

Novae, kilonovae et supernovae sont des phénomènes explosifs liés aux objets compacts dont l'origine physique est très différente. Pourtant, novae et supernovae présentent certaines similitudes observationnelles, ce qui fait que jusqu'au début du XX^e siècle leurs histoires se confondent. Ceci justifie donc de rassembler en un seul chapitre introductif l'historique de leurs étude et le résumé des principales observations. Les mécanismes à l'origine des explosions doivent être étudiés séparément : explosion thermonucléaire à la surface d'une naine blanche pour les novae, explosion thermonucléaire d'une naine blanche pour les supernovae de type Ia, effondrement gravitationnel du cœur d'une étoile massive pour les supernovae de type Ib, Ic et II et coalescence de deux étoiles à neutrons¹ pour les kilonovae. Cependant – à l'exception des novae dont la physique de l'émission lumineuse et de l'éjection de matière est différente – ces explosions (supernovae et kilonovae) présentent des mécanismes responsables des émissions observées assez similaires. Pour cette raison, cette physique commune est décrite ici. L'explosion conduit à l'éjection de matière à grande vitesse de manière quasi-isotrope. Initialement cet éjecta se propage librement. Il est chauffé par la radioactivité de noyaux synthétisés lors de l'explosion et son rayonnement thermique est responsable d'une émission lumineuse intense. Dans le cas des supernovae, une seule étoile en explosant devient aussi brillante que la galaxie qui l'abrite (Fig. 1). Ensuite l'éjecta est freiné par le milieu extérieur et il se forme un reste.

1 Historique

La distinction entre novae et supernovae n'a eu lieu que dans les années 1930, et l'identification des deux grandes classes de supernovae associées à deux mécanismes physiques très différents² a été comprise entre 1940 et 1960. Tous ces phénomènes ont donc un historique commun. Le cas des kilonovae est différent : la première, et pour l'instant seule, observation confirmée a eu lieu en 2017.

Les supernovae « historiques ». Les supernovae dans notre Galaxie sont des événements très rares mais très spectaculaires. Avec les novae ; les supernovae font partie des rares événements astronomiques ayant lieu en dehors du système solaire à avoir été observés depuis des époques très anciennes. On peut par exemple spéculer sur la réaction des hommes préhistoriques qui ont observé la supernova ayant donné naissance à Geminga, une étoile à neutrons proche dont on peut estimer qu'elle s'est formée il y a environ 500 000 ans. Située à une distance de 100 pc, la supernova au maximum de sa luminosité était plus brillante que la pleine Lune. Peut-être que les parois d'une grotte encore à découvrir cachent quelque part un témoignage de cet événement exceptionnel ? Plus récemment, plusieurs phénomènes astronomiques relatés dans des documents anciens comme des « étoiles nouvelles » ont été identifiés a posteriori comme des supernovae, que l'on appelle *supernovae historiques*. Les plus anciennes sont incertaines en raison d'informations trop vagues. On compte au total de l'ordre de 6 ou 7 supernovae historiques avant l'ère de l'astronomie moderne.

- Une supernova au XIV^e siècle avant Jésus Christ ? Sous la dynastie des Shang (première dynastie chinoise historique), une « remarquable étoile nouvelle » est mentionnée sur un ou plusieurs os sacrés (Fig. 3). L'événement n'est pas décrit assez précisément pour exclure d'autres interprétations, telle une comète ;
- SN185 : cette supernova est relativement bien décrite³, mais dans un système d'unités photométriques assez difficile à convertir en flux dans le système SI. Cependant, la date exacte et la position sont connues d'après cette description : 7 décembre 185 dans la constellation du Centaure. On sait également que la courbe de lumière est passée par un maximum avant de diminuer. Aujourd'hui se trouve une source radio et X, RCW 86, dans la direction indiquée. Sa structure filamentaire et demi-circulaire rend tentant de l'interpréter comme le reste de la supernova SN 185. Les observations les plus récentes de XMM-Newton et Chandra permettent d'estimer l'âge à partir de la taille et de la vitesse du reste. Le résultat semble confirmer l'association (Fig. 2) et l'analyse suggère le type Ia pour la supernova ;

1. voire peut-être d'une étoile à neutrons et d'un trou noir.

2. Voir §2.1 pour la classification spectrale des supernovae. Les deux grandes classes sont les supernovae de type Ia et les supernovae de type II/Ib/Ic.

3. « *La deuxième année de l'ère Chung-P'ing, sous le règne de l'empereur Hsiao-Ling, le dixième mois, jour « kwei-hai », une étoile invitée apparut dans Nam-Mén. Elle était aussi grande que la moitié d'un tapis ; elle brillait de cinq couleurs, et elle scintillait. Elle devint de plus en plus nette et disparut pendant le sixième mois de l'année suivante ».*



FIGURE 1 – La supernova SN 2007af dans la galaxie spirale NGC 5584. L'image composite (filtres B, V, R, H α et O II) est prise par le VLT quelques jours après le maximum de lumière. La supernova (de type Ia) est encore extrêmement brillante (en bas à droite du centre de la galaxie) (Crédits : ESO/VLT/FORS1).

- SN 386-387 : il n'y a qu'un seul témoignage (chinois) de cette « étoile invitée » dont la nature est difficile à déterminer de manière certaine ;
- SN 393 : cette supernova est décrite par les astronomes chinois⁴. Le reste de SN 393 a peut-être été identifié comme le reste de supernova RX J1713.7-3946 dans la constellation du Scorpion (la direction correspond aux indications données par les astronomes chinois, mais il y a d'autres candidats dans la même région du ciel). Comme pour SN185, l'âge obtenu par XMM-Newton et Chandra semble correspondre. Il s'agirait plutôt d'une supernova de type II et l'éventuel pulsar fait l'objet de recherches poussées ;
- SN 1006 : la supernova historique la plus brillante. Il s'agit semble-t-il, de la première supernova rapportée par les civilisations européennes et arabes. Elle a été observée de manière détaillée par les astronomes chinois, japonais, coréens et arabes. Elle a explosé dans la constellation du Loup et son reste est identifié en radio et en X : PKS 1459-41. Il s'agit sans doute d'une supernova de type Ia. Le phénomène était particulièrement spectaculaire d'après les témoignages écrits⁵. Ces témoignages⁶ permettent d'estimer que la supernova avait une magnitude visible de –9 au pic de sa courbe de lumière (l'équivalent d'un quartier de Lune) ;
- SN 1054 : cette supernova a explosé dans la constellation du Taureau et a donné naissance à la nébuleuse du Crabe (Fig. 4), qui porte le numéro 1 dans le catalogue de Charles Messier de 1758. L'apparition d'une « étoile invitée » est rapportée par des textes chinois et japonais, qui donnent une description précise des dates d'apparition et de disparition et de la position dans le ciel. Il n'y a en revanche aucun témoignage européen. La supernova est restée visible en plein jour pendant 23 jours, et visible à l'œil nu de nuit pendant 20 mois. La découverte du pulsar du crabe en 1968 a été une très belle confirmation du scénario qui relie la formation des étoiles à neutrons et les supernovae ;
- SN 1181 : cette supernova était visible pendant 6 mois et a été décrite par les astronomes chinois et japonais. Le reste de la supernova est sans doute identifié en radio et en X (3C58).

4. « dans la dix-huitième année de la période Taiyuan du règne de l'empereur Xiaowu, lors du second mois lunaire, une étoile invitée est apparue dans Wei. Elle est restée jusqu'au neuvième mois lunaire, où elle s'est éteinte. ».

5. Par exemple l'astronome égyptien Ali Ibn Ridwan rapporte « Je vais maintenant décrire le spectacle auquel j'ai assisté au début de mes études. Ce spectacle est apparu dans le signe zodiacal du Scorpion, en opposition avec le Soleil. Le Soleil ce jour là était à quinze degrés dans la constellation du Taureau et le phénomène dans le quinzième degré du Scorpion. C'était un corps circulaire de grande taille, deux et demi à trois fois plus grand que Vénus. Le ciel brillait à cause de sa lumière. L'intensité de sa lumière était un peu plus grande que le quart de la lumière de la lune ... ». D'autres écrits précisent que l'intensité lumineuse était suffisante pour donner une ombre aux objets la nuit.

6. Il est intéressant de noter l'absence d'intérêt scientifique pour de tels phénomènes en Europe à cette époque. Les deux seules relations de SN 1006 se trouvent dans les chroniques du monastère bénédictin de Saint-Gall en Suisse, et de celui de Benevento en Italie. Elles sont particulièrement vagues : « une nouvelle étoile de taille inhabituelle est apparue ; elle scintillait d'apparence et était éblouissante pour les yeux, ce qui provoqua de l'inquiétude. De manière merveilleuse, elle se contractait parfois, d'autre fois grossissait, et même pouvait disparaître. Elle a été observée cependant pendant 3 mois [...] ». (Annales Sangallenses Maiores).

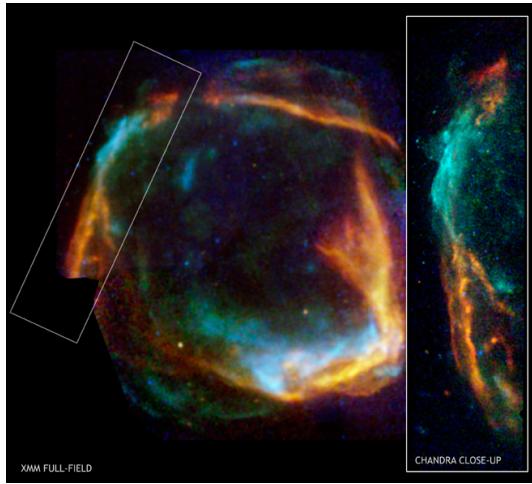
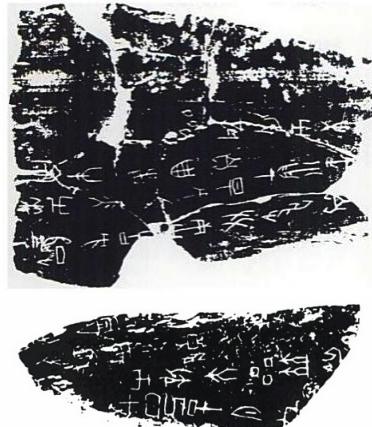


FIGURE 2 – La source de rayons X RCW 86 : le reste de SN 185 ? L'image grand champ est obtenue avec XMM-Newton et les deux encarts sont des images Chandra. La distance est estimée à 2.5 kpc (Crédits : Chandra/NASA/CXC/Univ. of Utrecht/J.Vink et al. et XMM-Newton/ESA/Univ. of Utrecht/J.Vink et al.).



七日己巳夕旦出新大星并火

殷墟上契后编

下·九·二

FIGURE 3 – Les plus anciens témoignages écrits d'une supernova ? *Haut* : deux fragments d'os sacrés (ou fragments de carapace de tortue) datant du XIV^e siècle av. JC, sous la dynastie Shang. Ils rapportent l'observation d'événements qui pourraient être des supernovae. Seul le second fragment donne une direction, on ne peut donc pas dire s'il s'agit de deux descriptions du même phénomène. *Bas* : inscription chinoise trouvée sur le fragment du milieu « *Le septième jour du mois, un jour « Ji-Si », une nouvelle étoile remarquable apparaît en compagnie d'[Antarès (α Sco)]* » (figure tirée de « *Historical supernovae and supernova remnants* », Z. Wang, in « *Supernovae and supernova remnants* », actes du colloque IAU 145 (1996)).

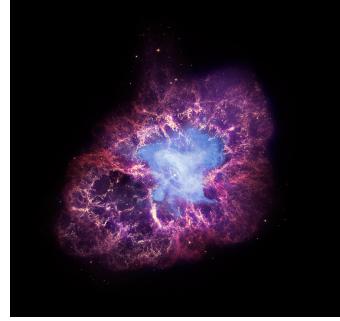


FIGURE 4 – **La nébuleuse du Crabe (M1).** Image composite obtenue à partir d’observations en rayons X par *Chandra* (bleu), dans le visible par le *Hubble Space Telescope* (jaune et rouge) et dans l’infrarouge par *Spitzer* (violet). (Crédits : NASA)

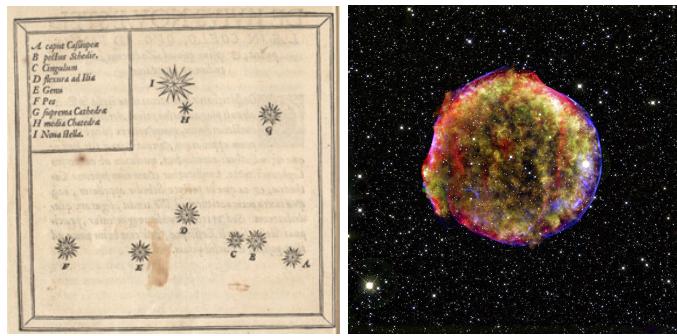


FIGURE 5 – **La supernova SN 1572 (supernova de Tycho).** *A gauche* : dessin original de Tycho-Brahe dans son ouvrage *De nova stella*. Les étoiles indiquées par A, B, C, etc. correspondent aux étoiles de la constellation de Cassiopée (A = ζ Cas ; B = α Cas ; C = η Cas, D = γ Cas, E = δ Cas, F = ϵ Cas, G = β Cas et H = κ Cas). La nouvelle étoile est l’étoile I ; *à droite* : le reste de SN 1572, observé par Chandra (violet), Spitzer (rouge) et dans le visible (Calar Alto). Il est situé à environ 2.4 kpc, avec une taille de l’ordre de 5.6 pc et une vitesse d’expansion de l’ordre de 6300 km.s^{-1} .

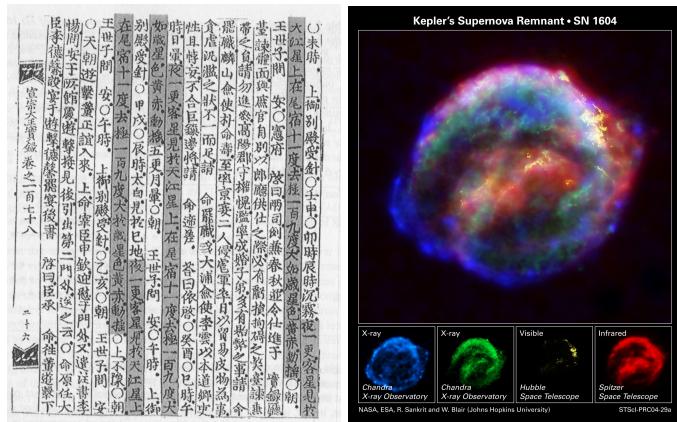


FIGURE 6 – **La supernova SN 1604 (supernova de Kepler).** *A gauche* : description des observations de SN 1604 par les astronomes coréens dans le *Sonjo Sillok* (« Archives véritables du règne du roi Sonjo »). On y apprend par exemple que la forme de la nouvelle étoile était plus petite que Jupiter, que sa couleur était orange et qu’elle scintillait ; *à droite* : le reste de SN 1604, observé par Chandra, Spitzer et HST. Il est situé à environ 3 kpc, avec une taille de l’ordre de 2.6 pc et une vitesse d’expansion de l’ordre de 3200 km.s^{-1} .

L'époque moderne et les deux dernières supernovae « historiques » : SN 1572 et SN 1604. Deux grands astronomes européens, Tycho Brahé et Kepler, ont eu la chance d'observer des supernovae de leur vivant.

- SN 1572 (supernova de Tycho) : elle a explosé dans la constellation de Cassiopée et est restée visible pendant 18 mois. Elle était très brillante. Les observateurs en Europe et en Asie (Chine et Corée) la comparent à Vénus et signale qu'elle était initialement visible en plein jour. Tycho-Brahé a écrit un ouvrage sur cette « nouvelle étoile », *De nova stella*, dont le nom (*nova*) est resté pour désigner les phénomènes qui reviennent – d'un point de vue observationnel – à l'apparition d'une « nouvelle étoile ». Depuis le XX^e siècle, dans le cas des supernovae, nous savons qu'il s'agit pourtant paradoxalement du contraire, la disparition d'une étoile dans une explosion. La précision des observations de Tycho Brahé a permis de reconstituer la courbe de lumière de la supernova (Fig. 7). Le reste de cette supernova est bien identifié (Fig. 5) et son analyse semble⁷ indiquer une supernova de type Ia ;
- SN 1604 (supernova de Kepler) : cette supernova a explosé dans la constellation du Serpentaire (Ophiuchus) et est restée visible pendant 1 an (mais jamais en plein jour). Elle a été observée pour la première fois en Europe le 9 octobre⁸ 1604, le lendemain en Chine et le 13 octobre en Corée. Ces détections ont eu lieu avant le pic de la courbe de lumière, qui s'est produit vers la fin octobre. L'événement a été décrit précisément par Kepler dans son ouvrage *De stella nova in pede serpentarii*. En combinant les observations européennes et coréennes, on peut reconstituer la courbe de lumière, comme représenté Fig. 7. Son reste est lui aussi bien identifié (Fig. 6). SN 1604 est sans doute une supernova de type Ia ;
- Une troisième supernova à l'époque moderne ? Cassiopée A est un reste de supernova jeune (~ 300 ans) et proche (~ 3.4 kpc). La supernova aurait pu être observée vers la fin du XVII^e siècle ou le début du XVIII^e siècle. De manière surprenante, il n'y a aucun témoignage. Même en prenant en compte l'absorption sur la ligne de visée, cela signifie probablement que cette supernova était sous-lumineuse. Dans ce cas, elle a peut-être été observée par un astronome britannique, Flamsteed en 1680, qui rapporte dans son catalogue une étoile brillante dans Cassiopée, qui en fait n'existe pas et pourrait être la supernova manquante.

Novae historiques. Il existe de nombreux autres témoignages historiques de phénomènes décrits comme l'apparition d'une « nouvelle étoile » ou la venue d'une « étoile invitée ». Parmi ces phénomènes, certains ont depuis été identifiés comme des novae classiques (cf. § 2.2), c'est à dire des phénomènes intrinsèquement beaucoup moins brillants que les supernovae, liés à des explosions thermonucléaires qui ont lieu à la surface d'une naine blanche sans la détruire. La confirmation de ces potentielles novae historiques est plus difficile que pour les supernovae car il n'existe pas de reste aussi caractéristique. On peut rechercher en revanche une association avec une naine blanche dans un système binaire (variable cataclysmique, CV). Les candidats solides ont tous été observés au XIX^e siècle (une petite dizaine), à l'exception notable de Nova Vulpeculae 1670 (aussi appelée CV Vulpeculae), observée en 1670 par des astronomes français et allemands, et qui est probablement une nova classique.

La distinction novae / supernovae. Il a fallu attendre les années 1920-1930 pour faire la distinction entre novae et supernovae. En effet, au début du XX^e siècle, les astronomes s'interrogent encore sur la taille de l'Univers : celui-ci est-il constitué d'une seule Galaxie, la Voie Lactée, ou bien contient-il un grand nombre d'autres galaxies comme la nôtre ? L'apogée de cette discussion est le grand débat organisé en 1920 entre H. Shapley (partisan de l'hypothèse d'une Galaxie unique) et H.D. Curtis (partisan de l'hypothèse du grand nombre de galaxies). Les arguments échangés sont très intéressants à étudier et peuvent être trouvés sur la page web : http://antwrp.gsfc.nasa.gov/diamond_jubilee/debate20.html. Au cœur du débat, la question de la nature des « nébuleuses spirales » telle Andromède (M31). Quelques années plus tard, Hubble et ses collègues, grâce à l'utilisation du télescope Hooker au Mont Wilson⁹, mesurent la distance d'Andromède à l'aide d'étoiles céphéides¹⁰ et montrent que celle-ci est beaucoup plus élevée que la taille de la Voie Lactée : c'est une autre galaxie. À la même époque (1920), Lundmark avait compris les conséquences de l'hypothèse extragalactique : une nova telle la nova S Andromeda 1885 observée à la fin du XIX^e siècle dans la « nébuleuse d'Andromède » devenait un phénomène exceptionnellement brillant si celle-ci était bien une autre galaxie à des millions d'années lumière. Pionniers dans l'étude

7. En 2008, quatre siècles après l'observation de Tycho Brahé, l'écho lumineux de SN1572 à son maximum a été observé ! Cet écho est provoqué par la diffusion de la lumière de SN 1572 sur un nuage moléculaire à un peu plus de 450 années lumière de l'emplacement de la supernova. Un spectre a pu être obtenu, qui confirme la classification en type Ia (Krause et al., 2008).

8. Dans le calendrier grégorien mis en place en 1582 par le pape Grégoire XIII, mais qui n'avait pas encore été adopté par l'ensemble de l'Europe à cette époque, en particulier dans les pays protestants. Kepler donne toutes les dates dans son ouvrage à la fois dans le nouveau calendrier grégorien et l'ancien calendrier julien.

9. Le miroir de ce télescope, alors le plus grand du monde, avait un diamètre de 2.5 m. C'est avec ce télescope que Hubble a mis en évidence l'expansion de l'Univers (1929).

10. Des étoiles variables dont période et luminosité sont corrélées, ce qui en fait des « chandelles standard ».

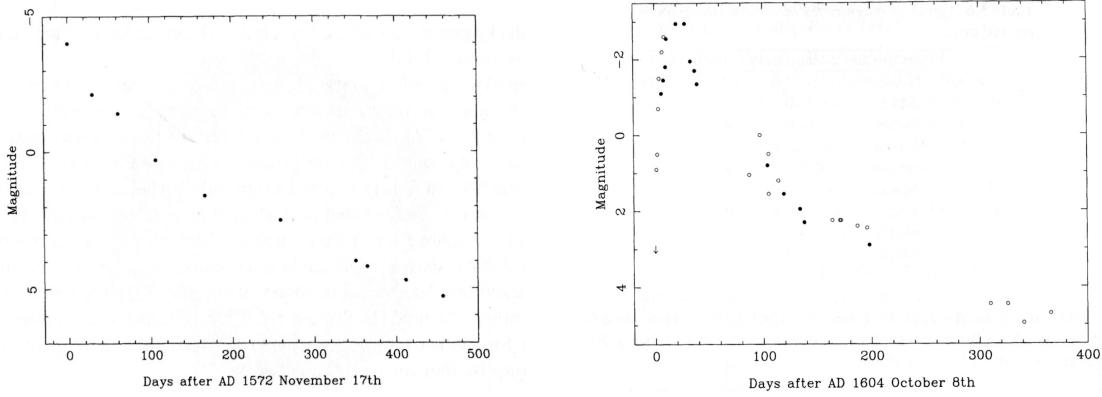


FIGURE 7 – Courbes de lumière de SN 1572 (supernova de Tycho) et SN 1604 (supernova de Kepler).
Haut : courbe de lumière de SN 1572 d’après les observations de Tycho Brahé ; *bas* : courbe de lumière de SN 1604 d’après les observations européennes (dont celles de Kepler) et coréennes. La magnitude a été estimée à partir des descriptions qui sont données par les observateurs de l’époque, toujours de manière relative à d’autres astres. Par exemple, pour les observations de SN 1604 en Europe : « *9 octobre 1604, aussi brillante que Mars ou Jupiter, ..., 15 octobre beaucoup plus brillante que Jupiter, égale à Vénus, ..., 3 janvier plus brillante qu’Antarès, plus faible qu’Arcturus, ...* » (figures tirées de « *Historical supernovae and their remnants* », F.R. Stephenson & D.A. Green, Oxford University Press (2002)).

systématique de ces novae extragalactiques intrinsèquement très brillantes, Zwicky¹¹ et Baade ont proposé en 1931 de les appeler *supernovae*. En 1934, Baade et Zwicky sont également les premiers à avoir proposé comme source de l’énergie colossale l’effondrement gravitationnel d’une étoile massive en étoile à neutrons¹², ce qui représente une remarquable intuition, que Zwicky développera par la suite dans un article de 1938. Notons que l’article de 1934 mentionne aussi la possibilité que les supernovae soient la source du rayonnement cosmique. Quatre vingt ans plus tard, cette seconde proposition n’a toujours pas été prouvée définitivement, mais reste l’hypothèse la plus probable pour le rayonnement cosmique galactique.

La classification spectrale des supernovae. Cette classification a été introduite par Minkowski en 1940-1941 et est présentée § 2.1. Précisément, cet astronome américain a introduit la séparation en type I si le spectre ne présente pas d’hydrogène et type II sinon. Les sous-divisions ont été ajoutées plus tard. L’accumulation des observations, en particulier la statistique des galaxies hôtes (§ 2.1), ont permis de comprendre que les supernovae de type Ia (80% des supernovae de type I) formaient vraisemblablement une famille complètement différente des autres supernovae, avec un mécanisme différent de celui proposé par Baade et Zwicky : ce mécanisme, proposé par Hoyle et Fowler en 1960, est celui de l’explosion thermonucléaire d’une naine blanche.

La compréhension du mécanisme des novae. En ce qui concerne les novae, la compréhension physique est à nouveau venue des progrès observationnels. Dans les années 1950 et 1960, on comprend que la majorité des novae se produit dans des systèmes binaires¹³. Le scénario d’explosion thermonucléaire de la matière accrétée à la surface d’une naine blanche émerge alors entre la fin des années 1960 et le début des années 1970¹⁴.

11. Zwicky a coordonné le premier programme de recherche de supernovae, d’abord au mont Wilson en 1930, puis au mont Palomar à partir de 1936. Ce programme a été très fructueux : plus de 300 supernovae découvertes en 40 ans.

12. « *with all reserve we advance the view that supernovae represent the transitions from an ordinary star into a neutron star, consisting mainly of neutrons. Such a star may possess a very small radius and an extremely high density. As neutrons can be packed much more closely than ordinary nuclei and electrons, the « gravitational packing » energy in a cold neutron star may become very large, and, under certain circumstances, may far exceed the ordinary nuclear packing fractions. A neutron star would therefore represent the most stable configuration of matter as such.* » (Baade & Zwicky, 1934)

13. La première indication de binarité est obtenue par Walker en 1954 pour la variable cataclysmique DQ Herculis à laquelle la Nova Herculis 1934 est associée.

14. On peut citer la contribution décisive de Starrfield (1971), qui a identifié le rôle du cycle CNO dans le mécanisme de l’explosion.

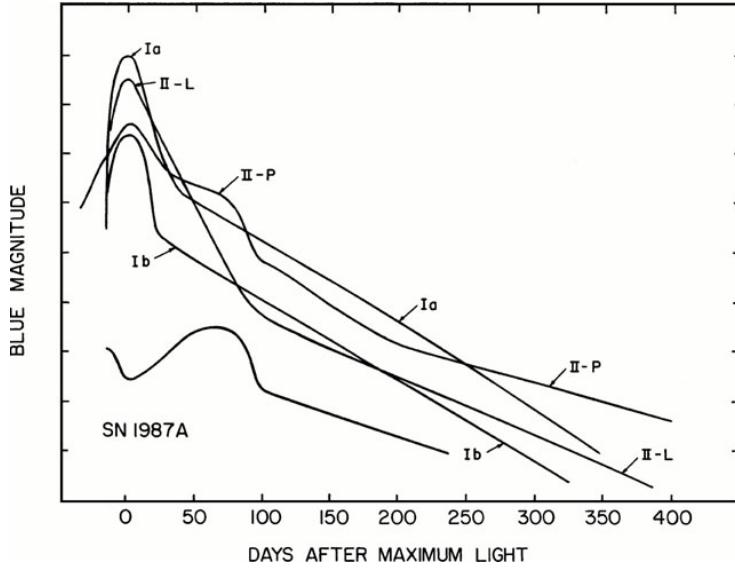


FIGURE 8 – Comparaison des courbes de lumière des supernovae de type Ia, II, Ib et Ic. Pour les supernovae de type II, on peut noter le changement de pente dans la phase de décroissance, ainsi que la phase de quasi-plateau qui débute un peu après le maximum pour le type II-P, et est absente de la courbe de lumière pour le type II-L (figure tirée de Wheeler J.C., « An introduction to supernovae », in « Supernovae, Jerusalem Winter School for Theoretical Physics, Wheeler, Piran & Weinberg Editors, World Scientific (1998-1989) »).

Les kilonovae. Les kilonovae¹⁵ sont un sujet d'étude beaucoup plus récent. Elles sont associées à la coalescence de deux étoiles à neutrons, et peut-être aussi d'une étoile à neutrons et d'un trou noir. Elles ont été prédictes par Eichler et al. en 1989 puis plus précisément par Li & Paczynski en 1998. Quelques candidats peu convaincants ont été proposés dans les années 2000 en association avec des sursauts gamma courts, autres contrepartie électromagnétique attendue de ces coalescences. Mais la confirmation directe est venue en 2017 en association avec GW170817, la première coalescence d'étoiles à neutrons détectée en ondes gravitationnelles.

2 Principales propriétés observationnelles

2.1 Supernovae

Courbes de lumière et spectres. Une supernova se traduit observationnellement par l'apparition d'une source très brillante – une supernova au pic est aussi brillante que la galaxie qui l'héberge, cf. Fig. 1 – dont le flux décroît au cours du temps. La luminosité au pic¹⁶ peut atteindre $10^9 L_\odot$. Toutes les supernovae n'ont pas exactement la même évolution, comme le montre les exemples de courbes de lumière Fig. 8. Il faut de plus garder à l'esprit que pour une supernova donnée, les propriétés de la courbe de lumière dépendent de la bande spectrale d'observation (la position et la largeur du pic par exemple).

Le spectre observé peut être assez différent d'une supernova à l'autre. Lorsqu'il est observé peu de temps après la découverte de la supernova, dans la phase dite « photosphérique » pendant laquelle le milieu est opaque, il se caractérise par la présence de raies d'absorption. Lorsqu'il est mesuré plusieurs semaines ou mois après le maximum de la courbe de lumière, dans la phase dite « nébulaire » pendant laquelle le milieu est devenu transparent, des raies d'émission apparaissent. Quelques exemples sont donnés Fig. 9. On peut noter, en particulier dans la phase photosphérique (Fig. 9 à gauche), le profil large « P-Cygni » des raies qui indique que le milieu est en expansion rapide.

Classification. La classification des supernovae se fonde principalement sur l'observation du spectre : elles sont de type I si aucune raie de l'hydrogène n'est détectée, et de type II sinon.

15. Le terme *kilonova* sera utilisé dans ce cours car il semble être celui qui est maintenant le plus employé par la communauté, même si d'autres appellations ont été proposées, comme par exemple *macronova*. Une *nova* a une luminosité au pic de l'ordre de la luminosité d'Eddington d'une naine blanche, soit $\sim 10^4 L_\odot$. Une *kilonova* est environ mille fois plus lumineuse, d'où le nom. Ces événements sont donc beaucoup moins lumineux que les *supernovae* ($\sim 10^9 L_\odot$).

16. Les dernières années ont permis de mettre en évidence de rares supernovae encore plus lumineuses (*superluminous supernovae*, parfois appelées *hypernovae*), dont l'origine physique est très débattue.

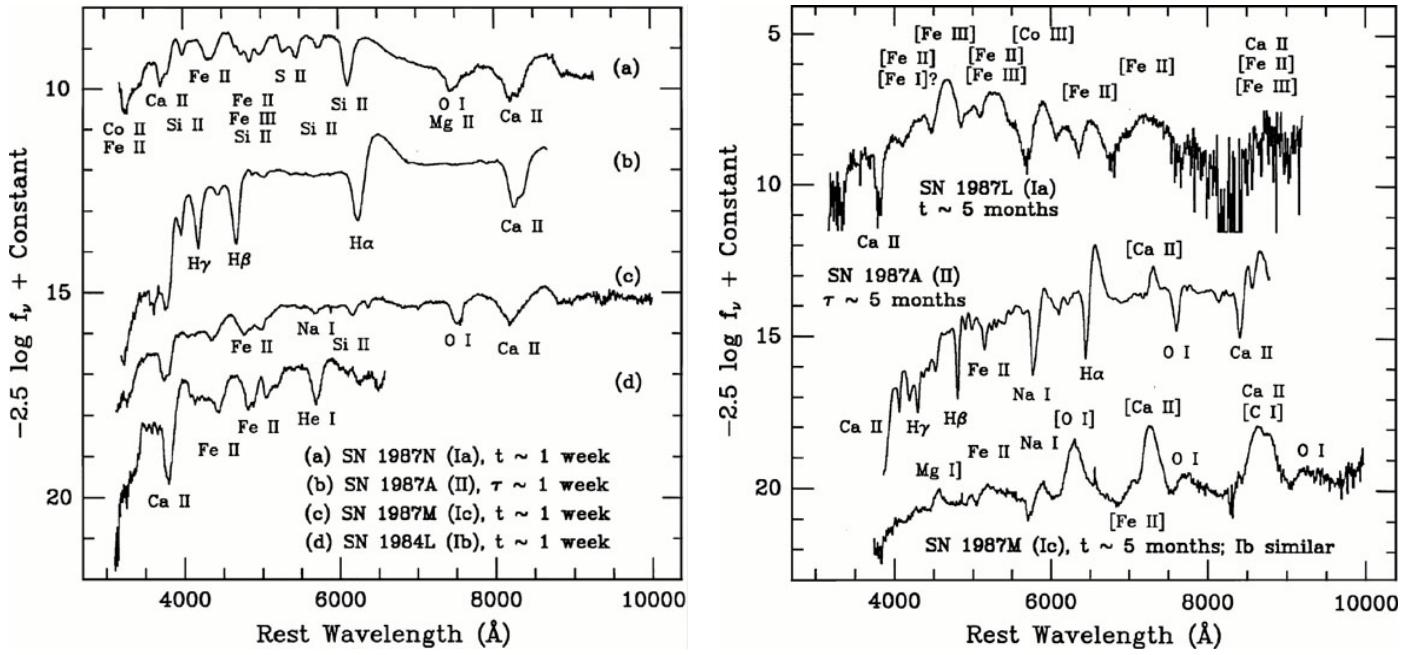


FIGURE 9 – Comparaison du spectre des supernovae de type Ia, II, Ib et Ic. Les raies les plus intenses sont identifiées. *Gauche* : spectre dans la phase photosphérique (quelques jours après l'explosion). Les raies sont larges et montrent un profil caractéristique en P-Cygni. On peut remarquer les raies de Balmer présentes uniquement dans le spectre de la supernova de type II, la raie intense du Si II dans le spectre de la supernova de type Ia et la raie de He I présente dans le spectre de la supernova de type Ib ; *Droite* : spectre dans la phase nébulaire (plusieurs semaines ou mois après l'explosion). Les supernovae de type Ib et Ic ont alors des spectres assez similaires, l'exemple donné ici est celui d'une supernova de type Ic. On notera en particulier l'apparition de nombreuses raies d'émission du fer dans le spectre de la supernova de type Ia (figure tirée de Filippenko A.V., ARA&A, 35, 309 (1997)).

Type II (hydrogène) : le spectre aux différentes époques est dominé par les raies de Balmer de l'hydrogène. Dans la phase nébulaire, on identifie également des raies de l'oxygène, du calcium, du magnésium, du fer, etc. Le type II est lui-même sous-divisé, mais il ne s'agit plus d'une classification spectrale : on utilise la forme de la courbe de lumière : si elle montre une phase de plateau (la luminosité varie très peu pendant plusieurs semaines), on parle de supernova de type II-P¹⁷, sinon de type II-L¹⁸.

Type I (absence d'hydrogène) : en l'absence de raies de l'hydrogène dans le spectre, il s'agit d'une supernova de type I. Ce type est lui-même sous-divisé :

- **Type Ia (absence d'hydrogène, présence de silicium)** : le spectre montre des raies du silicium (le type Ia représente environ 80 % du type I). On observe principalement dans la phase photosphérique les raies de Si II, Fe II, Mg II et Ca II, et dans la phase nébulaire les raies de Fe II et Fe III. Une supernova de type Ia observée en 2007 dans une galaxie spirale est représentée Fig. 1.
- **Type Ib (ni hydrogène ni silicium, présence d'hélium)** : le spectre n'a pas de raies du silicium, mais montre des raies de l'hélium. Le spectre dans la phase photosphérique montre en particulier une raie de He I. Le spectre de la phase nébulaire est assez semblable à celui des supernovae de type II, à la différence notable de l'absence d'hydrogène.
- **Type Ic (ni hydrogène, ni silicium, ni hélium)** : toutes les supernovae n'entrant pas dans les types précédents sont dites de type Ic. Il existe beaucoup de cas particuliers, dont la plupart des supernovae super-lumineuses mentionnées ci-dessus.

Comme annoncé dans l'historique en début de chapitre, cette classification observationnelle n'est pas très satisfaisante sur le plan physique : les supernovae de type Ia correspondent à l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche, alors que toutes les autres supernovae (SNII, SNIB, SNIC) sont des supernovae gravitationnelles, dans lesquelles le cœur d'une étoile massive s'effondre et devient un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir). C'est en particulier l'étude des galaxies hôtes des supernovae qui donne une indication forte en faveur de deux mécanismes physiques bien distincts.

17. P pour « plateau ».

18. L pour « linéaire » car la courbe de lumière est approximativement une branche de droite dans un diagramme temps-magnitude.

Type galactique	Supernovae par type		
	Ia	Ib et Ic	II
Elliptiques E	0.11		
Lenticulaires SO	0.15		
Spirales SOa, Sa, Sab, Sb	0.20 ± 0.07	0.11 ± 0.06	0.40 ± 0.19
Spirales Sbc, Scd, Sc, Sdm, Im	0.24 ± 0.09	0.16 ± 0.08	0.88 ± 0.37

TABLE 1 – **Fréquence des différents types de supernovae, en fonction de la morphologie de la galaxie hôte.** L’unité utilisée est le SNU, c’est à dire *SuperNovae Unit* : 1 SNU correspond à 1 supernova par siècle et par $10^{10} L_\odot$ (luminosité typique d’une galaxie). On rappelle que les galaxies lenticulaires sont intermédiaires entre les elliptiques et les spirales et la classification des spirales dépend de la présence ou non d’une barre, et de l’apparence des bras (les SOa ont des bras peu visibles et les Sd les bras les plus dominants). On estime que la Voie Lactée est une galaxie spirale de type Sb et de luminosité $2 \times 10^{10} L_\odot$, soit des fréquences attendues de 0.3 SNIa, 0.2 SNIb/c et 1.7 SNII par siècle (d’après *Allen’s Astrophysical Quantities*, A.N. Cox editors).

Fréquence – Galaxies hôtes. Les supernovae sont des phénomènes rares à l’échelle d’une galaxie. La Tab 1 donne la fréquence par type de supernova et par type de galaxie. Il apparaît une différence fondamentale entre les supernovae de type Ia d’une part et celles de type II, Ib et Ic d’autre part. Ceci conduit aux deux scénarios physiques différents : les supernovae de type II, Ib et Ic ne se produisent que dans les galaxies disposant d’étoiles jeunes (spirales), un indice fort d’association avec les étoiles massives de durée de vie courte, alors que les supernovae de type Ia peuvent avoir lieu dans toutes les galaxies, y compris les elliptiques, ce qui est compatible avec l’association avec des naines blanches (durée de vie longue des étoiles parents).

La supernova SN 1987A dans le grand nuage de Magellan. SN 1987A à la périphérie de la nébuleuse de la Tarentule dans le grand nuage de Magellan (LMC) est la supernova la plus proche observée dans le visible, depuis les supernovae historiques de Tycho-Brahé et Kepler, qui étaient situées dans notre propre Galaxie. Rappelons que le LMC est une galaxie naine satellite de la Voie Lactée, à ~ 50 kpc, visible depuis l’hémisphère sud. Visuellement, la supernova a été découverte le 24 février 1987. À son maximum de lumière (en mai), elle a atteint une magnitude $\sim +3$. Il s’agit d’une supernova de type II-P « particulier », car sous-lumineuse (voir Fig. 8). La possibilité d’observer à toutes les longueurs d’onde avec les moyens modernes fait de SN 1987A un événement exceptionnel. Parmi les résultats importants, on peut signaler : l’identification de l’étoile parent (voir Fig. 10) ; la présence d’anneaux de matière éjectée par l’étoile parent environ 20 000 ans avant l’explosion, qui ont été illuminés par la lumière de la supernova (voir Fig. 11 : cette observation par HST permet par ailleurs de mesurer précisément la distance de la supernova, 51.4 kpc) ; la non-détection jusqu’à présent d’une étoile à neutrons à l’emplacement de la supernova ; et surtout la détection de neutrinos associés à la supernova, trois heures environ avant l’arrivée de la lumière. Sur une durée totale de 13 secondes, 24 antineutrinos ont été détectés (11 par Kamiokande II, 8 par IMB et 5 par Baksan). Comme nous le montrerons dans le chapitre consacré aux supernovae, cette observation permet de valider dans les grandes lignes le scénario d’effondrement gravitationnel d’une étoile massive.

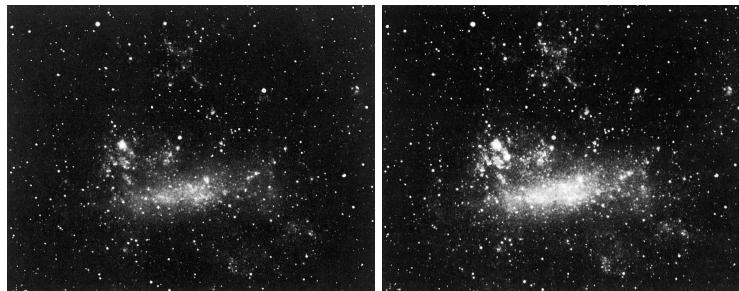


FIGURE 10 – **La supernova 1987A dans le grand nuage de Magellan (type II).** *Haut* : image du grand nuage de Magellan obtenue à l’observatoire de La Silla (ESO) quelques heures avant l’explosion (observation fortuite) ; *bas* : image du grand nuage de Magellan obtenue avec le même instrument deux jours après l’explosion. La supernova était à l’époque visible à l’œil nu ($m_V \simeq 4.5$) et est très visible sur l’image, dans la région supérieure du LMC, au sud de la nébuleuse de la Tarentule. La comparaison des deux images permet d’identifier sur la première une étoile faible à l’emplacement de SN 1987A, que l’on identifie avec l’étoile qui a explosé : Sanduleak-69 202, une étoile de type B3I, i.e. une supergéante bleue (Crédits : ESO).

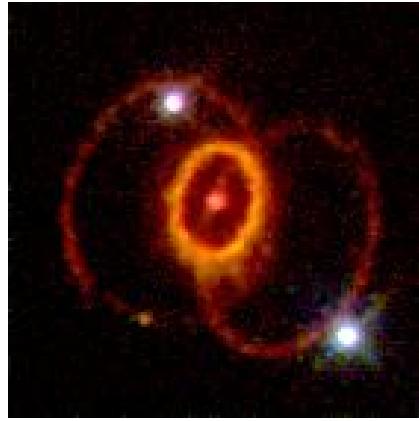


FIGURE 11 – Des anneaux de matière autour de la supernova 1987A. Cette image montre l'illumination par la lumière de la supernova de matière éjectée par l'étoile environ 20 000 ans avant l'explosion. La courbe de lumière de l'anneau central permet de déterminer son orientation et sa taille physique. En comparant à la taille apparente, on peut alors mesurer précisément la distance de SN1987A (Crédits : HST/WFPC2).

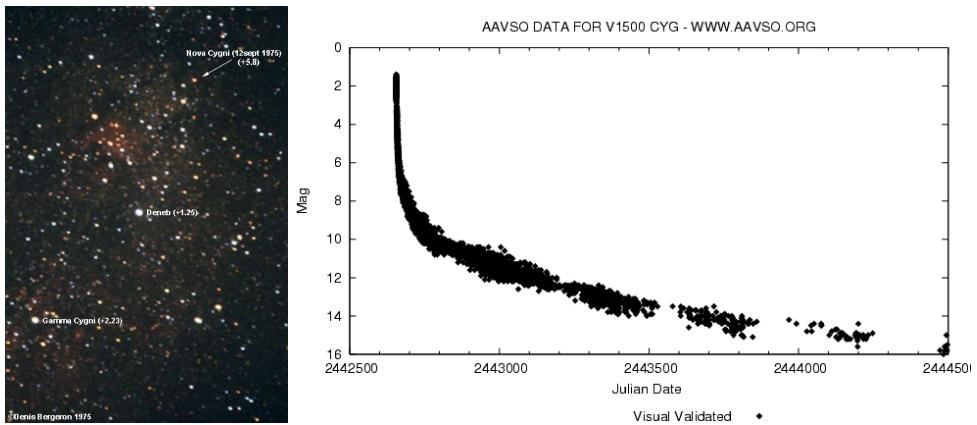


FIGURE 12 – La nova classique Nova Cygni 1975. *Gauche :* une photographie amateur de la nova le lendemain de la découverte ; (D. Bergeron, 1975) ; *droite :* courbe de lumière (magnitude apparente) de la nova sur une durée de 2000 jours (5.5 an) (Crédits : AAVSO, American Association of Variable Star Observers) .

2.2 Novae

Classification des novae et principales propriétés. Les novae apparaissent dans les systèmes binaires avec une naine blanche accrétante, appelés pour cette raison des *variables cataclysmiques* (*Cataclysmic Variables*, CV). Ces systèmes sont semi-détachés (le compagnon remplit son lobe de Roche) ce qui permet l'accrétion via transfert de masse au point de Lagrange (voir le chapitre sur l'accrétion). Les novae sont directement liées à la couche de matière accrétée qui s'accumule à la surface de la naine blanche. On les classe comme suit :

- Novae classiques¹⁹ : à échelle humaine, une seule nova est observée dans le système, avec une variation très importante de luminosité du système (de 6 à 19 magnitudes, soit un facteur 10^2 à 10^8 en luminosité). C'est le cas classique d'une explosion thermonucléaire à la surface d'une naine blanche accrétante, qui sera étudié dans un chapitre distinct. Un exemple est montré Fig. 12. On peut retenir les faits importants suivantes : (i) la luminosité est de l'ordre de la luminosité d'Eddington de la naine blanche, soit $\sim 10^4 L_\odot$. Certaines novae sont donc visibles à l'œil nu ; (ii) le rayonnement est principalement thermique et pique dans le visible ; (iii) le pic de luminosité est très bref mais le phénomène décroît ensuite en quelques mois.

Dans certains cas, comme Nova Cygni 1992 sur la Fig. 14, l'éjection de matière à la suite de l'explosion est démontrée.

19. Trois exemples récents de novae classiques visibles à l'œil nu : V1500 Cygni, dite Nova Cygni 1975, à $D \simeq 2.0 \text{ kpc}$ (29 août 1975, magnitude apparente 2.0 au maximum, voir figure 12), V1974 Cygni, dite Nova Cygni 1992 à $D \simeq 2.0 \text{ kpc}$ (19 février 1992, magnitude apparente 4.4 au maximum, voir figure 14) et V1280 Scorpii à $D \simeq 1.6 \text{ kpc}$ (17 février 2007, magnitude apparente 3.7 au maximum).

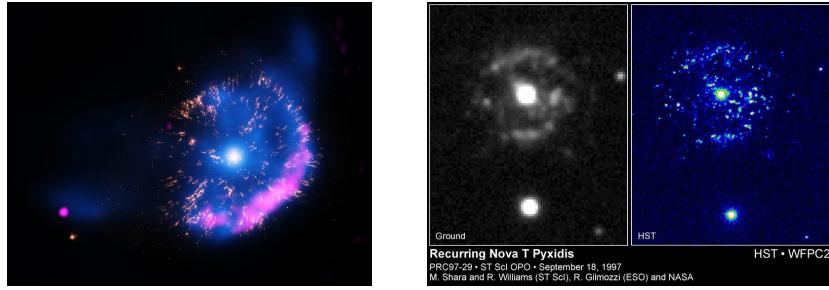


FIGURE 13 – Gauche : un reste de nova classique : GK Persei (nébuleuse du feu d’artifice). La nova a été observée en 1901 (Nova Persei 1901) et le reste est donc âgé d’un peu plus d’un siècle. Situé à 480 pc, sa taille actuelle est de l’ordre de 0.2 pc et sa vitesse d’expansion de l’ordre de 1200 km/s. L’image composite est constituée d’observations faites entre 2000 et 2013, dans les domaines radio (VLA, rose) et visible (HST, jaune) et en rayons X (Chandra, bleu). (Crédits : NASA). **Droite : la matière éjectée par la nova récurrente T Pyxidis.** Image de la coquille de matière éjectée lors des éruptions prise par HST en septembre 1997, environ 30 ans après l’éruption de 1966, 15 ans avant celle de 2011 (Crédits : M. Shara, B. Williams, and D. Zurek (STScI) ; R. Gilmozzi (ESO) ; D. Prialnik (Tel Aviv Univ.) ; NASA).

- Novae récurrentes²⁰ : la même source produit des novae à plusieurs reprises à échelle humaine, avec une période typiquement de 10 à 100 ans (augmentation de 4 à 9 magnitudes, soit un facteur 40 à 4000 en luminosité). On interprète ces systèmes comme des variables cataclysmiques avec une naine blanche de masse plus élevée, proche de la celle de Chandrasekhar. Pour cette raison, ces systèmes sont considérés comme des progéniteurs possibles des supernovae de type Ia.
- Novae naines²¹ (dites aussi étoiles variables de type U Geminorum, Fig. 15) : ces systèmes avec une naine blanche accrétante connaissent également des variations régulières de leur luminosité, mais moins importante que dans les deux cas précédents (augmentation de 2 à 5 magnitudes, soit un facteur 6 à 100 en luminosité). Le mécanisme est différent de celui de la nova classique (explosion thermonucléaire à la surface). On pense qu’il s’agit d’une instabilité dans le disque d’acréation (cette instabilité ne sera pas étudiée dans ce cours et conduit régulièrement une partie du disque à tomber rapidement sur la naine blanche). La source d’énergie de la nova naine serait donc l’énergie potentielle gravitationnelle et non l’énergie de masse comme dans les novae classiques.
- Etoiles symbiotiques²² : il s’agit d’une sous-catégorie de nova classique, où le compagnon est une géante rouge. Le phénomène de nova est très lent (on parle de nova lente au lieu de nova rapide dans le cas habituel) : la luminosité reste maximum pendant plus de 10 ans avant de diminuer.
- *Super Soft X-ray Sources* (SSXS) : un cas très particulier de variable cataclysmique dans lesquelles se produirait une fusion nucléaire stable à la surface de la naine blanche.

Nous nous concentrerons dans ce cours sur les novae classiques.

Restes de novae. Dans quelques cas, l’éjection de matière après une nova classique est confirmée par la présence d’un reste, comme GK Persei, le reste de Nova Persei 1901, découvert dès 1902 et représenté Fig. 13.

2.3 Kilonovae

Au moment d’écrire ces lignes, il n’existe qu’une seule kilonova confirmée, observée en 2017 en association avec la première détection à plusieurs messagers de la coalescence d’un système binaire de deux étoiles à neutrons, GW170817. Les observations gravitationnelles et électromagnétiques de cet événement exceptionnel sont détaillées dans un chapitre entièrement consacré à ce sujet.

20. Un exemple de nova récurrente est T Pyxidis à $D \simeq 1\text{ kpc}$ dont la magnitude apparente vaut 15.5 en phase quiescente et a augmenté jusqu’à la magnitude 7.0 (multiplication par un facteur 3000) en 1890, 1902, 1920, 1944, 1966 et 2011 (Figs. 16 et 13). Le compagnon de la naine blanche est une étoile de type solaire.

Un autre exemple est RS Ophiuchi à $D \simeq 1.5\text{ kpc}$ dont la magnitude apparente vaut 12.5 en phase quiescente et a atteint en moyenne la magnitude 5.0 lors de ses novae en 1898, 1933, 1958, 1967, 1985 et 2006. Le compagnon est cette fois une géante rouge.

21. Il existe plusieurs sous-catégories de novae naines : étoiles de type SS Cygni qui montrent deux types d’éruptions avec des durées typiques différentes (Fig. 17), étoiles de type SU Ursae Majoris dont certaines éruptions sont beaucoup plus brillantes que la moyenne (*superoutbursts*), étoiles de type Z Camelopardalis qui montrent un plateau pendant la décroissance de leur courbe de lumière.

22. Un exemple d’étoile symbiotique est V1016 Cygni (nova lente de 1971 à 2007).

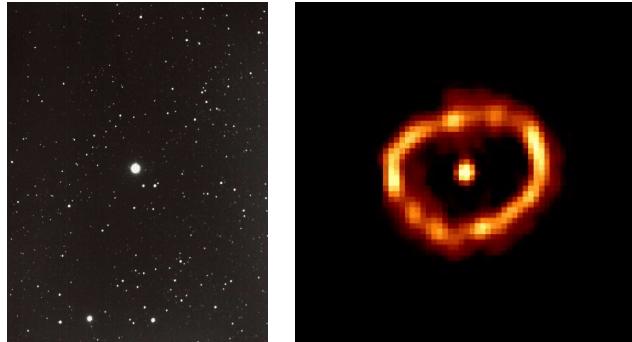


FIGURE 14 – La nova classique Nova Cygni 1992. *Gauche* : une photographie amateur de la nova deux jours après la découverte (21 février 1992) ; (Crédits : M. Mobberley, 1992) ; *Droite* : Une image de la coquille de matière éjectée lors de la nova, prise par HST en décembre 1995. La distance est $D \simeq 2$ kpc, le rayon de la coquille est de l'ordre de 600 UA et sa vitesse de 800 à 1000 km.s $^{-1}$ (Crédits : NASA, ESA, HST, F. Paresce, R. Jedrzejewski (STScI)).

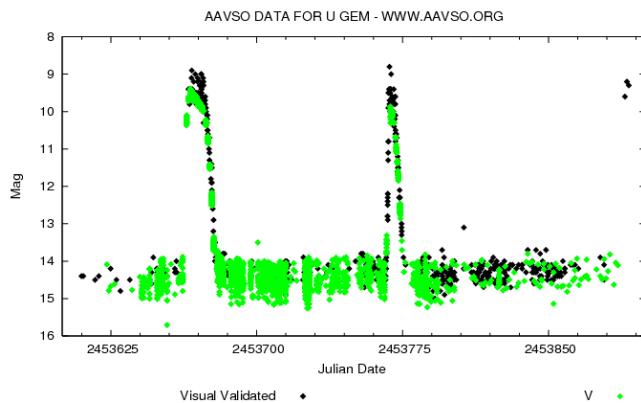


FIGURE 15 – La courbe de lumière de la nova naine U Geminorum. (Crédits : AAVSO, American Association of Variable Star Observers).

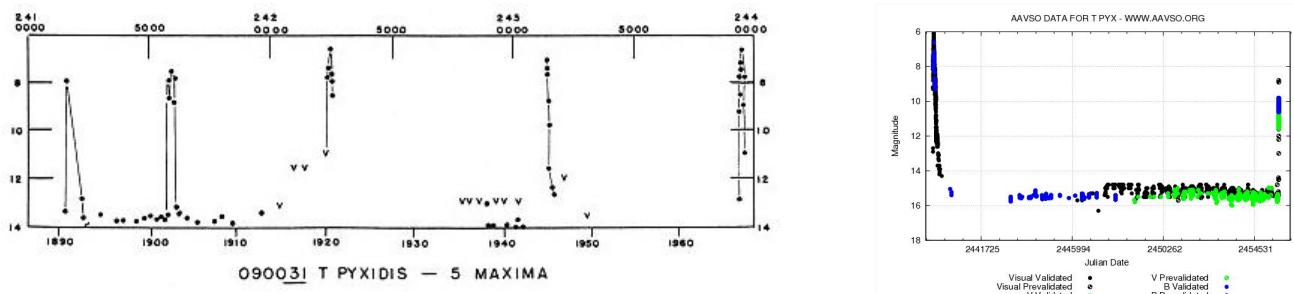


FIGURE 16 – La courbe de lumière de la nova récurrente T Pyxidis. *Haut* : courbe de lumière de T Pyxidis de 1890 à 1967, avec 5 novae détectées. La source en période de quiescence est plus faible que la magnitude apparente 15, et augmente jusqu'à la magnitude 6.5 à chaque maximum (soit une luminosité multipliée par un facteur supérieur à 2500) ; *bas* : courbe de lumière de T Pyxidis de 1966 à 2012, avec deux nouvelles éruptions. Pour cette époque plus récente, la période de quiescence est bien détectée (Crédits : AAVSO, American Association of Variable Star Observers).

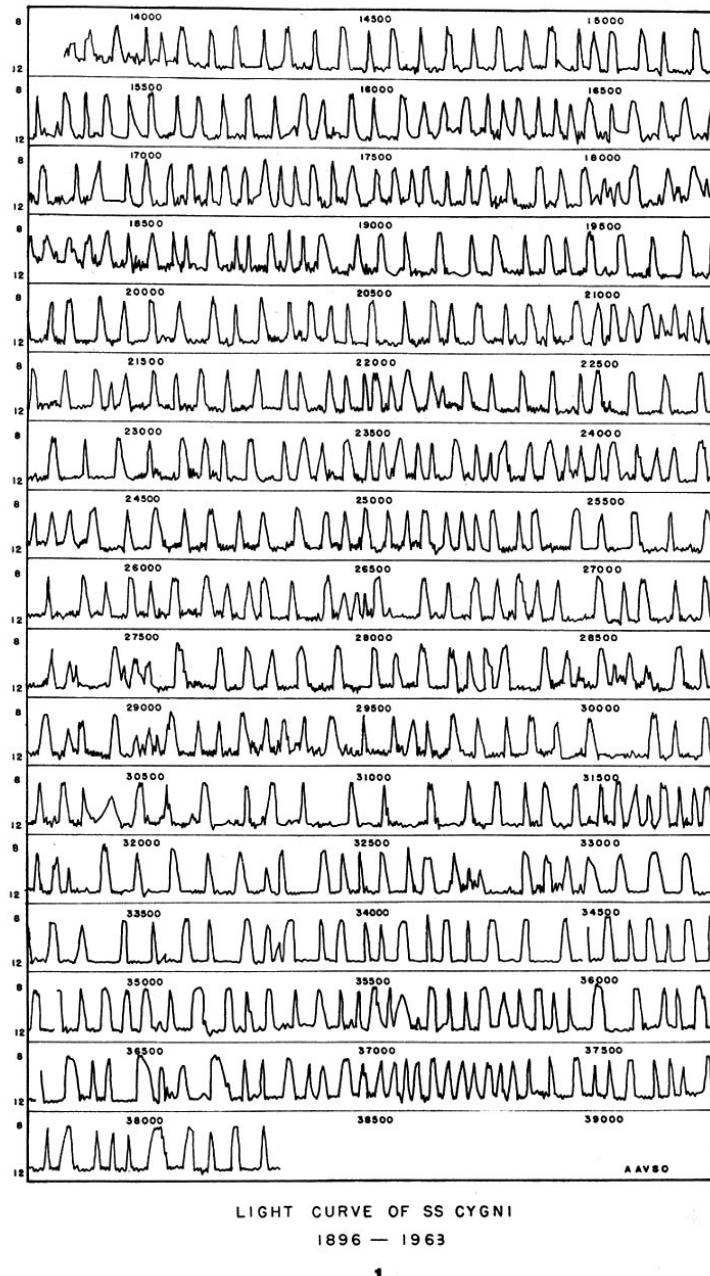


FIGURE 17 – La courbe de lumière de la nova naine SS Cygni. (Crédits : AAVSO, American Association of Variable Star Observers).

3 Supernovae et kilonovae : dynamique et émission de l'éjecta

Cette seconde partie du chapitre ne concerne que les supernovae et kilonovae, qui partagent une physique commune :

- de la matière riche en éléments radioactifs est éjectée. Elle se propage initialement librement. La courbe de lumière observée correspond au refroidissement radiatif de l'éjecta chauffé par la radioactivité ;
- l'éjecta est ensuite freiné par le milieu environnant formant un reste. La lumière émise est due au rayonnement thermique de la matière choquée et au rayonnement synchrotron d'électrons accélérés par l'onde de choc qui se propage dans le milieu interstellaire.

3.1 Caractéristiques des éjectas

Nous comparons dans la table 2 les propriétés de l'éjecta produit par l'explosion dans les cas principaux étudiés dans ce cours.

La composition chimique de ces différents éjectas sera discutée dans les chapitres consacrés à ces différentes classes d'explosion. Nous pouvons cependant noter dès à présent :

- que dans le cas des kilonovae, l'enrichissement en éléments lourds par le processus de capture rapide des neutrons conduit à une opacité beaucoup plus élevée, en particulier due aux noyaux lourds du groupe des lanthanides. Dans les autres éjectas, la composition dominante reste de l'hydrogène (éventuellement de l'hélium) ionisé, avec une opacité de l'ordre de l'opacité Thomson (diffusion sur les électrons libres).
- que tous ces éjectas comportent initialement une certaine quantité de noyaux radioactifs, ce qui implique un terme de chauffage dû aux désintégrations. Dans le cas des supernovae, ce terme est dominé par la radioactivité du nickel, ce qui donne un terme de chauffage avec une décroissance exponentielle sur une échelle de temps caractéristique de l'ordre de 3-4 mois. Pour les kilonovae, de nombreux éléments lourds radioactifs sont présents, et le terme de chauffage résultant a plutôt un comportement en loi de puissance.

Classe d'explosion	Masse éjectée $M_{\text{ej}} [M_{\odot}]$	Vitesse $v_{\text{exp}} [\text{km/s}]$	Initial size R_0	Opacité $\kappa [\text{cm}^2/\text{g}]$
Supernova gravitationnelle	~ 10	$\sim 4 \cdot 10^3$	$\sim 10^3 R_{\odot}$ (RSG) $\sim 50 R_{\odot}$ (BSG)	~ 0.4
Supernova thermonucléaire	~ 1.4	$\sim 10^4$	$\sim 10^3 \text{ km}$	~ 0.4
Kilonova	$\sim 10^{-3} - 10^{-1}$	$\sim 3 - 6 \cdot 10^4$ ($\sim 0.1 - 0.2 c$)	$\sim 10 \text{ km}$	~ 5

TABLE 2 – Ejectas de supernova et kilonova : quelques valeurs typiques.

3.2 Modèle à une zone

Afin de modéliser simplement l'évolution de l'éjecta produit par les différentes explosions décrites ci-dessus, nous allons utiliser un modèle à une zone comme celui développé pour les étoiles en introduction du cours : l'éjecta est supposé sphérique avec un rayon $R(t)$, homogène avec une masse volumique $\rho(t) = M_{\text{ej}} / (4\pi R^3(t)/3)$, isotherme avec une température $T(t)$, etc. Il s'agit bien sûr d'une approximation assez forte, mais elle permet néanmoins de comprendre les grandes étapes de l'évolution dynamique de l'éjecta, et de l'émission associée. Pour aller plus loin, on peut développer des modèles semi-analytiques²³ qui font une hypothèse sur le profil radial de la vitesse ou de la densité dans l'éjecta, ou bien sûr réaliser des simulations hydrodynamiques, idéalement couplées au transfert radiatif.

L'étude des caractéristiques initiales des éjectas permet de mettre en évidence deux phases qui peuvent être étudiées séparément :

- dans une phase initiale, l'effet du freinage par le milieu extérieur est négligeable. On peut donc modéliser la dynamique comme une expansion à vitesse constante v_{exp} . L'évolution temporelle se limite alors à l'évolution de l'énergie interne de l'éjecta sous l'effet du refroidissement adiabatique (travail des forces de pression), des pertes radiatives, et éventuellement du chauffage radioactif. C'est dans cette phase que la courbe de lumière de l'événement explosif initial (supernova ou kilonova) se construit.

23. Voir par exemple l'ouvrage de Arnett cité dans la bibliographie du cours.

- dans une seconde phase, l'éjecta est freiné par le milieu extérieur. Cela conduit à la formation d'une onde de choc dans ce milieu extérieur et l'émission est dominée par cette région choquée. C'est l'époque de formation du reste, dont la durée de vie dépend beaucoup de la classe d'explosion considérée.

Nous verrons que le freinage commence lorsqu'un rayon caractéristique, dit rayon de décélération R_{dec} , est atteint. Ce rayon est estimé plus loin et n'est atteint qu'à une date $t_{\text{dec}} = R_{\text{dec}}/v_{\text{exp}}$ de l'ordre du siècle pour une supernova et de la dizaine d'années pour une kilonova.

3.3 Phase initiale : expansion libre

Expansion libre. Dans la phase initiale pendant laquelle le freinage est négligeable, l'expansion se fait à vitesse constante :

$$R(t) \simeq v_{\text{exp}} t. \quad (1)$$

Cette loi simplifiée ne prend pas en compte la taille finie de l'objet initial qui explose, mais pour toutes les supernovae comme les kilonovae, la durée R_0/v_{exp} est toujours négligeable devant les autres échelles de temps mises en jeu.

Evolution de l'énergie interne. Comme l'énergie cinétique de l'éjecta ($E_c(t) = \frac{1}{2}M_{\text{ej}}v_{\text{exp}}^2$) est constante, l'évolution de l'éjecta se résume à celle de son énergie interne $U(t)$, déterminée par le premier principe de la thermodynamique :

$$\frac{dU}{dt} = -P \frac{dV}{dt} - L + \dot{E}, \quad (2)$$

avec $V(t) = \frac{4\pi}{3}R^3(t)$ le volume, $P(t)$ la pression, $L(t)$ la luminosité bolométrique de l'éjecta et $\dot{E}(t)$ l'éventuelle puissance produite par la radioactivité. Dans le terme de droite, nous reconnaissons le refroidissement adiabatique, les pertes radiatives et le chauffage radioactif.

Équation d'état et épaisseur optique. Cette équation d'évolution peut être simplifiée sous deux hypothèses supplémentaires :

- la pression dans l'éjecta est dominée par le pression du rayonnement²⁴, soit

$$P(t) \simeq \frac{1}{3}aT^4(t), \quad (3)$$

avec $T(t)$ la température interne de l'éjecta. La densité d'énergie interne vaut alors $u = 3P$, soit

$$U(t) \simeq \frac{4\pi}{3}R^3(t)aT^4(t). \quad (4)$$

On remarque alors que le terme de refroidissement adiabatique vaut

$$-P \frac{dV}{dt} \simeq -\frac{1}{3} \frac{U}{V} \frac{dV}{dt} \simeq -\frac{U}{3} \frac{d \ln V}{dt} \simeq -U \frac{d \ln R}{dt} \simeq -\frac{U}{t}.$$

Ceci nous indique quelle est l'échelle de temps caractéristique de ce refroidissement :

Échelle de temps dynamique :

$$t_{\text{dyn}} \simeq \frac{R}{v_{\text{exp}}} \simeq t. \quad (5)$$

- l'éjecta est opaque, soit $\bar{\ell} \ll R$, avec $\bar{\ell} = 1/(\rho\kappa)$ le libre parcours moyen des photons et R l'ordre de grandeur de l'épaisseur. Le rayonnement de l'éjecta est alors celui d'un corps noir,

$$L(t) = 4\pi R^2(t)\sigma T_S^4(t), \quad (6)$$

avec $T_S(t)$ la température de surface de l'éjecta. En utilisant la version à une zone du transport radiatif (voir l'introduction sur les étoiles), celle-ci est reliée à la température interne par

$$T_S(t) \simeq \left(\frac{\bar{\ell}}{R} \right)^{1/4} T(t). \quad (7)$$

²⁴. Pour cette raison, ces éjectas sont parfois qualifiés de « boules de feu » (*fireball*).

Cela conduit à l'expression suivante de la luminosité (nous utilisons la relation $\sigma = ac/4$ entre les constantes de Stefan et négligeons le pré-facteur de l'ordre de l'unité vu le degré d'approximation du modèle) :

$$L(t) \simeq 4\pi R(t)\bar{\ell}(t)\sigma T^4(t) \simeq \frac{U(t)}{t_{\text{rad}}(t)}. \quad (8)$$

Ceci exprime que le réservoir d'énergie interne se vide sur l'échelle de temps du transport diffusif des photons dans l'éjecta. Cette expression fait apparaître l'échelle de temps caractéristique du refroidissement radiatif de l'éjecta :

Échelle de temps radiative :

$$t_{\text{rad}} \simeq \frac{R^2}{\bar{\ell}c} \simeq \frac{3M_{\text{ej}}\kappa}{4\pi cv_{\text{exp}}t} \simeq \frac{t_*^2}{t}, \quad (9)$$

où nous avons posé

$$t_* = \left(\frac{3M_{\text{ej}}\kappa}{4\pi cv_{\text{exp}}} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Quelle est la validité de ces deux hypothèses ? Une fois obtenue l'évolution de la température interne $T(t)$, il sera facile de montrer que la première est toujours largement vérifiée pour les éjectas considérés dans ce chapitre, soit

$$\frac{\rho(r)kT(r)}{\mu m_p} \ll \frac{1}{3}aT^4(t), \quad (11)$$

avec μm_p la masse moyenne des particules dans l'éjecta. La seconde hypothèse est valable tant que $\bar{\ell} \ll R$, c'est à dire tant que

$$R \ll R_{\text{neb}} = \left(\frac{3M_{\text{ej}}\kappa}{4\pi} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

La date correspondante, $t_{\text{neb}} = R_{\text{neb}}/v_{\text{exp}}$ correspond à la date de transition entre les phases photosphérique et nébulaire décrites ci-dessus pour les supernovae et vaut

Date de la transition vers la phase nébulaire :

$$t_{\text{neb}} \simeq \frac{R_{\text{neb}}}{v_{\text{exp}}} = \left(\frac{3M_{\text{ej}}\kappa}{4\pi v_{\text{exp}}^2} \right)^{1/2} \quad (13)$$

$$\simeq \begin{cases} 3.4 \text{ yr} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{0.4 \text{ cm}^2/\text{g}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{exp}}}{4000 \text{ km/s}} \right)^{-1} & (\text{SN II}), \\ 0.51 \text{ yr} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{1.4 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{0.4 \text{ cm}^2/\text{g}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{exp}}}{10^4 \text{ km/s}} \right)^{-1} & (\text{SN Ia}), \\ 13 \text{ d} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10^{-2} M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{5 \text{ cm}^2/\text{g}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{exp}}}{0.15c} \right)^{-1} & (\text{kilonova}). \end{cases} \quad (14)$$

Nous constatons que

$$t_{\text{neb}} = \frac{t_*}{(v_{\text{exp}}/c)^{1/2}}.$$

Tant que l'éjecta est non relativiste, $t_{\text{neb}} \gg t_*$. Même pour les éjectas très rapides des kilonovae, $t_{\text{neb}}/t_* \simeq 5 - 10$.

Loi d'évolution de la luminosité bolométrique. Avec ces hypothèses supplémentaires, le premier principe de la thermodynamique s'écrit simplement :

Équation d'évolution de l'éjecta dans la phase d'expansion libre :

$$t_{\text{rad}} \frac{dL}{dt} + L(t) = \dot{E}(t). \quad (15)$$

Pour obtenir cette équation, nous avons utilisé $U \simeq Lt_{\text{rad}}$ et $\frac{dt_{\text{rad}}}{dt} = -\frac{t_*^2}{t^2} = -\frac{t_{\text{rad}}}{t}$.

La solution de cette équation donne la luminosité bolométrique $L(t)$, dont on peut déduire la température de surface $T_S(t)$ par la loi de Stefan, puis la température interne par l'Eq. 7 et ainsi connaître l'évolution dynamique complète de l'éjecta dans cette phase d'expansion libre.

Comportement asymptotique. Pour résoudre entièrement l'Eq. 15, il faut préciser le terme de chauffage \dot{E} . Cependant le comportement asymptotique aux temps longs peut être obtenu facilement. L'Eq. 15 peut être mise sous la forme

$$\frac{t_{\text{rad}}}{t} \frac{d \ln L}{d \ln t} = \frac{\dot{E} - L}{L}. \quad (16)$$

Quel est le comportement du terme de gauche aux temps longs? Le facteur $t_{\text{rad}}/t \simeq (t_*/t)^2$ tend vers zéro et le terme $\frac{d \ln L}{d \ln t}$ reste forcément fini (c'est simplement la pente asymptotique de la luminosité aux temps longs). Donc le terme de gauche tend vers zéro, ce qui indique que celui de droite aussi.

Comportement asymptotique de la luminosité de l'éjecta : sous réserve d'être encore en phase photosphérique, la luminosité bolométrique de l'éjecta tend vers la puissance produite par la radioactivité de l'éjecta :

$$L(t) \simeq \dot{E}(t) \quad \text{pour } t_* \ll t \ll t_{\text{neb}}. \quad (17)$$

Ceci explique la décroissance exponentielle des courbes de lumière des supernovae (cf. Fig. 8) et prédit plutôt une décroissance en loi de puissance pour les kilonovae.

Solution complète. Pour obtenir la solution complète de l'Eq. 15, il faut préciser le terme de chauffage radioactif :

- *Cas des supernovae : décroissance exponentielle.* Pour les supernovae, le chauffage radioactif est dominé par la radioactivité du nickel 56. Il peut être mis sous la forme²⁵

$$\dot{E}(t) \simeq \frac{M_{\text{Ni}} q_*}{m_{\text{Ni}} \bar{\tau}} e^{-t/\bar{\tau}}, \quad (18)$$

avec $m_{\text{Ni}} \simeq 56 m_u$ la masse d'un noyau de nickel 56, $\bar{\tau} \simeq 111$ d la durée de vie moyenne du cobalt 56 et $q_* \simeq 4.4$ MeV la quantité d'énergie libérée par chaque désintégration d'un noyau de cobalt.

- *Cas des kilonovae : décroissance en loi de puissance.* Pour les kilonovae, la nucléosynthèse par capture rapide des neutrons produit un très grands nombres d'éléments lourds radioactifs, avec des durées de vie moyenne différentes. Les simulations détaillées²⁶ montrent alors que la superposition de toutes les décroissances exponentielles correspond plutôt à un terme de chauffage en loi de puissance :

$$\dot{E}(t) \simeq A M_{\text{ej}} t^{-\alpha}, \quad (19)$$

avec $A \simeq 6.6 \cdot 10^{42} \text{ W.M}_{\odot}^{-1} \cdot \text{s}^{\alpha}$ et $\alpha \simeq 1.3$.

Dans les deux cas, nous pouvons estimer l'échelle de temps caractéristique du chauffage radioactif :

$$t_{\text{heat}} \simeq \frac{U}{\dot{E}}. \quad (20)$$

Courbe de lumière bolométrique. La Fig. 18 montre le résultat de l'intégration de l'Eq. 15 avec les deux prescriptions simplifiées introduites ci-dessus pour le chauffage radioactif et les paramètres typiques de la Tab 2. Dans le cas des supernovae, la masse de nickel est prise égale à $0.1 M_{\odot}$ pour les supernovae gravitationnelles et $1.4 M_{\odot}$ pour la supernova thermonucléaire; le terme de chauffage radioactif \dot{E} est un peu plus précis que dans le texte ci-dessus puisqu'il tient compte de la décroissance du nickel en cobalt puis du cobalt en fer. Sur les courbes de lumière bolométriques, la partie en pointillés est montrée pour mieux voir le comportement asymptotique $L \simeq \dot{E}$ mais l'approximation d'un éjecta optiquement épais n'est plus valide²⁷ (phase nébulaire). Pour la supernova thermonucléaire et la kilonova, la courbe de lumière $\nu L_{\nu}/L_{\odot}$ est également montrée dans le bleu, le rouge et l'infrarouge afin de mettre en évidence l'évolution de la couleur liée au refroidissement. La comparaison avec la Fig. 8 montre que plusieurs aspects sont bien reproduits (ordres de grandeur de la durée du phénomène et de la luminosité au pic et comportement asymptotique par exemple) mais que la forme générale de la courbe de lumière

25. On tient compte ici du fait que le nickel se désintègre d'abord en cobalt puis le cobalt en fer. Comme la durée de vie moyenne du nickel (8.8 d) est très inférieure à celle du cobalt, on peut utiliser cette expression approchée qui revient à dire que le nickel se change instantanément en cobalt puis que le cobalt se désintègre sur une échelle de temps plus longue.

26. Voir par exemple Korobkin et al. 2013.

27. Le domaine de validité de l'une des deux hypothèses de notre modèle à une zone est donc clairement indiqué. En ce qui concerne l'hypothèse sur l'équation d'état, elle est généralement largement valide dans la phase photosphérique pour les supernovae de type Ia et les kilonovae, et la majeure partie de cette phase pour les supernovae gravitationnelles. Ceci est illustré dans ce dernier cas par la Fig. 19.

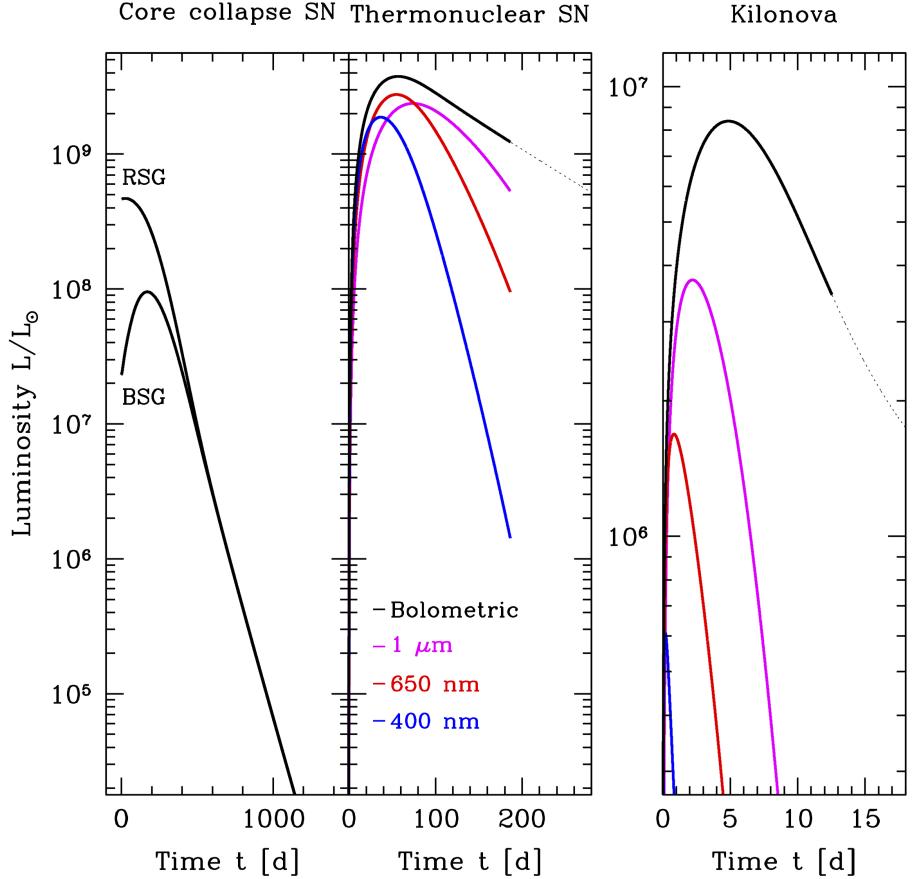


FIGURE 18 – Supernovae et kilonovae : modèle à une zone de la courbe de lumière. Les hypothèses du calcul sont précisées dans le texte (Crédits : F. Daigne).

reste assez approximative. Le chapitre sur les supernovae présentera une étude de l'impact de chaque paramètre physique sur cette courbe de lumière dans le cas des supernovae gravitationnelles, ce qui permettra d'identifier les conditions pour voir apparaître un plateau (SNII-P). Un effet important bien mis en évidence par la Fig. 18 est que la forme de la courbe de lumière et l'instant et l'intensité du pic dépendent de la longueur d'onde à laquelle on observe (à cause de l'évolution de la température de surface). Dans le cas des supernovae, des simulations hydrodynamiques couplées à un code de transfert radiatif permettent aujourd'hui de modéliser beaucoup plus finement à la fois la courbe de lumière et le spectre d'une supernova, ce qui permet dans plusieurs cas de contraindre assez fortement la nature de l'étoile parent.

3.4 Phase tardive : freinage et formation d'un reste

Après l'explosion, l'éjecta continue son expansion dans le milieu environnant. La physique est alors très semblable²⁸ pour tous les types de supernovae : une nébuleuse appelée *reste* (*ou vestige*) de supernova se forme. Pour les kilonovae, la même physique doit être à l'œuvre même si aucun « reste de kilonova » n'a encore été observé²⁹. Dans toutes les supernovae, l'enveloppe éjectée lors de l'explosion adopte une forme de « coquille » (son épaisseur devient petite par rapport à la distance parcourue depuis l'explosion), et elle suit une évolution dynamique bien comprise, qui passe par plusieurs phases, que nous allons décrire dans cette section. Du fait que l'enveloppe ne se

28. Pour les supernovae gravitationnelles il existe néanmoins une composante supplémentaire. Si un pulsar se forme et s'il n'est pas été éjecté par un *kick* initial, la région centrale des restes jeunes est dominée par l'émission liée à la production d'un vent depuis sa magnétosphère (cf. chapitre sur les pulsars) et à l'interaction de ce vent avec la région extérieure. On parle de *plérion* ou de nébuleuse de pulsar (*pulsar wind nebula*), comme dans l'exemple de la nébuleuse du Crabe (Fig. 4).

29. L'émission synchrotron due au freinage de l'éjecta de la kilonova par le milieu environnant devrait être détectable dans les années à venir pour GW170817.

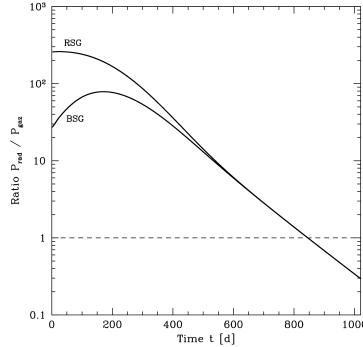


FIGURE 19 – Modèle à une zone de l’éjecta d’une supernova gravitationnelle : pression dominante. Le rapport de la pression du rayonnement $\frac{1}{3}aT^4$ à la pression du gaz $\rho kT/\mu m_p$ (avec $\mu = 1/2$ pour de l’hydrogène ionisé) est tracé au cours du temps pour une supernova gravitationnelle.

propage pas dans le vide mais dans le milieu interstellaire local³⁰, elle va être freinée. Une onde de choc, dite *choc avant*, va se propager dans le milieu environnant et une seconde onde de choc, dite *choc en retour*, va traverser l’enveloppe. Une fois cette traversée effectuée, le rayonnement va provenir principalement de la région du milieu extérieur qui vient d’être atteinte par le choc avant. Dans une approche simplifiée nous n’étudions donc dans la suite que la propagation de ce choc avant.

Choc avant : conditions de Rankine-Hugoniot. Supposons qu’au temps t , le choc avant se soit propagé dans le milieu environnant jusqu’en $R(t)$: voir schéma Fig. 20. On appelle $V(t) = \dot{R}(t)$ la vitesse du choc. Le milieu extérieur est supposé uniforme de densité n_{ext} avec une masse moyenne par particule $\mu_{\text{ext}}m_p$. Les conditions de choc fort indiquent que la vitesse v_* , la masse volumique ρ_* et la pression P_* juste derrière le choc valent

$$v_* = \frac{2}{\gamma + 1}V ; \rho_* = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}\rho_{\text{ext}}, ; P_* = \frac{2}{\gamma + 1}\rho_{\text{ext}}V^2 \quad (21)$$

avec

$$\rho_{\text{ext}} = n_{\text{ext}}\mu_{\text{ext}}m_p .$$

En pratique, le milieu interstellaire étant principalement constitué de gaz monoatomique, l’index adiabatique vaut $\gamma = 5/3$, soit

$$v_* = \frac{3}{4}V ; \rho_* = 4\rho_{\text{ext}}, ; P_* = \frac{3}{4}\rho_{\text{ext}}V^2 . \quad (22)$$

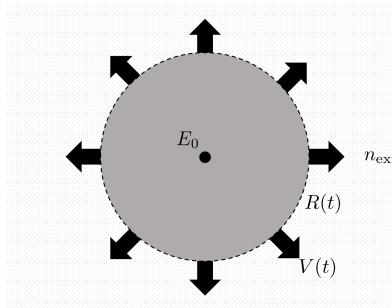


FIGURE 20 – Reste de supernova : schéma.

30. Pour une supernova gravitationnelle, il s’agit a priori d’un milieu relativement dense ($1 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$), représentatif des régions de formation d’étoiles. Pour une supernova thermonucléaire ou une kilonova, le milieu extérieur peut éventuellement être moins dense ($10^{-3} - 1 \text{ cm}^{-3}$), selon le délai entre la formation du système parent et l’explosion, qui peut permettre dans certains cas de migrer vers des régions moins denses de la galaxie hôte.

Choc avant : équpartition. Notons que les conditions de choc fort conduisent à l'équpartition. La densité spécifique d'énergie cinétique vaut en effet

$$\epsilon_{\text{kin},*} = \frac{1}{2}v_*^2 = \frac{2}{(\gamma+1)^2}V^2, \quad (23)$$

de même que la densité spécifique d'énergie interne :

$$\epsilon_{\text{int},*} = \frac{1}{\gamma-1}\frac{P_*}{\rho_*} = \frac{2}{(\gamma+1)^2}V^2 = \epsilon_{\text{kin}}. \quad (24)$$

Pour le gaz monoatomique, nous obtenons

$$\epsilon_{\text{kin},*} = \epsilon_{\text{int},*} = \frac{9}{32}V^2. \quad (25)$$

Modèle à une zone du milieu extérieur choqué. Dans l'esprit du modèle à une zone utilisé au début de ce chapitre, nous négligeons toute structure radiale dans la région choquée. Cela revient à considérer que les conditions physiques partout dans le milieu extérieur choqué sont données par les conditions de Rankine-Hugoniot au choc rappelées ci-dessus. Au temps t une partie de l'énergie cinétique de l'éjecta a été transmise au milieu extérieur balayé par l'onde de choc, à 50% sous forme cinétique et à 50% sous forme thermique. La conservation de l'énergie implique alors :

$$E_0 = E(t) + M_{\text{ext}}(t)(\epsilon_{\text{kin},*}(t) + \epsilon_{\text{int},*}(t)) = E(t) + \frac{4}{(\gamma+1)^2}M_{\text{ext}}(t)V^2(t), \quad (26)$$

avec $E_0 = \frac{1}{2}M_{\text{ej}}v_{\text{exp}}^2$ l'énergie cinétique initiale de l'éjecta³¹, $E(t)$ son énergie au temps t et $M_{\text{ext}}(t)$ la masse de milieu extérieur choquée :

$$M_{\text{ext}}(t) = \frac{4\pi}{3}R^3(t)\rho_{\text{ext}}. \quad (27)$$

Dans l'Eq. 26 ci-dessus, nous avons utilisé la continuité de la vitesse à la discontinuité de contact entre l'éjecta et le milieu extérieur choqué.

La phase d'expansion libre. Le freinage de l'éjecta est négligeable tant que $E(t) \simeq E_0$, soit (en utilisant $v_* \simeq v_{\text{exp}}$ dans cette phase d'expansion libre) :

$$M_{\text{ext}}(t)v_{\text{exp}}^2 \ll E_0 = \frac{1}{2}M_{\text{ej}}v_{\text{exp}}^2. \quad (28)$$

De manière assez intuitive la condition s'écrit simplement $M_{\text{ext}} \ll M_{\text{ej}}$. Il faut avoir balayé une masse comparable à celle de l'éjecta pour commencer à ressentir le freinage. Pour un milieu extérieur homogène, la phase d'expansion libre continue donc jusqu'à un rayon de décélération R_{dec} tel que $M_{\text{ext}}(R_{\text{dec}}) \simeq M_{\text{ej}}$ (nous adoptons $\mu_{\text{ext}} \sim 1$ pour les applications numériques) :

Ce rayon de décélération est atteint à une date $t_{\text{dec}} \simeq R_{\text{dec}}/v_{\text{exp}}$, soit

$$t_{\text{dec}} \simeq \left(\frac{3M_{\text{ej}}}{4\pi\rho_{\text{ext}}v_{\text{exp}}^3} \right)^{1/3} = \left(\frac{3E_0}{2\pi\rho_{\text{ext}}v_{\text{exp}}^5} \right)^{1/3}$$

$$\simeq \begin{cases} 1.1 \cdot 10^3 \text{ yr} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_{\text{ext}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} & (\text{SNII}) \\ 2.3 \cdot 10^2 \text{ yr} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{1.4 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_{\text{ext}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} & (\text{SNIa}) \\ 10 \text{ yr} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10^{-2} M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_{\text{ext}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} & (\text{KN}) \end{cases}$$

Nous notons que le temps de décélération se compte en années pour une kilonova, ce qui explique pourquoi le freinage de la kilonova associée à GW170817 pourrait être détectable dans les années à venir.

31. Pour les valeurs typiques de la Tab 2, cette énergie cinétique initiale est de l'ordre de 10^{44} J pour le supernovae et 10^{43} J pour une kilonova.

Rayon de décélération :

$$R_{\text{dec}} \simeq \left(\frac{3M_{\text{ej}}}{4\pi\rho_{\text{ext}}} \right)^{1/3} = \left(\frac{3E_0}{2\pi\rho_{\text{ext}}v_{\text{exp}}^2} \right)^{1/3} \quad (29)$$

$$\simeq \begin{cases} 4.6 \text{ pc} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_{\text{ext}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} & (\text{SNII}) \\ 2.4 \text{ pc} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{1.4 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_{\text{ext}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} & (\text{SNIa}) \\ 0.46 \text{ pc} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{10^{-2} M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_{\text{ext}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} & (\text{kilonova}) \end{cases} \quad (30)$$

Ces estimations confirment que le freinage est négligeable dans la phase initiale pendant laquelle la lumière de la supernova ou la kilonova est émise. En revanche notre modèle simple néglige un aspect important de la phase d'expansion initiale : comme mentionné ci-dessus, le début du freinage s'accompagne de la propagation d'un *choc en retour* qui se propage dans l'éjecta et qui peut être une source d'émission supplémentaire.

La phase de Sedov : restes jeunes. Une fois la décélération commencée, l'évolution est bien décrite par la solution auto-similaire de Taylor-Sedov. La solution complète est donnée dans l'annexe ???. Notre modèle à une zone permet d'en obtenir les caractéristiques essentielles. Les paramètres physiques du problème sont ρ_{ext} et E_0 . Formons un paramètre de similarité sans dimension³² :

$$\xi = \frac{R^5 \rho_{\text{ext}}}{E_0 t^2}. \quad (31)$$

Le fait que la solution soit auto-similaire indique que les conditions physiques (v , ρ , P) sont des fonctions de ξ et non de r et t indépendamment. Cette solution auto-similaire doit nécessairement vérifier la relation suivante pour le rayon atteint par le choc :

$$R(t) = \left(\frac{\xi_S E_0 t^2}{\rho_{\text{ext}}} \right)^{1/5}, \quad (32)$$

où ξ_S est la coordonnée sans dimension du choc. La vitesse du choc s'en déduit :

$$V(t) = \dot{R}(t) = \frac{2}{5} \left(\frac{\xi_S E_0}{\rho_{\text{ext}} t^3} \right)^{1/5}. \quad (33)$$

Sans même connaître la valeur de ξ_S , cette loi de freinage permet de dater un reste de supernova à partir de sa taille et de sa vitesse actuelles :

Âge d'un reste de supernova dans la phase de Sedov :

$$t = \frac{2}{5} \frac{R(t)}{V(t)} \simeq 590 \text{ yr} \left(\frac{R}{3 \text{ pc}} \right) \left(\frac{V}{2000 \text{ km.s}^{-1}} \right)^{-1}. \quad (34)$$

Dans le chapitre sur les supernovae, nous verrons qu'en appliquant ce résultat à la nébuleuse du Crabe nous obtenons un âge en bon accord avec l'âge réel (supernova observée en 1054) et l'âge du pulsar du Crabe mesuré (cf. chapitre sur les pulsars).

La valeur approchée de ξ_S s'obtient à partir de l'équation de conservation de l'énergie (Eq. 26 avec $\gamma = 5/3$, dans laquelle l'énergie de l'éjecta $E(t)$ est maintenant négligeable) :

$$\begin{aligned} E_0 &\simeq \frac{9}{16} M_{\text{ext}}(t) V^2(t) \\ &\simeq \frac{9}{16} \times \frac{4\pi}{3} R^3(t) \rho_{\text{ext}} \times V^2(t) \\ &\simeq \frac{9}{16} \times \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\xi_S E_0 t^2}{\rho_{\text{ext}}} \right)^{3/5} \rho_{\text{ext}} \times \frac{4}{25} \left(\frac{\xi_S E_0}{\rho_{\text{ext}} t^3} \right)^{2/5} \\ &\simeq \frac{3\pi}{25} \xi_S E_0 \end{aligned}$$

soit

$$\xi_S = \frac{25}{3\pi} \simeq 2.65. \quad (35)$$

32. N'importe quelle autre combinaison sans dimension de ρ_{ext} , E_0 , r et t convient et est bien sûr de la forme ξ^α .

Dans le cas général notre modèle à une zone donne $\xi_S = \frac{75(\gamma+1)^2}{64\pi}$.

La solution exacte correspond à $\bar{\xi}_S = 2.03$. En tenant compte de l'exposant $1/5$, le modèle à une zone ne sur-estime donc le rayon du choc que d'environ 5%. À partir de la valeur de $\bar{\xi}_S$ nous pouvons déduire le rayon et la vitesse de l'éjecta en fonction du temps :

Phase de Sedov d'un reste de supernova :

$$R(t) = 1.152 \left(\frac{E_0 t^2}{\rho_{\text{ext}}} \right)^{1/5} \quad (36)$$

$$\simeq 2.1 \text{ pc} \left(\frac{E_0}{10^{44} \text{ J}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_{\text{ext}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{t}{100 \text{ yr}} \right)^{2/5},$$

$$v(t) = 0.461 \left(\frac{E_0}{\rho_{\text{ext}} t^3} \right)^{1/5} \quad (37)$$

$$\simeq 8200 \text{ km.s}^{-1} \left(\frac{E_0}{10^{44} \text{ J}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_{\text{ext}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{t}{100 \text{ yr}} \right)^{-3/5}.$$

La mesure de la taille et de la vitesse du reste de supernova permet donc non seulement de mesurer son âge (voir ci-dessus) mais aussi de déduire l'énergie cinétique initiale, à condition de connaître la densité du milieu extérieur.

En appliquant ces résultats à la nébuleuse du crabe, on retrouve l'ordre de grandeur attendu pour l'énergie cinétique d'une supernova.

3.5 La phase radiative : restes âgés

La phase de Sedov décrit correctement l'expansion du reste de supernova tant que les pertes radiatives sont négligeables, c'est en effet une solution adiabatique d'après l'Eq. 26. Dans les restes âgés, cette hypothèse n'est plus correcte. Nous ne pouvons donc plus fonder notre modèle sur la conservation de l'énergie. En revanche, la conservation de la quantité de mouvement est bien sûr toujours valable. Nous pouvons donc étendre notre description simplifiée à cette phase tardive par un modèle dit du « chasse-neige » :

$$M_{\text{ext}} v_* = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho_{\text{ext}} \frac{2}{\gamma + 1} V \simeq \text{cst} \quad \text{soit} \quad R^3 V = \text{const.} \quad (38)$$

En appelant t_{rad} l'instant de la transition vers la phase radiative, nous pouvons déterminer la constante à partir de la solution de Sedov :

$$R^3(t) V(t) \simeq R_{\text{Sedov}}^3(t_{\text{rad}}) V_{\text{Sedov}}(t_{\text{rad}}) \simeq \frac{2}{5} \left(\frac{\xi_S E_0}{\rho_{\text{ext}}} \right)^{4/5} t_{\text{rad}}^{3/5}. \quad (39)$$

Cette équation s'intègre en

$$R^4(t) = \frac{2}{5} \left(\frac{\xi_S E_0}{\rho_{\text{ext}}} \right)^{4/5} t_{\text{rad}}^{3/5} t + \text{cst}. \quad (40)$$

La constante d'intégration s'obtient à nouveau avec la valeur de R à l'instant t_{rad} :

$$R(t) \simeq \left(\frac{3}{5} \right)^{1/4} R_{\text{Sedov}}(t_{\text{rad}}) \left(1 + \frac{2}{3} \frac{t}{t_{\text{rad}}} \right)^{1/4}. \quad (41)$$

Nous constatons que dans la phase radiative, $R \propto t^{1/4}$ au lieu de $R \propto t^{2/5}$ dans la phase de Sedov : l'expansion ralentit. Un exemple de reste de supernova âgé est donné par la nébuleuse de Véla ($t \simeq 10^4 \text{ yr}$).

Notons qu'en réalité, la symétrie sphérique n'est pas très bien vérifiée : plus la propagation progresse, plus elle laisse le temps à des instabilités hydrodynamiques d'avoir lieu, ce qui brise cette symétrie. La nébuleuse du Crabe (Fig. 4) montre par exemple une sous-structure très filamenteuse.

Processus de rayonnement dans les restes. Le milieu interstellaire choqué est chauffé par le choc avant que nous venons de décrire : la première source de rayonnement est donc l'émission thermique du milieu interstellaire choqué. Cependant, les ondes de choc favorisent l'émergence d'une population non-thermique de particules, accélérées par le croisement répété du front de choc (processus de Fermi). Le rayonnement des restes de supernovae (ou de kilonovae) est donc dominé par le rayonnement synchrotron d'électrons accélérés au choc. À haute énergie, une contribution supplémentaire peut être produite par diffusion de photons de basse énergie sur les électrons relativistes (diffusion Compton inverse). À titre d'exemple le spectre de la nébuleuse du Crabe se trouve dans le chapitre sur les pulsars.

4 Conclusion

Les modèles simplifiés proposés dans ce chapitre mettent l'accent sur la physique commune capable d'expliquer l'émission observée des supernovae gravitationnelles et thermonucléaires, et des kilonovae : la courbe de lumière reflète le refroidissement radiatif d'un éjecta chauffé par la radioactivité de noyaux fraîchement synthétisés et le reste qui se forme aux temps longs est la signature du freinage de cet éjecta par le milieu environnant. Les mécanismes physiques à l'origine de l'explosion initiale et l'éventuel objet final formé³³ sont en revanche très différents dans ces trois classes de phénomènes explosifs. Nous les étudierons dans des chapitres séparés consacrés aux supernovae thermonucléaires, aux supernovae gravitationnelles et aux coalescences d'étoiles à neutrons (avec la kilonova associée). Nous discuterons alors plus en détails les différentes émissions observées.

³³. Dans une supernova gravitationnelle standard, le cœur de l'étoile massive devient une étoile à neutrons. Dans une supernova thermonucléaire, la naine blanche parent est entièrement détruite, sans objet compact résiduel. Dans une coalescence de deux étoiles à neutrons responsable d'une kilonova, un objet très compact se forme : étoile à neutrons hypermassive ou trou noir.