

DUPRÉ Fabrice
MARGOT Sylvain

Université Claude Bernard Lyon1
Maîtrise de Physique
2003/2004

La menace des astéroïdes géocroiseurs



Sous la responsabilité de M. Bergeat

Table des matières

Chapitre 1 : Description des astéroïdes	6
I. Historique	7
II. Localisation des astéroïdes	7
III. Dynamique des astéroïdes	10
IV. Caractéristiques physiques	12
Chapitre 2 : Impactisme	16
I. Effets d'un impact sur la Terre	17
II. Composition chimique des météorites	30
III. Impacts célèbres	35
Chapitre 3 : Surveillance et prévention	41
I. Détection des astéroïdes	42
II. Prévention	50
III. Conséquences humaines d'un impact	54
Annexe 1: Quelques astéroïdes	59
Annexe 2: Géocroiseurs	61
Annexe 3: Points de Lagrange	63
Annexe 4: Angle d'impact	71
Annexe 5: Vitesse de propagation des séismes	72
Annexe 6: Méthode de Gauss	79
Annexe 7 : Un peu de poésie	87
Bibliographie – Liens Internet	88

Table des illustrations

Figure 1.1 : Éléments orbitaux d'un astéroïde	8
Figure 1.2 : Les trois familles Apollos, Amors et Atens	10
Figure 1.3 : Lacunes de Kirkwood	10
Figure 1.4 : Répartition des inclinaisons en fonction du demi-grand axe	11
Figure 1.5 : Distribution des albédos géométriques	12
Figure 1.6 : Nombre d'astéroïdes en fonction de leur diamètre	13
Figure 1.7 : Éros	15
Figure 1.8 : Vesta	15
Figure 1.9 : Kléopatra	15
Figure 1.10 : Annefrank	15
Figure 2.1 : Caractéristiques énergétiques moyennes des géocroiseurs	19
Figure 2.2 : Facteur f	20
Figure 2.3 : Magnitude du séisme en fonction de la taille de l'astéroïde	22
Figure 2.4 : Cratères simple et complexe	26
Figure 2.5 : Diamètre du cratère définitif en fonction de la taille de l'astéroïde	27
Figure 2.6 : Meteor Crater	28
Figure 2.7 : Intervalle de temps entre deux collisions similaires	29
Figure 2.8 : Chondres	31
Figure 2.9 : Achondrite	32
Figure 2.10 : Figures de Widmanstätten	32
Figure 2.11 : Lignes de Neumann	33
Figure 2.12 : Pallasite	33
Figure 2.13 : Mésosidélite	34
Figure 2.14 : Lodranite	34
Figure 2.15 : Cratère de Manicouagan	35
Figure 2.16 : Évolution des espèces animales et végétales	36
Figure 2.17 : Cratère de Chicxulub	37
Figure 2.18 : La Tunguska (expédition Kulik de 1928)	38
Figure 2.19 : Cratère de Rochechouart	39
Figure 2.20 : Météorite de Peekskill	39
Figure 2.21 : Météore du Montana	40
Figure 3.1 : Prise de vue en chapelet du géocroiseur 1988 EG	42
Figure 3.2 : Observatoire Haleakala	43
Figure 3.3 : Observatoire de Kitt Peak	44
Figure 3.4 : Télescope de Socorro	44
Figure 3.5 : Télescope de Bisei	45
Figure 3.6 : Télescope du programme LONEOS	45
Figure 3.7 : Observatoire du Mont Bigelow	46
Figure 3.8 : Observatoire de Asiago Cima Ekar	46
Figure 3.9 : Échelle de Turin	48
Figure 3.10 : Scénario du LASER	51
Figure 3.11 : Scénario de la voile solaire	51
Figure 3.12 : Tremblement de terre de Kobé	54
Figure 3.13 : La grande Vague, une des 36 vues du mont Fuji (Hokkusaï)	55
Figure 3.14 : Évacuation de Honolulu en 1986	56

Table des tableaux

Tableau 1 : Répartition des familles d'astéroïdes	9
Tableau 2 : Classes taxonomiques des astéroïdes	13
Tableau 3 : Masses et densités de quelques astéroïdes	14
Tableau 4 : Exposition thermique	21
Tableau 5 : Échelle de Mercali	23
Tableau 6 : Dégâts causés par l'onde de choc	25
Tableau 7 : Phénomènes observés à 1000 km de l'impact	28
Tableau 8 : Classification des météorites	30
Tableau 9 : Classification temporaire des astéroïdes	48
Tableau 10 : Commentaires de l'échelle de Turin	49
Tableau 11 : Comparaison de différentes solutions	53

Introduction

Le 18 mars 2004, un astéroïde de 30 m de diamètre, désigné sous le nom de 2004 FH, est passé à moins de 43 000 km de la Terre. C'est le deuxième passage le plus près de la Terre jamais observé. Les télescopes ne l'avaient détecté que trois jours avant son passage. S'il avait dû s'écraser sur Terre, les gouvernements auraient à peine eu le temps de prévenir et de sécuriser les populations.

Il y a eu trois grands événements majeurs au cours du XX^{ème} siècle qui ont fait prendre conscience du danger des géocroiseurs. Il s'agit de la catastrophe de la Tunguska (1908), de la découverte du cratère de la crise Crétacé-Tertiaire (1980), et de l'impact de la comète Shoemaker-Levy sur Jupiter (1994). Ces trois événements ont clairement démontré que, même si le risque est faible, un géocroiseur de grande taille représente un danger pour la planète entière. Pourtant, les politiques ne veulent pas engager des fonds importants sur la prévention d'un risque qui leur semble aussi minime.

De plus, l'utilisation abusive du danger des astéroïdes dans la culture destinée au grand public tend à décrédibiliser la menace réelle que représenterait un événement de cette envergure.

Les documents scientifiques sur le sujet sont souvent ou trop généraux ou trop précis pour susciter l'intérêt d'une recherche sérieuse. Les nombreux domaines que l'étude de ces corps spatiaux recouvre rendent quasiment impossibles les investigations étendues de ce sujet. Le but de ce travail est de présenter un bilan le plus global possible de façon à répondre à toutes les questions que l'on pourrait se poser sur les géocroiseurs et le phénomène d'impactisme.

Chapitre 1 : Description des astéroïdes



Astéroïde Ida

I. Historique

Le système solaire est composé du Soleil, de neuf planètes principales (Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune et Pluton), de leurs satellites, et d'innombrables corps plus petits. Ces derniers se trouvent concentrés dans la ceinture d'astéroïdes (entre Mars et Jupiter, de 1,5 à 5,2 UA), la ceinture de Kuiper (au-delà de l'orbite de Neptune, de 30 à 55 UA) et dans le nuage de Oort (à partir de 300 UA), d'où proviennent les comètes (Halley, Hale-Bopp, Encke pour les comètes les plus connues).

La loi empirique de Titius-Bode (1772), qui donne la distance des planètes au Soleil, laissait supposer l'existence d'un corps entre Mars et Jupiter, mais aucun astronome ne l'avait encore observé. Elle s'énonce par la progression géométrique suivante :

$$a = 0,4 + 0,3 \times 2^n$$

avec a le demi-grand axe en UA et n le rang de la planète (avec $n = -\infty$ pour Mercure, $n = 0$ pour Vénus...).

Le premier astéroïde découvert, Cérès, observé le 1^{er} janvier 1801 par l'astronome italien Piazzi, confirmait cette loi puisqu'il se trouve à 2,77 UA du Soleil. D'autres corps furent découverts par la suite : Pallas en 1802 et Vesta en 1807 par Olbers, Junon en 1804 par Harding. Le premier astéroïde géocroiseur, Éros, a été découvert en 1898 par Witt. Début 1900, on connaissait 452 astéroïdes, dont la plupart découverts visuellement. Tous possèdent presque le même demi-grand axe (compris entre 2,1 et 3,3 UA), formant ainsi une ceinture d'astéroïdes. Mais la découverte de Neptune (en 1846 par Galle, sur les calculs de Le Verrier) et de Pluton (en 1930 par Tombaugh) devait contredire radicalement la loi de Titius-Bode.

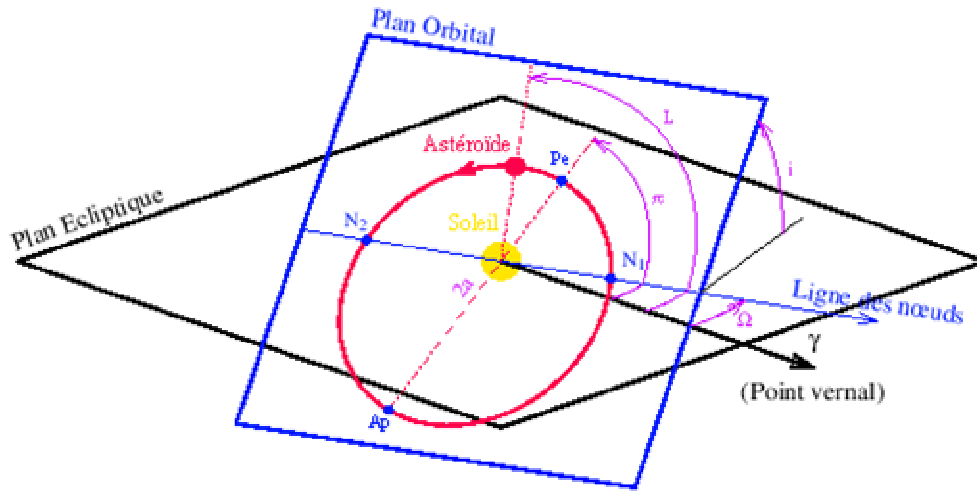
Actuellement, 26 astéroïdes de diamètre supérieur à 200 km ont été repérés et probablement 99% des astéroïdes de plus de 100 km de diamètre ont été découverts. Nous estimons connaître environ la moitié des astéroïdes dont le diamètre est compris entre 10 et 100 kilomètres. Mais la majeure partie des astéroïdes de taille kilométrique ou moindre nous reste inconnue : il en existerait sans doute un million. Pourtant, la masse totale de l'ensemble des astéroïdes ne dépasse pas celle de la Lune.

II. Localisation des astéroïdes

Les astéroïdes sont classés en plusieurs groupes selon leurs éléments orbitaux. La ceinture principale elle-même est subdivisée en différentes familles. Son hétérogénéité a été mise en évidence par Kirkwood en 1867 et Hiramaya en 1918. Désignons par a le demi-grand axe, e l'excentricité, i l'inclinaison orbitale, q la distance au périhélie, Q la distance à l'aphélie, telles que :

$$q = a(1 - e)$$

$$Q = a(1 + e)$$



Les 6 éléments orbitaux

i : Inclinaison orbitale
 a : Demi-grand axe
 e : Excentricité
 L : Longitude moyenne
 π : Longitude du périhélie
 Ω : Longitude du noeud ascendant

N_1 : noeud ascendant
 N_2 : noeud descendant
 Ap : aphélie
 Pe : périhélie

Figure 1.1 : Éléments orbitaux d'un astéroïde

Le tableau 1 présente les différentes classes reconnues par les astronomes.

Familles		Caractéristiques	
IEO (Interior to Earth Orbit)		$a < 1,00$ UA	
Géocroiseurs	ATEN	$a < 1,00$ UA	$Q > 0,983$ UA
	APOLLO Apollo 1 Apollo 2 Apollo 3 Apollo 4	$1,00 < a < 1,524$ UA $1,524 < a < 2,12$ UA $2,12 < a < 3,57$ UA $a > 3,57$ UA	$q < 1,017$ UA
	AMOR Amor 1 Amor 2 Amor 3 Amor 4	$1,00 < a < 1,524$ UA $1,524 < a < 2,12$ UA $2,12 < a < 3,57$ UA $a > 3,57$ UA	$1,017 < q < 1,30$ UA
MARS-CROSSER		a, e, i très variés	$1,30 < q < 1,6662$ UA
MARS-TROYENS		$a \approx 1,524$ UA	$i > 16^\circ$
HUNGARIA		$1,76 < a < 2,06$ UA	$12 < i < 36^\circ$ i faible

Ceinture principale	INTERNE	$2,065 < a < 2,501$ UA		
	Flora	$2,12 < a < 2,27$ UA	$0,04 < e < 0,21$	$i < 8^\circ$
	Phocaea	$2,23 < a < 2,50$ UA	$e > 0,1$	$18 < i < 32^\circ$
	Vesta	$2,349 < a < 2,374$ UA	$e < 0,16$	$5 < i < 8^\circ$
	Nysa-Hertha	$2,41 < a < 2,50$ UA	$0,12 < e < 0,21$	$i < 4,3^\circ$
	CENTRALE	$2,501 < a < 2,820$ UA		
	Eunomia	$2,563 < a < 2,670$ UA	$0,07 < e < 0,21$	$11 < i < 15^\circ$
	EXTERNE	$2,825 < a < 3,279$ UA		
	Koronis	$2,828 < a < 2,939$ UA	$e < 0,12$	$i < 3,5^\circ$
	Eos	$2,988 < a < 3,046$ UA	$e < 0,13$	$8 < i < 12^\circ$
Anneau de Kuiper	Themis	$3,047 < a < 3,219$ UA	$e < 0,22$	$i < 3^\circ$
	Hygiea	$3,108 < a < 3,217$ UA	e modérée	i faible
	Griqua	$3,20 < a < 3,35$ UA	$e > 0,35$	$i > 17^\circ$
	CYBÈLE	$3,28 < a < 3,67$ UA	$e < 0,35$	$i < 26^\circ$
	HILDA	$3,74 < a < 4,02$ UA	e assez forte	$i < 26^\circ$
	THULÉ	$a = 4,28$ UA		$i = 2,3^\circ$
	JUPITER-CROSSER INTERNE	$3,6 < a < 5,0$ UA		e forte
	JUPITER –TROYENS EST	$4,90 < a < 5,37$ UA	$e < 0,30$	$i < 40^\circ$
	JUPITER –TROYENS OUEST	$4,96 < a < 5,36$ UA	$e < 0,28$	$i < 44^\circ$
	JUPITER-CROSSER EXTERNE	$a > 5,1$ UA	e forte	$q < 5,1$
	CENTAURE	$5,5 < a < 29$ UA	e forte	$q > 5,2$ UA $i < 35^\circ$
	NEPTUNE-TROYENS EST	$a = 30,1$ UA	$e = 0,02$	$i = 1,3^\circ$
	NEPTUNE-TROYENS OUEST	$a \approx 30$ UA		
Anneau de Kuiper	KBO INTERNE I	$30 < a < 35$ UA	e forte	$q \approx q_{\text{Uranus}}$
	KBO 4:5	$a = 35$ UA	$i \approx 20^\circ$	$q \leq Q_{\text{Neptune}}$
	KBO INTERNE II	$36 < a < 38$ UA	$0,07 < e < 0,13$	$q > Q_{\text{Neptune}}$
	PLUTON	$a = 39,496$ UA		$q < Q_{\text{Neptune}}$
	PLUTINO	$a \approx 39,5$ UA	$i \approx 20^\circ$	$q \approx Q_{\text{Neptune}}$
	CUBEWANO	$40 < a < 47$ UA	e et i faibles	$q > 38$ UA
	KBO 3:5	$a = 42,2$ UA	e forte	
	OTN indéfinis			a et e inconnus
	KBO 4:7	$a = 43,9$ UA	$e > 0,2$	
	KBO 1:2	$a \approx 48$ UA	$e > 0,3$	
	SCATTERED DISK OBJECT	$a > 48$ UA ?	e forte	$34 < q < 38$ UA
	KBO 2:5	$a \approx 55$ UA	$e > 0,4$	
	EXTENDED SCATTERED DISK	$a > 48$ UA ?	e forte	$q > 40$ UA
Nuage d'Oort		$a > 300$ UA ?	$e > 0,9$	Q très grand

Tableau 1 : Répartition des familles d'astéroïdes

Remarque : les objets KBO de l'anneau de Kuiper sont en résonance avec Neptune (voir paragraphe suivant).

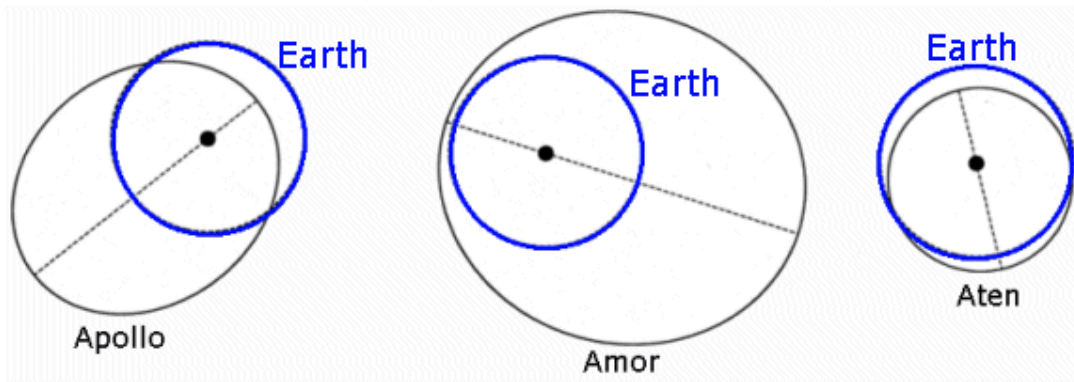


Figure 1.2 : Les 3 familles Apollos, Amors et Atens

Parmi les 3 groupes de la figure 1.2 ci-dessus, seuls les Amors ne coupent pas l'orbite de la Terre. Au 2 avril 2004, on avait recensé 2738 géocroiseurs, parmi lesquels 2399 non numérotés (87,62 %). Ils se répartissent de la manière suivante : 215 Atens (7,85 %), 1310 Apollos (47,85 %) et 1213 Amors (44,30 %).

III. Dynamique des astéroïdes

Les astéroïdes de la ceinture principale sont sans cesse soumis à des perturbations gravitationnelles mutuelles et à l'influence de Jupiter. Celle-ci crée des phénomènes de résonance dus à sa masse importante, qui sont observés lorsque la période de révolution d'un astéroïde est un multiple $p/(p+q)$ de la période de révolution de Jupiter, où p et q sont des entiers de l'ordre de l'unité.

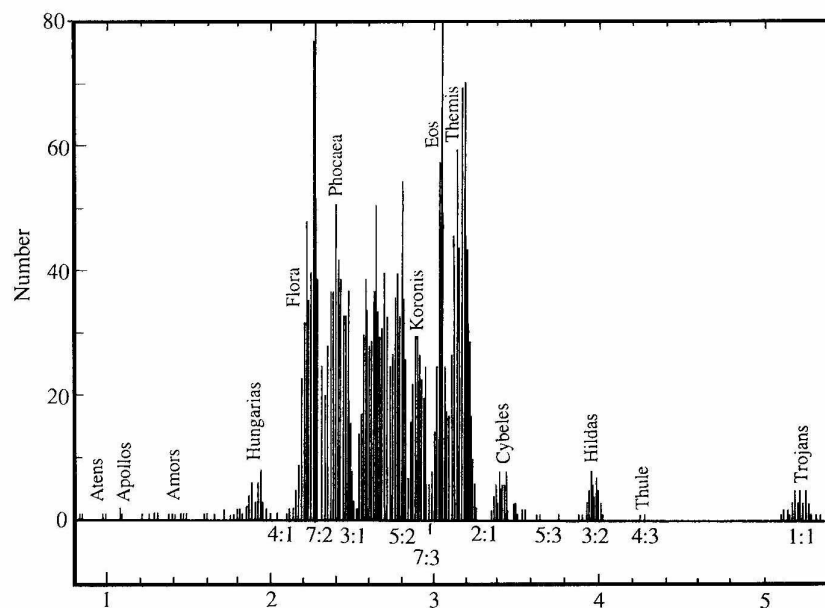


Figure 1.3 : Lacunes de Kirkwood
(en abscisse : le demi-grand axe)

Habituellement, on les note $r=(p+q):p$. Ainsi, la résonance **5:2** concerne les astéroïdes qui effectuent cinq révolutions pour deux effectuées par Jupiter. On observe alors soit une concentration d'astéroïdes (**3:2** pour le groupe de Hilda, **4:3** pour le groupe de Thulé et **1:1** pour les Troyens), soit des lacunes, appelées lacunes de Kirkwood (**4:1**, **7:2**, **3:1**, **5:2**, **7:3**, **2:1**, **5:3**, qui sont les résonances les plus fortes). Ces régions correspondent à des demi-grands axes permis ou interdits, et non à des distances héliocentriques. Grâce à la 3^e loi de Képler, on trouve le demi-grand axe correspondant à ces zones avec la formule :

$$a = 5,203 r^{-2/3} \text{ en UA}$$

avec 5,203 le demi-grand axe de Jupiter. Les lacunes sont constamment alimentées par effet Yarkovsky, dû à la dissymétrie entre pression de radiation solaire et refroidissement radiatif (celui-ci n'a pas lieu dans la direction exactement opposée à cause de la rotation des astéroïdes). Cet effet se manifeste par une modification de la trajectoire des astéroïdes par l'action du rayonnement solaire de l'ordre de 0,04 UA en 100 millions d'années pour un corps de 1 km de diamètre dans la zone des astéroïdes de la famille de Flora. Cet effet est surtout sensible pour les astéroïdes de moins de 10 km de diamètre. Lorsque ces derniers se retrouvent dans une lacune, ils en sont alors chassés au bout de quelques dizaines de millions d'années et peuvent croiser l'orbite d'autres astéroïdes ou bien même de planètes. La collision de deux astéroïdes peut donner naissance à de nombreux corps de plus petite taille, dont la trajectoire est très chaotique.

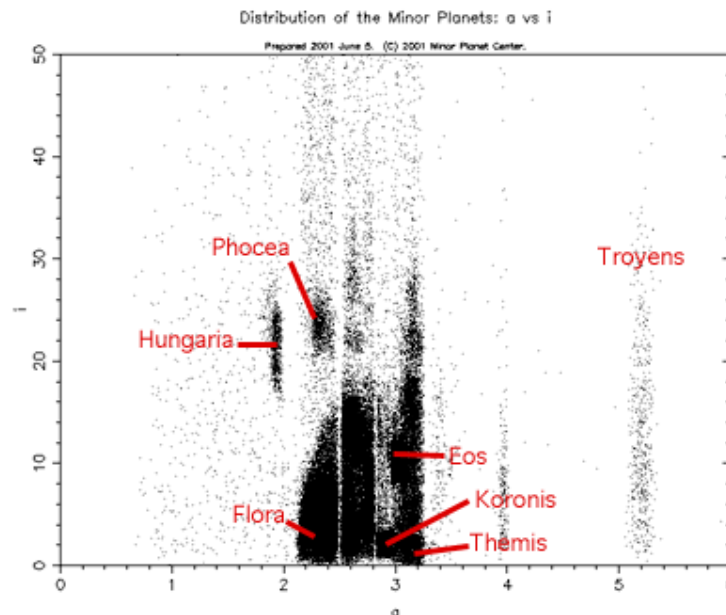


Figure 1.4 : Répartition des inclinaisons en fonction du demi-grand axe

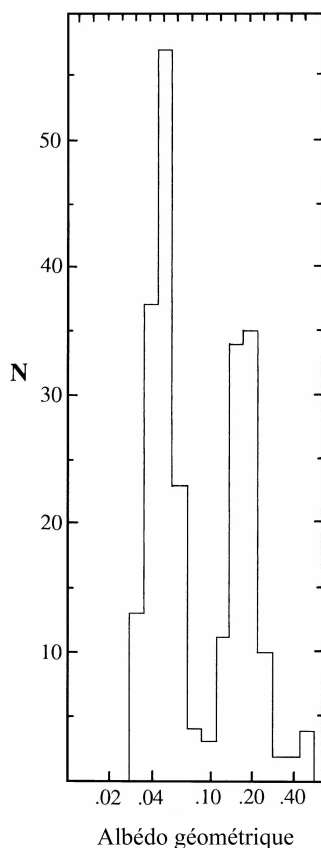
La plupart des astéroïdes de la ceinture n'ont pas une orbite circulaire (l'excentricité moyenne est 0,17) ni une inclinaison orbitale nulle (l'inclinaison moyenne est 2° par rapport au plan de l'écliptique). Leur vitesse relative est de l'ordre de 5 km/s dans la ceinture principale; dans de telles conditions, les collisions sont extrêmement violentes et généralement destructrices (on estime que les astéroïdes de la ceinture principale subissent une collision par milliard d'années en moyenne, ce chiffre n'est pas vérifié). Le phénomène d'accrétion, nécessaire à la formation d'une planète, ne peut avoir lieu dans de telles

conditions. Les astéroïdes sont regroupés en familles dynamiques, qui résultent de la destruction de corps-parents à la suite de collisions majeures (Hirayama, 1918) : les fragments produits au cours de ces collisions restent alors sur des orbites très semblables, et l'on observe des regroupements autour de certaines valeurs des éléments orbitaux. On voit ainsi apparaître les principales familles dynamiques (Figure 1.4).

Ainsi, le corps parent de la famille Flora serait un astéroïde de diamètre de 164 km et d'une masse de 1,75 celle de Flora. 3% des membres de cette famille disparaissent tous les 100 millions d'années au profit des Mars-Crossers. La famille Koronis, issue d'un corps parent de 119 km de diamètre et de 400 fois la masse de Koronis, est âgée de 1,5 milliards d'années. La famille Thémis proviendrait plutôt d'un corps mixte (mi-astéroïde, mi-comète) d'un diamètre de 380 km, désintégré il y a 2 milliards d'années. L'origine des familles Eos et Phocaea reste inconnue à ce jour.

On constate que de nombreux corps de diverses tailles se déplacent aléatoirement dans le système solaire interne et peuvent devenir dangereux pour la Terre.

IV. Caractéristiques chimiques et physiques des astéroïdes



La composition des astéroïdes est connue grâce à des études de spectroscopie et peut être ainsi comparée aux objets parvenant à la surface de la Terre (météorites). On définit l'albédo géométrique d'un astéroïde comme le rapport entre le flux réfléchi et le flux reçu du Soleil. L'albédo varie entre 0,02 (pour l'astéroïde 596 Scheila) jusqu'à 0,48 (pour 48 Nysa). La distribution des albédos est bimodale, c'est-à-dire qu'il apparaît deux pics (voir figure 1.4 ci-contre), l'un autour de 0,04 et l'autre vers 0,15. Cela met en évidence deux principales classes d'astéroïdes optiquement distinctes, les corps ferreux et pierreux.

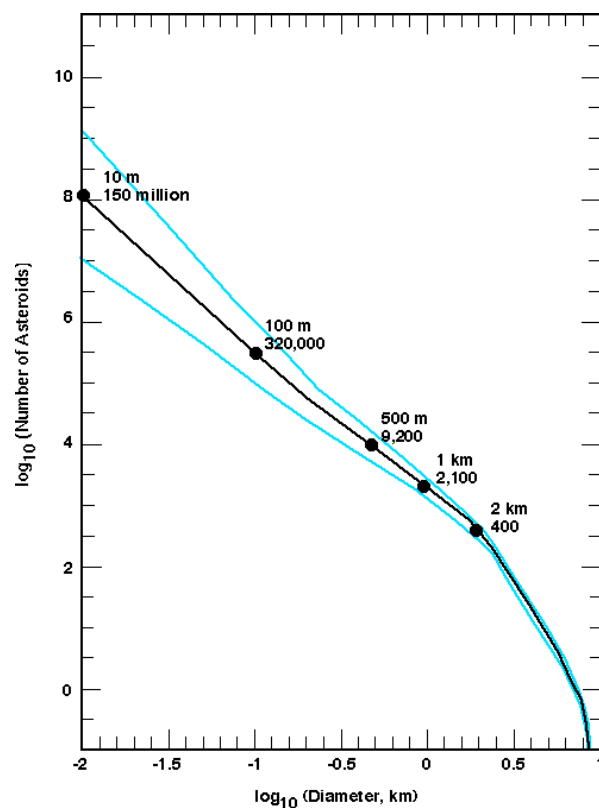
Figure 1.5 : Distribution des albédos géométriques

Des relevés spectroscopiques précis ont été faits sur plus de 2000 astéroïdes par le satellite infrarouge IRAS (publiés en 1992) et ont permis de classer les astéroïdes en différentes classes, dites classes taxonomiques, regroupées dans le tableau 2 page suivante.

Classe		Albédo			Minéraux	Nombre (%)	Localisation
C	Carbonées	0,03	0,07	Forte absorption des ultraviolets	Silicates OH, carbone, matières organiques.	75	Région extérieure de la ceinture principale
D		0,02	0,05	Spectre rougeâtre	Carbone, matières organiques.		
P		0,02	0,06				
S	Silicates	0,10	0,40	Forte absorption dans le bleu et UV	Fer, nickel, silicates	17	Région intérieure
M	Métalliques	0,10	0,18	Albédo élevé	Fer et nickels purs		
E*		0,25	0,60				
F		0,03	0,06		Assemblages de métaux, semblant résulter d'une fusion	8	Région centrale
G*		0,05	0,09				
B*		0,04	0,08				
T*		0,04	0,11				
A*		0,13	0,40		Olivine		Famille de Vesta
R*		≈0,40			Olivine		
V*		≈0,40			Pyroxène, roches basaltiques		
Q*		≈0,20					

Tableau 2 : Classes taxonomiques des astéroïdes
(les classes comportant un astérisque sont rares)

Les classes tiennent compte de la composition chimique, ce qui permet de regrouper les astéroïdes suivant trois grandes catégories :



- Les objets primitifs, situés dans la partie extérieure de la ceinture, ont conservé une composition primordiale (en gris dans le tableau ci-dessus).
- Les astéroïdes ignés, qui sont des fragments de petites planètes différenciées, se trouvent principalement dans la partie intérieure (en bleu).
- Les astéroïdes métamorphiques, surtout représentés dans la région centrale de la ceinture principale.

Cette classification a permis de mettre en évidence l'homogénéité chimique des astéroïdes d'une même famille, comme celle de Vesta.

Figure 1.6 : Nombre d'astéroïdes en fonction de leur diamètre (échelle logarithmique)

Les diamètres des 2000 astéroïdes étudiés par IRAS ont été déterminés grâce à la méthode radiométrique, qui utilise le fait que le flux thermique émis par un astéroïde doit être égal à l'énergie solaire absorbée. Pour un astéroïde à une distance héliocentrique donnée, la quantité d'énergie absorbée dépend de sa taille et de son albédo. Ces données ont permis l'estimation de la population des astéroïdes en fonction de leur taille.

Les trois plus gros astéroïdes sont 1 Cérès (940 km), 2 Pallas (538 km) et 4 Vesta (576 km). L'incertitude sur ces diamètres tourne typiquement autour de 10%. Sur la base des diamètres mesurés par IRAS, Cellino et al. ont tenté d'approcher la distribution de taille des astéroïdes de la ceinture principale par une loi de puissance de la forme :

$$N = D^{-\delta}$$

où N désigne le nombre d'astéroïdes dont le diamètre est supérieur à D .

En raison d'une coupure dans la distribution pour un diamètre d'environ 150 km, δ dépend du diamètre de l'astéroïde : il est proche de 2 pour les plus grands astéroïdes, alors que pour les plus petits (jusqu'à un diamètre limite de 44 km), sa valeur est voisine de 1,35. La connaissance de la distribution en taille des astéroïdes a une incidence directe sur notre compréhension de l'origine des petits corps et de leur histoire collisionnelle.

Les conditions nécessaires pour la détermination de la masse d'un astéroïde sont draconiennes. Seule une perturbation observable de l'orbite d'un astéroïde suite à une rencontre proche avec un autre corps permet de déterminer la masse, comme par exemple le cas de 197 Arete qui s'approche de 4 Vesta à 0,04 UA tous les 18 ans. Mais ce cas de figure est extrêmement rare. Nous avons réuni dans le tableau ci-dessous les valeurs les plus récentes des masses et des densités de 15 astéroïdes.

Astéroïde	Masse (10^{18} kg)	Densité (g.cm^{-3})
1 Cérès	873 ± 8	$2,05 \pm 0,05$
2 Pallas	316 ± 10	$4,2 \pm 0,3$
4 Vesta	336 ± 22	$4,3 \pm 0,3$
10 Hygiea	$93,5 \pm 4,6$	$2,76 \pm 1,2$
11 Parthénope	$5,13 \pm 0,2$	$2,72 \pm 0,12$
15 Eunomia	$8,35 \pm 2,18$	$0,96 \pm 0,30$
16 Psyché	$17,3 \pm 5,2$	$1,8 \pm 0,6$
20 Massalia	$4,77 \pm 0,80$	$2,7 \pm 1,1$
45 Eugénia	$6,07 \pm 0,26$	$1,2 \pm 0,6$
121 Hermione	$9,35 \pm 1,60$	$1,8 \pm 0,4$
216 Kléopatra	$1,99 \pm 0,20$	$3,5 \pm 0,4$
243 Ida	$0,033 \pm 0,006$	$2,7 \pm 0,4$
253 Mathilde	$0,1033 \pm 0,0004$	$1,3 \pm 0,2$
433 Éros	$0,00669 \pm 0,000004$	$2,67 \pm 0,03$
704 Interamnia	$73,6 \pm 33,8$	$4,4 \pm 2,1$

Tableau 3 : Masses et densités de quelques astéroïdes

La distribution des formes des astéroïdes se répartit en quatre catégories :

- ellipsoïdes (32%)



Figure 1.7 : Éros

- sphéroïdes (23%), surtout pour les plus grands ($D > 150$ km)

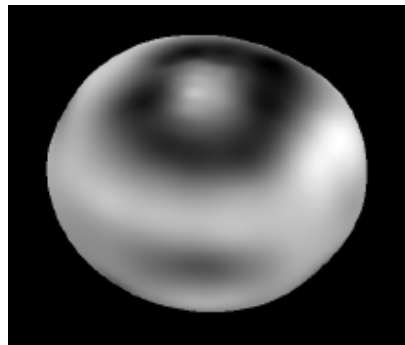


Figure 1.8 : Vesta

- objets irréguliers (25%)



Figure 1.9 : Kléopatra

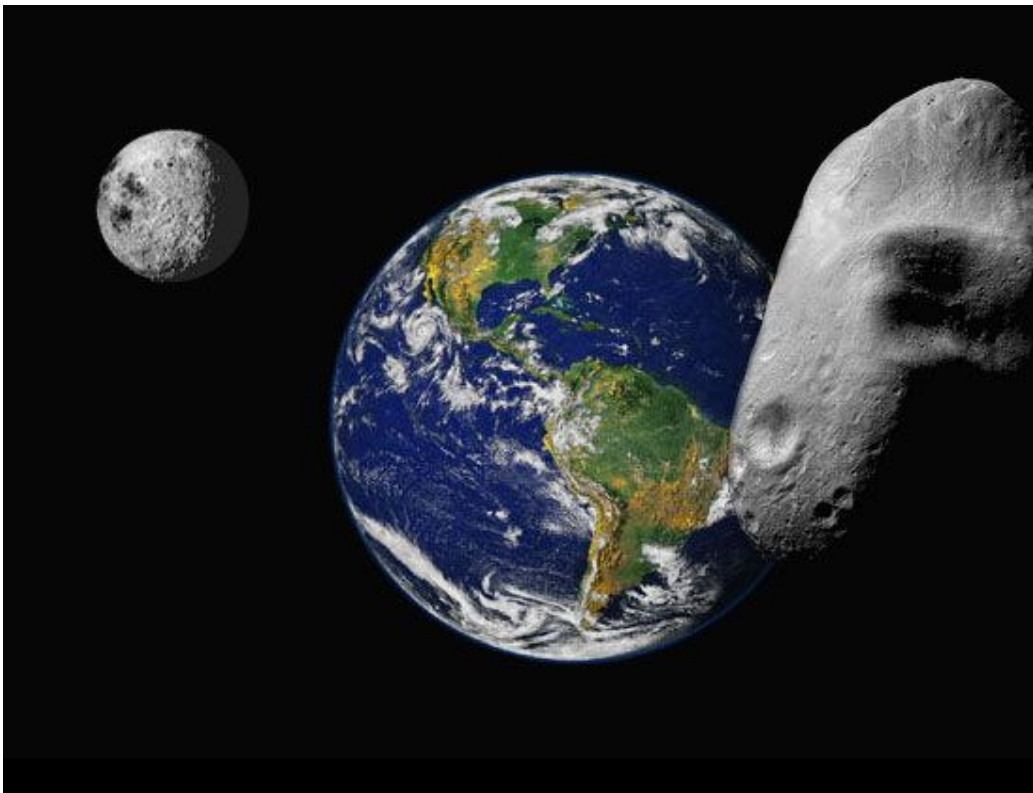
- corps avec variation d'albédo (20%)



Figure 1.10 : Annefrank

Parmi les astéroïdes les plus connus figure Toutatis qui nous frôlera le 29 septembre 2004 d'une distance d'environ 0,01 UA soit 1,5 millions de km (4 fois la distance Terre-Lune). Mais d'autres nous ont frôlé de bien plus près, voire heurté la Terre.

Chapitre 2 : Impactisme



Vue d'artiste

I. Effets d'un impact sur la Terre

Les corps potentiellement dangereux pour la Terre sont appelés **NEO** (Near Earth Object). Ils forment la catégorie la plus générale : elle englobe aussi bien les comètes (**NEC** : Near Earth Comet) et les astéroïdes menaçant la Terre (**NEA** : Near Earth Asteroid). Les objets les plus dangereux sont les astéroïdes car la plupart ne sont pas connus contrairement aux comètes qui croisent l'orbite de la Terre (on estime le risque d'impact à 15% pour un **NEC** et 85% pour un **NEA**). La plupart des astéroïdes géocroiseurs proviennent des résonances **4:1** et **3:1**, ainsi que de la région externe de la ceinture principale.

On peut définir le risque d'impact comme étant l'intersection de l'ensemble des six éléments orbitaux compatibles avec l'ensemble de ceux conduisant à des trajectoires de collision. Pour un corps potentiellement dangereux, il est nécessaire d'effectuer de nombreuses observations pour évaluer au mieux ses paramètres orbitaux. La probabilité de collision varie donc au fil des observations et tend soit vers 0 (tout risque est écarté), soit vers 1 (impact certain).

Un astéroïde géocroiseur, qui pénètre dans la thermosphère (à une altitude supérieure à 85 km d'altitude) est appelé **météoroïde**. Bien qu'il se consume partiellement, il ne laisse aucune traînée visible en raison de la raréfaction de l'air. Dès qu'il atteint la mésosphère (entre 50 et 85 km), il s'échauffe au contact des molécules environnantes, libérant des atomes sous forme gazeuse. La collision entre ces atomes libres et les molécules d'air provoque une trace lumineuse d'ionisation; on parle alors de **météore**. Selon la dimension, la densité et la trajectoire du météore, celui-ci pénétrera plus ou moins profondément dans l'atmosphère. La plupart des météores que nous observons (étoiles filantes) ne font qu'une fraction de millimètre et s'évaporent dans les couches denses de la stratosphère (entre 12 et 50 km). C'est ce qu'on appelle un **bolide**.

Lorsque le bolide est de grande taille, il peut atteindre la troposphère (entre 0 et 12 km). En général, il explose à ces altitudes; ce phénomène est connu sous le nom de "**Airburst**". En 1994 le Département de la Défense américain estimait qu'au moins 100 bolides explosent chaque année dans l'atmosphère. Si le bolide survit à l'interaction avec les molécules d'air et atteint le sol, ce qu'il en reste est appelé **météorite**. Seuls 1% des météoroïdes deviennent des météorites.

Il existe un modèle mathématique créé en 2004 par Collins, Melosh et Marcus de l'Université d'Arizona, basé sur les travaux de Bland (2003), Chapman (1986), Croft (1985), Glasstone (1977), Holsapple (1993), McGetchin (1973).

Soient :

m_0 : masse initiale du géocroiseur

v_0 : vitesse initiale du géocroiseur par rapport au référentiel géocentrique (15-20 km.s⁻¹ pour un astéroïde, 30-70 km.s⁻¹ pour une comète)

P_0 : pression atmosphérique au sol en Pa

$P(z)$: pression à l'altitude z $P(z) = P_0 \exp(-\alpha z)$

g : accélération de la pesanteur (9,80665 m.s⁻²)

$g(\varphi)$: accélération de la pesanteur à la latitude φ (tenant compte de la rotation de la Terre)

L : diamètre du géocroiseur

A : section d'intersection du corps et de l'air (grossièrement : $\pi.L^2/4$)

ρ_i : masse volumique du géocroiseur (2500-3000 kg.m⁻³ pour un astéroïde rocheux, 8000 kg.m⁻³ pour un astéroïde ferreux, 500-1500 kg.m⁻³ pour une comète)

ρ_t : densité de la Terre (1000 kg.m⁻³ pour de l'eau, 1500 kg.m⁻³ pour de la roche poreuse et 3000kg.m⁻³ pour de la roche dense)^[1].

θ : angle d'entrée dans l'atmosphère (valeur la plus probable : 45°)^[2]

r : distance de l'observateur à l'impact

σ : constante de Stefan ($\sigma = 5,67.10^{-8}$ W.m⁻².K⁻⁴)

1 Mégatonne de TNT (MT) = 4,189.10¹⁵ Joules

15.10⁶ kg TNT équivalant à la bombe d'Hiroshima

Commençons par quelques formules générales qui serviront de base à tous les calculs qui suivront. La conservation de la quantité de mouvement nous donne la vitesse v_i d'un bolide freiné par l'atmosphère :

$$v_i = \frac{m_0}{m_0 + m_a} v_0$$

avec m_a la masse d'air rencontrée. On considère pour cela un cylindre oblique d'angle θ par rapport à la surface et d'aire A . La pression P de l'air est proportionnelle à la masse d'air considérée selon le poids est égal à mg . On obtient alors :

$$m_a = \frac{P(z)}{g \sin \theta} A$$

On sait que la plupart des météoroïdes n'atteignent pas le sol : ils explosent lorsque leur vitesse est inférieure au dixième de leur vitesse initiale. Cette formule permet de connaître l'altitude à laquelle explose le bolide.

On remarque que les corps les plus volumineux ne sont quasiment pas freinés avant d'atteindre le sol ($v_i = v_0$). L'énergie cinétique dans le référentiel lié à la Terre s'exprime de la manière suivante (on suppose le corps approximativement sphérique) :

$$E = \frac{1}{2} m_0 v_i^2 = \frac{\pi}{12} \rho_i L^3 v_i^2$$

[1] La densité moyenne totale de la Terre est de 5,517. On considère ici uniquement la densité de la croûte terrestre qui est moins dense que le noyau

[2] La démonstration mathématique est donnée en annexe

Pour les corps les plus massifs, entre l'instant où ils pénètrent dans l'atmosphère et le moment où ils percutent le sol, l'énergie ne varie pratiquement pas, ce qui les rend particulièrement dangereux.

Si l'on superpose sur la même courbe (figure 2.1) l'énergie dégagée par l'explosion d'un astéroïde rocheux (3000 kg.m^{-3} et 20 km.s^{-1}), un astéroïde ferreux (8000 kg.m^{-3} et 20 km.s^{-1}) et une comète (1000 kg.m^{-3} et 40 km.s^{-1}) en fonction de leur taille, on constate que les astéroïdes ferreux sont les plus dangereux à cause de leur densité importante. Les comètes dégagent également une grande énergie du fait de leur vitesse relativement élevée.

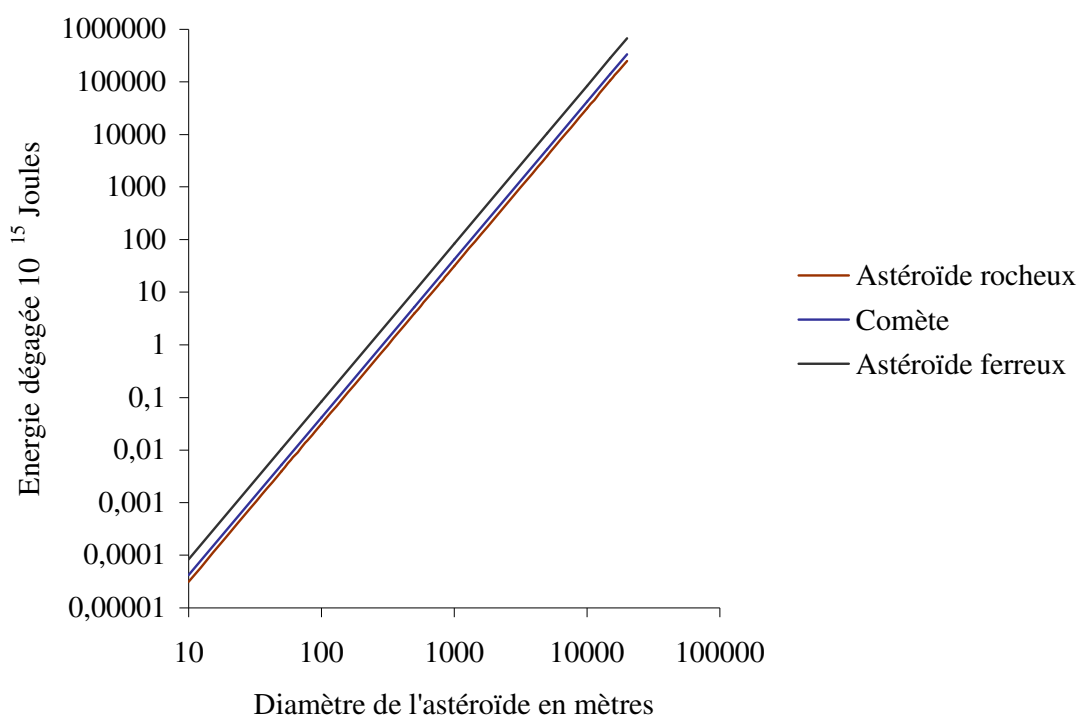


Figure 2.1 : Caractéristiques énergétiques moyennes des géocroiseurs (échelle log.)

Au moment de l'impact, l'énergie cinétique est transformée en énergie thermique, ce qui vaporise l'astéroïde et une partie du sol. Il y a formation d'une boule de feu ("fireball") où la pression est supérieure à 100 GPa et la température supérieure à 10 000 K. L'air est ionisé et ses propriétés d'absorption modifiées : la boule de feu est tout d'abord opaque aux rayonnements puis s'étend et se refroidit jusqu'à atteindre la température de transparence $T_T \approx 3000 \text{ K}$. La zone autour de l'impact est alors soumise à des radiations thermiques et la boule de feu apparaît comme un second Soleil (on considèrera que le rayonnement émis est celui d'un corps noir). Son rayon en mètres est donné par :

$$R_f = 0,027 E^{1/3}$$

où l'énergie est exprimée en Joules.

Afin de rendre plus explicite le rayon de la boule de feu, on peut la comparer au diamètre apparent angulaire du Soleil ($9,3.10^{-3}$ rad):

$$R'_f = \frac{R_f}{9,3.10^{-3} r}$$

Le flux thermique en $J.m^{-2}$ reçu à la distance r est déduit de l'énergie par la formule :

$$\Phi = \frac{3.10^{-4} E}{2\pi r^2}$$

À partir d'une certaine distance, la boule de feu est partiellement sous l'horizon. Il faut alors multiplier R'_f et Φ par le facteur f :

$$f = \frac{2}{\pi} \left(\delta - \frac{h}{R_f} \sin \delta \right)$$

où δ est l'angle donné par $\delta = \arccos(h/R_f)$ et h la hauteur nécessaire pour qu'un objet lointain soit visible par l'observateur compte tenu de la courbure de la Terre (si $h \geq R_f$, alors la boule de feu est sous l'horizon et aucun effet thermique direct n'est ressenti à l'endroit de l'observation).

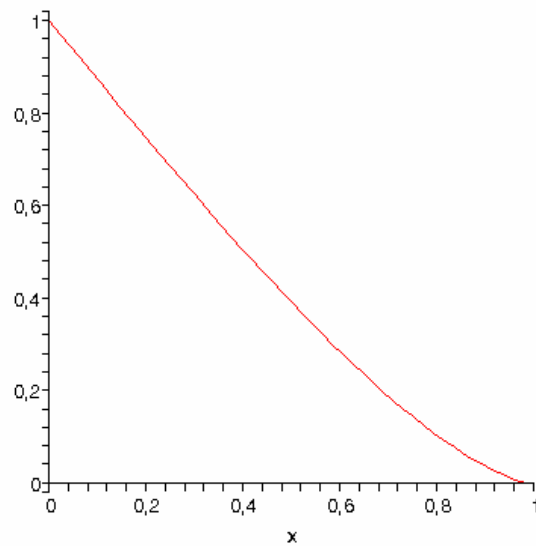


Figure 2.2 : Facteur f en fonction de $x = \frac{h}{R_f}$

La durée d'irradiation est fonction de l'énergie dégagée et de la température de transparence : $t_{irr} = \frac{3.10^{-4} E}{2\pi R_f^2 \sigma T_r^4}$, le maximum de radiation est atteint en $t_{max} = \frac{R_f}{v_i}$.

On définit l'exposition thermique comme le rapport du flux thermique corrigé par la radiation thermique totale avec E en Mégatonnes de TNT (on rappelle qu'une Mégatonne de TNT équivaut à $4,189.10^{15}$ J). Elle est donnée par la formule :

$$\xi = \frac{f \Phi}{(3.10^{-4} E)^{1/6}}$$

À titre comparatif, le tableau 4 présente divers phénomènes de combustion selon leur exposition thermique.

Exposition thermique (J.m ⁻²)	Conséquences
10 ⁶	Les vêtements prennent feu
6,7.10 ⁵	Les bois contre-plaqués s'enflamment
4,2.10 ⁵	Brûlures au 3 ^e degré
3,8.10 ⁵	L'herbe prend feu
3,3.10 ⁵	Le papier prend feu
2,5.10 ⁵	Brûlures au 2 nd degré
2,5.10 ⁵	Les arbres à feuilles caduques prennent feu
1,3.10 ⁵	Brûlures au 1 ^{er} degré

Tableau 4 : Exposition thermique

Quelques secondes après l'exposition thermique, le deuxième phénomène dévastateur est l'onde de choc résultant de l'impact. Elle se propage dans la croûte terrestre et donne naissance à des secousses sismiques dont la magnitude peut être très élevée. La majorité des dégâts matériels est causée par le tremblement de terre. On peut estimer les dommages engendrés grâce au modèle suivant.

Au point d'impact, la magnitude sur l'échelle ouverte de Richter est donnée par :

$$M = 0,67 \log_{10} E - 5,87$$

où l'énergie est exprimée en Joules. On peut comparer cette magnitude à celle des 10 tremblements de terre les plus violents du XX^e siècle :

Chili	le 22 mai 1960	magnitude 9.5	2000 morts
Alaska	le 27 mars 1964	magnitude 9.2	125 morts
Alaska	le 9 mars 1957	magnitude 9.1	pas de victimes
Kamchatka	le 4 novembre 1952	magnitude 9.0	pas de victimes
Équateur	le 31 janvier 1906	magnitude 8.8	1500 morts
Alaska	le 3 février 1965	magnitude 8.7	pas de victimes
Tibet	le 15 août 1950	magnitude 8.5	1526 morts
Kamchatka	le 4 février 1923	magnitude 8.5	pas de données
Indonésie	le 2 février 1938	magnitude 8.5	pas de victimes
Iles Kouriles	le 13 octobre 1963	magnitude 8.5	pas de données

Le nombre peu important de victimes de cette liste s'explique par le fait que ces séismes ont eu lieu dans des zones peu habitées. Le tremblement de terre le plus meurtrier s'est produit le 28 juillet 1976 à Tangshan en Chine : il était de magnitude 7,8 et a fait 800 000 morts. La catastrophe de Tangshan peut être comparée à celle causée par la chute d'un astéroïde de 930 m de diamètre, celle du Chili à un astéroïde de 6,5 km.

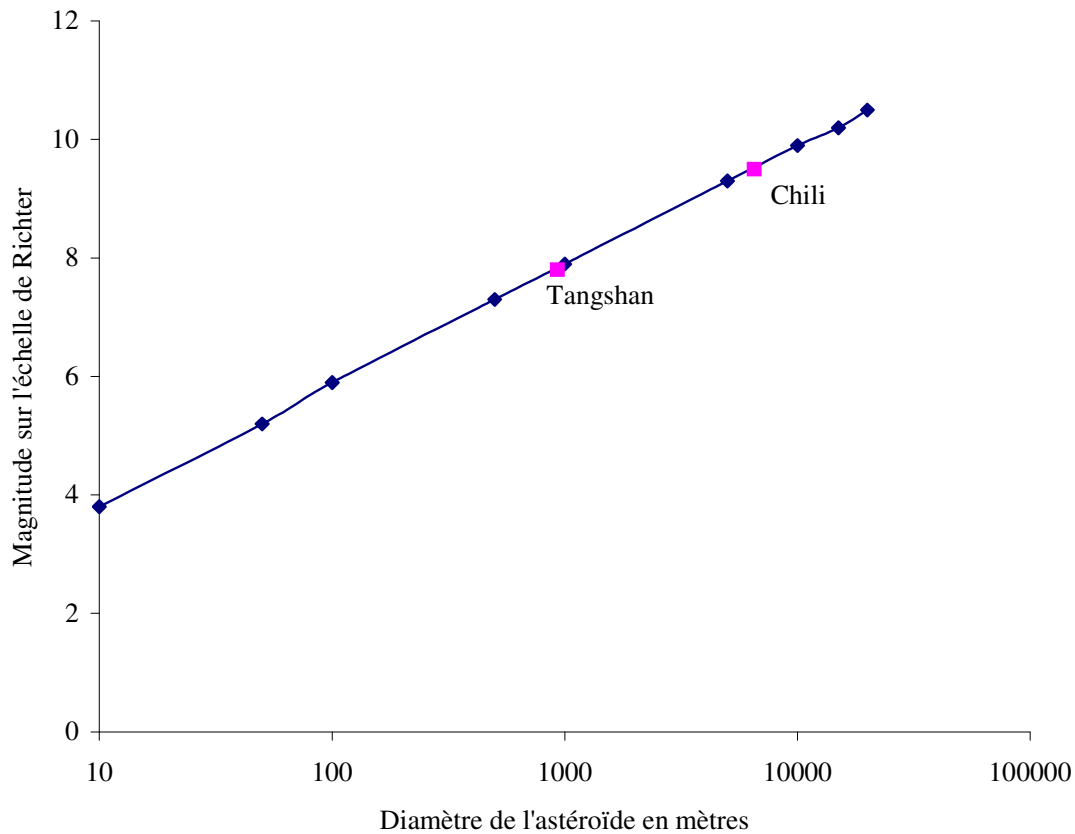


Figure 2.3 : Magnitude du séisme en fonction de la taille de l'astéroïde (échelle log.)

À une distance r du point d'impact, la magnitude ressentie est déterminée par la vitesse de propagation des ondes sismiques dans les trois zones physiques de l'intérieur de la Terre (croûte, manteau, noyau)^[1]. Richter en 1958 a établi les formules suivantes :

- $M_{eff} = M - 0,0238r + 0,0658$ pour $r < 70$ km
- $M_{eff} = M - 0,0048r - 1,1644$ pour $70 \leq r < 750$ km
- $M_{eff} = M - 1,66 \log_{10} \left(\frac{r}{R_E} \right) - 6,399$ pour $r \geq 750$ km

On considère alors l'échelle de Mercalli, utilisée pour évaluer l'étendue des dégâts, qui contient 12 degrés d'intensité notés en chiffres romains.

[1] Voir annexe

Intensité de l'échelle de Mercali	Effets ressentis
I	Aucun mouvement n'est perçu.
II	Quelques personnes peuvent sentir un mouvement si elles sont au repos et/ou dans les étages élevés de grands immeubles.
III	A l'intérieur de bâtisses, beaucoup de gens sentent un léger mouvement. Les objets suspendus bougent. En revanche, à l'extérieur, rien est ressenti.
IV	A l'intérieur, la plupart des gens ressentent un mouvement. Les objets suspendus bougent, mais aussi les fenêtres, plats, assiettes, loquets de porte.
V	La plupart des gens ressentent le mouvement. Les personnes sommeillant sont réveillées. Les portes claquent, la vaisselle se casse, les tableaux bougent, les petits objets se déplacent, les arbres oscillent, les liquides peuvent déborder de récipients ouverts.
VI	Tout le monde sent le tremblement de terre. Les gens ont la marche troublée, les objets, tableaux, tombent, le plâtre des murs peut se fendre, les arbres et les buissons sont secoués. Des dommages légers peuvent se produire dans des bâtiments mal construits, mais aucun dommage structural.
VII	Les gens ont du mal à tenir debout. Les conducteurs sentent leur voiture secouée. Quelques meubles peuvent se briser. Des briques peuvent tomber des immeubles. Les dommages sont modérés dans les bâtiments bien construits, mais peuvent être considérables dans les autres.
VIII	Les chauffeurs ont du mal à conduire. Les maisons avec de faibles fondations bougent. De grandes structures telles que des cheminées ou des immeubles, peuvent se tordent et se briser. Les bâtiments bien construits subissent de légers dommages, contrairement aux autres qui en subissent de sévères. Les branches des arbres se cassent. Les collines peuvent se fissurer si la terre est humide. Le niveau de l'eau dans les puits peut changer.
IX	Tous les immeubles subissent de gros dommages. Les maisons sans fondations se déplacent. Quelques conduits souterrains se brisent. La terre se fissure.
X	La plupart des bâtiments et leurs fondations sont détruits. Il en est de même pour quelques ponts. Des barrages sont sérieusement endommagés. Des éboulements se produisent. L'eau est détournée de son lit. De larges fissures apparaissent sur le sol. Les rails de chemin de fer se courbent.
XI	La plupart des constructions s'effondrent. Des ponts sont détruits. Les conduits souterrains sont détruits.
XII	Presque tout est détruit. Le sol bouge en ondulant. De grands pans de roches peuvent se déplacer.

Tableau 5 : Échelle de Mercali

La vitesse des ondes sismiques étant de 5 km.s^{-1} , il ne s'écoule que quelques secondes entre le pic de radiation et le tremblement de terre.

Le troisième phénomène qui survient est la chute d'éjectas, c'est-à-dire de morceaux de roches projetées autour du cratère, accompagnés d'un nuage de poussière. Ces morceaux peuvent être de taille variable selon le diamètre de l'astéroïde. À une distance r du point d'impact, l'épaisseur moyenne des éjectas (en kilomètres) est donnée par :

$$e = \frac{D_p^4}{96r^3}$$

avec D_p le diamètre du pré-cratère (en km) que l'on définira plus bas et r exprimé en kilomètres.

Le diamètre moyen des poussières (en mètres) est égal à :

$$d = 1175 \frac{D_p^{1,03}}{r^{2,65}}$$

Le temps nécessaire à ces débris pour atteindre le point d'observation est de :

$$t_e = \frac{2a^{3/2}}{\sqrt{gR_E^2}} \left[2 \arctan \left(\sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan \frac{\phi}{4} \right) - \left(\frac{e\sqrt{1-e^2} \sin \phi / 2}{1+e \cos \phi / 2} \right) \right]$$

$$\text{avec } \phi = \frac{r}{R_E} \quad a = \frac{v_e^2}{2g(1-e^2)} \quad e^2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{v_e^2}{gR_E} - 1 \right)^2 + 1 \right] \quad v_e^2 = \frac{2gR_E \tan \phi / 2}{1 + \tan \phi / 2}$$

a est le demi-grand axe de la trajectoire de l'éjecta, e l'excentricité et v_e la vitesse d'éjection. On néglige dans ce modèle l'effet du vent et la rotation de la Terre sur elle-même.

La taille des éjectas peut atteindre le mètre et occasionner des dégâts considérables sur les structures et la population épargnées par les phénomènes précédents.

Un quatrième événement apparaît alors. L'impact crée une onde de choc atmosphérique ("air blast") comparable au souffle d'une explosion nucléaire. La surpression p ressentie à la distance r du point d'impact est caractérisée par :

$$p = 10,35 \cdot 10^6 \frac{E^{1/3}}{r} \left(1 + 300 \frac{E^{1/3}}{r} \right)$$

avec E en kilotonnes de TNT et r en mètres.

Le pic de surpression est caractérisé par un vent violent dont la vitesse suit la loi suivante :

$$u = \frac{5p}{7P_0} \frac{330}{\sqrt{1 + \frac{6p}{7P_0}}}$$

Le tableau suivant permet d'évaluer les dommages que peut générer le souffle causé par l'impact météoritique.

Surpression (Pa)	Vitesse du vent (km.h ⁻¹)	Description des dégâts
278 000	697	Véhicules déplacés à de grandes distances
253 000	678	Ponts suspendus détruits
209 000	635	Véhicules renversés et déplacés sur de petites distances
196 000	621	Bâtiments à charpente métallique endommagés
104 000	467	Ponts d'autoroute à piliers écroulés
91 000	434	Ponts d'autoroute à piliers endommagés
47 000	284	Bâtiments à murs porteurs détruits
44 000	271	Bâtiments à murs porteurs endommagés
33 000	218	Bâtiments à charpente en bois écroulés, 90% des arbres arrachés
29 000	197	Bâtiments à charpente en bois et toits détériorés
6 900	55	Vitres volant en éclats

Tableau 6 : Dégâts causés par l'onde de choc

On peut également considérer l'intensité de l'onde sonore :

$$I(\text{dB}) = 20 \log_{10} p$$

Si l'on reprend les valeurs du tableau 6, I varie de 77 dB (trafic routier dense) à 109 dB (train lancé à pleine vitesse), ce qui est relativement élevé.

On considère que l'onde de choc se propage à la vitesse du son (330 m.s⁻¹). Elle arrive donc beaucoup plus tard que les événements précédents (une demi-heure après pour une distance de 500 km), touchant une population surprise par ce phénomène retardé.

Le souffle achève de détruire les structures encore debout, déjà fortement éprouvées par les phénomènes précédents. Les conditions auxquelles a été soumise la population n'ont pas d'équivalent parmi les catastrophes naturelles déjà connues. En effet, l'aire d'effet du cataclysme est très vaste (régionale voire planétaire) et les destructions dans cette zone peuvent être totales.

Selon la taille de l'astéroïde, le nuage de poussière peut avoir un cinquième effet; il peut se répandre dans l'ensemble de l'atmosphère, occultant la lumière du Soleil, créant ainsi un "hiver nucléaire". Ce phénomène a déjà eu lieu sur Terre et serait à l'origine d'au moins deux extinctions globales d'espèces.

L'impact est toujours suivi par la formation d'un cratère. Le processus dynamique au cours duquel il se forme est complexe. Sa forme finale dépend de la taille de l'astéroïde et est divisée en deux catégories : simple et complexe. Le cratère simple se caractérise par une dépression du sol, alors que le cratère complexe est formé d'un piton central et parfois d'anneaux. Au moment de l'impact, il apparaît un pré-cratère dont le diamètre s'exprime selon la loi :

$$D_p = 1,161 \left(\frac{\rho_i}{\rho_t} \right)^{1/3} L^{0,78} v_i^{0,44} g(\varphi)^{-0,22}$$

Pour de petits cratères (moins de $D_c \approx 3,2$ km environ sur Terre), il se formera ce qu'on appelle un cratère simple, dont le diamètre définitif sera :

$$D_f = 1,56 D_p$$

Dans cas contraire, il se forme un cratère complexe dont le diamètre définitif, selon les estimations, est donné par :

$$D_f = \frac{1,17 D_p^{1,13}}{D_c^{0,13}}$$

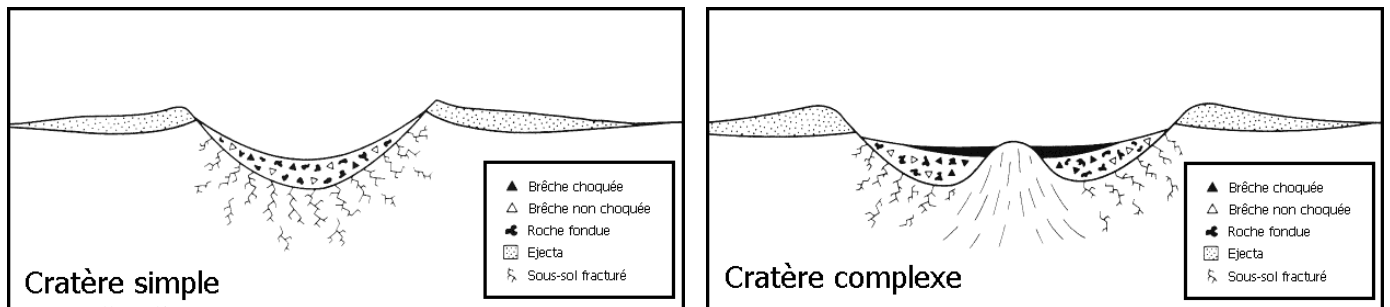


Figure 2.4 : Cratères simple et complexe

La Lune ne possède pas d'atmosphère; il n'y a pas d'érosion. C'est pourquoi les cratères complexes conservent leur forme caractéristique (piton, anneaux), que l'on ne retrouve pas sur la Terre.

Mais les bolides explosant dans l'atmosphère peuvent également créer un cratère obéissant aux mêmes lois que précédemment. Pour cela, leur diamètre au moment de l'explosion doit être au-delà du diamètre critique suivant:

$$L_{crit} = 0,15 \frac{P_0}{\rho_i g \sin \theta}$$

Fixons les grandeurs suivantes aux valeurs les plus fréquemment rencontrées :

- vitesse $v_i = 20 \text{ km.s}^{-1}$
- angle de pénétration dans l'atmosphère $\theta = 45^\circ$
- densité de l'astéroïde $\rho_i = 3000 \text{ kg.m}^{-3}$
- densité du lieu d'impact $\rho_t = 3000 \text{ kg.m}^{-3}$

On obtient la courbe suivante.

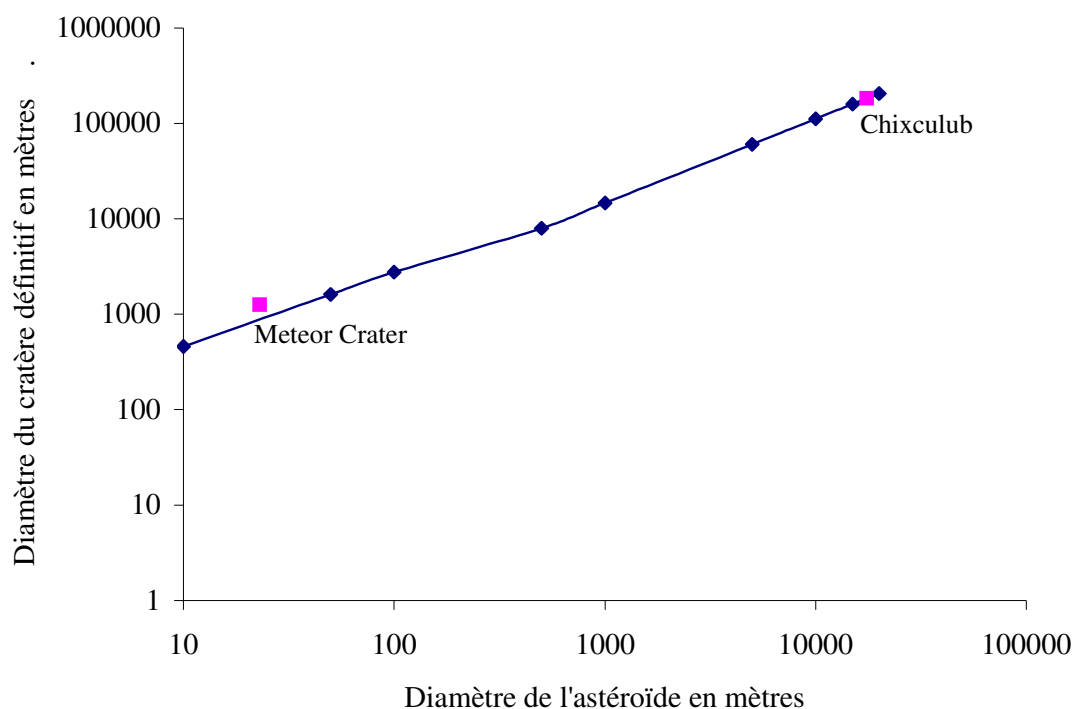


Figure 2.5 : Diamètre du cratère définitif en fonction de la taille de l'astéroïde (échelle log.)

Les plus grands cratères terrestres que l'on connaisse sont :

- Vredefort	Afrique du Sud	diamètre : 300 km	âge : 2 023 MA
- Sudbury	Canada	diamètre : 250 km	âge : 1 850 MA
- Chicxulub	Mexique	diamètre : 180 km	âge : 65 MA
- Woodleigh	Australie	diamètre : 60-120 km	âge : 200-380 MA
- Popigai	Russie	diamètre : 100 km	âge : 35,70 MA
- Manicouagan	Canada	diamètre : 100 km	âge : 210 MA
- Acraman	Australie	diamètre : 90 km	âge : 590 MA
- Cheasepeake	USA	diamètre : 90 km	âge : 35,5 MA
- Puchezh	Russie	diamètre : 80 km	âge : 167 MA
- Morokweng	Afrique du Sud	diamètre : 70 km	âge : 145 MA



Figure 2.6 : Meteor Crater en Arizona, "petit" cratère de 1,2 km

Pour résumer les données essentielles concernant l'impactisme, à l'aide des valeurs précédentes, on peut construire le tableau suivant.

Diamètre de l'astéroïde (m)	Énergie cinétique (10^{19} J)	Diamètre du cratère définitif (m)	Magnitude du séisme		Vitesse du vent (km.h^{-1})	Intensité de l'onde sonore (dB)
			Richter	Mercalli		
10	$3,14.10^{-5}$	460 s	3,8	-	0,36	33
50	$3,93.10^{-3}$	1 610 s	5,2	-	1,80	47
100	$3,14.10^{-2}$	2 770 s	5,9	-	3,24	53
500	3,93	7 950 c	7,3	I-II	17,64	67
1 000	31,4	14 640 c	7,9	I-II	37,08	74
5 000	$3,93.10^3$	60 470 c	9,3	IV-V	240,48	91
10 000	$3,14.10^4$	111 400 c	9,9	IV-V	561,24	100
15 000	$1,06.10^5$	159 250 c	10,2	VI-VII	903,24	106
20 000	$2,51.10^5$	205 210 c	10,5	VI-VII	1 245,96	110

Tableau 7 : Phénomènes observés à 1000 km de l'impact
(s désigne un cratère simple, c un cratère complexe)

Heureusement, les impacts aux conséquences majeures sont rares. La NASA estime à 100 000 tonnes la masse météoritique qui se dépose à la surface de la Terre sur une année, mais il ne s'agit la plupart du temps que de poussières qui brûlent dans l'atmosphère. Ainsi, il n'y a pas eu de chute ayant des conséquences catastrophiques sur l'ensemble de la biosphère depuis 65 millions d'années (cratère de Chixculub), mais régulièrement, des astéroïdes de taille plus modeste tombent sur Terre (Tunguska, 1908). Il existe un modèle statistique des fréquences de collisions météoritiques selon l'énergie du géocroiseur.

L'intervalle de temps moyen entre deux collisions successives de même énergie est donnée par la relation :

$$T_M = 110E^{0.77}$$

où l'énergie est exprimée en mégatonnes de TNT. On peut en déduire l'intervalle de temps T_R entre 2 impacts qui affecteront une même région de rayon x à la surface de la Terre :

$$T_R = T_M \frac{2}{1 - \cos(x/R_E)}$$

avec R_E le rayon de la Terre.

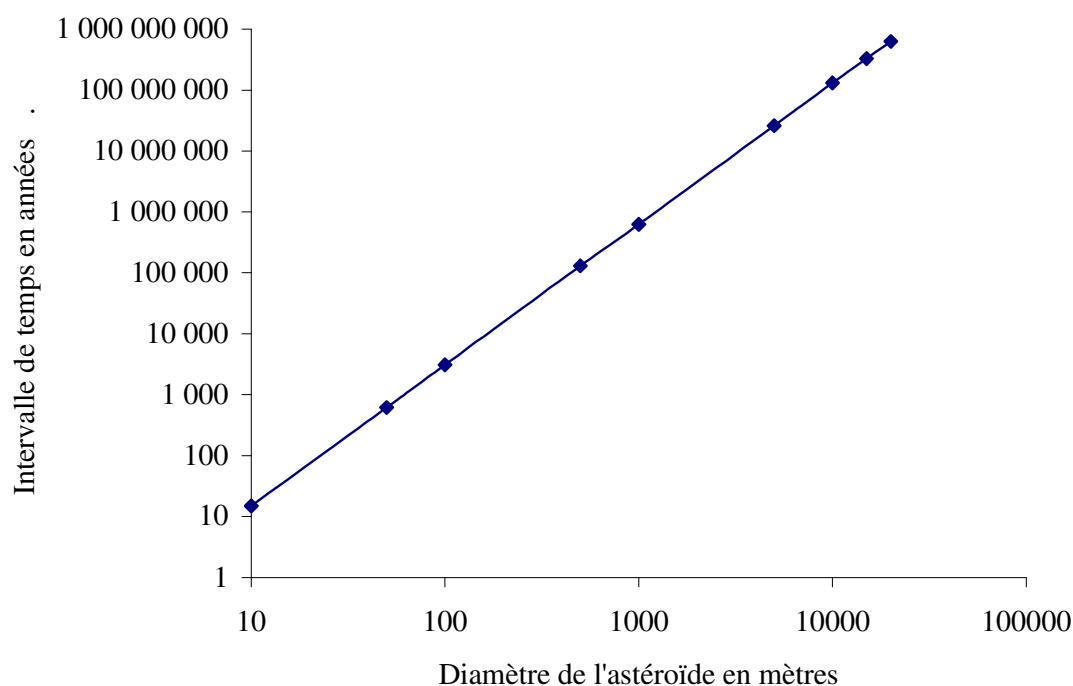


Figure 2.7 : Intervalle de temps entre deux collisions similaires (échelle log.)

On voit clairement que les petits astéroïdes tombent beaucoup plus fréquemment que les plus massifs (un évènement de type "Tunguska" tous les 190 ans contre 430 millions d'années pour un impact de type "Chicxulub").

Il arrive quelquefois que les météorites ne se désintègrent pas entièrement, et que l'on en retrouve des fragments autour du point d'impact. Ces fragments de roches, dont la composition est souvent riche en éléments rares, forment un corps d'étude à part dans le domaine de la minéralogie.

II. Composition chimique des météorites

Bien que les météorites soient des objets de curiosité depuis l'Antiquité, les scientifiques ne s'y intéressent véritablement que depuis le début du XIX^e siècle. Les minéralogistes furent les premiers à les étudier. La classification actuelle n'a pas beaucoup évolué depuis cent ans bien que de nombreuses météorites aient été découvertes depuis lors. Elles ont été réparties en plusieurs classes :

- météorites différenciées, où l'on note la présence de corps pierreux (ou aérolithes), ferreux (sidérites) et mixtes (sidérolithes)
- météorites non différenciées ne comportant que des corps pierreux.

Dans le tableau 8, nous avons signalé les principales catégories de météorites.

		Nom		Groupe	Composition	Nombre (%)	Origine
Météorites non différenciées	Pierreuses	Chondrites (densité 3,4–3,8)	Ordinaires	H L LL	Olivine, 12 à 21% fer Olivine, 5 à 10% fer Olivine, 2% fer	80 % des chutes	Astéroïdes indifférenciés
				EH EL	Pyroxène, fer Pyroxène, peu de fer		
			Carbonées	CI, CM CV, CR CO, CK CB, CH	Carbone, eau (différentes proportions suivant le groupe)	4% des chutes	
Météorites différenciées		Ferreuses	Achondrites (densité 3,2-3,3)		EUC, ANG HOW, DIO URE, AUB SHE, NAK CHA, LUN ACAP, WIN LOD, BRACH	Silices, silicates, oxyde de calcium, magnésium (densité 7,6–8)	8% des chutes
	Octaédrites		O (Ogg, Og, Om, Of, Off, Opl)	Nickel 6 à 17%, figures de Widmanstätten	6% des chutes	Noyau d'astéroïde	
	Hexaédrites		H	Kamacite, nickel 5 à 6%, lignes de Neumann			
	Ataxites	D	Tanéïtes, nickel 16%				
	Mixtes	Pallasites	PAL	Olivine dans alliage ferro–nickel	2% des chutes	Manteau ou croûte d'astéroïdes	
		Mésosidérites	MES	Mélange égal ferro–nickel (pyroxène et plagioclase)			
Lodranites		IOD	ferro–nickel, olivine et pyroxène				

Tableau 8 : Classification des météorites

Le critère fondamental de classification des météorites repose sur la présence de métal. Le nickel et le fer sont les deux éléments principaux qui permettent d'établir les différentes classes.

Leur composition est directement liée au type d'astéroïde dont elles proviennent. Il existe deux catégories minéralogiques d'astéroïdes. Ils sont dits indifférenciés lorsque leur accréation n'a été suivie d'aucune modification chimique. Les astéroïdes différenciés ont connu une phase de fusion pendant laquelle les métaux les plus lourds ont migré vers le centre. Cette chaleur proviendrait de l'énergie dégagée lors de collisions mais aussi de la radioactivité de certains de leurs éléments. C'est la raison pour laquelle certaines météorites sont très riches en métaux (provenant du cœur de l'astéroïde) et d'autres riches en silicates (issues de la surface).

Les chondrites représentent le type de météorites le plus répandu. Elles sont caractérisées par la présence de chondres, minuscules sphères de silicates, qui sont presque toujours visibles.



Figure 2.8 : Chondres

Elles se divisent en trois catégories (à enstatite, ordinaire et carbonée) selon leur composition en fer et en carbone et proviennent d'astéroïdes indifférenciés.

Les achondrites représentent le second groupe le plus fréquemment rencontré. Elles sont très difficiles à reconnaître car leur texture et leur composition minérale sont similaires à celles des roches terrestres.



Figure 2.9 : Achondrite

Elles proviennent des couches extérieures des astéroïdes différenciés, ce qui explique la faible teneur en métal.

Le troisième groupe est celui des météorites métalliques ou sidérites. On les divise en trois catégories selon leur taux de nickel. Les octaédrites (les plus nombreuses) ont un taux de nickel entre 7 et 15%. Elles sont caractérisées par la présence de figures de Widmanstätten bien visibles, qui proviennent du réseau octaédrique du métal.

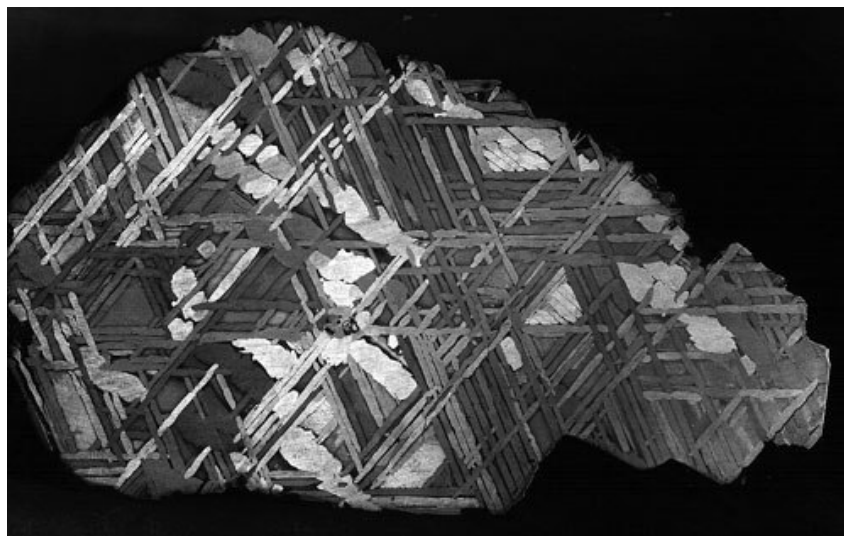


Figure 2.10 : Figures de Widmanstätten

Les hexaédrites se reconnaissent à leur faible teneur en nickel (entre 5 et 6%). Elles se distinguent par la présence de lignes de Neumann, résultat d'un effet de choc lors de leur formation.

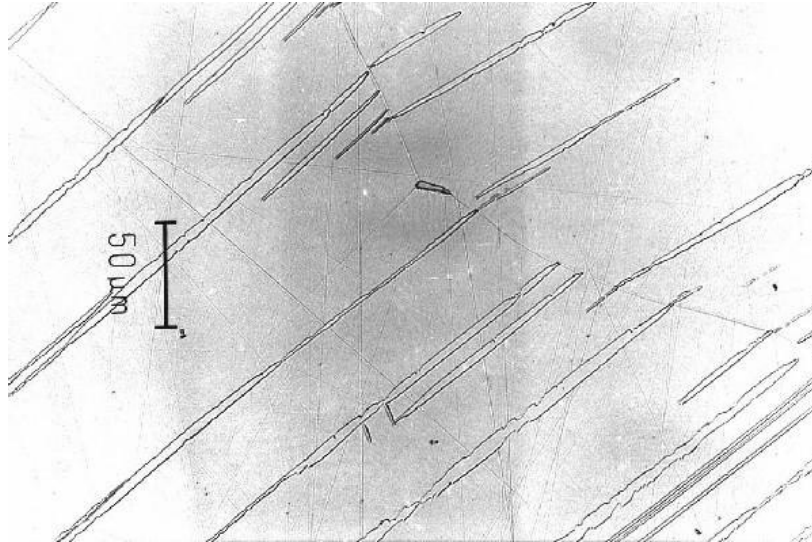


Figure 2.11 : Lignes de Neumann

Les ataxites sont les plus rares des météorites ferreuses. Elles possèdent une forte proportion en nickel (16% et plus). Elles sont caractérisées par des figures de Widmanstätten, seulement visibles au microscope.

Toutes les météorites ferreuses proviennent de noyaux d'astéroïdes différenciés.

La dernière catégorie de météorites est la plus rare. Leur composition comporte des métaux et des roches en égale proportion, d'où leur nom de mixte ou sidérolithe. Elle est subdivisée en trois groupes. Le premier est celui des pallasites, que l'on reconnaît à leurs grains cristallisés d'olivine.



Figure 2.12 : Pallasite

Le second est celui des mésosidérites dont la caractéristique est l'absence d'olivine.



Figure 2.13 : Mésosidérite

Les lodranites constituent le troisième groupe, le plus rare. On les reconnaît à leurs proportions égales en métal, en olivine et en pyroxène.



Figure 2.14 : Lodranite

Les sidérolithes proviennent d'astéroïdes différenciés, à la limite entre le noyau ferreux et la croûte de silicates, ce qui explique leur composition mixte.

III. Impacts célèbres

La Terre a connu au cours de son histoire de nombreuses extinctions d'espèces vivantes (animales et végétales) dues notamment aux chutes de météorites très massives. Ces crises géologiques ont parfois éradiqué jusqu'à 95% des espèces (selon les estimations).

Ainsi, l'extinction du Dévonien supérieur (367 millions d'années) serait due à un petit impact météoritique dans l'océan (il correspondrait au cratère de Siljan en Suède). Peu documentée, cette hypothèse fait toujours l'objet de débats quant aux mécanismes ayant provoqué l'extinction.

Au Trias supérieur, il y a 210 millions d'années, une météorite mit sans doute fin à différentes espèces telles que des brachiopodes, des gastéropodes, des mollusques, des reptiles marins et des amphibiens (cette extinction serait associée au cratère de Manicouagan au Canada). Cette extinction a d'ailleurs permis aux dinosaures de se développer.



Figure 2.15 : Cratère de Manicouagan (Canada)

Les dinosaures ont disparu à leur tour il y a 65 millions d'années (limite Crétacé-Tertiaire). L'hypothèse la plus vraisemblable de leur disparition est expliquée par la chute d'un astéroïde d'environ 17,5 kilomètres de diamètre. Il s'est dégagé une énergie de $1,52 \cdot 10^{24}$ Joules, soit $3,62 \cdot 10^8$ MT de TNT (2,4 milliards de fois la bombe d'Hiroshima). Il s'est formé, selon les estimations, une boule de feu de 150 km qui détruisit par radiation thermique une zone de plus de 1 000 km de rayon. Il y eut un séisme de 10,3 sur l'échelle de Richter dont les

effets ont été ressentis sur l'ensemble du globe terrestre. L'onde de choc parcourut la totalité de la surface de la Terre (à 20 000 km, l'intensité sonore de l'explosion était de 72 dB, soit le bruit d'une circulation dense). Les poussières et les cendres projetées dans l'atmosphère ont occulté la lumière du Soleil pendant environ 10 ans, anéantissant la grande majorité des espèces végétales et animales, et permettant l'émergence d'autres espèces.

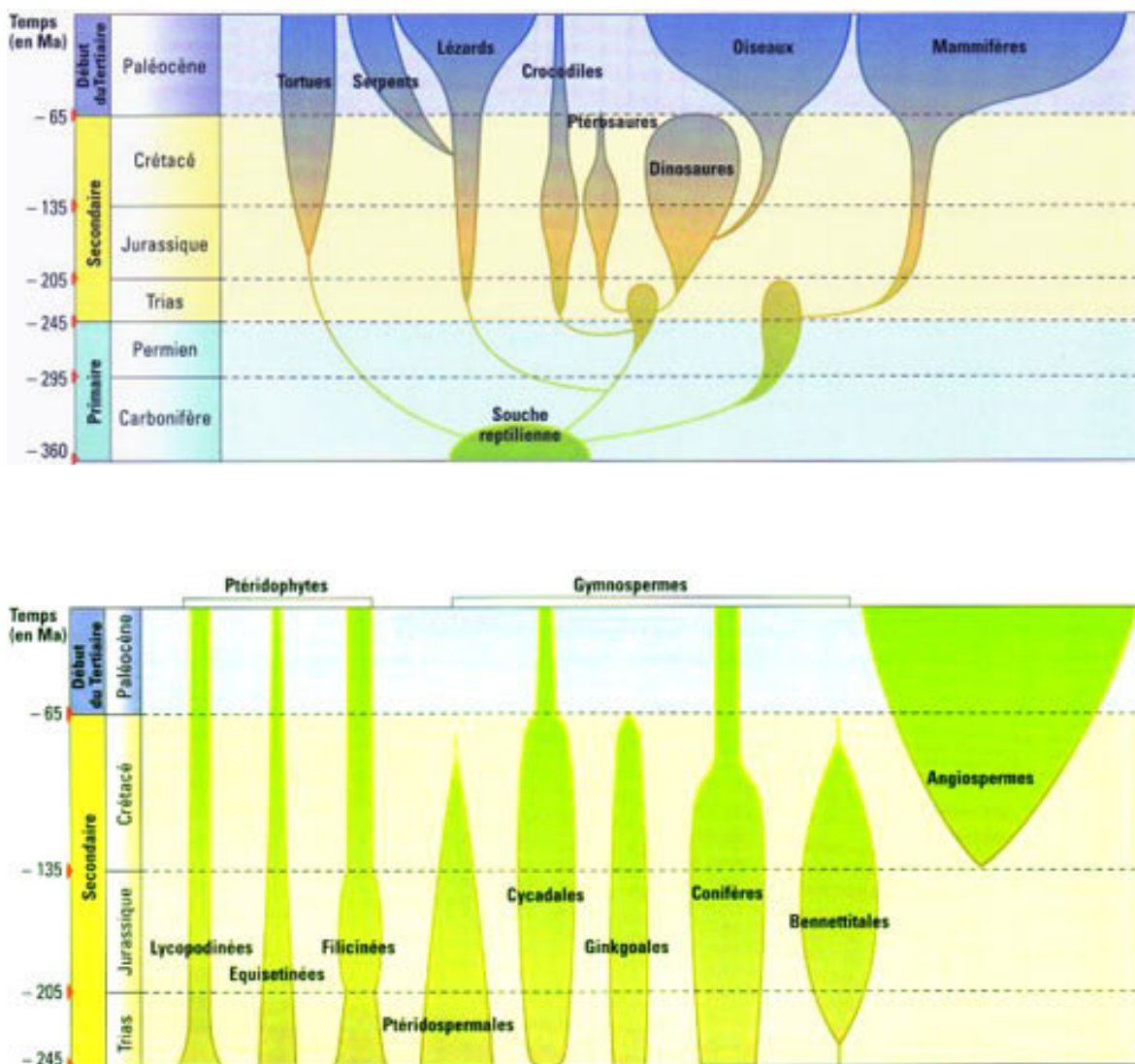


Figure 2.16 : Évolution des espèces animales et végétales

La quantité importante de cendres retrouvés dans les sédiments a tout d'abord laissé penser à des incendies à l'échelle planétaire mais certains indices découverts dans les années 80 ont confirmé l'hypothèse d'un impact météoritique. En effet, on trouve une concentration anormale d'iridium et d'autres métaux dans la couche à la limite Crétacé-Tertiaire, que l'on retrouve dans la composition chimique des astéroïdes. On cite à l'appui de cette hypothèse l'abondance de petites gouttelettes de basaltes (sphérules) comme indice de la fonte et de la projection de matériaux de la croûte dans l'atmosphère suivant l'impact. On retrouve aussi dans cette couche d'iridium, des quartz choqués, c'est-à-dire ayant subi une très haute pression. La découverte d'un cratère de 180 kilomètres sur la péninsule du Yucatan au

Mexique (cratère de Chicxulub) et datant de 65 millions d'années vient conforter l'hypothèse de l'impact.

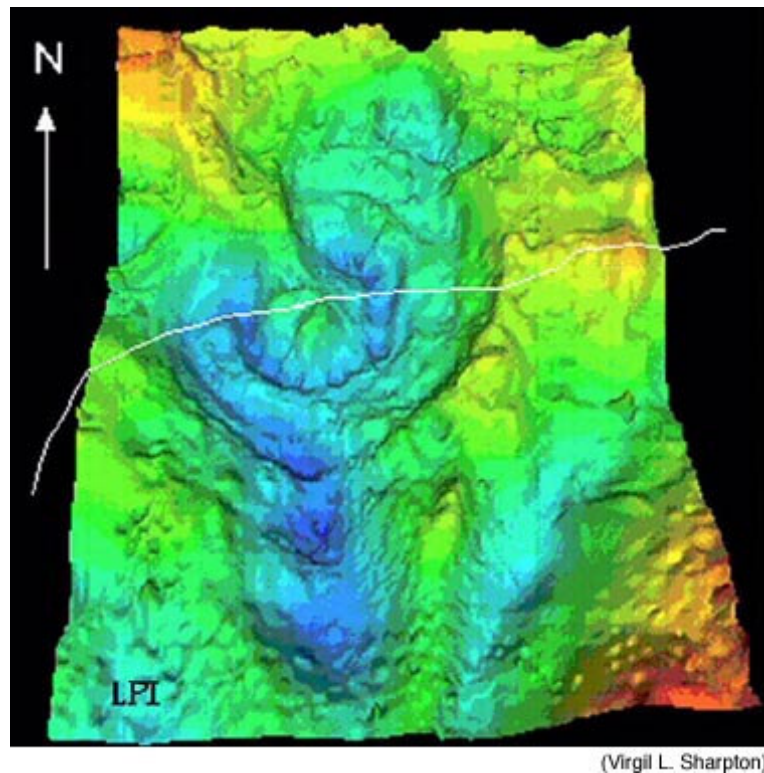


Figure 2.17 : Cratère de Chicxulub au Mexique (en blanc la côte du Yucatan)

Plus récemment, le 30 juin 1908, un bolide a explosé au-dessus de la taïga sibérienne, dans la région de Tunguska dont l'onde de choc fut ressentie à plus de 600 km de distance. 45 km² de forêt avait été bouleversée : 60 millions d'arbres étaient couchés radialement sur le sol et brûlés, autour d'une zone centrale entièrement incinérée. À moins de 20 km de l'épicentre, un millier de rennes furent instantanément réduits en cendres, des chiens furent brûlés vifs, toutes les tentes des nomades habitant cette région furent brûlées ainsi que tous les stocks de nourriture et de bois. Un tremblement de terre de magnitude 5 fut enregistré aux Etats-Unis, dont l'épicentre fut situé en Sibérie orientale. À 30 km de l'épicentre, un vieux chasseur mourut sous le choc, deux autres furent projetés en l'air; l'un d'eux se retrouva à 12 mètres de là, jeté contre un arbre et succomba à ses blessures. À 40 km au sud de l'épicentre les nomades furent contusionnés sous le choc. À 600 km de là, une locomotive dut interrompre sa course, les rails se soulevant sous l'onde de choc. Son écho fut perçu jusqu'à 1000 km de distance. L'onde traversa la Sibérie occidentale puis toute l'Europe et atteignit Postdam près de Berlin 6h plus tard.

Les feux brûlèrent pendant des semaines créant une colonne de flammes visible à plusieurs centaines de kilomètres de distance. Un vortex de poussières et de débris se forma au-dessus de la Tunguska qui fut entraîné dans la circulation générale de l'atmosphère autour du globe. Durant les jours et les mois qui suivirent les habitants de Sibérie observèrent des étoiles filantes par dizaines de milliers suite à la désintégration du météoroïde. Le ciel empli de fumées s'illumina de rouge pendant la nuit. Pendant plus de deux mois le ciel s'embrasa de

halos qui s'étendirent à travers tout le continent. En Europe, les gens voyaient en pleine nuit tellement le ciel était devenu lumineux.

Jusque dans les années 80, les théories les plus farfelues furent émises (mini trou noir traversant la Terre, impact de quelques grammes d'antimatière, chute d'un vaisseau extraterrestre à moteur nucléaire...). Ce n'est que récemment que l'hypothèse de l'impactisme fut proposée. On estime de nos jours que le bolide de la Tunguska ne mesurait que 50 mètres environ et aurait explosé à une altitude de 8 km, générant une énergie d'à peu près 10^{17} Joules (soit 1000 fois la bombe d'Hiroshima).



Figure 2.18 : La Tunguska (expédition Kulik de 1928)

La France aussi a connu un impact important dans la région de Rochechouart (dans le Limousin). On estime qu'une sidérite de 6 milliards de tonnes s'est abattue il y a environ 200 millions d'années, créant ainsi un cratère de 23 km de diamètre et 60 mètres de profondeur. La vitesse de l'astéroïde est estimée entre 20 et 50 km.s^{-1} et une énergie de $1,27.10^{21}$ Joules (20 millions de fois la bombe d'Hiroshima). Un séisme de magnitude 8,3 sur l'échelle de Richter fut ressenti. Toute vie aurait disparu dans un rayon de 200 km par suite des phénomènes : explosion, effet de souffle, émission de vapeurs toxiques, nuée ardente, séisme, raz de marée... La déflagration fut entendue à plus de 1000 km de distance. L'explosion aurait vaporisé $13,2 \text{ km}^3$ de roches et fondu 66 km^3 (on retrouve d'ailleurs sur place un filon important de quartz clivable, utilisé pour les hublots des navettes spatiales). L'érosion a depuis effacé toute trace visible du cratère.

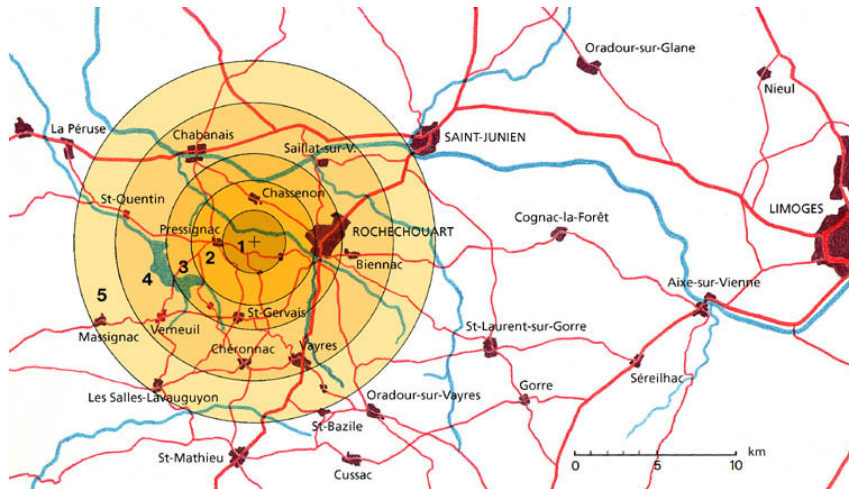


Figure 2.19 : Cratère de Rochechouart

La météorite de Peekskill (banlieue de New-York) s'est abattue le 9 octobre 1992 sur le coffre d'une voiture stationnée dans la rue. Il s'agissait d'une chondrite de 11 kilogrammes qui, après avoir traversé la voiture, a créé un cratère de 25 centimètres de profondeur dans le bitume.



Figure 2.20 : Météorite de Peekskill

Le 10 août 1972, aux Etats-Unis, un astéroïde de 4 000 tonnes a frôlé la Terre en traversant les couches supérieures de l'atmosphère, à 58 kilomètres d'altitude, avant de repartir dans l'espace. Sa vitesse pendant sa traversée est passée de 10 à 15 km.s⁻¹.



Figure 2.21 : Météore du Montana

On rapporte quelques cas de chutes mortelles mais pas toutes authentifiées (la météorite associée n'a pas été retrouvée) : en 616 après J.C., une météorite est tombée en Chine et tua 10 hommes qui circulaient en chariot. Au XVII^e siècle à Milan, un moine franciscain reçut une petite météorite dans la cuisse et succomba à ses blessures. À la même époque, deux matelots hollandais furent tués à bord de leur navire par la chute d'une météorite de 2 kilogrammes. Le 3 mai 1803, une pluie de météorites s'est abattue sur le village de L'Aigle en France sans faire de victimes. Le savant français Jean-Baptiste Biot s'est rendu sur place deux mois après la chute et a rapporté plusieurs fragments à Paris. On a retrouvé depuis une masse totale de 40 kg. Plus récemment, en Inde, le 16 février 1827, un homme aurait été blessé par un fragment de météorite qui venait de briser un arbre. Le 30 octobre 1954, une femme de l'Alabama fut blessée au bras et à la hanche par le ricochet d'une pierre de 4 kilogrammes qui venait de traverser le toit de sa maison.

Même si l'impactisme de grande envergure reste très impressionnant, les chutes de petites météorites représentent un risque non négligeable pour une population de plus en plus dense. Hélas, dans l'état actuel des choses, on ne peut se protéger de ce genre de danger. Les recherches sont axées sur le risque mondial que représenterait l'impact d'un géocroiseur de taille supérieure à 50 mètres.

Chapitre 3 : Surveillance et prévention



Vue d'artiste

I. Détection des astéroïdes

Pour détecter les astéroïdes, les astronomes font des poses photographiques du ciel à l'aide de caméras CCD (Charge Coupled Device) et un télescope suffisamment puissant (à partir de 60 cm de diamètre), sur lequel la rotation diurne a été compensée pour que les étoiles apparaissent fixes. Un astéroïde apparaît comme une traînée lumineuse, ou sous forme de points si la photographie a été prise "en chapelet".

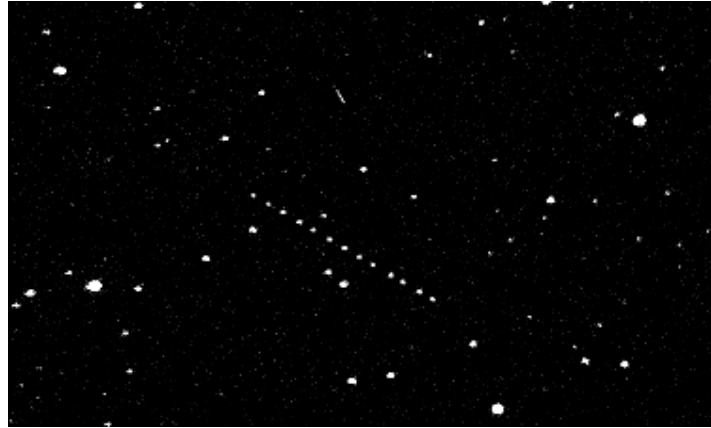


Figure 3.1 : Prise de vue en chapelet du géocroiseur 1988EG

Afin de déterminer les six éléments orbitaux, il est nécessaire d'avoir au minimum trois observations complètes réparties sur quelques jours. Les coordonnées équatoriales de l'astre (ascensions droites et déclinaisons) étant connues, on peut appliquer la méthode de Gauss^[1], qui permet d'avoir une première estimation de l'orbite de l'astéroïde. Les moyens actuels permettent d'utiliser de préférence la méthode de Laplace (et ses variantes), qui permet d'intégrer un plus grand nombre d'observations et de donner des valeurs plus précises, mais que la complexité rend difficile d'utilisation lors de calculs manuels.

La menace que représentent les géocroiseurs est prise très au sérieux par quelques organismes, dont le but est l'étude et la détection des corps potentiellement dangereux pour la Terre. Une véritable prise de conscience a eu lieu dans le monde en ce qui concerne ce danger potentiel, trop souvent sous-estimé. En mars 1996, l'Assemblée Parlementaire du Conseil de l'Europe a voté une résolution invitant les gouvernements des États membres de l'ESA à se préoccuper du problème. Mais le budget consacré par l'Europe à la détection des géocroiseurs ne dépasse pas 100 000 Euros.

Aux États Unis, plusieurs programmes existent déjà.

[1] Explication de la méthode de Gauss en annexe

L'équipe de recherche **NEAT** (Near Earth Asteroids Tracking), créé en 1994, au Laboratoire Jet Propulsion de la NASA coopère avec l'Armée de l'air américaine pour la surveillance des astéroïdes. L'équipe NEAT utilise le télescope situé à Haleakala, Maui (Hawaii). Les observations ont commencé en décembre 1995 et se sont poursuivies pendant 12 nuits par mois (autour de la période de la nouvelle lune) jusqu'en décembre 1996. Début janvier 1997, le nombre d'observations a été réduit pour chaque mois aux six nuits précédant la nouvelle lune à cause des exigences de l'Armée de l'air. Début avril 2001, un télescope de 1,2 mètres de diamètre au Mont Palomar (Californie) a été aussi mis en service pour la détection des astéroïdes.



Figure 3.2 : Observatoire de Haleakala (Hawaii)

Débuté en 1984, **Spacewatch** utilise un télescope de 0,9 mètres de diamètre à l'observatoire de Kitt Peak (Arizona). Il s'agit du premier télescope entièrement consacré à l'étude des astéroïdes et des comètes. Il est en activité environ 20 nuits par mois. Chaque région de ciel est parcourue trois fois avec un temps de pose de trente minutes afin de détecter des objets en déplacement par rapport aux étoiles fixes. Spacewatch a découvert beaucoup d'objets géocroiseurs, notamment un astéroïde d'une taille de dix mètres (1994 XM1) qui a détenu le record de proximité jusqu'en 2004 (105 000 km le 9 décembre 1994). En mai 2001, le groupe Spacewatch a découvert leur premier Astéroïde Potentiellement Dangereux.



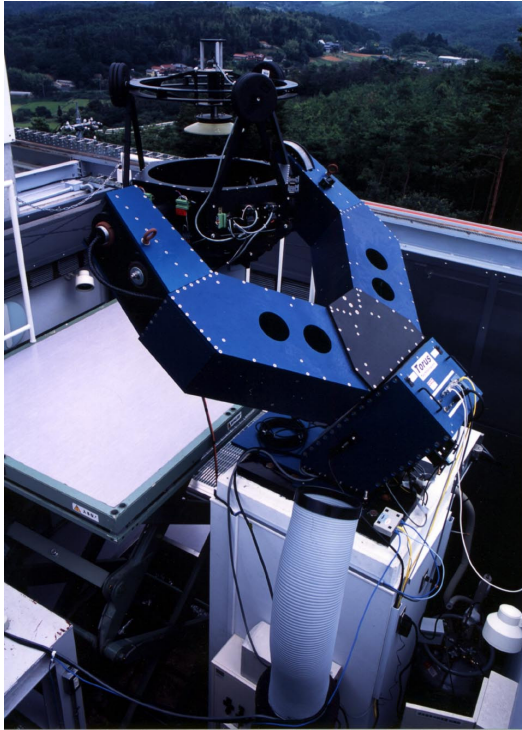
Figure 3.3 : Observatoire de Kitt Peak (Arizona)

Le programme **LINEAR** (Lincoln Near-Earth Asteroid Research), du MIT, travaille en coopération avec l'Armée de l'air. Les instruments qu'il utilise sont localisés au Laboratoire de Lincoln, sur le site expérimental d'essai de Socorro, au Nouveau Mexique. Les essais au début de 1996 ont montré que le système de recherche était très prometteur. Entre mars et juillet 1997, on a découvert quatre NEOs. En octobre 1997, 9 nouveaux géocroiseurs ont été détectés. Cinq autres ont suivi entre novembre 1997 et janvier 1998. Début octobre 1999, un deuxième télescope d'un mètre de diamètre a été ajouté au programme. En 2002, un troisième télescope de 0,5 mètres d'ouverture a été ajouté pour fournir des observations complémentaires aux découvertes faites par les deux autres télescopes. Les télescopes

LINEAR observent chaque portion de ciel 5 fois par nuit principalement dans la région du plan de l'écliptique où on s'attend à trouver la plupart des NEOs. Actuellement, le programme LINEAR est à l'origine d'une grande majorité des découvertes des géocroiseurs.



Figure 3.4 : Télescope de Socorro (Nouveau Mexique)



L'Agence de Développement Spatiale Nationale du Japon (NASDA), le Laboratoire Aéronautique National et l'Agence des Technologies et de l'Espace se sont associés pour mettre en place un programme de surveillance : la **JSGA** (Japanese Spaceguard Association). Cet observatoire est localisé près de la ville de Bisei, au Japon. En plus de la recherche de NEOs, les installations sont également utilisées pour suivre la trace de débris dans l'orbite terrestre. Un télescope Cassegrain de 0,5 mètres est utilisé depuis février 2000. Un télescope de 1 mètre va être installé et le Cassegrain de 0,5 mètres fera des mesures astrométriques complémentaires.

Figure 3.5 : Télescope de Bisei (Japon)

LONEOS (Lowell Observatory Near-Earth Object Search) a débuté en 1993 et utilise un télescope Schmidt de 0,6 m d'ouverture en Arizona. Ce n'est que tout récemment qu'il a commencé à faire ses preuves dans la détection des géocroiseurs.

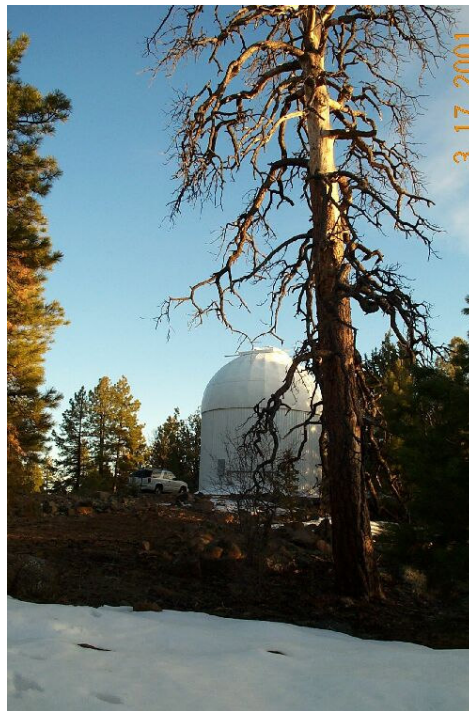


Figure 3.6 : Télescope du programme LONEOS (Arizona)

Catalina Sky Survey (CSS) utilise un télescope Schmidt de 0,7 mètres de diamètre situé au Mont Bigelow (20 km au nord de Tucson, Arizona) et un télescope 1,5 mètres au Mont Lemmon associé à un télescope de 0,6 mètres en Australie. Il s'agira du premier groupe de télescopes qui observera à temps plein les géocroiseurs. Les essais effectués en 2000 ont été concluants.



Figure 3.7 : Observatoire du Mont Bigelow

ADAS est un groupe de recherche consacrée aux astéroïdes et localisé à Asiago Cima Ekar, en Italie. C'est un intermédiaire entre le Département d'Astronomie de l'Université d'Asiago, l'Observatoire Astronomique de Padoue en Italie et le DLR Institute of Space Sensor Technology and Planetary Exploration de Berlin. Un télescope Schmidt de 0,6 m est utilisé depuis février 2001 et leurs recherches se concentrent sur les Atens et les objets intérieurs à l'orbite terrestre (IEO).



Figure 3.8 : Observatoire de Asiago Cima Ekar

D'autres réseaux de veille spatiale sont en activité en Chine (observatoire de Pékin) et en Russie (Observatoire de Saint-Petersbourg). Par contre en France, le seul observatoire qui exerçait une surveillance (à Nice) a cessé de le faire en 2000, faute de moyens.

Enfin un organisme international, **Spaceguard Foundation**, a été fondé en 1996 et rassemble des astronomes, professionnels ou amateurs, du monde entier. Il s'agit d'un vaste programme d'évaluation des risques représentés par les comètes et les astéroïdes. Les observations consistent à déterminer avec précision les orbites des corps de taille supérieure à 1 km dont l'impact sur Terre aurait des conséquences globales (Atens, Apollos et Amors) et dont on ne connaît que 10 % de la population.

L'E.S.A. (Agence Spatiale Européenne) participe à des activités de surveillance et d'étude des géocroiseurs depuis de nombreuses années. Cet institut de recherche spatiale est situé près de Rome, en Italie et héberge le nœud principal du réseau "Spaceguard" qui lui s'occupe de la surveillance du ciel à l'échelle mondiale. L'Autriche, la Belgique, le Danemark, la Finlande, la France, le Royaume-Uni, l'Allemagne, l'Irlande, l'Italie, les Pays-bas, la Norvège, le Portugal, l'Espagne, la Suisse, la Suède, le Canada, la Hongrie, la République Tchèque, participent au budget de cet organisme.

L'ESA vient de lancer un nouveau projet cherchant à faire germer au sein de l'industrie et des universités, les meilleures idées possibles pour protéger notre planète contre les géocroiseurs. Voici les 6 propositions sélectionnées :

- **Don Quichotte** : cette proposition prévoit deux véhicules spatiaux dont l'un, "**Don Quichotte**", irait s'écraser sur un astéroïde tandis que l'autre, "**Sancho Pança**", posté à distance respectable, observerait ce qui se passe avant, pendant et après l'impact de manière à recueillir des informations sur la structure interne du géocroiseur. Cette mission permettrait également de tester d'éventuelles techniques de protection : il est par exemple envisageable de programmer "**Don Quichotte**" de manière à ce que son impact sur l'astéroïde modifie sa trajectoire pour éviter une collision avec la Terre.
- **Earthguard 1** : un véhicule spatial propulsé par des voiles solaires ou par un système électrique, occupant éventuellement la place de passager auxiliaire lors d'un lancement futur, serait placé sur une orbite héliocentrique pour observer les géocroiseurs à partir d'un poste d'observation favorable.
- **Ishtar** : Cette mission permettrait de sonder l'intérieur d'un géocroiseur pour en étudier la structure et évaluer la menace qu'il représente par tomographie radar; cette nouvelle technologie utilise des ondes radars capables de pénétrer dans le sol pour donner des images de l'intérieur d'un corps solide.
- **Simone**: Cette mission donnerait lieu au lancement d'une flottille de petits satellites de faible coût. Ceux-ci survoleraient un certain nombre de géocroiseurs et/ou s'y poseraient afin de caractériser cette population d'objets menaçants et d'obtenir sur eux des informations de première main.
- **Euneos** : Un recensement spatial serait entrepris à partir d'une orbite située dans le système solaire interne pour répertorier les géocroiseurs les plus dangereux. Ce sont souvent les plus difficiles à étudier à partir d'observatoires basés au sol étant donné que ces objets très peu lumineux ne sont fréquemment visibles que dans le ciel diurne ou à une très faible élévation au-dessus de l'horizon.
- **Téledétection spatiale de géocroiseurs** : Un observatoire spatial étudierait les caractéristiques physiques des géocroiseurs telles que leurs dimensions, leur composition et les caractéristiques de leur surface.

L'ESA jugera si l'un ou plusieurs des missions proposées sont faisables et méritent d'être poursuivies au cours de 2003.

Dès qu'un astéroïde est découvert, il est classé selon des règles très précises, résumées dans le tableau suivant.

Millésime	Rang de la quinzaine		Numéro d'ordre dans la quinzaine de la découverte
	JANVIER	du 1er au 15	A
		du 16 jusqu'à la fin du mois	B
	FEVRIER	du 1er au 15	C
		du 16 jusqu'à la fin du mois	D
	MARS	du 1er au 15	E
		du 16 jusqu'à la fin du mois	F
	AVRIL	du 1er au 15	G
		du 16 jusqu'à la fin du mois	H
	MAI	du 1er au 15	J
		du 16 jusqu'à la fin du mois	K
	JUIN	du 1er au 15	L
		du 16 jusqu'à la fin du mois	M
	JUILLET	du 1er au 15	N
		du 16 jusqu'à la fin du mois	O
	AOÛT	du 1er au 15	P
		du 16 jusqu'à la fin du mois	Q
	SEPTEMBRE	du 1er au 15	R
		du 16 jusqu'à la fin du mois	S
	OCTOBRE	du 1er au 15	T
		du 16 jusqu'à la fin du mois	U
	NOVEMBRE	du 1er au 15	V
		du 16 jusqu'à la fin du mois	W
	DECEMBRE	du 1er au 15	X
		du 16 jusqu'à la fin du mois	Y
			<p>Note : "I" est omis</p> <ul style="list-style-type: none"> - de A à Z pour les 25 premiers - de A1 à Z1 du 26ème au 50ème - de A2 à Z2 du 51ème au 75ème - de A3 à Z3 du 76ème au 100ème - etc... <p>Ainsi, le premier astéroïde ou supposé comme tel, découvert dans la deuxième quinzaine de MAI 2001 se verra affecté du numéro d'ordre 2001 KA, tandis que le trentième découvert dans la même période se nommera 2001 KE1, et le soixante-douzième s'appellera 2001 KW2.</p>

Tableau 9 : Classification temporaire des astéroïdes

Lorsque l'orbite est connue avec suffisamment de précision, l'astéroïde reçoit un numéro puis éventuellement un nom définitifs, attribués par l'Union Astronomique Internationale (UAI) : par exemple, 433 Éros est le 433^e astéroïde répertorié.

On utilise alors l'échelle de Turin pour classer les géocroiseurs selon leur dangerosité.

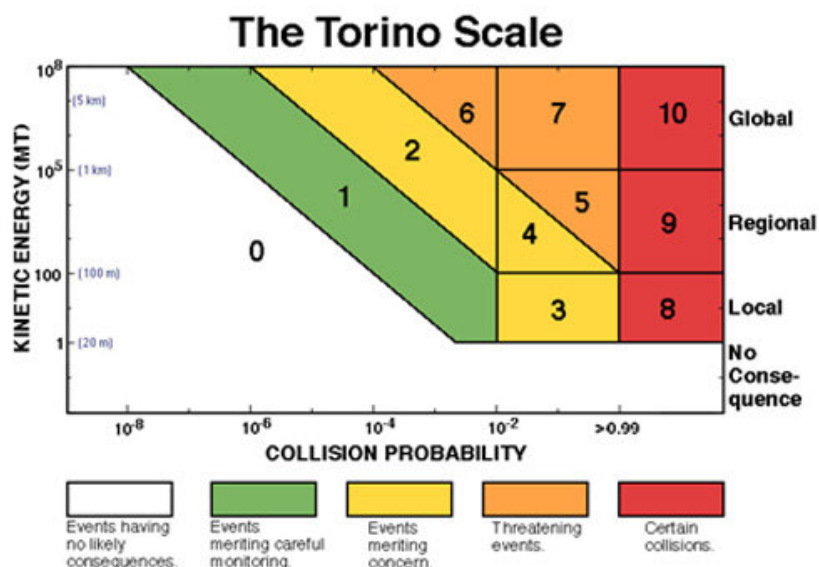


Figure 3.9 : Échelle de Turin

Zone Blanche : Évènements n'ayant aucune conséquence probable	
0	La probabilité d'une collision est nulle, ou bien en dessous du risque qu'un objet aléatoire de la même taille frappe la Terre dans quelques décennies. Cette désignation s'applique aussi à n'importe quel petit objet qui, en cas d'une collision, n'atteindrait pas la surface terrestre.
Zone Verte : Évènements méritant de l'attention	
1	La probabilité de collision est très faible, de même que pour un objet aléatoire de la même taille frappant la Terre dans quelques décennies suivantes.
Zone Jaune : Évènements méritant une surveillance	
2	La collision est très peu probable.
3	Probabilité de 1 % ou collision avec conséquences locales.
4	Probabilité de 1 % ou collision avec conséquences régionales.
Zone Orange : Évènements probables	
5	Menace d'une collision avec conséquences régionales.
6	Menace d'une collision avec conséquences globales.
7	Menace très importante avec conséquences globales.
Zone Rouge : Collisions certaines	
8	Collision avec destructions locales.
9	Collision avec destructions régionales.
10	Collision avec destructions globales.

Tableau 10 : Commentaires de l'échelle de Turin

Actuellement, l'astéroïde le plus dangereux pour la Terre est à 1 sur l'échelle de Turin. Il s'agit de 1997 XR2, qui passera à 1977 ± 255 km au-dessus de la surface terrestre, aux alentours du 1^{er} juin 2101, avec une probabilité d'impact de 0,0097%.

II. Prévention

Il n'existe pas réellement de programme de défense contre les géocroiseurs. De nombreuses solutions ont été avancées mais aucune expérience n'a jamais été tentée pour vérifier l'efficacité réelle de ces solutions. Les propositions les plus sérieuses que les moyens techniques actuels nous permettraient de mettre en place sont les suivants.

Scénario de l'explosion

La destruction de l'astéroïde est complètement impossible avec nos moyens actuels. Une arme conventionnelle de 20 MT serait incapable de pulvériser un corps de plus de 50 mètres de diamètre. Le remède serait même pire que le mal si l'on considère que la gigantesque pluie de météorites qui en résulterait frapperait une plus grande surface encore, provoquant des tsunamis et des incendies sur la moitié du globe terrestre. L'idéal serait une bombe atomique de 1 GT, placée à bord d'une grande fusée (Proton ou Saturn V) afin de pulvériser le géocroiseur. Une bombe de cette puissance serait alors aussi menaçante que l'astéroïde en cas d'accident sur le pas de tir ou de conflit international. De plus, elle n'est possible que si l'on dispose d'au moins deux ans, et que l'astéroïde mesure moins de 300 mètres.

Scénario du souffle

Les scientifiques ont eu l'idée de dévier le corps menaçant de sa trajectoire. Si on fait exploser un missile de 20 MT à proximité de l'astéroïde et en amplifiant l'explosion, le souffle ainsi créé pourrait le faire dévier de sa trajectoire et lui communiquer une vitesse de 2 cm.s^{-1} . Un délai de plus de 4 ans est nécessaire pour faire quitter un géocroiseur de 1 à 5 km de diamètre de son orbite de collision, sans compter le temps pour préparer la mission, les aléas d'un vol dans l'espace...

De plus, ce calcul est fondé sur des sidérites. Mais l'astéroïde peut être plus friable (chondrite). Il ressort d'une étude du Département d'Études Spatiales de Boulder qu'une météorite dure et dense se désintègre à l'impact, comme prévu, mais que des échantillons poreux et friables absorbent presque complètement la puissance de l'impact. Un astéroïde poreux mesurant 1 km resterait extrêmement dangereux, absorbant tout l'impact du missile et ne dévierait pas de sa trajectoire.

Scénario du laser

On envisage également l'utilisation d'un laser qui ferait s'évaporer une partie de la surface de l'astéroïde. Les gaz éjectés permettraient alors par une force de répulsion de dévier l'astéroïde de sa trajectoire. Seulement, cette technologie nécessite un laser Gigajoule, dont nous ne disposons pas à l'heure actuelle. De plus, ce scénario ne fonctionnerait que sur des astéroïdes de moins de 200 mètres de diamètre.

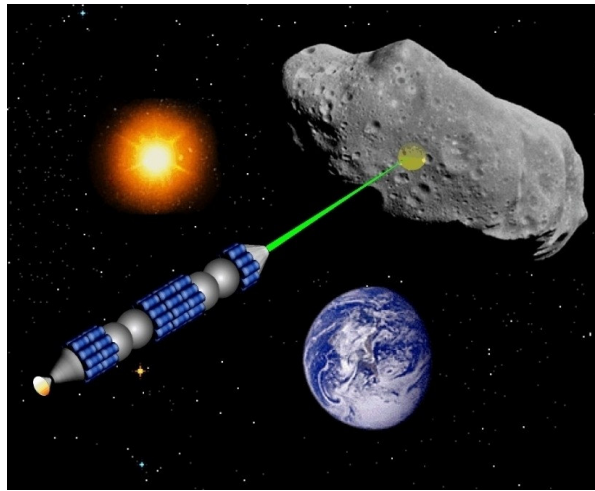


Figure 3.10 : Scénario du LASER

Scénario de la foreuse

Une foreuse pourrait être déposée à la surface de l'astéroïde dont elle éjecterait régulièrement des morceaux. La conservation de la quantité de mouvement induirait un changement de trajectoire. Hélas, la rotation de l'astéroïde sur lui-même rend quasiment impossible cette hypothèse, de plus, la foreuse devra disposer d'une très grande source d'énergie autonome.

Scénario de la voile solaire

Une voile solaire fonctionne par pression de radiation. Les calculs montrent que pour une surface de 1 m^2 , remorquant une masse de 1 kg , permettaient d'obtenir une accélération à peu près constante de 1 mm.s^{-1} . Cette solution comporte de nombreux points difficilement réalisables. À l'heure actuelle, la technologie de la voile solaire n'est pas acquise. Ensuite, les fixations à l'astéroïde doivent être à toutes épreuves, ce qui est difficile dans le cas d'un astéroïde poreux. Enfin, la surface nécessaire pour atteindre une vitesse de correction suffisante dans un laps de temps raisonnable peut atteindre le kilomètre carré.

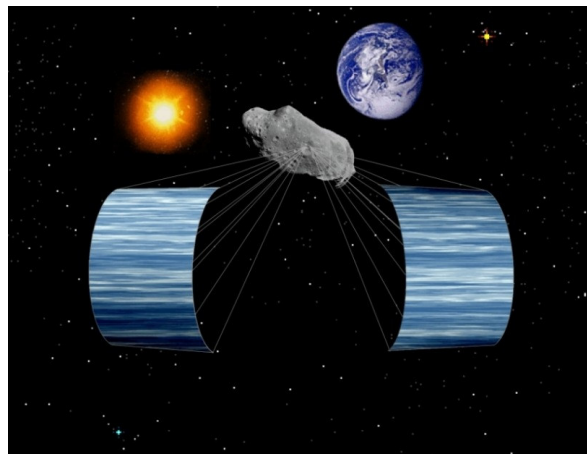


Figure 3.11: Scénario de la voile solaire

Scénario de l'effet Yarkovsky

L'idée consiste à concentrer la lumière solaire sur la surface de l'astéroïde menaçant et d'en réchauffer localement la couche superficielle. L'énergie solaire ainsi concentrée permettrait de dévier progressivement l'astéroïde de sa trajectoire de collision avec la Terre, le collecteur devant rester près de l'astéroïde durant plusieurs années, ce qui s'apparente à un effet Yarkovsky beaucoup plus intense.

L'idée fut d'abord fortement critiquée par les militaires qui mettaient toute leur confiance dans le souffle des bombes plutôt que dans le rayonnement solaire. Mais après le succès de la mission sur Éros, le scénario semblait toutefois possible. En effet, une petite entreprise construit des miroirs paraboliques pour les satellites micro-ondes des services gouvernementaux et confirme que son idée était réalisable.

Mais certains géocroiseurs, comme les comètes de type Swift-Tuttle, ne sont détectés que quelques mois avant leur éventuelle collision, ce qui est insuffisant pour utiliser le collecteur solaire.

Scénario de la propulsion

La déviation par la poussée d'une sonde est également envisagée. Un moteur posé à la surface de l'astéroïde pourrait réussir à dévier suffisamment sa trajectoire pour que l'impact soit évité. Il faudrait, pour un corps de 200 mètres de diamètre, une poussée continue de 2.5 Newtons pendant trois mois. Même si la poussée est minime (l'énergie nécessaire pour soulever un verre d'eau), la masse de carburant consommée pendant ces trois mois est gigantesque (environ 4000 tonnes pour une fusée chimique).

Le développement des fusées à propulsion ionique, utilisant le milieu interstellaire pour fonctionner, pourrait rendre possible cette éventualité. Mais leur faible puissance nécessiterait une utilisation sur plusieurs années, ce qui n'est pas toujours possible aux vues des performances actuelles de cette technologie.

La seule solution dont on dispose à l'heure actuelle serait le moteur nucléaire. Il serait suffisamment puissant et résistant pour apporter la poussée nécessaire à la déviation. Le problème principal serait alors de le déposer à la surface du géocroiseur, et de compenser la rotation de l'astéroïde sur lui-même.

Scénario du billard cosmique

Ce dernier scénario relève plus de la science fiction que de la solution efficace. Il consiste en l'envoi d'un petit astéroïde sur un plus gros. Il serait la seule solution possible pour des géocroiseurs de plus de 10 km. Seulement, en dehors des moyens de propulsion qui sont déjà largement hors de notre portée, il faudrait en plus du temps de construction du moteur et de voyage disposer d'au moins quatre ans avant l'impact. Les calculs des paramètres orbitaux demanderaient également une précision colossale.

Système	Taille limite astéroïde	Délai	Problèmes	Coût (milliards de dollars)
Propulsion	< 1 km	3 mois	Rotation de l'astéroïde, source d'énergie	5 à 20
Explosion nucléaire	< 300 m	De 2 à 4 ans	Risque d'explosion au sol	1 +
Foreuse	Pas de taille limite	?	Source d'énergie	15 +
Laser	200 m	?	Source d'énergie	10 à 20
Souffle	< 5 km	4 ans +	Risque d'explosion au sol, nécessite de nombreuses bombes	5 à 20
Collision	< 100 km	4 ans +	Grande précision exigée	?
Voile solaire	?	?	Taille de la voile, fixations	1 à 2
Yarkovsky	?	5 ans +	Le collecteur doit rester en place très longtemps	?

Tableau 11 : Comparaison des différentes solutions

Les solutions sont donc très limitées et certainement inefficaces à l'heure actuelle. Si un géocroiseur devait percuter la Terre dans les années à venir, la meilleure solution serait encore l'évacuation de la zone d'impact.

III. Conséquences humaines d'un impact

Si un géocroiseur devait atteindre la Terre, les conséquences humaines seraient considérables. Ainsi, s'il tombait dans l'océan (70% de la surface terrestre), au tremblement de terre, aux incendies provoqués par les radiations, à l'effet de souffle et aux éjectas s'ajouterait encore un phénomène de tsunami. Cela serait catastrophique si l'on considère que 80% de la population mondiale vit près des côtes. Un astéroïde de 200 m de diamètre provoquerait des raz-de-marée avec des vagues de plus de 60 m de hauteur qui déferleraient sur plusieurs milliers de kilomètres. S'il tombait au milieu du Pacifique, des villes comme Tokyo et Sydney seraient détruites tandis que l'onde se propagerait jusqu'à 50 km à l'intérieur des terres, aux contreforts des premières montagnes. S'il tombait dans l'océan Atlantique les deux côtés de l'océan seraient gravement touchés par le tsunami qui détruirait plusieurs dizaines de milliers de kilomètres de régions côtières. S'il tombait dans l'Océan Indien ou la Méditerranée, le tsunami ferait vraisemblablement des millions de victimes. Quant à l'impact dans l'océan d'un astéroïde comme 1950DA qui mesure 1 km de diamètre (collision probable pour 2880), le tsunami atteindrait 4 km de hauteur.

Un seul pays est confronté régulièrement à l'ensemble de ces phénomènes catastrophiques : le Japon. De plus, ce pays est un pays à forte concentration démographique et très industrialisé. C'est pourquoi, pour avoir une idée des conséquences qu'aurait la chute d'un astéroïde sur Terre, nous allons nous pencher sur les catastrophes naturelles du Japon.

Les tremblements de terre sont un phénomène répandu au Japon. En effet, il est situé sur une faille sismique. Le séisme de Kobé du 17 janvier 1995 de magnitude 6,9 sur l'échelle de Richter a été la cause de 2000 morts, un millier de disparus, 12 000 blessés et 140 000 sans abris. Il y a eu 12 000 bâtiments détruits. Le Japon, pays essentiellement maritime, venait de perdre son second port le plus important. On estime à 200 milliards de yens (environ 150 millions d'euros) les pertes financières par jour de cessation d'activité du port. De plus, certains dégâts ont affecté le pays dans sa totalité comme la chute des ponts ferroviaires des trains à grandes vitesses. Le coût total des dégâts est estimé à 10 milliards d'euros. Les conséquences psychologiques sur la population nipponne ont été dramatiques bien que celle-ci soit depuis longtemps habituée à ce phénomène.



Figure 3.12 : Tremblement de terre de Kobé (photo prise pendant les secousses)

Les incendies sont un véritable danger pour les mégalo­poles nipponnes. C'est pourquoi les consignes sont extrêmement strictes dans ce domaine. La première règle dans un tremblement de terre est d'ailleurs d'éteindre toute source de chaleur et de couper le gaz. En septembre 1923, les incendies de la ville de Tokyo devaient tuer 100 000 personnes. Cette catastrophe serait à étendre dans un rayon d'une centaine de kilomètres au lieu d'une dizaine si un astéroïde devait nous heurter. Cette catastrophe a laissé de nombreuses séquelles dans la psychologie nipponne qui cultive une véritable phobie envers les incendies. Les dégâts de nos jours seraient estimés à 200 millions d'euros.

L'explosion du Mont Unzen en 1991 a fait 43 morts et une cinquantaine de blessés. Un village entier a été détruit et les nuées ardentes, comparables aux poussières émises lors de la chute d'un astéroïde, ont recouvert la ville de Shinbara. La population est depuis longtemps habituée aux caprices de ses volcans. Cela explique le peu de victimes par rapport aux catastrophes volcaniques que le Japon a connu dans son passé (Asama).

Les tsunamis surviennent généralement à la suite d'un tremblement de terre ou d'un glissement de terrain sous-marin. Cela engendre une vague qui devient de plus en plus grande à mesure qu'elle s'approche des côtes. Ainsi, le tsunami de Okushiri en 1993 causa la mort de 150 personnes. Il mesurait plus de 30 mètres de haut. Les dégâts sont estimés à plusieurs centaines de millions d'euros. La vision d'un mur d'eau de plusieurs dizaines de mètres de haut s'abattant sur une ville reste bien sûr un traumatisme profond.



Figure 3.13 : La Grande vague, une des 36 vues du mont Fuji (Hokkusaï)

Les cyclones (ou typhons), dont les vents peuvent atteindre presque 300 km.h⁻¹, balaient régulièrement le Japon surtout entre le mois de mai et le mois d'octobre. Le bilan n'excède pas la centaine de victimes mais occasionne des dégâts matériels estimés à environ 200 millions d'euros.

Voici succinctement résumées les conséquences humaines qu'aurait la chute d'un astéroïde près d'un pays industrialisé. Rappelons que les japonais ont l'habitude de ce genre de phénomène et que les mêmes événements auraient en Europe ou aux Etats-Unis un bilan tout à fait différent. Le Japon a dépensé en 30 ans environ 16 milliards d'euros pour réparer les dommages causés par ces catastrophes naturelles, soit environ 530 millions d'euros par an.

Terminons par le coût d'une évacuation. En 1986, l'évacuation de la population d'Honolulu en prévision d'un tsunami a coûté 30 millions de dollars pour environ 400 000 personnes. Naturellement, si cela devait arriver dans un pays plus peuplé, on pourrait aisément multiplier par 10 ce montant.



Figure 3.14 : Évacuation de Honolulu en 1986

En cas de chute d'un géocroiseur sur la Terre, les montants des dégâts et le nombre de victimes seraient si considérables que l'économie et les ressources d'un pays ne suffiraient pas à les couvrir et l'économie mondiale s'en trouverait très fortement perturbée. Rappelons-nous le mini krak boursier qui a commencé à s'étendre immédiatement après les événements du 11 septembre 2001. À l'heure actuelle, il n'existe aucune structure internationale capable d'entreprendre une évacuation en urgence d'une grande zone de population. En cas de catastrophe de taille régionale, la gestion de la crise post-impact serait financièrement désastreuse pour un pays seul, et les répercussions économiques s'en ressentirait à l'échelle du globe, mais si les effets devaient être mondiaux, il est certain que l'organisation internationale serait totalement bouleversée. Et l'évènement resterait un traumatisme profond pour la population, sur plusieurs générations.

Le meilleur moyen de préparer les nations à ce genre d'évènement reste encore l'information claire, objective et réaliste des risques encourus et de commencer l'installation de structures de survie.

Conclusion

La menace des géocroiseurs semble être la prochaine épreuve technologique à laquelle nous serons confrontée. Tous les domaines scientifiques sont concernés : l'astrophysique (effet Yarkovsky, voiles solaires), l'astronomie de position (calcul d'orbites, détection), physique des solides (comportement des roches de l'astéroïde), informatique (modélisation), physique nucléaire (moteurs nucléaires)...

Malgré l'obstination des politiques à minimiser le phénomène et bien que partant nous-mêmes avec des *a priori* concernant l'ampleur que pourraient avoir les dégâts, cette étude nous a fait comprendre que même les films catastrophes sont très en-dessous de la réalité. Même pour un impact considéré comme modeste, selon la zone atteinte, les conséquences seraient dramatiques et les effets se ressentiraient dans le monde entier, ne serait-ce qu'à une échelle économique ou psychologique.

Heureusement, nos recherches nous ont permis de constater que depuis une dizaine d'années, émerge une prise de conscience collective à échelle mondiale même si elle reste confinée aux seuls domaines scientifiques surtout depuis la chute de la comète Shoemaker-Levy 9 sur la planète Jupiter en juillet 1994.

À long terme, on peut envisager l'utilisation des géocroiseurs comme mines de fer et de nickel, comme base spatiale de précolonisation du système solaire, et peut-être même comme élément constitutif d'une possible terraformation de Mars. Cela reste encore du domaine de la science-fiction à l'heure actuelle.

Remerciements

Nous remercions M. Jacques Bergeat d'avoir accepté de nous encadrer pour ce travail et pour son soutien pendant l'écriture du rapport. Le soin qu'il a mis à la relecture et à l'analyse de ce document nous a beaucoup aidé, ce dont nous lui sommes d'autant plus reconnaissants que son temps était très pris. La communication malcommode par mails interposés ne l'a pas empêché de nous donner des indications claires, et précises sur nos erreurs et nos imprécisions. Ce travail n'aurait certainement pas la qualité qu'il a aujourd'hui s'il n'avait pas été là pour nous conseiller. Nous le remercions donc pour son aide indispensable et précieuse.

Annexe 1

Caractéristiques de quelques astéroïdes							
Astéroïde Numéro et nom	Diamètre (km)	Masse 10 ¹⁵ kg	Période Orbitale	Classe Spectrale	Demi- grand axe	Inclinaison orbitale	Excentricité orbitale
1 Cérès	960 x 932	870,000	4,60 ans	C	2,766 UA	0,0779	10,58 deg
2 Pallas	570 x 525 x 482	318,000	4,61 ans	U	2,776 UA	0,2309	34,85 deg
3 Junon	240	20,000	4,36 ans	S	2,669 UA	0,2579	12,97 deg
4 Vesta	530	300,000	3,63 ans	U	2,361 UA	0,0903	7,13 deg
45 Eugénia	214	6,100	4,49 ans	FC	2,721 UA	0,083	6,61 deg
140 Siwa	110		4,52 ans		2,732 UA	0,2009	1,97 deg
243 Ida	58 x 23	100	4,84 ans	S	2,861 UA	0,0451	1,14 deg
216 Kleopatra	217 x 94		4,67 ans	M	2,793 UA	0,2535	13,14 deg
253 Mathilde	66 x 48 x 46	103,3	4,31 ans	C	2,646 UA	0,2660	6,71 deg
433 Éros	33 x 13 x 13	7,2	1,76 ans	S	1,458 UA	0,2230	10,83 deg
951 Gaspra	19 x 12 x 11	10	3,29 ans	S	2,209 UA	0,1738	4,10 deg
1566 Icare	1,4	0,001	1,12 ans	U	1,078 UA	0,8268	22,86 deg
1620 Géographos	2,0	0,004	1,39 ans	S	1,246 UA	0,3354	13,34 deg
1862 Apollon	1,6	0,002	1,81 ans	S	1,471 UA	0,5600	6,36 deg
2060 Chiron	180	4000	50,7 ans	B	13,633 UA	0,3801	6,94 deg
2530 Shipka			5,25 ans		3,019 UA	0,1237	10,10 deg
2703 Rodari			3,25 ans		2,194 UA	0,0572	6,04 deg
3352 McAuliffe	2 - 5		2,57 ans		1,879 UA	0,3686	4,77 deg
3840 Mimistrobell			3,38 ans		2,249 UA	0,0831	3,92 deg
4179 Toutatis	4,6 x 2,4 x 1,9	0,05	3,98 ans	S	2,512 UA	0,6339	0,47 deg
4660 Néréus	2		1,82 ans		1,490 UA	0,3603	1,42 deg
4769 Castalia	1,8 x 0,8	0,0005	1,10 ans		1,063 UA	0,4831	8,89 deg
4979 Otawara	18,9		3,19 ans		2,168 UA	0,1170	0,41 deg
5535 AnneFrank	4,0		3,29 ans		2,212 UA	0,0643	4,25 deg
9969 Braille	2,2 x 1,0		3,58 ans		2,341 UA	0,4336	29,0 deg
25143 Itokawa	~1		1,52 ans		1,324 UA	0,2789	1,71 deg

1 Cérès - L'astéroïde le plus grand et le premier à avoir été découvert, par G. Piazzi le 1^{er} janvier 1801. Cérès concentre un tiers des $2,3 \times 10^{21}$ kg de la masse totale estimée de tous les astéroïdes. Constitue un des deux objectifs de la sonde Dawn.

2 Pallas - Le deuxième astéroïde en taille et à avoir été découvert, par H. Olbers en 1802.

3 Junon - Le troisième astéroïde découvert, par K. Harding en 1804.

4 Vesta - Le troisième astéroïde en taille, Vesta semble posséder une croûte basaltique recouvrant une manteau d'olivine, indiquant qu'une différenciation s'est produite. A été photographié par le télescope spatial Hubble en 1995. Constitue un des deux objectifs de la sonde Dawn.

45 Eugénia - Possède un petit satellite S/1998 (45) 1 en orbite proche de 4,7 jours de période.

140 Siwa - Survol programmé en juillet 2008 par la sonde Rosetta sur son chemin vers la comète P/Wirtanen

216 Kleopatra - Visualisé par le radar d'Arecibo, apparu sous la forme inhabituelle d'un os.

243 Ida - Photographié par Galileo le 28 août 1993. Les images montrent un petit satellite, nommé Dactyl, en orbite autour d'Ida.

253 Mathilde - Cible de survol lors de la mission NEAR le 27 juin 1997 en chemin vers 433 Éros.

433 Éros - Astéroïde proche de la Terre, a été étudié par la mission NEAR, qui survola Eros en février 1999 et se mit en orbite autour en février 2000.

951 Gaspra - Photographié par Galileo le 29 octobre 1991.

1566 Icare - Orbite très excentrique croisant celle de la Terre.

1620 Géographos - Prévu pour être visité par la sonde Clémentine, avant qu'une défaillance d'ordinateur ne mette fin à la mission.

1862 Apollon - Astéroïde croisant l'orbite de la Terre.

2060 Chiron - Astéroïde / Comète (95P/Chiron) en orbite chaotique et excentrique près de Saturne et d'Uranus. Le passage au périhélie (point le plus proche du Soleil) du 14 février 1996 était le sujet d'une campagne d'observation.

2530 Shipka - Survol prévu pour octobre 2008 par la sonde Rosetta à destination de la comète P/Wirtanen.

2703 Rodari - Survol prévu pour mai 2008 par la sonde Rosetta à destination de la comète P/Wirtanen.

3352 McAuliffe - Astéroïde Amor (croisant Mars) dont le survol à été initialement prévu en 1999 par la sonde Deep Space 1.

3840 Mimistrobell - Survol initialement prévu pour septembre 2006 par la sonde Rosetta à destination de la comète P/Wirtanen.

4179 Toutatis - Objet double, probablement en contact, un corps de 2,5 km de diamètre et un autre de 1,5. Visualisé par les radars d'Arecibo et de Goldstone. Passage près de la Terre (1,5 millions de km) prévu le 29 septembre 2004.

4660 Néréus - Astéroïde proche de la Terre, cible de la mission NEAP (Near Earth Asteroid Prospector).

4769 Castalia - Astéroïde à double lobe proche de la Terre, chaque lobe mesurant environ 750 m de diamètre. Visualisé par le radar d'Arecibo.

4979 Otawara - Survol prévu pour juillet 2006 par la sonde Rosetta à destination de la comète P/Wirtanen.

5535 AnneFrank - Survolé par la sonde Stardust en novembre 2002 lors de son périple vers la comète P/Wild2.

9969 Braille - Astéroïde proche de la Terre, cible du survol du 28 juillet 1999 par la sonde Deep Space 1. (Aussi dénommé 1992 KD).

25143 Itokawa (1998 SF36) - Astéroïde proche de la Terre, cible de la mission Hayabusa (ex Muses-C) de mise en orbite en 2005 et de retour d'échantillon en 2007.

Annexe 2

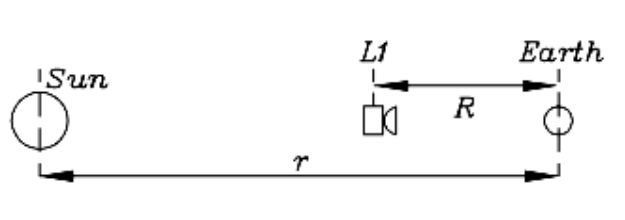
Liste non exhaustive des géocroiseurs pouvant percuter la Terre d'ici 2101.

<u>Object Designation</u>	<u>Year Range</u>	<u>Potential Impacts</u>	<u>Impact Prob. (cum.)</u>	<u>V_{infinity} (km/s)</u>	<u>H (mag)</u>	<u>Est. Diam. (km)</u>	<u>Palermo Scale (cum.)</u>	<u>Palermo Scale (max.)</u>	<u>Torino Scale (max.)</u>
1997 XR2	2101-2101	2	9.7e-05	7.17	20.8	0.230	-2.44	-2.71	1
1994 WR12	2054-2102	134	1.0e-04	9.84	22.4	0.110	-2.96	-3.75	0
1979 XB	2056-2101	3	3.3e-07	24.54	18.5	0.685	-3.07	-3.14	0
2000 SG344	2068-2101	68	1.8e-03	1.37	24.8	0.040	-3.08	-3.43	0
2000 QS7	2053-2053	2	1.3e-06	12.32	19.6	0.420	-3.27	-3.46	0
1998 HJ3	2100-2104	3	2.1e-07	24.09	18.4	0.694	-3.49	-3.69	0
1994 GK	2051-2071	7	6.1e-05	14.87	24.2	0.050	-3.83	-3.84	0
2000 SB45	2074-2101	83	1.5e-04	7.54	24.3	0.050	-3.86	-4.28	0
2001 CA21	2020-2073	4	1.7e-08	30.66	18.5	0.678	-3.89	-4.10	0
2002 RB182	2008-2099	64	3.2e-06	13.48	22.4	0.110	-4.14	-4.64	0
2002 TX55	2089-2096	3	2.3e-05	10.15	23.7	0.060	-4.29	-4.32	0
2001 BB16	2084-2100	4	5.4e-06	3.57	22.6	0.100	-4.57	-4.70	0
2002 VU17	2084-2099	5	1.9e-05	13.69	24.8	0.040	-4.80	-5.22	0
2000 TU28	2104-2104	1	2.3e-07	9.47	20.4	0.280	-4.81	-4.81	0
2002 MN	2070-2101	8	3.3e-06	10.40	23.3	0.070	-4.91	-5.30	0
2001 FB90	2021-2091	3	7.7e-09	26.56	19.9	0.345	-5.02	-5.13	0
2002 GJ8	2089-2089	1	1.1e-08	26.27	19.3	0.460	-5.06	-5.06	0
2001 GP2	2043-2099	32	1.0e-04	2.58	26.9	0.010	-5.26	-5.71	0
2004 HZ	2023-2023	1	9.1e-08	13.26	22.3	0.120	-5.27	-5.27	0
1996 TC1	2054-2075	4	9.4e-07	24.04	23.9	0.060	-5.28	-5.52	0
1995 CS	2042-2073	6	3.7e-06	24.91	25.5	0.030	-5.34	-5.70	0
1994 GV	2048-2086	23	9.2e-05	8.15	27.5	0.010	-5.40	-5.99	0
6344 P-L	2022-2052	2	2.8e-08	15.34	21.1	0.207	-5.43	-5.66	0
2001 QJ96	2032-2032	1	2.9e-08	26.69	22.0	0.130	-5.48	-5.48	0
2000 LG6	2075-2101	20	8.6e-04	2.10	29.0	0.010	-5.49	-5.91	0
2001 BA16	2033-2051	4	5.3e-06	4.90	25.8	0.020	-5.77	-5.80	0
2003 LN6	2061-2099	3	1.6e-06	3.96	24.5	0.040	-5.85	-5.88	0
2002 UV36	2087-2087	1	1.5e-05	8.06	26.5	0.020	-5.90	-5.90	0
2001 SB170	2089-2095	2	6.5e-08	22.49	22.5	0.110	-5.92	-6.18	0
1999 RZ31	2056-2056	1	4.5e-07	8.20	23.8	0.060	-5.92	-5.92	0
1999 SF10	2080-2100	3	1.0e-06	4.76	24.0	0.050	-5.98	-6.23	0
2004 GE2	2100-2100	1	1.9e-08	20.57	21.4	0.180	-6.02	-6.02	0
1997 TC25	2046-2090	5	7.7e-07	12.49	24.7	0.040	-6.13	-6.33	0
1997 UA11	2053-2073	2	5.1e-07	12.02	25.1	0.030	-6.34	-6.36	0
2004 BN41	2086-2098	2	1.5e-06	7.56	25.8	0.020	-6.57	-6.69	0
2002 XV90	2101-2101	3	8.2e-07	7.63	25.2	0.030	-6.61	-6.69	0
2003 WT153	2044-2103	39	1.2e-05	4.33	28.1	0.010	-6.75	-7.41	0
2002 TY59	2074-2084	2	4.3e-07	8.22	25.4	0.030	-6.88	-6.88	0
2003 UQ25	2093-2093	1	5.2e-08	18.01	24.2	0.050	-6.96	-6.96	0

Annexe 3

Points de Lagrange

En postulant que les orbites sont circulaires, il est assez facile de calculer la distance au point de Lagrange L_1 (ou L_2). Nous commençons en reprenant le calcul de la 3^{ème} loi de Kepler pour les orbites circulaires.



La constante de gravitation est notée G , la masse du Soleil M , celle de la Terre m , la distance Terre Soleil r et la vitesse de celle ci sur son orbite v . On a:

$$\frac{GMm}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

Et multipliant les deux côtés par r/m :

$$\frac{GM}{r} = v^2$$

Si T est la période de l'orbite, la distance parcourue par la Terre pour une orbite est $2\pi r$, donc :

$$v = \frac{2\pi r}{T}$$

Élevons au carré :

$$v^2 = \frac{4\pi^2 r^2}{T^2}$$

Et donc :

$$\frac{GM}{r} = \frac{4\pi^2 r^2}{T^2}$$

Soit :

$$\frac{T^2}{r^3} = \frac{4\pi^2}{GM}$$

Ce qui constitue la troisième loi de Képler.

Considérons ensuite un vaisseau spatial de masse m_{sc} , placé sur la ligne reliant la Terre au Soleil, à une distance R de la Terre et $(r-R)$ du Soleil (dessin). La force F d'attraction vers le Soleil est diminuée de celle de la Terre, en direction opposée, aussi :

$$F = \frac{GMm_{sc}}{(r-R)^2} - \frac{Gmm_{sc}}{R^2}$$

Supposons que ce vaisseau spatial se déplace, comme la terre, en cercle autour du Soleil, avec une vitesse v_{sc} . Alors si la force centrifuge équilibre l'attraction (ou bien, l'attraction fournit la force centripète) :

$$\frac{GMm_{sc}}{(r-R)^2} - \frac{Gmm_{sc}}{R^2} = \frac{m_{sc}v_{sc}^2}{r-R}$$

L'ensemble est multiplié par $\frac{r-R}{m_{sc}}$, ce qui donne :

$$\frac{GM}{r-R} - \frac{Gm(r-R)}{R^2} = v_{sc}^2$$

Supposons que ce vaisseau spatial se déplace également en cercle autour du Soleil, avec un rayon $(r-R)$. (Ce qui, bien sur, implique que la Terre soit toujours positionnée dans la direction opposée du Soleil, un sujet sur lequel nous reviendrons bientôt). La période orbitale T_{sc} du satellite est alors, comme auparavant :

$$v_{sc}T_{sc} = 2\pi(r-R)$$

d'où :

$$v_{sc}^2 = \frac{4\pi^2(r-R)^2}{T_{sc}^2}$$

On peut écrire :

$$\frac{GM}{r-R} - \frac{Gm(r-R)}{R^2} = \frac{4\pi^2(r-R)^2}{T_{sc}^2}$$

Ou, en divisant le tout par $(r-R)^2$:

$$\frac{GM}{(r-R)^3} - \frac{Gm}{R^2(r-R)} = \frac{4\pi^2}{T_{sc}^2}$$

Ce qui revient à la précédente équation de la "troisième loi", sauf que l'on a tenu compte de l'attraction opposée de la Terre, qui est maintenant ajoutée. Mais la Terre sera-t-elle toujours placée au point où le satellite est exactement face du Soleil ? Non, à moins que les deux périodes orbitales ne soient les mêmes :

$$T_{sc} = T$$

Alors seulement le déplacement du vaisseau spatial correspond à celui de la Terre et leur distance reste constante. Ce qui n'arrive en principe que pour **une** valeur de R , bien définie par rapport à la Terre. Si $T_{sc} = T$, les deux relations comportant $\frac{4\pi^2}{T^2}$ du côté droit sont égales, fournissant ainsi une équation dont on peut calculer R . Cette équation est :

$$\frac{GM}{(r-R)^3} - \frac{Gm}{R^2(r-R)} = \frac{GM}{r^3}$$

Divisons les deux côtés par GM ; G est alors éliminé, et à la place des masses (m, M) (de la Terre, du Soleil) nous n'avons plus que leur proportion, un petit nombre que nous nommerons y :

$$y = \frac{m}{M} = \frac{3}{1\,000\,000}$$

L'équation devient :

$$\frac{1}{(r-R)^3} - \frac{y}{R^2(r-R)} = \frac{1}{r^3}$$

Multiplions chaque côté par r^3 :

$$\frac{r^3}{(r-R)^3} - \frac{yr^3}{R^2(r-R)} = 1$$

Ce qui permet de continuer à simplifier en prenant le rapport de r à R : $z = \frac{R}{r}$. Le résultat est :

$$\frac{1}{(1-z)^3} - \frac{y}{z^2(1-z)} = 1$$

En fait il n'existe probablement pas de formule exacte pour la solution de cette équation. Cependant, puisque z est petit, il est assez facile d'obtenir une solution approximative grâce à :

$$(1-z)^{-n} \approx 1 + nz$$

La substitution dans l'équation principale par ces approximations équivalentes donne :

$$1 + 3z - \frac{y}{z^2}(1+z) \approx 1$$

De cela :

$$3z \approx \frac{y}{z^2}(1+z)$$

$$3z^3 \approx y(1+z)$$

Les côtés de l'équation sont tous deux maintenant également petits. Le côté droit n'est seulement légèrement augmenté que de z : nous pouvons laisser tomber ce terme sans faire beaucoup de différence. Alors :

$$3z^3 \approx y = \frac{3}{1\,000\,000}$$

Soit :

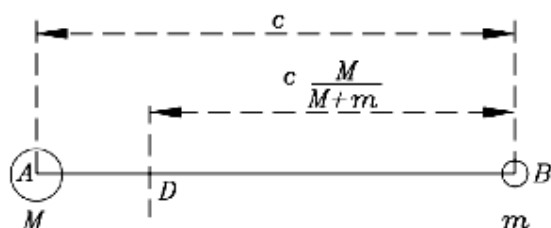
$$z \approx \frac{1}{100}$$

Ainsi la distance à L_1 est à environ 0.01 de la distance au Soleil. Il devient possible de revenir aux équations plus exactes, comme $3z^3 \approx y(1+z)$, et de remplacer z à droite par sa valeur approximative 0.01, pour obtenir des solutions plus précises.

Le calcul de la distance du point L_2 , (côté nuit) de Lagrange est tout à fait analogue (comme d'ailleurs son résultat). Dans ce cas les équations impliquent $r+R$ à la place de $r-R$, et dans l'équation de F les termes sont ajoutés au lieu d'être soustraits, parce que maintenant le Soleil et l'attraction de la Terre sont dans la même direction.

Comme nous l'avons déjà vu, un vaisseau spatial reste stable par rapport au Soleil et à la Terre s'il est situé aux points L_1 et L_2 de Lagrange, sur la ligne Terre - Soleil (en ne considérant que l'interaction de ces deux corps seulement). Mais il y a aussi trois points complémentaires. L'un, L_3 , est sur la ligne Soleil - terre, mais du côté opposé au Soleil, à une distance identique de la Terre. Il n'a pas d'utilisation pratique, parce qu'un calcul effectué uniquement avec la Terre et le Soleil ne donne pour cette position qu'un résultat très approximatif : l'attraction des autres planètes peut y excéder celle de la Terre et ne peut pas être ignorée.

Les deux autres points de Lagrange, L_4 et L_5 , sont situés sur l'orbite de la Terre, formant un angle de 60° entre les directions du Soleil et de la terre. Pour ces points, le calcul sur deux corps, (Terre et Soleil), y conclue également à un état stationnaire (c'est-à-dire à l'équilibre dans un système de référence tournant avec la Terre). Mais ici aussi, L_4 et L_5 étant très éloignés, il faut compter avec l'attraction des autres planètes pour obtenir le calcul réaliste du mouvement d'un vaisseau spatial placé à leurs proximité.



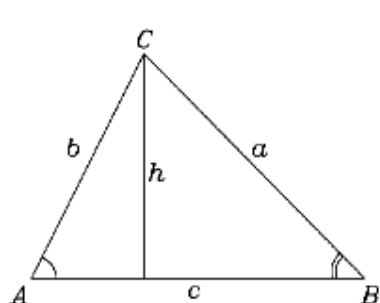
Ils ont l'importante propriété (qui ne sera pas démontrée) d'être stables, alors qu'au contraire, l'équilibre des points L_1 et L_2 est instable. Ainsi un vaisseau spatial placé en L_4 ou L_5 n'a pas tendance à divaguer, contrairement à ceux de L_1 ou L_2 qui nécessitent de petites fusées à bord pour les replacer de temps en temps.

Ici nous montrerons que L_4 et L_5 du système Terre-Lune sont des positions d'équilibre dans les référence qui s'attachent à la rotation de la Lune, en supposant circulaire son orbite. La question des orbites non - circulaires et celle de la stabilité sont au-delà de la portée de cet exposé.

Les outils du Calcul

Nous utiliserons la loi de la gravitation de Newton, et le fait que le centre de l'orbite de la Lune ne coïncide pas tout à fait avec le centre de la Terre. Le centre réel de l'orbite est le centre de masse (ou "centre de gravité") du système Terre-Lune.

Si m est la masse de la Lune et M celle de la Terre, le centre de masse est le point qui divise la ligne Terre-Lune dans une proportion m/M . Si A est le centre de la Terre, B celui de la Lune et c la distance qui les sépare (dessin), D étant le centre de masse, alors :



$$AD = \frac{cm}{M + m}$$

$$DB = \frac{cM}{M + m}$$

Il est facile de vérifier que la somme de ces distances est c et leur proportion m/M . Une autre forme de DB (qui nous sera utile) s'obtient en divisant numérateur et dénominateur par M :

$$DB = \frac{c}{1 + m/M}$$

En trigonométrie, nous utiliserons "la loi des sinus". Supposons un triangle ABC de taille et de forme arbitraire (dessin). Les trois angles sont A , B et C , et les longueurs des côtés leur faisant respectivement face sont notés a , b et c .

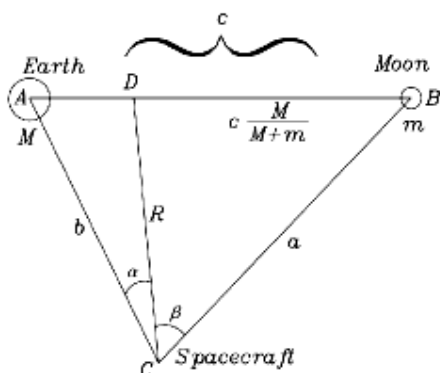
Cette loi s'écrit :

$$\frac{\sin A}{a} = \frac{\sin B}{b} = \frac{\sin C}{c}$$

- Nous aurons aussi besoin de l'identité trigonométrique du sinus de la somme de deux angles. Si ces angles sont notés par les lettres grecques α et β :

$$\sin(\alpha + \beta) = \sin \alpha \cos \beta + \cos \alpha \sin \beta$$

- Et enfin, nous utiliserons la décomposition des vecteurs en deux vecteurs, l'un parallèle à une direction donnée, l'autre perpendiculaire à cette direction. Par exemple, sur le dessin suivant, la force F agissant sur un objet à un point quelconque C , en faisant un angle α avec la direction R , se décompose en :



$$F_{\parallel} = F \sin \alpha$$

$$F_{\perp} = F \cos \alpha$$

Au schéma ci-dessus pour montrer le centre de masse du système Terre-Lune, nous ajoutons un vaisseau spatial au point C , à une distance b de la Terre, a de la Lune et R du centre de masse D . Comme dans la loi des sinus, nous nommons les angles (A, B, C) et les côtés (a, b, c). Les dénominations analogues se font face. Nous désignons par (α, β) les deux parties l'angle C de chaque côté de R .

La question à résoudre est : dans quelles conditions le satellite, situé en C , reste-t-il stable par rapport à la Terre et la Lune?

Le calcul est plus facile dans le cadre de la rotation de la Lune. Dans ce cadre, si un satellite en C est en équilibre, il restera toujours à la même distance de la Lune ou de la Terre. Le centre de rotation des 3 points est le point D , la Terre elle-même tourne autour de lui. Si le vaisseau spatial, en C , reste stabilisé, les trois corps ont la même période orbitale T . Si C est immobile dans ce cadre en rotation, il n'est pas soumis à la force de Coriolis (qui agit seulement sur des objets se déplaçant dans ce cadre), mais il sera soumis à la force centrifuge, aussi bien celle de la Lune que celle de la Terre.

Mettons cela en équation en vue de trouver les distances et les angles mentionnés plus haut. Notons d'abord que le rayon de rotation R du vaisseau spatial sera différent de celui de la Lune, qui est, comme déjà vu :

$$\frac{c}{1 + m/M}$$

Notons V la vitesse de rotation de la Lune, et v celle du vaisseau spatial. On a :

$$vT = 2\pi R \quad \frac{2\pi c}{1 + m/M} = VT$$

On a ensuite :

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{v}{R} \qquad \frac{2\pi}{T} = \frac{V}{c} \left(1 + \frac{m}{M}\right)$$

$$\frac{v}{R} = \frac{V}{c} \left(1 + \frac{m}{M}\right) \quad (1)$$

Cela exprime simplement le fait bien connu que si deux objets tournent conjointement, le plus éloigné de l'axe est plus rapide. Les vitesses sont proportionnelles aux distances à l'axe.

La force centrifuge sur la Lune est :

$$\frac{mV^2}{c} \left(1 + \frac{m}{M}\right)$$

L'attraction de la Terre est $\frac{GMm}{c^2}$.

Dans une orbite circulaire, les deux forces sont égales :

$$\frac{GMm}{c^2} = \frac{mV^2}{c} \left(1 + \frac{m}{M}\right)$$

En divisant par m/c on obtient une deuxième équation :

$$\frac{GM}{c} = V^2 \left(1 + \frac{m}{M}\right) \quad (2)$$

Si m' yest la masse du vaisseau spatial, la force centrifuge qui s'y applique est :

$$\frac{m'v^2}{R}$$

Elle est équilibrée par la force F_e d'attraction de la Terre et F_m celle de la Lune. Néanmoins, seules les composantes de ces forces situées **sur** la ligne R s'opposent efficacement à cette force centrifuge. D'où :

$$\frac{m'v^2}{R} = F_m \cos \beta + F_e \cos \alpha$$

Et selon la théorie de Newton de la gravitation :

$$F_m = \frac{Gmm'}{a^2} \qquad F_e = \frac{GMm'}{b^2}$$

On obtient alors, en combinant ces trois dernières équations :

$$\frac{v^2}{R} = \frac{Gm}{a^2} \cos \beta + \frac{GM}{b^2} \cos \alpha \quad (3)$$

Finalement, les forces s'appliquant au vaisseau spatial perpendiculairement à R doivent s'annuler. Sinon, le vaisseau spatial ne serait plus en équilibre. Il faut donc que :

$$F_m \sin \beta = F_e \sin \alpha$$

Après substitution et division des deux côtés par Gm' , il reste :

$$\frac{m}{a^2} \sin \beta = \frac{M}{b^2} \sin \alpha$$

Récapitulons l'ensemble des équations :

$$\begin{aligned} \frac{v}{R} &= \frac{V}{c} \left(1 + \frac{m}{M} \right) & \frac{v^2}{R} &= \frac{Gm}{a^2} \cos \beta + \frac{GM}{b^2} \cos \alpha \\ \frac{GM}{c} &= V^2 \left(1 + \frac{m}{M} \right) & \frac{m}{a^2} \sin \beta &= \frac{M}{b^2} \sin \alpha \end{aligned}$$

3 types de quantités apparaissent ici.

- Certaines sont connues et constantes : G , m et M .
- Certaines sont des distances : r , a , b et c . Elles dépendent des positions de la Terre, de la Lune et du vaisseau spatial dans l'espace. Les angles (α, β) dépendent aussi de ces distances, mais nous n'aurons pas besoin de les connaître exactement.
- Et certaines sont des vitesses, à savoir v et V .

Il faut arriver à éliminer ces vitesses, pour se mettre dans des conditions purement géométriques, n'impliquant que des distances et des angles. Éliminons V entre (1) et (2) :

$$\begin{aligned} \left(\frac{vc}{R} \right)^2 \frac{1}{1 + m/M} &= V^2 \left(1 + \frac{m}{M} \right) \\ \frac{GM}{c} &= V^2 \left(1 + \frac{m}{M} \right) \end{aligned}$$

Soit :

$$\left(\frac{vc}{R} \right)^2 \frac{1}{1 + m/M} = \frac{GM}{c} \quad (4)$$

On élimine ensuite v de la façon suivante :

$$\frac{v^2}{R} = R \frac{GM}{c^3} \left(1 + \frac{m}{M} \right)$$

que l'on rapproche de (3) $\frac{v^2}{R} = \frac{Gm}{a^2} \cos \beta + \frac{GM}{b^2} \cos \alpha$

$$R \frac{GM}{c^3} \left(1 + \frac{m}{M} \right) = \frac{Gm}{a^2} \cos \beta + \frac{GM}{b^2} \cos \alpha$$

On a finalement :

$$\frac{R}{c^3} \left(1 + \frac{m}{M} \right) = \frac{1}{a^2} \frac{m}{M} \cos \beta + \frac{1}{b^2} \cos \alpha$$

et

$$\frac{m}{a^2} \sin \beta = \frac{M}{b^2} \sin \alpha$$

D'après cette deuxième relation, nous pouvons exprimer le rapport m/M :

$$\frac{m}{M} = \frac{a^2}{b^2} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

En reportant dans la première équation :

$$\frac{Rb^2}{c^3} \left(1 + \frac{m}{M} \right) = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cos \beta + \cos \alpha$$

On multiplie chaque membre par $\sin \beta$:

$$\frac{Rb^2}{c^3} \left(1 + \frac{m}{M} \right) \sin \beta = \sin \alpha \cos \beta + \cos \alpha \sin \beta = \sin (\alpha + \beta) = \sin C$$

On a donc :

$$\sin C = \frac{Rb^2}{c^3} \left(1 + \frac{m}{M} \right) \sin \beta$$

Ce qui s'écrit aussi :

$$\frac{\sin \beta}{cM/M + m} = c^2 \frac{\sin C}{Rb^2}$$

Dans le triangle CDB , la loi des sinus s'écrit :

$$\frac{\sin \beta}{cM/M + m} = \frac{\sin B}{R}$$

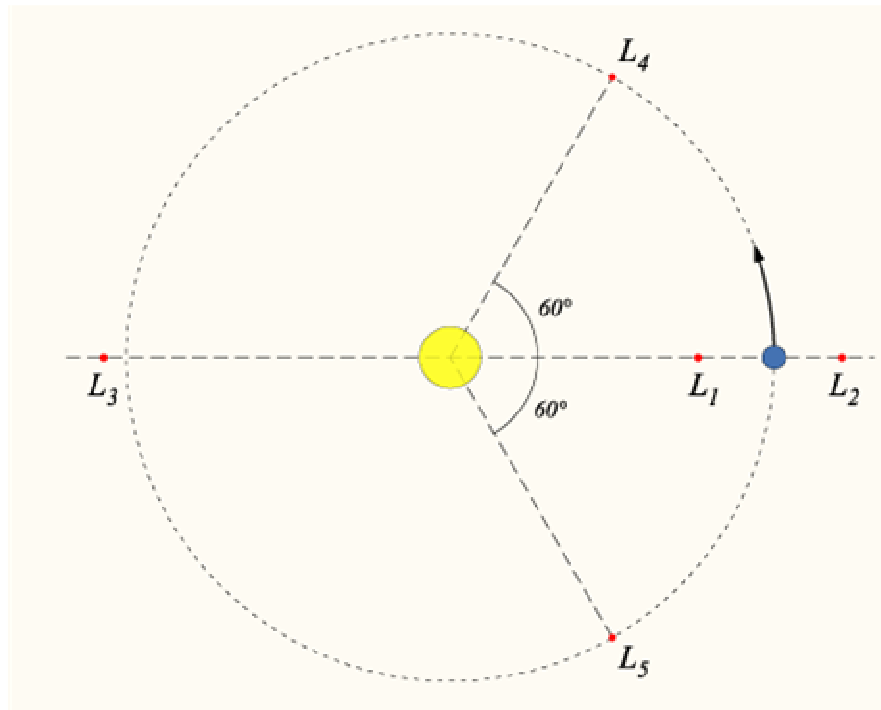
Ce qui signifie que :

$$c^2 \sin C = b^2 \sin B$$

Le système est résolu pour un triangle équilatéral, c'est-à-dire pour $a = b = c = r$. Donc les points de Lagrange L_4 et L_5 se trouvent à des angles de 60° , comme le montre la figure suivante.

NOTE. Le "problème des trois corps" est la recherche de la solution du mouvement de trois corps s'attirant mutuellement. Il est célèbre parce que les astronomes ont buté sur lui pendant de nombreuses années. Le roi de Suède avait même offert un prix à qui le résoudrait : le prix a été revendiqué par le mathématicien français Henri Poincaré, qui a prouvé qu'en général il

est insoluble - qu'aucune formule explicite ne peut prévoir le mouvement dans un avenir indéfini. Dans la terminologie d'aujourd'hui, on dirait que le mouvement général des trois corps a des propriétés chaotiques. Même dans un problème à la limite de celui "des trois corps", où l'un est très petit - par exemple, Terre, Lune et vaisseau spatial - il n'y a pas de solution. (Sauf cas particuliers, comme ceux dans lesquels le vaisseau spatial est placé à un des points de Lagrange).



Annexe 4

Nous démontrons ci-dessous que l'angle d'impact le plus probable est 45° .

Considérons une cible sphérique de rayon R , sur laquelle arrive un projectile dont l'angle d'impact est i ($i=90^\circ$ pour une chute verticale).

La probabilité totale d'un impact à l'intérieur d'un rayon r est : $P = \pi.r^2 = 1$

La probabilité différentielle pour laquelle le projectile passe à travers un anneau de largeur dx situé à une distance x du centre de la sphère est donnée par : $dP = 2\pi.x.dx$

La conservation du moment angulaire permet d'avoir la vitesse du projectile à l'impact par rapport à sa vitesse de départ: $m.x.V_a = m.R.V_i$

Si l'on prend la composante tangentielle de V_i : $x = r.\frac{V_i}{V_a}.\sin i$

Différencions : $dx = r.\frac{V_i}{V_a}.\cos i.di$

Alors :

$$\begin{aligned} dP &= 2\pi.\left(r.\frac{V_i}{V_a}.\sin i\right).\left(r.\frac{V_i}{V_a}.\cos i.di\right) \\ &= \pi.r^2.\frac{V_i^2}{V_a^2}.\sin(2i).di \end{aligned}$$

On a $x = r$ lorsque $i = 90^\circ$ d'où : $r = R.\frac{V_i}{V_a}$ Donc $\pi.r^2.\frac{V_i^2}{V_a^2} = 1$

Donc $dP = \sin 2i.di$

La valeur la plus probable est donc $i=45^\circ$.

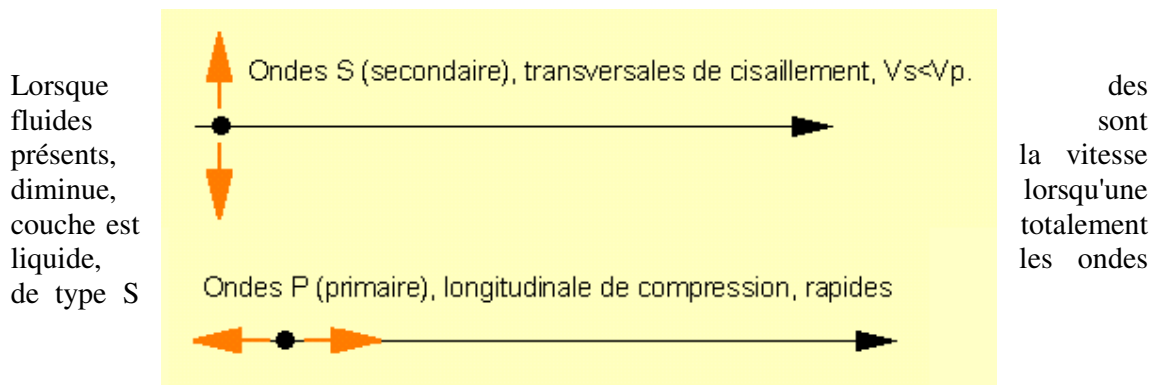
Annexe 5

Détermination des zonations chimiques et physiques actuelles de la Terre

Utilisation de la sismique

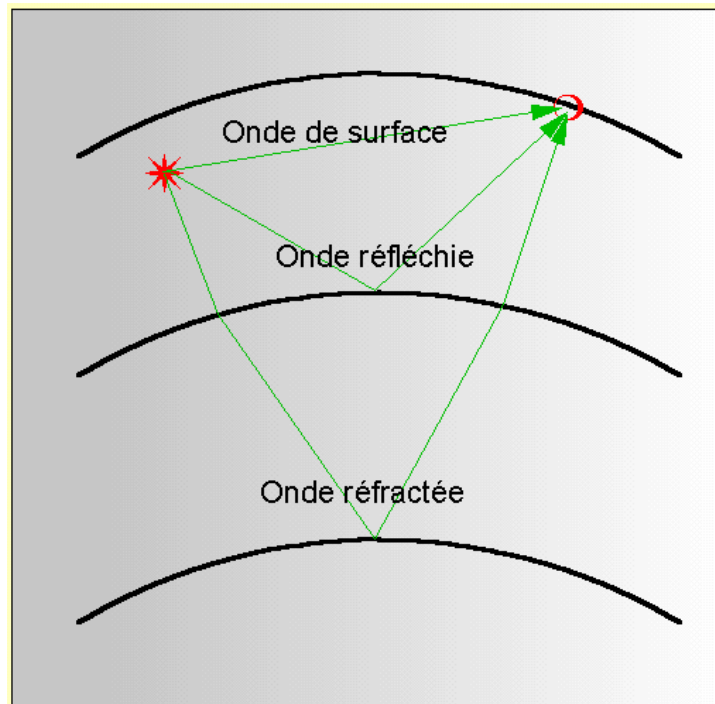
Les ondes sismiques se déplacent à travers la matière à des vitesses différentes en fonction de la composition chimique de celles-ci et à l'état physique des couches traversées..

Deux types d'ondes sont observées, les ondes P (primaires, longitudinales de compression, rapides) et les ondes S (Secondaires, transversales de cisaillement, $V_s < V_p$).

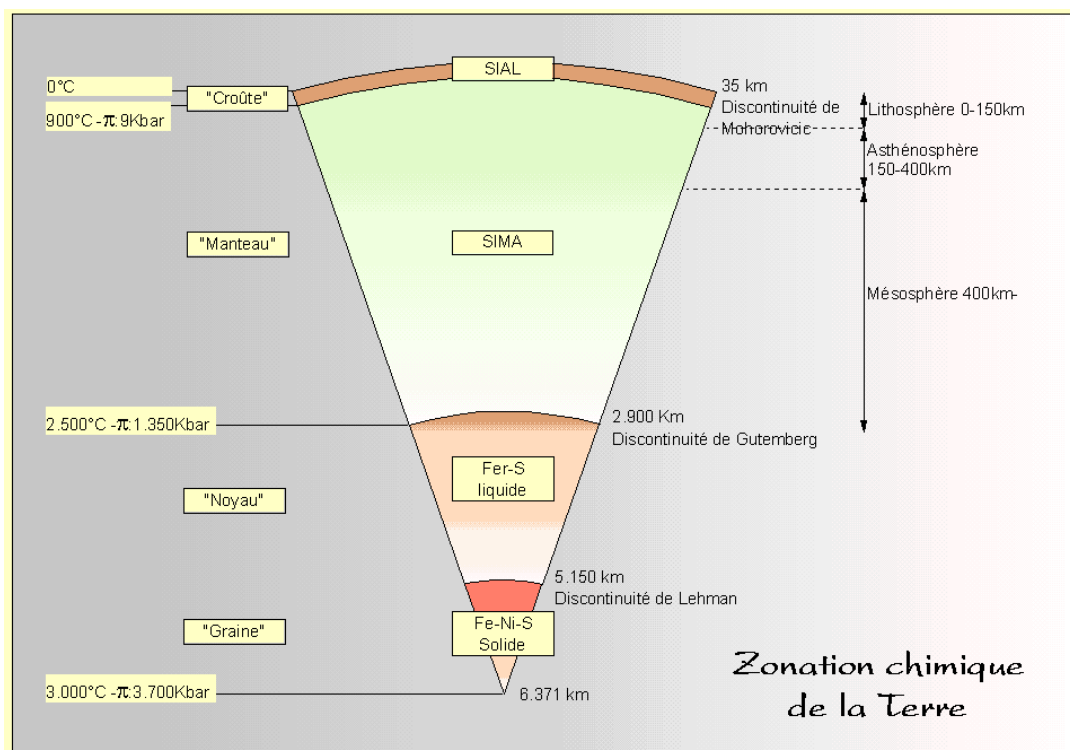


disparaissent.

Trois types de propagation permettent de déterminer les différentes couches traversées (ondes de surface, réfléchie et réfractée).



On a ainsi défini une structure globale de la Terre dans ses grandes zonations physiques :



Trois domaines, la croûte, le manteau et le noyau, de la surface jusqu'au centre de la terre (6.371 km).

Ces grandes divisions correspondent aussi à une zonation chimique :

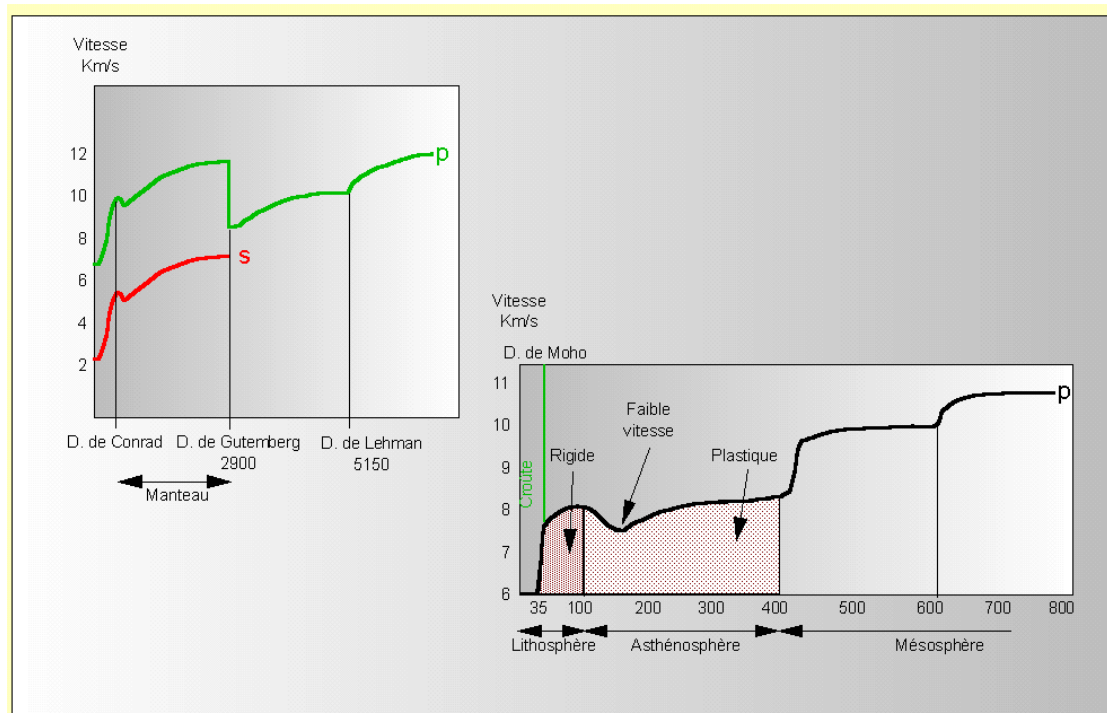
SIAL (Silicate d'ALumine) pour une composition de type granitique

SIMA (Silicate MAGnésien) pour une composition péridotitique

Le noyau de 2.980 km à 5.150 km de composition Fe-S liquide en relation avec les variations du magnétisme terrestre et de 5.150 à 6.371 km avec un arrangement de Fe-Ni et S solide (Graine).

Chacune des limites porte un nom, Croûte/manteau : discontinuité de Mohorovicic (70-150 km), Manteau/Noyau, discontinuité de Gutenberg (2.900 km) et Noyau/Graine discontinuité de Lehman (5.150 km).

Lorsque l'on étudie plus en détail la sismique dans les couches superficielles et les types d'onde qui se déplacent ainsi que leur vitesse, on obtient des variations importantes, donnant une zonation plus fine.



On observe des variations dans la vitesse de propagation des ondes P et S, ces variations et en particulier les diminutions sont interprétées comme des roches dont un faible pourcentage est à l'état liquide, c'est le cas pour la discontinuité de Conrad à la base de la lithosphère (70-150 km, selon que l'on se trouve sous les continents ou sous les océans).

Les ondes de type S disparaissent totalement vers 2.900 km (D. de Gutenberg) indiquant qu'il y a une zone complètement liquide, c'est le noyau liquide composé de Fe et S.

Structure de la Lithosphère

a. apport de la sismologie

Étude de la propagation des ondes à partir de la surface et renvoi par réflexion ou réfraction en surface.

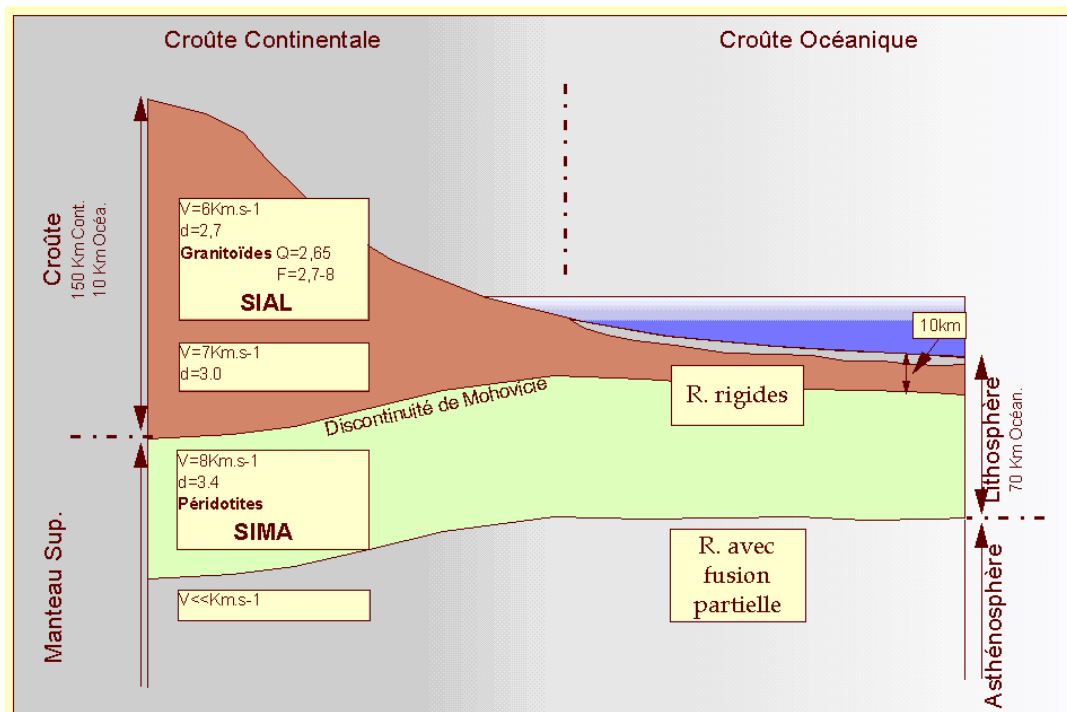
On définit ainsi des vitesses de propagation des ondes en fonction du milieu traversé :

	V_p
Granite	6 km/s^{-1}
Basalte	$6,5 \text{ km/s}^{-1}$
Péridotite	8 km/s^{-1}

b. Zonation physique de la Terre

Les discontinuités observées correspondent à des changements de propriétés physiques et chimique du milieu.

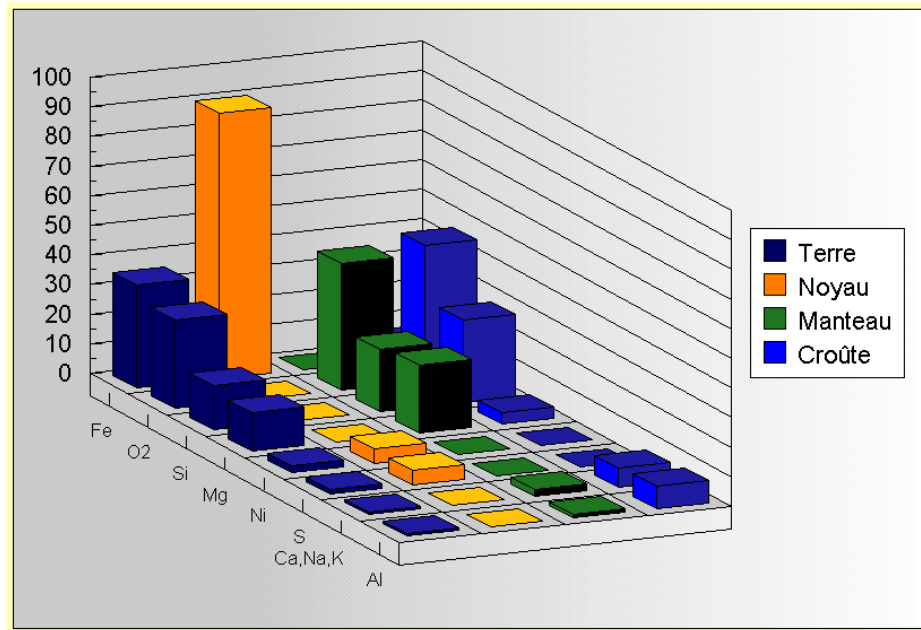
- 100 km, ralentissement des ondes P, augmentation de la plasticité des couches, ce n'est pas une variation des propriétés chimiques: domaine rigide de la Croûte + Manteau supérieur appelé Lithosphère.
- 100-400 km domaine plastique Asthénosphère, dû à une fusion partielle (silicates liquides).
- 400 km... Manteau rigide ou Mésosphère.



On trouve de la surface vers la profondeur, une lithosphère continentale avec une partie superficielle SIAL de type granitique et une partie solide du manteau supérieur constitué de péridotite, puis l'asthénosphère de même composition que le manteau supérieur (péridotite) mais avec la présence d'un faible pourcentage de liquide lié à la fusion partielle de cette dernière.

c. Empreinte de la différenciation retrouvée dans la zonation chimique de la Terre

L'étude de la variation des compositions en allant de la surface vers le centre de la Terre montre des différences de composition chimique héritées de la différenciation primitive de notre planète.



Composition moyenne de la Terre (% masse)

Fe	35
O	30
Si	15
Mg	13
Ni	2,4
S	1,9
Ca	1,1
Al	1,1

Composition du Noyau

Fe, (Fe(Ni))+S

Composition du Manteau (% masse)	
Fe	35
O	30
Si	15
Mg	13
Ni	2,4
S	1,9
Ca	1,1
Al	1,1

Cela représente 99% de la matière.

Il y a une combinaison de tous les atomes sous forme minéralogique :

Olivines (55%)	Mg_2SiO_4 Fe_2SiO_4 $(Mg_x Fe_{1-x})_2SiO_4$	Forstérite Fayalite les Péridots
--------------------------	--	--

Pyroxènes $Mg_2Si_2O_6$ Enstatite
(20-25%) $Fe_2Si_2O_6$ Ferrosilite

Roche constitutive du Manteau, les péridotites.

Composition de la Croûte terrestre (% en masse)	
O	46
Si	28
Al	8
Fe	6
Mg	4
Ca, Na, K	2,2 chaq.

Ce qui caractérise la croûte, ce sont les silicates d'alumines de Na, Ca, K (SIAL).

Feldspaths	$CaAl_2Si_2O_8$	Anorthite
	$NaAlSi_3O_8$	Albite
	$KAlSi_3O_8$	Orthose
$(Na_2,Ca)Al_2Si_2O_8$	Plagioclases	Basaltes
$(K,Na)AlSi_3O_8$	F. Alcalins	Granites

On voit ainsi que par rapport à la composition moyenne de la Terre, il y a une répartition des éléments en zonation qui résulte de la différenciation primitive de la Terre.

	Granite (Rhyolithe)	Andésite	Basalte	Péridotite
SiO ₂	72	60	50	42
Al ₂ O ₃	16	16	14	4
Fe ₂ O ₃ +FeO	2	7	12	7
MgO	<0,5	3	6	42
CaO	1	6	11	3
Na ₂ O K ₂ O	8,5	4,5	3	6
TiO ₂	8	1	2	-

%Si		65		52		45	
%Base*	<10		10-25		40		>40
Roche	Acide		Intermédiaire		Basique		Ultrabasique

*Bases : CaO, FeO, MgO (Ca, Fe, Mg)
Alcalins : K₂O, Na₂O

Annexe 6

Détermination des orbites elliptiques – Méthode de Gauss

I. Principes de la méthode de Gauss

Nous ne donnerons que les principes généraux des calculs mis en œuvre dans cette méthode sans démontrer les formules utilisées, exposé qui augmenterait considérablement et inutilement le nombre de relations (qui, pour la plupart, ne seraient pas employées dans la méthode).

La méthode employée ici nécessite l'emploi de trois observations distinctes étalées sur une dizaine de jours (ou plus) et ressemble sur quelques étapes à la méthode d'Olbers (orbites paraboliques). Elle permet donc de déterminer les éléments orbitaux d'un astre dont l'orbite est elliptique, elle s'applique donc aux comètes et aux astéroïdes. En revanche, pour des corps dont l'orbite est très elliptique, il est vivement conseillé d'utiliser la méthode d'Olbers.

La méthode de Gauss repose sur des calculs d'aires de secteurs curvilignes et des triangles associés. L'aire du secteur curviligne Σ , délimitée par l'orbite, est proportionnel au temps, conformément à la seconde loi de Képler, tandis que l'aire triangulaire S ne dépend que des positions héliocentriques de l'astre. Notons également que nous utiliserons, après avoir effectué une première approximation des distances, les formules de Gibbs, qui permettent d'obtenir des valeurs plus approchées que si nous avions répété la première série de calculs. Néanmoins, l'utilisation des formules de Gibbs ne se fera qu'une seule fois car ce sont des formules approchées. Le calcul est ramené ici, à partir de la troisième approximation, à la détermination du rapport $\gamma = \frac{\Sigma}{S}$ et répété jusqu'à ce que les valeurs des distances géocentriques et héliocentriques ne varient plus sensiblement. Nous pouvons alors déterminer les éléments orbitaux de l'astre.

II. Organisation des calculs pour la méthode de Gauss

Nous disposons de trois positions indépendantes de l'astre aux dates t_1, t_2 et t_3 . Les calculs se déroulent de la manière suivante :

1. Si les coordonnées de l'astre sont topocentriques (c'est-à-dire liées au lieu d'observation), alors il faut corriger les coordonnées géocentriques du Soleil par :

$$\begin{aligned}X &= X - \rho \cos \varphi \cos TS \sin \pi_s \\Y &= Y - \rho \cos \varphi' \sin TS \sin \pi_s \\Z &= Z - \rho \sin \varphi' \sin \pi_s\end{aligned}$$

avec TS le temps sidéral local et $\pi_s = 8.794''$ la parallaxe horizontale du Soleil.

2. Calculer λ , μ et ν pour chaque observation (α, δ) :

$$\lambda = \cos \delta \cos \alpha$$

$$\mu = \cos \delta \sin \alpha$$

$$\nu = \sin \delta$$

Nous obtenons trois vecteurs :

$$\vec{\eta}_i = \begin{pmatrix} \lambda_i \\ \mu_i \\ \nu_i \end{pmatrix}$$

3. Calculer $D = \vec{\eta}_1 \cdot (\vec{\eta}_2 \wedge \vec{\eta}_3)$

4. Obtenir les quantités suivantes :

$$\theta_1 = t_2 - t_1$$

$$\theta_2 = t_3 - t_2$$

$$\theta_3 = t_3 - t_1$$

$$A_1 = \frac{\theta_2}{\theta_3}$$

$$A_3 = \frac{\theta_1}{\theta_3}$$

$$B_1 = \frac{A_1 k^2}{6} (\theta_3^2 - \theta_2^2)$$

$$B_3 = \frac{A_3 k^2}{6} (\theta_3^2 - \theta_1^2)$$

($k=0.017\ 202\ 098\ 95$)

5. Calculer les composantes des vecteurs \vec{A} et \vec{B} :

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} A_1 X_1 + A_3 X_3 - X_2 \\ A_1 Y_1 + A_3 Y_3 - Y_2 \\ A_1 Z_1 + A_3 Z_3 - Z_2 \end{pmatrix}$$

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} B_1 X_1 + B_3 X_3 \\ B_1 Y_1 + B_3 Y_3 \\ B_1 Z_1 + B_3 Z_3 \end{pmatrix}$$

6. Déterminer les six quantités suivantes :

$$P_1 = \frac{1}{D} \vec{A} \cdot (\vec{\eta}_2 \wedge \vec{\eta}_3)$$

$$Q_1 = \frac{1}{D} \vec{B} \cdot (\vec{\eta}_2 \wedge \vec{\eta}_3)$$

$$P_2 = \frac{1}{D} \vec{A} \cdot (\vec{\eta}_1 \wedge \vec{\eta}_3)$$

$$Q_2 = \frac{1}{D} \vec{B} \cdot (\vec{\eta}_1 \wedge \vec{\eta}_3)$$

$$P_3 = \frac{1}{D} \vec{A} \cdot (\vec{\eta}_1 \wedge \vec{\eta}_2)$$

$$Q_3 = \frac{1}{D} \vec{B} \cdot (\vec{\eta}_1 \wedge \vec{\eta}_2)$$

7. Résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} n \geq 1 & u_0 = 2 \\ v_n = P_2 + \frac{Q_2}{u_{n-1}} \\ u_n^2 = v_n^2 - 2(\lambda_2 X_2 + \mu_2 Y_2 + \nu_2 Z_2)v_n + R_2^2 \end{cases}$$

$$\text{avec } R_2^2 = X_2^2 + Y_2^2 + Z_2^2$$

u_n converge vers r_2 et v_n converge vers Δ_2 .

8. Calculer ensuite r_1, r_3, Δ_1 et Δ_3 :

$$\Delta_i = \frac{P_i + \frac{Q_i}{r_2^3}}{A_i + \frac{B_i}{r_2^3}} \quad r_i^2 = \Delta_i^2 - 2(\lambda_i X_i + \mu_i Y_i + \nu_i Z_i)\Delta_i + R_i^2$$

avec $i = 1$ et 3 .

9. Calculer $t'_i = t_i - 0.0057755183\Delta_i$ pour i variant de 1 à 3 et $\theta_1 = t'_2 - t'_1$, $\theta_2 = t'_3 - t'_2$ et $\theta_3 = t'_3 - t'_1$.

Attention : si les coordonnées sont dites astrométriques, il ne faut *pas* effectuer l'étape 9 ni les prochains calculs de θ_i .

10. Déterminer les quantités suivantes (formules de Gibbs) :

$$S_{13} = \frac{\theta_1}{\theta_3} \frac{1 + \frac{\psi_3}{r_3^3}}{1 - \frac{\psi_2}{r_2^3}} \quad S_{23} = \frac{\theta_2}{\theta_3} \frac{1 + \frac{\psi_1}{r_1^3}}{1 - \frac{\psi_2}{r_2^3}}$$

avec :

$$\psi_1 = \frac{k^2}{12}(\theta_1\theta_3 - \theta_2^2) \quad \psi_2 = \frac{k^2}{12}(\theta_1\theta_2 + \theta_3^2) \quad \psi_3 = \frac{k^2}{12}(\theta_2\theta_3 - \theta_1^2)$$

puis :

$$\vec{C} = \begin{pmatrix} S_{23}X_1 + S_{13}X_3 - X_2 \\ S_{23}Y_1 + S_{13}Y_3 - Y_2 \\ S_{23}Z_1 + S_{13}Z_3 - Z_2 \end{pmatrix}$$

$$\Delta_1 = \frac{1}{S_{23}D} \vec{C} \cdot (\vec{\eta}_2 \wedge \vec{\eta}_3)$$

$$\Delta_2 = \frac{1}{D} \vec{C} \cdot (\vec{\eta}_1 \wedge \vec{\eta}_3)$$

$$\Delta_3 = \frac{1}{S_{13}D} \vec{C} \cdot (\vec{\eta}_1 \wedge \vec{\eta}_2)$$

puis les r_i par la formule précédente.

11. Recalculer $t'_i = t_i - 0.0057755183\Delta_i$ avec les nouvelles valeurs de Δ_i ainsi que θ_i .

12. Obtenir les composantes des vecteurs :

$$\vec{r}_i = \begin{pmatrix} x_i = \lambda_i \Delta_i - X_i \\ y_i = \mu_i \Delta_i - Y_i \\ z_i = \nu_i \Delta_i - Z_i \end{pmatrix}$$

puis calculer les quantités suivantes :

$$\chi_1^2 = r_1 r_2 + x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2$$

$$\chi_2^2 = r_2 r_3 + x_2 x_3 + y_2 y_3 + z_2 z_3$$

$$\chi_3^2 = r_1 r_3 + x_1 x_3 + y_1 y_3 + z_1 z_3$$

13. Calculer :

$$m_i = \frac{k^2 \theta_i^2}{2\sqrt{2}\chi_i^3} \quad l_1 = \frac{r_1 + r_2 - \sqrt{2}\chi_1}{2\sqrt{2}\chi_1} \quad l_2 = \frac{r_2 + r_3 - \sqrt{2}\chi_2}{2\sqrt{2}\chi_2} \quad l_3 = \frac{r_1 + r_3 - \sqrt{2}\chi_3}{2\sqrt{2}\chi_3}$$

et résoudre le système (équations de Gauss) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_i^3 - \gamma_i^2 = m_i \frac{2g - \sin(2g)}{\sin^3 g} \\ g = 2 \arctan \frac{\alpha_i}{\sqrt{1 - \alpha_i^2}} \end{array} \right. \quad \text{avec } \alpha_i = \sqrt{\frac{m_i}{\gamma_i^2} - l_i}$$

Cela se fait de la manière suivante :

- Nous posons $\gamma_i = 1$ donc $\alpha_i = \sqrt{m_i - l_i}$.
- La valeur de α_i est injectée dans l'expression de g , où les angles sont *en radians*.
- La valeur de g est à son tour injectée dans la première relation $\gamma_i^3 - \gamma_i^2$ où le second membre sera noté A .
- Nous avons à résoudre l'équation du troisième degré $\gamma_i^3 - \gamma_i^2 - A = 0$, ce qui est traité par la méthode itérative de Newton. Une meilleure valeur de γ_i est :

$$\frac{2\gamma_i^3 - \gamma_i^2 + A}{3\gamma_i^2 - 2\gamma_i}$$

En général, il est inutile de recommencer les calculs de α_i , de g , de A et de γ_i .

Nous avons donc les trois valeurs γ_1, γ_2 et γ_3 .

14. Calculer :

$$S_{13} = \frac{\theta_1}{\theta_3} \frac{\gamma_3}{\gamma_1} \qquad S_{23} = \frac{\theta_2}{\theta_3} \frac{\gamma_3}{\gamma_2}$$

puis :

$$\vec{C} = \begin{pmatrix} S_{23}X_1 + S_{13}X_3 - X_2 \\ S_{23}Y_1 + S_{13}Y_3 - Y_2 \\ S_{23}Z_1 + S_{13}Z_3 - Z_2 \end{pmatrix}$$

$$\Delta_1 = \frac{1}{S_{23}D} \vec{C} \cdot (\vec{\eta}_2 \wedge \vec{\eta}_3)$$

$$\Delta_2 = \frac{1}{D} \vec{C} \cdot (\vec{\eta}_1 \wedge \vec{\eta}_3)$$

$$\Delta_3 = \frac{1}{S_{13}D} \vec{C} \cdot (\vec{\eta}_1 \wedge \vec{\eta}_2)$$

puis les r_i et les composantes \vec{r}_1, \vec{r}_2 et \vec{r}_3 ainsi que χ_1, χ_2 et χ_3 .

15. Calculer les t'_i avec les dernières valeurs de Δ_i et enfin les θ_i .

16. Effectuer de nouveau les étapes 13 et 14 jusqu'à ce que les valeurs γ_i ne varient plus sensiblement.

17. Calculer les vecteurs suivants :

$$\vec{r}'_i = \begin{pmatrix} x'_i = x_i \\ y'_i = y_i \cos \varepsilon + z_i \sin \varepsilon \\ z'_i = -y_i \sin \varepsilon + z_i \cos \varepsilon \end{pmatrix}$$

avec $\varepsilon = 23^\circ 26' 21.448''$ si les coordonnées équatoriales de l'astre sont rapportées à l'équinoxe J2000.0, ce qui est généralement le cas.

18. Déterminer le vecteur :

$$\vec{C} = \begin{pmatrix} C_x = y'_1 z'_3 - y'_3 z'_1 \\ C_y = z'_1 x'_3 - z'_3 x'_1 \\ C_z = x'_1 y'_3 - x'_3 y'_1 \end{pmatrix}$$

et sa norme :

$$C = \sqrt{C_x^2 + C_y^2 + C_z^2}$$

19. Le paramètre de l'orbite elliptique et son inclinaison sur l'écliptique sont donnés par :

$$p = C^2 \frac{\gamma_3^2}{k^2 \theta_3^2}$$

$$i = \arctan \left(\frac{\sqrt{C_x^2 + C_y^2}}{C_z} \right)$$

si C_z est négatif, ajouter 180° à i .

20. Calcul de la longitude du nœud ascendant :

$$\Omega = \arctan \left(-\frac{C_x}{C_y} \right)$$

si $C_y > 0$, alors il faut ajouter 180° à Ω .

21. Calcul des anomalies vraies :

$$\nu_3 - \nu_1 = 2 \arctan \left(\frac{C}{\chi_3^2} \right)$$

puis :

$$d_1 = \frac{p}{r_1} - 1 \qquad d_3 = \frac{p}{r_3} - 1$$

$$e \sin \left(\frac{\nu_1 + \nu_3}{2} \right) = \frac{d_1 - d_3}{2 \sin \left(\frac{\nu_3 - \nu_1}{2} \right)}$$

$$e \cos \left(\frac{\nu_1 + \nu_3}{2} \right) = \frac{d_1 + d_3}{2 \cos \left(\frac{\nu_3 - \nu_1}{2} \right)}$$

Nous obtenons ainsi les anomalies vraies pour les dates 1 et 3. Il faut faire très attention sur le(s) quadrant(s) au(x)quel(s) les angles appartiennent.

22. Détermination de l'excentricité, du demi-grand axe et du moyen mouvement :

$$e = \frac{d_1}{\cos \nu_1}$$

$$a = \frac{p}{1 - e^2}$$

$$n = \frac{0.9856076686}{a^{3/2}}$$

23. Argument du périhélie ω :

$$r \sin (\nu + \omega) = \frac{z'}{\sin i}$$

$$r \cos (\nu + \omega) = x' \cos \Omega + y' \sin \Omega$$

que nous pouvons calculer pour la date 1 ou 3. Nous déduisons ainsi ω .

24. Instant du passage au périhélie :

Nous calculons l'anomalie excentrique u_1 par :

$$\tan \left(\frac{u_1}{2} \right) = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan \left(\frac{\nu_1}{2} \right)$$

puis l'anomalie moyenne M_1 par :

$$M_1 = u_1 - e \sin u_1$$

et enfin l'instant du passage au périhélie T_0 :

$$T_0 = t'_1 - \frac{M_1}{n}$$

Grâce aux moyens actuels, la méthode de Gauss n'est plus utilisée. On emploie aujourd'hui la méthode de Laplace (ou ses variantes) qui permet d'établir des éléments orbitaux plus précis puisqu'elle s'appuie sur un plus grand nombre d'observations et peut éventuellement tenir compte des perturbations planétaires.

Annexe 7

... et B612

En dehors des grosses planètes comme la Terre, Jupiter, Mars, Vénus, auxquelles on a donné des noms, il y en a des centaines d'autres qui sont quelquefois si petites qu'on a beaucoup de mal à les apercevoir au télescope. Quand un astronome découvre l'une d'elles, il lui donne pour nom un numéro. Il l'appelle par exemple : "l'astéroïde 325".

J'ai de sérieuses raisons de croire que la planète d'où venait le petit prince est l'astéroïde B612. Cet astéroïde n'a été aperçu qu'une fois au télescope, en 1909, par un astronome turc.

Il avait fait alors une grande démonstration de sa découverte à un congrès international d'astronomie. Mais personne ne l'avait cru à cause de son costume. Les grandes personnes sont comme ça.

Heureusement pour la réputation de l'astéroïde B612, un dictateur turc imposa à son peuple, sous peine de mort, de s'habiller à l'européenne. L'astronome refit sa démonstration en 1920, dans un habit très élégant. Et cette fois-ci tout le monde fut de son avis.

Si je vous ai raconté ces détails sur l'astéroïde B612 et si je vous ai confié son numéro, c'est à cause des grandes personnes. Les grandes personnes aiment les chiffres (...)

Ainsi, si vous leur dites : "La preuve que le Petit Prince a existé c'est qu'il était ravissant, qu'il riait, et qu'il voulait un mouton. Quand on veut un mouton, c'est la preuve qu'on existe", elles hausseront les épaules et vous traiteront d'enfant ! Mais si vous leur dites : "La planète d'où il venait est l'astéroïde B612" alors, elles seront convaincues, et elles vous laisseront tranquille avec leurs questions (...)



Antoine de Saint-Exupéry, Le petit Prince, 1943

Bibliographie – Liens Internet

Les météorites et leurs impacts, Alain Carion	Éditions Armand Colin, 1993
Ces bolides cosmiques qui nous menacent, Christian Koeberl	EDP Sciences, 2003
Physics and Chemistry of the solar system, John S Lewis	Academic Press, 1997
Astronomie générale, André Danjon	Éditions Albert Blanchard, réédition de 1994
Pour la science, mai 2004	

<http://www.nasa.gov/>
<http://neo.jpl.nasa.gov/>
<http://www.bdl.fr/> ou <http://www.imcce.fr/>
<http://www.lpl.arizona.edu/impacteffects/>
<http://www.ircam.fr/>
<http://jmm45.free.fr/>
<http://perso.wanadoo.fr/pgj/asteroid.htm>
<http://perso.wanadoo.fr/carion.mineraux/>
<http://astrosurf.com/aude/map/fr/AstFamilles31-12-2003final.htm>
http://homepage.mac.com/brother_guy/.cv/brother_guy/Public/Asteroid%20Densities.pdf-link.pdf