

## La coalescence des objets compacts

Robert Mochkovitch

*Institut d'Astrophysique de Paris*

**Abstract.** Close binaries of compact stars (white dwarf or neutron stars) lose angular momentum due to the emission of gravitational radiation. This process eventually leads to the coalescence of the system where the less massive component is tidally destroyed. The merged object is made of a compact core in uniform rotation surrounded by a thick, differentially rotating disk. The subsequent evolution of the system is uncertain but may produce a gamma-ray burst (in the case of merging neutron stars), a type Ia supernova or a “magnetar” (in the case of merging white dwarfs).

### 1. Introduction

Les calculs d'évolution de systèmes binaires avec échange de masse ainsi qu'un nombre croissant d'observations indiquent que la Galaxie pourrait héberger une population non négligeable de binaires ultraserrées constituées d'objets compacts (naines blanches ou étoiles à neutrons). La perte de moment cinétique par émission de rayonnement gravitationnel conduit au rapprochement des deux composantes du système menant dans certains cas à une véritable coalescence des deux étoiles qui fusionnent alors en un temps très court, voisin de la période orbitale. L'évolution qui suit la coalescence est incertaine mais pourrait donner naissance à des phénomènes très énergétiques comme les sursauts gamma et les supernovae (de type Ia) ou à des objets exotiques comme les “magnétars” et les pulsars entourés de planètes. L'étude de la coalescence des objets compacts se développe rapidement et la présente revue propose un tour d'horizon rapide des résultats déjà obtenus et des voies de recherche actuellement explorées. Après l'énoncé des conditions nécessaires pour une coalescence (§2), seront décrites l'évolution précédant la coalescence (§3), la coalescence elle-même (§4), puis l'évolution ultérieure du système avec les différentes issues possibles (§5). Une conclusion rapide (§6) termine cette revue.

## 2. Conditions nécessaires pour la coalescence

La coalescence d'un système compact se produit à la suite du rapprochement des deux composantes par émission d'ondes gravitationnelles. Une première condition pour que la coalescence soit possible est donc simplement

$$\tau_{\text{GR}} \leq 10^{10} \text{ ans} \quad (1)$$

où

$$\tau_{\text{GR}} \simeq 2.5 \cdot 10^6 P_{\text{h}}^{8/3} \frac{(M_1 + M_2)^{1/3}}{M_1 M_2} \text{ ans} \quad (2a)$$

$$\simeq 2 \cdot 10^7 \left( \frac{A}{R_{\odot}} \right)^4 \frac{1}{M_1 M_2 (M_1 + M_2)} \text{ ans} \quad (2b)$$

est le temps caractéristique de perte de moment cinétique par émission d'ondes gravitationnelles ( $M_1$  et  $M_2$  sont les masses des composantes en masses solaires,  $P_{\text{h}}$  est la période du système exprimée en heures et  $A$  la séparation des composantes, l'orbite étant supposée circulaire; Landau & Lifchitz, 1970). Pour  $M_1 = M_2 = 1 M_{\odot}$ , la condition (1) correspond à  $P < 0.5$  jour et  $A < 4 R_{\odot}$ .

La seconde condition nécessaire pour une coalescence est que le transfert de masse se produise avec l'échelle de temps dynamique, voisine de la période  $P$  du système. La composante qui remplit la première son lobe de Roche est alors détruite en quelques révolutions orbitales. En raison de la relation masse-rayon des objets compacts (naines blanches ou étoiles à neutrons) c'est toujours la composante de plus faible masse (composante 2) qui déborde en premier du lobe de Roche. Le transfert de masse se produit ensuite de manière dynamique si le rayon de l'étoile  $R_2$  augmente plus rapidement que celui du lobe de Roche  $R_{\text{L}}$  alors que la masse  $M_2$  diminue soit

$$\xi_2 < \xi_{\text{L}} \quad \text{avec} \quad \xi_2 = \frac{d \text{Log } R_2}{d \text{Log } M_2} \quad \text{et} \quad \xi_{\text{L}} = \frac{d \text{Log } R_{\text{L}}}{d \text{Log } M_2} \quad (3)$$

(ne pas oublier que  $\xi_2$  et  $\xi_{\text{L}}$  sont tous deux négatifs). Si le transfert de masse peut être supposé conservatif on obtient à partir d'une expression approchée du rayon du lobe de Roche (Iben & Tutukov, 1984)

$$\xi_{\text{L}}|_{\text{cons}} \simeq 2 \frac{M_2}{M_1} - 1.56 \quad (4)$$

et il y a donc coalescence pour

$$\frac{M_2}{M_1} > 0.78 - \frac{|\xi_2|}{2} \quad (5)$$

Dans le cas des systèmes de deux étoiles à neutrons les masses des composantes sont voisines (c'est au moins vrai pour les trois exemples connus) et  $|\xi_2| \sim 1/3$  ce qui implique la coalescence. Si la composante 2 est une naine blanche (dans un système de deux naines blanches ou une binaire naine blanche – étoile à neutrons) la valeur de  $|\xi_2|$  augmente avec  $M_2$ . Ainsi, pour  $M_2 = 0.5 M_\odot$  la coalescence n'est possible que pour  $M_1 < 0.85 M_\odot$  mais dès que  $M_2 > 0.6 M_\odot$ ,  $|\xi_2| > 0.7$  et il y a coalescence pour tout  $M_2 \leq M_1 \leq M_{\text{Ch}} = 1.4 M_\odot$ .

### 3. Avant la coalescence

Les systèmes serrés d'objets compacts sont le résultat final de l'évolution de binaires après deux phases de transfert de masse quand les deux étoiles quittent successivement la séquence principale. De plus, quand une ou deux étoiles à neutrons sont présentes celles-ci ont été produites par l'explosion de supernovae dans le système. Les différents scénarios de formation de binaires serrées d'objets compacts et l'estimation de leur taux de production dans la Galaxie impliquent donc de connaître la réaction du système aux différents modes de transfert de masse ainsi qu'à l'explosion d'une supernova.

#### 3.1 Evolution conservative et non conservative

Selon la terminologie classique le transfert de masse peut de produire dans les cas A, B ou C selon l'état d'évolution de l'étoile qui remplit son lobe de Roche :

- Le cas A correspond à un transfert de masse démarrant alors que l'étoile est encore sur la séquence principale.
- Dans le cas B le transfert de masse a lieu alors que l'étoile monte la branche des géantes.
- Enfin, dans le cas C l'étoile est dans la phase AGB quand elle remplit pour la première fois son lobe de Roche.

L'afflux de masse sur la seconde composante peut se faire de manière conservative en conservant la masse et le moment cinétique totaux du système ou au contraire mener à la formation puis à la dispersion d'une enveloppe commune. Deux conditions doivent être satisfaites pour permettre un transfert conservatif : *i*) le rapport des masses  $M_2/M_1$  doit être suffisamment élevé ( $M_2/M_1 > 0.4$ ) et *ii*) l'enveloppe de l'étoile qui déborde du lobe de roche doit être radiative (Bhattacharya & van den Heuvel, 1991). Dans le cas d'une évolution conservative des relations très simples relient les masses à la séparation et à la période avant et après

le transfert de masse

$$\frac{A_f}{A} = \left( \frac{M_1 M_2}{M_1^f M_2^f} \right)^2, \quad \frac{P_f}{P} = \left( \frac{M_1 M_2}{M_1^f M_2^f} \right)^3 \quad (6)$$

où les quantités sans indice représentent la valeur initiale et l'indice f la valeur finale.

Dans le cas d'un transfert non conservatif avec formation d'une enveloppe commune, la séparation finale du système s'obtient en écrivant que l'enveloppe est dissipée grâce à l'énergie gravitationnelle libérée par le rapprochement des composantes soit

$$\frac{G(M_1 + M_2)M_e}{A} = \alpha_{\text{EC}} G M_1^f M_2 \left( \frac{1}{2A_f} - \frac{1}{2A} \right) \quad (7)$$

où  $M_e$  est la masse de l'enveloppe commune et  $\alpha_{\text{EC}}$  un coefficient d'efficacité dont la valeur est estimée voisine de l'unité par les simulations numériques (Webbink, 1984 ; Tutukov & Yungelson, 1979 ; Rasio & Livio, 1996). La dissipation d'une enveloppe commune réduit considérablement la séparation orbitale. Ainsi, dans le cas d'une binaire X où une étoile à neutrons de  $1.4 M_\odot$  est associée à une étoile de  $15 M_\odot$  qui met à nu son cœur d'hélium de  $4 M_\odot$  on a  $M_1 = 15 M_\odot$ ,  $M_1^f = 4 M_\odot$  et  $M_2 = 1.4 M_\odot$  ce qui, avec  $\alpha_{\text{EC}} = 1$  conduit à  $A^f/A = 1.5 \cdot 10^{-2}$  !

### 3.2 Explosion d'une supernova dans un système binaire

Quand une supernova explose dans un système binaire, les paramètres orbitaux peuvent être profondément modifiés, jusqu'à conduire à la destruction du système (et cela même si l'explosion est isotrope car la supernova n'explose pas au centre de masse). En notant

$$\mu = \frac{M_1^f + M_2}{M_1 + M_2} = 1 - \frac{M_{\text{ej}}}{M_1 + M_2} \quad (8)$$

où  $M_{\text{ej}}$  est la masse éjectée par la supernova, les paramètres finaux du système après une explosion isotrope s'écrivent

$$\frac{A_f}{A} = \frac{\mu}{2\mu - 1} \quad \text{et} \quad e = \frac{1 - \mu}{\mu} \quad (9)$$

l'excentricité  $e$  étant supposée nulle avant l'explosion (Flannery & van den Heuvel, 1975). Ces relations montrent que le système est brisé pour  $\mu < 1/2$ , c'est à dire si plus de la moitié de la masse totale des deux étoiles est éjectée dans l'explosion. Dans le cas d'une explosion asymétrique l'étoile à neutrons qui se forme reçoit une impulsion représentée par un

vecteur  $\vec{v}_0$  formant un angle  $\varphi$  avec la direction du mouvement orbital. Le système est alors brisé si

$$\mu < \frac{1}{2} + \frac{v_0}{v_{\text{rel}}} \cos \varphi + \frac{v_0^2}{2v_{\text{rel}}^2} \quad (10)$$

où  $v_{\text{rel}}$  est la vitesse relative des composantes sur l'orbite. Avec  $\mu = 0.7$  et  $v_0/v_{\text{rel}} = 0.5$  le système est brisé pour  $-80^\circ < \varphi < 80^\circ$  alors qu'il résistait dans le cas d'une explosion symétrique.

### 3.3 Exemples d'évolution de systèmes binaires serrés

L'évolution d'un système binaire serré depuis son origine jusqu'à la formation d'un couple d'objets compacts passe donc par deux épisodes de transfert de masse et l'explosion de une ou deux supernovae dans le cas des couples EN+NB et EN+EN. Les tableaux présentés ci-dessous illustrent les scénarios de formation d'un système de deux étoiles à neutrons analogue au pulsar binaire PSR 1913+16 et d'un système de deux naines blanches carbone-oxygène (CO) séparées de moins de  $3R_\odot$ .

Table 1.: *Exemple d'évolution conduisant à la formation d'un couple serré d'étoiles à neutrons tel que PSR 1913+16. Chaque étoile (de masse  $M$ ) met à nu un coeur d'hélium de masse  $M_{\text{HE}} \simeq 0.1 M^{1.2}$  avant d'exploser en supernova. La seconde explosion laisse le système avec une excentricité importante  $e \sim 0.6$ .*

$t$ ( $10^6$ ans)	$M_1 + M_2$	$P_{\text{orb}}$ (j)	$A$ ( $R_\odot$ )	
0	13+6.5	3.5	26	
12	2.5+17	27	103	B cons.
14	1.4+17	31	109	SN
20	1.4+3.2	0.05	0.95	B non cons. avec E.C.
22	1.4+1.4	0.3	2.7	SN

Table 2.: *Exemple d'évolution conduisant à la formation d'un couple de naines blanches carbone-oxygène séparées de  $3R_\odot$ .*

$t$ ( $10^8$ ans)	$M_1 + M_2$	$P_{\text{orb}}$ (j)	$A$ ( $R_\odot$ )	
0	5+3	10	40	
2	0.7+7.3	253	345	B cons.
2.8	0.7+1.2	0.44	3	C non cons. avec E.C.

La coalescence du pulsar binaire formé suivant le scénario du Tableau 1 se produira après  $3.5 \cdot 10^8$  ans environ ; celle du système des deux naines blanches après  $4 \cdot 10^9$  ans.

### 3.4 Taux de formation des binaires d'objets compacts

Le taux de formation des systèmes binaires d'objets compacts est largement incertain. Il dépend en effet d'un grand nombre de facteurs dont beaucoup sont mal connus. Le point de départ est le taux de formation des binaires dans la Galaxie qui peut formellement s'écrire

$$\Psi(M_1, q, A_0) \propto M_1^{-2.5} f(q) \mathcal{S}(A_0) \quad (11)$$

où  $M_1$  est la masse de la primaire,  $q = M_2/M_1 < 1$  le rapport des masses et  $A_0$  la séparation initiale. Les fonctions  $f(q)$  et  $\mathcal{S}(A_0)$  sont déterminées à partir des observations. Il faut ensuite faire évoluer le système et le suivre à travers les épisodes successifs de transfert de masse et les explosions de supernovae. Dans le cas d'un transfert non conservatif il faut adopter une valeur pour le paramètre  $\alpha_{\text{EC}}$ . De même, pour les explosions de supernovae une distribution en vitesse  $\mathcal{V}(\vec{v}_0)$  de l'impulsion reçue par l'étoile à neutrons doit être supposée. Idéalement, il est alors possible d'estimer le taux de formation des systèmes d'objets compacts en fonction de la masse des composantes  $M_1^f$ ,  $M_2^f$ , de la séparation  $A^f$  et de l'excentricité  $e$ . En pratique, les résultats dépendent bien sûr beaucoup des hypothèses faites sur  $\alpha_{\text{EC}}$  et  $\mathcal{V}(\vec{v}_0)$ . Pour le taux de formation des binaires d'étoiles à neutrons les meilleures estimations (Portegies Zwart & Yungelson, 1998) donnent

$$\tau_{\text{EN+EN}} \sim 1 - 3 \times 10^{-5} \text{ an}^{-1} \quad (12)$$

l'explosion des supernovae étant supposée asymétrique avec une vitesse  $v_0$  typique de  $500 \text{ km.s}^{-1}$  (avec des explosion symétriques la valeur de  $\tau_{\text{EN+EN}}$  est environ 10 fois plus élevée). Dans le cas des doubles naines blanches de période inférieure à 1 jour le taux de formation total (et celui des doubles naines blanches CO) valent respectivement (Saffer, Livio & Yungelson, 1998)

$$\tau_{\text{NB+NB}} \sim qq \cdot 10^{-2} \text{ an}^{-1} \quad \text{et} \quad \tau_{\text{CO+CO}} \sim qq \cdot 10^{-3} \text{ an}^{-1} \quad (13)$$

De manière plus précise les Fig.1 et 2 montrent comment se répartissent les doubles naines blanches (dans l'espace  $P_{\text{orb}} - M_1^f$ ) et les doubles étoiles à neutrons (dans l'espace  $e - P_{\text{orb}}$ ).

### 3.5 Systèmes connus

Les estimations précédentes sont comme on l'a vu très incertaines et il est donc peut-être plus raisonnable de directement partir à la recherche de systèmes doubles d'objets compacts dans la Galaxie. Trois

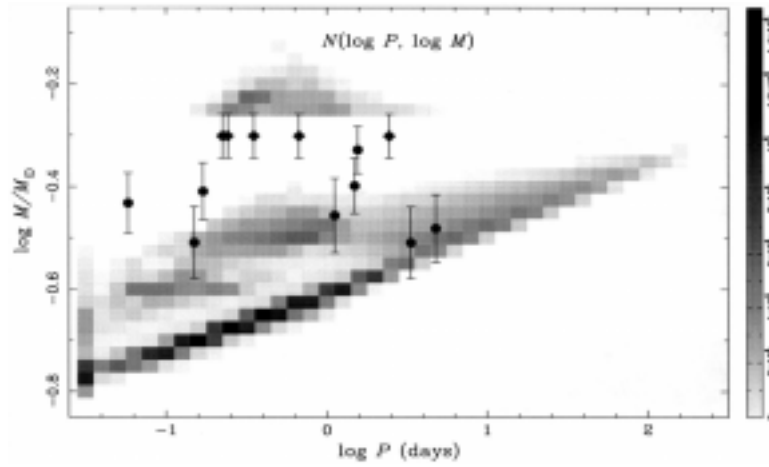


Figure 1.: *Distribution calculée des doubles naines blanches dans l'espace  $P_{\text{orb}} - M_1^f$ . L'échelle grisée donne une estimation du nombre de systèmes présents dans la Galaxie. La diagonale correspond aux systèmes constitués de deux naines blanches d'hélium et la bande supérieure aux systèmes de naines blanches CO. Les points représentent les systèmes de doubles naines blanches connus et les losanges ceux dans lesquels la primaire est une étoile sdB ; d'après Saffer, Livio & Yungelson, 1998.*

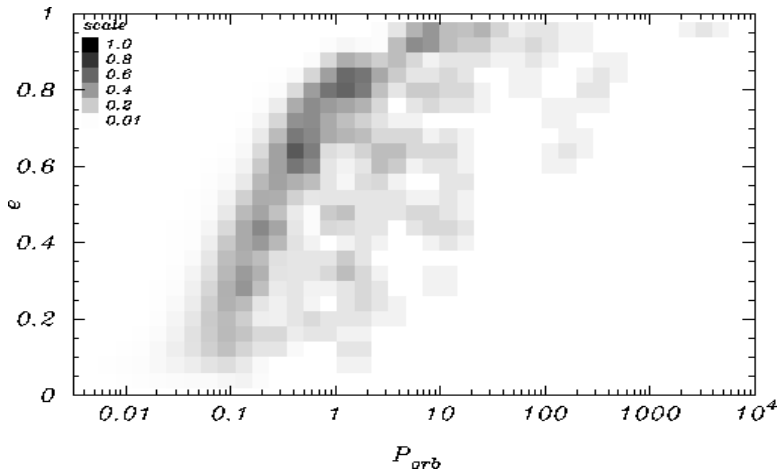


Figure 2.: *Distribution calculée dans l'espace  $e - P_{\text{orb}}$  des doubles étoiles à neutrons de moins de  $10^8$  ans. L'échelle grisée donne le nombre de systèmes en unité de 20 dans la Galaxie ; d'après Portegies Zwart & Yungelson, 1998.*

binaires d'étoiles à neutrons suffisamment serrées pour conduire à une coalescence sont actuellement connues. Leurs propriétés sont résumées dans la Table 3. Ce nombre est compatible avec l'estimation théorique du taux (Eq. 12) compte tenu du fait que la durée d'activité du pulsar qui permet la détection du système est voisine de  $10^6$  ans. La situation

Table 3.: *Les trois pulsars binaires serrés connus*

	$P_{\text{orb}}(\text{j})$	$e$	$\tau_{\text{GR}}(10^8 \text{ ans})$
PSR 1913+16	0.32	0.62	3.5
PSR 1534+12	0.42	0.27	8.5
PSR 2127+11	0.34	0.68	4.5

des doubles naines blanches est moins claire. La théorie prédit l'existence d'un grand nombre d'entre elles dans la Galaxie mais elles ne sont pas faciles à détecter en raison en particulier de la grande largeur des raies dans le spectre des naines blanches. Néanmoins, un certain nombre de binaires de naines blanches d'hélium ont été récemment mises en évidence (voir la Table 4 pour celles d'entre elles qui produiront une coalescence dans moins de  $10^{10}$  ans) ainsi que plusieurs systèmes très serrés constitués d'une naine blanche CO et d'une étoile sdB dont le stade final d'évolution sera également une naine blanche CO (représentés par des losanges sur la Fig. 1).

Table 4.: *Propriétés des trois systèmes les plus serrés constitués de deux naines blanches d'hélium*

	$P_{\text{orb}}(\text{j})$	$M_1$	$M_2$	$\tau_{\text{GR}}(10^8 \text{ ans})$
1101+364	0.15	0.34	0.3	6.5
0957+666	0.06	0.38	0.33	0.47
2331+290	0.17	0.39	0.32	7.6

Enfin, seul un cas de binaire serrée étoile à neutrons – naine blanche (PSR J0751+1807) était connu jusqu'à la découverte toute récente de deux nouveaux systèmes (Table 5). De plus, l'incertitude sur la masse de la naine blanche dans PSR J0751+1807 ne permettait pas de conclure que le transfert de masse se produira de manière dynamique et menera à la coalescence (cf. Eq. 5) contrairement à PSR J1756-5322 et surtout à PSR 1141-65 où la masse probable de la naine blanche approche  $1 M_{\odot}$ .



Table 5.: Propriétés des binaires étoiles à neutrons – naine blanche

	$P_{\text{orb}}(\text{j})$	$e$	$M_{\text{NB}}$	$\tau_{\text{GR}}(10^8 \text{ ans})$
PSR 0751+1807	0.25	0	$0.12 < M_{\text{NB}} < 0.6$	7
PSR 1756-5322	0.45	0	$> 0.55$	20
PSR 1141-66	0.2	0.17	0.95	1.6

#### 4. La dynamique de la coalescence

Au cours de la coalescence, l'étoile de plus faible masse qui remplit la première son lobe de Roche est détruite par effet de marée en quelques périodes orbitales. Les résultats des simulations numériques pour les doubles naines blanches et les doubles étoiles à neutrons (la coalescence étoile à neutrons – naine blanche n'a pas encore été étudiée en détail) sont très similaires, avec dans le second cas les distances et les temps caractéristiques respectivement réduits d'un facteur  $F \sim \text{qq } 10^2$  et  $F^{3/2}$  et les densités augmentées de  $F^3$  (Benz, Thielemann & Hills, 1989; Rasio & Shapiro, 1995; Davies et al, 1994; Ruffert, Janka & Schaefer, 1996). La figure 3 illustre le déroulement de la coalescence dans un système constitué de deux naines blanches de masses respectives 0.9 et 0.6  $M_{\odot}$  (Segretain, Chabrier & Mochkovitch, 1997). Le processus est essentiellement terminé au bout de 1.5 mn avec la formation d'un coeur en rotation uniforme entouré d'un disque épais en rotation différentielle où la vitesse angulaire  $\Omega \propto r^{-1.5}$ . Environ 1% de la masse totale du système est éjecté au delà de la vitesse de libération. La région de transition entre le coeur et le disque est fortement chauffée à la suite de la dissipation d'énergie dans des chocs. La température atteinte,  $T_{\text{max}} \sim 5 \cdot 10^8$  K, est voisine du seuil d'allumage du carbone. La coalescence de deux étoiles à neutrons conduit en quelques millisecondes (conformément à la loi d'échelle indiquée ci-dessus) à un objet de structure comparable où la température à l'interface coeur – disque peut dépasser 10 MeV. La Fig. 4 représente deux états possibles du système à l'issue de la coalescence de deux étoiles à neutrons de 1.4  $M_{\odot}$  avec ou sans spin initial (Rosswog et al, 2000). Le coeur central en rotation quasi-uniforme a une masse de 2.5  $M_{\odot}$  et la masse du disque est donc voisine de 0.3  $M_{\odot}$ .

#### 5. L'évolution après la coalescence

##### 5.1 Contexte général

L'évolution qui suit la coalescence est dans la plupart des cas très incertaine et a été encore peu explorée. Une grande variété de voies évolutives sont possibles selon la nature, la masse ou la composition des

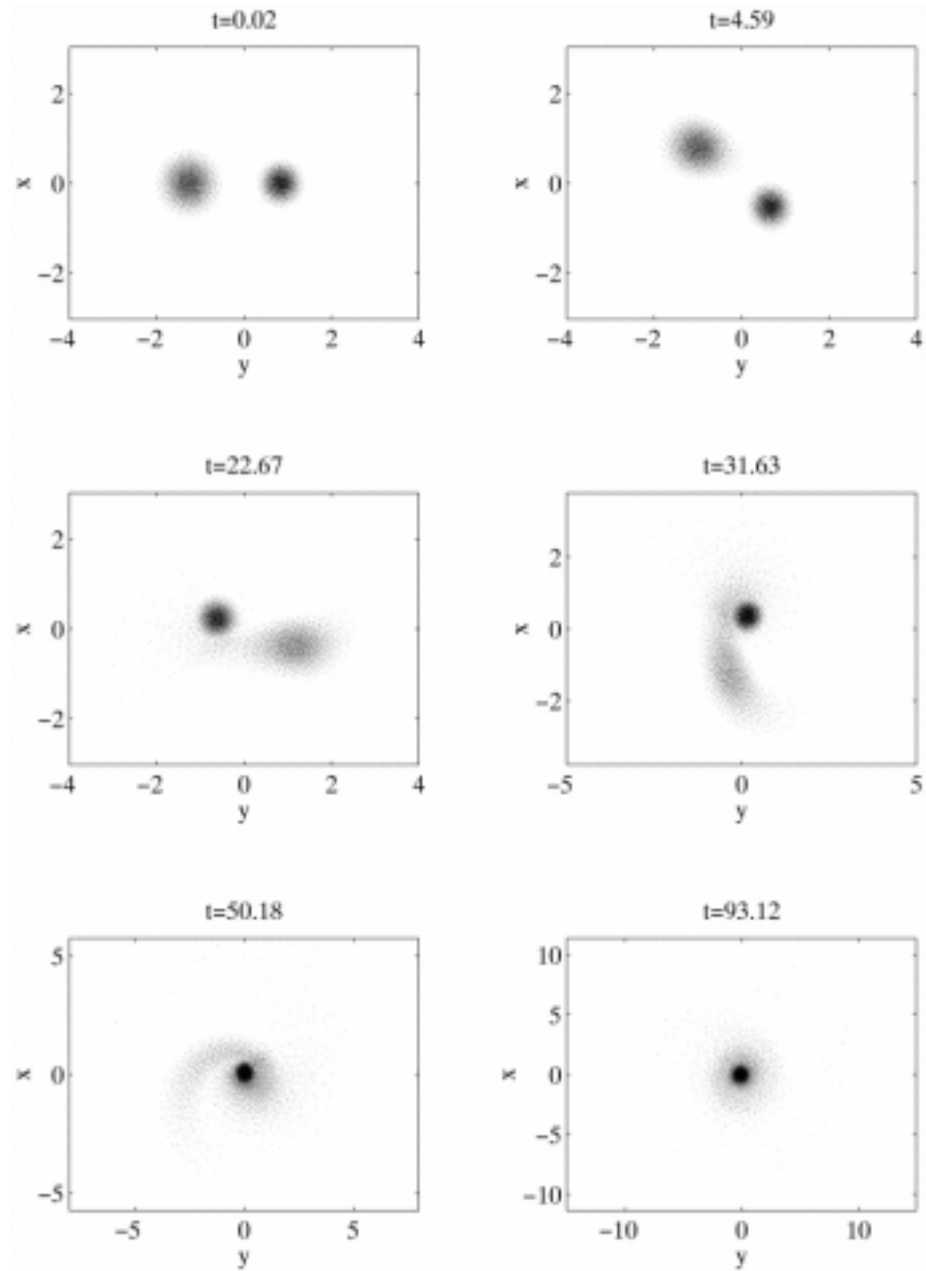


Figure 3.: *Simulation SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) de la coalescence de deux naines blanches de masse respectives  $0.9$  et  $0.6 M_{\odot}$ . La naine blanche de  $0.6 M_{\odot}$  déborde de son lobe de Roche puis “s’enroule” autour de la naine blanche la plus massive avant de former un disque épais après environ  $1.5$  mn. Les temps sont en s et l’unité sur les axes  $x$  et  $y$  vaut  $10^9$  cm ; d’après Segretain, Chabrier & Mochkovitch, 1997.*

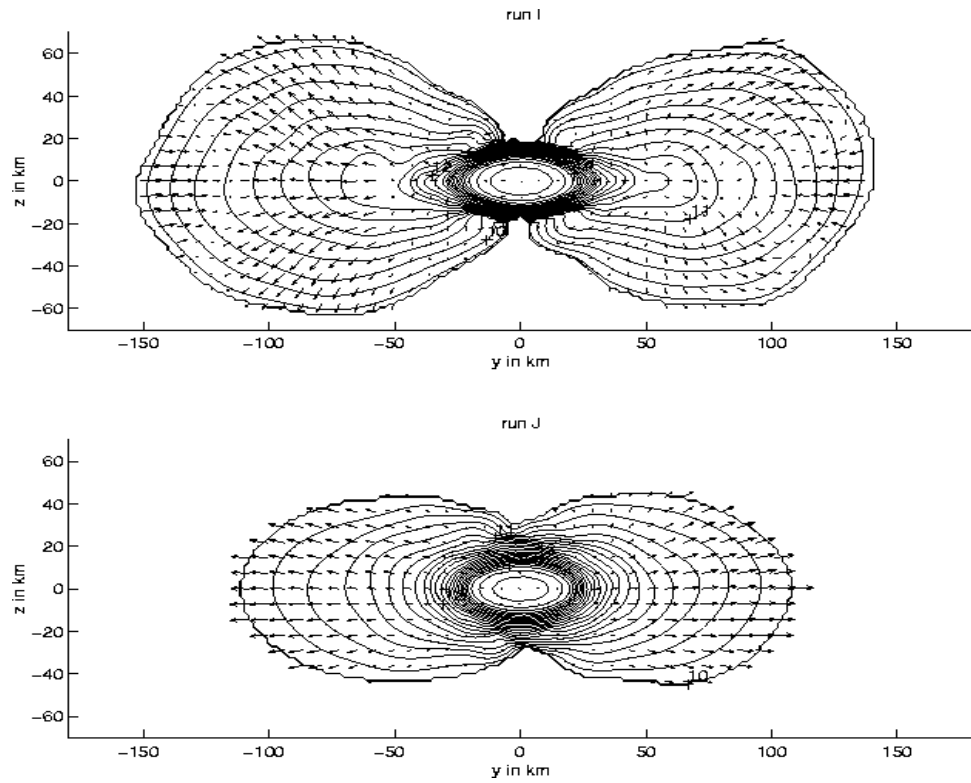


Figure 4.: *Objet résultant de la coalescence de deux étoiles à neutrons de  $1.4 M_{\odot}$ . Dans le cas I le spin initial des deux étoiles est nul alors que dans le cas J il est en contre-rotation par rapport au mouvement orbital; d'après Rosswog et al, 2000.*

étoiles du système. Quelques-unes d'entre elles sont explorées ci-dessous.

### 5.2 Doubles étoiles à neutrons

Avant même d'étudier l'évolution ultérieure du système il faut considérer les quelques instants qui précèdent et qui suivent la coalescence et qui sont susceptibles d'avoir des conséquences astrophysiques de grande importance.

Juste avant la coalescence le système génère en effet un train très intense d'ondes gravitationnelles de fréquence comprise entre 100 Hz et 1 kHz et d'amplitude

$$h \simeq 4 \cdot 10^{-22} \left( \frac{100 \text{ Mpc}}{D} \right) \left( \frac{100 \text{ Hz}}{f} \right)^{1/6} \quad (14)$$

qui devrait être détecté jusqu'à une distance  $D \sim 100$  Mpc par les interféromètres VIRGO/LIGO de seconde génération (Thorne, 1988).

Par ailleurs, au moment de la coalescence de  $1$  à  $3 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$  de matière neutronique sont éjectés par le système. Ceux-ci vont alors subir une décompression rapide qui va donner naissance à des éléments riches en neutrons (éléments r). La source généralement considérée pour les éléments r – l'explosion des supernovae – pourrait ainsi être concurrencée par les coalescences si les estimations du taux  $\tau_{\text{EN+EN}}$  (Eq. 12) sont correctes (Rosswog et al, 1998).

Très peu de temps après la coalescence, après avoir éventuellement accréte une petite partie de la matière du disque, le coeur central s'effondre en trou noir. Cette phase n'a pas encore été traitée de manière détaillée car elle représente un formidable problème d'hydrodynamique relativiste. Cependant, et pour la plupart des équations d'état, la formation d'un trou noir immédiatement après la coalescence semble l'hypothèse la plus vraisemblable. Ce trou noir emporte une grande quantité de moment cinétique et son paramètre de rotation  $a = Jc/GM_{\text{TN}}^2$  dépasse 0.5 ( $M_{\text{TN}}$  est la masse du trou noir). La matière du disque continue ensuite d'être accrétée par le trou noir en un temps caractéristique

$$\tau_{\text{acc}} \sim \frac{R_{\text{D}}^2}{\nu_{\text{turb}}}$$

où  $R_{\text{D}}$  est le rayon du disque et  $\nu_{\text{turb}}$  la viscosité turbulente. Cette dernière est évidemment très mal connue mais le temps  $\tau_{\text{acc}}$  est probablement très court, peut-être voisin de la seconde (Ruffert & Janka, 1999). La puissance produite par l'accrétion de la matière du disque vaut alors

$$L_{\text{acc}} = 1 - 70 \times 10^{53} \dot{M}_{\text{D}} \text{ erg.s}^{-1} \quad (15)$$

où  $\dot{M}_D$  est le taux d'accrétion de la matière du disque par le trou noir (en  $M_\odot.s^{-1}$ ). Les deux valeurs extrêmes correspondent respectivement à un trou noir de Schwarzschild ( $a = 0$ ) et à un trou noir de Kerr extrême ( $a = 1$ ). D'autre part, si un champ magnétique très intense ( $B \sim 10^{15}$  G) se développe dans le disque et est ensuite transporté par accrétion dans le trou noir, l'effet Blandford-Znajek (Blandford & Znajek, 1977) permet d'extraire directement l'énergie de rotation du trou noir à un taux

$$L_{BZ} \sim 5 \cdot 10^{51} a^2 \left( \frac{B}{10^{15} \text{ G}} \right)^2 \left( \frac{M_{\text{TN}}}{3 M_\odot} \right)^2 \text{ erg.s}^{-1} \quad (16)$$

Si l'énergie produite par effet Blandford-Znajek ou une fraction ( $\sim 10\%$ ) de l'énergie produite par accrétion peut être finalement rayonnée par le système dans le domaine gamma, la coalescence de deux étoiles à neutrons pourrait être à l'origine des sursauts gamma.

Les sursauts gamma sont en effet des événements brefs (de 1 ms à 1000 s), rapidement variables, émettant typiquement entre 100 keV et 1 MeV. Leur distance est restée inconnue jusqu'au lancement du satellite Beppo SAX qui permit à partir de 1997 une localisation à la fois rapide (quelques heures) et précise ( $10'$ ). Des télescopes optiques ont alors pu mettre en évidence des contreparties aux sursauts (les "afterglows") et mesurer des redshifts entre 0.4 et 4.5. A ces distances cosmologiques la puissance rayonnée par les sursauts est gigantesque

$$L_\gamma \sim 10^{51} \left( \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right) \text{ erg.s}^{-1} \quad (17)$$

où  $\Delta\Omega/4\pi$  est la fraction d'angle solide dans laquelle l'énergie est canalisée. La fréquence moyenne des sursauts par galaxie vaut

$$\tau_{\text{gal}} \sim 10^{-6} \left( \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right)^{-1} \text{ an}^{-1} \quad (18)$$

de sorte qu'une focalisation du rayonnement allège la contrainte énergétique en imposant bien sûr un plus grand nombre de sources. La comparaison des valeurs de  $L_\gamma$  et  $\tau_{\text{gal}}$  à  $L_{\text{acc}}$ ,  $L_{BZ}$  et  $\tau_{\text{EN+EN}}$  ainsi que la capacité pour des objets compacts à être très rapidement variables a conduit faire de la coalescence d'étoiles à neutrons un candidat naturel pour expliquer les sursauts.

Un certain nombre de résultats observationnels ont cependant récemment contredit ce scénario. Tout d'abord certains sursauts ont rayonné une telle quantité d'énergie qu'il faut invoquer une focalisation importante de l'émission pour les expliquer ce qui conduit alors à un conflit entre  $\tau_{\text{Gal}}$  et  $\tau_{\text{EN+EN}}$ . Plus grave encore, la localisation des contreparties

optiques dans leur galaxie-hôte associe les sursauts à la très jeune population stellaire. La coalescence réclame au contraire un long temps de rapprochement des deux étoiles au cours duquel le système migre loin de son lieu de formation. Pour expliquer les sursauts la préférence va donc aujourd'hui aux "collapsars" qui correspondent à l'effondrement en trou noir d'étoiles très massives (Woosley, 1993 ; Paczynski, 1998). Les coalescences n'ont cependant peut-être pas dit leur dernier mot car les sursauts localisés par Beppo SAX appartiennent tous à la classe des sursauts longs. Rien n'est connu sur la sous-classe des sursauts courts (de durée  $\sim 0.1$  s) qui devraient pouvoir être observés par le satellite HETE2 récemment lancé. S'ils étaient plutôt trouvés à la périphérie de leur galaxie-hôte, l'hypothèse des coalescences se trouverait relancée.

### 5.3 les doubles naines blanches

- Les systèmes He+He

La masse totale des systèmes composés de naines blanches d'hélium est toujours inférieure à  $1 M_{\odot}$ . Leur évolution probable après la coalescence (aucune simulation détaillée n'est disponible) est la formation d'une naine blanche CO (à la suite de l'allumage de l'hélium) en rotation très rapide. Dans les systèmes constitués d'une naine blanche CO et d'une naine blanche d'hélium, l'équation (5) avec la valeur  $|\xi_2| = 1/3$  (appropriée pour les naines blanches de faible masse) montre que dans la majorité des cas la coalescence n'a pas lieu. L'hélium est transféré sur la naine blanche CO avec un temps caractéristique proche de  $\tau_{GR}$ .

- Les systèmes CO+CO

Dans le cas où la masse totale du système est inférieure à la limite de Chandrasekar, l'évolution qui suit la coalescence mène à l'allumage du carbone à l'interface cœur-disque. L'objet résultant est une naine blanche massive, composée d'oxygène, de néon et de magnésium (les cendres nucléaires du carbone) en rotation très rapide et probablement fortement magnétisée. Quelques naines blanches possédant ces caractéristiques ont été effectivement observées et se sont donc probablement formées par coalescence. (Segretain, Chabrier & Mochkovitch, 1997 ; King, Pringle & Wickramasinghe, 2000)

Si la masse totale du système dépasse la limite de Chandrasekar la question de l'explosion possible d'une supernova (de Type Ia) se pose naturellement. Dans le scénario standard où la naine blanche accrete lentement la matière d'un compagnon il est souvent compliqué d'approcher la limite de Chandrasekhar en raison des éjections de masse de type nova qui se produisent périodiquement. La coalescence apporte une solution élégante à ce problème mais d'autres difficultés apparaissent. L'allumage du carbone se produit en effet hors du centre dans un mi-

lieu peu dégénéré et n'est donc pas immédiatement explosif (Mochkovitch & Livio, 1989, 1990). La composition du coeur passe à un mélange d'oxygène, de néon et de magnésium et sa masse augmente par accrétion de la matière du disque. Quand elle approche la limite de Chandrasekhar les captures électroniques sur le magnésium conduisent à un effondrement plutôt qu'à une explosion (Mochkovitch, Guerrero & Segretain, 1997). Une étoile à neutrons en rotation ultra-rapide se forme alors, pouvant aussi posséder un très fort champ magnétique ( $B > 10^{15}$  G) si la rotation différentielle du disque a pu amplifier le champ avant la coalescence. Ces propriétés sont voisines de celles des "magnétars" classe récemment identifiée d'étoiles à neutrons ultra-magnétisée.

Enfin, si une partie du matériel du disque survit à l'effondrement et reste en rotation autour de l'étoile à neutrons, des planètes pourraient s'y former et produire un objet comparable à PSR 1257+12 (Podsiadlowski, Pringle & Rees, 1991). PSR 1257+12 est un pulsar milliseconde ( $P_{\text{puls}} = 7$  ms) accompagné d'au moins 3 planètes de masse comparable à celle de la Terre et située à moins de 1 UA du pulsar (une éventuelle quatrième planète pourrait être à la fois plus massive et plus éloignée).

#### 5.4 les systèmes étoiles à neutrons–naines blanches

La destruction d'une naine blanche dans le champ de marée d'une étoile à neutrons n'a été que très peu étudiée. L'accrétion par l'étoile à neutrons de la matière du disque constitué des restes de la naine blanche va accélérer sa rotation. La formation d'un pulsar milliseconde est donc probable avec à nouveau la possibilité de produire des planètes dans le disque restant pour conduire à un objet du type de PSR 1257+12. Bien sûr, tout cela reste hypothétique puisqu'aucun calcul détaillé n'est disponible.

## 6. Conclusion

L'étude de la coalescence des objets compacts s'est considérablement développée au cours des dernières années aussi bien du point de vue théorique que de la recherche observationnelle de binaires très serrées de naines blanches ou d'étoiles à neutrons. Si la formation de tels systèmes et même la dynamique de leur coalescence semble aujourd'hui raisonnablement comprise, il en va tout autrement de l'évolution ultérieure de l'objet résultant. Beaucoup reste à faire dans ce domaine pour répondre à des questions aussi cruciales que celles relatives au lien possible entre coalescence d'étoiles à neutrons et sursauts gamma ou coalescence de naines blanches et SN Ia, magnétars ou pulsars accompagnés de planètes.

**Références**

- [1] Benz, W., Thielemann, F.K., Hills, J.G., 1989, *ApJ*, 342, 986
- [2] Bhattacharya, D., van de Heuvel, E.P.J., 1991, *Phys. Rep.* 203, 1
- [3] Blandford, R.D., Znajek, R.L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
- [4] Davies, M.B., Benz, W., Thielemann, F.K., Piran, T., 1994, *ApJ*, 431, 742
- [5] Flannery, B.P., van den Heuvel, E.P.J., 1975, *A&A*, 39, 61
- [6] Iben, I., Tutukov, A.V., 1984, *ApJ Suppl.*, 54, 335
- [7] King, A.R., Pringle, J.E., Wickramasinghe, D.T., 2000, *Astro-ph* 0011150
- [8] Landau, L., Lifchitz, E., 1970, *Théorie des Champs*, Mir
- [9] Mochkovitch, R., Livio, M., 1989, *A&A*, 209, 111
- [10] Mochkovitch, R., Livio, M., 1990, *A&A*, 236, 378
- [11] Mochkovitch, R., Guerrero, J., Segretain, L., 1997, in *Thermonuclear Supernovae*, Kluwer, p. 187
- [12] Paczynski, B., 1998, *ApJ*, 494, L45
- [13] Podsiadlowski, P., Pringle, J.E., Rees, M.J., 1991, *Nature*, 352, 783
- [14] Portegies Zwart, S.F., Yungelson, L.R., *A&A*, 332, 173
- [15] Rasio, F.A., Livio, M., 1996, *ApJ*, 471, 366
- [16] Rasio, F.A., Shapiro, S.L., 1995, *ApJ*, 438, 887
- [17] Rosswog, S., Thielemann, F.K., Davies, M.B., et al., 1998, in *Proceedings of the 9th workshop on Nuclear Astrophysics*, Eds Wolfgang Hillebrandt and Ewald Muller, p.103
- [18] Rosswog, S., Davies, M.B., Thielemann, F.K., et al., 2000, *A&A*, 360, 171
- [19] Ruffert, M., Janka, H.T., 1999, *A&A*, 344, 573
- [20] Ruffert, M., Janka, H.T., Schaefer, G., 1996, *A&A*, 311, 532
- [21] Segretain, L., Chabrier, G., Mochkovitch, R., 1997, *ApJ*, 481, 355
- [22] Saffer, R.A., Livio, M., Yungelson, L. R., 1998, *ApJ*, 502, 394
- [23] Thorne, K.S., 1988, *Gravitational Radiation*, Cambridge Univ. Press
- [24] Tutukov, A.V., Yungelson, L.R., 1979, in *Mass loss and evolution of O stars*, Kluwer, p. 401
- [25] Webbink, R.F., 1984, *ApJ*, 277, 375
- [26] Woosley, S.E., 1993, *ApJ*, 405, 273