siècle raconte-t-il au sujet de la grande comète de 1811 :



FIG. 1.3 – Scène de panique collective, au XIX^e siècle. Des paysans chinois allument des feux, et font exploser des pétards, dans le but d’effrayer la comète, pour la faire fuir, et éloigner le danger de leur village.

Le septième mois de cette même année, une comète (littéralement : une étoile féérique) apparut au Nord-Ouest. A partir de l’étoile et en direction de l’Est coulait une lumière brillante qui paraissait être d’une largeur de 10 cm et d’une longueur de 3 - 4 m environ. Les gens l’appelèrent l’étoile du riz ^a. Maître Nanpô déclara : Etoile venue du Nord dont la forme rappelle la flatulence. Son nom est “étoile du pet”. Sans doute annonce-t-elle une longue période de chance et de bienfait dans le monde.

Ton Règne

Pliera herbes et arbres

O étoile du pet

^apeut-être la forme de la chevelure évoquait-elle une gerbe de riz ?

Pendant ce temps, la comète était observée aussi en Russie, comme le rapporta plus élégamment Tolstoï :

(...) l’énorme et brillante comète qui, prétendait-on, annonçait tant d’horreurs et même la fin du monde. Mais cette lumineuse étoile à la chevelure rayonnante n’éveillait chez Pierre aucune terreur. Bien au contraire, il la contemplait avec joie de ses yeux mouillés de larmes : elle semblait, après avoir parcouru d’incommensurables espaces à une vitesse infinie suivant une ligne parabolique, s’être soudain plantée, comme une flèche qui se fiche en terre, à la place qu’elle avait choisie dans ce ciel noir et restait là (...).

Tolstoï, *Guerre et Paix*, 1878

En Europe occidentale, cette comète était interprétée comme un signe de victoire future pour Napoléon qui allait entamer sa campagne de Russie.

Tous ces témoignages peuvent certes nous porter aujourd'hui à sourire, mais il serait faux de croire qu'ils appartiennent complètement au passé. Rappelons que le récent passage de la comète Hale-Bopp fut aussi marqué par de tragiques événements (suicide collectif des membres d'une secte).

1.1.2 ...et à l'Astronautique

L'exploration spatiale est un instrument incontournable pour l'étude des comètes. Les noyaux cométaires sont en effet inobservables directement depuis la Terre. A grande distance héliocentrique, ils sont trop petits et trop peu brillants pour pouvoir être observés. Plus proche du Soleil, les noyaux sont entourés d'une coma¹ de gaz et de poussières, produits de leur activité. Ils ne peuvent donc pas être observés depuis les observatoires terrestres. Il est alors nécessaire de s'en approcher.

Un pas historique a été franchi en 1985 avec la première rencontre entre une sonde spatiale et une comète. La sonde ICE (International Cometary Explorer) traversa la queue de plasma de la comète 21P/Giacobinni-Zinner à environ 7800 km du noyau. Le passage annoncé de la comète de Halley en 1986 fut l'occasion de lancer plusieurs missions spatiales en direction du noyau. Le choix de cette cible s'explique par le fait qu'il s'agit d'une comète très active, et dont l'orbite est connue avec une grande précision. La sonde soviétique Vega 1 fut la première à s'approcher du noyau à quelque 10 000 km le 6 mars 1986. Puis la sonde Japonaise Planet A/Suisei traversa le halo d'hydrogène le 8 mars. La seconde sonde soviétique (Vega 2) croisa le lendemain le noyau à une distance similaire à Vega 1. Puis, le 13 mars, la sonde européenne Giotto a croisé le noyau à quelque 600 km de distance. Lors de ce passage, une série de clichés optiques du noyau fut prise, et la première image détaillée d'un noyau cométaire a pu être reconstituée (voir figure 1.4). Parmi les principaux résultats de ces missions, nous pouvons retenir : la connaissance de la "physionomie" du noyau, la mesure des taux de production du noyau pour différents gaz et pour les poussières, la prédominance de la vapeur d'eau, la mesure de la vitesse d'expansion des gaz neutres, la richesse des poussières en molécules organiques (CHON), l'étude de l'interaction du vent solaire avec le plasma cométaire.

Aujourd'hui, la recherche cométaire s'oriente selon trois axes principaux : l'observation, du domaine radio aux rayons X, qui permet d'obtenir des données sur la composition de la coma ;

¹On désigne par *coma* la chevelure de gaz et de poussières résultant respectivement de la sublimation et de l'éjection du matériau cométaire, et entourant le noyau. La dimension d'une coma peut atteindre plusieurs centaines de milliers de kilomètres.



FIG. 1.4 – Le noyau de la comète de Halley vu par la sonde européenne Giotto ([Keller et al.(1987)]).

la modélisation, qui connaît un essor important du fait de l'augmentation de la puissance des calculateurs ; l'exploration spatiale *in-situ*, pour aller étudier sur place les noyaux cométaires.

1.2 Dénomination des comètes

La dénomination des comètes est placée sous la responsabilité de l'Union Astronomique Internationale (UAI), et fait l'objet de règles très précises. La tradition veut que les comètes portent le nom de leur(s) découvreur(s). Indépendamment de cette appellation, chaque comète reçoit un numéro. Jusqu'au 31 décembre 1994, ce code était attribué en deux étapes : au moment de la découverte, la comète portait le numéro de l'année suivi d'une lettre. Ainsi, la comète Kohoutek, sixième comète découverte en 1973, fut-elle baptisée provisoirement 1973f. Si plus de 26 comètes étaient découvertes dans l'année, on rajoutait un indice au bas de la lettre : a_1 , b_1 , etc... Puis un ou deux ans plus tard, la comète se voyait attribuer une appellation définitive, composée de l'année, puis d'un chiffre romain représentant l'ordre de passage de la comète au périhélie. Ainsi, la comète Kohoutek ayant été la douzième comète observée à passer au périhélie en 1994, son numéro définitif fut 1994 XII.

Cette double appellation est maintenant abandonnée, et chaque nouvelle comète reçoit directement un code composé de l'année de découverte, puis d'une lettre pour la quinzaine durant laquelle la découverte fut faite (de A à Y, le I étant omis pour éviter les confusions avec le 1), puis d'un numéro d'ordre dans la quinzaine. La comète Kohoutek fut découverte durant la première quinzaine de mars 1973, ce qui correspond à la cinquième quinzaine de l'année, soit à la lettre E. Elle fut la première comète découverte pendant cet intervalle de temps, et elle porte en conséquence le numéro 1 ; soit finalement C/1973 E1. S'il est établi que la période orbitale de

la comète est inférieure à 200 ans, le C est remplacé par un P (pour périodique). Si la comète a disparu, suite par exemple à un éclatement, on lui attribue la lettre D. Ainsi, la comète P/1993 F2 Shoemaker-Levy 9 est-elle devenue D/1993 F2 après être entrée en collision avec Jupiter. Ajoutons que les comètes périodiques reçoivent de plus un numéro correspondant à l'ordre de leur découverte (ainsi : 1P/Halley, 2P/Encke, etc...).

1.3 Spectroscopie et anatomie des comètes

1.3.1 Composition des chevelures

La spectroscopie est une méthode incontournable pour accéder à la composition chimique des comètes. Le premier spectre d'une comète fut obtenu le 05 août 1864, par Giovanni Donati, qui eut l'idée de placer un prisme derrière une lunette. D'autres spectres furent acquis durant les années suivantes, notamment par William Huggins, qui enregistra le 09 janvier 1866 un spectre d'une comète brillante. Il y reconnut peu après un système de raies intenses, de couleurs jaune, rouge et bleue, précédemment mises en évidence expérimentalement par Joseph Swan en excitant électriquement un gaz d'hydrocarbures. Ces bandes, dites *bandes de Swan*, furent associées au radical C_2 . D'autres raies, correspondant à CN, Na et Fe furent par la suite identifiées.

Dans les domaines infra-rouge, visible, et ultra-violet, les spectres cométaires sont essentiellement dus à la fluorescence. Les photons du rayonnement solaire sont absorbés par les molécules, puis réémis à des longueurs d'onde différentes ou identiques (on parle alors de fluorescence résonnante). Il faut souligner que le spectre cométaire est très particulier. Il se compose en effet de nombreuses raies moléculaires en émission, telles que CN, C_2 ou OH, auxquelles se rajoutent des raies atomiques (par exemple H, Fe, Na, O) ou d'ions moléculaires (tels que H_2O^+). La présence de radicaux soulève une question quant à leur formation. Il est aujourd'hui admis que les molécules présentes dans la coma sont dissociées sous l'action du rayonnement ultra-violet du Soleil. On parle alors de *molécules mères* et de *molécules filles* pour désigner respectivement les molécules qui se dissocient et celles qui en résultent. Les molécules mères proviennent en grande partie de la sublimation des phases glacées à la surface du noyau. Néanmoins, l'existence de sources étendues de gaz suggèrent la présence d'un dégazage dans la coma, en provenance de grains contenant de la glace.

L'atmosphère terrestre est opaque à de nombreuses longueurs d'onde. L'avènement de l'astronomie spatiale a permis d'avoir accès à la totalité du spectre électromagnétique. Ainsi, les premières observations dans le domaine ultra-violet ne furent obtenues qu'en 1965, sur la comète C/1965 S1 Ikeya-Seki, par des expériences embarquées à bord de fusées. Les premières observations à bord de satellites furent menées le 14 janvier 1970, grâce au satellite OAO-2, en visant la comète C/1969 T1 Tago-Sato-Kosaka. Le spectre ultra-violet des comètes est dominé par la raie Lyman α de l'hydrogène. Cette raie résulte d'une fluorescence résonnante. Un résultat remarquable des observations dans le domaine ultra-violet est la mise en évidence de l'existence d'un halo d'hydrogène, entourant la comète, et s'étendant sur plusieurs millions de kilomètres. Ce nuage résulte de la photo-dissociation des molécules d'eau par le rayonnement solaire.

Le domaine infra-rouge est particulièrement approprié pour l'observation des comètes. En effet, l'expérience montre que le rayonnement thermique des noyaux cométaires et des poussières des comæ correspondent à des corps froids et que le maximum de ces émissions est situé dans l'infra-rouge moyen. Or, ces observations sont extrêmement délicates. D'une part, l'atmosphère terrestre bloque le rayonnement infra-rouge à ces longueurs d'onde. D'autre part, le rayonnement thermique dû aux instruments lors des observations est lui aussi maximum dans ce domaine. Comme pour l'ultra-violet, les premières observations infra-rouges d'une comète furent faites à l'occasion du passage de la comète C/1965 S1 Ikeya-Seki. Un excédent de rayonnement vers 12 et 20 μm fut découvert. Il s'agit de la manifestation spectroscopique de la présence de silicates dans les poussières cométaires. Récemment, la comète C/1995 O1 Hale-Bopp fut observée dans ce domaine de longueur d'onde par ISO. Le spectre obtenu présente un maximum d'émission entre 20 et 30 μm . Les observations dans le domaine infra-rouge permettent aussi de rechercher les molécules mères. En effet, les raies vibrationnelles des molécules se situent dans le domaine infra-rouge. La première molécule à avoir ainsi été mise en évidence est la molécule d'eau, dans la comète de Halley en 1986. Cette molécule est très difficile à observer, car l'atmosphère est opaque aux longueurs d'onde correspondant aux raies de l'eau. De plus, elle est rapidement dissociée par le rayonnement ultra-violet du Soleil (à 1 UA, sa durée de vie est de l'ordre de la journée). Des molécules organiques furent aussi détectées. Citons par exemple le méthanol ou l'acide cyanhydrique.

Le domaine radio ne fut exploré qu'à partir des années 70. Les premières observations radio-astronomiques de comètes remontent à la comète C/1973 E1 Kohoutek. A cette occasion la raie à 18 cm du radical OH, produit de la photo-dissociation de H_2O fut détectée avec le radio-télescope de Nançay. Depuis, de nombreuses molécules ont été identifiées par cette méthode. Citons par exemple HCN et CH_2O , tous deux observés dans la comète de Halley à son retour en 1986. La radio-astronomie est de plus très bien adaptée pour l'observation de l'activité des comètes lointaines. Le flux solaire étant trop faible pour exciter les gaz relâchés par ces comètes, seules les bandes de rotation peuvent être observées. Un autre avantage considérable des observations radio est leur très grande résolution spectrale. Des analyses très fines des profils de raies permettent de remonter aux vitesses d'expansion des gaz dans la coma. A l'aide de ces observations, il est possible de déterminer les taux de production des comètes, soit le nombre de molécules d'une espèce émises par le noyau à chaque seconde.

A l'autre extrémité du spectre électromagnétique, les observations à hautes énergies sont tout aussi délicates à mener. Les premiers rayons X d'origine cométaires ne furent observés qu'en 1996, à l'occasion du passage de la comète C/1996 B2 Hyakutake (voir section 2.1.1). Le satellite Rosat fut pointé à neuf reprises en direction de cette comète à la fin du mois de mars 1996. A l'heure de la rédaction, les mécanismes responsables de l'émission de ces rayonnements ne sont pas parfaitement établis.

1.3.2 Diffusion de la lumière par les poussières cométaires

Un progrès significatif dans l'étude des comètes fut fait par François Arago, en 1835, avec l'observation de la polarisation de la lumière de la comète de Halley. Il en avait déduit que la lumière provenant des comètes était en grande partie due à la diffusion de la lumière du Soleil par les poussières de la coma. Ce résultat fut confirmé plus tard par l'observation des premiers spectres cométaires.

Les études spectroscopiques ont révélé que les poussières présentes dans les comètes cométaires contenaient des silicates. A leurs surfaces se trouvent des molécules organiques issues du milieu inter-stellaire, et formées par réaction à partir d'atomes (C,H,O,N), et de quelques molécules simples, telles que le monoxyde de carbone. Par la suite, ces molécules peuvent être modifiées à la surface des grains par l'action du rayonnement ultra-violet.

Une méthode d'étude des poussières cométaires est l'observation directe de la diffusion de la lumière solaire. Pour pouvoir tirer de ces observations des renseignements tels que la taille moyenne, la masse volumique ou la composition des poussières, il est nécessaire de connaître les mécanismes de l'interaction entre les grains et le rayonnement électromagnétique. A cette fin, on utilise fréquemment la théorie de Mie. Néanmoins, cette théorie n'est valide que pour la diffusion de la lumière par des grains sphéroïdaux. La diffusion de la lumière par des grains de formes irrégulières ou par des agrégats a fait l'objet de différentes mesures, soit directes (lumière visible), soit par comparaison avec la diffusion de micro-ondes.

Une autre voie consiste à étudier la polarisation de la lumière diffusée. Il peut être mis en évidence que cette lumière est partiellement polarisée rectilignement. L'évolution du degré de polarisation², traduisant l'intensité relative des deux composantes polarisées de l'onde réfléchie, en fonction de l'angle de phase peut fournir des renseignements sur la nature des poussières. En particulier, ce degré de polarisation est négatif pour les petits angles de phase, ce qui semble être typique de poussières irrégulières de tailles supérieures à 1 μm , ou des agrégats floconneux de poussières probablement d'origine inter-stellaire.

1.3.3 Le noyau cométaire

Nous avons fait plusieurs fois référence au noyau cométaire dans les paragraphes précédents. L'existence des noyaux cométaires est en effet aujourd'hui établie avec certitude. Cependant, il faut savoir qu'il n'en a pas toujours été ainsi. Pendant de nombreuses années, le modèle du *banc de sable* fut en vigueur. Il était proposé que les comètes n'étaient pas composées d'un noyau compact et solide, mais plutôt d'une multitude de poussières contenant de la glace. Une avancée fut faite par F. Whipple qui a proposé en 1950 son célèbre modèle de *la boule de neige sale* ([Whipple(1950)]). Cette vision traduit assez bien l'image moderne du noyau cométaire, com-

²Le degré de polarisation P est habituellement défini par $P = (Z_{\perp} - Z_{\parallel}) / (Z_{\perp} + Z_{\parallel})$, où Z_{\perp} et Z_{\parallel} sont les intensités des composantes polarisées respectivement perpendiculairement et parallèlement au plan de diffusion. Il peut parfois être négatif.

posé en grande majorité de phases glacées (glace d'eau principalement, mais aussi oxydes de carbone, et toute une panoplie de molécules organiques et minérales), auxquelles sont mélangés des poussières silicatées. La radio-astronomie permet la détection des noyaux par échos radars. La méthode consiste à envoyer un signal électromagnétique de forte intensité en direction du noyau de la comète, et à chercher à capter l'écho en retour. L'écho ainsi obtenu est faible, et les noyaux ne peuvent être détectés que lors de passages à courtes distances géocentriques. L'analyse de l'écho permet d'estimer la taille du noyau.

Hormis la détection des échos radars, les noyaux cométaires échappent à l'observation directe (paragraphe 1.1.2). De fait, leurs caractéristiques, telles que la masse ou la masse volumique sont mal connues. Pour pouvoir accéder à ces quantités de manière précise, il serait nécessaire de placer une sonde en orbite autour d'un noyau. D'ici là, des moyens détournés peuvent nous permettre de les estimer. Une piste intéressante pour la détermination de la masse est l'étude de l'effet des forces non-gravitationnelles sur le mouvement des comètes. En effet, le dégazage du noyau se faisant préférentiellement sur le côté éclairé de celui-ci, il en résulte une force de réaction, dans la direction opposée. Cette force, bien que faible, est suffisante pour perturber le mouvement du noyau dans sa course autour du Soleil, sur une échelle de quelques semaines à quelques mois. Le survol du noyau de la comète de Halley par la sonde Giotto en 1986 permit une détermination des dimensions du noyau. Il fut observé que le noyau présentait une forme irrégulière, et qu'il mesurait environ 15 km dans sa plus grande dimension. Les nombreuses observations de cette comète, réparties sur plusieurs siècles, permirent un calcul précis de l'effet des forces non-gravitationnelles, et donc l'obtention d'une bonne estimation de sa masse. Connaissant le volume, [Rickman(1989)] put ainsi en déduire la densité moyenne : de 0,28 à 0,65, les valeurs faibles étant les plus probables.

Un autre résultat de la mission Giotto (figure 1.4) fut la mise en évidence de l'existence de "zones actives" ([Keller et al.(1987)]). On remarque en effet sur cette image que l'activité semble être concentrée sur le côté du noyau faisant face au Soleil. L'existence de certaines zones plus brillantes suggère que l'activité y était plus importante. Il est parfois admis que l'accumulation de poussières à la surface des noyaux cométaires bloquerait la sublimation du matériau glacé sous-jacent, l'activité étant alors restreinte au niveau des zones actives. En revanche, de récents résultats ([Enzian et al.(1996a)], [Benkhoff(1998)]) montrent qu'il est nécessaire que toute la surface soit potentiellement active afin de reproduire les taux de productions observés.

1.3.4 Ouvrages de référence

Pour plus de renseignements, le lecteur pourra se reporter à des ouvrages de référence, parmi lesquels nous pouvons citer :

Ouvrages historiques :

- A. G. Pingré, *Cométographie ou traité historique et théorique des comètes*, Imprimerie royale, Paris, 1783
- A. Guillemin, *Les comètes*, Hachette, 1875

Ouvrages modernes en français :

- M. Festou et P. Véron et J.-C. Ribes, *Les comètes, mythes et réalités*, Flammarion, Paris, 1985
- A.-C. Levasseur-Regourd et P. de la Cotardière, *Halley, le roman des comètes*, Denoël, Paris, 1985
- A. Brahic, *Les comètes*, PUF, Paris, 1993
- J. Crovisier et T. Encrenaz, *Les comètes*, CNRS éditions, Paris, 1995
- A.-C. Levasseur-Regourd et P. de la Cotardière, *Les comètes et les astéroïdes*, Editions du Seuil, Paris, 1997

Ouvrages modernes en anglais :

- S. K. Vsekhsvyatskii, *Physical characteristics of comets*, Moscow, 1958 (traduction anglaise par Israel Program for Scientific Translations, Ltd., 1964)
- L. L. Wilkening (éd.), *Comets*, the University of Arizona Press, 1982
- G. K. Kronk, *Comets, a descriptive catalogue*, Enslow Publishers, Hillside, 1984
- F. L. Whipple, *The mystery of comets*, Cambridge university press, Cambridge, 1985
- R. L. Newburn Jr. et M. Neugebauer et J. Rahe (éd.), *Comets in the Post-Halley Era*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991
- J. C. Brandt et R. D. Chapman, *Rendez-vous in space*, W. H. Freeman and Co, New-York, 1992

1.4 Formation des noyaux cométaires

Nous avons vu dans la section précédente que les noyaux cométaires étaient des corps composés essentiellement de glaces et de poussières, et qu'ils se trouvent en majorité sur des orbites très excentriques. Nous allons maintenant passer en revue les hypothèses concernant leur formation.

Depuis quelques années, les observations de disques proto-planétaires se multiplient. Ces disques sont composés de gaz et de grains de poussières. En leur sein, des planétoïdes se forment par accréation des poussières. Il s'agit donc de systèmes planétaires en formation, à un stade précoce de leur évolution.

Le premier disque observé fut celui entourant l'étoile β -Pictoris (voir figure 1.5). Des mesures spectroscopiques, et des comparaisons entre les raies CaII, AlIII et MgII, ont également suggéré que des comètes pouvaient converger vers le centre du disque et finalement s'abattre sur l'étoile ([Beust et al.(1990)], [Feldman et al.(1993)]). Récemment, des observations ont mis en évidence un gauchissement du disque. Cette déformation a été attribuée à la présence de planètes, ou du moins de proto-planètes, dans le disque ([Mouillet et al.(1997)]).

Il est aujourd'hui admis que notre Système Solaire s'est formé de manière similaire. Dans ce contexte, les noyaux cométaires seraient les objets les plus anciens, et les moins évolués du Système Solaire.

Les observations des disques proto-planétaires et des comètes cométaires permettent d'esti-

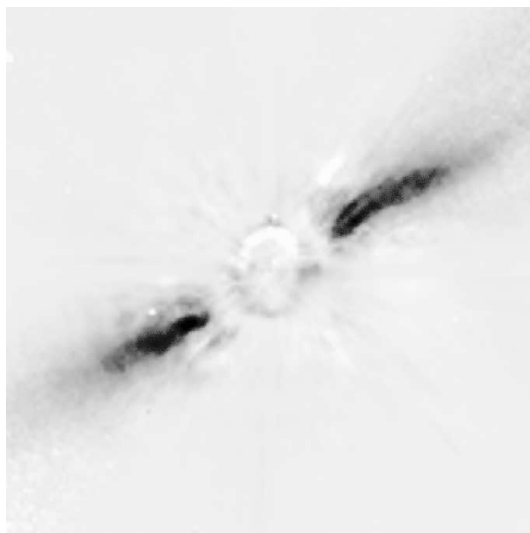


FIG. 1.5 – Image de β -Pictoris, prise avec le télescope de 3,6 m de l'ESO (La Silla), dans la bande J . Le champ mesure environ 250×250 UA ([Mouillet et al.(1997)]).

mer la taille moyenne des grains les constituant. Cette taille moyenne est inférieure à $1 \mu\text{m}$ ([Greenberg et Hage(1990)]). Leur étude est basée sur des mesures spectroscopiques, et sur l'aspect de la raie à $10 \mu\text{m}$ des silicates. Selon [Greenberg(1996)], ces grains seraient constitués d'un noyau silicaté, recouvert d'un manteau essentiellement composé de glace d'eau, de composés organiques, et de matières volatiles.

Deux voies peuvent être envisagées pour décrire les processus d'accrétion. [Goldreich et Ward(1973)] ont proposé que les planétésimaux se sont directement constitués par accrétion des grains. Un tel processus est qualifié de BPCA (Balistic Particles Cluster Aggregation). Il conduit à la formation d'un agglomérat constitué d'une matrice poreuse ([Donn et Rahe(1982)]). [Weidenschilling(1977)] a objecté que ce processus était rendu impossible par le gaz nébulaire, dont la vitesse orbitale est légèrement inférieure à la vitesse képlérienne locale, à cause de l'existence d'un gradient de pression radial. A présent, l'idée générale est que l'accrétion s'est déroulée en deux étapes. Dans un premier temps, les grains de poussières situés dans la nébuleuse se sont accrétés, suite à leurs collisions mutuelles, conduisant à la formation d'agrégats poreux (voir figure 1.6). Cette idée est confortée par l'observation des particules de poussières interplanétaires collectées dans la haute atmosphère terrestre ([Brownlee et al.(1980)], [Brownlee(1985)]). Certaines de ces poussières, recueillies sur des plaques d'aérogel, sont des agrégats constitués de particules plus petites : de l'ordre de $0,1 \mu\text{m}$, alors que les agrégats ont typiquement des tailles de l'ordre de $10 \mu\text{m}$. L'origine extra-terrestre de ces grains est démontrée par les abondances cosmiques des éléments qui s'y trouvent. Par la suite, ces agrégats se seraient accrétés pour former des corps plus massifs ([Weidenschilling(1994)]). Un tel mécanisme est dit BCCA (Balistic Cluster Cluster Aggregation). Les processus BPCA conduisent à la formation d'agrégats de dimension fractale proche de 3, alors que les agrégats formés par BCCA seraient plutôt caractérisés par des dimensions fractales proches de 2. Les noyaux cométaires, ainsi formés, sont donc très probablement des

objets poreux.

Il est admis que la formation des noyaux cométaires a eu lieu entre 25 et 100 UA du Soleil, soit à des distances telles que le matériau qui les compose n'a pas pu connaître d'évolution physico-chimique notable. Par la suite, les perturbations gravitationnelles dues principalement à Uranus et Neptune ont nettoyé la zone de formation des noyaux cométaires, en les rejetant à de plus grandes distances héliocentriques, de l'ordre de 10^4 UA, et constituant ainsi une véritable réserve de noyaux : le nuage de Oort ([Oort(1950)]). Par la suite, des perturbations gravitationnelles dues au passage d'étoiles proches ou à des effets de marée galactique les ont injectés à nouveau vers le Système Solaire interne. Ce sont alors des comètes à longue période, car leur aphélie est située extrêmement loin du Soleil. Ces comètes peuvent subir par la suite d'autres perturbations gravitationnelles dues cette fois aux planètes géantes (Jupiter, essentiellement), qui vont les confiner sur des orbites à courte période. Néanmoins, pour expliquer la distribution des valeurs des demi grands-axes de ces orbites, [Edgeworth(1949)] et [Kuiper(1951)] ont été amenés à supposer l'existence d'une seconde source de noyaux cométaires, située au-delà de l'orbite de Neptune. Cette source fut par la suite baptisée ceinture d'Edgeworth-Kuiper. Ces hypothèses ont été confortées par de nombreuses études statistiques, ([Everhart(1982)], [Weissman(1982)]). L'existence de la ceinture d'Edgeworth-Kuiper a été brillamment validée en 1992, avec la découverte du premier *objet trans-neptunien* par [Jewitt et Luu(1992)].

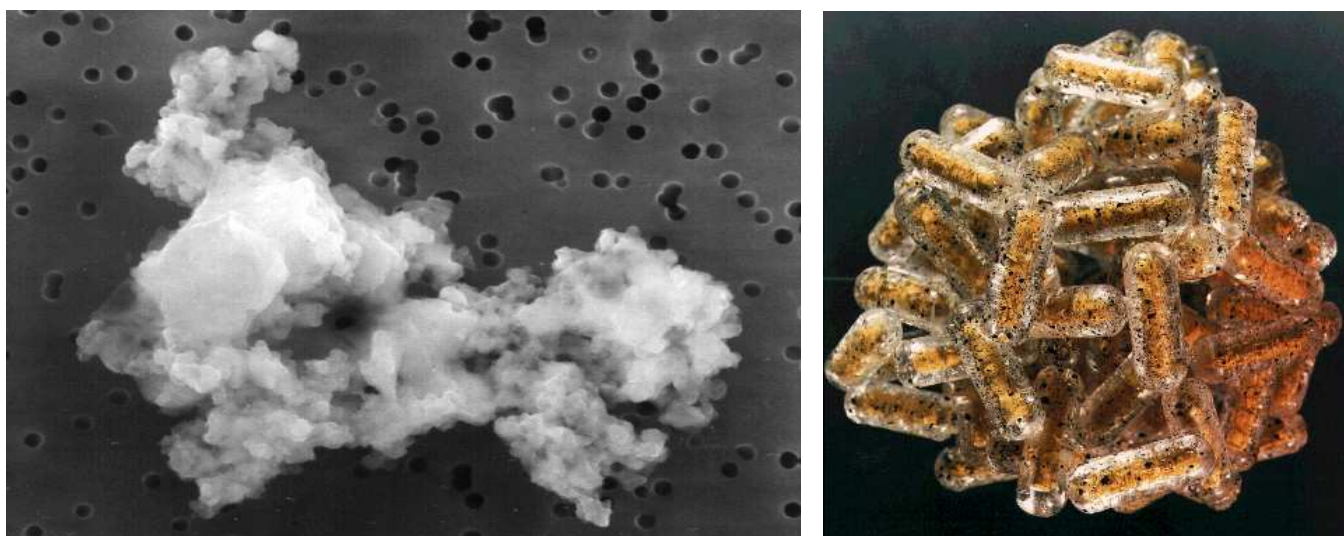


FIG. 1.6 – **Gauche** : poussière interplanétaire, mesurant $10 \mu\text{m}$, collectée par un avion dans la stratosphère (document NASA). **Droite** : représentation d'un agrégat de cent grains de matière interstellaire. Selon le modèle de [Greenberg(1996)], chaque grain serait constitué d'un noyau de silicates, enrobé d'une couche de glace d'eau, et de matières volatiles en phase glacée. La taille typique d'un tel agrégat est de $3 \mu\text{m}$.

Ainsi, les noyaux cométaires sont aujourd'hui considérés comme des vestiges de la formation du Système Solaire. La matière qui les constitue n'a pas pu connaître d'évolution physico-

chimique notable, comme ce fut le cas pour les autres corps, et en particulier pour les planètes. Leur étude revêt donc un caractère fondamental pour la compréhension de la formation du Système Solaire.

1.5 Fragmentation des noyaux cométaires

1.5.1 Généralités

Nous avons passé en revue dans la section précédente les hypothèses concernant la formation des noyaux cométaires, et souligné l'intérêt fondamental de leur étude. Les processus de formation de ces objets les rendent vraisemblablement poreux, et donc très fragiles, ce qui rend possible leur fragmentation durant leur course autour du Soleil. Le fait qu'ils se fragmentent conforte cette hypothèse.

Nous avons également souligné l'impossibilité de l'observation depuis la Terre des noyaux cométaires inhérente à leur nature. En effet, les noyaux cométaires échappent à toute observation directe du fait de la coma qui les entoure. Dans ce contexte, la fragmentation d'un noyau peut offrir l'occasion d'obtenir des informations quant à sa structure. Nous allons à présent faire le point sur les travaux déjà menés à ce sujet.

1.5.2 Recensement des comètes "fragmentées"

Historique

Historiquement, le premier témoignage de l'observation de l'*éclatement* d'une comète remonte à 371 avant notre ère. Ephorus aurait, d'après Sénèque, observé la brisure en deux d'un

noyau cométaire :

Ephore, à coup sûr, n'est pas des plus scrupuleux. (...) Ainsi, cette comète qui fut attentivement surveillée par les yeux de tous les hommes à cause de l'immense catastrophe qu'elle eut pour conséquence (...) se serait, au dire de cet historien, partagée en deux étoiles, un fait qu'il est seul à relater. En effet, qui aurait pu surprendre le moment de sa dissolution et de son fractionnement en deux parties ? Et si quelqu'un l'a vu se dédoubler, comment se fait-il que personne ne l'ai vu se former de deux étoiles ?

Sénèque, *De cometis*, XVI-2,3

Ephorus, uero non est religiosissimae fidei; (...) Sicut hunc cometen, qui omnium mortalium oculis custoditus est, quia ingentis rei traxit euentum (...) ait ilico discessisse in duas stellas, quod praeter illum nemo tradidit. Quis enim posset obseruare illud momentum quo cometes solutus et in duas partes redactus est? Quomodo autem, si est qui uiderit cometen in duas dirimi, nemo uidit fieri et duabus?

Seules trois autres fragmentations furent relatées jusqu'au début du XIX^e siècle. Ainsi, Dion Cassius a rapporté l'éclatement de comète, survenu en 11 avant JC ([Dion Cassius(env 200)]). Cette comète est maintenant identifiée comme étant 1P/Halley ([Marsden et Williams(1996)]). Près de 1700 ans plus tard, en 1680 exactement, un missionnaire jésuite, P. J. de Fontaney, a décrit l'observation d'une comète "à noyaux multiples" ([Kronk(1984)], d'après [Pingré(1783)]). Plus d'un siècle plus tard, [Pons(1829)] a relaté l'observation d'une comète découverte le 06 février 1808 :

La comète du 6 février 1808 est une des comètes qui ont échappé aux Astronomes sans pouvoir en calculer les Elémens, à cause que l'on n'en a pu avoir que quelques positions très douteuses par méprise avec d'autres nébuleuses. Elle était très faible et difficile à voir. Sa nébulosité était ronde; elle s'étendait sur à peu près un degré et on y soupçonnait par intervalle un très faible noyau en deux parties...

[Kresak(1987)] a identifié cette comète a posteriori comme étant la comète 26P/Grigg-Skjellerup. Elle se trouvait alors à 0,12 UA de la Terre.

Nous constatons ainsi le caractère presque anecdotique de la fragmentation des noyaux cométaires jusqu'au début du XIX^e siècle. Les premières observations scientifiques, avec des relevés précis des positions des fragments datent du passage de la comète 3D/Biela en 1846. La comète présentait alors un noyau double. Sa période étant alors de 6,9 ans, elle fut de nouveau activement observée à son retour en 1852. Les deux composantes étaient alors encore visibles

([Hubbard(1854)]), mais plus éloignées. Elle ne fut plus jamais revue. Le 27 novembre 1872, une spectaculaire pluie d'étoiles filantes fut visible en Europe. Elles furent associées à la comète Biela, et cet essaim nommé les Biélides, ou Andromédides, car son radiant était situés dans la constellation d'Andromède. Cet essaim ne se manifeste plus maintenant. Il est probable qu'il a été éloigné de l'orbite terrestre par des perturbations gravitationnelles.

La notion de fragmentation fut ainsi dans un premier temps associée à des éclatements de noyaux cométaires, les noyaux se brisant littéralement en plusieurs morceaux. Ces éclatements sont évidemment spectaculaires, et donc faciles à observer. Récemment, de tels phénomènes ont été encore observés avec par exemple, la rupture du noyau de la comète C/1975 V1 West ([West(1975)]), qui s'est fragmentée en 1976 ([Bortle et al.(1976)]) ou la dislocation en 20 morceaux de la comète D/1993 F2 Shoemaker-Levy 9 ([Luu et Jewitt(1993)]).

Néanmoins, l'évolution des techniques instrumentales a permis de mettre en évidence des phénomènes analogues, mais de moins grande ampleur comme ce fut le cas pour C/1996 B2 Hyakutake. Il convient de faire à ce niveau une distinction entre *l'éclatement* d'un noyau cométaire et une *fragmentation*. Lorsqu'un noyau se divise en plusieurs blocs de tailles similaires, et que le noyau est donc détruit, il convient de parler d'un éclatement de la comète. En revanche, lors d'une fragmentation, le noyau ne relâche que des blocs de matière de taille plus modeste (voir figure 1.7). On peut donc continuer à parler du noyau après une fragmentation, ce qui n'aurait plus

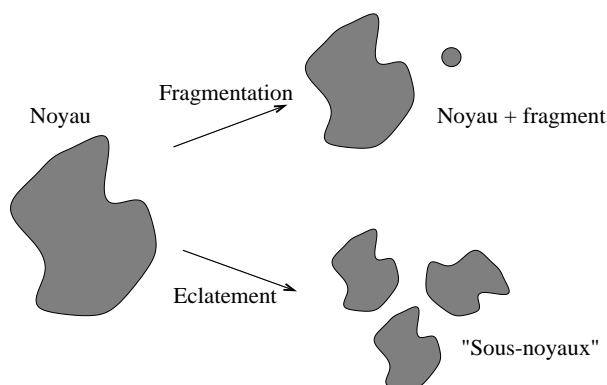


FIG. 1.7 – Illustration de la différence entre la fragmentation et l'éclatement d'un noyau cométaire.

de sens après un éclatement. Précisons que les anglo-saxons désignent souvent la fragmentation telle que nous venons de la définir par le terme *peel off*, qui pourrait se traduire par *émiettement*.

Nous allons essayer de recenser l'ensemble des comètes qui ont subi de tels événements, puis nous ferons le point sur les différents travaux menés jusqu'à présent.

Comète	\mathcal{N}	première observation	références
3D/Biela	2 *	15/01/1846	[Hubbard(1854)]
3D/Biela	2 *	21/09/1852	[Hubbard(1854)]
C/1860 D1 Liais	2	28/02/1860	[Liais(1860)]
C/1882 R1 Grande comète de septembre	5	05/10/1882 06/10/1882 13/10/1882	[Kreutz(1860)]
C/1888 D1 Sawerthal	2	30/03/1888	[Engelhardt (von)(1888)]
C/1889 O1 Davidson	2	03/08/1889	[Ricco(1890)]
16P/Brooks 2	5	04/08/1889 05/08/1889	[Barnard(1889)]
D/1896 R2 Giacobini	2	26/09/1896	d'après [Sekanina(1982)]
C/1899 E1 Swift	3	12/05/1899 07/06/1899	[Barnard(1900)]
C/1906 E1 Kopff	2	25/03/1906	[Barnard(1908)]
C/1914 S1 Campbell	2	18/09/1914	d'après [Sekanina(1982)]
C/1915 C1 Mellish	5	06/05/1915 22/05/1915 24/05/1915 01/06/1915	[Barnard(1916)]
69P/Taylor	2	27/01/1916	[Barnard(1917)]
C/1942 X1 Whipple-Fedtke	2	31/03/1943	d'après [Sekanina(1982)]
C/1947 X1 Comète australe	2	10/12/1947	[Van Biesbroeck(1949)]
C/1955 O1 Honda	2	21/09/1955	d'après [Sekanina(1982)]
C/1956 F1 Wirtanen	2	01/05/1957	[Jeffers et Klemola(1958)]
C/1965 S1 Ikeya-Seki	? \geq 2 *	05/11/1965	[Pohn(1965)]
C/1968 U1 Wild	2	23/11/1968	d'après [Sekanina(1982)]
C/1969 O1 Kohoutek	2	31/10/1970	[Roemer(1971)]
C/1969 T1 Tago-Sato-Kosaka	2	14/11/1970	d'après [Sekanina(1982)]
C/1976 V1 West	4 *	12/03/1976	[Bortle et al.(1976)]
79P/du Toit-Hartley	2 *	05/02/1982	[Hartley et Russel(1982)]
108P/Ciffreo	2	16/12/1985	[Larson et al.(1986)]
C/1986 P1 Wilson	2	14/02/1988	[Meech et al.(1988)]
101P/Chernykh	2	15/09/1991	[Luu et Jewitt(1991)]
D/1993 F2 Shoemaker-Levy 9	20 *	23/03/1993	[Shoemaker et al.(1993)]
P/1994 F1 Machholz 2	6	28/08/1994 02/09/1994 04/09/1994 05/10/1994	[Luthen et al.(1994)] [Pravec et Johnson(1994)] [Pravec et al.(1994b)] [Pravec et al.(1994a)]
51P/Harrington	3	04/10/1994	[Scotti et Jedicke(1994)]
C/1994 G1 Takamizawa-Levy	2	05/04/1995	[Scotti et Sekanina(1995)]
73P/Schwassmann-Wachmann 3	4	12/12/1995	[Bönhardt et al.(1995)]
C/1996 B2 Hyakutake	? \geq 3	23/03/1996	[Lecacheux et al.(1996)]
C/1996 J1 Evans-Drinkwater	2	05/05/1997	[Nakano et Sugie(1997)]
C/1998 P1 Williams	2	11/08/1998	[Kjeldsen et Bönhardt(1998)]

TAB. 1.1 – Tableau récapitulatif des comètes pour lesquelles une fragmentation ou un éclatement (signalé par une étoile en deuxième colonne) a été observé, et pour lesquelles des données sont disponibles. \mathcal{N} est le nombre de fragments observés. Il s'agit évidemment d'une valeur minimale, dans la mesure où d'autres fragments, entourés de mini-comæ moins brillantes ont pu échapper aux observations.

Comète	\mathcal{N}	première observation	références
Comète de -371	2 *	-371 avant JC	Ephore, (cf. [Sénèque(env 64)])
1P/Halley	2	-11 avant JC	[Dion Cassius(env 200)]
C/1680 V1	2	1680	Fontaney (cf. [Kronk(1984)])
26P/Grigg-Skellerup	2	06/02/1808	[Pons(1829)], (cf. [Kresak(1987)])
C/1901 G1 (grande comète de 1901)	2	15/05/1901	[Innes(1901)]
C/1906 B1 Brooks	2	17/04/1906	[Wirtz(1906)]
73P/Schwassmann-Wachmann 3	2	fin 05/1930	[Schüller(1930)]
C/1953 X1 Pajdušáková	3	03/03/1951	[Beyer(1955)]
C/1963 R1 Pereyra	2	09/11/1963	[Roemer(1965)]
26P/Grigg-Skellerup	2	10/07/1992	[McBride et al.(1997)]
C/1995 O1 Hale-Bopp	2	20/05/1996	[Sekanina(1998)]

TAB. 1.2 – Tableau récapitulatif des comètes pour lesquelles une fragmentation a été suspectée. Cette liste n’est certainement pas exhaustive.

Récapitulatif

Le tableau 1.1 recense l’ensemble des comètes pour lesquelles un phénomène de fragmentation a été observé, et pour lesquelles des données quantitatives sont disponibles. Le tableau 1.2 recense les cas de fragmentations suspectées ou non confirmées, ou bien pour lesquelles un fragment a été détecté indirectement.

Bilan

Nous pouvons d’ores-et-déjà remarquer que la fragmentation d’un noyau de comète n’est pas un phénomène exceptionnel. Il n’est pas rare d’en observer plusieurs la même année. Cependant, les observations peuvent s’avérer délicates. Les nuages de débris qui accompagnent les fragments sont souvent moins brillants que la condensation principale et de petites dimensions. De plus, leur durée de vie est souvent faible. Il est donc très probable que nombre de fragmentations ne sont jamais observées, soit parce que la comète est trop éloignée de la Terre lors de son passage, soit parce que personne ne l’observe à ce moment précis. Ce biais observationnel peut être facilement mis en évidence. Sur la figure 1.8, nous avons porté le nombre de fragmentations observées pour chaque année, de 1800 à la date de la rédaction. Sur cette période de près de 200 ans, 42 comètes se sont fragmentées, dont la moitié dans les 40 dernières années.

L’amélioration des techniques d’observations, ainsi que la mise en place de programmes de surveillance systématique du ciel, de type *spacewatch* ([Scotti(1993)]), ne peut qu’augmenter le nombre de ces observations dans les années à venir.

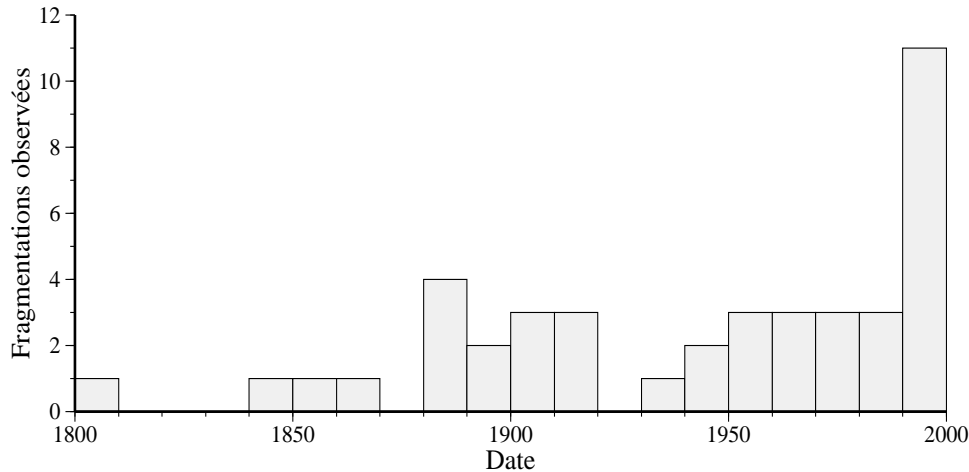


FIG. 1.8 – Nombre de comètes fragmentées par décennie, de 1800 à la date de la rédaction. Seules trois fragmentations ont été recensées avant 1800, en -371, -11 et 1680. Le biais observationnel est mis en évidence par l’augmentation de ce nombre avec le temps. L’absence d’observations durant les années 20 et 30 (seule une détection non confirmée en 1930), correspond à la période de la première guerre mondiale, puis à la crise économique mondiale.

1.5.3 Exemples caractéristiques

Les tableaux 1.1 et 1.2 recèlent en fait une grande diversité observationnelle. Afin de bien la mettre en évidence, nous allons examiner en détail quelques cas représentatifs.

3D/Biela

Pour l’histoire, P/Biela fut découverte le 08 mars 1772 par Jacques Montaigne, de l’Observatoire de Paris. Jean-Louis Pons la redécouvrit le 10 novembre 1805, mais sans savoir qu’il s’agissait de la même. Elle ne fut retrouvée que le 27 février 1826 par l’astronome autrichien Wilhelm von Biela (1782-1856), qui l’observa pendant deux mois, et qui fit le rapprochement avec les apparitions précédentes. Le retour suivant fut prédit et observé par John Herschel le 24 septembre 1832. Curieusement, elle ne fut pas vue en 1839. Le 13 janvier 1846, M. Fontaine Maury vit un ”noyau double”. Elle fut réobservée en 1852 avec deux composantes, mais plus éloignées l’une de l’autre qu’au passage précédent. Elle ne fut plus jamais revue. Sa disparition est probable, car un essaim météoritique a pu y être associé, avec un maximum d’activité en 1885.

Cette chronologie semble mettre en évidence le comportement quelque peu erratique de l’activité de la comète avant sa disparition. Son cas est unique. En effet, [Sekanina(1977)] a suggéré que le compagnon de 1852 était bien le même que celui qui avait été observé presque 7 ans plus tôt. Les deux fragments étaient toujours alignés (en projection sur le fond du ciel) le long de l’orbite de la comète.

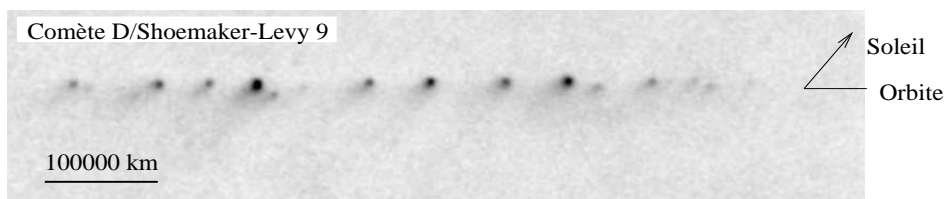
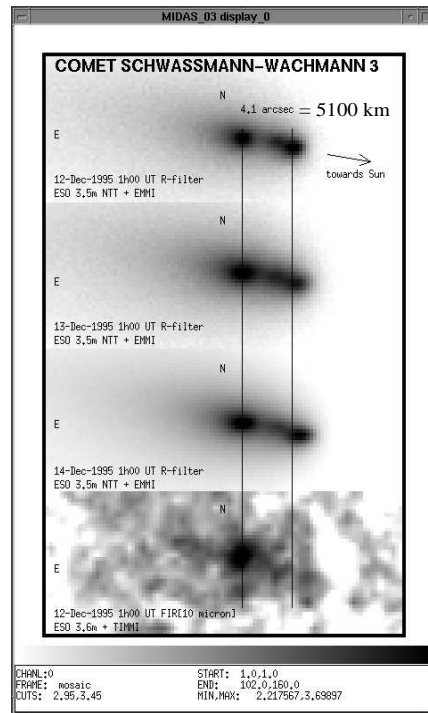
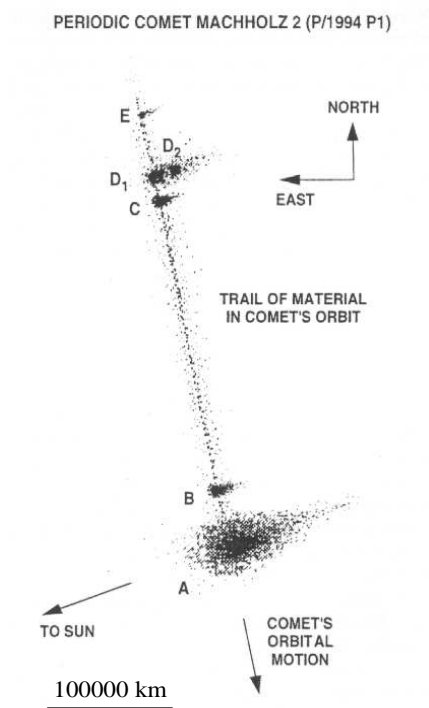
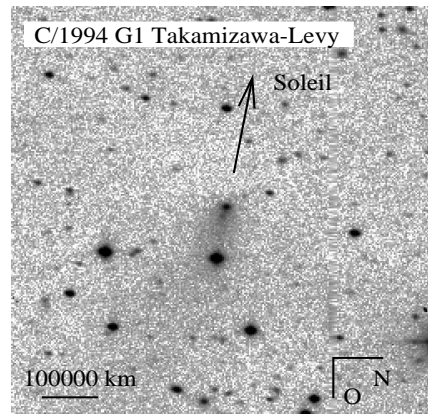
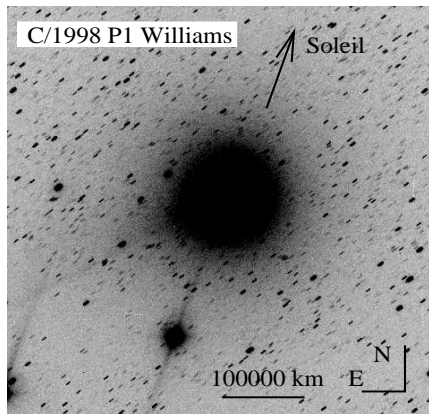


FIG. 1.9 – Exemples de fragmentation. *En haut, à gauche* : la comète C/1998 P1 Williams. On voit très bien un fragment dans la direction anti-solaire par rapport au noyau (document ESO). *En haut, à droite* : la comète C/1994 G1 Takamizawa-Levy (Photo J. Scotti, Spacewatch Telescope) : un seul fragment accompagne le noyau ; il se trouve dans la direction anti-solaire par rapport au noyau, à environ 20 000 km de celui-ci. *Au milieu, à gauche* : la comète P/1994 P1 Machholz 2, qui s'était séparée en 5 fragments, répandus le long de l'orbite (d'après [Sekanina(1999)]). *Au milieu, à droite* : la comète 73P/Schwassmann-Wachmann 3, dont les fragments se situaient sur la ligne Soleil-Comète (document ESO). *En bas* : la comète Shoemaker-Levy 9, avant sa collision avec Jupiter (Photo J. Lecacheux et F. Colas, Pic du Midi) : le noyau de la comète s'est littéralement disloqué, et les fragments sont répartis le long de l'orbite de la comète.

73P/Schwassmann-Wachmann 3

L'activité d'un noyau cométaire est parfois erratique, et peut être sujette à de brusques augmentations. Il arrive qu'une fragmentation soit précédée par un tel sursaut. La comète 73P/Schwassmann-Wachmann 3 en est un exemple typique.

Lors d'observations radio à l'observatoire de Nançay le 08 septembre 1995, une augmentation brusque de l'activité fut enregistrée par [Crovisier et al.(1995)]. Trois mois plus tard, Bönhardt observa la comète et remarqua quatre pics de luminosité dans la coma ([Bönhardt et al.(1995)]) (voir la figure 1.9). Le sursaut d'activité a été corrélé à la fragmentation par [Crovisier et al.(1996)].

Un point remarquable est que les deux condensations les plus brillantes visibles dans la coma étaient alignées avec le rayon vecteur de la comète, ce qui diffère complètement de 3D/Biela. La troisième condensation n'était décalée que de 8 degrés par rapport à cette direction. En revanche, la quatrième (la plus faible) était situé presque à 90 degrés de cette direction. De nombreuses observations ont été menées par la suite ([Scotti et al.(1996)]), les fragments ayant été visibles au moins jusqu'au 21 janvier 1996.

Soulignons aussi qu'il s'agissait de la seconde fragmentation subie par cette comète en 65 ans. Néanmoins, les témoignages relatifs à la première sont sujets à caution, puisque seul un observateur l'a relatée, en 1930 ([Schüller(1930)]).

D/Shoemaker-Levy 9

La comète D/Shoemaker-Levy 9 a marqué les esprits. Sa collision avec Jupiter a été l'occasion d'un spectacle rare et magnifique.

Cette comète a été découverte par Carolyn et Eugene Shoemaker, David Levy et Philippe Benjoya le soir du 23 mars 1993, à l'aide du télescope de Schmidt de 46 cm du Mont Palomar ([Shoemaker et al.(1993)]). De mauvaises conditions météorologiques, ainsi que la courte longueur focale de l'instrument, les ont empêchés de faire de l'imagerie fine de l'objet, qui apparaissait allongé. Ce fut donc J.V. Scotti qui réalisa les premières images détaillées deux jours plus tard. La comète s'est alors révélée être constituée d'au moins cinq condensations lumineuses alignées ([Shoemaker et al.(1993)]). Trois jours plus tard, Luu et Jewitt ont compté au moins 17 *sous-noyaux* ([Luu et Jewitt(1993)]).

On s'est alors rapidement rendu compte que la comète était en orbite autour de Jupiter, et non pas autour du Soleil. Il semblerait que Shoemaker-Levy 9 se soit fait capturer gravitationnellement par Jupiter en 1929. En 1992, elle a franchi la limite de Roche en s'approchant à quelques dizaines de milliers de kilomètres de la planète, ce qui a provoqué sa rupture par effet de marée ([Kary et Dones(1996)], [Benner et McKinnon(1995)]).

Finalement, 20 fragments furent dénombrés. On leur attribua des lettres correspondant à leur ordre (les lettres O et I ne furent pas attribuées, pour éviter les confusions avec les chiffres

0 et 1). Certains fragments évoluèrent entre la découverte et l'impact. Ainsi, les fragments P et Q se dédoublèrent et devinrent P_1 , P_2 , Q_1 , Q_2 . Puis, le fragment P_2 se dédoubla en P_{2a} et P_{2b} . Puis, les J, M et P_1 disparurent. Tous les fragments étaient alignés le long de l'orbite de la comète, à l'exception de Q_2 . Cette configuration particulière est similaire à la configuration des fragments de P/1994 P1 Machholz 2 (figure 1.9).

Les impacts ont été enregistrés sur Jupiter entre le 16 et le 22 juillet 1994. Ils ont été l'occasion de déterminer de nombreux paramètres physiques concernant les fragments, en particulier leur taille. Bien que ce sujet soit encore débattu, les valeurs avancées dans la littérature sont de l'ordre du kilomètre. Par exemple, les estimations pour le rayon du fragment développant la mini-coma la plus brillante vont de 500 mètres ([Nemtchinov et al.(1997)]) à 4,2 kilomètres ([Weaver et al.(1994)]).

C/1995 O1 Hale-Bopp

La comète Hale-Bopp fut la vedette astronomique de l'année 1997 (voir figure 1.10). Elle fut visible pendant plusieurs mois, et sa luminosité était telle qu'elle était visible même en pleine ville. L'événement fut très largement médiatisé.



FIG. 1.10 – La comète Hale-Bopp fin mars 1997 (photographie personnelle).

Cette comète a été remarquablement active (voir par exemple [Dello Russo et al.(1997)] et [Colom et al.(1999)]). La comète a été observée de manière intensive, et des variations rapides de la coma interne ont été enregistrées. En particulier, des structures en arc y ont été vues (voir figure 1.11), notamment à la fin du mois de mars 1997.

Une analyse fine de certaines images prises par le Télescope Spatial Hubble entre le 23 octobre 1995 et le 17 octobre 1996 a révélé a posteriori la présence d'un pic secondaire de luminosité près du noyau, interprété comme étant un possible satellite naturel de celui-ci ([Sekanina(1998)]).

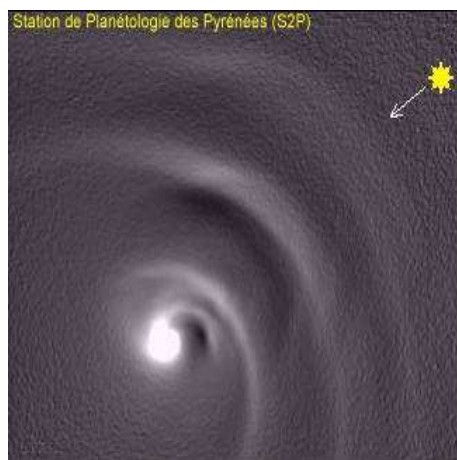


FIG. 1.11 – La comète Hale-Bopp le 01 avril 1997. Remarquer les structures en forme d’arc (Image Observatoire du Pic du Midi, F. Colas et J. Lecacheux).

Les missions spatiales ont révélé l’existence d’astéroïdes doubles, ou de satellites d’astéroïdes, comme Ida et Dactyl, qui furent observés par la sonde Galileo. Rien ne s’oppose à priori à ce qu’un noyau cométaire puisse aussi avoir un satellite. Néanmoins, l’origine de ces couples reste à établir : sont-ils le fruit d’une capture gravitationnelle, ou du résultat d’une fragmentation ?

26P/Grigg-Skjellerup

La comète 26P/Grigg-Skjellerup a été approchée le 10 juillet 1992 par la sonde européenne Giotto, à 200 km environ ([Levasseur-Regourd et al.(1993)]). Cette dernière avait déjà visité la comète 1P/Halley six ans plus tôt. A cette occasion, des mesures polarimétriques ont pu être menées, qui ont montré que le degré de polarisation n’était pas constant dans la coma interne.

[McBride et al.(1997)] ont proposé un modèle de diffusion de la lumière solaire par la poussière afin de rendre compte des mesures. Pour reproduire parfaitement les observations, il a été nécessaire de supposer l’existence d’un fragment situé à 1100 kilomètres du noyau, et à environ 90 degrés de la direction solaire. Pour reprendre la terminologie introduite à la section 1.5.2, il s’agirait plutôt d’une fragmentation, et non d’un éclatement.

Soulignons que [Pons(1829)] avait rapporté l’observation d’une possible fragmentation du noyau d’une comète en 1806, et que [Kresak(1987)] a identifié cette comète comme étant 26P/Grigg-Skjellerup.

1.5.4 Les familles de comètes, résultant d’un éclatement

L’existence de comètes ayant des éléments orbitaux très proches peut nous amener à supposer qu’elles ont une origine commune. Ces familles de comètes sont peu nombreuses. Au

jour de la rédaction, il n'a été possible de prouver l'origine commune que de trois paires de comètes, et d'un groupe plus fourni : le *groupe de Kreutz*.

Les couples de comètes

Il arrive que deux comètes, qui sont observées dans un laps de temps assez court possèdent des éléments orbitaux présentant des similitudes frappantes. Des calculs de trajectoires, effectués en remontant le temps, montrent alors qu'elles occupaient la même position à une date donnée. Il est alors évident que ces comètes ont une origine commune, et il est alors admis qu'elles sont issues de la fragmentation d'une même comète. Avec le temps, leurs éléments orbitaux peuvent évoluer indépendamment, et au bout de plusieurs décennies, leur lien de parenté devient moins évident. A l'heure de la rédaction, seulement trois couples de comètes ont été découverts : 42P/Neujmin 3 et 53P/van Biesbroeck ([Kresak et al.(1984)]), C/1988 F1 Levy et C/1988 J1 Shoemaker-Holt ([Marsden(1988)]), C/1988 A1 Liller et C/1996 Q1 Tabur ([Jahn(1996)]).

Bien qu'ayant une origine commune, les deux premières comètes (42P et 53P) ont aujourd'hui des orbites assez différentes (voir tableau 1.3). Néanmoins, les intégrations numériques montrent qu'elles occupaient la même position en 1850 . En revanche, les comètes de deux autres couples ont des éléments orbitaux assez proches (voir tableau 1.3).

comète	T_p	q (UA)	e	P_{orb} (ans)	ω ($^\circ$)	Ω ($^\circ$)	i ($^\circ$)
42P/Neujmin 3	13/11/1993	2,0013	0,5860	10,6	147,0117	150,4254	3,9869
53P/van Biesbroeck	24/04/1991	2,4009	0,5527	12,4	134,1726	149,1134	6,6137
C/1988 F1 Levy	30/11/1987	1,1742	0,9978	533,7	326,5149	288,7651	62,8074
C/1988 J1 Shoemaker-Holt	14/02/1988	1,1744	0,9978	533,8	326,5150	288,7649	62,8066
C/1988 A1 Liller	31/03/1988	0,8413	0,9966	≈ 3900	57,3876	31,5154	73,3234
C/1996 Q1 Tabur	03/11/1996	0,8399	0,9989	≈ 21000	57,4072	31,4018	73,3581

TAB. 1.3 – Eléments orbitaux des trois couples de comètes connus, d'après [Marsden et Williams(1996)].

Le groupe de Kreutz

Ce groupe de comète fut mis en évidence par Carl Kreutz après les passages de quatre comètes remarquables : 1843 I, 1880 I, 1882 II et 1887 I. Kreutz remarqua les similitudes entre les orbites de ces quatre comètes. Il fit aussi le rapprochement avec deux comètes apparues au XVII^e siècle. Elles sont caractérisées par des distances au périhélie très faibles, inférieures à 0,01 UA, ce qui peut conduire certaines d'entre elles à entrer en collision avec le Soleil³ ; des inclinaisons de l'ordre de 140°, et des excentricités proches de 1. Leurs périodes orbitales sont inférieures à 1000 ans.

³le rayon solaire valant 0,0046 UA

Plusieurs comètes apparues au cours des années 1940-1960 furent également rattachées à ce groupe. Cependant, l'étude de ce groupe de comètes connut un rebondissement grâce à la découverte de 1979 à 1989 de 16 mini-comètes par deux coronographes embarqués à bord de satellites américains : SOLWIND et SMM. Récemment, le coronographe LASCO, embarqué à bord de la sonde SOHO, a découvert 43 comètes du groupe de Kreutz en 3 ans (total au jour de la rédaction). Ainsi, un total de 72 comètes appartenant à ce groupe ont été observées.

Aujourd'hui, il est établi que ces comètes sont les descendantes de la comète de 371 avant J.C., dont la fragmentation décrite par Ephorus avait été rapportée par Sénèque ([Marsden(1967)], [Marsden(1989)]).

Le tableau 1.4 recense les principales comètes connues du groupe de Kreutz.

Il est intéressant de corréliser ce tableau avec les tableaux 1.1 et 1.2, qui recensent l'ensemble des comètes fragmentées. On constate que quatre comètes du groupe de Kreutz ont été vues en train de se fragmenter, ce qui constitue un taux important par rapport au nombre de comètes observées dans ce groupe.

comète	T_p	q (UA)	e	P_{orb} (ans)	ω (°)	Ω (°)	i(°)
comète de -371	?	?	?	?	?	?	?
comète de 1106	05/02/1106	0,005	1,0	-	86,42	7,36	144,64
comète de 1668	01/03/1668	0,005	1,0	-	86,61	7,77	144,58
comète de 1695	23/10/1695	0,004	1,0	-	87,18	8,30	144,62
C/1843 D1 Comète de mars	28/02/1843	0,005	0,9999	513	82,64	3,53	144,35
C/1880 C1 Comète australe	28/01/1880	0,005	1,0	-	86,25	7,78	144,66
C/1882 R1 Comète de septembre	17/09/1882	0,007	0,9999	669	69,58	347,66	142,01
C/1882 Tewfik	17/05/1882	0,005	?	?	86,16	6,99	144,49
C/1887 B1 Comète australe	12/01/1887	0,004	1,0	-	83,51	4,58	144,38
C/1945 X1 du Toit	28/12/1945	0,007	1,0	-	72,06	351,20	141,87
C/1963 R1 Pereyra	24/08/1963	0,005	0,9999	903	86,16	7,94	144,58
C/1965 S1 Ikeya-Seki	21/10/1965	0,008	0,9999	880	69,05	346,99	141,86
C/1970 K1 White-Ortiz-Bolelli	14/05/1970	0,009	1,0	-	61,29	337,01	139,07

TAB. 1.4 – Eléments orbitaux de quelques comètes du groupe de Kreutz.

1.5.5 Travaux relatifs aux fragmentations déjà menés

Il faut remarquer qu'il n'y a eu que peu de travaux consacrés à l'étude de la fragmentation des noyaux cométaires, peut-être parce que ce phénomène n'était pas assez souvent observé. Les premiers travaux remontent à la fin du 19^e siècle. E. E. Barnard a consacré plusieurs articles au sujet entre 1889 et 1917 (par exemple [Barnard(1900)]). Ses travaux ont été repris par la suite et à ce jour, le travail le plus complet est dû à [Sekanina(1982)]. Il s'agit d'un travail de revue, à caractère fortement encyclopédique, qui fait suite à une série d'articles ([Sekanina(1977)],

[Sekanina(1978)], [Sekanina(1979)]. Dans une première partie, les fragmentations de 21 noyaux entre 1846 et 1976 sont recensées. La très grande diversité de comportement des fragments (vitesses, accélérations, durées de vie, éclats) est soulignée.

Dans une seconde partie, les paramètres permettant de reproduire la cinématique du ou des fragments visibles sont systématiquement recherchés. Une approche purement observationnelle est appliquée. Diverses tentatives d'ajustement des positions relatives des fragments sont faites en utilisant des combinaisons de 5 paramètres : t_s = l'instant de la séparation, $V_{n,r,t}$, les trois composantes de la vitesse initiale du fragment, et γ = la valeur de l'accélération non-gravitationnelle différentielle des fragments, due à leur dégazage. Cette accélération est supposée constante. A noter que γ et n'importe quelle composante de V peuvent être nulles. Dans le premier cas, la dynamique du fragment sera influencée par les conditions initiales (direction et vitesse de séparation), tandis que dans le second cas, les forces non-gravitationnelles seront plus déterminantes. Néanmoins, l'approche choisie est donc purement *symptomatique*, et il n'est pas sûr que les solutions calculées soient physiquement réalistes.

Les méthodes classiques de détermination d'orbite cométaire appliquées aux différents fragments font ressortir que les fragments ont souvent une période orbitale légèrement supérieure à celle du noyau, ce qui tend effectivement à prouver que les fragments subissent un ralentissement. Ce ralentissement est attribué aux forces non-gravitationnelles, résultant du dégazage des fragments.

De plus, il semble que les valeurs de γ ne soient pas distribuées uniformément. La distribution semble en effet marquer trois pics, ce qui conduit Z. Sekanina à proposer une classification des fragments en trois catégories :

- *Fragments persistants* : faibles valeurs de γ (inférieures à 6.10^{-7} m.s⁻²). Leur durée de vie est supérieure à 80 jours-équivalents⁴. Lorsque le noyau émet plusieurs fragments, ces fragments semblent être les premiers émis.
- *Fragments à courte durée de vie* : valeurs de γ moyennes (de 10^{-6} m.s⁻² à 5.10^{-6} m.s⁻²) et durées de vie comprises entre 10 et 100 jours-équivalents.
- *Fragments mineurs* : très grandes valeurs de γ (jusqu'à 3.10^{-5} m.s⁻²), et durée de vie inférieure à 30 jours-équivalents. L'observation de ces fragments est délicate, et ils sont probablement plus fréquents qu'il n'y paraît.

Sekanina fait en outre remarquer qu'il n'existe apparemment pas de corrélation entre cette classification et l'origine dynamique des comètes (courtes ou longues périodes).

Il ne semble pas non plus exister de corrélation entre l'instant de la fragmentation et la distance héliocentrique.

Une tentative est également menée pour essayer de relier l'activité éruptive d'une comète et l'émission d'un fragment. L'idée est en effet que si un fragment se détache du noyau, cette

⁴Sekanina définit le jour équivalent en normalisant le flux solaire à sa valeur à 1 UA. Ainsi, un fragment hypothétique visible 4 jours à 2 UA du Soleil aurait une durée de vie de 1 jour-équivalent.

rupture doit s'accompagner de l'émission d'un grand nombre de petits fragments, ce qui doit se traduire par une brusque augmentation de l'activité de la comète. En pratique, les barres d'erreur sur les données sont si importantes que les dates d'émission peuvent difficilement être extrapolées, et aucune corrélation sérieuse n'a pu être mise en évidence. Dans ce contexte, le cas de 73P/Schwassmann-Wachmann 3 est unique, car pour cette comète, la corrélation a été établie ([Crovisier et al.(1995)]).

En ce qui concerne les causes possibles du phénomène, deux scénarii sont avancés :

- le noyau se brise en blocs de grandes dimensions (typiquement, de la centaine de mètres au kilomètre). Il s'agit véritablement d'un éclatement de la comète, auquel le noyau ne survit évidemment pas. Cet éclatement peut être dû par exemple aux effets de marées provoqués par le passage près d'un corps massif, tel que le Soleil ou Jupiter.
- le noyau perd des fragments provenant de sa surface. Ceci revient à supposer l'existence d'une croûte plus ou moins solide à la surface du noyau, qui se détacherait par blocs de celui-ci, par suite de l'augmentation de l'insolation par exemple. Le noyau n'est alors pas détruit, comme dans le cas précédent. Ce procédé conduit à l'apparition de fragments de plus petites dimensions (quelques mètres à quelques dizaines de mètres).

D'autres explications ont été avancées par la suite. [Hughes(1991)], puis [Lebedinets(1992)] ont proposé par exemple que la fragmentation soit le résultat de la collision du noyau avec des débris errant dans le milieu interplanétaire. Des calculs de probabilités concernant de telles collisions ont été menés ([Cabot(1996)]), et démontrent que la probabilité pour une telle collision est très faible (de l'ordre de 10^{-18}), ce qui rend ce genre d'événements très improbable.

Plus récemment, une classification des cas de fragmentation a été proposée par [Sekanina(1997)]. Cette classification est établie en fonction de la cause du phénomène et fait ainsi ressortir les cas de fragmentations dues à des effets de marée. La distinction repose sur la position du fragment principal, c'est-à-dire le fragment dont la *mini-coma* est la plus brillante, par rapport aux autres fragments. Il est ainsi proposé que si la fragmentation n'est pas due à des effets de marée, alors le fragment principal précède toujours les autres fragments, suivant le rayon vecteur ou suivant l'orbite de la comète, par exemple. En revanche, si la fragmentation est due à des effets de marée, alors, le fragment principal est toujours entouré d'autres fragments secondaires. Z. Sekanina conclut que la dynamique des fragments issus de comètes brisées par des forces de marée est surtout sensible aux conditions initiales, alors que les fragments issus des autres comètes sont surtout sensibles aux accélérations non-gravitationnelles. Il faut cependant souligner que cette distinction n'est basée que sur des observations, et qu'aucun argument physique susceptible d'expliquer ce fait n'est proposé.

Des travaux ont été menés également pour essayer de déterminer la probabilité qu'a un noyau de se fragmenter. Pour établir cette probabilité, il convient de recenser tous les cas connus de fragmentations, afin de pouvoir calculer une statistique. En appliquant cette méthode, [Chen et Jewitt(1994)] ont déterminé un taux de fragmentation de $0,01 \text{ an}^{-1} \cdot \text{comète}^{-1}$, soit $\sim 10^3$ événements durant la vie d'une comète à courte période (estimée à $4 \cdot 10^5$ ans). Les auteurs précisent bien qu'il s'agit là d'une limite inférieure. En effet, l'échantillon sur lequel la statistique est calculée est entaché d'un fort biais observationnel, comme nous l'avons déjà remarqué.

1.5.6 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons souligné l'importance de l'étude des noyaux cométaires, qui sont considérés comme les vestiges de la formation du système solaire. Malheureusement, les noyaux cométaires sont inobservables directement depuis la Terre. A faible distance héliocentrique, la sublimation du matériau cométaire sous l'effet du rayonnement solaire provoque l'apparition et le développement d'une coma qui dissimule le noyau. A grande distance héliocentrique, bien que l'activité soit très réduite, voire inexistante, les petites dimensions du noyau le rendent inobservable également. Dans ce contexte, toute méthode susceptible de fournir indirectement des informations sur celui-ci peut-être cruciale.

Nous avons également constaté que les noyaux cométaires pouvaient subir des fragmentations, voire des éclatements. Les fragments sont bien évidemment inobservables directement, pour les mêmes raisons que les noyaux. Néanmoins, l'étude du mouvement relatif des fragments peut constituer une piste intéressante.

La notion de fragmentation recouvre une grande diversité observationnelle. Cette diversité s'applique d'abord à l'échelle du phénomène. Dans certains cas, le noyau se sépare en plusieurs parties. Il s'agit véritablement d'un éclatement du noyau. Dans d'autres cas en revanche, le noyau est accompagné de petites condensations, plus petites et moins lumineuses, ce qui conduit à supposer qu'il s'agit de fragments de dimensions très inférieures au noyau.

Il existe aussi une grande diversité dans la durée de visibilité des fragments. Leur visibilité va de quelques jours à plusieurs années. Remarquons que les fragments visibles pendant plus de quelques mois sont rares et résultent plus souvent d'un éclatement du noyau. Ainsi, ces fragments sont vraisemblablement de dimensions non négligeables par rapport au noyau initial. Soulignons aussi que la luminosité des *mini-comæ* qui entourent les fragments est parfois erratique, et peut varier sur de courts intervalles de temps.

La diversité concerne aussi le mouvement relatif des fragments. Les fragments de certaines comètes tendent à s'aligner le long du rayon vecteur de la comète. D'autres fragments s'alignent le long de l'orbite de la comète. Dans certains cas, les positions relatives semblent aléatoires.

Des travaux ont déjà été menés pour tenter d'interpréter cette diversité, et en particulier les mouvements des fragments. Une méthode a ainsi été développée par [Sekanina(1982)], qui permet, en ajustant les positions observées des fragments, de retrouver les dates de séparations, les composantes de leurs vitesses initiales, et les module de leurs accélérations relatives. Néanmoins, cette approche est purement symptomatique, et il n'est pas sûr que les solutions dérivées de ces ajustements soient physiquement réalistes.

Différentes explications ont été avancées pour les causes des fragmentations. [Sekanina(1997)] a proposé que la cause de la fragmentation pouvait avoir des conséquences pour la dynamique des fragments. Cependant, aucune interprétation physique ne vient étayer cette hypothèse. Néanmoins, il semble que les forces non-gravitationnelles résultant de la sublimation

du matériau cométaire soient la cause du mouvement de certains fragments, leur vitesse initiale n'ayant que peu d'influence, alors que d'autres fragments sont moins sensibles aux forces non-gravitationnelles, leur mouvement étant plutôt imposé par les conditions initiales au moment de la fragmentation (voir figure 1.9).

Plusieurs noyaux cométaires doivent être visités par des sondes spatiales durant les prochaines décennies. Notamment, la sonde internationale Rosetta doit se mettre en orbite autour du noyau de la comète 46P/Wirtanen au début des années 2010. Un module devra être largué et se poser à la surface. La structure interne du noyau pourra alors être sondée par des ondes radio (expérience CONSERT). D'ici là, il semble raisonnable de supposer que l'étude des fragments cométaires permette d'obtenir des premiers renseignements sur la structure des noyaux cométaires. De tels renseignements seraient de première importance d'un point de vue cosmologique (pour affiner nos connaissances de la formation du Système Solaire), mais aussi pour la préparation de ces missions spatiales.

Chapitre 2

La comète C/1996 B2 Hyakutake

2.1 Introduction

La comète C/1996 B2 Hyakutake a été découverte au soir du 30 janvier 1996 par un astronome amateur japonais, Yuji Hyakutake ([Nakamura et al.(1996)]). Cette découverte a été faite visuellement, alors que celui-ci observait le ciel avec des jumelles de 15 centimètres de diamètre, et que la magnitude visuelle de la comète n'excédait pas 11¹. Le premier calcul des éléments orbitaux a permis de s'apercevoir très vite que la comète passerait à une distance exceptionnellement faible de la Terre, exactement à 0,102 UA le 25 mars 1996, soit moins de deux mois après sa découverte ([Marsden(1996)], figures 2.1-2.2, éphémérides en annexe A.3). Des passages à d'aussi courtes distances géocentriques sont relativement rares ([Sekanina et Yeomans(1984)]). Une quinzaine furent dénombrés depuis le début du XVIII^e siècle. Les deux précédents remontent au 11 mai 1983, avec le passage de la comète C/1983 H1 IRAS-Araki-Alcock à 0,03 UA de la Terre, et au 12 juin 1983, avec la comète C/1983 J1 Sugano-Saigusa-Fujikawa, passée à 0,06 UA.



FIG. 2.1 – La comète Hyakutake le soir du 23 mars 1996, au Pic du Midi. Le champ est de 20 degrés.

¹Yuji Hyakutake avait déjà découvert visuellement une comète cinq semaines auparavant : C/1995 Y1 ([Sato et al.(1995)]). Nous ne parlerons ici que de C/1996 B2.

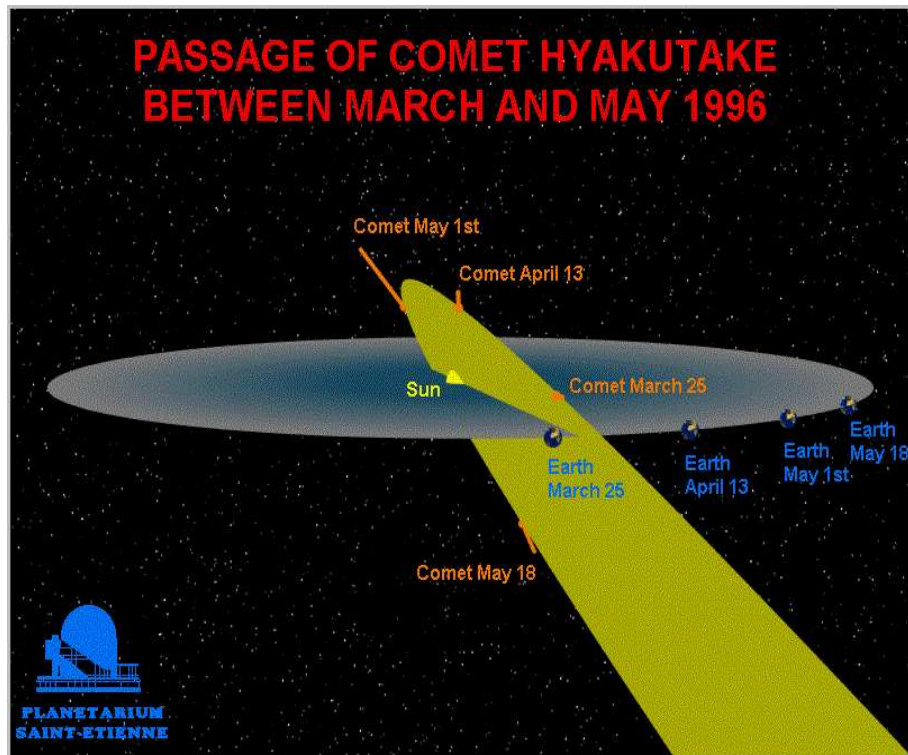


FIG. 2.2 – Représentation tri-dimensionnelle du passage de la comète Hyakutake dans le voisinage de la Terre. Remarquer la faible distance géocentrique ainsi que l'évolution rapide de la position relative de la comète par rapport à la Terre. (*Document Planétarium de Saint-Etienne*).

De tels passages sont évidemment une opportunité unique pour obtenir des informations détaillées sur la structure de la coma. Des observations à haute résolution deviennent possibles, et il est envisageable de sonder la coma jusqu'à quelques dizaines de kilomètres du noyau.

Il devient aussi possible de chercher à mesurer physiquement la dimension du noyau par des échos radars. La méthode consiste à envoyer un fort signal électromagnétique en direction du noyau, puis à recueillir les ondes qui s'y réfléchissent. Pour que cette méthode puisse être mise en œuvre, il est impératif que le noyau soit situé à une courte distance géocentrique. La dimension moyenne du noyau peut ensuite être déduite. De tels échos radar ont pu être effectués sur le noyau de la comète Hyakutake ([Harmon et al.(1997)]). Un diamètre de 2500 m en a été déduit.

En dépit du court intervalle de temps entre la découverte de la comète et son passage au périhélie, des observations ont pu être effectuées dans presque tous les domaines de longueur d'onde et plusieurs découvertes ont été faites : des rayons X d'origine cométaire, des *condensations lumineuses* se déplaçant dans la coma et des structures en forme d'arc. De nouvelles molécules ont aussi été découvertes, par des observations dans les domaines radio et infra-rouge.

2.1.1 Les rayons X

La comète C/1996 B2 Hyakutake fut observée par le satellite Rosat à neuf reprises entre le 26 et le 28 mars 1996 ([Lisse et al.(1996a)]). A cette occasion, des rayons X en provenance d'une comète ont été détectés pour la première fois ([Lisse et al.(1996b)]).

Il a été proposé que les photons X étaient produits par une instabilité résultant du mouvement relatif des ions présents dans la coma, et par une interaction avec le vent solaire. Des électrons peuvent ainsi être accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre du keV, ce qui pourrait donner naissance au rayonnement observé ([Bingham et al.(1997)], [Bingham et al.(1998)]). Néanmoins, d'autres causes possibles, telles que la diffusion des rayons X solaires par le gaz et les poussières, la fluorescence du gaz, l'échange de charges, ou la collision entre les grains de poussières cométaires et interplanétaires, ont été examinées par [Krasnopolsky(1997)], [Krasnopolsky(1998)]. A la date de la rédaction, l'origine de l'émission X de la comète Hyakutake n'est toujours pas établie avec certitude.

2.1.2 Les arcs

Des structures en forme d'arc, furent également observées dans la coma de la comète Hyakutake. Ces structures étaient situées dans la direction anti-solaire par rapport au noyau, et leur concavité opposée à celui-ci (voir figure 2.3). [Rodionov et al.(1998)] ont développé un modèle hydrodynamique complet visant à simuler l'interaction entre deux sources de gaz. Les résultats des simulations furent confrontés aux observations de l'arc principal, apparu le 25 mars 1996. Il en résulte que l'arc peut être attribué à un choc entre le gaz s'échappant du noyau, et le gaz s'échappant d'une source secondaire, située dans la direction anti-solaire.

Soulignons que cet arc ne fut pas unique, et qu'un autre arc était déjà visible le soir du 23 mars (voir figure 2.3).

2.1.3 Les condensations lumineuses

Le passage de la comète Hyakutake fut également marquée par l'apparition de *condensations lumineuses* dans la coma. Les premières furent observées depuis l'observatoire du Pic du Midi, dans la nuit du 23 au 24 mars 1996. Ces condensations furent aussitôt attribuées à une hypothétique fragmentation du noyau de la comète ([Lecacheux et al.(1996)]). Des structures similaires furent observées les nuits suivantes depuis d'autres observatoires (voir par exemple [Harris et al.(1996)], [Tozzi et al.(1996b)]). Ces condensations furent visibles pendant plusieurs jours, et s'éloignèrent du noyau jusqu'à des distances de l'ordre de 20 000 km. Un fait remarquable est que ces condensations étaient toujours situées sur le rayon vecteur de la comète, dans la direction anti-solaire par rapport au noyau.

Les observations de ces condensations lumineuses précédèrent l'observation des arcs.

Etant donné leur nature présumée, liée à une hypothétique fragmentation du noyau, notre étude va désormais se concentrer sur l'étude de ces condensations, et plus précisément sur leur

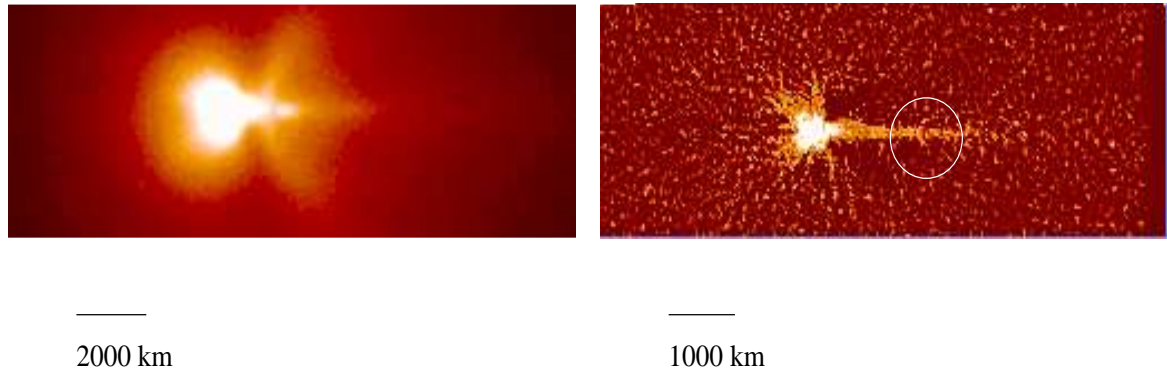


FIG. 2.3 – Deux différents arcs visibles dans la chevelure de la comète Hyakutake. Images prises avec le télescope de 105 centimètres du Pic du Midi, aux soirs du 23 mars (droite) et du 25 mars 1996 (gauche). Un filtre (C_2 + poussières) a été utilisé. Le Soleil est à gauche.

dynamique.

2.2 Observations de la comète C/1996 B2 Hyakutake

Nous allons présenter dans cette section les différentes observations de la comète Hyakutake dont nous disposons. Le maximum d'informations concernant les condensations a été recueilli afin d'obtenir un suivi aussi complet que possible de leur évolution. Il est donc indispensable de pouvoir disposer d'un ensemble d'observations couvrant aussi complètement que possible la période pendant laquelle la comète Hyakutake était dans le voisinage de la Terre. Pour cela, il a été nécessaire de regrouper des données en provenance de différents observatoires, ayant observé la comète durant des périodes complémentaires. Nous avons donc été amenés à utiliser trois séries d'images en provenance des observatoires du Pic du Midi, de La Palma, et du Télescope Spatial Hubble. D'autres informations, plus fragmentaires, provenant des observatoires de Haute-Provence et du Gornergrat ont été recueillies.

Il en résulte que nous disposons d'un lot complet d'observations couvrant la période du 22 mars au 05 avril 1996, à l'exception des nuits des 26-27 mars et 04-05 avril 1996. Nous disposons aussi de quelques images en date des 17 et 18 mars, ainsi que du 02 juin 1996.

2.2.1 Pic du Midi

Présentation des images

Nous disposons d'une collection d'images, acquises sur le télescope de 105 centimètres du Pic du Midi par Jean Lecacheux, François Colas et Laurent Jorda. Elles ont été obtenues entre le soir du 22 mars 1996 et le soir du 31 mars 1996. Il n'y a pas d'image en date des soirs des 26 et 27 mars pour des raisons météorologiques, ce qui fait que nous disposons d'images sur huit nuits au total. Nous disposons de plus de quelques images en date des 17 et 18 mars 1996. Elles ont été préalablement corrigées du bruit de fond, du courant d'obscurité, de l'offset, et des rayons cosmiques. La table 2.1 récapitule les observations du Pic du Midi.

Ce sont des images au format FITS (Flexible Image Transport System).

date	début (TU)	fin (TU)	images	références des filtres utilisés	échelle (km/pixel)
17 mars	00h 04mn 00s	02h 40mn 00s	2	DH	39,1
18 mars	00h 38mn 00s	05h 24mn 00s	8	DH, I5140	34,5
22 - 23 mars	21h 44mn 27s	03h 14mn 19s	11	DH, G6, I5140, 58, 66, I7025	19,2 ; 38,5 ^R
23 - 24 mars	22h 59mn 26s	05h 05mn 23s	12	DH, I5140, 58, 66, I7025	33,6 ^R
24 - 25 mars	21h 22mn 45s	05h 19mn 40s	13	DH, G6, I5140, 58, 66	31,5 ^R
25 - 26 mars	19h 56mn 49s	02h 46mn 15s	15	DH, G6, I5140, 58	32,0 ^R
28 mars	19h 37mn 20s	22h 39mn 55s	10	DH, G6, I5140, 58	48,0 ^R
29 mars	19h 16mn 53s	22h 26mn 33s	6	DH, G6	56,1 ^R
30 mars	19h 09mn 44s	22h 24mn 13s	9	DH, G6, I5140, 58	64,9 ^R
31 mars	19h 32mn 59s	19h 57mn 55s	2	DH	73,5 ^R

TAB. 2.1 – Récapitulatif des observations du Pic du Midi. Les caractéristiques des filtres indiquées en avant-dernière colonne sont reportées dans la table 2.2. L'exposant *R* signifie qu'il a été fait usage d'un réducteur de focale.

Le télescope utilisé

Le télescope de 1 mètre du Pic du Midi a été construit en 1962 par l'Arsenal de Tarbes. Son diamètre est de 105 centimètres précisément (voir figure 2.4). Les observations se font soit au foyer Cassegrain, soit au foyer Nasmyth pour plus de commodité. Le rapport d'ouverture est de 17. Un réducteur focal peut être utilisé afin de ramener le rapport d'ouverture (focale/diamètre) à 6. Le capteur de la caméra comporte 768×512 pixels.

Les filtres utilisés

Les différents filtres utilisés lors de l'acquisition des images sont présentés dans le tableau 2.2.

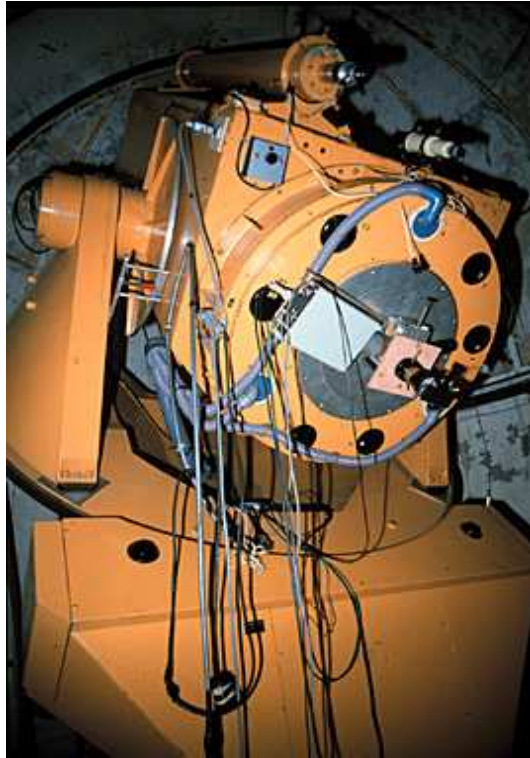


FIG. 2.4 – Le télescope de 105 centimètres du Pic du Midi.

Nous voyons donc qu'il a été fait usage de filtres à bande large (DH et G6), et à bande étroite (I5140, 58, 66 et I7025). L'intérêt de ces quatre filtres est évident : ils permettent de sélectionner des bandes connues du spectre et donc d'être renseignés sur la nature des matériaux qui sont à la base de l'émission, ce qui n'est pas le cas des deux premiers qui ne servent à faire que de l'imagerie pure. Malheureusement, les conditions lors des nuits d'observation n'ont pas permis d'étalonner les images. Il ne peut donc pas être envisagé d'isoler une composante spectrale particulière, en soustrayant le continuum par exemple.

2.2.2 La Palma

Présentation des images

La deuxième série d'images dont nous disposons a été acquise à l'observatoire de La Palma, Canaries. Etant donnée l'importance du passage de la comète Hyakutake, du temps d'observation a été libéré sur le programme initialement prévu. Les images ont été faites par le personnel technique de l'observatoire du 26 mars au 05 avril 1996, à l'exception de deux nuits : du 26 au 27 mars, et du 04 au 05 avril. Les images ont subi, préliminairement à la moindre utilisation, la série de correction classique : courant d'obscurité, champ uniforme, rayons cosmiques. Elles nous ont été transmises, dans le cadre d'une collaboration, par G.H. Jones, de l'Imperial College

<i>Nom</i>	<i>Bande</i>	λ_{moyen} (nm)	λ_{max} (nm)	$\delta\lambda$ (nm)	nombre d'images
DH (filtre R large)	Visible	700 ± 10	710 ± 10	360 ± 5	39 (sur 8 nuits)
G6 (Gunn Z)	Rouge + IR	830 ± 10	900 ± 10	200 ± 10	18 (sur 6 nuits)
I5140	Continuum + C ₂	$515 \pm 0,5$	$516 \pm 0,3$	$8 \pm 0,2$	8 (sur 6 nuits)
58	Continuum	$583,3 \pm 0,5$	$584 \pm 0,3$	$6 \pm 0,2$	8 (sur 7 nuits)
66	Continuum + NH ₂	$664,8 \pm 0,5$	$661 \pm 0,3$	$13 \pm 0,2$	3 (sur 3 nuits)
I7025	Continuum + H ₂ O ⁺	$701,4 \pm 0,5$	$699 \pm 0,3$	$13 \pm 0,2$	2 (sur 2 nuits)

TAB. 2.2 – Caractéristiques des filtres utilisés lors des observations au Pic du Midi : λ_{moyen} est la longueur d'onde moyenne du filtre, λ_{max} est le maximum de transmission, $\delta\lambda$ est la bande passante. Les filtres *DH* et *G6* sont aussi appelés *filtre R large* et *Gunn Z*. Le nombre d'images prises avec chaque filtre est indiqué en dernière colonne, avec entre parenthèse le nombre de nuits sur lesquelles ces images sont réparties.

de Londres.

date	début (TU)	fin (TU)	images	références des filtres utilisés	échelle (km/pixel)
26 mars	00h 00mn 30s	00h 00mn 30s	1	B	13,3
27 - 28 mars	22h 03mn 40s	04h 02mn 01s	16	B, H ₂ O ⁺ , dust	17,4
28 mars	22h 02mn 10s	22h 06mn 48s	3	B, H ₂ O ⁺ , dust	20,0
29 mars	20h 26mn 30s	22h 31mn 44s	5	B, H ₂ O ⁺ , dust	23,3
30 mars	20h 34mn 40s	22h 35mn 50s	7	B, H ₂ O ⁺ , dust	26,9
31 mars	20h 50mn 02s	20h 55mn 02s	3	B, H ₂ O ⁺ , dust	30,5
01 avril	20h 23mn 31s	20h 28mn 29s	3	B, H ₂ O ⁺ , dust	34,3
02 avril	20h 43mn 17s	21h 11mn 39s	22	H ₂ O ⁺ , dust	38,3
03 avril	20h 19mn 32s	20h 28mn 30s	3	B, H ₂ O ⁺ , dust	42,1
05 avril	20h 18mn 17s	20h 28mn 14s	3	B, H ₂ O ⁺ , dust	50,1

TAB. 2.3 – Récapitulatif des observations de La Palma. Les caractéristiques des filtres indiquées en avant-dernière colonne sont reportées dans la table 2.4.

Le télescope utilisé

Le *Nordic Optical Telescope* (NOT) est situé à l'observatoire de Roque de los Muchachos, dans les îles Canaries. Ce télescope est entré en service à la fin 1988, et est pleinement opérationnel depuis 1989. Il est géré par la Nordic Optical Telescope Scientific Association (NOTSA), qui regroupe des membres des cinq pays nordiques impliqués : Danemark, Suède, Finlande, Norvège et Islande. Le miroir primaire mesure 2,56 mètres de diamètre, le rapport d'ouverture est de 11, et le champ sans vignettage mesure 25 minutes d'arc. La caméra CCD utilisée comportait 1024×1024 pixels (voir figure 2.5).



FIG. 2.5 – Le *Nordic Optical Telescope* à La Palma.

Les filtres utilisés

Trois filtres ont été utilisés principalement. Le filtre *B* est un filtre standard de l'International Halley Watch. Comme au Pic du Midi, les conditions n'ont pas permis d'étalonner les images. La table 2.4 résume les caractéristiques de ces filtres.

<i>Nom</i>	<i>Bande</i>	λ_{moyen} (nm)	$\delta\lambda$ (nm)	nombre d'images
B	Continuum bleu	484,5	7,3	15 (sur 9 nuits)
Dust	Continuum rouge	625,0	4,0	25 (sur 9 nuits)
H ₂ O ⁺	Continuum +H ₂ O ⁺	620,5	4,0	26 (sur 9 nuits)

TAB. 2.4 – Caractéristiques des filtres utilisés lors des observations à La Palma. Les notations utilisées sont identiques à celles utilisées dans la table 2.2.

2.2.3 Télescope Spatial Hubble

Présentation des images

La comète C/1996 B2 Hyakutake fut aussi observée par le Télescope Spatial Hubble (HST). Six orbites y furent consacrées, entre le 26 mars et le 02 avril 1996 ([Sekanina et al.(1996)]). Une autre orbite y fut consacrée le 02 juin, soit un mois après le passage de la comète au périhélie. Ces images ont été acquises avec la caméra à grand champ et planétaire 2 (WFPC-2), à travers différents filtres. Ces images sont maintenant dans le domaine public et peuvent être obtenues auprès de l'Institut Scientifique du Télescope Spatial (STScI). Les fenêtres d'observation durant une orbite sont de courte durée : 30 à 35 minutes. Durant cette phase, de nombreuses données doivent être acquises : les images de la comète elle-même, mais aussi les images pour les corrections de champ plat, de courant d'obscurité, ainsi que des données d'étalonnage. De plus, sur une échelle de temps aussi brève, les structures internes de la coma ne montrent guère d'évolution spatiale ou temporelle. Or, notre étude requiert précisément une couverture temporelle aussi étendue que possible afin de pouvoir mettre en évidence l'évolution de la position des condensations lumineuses. Pour ces raisons, nous n'avons finalement retenu qu'une image de la comète par orbite. Ces images ont été corrigées pour le courant d'obscurité, ainsi que pour un champ plat.

date	heure (TU)	filtres utilisés	échelle (km/pixel)
26 mars	01h 48mn 15s	F439W	3,5 ; 7,6
01 avril	02h 11mn 16s	F439W	8,2 ; 17,9
02 avril	03h 47mn 16s	F439W	9,2 ; 20,1
02 avril	05h 34mn 16s	F785LP	9,4 ; 20,3
02 avril	06h 57mn 16s	F439W	9,5 ; 20,6
02 avril	08h 45mn 16s	F785LP	9,6 ; 20,7
02 juin	03h 39mn 16s	F439W	37,5 ; 81,4

TAB. 2.5 – Récapitulatif des observations utilisées du HST. Les caractéristiques des filtres indiquées en avant-dernière colonne sont reportées dans la table 2.6. La première valeur de l'échelle correspond au mode haute-résolution (*mode planétaire*), tandis que le second correspond au mode *champ large*.

L'instrument

La caméra WFPC-2 a été utilisée pour acquérir les images de la comète Hyakutake (voir figure 2.6). L'originalité de cette caméra réside dans le fait que l'image est divisée en quatre parties par un miroir pyramidal à quatre facettes, situé près du plan focal. L'image est ensuite enregistrée par quatre matrices CCD de 800×800 pixels (figure 2.7). Les trois premières caméras disposent d'une résolution d'environ 0,1 seconde d'arc par pixel ($F/D = 12,9$), ce qui constitue le mode grand champ, tandis que la quatrième a une résolution de 0,046 seconde d'arc par pixel ($F/D = 28,3$), ce qui constitue le mode planétaire ([J. A. Biretta et al.(1996)]).

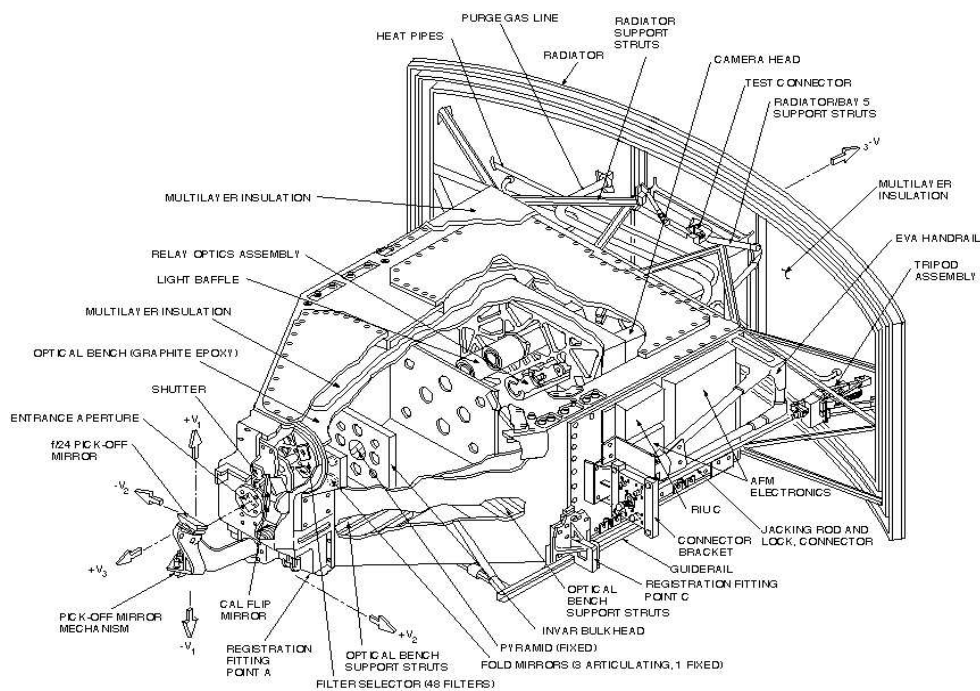


FIG. 2.6 – Schéma d'ensemble de la caméra WFPC-2 du Télescope Spatial Hubble ([J. A. Biretta et al.(1996)]).

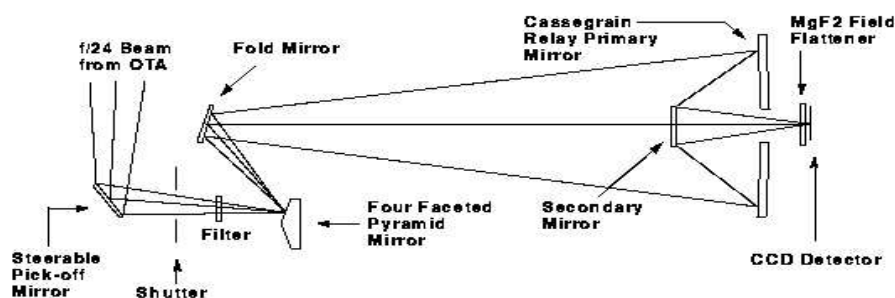


FIG. 2.7 – Schéma optique de la caméra WFPC-2 ([J. A. Biretta et al.(1996)]).

Les filtres utilisés

Les deux filtres utilisés sont décrits dans le tableau 2.6. Ces filtres sont équivalents à des filtres *B* et *I*, ce qui signifie qu'ils sont sensibles au continuum provenant de la lumière diffusée par les poussières de la coma.

<i>Nom</i>	<i>Bande</i>	λ_{moyen} (nm)	λ_{max} (nm)	$\delta\lambda$ (nm)	<i>Transmission</i> (%)
F439W	Continuum Bleu	429.2	417.6	6.73	67.3
F785LP	Continuum Rouge + Proche IR	936.6	996.0	9.60	96.0

TAB. 2.6 – Caractéristiques des filtres utilisés lors des observations du HST; λ_{moyen} est la longueur d’onde moyenne du filtre, λ_{max} est le maximum de transmission, $\delta\lambda$ est la bande passante, *Transmission* est la taux de transmission du filtre à la longueur d’onde λ_{max} .

2.2.4 Autres sources d’images

La comète C/1996 B2 Hyakutake fut observée également dans d’autres observatoires, mais de manière moins suivie.

Des observations ont été menées avec le télescope infra-rouge TIRGO, situé à l’observatoire du Gornergrat (Alpes Suisses). Des images ont été acquises avec la caméra ARNICA, qui possède une matrice de 256×256 pixels. Des filtres J, H et K ont été utilisés ([Tozzi et al.(1996a)], [Tozzi et al.(1996b)]). L’observation d’une condensation lumineuse située à 1350 km du noyau, dans la direction anti-solaire de celui-ci, a été rapportée.

Quelques observations ont également été menées à l’Observatoire de Haute-Provence (OHP) durant les nuits du 30 au 31 mars et du 31 mars au 1 avril 1996. Le télescope de 120 centimètres a été utilisé, avec une caméra CCD équipée d’une matrice de 1024×1024 pixels. Un filtre isolant le continuum et une bande du C₂ était employé ([Laffont et al.(1998)]). L’observation de quelques condensations lumineuses a été notée.

La table 2.7 récapitule ces observations.

date	heure (TU)	nombres images	domaine spectral
<i>Haute-Provence</i>			
30 mars	19h 30mn 00s	1	visible
31 mars	19h 30mn 00s	1	visible
<i>Gornergrat</i>			
25 mars	22h 19mn 12s	1	infra-rouge

TAB. 2.7 – Récapitulatif des observations faites à l’Observatoire de Haute-Provence et au Gornergrat.

Nous pouvons constater que la couverture temporelle déjà fournie par les trois premières séries d’observations est excellente. Elle s’étend en effet du 22 mars, 21h 44mn 27s TU au 05 avril 20h 28mn 14s. Des données ne sont manquantes que pour deux nuits : du 26 au 27 mars et du 04 au 05 avril 1996. L’ajout de nouvelles observations ne peut donc apporter guère plus

de renseignements concernant l'évolution de la dynamique des condensations lumineuses. Nous avons ainsi pu constater que les observations de l'OHP et du Gornegrat étaient en parfait accord avec les séries du Pic du Midi, de La Palma et du Télescope Spatial Hubble, mais qu'ils ne permettaient d'en tirer des renseignements plus précis.

Nous pouvons donc affirmer que l'ensemble des données dont nous disposons est exhaustif, et l'ajout d'éventuelles observations, qui n'auraient pas encore été publiées à ce jour, ne nous permettrait pas d'améliorer la précision des renseignements que nous allons tirer des données déjà en notre possession.

2.2.5 Examen des images brutes

Un premier examen visuel des images brutes révèle un certain nombre d'éléments :

- les quelques images en date des 17 et 18 mars, en provenance du Pic du Midi, dont nous disposons ne semblent rien contenir d'anormal : la coma est à peu près circulaire, et sa luminosité semble bien obéir à une loi en $1/d$, où d est la distance projetée au noyau, ce qui correspond à une coma en expansion isotrope. En effet, pour une telle coma, la densité n de matière suit en première approximation une loi en d^{-2} . L'intégration le long de la ligne de visée donne l'intensité observée :

$$I = \int n dl$$

l étant proportionnel à d , l'intégration nous donne bien $I \propto 1/d$ ([Goidet-Devel(1994)]).

- en revanche, les images du 22 mars montrent une coma déformée : elle est allongée dans la direction anti-solaire (voir la figure 2.8). Cet appendice qui se développe dans la coma semble se résorber assez rapidement, et dès le 28 mars, il n'en reste plus grande trace. En revanche, l'allure de la coma continue à évoluer par la suite. Elle semble se "rétrécir" du côté anti-solaire.
- de plus, certains événements se produisent : on voit des épaulements, qui s'éloignent du noyau, toujours dans la direction anti-solaire (voir par exemple le 28 mars, avec un filtre continuum). Ce sont les *condensations lumineuses* (voir la figure 2.9).
- le soir du 25 mars, sur les images isolant la bande du C_2 , on voit très nettement une structure en arc de cercle qui fait face au noyau (voir la figure 2.3). Il est remarquable que cet arc est invisible sur les images qui ne montrent que le continuum dû à la diffusion de la lumière. Cet arc est encore très faiblement visible sur les images du 28 mars.

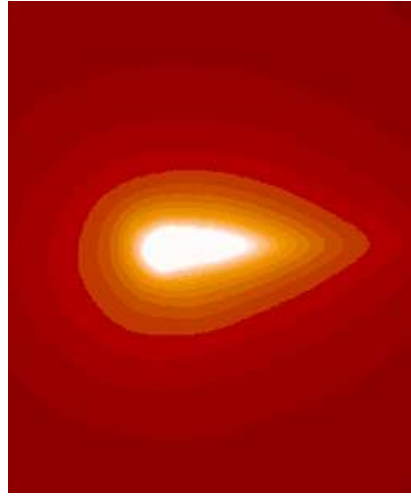


FIG. 2.8 – La comète C/1996 B2 Hyakutake, avec le télescope de 105 centimètres du Pic du Midi, le 22 mars 1996 à 23h 56mn 30s. Le filtre “DH” (filtre R large) était utilisé. Les dimensions de l’image sont 9800×11760 kilomètres. Le Soleil est à gauche. On voit clairement la déformation de la coma, qui s’allonge dans la direction anti-solaire (vers la droite sur l’image).

2.3 Les programmes utilisés pour le traitement des images

Un simple examen visuel des images ne peut pas permettre d’accéder à une précision suffisante pour nos besoins. De plus, il est probable que des structures très fines ne soient pas visibles directement sur les images brutes. Il est donc nécessaire d’appliquer des traitements numériques aux images afin d’en extraire toute l’information. Ce genre de traitement doit faire l’objet d’importantes précautions. Un traitement numérique inapproprié, ou mal employé peut en effet introduire des artefacts. On risque alors de générer de fausses informations.

Le but recherché pour nos traitements est de faire ressortir des détails, qui sont peu contrastés, et à priori de petites dimensions, par rapport à la taille de l’image. Partant d’une image brute, nous allons chercher à générer une image *lissée*, c’est-à-dire moins contrastée que l’image brute, et dont les structures à petite échelle seront éliminées. Puis cette image *lissée* sera soustraite à l’image originale. On doit donc aboutir à une forte augmentation du contraste des sous-structures de l’image de départ.

Plusieurs méthodes peuvent être employées pour engendrer ce lissage de l’image. Nous avons choisi d’en utiliser quatre, qui vont être détaillées dans les sections suivantes. L’intérêt de disposer de plusieurs méthodes indépendantes de traitement des images est de pouvoir s’assurer que les structures mises en évidence ne sont pas des artefacts.

Ces traitements ont nécessité le développement et la mise au point d’outils spécifiques. Toutes les routines de traitement d’images ont été développées spécifiquement pour ce travail. Elles ont été écrites en Fortran 77, et les images visualisées à l’aide d’une interface graphique, utilisant la

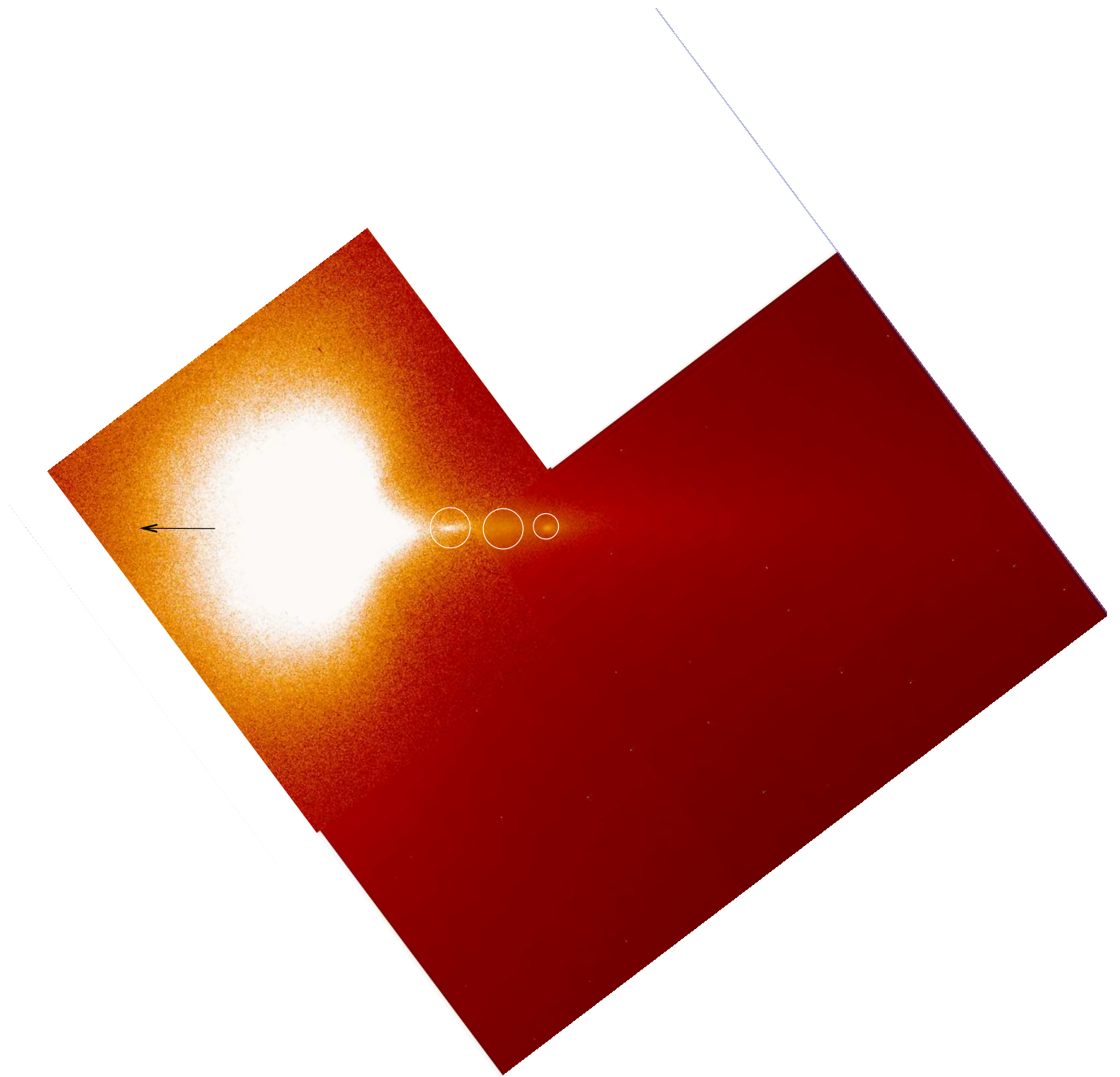


FIG. 2.9 – La comète C/1996 B2 Hyakutake, avec le télescope NOT, à La Palma, le 28,0 mars 1996 TU. Un filtre continuum a été utilisé. Cette image est en fait une mosaïque de trois images prises séparément afin de mieux couvrir tout le champ. L'image représente 30 000 kilomètres sur chaque côté à la distance de la comète. La direction du Soleil est à gauche (flèche noire). Trois *condensations lumineuses* sont très bien visibles (cercles blancs). Après traitement, trois autres condensations deviennent visibles.

librairie PGPLOT.

2.3.1 Création et soustraction d'un masque moyen

Pour cette méthode, une approche statistique est mise en œuvre afin de lisser l'image originale. Cette méthode consiste à remplacer la valeur de chaque pixel de l'image par la valeur moyenne réalisée avec ses plus proches voisins. Il s'agit d'un procédé parfaitement classique ([Kunt(1993)]).

$$im(x, y) = \frac{1}{(2 * lim + 1)^2} \cdot \sum_{i=x-lim}^{i=x+lim} \sum_{j=y-lim}^{j=y+lim} im(i, j) \quad (2.1)$$

où $im(x, y)$ est la valeur du pixel situé en (x, y) et lim un entier, qui vaut de 1 à 4, et qui fixe la limite du voisinage du pixel à l'intérieur duquel la moyenne sera calculée. Cette valeur est purement empirique. En pratique, il nous est apparu nécessaire d'utiliser successivement plusieurs valeurs afin d'optimiser le lissage. On obtient alors un masque moyen que l'on peut soustraire à l'image de départ pour faire ressortir les inhomogénéités à petite échelle.

Les avantages de cet algorithme sont nombreux : en particulier, la simplicité de programmation, et la rapidité d'exécution. De plus, il est possible de faire ressortir des détails autres que les fragments, comme des structures filamenteuses en forme de jets (voir la figure 2.11).

2.3.2 Utilisation d'un masque médian

Cette méthode est une variante de la précédente. Elle consiste à remplacer la valeur de chaque pixel de l'image par la valeur médiane de ses plus proches voisins. Dans le voisinage d'un pixel, la valeur médiane est définie comme étant la valeur intermédiaire entre l'intensité du pixel le plus brillant, et l'intensité du pixel le plus faible. La taille du voisinage (le nombre de pixels pris en compte) est un paramètre libre, qu'il convient d'optimiser empiriquement pour chaque image.

Les avantages de cette méthode sont identiques à ceux de la méthode précédente : simplicité et rapidité.

2.3.3 Ajustement d'un profil radial et comparaison au cas d'une coma en expansion isotrope

Nous avons vu qu'en première approximation, l'intensité de la lumière diffusée par les poussières cométaires obéit théoriquement à une loi en $1/d$, où d est la distance projetée au noyau. Un tel profil de luminosité correspond en fait à une coma en expansion isotrope. Il semble alors intéressant de chercher à ajuster un tel profil sur la coma, pour le soustraire par la suite. Cette méthode a déjà été utilisée par plusieurs auteurs ([Jorda(1995)], [Laffont et al.(1998)]).

Nous avons avant toute chose regardé le profil de luminosité de la coma en coordonnées log-log. Si la loi en $1/d$ est respectée, ce profil doit alors se résumer à une droite de pente -1. Un exemple de profil est donné sur la figure 2.10, pour une image prise au Pic du Midi, le 24 mars 1996, avec le filtre R large. Il est clair que la coma de la comète Hyakutake n'obéit pas à cette loi, principalement dans la direction anti-solaire, et qu'elle n'est donc pas en expansion isotrope.

Nous avons donc cherché à ajuster au mieux une loi en $1/d^\alpha$, et en apportant une attention particulière à la valeur de l'exposant.

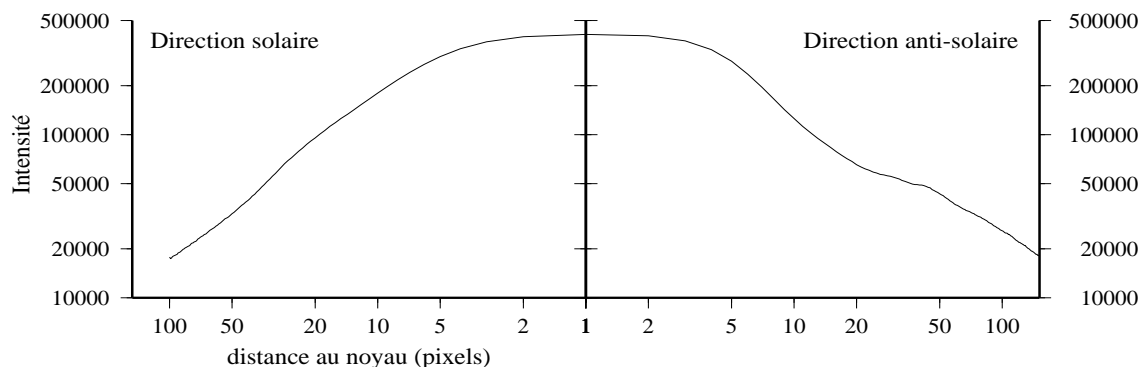


FIG. 2.10 – Coupe d’une image prise au Pic du Midi, le 25 mars 1996, à 04h 31mn 42s TU, avec le filtre R large. Le Soleil est à gauche. On met en évidence le fait que la luminosité de la coma ne suit pas une loi en $1/d$, ce qui est particulièrement visible dans la direction anti-solaire. Remarquer les épaulements dans la direction anti-solaire (à droite).

Cette méthode est fondamentalement différente des précédentes. Une image artificielle est créée, indépendamment de l’image de départ, puis lui est comparée. Cette méthode résulte en fait d’une comparaison de l’image à un modèle physique représentant une situation idéale. Les sous-structures que nous cherchons à faire ressortir étant des écarts à cette idéalité, on peut s’attendre à ce que la comparaison entre l’image originale et l’image artificielle les fasse ressortir.

2.3.4 Traitement polynomial

Cette dernière méthode consiste à ajuster à l’image une collection de polynômes. L’algorithme utilisé est une seconde version d’une méthode développée par Laurent Jorda. Ce traitement nécessite une préparation préalable de l’image. Il est nécessaire de lui faire subir une rotation autour du pixel d’intensité maximum afin que la direction du Soleil soit parallèle à la base de l’image. L’ajustement peut ensuite être calculé. Il a été programmé de la manière suivante :

- on ajuste un polynôme dont le degré est fixé empiriquement, sur les colonnes de l’image, passée en logarithme² (à partir de la deuxième itération, seuls les pixels dont les valeurs sont au-dessus de 0 sont pris en compte). On fait donc un premier ajustement polynomial

²Dans la première version de cet algorithme due à Laurent Jorda, l’image était préalablement transformée en coordonnées polaires. Cette transformation présente l’inconvénient d’allonger de manière très importante le temps de calcul nécessaire au traitement de l’image.

perpendiculairement à la direction solaire :

$$\forall y, \log I(x) \approx \sum_{j=0}^4 a_j (\log x)^j = P(x) \quad (2.2)$$

- Les polynômes ainsi calculés sont soustraits de l'image de départ. On obtient ainsi une nouvelle image $I'(x)$.

$$I'(x) = \log I(x) - P(x) \quad (2.3)$$

- l'image ainsi obtenue va servir à fabriquer un masque $M(x)$: les pixels situés au-dessus d'un certain seuil fixé empiriquement sont mis à 0, et ceux en-dessous à 1.
- on multiplie l'image de départ par le masque, et on recommence le processus par un nouvel ajustement (on remplace $I(x)$ par $I^1(x)$).

$$I^1(x) = M(x) \cdot I(x) \quad (2.4)$$

Cette procédure permet d'ajuster la coma, et de la soustraire ainsi à l'image de départ. Il peut être utile, pour améliorer le contraste, de faire un nouveau traitement. Pour cela, on ajuste à nouveau un polynôme sur les lignes de l'image (donc parallèlement à la direction solaire), et on soustrait cet ajustement. Il est à noter que cet ajustement n'est réalisé qu'à partir d'une certaine valeur de x (que nous appellerons x_{lim}), fixée arbitrairement et empiriquement. Ce choix présente l'inconvénient d'introduire un artefact (un décrochement dans la coma), mais il peut se révéler efficace.

$$\forall x, x \geq x_{lim}, \log I(y) \equiv \sum_{j=0}^1 a_j (\log y)^j = P(y) \quad (2.5)$$

$$I'(y) = \log I(y) - P(y) \quad (2.6)$$

Comme on peut le constater, cette méthode est beaucoup plus lourde à mettre en œuvre que les précédentes. Les images doivent être ré-orientées, et par la suite, le nombre de paramètres à régler est plus important.

2.3.5 Comparaison des différentes méthodes

Le fait de disposer de plusieurs méthodes différentes pour traiter les images permet de s'assurer que les détails qui ressortent de la coma sont bien réels, et non pas des artefacts introduits artificiellement par un des algorithmes. Ceci permet de plus de fixer un ordre de grandeur pour l'incertitude sur la détermination des positions des événements visibles dans la coma.

L'expérience nous a montré que les méthodes consistant à retrancher à l'image brute un masque moyen ou un masque médian donnent de très bons résultats, en faisant ressortir toutes sortes de structures : condensations lumineuses, "jets", arcs...

La méthode qui consiste à retrancher un profil en $1/d^\alpha$ est aussi très intéressante. Elle permet de mettre en évidence le fait que, souvent, les condensations lumineuses observées dans

la coma coïncident avec des régions où la décroissance de la luminosité de la coma change de comportement. En outre, il est remarquable que sur la quasi-totalité des images, ce traitement fait apparaître que la décroissance de la coma est variable suivant la direction, sauf après le 30 mars inclus, date à partir de laquelle la coma semble beaucoup plus isotrope. Il faut également souligner le fait que la loi considérée diverge près du noyau. L'efficacité de la méthode est donc moindre dans le voisinage immédiat du noyau, et en pratique, il est difficile de déterminer avec précision une valeur de α dans les régions très proches du noyau (souvent jusqu'à quelques centaines de kilomètres).

La méthode des ajustements polynomiaux, est finalement la plus compliquée et se révèle être la moins efficace à l'usage, surtout dans le voisinage immédiat du noyau. Elle ne marche convenablement que suffisamment loin de celui-ci, à condition toutefois de fixer correctement les nombreux paramètres. En pratique, elle ne sert qu'à vérifier les résultats des autres méthodes.

Un exemple est proposé sur la figure 2.11 sur une image prise à l'observatoire du Pic du Midi le 25 mars 1996 à 04h 31mn 42s avec le filtre R large. L'image brute est présentée en premier, en haut de la figure. Le Soleil est à gauche. Cette image a ensuite subi les traitements décrits ci-dessus. Une coupe de l'image suivant l'axe solaire - anti-solaire est superposée à chaque fois. On remarque ainsi à nouveau que la luminosité ne décroît pas de la même manière de part et d'autre du noyau sur l'image brute. La décroissance est plus rapide du côté anti-solaire. On devine aussi deux épaulements de ce côté.

Les effets des traitements par masques flous et médians sont spectaculaires, puisqu'ils mettent en évidence la présence de deux pics. Seuls le voisinage du noyau et les deux condensations lumineuses restent encore visibles. Une structure en forme de jet est aussi visible après soustraction du masque moyen. La déformation de la coma dans la direction anti-solaire est également encore apparente. Ces méthodes sont donc très efficaces en terme d'augmentation du contraste et de la visibilité des sous-structures de la coma. Une sorte de *dépression* peut être observée après le noyau. C'est un exemple d'artefact qui peut être introduit lors d'un traitement d'image. En effet, on voit sur la coupe effectuée sur l'image brute que la luminosité diminue très rapidement après le noyau. Le masquage réalisé adoucit cette décroissance, et de ce fait, certains pixels peuvent se retrouver à un niveau supérieur à celui de l'image de départ. Une dépression apparaît donc après soustraction à l'image brute.

La soustraction d'un profil en $1/d^\alpha$ permet également de bien faire ressortir les condensations lumineuses, même si l'image finale est légèrement moins contrastée que les précédentes.

Le traitement polynomial augmente légèrement le contraste de l'image, mais ne permet pas d'isoler clairement les sous-structures de la coma. Remarquons sur la coupe de l'image que la coma, dans la direction anti-solaire, a été abaissée par rapport à l'image brute. Ceci met en évidence l'action du traitement effectué.

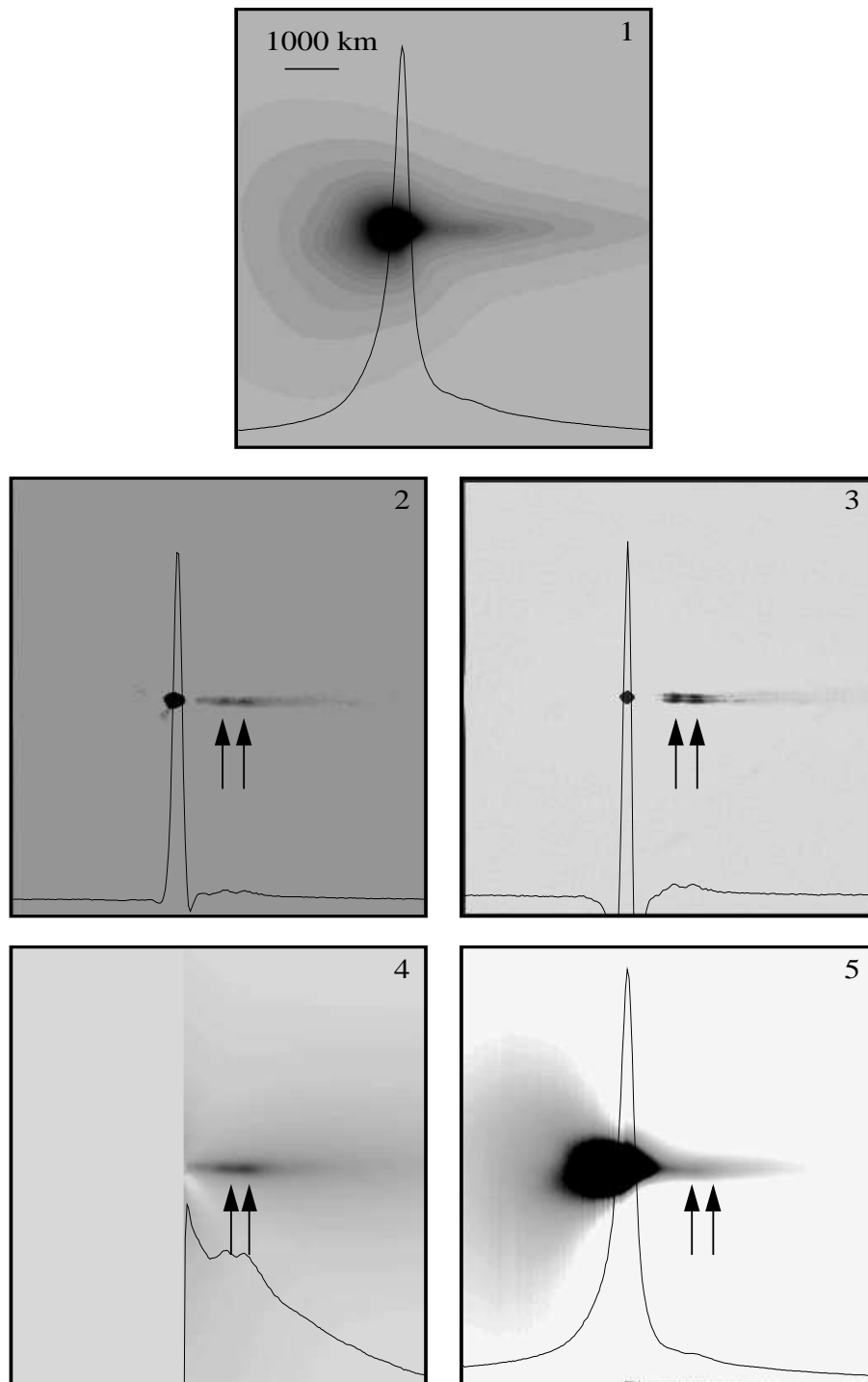


FIG. 2.11 – Effets des différents traitements évoqués sur une image (voir texte). **1** : image brute ; **2** : soustraction d'un masque flou ; **3** : soustraction d'un masque médian ; **4** : soustraction d'un profil en $1/d^\alpha$ (image restreinte arbitrairement autour des fragments) ; **5** : traitement polynomial. Les deux flèches indiquent les épaulements visibles dans la coma. Le Soleil est toujours à gauche. Une coupe de l'image selon la ligne Soleil-comète est superposée à chaque image (ligne noire).

2.3.6 Le logiciel ESO-MIDAS

Il a également ponctuellement été fait recours au logiciel de traitement d'images ESO-MIDAS (acronyme de *European Southern Observatory - Munich Image Data Analysis System*, et qui est développé et distribué par l'ESO). Ce logiciel comporte de nombreuses routines permettant d'effectuer des lissages d'une image, similairement à ce que nous avons fait.

Nous noterons qu'il est en particulier possible de faire un filtre moyen d'une image (commande FILTER/SMOOTH), ou un filtre médian (commande FILTER/MEDIAN). Ces masques sont similaires aux nôtres. D'autres algorithmes sont également disponibles : des filtres gaussiens ou adaptatifs, par exemple³. Ces traitements ont été parfois utilisés parallèlement.

2.4 Traitement des images et réduction des données

Chaque image a été traitée à l'aide des méthodes que nous venons de décrire. La coma a été inspectée après chaque traitement. Les événements observés ont été répertoriés.

Qualitativement, nous pouvons faire un certain nombre d'observations :

- des condensations étaient visibles sur les images brutes. De nouvelles condensations apparaissent après traitement. Elles sont assez nombreuses. L'examen des images d'un jour à l'autre suggère que ces structures ont une durée de vie de plusieurs jours, et qu'elles s'éloignent du noyau.
- ces condensations sont toujours situées sur le rayon-vecteur du noyau, c'est-à-dire qu'elles sont restreintes à la *direction anti-solaire*. Aucun écart significatif par rapport à cette direction n'a pu être mis en évidence. Ce point est tout-à-fait remarquable.
- leur luminosité est sujette à d'importantes variations.
- il arrive très souvent que plusieurs condensations soient visibles au même instant, sur le même cliché, à des distances différentes du noyau. Cela prouve qu'il y a eu plusieurs événements.
- les condensations sont visibles sur la quasi-totalité des clichés, quelques soient le filtre utilisé. Elles se distinguent en cela d'autres structures, telles que les arcs, qui n'apparaissent que sur les images prises au travers de filtres isolant les émissions gazeuses.

Ces condensations ont été recherchées systématiquement. Une condensation n'était prise en considération que si sa présence était confirmée par au moins deux traitements différents de l'image. Cette démarche permet d'affirmer que la condensation est bien réelle et qu'elle ne résulte pas d'un artefact introduit par un algorithme. Puis, la distance apparente la séparant du noyau était mesurée. Nous avons pour cela supposé que la position du noyau correspondait au point le plus lumineux de la coma, appelé *optocentre*. La position du noyau est donc connue à un pixel près. D'autres méthodes auraient pu être utilisées afin de déterminer la position du noyau avec une précision supérieure. Il est par exemple possible de réaliser un ajustement de la région de l'optocentre par une gaussienne bidimensionnelle. Ces méthodes sont en général en parfait accord ([Jorda(1995)]). Néanmoins, dans la mesure où certaines de nos images résultent

³La documentation complète d'ESO-MIDAS, avec une description de ces commandes, est disponible sur internet à l'adresse suivante : <http://www.eso.org/projects/esomid/midas-document.html>

de la sommation d'une série de poses plus brèves, le pixel central contient la contribution des optocentres de chacune des images initiales, et il ne serait alors pas cohérent de chercher à connaître à mieux qu'un pixel près la position du noyau. Cette remarque s'applique aussi aux images à long temps de pose. Les imprécisions du guidage du télescope peuvent provoquer un léger décalage du noyau à l'intérieur du pixel central. En pratique, nous avons donc mesuré la distance apparente entre le point le plus lumineux de la coma et le point le plus lumineux de la condensation.

2.4.1 Hypothèses concernant l'interprétation des observations

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la fragmentation d'un noyau cométaire donne lieu à l'apparition de condensations lumineuses dans la coma, similaires à celles observées avec C/1996 B2 Hyakutake. L'hypothèse de la fragmentation avait ainsi été avancée dès la découverte du phénomène par [Lecacheux et al.(1996)]. Nous faisons donc l'hypothèse que nous sommes effectivement en présence de fragments du noyau, qui s'éloignent de celui-ci. Néanmoins, nous devons souligner que ces fragments, s'ils existent, demeurent inaccessibles à l'observation directe. A l'instar du noyau, ceux-ci sont très probablement entourés d'une *mini-coma* résultant de la sublimation des matériaux (en phases glacées) qu'ils contiennent.

Nous avons souligné le fait que les condensations sont toujours alignées suivant le rayon vecteur de la comète, dans la direction anti-solaire. Sachant que les images ne sont qu'une projection de la comète sur le fond du ciel, il existe deux possibilités pour rendre compte de ce fait :

- les fragments ne sont pas vraiment sur le rayon vecteur, mais dans un plan contenant l'observateur, le noyau et le Soleil. Durant les deux semaines sur lesquels s'étendent leurs observations, la configuration du système Comète-Soleil-Observateur a considérablement évolué (voir la figure 2.2). Il faut alors être en mesure de proposer un phénomène physique capable de maintenir les fragments en permanence de manière à ce qu'ils se projettent sur le rayon-vecteur, sans y être réellement situés,
- les fragments sont vraiment sur le rayon-vecteur de la comète.

Il est clair que la seconde hypothèse est la plus simple, et semble de fait être la plus crédible.

Il convient maintenant de transformer les données, afin de les corriger de l'effet de projection : connaissant la distance apparente entre le noyau et le fragment, et supposant que le fragment se trouve exactement dans la direction anti-solaire, nous pouvons déterminer la vraie distance qui les sépare.

2.4.2 Correction de l'effet de projection

Une représentation du système considéré est donnée sur la figure 2.12. Sur cette figure, l'angle β est *l'angle de phase*, ε est la séparation angulaire entre le noyau de la comète et le point où se trouve la condensation observée dans la coma, alors que $d_{réelle}$ est la distance réelle qui les sépare (exprimée en kilomètres, par exemple). d_{obs} est la distance effectivement observée, et directement mesurable sur l'image. Dans ces conditions, ξ est l'angle de projection. Il convient

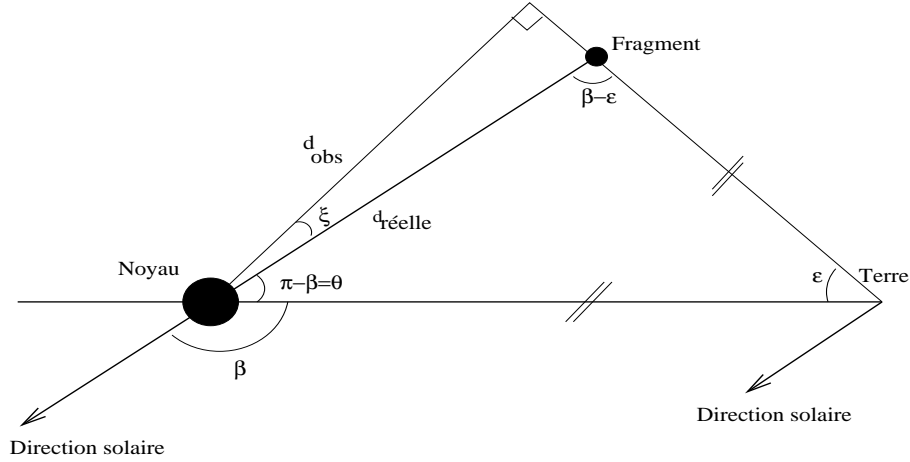


FIG. 2.12 – Géométrie de l'ensemble Soleil - Terre - Comète - Fragment, et effet de projection des distances. Les distances ne sont pas à l'échelle sur cette figure ; $d_{réelle}$ est la distance réelle entre le noyau et le fragment, d_{obs} est la distance observée par effet de projection.

de trouver une relation entre $d_{réelle}$, d_{obs} , et β .

La relation entre les angles d'un triangle nous donne :

$$\xi = \beta - \varepsilon - \frac{\pi}{2} \quad (2.7)$$

de plus :

$$\cos \xi = \frac{d_{obs}}{d_{réelle}} \quad (2.8)$$

soit :

$$d_{réelle} = \frac{d_{obs}}{\cos(\beta - \varepsilon - \frac{\pi}{2})} \quad (2.9)$$

soit encore :

$$d_{réelle} = \frac{d_{obs}}{\sin(\beta - \varepsilon)} \quad (2.10)$$

Or, en pratique, ε sera toujours inférieure à la taille des images, soit 6 minutes d'arc au maximum. L'angle de phase variant de 40° à 111° durant la période des observations, nous pouvons écrire :

$$d_{réelle} \approx \frac{d_{obs}}{\sin \beta} \quad (2.11)$$

Cette correction est importante, puisque $\sin \beta$ est compris entre 0,64 et 1.

Les distances projetées obtenues à partir de l'examen des images brutes, ont été corrigées de cette manière de façon à compenser l'effet de projection.

Les distances corrigées de l'effet de projection sont présentées en fonction du temps sur les figures 2.13 à 2.15, pour chacune des séries d'images que nous avons utilisées (Pic du Midi, La

Palma et Télescope Spatial Hubble). Puis, ces informations sont compilées sur la figure 2.16. Les fichiers de données sont regroupés dans l'annexe B.

2.5 Conclusions

Trois séries d'images de la comète C/1996 B2 Hyakutake, en provenance des observatoires du Pic du Midi, de La Palma et du Télescope Spatial, ont été traitées. Ces images montrent des sous-structures de la coma assez nombreuses. En particulier, des condensations lumineuses apparaissent, puis semblent s'éloigner du noyau. L'hypothèse faite est que ces condensations sont en fait des mini-comæ entourant des fragments du noyau de la comète et s'éloignant de celui-ci. Très souvent, plusieurs événements sont visibles simultanément, ce qui conduit à supposer que plusieurs fragments ont été libérés. Il est remarquable que ces fragments sont toujours confinés dans la direction anti-solaire du noyau.

Ces données fournissent une couverture temporelle presque complète entre le 22 mars et le 05 avril 1996. Nous pouvons donc affirmer que cet ensemble de données est exhaustif concernant l'évolution cinématique des fragments. Nous avons pu constater que l'ajout de nouvelles données, telles que celles des observatoires de Haute-Provence et du Gornergrat ne permettraient pas d'améliorer la couverture temporelle, et donc la qualité de l'ensemble des données.

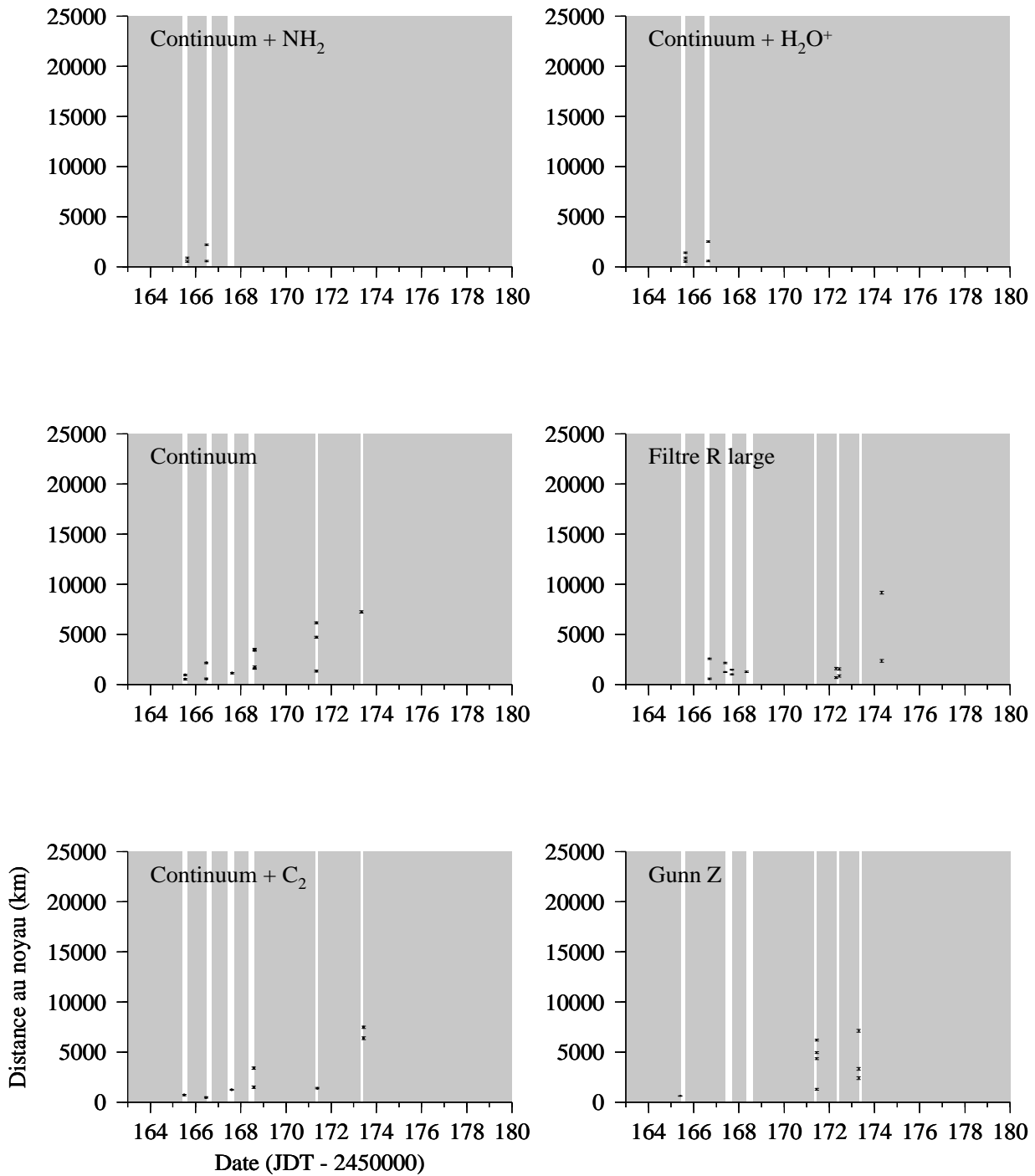


FIG. 2.13 – Evolution de la distance au noyau des condensations observées dans la coma en fonction du temps, pour les six différents filtres utilisés au Pic du Midi. Les distances sont corrigées de l'effet de projection. Les périodes pour lesquelles aucune observation n'est disponible sont grisées.

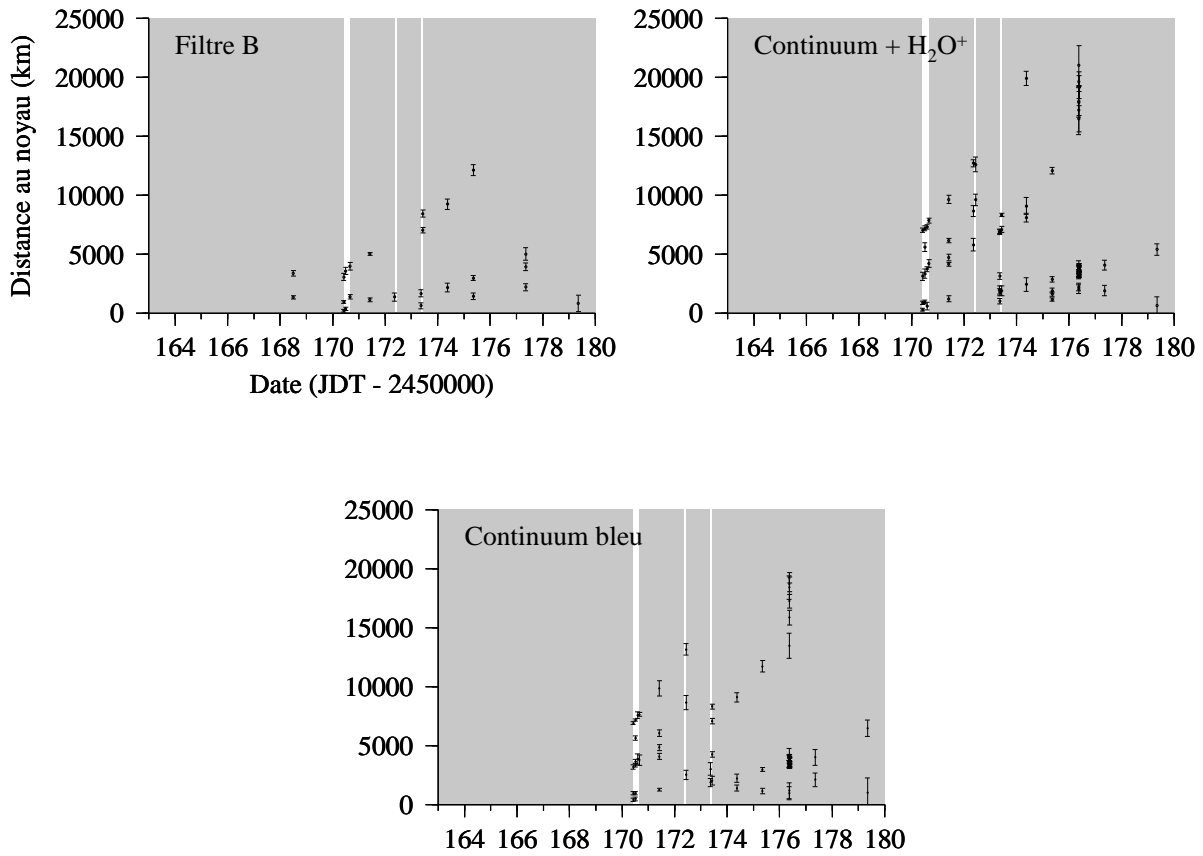


FIG. 2.14 – Evolution de la distance au noyau des condensations observées dans la coma en fonction du temps, pour les trois différents filtres utilisés à l’observatoire de La Palma. Les distances sont corrigées de l’effet de projection. Les périodes pour lesquelles aucune observation n’est disponible sont grisées.

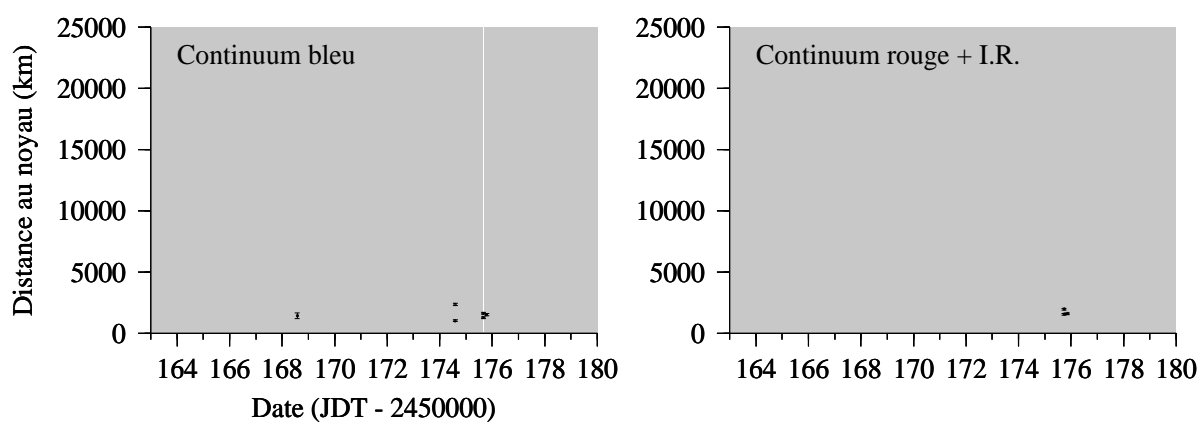


FIG. 2.15 – Evolution de la distance au noyau des condensations observées dans la coma en fonction du temps, pour les deux différents filtres utilisés par le Télescope Spatial Hubble. Les distances sont corrigées de l'effet de projection. Les périodes pour lesquelles aucune observation n'est disponible sont grisées.

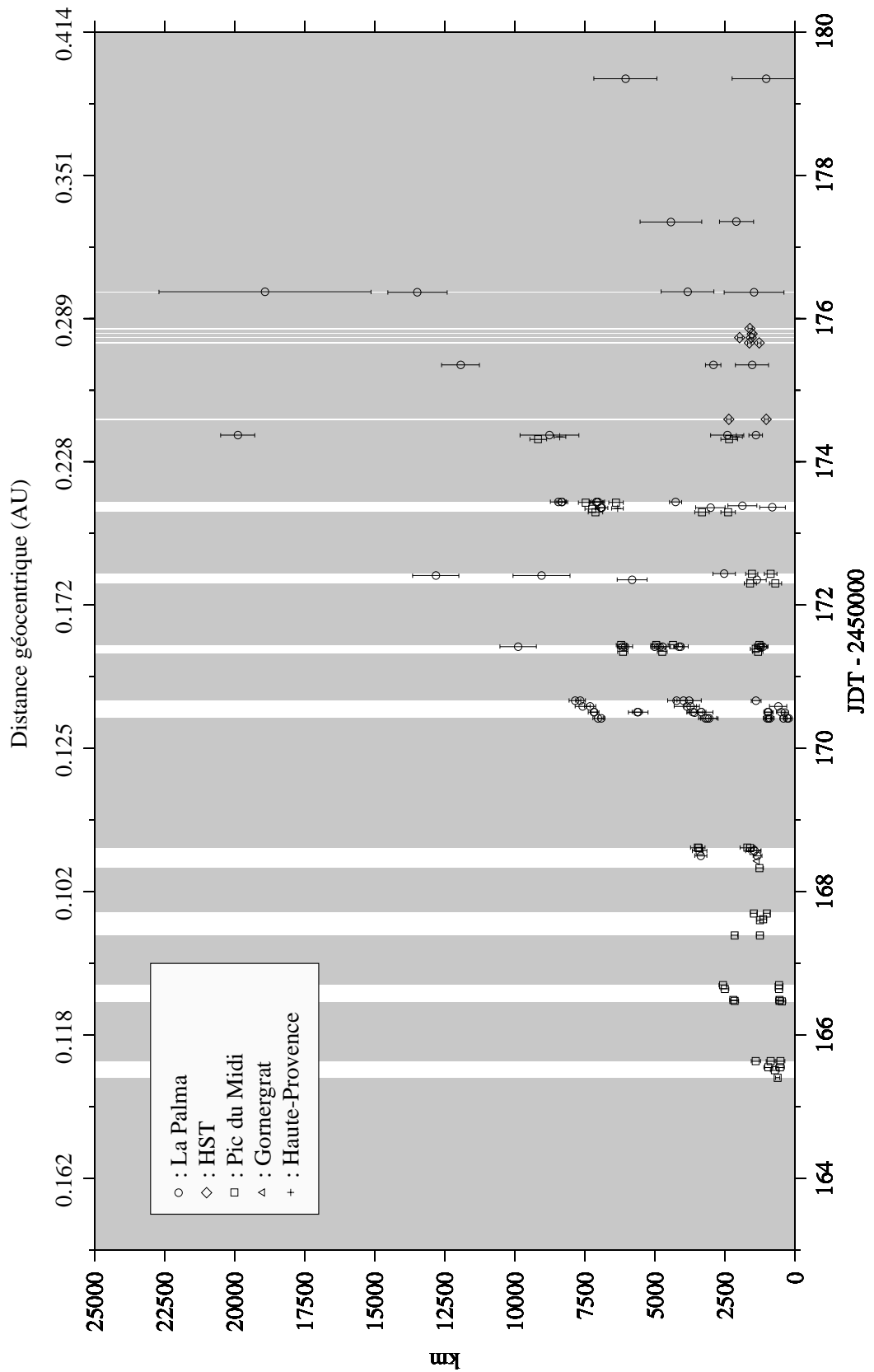


FIG. 2.16 – Evolution de la distance au noyau de l'ensemble des condensations observées en fonction du temps.

Chapitre 3

Modélisation de la dynamique des fragments cométaires

3.1 Hypothèses de base

Afin de modéliser la dynamique des fragments (ou de “sous-noyaux”, au sens de la figure 1.7) cométaires, il est nécessaire de définir avec précision le système que nous allons étudier, et d’établir le bilan des forces agissant dessus. Nous allons considérer dans tout ce qui suit un système composé de trois corps : les deux fragments cométaires, issus de la fragmentation du même noyau, et le Soleil. Les fragments sont soumis à deux types de forces : les forces gravitationnelles et les forces non-gravitationnelles (FNG). Les premières sont dues au Soleil, et à la gravité mutuelle des fragments. Les secondes sont dues à la pression de radiation et la force résultant de la sublimation du matériau cométaire (figure 3.1).

3.2 Forces en présence

3.2.1 Forces gravitationnelles

Le calcul des forces de gravité ne pose aucun problème particulier. Nous allons néanmoins évaluer leurs intensités relatives. Soit F_{gs} et F_{gf} les forces de gravité s’exerçant sur un fragment et dues respectivement au Soleil et à l’autre fragment. On a alors :

$$\frac{F_{gs}}{F_{gf}} = \frac{3M_{\odot}}{4\pi\rho r^3} \frac{d_f^2}{d_h^2} \quad (3.1)$$

où M_{\odot} est la masse du Soleil, ρ la masse volumique du fragment (supposée sphérique), et r son rayon. Afin de fixer un ordre de grandeur, remarquons que pour $d_h=1$ UA, $\rho=600$ kg.m⁻³, et $r=2$ km, $F_{gs}/F_{gf}=100$ à $d_f \approx 5$ km, soit 3 km au-dessus de la surface. La force de gravité entre les fragments peut donc jouer un rôle si la distance les séparant ne dépasse pas quelques kilomètres, mais au-delà, elle peut être négligée.

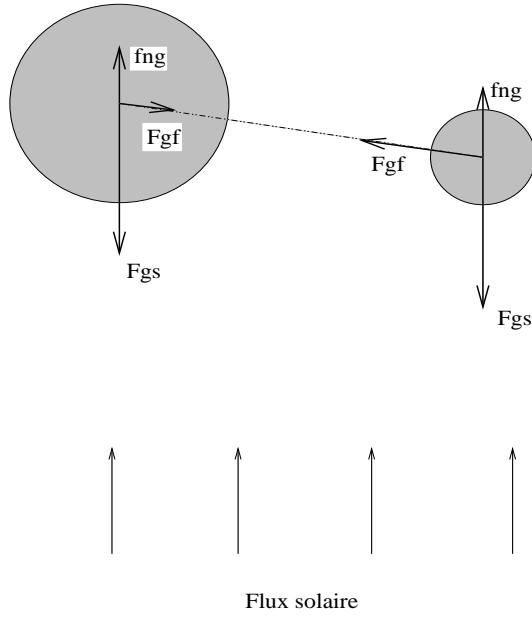


FIG. 3.1 – Forces s'exerçant sur deux fragments, ou sous-noyaux : F_{gs} et F_{gf} sont la gravité du Soleil et la gravité mutuelle des fragments ; F_{ng} sont les forces non-gravitationnelles que subissent les fragments.

3.2.2 Forces non-gravitationnelles

Pression de radiation

La force due à la pression du rayonnement sur un corps sphérique de rayon r situé à une distance héliocentrique d_h s'écrit :

$$F_r = \frac{L_\odot}{4\pi d_h^2 c} \pi r^2 \quad (3.2)$$

où L_\odot est la luminosité du Soleil, et c la vitesse de la lumière. Comparons cette force à l'attraction gravitationnelle du Soleil :

$$F_{gs} = G \frac{M_\odot}{d_h^2} \frac{4}{3} \pi \rho r^3 \quad (3.3)$$

où G est la constante universelle de la gravitation. Soit η le rapport de la pression de radiation avec la gravitation du Soleil :

$$\eta = \frac{F_r}{F_{gs}} = \frac{3L_\odot}{16\pi c G M_\odot} \frac{1}{\rho r} \quad (3.4)$$

On remarque alors que le produit ρr est la seule quantité dépendant des paramètres caractérisant le fragment. On aboutit ainsi à :

$$\eta \approx 6.10^{-4} \frac{1}{\rho r} \quad (3.5)$$

En choisissant $\rho=600 \text{ kg.m}^{-3}$, on obtient $\eta=1$ pour des particules dont le rayon est de $1 \mu\text{m}$. Si la pression de radiation est une force prédominante dans la dynamique des particules micrométriques, il est clair que son influence est parfaitement négligeable dans le cadre de l'étude de fragments de grandes dimensions (voir figure 3.2). Par exemple, pour un hypothétique fragment de masse volumique $\rho=600 \text{ kg.m}^{-3}$ et de rayon $r=1 \text{ m}$, on a $\eta=10^{-6}$.

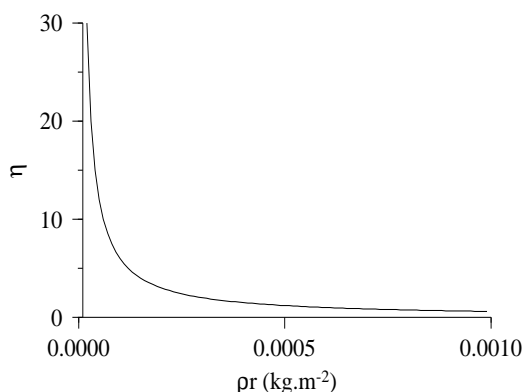


FIG. 3.2 – Rapport η de la pression de radiation et de la gravité solaire, représenté en fonction du produit ρr de la masse volumique et du rayon des fragments considérés.

Force résultant de la sublimation

La force résultant de la sublimation des glaces cométaires est connue pour influencer de manière conséquente le mouvement des comètes (par exemple, [Marsden et al.(1973)]). Il convient donc de chercher à l'estimer.

A la surface du noyau cométaire, ou à la surface d'un fragment de noyau, les phases condensées se subliment sous l'effet du rayonnement solaire, et les molécules ainsi libérées transmettent une impulsion au noyau et/ou aux fragments. Nous allons mettre simplement en évidence l'importance de ces FNG. Pour ce faire, nous allons supposer que le fragment considéré est uniquement composé de glace d'eau (glace cristalline).

Soit Q_f le taux de production total du fragment (*ie.* le nombres de molécules libérées par seconde)¹. On peut déterminer l'impulsion transmise à chaque seconde au fragment :

$$\left. \frac{\Delta \mathcal{P}}{\Delta t} \right|_f = Q_f \bar{m} \bar{v} = M_f A_{NG} \quad (3.6)$$

¹Bien que nous parlions ici de fragment, le raisonnement est également valable pour un noyau.

où \bar{m} et \bar{v} sont respectivement les masses et vitesses moyennes des molécules qui sont émises par le fragment, M_f est la masse du fragment et A_{NG} est l'accélération non-gravitationnelle (ANG) de ce dernier, et résultant du dégazage.

Soit ρ et r la masse volumique et le rayon de la "sphère équivalente" au fragment, telle que : $M_f = (4/3)\pi\rho r^3$. On peut alors écrire :

$$A_{NG} = \frac{3Q_f\bar{m}\bar{v}}{4\pi\rho r^3} \quad (3.7)$$

Sachant que les taux de production sont proportionnels aux surfaces projetées, on peut écrire :

$$Q_f = \tilde{Q}_f\pi r^2 \quad (3.8)$$

\tilde{Q}_f est un taux de production par unité de surface, qui ne dépend que des caractéristiques physico-chimiques du matériau cométaire. On en déduit que :

$$A_{NG} = \frac{3\tilde{Q}_f\bar{m}\bar{v}}{4\rho r} \quad (3.9)$$

Posons $\Lambda = 3\tilde{Q}_f\bar{m}\bar{v}/4$:

$$A_{NG} = \Lambda \frac{1}{\rho r} \quad (3.10)$$

Le fragment étant supposé homogène, Λ ne dépend pas de la masse volumique ρ du fragment, ni de son rayon r .

Nous venons de mettre en évidence le fait que l'accélération non-gravitationnelle subie par un fragment (ou par le noyau d'une comète) va dépendre du produit ρr de sa masse volumique et de son rayon. Nous voyons également, qu'à masse volumique égale, le rapport des accélérations non-gravitationnelles de deux fragments est d'autant plus important que l'écart entre les produits ρr les caractérisant sera important. Par exemple, pour deux fragments dont les rayons sont $r_1 = 1,5$ km et $r_2 = 5$ m, ce qui correspond au cas d'un noyau perdant un petit bloc de matière, nous avons $A_{NG,2}/A_{NG,1} = 300$.

Ce simple calcul permet déjà de suggérer un certain nombre d'idées :

- les FNG jouent un rôle clé dans la dynamique des fragments cométaires,
- deux fragments s'éloigneront d'autant plus vite l'un de l'autre que les produits ρr les caractérisant seront différents,
- si un noyau se fragmente en plusieurs parties caractérisées par le même ρr , les seules FNG ne peuvent pas les éloigner,
- la FNG est dirigée dans la direction anti-solaire, puisque l'échauffement du matériau cométaire a lieu principalement sur le côté faisant face au Soleil. Si l'ANG est la cause du mouvement relatif de deux fragments, alors, il devient naturel pour le fragment dont le produit ρr est le plus petit de s'éloigner dans la direction anti-solaire par rapport à l'autre fragment.

La figure 3.3 illustre les deux derniers points. A masse volumique égale, deux fragments de mêmes dimensions ne pourront pas être séparés par l'action des FNG. En revanche, un fragment de petite dimension s'éloignera du noyau dans la direction anti-solaire.

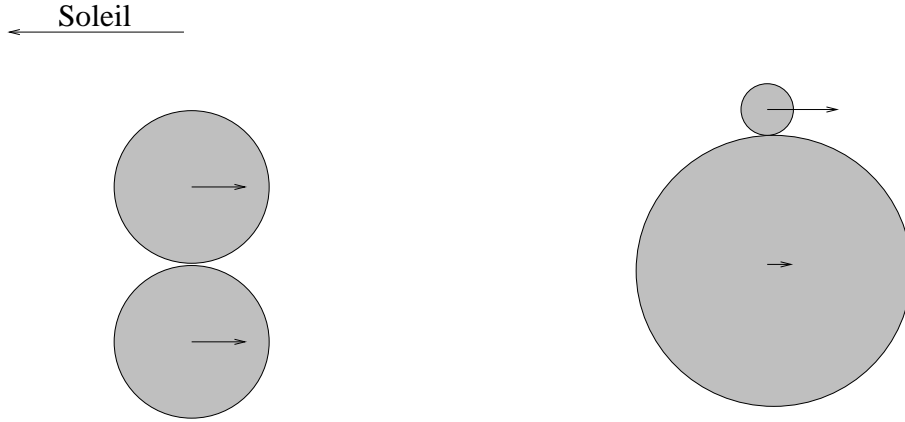


FIG. 3.3 – Deux fragments caractérisés par le même produit ρr ne peuvent pas être séparés par l’action des seules FNG (gauche). En revanche, un fragment dont le produit ρr est petit par rapport à celui du noyau sera entraîné par les FNG dans la direction anti-solaire (droite). Les ANG sont symbolisées par les flèches.

3.3 Le modèle

Maintenant que nous avons précisé la nature et le rôle des forces en jeu, nous sommes en mesure d’établir un modèle pour la dynamique des fragments cométaires. Un tel modèle doit comporter deux parties. Il est en effet nécessaire d’estimer l’intensité de la FNG, en faisant appel aux lois de la thermodynamique. Une fois l’intensité de la FNG connue, on fait appel aux lois de la dynamique pour déduire le mouvement du noyau et du fragment.

Un tel modèle est nécessairement *numérique*, car le problème n’admet pas de solution analytique. Nous allons voir en effet que les équations que nous allons avoir à traiter ne peuvent être résolues analytiquement. Il est également *itératif* car la valeur de l’ANG varie avec la distance héliocentrique et donc avec le temps.

Nous allons présenter dans un premier temps la méthode utilisée pour obtenir l’intensité de la FNG (section 3.3.1). Pour le traitement de la partie dynamique du modèle, deux approches différentes seront considérées, puis confrontées (sections 3.3.2 et 3.3.3).

3.3.1 Bilan d’énergie d’une surface cométaire - Estimation de l’ANG

La température à la surface du fragment est déterminée à l’aide du bilan d’énergie suivant ([Delsemme(1982)]) :

$$\underbrace{\mathcal{S}(1 - al)}_{\text{flux solaire}} = \underbrace{\epsilon\sigma T^4}_{\text{rayonnement}} + \underbrace{L_{s,H_2O}\dot{Z}_{H_2O}}_{\text{sublimation}} \quad (3.11)$$

où \mathcal{S} est le flux solaire par unité de surface, al est l’albédo, ϵ est l’émissivité de la surface, σ la constante de Stefan, T la température de surface, L_{s,H_2O} la chaleur latente de sublimation de la glace et \dot{Z}_{H_2O} le taux de sublimation.

Ce bilan tient compte du rayonnement thermique de la surface, mais aussi de l'énergie absorbée par la sublimation de la glace. Ces deux termes sont en compétition, comme le montre la figure 3.4. En revanche, les autres phénomènes physiques tels que la conduction ou les variations d'enthalpie ne sont pas pris en considération, leurs contributions étant plus faibles.

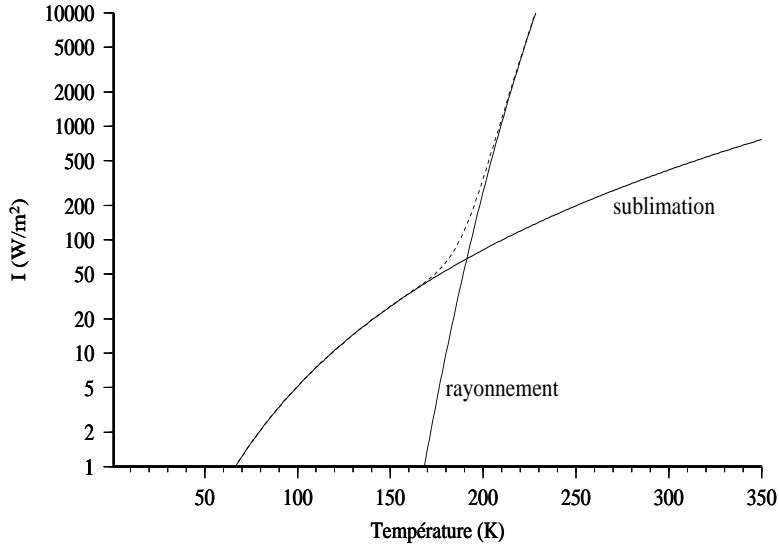


FIG. 3.4 – Comparaison des différents termes du bilan d'énergie en fonction de la température. La somme de ces deux termes est en pointillé.

Pour estimer \mathcal{S} , on utilise la relation suivante :

$$\mathcal{S} = \mathcal{S}_0 \left(\frac{1}{d_h^2} \frac{UA}{h} \right) \cos z \quad (3.12)$$

où z est la distance zénithale du Soleil au point considéré. \mathcal{S}_0 est la constante solaire, qui vaut $1388 \text{ J.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$, en considérant le Soleil comme un corps noir dont la température de surface est de 5800 K.

Le taux de sublimation est estimé par la relation suivante ([Delsemme(1982)]) :

$$\dot{Z}_{H_2O} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\kappa}} \theta P_{s,H_2O} \sqrt{\frac{m_{H_2O}}{2\pi k_B T}} \quad (3.13)$$

où θ est le coefficient de collage, P_{s,H_2O} la pression de vapeur saturante de l'eau, m_{H_2O} la masse moléculaire de l'eau ; κ est le rapport des concentrations de masse de la glace et de la poussière ² :

²la masse volumique du fragment ainsi constitué est $\rho = \tilde{\rho}_{H_2O} + \tilde{\rho}_d$

$$\kappa = \frac{\tilde{\rho}_{H_2O}}{\tilde{\rho}_d} \quad (3.14)$$

Ayant estimé la température de surface à partir de 3.11, on en déduit la vitesse thermique moyenne des molécules :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_{H_2O}}} \quad (3.15)$$

Le nombre de molécules sublimées par unité de surface et de temps est :

$$\mathcal{N} = \frac{\dot{Z}_{H_2O}}{m_{H_2O}} \quad (m^{-2} \cdot s^{-1}) \quad (3.16)$$

Etant donné que l'inertie thermique de la glace n'a pas été prise en compte, l'ANG est orientée suivant le rayon vecteur et son intensité vaut alors :

$$A_{NG} = \frac{1}{M_f} \frac{\Delta \mathcal{P}}{\Delta t} = \frac{1}{M_f} \int_{\Sigma} \mathcal{N} \bar{v} m_{H_2O} \zeta ds \quad (3.17)$$

Σ désignant la surface ensoleillée. Le facteur ζ est un terme inférieur à 1, qui traduit un écart à l'idéalité, tenant compte par exemple de la géométrie de la surface.

3.3.2 Première approche - mouvement képlérien perturbé

Etant donné que l'écartement du noyau et du fragment (ou des deux fragments) est imputé à l'action différentielle des FNG, le référentiel de leur barycentre est adapté à l'étude du problème. L'idée proposée est donc de se placer dans ce référentiel. Nous allons y étudier leur mouvement, puis nous étudierons le mouvement du référentiel autour du Soleil, en tenant compte de la perturbation due aux ANG sur le mouvement képlérien. Un schéma illustrant la situation est présenté sur la figure 3.5.

Mouvements des fragments dans le référentiel barycentrique

Dans le cadre de l'étude du mouvement relatif des deux fragments, nous pouvons considérer qu'ils sont sous l'influence de deux forces : la FNG, et leur gravité réciproque. Ils subissent en conséquence des accélérations \vec{A}_i , $i = 1, 2$, telles que :

$$\vec{A}_i = \vec{A}_{NG,i} + \vec{A}_{G,i} \quad (3.18)$$

Les ANG $\vec{A}_{NG,i}$ sont calculées à l'aide de l'équation 3.17. Elles sont orientées suivant les rayons vecteurs de chacun des fragments. Une première intégration sur le temps nous donne les vitesses instantanées, puis, une seconde intégration nous donne les positions des fragments en fonction du temps.

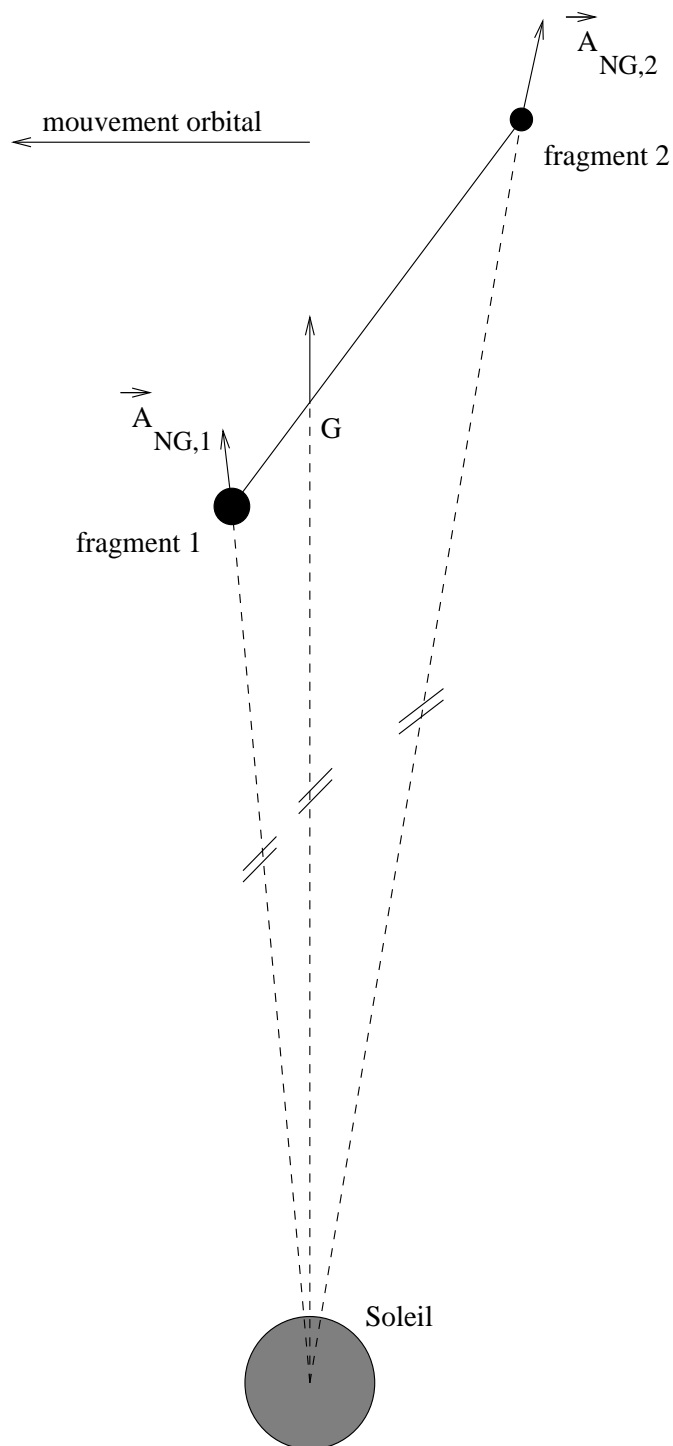


FIG. 3.5 – Les deux fragments dans le référentiel de leur centre de gravité G. Les ANG sont notées $\vec{A}_{NG,1}$ et $\vec{A}_{NG,2}$, et sont représentées par des flèches.

Mouvement du barycentre autour du Soleil

Il reste maintenant à décrire le mouvement du barycentre autour du Soleil. Si la gravité du Soleil était la seule force en présence, le mouvement du barycentre serait képlérien. Or, les FNG vont aussi avoir une influence sur son mouvement. Il faut donc avoir recours à la théorie du mouvement képlérien perturbé. La perturbation s'exerçant sur le barycentre est alors la moyenne pondérée des ANG s'exerçant individuellement sur chacun des fragments. Soit $\vec{A}_{NG,b}$ cette accélération :

$$\vec{A}_{NG,b} = \frac{1}{M_1 + M_2} (M_1 \vec{A}_{NG,1} + M_2 \vec{A}_{NG,2}) \quad (3.19)$$

où M_1 et M_2 sont les masses des deux fragments. Remarquons que cette perturbation est confinée dans le plan orbital. Soit A_r la composante radiale de $\vec{A}_{NG,b}$ et A_p la composante perpendiculaire, dans le sens direct. La théorie du mouvement képlérien nous donne les variations des éléments orbitaux du barycentre en fonction du temps (voir annexe D.3) :

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}} \left\{ \frac{A_p p}{d_h} + A_r e \sin v \right\} \quad (3.20)$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} \left\{ A_p \left(\frac{p}{d_h} - \frac{d_h}{a} \right) + A_r e \sin v \right\} \quad (3.21)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} \left\{ A_p \left(1 + \frac{d_h}{p} \right) \sin v - A_r \cos v \right\} \quad (3.22)$$

$$\frac{dM}{dt} = n - \sqrt{1-e^2} \frac{d\omega}{dt} - 2 \frac{d_h A_r}{na^2} \quad (3.23)$$

où a est le demi-grand axe, e est l'excentricité, ω est l'argument du périhélie, M est l'anomalie moyenne, n est le moyen mouvement, v est l'anomalie vraie, p est le paramètre de l'orbite, et d_h est la distance héliocentrique.

On obtient alors à chaque pas de temps les éléments osculateurs de l'orbite, ce qui nous permet d'utiliser les relations classiques pour calculer la position exacte du barycentre (voir annexe D.2).

3.3.3 Deuxième approche - intégration directe

Une autre approche consiste à considérer dès le départ le système dans sa globalité, et à intégrer directement l'ensemble des forces s'exerçant sur les fragments. Nous allons donc considérer le système comprenant le Soleil et les deux fragments. Trois forces vont alors s'exercer sur les fragments : la FNG, leur gravité réciproque et la gravité du Soleil. Le référentiel le mieux adapté au problème est cette fois le référentiel héliocentrique. L'accélération s'appliquant aux fragments est donc la somme des accélérations résultant de ces trois forces :

$$\vec{A}_i = \vec{A}_{NG,i} + \vec{A}_{gf,i} + \vec{A}_{gs,i} \quad (3.24)$$

où $\vec{A}_{gf,i}$ désigne l'accélération gravitationnelle s'appliquant sur le fragment i , due à l'autre fragment, et $\vec{A}_{gs,i}$ l'accélération gravitationnelle du Soleil s'appliquant sur le fragment i .

Une double intégration sur le temps permet d'obtenir successivement les accélérations, puis les positions des deux fragments par rapport au Soleil à chaque pas de temps.

3.4 Résolution numérique du modèle

3.4.1 Thermodynamique de la surface des fragments cométaires

Les formes des fragments cométaires sont inconnues, puisqu'à l'instar du noyau, ceux-ci ne sont pas accessibles à l'observation directe, du fait de la coma qui les entoure. Nous allons donc être amenés à supposer que les fragments sont de forme sphérique. Le facteur ζ , défini dans l'équation 3.17 va prendre une forme particulière :

$$\zeta = \psi \cos z \quad (3.25)$$

Le premier facteur, ψ , tient compte du fait que l'émission des molécules se fait dans toutes les directions. Si toutes les molécules quittaient la surface avec une vitesse \bar{v} , la composante normale à la surface de la vitesse moyenne serait $\psi\bar{v}$ ($\psi < 1$). [Whipple(1950)] a proposé $\psi = 2/3$. Le second facteur, $\cos z$, tient compte du fait que la surface est sphérique et que le flux solaire incident n'est pas normal à la surface, sauf au point subsolaire.

Dans notre modèle, la surface des fragments est subdivisée arbitrairement en petites parcelles de 1 degré carré, soit 180^2 parcelles. L'équation 3.11 fournit facilement la température de surface d'une parcelle donnée en utilisant une méthode classique de dichotomie. Les accélérations non-gravitationnelles des fragments et de leur centre de gravité sont alors obtenues par les relations 3.17 et 3.19.

3.4.2 Forme adimensionnelle des équations de perturbation

Les équations de perturbation sont plus délicates à traiter. Il est en effet nécessaire de les modifier de manière à ne plus avoir à manipuler que des quantités sans dimension. L'intérêt d'une telle démarche réside surtout dans le fait que les paramètres a , e , ω et M peuvent avoir des valeurs très différentes ; e est toujours compris entre 0 et 1, ω et M sont des angles et sont donc compris entre 0 et 2π . On remarque que ces grandeurs sont toutes sans dimension, et qu'elles ont le même ordre de grandeur. En revanche, a est une longueur qui peut aller jusqu'à 10^3 UA, soit 10^{14} mètres, voire même plus. A l'opposé, la composante A_r de l'accélération non-gravitationnelle peut difficilement dépasser 10^{-5} m.s⁻². La présence dans le système de termes d'ordres de grandeur aussi différents peut engendrer d'importantes instabilités numériques. Les seules grandeurs dimensionnées dans le système d'équations sont a , r , A_r , A_p , p , t , et n . Il est relativement simple de diviser ces quantités par des valeurs de référence, de manière à ne plus avoir à manipuler que des termes sans dimension, et surtout du même ordre de grandeur.

On commence d'abord par éliminer n en utilisant la troisième loi de Képler, telle qu'elle est formulée en D.26. Ensuite, on introduit trois paramètres : a_0 , A_0 et t_0 tels que :

$$\tilde{a} = a/a_0 \quad (3.26)$$

$$\tilde{d}_h = d_h/a_0 \quad (3.27)$$

$$\tilde{p} = p/a_0 \quad (3.28)$$

$$\tilde{A}_r = A_r/A_0 \quad (3.29)$$

$$\tilde{A}_p = A_p/A_0 \quad (3.30)$$

$$\tilde{t} = t/t_0 \quad (3.31)$$

On introduit également deux nombres sans dimension Γ et Γ' , tels que :

$$\Gamma = t_0 A_0 \sqrt{\frac{a_0}{\mu}} \quad (3.32)$$

$$\Gamma' = \frac{t_0 \sqrt{\mu}}{a_0^{3/2}} \quad (3.33)$$

Finalement, le système prend son aspect définitif :

$$\frac{d\tilde{a}}{d\tilde{t}} = \frac{2\tilde{a}^{3/2}}{\sqrt{1-e^2}} \Gamma \left\{ \tilde{A}_r e \sin v + \frac{\tilde{A}_p \tilde{p}}{\tilde{d}_h} \right\} \quad (3.34)$$

$$\frac{de}{d\tilde{t}} = \frac{\sqrt{\tilde{a}(1-e^2)}}{e} \Gamma \left\{ \tilde{A}_r e \sin v + \tilde{A}_p \left(\frac{\tilde{p}}{\tilde{d}_h} - \frac{\tilde{d}_h}{\tilde{a}} \right) \right\} \quad (3.35)$$

$$\frac{d\omega}{d\tilde{t}} = \frac{\sqrt{\tilde{a}(1-e^2)}}{e} \Gamma \left\{ -\tilde{A}_r \cos v + \tilde{A}_p \left(1 + \frac{\tilde{d}_h}{\tilde{p}} \right) \sin v \right\} \quad (3.36)$$

$$\frac{dM}{d\tilde{t}} = \Gamma' \tilde{a}^{-3/2} - \sqrt{1-e^2} \frac{d\omega}{d\tilde{t}} - \frac{2\tilde{d}_h \tilde{A}_r}{\sqrt{\tilde{a}}} \Gamma \quad (3.37)$$

Le système présente ainsi certaines particularités. On peut immédiatement constater qu'il est fortement non-linéaire. De plus, bien que toutes les valeurs dépendent du temps, le temps \tilde{t} n'apparaît pas explicitement dans les membres de droite des équations.

Il existe bien entendu de nombreux algorithmes pour résoudre numériquement ces équations. Le plus connu est la méthode de Runge-Kutta ([Press et al.(1986)]), généralement appliquée à l'ordre 4, mais dont il existe de nombreuses variantes. Néanmoins, certaines considérations nous ont amenés à envisager une autre méthode. En effet, l'estimation de l'ANG est la partie du modèle qui consomme le plus de temps de calcul. Or, une méthode de type Runge-Kutta nécessiterait de l'estimer à plusieurs reprises entre deux pas de temps. De plus, les variations des éléments orbitaux sont très faibles, et il existe des algorithmes plus précis que Runge-Kutta. Finalement, nous avons choisi un schéma multi-pas explicite de type *Adams-Bashforth* ([Hairer et al.(1987)] et voir annexe E), qui offre un excellent compromis entre la précision et la rapidité d'exécution. Afin d'exposer cet algorithme, notons formellement le système 3.34 à 3.37 de la manière suivante :

$$\frac{dy_i}{d\tilde{t}} = f_i(y_1, \dots, y_4) \quad i = 1, \dots, 4 \quad (3.38)$$

Les schémas d'Adams-Bashforth s'écrivent alors, pour le pas n :

$$k = 1 \quad y_i^{(n+1)} = y_i^{(n)} + h f_i^{(n)} \quad (3.39)$$

$$k = 2 \quad y_i^{(n+2)} = y_i^{(n+1)} + \frac{h}{2}(3f_i^{(n+1)} - f_i^{(n)}) \quad (3.40)$$

$$k = 3 \quad y_i^{(n+3)} = y_i^{(n+2)} + \frac{h}{12}(23f_i^{(n+2)} - 16f_i^{(n+1)} + 5f_i^{(n)}) \quad (3.41)$$

$$k = 4 \quad y_i^{(n+4)} = y_i^{(n+3)} + \frac{h}{24}(55f_i^{(n+3)} - 59f_i^{(n+2)} + 37f_i^{(n+1)} - 9f_i^{(n)}) \quad (3.42)$$

où h est le pas de temps considéré, et où $f_i^{(n)}$ et $y_i^{(n)}$ sont les n -ième valeurs calculées des f_i et des y_i (voir annexe E). On constate qu'à l'ordre 1, on retrouve la méthode d'Euler explicite. Le problème principal qui se trouve lorsqu'on utilise un tel schéma multi-pas est son amorçage : si on souhaite utiliser la relation d'ordre n , comment calculer les $n - 1$ premières valeurs ? Le premier pas est calculé à l'aide de la relation d'Euler, puis la relation de deuxième ordre permet de calculer le deuxième pas de temps, puis la troisième relation est appliquée. Ces valeurs permettent ensuite d'utiliser la relation de quatrième ordre, qui est ensuite utilisée tout au long du calcul.

Cet algorithme a également été utilisé dans le cadre de la seconde approche : l'intégration vectorielle directe.

3.5 Paramètres numériques utilisés

3.5.1 Chaleur latente de sublimation de l'eau

La chaleur latente de sublimation de la glace d'eau varie légèrement en fonction de la température. La relation suivante a été ajustée par [Delsemme et Miller(1971)], d'après des données expérimentales :

$$L_{S,H_2O} = 2,886.10^6 - 1116.T \text{ J.kg}^{-1} \quad (3.43)$$

3.5.2 Pression de vapeur saturante de l'eau

Nous avons choisi d'utiliser la relation de Clausius-Clapeyron :

$$P_{s,H_2O} = \vartheta. \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (3.44)$$

Le paramètre ϑ correspond à une pression caractéristique, alors que E_a est une énergie d'activation. Leurs valeurs ont été fixées expérimentalement par [Fanale et Salvail(1984)] :

$$\begin{aligned} \vartheta &= 3,56.10^{12} \text{ Pa} \\ E_a/k_B &= 6141,667 \text{ K} \end{aligned}$$

3.5.3 Coefficient de collage

Ce coefficient a été mesuré par [Haynes et al.(1992)]. [Enzian(1997)] a ajusté les valeurs expérimentales par une régression linéaire :

$$\theta = -2,1.10^{-3}.T + 1,042 \text{ (} T > 20 \text{ K)} \quad (3.45)$$

3.5.4 Albédo

L'albédo de la matière cométaire est fort mal connu. La seule valeur résultant d'une mesure *in-situ* provient de la mission spatiale européenne *Giotto*. Lors de cette mission, une mesure de l'albédo a été effectuée, à un angle de phase proche de 90° . La valeur de l'albédo a été extrapolée de cette seule valeur, et s'est révélée être très faible, de l'ordre de 4 % ([Keller et al.(1987)]). Il existe cependant d'autres méthodes pour estimer l'albédo. En particulier, la diffusion de la lumière par les poussières des comètes, ou par les poussières inter-planétaires ([Levasseur-Regourd(1998)]). Ces mesures conduisent à une valeur de l'albédo supérieure, de l'ordre de 15 %.

$$0,04 \leq al \leq 0,15 \quad (3.46)$$

3.5.5 Emissivité de surface

A l'image de l'albédo, l'émissivité est mal contrainte. [Hage et Greenberg(1990)] ont suggéré que sa valeur pourrait être proche de l'unité, en se basant sur de précédents travaux analytiques. Néanmoins, la plupart des substances non-métalliques ont des émissivités comprises entre 0,85 et 0,95 ([Kuchling(1985)]). Nous utiliserons donc principalement une valeur moyenne :

$$\epsilon = 0,9 \quad (3.47)$$

Cependant, d'autres valeurs seront également testées par la suite.

3.5.6 Masse volumique

Il s'agit là aussi d'un paramètre mal connu, et très controversé. Les valeurs disponibles dans la littérature vont de 200 à 1500 kg.m^{-3} (voir par exemple [Sagdeev et al.(1988)]). Un mélange compact de glace et de poussières pourrait certes avoir une masse volumique élevée, mais le matériau cométaire est vraisemblablement poreux, conduisant ainsi à une masse volumique plus faible. Ainsi, [Rickman(1989)] a proposé que la masse volumique du noyau de la comète 1P/Halley soit voisine de 300 kg.m^{-3} . Plus récemment, [Klinger et al.(1996)] ont passé en revue les valeurs les plus probables, et ont abouti à la conclusion que la masse volumique est plus vraisemblablement contenue dans l'intervalle suivant :

$$300 \leq \rho \leq 800 \text{ kg.m}^{-3} \quad (3.48)$$

3.5.7 Rapport κ des concentrations de masse

Le rapport des concentrations de masse de la glace et des poussières est inconnu. Des mesures du rapport gaz sur poussières effectuées lors de la mission *Giotto* suggèrent des valeurs inférieures à l'unité ([Keller(1995)]). Néanmoins, ces mesures effectuées dans la coma ne reflètent pas nécessairement la composition du noyau. Nous opterons donc pour des valeurs extrêmes :

$$0,1 \leq \kappa \leq 10 \quad (3.49)$$

3.5.8 Accumulation de la poussière

Un autre paramètre est de savoir si la poussière s'accumule ou non à la surface cométaire, alors que les glaces se subliment. Ce paramètre est difficile à estimer. Nous allons donc être amenés à considérer de nouveau deux situations extrêmes :

- toute la poussière s'accumule en surface. L'émission de poussières n'étant prise en compte que dans le cadre du bilan de masse, il est supposé que cette accumulation de poussières ne modifie pas la thermodynamique de la surface des fragments. Cette hypothèse pourrait se révéler fautive sur une échelle de temps importante. Elle reste toutefois ici acceptable, dans la mesure où nous n'étudierons pas de fragments sur des périodes dépassant deux semaines.
- la poussière ne s'accumule pas, et est entraînée par le gaz. La vitesse initiale des grains est alors supposée nulle.

Précisons que, quelque soit le cas envisagé, les poussières n'interviennent que dans le bilan de masse.

3.6 Résultats

3.6.1 Sensibilité aux différents paramètres

Une étude préalable a été menée de manière à mesurer la sensibilité du mouvement aux différents paramètres du modèle. La démarche consiste donc à simuler un fragment hypothétique, s'échappant d'une comète placée sur une orbite donnée, à une certaine date. Nous allons définir un *fragment de référence*, dont les paramètres physico-chimiques correspondront aux valeurs les plus probables citées préalablement. L'intérêt de cette étude est d'isoler les paramètres dont les valeurs sont cruciales, et à l'inverse, de reconnaître ceux dont les valeurs ont le moins d'influence.

Les simulations ont été faites avec la première version du modèle, utilisant le mouvement képlérien perturbé. La deuxième version du modèle conduit aux mêmes résultats.

Le tableau 3.1 récapitule l'ensemble des simulations effectuées.

Fragment de référence

Un fragment de référence a été simulé avec les caractéristiques suivantes : $al=0,04$, $\epsilon=0,9$, $\rho=300 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\kappa=1$. Les éléments orbitaux étaient ceux de la comète C/1996 B2 Hyakutake (voir annexe A.1). La dimension du noyau de la comète a été évaluée à 2500 mètres, d'après des échos radar ([Harmon et al.(1997)]). Le rayon du fragment est arbitrairement fixé à 10 mètres, ce qui correspond à $\rho r=3.10^3 \text{ kg.m}^{-2}$.

L'évolution de la distance entre le fragment et le noyau en fonction du temps est donnée sur la figure 3.6. L'évolution de cette grandeur est fondamentale, puisqu'il s'agit d'un paramètre directement observable. On constate que le fragment s'éloigne du noyau de 10 000 km environ en une dizaine de jours.

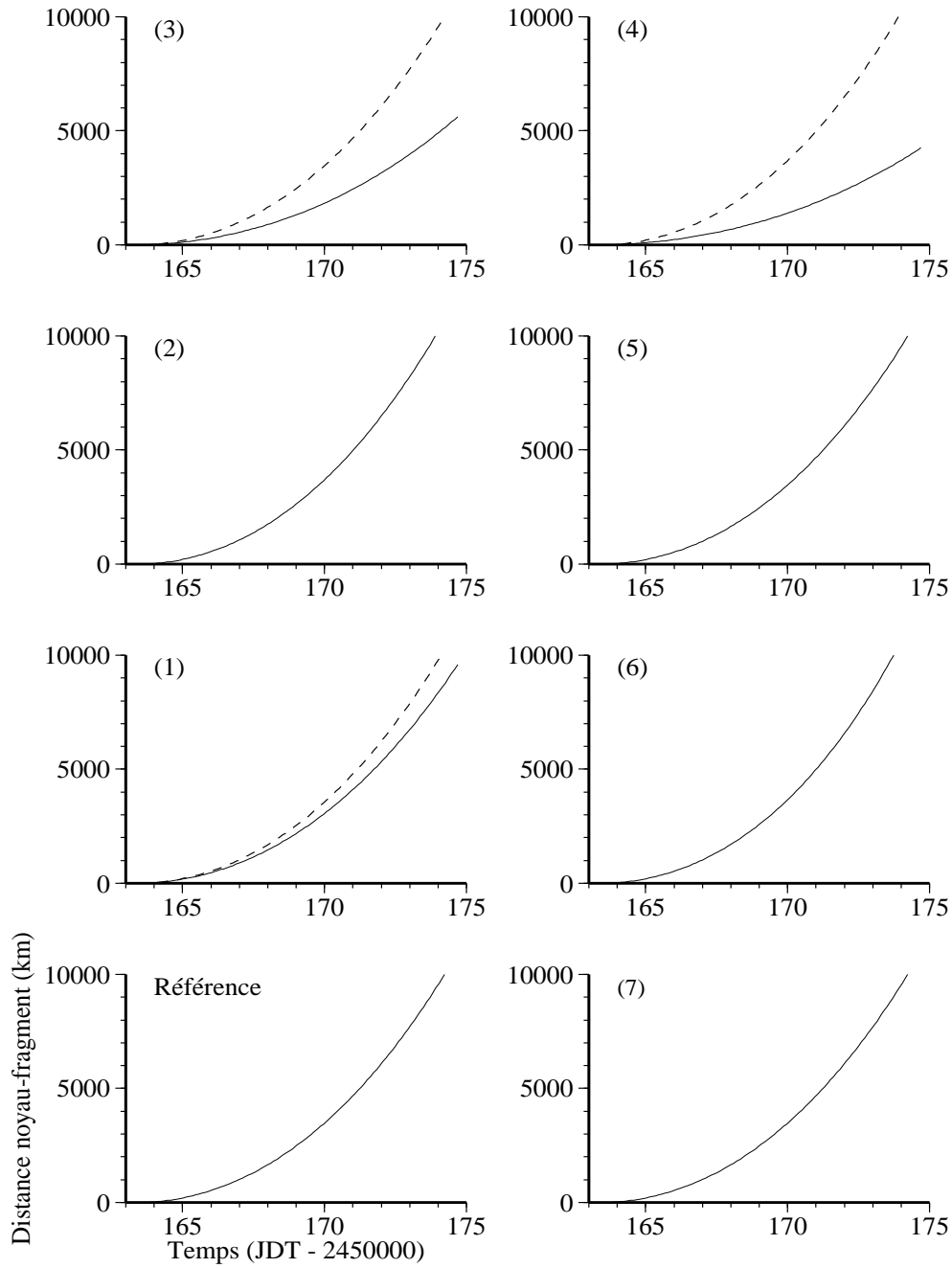


FIG. 3.6 – Evolution de la distance entre le noyau et le fragment, dans le cas d’une rupture survenant le 21 mars 1996, pour différentes valeurs des paramètres physiques. L’évolution de notre fragment de référence est représentée en bas à gauche (voir tableau 3.1). **1** : $al = 0, 15$, rayon=10 m (ligne continue), rayon=8,5 m (pointillés) ; **2** : $\epsilon = 0, 7$ (ligne continue) ; **3** : $\rho=600 \text{ kg.m}^{-3}$, rayon=10 m (ligne continue), rayon=5 m (pointillés) ; **4** : $\rho=800 \text{ kg.m}^{-3}$, rayon=10 m (ligne continue), rayon=3,5 m (pointillés) ; **5** : $\kappa=0,1$ avec accumulation de poussière (ligne continue) ; **6** : $\kappa=0,1$ sans accumulation de poussière (ligne continue) ; **7** : $\kappa=10$ sans accumulation de poussière (ligne continue).

Numéro	al	ϵ	ρ (kg.m ⁻³)	rayon (m)	κ	Accu. Pouss.
Cas de réf.	0,04	0,9	300	10	1	oui
1	0,15	0,9	300	10	1	oui
	0,15	0,9	300	8,5	1	oui
2	0,04	0,7	300	10	1	oui
3	0,04	0,9	600	10	1	oui
	0,04	0,9	600	5	1	oui
4	0,04	0,9	800	10	1	oui
	0,04	0,9	800	3,5	1	oui
5	0,15	0,9	300	10	0,1	oui
6	0,15	0,9	300	10	0,1	non
7	0,15	0,9	300	10	10	non

TAB. 3.1 – Paramètres des différentes simulations effectuées dans le cadre de l'étude de sensibilité.

Sensibilité à l'albédo

Pour mesurer l'impact sur le mouvement d'une valeur plus importante de l'albédo, nous avons simulé un fragment avec un albédo de 0,15, tous les autres paramètres étant inchangés par rapport au cas de référence. Il peut être constaté sur la figure 3.6-1 que l'effet sur le mouvement est mineur. Afin de retrouver un comportement similaire à celui du cas de référence, tout en conservant un albédo de 0,15, il est nécessaire de réduire le rayon de 10 à 8,5 mètres (figure 3.6-1).

Cette faible dépendance du mouvement à l'albédo peut s'expliquer par le fait que celui-ci n'intervient que dans le membre de gauche du bilan d'énergie (équation 3.11). Etant donné que sa valeur est supposée faible, une variation de sa valeur ne peut pas modifier de manière conséquente la température de surface.

Sensibilité à l'émissivité

De la même manière que pour l'albédo, nous avons simulé un fragment dont l'émissivité était portée à 0,7, tous les autres paramètres étant par ailleurs inchangés. L'évolution avec le temps de la distance le séparant du noyau est représentée sur la figure 3.6-2. On peut remarquer que ce changement n'a presque pas d'effet sur le mouvement. Le fragment étant en effet situé à environ 1 UA du Soleil, sa température de surface est contrôlée par la sublimation de la glace d'eau, et non par le rayonnement thermique (voir figure 3.4).

Sensibilité à la masse volumique

Nous avons mis en évidence précédemment (section 3.2.2) que l'intensité de l'ANG dépend directement du produit ρr de la masse volumique du fragment et de son rayon. On s'attend donc naturellement à ce que la masse volumique soit un paramètre déterminant pour le mouvement. Nous avons donc étudié le comportement d'un fragment similaire au cas de référence, mais dont la masse volumique est de 600 kg.m⁻³. Comme attendu, on peut constater

sur la figure 3.6-3 que l'évolution de la distance entre le noyau et le fragment est considérablement ralentie. Afin de retrouver un résultat identique au cas de référence, mais avec cette masse volumique double, il est nécessaire de choisir un rayon de 5 m, de façon à retrouver $\rho r = 3.10^3 \text{ kg.m}^{-2}$.

De la même manière, un fragment dont la masse volumique est de 800 kg.m^{-3} a été simulé (voir figure 3.6-4). On observe que sa progression est encore plus ralentie qu'avec une masse volumique de 600 kg.m^{-3} . Un rayon de 3,5 m est alors suffisant pour obtenir un éloignement similaire au cas de référence.

Sensibilité au rapport des concentrations de masse glace/poussières (κ)

Nous avons choisi de tester l'effet de valeurs très différentes du rapport des concentrations de masse de la glace et de la poussière κ . Nous avons pu constater que ces valeurs n'introduisaient pas de changement sensible dans l'évolution de la distance du fragment au noyau en fonction du temps (voir la figure 3.6-5, où $\kappa=0,1$). Ceci est parfaitement cohérent avec le fait que la poussière n'est prise en considération que dans le bilan de masse du noyau et du fragment, les modifications thermodynamiques des surfaces n'étant pas prises en considération.

Sensibilité à l'accumulation de poussières

Dans les simulations précédentes, nous avons supposé que toutes les poussières s'accumulaient sur les surfaces du fragment et du noyau. Considérons à présent que l'intégralité des poussières mélangées à la glace sont à l'inverse libérées au fur et à mesure que la glace se sublime. L'évolution de deux différents fragments est présentée sur les figures 3.6-6 et 7. Pour ces deux fragments, des valeurs extrêmes de κ ont été choisies : $\kappa=0,1$ (figure 3.6-6) et $\kappa=10$ (figure 3.6-7). Ces modifications, bien qu'importantes, demeurent sans grand effet sur le mouvement du fragment. Ceci est de nouveau cohérent avec le fait que notre modèle ne prend pas en compte les phénomènes physiques liés à la présence des poussières. L'accumulation des poussières pourrait aboutir à la création d'une couche de poussières recouvrant les surfaces exposées au Soleil. La diffusion des gaz serait vraisemblablement ralentie. D'autres phénomènes, tels que la conduction thermique, prendraient alors plus d'importance. Néanmoins, cela nécessiterait une très longue exposition au rayonnement solaire, incompatible avec les phénomènes que nous observons, dont l'échelle de temps est de quelques jours.

3.6.2 Comparaison des deux modèles

Afin de vérifier que les deux approches envisagées sont équivalentes, et qu'elles aboutissent aux mêmes résultats, nous avons simulé le fragment correspondant au cas de référence précédemment utilisé à l'aide des deux modèles. Nous avons calculé l'évolution de la distance entre le fragment et le noyau avec le temps, puis nous avons comparé les résultats. Ces résultats sont portés sur la figure 3.7. On constate qu'il existe un léger écart entre les prévisions des deux modèles. Cet écart, négligeable les premiers jours, atteint environ 1500 km, soit 6 %, au bout de 15 jours. Il en irait de même pour d'autres cas. Il est clair que la première approche, qui fait appel à la théorie du mouvement képlérien perturbé n'est en fait qu'une approximation. De plus, le Soleil n'agit pas exactement dans la même direction sur le noyau et le fragment. Il s'agit d'un

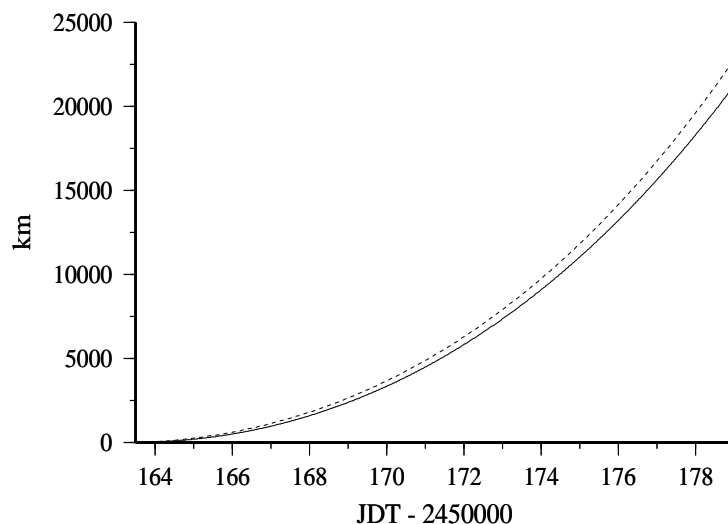


FIG. 3.7 – Cas de référence : différence entre les deux approches : *pointillés* : mouvement képlérien perturbé, *ligne continue* : intégration vectorielle directe.

effet de marée, dont la méthode barycentrique ne pourrait rendre parfaitement compte que si les forces dues à la gravité solaire étaient parallèles. En revanche, le second modèle, qui intègre directement la somme vectorielle des forces en présence est plus précis. Cette considération va donc nous amener à privilégier par la suite l'utilisation de cette seconde approche, au détriment de la première.

3.6.3 Application à la comète C/1996 B2 Hyakutake

Nous allons maintenant utiliser le modèle pour tenter de valider l'hypothèse selon laquelle les condensations lumineuses visibles dans la coma de la comète C/1996 B2 Hyakutake sont dues à des fragments s'échappant de son noyau. Le modèle doit permettre de reproduire la figure 2.16, et doit aussi expliquer le fait que les fragments ont toujours été observés dans la direction anti-solaire du noyau.

Méthode

Nous avons mis en évidence dans les sections précédentes le fait que seul le produit ρr de la masse volumique et du rayon du fragment avait un effet mesurable sur le mouvement.

A l'inverse, les paramètres physico-chimiques, tels que l'albédo, l'émissivité, le rapport κ des concentrations de masse glace/poussières, ou la présence ou non d'accumulation de poussières ont des effets beaucoup moins marqués. Nous allons donc fixer ces derniers paramètres, puis faire varier le produit ρr et la date d'émission afin d'essayer de reproduire le plus fidèlement possible les données contenues dans la figure 2.16. La qualité d'un ajustement est mesurée en calculant la déviation standard, par l'intermédiaire de la relation suivante :

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - y(x_i))^2 \quad (3.50)$$

où les y_i et les $y(x_i)$ sont respectivement les valeurs observées et simulées, et N le nombre d'observations.

Résultats

Confinement dans la direction anti-solaire Nous présentons d'abord des simulations de fragments hypothétiques visant à mettre en évidence le fait que les fragments ont une tendance naturelle à rejoindre la direction anti-solaire. Pour cela, nous allons simuler différents fragments, possédant tous les mêmes caractéristiques physico-chimiques, mais dont les conditions d'émission seront différentes. Nous présentons dans la table 3.2 les valeurs de leurs caractéristiques. L'orbite de la comète correspond à l'orbite de la comète Hyakutake, la date d'émission est le 21 mars 1996, date à laquelle la comète se trouvait à une distance héliocentrique d'environ 1,1 UA.

al	ϵ	κ	accu. pous.	ρr
0,04	0,9	1	oui	3000 kg.m ⁻²

TAB. 3.2 – Paramètres des fragments simulés.

Huit directions d'émission différentes seront envisagées, dans le plan orbital : face au Soleil, puis tous les 45° (figure 3.8 (haut)). Les trajectoires sont présentées sur la figure 3.8 (bas). On voit que les fragments sont défléchis en moins de 100 km dans la direction anti-solaire, même dans le cas extrême qui consiste à faire partir le fragment dans une direction perpendiculaire au rayon vecteur. Les trajectoires sont contenues dans un "tube", de rayon inférieure à 100 km. En pratique, cet écart est toujours inférieur à la barre d'erreur sur la position du fragment à l'intérieur de la mini-coma l'entourant. Il s'agit d'un résultat très important, qui permet de quantifier l'effet des forces non-gravitationnelles.

Ajustements Nous pouvons à présent tenter d'ajuster les observations à l'aide de notre modèle. Rappelons qu'il était fréquent de voir plusieurs fragments simultanément sur les mêmes images. Il est donc nécessaire d'envisager l'existence de plusieurs fragments simultanément afin de réaliser un ajustement correct. Sept fragments ont finalement été nécessaires pour reproduire de manière satisfaisante les observations. Leurs caractéristiques sont récapitulées dans le tableau 3.3. Pour chaque fragment, l'évolution de la distance au noyau en fonction du temps est présentée

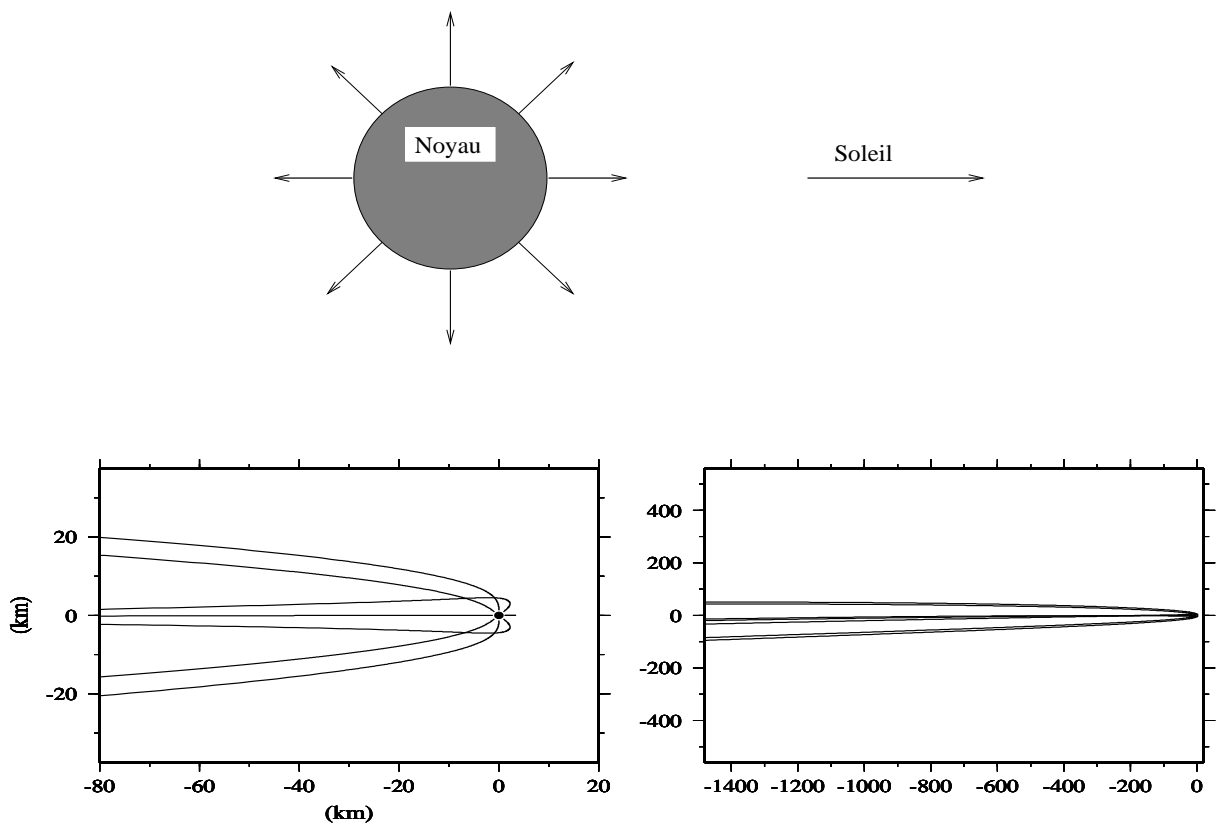


FIG. 3.8 – Les huit directions d’émission simulées (haut), et les trajectoires des huit fragments simulés, dans le plan orbital (bas), dans le voisinage immédiat du noyau (gauche), à plus grande échelle (droite). Le Soleil est à droite. On remarque que le fragment émis face au Soleil retombe sur le noyau.

Fragment	1	2	3	4	5	6	7
$\rho^*r^*10^3$ (kg.m ⁻²) \pm 0,15	1,35	1,35	2,1	2,7	3,0	7,95	24,0
Date de séparation \pm 0,1 (mars 1996, TU)	20,3	21,6	21,4	25,1	21,5	23,7	21,4
(JDT - 2450000)	162,8	164,1	163,9	167,6	164,0	166,2	163,9
σ (km)	66,52	232,88	396,94	285,66	418,85	207,12	125,67

TAB. 3.3 – Caractéristiques des différents fragments simulés pour la comète Hyakutake.

sur la figure 3.9, et est comparée directement aux observations. On constate que l'accord est excellent.

Interprétation des observations

Nous pouvons d'ores-et-déjà tirer un certain nombre de conclusions de ces simulations. Un premier groupe de fragments semble s'être détaché du noyau entre le 20,3 et le 21,7 mars 1996, TU. Deux autres événements sporadiques ont suivi cette première série, le 23,7 et le 25,1 mars. Or, dans les jours précédents, une activité anormale de la comète Hyakutake a été mise en évidence par de nombreux observateurs. Ainsi, [Womack et al.(1996)] ont remarqué les 16 et 17 mars une forte élévation des taux de production de la comète. Cette observation a été confirmée 3 jours plus tard par [Schleicher et Millis(1996)]. Il fut alors suggéré que les taux de production de la comète suivaient une loi en $1/d_h^5$ (d_h étant la distance héliocentrique), ce qui est remarquable. Simultanément, [West et Hainault(1996)] ont souligné une évolution de la morphologie de la coma, à l'échelle de la seconde d'arc (soit 150 km à la distance de la comète à cette date). Ces événements précèdent de quelques jours la date d'émission des premiers fragments calculée par le modèle. Cet écart de quelques jours peut être imputé au fait que les forces d'entraînement du fragment par le flux de gaz provenant du noyau ne sont pas prises en compte. Or, ces forces ne sont peut-être pas négligeables à proximité du noyau. La corrélation entre la survenue du sursaut d'activité et l'émission du fragment principal est clairement mise en évidence par la courbe de lumière de la comète (figure 3.10). Il est également remarquable que les événements soient dominés par un fragment dont le produit ρr atteint 24.10^3 kg.m⁻². Ainsi, nous avons représenté sur la figure 3.11 le produit ρr en fonction de la date d'émission des fragments. Cette représentation permet de mettre en évidence les deux séries d'événements, et fait ressortir nettement le fragment principal.

La possibilité que les fragmentations puissent être accompagnées par des sursauts d'activité a été proposée par plusieurs auteurs, dont [Sekanina(1982)], mais la corrélation est souvent délicate à établir, du fait de l'incertitude quant aux dates de séparation des fragments. Dans le cas de la comète 73P/Schwassmann-Wachmann 3, [Crovisier et al.(1996)] ont remarqué que la fragmentation avait été précédée de 45 jours environ par une brusque augmentation de l'activité. La corrélation entre la date de séparation du fragment principal et le sursaut d'activité de

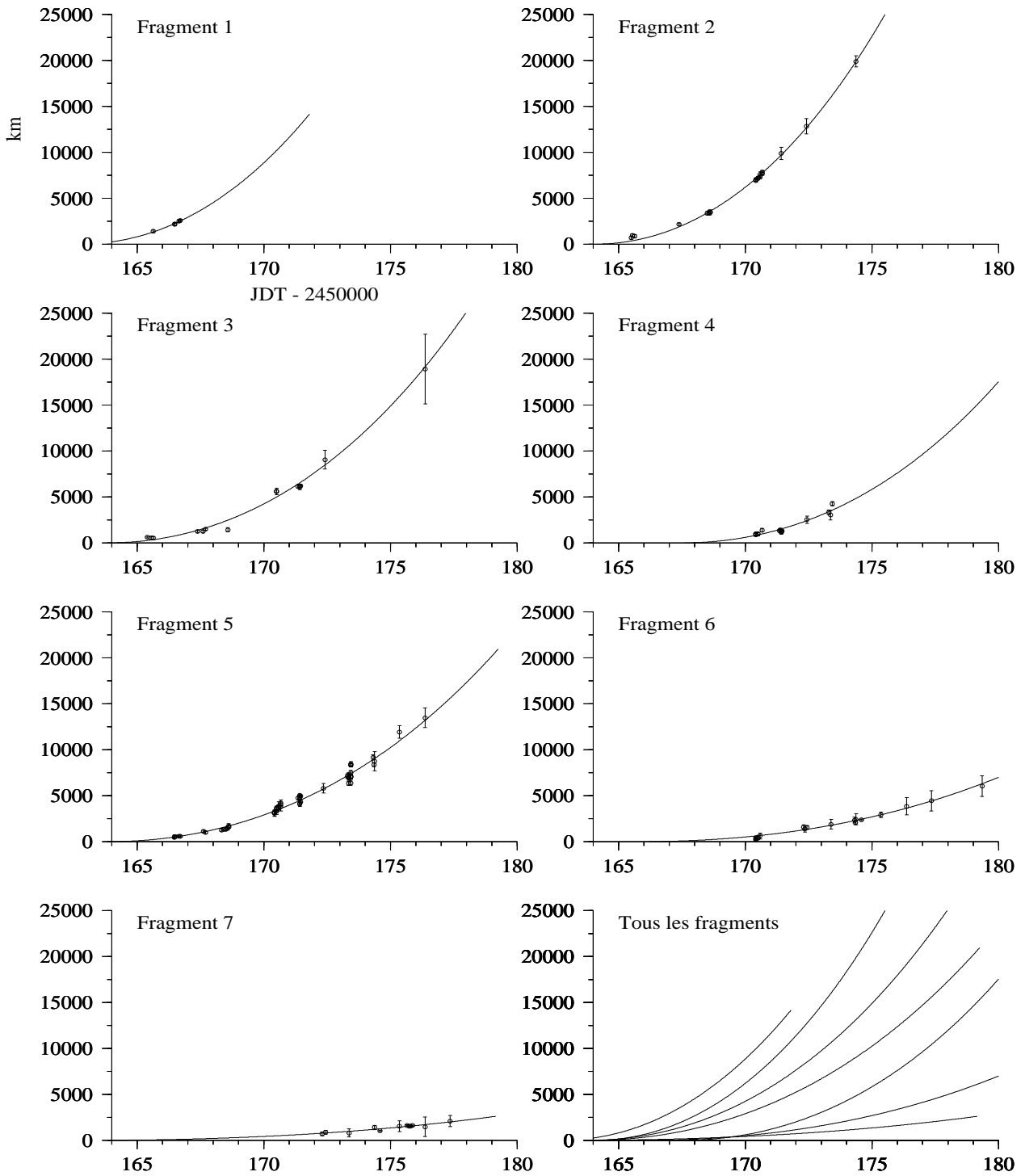


FIG. 3.9 – Ajustement des données par le modèle. Sept fragments sont nécessaires, afin de reproduire les observations. La position du fragment est supposée coïncider avec le centre photométrique des condensations lumineuses.

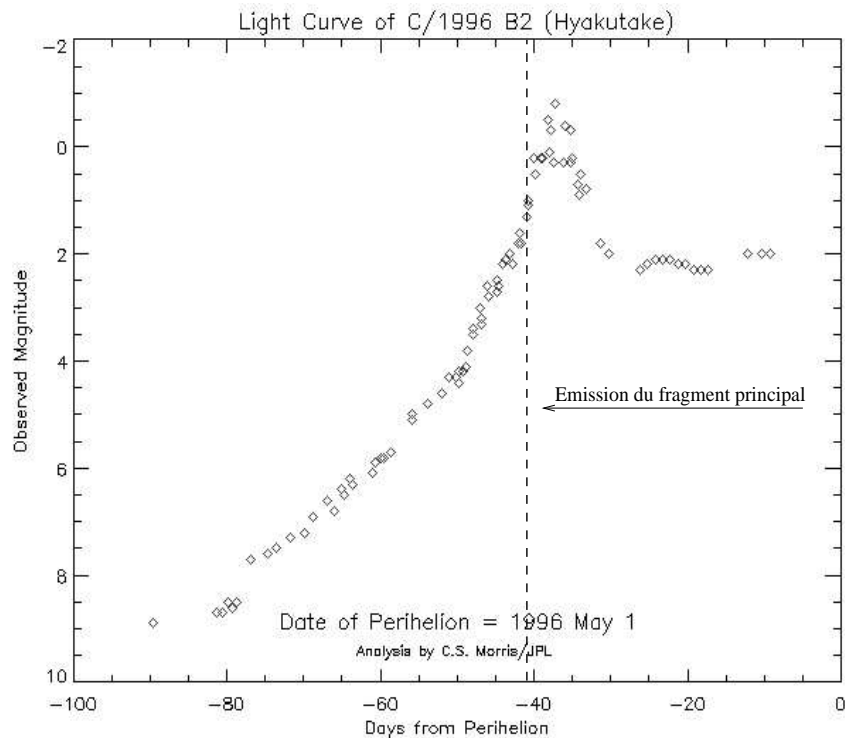


FIG. 3.10 – Courbe de lumière de la comète C/1996 B2 Hyakutake, établie d’après 88 relevés de magnitudes visuelles. La corrélation entre le sursaut d’activité de la comète, et l’émission du fragment principal est bien visible (Document NASA/JPL).

C/1996 B2 Hyakutake est ici bien plus nette.

Connaissant les valeurs des produits ρr des différents fragments, il est possible d’estimer leur taille, en utilisant les valeurs les plus probables de la masse volumique ([Klinger et al.(1996)]). Nous avons porté sur la figure 3.12 les valeurs possibles des rayons des fragments en fonction de leur masse volumique. Ainsi, le rayon du fragment principal était probablement compris entre 30 et 80 m. Les rayons des autres fragments étaient plus faibles : 10 à 26,5 m pour le plus important, et moins de 5 m pour les plus petits. Ces dimensions sont à comparer au diamètre du noyau, qui était de 2500 m. Dans le cas où le rayon du plus gros fragment était de 80 m, son volume ne représentait alors que $1/4000^e$ environ du volume du noyau. La perte de masse due à cette fragmentation est donc négligeable.

De plus, il est remarquable que les tailles des fragments correspondent aux tailles des cométésimaux proposées par [Weidenschilling(1994)], dans le cadre de son modèle sur la formation des comètes.

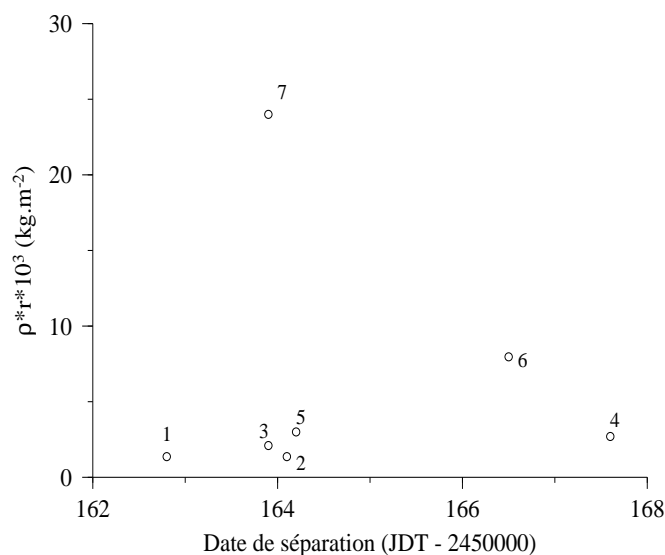


FIG. 3.11 – Produit ρr de la masse volumique et du rayon de chaque fragment en fonction de la date à laquelle le fragment s’est désolidarisé du noyau.

3.7 Conclusions

Un modèle pour la dynamique des fragments cométaires a été développé. Deux approches complémentaires ont été adoptées. Il a été montré qu’elles conduisaient aux mêmes conclusions.

Le modèle a été appliqué aux observations de la comète Hyakutake. Un excellent accord a été obtenu, en supposant l’existence de sept fragments : le confinement dans la direction anti-solaire par rapport au noyau est confirmé par nos simulations, et l’évolution de la distance entre les fragments et le noyau est compatible avec les observations des condensations lumineuses.

Les dates d’émission de ces fragments coïncident avec une augmentation de l’activité de la comète qui avait été remarquée par de nombreux observateurs.

Une explication alternative a été proposée quant à la nature des condensations lumineuses par [Laffont(1998)]. Il est avancé que ces condensations sont des amas de particules, et non dues à des fragments. Les forces non-gravitationnelles résultant de la sublimation du matériau cométaire ne sont pas prises en compte. Notre étude montre que ces forces, à l’instar de la pression de radiation, dépendent du produit ρr . Dans le cadre de cette interprétation, pour expliquer le fait que les mêmes condensations lumineuses aient été observées sur une période de

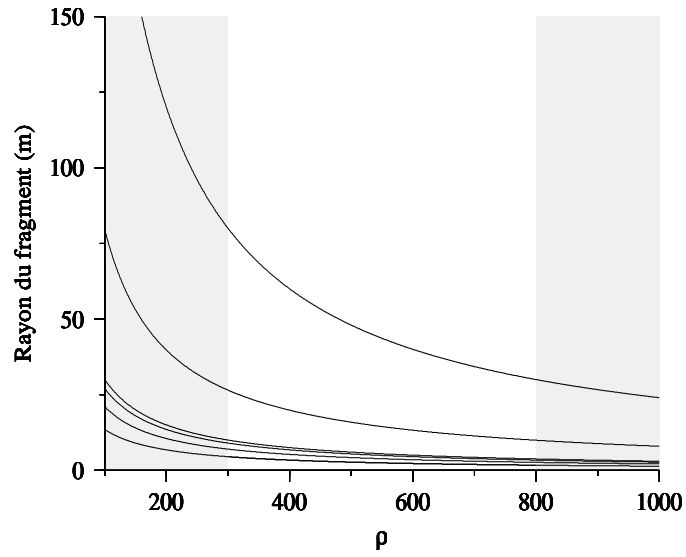


FIG. 3.12 – Rayons possibles des fragments en fonction de leur masse volumique.

près de deux semaines, il faudrait supposer que les particules sont toutes caractérisées par des produits ρr très proches, ce qui semble improbable.

Chapitre 4

Estimation quantitative du risque collisionnel pour une sonde spatiale

4.1 Introduction

Les deux prochaines décennies vont voir la réalisation d'un grand nombre de missions d'exploration spatiale ayant pour but d'approcher des noyaux cométaires (voir table 4.1). Les plus ambitieuses de ces missions prévoient même de satelliser la sonde autour du noyau¹, et éventuellement d'y déposer un module de surface. La mission internationale Rosetta prévoit d'aller rejoindre un noyau cométaire à grande distance héliocentrique, là où son activité est faible, puis de l'accompagner vers son périhélie afin d'en suivre l'évolution. La sonde passera donc un temps très important dans le voisinage du noyau.

Afin de limiter les risques d'échec de ces missions, il convient d'estimer le plus précisément possible les risques inhérents au voisinage d'un noyau cométaire. Depuis plusieurs années, quelques auteurs tentent d'identifier ces risques et de les estimer quantitativement. [Kührt et al.(1997)] ont ainsi recensé les problèmes liés au dégazage du noyau, et plus spécifiquement les problèmes que peut rencontrer le module lorsqu'il se trouve à la surface du noyau, tels que l'accumulation de poussières sur les instruments. Un autre problème, qui fut abordé par [Scheeres et al.(1998)] est celui de la stabilité de l'orbite de la sonde autour du noyau. Les auteurs ont modélisé le champ de gravité d'un noyau cométaire à l'aide de *mascons* (acronyme anglo-saxon pour Concentrations de Masse en un point). Un tel modèle permet de calculer le champ de gravité d'un corps dont la géométrie peut être très complexe. La trajectoire képlérienne de la sonde dans ce champ de gravité était ensuite perturbée par l'action de diverses forces : gaz en provenance du noyau, pression de radiation.

En revanche, les risques liés à la collision avec un fragment glacé s'échappant du noyau n'ont pas fait l'objet d'étude. Ces risques ne sont pourtant pas négligeables dans la mesure où la fragmentation d'un noyau cométaire n'est pas rare. En effet, [Chen et Jewitt(1994)] ont établi à par-

¹étant donné le très faible champ de gravité d'un noyau cométaire, on préfère aujourd'hui parler d'*accompagnement* du noyau par la sonde.

nom	cible(s)		particularités	lancement
Stardust	81P/Wild 2	Jan. 2004	collecte de poussières	06 Fév. 1999
Contour	2P/Encke	Nov. 2003	survol de trois noyaux	Juil. 2002
	73P/SW 3	Juin 2006	cométaires	
	6P/d'Arrest	Août 2008		
Rosetta	Astéroïde Otawara	Juil. 2006	étude <i>in-situ</i> du noyau	Jan. 2003
	Astéroïde Siwa	Juil. 2008	pendant plus de 18 mois ;	
	46P/Wirtanen	Août 2011	atterrissage d'un module	
ST4/Champollion	9P/Tempel 1	Déc. 2005	mission technologique	Avr. 2003
Deep Space 1	Astéroïde 1992 KD	Juil. 1999	mission technologique ;	15 Oct. 1998
	19P/Borrelly ?	?	survol cométaire incertain	
Smart 1	Astéroïde ou comète	?	mission technologique	2001 - 2002

TAB. 4.1 – Résumé des missions spatiales ayant pour cible des comètes. A l'heure de la rédaction, seules les sondes Stardust et Deep Space 1 ont été lancées. De plus, il n'est pas certain que les missions Deep Space 1 et Smart 1 soient effectivement dirigées vers des comètes. L'avenir de la sonde ST4/Champollion semble également compromis.

tir d'une étude statistique que la limite *inférieure* de la probabilité pour qu'un noyau cométaire se fragmente est de l'ordre de 0,01. Pour les comètes à courte période, [Hughes et McBride(1992)] ont compilé plusieurs estimations, et ont abouti à une probabilité moyenne de 1 *éclatement* pour 300 orbites. Il nous est apparu possible d'utiliser notre modèle, validé par les observations de la comète Hyakutake, pour faire la première estimation quantitative du risque collisionnel. Il s'agit donc d'une étude parfaitement novatrice.

4.2 Méthode

Pour aboutir à une estimation réaliste de la probabilité de présence d'un fragment de noyau dans la coma, nous allons considérer un noyau de comète, dont nous supposons qu'un hypothétique fragment s'échappe dans une direction aléatoire. Le principe consiste alors à simuler différents fragments et à faire varier leurs conditions d'émission. L'ensemble des trajectoires de ces fragments sera traité statistiquement de manière à en extraire la probabilité de présence d'un fragment pour une région donnée de la coma. Les vitesses, impulsions, et énergies cinétiques moyennes des fragments pourront aussi être déduites.

4.2.1 Paramètres des simulations

La comète choisie pour cette étude est 46P/Wirtanen, cible de la mission Rosetta, dont les éléments orbitaux sont donnés dans l'annexe C. Néanmoins, le choix de cette comète ne nuit en rien à la généralité de l'étude. En effet, la dynamique d'un fragment donné par rapport au noyau qu'il vient de quitter ne va dépendre que de la quantité d'énergie qu'il reçoit du Soleil, et incidemment, de la distance héliocentrique. Or, à une distance héliocentrique donnée, la vitesse

d'un corps relativement au Soleil ne dépend que du demi grand-axe de l'orbite. Cette étude demeurera donc valide pour n'importe quelle comète dont le demi grand-axe est voisin de celui de 46P/Wirtanen. Ceci est vrai pour six des sept comètes citées dans le tableau 4.1, dont les demi grands-axes sont compris entre 3,06 et 3,6 UA (l'exception étant 2P/Encke avec $a=2,21$ UA).

Il a été démontré dans le chapitre précédent que les seuls paramètres susceptibles d'influencer notablement la dynamique des fragments sont le produit ρr de leur masse volumique et de leur rayon, et leur date d'émission. Nous avons constaté que la direction d'émission des fragments n'avait aucune importance dans le cadre de l'étude des fragments de la comète Hyakutake, puisque les forces non-gravitationnelles les confinaient en moins de 100 km dans la direction anti-solaire par rapport au noyau, ce qui était négligeable par rapport à l'échelle du problème étudié (voir figure 3.8). Ce n'est plus le cas ici. Les sondes spatiales vont en effet tenter de s'approcher à de faibles distances des noyaux cométaires, inférieures à la centaine de kilomètres. C'est donc à cette échelle qu'il convient d'étudier la dynamique des fragments cométaires. Ceci constitue une différence majeure avec l'étude menée sur la comète Hyakutake, dont les fragments étaient observés jusqu'à 20 000 km du noyau. En conséquence, la direction d'émission des fragments va devenir déterminante, et il conviendra donc de la faire varier lors de nos simulations afin d'obtenir un ensemble de trajectoires de fragments aussi complet que possible.

Les paramètres physico-chimiques du matériau cométaire sont similaires au cas de référence défini dans le chapitre précédent : albédo $al=0,4$, émissivité $\epsilon=0,9$, rapport des concentrations de masse de la glace et de la poussière $\kappa=1$, et accumulation complète des poussières à la surface des fragments. Le produit ρr du noyau de la comète a été fixé à $1,75.10^5$ kg.m⁻², ce qui est cohérent avec les valeurs actuellement avancées pour le diamètre du noyau ([Bönhardt et al.(1997)], [Lamy et al.(1998)]). Les valeurs choisies pour le produit ρr du fragment s'échelonnent de 3.10^3 à 28.10^3 kg.m⁻², par pas de $2,5.10^3$ kg.m⁻² (soit 11 valeurs différentes), ce qui correspond aux fragments typiques de la comète Hyakutake. Remarquons que la valeur maximum de 28.10^3 kg.m⁻² correspond à un sixième du produit ρr du noyau. Bien que le modèle permette de simuler la dynamique de fragments plus gros, leur présence correspondrait à un véritable éclatement du noyau de la comète, et donc vraisemblablement à sa disparition, ce qui remettrait fatalement la mission en cause, indépendamment du risque collisionnel.

Afin de faire varier la direction d'émission des fragments, les positions initiales des fragments sont arbitrairement réparties tous les 10 degrés sur un même méridien (soit 36 positions différentes). La vitesse initiale du fragment dans le référentiel du noyau est orientée normalement à la surface. Son module est pris égal à $0,19$ m.s⁻¹, ce qui correspond à la vitesse de libération typique du noyau. Deux cas de figure seront envisagés : soit la vitesse initiale est située dans le plan orbital, soit dans le plan perpendiculaire à celui-ci, et contenant le Soleil et le noyau (voir figure 4.1).

De plus, les fragments étant mis en mouvement par rapport au noyau par l'action de la force non-gravitationnelle, il semble clair que leur dynamique dépend grandement de la distance héliocentrique. En conséquence, plusieurs dates d'émission, correspondant à des distances

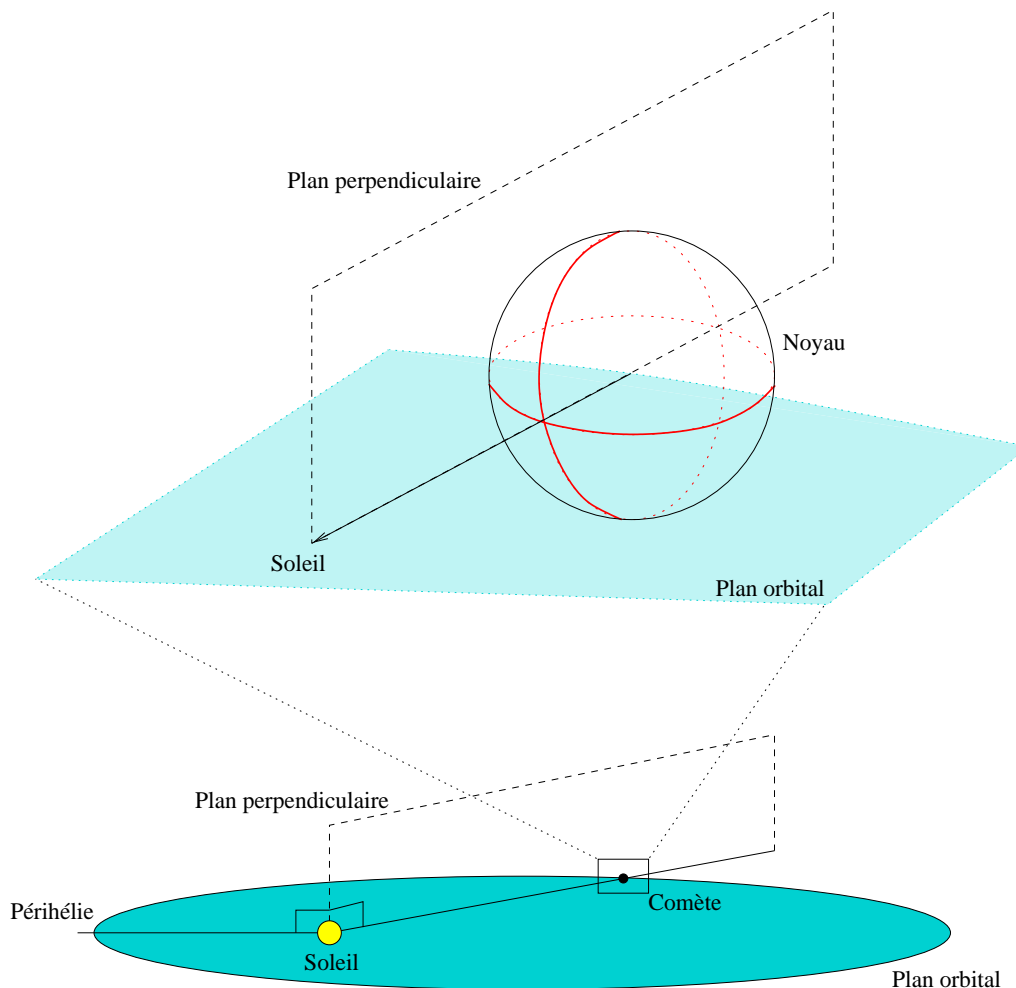


FIG. 4.1 – Le plan orbital de la comète et le plan perpendiculaire au plan orbital, et contenant le Soleil. Les fragments simulés sont émis dans ces deux plans. Les positions initiales à la surface du noyau sont donc situées selon un méridien et un parallèle (voir figure du haut). 36 positions de départ différentes seront envisagées sur le méridien et le parallèle, soit tous les 10 degrés. Les vitesses initiales des fragments dans le référentiel du noyau seront orientées normalement à la surface de celui-ci.

héliocentriques très différentes, seront envisagées. Ces dates sont récapitulées dans le tableau 4.2.

<i>temps avant périhélie</i> (mois)	15	12	9	5	3,5	0,5
<i>distance héliocentrique</i> (UA)	4	3,5	3	2,1	1,4	1,1

TAB. 4.2 – Dates d’émission des fragments simulés.

Ainsi, 11 fragments ayant des valeurs de ρr différentes seront simulés dans 36 directions d’émission différentes situées dans deux plans différents, soit 792 fragments. Ceci sera fait en six points de l’orbite correspondant à des distances héliocentriques différentes, soit un échantillon statistique de 4752 fragments glacés.

4.2.2 Traitement statistique des trajectoires des fragments

Etant donné le très grand nombre de trajectoires de fragments calculées, il est indispensable d’avoir recours à une méthode statistique pour les traiter, et en extraire des informations. Les plans dans lesquels les trajectoires sont calculées (plan orbital et plan perpendiculaire à celui-ci sur la ligne Soleil-comète) vont donc être découpés en petites surfaces de contrôle (voir

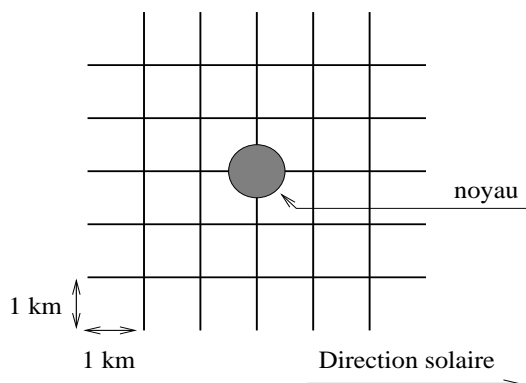


FIG. 4.2 – Illustration du découpage des plans de la figure 4.1 en petites cellules de contrôle. La dimension de chaque cellule peut prendre n’importe quelle valeur. Ici, elle a été arbitrairement fixée à 1 km^2 .

figure 4.2). Pour chacune de ces surfaces, les fragments qui les ont effectivement traversées seront recensés. A ce stade, de nombreuses informations peuvent être extraites :

- *la densité surfacique de probabilité de passage*, qui représente la probabilité pour qu’une surface donnée soit traversée par un fragment. Pour l’établir, le nombre total de fragments ayant traversé chaque surface de contrôle a été comptabilisé, puis normalisé par rapport au nombre total de fragments simulés.
- *la vitesse moyenne des fragments*, qui correspond à la moyenne des vitesses des fragments à l’intérieur de chaque cellule de contrôle.

- *l'impulsion moyenne des fragments*, qui, à l'instar de la vitesse moyenne, correspond à la moyenne des impulsions calculées pour chaque fragment au sein de chaque cellule.
- *l'énergie cinétique moyenne des fragments*, calculée de la même manière que l'impulsion moyenne.
- *le temps moyen de résidence par unité de surface*, qui représente le temps moyen pendant lequel chaque fragment est resté à l'intérieur de chaque cellule, normalisé par la surface des cellules..
- *la densité surfacique de probabilité de présence*, qui correspond à la probabilité de trouver un fragment à un instant donné à l'intérieur d'une région donnée. Cette information est capitale pour l'estimation des risques pour les missions cométaires, et son calcul fait l'objet de la section 4.2.3.

4.2.3 Probabilité de présence d'un fragment

Soit $dP_e = f(t)dt$ la probabilité pour qu'un fragment soit éjecté du noyau pendant l'intervalle de temps dt dans un certain plan. Délimitons une surface S_t appartenant à ce plan. Nous admettons que la probabilité d'éjection est la même quelque soit l'angle polaire sous lequel le fragment est éjecté. Admettons un régime stationnaire. Nous avons alors :

$$\frac{dP_e}{dt} = f(t) = \text{constante} \quad (4.1)$$

Admettons qu'en moyenne un fragment est éjecté pendant un intervalle de temps T . Après établissement du régime stationnaire, la zone S_t contiendra N fragments. En vertu de la conservation de la masse, il vient :

$$\frac{dN}{dt} = 0 \quad (4.2)$$

Il est toujours possible de donner à S_t une extension telle que T , temps moyen entre deux éjections consécutives de fragments, soit identique au temps que mettra l'un d'eux pour traverser la zone S_t . Auquel cas nous pouvons écrire :

$$T = \frac{1}{N} \sum_i T_i \quad (4.3)$$

où T_i est le temps que mettra le i -ème fragment pour traverser la zone S_t . Dotons à présent le plan où se trouve S_t d'un référentiel cartésien (x, y) . Par définition, la densité surfacique de fragments sera alors :

$$n(x, y) = \frac{dN}{dxdy} \quad (4.4)$$

Il est possible d'estimer $n(x, y)$ en divisant la zone S_t en surfaces de contrôle élémentaires telles que :

$$\Delta S_{jk} = \Delta x_j \Delta y_k = \text{constante} \quad (4.5)$$

Le nombre de fragments contenus dans la surface de contrôle jk est :

$$N_{jk} = n(x, y) \Delta S_{jk} \quad (4.6)$$

La probabilité de présence d'un fragment dans la surface jk est alors :

$$P_{jk} = \frac{N_{jk}}{N} = \frac{t_{jk}}{T_i} = \frac{1}{NT} \sum_{j,k} t_{jk} \quad (4.7)$$

Pour obtenir la probabilité effective de présence de ce fragment, il faut multiplier P_{jk} par la probabilité d'éjection P_e . La densité surfacique de probabilité de présence dans la surface jk est alors :

$$P = \tilde{P}_{jk} P_e \quad (4.8)$$

avec :

$$\tilde{P}_{jk} = \frac{P_{jk}}{\Delta S_{jk}} \quad (4.9)$$

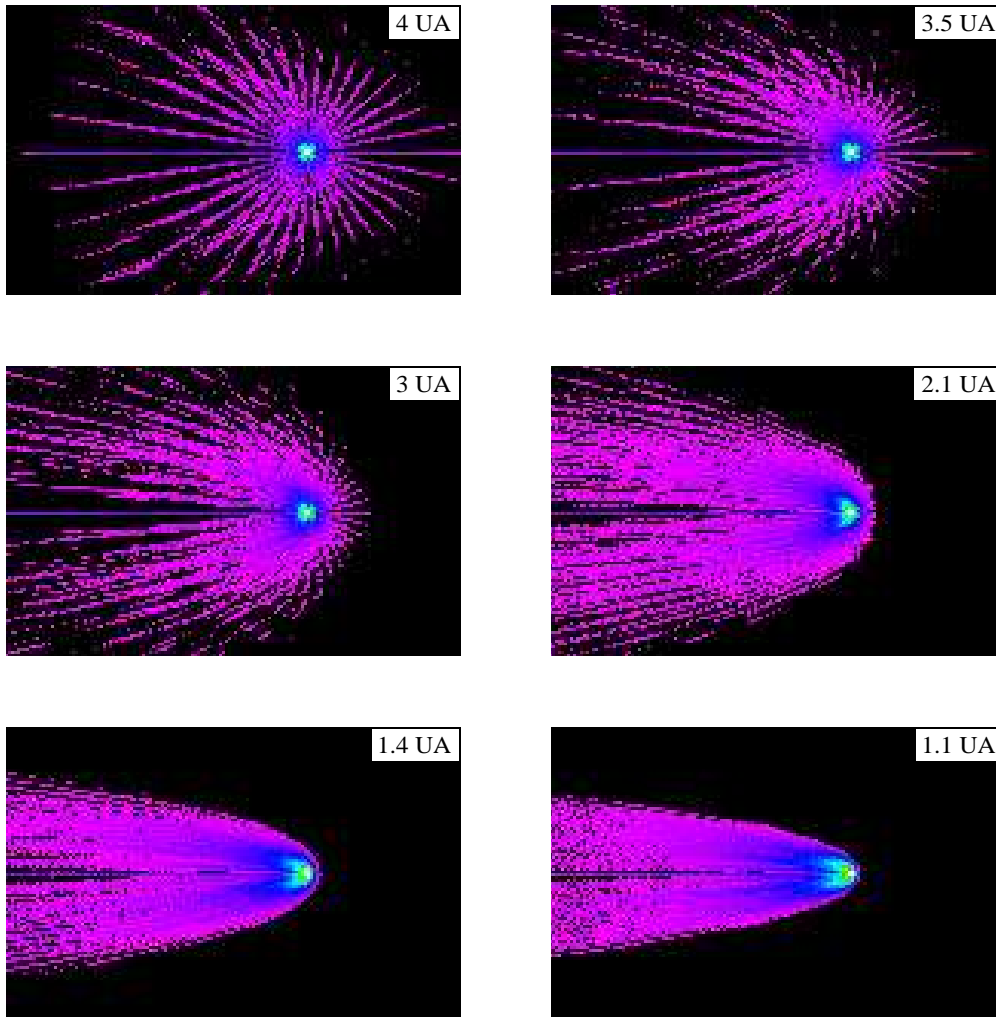
La probabilité P_e n'est pas connue avec précision. Nous avons vu dans la section 4.1 qu'elle serait supérieure à 0,01 par comète et par an.

4.3 Cartes de risques

Les grandeurs déduites de nos simulations ont été représentées sous la forme de *cartes de risques*, qui sont une représentation bi-dimensionnelle de la région circum-nucléaire, soit dans le plan orbital, soit dans le plan perpendiculaire. Le référentiel est celui du noyau de la comète. Pour chaque carte, l'orientation a été choisie arbitrairement de manière à ce que le Soleil se trouve à droite. Ces cartes sont données dans les pages suivantes. Leur ordre est : densité surfacique de probabilité de passage (figures 4.3 et 4.4), vitesse moyenne (figures 4.5 et 4.6), impulsion moyenne (figures 4.7 et 4.8), énergie cinétique moyenne (figures 4.9 et 4.10), temps moyen de résidence par unité de surface (figures 4.11 et 4.12), puis la probabilité \tilde{P}_{jk} , définie dans la relation 4.9, qui correspond à la densité surfacique de probabilité de présence, si $P_e=1$ (figures 4.13 et 4.14).

Comète 46P/Wirtanen

Densité surfacique de probabilité de passage - plan orbital



Echelle
50 km

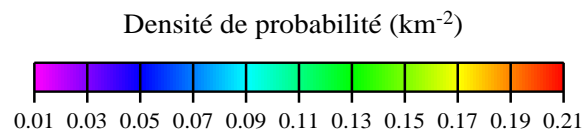
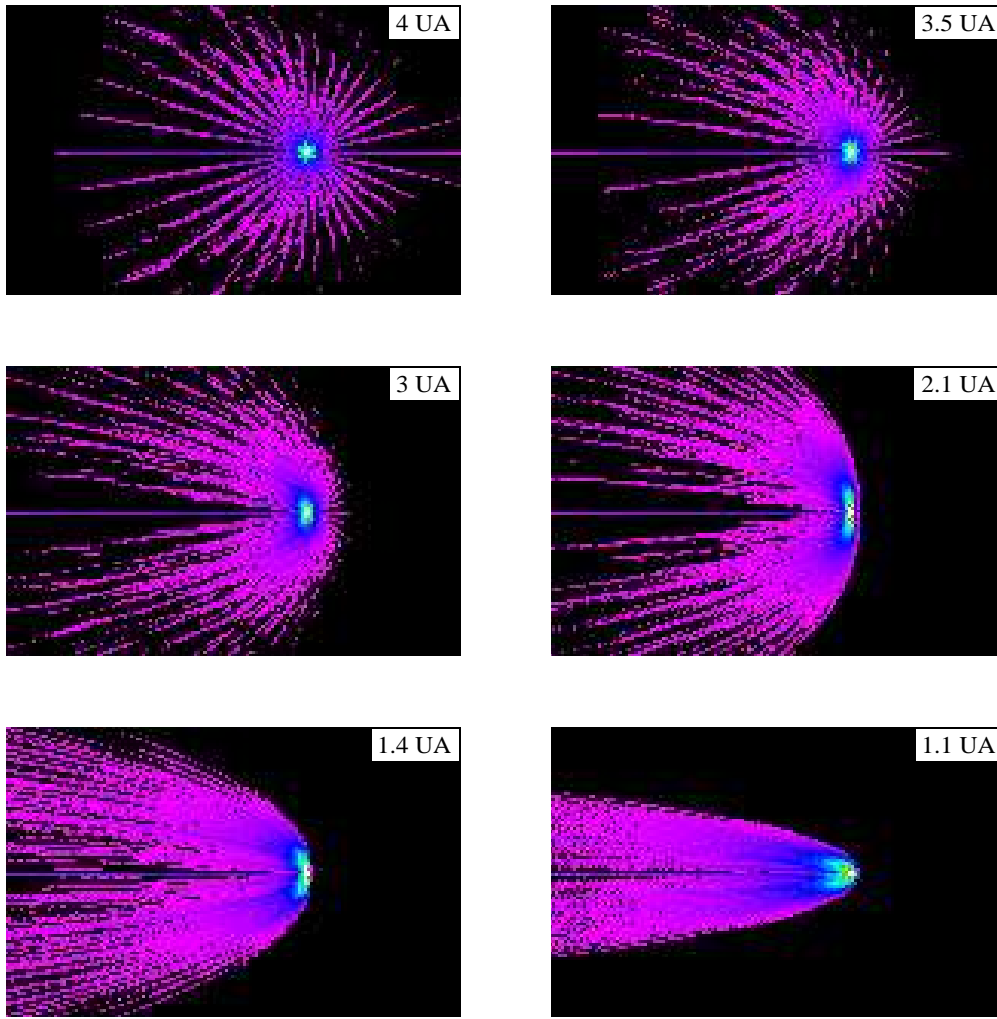


FIG. 4.3 – Densité surfacique de probabilité de passage, dans le plan orbital.

Comète 46P/Wirtanen

Densité surfacique de probabilité de passage - plan perpendiculaire



Echelle
50 km

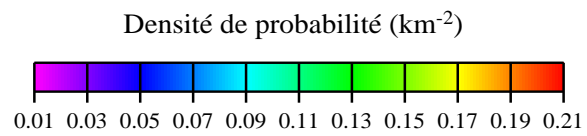


FIG. 4.4 – Densité surfacique de probabilité de passage, dans le plan perpendiculaire.

Comète 46P/Wirtanen

Vitesse moyenne - plan orbital

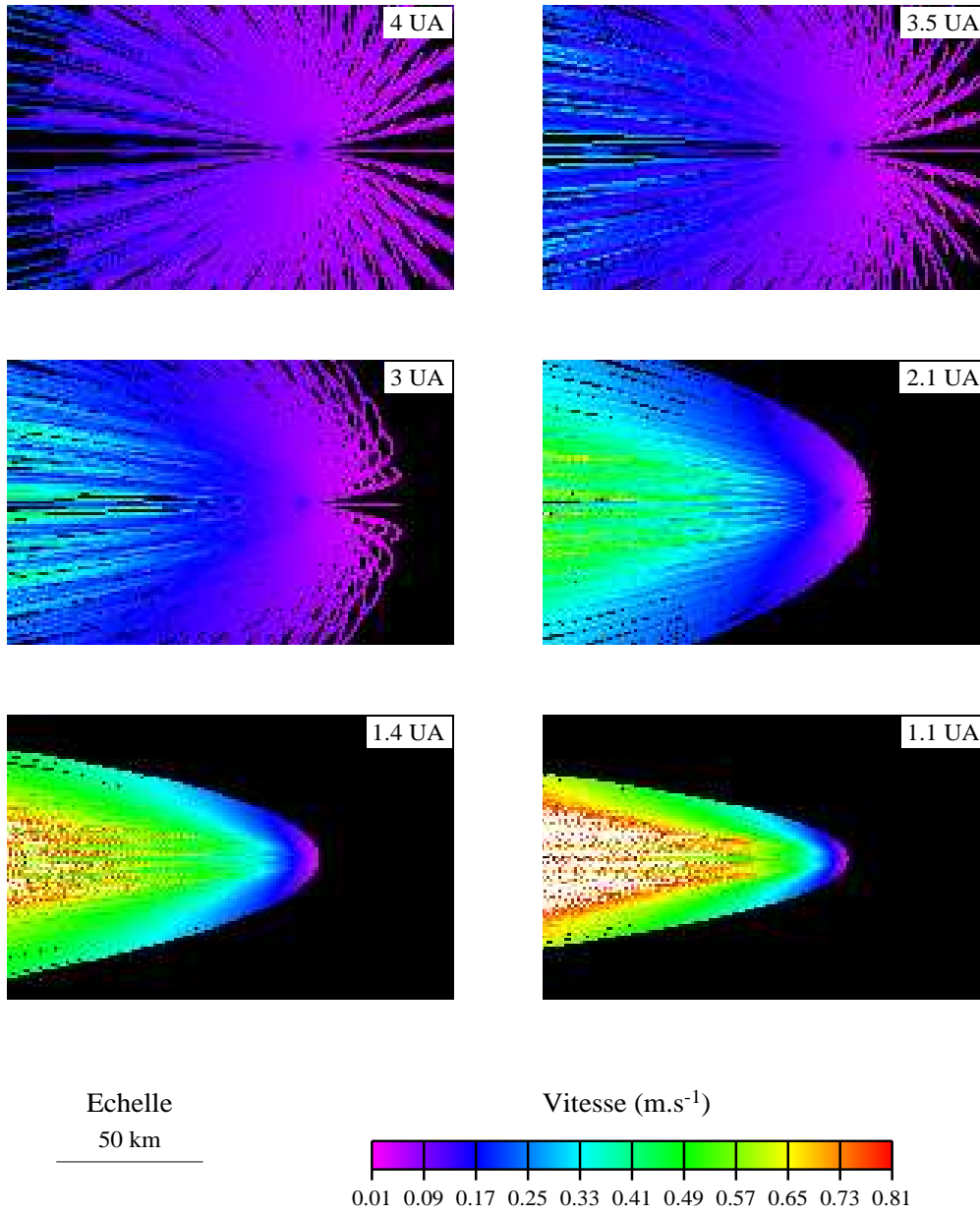


FIG. 4.5 – Vitesse moyenne, dans le plan orbital.

Comète 46P/Wirtanen

Vitesse moyenne - plan perpendiculaire

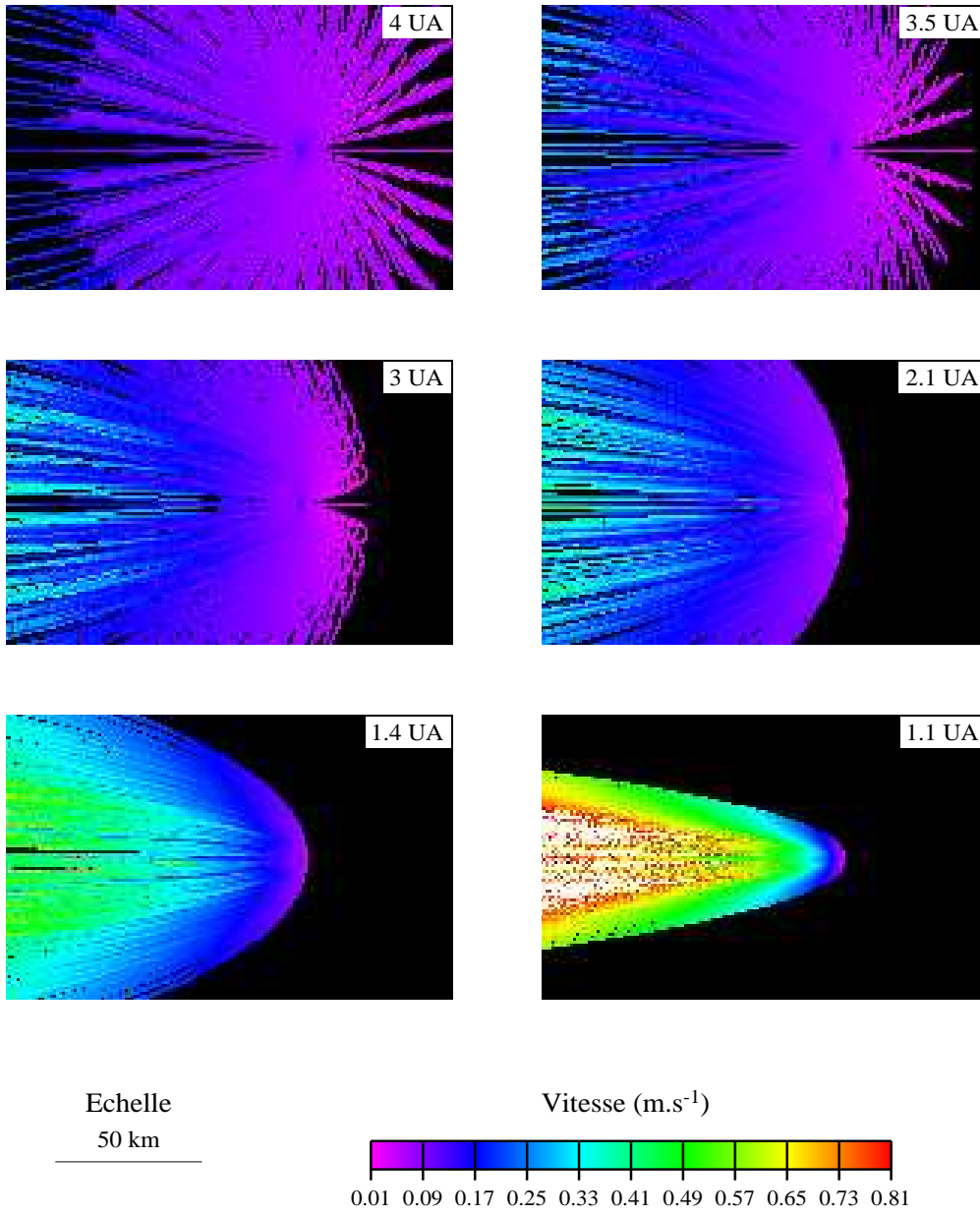
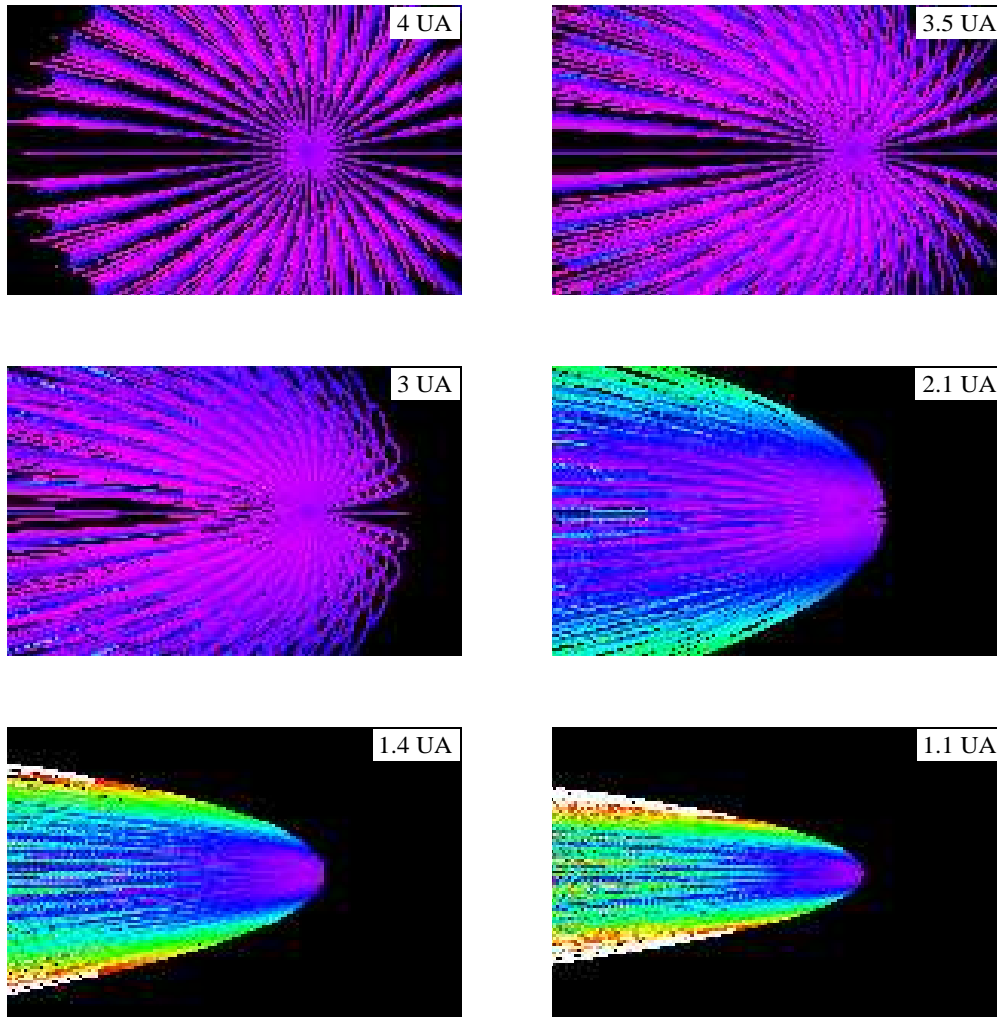


FIG. 4.6 – Vitesse moyenne, dans le plan perpendiculaire.

Comète 46P/Wirtanen

Impulsion moyenne - plan orbital



Echelle
50 km

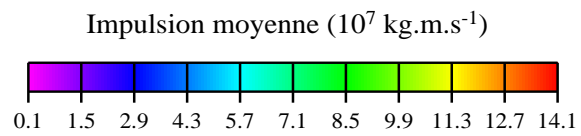
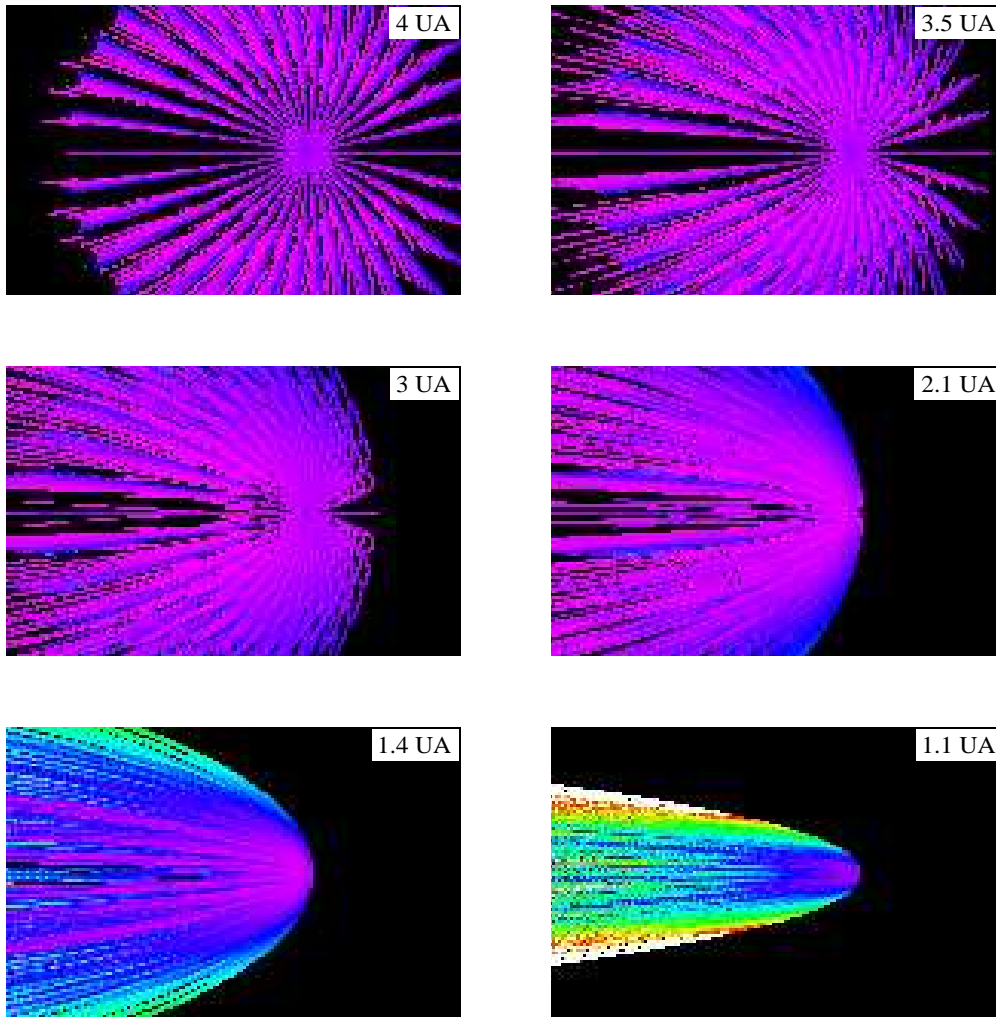


FIG. 4.7 – Impulsion moyenne, dans le plan orbital.

Comète 46P/Wirtanen

Impulsion moyenne - plan perpendiculaire



Echelle
50 km

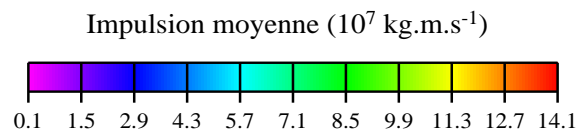
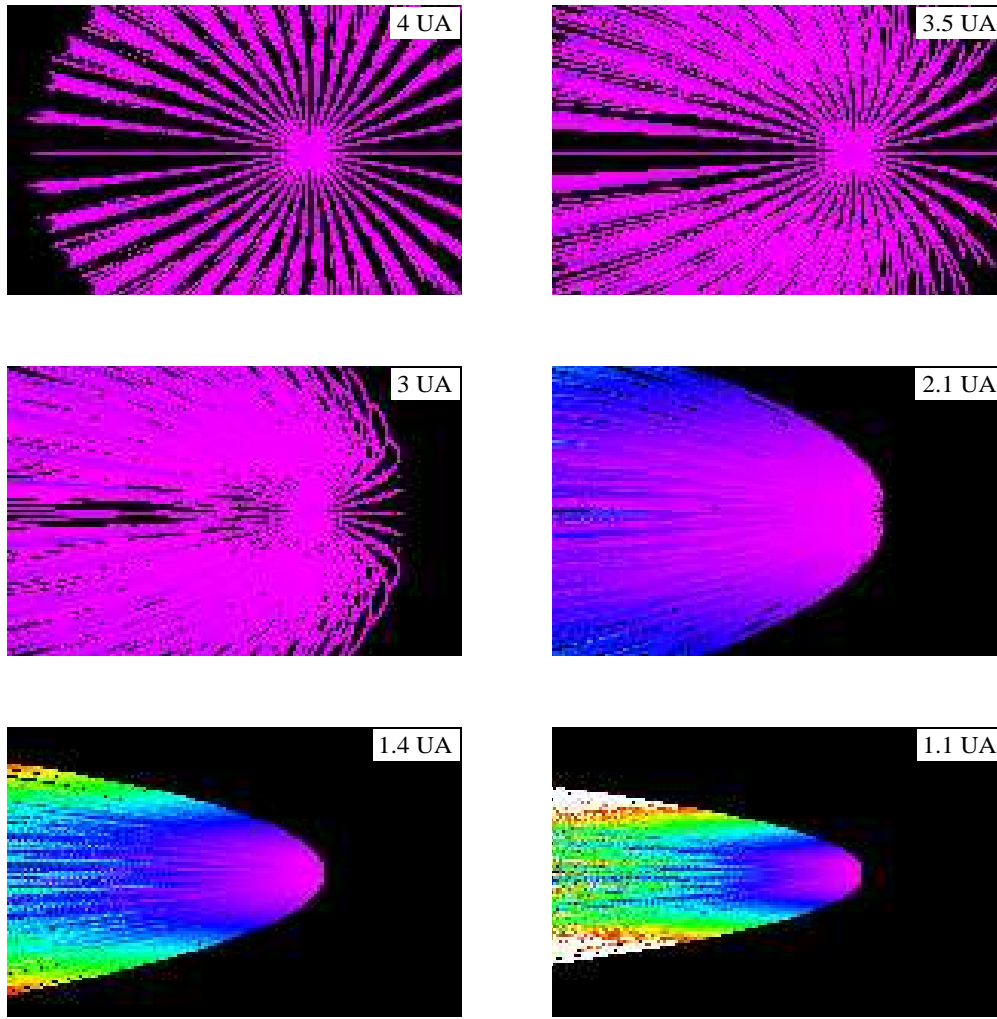


FIG. 4.8 – Impulsion moyenne, dans le plan perpendiculaire.

Comète 46P/Wirtanen

Energie cinétique moyenne - plan orbital



Echelle
50 km

Energie cinétique ($10^7 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-2}$)

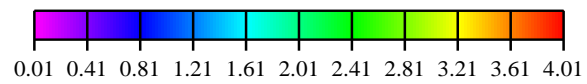
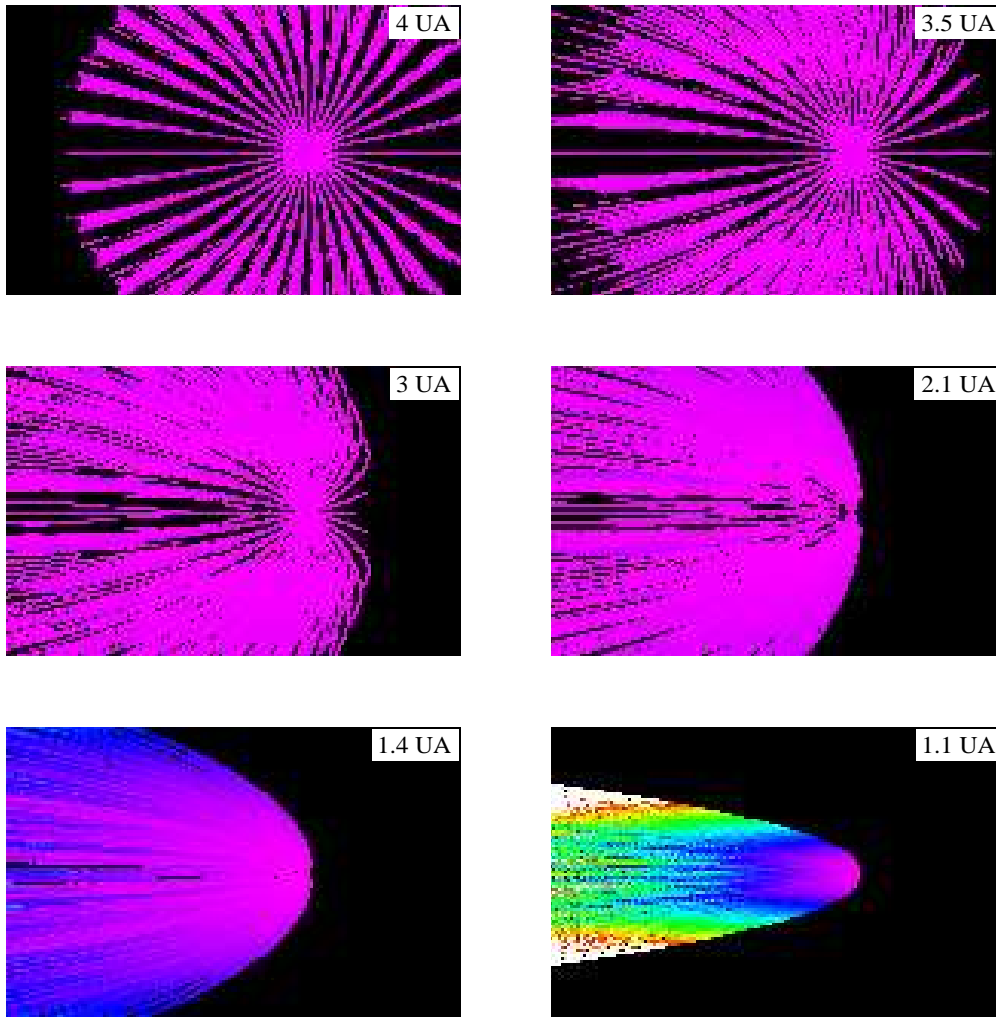


FIG. 4.9 – Energie cinétique moyenne, dans le plan orbital.

Comète 46P/Wirtanen

Energie cinétique moyenne - plan perpendiculaire



Echelle
50 km

Energie cinétique ($10^7 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-2}$)

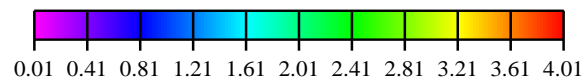


FIG. 4.10 – Energie cinétique moyenne, dans le plan perpendiculaire.

Comète 46P/Wirtanen

Temps moyen par unité de surface - plan orbital

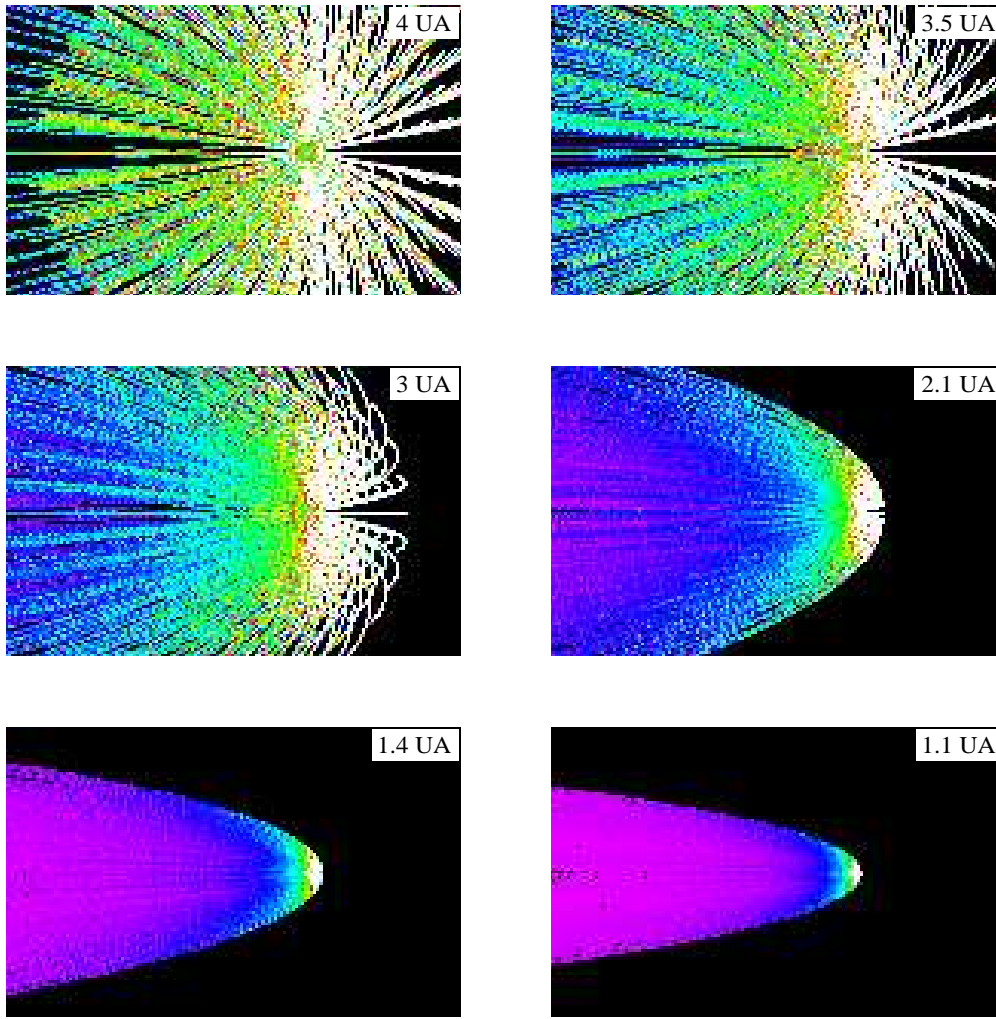


FIG. 4.11 – Temps moyen de résidence par unité de surface, dans le plan orbital.

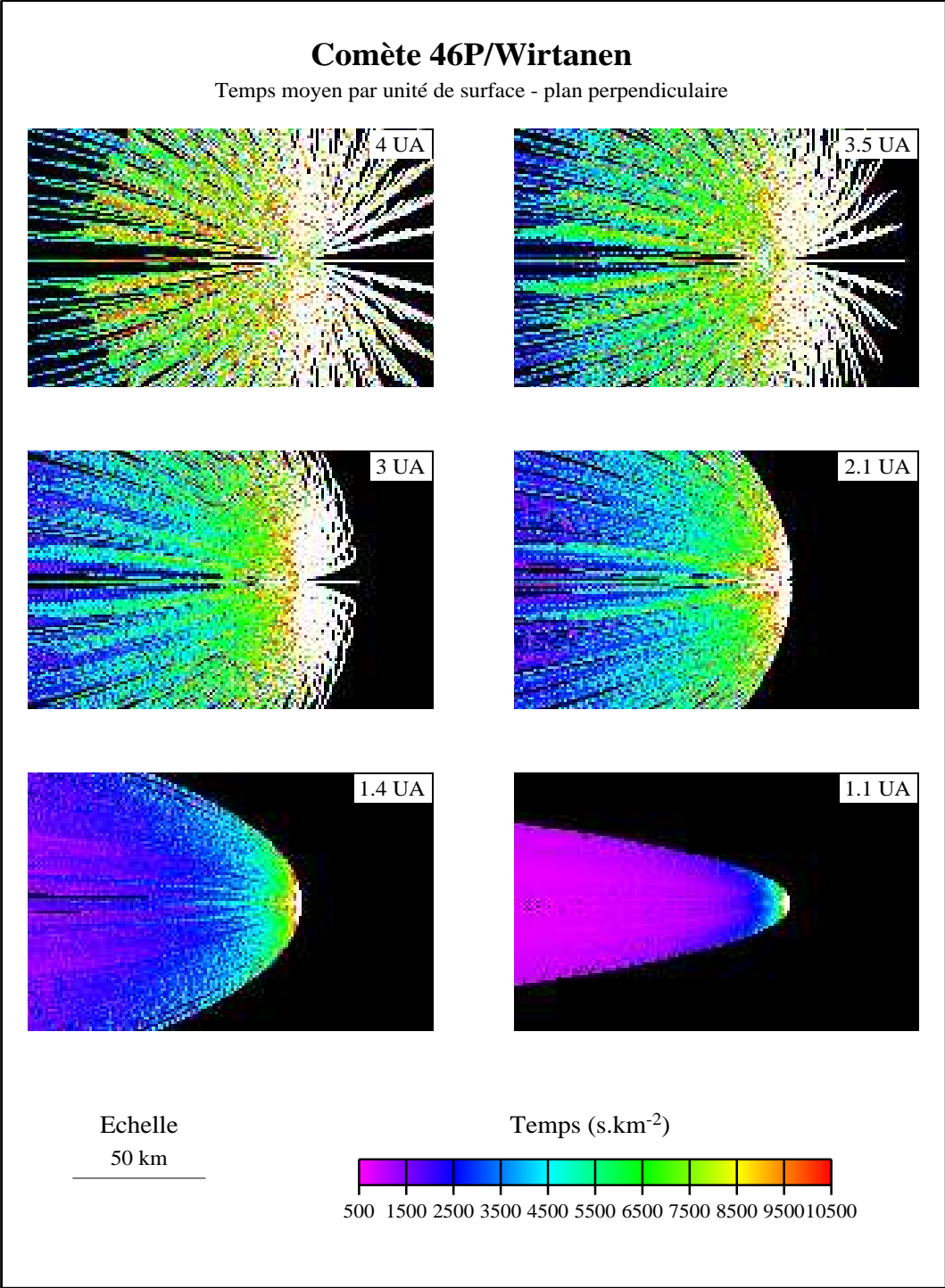


FIG. 4.12 – Temps moyen de résidence par unité de surface, dans le plan perpendiculaire.

Comète 46P/Wirtanen

Densité surfacique de probabilité de présence - plan orbital

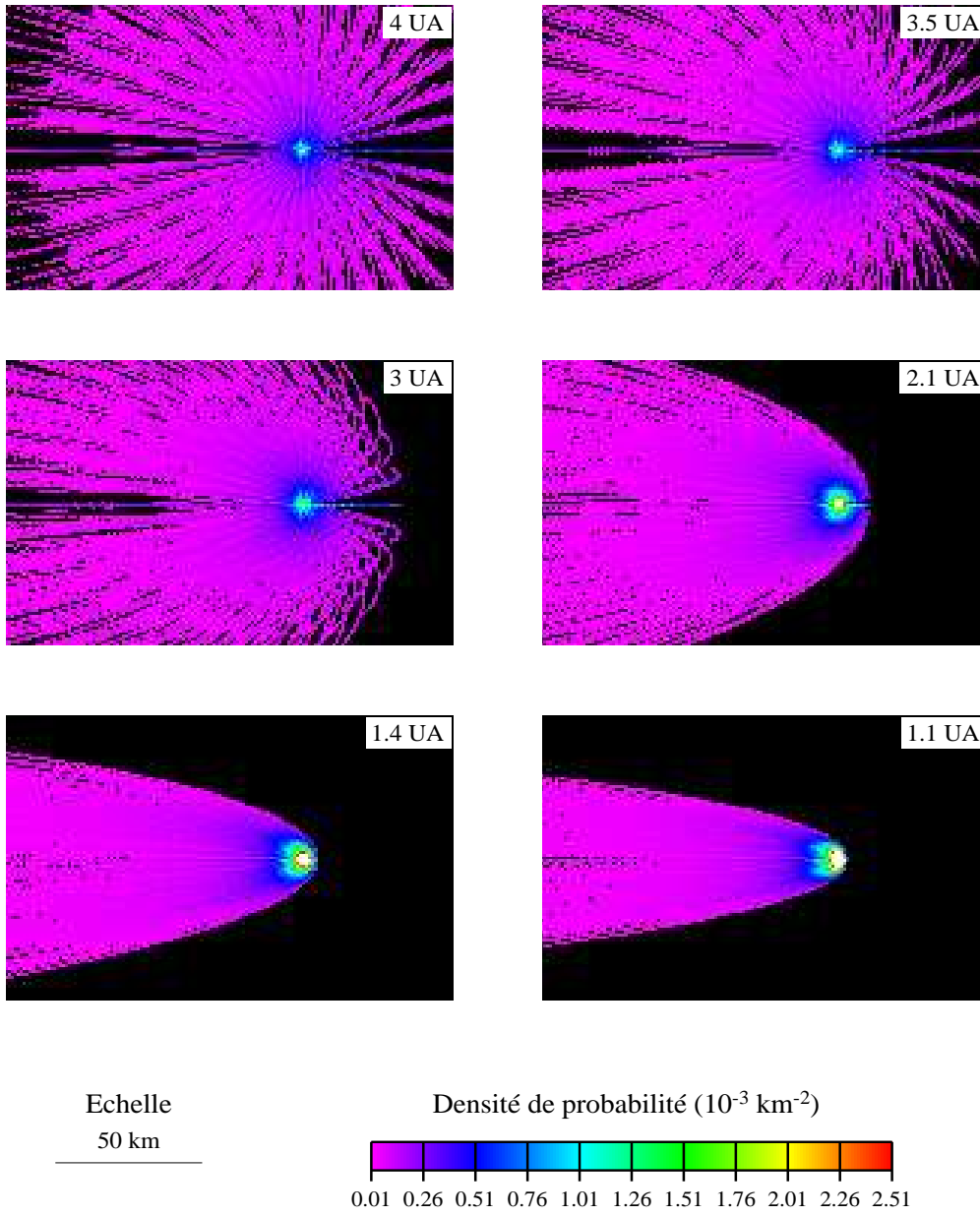
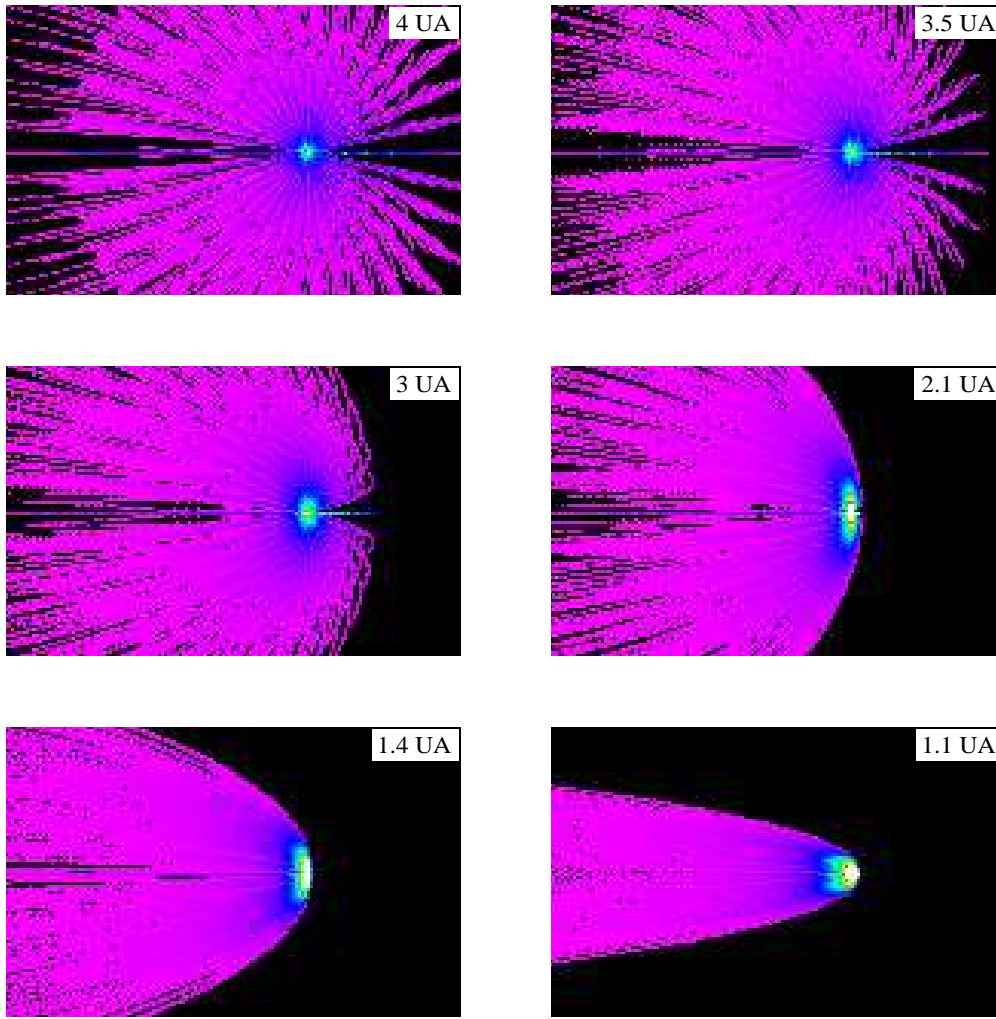


FIG. 4.13 – Densité surfacique de probabilité de présence, dans le plan orbital.

Comète 46P/Wirtanen

Densité surfacique de probabilité de présence - plan perpendiculaire



Echelle
50 km

Densité de probabilité (10^{-3} km^{-2})

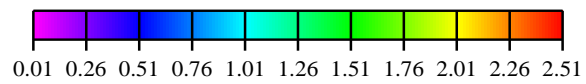


FIG. 4.14 – Densité surfacique de probabilité de présence, dans le plan perpendiculaire.

4.4 Résultats

4.4.1 Remarques générales

Il est possible de faire un certain nombre de remarques à partir des figures 4.3 à 4.14. On constate l'existence de deux régimes distincts pour la dynamique des fragments. Loin du Soleil (à des distances héliocentriques supérieures à 3 UA environ), les conditions initiales d'émission des fragments prédominent. En effet, à de telles distances, le flux solaire est trop faible pour engendrer des accélérations non-gravitationnelles suffisantes pour influencer la dynamique des fragments. A partir d'une limite située entre 3 et 2 UA, et jusqu'au périhélie (1,1 UA environ), les forces non-gravitationnelles deviennent prédominantes, et les fragments sont confinés dans la direction anti-solaire du noyau d'autant plus rapidement que la distance héliocentrique est faible.

Dans le premier régime, la densité surfacique de probabilité de présence d'un fragment dans la coma est isotrope. Dans le second régime, elle est à l'inverse bien plus importante dans la direction anti-solaire du noyau, essentiellement dans les vingt premiers kilomètres.

Les fragments les plus rapides se situent exactement le long du rayon vecteur de la comète, dans la direction anti-solaire (figures 4.5 et 4.6). Ceci s'explique par la plus grande sensibilité aux effets des forces non-gravitationnelles des fragments dont le ρr est faible. Ces fragments sont défléchis et accélérés plus rapidement. Néanmoins, cette différence n'est vraiment marquée qu'en deçà de 2 UA. A l'inverse, les fragments caractérisés par d'importantes valeurs de ρr ont des masses importantes, et ils sont caractérisés par des impulsions importantes. Ceci est bien visible sur les figures 4.7 et 4.8, où il est remarquable qu'en deçà de 2 UA, les valeurs moyennes de l'impulsion sont d'autant plus élevées que l'on est situé loin du rayon vecteur. Il en va de même pour l'énergie cinétique moyenne dont les valeurs élevées ne se rencontrent que loin du rayon vecteur (figures 4.9 et 4.10).

Les temps moyens de résidence indiqués sur les figures 4.11 et 4.12 suivent une logique similaire. Ils seront d'autant plus élevés en un point donné de la coma que la vitesse moyenne des fragments en ce même point sera faible. Il est donc normal de retrouver les valeurs importantes du côté solaire par rapport au noyau. En effet, si un fragment quitte le noyau avec une vitesse initiale dirigée vers le Soleil, les forces non-gravitationnelles vont tendre à le ralentir et à le dévier pour qu'il reparte finalement dans la direction anti-solaire. Pendant ce temps, sa vitesse est très faible, et le temps moyen de résidence par unité de surface, est d'autant plus important.

La densité surfacique de probabilité de présence constitue une synthèse de ces informations. Elle est assez isotrope au-delà de 3 UA, une anisotropie commence à apparaître du côté solaire à 3 UA, à plus de 20 km du noyau, et en deçà de 2 UA, elle tend vers zéro du côté solaire, alors qu'elle devient plus importante dans la direction anti-solaire (figures 4.13 et 4.14). La figure 4.15 et le tableau 4.3 récapitule ces résultats de manière semi-quantitative.

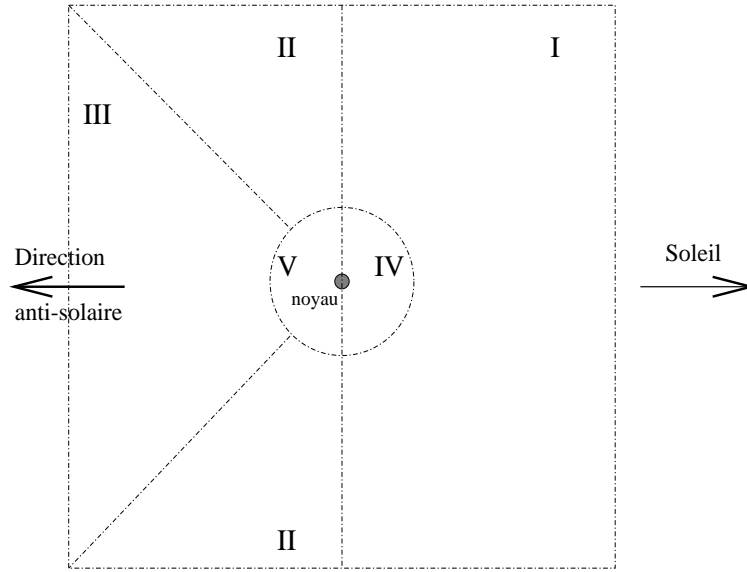


FIG. 4.15 – Délimitation des cinq zones autour du noyau cométaire. Le rayon du cercle IV-V correspond à 10 fois le rayon du noyau.

d_h (UA)	I	II	III	IV	V	46P/Wirtanen
4	=	=	=	+	+	20 avril 2012
3,5	=	=	=	+	+	01 août 2012
3	-	=	=	+	++	25 octobre 2012
2,1	-	=	=	++	++	23 février 2013
1,4	--	-	+	++	++	17 mai 2013
1,1	--	-	+	++	++	06 juillet 2013

TAB. 4.3 – Représentation semi-quantitative de la probabilité de présence d’un fragment. L’ordre de grandeur de la probabilité est indiquée par des signes -,=,+, signifiant respectivement que la probabilité est plus faible que dans les autres régions, du même ordre, ou plus importante (typiquement d’un facteur 10). La dernière colonne donne les dates correspondant aux différents cas étudiés pour la comète 46P/Wirtanen.

Les plans dans lesquels le mouvement des fragments a été étudié sont divisés en cinq zones (figure 4.15). Pour définir ces zones, nous pouvons utiliser un repère centré sur le noyau, et muni de coordonnées polaires r et φ telles que r soit la distance au noyau, et φ l’angle Soleil-noyau-point considéré. Nous noterons r_n le rayon du noyau. Ainsi, les 5 zones sont délimitées de la manière suivante :

- **zone I** : $r > 10 r_n, -\pi/2 < \varphi < \pi/2$
- **zone II** : $r > 10 r_n, \pi/2 < \varphi < 3\pi/4$ et $-3\pi/4 < \varphi < -\pi/2$
- **zone III** : $r > 10 r_n, 3\pi/4 < \varphi < 5\pi/4$
- **zone IV** : $r < 10 r_n, -\pi/2 < \varphi < \pi/2$

- **zone V** : $r < 10 r_n, \pi/2 < \varphi < 3\pi/2$

Le tableau 4.3 donne une estimation semi-quantitative du risque dans chacune des zones, relativement aux autres. On voit bien l'augmentation du risque dans les zones III, IV et V, qui correspondent au voisinage immédiat du noyau, et à la direction anti-solaire, alors que la distance héliocentrique diminue. En revanche, les zones I et II deviennent dans le même temps plus sûres.

4.4.2 Minimisation des risques

Des recommandations générales peuvent être formulées à partir des remarques précédentes afin de minimiser les risques de collision entre une sonde spatiale et un fragment glacé.

- **au-delà de 3 UA**, le risque est isotrope dans la coma. Aucune recommandation spécifique ne peut donc être formulée.
- **entre 3 et 2 UA**, les hypothétiques fragments glacés émis par le noyau commencent à devenir sensibles aux forces non-gravitationnelles. La probabilité d'en rencontrer un est plus importante dans le demi-espace situé du côté anti-solaire par rapport au noyau (zones II à V). Il convient donc d'éviter ces zones de la coma autant que possible, l'idéal étant de rester dans la zone I.
- **en-deçà de 2 UA**, le risque devient maximum autour de la ligne Soleil-noyau, dans la direction anti-solaire (zones II, IV et V). Le côté solaire est néanmoins également dangereux du fait du dégazage important du noyau. Il convient donc de l'éviter aussi. Un bon compromis semble être la zone située au-dessus du terminateur, à condition toutefois de rester à des distances supérieures à une dizaine de kilomètres du noyau. Ceci correspond donc à la frontière entre les zones I et II. Nous rejoignons donc sur ce point les recommandations formulées par [Scheeres et al.(1998)] dans le cadre de leur étude sur la stabilité de l'orbite de la sonde. Néanmoins, il était préconisé de ne pas s'approcher du noyau à plus de 5 rayons cométaires moyens, soit environ 2,5 km dans le cas de 46P/Wirtanen. Nous suggérons de relever ce plafond à une dizaine de kilomètres.

4.5 Conclusions

Cette étude démontre que le risque de collision entre une sonde spatiale et un fragment glacé n'est pas négligeable. Le risque est identique assez isotrope dans la coma à des distances héliocentriques importantes (supérieures à 3 UA), alors qu'en-deçà de 2 UA, il est maximum dans la direction anti-solaire par rapport au noyau. Il est en revanche alors réduit du côté solaire.

Il convient donc de prendre ce risque en considération dans le cadre de la préparation des missions cométaires, surtout en cas de "rendez-vous" (mission Rosetta). Ce risque peut être réduit de manière importante, à condition de tenir compte des recommandations ci-dessus, à savoir : éviter le demi-espace du côté anti-solaire entre 3 et 2 UA ; et à moins de 2 UA, éviter plus spécifiquement la ligne Soleil-noyau, dans la direction anti-solaire.

Nous avons obtenu, par l'intermédiaire de notre modèle validé pour la dynamique des fragments cométaires, les premières estimations quantitatives pour la densité surfacique de probabi-

lité de présence, mais aussi les vitesses, impulsions et énergies cinétiques moyennes des fragments. Nous avons établi que la probabilité de présence d'un fragment est maximale dans le voisinage du noyau, ainsi que la direction anti-solaire. Pour la première fois, des recommandations sont formulées afin de réduire sensiblement ce risque.

Chapitre 5

Conclusions générales

Ce travail de thèse est dédié à l'étude de la dynamique des fragments cométaires. Il est articulé autour de trois points : exploitation d'observations, modélisation numérique, application à une stratégie de mission spatiale.

Nous allons récapituler précisément les résultats obtenus dans le cadre de ce travail.

5.1 Bilan

Recensement des cas connus de fragmentations

Dans le cadre du chapitre 1, nous avons recensé les cas connus, ou suspectés, de fragmentations de noyaux cométaires, de l'Antiquité à nos jours. Nous avons mis en évidence la très grande diversité observationnelle, et établi une distinction entre *fragmentation* (qui correspond au cas où le noyau perd un fragment de petite dimension) et *éclatement* (dislocation du noyau en plusieurs "sous-noyaux").

Traitement d'images de la comète C/1996 B2 Hyakutake

Une recherche systématique des images de Hyakutake a été menée, aboutissant à un ensemble de données comprenant plus de 150 images, en provenance de trois observatoires, et couvrant la période du 22 mars au 05 avril 1996, à l'exception des nuits des 26-27 mars et 04-05 avril. Nous disposons aussi de quelques images en date des 17 et 18 mars, et 02 juin. Nous disposons aussi de quelques données complémentaires en provenance d'autres observatoires.

Le traitement des images de la comète C/1996 B2 Hyakutake a nécessité le développement d'outils spécifiques. Ces méthodes visent à faire ressortir les condensations lumineuses éventuellement présentes dans la coma, de manière à préciser leurs positions par rapport au noyau. Trois algorithmes ont été retenus. La méthode consiste à ne retenir une condensation que si sa présence était établie par au moins deux algorithmes sur les trois.

Il est remarquable que toutes les condensations lumineuses observées se situaient dans la direction anti-solaire, par rapport au noyau, à 2 ou 3 pixels près. De plus, plusieurs condensations étaient souvent visibles simultanément.

Modélisation de l'évolution des fragments

Un modèle basé sur une estimation des forces non-gravitationnelles résultant de la sublimation du matériau cométaire sous l'effet du rayonnement solaire, puis sur une intégration numérique des forces en présence a été développé.

Nous avons étudié la sensibilité du mouvement des fragments aux différents paramètres, en partant de valeurs extrêmes.

L'approche que nous avons adoptée est basée sur un ensemble d'hypothèses physiques, et la comparaison avec les observations est indépendante.

Application à la comète C/1996 B2 Hyakutake

La comparaison des observations de cette comète au modèle que nous avons développé pour la dynamique des fragments cométaires a démontré la validité de l'hypothèse qui avait été avancée lors de la découverte des condensations lumineuses dans la coma de cette comète.

L'évolution temporelle de la distance au noyau des fragments simulés suit parfaitement les observations et met en évidence la présence d'au moins sept fragments : un fragment principal, caractérisé par un produit ρr de sa masse volumique par son rayon de 24000 kg.m^{-2} s'est détaché du noyau le 21,4 Mars 1996 TU. Il a été accompagné de six autres fragments, caractérisés par des produits ρr s'échelonnant de 1350 à 7950 kg.m^{-2} , émis en deux vagues, entre le 20,3 et le 21,6 Mars, et entre le 23,7 et le 25,1 Mars 1996 TU.

Cet événement est confirmé par l'existence d'un sursaut d'activité de la comète peu avant l'émission du fragment principal. Auparavant, une telle corrélation n'avait jamais été mise en évidence de manière aussi précise.

Il a également été établi que l'action des forces non-gravitationnelles expliquait le confinement observé des condensations lumineuses dans la direction anti-solaire. Nous avons démontré qu'un fragment émis dans une direction quelconque à la surface du noyau se retrouvait en moins de 100 km confiné dans cette direction. A 50 km du noyau, l'écart n'excède pas 20 km ; et à 1000 km du noyau, l'écart maximum est de l'ordre de 70 km.

Implication cosmogonique

L'observation de fragments de noyaux cométaires dont le produit ρr de la masse volumique par le rayon est de l'ordre de quelques milliers de kg.m^{-2} renforce l'hypothèse selon laquelle l'accrétion de la nébuleuse primitive s'est faite en plusieurs étapes. Le modèle publié par [Weidenschilling(1994)] suppose que le processus d'accrétion a conduit à la formation de petits

corps intermédiaires, caractérisés par des produits ρr similaires à ceux calculés par notre modèle pour les fragments de la comète Hyakutake. Selon ce modèle, les noyaux cométaires pourraient renfermer encore aujourd’hui de tels “blocs”. Ce travail apporte donc un argument en faveur de ce modèle de formation du Système Solaire.

Evaluation des risques pour les missions spatiales

Une étude statistique détaillée a été conduite pour estimer le risque que peut représenter pour une sonde spatiale cométaire d’éventuels fragments glacés du noyau. Toutes les régions de la coma présentent une équi-probabilité de risque à grande distance héliocentrique ; en revanche à moins de 2 UA du Soleil, il augmente de manière significative dans la direction anti-solaire par rapport au noyau, et diminue considérablement dans le demi-espace faisant face au Soleil. Des recommandations visant à diminuer le risque collisionnel ont été formulées, en particulier pour la mission Rosetta.

5.2 Perspectives

Observations

Une meilleure compréhension de la dynamique des noyaux cométaires, et du processus de fragmentation dans sa globalité, passe nécessairement par l’observation. Il est maintenant établi que ce phénomène est assez fréquent. Cependant, l’observation des *mini-comæ* entourant les fragments est délicate. Afin d’augmenter sensiblement les observations de fragments, il serait nécessaire de systématiser les observations des comètes passant à faible distance géocentrique de manière à obtenir un suivi temporel aussi complet que possible permettant le cas échéant de préciser la dynamique des fragments. Pour les comètes lointaines, il devra être fait recours aux télescopes de la classe des 8 mètres, tels que le VLT, pour pouvoir permettre la détection de fragments.

Bibliographie

Il est probable que certaines fragmentations cométaires observées dans le passé figurent dans des ouvrages anciens, mais aient disparu de la littérature moderne. Afin de recenser le plus complètement possible les cas de fragmentations, il est nécessaire de faire une recherche bibliographique très approfondie, en retournant dans les ouvrages historiques originaux (tels que [Pingré(1783)], [Guillemin(1875)]). Les récits des chroniqueurs de l’Antiquité peuvent comporter aussi des informations précieuses. Nous avons déjà cité [Sénèque(env 64)] et [Dion Cassius(env 200)]. Les livres chinois anciens contiennent peut-être aussi des récits de fragmentations, ou d’éclatements ([Yoke(1966)]).

Modélisation

Un perfectionnement du modèle consisterait à chercher à simuler le comportement de fragments contenant moins de glace, ou pour lesquels la sublimation est bloquée par une couche

inerte recouvrant partiellement la surface exposée au Soleil. En pratique, ceci reviendrait à pondérer l'accélération non-gravitationnelle par un facteur inférieur à 1. Il deviendrait ainsi possible de simuler le comportement de tous les fragments, glacés ou non.

Une autre évolution du modèle serait de rajouter la contribution de la pression de radiation. Nous avons démontré que cette force n'intervenait pas dans la dynamique des fragments de grandes tailles, mais qu'elle était déterminante pour les particules de petite dimension. Le modèle pourrait ainsi être généralisé à tous les fragments, glacés ou non, quelques soient leurs dimensions.

Stratégie pour les missions spatiales

Les cartes produites correspondent à la densité surfacique de probabilité de présence d'un fragment dans l'environnement immédiat du noyau. Ces résultats sont généraux. L'étape suivante serait de calculer la probabilité de collision avec une sonde spatiale. Pour cela, il conviendrait d'intégrer la probabilité de présence le long d'une orbite de la sonde autour du noyau.

Une conséquence de la généralisation proposée du modèle serait l'établissement de cartes de risques plus générales, tenant compte de la présence éventuelle de fragments non glacés.

5.3 Le mot de la fin

Il est maintenant admis que la fragmentation des noyaux cométaires est un événement assez fréquent, et non exceptionnel. Nous venons de démontrer que l'observation de ce phénomène permet d'obtenir des informations quant à la structure des noyaux cométaires. Dans ce contexte, il ne fait nul doute que l'étude de ce phénomène se développera dans les années à venir.

Annexe A

La comète C/1996 B2 Hyakutake

A.1 Circulaire UAI relative à la découverte de la comète C/1996 B2 Hyakutake

Circular No. 6299

Central Bureau for Astronomical Telegrams

INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION

Postal Address : Central Bureau for Astronomical Telegrams

Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, MA 02138, U.S.A.

IAUSUBS@CFA.HARVARD.EDU or FAX 617-495-7231 (subscriptions)

BMARSDEN@CFA.HARVARD.EDU or DGREEN@CFA.HARVARD.EDU (science)

Phone 617-495-7244/7440/7444 (for emergency use only)

COMET 1996 B2

T. Nakamura, National Astronomical Observatory, Tokyo, Japan ;
and S. Nakano, Sumoto, report the visual discovery of another comet
by Yuji Hyakutake. The following observations are available :

1996	UT	R.A. (2000)	Decl.	m1	Observer
Jan.	30.826	14 31.2	-24 55	11.0	Hyakutake
	31.74632	14 32 03.65	-24 56 00.7		Kojima
	31.74872	14 32 03.87	-24 56 00.9	11.9	Ikari
	31.75363	14 32 03.94	-24 56 01.0		Kojima
	31.75710	14 32 04.18	-24 56 00.4	11.7	"
	31.75712	14 32 04.24	-24 56 01.2	12.0	Ikari

Y. Hyakutake (Hayato-machi, Aira-gun, Kagoshima-ken). 25x150 binoculars. Comet diffuse with central condensation ; coma diameter about 2'.5.

T. Kojima (YGCO Chiyoda Observatory). 0.25-m f/6.0 reflector + CCD. Coma diameter about 2'.5, very strong condensation and short tail extended toward west-northwest. Communicated by Nakano.

Y. Ikari (Ohtsu). 0.25-m reflector + CCD. Communicated by Nakano.

R. H. McNaught, Siding Spring, reports the comet as moderately condensed with a 4' coma, $m_1 = 10$ (20x120 binoculars) on Jan. 31.747 UT.

COMET C/1996 B1 (SZCZEPANSKI)

Further total magnitude estimates : Jan. 27.823 UT, 11.5 (T. Osawa, Kawachi-cho, Tochigi-ken, Japan, 0.12-m f/6 reflector ; independent photographic discovery) ; 31.16, 9.3 (K. Hornoch, Lelekovice, Czech Republic, 0.35-m reflector, visual ; coma diameter 5').

COMET 67P/CHURYUMOV-GERASIMENKO

Total magnitude estimates (cf. IAUC 6289) : Jan. 14.75 UT, 12.0 (H. Mikuz, Miren, Slovenia, 0.20-m reflector) ; 17.15, 11.2 (A. Hale, Cloudcroft, NM, 0.41-m reflector) ; 23.13, 11.4 (Hale).

COMET 65P/GUNN

Total visual magnitude estimates by Hale (0.41-m reflector) : Jan. 21.54 UT, 13.7 ; 24.53, 13.7 ; 25.51, 13.7.

(C) Copyright 1996 CBAT

1996 January 31

(6299)

Daniel W. E. Green

A.2 Eléments orbitaux de la comète C/1996 B2 Hyakutake

C/1996 B2 (Hyakutake)

Epoch 1996 Apr. 27.0 TT = JDT 2450200.5

T 1996 May 1.3950 TT

q	0.230221	(2000.0)	P	Q
z	+0.001053	Peri. 130.1773	+0.5775866	+0.8082236
		Node 188.0454	+0.2310122	-0.0270010
e	0.999758	Incl. 124.9233	+0.7829605	-0.5882564

From 703 observations 1996 Jan. 31-May 23, mean residual 0".7.

Nongravitational parameters $A_1 = +2.76$, $A_2 = +0.0716$.

Orbital elements from MPC 27287.

Source Union Astronomique Internationale : MPC 27287

A.3 Ephémérides de la comète C/1996 B2 Hyakutake

Date TU	JDT	A.D.	Décl.	Δ	d_h	Elong.	Phase
1996 03 19.0	2450161.5	14 54.15	-04 27.4	0.232	1.172	135.1	36.9
1996 03 19.5	2450162.0	14 53.80	-02 32.7	0.217	1.161	135.8	36.7
1996 03 20.0	2450162.5	14 53.38	-00 21.2	0.203	1.151	136.4	36.6
1996 03 20.5	2450163.0	14 52.86	+02 10.2	0.189	1.141	136.9	36.6
1996 03 21.0	2450163.5	14 52.25	+05 05.9	0.175	1.131	137.3	36.7
1996 03 21.5	2450164.0	14 51.49	+08 30.8	0.162	1.121	137.4	37.0
1996 03 22.0	2450164.5	14 50.57	+12 31.1	0.149	1.111	137.2	37.6
1996 03 22.5	2450165.0	14 49.42	+17 13.6	0.137	1.100	136.3	38.7
1996 03 23.0	2450165.5	14 47.97	+22 45.5	0.127	1.090	134.8	40.5
1996 03 23.5	2450166.0	14 46.09	+29 12.9	0.118	1.080	132.2	43.2
1996 03 24.0	2450166.5	14 43.58	+36 38.4	0.110	1.069	128.4	47.0
1996 03 24.5	2450167.0	14 40.09	+44 57.6	0.105	1.059	123.4	51.9
1996 03 25.0	2450167.5	14 34.91	+53 56.2	0.102	1.048	117.3	57.7
1996 03 25.5	2450168.0	14 26.52	+63 09.6	0.102	1.038	110.6	64.2
1996 03 26.0	2450168.5	14 10.7	+72 07.8	0.104	1.027	103.6	70.8
1996 03 26.5	2450169.0	13 31.0	+80 18.0	0.109	1.017	96.8	77.1
1996 03 27.0	2450169.5	10 26	+86 14.1	0.116	1.006	90.6	82.7
1996 03 27.5	2450170.0	05 09.2	+83 46.8	0.125	0.995	85.1	87.7
1996 03 28.0	2450170.5	04 04.1	+78 36.3	0.135	0.985	80.3	91.9
1996 03 28.5	2450171.0	03 42.6	+73 55.0	0.147	0.974	76.2	95.4
1996 03 29.0	2450171.5	03 32.12	+69 52.0	0.159	0.963	72.6	98.3
1996 03 29.5	2450172.0	03 25.91	+66 23.3	0.172	0.952	69.5	100.7
1996 03 30.0	2450172.5	03 21.79	+63 23.8	0.185	0.941	66.8	102.7
1996 03 30.5	2450173.0	03 18.85	+60 48.5	0.199	0.930	64.4	104.4
1996 03 31.0	2450173.5	03 16.64	+58 33.5	0.214	0.919	62.3	105.8
1996 03 31.5	2450174.0	03 14.90	+56 35.2	0.228	0.908	60.4	107.0
1996 04 01.0	2450174.5	03 13.49	+54 50.9	0.243	0.897	58.7	107.9
1996 04 01.5	2450175.0	03 12.32	+53 18.5	0.258	0.886	57.1	108.7
1996 04 02.0	2450175.5	03 11.32	+51 55.9	0.273	0.875	55.7	109.4
1996 04 02.5	2450176.0	03 10.44	+50 41.8	0.289	0.864	54.4	109.9
1996 04 03.0	2450176.5	03 09.67	+49 34.9	0.304	0.853	53.1	110.3
1996 04 03.5	2450177.0	03 08.97	+48 34.2	0.320	0.841	51.9	110.7
1996 04 04.0	2450177.5	03 08.33	+47 38.8	0.335	0.830	50.8	110.9
1996 04 04.5	2450178.0	03 07.74	+46 48.1	0.351	0.819	49.8	111.1
1996 04 05.0	2450178.5	03 07.19	+46 01.4	0.367	0.807	48.8	111.3
1996 04 05.5	2450179.0	03 06.66	+45 18.2	0.382	0.796	47.8	111.4
1996 04 06.0	2450179.5	03 06.16	+44 38.1	0.398	0.784	46.9	111.4
1996 04 06.5	2450180.0	03 05.68	+44 00.7	0.414	0.773	46.0	111.4
1996 04 07.0	2450180.5	03 05.20	+43 25.7	0.430	0.761	45.1	111.3

Source : seurveur d'éphémérides de l'Union Astronomique Internationale

Annexe B

Condensations lumineuses observées

Cette annexe contient les fichiers de données résultant du traitement des images de la comète C/1996 B2 Hyakutake. Ces fichiers contiennent trois colonnes :

- **première colonne** : date en jour julien (JDT) - 2450000
- **deuxième colonne** : distance séparant le centre photométrique de la condensation lumineuse de l'optocentre de la coma
- **troisième colonne** : barre d'erreur sur la distance

Les fichiers sont dans l'ordre suivant : Pic du Midi, NOT, HST, OHP, Tirgo.

Pic du Midi

165.5071	721	160
166.4721	469	140
167.6021	1250	120
168.5733	1500	260
168.5733	3410	260
171.3892	1412	180
173.4333	6393	260
173.4333	7481	260
165.5496	535	160
165.5496	952	160
166.48	562	140
166.48	2154	140
167.6183	1135	120
168.6129	1603	130
168.6129	3446	130
168.6154	1706	260
168.6154	3480	260
171.3529	1330	180
171.3529	4742	180
171.3529	6145	180
173.3425	7242	260
166.4896	560	140
166.4896	2200	140
165.635	524	160
165.635	874	160
165.635	1400	160
166.6446	583	140
166.6446	2513	140
166.6979	576	140
166.6979	2570	140
167.3908	1255	120
167.3908	2165	120
167.6987	1013	120

Pic du Midi (suite)

167.6987	1483	120
168.3313	1267	130
172.3033	1600	220
172.3033	700	220
172.435	872	220
172.435	1550	220
174.3146	2350	300
174.3146	9167	300
165.4058	627	80
171.4446	1278	180
171.4446	4350	180
171.4446	4965	180
171.4446	6200	180
173.2983	2398	260
173.2983	3331	260
173.2983	7128	260

NOT

168.5003	1344	153
168.5003	3369	221
170.4192	229	118
170.4233	291	117
170.5030	373	121
170.4221	416	123
170.5074	500	160
170.5881	608	315
170.4233	893	148
170.5051	945	160
170.4192	950	98

NOT (suite)

170.5074	980	131
170.4221	994	139
170.6659	1394	179
170.4192	3063	306
170.4233	3127	330
170.4221	3194	189
170.5074	3343	164
170.5051	3343	403
170.5030	3587	282
170.5074	3658	174
170.5881	3734	223
170.6681	3786	435
170.5888	3868	455
170.6659	3985	329
170.6674	4229	323
170.5051	5600	350
170.5074	5633	177
170.4221	6918	123
170.4233	7038	182
170.5074	7173	106
170.5051	7191	194
170.5881	7319	196
170.5888	7583	273
170.6681	7659	173
170.6674	7852	208
171.4181	1146	151
171.4203	1217	255
171.4214	1272	129
171.4214	4080	258
171.4203	4147	163
171.4203	4728	286
171.4214	4841	249
171.4181	5024	134
171.4214	6069	266

NOT (suite)

171.4203	6168	188
171.4208	9878	653
172.3517	1375	346
172.4387	2530	401
172.3543	5810	533
172.4102	9055	1020
172.4102	12819	827
173.3642	809	452
173.3879	1889	515
173.3633	3024	529
173.4392	4268	223
173.3574	6903	223
173.3628	6930	155
173.4406	7030	229
173.4382	7088	255
173.4392	7089	222
173.4392	8319	211
173.4382	8340	128
173.4406	8444	284
174.3715	1405	240
174.37	2425	599
174.3702	8761	1048
174.3706	19891	608
175.3514	1534	593
175.3514	2918	275
175.3514	11936	675
176.365	1466	1069
176.374	3842	938
176.3665	13479	1054
176.3719	18920	3784
177.3506	2097	608
177.3497	4438	1103
179.3488	1029	1223
179.3468	6055	1128

HST

168.5751	1437	222
174.5911	1024	70
174.5911	2367	82
175.657	1285	70
175.657	1632	63
175.732	1559	73
175.732	1972	85
175.7898	1521	93
175.86	1606	80

OHP

173.35	6335	207
174.35	2100	210
174.35	8392	210

TIRGO

168.43	1350
--------	------

Annexe C

Eléments orbitaux de la comète 46P/Wirtanen

46P/Wirtanen

Epoch 1997 Mar. 13.0 TT = JDT 2450520.5

T 1997 Mar. 14.1501 TT

q	1.063769	(2000.0)		P	Q
n	0.1806387	Peri.	356.3419	+0.1972458	-0.9594660
a	3.099289	Node	82.2051	+0.9045350	+0.0989370
e	0.656770	Incl.	11.7224	+0.3780351	+0.2638873
P	5.46				

From observations 1991-1997, mean residual 0".9.

Orbital elements from MPC 29285.

Source Union Astronomique Internationale : MPC 29285

Annexe D

Le problème des deux corps. Le mouvement Képlérien perturbé.

Le but de cette annexe est l'étude formelle des effets d'une accélération non-gravitationnelle sur le mouvement d'un noyau (ou d'un fragment de noyau) de comète. Il va donc s'agir de quantifier l'impact de cette perturbation sur les éléments orbitaux, habituellement utilisés pour définir une orbite. Afin de conserver à l'ensemble une certaine cohérence, un bref rappel sur le mouvement képlérien est d'abord présenté. Ce rappel permet de démontrer des relations qui interviendront dans le calcul perturbatif présenté par la suite.

Des exposés complets concernant le mouvement képlérien et les perturbations peuvent être trouvés dans [Duriez(1989)] et [Danjon(1959)].

D.1 Rappels élémentaires sur les ellipses

Quelques notions élémentaires sur la géométrie des ellipses sont rassemblées ici sous la forme d'un petit formulaire, de manière à introduire les notations utilisées.

Sur la figure D.1, on définit usuellement les quantités suivantes :

- u : anomalie excentrique
- v : anomalie vraie
- $a = AC = A'C$: demi grand-axe
- $b = BC$: demi petit-axe
- $e = c/a$: excentricité ($c = CF = F'C$)

On rappelle également que pour une ellipse, $0 < e < 1$.

L'équation d'une ellipse en coordonnées polaires est :

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v} = \frac{b^2/a}{1 + e \cos v} \quad (\text{D.1})$$

ou encore :

$$r = a(1 - e \cos u) \quad (\text{D.2})$$

p est appelé le paramètre.

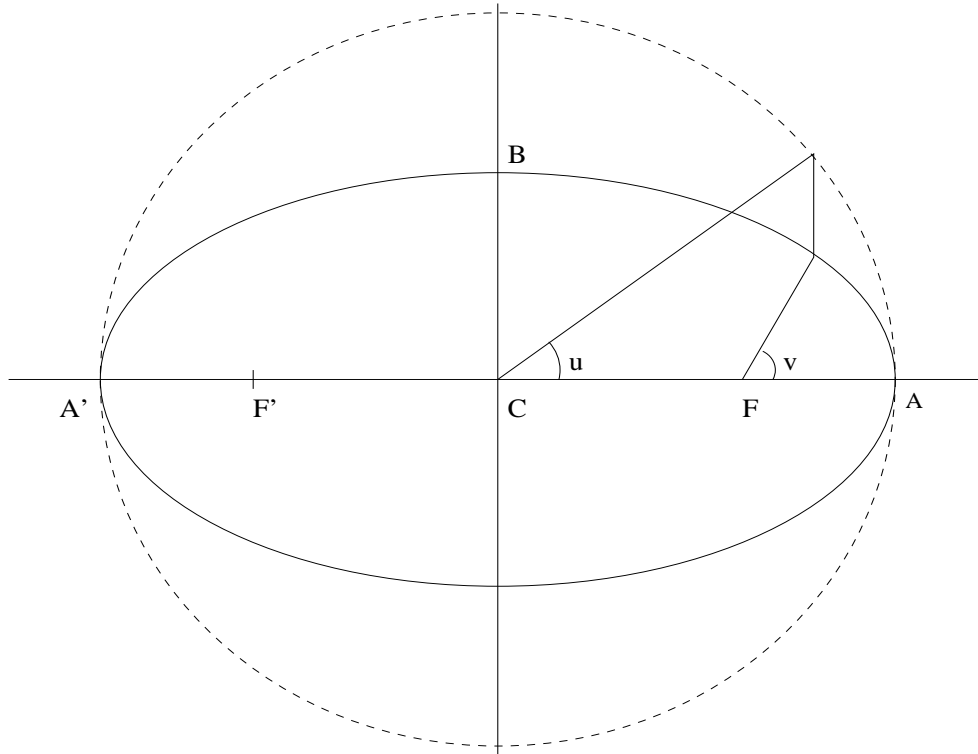


FIG. D.1 – Une ellipse avec différents paramètres utilisés pour la définir

D.2 Le mouvement képlérien

Partant de la formulation générale du mouvement képlérien, nous allons démontrer quelques relations reliant les paramètres dynamiques du problème et les éléments orbitaux.

D.2.1 Approche dynamique : la trajectoire

On considère ici deux corps de masse m_1 et m_2 . Leurs positions dans l'espace sont repérées par rapport à une origine quelconque par les deux vecteurs \vec{r}_1 et \vec{r}_2 . Soit $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$. La loi de la gravité de Newton nous enseigne que :

$$\ddot{\vec{r}} = -\frac{G(m_1 + m_2)}{r^3}\vec{r} \quad (\text{D.3})$$

avec :

$$\begin{aligned} \vec{r} &= r\vec{u} \quad (\vec{u} \text{ est un vecteur unitaire}) \\ \dot{\vec{r}} &= \dot{r}\vec{u} + r\dot{\vec{u}} \\ \ddot{\vec{r}} &= \ddot{r}\vec{u} + 2\dot{r}\dot{\vec{u}} + r\ddot{\vec{u}} \end{aligned}$$

En fait, nous venons déjà de particulariser un peu le problème. Dans sa formulation la plus

générale, le problème keplérien va s'écrire :

$$\ddot{\vec{r}} = -\frac{\mu}{r^3}\vec{r} = \vec{\nabla}\left(\frac{\mu}{r}\right) \quad (\text{D.4})$$

Ici, nous avons $\mu = G(m_1 + m_2)$, mais μ peut prendre une forme plus complexe dans certains cas.

On appelle *intégrale première du mouvement* toute quantité qui se conserve durant le mouvement. Une de ces constantes peut être obtenue par :

$$\begin{aligned} \dot{\vec{r}} \cdot \left[\ddot{\vec{r}} - \vec{\nabla}\left(\frac{\mu}{r}\right) \right] &= 0 \Rightarrow \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \|\dot{\vec{r}}\|^2 - \frac{\mu}{r} \right) = 0 \\ \Rightarrow h &= \frac{1}{2} \|\dot{\vec{r}}\|^2 - \frac{\mu}{r} = \text{cste}. \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

Il s'agit de l'énergie qui est conservée durant le mouvement.

Une deuxième intégrale première est le moment cinétique :

$$\vec{r} \wedge \ddot{\vec{r}} = \vec{0} \Rightarrow \frac{d}{dt} (\vec{r} \wedge \dot{\vec{r}}) = \vec{0} \Rightarrow \vec{C} = \vec{r} \wedge \dot{\vec{r}} = \text{cste} \quad (\text{D.6})$$

Si on pose $\vec{C} = C\vec{k}$, l'équation précédente montre que $\vec{r} \cdot \vec{k} = 0$, si C est non nul. Le mouvement est donc confiné dans un plan et grâce à $\dot{\vec{r}} = \dot{r}\vec{u} + r\dot{\vec{u}}$, on retrouve $C = r^2\|\dot{\vec{u}}\|$, c'est à dire la loi des aires.

Une troisième intégrale première est obtenue en calculant :

$$\begin{aligned} \ddot{\vec{r}} \wedge \vec{C} &= -\frac{\mu}{r^2}\vec{u} \wedge (\vec{r} \wedge \dot{\vec{r}}) \\ &= -\frac{\mu}{r^2}\vec{u} \wedge [r\vec{u} \wedge (\dot{r}\vec{u} + r\dot{\vec{u}})] \\ &= -\mu\vec{u} \wedge (\vec{u} \wedge \dot{\vec{u}}) \end{aligned}$$

On développe le double produit vectoriel, et on aboutit à :

$$\ddot{\vec{r}} \wedge \vec{C} = \mu\dot{\vec{u}} = \frac{d}{dt} (\dot{\vec{r}} \wedge \vec{C})$$

D'où l'existence d'un vecteur constant \vec{E} :

$$\vec{E} = \frac{\dot{\vec{r}} \wedge \vec{C}}{\mu} - \dot{\vec{u}} \quad (\text{D.7})$$

Projetons à présent \vec{E} sur \vec{u} :

$$\begin{aligned} \vec{E} \cdot \vec{u} &= \frac{1}{\mu} (\dot{\vec{r}} \wedge \vec{C}) \cdot \vec{u} - 1 \\ &= \frac{1}{\mu r} (\vec{r} \wedge \dot{\vec{r}}) \cdot \vec{C} - 1 \\ &= \frac{C^2}{\mu r} - 1 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow r(1 + \vec{E} \cdot \vec{u}) = \frac{C^2}{\mu} \quad (\text{D.8})$$

On retrouve la relation D.1 en posant $p = C^2/\mu$, $\|\vec{E}\| = e$ et $(\vec{E}, \vec{u}) = v$.

On vient de redémontrer que la trajectoire est une ellipse, dont un foyer est occupé par le centre de masse de m_1 et m_2 . Les relations du type de celles que nous venons d'établir vont nous être très précieuses par la suite. En effet, elles permettent de passer des éléments dynamiques du problème aux éléments géométriques qui définissent l'orbite.

Afin de trouver une autre relation de ce type, écrivons :

$$\begin{aligned} \vec{E} \wedge \vec{C} &= \frac{1}{\mu} (\dot{\vec{r}} \wedge \vec{C}) \wedge \vec{C} - \vec{u} \wedge \vec{C} \\ &= \frac{1}{\mu} [(\dot{\vec{r}} \cdot \vec{C}) \vec{C} - C^2 \dot{\vec{r}}] - \vec{u} \wedge \vec{C} \\ &= -p \dot{\vec{r}} - \vec{u} \wedge \vec{C} \\ \Leftrightarrow p \dot{\vec{r}} &= \vec{C} \wedge (\vec{u} + \vec{E}) \end{aligned}$$

Soit, en élevant au carré :

$$\begin{aligned} p^2 \|\dot{\vec{r}}\|^2 &= C^2 (1 + 2\vec{u} \cdot \vec{E} + e^2) \\ &= C^2 (1 + 2(\frac{C^2}{\mu r} - 1) + e^2) \\ &= C^2 (e^2 - 1 + \frac{2C^2}{\mu r}) \\ \Rightarrow h &= \frac{\mu}{2p} (e^2 - 1) \Rightarrow e^2 = 1 + \frac{2hp}{\mu} \end{aligned}$$

Il est de nouveau possible de former une relation liant paramètres dynamiques et géométriques :

$$a = \frac{p}{1 - e^2} = -\frac{\mu}{2h} \quad (\text{D.9})$$

D.2.2 Le mouvement sur la trajectoire

Introduisons un changement de variable :

$$dt = r d\tau \quad (\text{D.10})$$

$$\frac{d}{d\tau} = r \frac{d}{dt} \quad (\text{D.11})$$

$$\frac{d^2}{d\tau^2} = r^2 \frac{d^2}{dt^2} + r \dot{r} \frac{d}{dt} \quad (\text{D.12})$$

On introduit r' et r'' :

$$r' = \frac{dr}{d\tau} = r \dot{r} \quad (\text{D.13})$$

$$r'' = r^2 \ddot{r} + r \dot{r}^2 \quad (\text{D.14})$$

Utilisons les dérivées successives de $\vec{u} \cdot \vec{u} = 1$, à savoir $\vec{u} \cdot \dot{\vec{u}} = 0$ et $\vec{u} \cdot \ddot{\vec{u}} = -\|\dot{\vec{u}}\|^2$. On calcule alors :

$$\ddot{\vec{r}} \cdot \vec{u} = (\ddot{r}\vec{u} + 2\dot{r}\dot{\vec{u}} + r\ddot{\vec{u}}) \cdot \vec{u} = \ddot{r} - r\dot{\vec{u}}^2 = \frac{-\mu}{r^2} \quad (\text{D.15})$$

De même,

$$\dot{\vec{r}}^2 = \dot{\vec{r}} \cdot \dot{\vec{r}} = \dot{r}^2 + r^2\dot{\vec{u}}^2 = \frac{2\mu}{r} + 2h \quad (\text{D.16})$$

On va donc pouvoir expliciter r'' .

$$r'' = r\dot{r}^2 + r^2\ddot{r} \quad (\text{D.17})$$

$$r'' = r(\dot{\vec{r}}^2 - r^2\|\dot{\vec{u}}\|^2) + r^2\left(\frac{-\mu}{r^2} + r^2\|\dot{\vec{u}}\|^2\right) \quad (\text{D.18})$$

$$r'' = 2hr + \mu \quad (\text{D.19})$$

Il s'agit d'une équation différentielle tout à fait classique, dont la solution est de la forme :

$$r = -\frac{\mu}{2h} + c_1 \exp(\sqrt{2h}\tau) + c_2 \exp(-\sqrt{2h}\tau) \quad (\text{D.20})$$

On pose alors $u = \sqrt{2h}\tau$. Soit T_p l'instant du passage au périhélie. A cet instant, on a $r(T_p) = q$ et $r'(T_p) = 0$. On fixe $\tau = 0 = u$ à ce même moment. Ces conditions nous permettent de déterminer c_1 et c_2 , et d'écrire finalement :

$$r = -\frac{\mu}{2h}(1 - e \cos u) \quad (\text{D.21})$$

Reste à faire intervenir le temps. C'est possible en écrivant :

$$t - T_p = \int_0^\tau r d\tau' \quad (\text{D.22})$$

ce qui donne directement :

$$(t - T_p) \left(-\frac{2h\sqrt{2h}}{\mu} \right) = u - e \sin u \quad (\text{D.23})$$

On pose alors :

$$n = -\frac{2h\sqrt{2h}}{\mu} \quad (\text{D.24})$$

Nous pouvons également définir l'anomalie $M(t)$, appelée *anomalie moyenne*, qui vérifie :

$$M(t) = n(t - T_p) \quad (\text{D.25})$$

n est usuellement appelé *moyen mouvement*.

Notons bien que les trois anomalies v , u et M s'annulent en même temps à T_p . La troisième loi de Képler s'écrit alors :

$$n^2 a^3 = \mu \quad (\text{D.26})$$

Récapitulons les différentes relations obtenues qui vont nous être utiles par la suite :

$$\begin{cases} \mu &= n^2 a^3 \\ r &= p/(1 + e \cos v) = a(1 - e \cos u) \\ a &= p/(1 - e^2) = -\mu/2h \\ p &= b^2/a = C^2/\mu \end{cases} \quad (\text{D.27})$$

D.2.3 Éléments orbitaux

Nous pouvons maintenant définir les éléments orbitaux de l'ellipse.

- i est appelé *l'inclinaison*,
- ω est appelé *argument du périhélie*,
- Ω est appelé *longitude de la ligne des nœuds*,
- T_p est la *date de passage au périhélie*,
- e est *l'excentricité* de l'orbite,
- q est la *distance au périhélie*.

Nous remarquons que ces éléments sont au nombre de six, ce qui revient à dire qu'ils forment une base de l'espace des phases tout à fait équivalente mathématiquement à la base canonique $(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$.

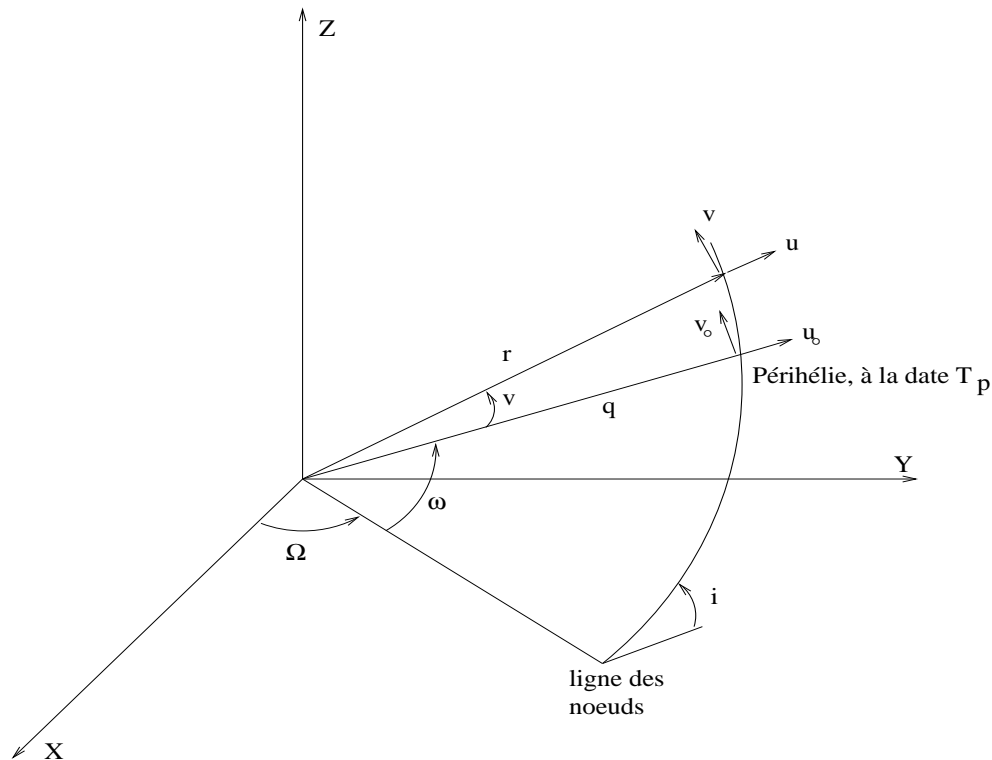


FIG. D.2 – Paramètres orbitaux d'une orbite elliptique.

D.3 Le mouvement képlérien perturbé

Maintenant que nous avons formé les relations liant paramètres orbitaux et dynamiques, il est possible d'étudier l'effet d'une perturbation, due par exemple à l'action d'une force non-gravitationnelle.

Dans un esprit simplificateur, nous présentons ici le calcul du cas où la perturbation ne s'exerce que dans le plan orbital. Ses deux composantes seront notées A_r et A_p , A_r étant la composante suivant le rayon vecteur et A_p lui étant perpendiculaire, dans le sens direct. Soient V_r et V_p les deux composantes de la vitesse orbitale suivant les mêmes directions. Elles sont données par les relations suivantes :

$$V_r = \frac{dr}{dt} = \frac{nae \sin v}{\sqrt{1-e^2}} \quad (\text{D.28})$$

$$V_p = r \frac{dv}{dt} = \frac{C}{r} \quad (\text{D.29})$$

Soit encore, en utilisant les relations de D.27 :

$$V_r = \frac{\mu e \sin v}{C} \quad (\text{D.30})$$

$$V_p = \frac{\mu(1+e \cos v)}{C} \quad (\text{D.31})$$

L'idée de la démonstration est de chercher à expliciter les variations des composantes V_r et V_p de la vitesse de manière à exprimer les variations des éléments orbitaux en fonction du temps. Etant donné les définitions de A_r , A_p , V_r et V_p , on peut écrire directement :

$$dV_r = A_r dt \quad (\text{D.32})$$

$$dV_p = A_p dt \quad (\text{D.33})$$

Les équations D.29 et D.33 fournissent une relation qui nous sera utile par la suite :

$$dC = A_p r dt \Rightarrow \frac{dC}{C} = \frac{A_p r dt}{na^2 \sqrt{1-e^2}} = \frac{A_p r dt}{na p} \sqrt{1-e^2} = \frac{A_p \sqrt{1-e^2} dt}{na(1+e \cos v)} \quad (\text{D.34})$$

Remarquons qu'à l'instant de la perturbation, la longitude héliocentrique du corps considéré n'est pas perturbée. Cela signifie que si l'anomalie vraie v varie, cela est dû au déplacement de la longitude du périhélie ω , d'où : $dv = -d\omega$. Multiplions par C les équations D.28 et D.29, et prenons à présent la dérivée logarithmique des relations obtenues. Il vient :

$$\frac{de \sin v - ed\omega \cos v}{e \sin v} = \frac{dC}{C} + \frac{A_r \sqrt{1-e^2} dt}{nae \sin v} \quad (\text{D.35})$$

$$\frac{de \cos v + ed\omega \sin v}{1+e \cos v} = \frac{dC}{C} + \frac{A_p r dt}{C} \quad (\text{D.36})$$

Multiplions D.35 par $e \sin v$ et D.36 par $1+e \cos v$. En injectant D.34 dans la seconde relation, il vient :

$$\frac{de}{dt} \sin v - e \frac{d\omega}{dt} \cos v = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na} \left(\frac{A_p r e \sin v}{p} + A_r \right) \quad (\text{D.37})$$

$$\frac{de}{dt} \cos v + e \frac{d\omega}{dt} \sin v = \frac{2A_p \sqrt{1-e^2}}{na} \quad (\text{D.38})$$

Il ne reste plus qu'à résoudre le système ainsi formé en $\frac{de}{dt}$ et $\frac{d\omega}{dt}$. On obtient par simple combinaison linéaire :

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na} \left\{ A_p \left(\frac{re}{p} \sin^2 v + 2 \cos v \right) + A_r \sin v \right\} \quad (\text{D.39})$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} \left\{ A_p \left(1 + \frac{r}{p} \right) \sin v - A_r \cos v \right\} \quad (\text{D.40})$$

Remarquons qu'en utilisant D.1, il vient :

$$\frac{re}{p} \sin^2 v + 2 \cos v = \cos u + \cos v = \frac{p}{er} - \frac{r}{ea}$$

ce qui permet de réécrire D.39 sous la forme :

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} \left\{ A_p \left(\frac{p}{r} - \frac{r}{a} \right) + A_r e \sin v \right\} \quad (\text{D.41})$$

Il est assez facile d'établir $\frac{da}{dt}$. Il faut revenir à la définition du paramètre p de l'ellipse, et en prendre la dérivée logarithmique.

$$\begin{aligned} p &= a(1-e^2) = \frac{C^2}{\mu} \\ \frac{da}{a} - \frac{2ede}{1-e^2} &= \frac{2dC}{C} \end{aligned} \quad (\text{D.42})$$

on multiplie alors par a/dt , et on obtient, en utilisant D.34 :

$$\frac{da}{dt} = 2a \frac{A_p r}{na^2 \sqrt{1-e^2}} + \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}} \left\{ A_r e \sin v + A_p \left(\frac{p}{r} - \frac{r}{a} \right) \right\} \quad (\text{D.43})$$

Après développement et regroupement des termes, il vient sans peine :

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}} \left\{ \frac{A_p p}{r} + A_r e \sin v \right\} \quad (\text{D.44})$$

Les variations de l'anomalie moyenne M sont plus difficiles à obtenir. Il convient de définir d'abord la longitude moyenne $\tilde{\lambda}$:

$$\tilde{\lambda} = M + \omega \quad (\text{D.45})$$

$$= nt + \tilde{\lambda}_0 \quad (\text{D.46})$$

où $\tilde{\lambda}_0$ est la valeur de $\tilde{\lambda}$ à $t = 0$. On différencie et on introduit une nouvelle quantité $d\varepsilon$:

$$\begin{aligned} d\tilde{\lambda} &= ndt + tdn + d\tilde{\lambda}_0 \\ d\varepsilon = tdn + d\tilde{\lambda}_0 &\Rightarrow \frac{d\tilde{\lambda}}{dt} = n + \frac{d\varepsilon}{dt} \end{aligned} \quad (\text{D.47})$$

Or,

$$\frac{d\tilde{\lambda}}{dt} = \frac{dM}{dt} + \frac{d\omega}{dt}$$

il vient donc :

$$\frac{dM}{dt} = n + \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{d\omega}{dt} \quad (\text{D.48})$$

Reste à estimer $d\varepsilon/dt$... Pour cela, écrivons d'abord :

$$d\varepsilon = \delta M + d\omega$$

$$M = u - e \sin u \Rightarrow d\varepsilon = \delta u \overbrace{(1 - e \cos u)}^{=r/a} - de \sin u + d\omega \quad (\text{D.49})$$

On peut démontrer par ailleurs que :

$$\tan \frac{u}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan \frac{v}{2} \quad (\text{D.50})$$

Prenons la dérivée logarithmique de cette relation,

$$\frac{\delta u}{\sin u} = -\frac{d\omega}{\sin v} - \frac{de}{1-e^2}$$

ce qui peut encore s'écrire :

$$\frac{\delta u}{\sin u} = -\frac{d\omega}{\sin v} - \frac{ade}{p} \quad (\text{D.51})$$

On peut alors injecter D.51 dans D.49 et diviser par dt , ce qui donne :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{r}{a} \left\{ \frac{\sin u}{\sin v} \frac{d\omega}{dt} + \frac{a}{p} \sin u \frac{de}{dt} \right\} - \sin u \frac{de}{dt} + \frac{d\omega}{dt} \quad (\text{D.52})$$

On peut donc à présent former dM/dt :

$$\frac{dM}{dt} = n - \frac{r \sin u}{a \sin v} \left\{ \frac{d\omega}{dt} + \frac{a}{p} \sin v \frac{de}{dt} \right\} - \sin u \frac{de}{dt} \quad (\text{D.53})$$

Or, on peut relier $\sin v$ et $\sin u$ par la relation suivante :

$$\sin u = \frac{r}{p} \sqrt{1-e^2} \sin v \quad (\text{D.54})$$

que l'on peut injecter dans D.53 :

$$\frac{dM}{dt} = n - \sqrt{1-e^2} \frac{d\omega}{dt} + \frac{r}{p} \sqrt{1-e^2} \left\{ \frac{d\omega}{dt} \left(\frac{p}{r} - \frac{r}{a} \right) - \frac{de}{dt} \left(1 + \frac{r}{p} \right) \sin v \right\} \quad (\text{D.55})$$

On remplace alors de/dt et $d\omega/dt$ par D.41 et D.40. Après développement et simplifications, on obtient finalement :

$$\frac{dM}{dt} = n - \sqrt{1-e^2} \frac{d\omega}{dt} - 2 \frac{r A_r}{n a^2} \quad (\text{D.56})$$

On a finalement établi 4 relations qui nous fournissent les variations de a , e , ω et M en fonction du temps :

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}} \left\{ \frac{A_p p}{r} + A_r e \sin v \right\} \quad (\text{D.57})$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} \left\{ A_p \left(\frac{p}{r} - \frac{r}{a} \right) + A_r e \sin v \right\} \quad (\text{D.58})$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} \left\{ A_p \left(1 + \frac{r}{p} \right) \sin v - A_r \cos v \right\} \quad (\text{D.59})$$

$$\frac{dM}{dt} = n - \sqrt{1-e^2} \frac{d\omega}{dt} - 2 \frac{r A_r}{na^2} \quad (\text{D.60})$$

Annexe E

L'algorithme d'Adams-Bashforth

Ce schéma multi-pas de résolution d'équations différentielles est aussi connu sous le nom de *méthode explicite d'Adams*. Il s'applique aux équations différentielles de la forme :

$$y' = f(t, y) \quad (\text{E.1})$$

Les conditions initiales $y(t_0) = y_0$ sont connues. Soient y_i les approximations aux points $t_i = t_0 + ih$ de la solution exacte de E.1. On note alors $f_i = f(t_i, y_i)$.

Pour établir le schéma multi-pas, [Hairer et al.(1987)] écrit E.1 sous la forme :

$$y(t_{n+1}) = y(t_n) + \int_{t_n}^{t_{n+1}} f(t', y(t')) dt' \quad (\text{E.2})$$

La démonstration consiste alors à remplacer $f(t', y(t'))$ dans E.2 par une interpolation polynomiale, ce qui permet d'aboutir à :

$$y_{n+1} = y_n + h \sum_{j=0}^{k-1} \gamma_j \nabla^j f_n \quad (\text{E.3})$$

où les coefficients γ_j sont de la forme :

$$\gamma_j = (-1)^j \int_0^1 \binom{-s}{j} ds \quad (\text{E.4})$$

Les premières valeurs des γ_j sont données dans la table E.1. Ces coefficients satisfont à une relation de récurrence :

$$\gamma_m + \frac{1}{2}\gamma_{m-1} + \frac{1}{3}\gamma_{m-2} + \dots + \frac{1}{m+1}\gamma_0 = 1 \quad (\text{E.5})$$

Pour obtenir une relation directement utilisable numériquement, nous allons devoir utiliser la relation de récurrence :

$$\nabla^{j+1} f_n = \nabla^j f_n - \nabla^j f_{n-1} \quad \nabla^0 f_n = f_n \quad (\text{E.6})$$

j	0	1	2	3	4	5	6
γ_j	1	1/2	5/12	3/8	251/720	95/288	19087/60480

TAB. E.1 – Valeurs des coefficients γ_j

Ceci va nous permettre de mettre E.3 sous la forme :

$$y_{n+1} = y_n + h \sum_{j=0}^{k-1} \tilde{\gamma}_j f_j \quad (\text{E.7})$$

où les coefficients $\tilde{\gamma}_j$ sont des combinaisons linéaires des γ_j (voit table E.2).

<i>ordre</i>	N	$N\tilde{\gamma}_j$						
		1	2	3	4	5	6	7
1	1	1						
2	2	3	-1					
3	12	23	-16	5				
4	24	55	-59	37	-9			
5	720	1901	-2774	2616	-1274	251		
6	1440	4277	-7923	9982	-7298	2877	-475	
7	60480	198721	-447288	705549	-688256	407139	-134472	19087

TAB. E.2 – Valeurs des coefficients $\tilde{\gamma}_j$

On obtient ainsi :

$$\text{ordre 1} \quad y_{n+1} = y_n + hf_n \quad (\text{E.8})$$

$$\text{ordre 2} \quad y_{n+2} = y_{n+1} + \frac{h}{2}(3f_{n+1} - f_n) \quad (\text{E.9})$$

$$\text{ordre 3} \quad y_{n+3} = y_{n+2} + \frac{h}{12}(23f_{n+2} - 16f_{n+1} + 5f_n) \quad (\text{E.10})$$

$$\text{ordre 4} \quad y_{n+4} = y_{n+3} + \frac{h}{24}(55f_{n+3} - 59f_{n+2} + 37f_{n+1} - 9f_n) \quad (\text{E.11})$$

En pratique, l'ordre 4 constitue un bon compromis entre la précision et le temps de calcul. Les trois premiers pas sont calculés en utilisant successivement les relations d'ordre 1, 2 et 3.

Bibliographie

- [Barnard(1889)] Barnard, E. E., 1889, Discovery and observations of companions to comet 1889 ... (Brooks July 6), *Astron. Nachr.*, *122*, 267–268, d’après Sekanina (1977).
- [Barnard(1900)] Barnard, E. E., 1900, The double head of comet a 1899 (Swift), *Astron. J.*, *20*, 60.
- [Barnard(1908)] Barnard, E. E., 1908, Secondary nucleus to comet 1906 (Kopff’s, March 3), *Astron. J.*, *25*, 83–84.
- [Barnard(1916)] Barnard, E. E., 1916, Mellish’s comet (1915a), *Astron. J.*, *29*, 40.
- [Barnard(1917)] Barnard, E. E., 1917, Observations of comet 1915e (Taylor), *Astron. J.*, *30*, 25–29.
- [Benkhoff(1998)] Benkhoff, J., Influence of the energy input on the vapor flux and on the temperature distribution of comet nuclei, in *Annales Geophysicæ*, éd. E. G. Society, vol. 16, C 1010, 1998.
- [Benner et McKinnon(1995)] Benner, L. A. M., et W. B. McKinnon, 1995, On the orbital evolution and origin of comet Shoemaker-Levy 9, *Icarus*, *118*, 155–168.
- [Beust et al.(1990)] Beust, H., A. Vidal-Madjar, R. Ferlet, et A. M. Lagrange-Henri, 1990, The β -Pictoris circumstellar disk. X - Numerical simulations of infalling evaporating bodies, *Astron. and Astrophys.*, *236*, 202–216.
- [Beyer(1955)] Beyer, M., 1955, Physische Beobachtungen von Kometen. IX, *Astron. Nachr.*, *282*, 145–147, d’après Sekanina (1977).
- [Bönnhardt et al.(1995)] Bönnhardt, H., H. U. Kaufl, R. Keen, P. Camilleri, J. Carjavel, et A. Hale, 1995, Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3, *IAU Circ. No 6274*.

- [Bönnhardt et al.(1997)] Bönnhardt, H., J. Babion, et R. M. West, 1997, An optimized detection technique for faint moving objects on a star-rich background. A search for the nucleus of comet 46P/Wirtanen, *Astron. and Astrophys.*, 320, 642–651.
- [Bingham et al.(1997)] Bingham, R., J. M. Dawson, V. D. Shapiro, D. A. Mendis, et B. J. Kellett, 1997, Generation of X-rays from comet C/Hyakutake 1996 B2, *Science*, 275, 49–51.
- [Bingham et al.(1998)] Bingham, R., J. M. Dawson, V. D. Shapiro, D. A. Mendis, et B. J. Kellett, 1998, Production of X-rays by comet Hyakutake, *Advances in Space Research*, 22, 1043–1047.
- [Bortle et al.(1976)] Bortle, J., S. O’Meara, P. McKinnon, D. Somers, D. Welch, R. Dick, F. Lossing, S. Murrell, C. Knuckles, E. J. Reese, J. S. Neff, D. A. Ketelsen, V. V. Smith, G. H. Herbig, D. Duncan, D. Soderblom, F. Pilcher, P. Maley, et K. Ikeya, 1976, Comet 1975n, *IAU Circ. No 2927*.
- [Brownlee et al.(1980)] Brownlee, D. E., L. Pilachowski, E. Olszewski, et P. W. Hodge, Analysis of interplanetary dust collections, in *Solid articles in the solar system*, édés. I. Halliday et B. MacIntosh, 333–342, D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, 1980.
- [Brownlee(1985)] Brownlee, D., 1985, Cosmic dust : collection and research, *Ann. Rev. Earth and Plane. Sci.*, 13, 147–173.
- [Cabot(1996)] Cabot, H., *Analyse des courbes de lumière et interprétation de l’activité des comètes lointaines : Application à la comète P/Schwassmann-Wachmann 1*, Thèse de doctorat, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l’Environnement, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 1996.
- [Chen et Jewitt(1994)] Chen, J., et D. Jewitt, 1994, On the rate at which comets split, *Icarus*, 108, 265–271.
- [Colom et al.(1999)] Colom, P., E. Gérard, J. Crovisier, D. Bockelée-Morvan, N. Biver, et H. Rauer, 1999, Observations of the OH radical in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) with the Nançay radio telescope, *Earth, Moon and Planets*, sous presse.
- [Crovisier et al.(1995)] Crovisier, J., N. Biver, D. Bockelée-Morvan, P. Colom, E. Gérard, L. Jorda, et H. Rauer, 1995, Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3, *IAU Circ. No 6227*.
- [Crovisier et al.(1996)] Crovisier, J., D. Bockelée-Morvan, E. Gérard, H. Rauer, N. Biver, P. Colom, et L. Jorda, 1996, What happened to comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3?, *Astron. and Astrophys.*, 310, L17–L20.

- [Danjon(1959)] Danjon, A., *Astronomie Générale*, Albert Blanchard, Paris, 1959.
- [Dello Russo et al.(1997)] Dello Russo, N., M. J. Mumma, M. A. DiSanti, K. Magee-Sauer, R. Novak, et T. Rettig, 1997, Comet C/1995 O1 Hale-Bopp, *IAU Circ. No 6682*.
- [Delsemme et Miller(1971)] Delsemme, A. H., et D. C. Miller, 1971, Physico-chemical phenomena in comets. III The continuum of comet Burnham (1960 II), *Planet. Space Sci.*, *19*, 1229–1257.
- [Delsemme(1982)] Delsemme, A. H., Chemical composition of cometary nuclei, in *Comets*, éd. L. L. Wilkening, 85–130, The University of Arizona Press, Tucson, 1982.
- [Dion Cassius(env 200)] Dion Cassius, *Hist. Rom.*, vol. LIV, 29,8, env. 200.
- [Donn et Rahe(1982)] Donn, B., et J. Rahe, Structure and origin of cometary nuclei, in *Comets*, éd. L. L. Wilkening, 203–226, The University of Arizona Press, Tucson, 1982.
- [Duriez(1989)] Duriez, L., Le problème des deux corps revisité, in *Les méthodes modernes de la mécanique céleste (Goutelas 1989)*, éd. D. Benest et C. Froeschlé, 9–34, 1989.
- [Edgeworth(1949)] Edgeworth, K. E., 1949, The origin and evolution of the solar system, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, *109*, 600–609.
- [Engelhardt (von)(1888)] Engelhardt (von), B., 1888, Beobachtungen des Cometen 1888 ... (Sawerthal), *Astron. Nachr.*, *119*, 79–80, d'après Sekanina (1977).
- [Enzian et al.(1996a)] Enzian, A., H. Cabot, et J. Klinger, 1996a, A 2 1/2 D thermodynamic model of cometary nuclei : I. Application to the activity of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1, *Astron. and Astrophys.*, *319*, 995–1006.
- [Enzian(1997)] Enzian, A., *Modélisation multidimensionnelle du comportement thermodynamique des noyaux de comètes*, Thèse de doctorat, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 1997.
- [Everhart(1982)] Everhart, E., Evolution of long- and short-period orbits, in *Comets*, éd. L. L. Wilkening, 659–664, The University of Arizona Press, Tucson, 1982.
- [Fanale et Salvail(1984)] Fanale, F. P., et J. R. Salvail, 1984, An idealized short period comet model : Surface insolation, H₂O flux, dust flux, and mantle evolution, *Icarus*, *60*, 476–511.

- [Feldman et al.(1993)] Feldman, P. D., J. B. McPhate, H. W. Moos, H. Beust, R. Ferlet, A. Lecavelier, A. Vidal-Madjar, A. M. Lagrange-Henri, J. J. Lissauer, M. Deleuil, C. Gry, L. M. Hobbs, et M. A. McGrath, 1993, HST observations of the gas around β -Pictoris : additional evidence for infalling evaporating bodies, *American Astronomical Society Meeting*, 183, 4108+.
- [Goidet-Devel(1994)] Goidet-Devel, B., *Polarisation et intensité du rayonnement diffusé par la surface des astéroïdes et la poussière des comètes*, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1994.
- [Goldreich et Ward(1973)] Goldreich, P., et W. R. Ward, 1973, The formation of planetesimals, *Astrophys. J.*, 183, 1051–1062.
- [Greenberg et Hage(1990)] Greenberg, J. M., et J. I. Hage, 1990, From interstellar dust to comets : A unification of observational constraints, *Astrophys. J.*, 361, 260–274.
- [Greenberg(1996)] Greenberg, J. M., Comet as samplers of interstellar dust, in *NATO Summer-school on Interstellar Dust*, éd. J. M. Greenberg, 443–458, Kluwer Academic Publishers, 1996.
- [Guillemin(1875)] Guillemin, A., *Les comètes*, Hachette, Paris, 1875.
- [Hage et Greenberg(1990)] Hage, J. I., et J. M. Greenberg, 1990, Optical properties of fluffy particles, *Astrophys. J.*, 361, 251–259.
- [Hairer et al.(1987)] Hairer, E., S. Nørsett, et G. Wanner, *Solving Ordinary Differential Equations I Nonstiff problems*, vol. 8 of *Springer Series in Comput. Mathematics*, Springer-Verlag, 2e édition, 1987.
- [Harmon et al.(1997)] Harmon, J. K., S. J. Ostro, L. A. M. Benner, K. D. Rosema, R. F. Jurgens, R. Winkler, D. K. Yeomans, D. Choate, R. Cormier, J. D. Giorgini, D. L. Mitchell, P. W. Chodas, R. Rose, D. Kelley, M. A. Slade, et M. L. Thomas, 1997, Radar detection of the nucleus and coma of comet Hyakutake C/1996 B2, *Science*, 278, 1921–1923.
- [Harris et al.(1996)] Harris, W. M., F. Scherb, J. W. Percival, et K. Nordsieck, 1996, Comet C/1996 B2, *IAU Circ. No 6360*.
- [Hartley et Russel(1982)] Hartley, M., et K. S. Russel, 1982, Comet Hartley 1982b and 1982c, *IAU Circ. No 3663*.
- [Haynes et al.(1992)] Haynes, D. R., N. J. Tro, et S. M. George, 1992, Condensation and evaporation of H₂O on ice surfaces, *J. Phys. Chem.*, 96, 8502–8509.

- [Hubbard(1854)] Hubbard, J. S., 1854, On the orbit of Biela's comet in 1846-46, *Astron. J.*, 3, 89-94.
- [Hughes et McBride(1992)] Hughes, D. W., et N. McBride, 1992, Short period comet splitting, *Journal of the Br. Astron. Assoc.*, 102, 265-268.
- [Hughes(1991)] Hughes, D. W., 1991, Comet Halley's outburst, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 251, 26p-29p.
- [Innes(1901)] Innes, R. T. A., 1901, Observations of comet 1901 I, *Astron. Nachr.*, 156, 203-208, d'après Sekanina (1977).
- [J. A. Biretta et al.(1996)] J. A. Biretta et al., *WFPC2 Instrument Handbook, Version 4.0*, STScI, Baltimore, copyright ©1996 by STScI, 1996.
- [Jahn(1996)] Jahn, J., 1996, Comet C/1996 Q1 (Tabur), *IAU Circ. No 6464*.
- [Jeffers et Klemola(1958)] Jeffers, H. M., et A. R. Klemola, 1958, Observations of comets and of Object Schubart, *Astron. J.*, 63, 249-251.
- [Jewitt et Luu(1992)] Jewitt, D. C., et J. X. Luu, 1992, 1992 QB1, *IAU Circ. No 5611*.
- [Jorda(1995)] Jorda, L., *Atmosphères cométaires : interprétation des observations dans le visible et comparaison avec les observations radio*, Thèse de doctorat, Observatoire de Paris-Meudon, Université de Paris VII, 1995.
- [Kary et Dones(1996)] Kary, D. M., et L. Dones, 1996, Capture statistics of short-period comets : implications for comets D/Shoemaker-Levy 9, *Icarus*, 121, 207-224.
- [Keller et al.(1987)] Keller, H. U., W. A. Delamere, W. F. Huebner, H. J. Reitsema, H. U. Schmidt, F. L. Whipple, K. Wilhelm, W. Curdt, R. Kramm, N. Thomas, C. Arpigny, C. Barbieri, R. M. Bonnet, S. Cazes, M. Coradini, C. B. Cosmovici, D. W. Hughes, C. Jamar, D. Malaise, K. Schmidt, W. K. H. Schmidt, et P. Seige, 1987, Comet Halley's nucleus and its activity, *Astron. and Astrophys.*, 187, 807-823.
- [Keller(1995)] Keller, H. U., in *SP 302*, 39, ESA, Münster, 1995.
- [Kührt et al.(1997)] Kührt, E., J. Knollenberg, et H. Keller, 1997, Physical risks of landing on a cometary nucleus, *Planet. Space Sci.*, 45, 665-680.

- [Kjeldsen et Böhnhardt(1998)] Kjeldsen, H., et H. Böhnhardt, 1998, First ESO image of new comet 1998 P1, *Communiqué de presse ESO, 1998*, (31/98), disponible via internet : <http://www.eso.org>.
- [Klinger et al.(1996)] Klinger, J., A. C. Levasseur-Regourd, N. Bouziani, et A. Enzian, 1996, Towards a model of cometary nuclei for engineering studies for future space missions to comets, *Planet. Space Sci.*, 44, (7), 637–654.
- [Krasnopolsky(1997)] Krasnopolsky, V. A., 1997, On the nature of soft X ray radiation in comets, *Icarus*, 128, 368–385.
- [Krasnopolsky(1998)] Krasnopolsky, V., 1998, Excitation of X rays in comet Hyakutake (C/1996 B2), *Journal of Geophysical Research*, 103, 2069.
- [Kresak et al.(1984)] Kresak, L., A. Carusi, E. Perozzi, et G. B. Valsecchi, 1984, Periodic comets Neujmin 3 and Van Biesbroeck, *IAU Circ. No 3940*.
- [Kresak(1987)] Kresak, L., 1987, The 1808 apparition and the long-term physical evolution of periodic comet Grigg-Skjellerup, *Astronomical Institutes of Czechoslovakia, Bulletin*, 38, 65–75.
- [Kreutz(1860)] Kreutz, H., 1860, Untersuchungen über das Cometensystem 1843 I, 1880 I und 1882 II, *Publ. Sternw. Kiel*, (3), 1–111, d’après Sekanina (1977).
- [Kronk(1984)] Kronk, G. K., *Comets, a descriptive catalogue*, Enslow Publishers, Hillside, 1984.
- [Kuchling(1985)] Kuchling, F., *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harri Deutsch, Thun and Frankfurt, 1985.
- [Kuiper(1951)] Kuiper, G. P., On the origin of the solar system, in *Astrophysics*, eds. J. A. Hynek, 357–427, McGraw-Hill, New York, 1951.
- [Kunt(1993)] Kunt, M., *Traitement numérique des images*, vol. 2 of *Traitement de l’information*, Presses polytechniques et universitaires romandes, 1993.
- [Laffont et al.(1998)] Laffont, C., P. Rousselot, J. Clairemidi, et G. Moreels, 1998, Condensations and diffuse sources of C₂ in comet Hyakutake (C/1996 B2), *Planet. Space Sci.*, 46, 585–601.
- [Laffont(1998)] Laffont, C., *Etude d’émissions gazeuses dans les régions internes de trois comètes : Halley, C/1996 B2 Hyakutake et C/1995 O1 Hale-Bopp*, Thèse de doctorat,

Université Paris 6, 1998.

- [Lamy et al.(1998)] Lamy, P. L., I. Toth, L. Jorda, H. A. Weaver, et M. A'Hearn, 1998, The nucleus and inner coma of comet 46P/Wirtanen, *Astron. and Astrophys.*, *335*, L25–L29.
- [Larson et al.(1986)] Larson, S., D. Levy, A. Klemola, W.Landgraf, et J. C. Merlin, 1986, Periodic comet Ciffreo 1985p, *IAU Circ. No 4158*.
- [Lebedinets(1992)] Lebedinets, V. N., 1992, A possible cause of the fragmentation of cometary nuclei, *Astronomicheskii Vestnik*, *26*, 102–108.
- [Lecacheux et al.(1996)] Lecacheux, J., L. Jorda, A. Enzian, J. Klinger, F. Colas, E. Frappa, et P. Laques, 1996, Comet C/1996B2, *IAU Circ. No 6354*.
- [Levasseur-Regourd et al.(1993)] Levasseur-Regourd, A. C., B. Goidet, T. Le Duin, C. Malique, J. B. Renard, et J. L. Bertaux, 1993, Short Communication : Optical probing of dust in comet Grigg-Skellerup from the Giotto spacecraft, *Planet. Space Sci.*, *41*, 167–169.
- [Levasseur-Regourd(1998)] Levasseur-Regourd, A. C., 1998, Zodiacal light, certitudes and questions, *Earth, Planet. Space*, *50*, 607–610.
- [Liais(1860)] Liais, E., 1860, Observations astronomiques et physiques sur la comète découverte à Olinda le 26 Février 1860, et éléments de la même comète, *Compt. Rend.*, *50*, 1089–1093, d'après Sekanina (1977).
- [Lisse et al.(1996a)] Lisse, C., K. Dennerl, et J. Schmitt, 1996a, Comet 1996 B2, *IAU Circ. No 6350*.
- [Lisse et al.(1996b)] Lisse, C., M. Mumma, R. Petre, K. Dennerl, J. Schmitt, J. Englhauser, et J. Truemper, 1996b, Comet 1996 B2, *IAU Circ. No 6373*.
- [Luthen et al.(1994)] Luthen, H., M. Jager, M. Varady, P. Pravec, et D. D. Balam, 1994, Periodic comet Machholz 2 (1994o), *IAU Circ. No 6066*.
- [Luu et Jewitt(1991)] Luu, J., et D. Jewitt, 1991, Periodic comet Chernykh 1991o, *IAU Circ. No 5347*.
- [Luu et Jewitt(1993)] Luu, J., et D. Jewitt, 1993, Comet Shoemaker-Levy 1993e, *IAU Circ. No 5730*.

- [Marsden et al.(1973)] Marsden, B., Z. Sekanina, et D. K. Yeomans, 1973, Comets and nongravitational forces. V., *Astron. J.*, 78, 211–225.
- [Marsden et Williams(1996)] Marsden, B. G., et G. V. Williams, *Catalogue of cometary orbits*, International Astronomical Union (CBAT - MPC), Cambridge, 11e édition, 1996.
- [Marsden(1967)] Marsden, B. G., 1967, The sungrazing comet group. I, *Astron. J.*, 72, (9), 1170–1183.
- [Marsden(1988)] Marsden, B. G., 1988, Comets Levy (1988e) and Shoemaker-Holt (1988g), *IAU Circ. No 4615*.
- [Marsden(1989)] Marsden, B. G., 1989, The sungrazing comet group. II, *Astron. J.*, 98, (6), 2306–2321.
- [Marsden(1996)] Marsden, B., 1996, Comet Hyakutake C/1996 B2, *IAU Circ. No 6304*.
- [McBride et al.(1997)] McBride, N., S. F. Green, A. C. Levasseur-Regourd, B. Goidet-Devel, et J. Renard, 1997, The inner dust coma of comet 26P/Grigg-Skjellerup : multiple jets and nucleus fragments ?, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 289, 535–553.
- [Meech et al.(1988)] Meech, K., A. Hale, C. S. Morris, et S. Korth, 1988, Comet Wilson 1986l, *IAU Circ. No 4552*.
- [Mouillet et al.(1997)] Mouillet, D., J. D. Larwood, J. C. B. Papaloizou, et A. M. Lagrange, 1997, A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the β pictoris disc, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 292, 896.
- [Nakamura et al.(1996)] Nakamura, T., S. Nakano, Y. Hyakutake, T. Kojima, Y. Ikari, et R. H. McNaught, 1996, Comet 1996 B2, *IAU Circ. No 6299*.
- [Nakano et Sugie(1997)] Nakano, S., et A. Sugie, 1997, Comet C/1996 J1 Evans-Drinkwater, *IAU Circ. No 6653*.
- [Nemtchinov et al.(1997)] Nemtchinov, I. V., V. V. Shuvalov, I. B. Kosarev, N. A. Artem'eva, I. A. Trubetskaya, V. V. Svetsov, B. A. Ivanov, T. V. Loseva, G. Nemkum, G. Hahn, et D. Niem, 1997, Assessment of comet Shoemaker-Levy 9 fragment sizes using light curves measured by Galileo spacecraft instruments, *Planet. Space Sci.*, 45, (3), 311–326.
- [Oort(1950)] Oort, J. H., 1950, The structure of the cometary cloud surrounding the solar system and a hypothesis concerning its origin, *Bull. Astron. Neth.*, 11, 91–110.

- [Pingré(1783)] Pingré, A. G., *Cométographie ou traité historique des comètes*, Imprimerie royale, Paris, 1783.
- [Pohn(1965)] Pohn, H. A., 1965, Comet Ikeya-Seki (1965f), *IAU Circ. No 1937*.
- [Pons(1829)] Pons, J. L., 1829, ?, *Astron. Nachr.*, ?, ?, d'après Kresak (1987).
- [Pravec et al.(1994a)] Pravec, P., A. Hale, C. S. Morris, J. D. Shanklin, et G. Kronk, 1994a, Periodic comet Machholz 2 (1994o), *IAU Circ. No 6090*.
- [Pravec et al.(1994b)] Pravec, P., W. Johnson, T. Puckett, J. Armstrong, M. Marcus, et M. Jager, 1994b, Periodic comet Machholz 2 (1994o), *IAU Circ. No 6071*.
- [Pravec et Johnson(1994)] Pravec, P., et W. Johnson, 1994, Periodic comet Machholz 2 (1994o), *IAU Circ. No 6070*.
- [Press et al.(1986)] Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, et B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran 77*, Cambridge University Press, Cambridge, 2e édition, 1986.
- [Ricco(1890)] Ricco, A., 1890, Osservazioni della cometa 1889 IV, *Astron. Nachr.*, 123, 205–208, d'après Sekanina (1977).
- [Rickman(1989)] Rickman, H., 1989, The nucleus of comet 1P/Halley : surface structure, mean density, gas and dust production, *Adv. Space Research*, 9, (3), 59–71.
- [Rodionov et al.(1998)] Rodionov, A. V., L. Jorda, G. H. Jones, J. F. Crifo, F. Colas, et J. Lecacheux, 1998, Comet Hyakutake gas arcs : First observational evidence of standing shock waves in a cometary coma, *Icarus*, 136, 232–267.
- [Roemer(1965)] Roemer, E., 1965, Observations of comets and minor planets, *Astron. J.*, 70, 397–402.
- [Roemer(1971)] Roemer, E., 1971, Comet notes, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 83, 232–234, d'après Sekanina (1977).
- [Sagdeev et al.(1988)] Sagdeev, R. Z., P. E. Elyasberg, et V. I. Moroz, 1988, Is the nucleus of comet Halley a low density body?, *Nature*, 240–242.
- [Sato et al.(1995)] Sato, H., S. Nakano, et Y. Hyakutake, 1995, Comet 1995 Y1, *IAU Circ. No 6279*.

- [Scheeres et al.(1998)] Scheeres, D. J., F. Marzari, L. Tomasella, et V. Vanzani, 1998, Rosetta mission : satellite orbits around a cometary nucleus, *Planet. Space Sci.*, *46*, 649–671.
- [Schleicher et Millis(1996)] Schleicher, D., et R. Millis, 1996, Comet C/1996 B2, *IAU Circ. No 6344*.
- [Schüller(1930)] Schüller, F., 1930, Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3, *IAU Circ. No 288*.
- [Scotti et al.(1996)] Scotti, J. V., A. Galad, H. Böhnhardt, H. U. Kaufl, J. Chen, D. Jewitt, K. Reinsch, J. Storm, et Z. Sekanina, 1996, Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3, *IAU Circ. No 6301*.
- [Scotti et Jedicke(1994)] Scotti, J. V., et R. Jedicke, 1994, Periodic comet Harrington 1994g, *IAU Circ. No 6089*.
- [Scotti et Sekanina(1995)] Scotti, J. V., et Z. Sekanina, 1995, Comet C/1994 G1 Takamizawa-Levy, *IAU Circ. No 6161*.
- [Scotti(1993)] Scotti, J. V., Computer aided near earth object detection, in *Asteroids, Comets, and Meteors*, eds. A. Milani, 17–30, Kluwer, 1993.
- [Sekanina et al.(1996)] Sekanina, Z., H. A. Weaver, H. E. Matthews, D. Jewitt, M. Senay, T. Owen, J. K. Davies, W. R. F. Dent, N. Biver, D. Bockelée-Morvan, J. Crovisier, H. Rauer, et D. Gautier, 1996, Comet C/1996 B2 Hyakutake, *IAU Circ. No 6363*.
- [Sekanina et Yeomans(1984)] Sekanina, Z., et D. K. Yeomans, 1984, Close encounters and collisions of comets with the earth, *Astron. J.*, *89*, (1), 154–161.
- [Sekanina(1977)] Sekanina, Z., 1977, Relative motion of the split comets I- A new approach, *Icarus*, *30*, 574–594.
- [Sekanina(1978)] Sekanina, Z., 1978, Relative motion of the split comets II- Separation velocities and differential decelerations for extensively observed comets, *Icarus*, *33*, 173–185.
- [Sekanina(1979)] Sekanina, Z., 1979, Relative motion of the split comets III- A test of splitting and comets with suspected multiple nuclei, *Icarus*, *38*, 300–316.
- [Sekanina(1982)] Sekanina, Z., The problem of split comets in review, in *Comets*, eds. L. L. Wilkening, 251–287, The University of Arizona Press, Tucson, 1982.

- [Sekanina(1997)] Sekanina, Z., 1997, The problem of split comets revisited, *Astron. and Astrophys.*, 318, L5–L8.
- [Sekanina(1998)] Sekanina, Z., 1998, Modeling dust halos in comet Hale-Bopp (1995 O1) : Existence of two active nuclei unequivocally implied, *Astrophys. J.*, 509, (2), L133–L136.
- [Sekanina(1999)] Sekanina, Z., 1999, Multiple fragmentation of comet Machholz 2 (P/1994 P1), *Astron. and Astrophys.*, 342, 285–299.
- [Sénèque(env 64)] Sénèque, *De Cometis in Nat. Quaest.*, vol. 7, traduit du Grec par P. Holtramare, Questions Naturelles, Les Belles Lettres, Paris, 1961, env. 64.
- [Shoemaker et al.(1993)] Shoemaker, C. S., E. M. Shoemaker, D. H. Levy, J. V. Scotti, P. Bendjoya, et J. Mueller, 1993, Comet Shoemaker-Levy 1993e, *IAU Circ. No 5725*.
- [Tozzi et al.(1996a)] Tozzi, G. P., G. B. Field, F. Mannucci, P. Patriarchi, et R. M. Stanga, Observations and interpretation of the fragments of comet C/1996 B2 (Hyakutake)., in *Bull. Am. Astron. Soc.*, vol. 28, 1089, 1996a.
- [Tozzi et al.(1996b)] Tozzi, G. P., F. Lisi, E. Oliva, et P. Patriarchi, 1996b, Comet C/1996 B2, *IAU Circ. No 6357*.
- [Van Biesbroeck(1949)] Van Biesbroeck, G., 1949, Observations of comets, *Astron. J.*, 54, 81–87, d'après Sekanina (1977).
- [Weaver et al.(1994)] Weaver, H. A., P. D. Feldman, M. P. A'Hearn, C. Arpigny, R. A. Brown, E. F. Helin, D. H. Levy, B. G. Marsden, K. J. Meech, S. M. Larson, K. S. Noll, J. V. Scotti, Z. Sekanina, C. S. Shoemaker, E. M. Shoemaker, T. E. Smith, A. D. Storrs, D. K. Yeomans, et B. Zellner, 1994, Hubble Space Telescope observations of comet P/Shoemaker-Levy 9 (1993), *Science*, 263, 787–791.
- [Weidenschilling(1977)] Weidenschilling, S. J., 1977, Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 180, 57–70.
- [Weidenschilling(1994)] Weidenschilling, S. J., 1994, Origin of cometary nuclei as *rubble piles*, *Nature*, 368, 721–723.
- [Weissman(1982)] Weissman, P. R., Dynamical history of the Oort cloud, in *Comets*, eds. L. L. Wilkening, 637–658, The University of Arizona Press, Tucson, 1982.

- [West et Hainault(1996)] West, R., et O. Hainault, 1996, Comet C/1996 B2, *IAU Circ. No 6343*.
- [West(1975)] West, R. M., 1975, Comet 1975n, *IAU Circ. No 2860*.
- [Whipple(1950)] Whipple, F., 1950, A comet model : The acceleration of comet Encke, *Astrophys. J.*, *111*, 375–394.
- [Wirtz(1906)] Wirtz, C. W., 1906, Beobachtungen von kometen, *Astron. Nachr.*, *172*, 185–190, d'après Sekanina (1977).
- [Womack et al.(1996)] Womack, M., M. C. Festou, et S. A. Stern, 1996, Comet C/1996 B2, *IAU Circ. No 6345*.
- [Yoke(1966)] Yoke, H. P., *The astronomical chapters of the Chin Su*, Mouten and Co., Paris, 1966.

Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif des comètes pour lesquelles une fragmentation ou un éclatement (signalé par une étoile en deuxième colonne) a été observé, et pour lesquelles des données sont disponibles. \mathcal{N} est le nombre de fragments observés. Il s'agit évidemment d'une valeur minimale, dans la mesure où d'autres fragments, entourés de mini-comæ moins brillantes ont pu échapper aux observations.	18
1.2	Tableau récapitulatif des comètes pour lesquelles une fragmentation a été suspectée. Cette liste n'est certainement pas exhaustive.	19
1.3	Eléments orbitaux des trois couples de comètes connus, d'après [Marsden et Williams(1996)].	25
1.4	Eléments orbitaux de quelques comètes du groupe de Kreutz.	26
2.1	Récapitulatif des observations du Pic du Midi. Les caractéristiques des filtres indiquées en avant-dernière colonne sont reportées dans la table 2.2. L'exposant R signifie qu'il a été fait usage d'un réducteur de focale.	35
2.2	Caractéristiques des filtres utilisés lors des observations au Pic du Midi : λ_{moyen} est la longueur d'onde moyenne du filtre, λ_{max} est le maximum de transmission, $\delta\lambda$ est la bande passante. Les filtres DH et $G6$ sont aussi appelés <i>filtre R large</i> et <i>Gunn Z</i> . Le nombre d'images prises avec chaque filtre est indiqué en dernière colonne, avec entre parenthèse le nombre de nuits sur lesquelles ces images sont réparties.	37
2.3	Récapitulatif des observations de La Palma. Les caractéristiques des filtres indiquées en avant-dernière colonne sont reportées dans la table 2.4.	37
2.4	Caractéristiques des filtres utilisés lors des observations à La Palma. Les notations utilisées sont identiques à celles utilisées dans la table 2.2.	38
2.5	Récapitulatif des observations utilisées du HST. Les caractéristiques des filtres indiquées en avant-dernière colonne sont reportées dans la table 2.6. La première valeur de l'échelle correspond au mode haute-résolution (<i>mode planétaire</i>), tandis que le second correspond au mode <i>champ large</i>	39
2.6	Caractéristiques des filtres utilisés lors des observations du HST ; λ_{moyen} est la longueur d'onde moyenne du filtre, λ_{max} est le maximum de transmission, $\delta\lambda$ est la bande passante, <i>Transmission</i> est la taux de transmission du filtre à la longueur d'onde λ_{max}	41
2.7	Récapitulatif des observations faites à l'Observatoire de Haute-Provence et au Gornergrat.	41

3.1	Paramètres des différentes simulations effectuées dans le cadre de l'étude de sensibilité.	73
3.2	Paramètres des fragments simulés.	76
3.3	Caractéristiques des différents fragments simulés pour la comète Hyakutake. . . .	78
4.1	Résumé des missions spatiales ayant pour cible des comètes. A l'heure de la rédaction, seules les sondes Stardust et Deep Space 1 ont été lancées. De plus, il n'est pas certain que les missions Deep Space 1 et Smart 1 soient effectivement dirigées vers des comètes. L'avenir de la sonde ST4/Champollion semble également compromis.	85
4.2	Dates d'émission des fragments simulés.	88
4.3	Représentation semi-quantitative de la probabilité de présence d'un fragment. L'ordre de grandeur de la probabilité est indiquée par des signes -,=,+ , signifiant respectivement que la probabilité est plus faible que dans les autres régions, du même ordre, ou plus importante (typiquement d'un facteur 10). La dernière colonne donne les dates correspondant aux différents cas étudiés pour la comète 46P/Wirtanen.	104
E.1	Valeurs des coefficients γ_j	133
E.2	Valeurs des coefficients $\tilde{\gamma}_j$	133

Table des figures

1.1	Extrait du plus ancien atlas cométaire connu. Il s'agit d'une classification des comètes en fonction de leur aspect (29 types différents au total). Peinture sur soie (Tianwen qixiang zazhan 168 avant JC).	2
1.2	Gravure du milieu du XIX ^e siècle, représentant une comète en train de détruire la Terre, sous l'œil amusé du Soleil.	4
1.3	Scène de panique collective, au XIX ^e siècle. Des paysans chinois allument des feux, et font exploser des pétards, dans le but d'effrayer la comète, pour la faire fuir, et éloigner le danger de leur village.	5
1.4	Le noyau de la comète de Halley vu par la sonde européenne Giotto ([Keller et al.(1987)]).	7
1.5	Image de β -Pictoris, prise avec le télescope de 3,6 m de l'ESO (La Silla), dans la bande <i>J</i> . Le champ mesure environ 250×250 UA ([Mouillet et al.(1997)]).	13
1.6	Gauche : poussière interplanétaire, mesurant $10 \mu\text{m}$, collectée par un avion dans la stratosphère (document NASA). Droite : représentation d'un agrégat de cent grains de matière interstellaire. Selon le modèle de [Greenberg(1996)], chaque grain serait constitué d'un noyau de silicates, enrobé d'une couche de glace d'eau, et de matières volatiles en phase glacée. La taille typique d'un tel agrégat est de $3 \mu\text{m}$	14
1.7	Illustration de la différence entre la fragmentation et l'éclatement d'un noyau cométaire.	17
1.8	Nombre de comètes fragmentées par décennie, de 1800 à la date de la rédaction. Seules trois fragmentations ont été recensées avant 1800, en -371, -11 et 1680. Le biais observationnel est mis en évidence par l'augmentation de ce nombre avec le temps. L'absence d'observations durant les années 20 et 30 (seule une détection non confirmée en 1930), correspond à la période de la première guerre mondiale, puis à la crise économique mondiale.	20

1.9	Exemples de fragmentation. <i>En haut, à gauche</i> : la comète C/1998 P1 Williams. On voit très bien un fragment dans la direction anti-solaire par rapport au noyau (document ESO). <i>En haut, à droite</i> : la comète C/1994 G1 Takamizawa-Levy (Photo J. Scotti, Spacewatch Telescope) : un seul fragment accompagne le noyau ; il se trouve dans la direction anti-solaire par rapport au noyau, à environ 20 000 km de celui-ci. <i>Au milieu, à gauche</i> : la comète P/1994 P1 Machholz 2, qui s'était séparée en 5 fragments, répandus le long de l'orbite (d'après [Sekanina(1999)]). <i>Au milieu, à droite</i> : la comète 73P/Schwassmann-Wachmann 3, dont les fragments se situaient sur la ligne Soleil-Comète (document ESO). <i>En bas</i> : la comète Shoemaker-Levy 9, avant sa collision avec Jupiter (Photo J. Lecacheux et F. Colas, Pic du Midi) : le noyau de la comète s'est littéralement disloqué, et les fragments sont répartis le long de l'orbite de la comète.	21
1.10	La comète Hale-Bopp fin mars 1997 (photographie personnelle).	23
1.11	La comète Hale-Bopp le 01 avril 1997. Remarquer les structures en forme d'arc (Image Observatoire du Pic du Midi, F. Colas et J. Lecacheux).	24
2.1	La comète Hyakutake le soir du 23 mars 1996, au Pic du Midi. Le champ est de 20 degrés.	31
2.2	Représentation tri-dimensionnelle du passage de la comète Hyakutake dans le voisinage de la Terre. Remarquer la faible distance géocentrique ainsi que l'évolution rapide de la position relative de la comète par rapport à la Terre. (<i>Document Planétarium de Saint-Etienne</i>).	32
2.3	Deux différents arcs visibles dans la chevelure de la comète Hyakutake. Images prises avec le télescope de 105 centimètres du Pic du Midi, aux soirs du 23 mars (droite) et du 25 mars 1996 (gauche). Un filtre (C ₂ + poussières) a été utilisé. Le Soleil est à gauche.	34
2.4	Le télescope de 105 centimètres du Pic du Midi.	36
2.5	Le <i>Nordic Optical Telescope</i> à La Palma.	38
2.6	Schéma d'ensemble de la caméra WFPC-2 du Télescope Spatial Hubble ([J. A. Biretta et al.(1996)]).	40
2.7	Schéma optique de la caméra WFPC-2 ([J. A. Biretta et al.(1996)]).	40
2.8	La comète C/1996 B2 Hyakutake, avec le télescope de 105 centimètres du Pic du Midi, le 22 mars 1996 à 23h 56mn 30s. Le filtre "DH" (filtre R large) était utilisé. Les dimensions de l'image sont 9800 × 11760 kilomètres. Le Soleil est à gauche. On voit clairement la déformation de la coma, qui s'allonge dans la direction anti-solaire (vers la droite sur l'image).	43
2.9	La comète C/1996 B2 Hyakutake, avec le télescope NOT, à La Palma, le 28,0 mars 1996 TU. Un filtre continuum a été utilisé. Cette image est en fait une mosaïque de trois images prises séparément afin de mieux couvrir tout le champ. L'image représente 30 000 kilomètres sur chaque côté à la distance de la comète. La direction du Soleil est à gauche (flèche noire). Trois <i>condensations lumineuses</i> sont très bien visibles (cercles blancs). Après traitement, trois autres condensations deviennent visibles.	44

2.10	Coupe d'une image prise au Pic du Midi, le 25 mars 1996, à 04h 31mn 42s TU, avec le filtre R large. Le Soleil est à gauche. On met en évidence le fait que la luminosité de la coma ne suit pas une loi en $1/d$, ce qui est particulièrement visible dans la direction anti-solaire. Remarquer les épaulements dans la direction anti-solaire (à droite).	46
2.11	Effets des différents traitements évoqués sur une image (voir texte). 1 : image brute; 2 : soustraction d'un masque flou; 3 : soustraction d'un masque médian; 4 : soustraction d'un profil en $1/d^\alpha$ (image restreinte arbitrairement autour des fragments); 5 : traitement polynomial. Les deux flèches indiquent les épaulements visibles dans la coma. Le Soleil est toujours à gauche. Une coupe de l'image selon la ligne Soleil-comète est superposée à chaque image (ligne noire).	49
2.12	Géométrie de l'ensemble Soleil - Terre - Comète - Fragment, et effet de projection des distances. Les distances ne sont pas à l'échelle sur cette figure; $d_{réelle}$ est la distance réelle entre le noyau et le fragment, d_{obs} est la distance observée par effet de projection.	52
2.13	Evolution de la distance au noyau des condensations observées dans la coma en fonction du temps, pour les six différents filtres utilisés au Pic du Midi. Les distances sont corrigées de l'effet de projection. Les périodes pour lesquelles aucune observation n'est disponible sont grisées.	54
2.14	Evolution de la distance au noyau des condensations observées dans la coma en fonction du temps, pour les trois différents filtres utilisés à l'observatoire de La Palma. Les distances sont corrigées de l'effet de projection. Les périodes pour lesquelles aucune observation n'est disponible sont grisées.	55
2.15	Evolution de la distance au noyau des condensations observées dans la coma en fonction du temps, pour les deux différents filtres utilisés par le Télescope Spatial Hubble. Les distances sont corrigées de l'effet de projection. Les périodes pour lesquelles aucune observation n'est disponible sont grisées.	56
2.16	Evolution de la distance au noyau de l'ensemble des condensations observées en fonction du temps.	57
3.1	Forces s'exerçant sur deux fragments, ou sous-noyaux : F_{gs} et F_{gf} sont la gravité du Soleil et la gravité mutuelle des fragments; F_{ng} sont les forces non-gravitationnelles que subissent les fragments.	59
3.2	Rapport η de la pression de radiation et de la gravité solaire, représenté en fonction du produit ρr de la masse volumique et du rayon des fragments considérés.	60
3.3	Deux fragments caractérisés par le même produit ρr ne peuvent pas être séparés par l'action des seules FNG (gauche). En revanche, un fragment dont le produit ρr est petit par rapport à celui du noyau sera entraîné par les FNG dans la direction anti-solaire (droite). Les ANG sont symbolisées par les flèches.	62
3.4	Comparaison des différents termes du bilan d'énergie en fonction de la température. La somme de ces deux termes est en pointillé.	63
3.5	Les deux fragments dans le référentiel de leur centre de gravité G. Les ANG sont notées $A_{NG,1}$ et $A_{NG,2}$, et sont représentées par des flèches.	65

3.6	Evolution de la distance entre le noyau et le fragment, dans le cas d'une rupture survenant le 21 mars 1996, pour différentes valeurs des paramètres physiques. L'évolution de notre fragment de référence est représentée en bas à gauche (voir tableau 3.1). 1 : $al = 0,15$, rayon=10 m (ligne continue), rayon=8,5 m (pointillés); 2 : $\epsilon = 0,7$ (ligne continue); 3 : $\rho=600 \text{ kg.m}^{-3}$, rayon=10 m (ligne continue), rayon=5 m (pointillés); 4 : $\rho=800 \text{ kg.m}^{-3}$, rayon=10 m (ligne continue), rayon=3,5 m (pointillés); 5 : $\kappa=0,1$ avec accumulation de poussière (ligne continue); 6 : $\kappa=0,1$ sans accumulation de poussière (ligne continue); 7 : $\kappa=10$ sans accumulation de poussière (ligne continue).	72
3.7	Cas de référence : différence entre les deux approches : <i>pointillés</i> : mouvement képlérien perturbé, <i>ligne continue</i> : intégration vectorielle directe.	75
3.8	Les huit directions d'émission simulées (haut), et les trajectoires des huit fragments simulés, dans le plan orbital (bas), dans le voisinage immédiat du noyau (gauche), à plus grande échelle (droite). Le Soleil est à droite. On remarque que le fragment émis face au Soleil retombe sur le noyau.	77
3.9	Ajustement des données par le modèle. Sept fragments sont nécessaires, afin de reproduire les observations. La position du fragment est supposée coïncider avec le centre photométrique des condensations lumineuses.	79
3.10	Courbe de lumière de la comète C/1996 B2 Hyakutake, établie d'après 88 relevés de magnitudes visuelles. La corrélation entre le sursaut d'activité de la comète, et l'émission du fragment principal est bien visible (Document NASA/JPL).	80
3.11	Produit ρr de la masse volumique et du rayon de chaque fragment en fonction de la date à laquelle le fragment s'est désolidarisé du noyau.	81
3.12	Rayons possibles des fragments en fonction de leur masse volumique.	82
4.1	Le plan orbital de la comète et le plan perpendiculaire au plan orbital, et contenant le Soleil. Les fragments simulés sont émis dans ces deux plans. Les positions initiales à la surface du noyau sont donc situées selon un méridien et un parallèle (voir figure du haut). 36 positions de départ différentes seront envisagées sur le méridien et le parallèle, soit tous les 10 degrés. Les vitesses initiales des fragments dans le référentiel du noyau seront orientées normalement à la surface de celui-ci.	87
4.2	Illustration du découpage des plans de la figure 4.1 en petites cellules de contrôle. La dimension de chaque cellule peut prendre n'importe quelle valeur. Ici, elle a été arbitrairement fixée à 1 km^2	88
4.3	Densité surfacique de probabilité de passage, dans le plan orbital.	91
4.4	Densité surfacique de probabilité de passage, dans le plan perpendiculaire.	92
4.5	Vitesse moyenne, dans le plan orbital.	93
4.6	Vitesse moyenne, dans le plan perpendiculaire.	94
4.7	Impulsion moyenne, dans le plan orbital.	95
4.8	Impulsion moyenne, dans le plan perpendiculaire.	96
4.9	Energie cinétique moyenne, dans le plan orbital.	97
4.10	Energie cinétique moyenne, dans le plan perpendiculaire.	98
4.11	Temps moyen de résidence par unité de surface, dans le plan orbital.	99
4.12	Temps moyen de résidence par unité de surface, dans le plan perpendiculaire.	100

4.13	Densité surfacique de probabilité de présence, dans le plan orbital.	101
4.14	Densité surfacique de probabilité de présence, dans le plan perpendiculaire. . . .	102
4.15	Délimitation des cinq zones autour du noyau cométaire. Le rayon du cercle IV-V correspond à 10 fois le rayon du noyau.	104
D.1	Une ellipse avec différents paramètres utilisés pour la définir	123
D.2	Paramètres orbitaux d'une orbite elliptique.	127

Tables and figures captions

Tables captions

- 1.1 Summary table of the comets for which a fragmentation or a splitting (indicated by a star in second column) has been observed, and for which data are available. \mathcal{N} is the number of fragments observed. It is obviously a minimal value, because other fragments, surrounded by smaller mini-comæ could remain undetected.
- 1.2 Summary table of the comets for which a fragmentation has been suspected. This list is certainly not exhaustive.
- 1.3 Orbital elements of the three known comet pairs, from [Marsden et Williams(1996)].
- 1.4 Orbital elements of a few comets of the Kreutz group.

- 2.1 Summary of the observations performed at the Pic du Midi observatory. The characteristics of the filters in the penultimate column are given in table 2.2. The R exponent means that a focal reducer has been used.
- 2.2 Characteristics of the filters that were used at the Pic du Midi observatory : λ_{moyen} is the mean wavelength of the filter, λ_{max} is the wavelength of the maximum of the transmission rate, $\delta\lambda$ is the full width at middle height. The filters DH and $G6$ are also referred as *wide R filter* and *Gunn Z*. The numbers of images performed through each filter is given in the last column. The number of nights during which these images have been performed is indicated in parenthesis.
- 2.3 Summary of the observations performed at the La Palma observatory. The characteristics of the filters in the penultimate column are given in table 2.4.
- 2.4 Characteristics of the filters that were used at the La Palma observatory. The notations used are identical to that of table 2.2.
- 2.5 Summary of the observations performed with the HST, that have been used. The characteristics of the filters in the penultimate column are given in table 2.6. The first value of the scale corresponds to the high resolution mode (*planetary mode*), whereas the second corresponds to the *wide field*.
- 2.6 Characteristics of the filters that were used with the HST, λ_{moyen} is the mean wavelength of the filter, λ_{max} is the wavelength of the maximum of transmission, $\delta\lambda$ is the full width at middle height, *Transmission* is the transmission rate at λ_{max} .
- 2.7 Summary of the observations performed at the Observatoire de Haute-Provence and at the Gornergrat observatory.

- 3.1 Parameters of the different simulations performed for the sensitivity study.
 - 3.2 Parameters of the simulated fragments.
 - 3.3 Characteristics of the different fragments that were simulated for comet Hyakutake.
-
- 4.1 List of the space missions to comets. At the date of drafting, only Stardust and Deep Space 1 were launched. Moreover, it is not sure that the missions Deep Space 1 and Smart 1 will be actually directed towards comets. ST4/Champollion appears to be also uncertained.
 - 4.2 Separation dates of the simulated fragments.
 - 4.3 Semi-quantitative representation of the probability of presence of a fragment. The order of magnitude of the probability is indicated by signs -,=,+ , meaning respectively that the probability is smaller than in the other areas, of the same order, or more significant (typically of a factor of 10). The last column indicates the dates corresponding to the various configurations studied for comet 46P/Wirtanen.
-
- E.1 Values of the coefficients γ_i .
 - E.2 Values of the coefficients $\tilde{\gamma}_j$.

Figures captions

- 1.1 Excerpt from the oldest known cometary atlas. This is a classification based on the shape of the coma (29 shapes on the whole). Painting on silk (Tianwen qixiang zazhan, 168 B.C.).
- 1.2 Illustration (the middle of the XIX^e century) showing a comet hitting the Earth.
- 1.3 Scene of collective panic, in XIX^e century. Chinese peasants light fires, and explode blasts, in order to frighten the comet, to make it flee, and move away the danger from their village.
- 1.4 The nucleus of the Halley comet, observed by the european Giotto spacecraft ([Keller et al.(1987)]).
- 1.5 Image of β -Pictoris, performed with the 3.6 meters telescope of ESO (La Silla), in the J band. The field is 250×250 AU ([Mouillet et al.(1997)]).
- 1.6 **Left** : interplanetary dust, measuring $10 \mu\text{m}$, collected by plane, in the stratosphere (NASA). **Right** : illustration of a cluster of one hundred interstellar dust grains. According to the model of [Greenberg(1996)], each grain is made of a silicate core, coated by a layer of water ice and volatile in solid phase. The typical size of such a cluster is $3 \mu\text{m}$.
- 1.7 Illustration of the difference between a fragmentation and a splitting of a cometary nucleus.
- 1.8 Number of split or fragmented comets per decade, from 1800 to the date of drafting. Only three fragmentations were listed before 1800, into -371, -11 and 1680. Observational bias is highlighted by the increase of this number with time. The absence of observations during the Twenties and Thirties (only a detection not confirmed in 1930), corresponds to the period of the First World War, then with the world economic crisis.
- 1.9 Examples of fragmentation. *Upper left* : comet C/1998 P1 Williams. A fragment can be seen in the anti-solar direction with respect to the nucleus (ESO). *Upper right* : comet C/1994 G1 Takamizawa-Levy (J. Scotti, Spacewatch Telescope) : a fragment is also vi-

- sible in the anti-solar direction, 20 000 km from the nucleus. *Middle left* : comet P/1994 P1 Machholz 2, that splitted in 5 fragments, that are distributed along the orbit (Sekanina (1999)). *Middle right* : comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3, which fragments were visible along the radius vector (ESO). *Bottom* : comet Shoemaker-Levy 9, before its collision with Jupiter (J. Lecacheux and F. Colas, Pic du Midi). The nucleus was dislocated, and the fragments were distributed along the orbit.
- 1.10 Comet Hale-Bopp on late March 1997.
- 1.11 Comet Hale-Bopp on April 01, 1997. We can notice the arc structures (Pic du Midi, F. Colas and J. Lecacheux).
- 2.1 Comet Hyakutake on March 23, 1996, from the Pic du Midi. The field of view is 20 degrees.
- 2.2 Tri-dimensional representation of the orbit of comet Hyakutake in the neighbourhood of the Earth. We can notice the small geocentric distance and that the comet moved rapidly with respect to the Earth (Planétarium de Saint-Etienne).
- 2.3 Two different arcs in the coma of comet Hyakutake. Images performed with the 105 cm telescope of the Pic du Midi, on the evening of March 23, 1996 (right) and March 25, 1996 (left). A C₂+dust filter has been used. The Sun is on the left.
- 2.4 The 105 cm telescope of the Pic du Midi.
- 2.5 The *Nordic Optical Telescope* at La Palma.
- 2.6 Concept illustration of the WFPC-2 camera of the Hubble Space Telescope (J.A. Biretta et al. (1996)).
- 2.7 Optical configuration of the WFPC-2.
- 2.8 Image of the comet C/1996 B2 Hyakutake, performed with the 105 cm telescope of the Pic du Midi, on March 22, 1996 at 23h 56 mn 30s UT. The “DH” filter (wide R filter) has been used. The dimensions of the images are 9800 × 11760 kilometers. The Sun is on the left. We can noticed that the coma is deformed and elongated into the anti-solar direction (to the right).
- 2.9 Image of the comet C/1996 B2 Hyakutake, performed with the NOT telescope, at La Palma, on March 28.0, 1996 UT. A continuum filter has been used. This image is in fact a mosaic composed of three images, in order to obtain a larger field of view. The image is 30 000 km on a side. The Sun is on the left (dark arrow). Three *bright condensations* are clearly visible (white circles). After processing, three other condensations became visible.
- 2.10 Luminosity profile of an image from Pic du Midi, performed on March 25, 1996, at 04h 31mn 42s UT, with the wide R filter. The Sun is on the left. We can notice that the luminosity does not decrease as $1/d$, especially in the solar direction. Notice also the two bumps in the anti-solar direction (on the right).
- 2.11 Results of the different image processing method on an image (see text) : **1** : raw image ; **2** : subtraction of a smooth filter ; **3** : subtraction of a median filter ; **4** : subtraction of a $1/d^\alpha$ profile ; **5** : polynomial fits. The two arrows show the condensations. The Sun is on the left. An intensity profile of the image along the Sun-comet line is plotted in each panel (dark line).
- 2.12 Relative geometry of the Sun-comet-fragment system, and projection effect. The distances are not at the same scale ; $d_{réelle}$ is the real distance between the nucleus and the

- fragment, d_{obs} is the observed distance, due to the projection effect.
- 2.13 Evolution with time of the distance to the nucleus of the condensations observed from the Pic du Midi, with the 6 different filters. The distances are corrected for the projection effect. The white areas are the observation periods.
 - 2.14 Evolution with time of the distance to the nucleus of the condensations observed from La Palma, with 3 different filters. The distances are corrected for the projection effect. The white areas are the observation periods.
 - 2.15 Evolution with time of the distance to the nucleus of the condensations observed with the HST, with 2 different filters. The distances are corrected for the projection effect. The white areas are the observation periods.
 - 2.16 Evolution with time of the distance to the nucleus of all the observed condensations.
- 3.1 Forces acting on 2 fragments, or sub-nuclei : F_{gs} and F_{gf} are the gravitational attraction of the Sun and their mutual gravitational attraction ; F_{ng} are the non-gravitational forces (NGF) acting on the fragments.
 - 3.2 Ratio η of the radiation pressure and of the solar gravity, as a function of the product ρr of the density and the radius of the considered fragments.
 - 3.3 Two fragments with the same products ρr can not be separated only by the NGF (left). On the contrary, a fragment which product ρr is smaller than which of the nucleus can be driven away by the NGF into the anti-solar direction (right). The NGA are symbolized by the arrows.
 - 3.4 Comparison of the different parts of the energy balance as a function of the temperature. Their sum is plotted with a dashed line.
 - 3.5 The fragments in the reference frame of their center of mass. The NGE are noted $A_{NG,1}$ and $A_{NG,2}$, and are symbolized by arrows.
 - 3.6 Evolution of the distance between the nucleus and the fragment, for different values of the physical parameters. The separation date is March 21, 1996. The reference case is plotted in the lower left panel (see table 3.1). **1** : $al = 0, 15$, radius=10 m (solid line), radius=8,5 m (dashed line) ; **2** : $\epsilon = 0, 7$ (solid line) ; **3** : $\rho=600 \text{ kg.m}^{-3}$, radius=10 m (solid line), radius=5 m (dashed line) ; **4** : $\rho=800 \text{ kg.m}^{-3}$, radius=10 m (solid line), radius=3,5 m (dashed line) ; **5** : $\kappa=0,1$ with complete dust accumulation (solid line) ; **6** : $\kappa=0,1$ without dust accumulation (solid line) ; **7** : $\kappa=10$ without dust accumulation (solid line).
 - 3.7 Reference case : difference between the two models : *dashed line* : perturbed keplerian motion, *solid line* : direct vectorial integration.
 - 3.8 The eight different directions of ejection (top), and the trajectories of the corresponding fragments (bottom), in the neighbourhood of the nucleus (left) and on longer distances. The Sun is on the right. We can notice that the fragment ejected in the solar direction fell down on the nucleus surface.
 - 3.9 Fit of the whole data set. Seven fragments are needed in order to obtain an excellent agreement with the observations. The position of the fragment is assumed to be the photometric center of the bright condensations.
 - 3.10 Light curve of comet C/1996 B2 Hyakutake, from 88 visual magnitudes. The correlation between the outburst of the comet and the ejection of the main fragment is visible (NASA/JPL).

- 3.11 Products ρr of the density and the radii of the fragments as a function of the separation dates.
 - 3.12 Possible values of the sizes of the seven fragments as a function of the density.
- 4.1 The orbital plane of the comet, and the plane perpendicular to the orbital plane, and containing the Sun. The fragments are ejected in those two planes. Their initial positions at the surface of the nucleus are assumed to be distributed along a meridian and the equator (top figure). 36 different initial positions are considered along the meridian and the equator, every 10 degrees. The initial velocities of the fragments in the reference frame of the nucleus are normal to the nucleus surface.
 - 4.2 The two considered planes are divided in control cells. The dimension of the cells is a free parameter. Here, it has been assumed to be equal to 1 km².
 - 4.3 Surfacic density of probability of passing, in the orbital plane.
 - 4.4 Surfacic density of probability of passing, in the perpendicular plane.
 - 4.5 Mean velocity, in the orbital plane.
 - 4.6 Mean velocity, in the perpendicular plane.
 - 4.7 Mean momentum, in the orbital plane.
 - 4.8 Mean momentum, in the perpendicular plane.
 - 4.9 Mean cinetic energy, in the orbital plane.
 - 4.10 Mean cinetic energy, in the perpendicular plane.
 - 4.11 Mean residence time by surface unit, in the orbital plane.
 - 4.12 Mean residence time by surface unit, in the perpendicular plane.
 - 4.13 Surfacic density of probability of presene, in the orbital plane.
 - 4.14 Surfacic density of probability of presene, in the perpendicular plane.
 - 4.15 Limits of the 5 areas around the nucleus. The radius of the circle IV-V is 10 times the radius of the nucleus.
- D.1 The parameters commonly used to define an ellipse.
 - D.2 Parameters of an elliptic orbit.